



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

Τομέας Συστημάτων Μετάδοσης Πληροφορίας και Τεχνολογίας Υλικών

**Προσδιορισμός της Επιτρεπτότητας και Διαπερατότητας Μαγνητοηλεκτρικών
Υλικών με τη χρήση Παραμέτρων Σκέδασης**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΗΛΙΑΣ Α. ΤΣΙΑΧΡΗΣΤΟΣ

Ακαδημαϊκός Επιβλέπων

Γεώργιος Φικιώρης
Αν. Καθηγητής ΕΜΠ

Ερευνητικός Επιβλέπων

Μιχάλης Πίσσας
Δ. Ερευνών ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος

Αθήνα, Οκτώβριος 2014



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

**ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΑΣ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ
ΥΛΙΚΩΝ**

**Προσδιορισμός της Επιτρεπτότητας και Διαπερατότητας Μαγνητοηλεκτρικών
Υλικών με τη χρήση Παραμέτρων Σκέδασης**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΗΛΙΑΣ Α. ΤΣΙΑΧΡΗΣΤΟΣ

Ακαδημαϊκός Επιβλέπων

Γεώργιος Φικιώρης
Αν. Καθηγητής ΕΜΠ

Ερευνητικός Επιβλέπων

Μιχάλης Πίσσας
Δ. Ερευνών ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος

Εγκρίθηκε απο την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 29^η Οκτωβρίου 2014

.....
Μιχάλης Πίσσας
Δ. Ερευνών ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος

.....
Γεώργιος Φικιώρης
Αν. Καθηγητής ΕΜΠ

.....
Χρήστος Κανιάλης
Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Οκτώβριος 2014

Αυτή η εργασία είναι μέρος του ερευνητικού προγράμματος "Μαγνητοηλεκτρικά Υλικά σε Κεραίες με Μεταβαλλόμενα Χαρακτηριστικά - MAGnetoELectric materials in reconfigurabLe ANtennas" (MAGELLAN), το οποίο έχει συγχρηματοδοτηθεί από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο – ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ) – Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: ΘΑΛΗΣ. Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου.



ΕΚΕΦΕ "ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ", Ινστιτούτο Πληροφορικής και Τηλεπικοινωνιών
ΕΚΕΦΕ "ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ", Ινστιτούτο Προηγμένων Υλικών, Φυσικοχημικών
Διεργασιών, Νανοτεχνολογίας και Μικροσυστημάτων



ΕΜΠ, Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών

.....
Ηλίας Α. Τσιαχρήστος

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © 2014 - Ηλίας Α. Τσιαχρήστος 2014

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.

Η διπλωματική εργασία συντάχθηκε στο πρόγραμμα επεξεργασίας κειμένου \TeX Studio. Η μεταγλώττιση του πηγαίου κειμένου σε αρχείο PDF έγινε από τη μηχανή \XeLaTeX της διανομής \MiKTeX 2.9.

Περίληψη

Σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι ο προσδιορισμός της διηλεκτρικής επιτρεπτότητας και της μαγνητικής διαπερατότητας υλικών με τη μέθοδο της Ανάκλασης/Διάδοσης. Για τον σκοπό αυτό, χρησιμοποιήθηκε ένας κυματοδηγός ορθογώνιας διατομής, εντός του οποίου τοποθετήθηκε το προς μελέτη υλικό και μετρήθηκαν οι παράμετροι σκέδασης της διάταξης με Διανυσματικό Αναλυτή Δικτύων. Από αυτές καταλήξαμε στις τιμές της επιτρεπτότητας και της διαπερατότητας των υλικών που μελετήσαμε ακολουθώντας δύο διαφορετικές προσεγγίσεις, η κάθε μια για διαφορετική κατηγορία υλικού.

Η πρώτη προσέγγιση αφορούσε διηλεκτρικά υλικά χωρίς μαγνητικές ιδιότητες. Κατ' αρχήν, επιλύοντας το αντίστοιχο ηλεκτρομαγνητικό πρόβλημα εκφράσαμε τις παραμέτρους σκέδασης ως συνάρτηση των χαρακτηριστικών του διαδιδόμενου και του ανακλώμενου κύματος εντός του κυματοδηγού με σκοπό να έχουμε μια αναλυτική σχέση μεταξύ των παραμέτρων σκέδασης και της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς. Εν συνεχεία προσδιορίσαμε με μεγάλη ακρίβεια την τιμή της διηλεκτρικής σταθεράς κάνοντας χρήση της συνθήκης μη ανάκλασης από το δοκίμιο σε συχνότητες στις οποίες το μήκος του δοκιμίου στο εσωτερικό του κυματοδηγού ήταν ακέραιο πολλαπλάσιο του μισού μήκους κύματος μέσα στο υλικό. Εφαρμογή της μεθόδου έγινε στο πολυμερές Poly(methyl methacrylate)-PMMA με τα αποτελέσματα να βρίσκονται σε πολύ καλή συμφωνία με αυτά της βιβλιογραφίας.

Η δεύτερη κατηγορία υλικών που μελετήσαμε ήταν φερριτές, υλικά των οποίων η διαπερατότητα παρουσία στατικού μαγνητικού πεδίου περιγράφεται από ένα μη συμμετρικό τανυστή δεύτερης τάξης. Σε αυτήν την περίπτωση υλικών είχαμε να προσδιορίσουμε τη διηλεκτρική επιτρεπτότητα και τα στοιχεία του τανυστή της μαγνητικής διαπερατότητας. Την επιτρεπτότητα την υπολογίσαμε απουσία μαγνητικού πεδίου χρησιμοποιώντας την προηγούμενη μέθοδο που εφαρμόσαμε και σε διηλεκτρικά υλικά.

Για τη μαγνητική διαπερατότητα, όμως, παρουσία μαγνητικού πεδίου ακολουθήσαμε μια διαφορετική προσέγγιση. Εκτελέσαμε προσομοίωση της διάταξης με τη χρήση του υπολογιστικού πακέτου CST Microwave Studio, με τις παραμέτρους της προσομοίωσης να είναι η μαγνήτιση και το εύρος ημίσεος πλάτους του υλικού. Η μαγνήτιση του υλικού προσδιορίστηκε με μαγνητικές μετρήσεις και, έτσι, έμεινε μόνο μια ελεύθερη παράμετρος. Έτσι, καταφέραμε να καταλήξουμε με σημαντική ακρίβεια σε εκείνη την τιμή του εύρους ημίσεος πλάτους για την οποία είχαμε ταύτιση μεταξύ των αποτελεσμάτων των προσομοιώσεων για διαφορετικές τιμές του πεδίου με τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα. Έπειτα, έχοντας προσδιορίσει τη μαγνήτιση του υλικού και το εύρος ημίσεος πλάτους μπορέσαμε να υπολογίσουμε τη διαπερατότητα. Ως υλικό χρησιμοποιήθηκε το $Y_3Fe_5O_{12}$ ένα σιδηρομαγνητικό υλικό με ευρεία εφαρμογή στη μικροκυματική τεχνολογία.

Στην εργασία αυτή καταφέραμε να αναπτύξουμε μια απλή μεθοδολογία προσδιορισμού των ηλεκτρομαγνητικών χαρακτηριστικών γυροτροπικών υλικών με σημαντική ακρίβεια στη μικροκυματική περιοχή του φάσματος, και συγκεκριμένα, στο εύρος συχνοτήτων από 8-15 GHz. Το παραπάνω εύρος το επέβαλαν οι διαστάσεις του κυματοδηγού και η απαίτηση μας να έχουμε κυματοδηγήση ενός μόνο ρυθμού.

Η εργασία αποτελείται από πέντε ενότητες. Στην πρώτη ενότητα συνοψίσαμε τις βασικές έννοιες του μαγνητισμού και κάναμε μια σύντομη περιγραφή των κατηγοριών μαγνητικών υλικών. Έπειτα στρέψαμε το ενδιαφέρον μας στους φερριτές και στα χαρακτηριστικά τους. Η δεύτερη ενότητα είχε ως θέμα την απόκριση των φερριτών παρουσία ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Εδώ εξετάσαμε το σιδηρομαγνητικό συντονισμό και τη διάδοση κυμάτων σε φερριτές. Στην τρίτη ενότητα περιγράψαμε τους μηχανισμούς διηλεκτρικής αποκατάστασης. Η τέταρτη ενότητα περιλαμβάνει εκείνα τα στοιχεία που μας είναι χρήσιμα από τη μικροκυματική τεχνολογία.

Η παρουσίαση των αποτελεσμάτων μαζί με την επεξεργασία τους και τα αποτελέσματα περιγράφονται στην ενότητα 5.

Λέξεις Κλειδιά:

Φερρίτες, YIG - $Y_3Fe_5O_{12}$, plexiglas, PMMA, διηλεκτρική επιτρεπτότητα, μαγνητική διαπερατότητα, Παράμετροι σκέδασης, κυματοδηγός ορθογώνιας διατομής

Abstract

Thesis Title: *Determination of the Permittivity and the Permeability of Magnetolectric Materials using Scattering Parameters*

The purpose of this thesis is to determine the dielectric permittivity and the magnetic permeability of materials using the Reflection/Transmission method. For that, a rectangular waveguide was used, inside of which, the material under test was placed and the scattering parameters were measured with a Vector Network Analyser. From the scattering parameters, we obtained the permittivity and the permeability of the materials under test using two different approaches; one for each type of material.

The first approach was about dielectric materials without magnetic properties. Firstly, we solved the corresponding electromagnetic problem and expressed the scattering parameters in terms of the characteristics of the transmitted and reflected waves inside the waveguide in order to have an analytic expression between the scattering parameters and the relative permittivity. Then, we estimated the dielectric permittivity of the material inside the waveguide, using the reflectionless condition occurring when the thickness of the sample is an integer multiple of the half wavelength of the field inside the material used. In the experiments we used the polymer Poly(methyl methacrylate)-PMMA and the results were in good agreement with those found in the literature.

The second category of materials we worked with was ferrites, under a dc-magnetic field, whose permeability is a second order non-symmetrical tensor. In this category, we had to estimate both the permittivity and the permeability. The permittivity was estimated using the same approach we used for the dielectric materials with the scattering parameters measured in the absence of an external magnetic field.

For the magnetic permeability under a dc magnetic field, we used a slightly different approach. We simulated the experimental apparatus with the computational package CST Microwave Studio, the parameters of the simulation being the limewidth and the magnetization of the material. The magnetization was known from magnetic measurements of the specimen so there was only one free parameter. That way, we concluded with enough accuracy in that value of the limewidth for which we had a good agreement between the results of the simulation and those of the experiments. Then, knowing the limewidth and the magnetization, we were able to calculate the permeability. The material that was used in the experiments was $Y_3Fe_5O_{12}$, a ferrimagnetic compound with extensive applications in microwave technology.

In this work, we described a simple methodology for the determination of the constituent parameters of gyrotropic materials with enough precision. We worked in the microwave regime of the electromagnetic spectrum and more specifically in the frequency range of 8-15 GHz. That range was imposed by the dimensions of the waveguide and the necessity of single mode propagation

This thesis consists of five sections. In the first section, we summarized some basic terms of magnetism and gave a classification of magnetic materials. Then, we turned our attention at the ferrites and described their characteristics. Section 2 deals with the interaction of electromagnetic waves with magnetic materials. Here, we studied the ferromagnetic resonance and the propagation of electromagnetic waves in ferrites under bias dc magnetic field. In section 3, we made a description of the mechanisms of dielectric relaxation. Section 4 is devoted to the principles of microwave engineering that we will use throughout the text. The experimental data along with their interpretation and the results are presented in section 5.

Keywords

Ferrites, YIG - $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, plexiglas, PMMA, dielectric permittivity, magnetic permeability, Scattering parameters, rectangular waveguide

Ευχαριστίες

Η εργασία αυτή εκπονήθηκε κατά το μεγαλύτερο μέρος της στο Ινστιτούτο Νανοεπιστήμης και Νανοτεχνολογίας του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» υπό την επίβλεψη του Δρ. Μιχάλη Πίσσα, Ερευνητή Α βαθμίδας, τον οποίο και θα ήθελα να ευχαριστήσω, καθώς καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησης της διπλωματικής εργασίας έβρισκε πάντα τον χρόνο να λύσει κάθε είδους απορία και να μεταδώσει ένα μέρος από την εμπειρία και γνώση που διαθέτει τόσο σε θεωρητικό όσο και πειραματικό επίπεδο. Καθοριστική, επίσης, υπήρξε και η συμβολή του στην τελική διαμόρφωση της δομής της εργασίας. Η παρουσία μου στο ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» και ειδικότερα στην ομάδα του αποτέλεσε σταθμό στις προπτυχιακές μου σπουδές και σίγουρα θα επηρεάσει τις μελλοντικές μου επιλογές.

Από την πλευρά της σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Ε.Μ.Πολυτεχνείου θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Αναπληρωτή Καθηγητή Δρ. Γεώργιο Φικιώρη, επιβλέποντα της διπλωματικής μου, ο οποίος ήταν πάντα διαθέσιμος για ό,τι χρειαζόμουν. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρ. Χρήστο Χρηστίδη, Αναπληρωτή Καθηγητή του Τμήματος Μηχανικών Η/Υ και Πληροφορικής του Πανεπιστήμιο Πατρών και επιστημονικό συνεργάτη του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», για τις ευκαιρίες που μου έδωσε.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω την Ειρήνη Βαρούτη, Υποψήφια Διδάκτορα της Σχολής Μηχανικών Μεταλλείων - Μεταλλουργών του Ε.Μ.Πολυτεχνείου, για την παρασκευή των δοκιμών που χρησιμοποιήσαμε στις μετρήσεις και τον Θεόδωρο Ζερβό, Μεταδιδακτορικό Ερευνητή του Ινστιτούτου Πληροφορικής και Τηλεπικοινωνιών του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», για την βοήθεια του με τον εξοπλισμό μέτρησης.

Αφιερώνεται στους γονείς μου,
Απόστολο και Αγορίτσα

Περιεχόμενα

Περίληψη	5
Abstract	7
Ευχαριστίες	9
Περιεχόμενα	14
Ευρετήριο Εικόνων	17
Ευρετήριο Πινάκων	19
Εισαγωγή	21
1 Εισαγωγή στα Μαγνητικά Υλικά-Φερρίτες	23
1.1 Θεμελιώδεις Έννοιες	23
1.2 Προέλευση των μαγνητικών διπόλων	24
1.3 Κατηγορίες Μαγνητικών Υλικών	25
1.4 Μαγνητική Ανισοτροπία	28
1.5 Μικροκυματικοί Φερρίτες	29
1.5.1 Φερρίτες δομής γρανάτη	30
1.5.2 Φερρίτες δομής σπινελτίου	31
1.5.3 Φερρίτες εξαγωνικής δομής (εξαφερρίτες)	32
2 Φερρίτες και Ηλεκτρομαγνητικό πεδίο	33
2.1 Απόκριση Μαγνητικών Υλικών σε εναλλασσόμενο πεδίο	33
2.2 Διηλεκτρικές Ιδιότητες και αγωγιμότητα των φερριτών	35
2.3 Σιδηρομαγνητικός Συντονισμός	36
2.4 Σιδηριμαγνητικός Συντονισμός	41
2.5 Διάδοση Η/Μ κύματος σε Φερρίτη	41
2.5.1 Διάδοση Παράλληλα στο Πεδίο Πόλωσης	42
2.5.2 Διάδοση Κάθετα στη πεδίο Πόλωσης	45
2.6 Εφαρμογές των Φερριτών	46
3 Εισαγωγή στα Διηλεκτρικά Υλικά	49
3.1 Διηλεκτρικά Υλικά	49
3.1.1 Ύλη σε σταθερό Ηλεκτρικό Πεδίο	49
3.1.2 Διηλεκτρική αποκατάσταση	50
4 Μικροκυματικές Τεχνικές Χαρακτηρισμού Υλικών	53
4.1 Γενική επισκόπηση των τεχνικών	53
4.1.1 Μέθοδοι Οδεύοντος κύματος	53
4.1.2 Μέθοδοι Συντονισμού	54
4.2 Παράμετροι σκέδασης μικροκυματικού δικτύου	54
4.2.1 Παράμετροι σκέδασης	54

4.2.2	Αναλυτής δικτύου	56
4.3	Κυματοδήγηση σε κυματοδηγό ορθογώνιας διατομής	58
5	Πειραματικά Αποτελέσματα	63
5.1	Μετρήσεις σε Διηλεκτρικά Υλικά	63
5.1.1	Μέθοδος ανάκλασης/διάδοσης	63
5.1.2	Εξισώσεις της μεθόδου	63
5.1.3	Πειραματική Διάταξη	65
5.1.4	Παρουσίαση και επεξεργασία των Μετρήσεων	67
5.1.5	Προσομοίωση της Διάταξης	71
5.2	Μετρήσεις σε Φερρίτες απουσία μαγνητικού πεδίου	72
5.3	Μετρήσεις σε Φερρίτες παρουσία μαγνητικού πεδίου	75
5.3.1	Χαρακτηρισμός Φερριτών	75
5.3.2	Εξισώσεις την μεθόδου	76
5.3.3	Πειραματική Διάταξη	79
5.3.4	Παρουσίαση και επεξεργασία των Μετρήσεων	80
5.4	Συμπεράσματα	86
	Αναφορές - Βιβλιογραφία	89
	Appendices	91
	A' Κώδικας Matlab	93

Κατάλογος σχημάτων

1.1	Το ατομικό μοντέλο του Bohr. Το ηλεκτρόνιο δημιουργεί ένα στοιχειώδη βρόχο ρεύματος. Πηγή:[1]	24
1.2	Μεταβολή με τη θερμοκρασία της μαγνήτισης για $H=0$, για ένα σιδηρομαγνητικό υλικό. Η μαγνήτιση μηδενίζεται απότομα στη θερμοκρασία Curie. Όταν το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο είναι μη μηδενικό τότε η μαγνήτιση μειώνεται σημαντικά για $T>T_c$, μετατρέποντας τη θερμοδυναμική μετάβαση σε μία απότομη αλλαγή. Πηγή [2].	26
1.3	Στο σχήμα απεικονίζονται σχηματικά οι μαγνητικές ροπές σε ένα σιδηριμαγνητικό (A) και σε ένα αντισιδηρομαγνητικό υλικό (B). Τα διαφορετικά χρώματα καθορίζουν τα διαφορετικά υποπλέγματα.	27
1.4	Η κυβική δομή του σπινελίου από τρεις διαφορετικές οπτικές. Παρατηρούμε ότι η γωνία μεταξύ των ατόμων στις θέσεις A και B είναι περίπου 180° ενώ μεταξύ των B είναι 90° . Πηγές:[3],[4]	27
1.5	Το πεδίο στο εσωτερικό και στο εξωτερικό ενός λεπτού φύλλου μαγνητικού υλικού παρουσία ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με πόλωση κάθετη (a) και παράλληλη (b) στην επιφάνεια του.	29
1.6	Η δομή του γρανάτη. Εδώ φαίνεται ένα ιόν τρισθενούς σιδήρου που περιβάλλεται από έξι ιόντα οξυγόνου σε οκταεδρική συμμετρία, ένα ιόν δισθενούς σιδήρου που περιβάλλεται από τέσσερα ιόντα οξυγόνου σε τετραεδρική συμμετρία και ένα ιόν σπάνιας γαίας που περιβάλλεται από οκτώ ιόντα οξυγόνου. Πηγή [5]	31
1.7	Η δομή του εξαφερρίτη $BaFe_{12}O_{19}$. Τα βέλη δείχνουν την κατεύθυνση των στοιχειωδών μαγνητικών διπόλων στα ιόντα του σιδήρου. Πηγή:[5]	32
2.1	Η διάταξη των μαγνητικών ροπών στην διεπιφάνεια δύο μαγνητικών περιοχών. Με την επιβολή ενός πεδίου αυτές περιστρέφονται και προσανατολίζονται παράλληλα προς το επιβαλλόμενο πεδίο. Πηγή: [1]	33
2.2	Η εξάρτηση από τη συχνότητα, του πραγματικού και του φανταστικού μέρους της μαγνητικής διαπερατότητας σε φερρίτες, με χημική σύνθεση που δίνεται από τον χημικό τύπο $Ni_gZn_{g-1}Fe_2O_4$, ως συνάρτηση της παραμέτρου g. Πηγή [3]	34
2.3	Η εξάρτηση από τη συχνότητα, του πραγματικού και του φανταστικού μέρους της μαγνητικής διαπερατότητας σε πολυκρυσταλλικό $Y_3Fe_5O_{12}$. Στην περιοχή των MHz παρατηρείται ο μηχανισμός που σχετίζεται με την περιστροφή των μαγνητικών περιοχών ενώ σε μεγαλύτερες συχνότητες ο μηχανισμός λόγω της μεταπτωτικής κίνησης των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών του υλικού γύρω από την μαγνήτιση. Πηγή [6]	34
2.4	Οι απώλειες $\tan \delta$ του $CuFe_{2-x}Cr_xO_4$ ως συνάρτηση της συχνότητας για διάφορες τιμές του x.Πηγή:[7]	35
2.5	Η σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ_r' του $Ni_{1-x}Zn_xFe_2O_4$ ως συνάρτηση της συχνότητας για διάφορες τιμές του x. Πηγή:[8]	35
2.6	Τα πραγματικά και τα φανταστικά μέρη του τανυστή την μαγνητικής επιδεκτικότητας υπολογισμένα για διαφορετικούς συντελεστές απόσβεσης σε συχνότητα συντονισμού $2.8GHz$ και μαγνήτιση κόρου $4\pi M_S = 3.000$ Gauss. Πηγή:[5]	38
2.7	Ορισμός του εύρους ημίσειος πλάτους (linewidth) της επιδεκτικότητας.Πηγή:[9].	39
2.8	Οι καμπύλες δείχνουν το DC πεδίο που πρέπει να εφαρμόσει κανείς ως συνάρτηση της γωνίας σε σχέση με μια συγκεκριμένη κρυσταλλογραφική διεύθυνση για να παρατηρήσει συντονισμό στην συχνότητα 9150 Mc. Πηγή:[10].	40

2.9	Η φάση και η σταθερά απόσβεσης ενός δεξιόστροφου και ενός αριστερόστροφου κύματος ως συνάρτηση της συχνότητας f σε φερρίτη πολωμένο με πεδίο μέτρου $H_0 = 3570$ Oe. Συντονισμός παρατηρείται στη συχνότητα $f_0 = \frac{\mu_0 \gamma H_0}{2\pi} = 10.0$ GHz ενώ έχουμε $f_m = 5.04$ GHz. Η κανονικοποίηση των μεταβλητών έγινε ως προς την τιμή του κυματάριθμου στο κενό.	44
2.10	Η φάση και η σταθερά απόσβεσης ενός δεξιόστροφου και ενός αριστερόστροφου κύματος συχνότητας $f = 10$ GHz σε φερρίτη ως συνάρτηση του πεδίου πόλωσης H_0 . Η κανονικοποίηση των μεταβλητών έγινε ως προς την τιμή του κυματάριθμου στο κενό.	44
2.11	Η φάση και η σταθερά απόσβεσης του έκτακτου κύματος ως συνάρτηση της συχνότητας. Το πεδίο πόλωσης έχει τιμή 4500 Oe, η σχετική διηλεκτρική επιτρεπτότητα είναι 16.7, η μαγνήτιση $4\pi M_S = 1800$ Gauss και η σταθερά $\alpha = 0.012$ Η κανονικοποίηση των μεταβλητών έγινε ως προς την τιμή του κυματάριθμου στο κενό.	45
3.1	Το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της διηλεκτρικής σταθεράς ενός υποθετικού υλικού ως συνάρτηση της συχνότητας. Πηγή: [11]	50
3.2	Το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της διηλεκτρικής σταθεράς ενός υποθετικού υλικού του οποίου ο μηχανισμός διηλεκτρικής αποκατάστασης ακολουθεί το μοντέλο Debye με παραμέτρους $\epsilon_{inf} = 1, \epsilon_s = 2.5967$ και $\tau = 7.210^{-11}$	52
4.1	Τομή ορθογώνιου κυματοδηγού με δοκίμιο διηλεκτρικής σταθεράς ϵ και μαγνητικής διαπερατότητας μ στο εσωτερικό του. Στο σχήμα φαίνονται οι παράμετροι σκέδασης $S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}$ καθώς και οι συντελεστές ανάκλασης Γ και διάδοσης T στην διεπιφάνεια δοκιμίου-αέρα.	55
4.2	Η αρχή που χρησιμοποιείται σε έναν αναλυτή δικτύου για τον προσδιορισμό της φάσης των κυμάτων. Πηγή: [12]	57
4.3	Γράφος ροής σήματος που μοντελοποιεί τις γραμμές της DUT και των γραμμών μεταφοράς με τις οποίες την συνδέουμε στις θύρες του VNA. Πηγή:[13]	58
4.4	Η γεωμετρία του κυματοδηγού	58
4.5	Η πλάγια όψη του κυματοδηγού. Το σχέδιο έγινε με την χρήση του προγράμματος AutoCAD Electrical 2013.	61
5.1	Στο σχήμα φαίνεται η τομή κατα μήκος του άξονα z ενός κυματοδηγού ορθογώνιας διατομής στο εσωτερικό του οποίου έχει τοποθετηθεί υλικό	64
5.2	Στην εικόνα φαίνονται τα δοκίμια από plexiglass που χρησιμοποιήθηκαν στις μετρήσεις.	65
5.3	Στην εικόνα φαίνεται η πειραματική διάταξη για την μέτρηση των S παραμέτρων στο εργαστήριο του Ινστιτούτου Νανοεπιστήμης και Νανοτεχνολογίας του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος". (Α) Αναλυτής Δικτύου (VNA), (Β) ομοαξονικές γραμμές που συνδέονται στις θύρες του VNA, (C) κυματοδηγός εντός του οποίου τοποθετούνται τα υλικά προς μέτρηση, (D) αντάπτορες που επιτελούν τη σύζευξη του σήματος από τις ομοαξονικές γραμμές στον κυματοδηγό ορθογώνιας διατομής.	66
5.4	Τα αποτελέσματα των μετρήσεων μας για τα διάφορα μήκη των δοκιμίων από plexiglas	67
5.5	Οι θεωρητικές και πειραματικές τιμές των παραμέτρων σκέδασης για το δοκίμιο μήκους 7.7 mm.	69
5.6	Οι θεωρητικές και πειραματικές τιμές των παραμέτρων σκέδασης για το δοκίμιο μήκους 32 mm.	69
5.7	Οι θεωρητικές και πειραματικές τιμές των παραμέτρων σκέδασης για το δοκίμιο μήκους 64 mm.	70
5.8	Οι θεωρητικές και πειραματικές τιμές των παραμέτρων σκέδασης για το δοκίμιο μήκους 128 mm.	70
5.9	Τα μέτρα των παραμέτρων S_{11} και S_{21} ως συνάρτηση της συχνότητας όπως αυτά προέκυψαν από την προσομοίωση της διάταξης με το CST Microwave Studio.	71
5.10	Στιγμιότυπο του μέτρου του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό του κυματοδηγού στη συχνότητα 10.011 GHz.	71
5.11	Στιγμιότυπο της y συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του κυματοδηγού στη συχνότητα 9.4 GHz.	72
5.12	Στιγμιότυπο της y συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του κυματοδηγού στη συχνότητα 10.011 GHz.	72
5.13	Τα διαγράμματα κατασκευάστηκαν θεωρώντας ότι η επιτρεπτότητα μεταβάλλεται γραμμικά. Για την διαπερατότητα έχουμε $\mu/\mu_0 = 1$	73

5.14	Τα μέτρα των παραμέτρων σκέδασης S_{11} και S_{21} για το δοκίμιο από $Y_3Fe_5O_{12}$ με διαστάσεις $9.32 \times 18.8 \times 15.1 \text{ mm}^3$. Οι μετρήσεις ελήφθησαν χωρίς την παρουσία εξωτερικού πεδίου.	74
5.15	Οι τιμές της S_{11} παραμέτρου όπως προέκυψαν ύστερα από προσομοίωση της διάταξης με $Y_3Fe_5O_{12}$ το οποίο είναι προσαρμοσμένο με ακρίβεια στον κυματοδηγό και με $Y_3Fe_5O_{12}$ το οποίο δεν είναι ακριβώς προσαρμοσμένο. Επίσης υπάρχουν και οι πειραματικές μετρήσεις.	74
5.16	Οι διαστάσεις του δοκιμίου από $Y_3Fe_5O_{12}$ που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα είναι $9.36 \times 18.82 \times 15.08 \text{ mm}^3$. Οι διαστάσεις του κυματοδηγού είναι $a = \frac{3}{4}'' = 19.05 \text{ mm}$ και $b = \frac{3}{8}'' = 9.525 \text{ mm}$	75
5.17	Κυματοδηγός ορθογώνιας διατομής εντός του οποίου έχει τοποθετηθεί ένα κομμάτι φερριτή πλάτους t	78
5.18	Το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της ισοδύναμης επιτρεπτότητας μ_e του $Y_3Fe_5O_{12}$ ως συνάρτηση της συχνότητας για διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου και για μαγνήτιση $4\pi M_s = 1800 \text{ G}$ και παράγοντα απόσβεσης $\alpha = 0.014$	79
5.19	Η τομή του κυματοδηγού με το μαγνητικό κύκλωμα που τον περιβάλλει. Πιο συγκεκριμένα, τα μέρη της διάταξης είναι: ο μαγνητικός χάλυβας (1) για το κλείσιμο του μαγνητικού κυκλώματος, οι μόνιμοι μαγνήτες $Nd_2Fe_{14}B$ (2), ο κυματοδηγός (3) και ο φερριτής $Y_3Fe_5O_{12}$ (4). Πάνω στους μαγνήτες έχουν σημειωθεί οι μαγνητικοί πόλοι καθώς και η φορά της μαγνητικής επαγωγής.	79
5.20	Η διάταξη για την μέτρηση των παραμέτρων σκέδασης του YIG παρουσία μαγνητικού πεδίου. Τομή του κυματοδηγού που φέρει τον φερριτή φαίνεται στην εικόνα 5.19.	80
5.21	Μαγνητική μέτρηση του $Y_3Fe_5O_{12}$. Από τα διαγράμματα έχουμε ότι η μαγνήτιση είναι $M_s = 27.3 \text{ emu/gr}$ δηλαδή $4\pi M_s = 1800 \text{ Gauss}$ και το πεδίο επίσχεσης $H_c = 10 \text{ Oe}$	81
5.22	Το μέτρο της παραμέτρου $ S_{11} $ ως συνάρτηση της συχνότητας για διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου για το $Y_3Fe_5O_{12}$. Οι διαστάσεις του δοκιμίου είναι $9.32 \times 18.8 \times 15.1$	82
5.23	Το μέτρο της παραμέτρου $ S_{21} $ ως συνάρτηση της συχνότητας για διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου για το $Y_3Fe_5O_{12}$. Οι διαστάσεις του δοκιμίου είναι $9.32 \times 18.8 \times 15.1$	83
5.24	Τα μέτρα των πειραματικές τιμών των S_{11} και S_{21} παραμέτρων καθώς και αυτών που προέκυψαν με προσομοίωση της διάταξης (μπλε χρώμα).	84
5.25	Οι τιμές των στοιχείων του ταυυστή της μαγνητικής διαπερατότητας μαζί με την ισοδύναμη διαπερατότητα μ_e κανονικοποιημένες στην διαπερατότητα του κενού χώρου. Υπολογίστηκαν για μαγνήτιση $4\pi M = 1800$, εύρος ημίσεος πλάτους $\Delta H = 100 \text{ Oe}$ και εξωτερικό πεδίο 1.5 kOe	85
5.26	Οι τιμές των στοιχείων του ταυυστή της μαγνητικής διαπερατότητας μαζί με την ισοδύναμη διαπερατότητα μ_e κανονικοποιημένες στην διαπερατότητα του κενού χώρου. Υπολογίστηκαν για μαγνήτιση $4\pi M = 1800$, εύρος ημίσεος πλάτους $\Delta H = 100 \text{ Oe}$ και εξωτερικό πεδίο 6 kOe	85

Κατάλογος πινάκων

2.1	Τιμές της μαγνήτισης κόρου και του πεδίου ανισοτροπίας σε θερμοκρασία δωματίου. Πηγή:[14]	39
4.1	Συχνότητες μονορυθμικής λειτουργίας ομοαξονικών γραμμών μεταφοράς. Πηγή: [15]	55
4.2	Συχνότητες μονορυθμικής λειτουργίας ορθογωνικών κυματοδηγών διαφόρων διαστάσεων. Πηγή: [15]	56
4.3	Τα είδη και οι συχνότητες αποκοπής των ρυθμών μέχρι και τα 30 GHz.	61
5.1	Οι τιμές της επιτρεπτότητας όπως προέκυψαν ύστερα από ταύτιση των πειραματικών καμπυλών με τις θεωρητικά προβλεπόμενες.	68

Εισαγωγή

Με τον όρο μικροκύματα αναφερόμαστε στο φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με μήκη κύματος από ένα εκατοστό έως και ένα μέτρο [9]. Αντιστοιχούν δε σε συχνότητες από 300 MHz έως και 300 GHz και αποτελούν το αντικείμενο ενός ευρέος κλάδου της επιστήμης και της τεχνολογίας, της μικροκυματικής τεχνολογίας.

Η μικροκυματική τεχνολογία αποτελεί έναν κλάδο ο οποίος ολοένα και αυξάνει την επιρροή του κάθε χρόνο με ένα πλήθος από εφαρμογές στην ασύρματη τεχνολογία, στα κυκλώματα υψηλής πυκνότητας ολοκλήρωσης για υπολογιστές με μεγάλες ταχύτητες ρολογιού, στα ραντάρ, στα συστήματα πλοήγησης, στις κεραίες, στη ραδιοαστρονομία, στην τηλεπισκόπηση και στις βιοϊατρικές συσκευές. Απόρροια αυτής της αυξανόμενης επιρροής αποτελεί η ανάγκη για καλύτερη κατανόηση των ιδιοτήτων των υλικών που χρησιμοποιούνται καθώς και η ανάπτυξη νέων υλικών με επιθυμητές ιδιότητες. Έτσι ο χαρακτηρισμός υλικών στην μικροκυματική περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος αποτελεί μια βασική συνιστώσα του κλάδου αυτού με έντονο ακαδημαϊκό και βιομηχανικό ενδιαφέρον.

Με τον όρο χαρακτηρισμό αναφερόμαστε στον προσδιορισμό της διηλεκτρικής επιτρεπτότητας και της μαγνητικής διαπερατότητας ενός υλικού ως συνάρτηση της συχνότητας. Για την περάτωση αυτού του εγχειρήματος θα πρέπει κανείς να λάβει υπόψιν του δυο βασικές συνιστώσες. Κατά πρώτον θα πρέπει ο ερευνητής μηχανικός να διαθέτει τις στοιχειώδεις γνώσεις της μοριακής δομής των υλικών των οποίων θέλει να προσδιορίσει τα χαρακτηριστικά. Επιπροσθέτως τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά της κάθε περιοχής συχνοτήτων απαιτούν ιδιαίτερους χειρισμούς και τεχνικές. Αποτελεί δηλαδή ο χαρακτηρισμός υλικών στην μικροκυματική περιοχή συνδυασμό της επιστήμης των υλικών με την μικροκυματική τεχνολογία.

Σε αυτή την εργασία χρησιμοποιήσαμε την μέθοδο της Ανάκλασης/Διάδοσης για να χαρακτηρίσουμε τα υλικά στις μόνες συχνοτήτων X και Ku. Με βάση την κατηγορία των υλικών η εργασία μπορεί να χωριστεί σε δύο ενότητες. Στην πρώτη ενότητα ασχοληθήκαμε με διηλεκτρικά υλικά χωρίς μαγνητικές ιδιότητες και ως αντιπρόσωπο χρησιμοποιήσαμε για τις μετρήσεις μας το PMMA γνωστό και με την εμπορική ονομασία plexiglas. Η δεύτερη κατηγορία περιελάμβανε φερρίτες. Από αυτούς μελετήσαμε το $Y_3Fe_5O_{12}$ λόγω της ευρείας χρήσης του στη μικροκυματική τεχνολογία. Τα δοκίμια του $Y_3Fe_5O_{12}$ που χρησιμοποιήθηκαν στις μετρήσεις παρασκευάστηκαν από την Ειρήνη Βαρούτη Υποψήφια Διδάκτορα της Σχολής Μηχανικών Μεταλλείων - Μεταλλουργών του Ε.Μ.Πολυτεχνείου την οποία και ευχαριστούμε.

Αυτή η εργασία εκπονήθηκε κατά το μεγαλύτερο μέρος της στο Ινστιτούτο Νανοεπιστήμης και Νανοτεχνολογίας του Εθνικού Κέντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών "Δημόκριτος" υπό την επίβλεψη του Δρ. Μιχάλη Πίσσα Ερευνητή Α βαθμίδας. Από τη σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Ε.Μ.Πολυτεχνείου επιβλέπων καθηγητής ήταν ο Αναπληρωτής Καθηγητής Δρ. Γεώργιος Φικιώρης.

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή στα Μαγνητικά Υλικά-Φερρίτες

1.1 Θεμελιώδεις Έννοιες

Ένας στοιχειώδης βρόχος ρεύματος εμβαδού A που διαρρέεται από ρεύμα έντασης I έχει μαγνητική ροπή μέτρου $m = IA$ και διεύθυνση που δίνεται από τον κανόνα του δεξιόστροφου κοχλίου. Η στοιχειώδης αυτή ποσότητα είναι υπεύθυνη για τις μαγνητικές ιδιότητες της ύλης σε ατομικό επίπεδο. Γενίκευση της παραπάνω σχέσης αποτελεί η

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \int_V \vec{r} \times \vec{J}(\vec{r}) dV \quad (1.1)$$

όπου με $\vec{J}(\vec{r})$ συμβολίζουμε μια χωρική κατανομή ρεύματος. Ένα μαγνητικό υλικό όμως αποτελείται από ένα πλήθος μαγνητικών διπολικών ροπών και έτσι για την μακροσκοπική του περιγραφή ορίζουμε το μέγεθος που ονομάζεται *Μαγνήτιση* \vec{M} . Αυτή ορίζεται ως η μαγνητική ροπή ανά μονάδα όγκου, δηλαδή

$$\vec{M} = \frac{1}{\delta V} \sum_{i \in \delta V} \vec{m}_i \quad (1.2)$$

όπου το άθροισμα γίνεται σε όλες τις ροπές που υπάρχουν στο υλικό. Στο κενό μεταξύ της μαγνητικής επαγωγής B και της έντασης του μαγνητικού πεδίου H ισχύει

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (1.3)$$

όπου $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ H/m}$ είναι η μαγνητική διαπερατότητα του κενού χώρου. Η μονάδα μέτρησης της μαγνητικής επαγωγής στο SI είναι το 1 Tesla ενώ του μαγνητικού πεδίου H είναι το A/m . Μέσα σε ένα υλικό με μαγνήτιση \vec{M} η σχέση 1.3 γίνεται

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.4)$$

Στην περίπτωση που η μαγνήτιση \vec{M} συνδέεται γραμμικά με το μαγνητικό πεδίο \vec{H} τότε το υλικό καλείται γραμμικό και ισχύει

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (1.5)$$

με την σταθερά αναλογίας χ να είναι αδιάστατη και να ονομάζεται μαγνητική επιδεκτικότητα του μέσου. Εν γένει, όμως, η επιδεκτικότητα είναι ένας τανυστής δευτέρας τάξεως, αφού η τιμή της μαγνήτισης εξαρτάται από την διεύθυνση της σε σχέση με τους κρυσταλλογραφικούς άξονες. Για γραμμικά υλικά η σχέση μεταξύ των \vec{B} και \vec{H} γίνεται

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (1.6)$$

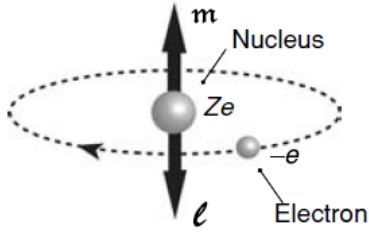
όπου $\mu_r = 1 + \chi$ είναι η σχετική μαγνητική διαπερατότητα. Ένα μαγνητικό δίπολο \vec{m} που βρίσκεται μέσα σ' ένα μαγνητικό πεδίο υφίσταται ροπή που δίνεται από την σχέση

$$\vec{T} = \vec{m} \times \vec{B} \quad (1.7)$$

ενώ η ενέργειά του εξαιτίας της αλληλεπίδρασής του με το πεδίο είναι

$$E = -\vec{m} \cdot \vec{B} \quad (1.8)$$

1.2 Προέλευση των μαγνητικών διπόλων



Σχήμα 1.1: Το ατομικό μοντέλο του Bohr. Το ηλεκτρόνιο δημιουργεί ένα στοιχειώδη βρόχο ρεύματος. Πηγή: [1]

Στην προηγούμενη ενότητα, θεωρώντας ως αιτία των μαγνητικών φαινομένων της ύλης τους στοιχειώδεις βρόχους ρεύματος παραθέσαμε κάποιες θεμελιώδεις σχέσεις, τις οποίες θα χρησιμοποιήσουμε στο υπόλοιπο κείμενο. Σε αυτή την ενότητα θα δώσουμε μια συνοπτική περιγραφή της φυσικής προέλευσης των μαγνητικών διπολικών ροπών στην ύλη.

Οι μαγνητικές ιδιότητες της ύλης είναι απόρροια της *στροφορμής* των στοιχειωδών σωματιδίων που την συγκροτούν δηλαδή των ηλεκτρονίων, των πρωτονίων και των νετρονίων. Αυτή η στροφορμή έχει δύο αιτίες: το spin και την τροχιακή στροφορμή. Όσον αφορά τα μαγνητικά φαινόμενα της ύλης, όμως, η συνεισφορά του πυρήνα είναι αρκετά ασθενής και έτσι από εδώ και στο εξής θα μας απασχολήσει αποκλειστικά η συνεισφορά των ηλεκτρονίων.

Σύμφωνα με το κλασικό μοντέλο του ατόμου ένα ηλεκτρόνιο το οποίο περιστρέφεται γύρω από τον πυρήνα όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.1 ισοδυναμεί με ένα βρόχο ρεύματος με μαγνητική διπολική ροπή ίση με (σχέση 1.1) $\vec{m} = -\frac{1}{2}e\vec{r} \times \vec{u}$ όπου r η ακτίνα της κυκλικής του τροχιάς και u η γραμμική ταχύτητα περιστροφής του. Η στροφορμή του επίσης δίνεται από την $\vec{l} = m_e\vec{r} \times \vec{u}$. Από τις δύο αυτές σχέσεις μπορούμε να γράψουμε την μαγνητική διπολική ροπή ως συνάρτηση της στροφορμής ως¹

$$\vec{m} = -\frac{e}{2m_e}\vec{l} \quad (1.9)$$

όπου m_e η μάζα του ηλεκτρονίου και e η απόλυτη τιμή του φορτίου του. Η σταθερά αναλογίας στην παραπάνω σχέση ονομάζεται *γυρομαγνητικός λόγος*, συμβολίζεται με γ και έχει τιμή $1.760859 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}\text{T}^{-1}$. Όπως γνωρίζουμε από την κβαντομηχανική, η τροχιακή στροφορμή ενός ηλεκτρονίου είναι κβαντισμένη και ως προς ένα τυχαίο άξονα, έστω τον \hat{z} , παίρνει τιμές

$$\vec{m}_z = -\frac{e}{2m_e}m_l\hbar$$

όπου m_l ο μαγνητικός κβαντικός αριθμός. Έτσι η z συνιστώσα της τροχιακής μαγνητικής ροπής είναι ένα ακέραιο πολλαπλάσιο της στοιχειώδους ποσότητας

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.27 \times 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1} \quad (1.10)$$

που ονομάζεται *μαγνητόνη του Bohr*.

Το ηλεκτρόνιο, όμως, εκτός από την τροχιακή στροφορμή έχει και spin το οποίο με τη σειρά του συνεισφέρει στη συνολική μαγνητική διπολική ροπή του

$$\vec{m} = g\frac{e}{2m_e}\vec{s}$$

Ο παράγοντας g έχει τιμή $g \approx 2.003$ και το spin \vec{s} του ηλεκτρονίου λαμβάνει μόνο δυο τιμές τις $\pm\frac{\hbar}{2}$. Η κατάσταση όμως σε ένα πολυηλεκτρονικό άτομο είναι αρκετά πιο περίπλοκη από την απλή περίπτωση ενός ηλεκτρονίου που περιγράψαμε εδώ. Εκεί η συνολική μαγνητική ροπή του ατόμου αποδεικνύεται ότι είναι

$$\vec{m} = -\frac{\mu_B}{\hbar}(\vec{L} + g\vec{S})$$

¹Σε αυτή τη σχέση αν αντικαταστήσει κανείς την μάζα του πρωτονίου ($m_p = 1000m_e$) θα αντιληφθεί την παραπάνω διαπίστωση σχετικά με την συνεισφορά του πυρήνα στις μαγνητικές ιδιότητες της ύλης.

η οποία γράφεται και ως

$$\vec{m} = -\frac{g_L \mu_B}{\hbar} \vec{J} \quad (1.11)$$

\vec{L} ο τελεστής της τροχιακής στροφορμής, \vec{S} ο τελεστής του spin, \vec{J} ο τελεστής της συνολικής στροφορμής και g_L είναι ο παράγων του Landé ο οποίος περιλαμβάνει την επίδραση τόσο του spin όσο και της τροχιακής στροφορμής των ηλεκτρονίων του ατόμου. Επιπλέον τα άτομα αυτά σχηματίζουν δεσμούς και έτσι προκύπτουν τα διάφορα υλικά τα οποία για να εμφανίσουν μακροσκοπική μαγνήτιση θα πρέπει σε μια απλοϊκή πρώτη προσέγγιση να έχουν ασυμπλήρωτες στιβάδες με μονήρη ηλεκτρόνια ². Στην επόμενη ενότητα θα επιχειρήσουμε μια σύντομη περιγραφή των διαφόρων κατηγοριών μαγνητικών υλικών έχοντας ως κριτήριο τον τρόπο που αποκρίνονται παρουσία μαγνητικού πεδίου.

1.3 Κατηγορίες Μαγνητικών Υλικών

Γενικά μιλώντας, όλα τα υλικά μπορούν να χωριστούν σε δύο ομάδες όσον αφορά τις μαγνητικές τους ιδιότητες: αυτά που αποτελούνται από μόρια ή ιόντα με μόνιμη μαγνητική ροπή και αυτά των οποίων οι στοιχειώδεις δομικές μονάδες δεν έχουν μόνιμη μαγνητική ροπή. Τα υλικά της πρώτης κατηγορίας μπορούν να διαχωριστούν επιπλέον σε αυτά των οποίων οι μαγνητικές ροπές παρουσιάζουν τάξη μεγάλης εμβέλειας (κάτω από μια κρίσιμη θερμοκρασία) και σε αυτά που δεν έχουν αυτή την ιδιότητα. Τελικά, αυτά των οποίων οι μαγνητικές ροπές παρουσιάζουν τάξη μπορούμε να τα κατηγοριοποιήσουμε με βάση τον προσανατολισμό που καταλαμβάνουν οι στοιχειώδεις ατομικές ροπές στον χώρο. Έτσι έχουμε τις ακόλουθες κατηγορίες μαγνητικών υλικών.

Διαμαγνητικά Υλικά

Ο διαμαγνητισμός είναι ένα καθαρά επαγωγικό φαινόμενο που παρατηρείται σε όλα τα υλικά, αλλά είναι αρκετά ασθενές με συνέπεια, σε υλικά που παρουσιάζουν επιπλέον και παραηλεκτρικές ή σιδηρομαγνητικές ιδιότητες, η συνεισφορά του διαμαγνητισμού να είναι μηδενική και να αγνοείται. Ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο επάγει μαγνητικά δίπολα σε ένα υλικό με διεύθυνση αντιπαράλληλη στο πεδίο λόγω του κανόνα του Lenz και, έτσι, η μαγνητική επιδεκτικότητα αυτών των υλικών είναι αρνητική.

$$\chi^{dia} < 0$$

με αποτέλεσμα το υλικό να απωθείται από το μαγνητικό πεδίο.

Παραμαγνητικά Υλικά

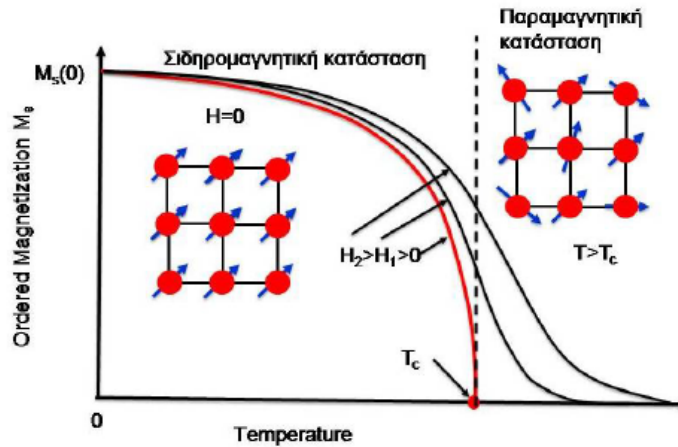
Ο παραμαγνητισμός έχει την αιτία του στα μόνιμα μαγνητικά δίπολα των ατόμων που υπάρχουν στα υλικά. Παρουσία ενός σταθερού μαγνητικού πεδίου τα μόνιμα αυτά μαγνητικά δίπολα προσανατολίζονται στην διεύθυνση του εφαρμοζόμενου πεδίου και, έτσι, το υλικό αποκτά μαγνήτιση. Το μέτρο της μαγνήτισης αυτής εξαρτάται από την θερμοκρασία καθώς και από την ισχύ του επιβαλλόμενου πεδίου.

Σε θερμοδυναμική, όμως, ισορροπία και χωρίς την παρουσία εξωτερικού πεδίου η μαγνήτιση είναι μηδενική και αυτό γιατί οι τυχαίες θερμικές κινήσεις αποπροσανατολίζουν τις μαγνητικές ροπές με αποτέλεσμα την μηδενική συνολική μαγνήτιση. Έτσι, τα υλικά αυτής της κατηγορίας δεν παρουσιάζουν μόνιμη μαγνήτιση, αλλά μόνο παρουσία εξωτερικού πεδίου καθίστανται μαγνητικά. Η μαγνητική επιτρεπτότητα στα παραμαγνητικά υλικά λαμβάνει θετικές τιμές $\chi > 0$ και σε υψηλές θερμοκρασίες (T) ισχύει

$$\chi(T) \propto \frac{1}{T} \quad (1.12)$$

Αυτή η εξάρτηση από την θερμοκρασία αποτελεί τον νόμο του Curie ο οποίος ισχύει για αρκετά παραμαγνητικά στερεά ενώ για άλλα υπάρχουν αποκλίσεις σε χαμηλές θερμοκρασίες.

²Μαγνητικές ιδιότητες εμφανίζουν και υλικά των οποίων τα ηλεκτρόνια είναι απεντοπισμένα (ηλεκτρόνια αγωγιμότητας στα μέταλλα) π.χ παραμαγνητισμός του Pauli.



Σχήμα 1.2: Μεταβολή με τη θερμοκρασία της μαγνήτισης για $H=0$, για ένα σιδηρομαγνητικό υλικό. Η μαγνήτιση μηδενίζεται απότομα στη θερμοκρασία Curie. Όταν το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο είναι μη μηδενικό τότε η μαγνήτιση μειώνεται σημαντικά για $T > T_c$, μετατρέποντας τη θερμοδυναμική μετάβαση σε μία απότομη αλλαγή. Πηγή [2].

Σιδηρομαγνητικά Υλικά

Σιδηρομαγνητικό είναι ένα υλικό το οποίο παρουσιάζει αυθόρμητη μαγνήτιση κάτω από μια θερμοκρασία, την θερμοκρασία Curie. Αυτή η επαγόμενη μαγνήτιση οφείλεται στην ισχυρή αλληλεπίδραση των γειτονικών μαγνητικών διπόλων του υλικού και στον συνακόλουθο προσανατολισμό τους. Η φύση της είναι κβαντομηχανική και εντοπίζεται στην απαγορευτική αρχή του Pauli. Η ενέργεια αυτής της, όπως αναφέρεται, αλληλεπίδρασης ανταλλαγής απεδείχθη από τον Heisenberg ότι είναι της μορφής

$$E_{ex} = -2J\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (1.13)$$

όπου \vec{S}_i και \vec{S}_j τα spin δύο γειτονικών ατόμων που αλληλεπιδρούν και J η σταθερά αλληλεπίδρασης η οποία εκφράζει τον βαθμό επικάλυψης των ατομικών τους τροχιακών. Σε θερμοκρασίες πάνω από την θερμοκρασία Curie, η θερμική ενέργεια είναι μεγαλύτερη από το κέρδος ενέργειας λόγω τάξης των μαγνητικών ροπών με συνέπεια την αλλαγή φάσης του μαγνητικού υλικού από την σιδηρομαγνητική στην παραμαγνητική κατάσταση. Αυτή η μετάβαση από την σιδηρομαγνητική στην παραμαγνητική κατάσταση για διάφορες τιμές του εξωτερικού πεδίου φαίνεται στο σχήμα 1.2.

Τα σιδηρομαγνητικά υλικά παρότι παρουσιάζουν αυθόρμητη μαγνήτιση δεν εμφανίζουν μακροσκοπική μαγνήτιση διότι για λόγους ελαχιστοποίησης της μαγνητοστατικής ενέργειας κυρίως, το υλικό χωρίζεται σε περιοχές των οποίων η αυθόρμητη μαγνήτιση δεν έχει την ίδια κατεύθυνση, με αποτέλεσμα μακροσκοπικά ο κρύσταλλος να μην παρουσιάζει μαγνητικές ιδιότητες. Οι περιοχές αυτές καλούνται μαγνητικές περιοχές (magnetic domains) και εμφανίζονται τόσο σε μονοκρυσταλλικά όσο και σε πολυκρυσταλλικά υλικά. Συνέπεια αυτού είναι η εμφάνιση του βρόχου υστέρησης κατά την επιβολή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.

Μια προσπάθεια εξήγησης του φαινομένου του σιδηρομαγνητισμού με κλασσικούς όρους είναι να θεωρησει κανείς πως οι μαγνητικές ροπές δημιουργούν στον χώρο γύρω τους ένα σταθερό μαγνητικό πεδίο το οποίο και είναι υπεύθυνο για την μεταξύ τους αλληλεπίδραση. Το πεδίο αυτό καλείται *μοριακό πεδίο του Weiss* (Weiss molecular field) και ισχύει:

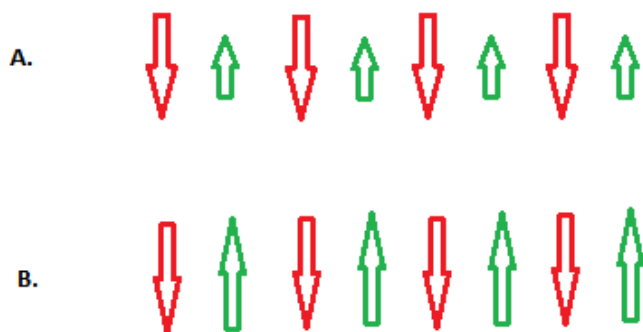
$$\vec{H} = \lambda \vec{M} \quad (1.14)$$

όπου λ είναι μια σταθερά που μπορεί να προσδιοριστεί πειραματικά. Υπολογισμοί όμως του πεδίου που δημιουργείται στη γειτονιά ενός ατόμου εξαιτίας των υπόλοιπων μαγνητικών ροπών του υλικού έχουν δείξει ότι είναι πολύ μικρό σε σχέση με το πραγματικό πεδίο που αναπτύσσεται που όπως αναφέραμε και στην αρχή έχει

κβαντομηχανική προέλευση.

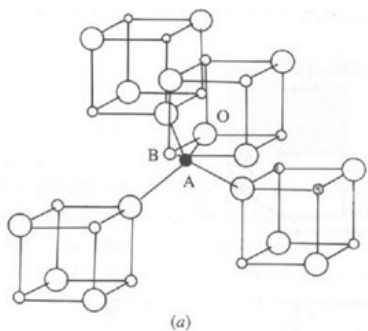
Σιδηριμαγνητικά και Αντισιδηρομαγνητικά Υλικά

Σε πολλούς ιοντικούς κρυστάλλους, όπως στα διάφορα οξειδία με τα οποία θα ασχοληθούμε στη συνέχεια, η σταθερά αλληλεπίδρασης J είναι αρνητική με αποτέλεσμα να ευνοείται αντιπαράλληλη διάταξη των spin. Σε αυτές τις περιπτώσεις, η απόσταση μεταξύ των μεταλλικών ιόντων είναι αρκετά μεγάλη λόγω του διαχωρισμού τους από τα ανιόντα οξυγόνου. Έτσι, είναι δύσκολο να αναπτυχθεί απευθείας αλληλεπίδραση ανταλλαγής όπως συμβαίνει στα αγώγιμα σιδηρομαγνητικά υλικά αλλά ευνοείται μια πιο περίπλοκη κατάσταση με το οξυγόνο να έχει τον ρόλο του μεσάζοντα. Αυτή η αλληλεπίδραση ονομάζεται *αλληλεπίδραση υπέρ-ανταλλαγής* (superexchange interaction) και περιγράφεται από την Χαμιλτονιανή του Heisenberg με $J < 0$.

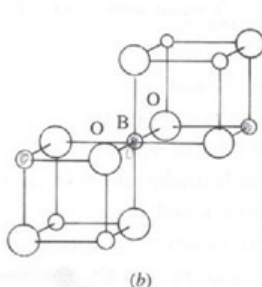


Σχήμα 1.3: Στο σχήμα απεικονίζονται σχηματικά οι μαγνητικές ροπές σε ένα σιδηριμαγνητικό (A) και σε ένα αντισιδηρομαγνητικό υλικό (B). Τα διαφορετικά χρώματα καθορίζουν τα διαφορετικά υποπλέγματα.

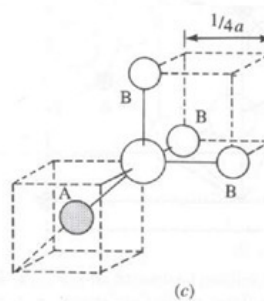
Ένα τέτοιο υλικό μπορούμε να το μοντελοποιήσουμε θεωρώντας δύο (ή και περισσότερα) μαγνητικά υποπλέγματα καθένα από τα οποία έχει ομοιόμορφη μαγνήτιση (Σχήμα 1.3). Αν τα δύο υποπλέγματα έχουν το ίδιο είδος ιόντων τότε λόγω και της αντιπαράλληλης διάταξης τους η συνολική μαγνήτιση θα είναι μηδενική και το υλικό είναι *αντισιδηρομαγνητικό* (antiferromagnetic). Στην περίπτωση, όμως, που τα ιόντα είναι διαφορετικά στο κάθε υποπλέγμα τότε θα υπάρχει μη μηδενική συνισταμένη μαγνήτιση και τότε λέμε ότι το υλικό μας είναι *σιδηριμαγνητικό* (ferrimagnetic).



Οι κοντινότεροι γείτονες των τετραεδρικών θέσεων.



Οι κοντινότεροι γείτονες των οκταεδρικών θέσεων.



Οι κοντινότεροι γείτονες των οξυγόνων.

Σχήμα 1.4: Η κυβική δομή του σπινελίου από τρεις διαφορετικές οπτικές. Παρατηρούμε ότι η γωνία μεταξύ των ατόμων στις θέσεις A και B είναι περίπου 180° ενώ μεταξύ των B είναι 90° . Πηγές: [3],[4]

Το ορυκτό μαγνητίτης (Fe_3O_4) είναι ένα παράδειγμα σιδηριμαγνητικού υλικού το οποίο κρυσταλλώνεται στη δομή του κυβικού σπινελίου στην οποία θα αναφερθούμε παρακάτω αναλυτικότερα. Αποτελείται από δι-σθενή και τρισθενή ιόντα σιδήρου με τα Fe^{3+} να καταλαμβάνουν τετραεδρικές και οκταεδρικές ενδοπλεγματικές θέσεις ενώ τα Fe^{2+} να καταλαμβάνουν μόνο οκταεδρικές. Τα άτομα που καταλαμβάνουν τις τετραεδρικές θέσεις λέμε πως συνιστούν το υποπλέγμα Α, ενώ αυτά που βρίσκονται στις οκταεδρικές το υποπλέγμα Β. Τα ιόντα Fe^{2+} έχουν 4 μονήρη ηλεκτρόνια σε 3d τροχιακά με αποτέλεσμα να έχουν μαγνητική ροπή $4\mu_B$ ενώ τα ιόντα Fe^{3+} έχουν 5 μονήρη ηλεκτρόνια σε 3d τροχιακά και μαγνητική ροπή $5\mu_B$ σε θερμοκρασία 0K. Η αλληλεπίδραση ανταλλαγής εδώ γίνεται μεταξύ ενός κατιόντος σε μια θέση Α που γίνεται αντιπαράλληλο στο πιο κοντινό κατιόν μιας θέσης Β (Σχήμα 1.4). Έτσι, συνολικά ο Fe_3O_4 θα έχει συνολική μαγνητική ροπή 4 μαγνητόνες του Bohr αφού έχει 1 τρισθενες άτομο στην Α θέση, 1 τρισθενές στην Β θέση και 1 δισθενές στην θέση Β $((-5)+(4)+(5)=+4)$.

Ο Neel έδειξε ότι η θεωρία μοριακού πεδίου του Weiss μπορεί να εφαρμοστεί και στην περίπτωση του σιδηριμαγνητισμού αν κανείς λάβει υπόψιν του την επίδραση της μαγνήτισης των διαφορετικών υποπλεγμάτων. Το πεδίο σε ένα ιόν ενός υποπλέγματος εξαρτάται από την μαγνήτιση όλων των υποπλεγμάτων δηλαδή ισχύει

$$H_{Wi} = \sum_{j=1}^n W_{ij} M_j$$

με τις σταθερές W_{ij} να εκφράζουν την ένταση της αλληλεπίδρασης των spin και στην περίπτωση του σιδηριμαγνητισμού/αντισιδηρομαγνητισμού είναι αρνητικές.

1.4 Μαγνητική Ανισοτροπία

Στις περισσότερες περιπτώσεις τα μαγνητικά υλικά εμφανίζουν ανισοτροπία όσον αφορά τις μαγνητικές τους ιδιότητες. Παρατηρείται δηλαδή ότι το υλικό έχει κάποια προτιμητέα διεύθυνση και οι μαγνητικές ιδιότητες του εξαρτώνται από αυτή. Με γνώμονα τις φυσικές αιτίες [16] αυτής της ανισοτροπίας μπορούμε διακρίνουμε δύο είδη:

- Την έμφυτη *μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία* (magnetocrystalline anisotropy)
- και την *ανισοτροπία σχήματος* (shape anisotropy)

Η ανάλυση αυτών των δύο κρίνεται σκόπιμη, διότι στην συνέχεια της εργασίας θα πρέπει να είμαστε σε θέση να αντιληφθούμε ότι το πραγματικό πεδίο στο εσωτερικό ενός μαγνητικού υλικού το οποίο έχει πολωθεί από ένα σταθερό εξωτερικό πεδίο είναι διαφορετικό από το πεδίο πόλωσης.

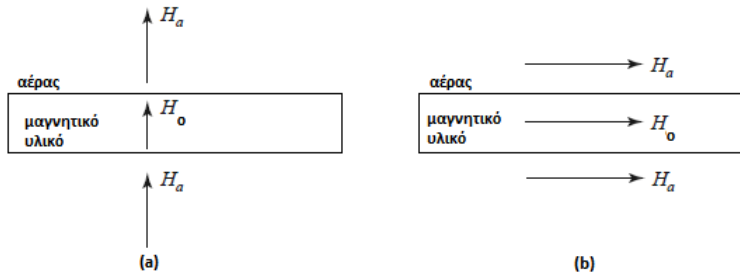
Μαγνητοκρυσταλλική Ανισοτροπία

Αυτή έχει την αιτία της στις αλληλεπιδράσεις των ηλεκτρονικών νεφών γειτονικών ατόμων. Αν το τροχιακό ενός ηλεκτρονίου δεν είναι σφαιρικά συμμετρικό, η ενέργεια της κατάστασης θα εξαρτάται από τον προσανατολισμό του τροχιακού σε σχέση με τα γειτονικά ιόντα του κρυστάλλου. Η συνακόλουθη αλληλεπίδραση του spin με την μαγνητική τροχιακή ροπή θα έχει ως αποτέλεσμα την εξάρτηση της ενέργειας του συνολικού μαγνητικού διπόλου του ιόντος από την διεύθυνσή του ως προς τους κύριους άξονες του κρυστάλλου. Για ορισμένους λοιπόν προσανατολισμούς του διανύσματος της μαγνητικής ροπής μέσα στο κρυσταλλικό πεδίο η ηλεκτροστατική ενέργεια είναι χαμηλότερη, ενώ σε άλλες διευθύνσεις είναι υψηλότερη και έτσι διαμορφώνονται στο υλικό διευθύνσεις εύκολης και δύσκολης μαγνήτισης.

Ως ενέργεια μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας E_α ορίζεται η ενέργεια που απαιτείται προκειμένου να στραφεί η μαγνήτιση από την εύκολη στη δύσκολη διεύθυνση και έχει τη συμμετρία του κρυστάλλου. Στην περίπτωση του κυβικού πλέγματος εκφράζεται ως συνάρτηση των συνημιτόνων διεύθυνσης $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ σύμφωνα με τη σχέση $E_\alpha = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots$. Μπορούμε να μοντελοποιήσουμε την επίδραση της ανισοτροπίας εισάγοντας ένα ισοδύναμο πεδίο ανισοτροπίας H_α

Ανισοτροπία Σχήματος

Αν τοποθετήσουμε ένα υλικό εντός ενός μαγνητικού πεδίου \vec{H} τότε το πεδίο στο εσωτερικό του θα είναι το διανυσματικό άθροισμα του επιβαλλόμενου πεδίου και ενός πεδίου \vec{H}_d που δημιουργείται από την κατανομή της μαγνήτισης στο εσωτερικό του υλικού. Το πεδίο αυτό, που ονομάζεται πεδίο απομαγνήτισης, αντιτίθεται στο εξωτερικά εφαρμοζόμενο και επηρεάζεται από το σχήμα του δοκιμίου και τον προσανατολισμό του ως προς το εξωτερικό πεδίο. Για ένα υλικό τυχαίου σχήματος, ο υπολογισμός αυτού του πεδίου είναι μια πολύπλοκη διαδικασία ενώ σε δοκίμια ελλειψοειδούς σχήματος εξαρτάται γραμμικά από την μαγνήτιση με την σταθερά αναλογία να καλείται σταθερά απομαγνήτισης.



Σχήμα 1.5: Το πεδίο στο εσωτερικό και στο εξωτερικό ενός λεπτού φύλλου μαγνητικού υλικού παρουσία ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με πόλωση κάθετη (a) και παράλληλη (b) στην επιφάνεια του.

Ως παράδειγμα, ας θεωρήσουμε ένα φύλλο σιδηρομαγνητικού υλικού πεπερασμένου πάχους το οποίο τοποθετείται εντός ενός αρχικά ομογενούς μαγνητικού πεδίου \vec{H}_a κάθετου στην επιφάνεια του υλικού. Από την συνέχεια της συνιστώσας \vec{B}_n στην επιφάνεια του υλικού έχουμε:

$$\vec{B}_a = \vec{B}_o \Rightarrow \vec{H}_o = \vec{H}_a - \vec{M}_S$$

όπου \vec{H}_o το πεδίο στο εσωτερικό του υλικού. Σε αυτή την περίπτωση, η σταθερά απομαγνήτισης είναι $N = 1$ ενώ αν το εξωτερικό πεδίο είναι παράλληλο στην επιφάνεια του δοκιμίου τότε από την συνέχεια της συνιστώσας \vec{H}_t έχουμε:

$$\vec{H}_a = \vec{H}_o$$

και η σταθερά απομαγνήτισης είναι μηδενική. Ακόμα και στην περίπτωση που το φύλλο είναι πεπερασμένων διαστάσεων τα παραπάνω συμπεράσματα συνεχίζουν να ισχύουν με την προϋπόθεση όμως το πηλίκο της μεγάλης διάστασης του δοκιμίου προς το πάχος να είναι αρκετά μεγάλο σε σχέση με την μονάδα.

Έως αυτό το σημείο παραθέσαμε κάποιες βασικές έννοιες σχετικές με τις μαγνητικές ιδιότητες της ύλης και αυτό γιατί κατά πρώτον θα μας απασχολήσουν στη συνέχεια αλλά και για να εντάξουμε τα υλικά που εμείς θα μελετήσουμε σε ένα ευρύτερο πλαίσιο ώστε να προσανατολίσουμε τον αναγνώστη μέσα στον τεράστιο κλάδο των μαγνητικών υλικών και των ιδιοτήτων τους. Ακολούθως θα στρέψουμε την προσοχή μας στους φερριτες που όπως θα γίνει προφανές και από τη συνέχεια είναι σιδηριμαγνητικά υλικά με πληθώρα εφαρμογών στη μικροκυματική τεχνολογία.

1.5 Μικροκυματικοί Φερριτες

Ο όρος φερριτης χαρακτηρίζει μεικτά μαγνητικά οξειδία μετάλλων, που έχουν ως κύριο συστατικό τους ιόντα Fe, ανεξάρτητα από το κρυσταλλικό σύστημα, το οποίο ακολουθούν. Είναι ιοντικά στερεά με συνέπεια να είναι υλικά εύθραυστα, κοκκώδη και με υψηλά σημεία τήξης. Όλες οι κατηγορίες φερριτών παρουσιάζουν τα παρακάτω κοινά χαρακτηριστικά [17]:

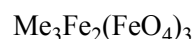
- Όλοι οι φερρίτες είναι στερεά σώματα ιοντικής κατασκευής, το κρυσταλλικό πλέγμα των οποίων φέρει ένα σκελετό από ανιόντα O^{2-} . Τα ιόντα αυτά, μεγάλης σχετικά ακτίνας (ίσης προς 1,32 Å), διατάσσονται κατά τρόπο ιδιαίτερα πυκνό και αφήνουν μεταξύ τους διάκενα, μερικά από τα οποία καταλαμβάνονται από τα μικρότερα σχετικά μεγέθους μεταλλοκατιόντα.
- Σε όλους τους φερρίτες, ανεξάρτητα από την ομάδα, στην οποία ανήκουν, και το κρυσταλλικό σύστημα, όπου κρυσταλλώνονται, υπάρχει οπωσδήποτε ένα τουλάχιστον μαγνητικό μεταλλοκατιόν, που είναι, δηλαδή, φορέας μαγνητικής ροπής. Συγκεκριμένα, πρόκειται για το ιόν του σιδήρου Fe^{3+} . Αν το μεταλλοκατιόν προέρχεται από ένα στοιχείο μετάπτωσης, θα είναι επίσης φορέας μαγνητικής ροπής με αποτέλεσμα να συμμετέχει και αυτό στη διαμόρφωση της μαγνητισής του φερρίτη.
- Τα μεταλλοκατιόντα (Fe^{3+} , M^{n+}) μπορούν πολύ εύκολα να υποκατασταθούν από άλλα παρόμοιας φύσης και παραπλήσιας ιοντικής ακτίνας δημιουργώντας έτσι στερεά διαλύματα δίνοντας μας έτσι την δυνατότητα να δημιουργήσουμε σύνθετα υλικά με επιθυμητές ιδιότητες.

Ως μικροκυματικούς φερρίτες μπορούμε να ορίσουμε εκείνους οι οποίοι χρησιμοποιούνται σε συχνότητες από 100 MHz έως και 400GHz [18]. Το φαινόμενο που αξιοποιείται από τα υλικά αυτά είναι ο σιδηρομαγνητικός συντονισμός ο οποίος εμφανίζεται όταν στο υλικό επιδρούμε με ένα ηλεκτρομαγνητικό πεδίο παρουσία ενός εξωτερικού στατικού μαγνητικού πεδίου. Υπό αυτές τις συνθήκες το υλικό καθίσταται ανισοτροπικό³ αφού η μαγνητική του διαπερατότητα αποκτά τανυστικό χαρακτήρα. Οι φερρίτες χρησιμοποιούνται σε ένα πλήθος εφαρμογών επειδή η διάδοση και η απορρόφηση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων εξαρτάται από την συχνότητα και την πόλωση τους καθώς και από το μέτρο του πεδίου στο εσωτερικό του υλικού. Αυτές οι εξαρτήσεις θα γίνουν κατανοητές στο επόμενο κεφάλαιο, όπου θα εξετάσουμε την διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε τέτοια υλικά.

Βιβλιογραφία σχετική με τους φερρίτες αποτελούν τα βιβλία των Wohlfarth [18], Smit και Wijn [3], McCurrie [19] ενώ σχετική με τις εφαρμογές τους στο βιβλίο των Lax και Button [14] και στο [20]. Ιδιαίτερα χρήσιμο και επικαιροποιημένο οδηγό με πλούσια βιβλιογραφία αποτελούν τα δύο μέρη της εργασίας των Özgür, Alivon και Morkos [5] [21].

1.5.1 Φερρίτες δομής γρανάτη

Οι φερρίτες αυτού του τύπου [17] είναι μικτά οξειδία του σιδήρου (Fe^{3+}) και ενός άλλου τρισθενούς μετάλλου (M^{3+}), το οποίο έχει ιοντική ακτίνα μεγαλύτερη από εκείνη του Fe^{3+} . Έχουν γενικό τύπο:

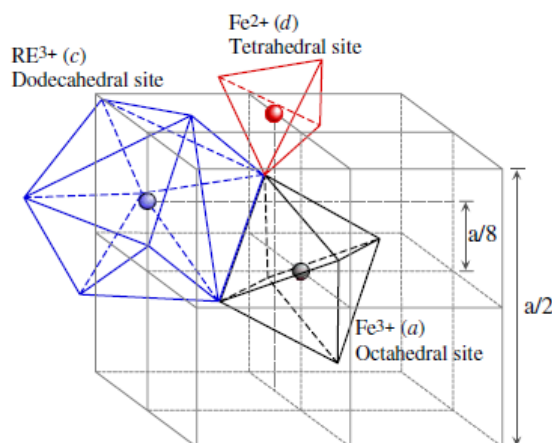


όπου το Me είναι το Ύτριο ή οποιοδήποτε μέταλλο της σειράς των Λανθανιδών: Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb ή Lu και δομή ανάλογη με αυτή του ορυκτού γρανάτη $Al_2Mn_3Si_{12}$, ενός ημιπολύτιμου λίθου.

Το στοιχειώδες κύτταρο των ενώσεων δομής γρανάτη είναι ένας κύβος, που περιλαμβάνει 8 φορές τα άτομα του χημικού τύπου. Ολόκληρο το στοιχειώδες κύτταρο περιλαμβάνει 96 ανιόντα οξυγόνου και 64 μεταλλοκατιόντα. Μεταξύ των ανιόντων οξυγόνου δημιουργούνται τρία είδη θέσεων : 24 τετραεδρικές (θέσεις "d"), 16 οκταεδρικές (θέσεις "a") και 24 δωδεκαεδρικές (θέσεις "c"), οι οποίες είναι όλες κατειλημμένες από μεταλλοκατιόντα κατά τον ακόλουθο τρόπο :

- Οι 24 τετραεδρικές θέσεις καταλαμβάνονται από ιόντα Fe^{3+}
- Οι 16 οκταεδρικές θέσεις καταλαμβάνονται από ιόντα Fe^{3+}
- και οι 24 δωδεκαεδρικές θέσεις καταλαμβάνονται από τα 24 μεταλλοκατιόντα M^{3+}

³Ιδιαίτερη προσοχή πρέπει να δοθεί από τον αναγνώστη στην χρήση του όρου ανισοτροπία. Εδώ θέλει να δηλώσει την εξάρτηση του τρόπου διάδοσης ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος από την διεύθυνση διάδοσης, γεγονός που δεν θα ίσχυε αν η μαγνητική του διαπερατότητα ήταν ένας αριθμός



Σχήμα 1.6: Η δομή του γρανάτη. Εδώ φαίνεται ένα ιόν τρισθενούς σιδήρου που περιβάλλεται από έξι ιόντα οξυγόνου σε οκταεδρική συμμετρία, ένα ιόν δισθενούς σιδήρου που περιβάλλεται από τέσσερα ιόντα οξυγόνου σε τετραεδρική συμμετρία και ένα ιόν σπάνιας γαίας που περιβάλλεται από οκτώ ιόντα οξυγόνου. Πηγή [5]

Το κάθε είδος θέσεων συνιστά ένα υποπλέγμα. Οι αλληλεπιδράσεις υπέρ-ανταλλαγής εξαρτώνται από την γωνία που σχηματίζουν τα οξυγόνα με το κατιόν του μετάλλου και είναι πιο ισχυρές όσο αυτή η γωνία πλησιάζει τις 180 μοίρες. Έτσι, αναμένουμε μεγάλη αλληλεπίδραση μεταξύ των υποπλεγμάτων A και D επειδή η γωνία $Fe^{3+}(a)-O_2^- - Fe^{3+}(d)$ είναι 126.6 μοίρες, ενώ η σύζευξη μεταξύ των Fe^{3+} και των Me^{3+} είναι ασθενής αφού η γωνία $Me^{3+}(a)-O_2^- - Fe^{3+}(d)$ είναι ίση με 100 μοίρες. Η γωνία $Me^{3+}(d)-O_2^- - Me^{3+}(c)$ είναι ίση με 122.2 μοίρες καθιστώντας την αλληλεπίδραση των υποπλεγμάτων C, D ισχυρή. Έτσι, οι μαγνητικές ροπές των A και D θέσεων είναι αντιπαράλληλες και αυτές των C θέσεων είναι αντιπαράλληλες με αυτές των θέσεων D.

Yttrium-Iron-Garnet (YIG)

Το YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$) είναι σιδηριμαγνητικό υλικό με δομή γρανάτη και είναι ένας από τους πιο γνωστούς φερριτες με σημαντικό εύρος εφαρμογών στη μικροκυματική τεχνολογία. Η ηλεκτρονική δομή του Υτρίου είναι: $[Kr]4d^15s^2$ με συνέπεια το κατιόν Y^{3+} να μην έχει μονήρη ηλεκτρόνια και να στερείται μόνιμης μαγνητικής ροπής. Η μαγνήτιση του προκύπτει κατά συνέπεια από την αλληλεπίδραση των ιόντων Σιδήρου στα υποπλέγματα A και D.

1.5.2 Φερριτες δομής σπινελίου

Οι φερριτες δομής σπινελίου [4] [17] κρυσταλλώνονται στο εδροκεντρωμένο κυβικό σύστημα κατά τρόπο ανάλογο με το ορυκτό σπινέλλιος $MgAl_2O_4$. Στους φερριτες σπινελίου το Al έχει υποκατασταθεί με Fe^{3+} και σύμφωνα με το γενικό χημικό τύπο τους $M^{2+}Fe_2^{3+}O_4$ το M^{2+} μπορεί να είναι ένα από τα μεταλλοκατιόντα Fe^{2+} , Co^{2+} , Ni^{2+} , Cu^{2+} , Zn^{2+} , Cd^{2+} και Mg^{2+} ή και να αντιστοιχεί σε συνδυασμό περισσότερων του ενός από αυτά, οπότε σχηματίζονται στερεά διαλύματα δύο ή περισσότερων φερριτών, δηλαδή σύνθετοι φερριτες, όπως π.χ. οι φερριτες Ni-Zn.⁴

Το στοιχειώδες κύτταρο των φερριτών είναι ένας κύβος ο οποίος περιέχει οκτώ φορές το σύνολο των ατόμων, που αντιστοιχούν στο χημικό τους τύπο ($MFeO_4$). Κάθε στοιχειώδες κύτταρο σπινελίου περιέχει 32 ανιόντα O^{2-} , τα οποία σχηματίζουν ένα εδρο-κεντρωμένο κυβικό πλέγμα. Τα μεταλλοκατιόντα καταλαμβάνουν τετραεδρικές (θέσεις A) και οκταεδρικές θέσεις (θέσεις B). Όταν τα δισθενή μεταλλοκατιόντα καταλαμβάνουν τις θέσεις A και τα τρισθενή τις θέσεις B τότε λέμε πως έχουμε την κανονική δομή του σπινελίου. Μια διαφορετική δομή είναι η αντίστροφη δομή του σπινελίου στην οποία στις A θέσεις βρίσκονται τρισθενή ιόντα ενώ

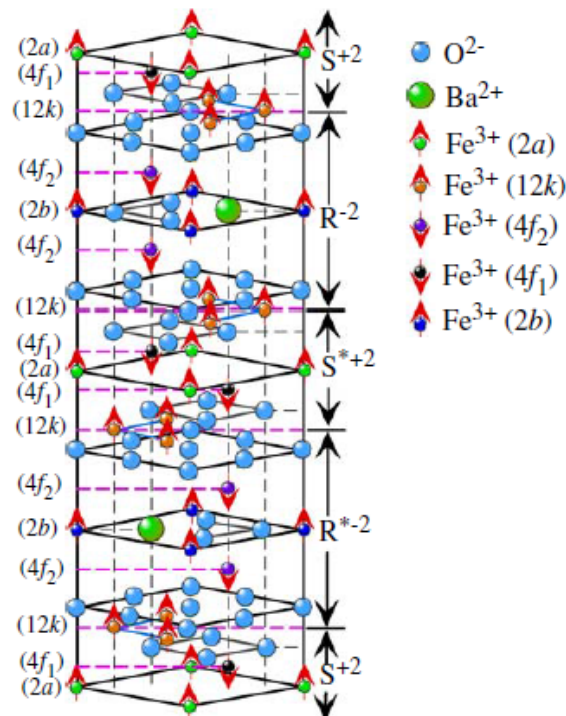
⁴Τα στερεά αυτά διαλύματα είναι ιδιαίτερα σημαντικά καθώς μεταβάλλοντας κανείς την σύσταση τους μπορεί να φτιάξει υλικά με επιθυμητές ιδιότητες.

στις θέσεις B δισθενή και τρισθενή.

1.5.3 Φερρίτες εξαγωνικής δομής (εξαφερρίτες)

Οι φερρίτες αυτού του τύπου [17] χαρακτηρίζονται από την ύπαρξη ενός μεταλλοκατιόντος M^{2+} του οποίου η ακτίνα είναι μεγαλύτερη από 1\AA όπως π.χ. Sr^{2+} , Pb^{2+} , Ba^{2+} με ιοντικές ακτίνες αντίστοιχα $1,27\text{\AA}$, $1,32\text{\AA}$ και $1,43\text{\AA}$. Επειδή οι ιοντικές ακτίνες αυτών των μεταλλοκατιόντων έχουν παραπλήσιο μέγεθος με την ιοντική ακτίνα του O^{2-} ($1,32\text{\AA}$), αυτά μπορούν να συμμετάσχουν στην κατασκευή του πλέγματος πυκνής διάταξης των ιόντων οξυγόνου και τα ιόντα σιδήρου να καταλαμβάνουν ενδοπλεγματικές θέσεις. Οι δομές αυτές σχηματίζονται από εναλλάξ τμήματα οξυγόνων που έχουν είτε δομή εξαγωνική πυκνής διάταξης είτε κυβική πυκνής διάταξης και σε κάποια από αυτά τα τμήματα ιόντα οξυγόνου αντικαθίστανται από τα μεταλλοκατιόντα με παρόμοια ακτίνα. Έτσι προκύπτουν αρκετές διαφορετικές δομές οι οποίες συμβολίζονται με τα γράμματα M, W, Y, Z, U, και X. Ένας από τους πιο σημαντικούς σε εφαρμογές εξαφερρίτης είναι ο $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ (θα τον συμβολίζουμε και ως MBa) ο οποίος είναι τύπου M και η διάταξη των ατόμων του φαίνεται στο σχήμα 1.7.

Η ύπαρξη μόνο τρισθενών κατιόντων σιδήρου στον MBa του προσδίδει υψηλές μονωτικές ικανότητες και του δίνει πλεονεκτική θέση σε εφαρμογές υψηλών συχνοτήτων οι οποίες απαιτούν χαμηλές απώλειες αγωγιμότητας. Η χαμηλή κρυσταλλική συμμετρία των εξαφερριτών οδηγεί σε μεγαλύτερες τιμές μαγνητοκρυσταλλικής ανισotropίας και έτσι μεγαλύτερες τιμές του πεδίου ανισotropίας. Ένα μεγάλο πεδίο ανισotropίας είναι μια χρήσιμη ιδιότητα σε μικροκυματικές εφαρμογές καθώς έτσι μπορούμε να ρυθμίσουμε την συχνότητα λειτουργίας και τα χαρακτηριστικά συσκευών χρησιμοποιώντας μικρότερα πεδία πόλωσης.



Σχήμα 1.7: Η δομή του εξαφερρίτη $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. Τα βέλη δείχνουν την κατεύθυνση των στοιχειωδών μαγνητικών διπόλων στα ιόντα του σιδήρου. Πηγή: [5]

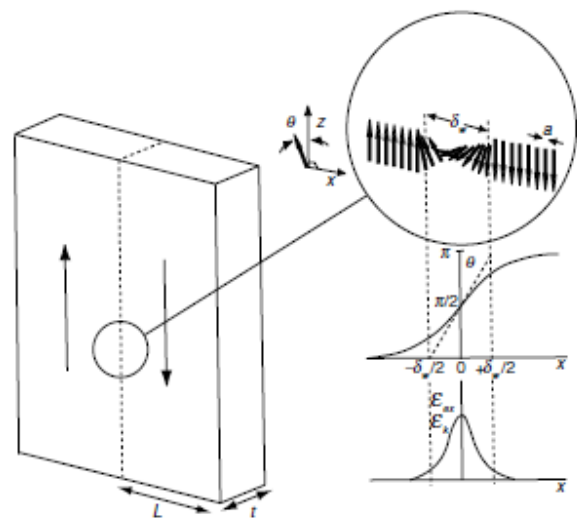
Κεφάλαιο 2

Φερρίτες και Ηλεκτρομαγνητικό πεδίο

2.1 Απόκριση Μαγνητικών Υλικών σε εναλλασσόμενο πεδίο

Όταν επιβάλλουμε ένα χρονομεταβλητό μαγνητικό πεδίο σε ένα μαγνητικό υλικό τότε αυτό προκαλεί μεταβολή της μαγνήτισης του υλικού. Προφανώς η μαγνήτιση θα εξαρτάται από το χρόνο και θα ακολουθεί τη χρονική μεταβολή του εξωτερικού πεδίου όμως δεν μπορεί να αποκρίνεται ακαριαία στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο αλλά χρειάζεται κάποιο χρονικό διάστημα μέχρι το σύστημα να φτάσει σε ισορροπία. Ο χρόνος που απαιτείται για να φτάσει το σύστημα σε ισορροπία ονομάζεται χρόνος αποκατάστασης (relaxation time). Συνέπεια αυτού είναι η μαγνητική διαπερατότητα να εξαρτάται από την συχνότητα όπως στην περίπτωση την διηλεκτρικής επιτρεπτότητας η οποία εξαρτιόταν από την συχνότητα του επιβαλλόμενου ηλεκτρικού πεδίου.

Σε ένα μη μαγνητισμένο σιδηρομαγνητικό υλικό κυριαρχούν δύο μηχανισμοί που σχετίζονται με την μεταβολή της μαγνήτισης του. Ο πρώτος μηχανισμός αφορά την κίνηση των τοίχων Bloch (Domain Boundary movement) και ο δεύτερος την περιστροφή των μαγνητικών περιοχών (rotation of the magnetization vector). Όπως περιγράψαμε και σε προηγούμενη ενότητα ένα μαγνητικό υλικό αποτελείται από περιοχές ομοιόμορφης μαγνήτισης. Κατά την επιβολή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου οι περιοχές αυτές τείνουν να προσανατολιστούν. Στην αρχή οι περιοχές με μαγνήτιση παράλληλη στο εξωτερικό πεδίο αυξάνονται ενώ οι υπόλοιπες προσαρτώνται στις προηγούμενες (δες σχήμα 2.1) μέχρι ενός σημείου και από εκεί και πέρα οι περιοχές που δεν έχουν προσανατολιστεί ήδη αρχίζουν να περιστρέφονται μέχρι να προσανατολιστούν και αυτές με το εξωτερικό πεδίο. Ο πρώτος εξ αυτών καθορίζει την χρονική μεταβολή της μαγνήτισης σε χαμηλές συχνότητες (σχήμα) και δεν προκαλεί απώλειες μαγνήτισης ενώ ο δεύτερος μηχανισμός, της περιστροφής των μαγνητικών περιοχών, εμφανίζει απώλειες και λαμβάνει χώρα στα MHz. Σε υψηλότερες συχνότητες, όμως, οι μαγνητικές ροπές δεν προλαβαίνουν το πεδίο και έτσι αυτοί οι μηχανισμοί δεν συνεισφέρουν στην μαγνητική διαπερατότητα.



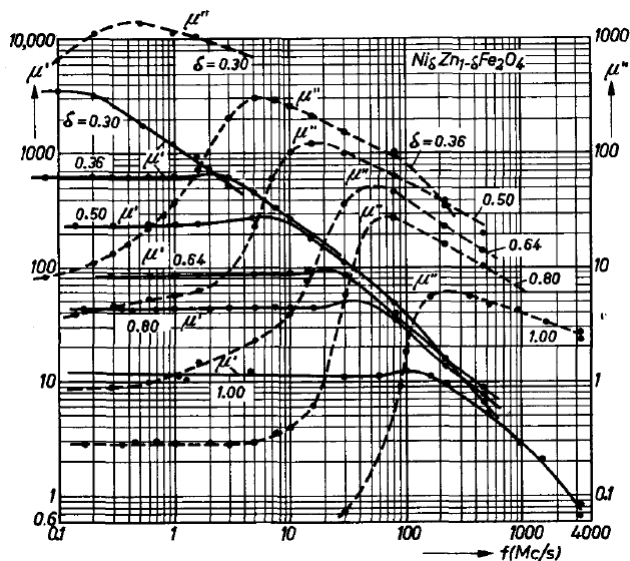
Σχήμα 2.1: Η διάταξη των μαγνητικών ροπών στην διεπιφάνεια δύο μαγνητικών περιοχών. Με την επιβολή ενός πεδίου αυτές περιστρέφονται και προσανατολίζονται παράλληλα προς το επιβαλλόμενο πεδίο. Πηγή: [1]

Η χρονική μεταβολή της μαγνήτισης, στην περίπτωση των χρονομεταβλητών πεδίων υψηλών συχνοτήτων, είναι κυρίως το αποτέλεσμα της περιστροφής των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών του υλικού γύρω από τη διεύθυνση του πεδίου που αισθάνονται οι μαγνητικές ροπές στο εσωτερικό του υλικού ¹ (δεύτερος μηχανι-

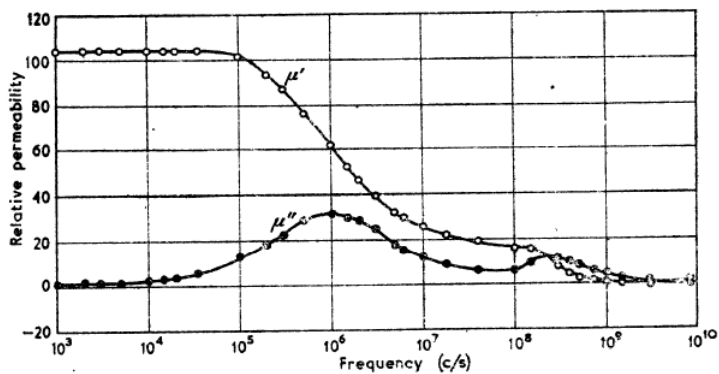
¹Πρόκειται για το φαινόμενο του σιδηρομαγνητικού συντονισμού με το οποίο θα ασχοληθούμε στη συνέχεια. Εκεί όμως το πεδίο που θα αισθάνονται οι μαγνητικές ροπές στο υλικό θα είναι εξωτερικά επιβαλλόμενο και ο μηχανισμός

σμός). Η μορφή αυτού του μηχανισμού είναι τύπου ηρεμίας (relaxation), εμφανίζεται στα MHz, και οδηγεί σε σημαντικές απώλειες. Στην περίπτωση των σιδηρομαγνητικών υλικών που είναι μέταλλα ή κράματα μετάλλων προστίθενται στις συνολικές απώλειες και οι απώλειες λόγω της ύπαρξης *δινορευμάτων* (eddy currents), που αυξάνονται σημαντικά στην περιοχή των υψηλών συχνοτήτων.

Στα σχήματα 2.2 και 2.3 φαίνονται οι εξαρτήσεις του πραγματικού και του φανταστικού μέρους της μαγνητικής διαπερατότητας σε $Ni_gZn_{g-1}Fe_2O_4$ και $Y_3Fe_5O_{12}$. Στην περίπτωση του $Y_3Fe_5O_{12}$ μπορεί κανείς από το διάγραμμα να παρατηρήσει τους δύο μηχανισμούς διασποράς που περιγράψαμε παραπάνω δηλαδή της μαγνητικής υστέρησης και του σιδηρομαγνητικού συντονισμού. Στο $Y_3Fe_5O_{12}$, που είναι μονωτικό υλικό, δεν αναπτύσσονται δινορεύματα.



Σχήμα 2.2: Η εξάρτηση από τη συχνότητα, του πραγματικού και του φανταστικού μέρους της μαγνητικής διαπερατότητας σε φερρίτες, με χημική σύνθεση που δίνεται από τον χημικό τύπο $Ni_gZn_{g-1}Fe_2O_4$, ως συνάρτηση της παραμέτρου g. Πηγή [3]

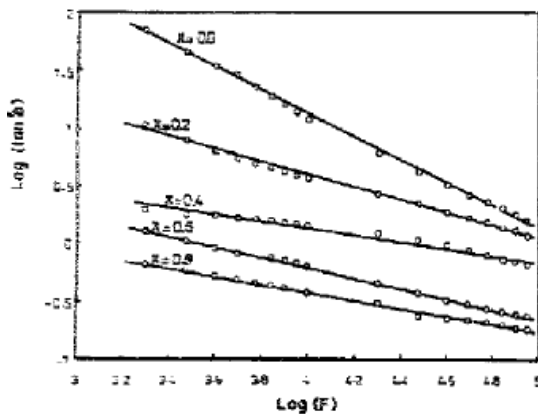


Σχήμα 2.3: Η εξάρτηση από τη συχνότητα, του πραγματικού και του φανταστικού μέρους της μαγνητικής διαπερατότητας σε πολυκρυσταλλικό $Y_3Fe_5O_{12}$. Στην περιοχή των MHz παρατηρείται ο μηχανισμός που σχετίζεται με την περιστροφή των μαγνητικών περιοχών ενώ σε μεγαλύτερες συχνότητες ο μηχανισμός λόγω της μεταπωτικής κίνησης των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών του υλικού γύρω από την μαγνήτιση. Πηγή [6]

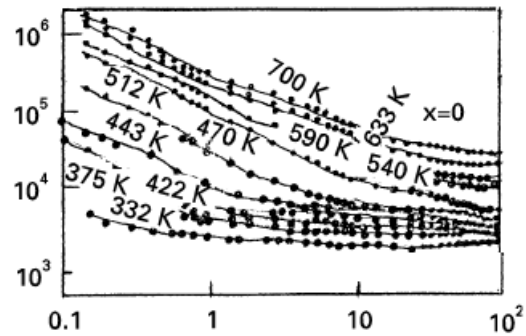
αυτός εντοπίζεται στα GHz.

2.2 Διηλεκτρικές Ιδιότητες και αγωγιμότητα των φερριτών

Οι φερρίτες ανήκουν στην κατηγορία των ημιαγωγών με αντιστάσεις που καλύπτουν ένα μεγάλο εύρος τιμών, και εξαρτώνται από την σύσταση και τις συνθήκες παρασκευής φερρίτη. Συγκεκριμένα, το εύρος κυμαίνεται από $10^{-3} \Omega \text{ cm}$, όπως στην περίπτωση του μαγνητίτη, μέχρι και $10^{11} \Omega \text{ cm}$, σε φερρίτες Zn-Ni σε θερμοκρασία δωματίου². Οι ημιαγωγικές τους ιδιότητες οφείλονται στην παρουσία ενός μεταλλοκατιόντος σε διαφορετικές οξειδωτικές καταστάσεις [22]. Έτσι, θεωρείται ότι οι φερρίτες (και γενικότερα τα οξείδια των στοιχείων μετάπτωσης) οφείλουν την ηλεκτρική αγωγιμότητα τους στην ανταλλαγή ηλεκτρονίων μεταξύ μεταλλοκατιόντων με διαφορετικούς βαθμούς οξείδωσης.



Σχήμα 2.4: Οι απώλειες $\tan \delta$ του $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ ως συνάρτηση της συχνότητας για διάφορες τιμές του x . Πηγή: [7]



Σχήμα 2.5: Η σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ_r' του $\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ ως συνάρτηση της συχνότητας για διάφορες τιμές του x . Πηγή: [8]

Παράδειγμα αποτελεί ο μαγνητίτης ο οποίος σε θερμοκρασία δωματίου είναι ένα από τα πιο αγωγίμα μη μεταλλικά υλικά. Αυτή η αγωγιμότητα του οφείλεται στην ύπαρξη Fe^{2+} και Fe^{3+} σε ισοδύναμες κρυσταλλογραφικές θέσεις. Έτσι, ηλεκτρόνια μετακινούνται από το Fe^{2+} στο Fe^{3+} οδηγώντας σε αγωγιμότητα τύπου n . Μάλιστα η αγωγιμότητα αυτή παρουσιάζει εξάρτηση από την θερμοκρασία η οποία περιγράφεται από τη σχέση

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{U}{k_B T}} \quad (2.1)$$

όπου U είναι η ενέργεια ενεργοποίησης του μηχανισμού της αγωγιμότητας, T η απόλυτη θερμοκρασία και k_B η σταθερά του Boltzmann.

Σε χαμηλές συχνότητες έχουν μετρηθεί υψηλές τιμές της διηλεκτρικής σταθεράς σε συγκεκριμένους φερρίτες. Οι υψηλές αυτές τιμές έχουν αποδοθεί σε φαινόμενα Maxwell-Wagner ως αποτέλεσμα της ανομοιογένειας της δομής. Σύμφωνα με τον Koops [23] η διηλεκτρική δομή αποτελείται από δύο στρώματα. Το πρώτο είναι κόκκοι φερρίτη σχετικά υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς που περιβάλλονται από τα όρια των κόκκων με χαμηλή διηλεκτρική σταθερά.

Η πόλωση σε αυτά τα υλικά εξηγείται με τον ίδιο μηχανισμό που εξηγείται και η αγωγιμότητα. Με αύξηση της συχνότητας η τιμή της διηλεκτρικής σταθεράς και οι διηλεκτρικές απώλειες $\tan \delta$ ελαττώνονται, ενώ σε πολύ υψηλές συχνότητες αποκτούν μια σταθερή τιμή, και αυτό διότι η μετακίνηση των ηλεκτρονίων μεταξύ διαφορετικών ιόντων δεν μπορεί πια να παρακολουθήσει το πεδίο. Με αύξηση της θερμοκρασίας έχουμε αύξηση της ϵ και των απωλειών $\tan \delta$.

Τα σχήματα 2.4 και 2.5 που έχουμε ανασύρει από την βιβλιογραφία παρουσιάζουν την εξάρτηση των απωλειών και της διηλεκτρικής σταθεράς ϵ_r' ως συνάρτηση της συχνότητας στους φερρίτες $\text{CuFe}_{2-x}\text{Cr}_x\text{O}_4$ και

²Για σύγκριση ο χαλκός έχει ειδική ηλεκτρική αντίσταση $1.7 \times 10^{-5} \Omega \text{ cm}$ στους 20°C ενώ η πορσελάνη που αποτελεί το υλικό από το οποίο κατασκευάζονται οι μονωτήρες υψηλών τάσεων έχει αντίσταση $10^{15} \Omega \text{ cm}$ στις ίδιες συνθήκες.

$\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ αντίστοιχα. Στην περίπτωση του $\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ παρουσιάζεται η εξάρτηση της διηλεκτρικής σταθεράς και από την θερμοκρασία ενώ παρατηρούμε και τις υψηλές τιμές που λαμβάνει αυτή σε χαμηλές συχνότητες.

2.3 Σιδηρομαγνητικός Συντονισμός

Σκοπός αυτής της παραγράφου είναι να προσδιορίσουμε τον τανυστή της μαγνητικής διαπερατότητας μ ενός σιδηρομαγνητικού υλικού το οποίο είναι πολωμένο από ένα σταθερό μαγνητικό πεδίο. Το πρόβλημα αυτό θα το αντιμετωπίσουμε από κλασική σκοπιά ενώ μια κβαντομηχανική ανάλυση μπορεί κανείς να βρει στο βιβλίο του Slichter [24]. Θα ξεκινήσουμε θεωρώντας μια μαγνητική διπολική ροπή η οποία βρίσκεται εντός ενός μαγνητικού πεδίου μαγνητικής επαγωγής \vec{B} . Επ' αυτής ασκείται ροπή \vec{T} που δίνεται από την σχέση 1.7. Έτσι η εξίσωση κίνησης της μαγνητικής ροπής είναι

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = -\vec{m} \times \vec{B} \quad (2.2)$$

η οποία με χρήση της 1.11 γίνεται

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\vec{m} \times \gamma \vec{B} \quad (2.3)$$

Η παραπάνω σχέση μας λέει πως η μαγνητική ροπή θα εκτελεί μεταπλωτική κίνηση γύρω από τον άξονα του επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου. Η συχνότητα αυτής της περιστροφικής κίνησης είναι ίση με $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$ και ονομάζεται συχνότητα Larmor. Μέχρι εδώ βέβαια έχουμε θεωρήσει πως στην μαγνητική διπολική ροπή δεν ασκούνται άλλες ροπές και συνεπώς αυτή θα περιστρέφεται συνεχώς χωρίς να χάνει ενέργεια και μάλιστα με γωνία ως προς το μαγνητικό πεδίο αυτή που είχε τη στιγμή που άρχισε η κίνηση.

Όπως αναφέραμε, όμως, ένα υλικό αποτελείται από ένα πλήθος μαγνητικών ροπών. Αν πολώσουμε λοιπόν ένα μαγνητικό υλικό με ένα μαγνητικό πεδίο τότε κάθε μία από της μαγνητικές διπολικές ροπές από τις οποίες αποτελείται το υλικό αυτό θα εκτελεί την παραπάνω κίνηση γύρω από την διεύθυνση του επιβαλλόμενου πεδίου. Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις 1.2 και 1.4 μπορούμε να γράψουμε την 2.3 με όρους μαγνήτισης ως εξής

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma \vec{M} \times \vec{H} \quad (2.4)$$

εκφράζοντας έτσι την μακροσκοπική απόκριση του υλικού στην επιβολή ενός εξωτερικού πεδίου. Στο πρώτο κεφάλαιο εξηγήσαμε ότι το πεδίο στο εσωτερικό ενός υλικού διαφέρει από το πεδίο στο εξωτερικό του λόγω της μαγνητικής ανισοτροπίας του υλικού. Σε πρώτη προσέγγιση όμως θα θεωρήσουμε πως οι μαγνητικές ροπές στο εσωτερικό του υλικού αισθάνονται το πεδίο πόλωσης και σε επόμενη ενότητα θα αναλύσουμε την επίδραση της ανισοτροπίας.

Γνωρίζοντας τώρα της συμπεριφορά της μαγνήτισης του υλικού ας υποθέσουμε πως εκτός από το σταθερό πεδίο πόλωσης εφαρμόζουμε και ένα αρμονικά μεταβαλλόμενο πεδίο $\vec{h}(t) = \vec{h}e^{j\omega t}$. Το συνολικό λοιπόν πεδίο στο εσωτερικό του υλικού θα είναι

$$\vec{H}_{tot} = \vec{H}_0 + \vec{h}(t) \quad (2.5)$$

Το \vec{H}_0 θα πρέπει να είναι αρκετά ισχυρό ώστε το υλικό να έχει φτάσει σε κατάσταση κόρου και η μαγνήτιση να έχει πάρει την μέγιστη τιμή της \vec{M}_s . Η απαίτηση αυτή στηρίζεται στο γεγονός ότι όταν η μαγνήτιση είναι μικρότερη από τη μαγνήτιση κόρου τότε τα σιδηρομαγνητικά υλικά που χρησιμοποιούνται σε μικροκυματικές εφαρμογές παρουσιάζουν μεγάλες απώλειες με αποτέλεσμα τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα να εξασθενούν στο εσωτερικό τους πολύ γρήγορα. Επίσης ταυτίζουμε την διεύθυνση του πεδίου πόλωσης με αυτή του άξονα z ενός καρτεσιανού συστήματος συντεταγμένων ενώ για τα μέτρα των πεδίων θεωρούμε πως $|\vec{H}_0| \gg |\vec{h}|$. Τότε η μαγνήτιση του υλικού θα είναι

$$\vec{M}_{tot} = \vec{M}_s + \vec{m} \quad (2.6)$$

και θα ισχύει $|\vec{M}_0| \gg |\vec{m}|$. Ξεκινώντας κανείς από την 2.4 και αντικαθιστώντας τις 2.5 και 2.6 καταλήγουμε στην[14]

$$\vec{M} = \chi \vec{H} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \vec{H}$$

όπου χ ο τανυστής μαγνητικής επιδεκτικότητας με τα στοιχεία του να δίνονται από τις σχέσεις

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.7)$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{j\omega\omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.8)$$

όπου $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$ και $\omega_m = \mu_0 \gamma M_s$. Με χρήση της 1.4 η μαγνητική διαπερατότητα προκύπτει

$$\mu = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu & j\kappa & 0 \\ -j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

με

$$\begin{aligned} \mu &= \left(1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \\ \kappa &= \left(1 + \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

Ο τανυστής 2.9 αναφέρεται στην βιβλιογραφία συνήθως ως τανυστής του Podler [25]. Αν το μαγνητικό πεδίο επιβάλλεται κατά την διεύθυνση των αξόνων x και y τότε οι τανυστές της μαγνητικής διαπερατότητας δίνονται από

$$\mu = \begin{pmatrix} \mu_0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & j\kappa \\ 0 & -j\kappa & \mu \end{pmatrix} \quad (\hat{x} \text{ bias}) \quad (2.11)$$

$$\mu = \begin{pmatrix} \mu & 0 & -j\kappa \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ j\kappa & 0 & \mu \end{pmatrix} \quad (\hat{y} \text{ bias}) \quad (2.12)$$

Παρατηρούμε πως τα στοιχεία του τανυστή παρουσιάζουν χαρακτηριστικά συντονισμού αφού για συχνότητες του χρονομεταβλητού πεδίου ίσες με την συχνότητα Larmor οι τιμές τους απειρίζονται. Αυτός ο συντονισμός καλείται *σιδηρομαγνητικός συντονισμός* και η συχνότητα f στην οποία συμβαίνει είναι ανάλογη του πεδίου πόλωσης. Έτσι μεταβάλλοντας κανείς το πεδίο μπορεί να μετακινήσει τον συντονισμό αυτό σε μικρότερες ή μεγαλύτερες συχνότητες.

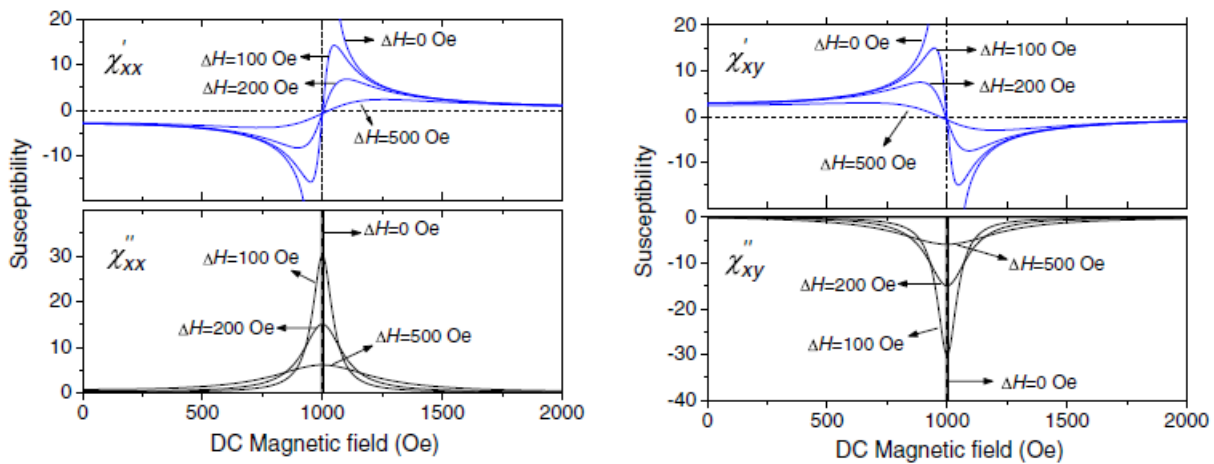
Η πραγματικότητα όμως αποκλίνει από τη θεωρία του μέσου πεδίου, καθώς οι ατομικές μαγνητικές ροπές εντός του κρυσταλλικού πλέγματος του υλικού βρίσκονται σ' ένα περιβάλλον που ασκεί αποσβεστικές δυνάμεις επί της περιστροφικής κίνησής τους. Το γεγονός αυτό έχει ως συνέπεια τη μεταπτωτική ελικοειδή κίνηση του διανύσματος της μαγνητικής ροπής m , μέχρι τον παραλληλισμό του με το στατικό μαγνητικό πεδίο H ή κάποια άλλη διεύθυνση ισορροπίας. Η κίνηση αυτή έχει περιγραφεί ικανοποιητικά από διάφορες εξισώσεις (Gilbert, Kittel), οι οποίες είναι αλγεβρικά ισοδύναμες με τη φαινομενολογική εξίσωση Landau-Lifshitz, που έχει τη μορφή

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma \vec{M} \times \vec{H} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M}_s \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (2.13)$$

Σε αυτή την περίπτωση τα στοιχεία του τανυστή μαγνητικής επιδεκτικότητας δίνονται από τις $\chi_{xx} = \chi'_{xx} - j\chi''_{xx}$ και $\chi_{xy} = \chi'_{xy} - j\chi''_{xy}$ με τα πραγματικά και φανταστικά μέλη να είναι

$$\begin{aligned}
\chi'_{xx} &= \frac{\omega_0 \omega_m (\omega_0^2 - \omega^2 + \alpha^2 \omega^2)}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2]^2 + 4\alpha^2 \omega_0^2 \omega^2} \\
\chi''_{xx} &= \frac{\alpha \omega \omega_m (\omega_0^2 + (1 + \alpha^2) \omega^2)}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2]^2 + 4\alpha^2 \omega_0^2 \omega^2} \\
\chi'_{xy} &= \frac{\omega \omega_m (\omega_0^2 + (1 + \alpha^2) \omega^2)}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2]^2 + 4\alpha^2 \omega_0^2 \omega^2} \\
\chi''_{xy} &= \frac{2\alpha \omega_0 \omega_m \omega^2}{[\omega_0^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2]^2 + 4\alpha^2 \omega_0^2 \omega^2}
\end{aligned} \tag{2.14}$$

Στο σχήμα 2.6 έχουν σχεδιαστεί τα πραγματικά και τα φανταστικά μέρη του τανυστή της μαγνητικής επιδεκτικότητας ως συνάρτηση του επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου για διάφορες τιμές της σταθεράς απόσβεσης.



Σχήμα 2.6: Τα πραγματικά και τα φανταστικά μέρη του τανυστή της μαγνητικής επιδεκτικότητας υπολογισμένα για διαφορετικούς συντελεστές απόσβεσης σε συχνότητα συντονισμού 2.8GHz και μαγνήτιση κόρου $4\pi M_S = 3.000\text{ Gauss}$. Πηγή: [5]

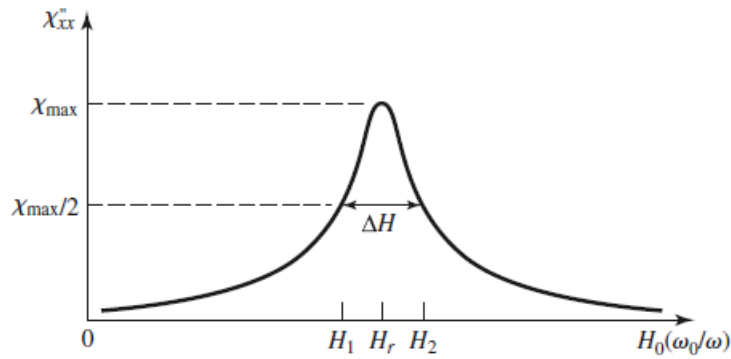
Ο τανυστής μαγνητικής διαπερατότητας θα δίνεται και πάλι από τις σχέσεις 2.11, 2.12 και 2.9 με τα στοιχεία όμως μ και κ τώρα να είναι οι μιγαδικοί αριθμοί

$$\begin{aligned}
\mu &= \mu' - j\mu'' = \mu_0(1 + \chi'_{xx}) - j\mu_0\chi''_{xx} \\
\kappa &= \kappa' - j\kappa'' = \mu_0\chi'_{xy} - j\mu_0\chi''_{xy}
\end{aligned} \tag{2.15}$$

Ο συντελεστής απόσβεσης μπορεί να προσδιοριστεί πειραματικά από το εύρος ημίσειος πλάτους ΔH (linewidth) της καμπύλης απορρόφησης στον συντονισμό που είναι το εύρος της γραφικής παράστασης του χ''_{xx} ως προς το πεδίο H_0 μεταξύ των σημείων που η επιδεκτικότητα μειώνεται στο μισό (εικόνα 2.7)

$$\alpha = \frac{\mu_0 \gamma \Delta H}{2\omega} \tag{2.16}$$

Στη συνέχεια θα δούμε πως μπορούμε να μοντελοποιήσουμε την επίδραση της ανισοτροπίας στο φαινόμενο του σιδηρομαγνητικού συντονισμού ώστε σε όλες τις προηγούμενες σχέσεις να χρησιμοποιούμε την σωστή τιμή του πεδίου.



Σχήμα 2.7: Ορισμός του εύρους ημίσεος πλάτους (linewidth) της επιδεκτικότητας. Πηγή: [9].

Απομαγνήτιση

Μέχρι τώρα θεωρούσαμε πως το υλικό μας εκτείνεται στο άπειρο και έτσι μπορούσαμε να αγνοήσουμε την επίδραση του πεδίου απομαγνήτισης. Τι γίνεται, όμως, στην πράξη που τα δοκίμια που χρησιμοποιούνται σε διάφορες εφαρμογές είναι πεπερασμένων διαστάσεων θα αναλύσουμε ακολούθως. Το πεδίο στο εσωτερικό δίνεται από τη σχέση

$$\vec{H}_i = \vec{H}_o - \vec{N}\vec{M}_s \quad (2.17)$$

όπου $\vec{N}\vec{M}_s$ είναι το πεδίο στο εσωτερικό του υλικού που αντιτίθεται στο εξωτερικό πεδίο και οι σταθερές απομαγνήτισης N αποτελούν το μέτρο αυτής της αντίθεσης. Σε αυτή την περίπτωση η εξίσωση 2.5 γίνεται

$$\vec{H}_i = \vec{H}_o - \vec{N}\vec{M} + \vec{h} - \vec{N}\vec{m} \quad (2.18)$$

Χρησιμοποιώντας κανείς αυτή την έκφραση για το πεδίο αντί της 2.5 λαμβάνει υπόψιν του και το φαινόμενο της απομαγνήτισης στις τιμές των επιτρεπτοτήτων. Η νέα συχνότητα συντονισμού δίνεται από την σχέση του Kittel και είναι

$$\omega_r = \mu_o \gamma \sqrt{(H_0 + (N_x - N_z)M_s)(H_0 + (N_y - N_z)M_s)} \quad (2.19)$$

η οποία ισχύει για δοκίμια μικρών διαστάσεων αλλά και σε περιπτώσεις δοκιμίων μεγαλύτερων διαστάσεων τα οποία όμως έχουν κανονικά σχήματα όπως ορθογώνια, σφαιρικά, κλπ [14]. Από την 2.19 παρατηρούμε μια μετατόπιση της συχνότητας συντονισμού ενώ αναλόγως την γεωμετρία του δοκιμίου και την διεύθυνση επιβολής του πεδίου ενδέχεται κανείς να χρειαστεί να εφαρμόσει μεγάλες τιμές πεδίου ώστε να παρατηρήσει συντονισμό.

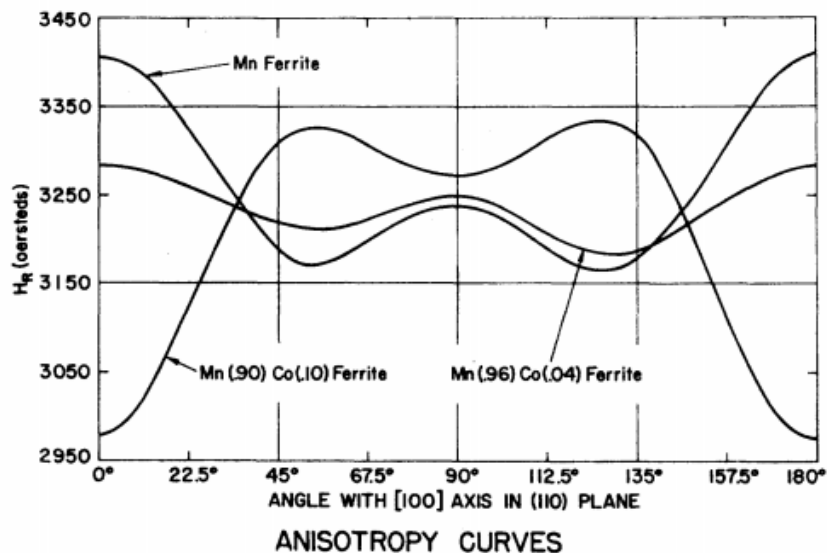
Πίνακας 2.1: Τιμές της μαγνήτισης κόρου και του πεδίου ανισοτροπίας σε θερμοκρασία δωματίου. Πηγή: [14]

Φερρίτης	$4\pi M_0$ Gauss	$2K_1/M_0$ Oersteds
MnFe ₂ O ₄	5200	-140
MgFe ₂ O ₄	1400	-90
CoFe ₂ O ₄	5000	19
Fe ₃ O ₄	6000	-460
NiFe _{1.35} Al _{0.65} O ₄	465	-2400
NiFe ₂ O ₄	3300	-425

Μαγνητοκρυσταλλική Ανισοτροπία

Η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία δημιουργεί προτιμώμενες διευθύνσεις μαγνήτισης και, συνεπώς, διευθύνσεις προσανατολισμού των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών. Την επίδραση αυτή μπορούμε να την μοντελοποιήσουμε θεωρώντας ένα πεδίο ανισοτροπίας, το οποίο ορίζεται σε σχέση με κάποια κρυσταλλογραφική διεύθυνση του κρυστάλλου [14]. Για να λάβουμε υπόψη μας και την επίδραση αυτού του πεδίου στον σιδηρομαγνητικό συντονισμό θα το θεωρήσουμε σαν μια πρόσθετη συνιστώσα στο πεδίο απομαγνήτισης, του οποίου την επίδραση έχουμε ήδη υπολογίσει, ορίζοντας κατάλληλους συντελεστές απομαγνήτισης. Έτσι, για παράδειγμα, μπορούμε να γράψουμε πως το πεδίο ανισοτροπίας στην διεύθυνση του άξονα x είναι $H_{\alpha x} = -N_x^{\alpha} M$. Με αυτόν τον τρόπο θα προστεθούν στην σχέση του Kittel και όροι που σχετίζονται με την επίδραση της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας.

Αποτέλεσμα των παραπάνω θα είναι πως για να πετύχουμε σιδηρομαγνητικό συντονισμό σε μια συγκεκριμένη συχνότητα θα πρέπει να εφαρμόσουμε διαφορετικές τιμές πεδίου σε διαφορετικές διευθύνσεις του υλικού μας. Αυτή η εξάρτηση από την διεύθυνση εφαρμογής του πεδίου φαίνεται γραφικά στο σχήμα 2.8 για στερεά διαλύματα φερριτή μαγγάνιου-κοβαλτίου με διαφορετικές συστάσεις. Μεγάλη ανισοτροπία είναι επιθυμητή στην περίπτωση που το πεδίο ανισοτροπίας ταυτίζεται με την διεύθυνση που θέλουμε να πολώσουμε το υλικό μας.



Σχήμα 2.8: Οι καμπύλες δείχνουν το DC πεδίο που πρέπει να εφαρμόσει κανείς ως συνάρτηση της γωνίας σε σχέση με μια συγκεκριμένη κρυσταλλογραφική διεύθυνση για να παρατηρήσει συντονισμό στην συχνότητα 9150 Mc. Πηγή: [10].

Μέχρι εδώ καλύψαμε τα βασικά φαινόμενα που συμμετέχουν στον καθορισμό της συχνότητας σιδηρομαγνητικού συντονισμού, καθώς και στις τιμές των στοιχείων του ταχυστή του Podler, έχοντας υπόψιν μας τις εφαρμογές στην μικροκυματική τεχνολογία. Άλλα είδη ανισοτροπίας με διαφορετική αιτία είναι η *επαγόμενη ανισοτροπία* που δημιουργείται με την επιβολή σταθερού μαγνητικού πεδίου καθορισμένης διεύθυνσης κατά την παρασκευή του υλικού, η *μαγνητοελαστική ανισοτροπία* όπου με την επιβολή μηχανικής τάσης επάγεται ανισοτροπία στο υλικό, και η ανισοτροπία ανταλλαγής που εμφανίζεται στη διεπιφάνεια ενός αντισιδηρομαγνητικού με ένα σιδηρομαγνητικό υλικό.

Αρκετά περίπλοκη είναι η περίπτωση που το υλικό μας δεν είναι πλήρως μαγνητισμένο. Αυτή η δυσκολία οφείλεται στην πολυπλοκότητα του σχήματος των μαγνητικών περιοχών που αναπτύσσονται στο εσωτερικό του υλικού καθώς και στις αλληλεπιδράσεις μεταξύ τους στοιχεία που καθιστούν δύσκολο τον υπολογισμό του πεδίου στο εσωτερικό τους. Προσπάθειες για τον υπολογισμό του ταχυστή της μαγνητικής διαπερατότητας σε

τέτοιες περιπτώσεις έχουν γίνει από πολλούς ερευνητές και παροτρύνουμε τον ενδιαφερόμενο αναγνώστη να συμβουλευτεί την εργασία των Gelin και Quéffelec [26].

2.4 Σιδηρομαγνητικός Συντονισμός

Στην προηγούμενη ενότητα ασχοληθήκαμε με τον σιδηρομαγνητικό συντονισμό. Οι φερρίτες, που αποτελούν τα κατεξοχήν υλικά μικροκυματικών εφαρμογών, δεν είναι σιδηρομαγνητικά αλλά σιδηριμαγνητικά υλικά. Η κατάσταση σε αυτά τα υλικά μπορεί να αποδειχθεί αρκετά πολύπλοκη καθώς ενδέχεται να περιέχουν πολλά υποπλέγματα το καθένα με μαγνητικές ροπές διαφορετικού μέτρου και οι οποίες μπορεί να διατάσσονται διαφορετικά στο χώρο. Επίσης ο γυρομαγνητικός λόγος και το πεδίο ανισοτροπίας διαφέρουν από υποπλέγμα σε υποπλέγμα διότι εξαρτώνται από τον περιβάλλοντα χώρο εντός του κρυστάλλου. Σε αυτές τις περιπτώσεις η εξίσωση κίνησης της μαγνήτισης στο i -οστό υποπλέγμα χωρίς απώλειες θα δίνεται από την:

$$\boxed{\frac{d\vec{M}_i}{dt} = \mu_0 \gamma_i \vec{M} \times H_{eff,i}^{\vec{}}} \quad (2.20)$$

όπου και σε αυτή εδώ την περίπτωση το $H_{eff,i}^{\vec{}}$ εκφράζει το πραγματικό πεδίο που αισθάνονται οι μαγνητικές ροπές και περιλαμβάνει εκτός από το επιβαλλόμενο πεδίο και την συνεισφορά του πεδίου ανισοτροπίας, του πεδίου ανταλλαγής και του πεδίου απομαγνήτισης. Παραλείποντας κανείς αυτές τις συνεισφορές μπορεί να εκφράσει το πεδίο ως

$$\vec{H}_i = \vec{H}_0 - \sum \lambda_{ij} \vec{M}_j \quad (2.21)$$

με $\lambda_{ij} \vec{M}_j$ να είναι το πεδίο ανταλλαγής των διπόλων του j -οστού υποπλέγματος που επιδρά στο i -οστό υποπλέγμα.

Ακολουθώντας κανείς παρόμοια διαδικασία με αυτή της προηγούμενης παραγράφου μπορεί να προσδιορίσει τις επιδεκτικότητες και τις συχνότητες συντονισμού όταν επιβάλλουμε ένα χρονομεταβλητό μαγνητικό πεδίο σε ένα σιδηρομαγνητικό υλικό το οποίο έχει πολωθεί από ένα σταθερό εξωτερικό πεδίο H_0 .

Από την ανάλυση [14] [5] προκύπτει ότι ο σιδηρομαγνητισμός συντονισμός παρατηρείται στην μικροκυματική περιοχή όταν ένα σταθερό μαγνητικό πεδίο της τάξης των μερικών χιλιάδων Oe επιβάλλεται. Η περίπτωση αυτή είναι ανάλογη αυτής που έχουμε στον σιδηρομαγνητικό συντονισμό, αν αντικαταστήσουμε το γυρομαγνητικό λόγο του συστήματος με μια τιμή αναγωγής και την μαγνήτιση του συστήματος με αυτή της συνολικής μαγνήτισης των υποπλεγμάτων. Με αυτόν τον τρόπο καθίσταται δυνατό να μοντελοποιήσουμε έναν σιδηριμαγνήτη ως σιδηρομαγνήτη. Στα σιδηριμαγνητικά υλικά όμως υπάρχει και μια άλλη συχνότητα συντονισμού υψηλότερης τιμής και ονομάζεται συχνότητα συντονισμού ανταλλαγής. Αυτός ο συντονισμός εξαρτάται από το πεδίο ανταλλαγής η υψηλή τιμή του οποίου τοποθετεί και την αντίστοιχη συχνότητα στην περιοχή του μακρινού υπέρυθρου

2.5 Διάδοση Η/Μ κύματος σε Φερρίτη

Σε αυτή την ενότητα θα μελετήσουμε την διάδοση ενός επίπεδου ηλεκτρομαγνητικού κύματος σε ένα υλικό του οποίου η μαγνητική διαπερατότητα είναι τανυστής με μορφή αυτή που προέκυψε στην προηγούμενη παράγραφο. Θεωρούμε, λοιπόν, ένα φερρίτη που καταλαμβάνει όλο το χώρο και είναι πολωμένος κατά την διεύθυνση z , οπότε η μαγνητική του διαπερατότητα θα δίνεται από την σχέση 2.9 ενώ η διηλεκτρική σταθερά θα είναι $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$. Το πρόβλημα θα το χωρίσουμε σε δύο περιπτώσεις. Στην πρώτη περίπτωση θα εξετάσουμε την διάδοση ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος το οποίο διαδίδεται παράλληλα στη διεύθυνση του πεδίου πόλωσης ενώ στην δεύτερη περίπτωση κάθετα προς αυτή. Από την ανάλυση αυτή θα προκύψουν σημαντικά συμπεράσματα που αποτελούν τις αρχές στις οποίες βασίζεται ένας σημαντικός αριθμός μικροκυματικών εφαρμογών.

2.5.1 Διάδοση Παράλληλα στο Πεδίο Πόλωσης

Οι εξισώσεις Maxwell στο χώρο έχουν τη γνωστή γενική μορφή

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.22\alpha')$$

$$\nabla \times \vec{H} = J + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.22\beta')$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.22\gamma')$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.22\delta')$$

Στο εσωτερικό του φερριτή δεν ρέουν ρεύματα και δεν υπάρχουν ελεύθερα φορτία συνεπώς $J = 0$ και $\rho = 0$ με συνέπεια οι νόμοι των Ampere και Faraday, έχοντας υποθέσει χρονική εξάρτηση της μορφής $e^{j\omega t}$, να γράφονται

$$\nabla \times \vec{E} = -j[\mu]\omega H \quad (2.23\alpha')$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\epsilon\omega E \quad (2.23\beta')$$

Υποθέτουμε πως το κύμα διαδίδεται κατά την διεύθυνση του άξονα z . Επίσης, αφού στο επίπεδο xy το υλικό εκτείνεται στο άπειρο τα πεδία δεν θα έχουν χωρική εξάρτηση από τις συντεταγμένες x και y . Έτσι αναπτύσσοντας τις παραπάνω εξισώσεις παίρνουμε

$$\begin{pmatrix} jkE_y \\ -jkE_x \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -j\omega\mu H_x + \omega\kappa H_y \\ -\omega\kappa H_x - j\omega\mu H_y \\ -j\omega\mu_0 H_z \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

$$\begin{pmatrix} jkH_y \\ -jkH_x \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j\omega\epsilon E_x \\ j\omega\epsilon E_y \\ j\omega\epsilon E_z \end{pmatrix}$$

Από το παραπάνω σύστημα καταλήγουμε στις $E_z = 0$ και $H_z = 0$ καθώς και στο ακόλουθο σύστημα

$$\begin{aligned} \omega^2\kappa\epsilon E_x + (j\omega^2\mu\epsilon - jk^2) E_y &= 0 \\ (-jk^2 + j\omega^2\epsilon\mu) E_x - \omega^2\kappa\epsilon E_y &= 0 \end{aligned} \quad (2.25)$$

του οποίου οι ιδιοτιμές δίνονται από την

$$-(\omega^2\epsilon\kappa)^2 - j^2(\omega^2\mu\epsilon - k^2)^2 = 0 \quad (2.26)$$

Επιλύοντας την εξίσωση ιδιοτιμών 2.26 προκύπτουν δύο τιμές για τον κυματάριθμο οι $k_{\pm} = \omega\sqrt{\epsilon(\mu \pm \kappa)}$ τις οποίες και αντικαθιστούμε στο παραπάνω σύστημα για να βρούμε τις λύσεις. Η ιδιοτιμή k_+ δίνει ως αποτέλεσμα $E_y = -jE_x$ ενώ η ιδιοτιμή k_- δίνει $E_y = +jE_x$. Η λύση για k_+ αντιστοιχεί σε δεξιόστροφα κυκλικά πολωμένο κύμα με το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο να έχουν την ακόλουθη μορφή

$$\begin{aligned} \vec{E}_+ &= E_0 (\hat{x} - j\hat{y}) \exp(-jk_+z) \\ \vec{H}_+ &= \frac{E_0}{Z_+} (j\hat{x} + \hat{y}) \exp(-jk_+z) \end{aligned} \quad (2.27)$$

ενώ η λύση για k_- αντιστοιχεί σε αριστερόστροφα κυκλικά πολωμένο κύμα με πεδία τώρα να δίνονται από τις

$$\begin{aligned} \vec{E}_- &= E_0 (\hat{x} + j\hat{y}) \exp(-jk_-z) \\ \vec{H}_- &= \frac{E_0}{Z_-} (-j\hat{x} + \hat{y}) \exp(-jk_-z) \end{aligned} \quad (2.28)$$

με $Z_+ = k_+/\omega\epsilon$ να είναι η κυματική εμπέδηση του μέσου για τα δεξιόστροφα κύματα και $Z_- = k_-/\omega\epsilon$ για τα αριστερόστροφα κύματα.

Αν αντικαταστήσουμε τώρα τις τιμές των κ και μ από τις 2.10 βρίσκουμε ότι

$$\mu + \kappa = \mu_0 \left(2 + \frac{\omega_m}{\omega_0 - \omega} \right) \quad (2.29)$$

$$\mu - \kappa = \mu_0 \left(2 + \frac{\omega_m}{\omega_0 + \omega} \right) \quad (2.30)$$

Παρατηρούμε ότι ο κυματάρηθος k_+ που αντιστοιχεί στο δεξιόστροφο κυκλικά πολωμένο κύμα παρουσιάζει ασυνέχεια στη συχνότητα $\omega = \omega_0$ ενώ ο κυματάρηθος k_- δεν παρουσιάζει. Η εξήγηση βασίζεται στο ότι το δεξιόστροφο κύμα περιστρέφεται με την ίδια φορά με την μεταπτωτική κίνηση των μαγνητικών ροπών και ενέργεια μεταφέρεται από το κύμα στις ροπές με αποτέλεσμα το κύμα να αποσβένει. Αντιθέτως το αριστερόστροφο κύμα περιστρέφεται με φορά αντίθετη της κίνησης των διπολικών ροπών.

Μάλιστα μπορούμε να γράψουμε τον κυματάρηθο ως $k_{\pm} = \alpha_{\pm} + j\beta_{\pm}$ και να παραστήσουμε σε διάγραμμα τα α_{\pm} και β_{\pm} ως συνάρτηση της συχνότητας ω και του πεδίου H_0 όπως φαίνεται στα διαγράμματα 2.9 και 2.10 αντίστοιχα (Η ιδέα και τα δεδομένα αυτής της εφαρμογής προέρχονται από το βιβλίο του Pozar, Microwave Engineering [9] ενώ τα διαγράμματα τα κατασκευάσαμε εμείς). Για τον φερρίτη στα διαγράμματα θεωρήσαμε παραμένονσα μαγνήτιση $4\pi M_s = 1800$ Gauss, $\Delta H = 75$ Oe και $\epsilon_r = 14$, ενώ για τις απώλειες κάναμε την εξής αντικατάσταση $\omega_0 \leftarrow \omega_0 + j \frac{\mu_0 \gamma \Delta H}{2}$.

Στο πρώτο διάγραμμα παρατηρούμε ότι τα β_+ και α_+ εμφανίζουν συντονισμό στη συχνότητα ω_0 ενώ τα β_- και α_- δεν εμφανίζουν για τους λόγους που αναφέραμε παραπάνω. Επίσης η περιοχή του φάσματος με τιμές της συχνότητας από f_0 έως και $f_0 + f_m$ δεν ευνοεί την διάδοση δεξιόστροφου κύματος αφού ο συντελεστής απόσβεσης α_+ είναι αρκετά μεγάλος και ο συντελεστής διάδοσης μηδενικός. Μάλιστα στο ίδιο εύρος το μέγεθος $\mu + \kappa$ είναι αρνητικό με συνέπεια ένα δεξιόστροφο κυκλικά πολωμένο κύμα που προσπίπτει σε ένα τέτοιο μέσο να ανακλάται πλήρως. Το εύρος αυτό εξαρτάται από την μαγνήτιση του υλικού. Στο δεύτερο διάγραμμα παρατηρούμε πως $\alpha_+ > \alpha_-$ για κάθε τιμή του πεδίου H_0 συνεπώς έχουμε μη αμοιβαία απόσβεση του κύματος.

Ας θεωρήσουμε τώρα ένα γραμμικά πολωμένο κύμα της μορφής $\vec{E} = E_0 \hat{x}$ το οποίο μπορεί να γραφτεί ως ένα άθροισμα ενός αριστερόστροφου και ενός δεξιόστροφου κυκλικά πολωμένου κύματος στη θέση $z = 0$. Τότε σε απόσταση z από την αρχή θα είναι

$$\vec{E}(z) = \frac{E_0}{2} (\hat{x} - j\hat{y}) e^{(-j\beta_+ z)} + \frac{E_0}{2} (\hat{x} + j\hat{y}) e^{(-j\beta_- z)}$$

που μετά από πράξεις γράφεται

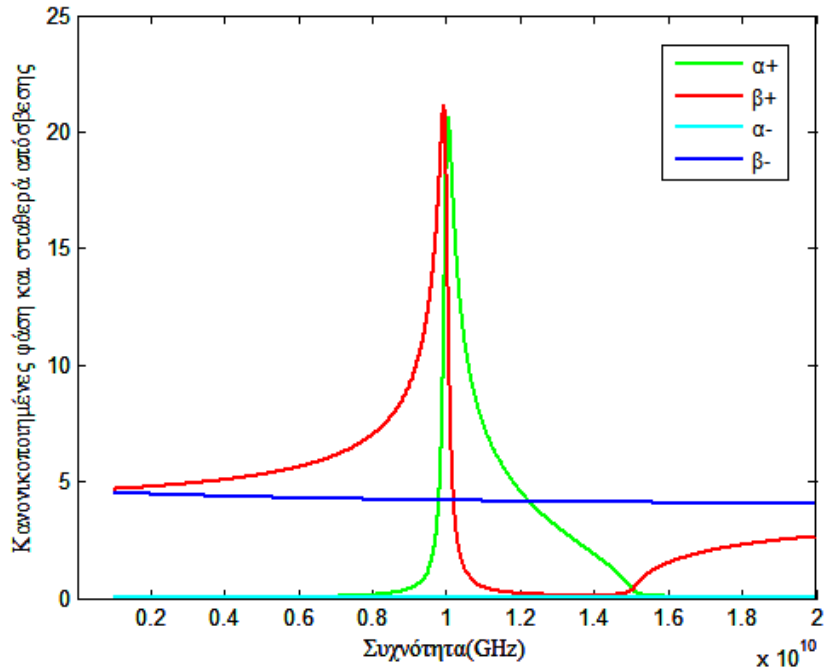
$$\vec{E} = E_0 \left(\cos \left(\frac{\beta_+ - \beta_-}{2} z \right) \hat{x} - \sin \left(\frac{\beta_+ - \beta_-}{2} z \right) \hat{y} \right) e^{-j(\beta_+ + \beta_-)z/2}$$

Παρατηρούμε πως το επίπεδο πόλωσης έχει περιστραφεί κατά μια γωνία

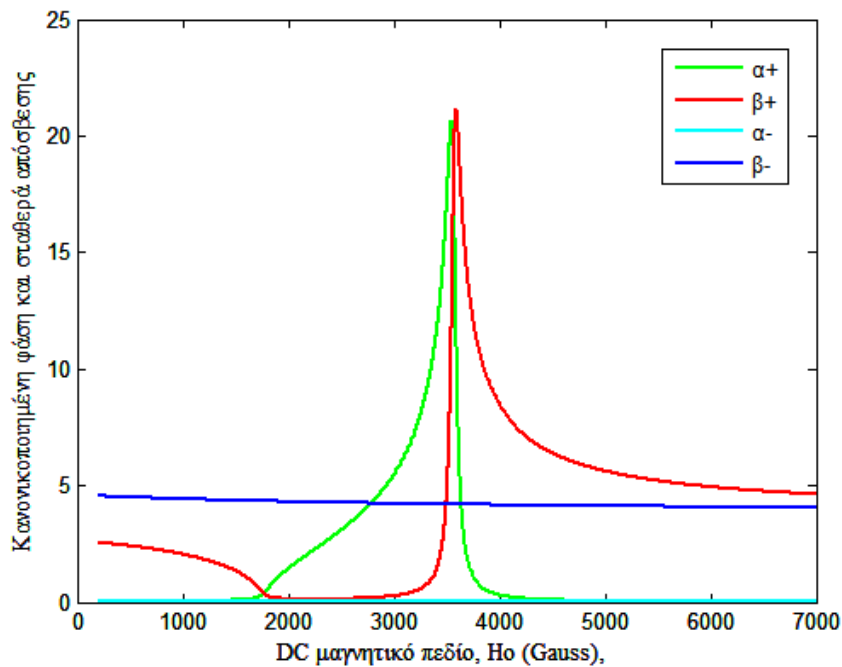
$$\theta = \tan^{-1} \frac{E_y}{E_x} = -\frac{\beta_+ - \beta_-}{2} z$$

ως προς το επίπεδο ταλάντωσης στη θέση $z = 0$ και το κύμα παραμένει γραμμικά πολωμένο. Αυτό το φαινόμενο της στροφής του επιπέδου πόλωσης ενός γραμμικά πολωμένου κύματος ονομάζεται *στροφή Faraday*.

Από το διάγραμμα 2.10 παρατηρούμε πως κάτω από τον συντονισμό έχουμε $\beta_- > \beta_+$ ενώ το αντίθετο συμβαίνει για τιμές του πεδίου που μας οδηγούν πάνω από τον συντονισμό ($H < 3500$ Oe). Αποτέλεσμα αυτού είναι η στροφή φάσης να λαμβάνει μεγαλύτερες τιμές σε μια ευρεία περιοχή κάτω από τον συντονισμό από ότι πάνω από τον συντονισμό. Έτσι συσκευές που βασίζονται στην στροφή φάσης είναι καλύτερο να λειτουργούν κάτω από αυτόν.



Σχήμα 2.9: Η φάση και η σταθερά απόσβεσης ενός δεξιόστροφου και ενός αριστερόστροφου κύματος ως συνάρτηση της συχνότητας f σε φερρίτη πολωμένο με πεδίο μέτρου $H_0 = 3570$ Oe. Συντονισμός παρατηρείται στη συχνότητα $f_0 = \frac{\mu_0 \gamma H_0}{2\pi} = 10.0$ GHz ενώ έχουμε $f_m = 5.04$ GHz. Η κανονικοποίηση των μεταβλητών έγινε ως προς την τιμή του κυματάριθμου στο κενό.



Σχήμα 2.10: Η φάση και η σταθερά απόσβεσης ενός δεξιόστροφου και ενός αριστερόστροφου κύματος συχνότητας $f = 10$ GHz σε φερρίτη ως συνάρτηση του πεδίου πόλωσης H_0 . Η κανονικοποίηση των μεταβλητών έγινε ως προς την τιμή του κυματάριθμού στο κενό.

2.5.2 Διάδοση Κάθετα στη πεδίο Πόλωσης

Σε αυτή την περίπτωση θα θεωρήσουμε πως το κύμα διαδίδεται και την διεύθυνση του άξονα y δηλαδή κάθετα στο πεδίο πόλωσης το οποίο εφαρμόζεται στην διεύθυνση z όπως και στην προηγούμενη περίπτωση. Έτσι τα κύματα τώρα δεν έχουν εξάρτηση από τις x και z και οι 2.23α' και 2.23β' δίνουν

$$\begin{pmatrix} -jkE_z \\ 0 \\ jkE_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j\omega\mu H_x + \omega\kappa H_y \\ -\omega\kappa H_x + j\omega\mu H_y \\ j\omega\mu_0 H_z \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

$$\begin{pmatrix} -jkH_z \\ 0 \\ jkH_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j\omega\epsilon E_x \\ j\omega\epsilon E_y \\ j\omega\epsilon E_z \end{pmatrix}$$

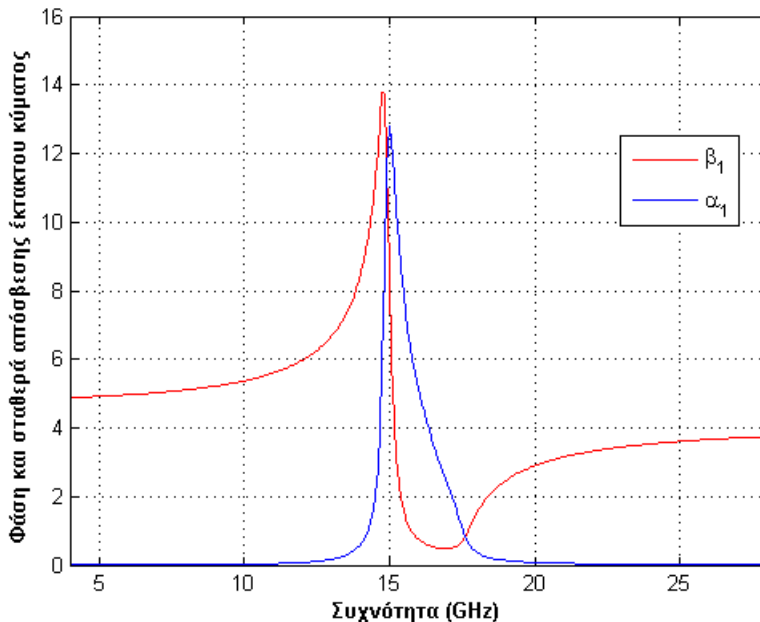
απο τις οποίες προκύπτει $E_y = 0$ και το ακόλουθο σύστημα

$$\begin{aligned} \left(k^2 - \omega^2 \frac{\epsilon}{\mu} (\mu^2 - \kappa^2)\right) E_z + 0E_x &= 0 \\ 0E_z + (k^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon) E_x &= 0 \end{aligned} \quad (2.32)$$

Για να έχει το σύστημα μη τετριμμένη λύση προκύπτουν για τον κυματάριθμο οι τιμές: $k_1 = \omega \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu} (\mu^2 - \kappa^2)}$ και $k_2 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon}$. Για την ιδιοτιμή k_2 έχουμε $H_x, H_y = 0$ και $E_y, E_z = 0$ οπότε τα πεδία περιγράφονται από τις σχέσεις

$$\begin{aligned} \vec{E}_2 &= E_0 \hat{x} \exp(-jk_2 y) \\ \vec{H}_2 &= \frac{E_0}{Z_2} \hat{z} \exp(-jk_2 y) \end{aligned} \quad (2.33)$$

Παρατηρούμε ότι ο κυματάριθμος k_2 δεν εξαρτάται από την μαγνήτιση του φερριτή ενώ το πεδίο είναι γραμμικά πολωμένο στη διεύθυνση \hat{x} . Το κύμα αυτό αναφέρεται στην βιβλιογραφία ως *τακτικό* (ordinary wave).



Σχήμα 2.11: Η φάση και η σταθερά απόσβεσης του έκτακτου κύματος ως συνάρτηση της συχνότητας. Το πεδίο πόλωσης έχει τιμή 4500 Oe, η σχετική διηλεκτρική επιτρεπτότητα είναι 16.7, η μαγνήτιση $4\pi M_S = 1800$ Gauss και η σταθερά $\alpha = 0.012$ H κανονικοποίηση των μεταβλητών έγινε ως προς την τιμή του κυματάριθμού στο κενό.

Για την λύση που αντιστοιχεί στον κυματάριθμο k_1 έχουμε $E_y = 0$, $E_x = 0$ και $H_z = 0$ ενώ τα πεδία είναι

$$\begin{aligned}\vec{E}_1 &= E_0 \hat{z} \exp(-jk_1 y) \\ \vec{H}_1 &= \frac{E_0}{Z_1} \left(\hat{x} + j \frac{\kappa}{\mu} \hat{y} \right) \exp(-jk_1 y)\end{aligned}\quad (2.34)$$

Σε αυτή την περίπτωση τα πεδία επηρεάζονται από τη μαγνήτιση του φερρίτη μέσω των μ και κ . Η τιμή της σταθεράς διάδοσης εξαρτάται, μέσω των μ και κ από την ένταση του πεδίου πόλωσης και την τιμή της μαγνήτισης κόρου του φερρίτη. Το κύμα είναι γραμμικά πολωμένο στη διεύθυνση του πεδίου πόλωσης ενώ τα πεδία είναι κάθετα σε αυτά της προηγούμενης περίπτωσης. Αυτό είναι το λεγόμενο *έκτακτο* κύμα (extraordinary wave) του οποίου η σχέση διασποράς έχει την ίδια μορφή με αυτήν που θα είχε αν διαδίδονταν σε υλικό με μαγνητική διαπερατότητα

$$\mu_e = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} \quad (2.35)$$

Στο σχήμα 2.11 έχουμε σχεδιάσει την φάση και τη σταθερά απόσβεσης του έκτακτου κύματος γύρω από την συχνότητα του σιδηρομαγνητικού συντονισμού. Όπως και στην προηγούμενη περίπτωση των κυκλικά πολωμένων κυμάτων υπάρχει ένα εύρος συχνοτήτων στο οποίο η σταθερά απόσβεσης είναι διάφορη του μηδενός με αποτέλεσμα το κύμα να μην διαδίδεται αλλά να αποσβένει μέσα στο υλικό. Με αύξηση του εύρους ημίσεως πλάτους το εύρος αυτής της περιοχής του φάσματος αυξάνεται.

Στις παραπάνω σχέσεις $Z_1 = k_1/\omega\epsilon$ είναι η κυματική εμπέδηση του τακτικού κύματος ενώ $Z_2 = k_2/\omega\epsilon$ είναι η κυματική εμπέδηση του έκτακτου. Στην παραπάνω περίπτωση της διάδοσης κάθετα στο πεδίο πόλωσης η σταθερά διάδοσης εξαρτάται από το επίπεδο πόλωση του κύματος. Το φαινόμενο αυτό στο οποίο έχουμε εξάρτηση της σταθεράς διάδοσης από το επίπεδο πόλωσης ονομάζεται *διπλοθλαστικότητα*.

2.6 Εφαρμογές των Φερριτών

Το πρώτο γνωστό μαγνητικό υλικό στον άνθρωπο από τον 7^ο αιώνα π.Χ είναι ο μαγνητίτης Fe_3O_4 . Παρότι οι φερρίτες ήταν γνωστοί από την αρχαιότητα η αξία τους ως υλικά για υψηλές συχνότητες δεν ήταν γνωστή μέχρι την δεκαετία του 1930 όταν άρχισαν να μελετούνται συστηματικά από τον Snoek και τους συνεργάτες του στα εργαστήρια της Philips στην Ολλανδία [14]. Το 1948 ο Neel ανέπτυξε την θεωρία που σχετιζόταν με την αλληλεπίδραση μεταξύ των spin σε φερρίτες και εισήγαγε την έννοια του υποπλέγματος ενώ το 1949 η θεωρία του Rodler σχετικά με την επίδραση του σιδηρομαγνητικού συντονισμού στην μαγνητική διαπερατότητα αποτέλεσε την βάση για την θεωρητική περιγραφή των φερριτών και την κατασκευή συσκευών οι οποίες αξιοποιούσαν τις ιδιότητες αυτών των υλικών. Από τότε και στο εξής αποτέλεσαν και συνεχίζουν να αποτελούν συστατικό στοιχείο μιας σειράς τεχνολογικών εφαρμογών στην μικροκυματική τεχνολογία και όχι μόνο. Τέτοιες εφαρμογές είναι στροφείς φάσης, οι κυκλοφορητές, τα φίλτρα, οι απομονωτές κ.α .

Οι ιδιότητες που καθιστούν τους φερρίτες τόσο σημαντικούς στις εφαρμογές είναι οι σημαντικές τιμές μαγνήτισης, η υψηλή διαπερατότητα, η υψηλή επιτρεπτότητα και οι μικρές απώλειες σε συνδυασμό με την μη συμμετρική συμπεριφορά τους. Τα στοιχεία αυτά σε εφαρμογές υψηλών συχνοτήτων προσφέρουν ισχυρή σύζευξη με το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο και χαμηλές απώλειες [20]. Οι φερρίτες λειτουργούν είτε κοντά στον σιδηρομαγνητικό συντονισμό ως υλικά απορρόφησης ή ως υλικά προστασίας από ηλεκτρομαγνητικές παρεμβολές είτε πιο πάνω ή πιο κάτω από αυτόν σε συσκευές όπως αυτές που αναφέρθηκαν παραπάνω. Η εξάρτηση των χαρακτηριστικών τους από το πεδίο πόλωσης και από την δομή τους αποτελεί πλεονέκτημα, καθώς δίνεται η δυνατότητα για ρύθμιση των χαρακτηριστικών τους με την μεταβολή του μέτρου ή της διεύθυνσης του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.

Η σημερινή τάση είναι η ανάπτυξη φερριτών σε υποστρώματα ημιαγωγών με σκοπό την δημιουργία ενιαίων διατάξεων, όπου όλα τα τμήματα της διάταξης θα κατασκευάζονται πάνω στο ίδιο υπόστρωμα μειώνοντας έτσι το μέγεθος των διατάξεων και το κόστος κατασκευής. Επίσης με τον τρόπο αυτό θα αυξάνεται η επίδοση λόγω

μικρότερων απωλειών σύζευξης και έχουμε μεγαλύτερη μεταφορά ισχύος [27]. Οι περισσότερες τωρινές συσκευές χρησιμοποιούν καθαρό YIG ή με προσμίξεις. Οι φερρίτες αυτοί έχουν μικρή μαγνήτιση και μικρά πεδία ανισοτροπίας περιορίζοντας έτσι την τιμή της συχνότητας σιδηρομαγνητικού συντονισμού σε μερικά GHz. Οι εξελίξεις στην τεχνολογία όμως απαιτούν υψηλές συχνότητες λειτουργίας τις οποίες για να επιτύχουμε με τέτοια υλικά χρειαζόμαστε μεγάλες τιμές του μαγνητικού πεδίου. Η χρήση όμως ισχυρών μαγνητών καθιστά τις συσκευές αυτές ογκώδεις. Πολυκρυσταλλικοί εξαφερρίτες όπως BaFe_2O_4 και $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ με μόνιμες μαγνητικές ιδιότητες μπορούν να κατασκευαστούν έτσι ώστε να μπορούν να μείνουν σε σταθερή κατάσταση μαγνήτισης απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου [28].

Τέλος οι φερρίτες φαίνεται πως θα παίζουν σημαντικό ρόλο σε σύγχρονες εφαρμογές. Παραδείγματα τέτοιων εφαρμογών είναι τα ρυθμιζόμενα ματαυλικά αρνητικού δείκτη διάθλασης [28] και οι κεραίες με μεταβαλλόμενα χαρακτηριστικά [29].

Κεφάλαιο 3

Εισαγωγή στα Διηλεκτρικά Υλικά

Σε αυτό το κεφάλαιο θα κάνουμε μια σύντομη εισαγωγή στα διηλεκτρικά υλικά. Καταρχήν θα περιγράψουμε την απόκριση ενός υλικού παρουσία στατικού ηλεκτρικού πεδίου όπως όταν τοποθετούμε ένα κομμάτι διηλεκτρικού στο εσωτερικό ενός πυκνωτή επί του οποίου επιβάλλεται σταθερή τάση. Στη συνέχεια θα εξετάσουμε το φαινόμενο της διηλεκτρικής αποκατάστασης περιγράφοντας τους μηχανισμούς που λαμβάνουν χώρα.

3.1 Διηλεκτρικά Υλικά

Για την καλύτερη ερμηνεία των αποτελεσμάτων που προκύπτουν κατά τον χαρακτηρισμό των διαφόρων υλικών, θα πρέπει κανείς να έχει πρώτα κατανοήσει τους μηχανισμούς που λαμβάνουν χώρα σε ατομικό επίπεδο κατά την αλληλεπίδραση της Ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με ένα υλικό καθώς και την εξάρτηση αυτών των μηχανισμών από την συχνότητα. Τα φαινόμενα που σχετίζονται με αυτούς τους μηχανισμούς στην περιοχή συχνοτήτων από $10^{-6} Hz$ έως $10^{12} Hz$ είναι αποτέλεσμα της απόκρισης των στοιχειωδών διπόλων του υλικού στο μεταβαλλόμενο Η/Μ πεδίο, ενώ σε συχνότητες μεγαλύτερες από $1 THz$ τα φωτόνια οδηγούν σε κβαντικές μεταβάσεις μεταξύ των ηλεκτρονικών, δονητικών και περιστροφικών ενεργειακών επιπέδων των μορίων της ύλης [30].

3.1.1 Ύλη σε σταθερό Ηλεκτρικό Πεδίο

Η απόκριση του υλικού σε ένα εξωτερικό πεδίο θα είναι μια ανακατανομή των φορτίων και δημιουργία ηλεκτρικών διπόλων, είτε ο προσανατολισμός των τυχόν υαρχόντων σε σχέση με το ηλεκτρικό πεδίο που εφαρμόζεται. Αποτέλεσμα είναι η εμφάνιση μιας διπολικής ροπής ανά μονάδα όγκου που λέγεται πόλωση:

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum \vec{p}_i \quad (3.1)$$

όπου το άθροισμα γίνεται σε όλα τα δίπολα του υλικού. Στην πόλωση μπορούν να συνεισφέρουν οι εξής μηχανισμοί [31]:

- η πόλωση προσανατολισμού, η οποία εμφανίζεται όταν στο υλικό υπάρχουν μόνιμα μοριακά δίπολα και οφείλεται στον προσανατολισμό τους ως προς το πεδίο. Μάλιστα αυτού του είδους παρουσιάζει και εξάρτηση από την θερμοκρασία,
- η ατομική ή ιοντική πόλωση, η οποία οφείλεται στη μετατόπιση των ιόντων στους κρυστάλλους ή στη μετατόπιση των ατόμων μεταξύ τους,
- η ηλεκτρονική πόλωση, που οφείλεται σε μετατόπιση του ηλεκτρονικού νέφους σε σχέση με τον πυρήνα στα άτομα και,
- τέλος, στην πόλωση του διηλεκτρικού υλικού μπορεί να συνεισφέρει σημαντικά η πόλωση φορτίων χώρου (φαινόμενο Maxwell- Wagner)

Για ισότροπα υλικά και μικρές τιμές του επιβαλλόμενου πεδίου η επαγόμενη πόλωση είναι ανάλογη του πεδίου: $\vec{P} = \epsilon_0 \chi_s \vec{E}$. Ο συντελεστής αναλογίας χ_s ονομάζεται ηλεκτρική επιδεκτικότητα του μέσου και εξαρτάται από την μικροσκοπική δομή του υλικού ενώ $\epsilon_0 = 8.854187 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ είναι η διηλεκτρική σταθερά του κενού. Για μεγαλύτερες τιμές του πεδίου λαμβάνουν χώρα μη γραμμικά φαινόμενα που περιγράφονται από την $\vec{P} = \epsilon_0 \chi_s \vec{E} + \beta_1 E^2 \vec{E} + \dots$. Επιπλέον, στην γενική περίπτωση η επιδεκτικότητα είναι ταυιστής δευτέρας τάξης, αφού πολλά υλικά πολώνονται ευκολότερα σε κάποιες διευθύνσεις από κάποιες άλλες. Στη συνέχεια, θα περιοριστούμε σε μικρές τιμές του πεδίου και σε υλικά των οποίων η επιδεκτικότητα είναι ένας αριθμός. Τότε, για την ηλεκτρική μετατόπιση \vec{D} θα ισχύει:

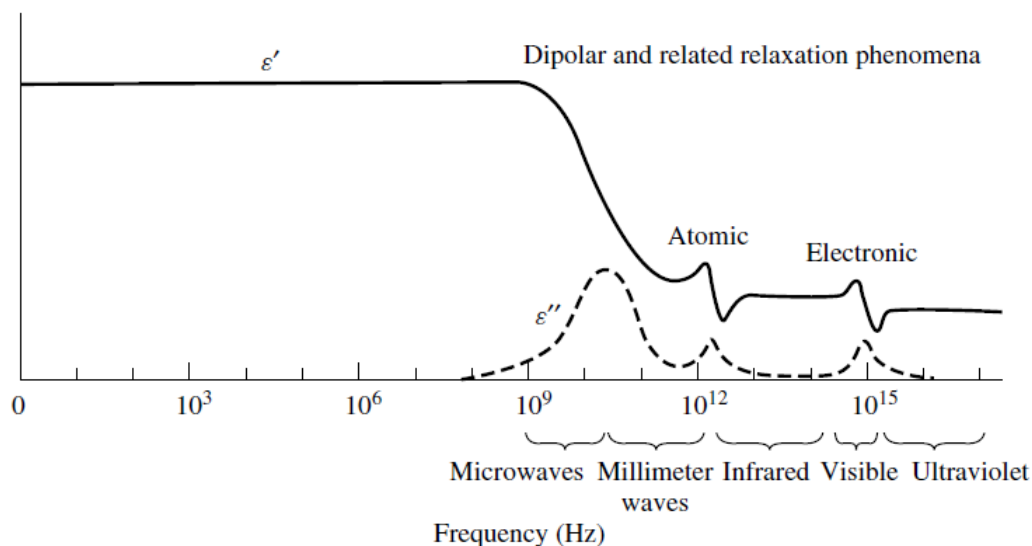
$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (3.2)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 (1 + \chi_s) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_s \vec{E} \quad (3.3)$$

με την ϵ_r να ονομάζεται σχετική διηλεκτρική σταθερά. Ο δείκτης s στην επιδεκτικότητα και στην επιτρεπτότητα χρησιμοποιείται για να δείξει ότι πρόκειται για την περίπτωση που το εξωτερικό πεδίο που επιβάλλεται είναι στατικό.

3.1.2 Διηλεκτρική αποκατάσταση

Όπως περιγράψαμε και παραπάνω, με την εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου σε ένα υλικό νέα δίπολα δημιουργούνται και τα υπάρχοντα προσανατολίζονται. Ο προσανατολισμός, όμως, αυτός δεν είναι στιγμιαίος, αλλά απαιτεί κάποιο χρόνο, ώστε μόνο αν δώσουμε αρκετό χρόνο στο σύστημά μας αυτό θα έρθει σε ισορροπία και θα αποκτήσει την μέγιστη πόλωση, που αντιστοιχεί στην μέγιστη παρατηρήσιμη σχετική διηλεκτρική σταθερά ϵ_r . Μάλιστα, κάθε ένας μηχανισμός έχει τους δικούς του χρόνους αποκατάστασης, με την ηλεκτρονική πόλωση να είναι και η πιο γρήγορη λόγω της μικρής αδρανειακής μάζας των ηλεκτρονίων. Στη συνέχεια, έχουμε την ατομική πόλωση, η οποία απαιτεί μεγαλύτερους χρόνους λόγω της μεγαλύτερης μάζας του πυρήνα σε σχέση με τα ηλεκτρόνια και, τέλος, η πιο αργή διαδικασία είναι αυτή της πόλωσης προσανατολισμού, η οποία, όμως, έχει μεγάλη συνεισφορά στην τελικά πόλωση.



Σχήμα 3.1: Το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της διηλεκτρικής σταθεράς ενός υποθετικού υλικού ως συνάρτηση της συχνότητας. Πηγή: [11]

Έτσι η απόκριση ενός υλικού στην εφαρμογή ενός χρονομεταβλητού πεδίου θα εξαρτάται από την συχνότητα του εφαρμοζόμενου πεδίου. Για μικρές συχνότητες του πεδίου προλαβαίνουν να αποκριθούν όλα τα είδη πόλωσης και το πραγματικό μέρος της διηλεκτρικής σταθεράς έχει μέγιστη τιμή, ενώ, καθώς αυξάνεται η συχνότητα, προλαβαίνουν να ακολουθήσουν το πεδίο μόνο οι μηχανισμοί με μικρούς χρόνους αποκατάστασης

και έτσι η ϵ'_r μειώνεται. Στο σχήμα 3.2 παρουσιάζεται γραφικά η προσφορά κάθε μηχανισμού στο πραγματικό και στο φανταστικό μέρος της επιτρεπτότητας ως συνάρτηση της συχνότητας.

Αν εφαρμόσουμε ένα ηλεκτρικό πεδίο της μορφής $E = E_0 \cos \omega t = \Re(E_0 e^{j\omega t})$ σε ένα διηλεκτρικό υλικό αυτό θα επάγει μια πόλωση και αν η συχνότητα είναι αρκετά μεγάλη τότε τα δίπολα θα αποκρίνονται με μια χρονική καθυστέρηση ως προς το πεδίο δηλαδή

$$D = D_0 \cos(\omega t - \delta)$$

που γράφεται

$$D = D_0 \cos(\omega t) \cos \delta + D_0 \sin(\omega t) \sin \delta$$

Θέτοντας $D_0 \cos(\delta) = \epsilon_0 \epsilon'_r(\omega) E_0$ και $D_0 \sin(\delta) = \epsilon_0 \epsilon''_r(\omega) E_0$ παίρνουμε

$$D = \Re(\epsilon_0 \epsilon_r(\omega) E_0 e^{j\omega t})$$

όπου

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon'_r(\omega) - j\epsilon''_r(\omega)$$

η μιγαδική διηλεκτρική σταθερά [32]. Το πραγματικό μέρος της διηλεκτρικής επιτρεπτότητας σχετίζεται με την ενέργεια που αποθηκεύεται στο υλικό ενώ το φανταστικό με την απώλεια ενέργειας. Το πηλίκο $\tan \delta = \epsilon''_r(\omega) / \epsilon'_r(\omega)$ λέγεται εφαπτομένη απωλειών και είναι ο λόγος της ενέργειας που μετατρέπεται σε θερμότητα προς αυτήν που αποθηκεύεται εκφράζοντας έτσι τις απώλειες του υλικού.

Ας υποθέσουμε πως κατά το χρονικό διάστημα $u + du$ επιβάλουμε σε ένα υλικό ηλεκτρικό πεδίο μέτρου $E(u)$ το οποίο όμως είναι μηδενικό στις υπόλοιπες χρονικές στιγμές. Μια απόκριση D θα προκύψει η οποία όμως λόγω της αδράνειας δεν θα μηδενιστεί ακαριαία αλλά θα υφίσταται και για χρονικές στιγμές $t > u + du$ εξασθενώντας καθώς περνά ο χρόνος. Αν υποθέσουμε πως η συνάρτηση που περιγράφει αυτή την απόκριση του υλικού είναι η $\alpha(u)$ με την ιδιότητα $\alpha(u) \rightarrow 0$ καθώς $u \rightarrow +\infty$ τότε η ηλεκτρική μετατόπιση θα είναι

$$D(t - u) = \alpha(t - u) E(u) du \quad (3.4)$$

για $t > u + du$ ενώ για $u < t < u + du$ θα είναι

$$D(t - u) = \epsilon_{inf} E(u) + \alpha(0) E(u) du \quad (3.5)$$

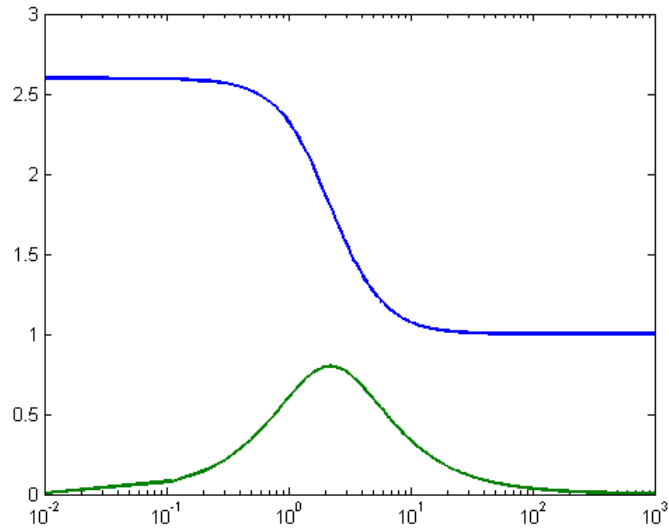
με τον πρώτο όρο να περιγράφει το κομμάτι του D το οποίο ακολουθεί το πεδίο ακαριαία. Θεωρώντας τώρα πως στο υλικό μας επιβάλουμε πεδία και σε άλλες χρονικές στιγμές και κάνοντας χρήση της αρχής της επαλληλίας μπορούμε να γράψουμε την απόκριση D ως συνάρτηση της διέγερσης στην μορφή

$$D(t) = \epsilon_{inf} E(t) + \int_{-\infty}^t \alpha(t - u) E(u) du \quad (3.6)$$

Θεωρώντας ότι η $\alpha(t) \sim \exp(-t/\tau)$ και περιοδική διέγερση αποδεικνύεται [33] πως η διηλεκτρική σταθερά γράφεται

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_{inf} + \frac{\epsilon_s - \epsilon_{inf}}{1 + j\omega\tau} \quad (3.7)$$

όπου τ είναι ο χρόνος αποκατάστασης ο οποίος εξαρτάται από την θερμοκρασία. Η σχέση αυτή αποτελεί το μοντέλο Debye με το οποίο μπορούμε να περιγράψουμε την διηλεκτρική αποκατάσταση εξαιτίας της μόνιμων διπόλων στο υλικό. Στο σχήμα 3.2 έχει σχεδιαστεί το πραγματικό και το φανταστικό τμήμα της διηλεκτρικής σταθεράς η οποία ικανοποιεί το μοντέλο Debye.



Σχήμα 3.2: Το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της διηλεκτρικής σταθεράς ενός υποθετικού υλικού του οποίου ο μηχανισμός διηλεκτρικής αποκατάστασης ακολουθεί το μοντέλο Debye με παραμέτρους $\epsilon_{inf} = 1, \epsilon_s = 2.5967$ και $\tau = 7.210^{-11}$.

Θεωρώντας κανείς ένα κλασικό μοντέλο του ατόμου με τον πυρήνα να συνδέεται με τα ηλεκτρόνια με ένα ελατήριο, τότε με την επιβολή ενός εξωτερικού πεδίου γωνιακής συχνότητας ω η σχετική επιτρεπτότητα για την περίπτωση της ηλεκτρονικής πόλωσης αποδεικνύεται ότι δίνεται από την σχέση [11]

$$\epsilon_r = 1 + \sum \frac{A_s}{\omega_s^2 - \omega^2 + j\omega^2\alpha_s} \quad (3.8)$$

Αντίστοιχη σχέση ισχύει και στην περίπτωση της ατομικής πόλωσης.

Κεφάλαιο 4

Μικροκυματικές Τεχνικές Χαρακτηρισμού Υλικών

Σε αυτό το κεφάλαιο θα κάνουμε μια σύντομη περιγραφή των εννοιών και των τεχνικών της μικροκυματικής τεχνολογίας οι οποίες θα μας φανούν χρήσιμες και στην συνέχεια της εργασίας μας. Θα ξεκινήσουμε με μια σύντομη περιγραφή των τεχνικών που χρησιμοποιούνται στον προσδιορισμό των ηλεκτρομαγνητικών ιδιοτήτων των υλικών στην περιοχή των μικροκυμάτων και στη συνέχεια θα στρέψουμε το ενδιαφέρον μας στις παραμέτρους σκέδασης και στο πώς προσδιορίζονται πειραματικά. Τέλος θα επιλύσουμε το ηλεκτρομαγνητικό πρόβλημα της κυματοδότησης σε κυματοδηγό ορθογώνιας διατομής.

4.1 Γενική επισκόπηση των τεχνικών

Οι μικροκυματικές τεχνικές χαρακτηρισμού υλικών μπορούν να χωριστούν σε δύο βασικές κατηγορίες, τις τεχνικές *οδεύοντος κύματος* και τις τεχνικές *συντονισμού*. Η διαφορά μεταξύ των δύο έγκειται στο γεγονός ότι οι τεχνικές της πρώτης κατηγορίας προσδιορίζουν την επιθυμητή ιδιότητα σε ένα εύρος συχνοτήτων ενώ οι δεύτερες σε μια συγκεκριμένη συχνότητα με τις τεχνικές συντονισμού να μας παρέχουν το πλεονέκτημα της ακρίβειας των μετρήσεων και μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε συνδυασμό με τις πρώτες. Οι τιμές που προκύπτουν από τις μεθόδους συντονισμού μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως αρχικές τιμές σε κάποια επαναληπτική μέθοδο της οποίας οι εξισώσεις έχουν προκύψει με την εφαρμογή κάποιας από τις μεθόδους οδεύοντος κύματος.

4.1.1 Μέθοδοι Οδεύοντος κύματος

Οι τεχνικές οδεύοντος κύματος βασίζονται στο γεγονός ότι κατά την διάδοση ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος από ένα μέσο σε κάποιο άλλο με διαφορετική σύνθετη κυματική αντίσταση από το πρώτο, μερική ανάκλαση λαμβάνει χώρα στη διεπιφάνεια των δύο μέσων εξαιτίας της μη προσαρμογής των κυματικών τους αντιστάσεων. Έτσι, προσδιορίζοντας κανείς πειραματικά τον συντελεστή ανάκλασης ή και διέλευσης μπορεί, γνωρίζοντας τα χαρακτηριστικά του ενός υλικού το οποί είναι συνήθως ο αέρας, να υπολογίσει τις τιμές της επιτρεπτότητας και διαπερατότητας του άλλου υλικού, μιας και, όπως μας είναι γνωστό από την κυματική θεωρία, οι συντελεστές αυτοί είναι συναρτήσεις των παραμέτρων ϵ και μ των υλικών που συνθέτουν την διεπιφάνεια.

Η διάδοση του κύματος, πριν φτάσει στο υλικό του οποίου θέλουμε να προσδιορίσουμε την επιτρεπτότητα και διαπερατότητα, μπορεί να γίνει είτε στον ελεύθερο χώρο (αναφέρονται και ως τεχνικές ελευθέρου χώρου), είτε κατά μήκος κάποιου κυματοδηγού (τεχνικές κυματοδότησης) που αποτελεί και την περίπτωση αυτής της εργασίας. Μια μεγάλη ποικιλία κυματοδηγών είναι διαθέσιμη, όπως ομοαξονικές γραμμές μεταφοράς, κενοί μεταλλικοί κυματοδηγοί, διηλεκτρικοί κυματοδηγοί και μικροταινίες. Η επιλογή του κατάλληλου εξαρτάται από την φυσική κατάσταση του υλικού, την ευκολία μορφοποίησης του καθώς και το εύρος συχνοτήτων στο οποίο θέλουμε να εργαστούμε. Για παράδειγμα, η κατεργασία ενός υλικού για την εισαγωγή του σε ορθογώνιο κυματοδηγό είναι, εν γένει, πιο εύκολη από την περίπτωση που θέλουμε να τοποθετήσουμε το δοκίμιο σε ομοαξονική γραμμή μεταφοράς, δεδομένης της απαίτησης για καλή προσαρμογή του υλικού με τα τοιχώματα του

κυματοδηγού καθώς σε διαφορετική περίπτωση, υπεισέρχονται σφάλματα στις μετρήσεις μας.

Μια διαφορετική κατηγοριοποίηση, ανεξάρτητη από την προηγούμενη, σε μεθόδους *ανάκλασης* (reflection methods) και μεθόδους *διάδοσης* (transmission/reflection methods) αναφέρεται στην βιβλιογραφία. Στις μεθόδους ανάκλασης, οι ιδιότητες του υλικού προκύπτουν εξ' ολοκλήρου από τον συντελεστή ανάκλασης του κύματος σε κάποια επιφάνεια και συνήθως είναι κατάλληλες για τον προσδιορισμό μίας εκ των δύο παραμέτρων· είτε της επιτρεπτότητας, είτε της διαπερατότητας. Για τον υπολογισμό και των δύο μιγαδικών μεγεθών απαιτούνται τουλάχιστον δύο ανεξάρτητες μετρήσεις του συντελεστή ανάκλασης που διεξάγονται είτε με τη χρήση δύο δοκιμίων ίδιας σύστασης αλλά διαφορετικού μήκους, είτε με την τοποθέτηση του δοκιμίου σε δύο διαφορετικές θέσεις εντός της γραμμής μεταφοράς.

Στη μέθοδο ανάκλασης/διάδοσης χρησιμοποιείται επιπλέον και ο συντελεστής διάδοσης του H/M κύματος δια μέσου του προς μέτρηση υλικού και, έτσι, μπορεί κανείς να υπολογίσει συγχρόνως την επιτρεπτότητα και την διαπερατότητα του υλικού εκτελώντας μόνο μια μέτρηση.

Τα παραπάνω αφορούν κατά κύριο λόγο ομογενή και ισότροπα υλικά των οποίων η διηλεκτρική επιτρεπτότητα και η μαγνητική διαπερατότητα είναι μιγαδικές σταθερές. Σε ανισότροπα υλικά οι παραπάνω σταθερές αποκτούν τανυστικό χαρακτήρα αυξάνοντας έτσι τον αριθμό των προς προσδιορισμό παραμέτρων. Σε αυτές τις περιπτώσεις, απαιτείται κανείς να χρησιμοποιήσει συνδυασμό τεχνικών ή και να αξιοποιήσει τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά της διάδοσης ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος σε τέτοια υλικά. Μια επισκόπηση των τεχνικών χαρακτηρισμού υλικών μαζί με την σχετική βιβλιογραφία μπορεί να βρει κανείς στο βιβλίο των Chen, Ong, Neo, Varadan και Varadan [11] το οποίο αποτέλεσε και τον οδηγό συγγραφής αυτής της ενότητας.

4.1.2 Μέθοδοι Συντονισμού

Με τις μεθόδους συντονισμού μπορούμε να μετρήσουμε τις ιδιότητες υλικών σε διακριτές συχνότητες. Παρότι, όμως, με μια πρώτη ματιά φαίνεται να μειονεκτούν σε σχέση με τις μεθόδους διάδοσης, προσφέρουν μεγαλύτερη ακρίβεια και ευαισθησία έναντι αυτών, με την ευαισθησία να τις καθιστά κατάλληλες για μετρήσεις υλικών με μικρές απώλειες.

Μπορούν να διαχωριστούν σε δυο κατηγορίες. Στις πρώτες, το υλικό προς μέτρηση αποτελεί συστατικό στοιχείο μιας κοιλότητας συντονισμού και τα χαρακτηριστικά της οποίας χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό των επιθυμητών ιδιοτήτων, ενώ στην δεύτερη κατηγορία προσδιορίζονται από την μεταβολή των χαρακτηριστικών της κοιλότητας όταν ένα δείγμα του υλικού τοποθετηθεί στο εσωτερικό της. Τα χαρακτηριστικά αυτά της κοιλότητας που εξαρτώνται από τις ιδιότητες του υλικού είναι η συχνότητα συντονισμού και ο συντελεστής ποιότητας.

4.2 Παράμετροι σκέδασης μικροκυματικού δικτύου

4.2.1 Παράμετροι σκέδασης

Στις τεχνικές κυματοδότησης το δοκίμιο τοποθετείται στο εσωτερικό ενός κενού κυματοδηγού και έπειτα στις άκρες του διεγείρουμε ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα. Ένα μέρος του κύματος ανακλάται πάνω στο δοκίμιο ενώ το υπόλοιπο διέρχεται διαμέσου αυτού και εξέρχεται από την άλλη άκρη του κυματοδηγού. Ο υπολογισμός των ηλεκτρομαγνητικών χαρακτηριστικών του δοκιμίου απαιτεί τον προσδιορισμό των συντελεστών ανάκλασης και διέλευσης αυτών των κυμάτων. Ο κυματοδηγός με το δοκίμιο στο εσωτερικό (βλέπε σχήμα 4.1) μπορούν να μοντελοποιηθούν ως ένα δίθυρο μικροκυματικό δίκτυο, και ο προσδιορισμός των συντελεστών ανάκλασης και διέλευσης ανάγεται έτσι στον προσδιορισμό των παραμέτρων σκέδασης της πειραματικής διάταξης.

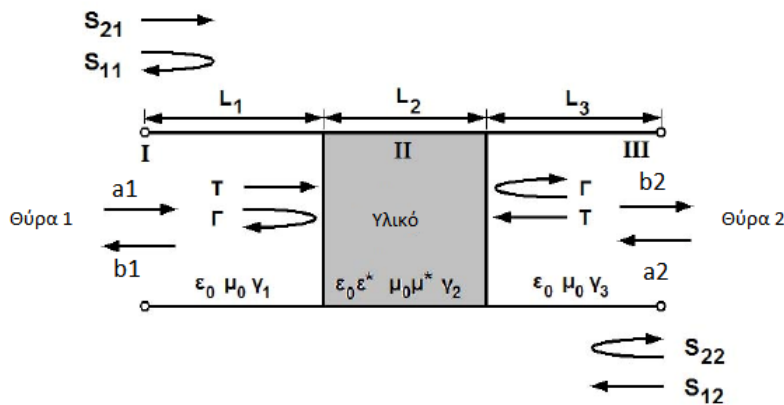
Στο εσωτερικό ενός κυματοδηγού διεγείρεται ένα πλήθος ρυθμών καθένας από τους οποίους έχει διαφορετική συχνότητα αποκοπής. Αν υποθέσουμε πως σε μια τυχαία συχνότητα λειτουργίας έχουν διεγερθεί $N/2$ ρυθμοί, τότε για την περιγραφή του δικτύου θα χρειαστούμε N θύρες, δηλαδή δύο για κάθε κυματοδηγούμενο ρυθμό. Για ένα δίκτυο με N θύρες αν με V_k^+ συμβολίζουμε το πλάτος του κύματος τάσης που εισέρχεται και

με V_k^- το πλάτος του κύματος τάσης που εξέρχεται από την θύρα k , τότε ο πίνακας σκέδασης γράφεται:

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \\ \dots \\ V_N^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \dots & S_{1N} \\ S_{21} & & \dots & S_{2N} \\ \dots & & & \dots \\ S_{N1} & & & S_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \\ \dots \\ V_N^+ \end{bmatrix}$$

με το κάθε στοιχείο του πίνακα να ορίζεται ως: $S_{ij} = \left. \frac{V_i^-}{V_j^+} \right|_{V_k^+ = 0}$ για $k \neq j$

Στις μεθόδους χαρακτηρισμό υλικών θα δουλέψουμε στην περιοχή συχνοτήτων μονορυθμικής λειτουργίας του κυματοδηγού με τον θεμελιώδη ρυθμό να είναι και ο επικρατών. Το εύρος αυτό εξαρτάται από το είδος του κυματοδηγού και από τις διαστάσεις του. Στους πίνακες που ακολουθούν (4.2 και 4.1) δίνεται το εύρος μονορυθμικής λειτουργίας διαφόρων τύπων ομοαξονικών γραμμών και ορθογωνίων κυματοδηγών που αποτελούν και τους πιο συχνοί τύπους κυματοδηγών που χρησιμοποιούνται για τον χαρακτηρισμό υλικών.



Σχήμα 4.1: Τομή ορθογώνιου κυματοδηγού με δοκίμιο διηλεκτρικής σταθεράς ϵ και μαγνητικής διαπερατότητας μ στο εσωτερικό του. Στο σχήμα φαίνονται οι παράμετροι σκέδασης S_{11} , S_{12} , S_{21} , S_{22} καθώς και οι συντελεστές ανάκλασης Γ και διάδοσης T στην διεπιφάνεια δοκίμιου-αέρα.

Από τα δεδομένα στους πίνακες γίνεται εμφανές ότι το κύριο μειονέκτημα του ορθογώνιου κυματοδηγού είναι ο περιορισμός της εκάστοτε μέτρησης σε μία σχετικά στενή περιοχή συχνοτήτων. Επιπλέον, για μετρήσεις σε χαμηλές συχνότητες χρειάζονται δοκίμια μεγάλου μεγέθους, σε σύγκριση με την ομοαξονική γραμμή, γεγονός που μπορεί να αποτελέσει και πλεονέκτημα, όμως, διότι έτσι καθίσταται πιο εύκολη η κατεργασία των δειγμάτων.

Πίνακας 4.1: Συχνότητες μονορυθμικής λειτουργίας ομοαξονικών γραμμών μεταφοράς. Πηγή: [15]

Εξωτερική Διάμετρος	Συχνότητες Λειτουργίας
3.5	0-34.5
7.0	0-18.2
14.0	0-8.6

Στην περίπτωση που κυματοδηγείται μόνο ο θεμελιώδης ρυθμός, ο πίνακας σκέδασης αποκτά την πιο απλή μορφή:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

Τα στοιχεία του πίνακα έχοντας ως αναφορά το σχήμα 4.1 ορίζονται ως:

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0}, S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0}, S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0}, S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0}$$

Όπως είναι προφανές και από το σχήμα ο δεύτερος δείκτης στις παραμέτρους σκέδασης αναφέρεται στη θύρα που έχουμε διεγείρει ενώ ο πρώτος στη θύρα που μετρούμε. Έτσι για παράδειγμα η παράμετρος S_{12} περιγράφει το κύμα που μετρούμε στην θύρα 1 έχοντας διεγείρει την θύρα 2.

Τα a_1, a_2, b_1, b_2 είναι τα πλάτη των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο επίπεδο αναφοράς που στο σχήμα επιλέγεται στις εισόδους του κυματοδηγού. Να αναφέρουμε εδώ πως παρότι ο ορισμός του πίνακα σκέδασης έχει γίνει με την χρήση των κυμάτων τάσης μπορούν και να χρησιμοποιηθούν και τα πλάτη των κυμάτων και αυτό διότι υπάρχει αναλογία μεταξύ τους [9]. Τα στοιχεία του πίνακα λαμβάνουν εν γένει μιγαδικές τιμές με το πραγματικό μέρος τους να εκφράζει τις απώλειες. Αν το δίθυρο είναι συμμετρικό τότε και ο πίνακας είναι συμμετρικός. Πειραματικά οι τιμές των στοιχείων του πίνακα σκέδασης μπορούν να προσδιοριστούν με τη χρήση ενός Διανυσματικού Αναλυτή Δικτύων (Vector Network Analyzer - VNA).

Πίνακας 4.2: Συχνότητες μονορυθμικής λειτουργίας ορθογωνικών κυματοδηγών διαφόρων διαστάσεων. Πηγή: [15]

Band	a (mm)	b (mm)	Συχνότητα Αποκοπής (GHz)	Μέγιστη Συχνότητα
L	165.10	82.55	0.908	1.816
W	109.22	54.61	1.372	2.744
S	72.14	34.04	2.078	4.156
G	47.55	22.15	3.152	6.304
J	34.85	15.80	4.302	8.604
X	22.86	10.16	6.557	13.114
P	15.80	7.90	9.487	18.974
K	10.67	4.32	14.048	28.096
R	7.112	3.556	21.082	42.164

4.2.2 Αναλυτής δικτύου

Ο Διανυσματικός Αναλυτής Δικτύων (Vector Network Analyzer - VNA) [12] [34] είναι ένα όργανο που χρησιμοποιείται για να μετρήσει και να αναλύσει διανυσματικά τα χαρακτηριστικά δικτύων και γενικά παθητικών η ενεργών συσκευών όπως κεραίες και ενισχυτές σε κάποιο εύρος συχνοτήτων. Η αρχή στην οποία βασίζεται είναι η ακόλουθη: Ο VNA παράγει ένα σήμα συχνότητας f το οποίο οδηγείται στην συσκευή υπό μέτρηση (Device Under Test - DUT) με τη βοήθεια μιας γραμμής μεταφοράς με σύνθετη αντίσταση συνήθως 50Ω. Το ανακλώμενο και το μεταδιδόμενο κύμα επιστρέφουν στις θύρες του VNA και προσδιορίζονται έτσι το πλάτος και η φάση τους και στη συνέχεια ακολουθεί ο υπολογισμός των παραμέτρων σκέδασης της DUT.

Η μέτρηση του πλάτους και της φάσης των κυμάτων που έρχονται από την DUT γίνεται με την σύγκριση τους με ένα σήμα αναφοράς, το οποίο είναι πανομοιότυπο με αυτό που στάλθηκε στην συσκευή προς μέτρηση. Στο σχήμα 4.2 φαίνεται παραστατικά αυτή η διαδικασία. Το σήμα μετά την πηγή διαχωρίζεται και, ένα μέρος του κατευθύνεται προς την DUT, ενώ το υπόλοιπο χρησιμοποιείται για να γίνει η σύγκριση με αυτά που επιστρέφουν από αυτή.

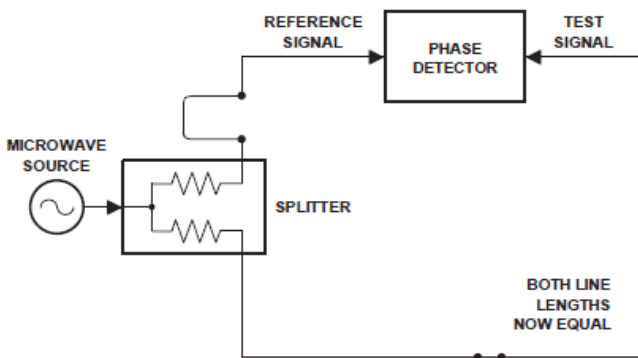
Ας υποθέσουμε πως θέλουμε να μετρήσουμε τις παραμέτρους S_{11} και S_{12} . Καταρχήν επιλέγεται φορτίο Z_L το οποίο συνδέεται στην θύρα 2 και το οποίο πρέπει να είναι προσαρμοσμένο στη γραμμή μεταφοράς που συνδέσει την προς μέτρηση συσκευή με αυτή την θύρα. Ο αναλυτής διεγείρει την θύρα 1 και το ανακλώμενο σήμα από την DUT επιστρέφει προς την θύρα 1 ενώ το μεταδιδόμενο οδεύει προς την θύρα 2. Έχοντας όμως προσαρμοσμένη την θύρα 2 δεν υπάρχει ανακλώμενο σήμα αυτήν και έτσι στην θύρα 1 μετράμε μόνο την

ανάκλαση από την συσκευή της οποίας θέλουμε να προσδιορίσουμε τα χαρακτηριστικά. Από τον πίνακα 4.1 προκύπτουν οι εξισώσεις

$$b_1 = S_{11}a_1 + S_{12}a_2 = S_{11}a_1 \Rightarrow S_{11} = \frac{b_1}{a_1}$$

$$b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 = S_{21}a_1 \Rightarrow S_{21} = \frac{b_2}{a_1}$$

και έτσι υπολογίζονται οι τιμές των S_{11} και S_{21} . Τα υπόλοιπα στοιχεία του πίνακα προκύπτουν με διαδικασία αντίστοιχη της παραπάνω διαφοροποιώντας απλά τις λειτουργίες των θυρών.



Σχήμα 4.2: Η αρχή που χρησιμοποιείται σε έναν αναλυτή δικτύου για τον προσδιορισμό της φάσης των κυμάτων. Πηγή: [12]

Με την χρήση ενός αναλυτή δικτύου αυτό που επιδιώκουμε είναι ο ακριβής προσδιορισμός των χαρακτηριστικών της συσκευής, που υπόκειται σε δοκιμή και για να το πετύχουμε αυτό θα πρέπει να αντισταθίσουμε την μη ιδανική συμπεριφορά του VNA, καθώς και των διαφόρων εξαρτημάτων που παρεμβάλλονται μεταξύ αυτού και της DUT, όπως οι γραμμές μεταφοράς και οι μεταξύ τους συνδέσεις. Η διαδικασία αυτή καλείται *αντιστάθμιση* (Calibration procedure) και θα πρέπει να γίνεται σε τακτά χρονικά διαστήματα καθώς η μεταβολή περιβαλλοντικών συνθηκών όπως θερμοκρασία και υγρασία μπορούν να επηρεάσουν την ορθότητα των μετρήσεων. Στη συνέχεια θα περιγράψουμε το μοντέλο των 12 συντελεστών σφάλματος

(twelve-term error model), που χρησιμοποιήθηκε για την αντιστάθμιση του VNA που χρησιμοποιήσαμε για τις μετρήσεις μας.

Ας υποθέσουμε καταρχήν ότι ο VNA δεν προσθέτει σφάλματα στις μετρήσεις μας και το μόνο που πρέπει να αντισταθίσουμε είναι την επίδραση των γραμμών μεταφοράς μεταξύ της DUT και του VNA. Η DUT όπως αναλύσαμε και παραπάνω περιγράφεται με την μήτρα σκέδασης S ενώ μια ισοδύναμη αναπαράσταση της είναι με την χρήση γράφου ροής σήματος. Με τον ίδιο τρόπο μπορούμε να παραστήσουμε και την επίδραση των γραμμών μεταφοράς πριν και μετά την DUT και έτσι καταλήγουμε στον γράφο της εικόνας 4.3 όπου με FA και FB συμβολίζουμε τις S παραμέτρους των γραμμών μεταφοράς πριν και μετά την DUT αντίστοιχα. Για την ευκολία της ανάλυσης μετασχηματίζουμε τις μήτρες S σε μήτρες παραμέτρων μεταφοράς T σύμφωνα με τον ακόλουθο μετασχηματισμό:

$$[T] = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}}{S_{21}} & \frac{S_{11}}{S_{21}} \\ -\frac{S_{22}}{S_{11}} & \frac{1}{S_{21}} \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

Οι T παράμετροι συσχετίζονται τα προσπίπτοντα με τα ανακλώμενα κύματα ως εξής:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ a_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_2 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

Από τον ορισμό της μήτρας μεταφοράς προκύπτει πως η μήτρα που περιγράφει συνολικά το δίκτυο του σχήματος είναι ίση με το γινόμενο των μητρών των δικτύων που το αποτελούν. Έτσι ο VNA θα μετρήσει συνολικά:

$$[T_{measured}] = [T_A] [T_{DUT}] [T_B] \quad (4.4)$$

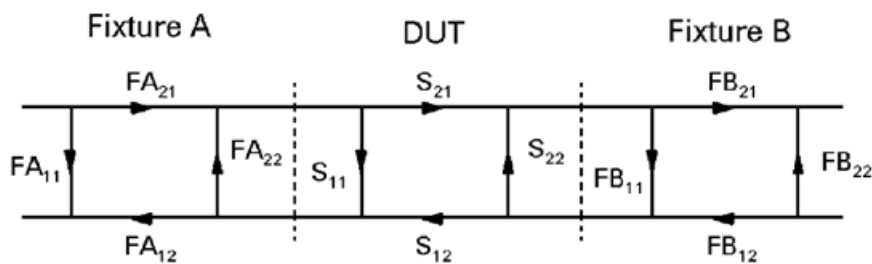
Γνωρίζοντας κανείς τα στοιχεία των μητρών T_A και T_B μπορεί να προσδιορίσει την μήτρα μεταφοράς του DUT απαλλαγμένη από τις επιδράσεις των γραμμών μεταφοράς μεταξύ αυτής και του VNA :

$$[T_{DUT}] = [T_A]^{-1} [T_{measured}] [T_B]^{-1}$$

Τέλος από τις T παραμέτρους μπορούμε να υπολογίσουμε τις παραμέτρους σκέδασης της DUT.

$$[S_{DUT}] = \begin{bmatrix} \frac{T_{21}}{S_{11}} & -\frac{T_{11}T_{22} - S_{12}T_{21}}{T_{11}} \\ \frac{S_{11}}{1} & -\frac{T_{21}}{T_{11}} \\ \frac{S_{11}}{1} & -\frac{T_{11}}{T_{11}} \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

Κατά την διάρκεια του calibration αυτό που γίνεται είναι η μέτρηση από τον εξοπλισμό μέτρησης που θέλουμε να αντισταθμίσουμε του πλάτους και της φάσης διάφορων συσκευών των οποίων γνωρίζουμε από πριν τα χαρακτηριστικά. Έτσι γίνεται ο προσδιορισμός των στοιχείων των μητρών T_A και T_B και έπειτα υπολογίζονται τα στοιχεία του S_{DUT} απαλλαγμένα πια από την επίδραση του εξοπλισμού μέτρησης.



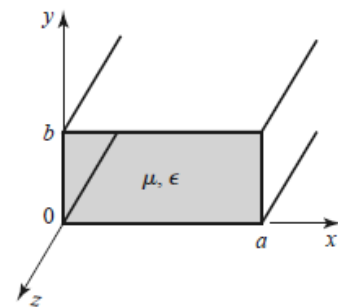
Σχήμα 4.3: Γράφος ροής σήματος που μοντελοποιεί τις γραμμές της DUT και των γραμμών μεταφοράς με τις οποίες την συνδέουμε στις θύρες του VNA. Πηγή:[13]

Ως εδώ καταφέραμε να αφαιρέσουμε μόνο την επίδραση του εξοπλισμού μέτρησης, ενώ δεν έχουμε κάνει καμία νύξη για τις μη ιδανικότητες του VNA, ο οποίος εισάγει συστηματικά σφάλματα στις μετρήσεις μας. Πιο συγκεκριμένα, τέτοια σφάλματα μπορούν να θεωρηθούν τα σφάλματα κατευθυντικότητας (directivity errors) των κατευθυντικών συζευκτών, τα σφάλματα λόγω μη σωστής προσαρμογής του εξοπλισμού μέτρησης με την DUT (mismatch errors) και οι απώλειες σε μέτρο και φάση που εισάγουν οι γραμμές μεταφοράς οι οποίες εξαρτώνται από τις σύνθετες αντιστάσεις τους καθώς και από την συχνότητα λειτουργίας. Τα σφάλματα αυτά μπορούν να ποσοτικοποιηθούν με την βοήθεια ενός μοντέλου 12 παραμέτρων (12 term-error model) και να αφαιρεθούν με τρόπο παρόμοιο με τον παραπάνω.

4.3 Κυματοδήγηση σε κυματοδηγό ορθογώνιας διατομής

Σε αυτή την εργασία θα γίνει χρήση της μεθόδου Ανάκλασης /Διάδοσης με την χρήση κυματοδηγού ορθογώνιας διατομής. Για τον λόγο αυτό κρίνεται σκόπιμο πριν προχωρήσουμε στην περιγραφή της πειραματικής διάταξης και των αποτελεσμάτων να επιλύσουμε το πρόβλημα της κυματοδήγησης σε κυματοδηγό ορθογώνιας διατομής.

Θεωρούμε λοιπόν ένα κυματοδηγό ορθογώνιας διατομής με διαστάσεις a και b κατά μήκος των διευθύνσεων x και y αντίστοιχα ο οποίος εκτείνεται κατά την διεύθυνση του άξονα z όπως φαίνεται στο σχήμα 4.4. Στο εσωτερικό του ο κυματοδηγός περιέχει ένα ομοιόμορφο, ιστροπικό και γραμμικό υλικό διηλεκτρικής σταθεράς ϵ και μαγνητικής διαπερατότητας μ , ενώ ο ίδιος είναι ιδανικά αγωγίμος.



Σχήμα 4.4: Η γεωμετρία του κυματοδηγού

Οι νόμοι των Ambere και Faraday στο εσωτερικό του κυματοδηγού γράφονται

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{B} &= \mu\epsilon \frac{\partial E}{\partial t}\end{aligned}\quad (4.6)$$

Για να έχουμε κυματοδήγηση κατά τον άξονα z , θα πρέπει τα πεδία εντός του κυματοδηγού να έχουν την παρακάτω μορφή

$$\vec{E}(x, y, z) = e(x, y)e^{-i\beta z} \quad (4.7)$$

$$\vec{B}(x, y, z) = h(x, y)e^{-ik\beta z} \quad (4.8)$$

Δεδομένου ότι δεν υπάρχει κάποια συμμετρία ως προς τις συντεταγμένες x, y , τα $e(x, y)$ και $h(x, y)$ εξαρτώνται από αυτές. Στη συνέχεια, αντικαθιστούμε την παραπάνω μορφή των πεδίων στις εξισώσεις 4.6 και παίρνουμε:

$$\begin{aligned}H_x &= \frac{i}{k_c^2} \left(\omega\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} - \beta \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ H_y &= \frac{-i}{k_c^2} \left(\omega\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ E_x &= \frac{-i}{k_c^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial x} + \omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ H_y &= \frac{-i}{k_c^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} - \omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x} \right)\end{aligned}\quad (4.9)$$

όπου $k_c^2 = \omega^2\epsilon\mu - \beta^2$ ο κυματάριθος αποκοπής.

Οι αρχικές μας υποθέσεις για ιδανικό αγωγό και ομοιόμορφο, ιστροπικό υλικό μας δίνουν τη δυνατότητα να αναλύσουμε τα πεδία εντός του κυματοδηγού σε ανεξάρτητα εγκάρσια ηλεκτρικά (TE) και μαγνητικά (TM) κύματα [35]. Για τα εγκάρσια ηλεκτρικά ισχύει $E_z = 0$ ενώ για τα εγκάρσια μαγνητικά ισχύει $H_z = 0$. Ξεκινώντας με τα εγκάρσια ηλεκτρικά αντικαθιστούμε στις παραπάνω σχέσεις $E_z = 0$, και αυτό που μας μένει για να υπολογίσουμε όλες τις συνιστώσες του πεδίου εντός του κυματοδηγού είναι ο υπολογισμός της συνιστώσας H_z η οποία ικανοποιεί την εξίσωση Helmholtz:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) H_z = 0 \quad (4.10)$$

από όπου με αντικατάσταση του $H_z(x, y, z) = h_z(x, y)e^{-i\beta z}$ παίρνουμε:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_c^2 \right) h_z = 0 \quad (4.11)$$

η οποία αποτελεί μια μερική διαφορική εξίσωση δεύτερης τάξης, την οποία θα λύσουμε με την μέθοδο χωρισμού των μεταβλητών. Έτσι θεωρούμε λύση της μορφής $H_z(x, y) = X(x)Y(y)$, και αντικαθιστώντας σε αυτήν, λαμβάνουμε κατά τα συνήθη το ακόλουθο ζεύγος συνήθων διαφορικών εξισώσεων

$$\frac{d^2 X}{dx^2} + k_x^2 X = 0 \quad (4.12)$$

$$\frac{d^2 Y}{dy^2} + k_y^2 Y = 0 \quad (4.13)$$

με $k_x^2 + k_y^2 = k_c^2$ και γενική λύση ως προς το h_z

$$h_z(x, y) = (A \cos(k_x x) + B \sin(k_x x))(C \cos(k_y y) + D \sin(k_y y)) \quad (4.14)$$

Η παραπάνω συνιστώσα του πεδίου θα πρέπει να ικανοποιεί και τις συνοριακές συνθήκες στις επιφάνειες του κυματοδηγού. Έτσι για $x = 0$ και $x = a$ θα πρέπει να ισχύει $e_y(x, y) = 0$, ενώ για $y = 0$ και $y = b$ έχουμε $e_x(x, y) = 0$. Εφαρμόζοντας αυτές τις συνθήκες και αντικαθιστώντας εν συνεχεία στις σχέσεις 4.9 προκύπτουν οι εγκάρσιες πεδιακές συνιστώσες των ρυθμών TE

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{j\omega\mu n\pi}{k_c^2 b} A_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \\ E_y &= \frac{-j\omega\mu m\pi}{k_c^2 a} A_{mn} \cos \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} e^{-j\beta z} \\ H_x &= \frac{j\beta m\pi}{k_c^2 a} A_{mn} \cos \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} e^{-j\beta z} \\ H_y &= \frac{j\beta n\pi}{k_c^2 b} A_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Η σταθερά διάδοσης β είναι:

$$\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} = \sqrt{\omega^2 \epsilon \mu - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$$

Για να έχουμε κυματοδηγήση εντός του κυματοδηγού θα πρέπει $k > k_c$ δηλαδή:

$$k > \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$$

και οι συχνότητες αποκοπής θα δίνονται από την

$$f_{c_{mn}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (4.16)$$

Υποθέτοντας ότι για τις διαστάσεις του κυματοδηγού ισχύει $a > b$, η συχνότητα του θεμελιώδη ρυθμού είναι

$$f_{c_{10}} = \frac{1}{2a\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (4.17)$$

Με παρόμοια διαδικασία μπορεί κανείς να υπολογίσει και τις συνιστώσες του TM ρυθμού ($H_z = 0$) οι οποίες προκύπτουν:

$$E_x = \frac{-j\beta m\pi}{k_c^2 a} B_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (4.18\alpha')$$

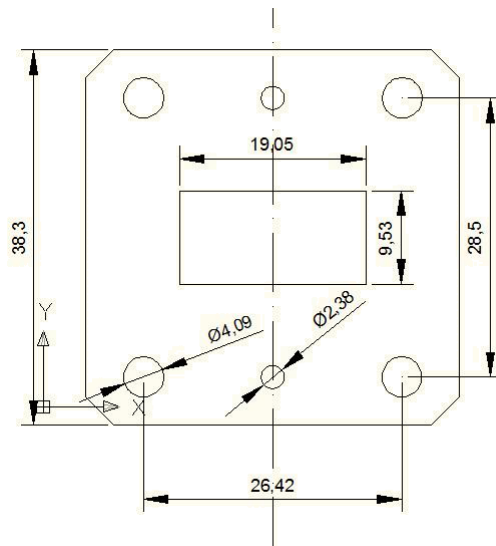
$$E_y = \frac{-j\beta n\pi}{k_c^2 b} B_{mn} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{m\pi x}{a} e^{-j\beta z} \quad (4.18\beta')$$

$$H_x = \frac{j\omega\epsilon n\pi}{k_c^2 b} B_{mn} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} e^{-j\beta z} \quad (4.18\gamma')$$

$$H_y = \frac{-j\omega m\pi}{k_c^2 a} B_{mn} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta z} \quad (4.18\delta')$$

Παρατηρούμε πως τα πεδία που δίνονται από τις 4.18α' - 4.18δ' μηδενίζονται εάν έστω και μία από τις παραμέτρους m, n μηδενίζεται συνεπώς ο χαμηλότερος ρυθμός TM που κυματοδηγείται είναι ο TM_{11} με συχνότητα αποκοπής την

$$f_{c_{11}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2} \quad (4.19)$$



Σχήμα 4.5: Η πλάγια όψη του κυματοδηγού. Το σχέδιο έγινε με την χρήση του προγράμματος AutoCAD Electrical 2013.

Η πλάγια όψη του κυματοδηγού που χρησιμοποιήθηκε στο εργαστήριο για τις μετρήσεις φαίνεται στο σχήμα 4.5. Το μήκος του είναι 128 mm. Στον πίνακα 4.3 παρατίθενται οι συχνότητες αποκοπής για την περίπτωση του κυματοδηγού του εργαστηρίου όπως αυτές υπολογίστηκαν από τις σχέσεις 4.16 και 4.19 με το εσωτερικό του κυματοδηγού να είναι κενό ($\epsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$). Έτσι η περιοχή μονορυθμικής λειτουργίας του συγκεκριμένου κυματοδηγού είναι από 8 έως 15 GHz με το εύρος αυτό να περιλαμβάνει τις μπάντες συχνοτήτων X και Ku του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος.

Πίνακας 4.3: Τα είδη και οι συχνότητες αποκοπής των ρυθμών μέχρι και τα 30 GHz.

Είδος Ρυθμού	m	n	Συχνότητα (GHz)
TE	1	0	7.86
TE	0	1	15.73
TE, TM	1	1	17.59
TE, TM	2	1	22.25
TE, TM	3	0	23.60
TE, TM	3	1	28.37

Κεφάλαιο 5

Πειραματικά Αποτελέσματα

5.1 Μετρήσεις σε Διηλεκτρικά Υλικά

5.1.1 Μέθοδος ανάκλασης/διάδοσης

Στις μεθόδους ανάκλασης/διάδοσης (μέθοδος ΑΔ) το δοκίμιο υπό μέτρηση τοποθετείται στο εσωτερικό ενός τμήματος κυματοδηγού, συνήθως ορθογώνιου ή κυκλικού και οι ηλεκτρομαγνητικές ιδιότητες του υλικού, δηλαδή η επιτρεπτότητα και η διαπερατότητα, προκύπτουν από τις παραμέτρους σκέδασης. Σχέσεις οι οποίες να συσχετίζουν τις παραμέτρους σκέδασης με την επιτρεπτότητα και διαπερατότητα αναπτύχθηκαν από πολύ νωρίς. Οι Nicolson, Ross [36] και Weir [37] ανέπτυξαν σχέσεις για μετρήσεις στην περιοχή των συχνοτήτων και του χρόνου αντίστοιχα.

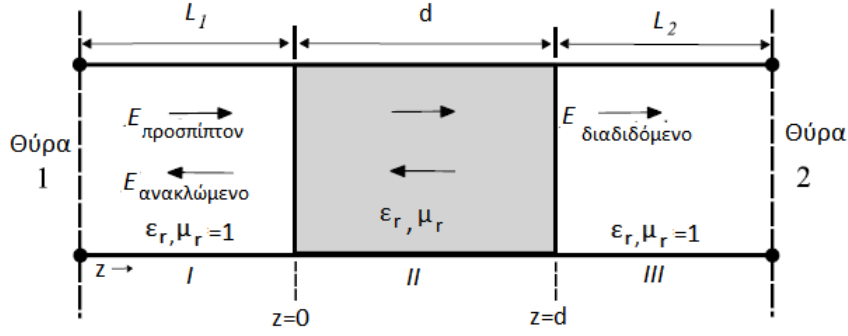
Στη μέθοδο Nicolson-Ross οι εξισώσεις μπορούν να επιλυθούν αναλυτικά ως προς την επιτρεπτότητα και τη διαπερατότητα και αποτέλεσαν, έτσι, τη βάση των μετέπειτα τεχνικών για τον προσδιορισμό αυτών. Παρότι, όμως, δίνουν τη δυνατότητα για απευθείας υπολογισμούς, δεν συμπεριφέρονται καλά σε υλικά μικρών απωλειών και σε συχνότητες που είναι ακέραια πολλαπλάσια του μισού μήκους κύματος μέσα στο υλικό. Αυτό μπορεί να αποφευχθεί αν χρησιμοποιηθούν δοκίμια μήκους μικρότερου από το μισό του μήκους κύματος που αντιστοιχεί στην υψηλότερη συχνότητα που μετράται. Μια ακόμη δυσκολία που προκύπτει είναι ότι στις σχέσεις εμπλέκεται μια μιγαδική λογαριθμική συνάρτηση η οποία δίνει άπειρες λύσεις και κανείς θα πρέπει να επιλέξει την σωστή λύση.

Στα επόμενα χρόνια, έχοντας ως βάση τις σχέσεις της μεθόδου Nicolson-Ross-Weir έγιναν προσπάθειες για την εύρεση σχέσεων οι οποίες να μην έχουν τις παθογένειες που αναφέρθηκαν παραπάνω [38] [39] [40] [41]. Πολλές από αυτές βασίζονται σε επαναληπτικές διαδικασίες για την επίλυση τους και τον προσδιορισμό των ϵ_r και μ_r , ενώ προσπάθειες έγιναν για την απεξάρτηση των λύσεων από τη θέση του δοκιμίου στον κυματοδηγό η οποία σε αρκετές περιπτώσεις είναι δύσκολο να προσδιοριστεί με μεγάλη ακρίβεια. Το 1992 οι Baker, Geyer και Domich [42], αφού θεώρησαν πως η επιτρεπτότητα περιγράφεται από ένα άθροισμα συναρτήσεων κάθε μία από τις οποίες έχει είτε έναν πόλο πρώτης τάξης είτε ένα δεύτερης τάξης, στη συνέχεια υπολόγισαν τις παραμέτρους των συναρτήσεων με τη μέθοδο της μη γραμμικής παλινδρόμησης.

5.1.2 Εξισώσεις της μεθόδου

Θεωρούμε και πάλι τον κυματοδηγό του προηγούμενου κεφαλαίου. Στο εσωτερικό του θεωρούμε πως υπάρχει ένα τμήμα υλικού μήκους d , το οποίο χωρά ακριβώς στις διαστάσεις του ενώ ο υπόλοιπος χώρος είναι κενός. Το υλικό έχει σχετική διηλεκτρική επιτρεπτότητα ϵ_r και σχετική μαγνητική διαπερατότητα μ_r ενώ για ευκολία στους υπολογισμούς θεωρούμε πως καταλαμβάνει την περιοχή $0 < z < d$. Έτσι, το εσωτερικό του κυματοδηγού χωρίζεται σε τρεις περιοχές: την περιοχή I ($z < 0$) με $\epsilon = \epsilon_0$ και $\mu = \mu_0$, την περιοχή II ($0 < z < d$) με $\epsilon_d = \epsilon_r \epsilon_0$ και $\mu_d = \mu_r \mu_0$ και την περιοχή III ($z > d$) με $\epsilon = \epsilon_0$ και $\mu = \mu_0$, όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.1.

Για την μέτρηση των S_{11} και S_{21} διεγείρουμε τον κυματοδηγό στην θύρα 1 και μετράμε τα κύματα που εξέρχονται από τις δύο θύρες. Στην περιοχή I το πεδίο γράφεται ως άθροισμα ενός κύματος που διαδίδεται



Σχήμα 5.1: Στο σχήμα φαίνεται η τομή κατά μήκος του άξονα z ενός κυματοδηγού ορθογώνιας διατομής στο εσωτερικό του οποίου έχει τοποθετηθεί υλικό

προς την κατεύθυνση $+z$ και ενός προς την αντίθετη, το οποίο προέκυψε ύστερα από ανάκλαση στην διεπιφάνεια αέρα - διηλεκτρικού ($z = 0$). Ομοίως και στην περιοχή II ενώ στην περιοχή III έχουμε μόνο το κύμα που διαδίδεται προς τα δεξιά δεδομένου ότι η θύρα 2 του VNA είναι προσαρμοσμένη και δεν υπάρχουν ανακλώμενα κύματα. Τα πεδία στις τρεις περιοχές είναι ίδια με αυτά που προβλέπουν οι λύσεις του προηγούμενου κεφαλαίου με την σωστή βέβαια επιλογή της διηλεκτρικής σταθεράς. Επειδή θέλουμε κυματοδότηση μόνο του ρυθμού TE_{10} από τις εξισώσεις 4.15 τα πεδία στις τρεις περιοχές γράφονται ως εξής

Περιοχή I

$$\begin{aligned}
 E_{y,1} &= \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \left(A_1^+ e^{-j\beta z} + A_1^- e^{j\beta z} \right) \\
 H_{x,1} &= -\frac{\beta}{\omega\mu_0} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \left(A_1^+ e^{-j\beta z} - A_1^- e^{j\beta z} \right) \\
 H_{z,1} &= \frac{j\pi}{\omega\mu_0 a} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \left(A_1^+ e^{-j\beta z} + A_1^- e^{j\beta z} \right)
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Περιοχή II

$$\begin{aligned}
 E_{y,2} &= \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \left(A_2^+ e^{-j\beta_d z} + A_2^- e^{j\beta_d z} \right) \\
 H_{x,2} &= -\frac{\beta_d}{\omega\mu_0} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \left(A_2^+ e^{-j\beta_d z} - A_2^- e^{j\beta_d z} \right) \\
 H_{z,2} &= \frac{j\pi}{\omega\mu_0 a} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \left(A_2^+ e^{-j\beta_d z} + A_2^- e^{j\beta_d z} \right).
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

Περιοχή III

$$\begin{aligned}
 E_{y,3} &= \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) A_3^+ e^{-j\beta z} \\
 H_{x,3} &= -\frac{\beta}{\omega\mu_0} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) A_3^+ e^{-j\beta z} \\
 H_{z,3} &= \frac{j\pi}{\omega\mu_0 a} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) A_3^+ e^{-j\beta z}
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

Οι κυματάρηθοι δίνονται από τις σχέσεις

$$\begin{aligned}
 \beta^2 &= \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - (\pi/a)^2 \\
 \beta_d^2 &= \omega^2 \epsilon_d \mu_d - (\pi/a)^2,
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

όπου β είναι ο κυματάρριθμος για την διάδοση στο τμήμα του κυματοδηγού που είναι κενό ενώ β_d είναι ο κυματάρριθμος στο τμήμα του κυματοδηγού που βρίσκεται το διηλεκτρικό.

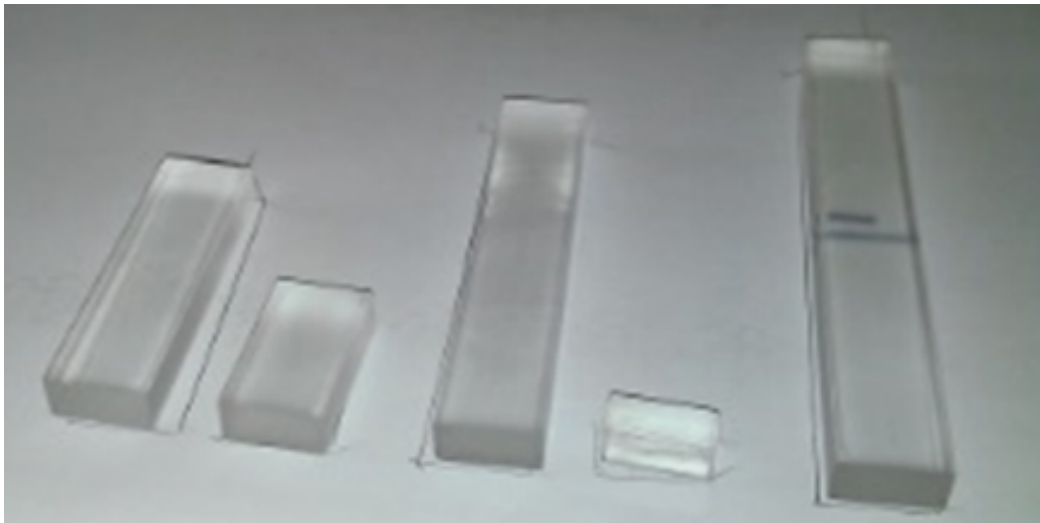
Από τον ορισμό των S παραμέτρων έχουμε ότι $S_{11} = \frac{A_1^-}{A_1^+}$ και $S_{12} = \frac{A_3}{A_1^+}$ και έτσι για τον υπολογισμό τους αρκεί να υπολογίσουμε τους συντελεστές A_1^- , A_1^+ , A_2^- , A_1^+ , A_3^+ . Οι συντελεστές αυτοί υπολογίζονται εφαρμόζοντας τις συνοριακές συνθήκες στις θέσεις $z = 0$ και $z = d$. Σύμφωνα με αυτές οι εφαπτομενικές συνιστώσες (E_y , H_x) των πεδίων θα πρέπει να είναι συνεχείς καθώς και η z συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής. Έτσι οι παράμετροι σκέδασης δίνονται από τις

$$S_{11} = \frac{(-1 + e^{2j\beta ad})(\beta^2 \mu^2 - \beta_d^2 \mu_0^2)}{(\beta^2 \mu^2 + \mu_0^2 \beta_d^2)(-1 + e^{2j\beta ad}) + 2\beta \beta_d \mu \mu_0 (1 + e^{2j\beta ad})} \quad (5.5)$$

$$S_{21} = \frac{4\beta \beta_d e^{j(\beta + \beta_d)d} \mu \mu_0}{(\beta^2 \mu^2 + \mu_0^2 \beta_d^2)(-1 + e^{2j\beta ad}) + 2\beta \beta_d \mu \mu_0 (1 + e^{2j\beta ad})}. \quad (5.6)$$

Για τις παραπάνω σχέσεις που μας δίνουν τις τιμές των S παραμέτρων έχουμε υλοποιήσει κώδικα σε περιβάλλον Matlab (βλέπε παράρτημα), με τον οποίο υπολογίζουμε τα μέτρα των S_{11} και S_{21} σε dB σύμφωνα με την σχέση

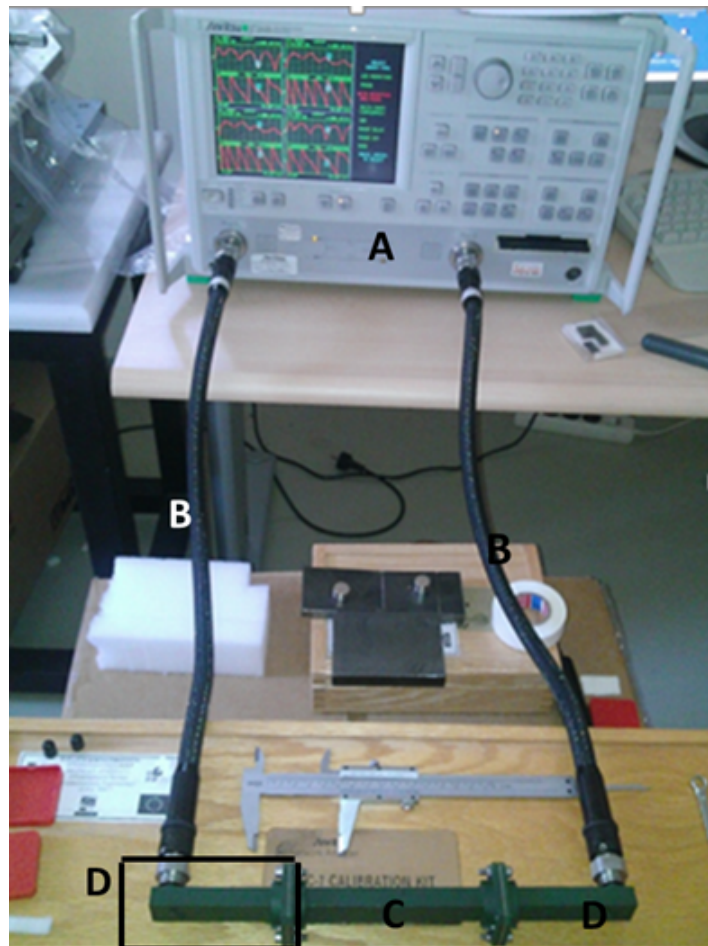
$$S_x = 20 \log |S_x| \quad (5.7)$$



Σχήμα 5.2: Στην εικόνα φαίνονται τα δοκίμια από plexiglass που χρησιμοποιήθηκαν στις μετρήσεις.

5.1.3 Πειραματική Διάταξη

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε απεικονίζεται στο σχήμα 5.3. Για τις μετρήσεις χρησιμοποιήθηκε ο διανυσματικός αναλυτής δικτύων Anritsu 37269B (A) με δυνατότητα για μετρήσεις από τα 40 MHz έως και τα 40 GHz. Στην αρχή εκτελέσαμε βαθμονόμηση της μετρητικής διάταξης με την μέθοδο Full 12-term SOLT calibration [12] στο εύρος συχνοτήτων από 8 GHz έως και 15 GHz. Για την βαθμονόμηση χρησιμοποιήσαμε τα εξαρτήματα του calibration kit model 17703-AD. Έπειτα, τοποθετήσαμε τα δοκίμια (εικόνα 5.2), του προς μέτρηση υλικού, με μήκη 7,7 mm, 32 mm, 64 mm και 128 mm στο εσωτερικό του κυματοδηγού ορθογώνιας διατομής (C) με διαστάσεις $3/4 \times 3/8$ και μήκος 128 mm και τον συνδέσαμε στις θύρες του VNA με την χρήση ομοαξονικών γραμμών (B). Η σύνδεση του κυματοδηγού με τις ομοαξονικές γραμμές έγινε με



Σχήμα 5.3: Στην εικόνα φαίνεται η πειραματική διάταξη για την μέτρηση των S παραμέτρων στο εργαστήριο του Ινστιτούτου Νανοεπιστήμης και Νανοτεχνολογίας του ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος". (A) Αναλυτής Δικτύου (VNA), (B) ομοαξονικές γραμμές που συνδέονται στις θύρες του VNA, (C) κυματοδηγός εντός του οποίου τοποθετούνται τα υλικά προς μέτρηση, (D) αντάπτορες που επιτελούν τη σύζευξη του σήματος από τις ομοαξονικές γραμμές στον κυματοδηγό ορθογώνιας διατομής.

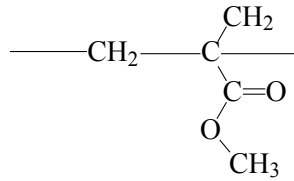
την βοήθεια ανταπτόρων (D) για την σύζευξη του κύματος από τις ομοαξονικές γραμμές στον κυματοδηγό. Τα δοκίμια που χρησιμοποιήθηκαν στις μετρήσεις ήταν από Poly(methyl methacrylate)-(PMMA) γνωστό και με την εμπορική ονομασία plexiglass.

Παρότι οι μετρήσεις έγιναν για συχνότητες από 8 GHz έως 15 GHz, δηλαδή στο εύρος συχνοτήτων μονο-ρυθμικής λειτουργίας του κυματοδηγού, υπάρχει η πιθανότητα διέγερσης ρυθμών ανώτερης τάξης στα σημεία που ο δειγματοφορέας συνδέεται με τα ομοαξονικά καλώδια λόγω κακής προσαρμογής. Επειδή, όμως, οι μετρήσεις προϋποθέτουν την κυματοδότηση ενός μόνο ρυθμού στο εσωτερικό του υλικού, θα πρέπει να αποφύγουμε την άφιξη αυτών των ρυθμών στο δοκίμιο μας. Αυτό κατέστη δυνατόν τοποθετώντας τα δοκίμια μας στο μέσο του κυματοδηγού και αυτό διότι αυτοί οι ρυθμοί αποσβένουν αρκετά γρήγορα.

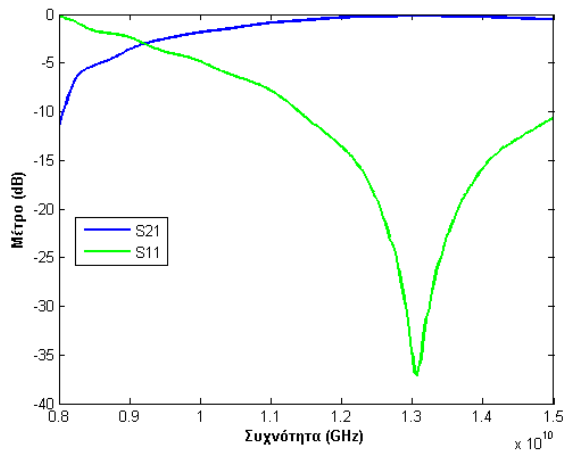
Ιδιαίτερη σημασία δόθηκε στη διαμόρφωση του υλικού ώστε αυτό να χωράει ακριβώς στο εσωτερικό του κυματοδηγού και αυτό διότι η παρουσία ασυνεχειών με τη μορφή διακένων αέρα μεταξύ των τοιχωμάτων του κυματοδηγού και του δείγματος οδηγεί στη δημιουργία ρυθμών ανώτερης τάξης. Όμως, η μεταφορά ηλεκτρομαγνητικής ισχύος από τον κύριο ρυθμό με τον οποίο θέλουμε να λειτουργεί η διάταξη μας σε ρυθμούς ανώτερης τάξης συνιστά απώλεια της ισχύος του συστήματος, η οποία προσμετράται από τον αναλυτή δικτύου στις τιμές των παραμέτρων S_{ij} , επηρεάζοντας την ακρίβεια των μετρήσεων.

5.1.4 Παρουσίαση και επεξεργασία των Μετρήσεων

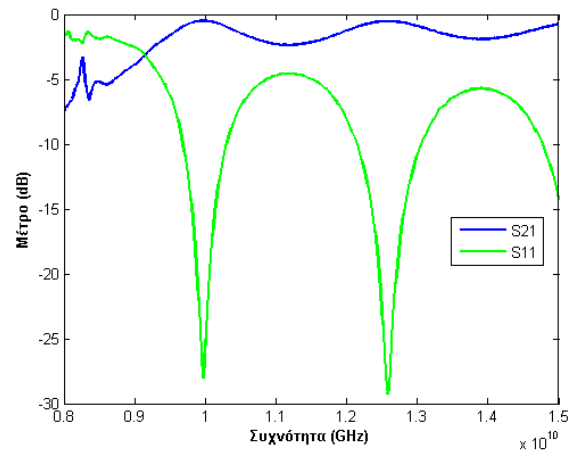
Το PMMA είναι ένα πολυμερές διηλεκτρικό υλικό με χημικό τύπο:



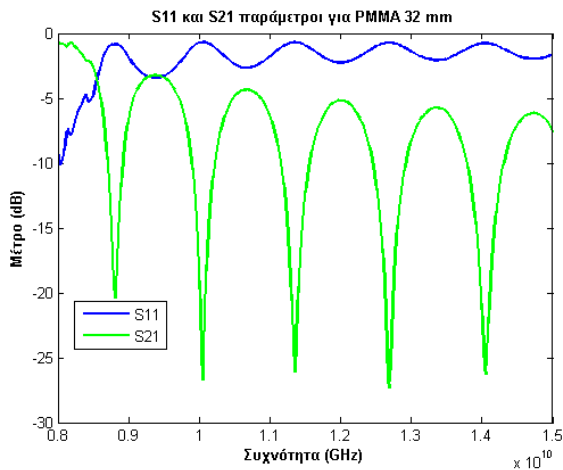
Επειδή δεν έχει μαγνητικές ιδιότητες θεωρούμε την μαγνητική διαπερατότητα του $\mu_r = 1 - 0.001j$ και έτσι μας μένει ο υπολογισμός της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς $\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$. Στο σχήμα 5.4 φαίνονται οι μετρήσεις των S παραμέτρων για τα δοκίμια από PMMA με μήκη 7.7mm, 32mm, 64mm και 128mm αντίστοιχα. Οι μετρήσεις έγιναν σε θερμοκρασία 27°C. Παρατηρούμε πως η S_{11} γίνεται πολύ μικρή (-35 dB) για κάποιες τιμές της συχνότητας και μάλιστα ο αριθμός του πλήθους των διακριτών συχνοτήτων στις οποίες μηδενίζεται αυξάνεται με το μήκος του υλικού. Οι μηδενισμοί αυτοί οφείλονται [43] στην συνθήκη μη ανάκλασης στο δοκίμιο η οποία λαμβάνει χώρα σε συχνότητες που το μήκος του δοκιμίου είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μισού μήκους κύματος μέσα στο διηλεκτρικό ($d = n\frac{\lambda}{2}$).



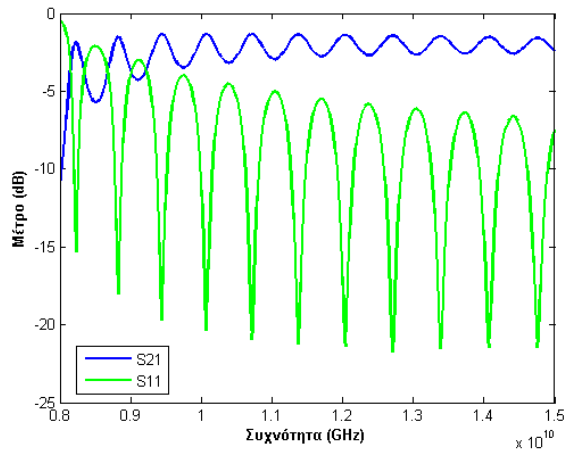
Δοκίμιο PMMA μήκους 7.7mm



Δοκίμιο PMMA μήκους 32mm



Δοκίμιο PMMA μήκους 64mm



Δοκίμιο PMMA μήκους 128mm

Σχήμα 5.4: Τα αποτελέσματα των μετρήσεων μας για τα διάφορα μήκη των δοκιμίων από plexiglas

Η αναλυτική έκφραση του φαινομένου προκύπτει από την σχέση 5.5 αν θέσουμε $S_{11} = 0$ και τότε έχουμε

$$e^{j2\beta_{ad}} = 1$$

η οποία μας δίνει

$$d\sqrt{\frac{\omega^2\epsilon_r}{c^2} - \left(\frac{\pi}{\alpha}\right)^2} = m\pi \quad (5.8)$$

όπου $m \in \mathbb{N}$.

Σε υλικά με μικρές απώλειες όπως στην περίπτωση μας μπορεί κανείς να κάνει την ακόλουθη προσέγγιση: $\sqrt{\frac{\omega^2\epsilon_r}{c^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2} = \sqrt{\frac{\omega^2\epsilon'_r}{c^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2} - j\left(\frac{\omega^2\epsilon''_r}{c^2}\right) \approx \sqrt{\frac{\omega^2\epsilon'_r}{c^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2}$. Με την χρήση αυτής της προσέγγισης και του γεγονότος ότι η σχέση 5.8 για διαδοχικές τιμές του ακεραίου m δίνει τις συχνότητες μηδενισμού της S_{11} μπορούμε να υπολογίσουμε μια πρώτη προσέγγιση του πραγματικού μέρους της διηλεκτρικής σταθεράς ϵ_r . Για παράδειγμα, στην περίπτωση του διαγράμματος 5.4 έχουμε μηδενισμό στη συχνότητα $f = 9.9775 \times 10^9$ και για τιμές του ακεραίου $m = 1, 2, 3$, και 4 παίρνουμε για την διηλεκτρική σταθερά $\epsilon'_{r,1} = 0.8125$, $\epsilon'_{r,2} = 1.4737$, $\epsilon'_{r,3} = 2.5758$ και $\epsilon'_{r,4} = 4.1187$ αντίστοιχα με την τιμή 2.5758 να είναι και η ζητούμενη. Μια τέτοια προσέγγιση της τιμής της ϵ_r είναι αναγκαία στην περίπτωση που δεν υπάρχουν βιβλιογραφικές αναφορές για το υλικό που μελετούμε και ακόμα περισσότερο μάλιστα όταν δεν έχουμε πειραματικές τιμές κοντά στην συχνότητα αποκοπής ώστε να μπορέσουμε εύκολα να προσδιορίσουμε ποια θεωρητική καμπύλη αντιστοιχεί με ποια πειραματική.

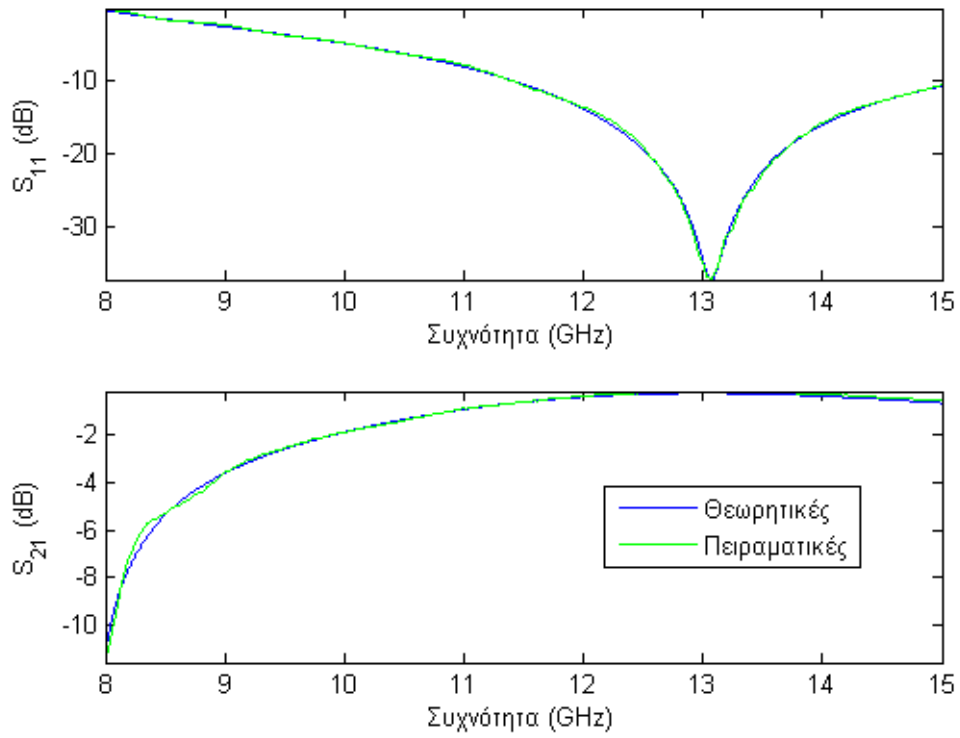
Έπειτα, με τη χρήση του προγράμματος που υλοποιήσαμε σε Matlab (παράρτημα Α) προσπαθήσαμε να προσεγγίσουμε το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της διηλεκτρικής επιτρεπτότητας, για το οποίο έχουμε ταύτιση των πειραματικών καμπυλών με αυτές που προκύπτουν από τις σχέσεις 5.5 και 5.6.

Πίνακας 5.1: Οι τιμές της επιτρεπτότητας όπως προέκυψαν ύστερα από ταύτιση των πειραματικών καμπυλών με τις θεωρητικά προβλεπόμενες.

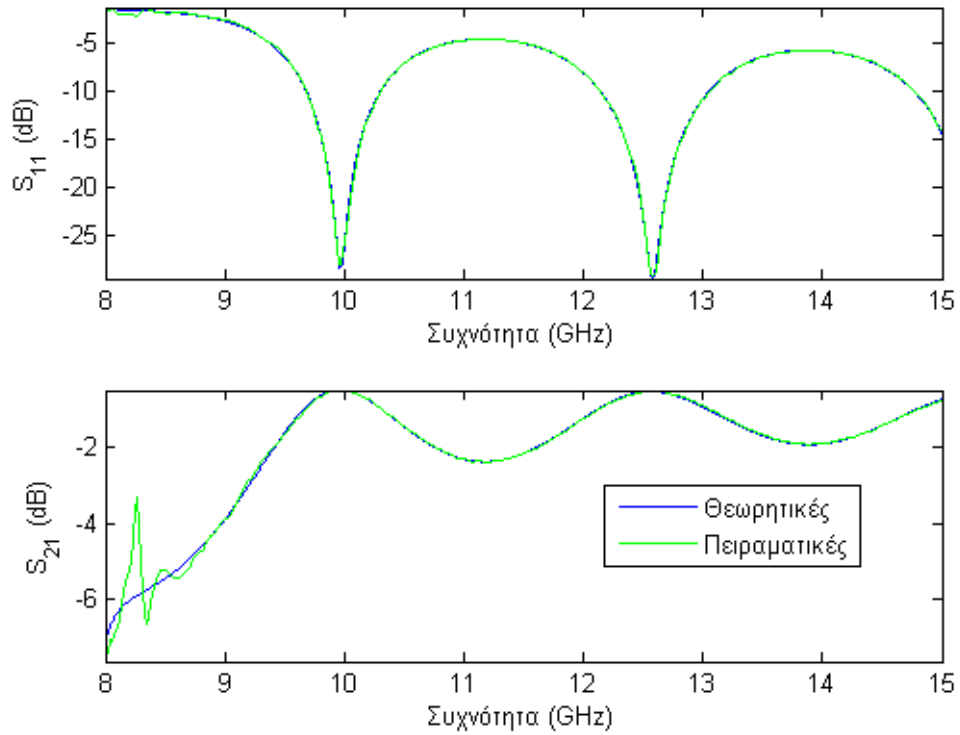
Μήκος Δοκιμίου (mm)	ϵ'_r	ϵ''_r	$\tan \delta$
7.7	2.58	0.030	0.011
32	2.61	0.018	0.007
64	2.57	0.012	0.004
128	2.56	0.012	0.004

Παρατηρήσαμε πως η επιλογή σταθερής τιμής για την ϵ_r επαλήθευε με καλή ακρίβεια τα αποτελέσματα των μετρήσεων. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στον πίνακα 5.1 και βρίσκονται σε καλή συμφωνία με αυτά της βιβλιογραφίας [44] [45]. Στα σχήματα 5.5, 5.6, 5.7 και 5.8 σχεδιάσαμε τα μέτρα των πειραματικών και των θεωρητικών τιμών των παραμέτρων S_{11} και S_{12} , όπως αυτές προέκυψαν με χρήση των τιμών του πίνακα 5.1 για την διηλεκτρική σταθερά.

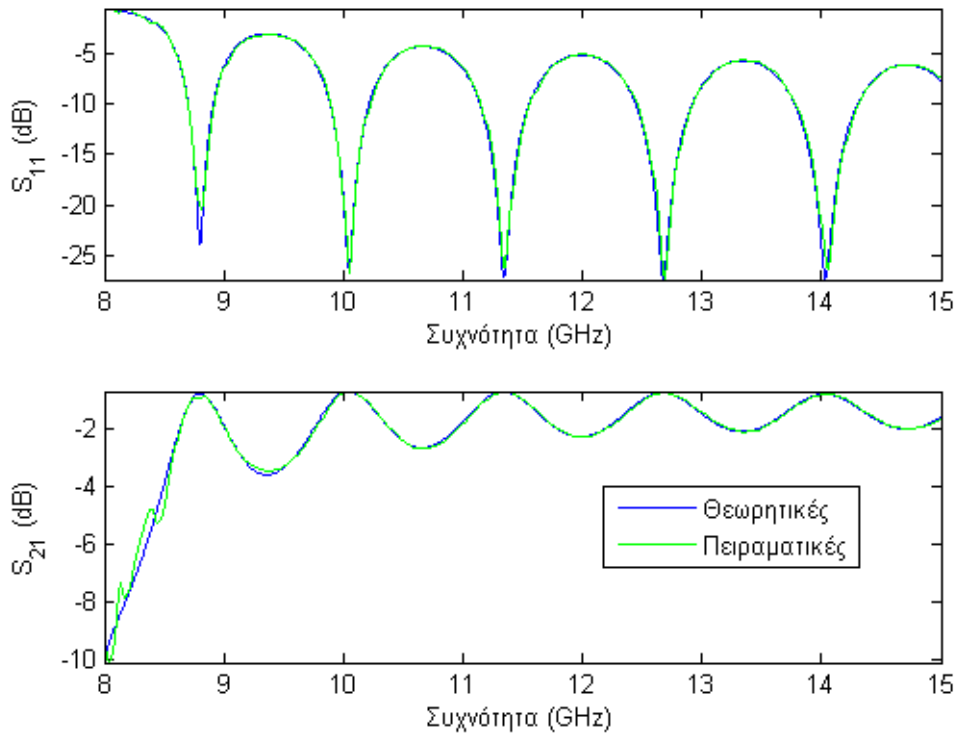
Στην περίπτωση του PMMA θα είχε ενδιαφέρον με χρήση κυματοδηγού διαφορετικών διαστάσεων να προσδιορίσουμε με τον ίδιο τρόπο την τιμή της σχετικής διηλεκτρικής επιτρεπτότητας σε συχνότητες γύρω από την περιοχή που εργαστήκαμε, ώστε να προσπαθήσουμε να εντοπίσουμε τον μηχανισμό αποκατάστασης ο οποίος σχετίζεται με την κίνηση των πλευρικών αλυσίδων του πολυμερούς [46] [47].



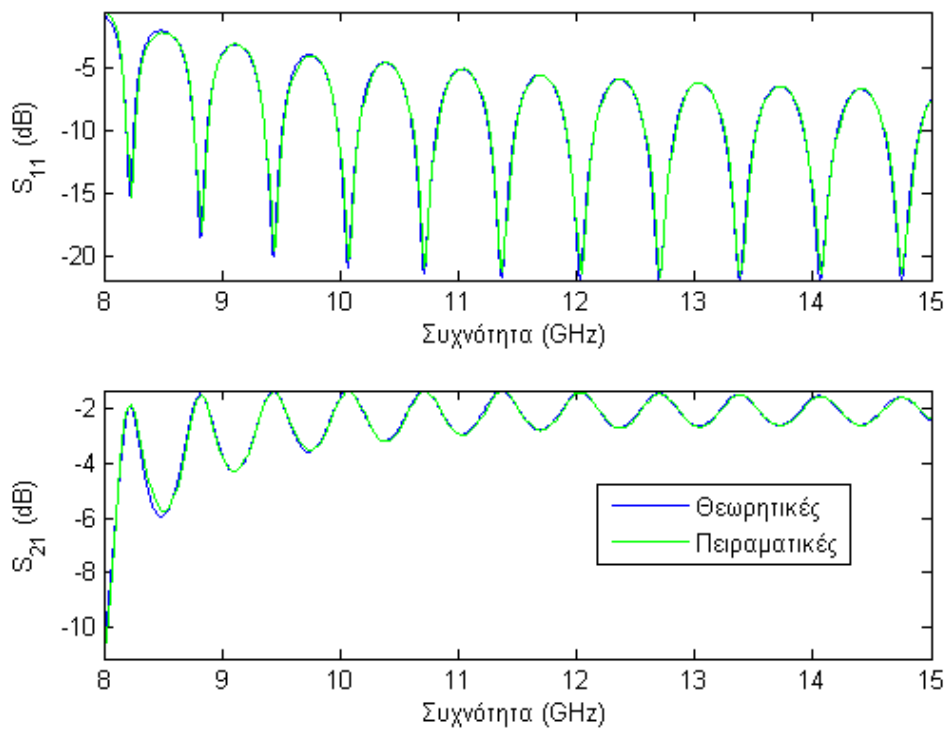
Σχήμα 5.5: Οι θεωρητικές και πειραματικές τιμές των παραμέτρων σκέδασης για το δοκίμιο μήκους 7.7 mm.



Σχήμα 5.6: Οι θεωρητικές και πειραματικές τιμές των παραμέτρων σκέδασης για το δοκίμιο μήκους 32 mm.



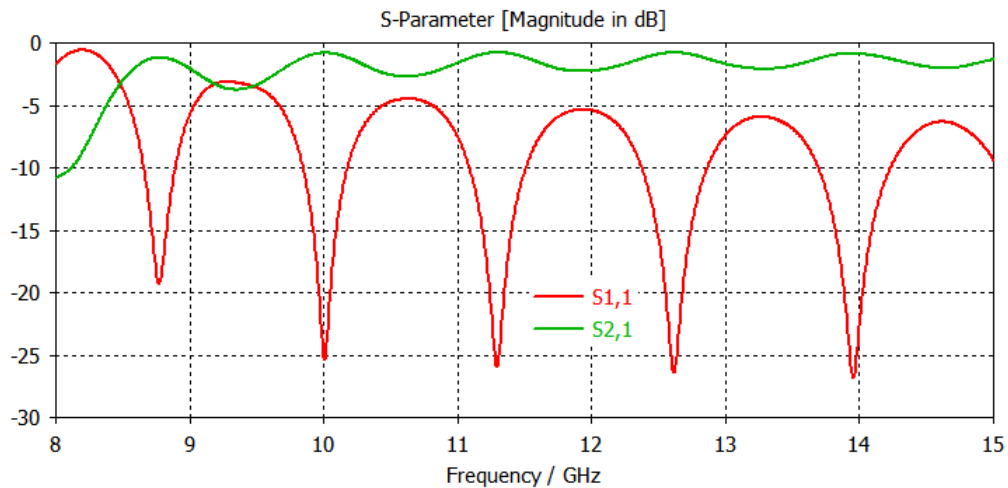
Σχήμα 5.7: Οι θεωρητικές και πειραματικές τιμές των παραμέτρων σκέδασης για το δοκίμιο μήκους 64 mm.



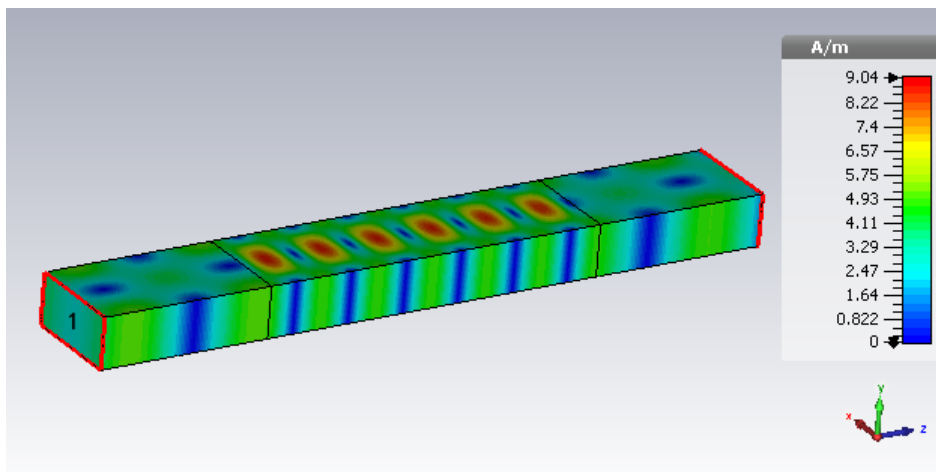
Σχήμα 5.8: Οι θεωρητικές και πειραματικές τιμές των παραμέτρων σκέδασης για το δοκίμιο μήκους 128 mm.

5.1.5 Προσομοίωση της Διάταξης

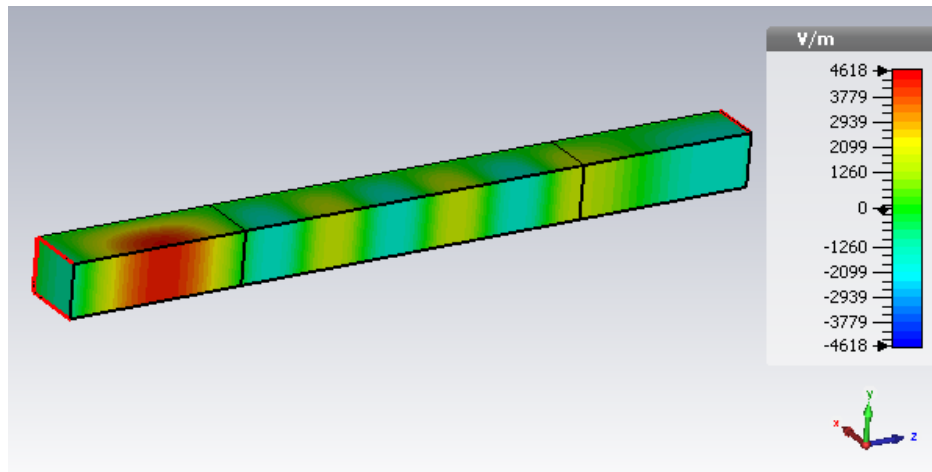
Επιχειρήσαμε προσομοίωση του κυματοδηγού με το δοκίμιο των 64 mm στο εσωτερικό του με τη χρήση του υπολογιστικού πακέτου CST Microwave Studio. Στο σχήμα 5.9 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα αυτής της προσομοίωσης για τις S_{11} και S_{21} παραμέτρους. Για την προσομοίωση η σχετική διηλεκτρική επιτρεπτότητα του plexiglas λήφθηκε 2.56. Στα σχήματα 5.12 και 5.11 φαίνεται το ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του κυματοδηγού σε συχνότητες 10 GHz και 9.4 GHz αντίστοιχα.



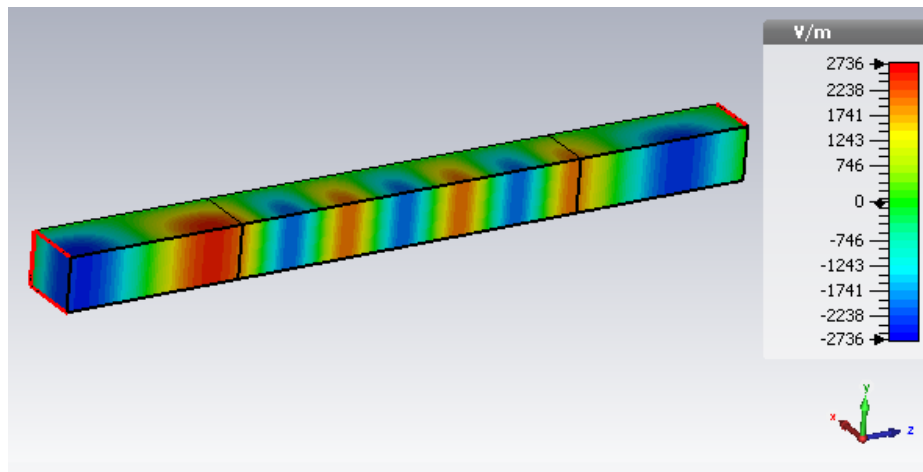
Σχήμα 5.9: Τα μέτρα των παραμέτρων S_{11} και S_{21} ως συνάρτηση της συχνότητας όπως αυτά προέκυψαν από την προσομοίωση της διάταξης με το CST Microwave Studio.



Σχήμα 5.10: Στιγμιότυπο του μέτρου του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό του κυματοδηγού στη συχνότητα 10.011 GHz.



Σχήμα 5.11: Στιγμιότυπο της y συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του κυματοδηγού στη συχνότητα 9.4 GHz.



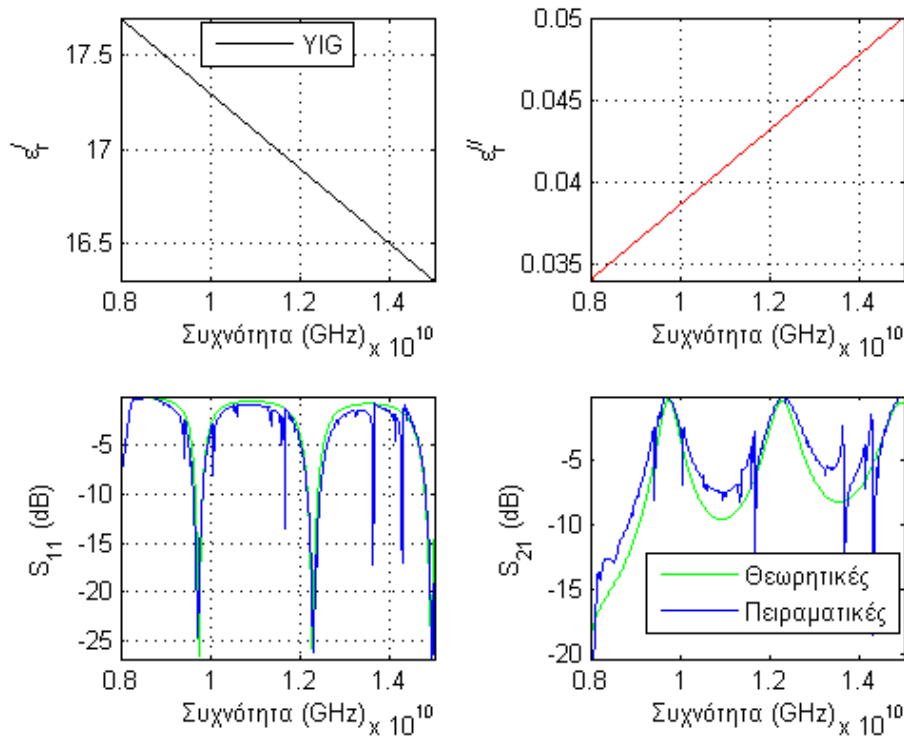
Σχήμα 5.12: Στιγμιότυπο της y συνιστώσας του ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του κυματοδηγού στη συχνότητα 10.011 GHz.

Στη συχνότητα των 9.4 GHz παρατηρούμε την αυξημένη ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή I του κυματοδηγού γεγονός που είναι συμβατό με τις τιμές των S παραμέτρων οι οποίες υποδηλώνουν ανάκλαση του κύματος προς την περιοχή I. Στη συχνότητα των 10 GHz, που αποτελεί και αντιπρόσωπο των συχνοτήτων μηδενισμού της S_{11} , παρατηρούμε πως το κύμα διαδίδεται κατά μήκος του κυματοδηγού. Επίσης, είναι εμφανής και η μείωση του μήκους κύματος εντός του διηλεκτρικού. Τέλος, στο σχήμα 5.10 φαίνεται το μέτρο του μαγνητικού πεδίου μέσα στον κυματοδηγό στην συχνότητα των 10 GHz όπου έχουμε κυματοδότηση.

5.2 Μετρήσεις σε Φερρίτες απουσία μαγνητικού πεδίου

Σε αυτή την ενότητα θα στρέψουμε τον ενδιαφέρον μας στους φερρίτες, υλικά των οποίων η μαγνητική διαπερατότητα παρουσία εξωτερικού πεδίου αποκτά τανυστικό χαρακτήρα. Εδώ, όμως, θα περιοριστούμε στην περίπτωση που το εξωτερικό πεδίο είναι μηδενικό και τότε η διαπερατότητα εκφυλίζεται σε μια σταθερά. Μπορούμε δηλαδή σε αυτή την περίπτωση να αξιοποιήσουμε τις μεθόδους την προηγούμενης παραγράφου για τον προσδιορισμό της διηλεκτρικής σταθεράς. Θα πρέπει να τονιστεί ότι στην περιοχή των μετρήσεων μας (8-15GHz) η μαγνήτιση του υλικού δεν επηρεάζει τις μετρήσεις μας [48].

Στα πειράματά μας χρησιμοποιήσαμε τον φερρίτη $Y_3Fe_5O_{12}$ (Yttrium Iron Garnet - YIG), ο οποίος παρασκευάστηκε με αντίδραση στερεάς κατάστασης. Το δοκίμιο με διαστάσεις $9.32 \times 18.8 \times 15.1 \text{ mm}^3$ (εικόνα 5.16) τοποθετήθηκε στο μέσο του κυματοδηγού και μετρήθηκαν οι παράμετροι σκέδασης οι οποίες απεικονίζονται στο διάγραμμα του σχήματος 5.14. Δεδομένου ότι οι μετρήσεις έγιναν χωρίς εξωτερικό πεδίο, η πειραματική διάταξη είναι αυτή του σχήματος 5.3 και πάλι. Εξαιτίας της δυσκολίας στην κατεργασία του δοκιμίου, που οφείλεται στην σκληρότητα και την ευθραυστότητα του, δεν κατέστη δυνατή η ακριβής προσαρμογή του στις διαστάσεις του κυματοδηγού. Επιπλέον, προσπάθεια για ακριβή προσαρμογή του θα προκαλούσε φθορές στον κυματοδηγό, γεγονός που αποτέλεσε έναν επιπλέον περιοριστικό παράγοντα.

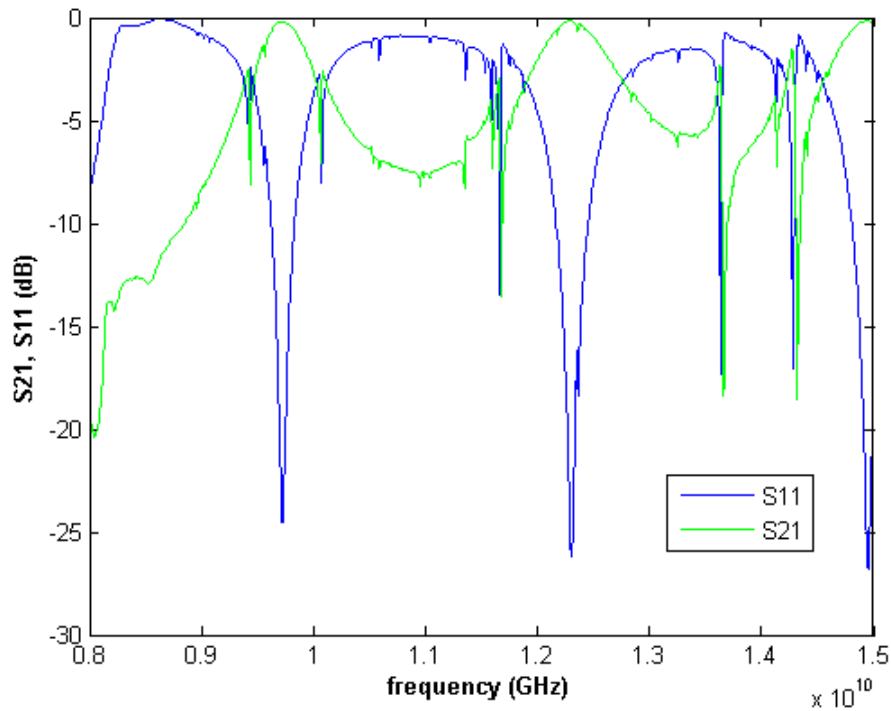


Σχήμα 5.13: Τα διαγράμματα κατασκευάστηκαν θεωρώντας ότι η επιτρεπτικότητα μεταβάλλεται γραμμικά. Για την διαπερατότητα έχουμε $\mu/\mu_0 = 1$.

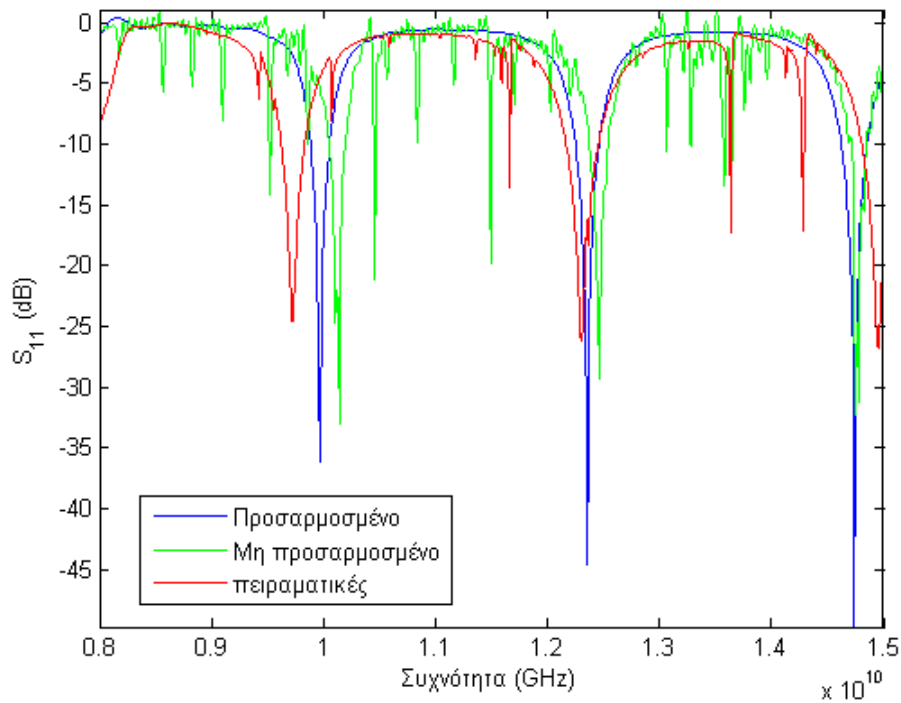
Στο σχήμα 5.14 έχουμε χαράξει τις τιμές των παραμέτρων σκέδασης που πήραμε για το YIG. Παρατηρούμε ότι η S_{11} παρουσιάζει τρεις αρνητικές κορυφές μέτρου -25 dB, οι οποίες οφείλονται στη συνθήκη μη ανάκλασης του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό του φερρίτη και μπορούν να χρησιμοποιηθούν στον προσδιορισμό της διηλεκτρικής επιτρεπτότητας του YIG. Επιπλέον, αρνητικές κορυφές με μέτρα μικρότερα των 15 dB και μικρότερο εύρος παρατηρούνται σε διάφορες συχνότητες. Η παρουσία αυτών των κορυφών μπορεί να εξηγηθεί στα πλαίσια της μη ακριβούς προσαρμογής του δοκιμίου στο εσωτερικό του κυματοδηγού [49].

Καλή συμφωνία μεταξύ των πειραματικών μετρήσεων και θεωρητικών υπολογισμών επετεύχθη όταν θεωρήσαμε πως η διηλεκτρική σταθερά του $Y_3Fe_5O_{12}$ ακολουθεί μια γραμμική μεταβολή μεταξύ των τιμών $\epsilon_r = 17.7 - 0.034j$ και $\epsilon_r = 16.3 - 0.05j$ για συχνότητες 8 και 15 GHz αντίστοιχα. Οι πειραματικές και οι θεωρητικά υπολογισμένες τιμές των παραμέτρων σκέδασης φαίνονται στο σχήμα 5.13 μαζί με την μεταβολή του πραγματικού και του φανταστικού μέρους της σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς.

Στην προσπάθεια μας να ελέγξουμε την υπόθεση σχετικά με την ύπαρξη κορυφών εξαιτίας της μη ακριβούς προσαρμογής του δοκιμίου από YIG στο εσωτερικό του κυματοδηγού εκτελέσαμε προσομοίωση της διάταξης με την χρήση του προγράμματος CST Microwave Studio. Στο σχήμα 5.15 φαίνονται οι πειραματικές τιμές (κόκκινο χρώμα), οι τιμές για την περίπτωση που οι διαστάσεις του δοκιμίου είναι αυτές του κυματοδηγού (μπλε χρώμα) και τέλος οι τιμές για την περίπτωση που οι διαστάσεις του δοκιμίου διαφέρουν ελάχιστα από αυτές του

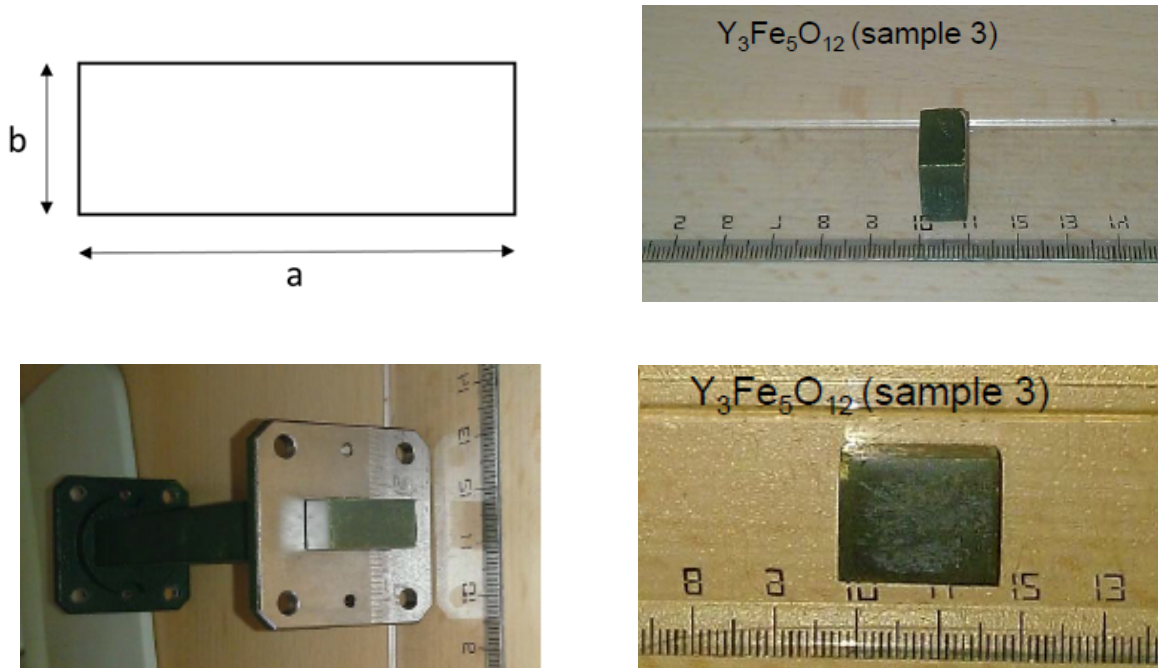


Σχήμα 5.14: Τα μέτρα των παραμέτρων σκέδασης S_{11} και S_{21} για το δοκίμιο από $Y_3Fe_5O_{12}$ με διαστάσεις $9.32 \times 18.8 \times 15.1 \text{ mm}^3$. Οι μετρήσεις ελήφθησαν χωρίς την παρουσία εξωτερικού πεδίου.



Σχήμα 5.15: Οι τιμές της S_{11} παραμέτρου όπως προέκυψαν ύστερα από προσομοίωση της διάταξης με $Y_3Fe_5O_{12}$ το οποίο είναι προσαρμοσμένο με ακρίβεια στον κυματοδηγό και με $Y_3Fe_5O_{12}$ το οποίο δεν είναι ακριβώς προσαρμοσμένο. Επίσης υπάρχουν και οι πειραματικές μετρήσεις.

κυματοδηγού (πράσινο χρώμα). Το μήκος του δοκιμίου παραμένει και στις τρεις περιπτώσεις σταθερό και ίσο με 15.1 mm. Για την προσομοίωση θεωρήσαμε πως η διηλεκτρική σταθερά του YIG ακολουθεί την γραμμική μεταβολή που υπολογίσαμε πιο πάνω. Παρατηρούμε πως στην περίπτωση που το υλικό στο εσωτερικό του κυματοδηγού δεν εφάπτεται ακριβώς στα τοιχώματα του τότε έχουμε την εμφάνιση πρόσθετων κορυφών.



Σχήμα 5.16: Οι διαστάσεις του δοκιμίου από $Y_3Fe_5O_{12}$ που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα είναι $9.36 \times 18.82 \times 15.08 \text{ mm}^3$. Οι διαστάσεις του κυματοδηγού είναι $a = \frac{3}{4}'' = 19.05 \text{ mm}$ και $b = \frac{3}{8}'' = 9.525 \text{ mm}$.

5.3 Μετρήσεις σε Φερριτές παρουσία μαγνητικού πεδίου

5.3.1 Χαρακτηρισμός Φερριτών

Στο προηγούμενο κεφάλαιο δείξαμε ότι η μαγνητική διαπερατότητα των φερριτών παρουσία ενός στατικού μαγνητικού πεδίου περιγράφεται από τον ταυστή του Podler. Αυτή η συμπεριφορά οδηγεί σε φαινόμενα τα οποία καθιστούν τους φερριτές σημαντικούς στην τεχνολογία και ιδιαίτερα σε εφαρμογές που σχετίζονται με την χειραγώγηση κυμάτων με συχνότητες στην μικροκυματική περιοχή του φάσματος. Για την πρόβλεψη, όμως, της συμπεριφοράς αυτών των υλικών στις διάφορες διατάξεις είναι αναγκαία η γνώση των στοιχείων του ταυστή.

Έτσι, επανερχόμαστε στις ιδέες του πρώτου κεφαλαίου για τις μεθόδους χαρακτηρισμού υλικών. Μέθοδοι συντονισμού έχουν αναπτυχθεί από πολύ νωρίς [50] για τον προσδιορισμό των στοιχείων του ταυστή φερριτών. Η αδυναμία τους, όμως, να μας δώσουν αποτελέσματα σε ένα εύρος ζώνης παρά μόνο σε συγκεκριμένες συχνότητες δημιούργησε την ανάγκη για ανάπτυξη μεθόδων οδεύοντος κύματος. Η δυσκολία που παρουσιάζουν αυτές οι μέθοδοι στην περίπτωση των φερριτών αφορά την επίλυση του ηλεκτρομαγνητικού προβλήματος της κυματοδηγησης. Επιπροσθέτως ο ταυστικός χαρακτήρας της διαπερατότητας αυξάνει το πλήθος των αγνώστων που πρέπει να προσδιορίσουμε.

Οι Quéffélec, Floc'h και Gelin [51] [52] ανέπτυξαν μια μέθοδο προσδιορισμού των στοιχείων του ταυστή τοποθετώντας το υλικό στο εσωτερικό ενός ορθογώνιου κυματοδηγού αξιοποιώντας την μη αμοιβαιότητα της διάταξης ($S_{12} \neq S_{21}$) και χρησιμοποιώντας μεθόδους βελτιστοποίησης, όπως την ελαχιστοποίηση της συνάρτησης, που δίνει τις παραμέτρους σκέδασης ως συνάρτηση των προς προσδιορισμό σταθερών. Επίσης, ανέπτυξαν και μια τεχνική αντίστοιχη της παραπάνω, στην οποία το υλικό τοποθετείται σε μικροταινιακή γραμμή

μεταφοράς αντί για ορθογώνιο κυματοδηγό [53] [54].

5.3.2 Εξισώσεις την μεθόδου

Το πρόβλημα αυτής της ενότητας είναι αντίστοιχο με αυτό της ενότητας 5.1.2 με την διαφορά πως τώρα, αντί για διηλεκτρικό υλικό στο εσωτερικό του κυματοδηγού, τοποθετούμε φερρίτη τον οποίο πολώνουμε εξωτερικά με ένα μαγνητικό πεδίο \vec{H}_i . Σκοπός μας και πάλι είναι, χρησιμοποιώντας της παραμέτρους σκέδασης στα άκρα του κυματοδηγού, που μπορούμε να μετρήσουμε πειραματικά, να μπορέσουμε να προσδιορίσουμε τα ηλεκτρομαγνητικά χαρακτηριστικά του φερρίτη που βρίσκεται στο εσωτερικό. Όπως θα φανεί και στην συνέχεια, η κατάσταση τώρα είναι αρκετά πιο περίπλοκη από την περίπτωση του διηλεκτρικού, με την δυσκολία να έγκειται στην πολυπλοκότητα του ηλεκτρομαγνητικού προβλήματος.

Λόγω της μαγνητικής ανισοτροπίας το πεδίο στο εσωτερικό του φερρίτη δεν είναι ακριβώς ίσο με το εξωτερικά επιβαλλόμενο H_i άλλα έχει διαφορετική τιμή έστω H_0 . Έχοντας πολώσει τον φερρίτη κατά την διεύθυνση του άξονα y η μαγνητική διαπερατότητα του θα περιγράφεται από τον ταυυστή

$$[\mu] = \begin{pmatrix} \mu & 0 & -j\kappa \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ j\kappa & 0 & \mu \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

και οι εξισώσεις του Maxwell στο εσωτερικό του θα λαμβάνουν την ακόλουθη μορφή

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{B} &= [\mu]\epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \end{aligned} \quad (5.10)$$

όπου ϵ η διηλεκτρική σταθερά του φερρίτη που για την περίπτωση του YIG παίρνει την τιμή που υπολογίσαμε στην προηγούμενη ενότητα. Στην περιοχή που ο κυματοδηγός είναι κενός η μορφή των εξισώσεων είναι ακριβώς ίδια με τις προηγούμενες περιπτώσεις και για αυτό δεν θα ξαναγράψουμε εδώ τις σχέσεις παρά θα περιοριστούμε μόνο στην περιοχή που περιέχει τον φερρίτη.

Αναπτύσσοντας τις σχέσεις 5.10 και θεωρώντας ρυθμούς TE_{m0} ($E_z = 0$ και $\frac{\partial}{\partial y} = 0$) προκύπτει το ακόλουθο σύστημα εξισώσεων

$$\begin{aligned} H_x &= \frac{1}{\omega\mu\mu_e} \left(-\mu\beta E_y - \kappa \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ H_z &= \frac{j}{\omega\mu\mu_e} \left(\kappa E_y + \mu \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ E_y &= \frac{-j}{\omega\epsilon} \left(-j\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

και με κατάλληλες αντικαταστάσεις καταλήγουμε στην διαφορική εξίσωση

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_f^2 \right) E_y = 0 \quad (5.11)$$

όπου με k_f ορίζουμε τον κυματάρημο αποκοπής στην περιοχή που περιέχει τον φερρίτη και μάλιστα ισχύει $k_f^2 = \omega^2\mu_e\epsilon - \beta_f^2$. Λαμβάνοντας υπόψιν τις συνοριακές συνθήκες στις επιφάνειες $x = 0, 0 < y < b$ και $x = a, 0 < y < b$ οι λύσεις της 5.11 είναι $E_y = \sin \frac{m\pi x}{a}$ και αντικαθιστώντας στις 5.11 προκύπτουν οι σχέσεις που μας δίνουν τις συνιστώσες του πεδίου στο εσωτερικό του φερρίτη οι οποίες είναι

$$\begin{aligned}
E_y &= \sin \frac{m\pi x}{a} \\
H_x &= \frac{1}{\omega\mu\mu_e} \left(-\mu\beta \sin \frac{m\pi x}{a} - \frac{\kappa m\pi}{a} \cos \frac{m\pi x}{a} \right) \\
H_z &= \frac{j}{\omega\mu\mu_e} \left(\kappa \sin \frac{m\pi x}{a} + \frac{\mu m\pi}{a} \cos \frac{m\pi x}{a} \right)
\end{aligned} \tag{5.12}$$

Στις περιοχές $z < 0$ και $z > d$ που ο κυματοδηγός είναι κενός οι συνιστώσες του πεδίου δίνονται από τις σχέσεις 4.15 με $n = 0$. Όπως και στην περίπτωση του διηλεκτρικού επειδή θέλουμε μονορυθμική κυματοδηγηση θα εργαστούμε στο εύρος συχνοτήτων που διεγείρεται μόνο ο ρυθμός TE_{10} . Άρα, σε συχνότητες $8 \text{ GHz} < f < 15 \text{ GHz}$ στην περιοχή $z < 0$ καθοδηγείται μόνο ο TE_{10} ενώ οι ρυθμοί ανώτερης τάξης αποσβένουν και το κύμα στις περιοχές $z < 0$ και $z > d$ θα δίνεται από τις σχέσεις 5.1 και 5.3 αντίστοιχα.

Προσπαθώντας κανείς τώρα να ικανοποιήσει τις συνοριακές συνθήκες στις θέσεις $z = 0$ και $z = d$ δηλαδή στις διεπιφάνειες φερριτή-αέρα θα συνειδητοποιήσει πως αυτό καθίσταται αδύνατο. Αυτό οφείλεται στο ότι οι ρυθμοί TE_{m0} δεν αποτελούν πλήρη βάση του προβλήματός μας όπως γινόταν στην περίπτωση του διηλεκτρικού καθώς εδώ η παρουσία του φερριτή συμβάλει στην διέγερση και άλλων ρυθμών. Σύμφωνα με τον Epstein [55] θα πρέπει να εκφράσουμε τα πεδία στις τρεις περιοχές ως άθροισμα όλων των ρυθμών. Έτσι οδηγούμαστε στις παρακάτω εκφράσεις για τα πεδία στις τρεις περιοχές

Περιοχή I

$$\begin{aligned}
E_{y,1} &= A_{1,1}^+ e^{-j\beta_1 z} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} A_{1,n}^- e^{j\beta_n z} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \\
H_{x,1} &= -\frac{\beta}{\omega\mu_0} A_{1,1}^+ e^{-j\beta_1 z} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta_n}{\omega\mu_0} A_{1,n}^- e^{j\beta_n z} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \\
H_{z,1} &= -\frac{j}{\omega\mu_0} \left(\frac{\pi}{a}\right) A_{1,1}^+ e^{-j\beta_1 z} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j}{\omega\mu_0} \left(\frac{n\pi}{a}\right) A_{1,n}^- e^{j\beta_n z} \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right)
\end{aligned}$$

Περιοχή II

$$\begin{aligned}
E_{y,2} &= \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \left(A_{2,n}^+ e^{-j\beta'_n z} + A_{2,n}^- e^{j\beta'_n z} \right) \\
H_{x,2} &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu\beta'_n}{\omega\mu\mu_e} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \left(-A_{2,n}^+ e^{-j\beta'_n z} + A_{2,n}^- e^{j\beta'_n z} \right) + \frac{-\kappa n\pi}{\omega\mu\mu_e a} \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \left(A_{2,n}^+ e^{-j\beta'_n z} + A_{2,n}^- e^{j\beta'_n z} \right) \\
H_{z,2} &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j\kappa\beta'_n}{\omega\mu\mu_e} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \left(A_{2,n}^+ e^{-j\beta'_n z} - A_{2,n}^- e^{j\beta'_n z} \right) + \frac{j\mu n\pi}{\omega\mu\mu_e a} \cos\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \left(A_{2,n}^+ e^{-j\beta'_n z} + A_{2,n}^- e^{j\beta'_n z} \right).
\end{aligned}$$

Περιοχή III

$$\begin{aligned}
E_{y,3} &= \sum_{n=1}^{\infty} A_{3,n} e^{-j\beta_n z} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \\
H_{x,3} &= -\frac{\beta_n}{\omega\mu_0} A_{3,n} e^{-j\beta_n z} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right) \\
H_{z,3} &= -\frac{j}{\omega\mu_0} \left(\frac{n\pi}{a}\right) A_{3,n} e^{-j\beta_n z} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right)
\end{aligned}$$

Προσπαθώντας τώρα να ικανοποιήσουμε τις συνοριακές συνθήκες στις επιφάνειες $z = 0$ και $z = d$ καταλήγουμε σε ένα σύστημα άπειρου πλήθους εξισώσεων με αγνώστους τις σταθερές $A_{2,n}^-$, $A_{2,n}^+$ και $A_{1,n}^-$. Αποτέλεσμα των παραπάνω είναι οι παράμετροι σκέδασης να εκφράζονται με την μορφή απειροσειράς γεγονός που καθιστά δυσχερή την χρήση τους για τον χαρακτηρισμό φερριτών, όπως έγινε στην περίπτωση των διηλεκτρικών υλικών. Ο λόγος είναι η δυσκολία εύρεσης αναλυτικής σχέσης που να εκφράζει τις παραμέτρους σκέδασης της πειραματικής διάταξης ως συνάρτηση των στοιχείων του τανυστή $[\mu]$. Έτσι, τώρα θα εφαρμόσουμε μια κάπως διαφορετική μέθοδο κατά την οποία θα βασιστούμε στα αποτελέσματα της προσομοίωσης της διάταξης για τον χαρακτηρισμό του φερρίτη, δηλαδή τον προσδιορισμό των στοιχείων του τανυστή.

Παρατηρώντας τις σχέσεις 2.15, 2.14 και 2.16 αντιλαμβάνεται κανείς πως για τον υπολογισμό των στοιχείων του τανυστή τα μόνα δεδομένα που απαιτούνται είναι το πεδίο πόλωσης H_0 , η μαγνήτιση του υλικού M και το εύρος ημίσεως πλάτους ΔH . Το πεδίο πόλωσης, όμως, είναι μια εξωτερική παράμετρος η οποία ελέγχεται από εμάς μειώνοντας έτσι τους αγνώστους σε μόλις δύο. Γνωρίζοντας κανείς αυτές τις δύο παραμέτρους μπορεί να υπολογίσει τις τιμές όλων των στοιχείων του $[\mu]$. Στη συνέχεια, θα περιγράψουμε την διαδικασία που ακολουθήσαμε για τον προσδιορισμό αυτών των χαρακτηριστικών για την περίπτωση του $Y_3Fe_5O_{12}$ που παρασκευάσαμε στο εργαστήριο.

Σε έναν ορθογώνιο κυματοδηγό, εντός του οποίου έχουμε τοποθετήσει ένα τμήμα φερρίτη πολωμένου κατά τον άξονα y όπως στο σχήμα 5.17, η σταθερά διάδοσης β δίνεται από τις λύσεις της παρακάτω υπερβατικής εξίσωσης [49]

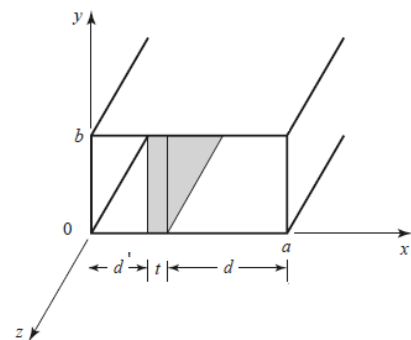
$$\begin{aligned} \tan K_2 t \left[\mu_e^2 K_1^2 - \mu_0^2 \left(K_2^2 + \left(\frac{\beta \kappa}{\mu} \right)^2 \right) \tan K_1 d' \tan K_1 d \right] \\ = -\mu_0 \mu_e K_1 K_2 [\tan K_1 d' + \tan K_1 d] + \mu_0 \mu_e K_1 \frac{\beta \kappa}{\mu} \tan K_2 t [\tan K_1 d' + \tan K_1 d] \end{aligned} \quad (5.13)$$

όπου $K_1^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta^2$ και $K_2^2 = \omega^2 \epsilon \mu_e - \beta^2$ ενώ η μ_e δίνεται από την σχέση

$$\mu_e = \frac{\mu^2 - \kappa^2}{\mu} \quad (5.14)$$

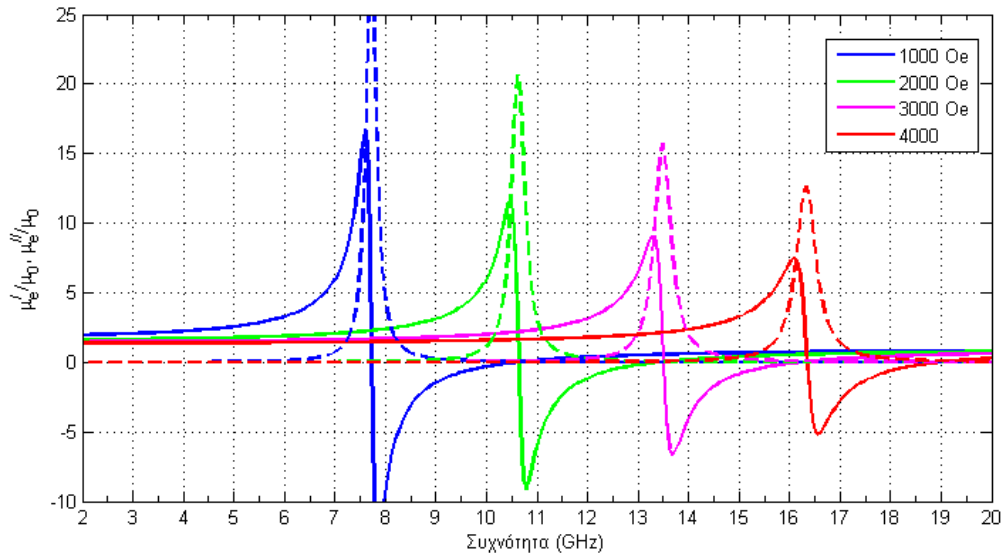
και ταυτίζεται με την ισοδύναμη διαπερατότητα που υπολογίσαμε στο κεφάλαιο 2 όταν μελετούσαμε την διάδοση ενός έκτακτου κύματος κάθετα στο πεδίο πόλωσης ενός φερρίτη. Τα d , d' και t αντιστοιχούν στις αποστάσεις που έχουν σημειωθεί στο σχήμα 5.17. Στην περίπτωση που ο φερρίτης εκτείνεται καθ' όλο το μήκος του άξονα x ($d = d' = 0$, $t = a$) τότε η παραπάνω υπερβατική εξίσωση λαμβάνει την απλή μορφή

$$\beta = \sqrt{\omega^2 \epsilon \mu_e - \left(\frac{\pi}{a} \right)^2} \quad (5.15)$$



Σχήμα 5.17: Κυματοδηγός ορθογώνιας διατομής εντός του οποίου έχει τοποθετηθεί ένα κομμάτι φερρίτη πλάτους t .

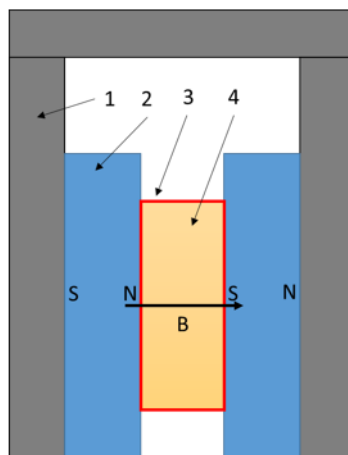
Αν δεν λάβουμε υπόψιν μας τις απώλειες, σύμφωνα με την παραπάνω σχέση έχουμε κυματοδηγηση μόνο όταν $\mu_e \geq 0$. Στο σχήμα 5.18 έχουμε σχεδιάσει το πραγματικό και το φανταστικό μέρος του μ_e ως συνάρτηση της συχνότητας για διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό του φερρίτη. Για τον υπολογισμό των τιμών λάβαμε την μαγνήτιση $4\pi M_s = 1800$ G και τον παράγοντα απόσβεσης $\alpha = 0.014$. Για διαφορετική τιμή του πεδίου υπάρχει ένα εύρος συχνοτήτων στο οποίο $\mu_e < 0$ με επακόλουθο την μη κυματοδηγηση σε αυτές τις συχνότητες. Αύξηση του πεδίου μετακινεί τον σιδηρομαγνητικό συντονισμό σε μεγαλύτερες συχνότητες ($\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$) με συνέπεια αυτό το εύρος συχνοτήτων να παρατηρείται σε πιο υψηλές συχνότητες.



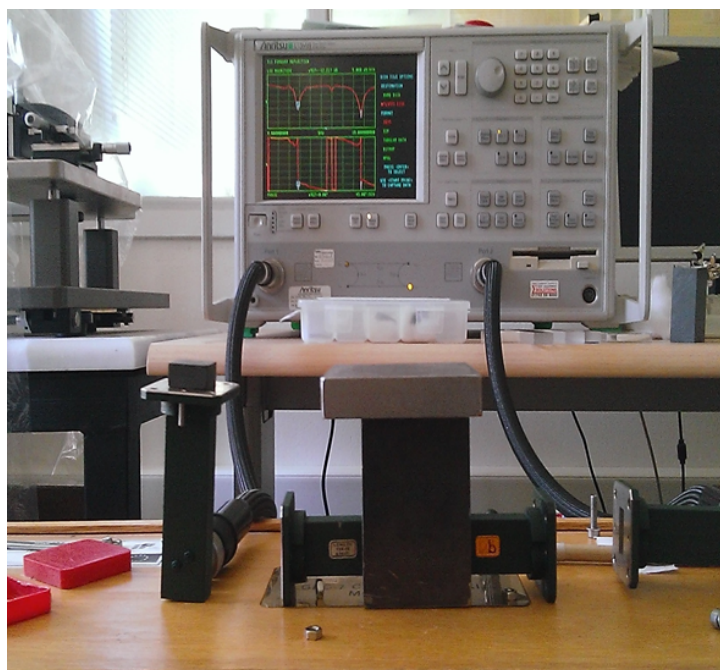
Σχήμα 5.18: Το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της ισοδύναμης επιτρεπτότητας μ_e του $Y_3Fe_5O_{12}$ ως συνάρτηση της συχνότητας για διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου και για μαγνήτιση $4\pi M_s = 1800 \text{ G}$ και παράγοντα απόσβεσης $\alpha = 0.014$.

5.3.3 Πειραματική Διάταξη

Το δοκίμιο από $Y_3Fe_5O_{12}$ με διαστάσεις $9.32 \times 18.8 \times 15.1 \text{ mm}^3$ τοποθετήθηκε και πάλι στο εσωτερικό του κυματοδηγού παρουσία, όμως, τώρα ενός σταθερού μαγνητικού πεδίου. Το πεδίο δημιουργήθηκε από μόνιμους μαγνήτες $Nd_2Fe_{14}B$ με ενεργειακό γινόμενο 100 MJ . Οι μαγνήτες τοποθετήθηκαν παράλληλα και σε ίσες αποστάσεις από τον κυματοδηγό κατά μήκος της διεύθυνσης του άξονα x και έτσι το μαγνητικό πεδίο είχε την διεύθυνση του άξονα y . Το μαγνητικό κύκλωμα έκλεισε με τη χρήση μαγνητικού χάλυβα (δες εικόνες 5.20 και 5.19). Διαφορετικές τιμές του πεδίου κατέστησαν δυνατές μεταβάλλοντας τις αποστάσεις των μόνιμων μαγνητών από τον κυματοδηγό.



Σχήμα 5.19: Η τομή του κυματοδηγού με το μαγνητικό κύκλωμα που τον περιβάλλει. Πιο συγκεκριμένα, τα μέρη της διάταξης είναι: ο μαγνητικός χάλυβας (1) για το κλείσιμο του μαγνητικού κυκλώματος, οι μόνιμοι μαγνήτες $Nd_2Fe_{14}B$ (2), ο κυματοδηγός (3) και ο φερρίτης $Y_3Fe_5O_{12}$ (4). Πάνω στους μαγνήτες έχουν σημειωθεί οι μαγνητικοί πόλοι καθώς και η φορά της μαγνητικής επαγωγής.



Σχήμα 5.20: Η διάταξη για την μέτρηση των παραμέτρων σκέδασης του YIG παρουσία μαγνητικού πεδίου. Τομή του κυματοδηγού που φέρει τον φερρίτη φαίνεται στην εικόνα 5.19.

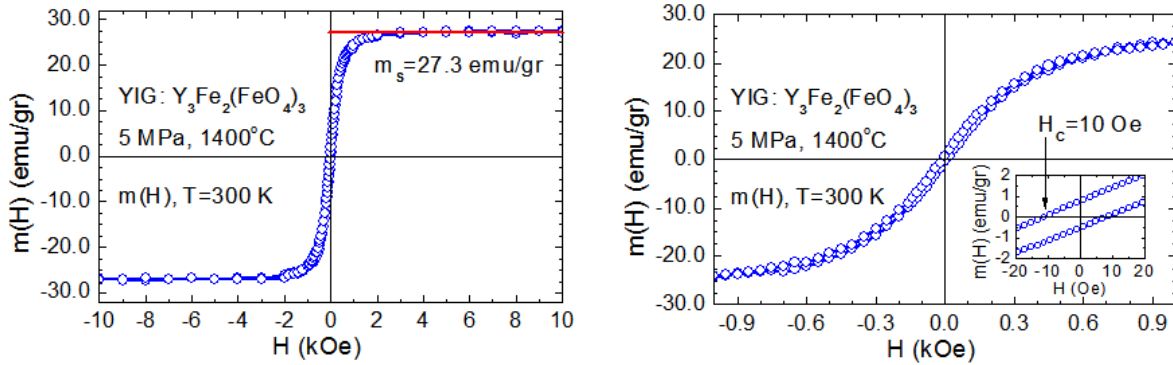
5.3.4 Παρουσίαση και επεξεργασία των Μετρήσεων

Τα μέτρα των παραμέτρων σκέδασης για τιμές του μαγνητικού πεδίου 1 kOe, 2 kOe, 2.5 kOe, 3 kOe, 4.1 kOe, 5.1 kOe και 6.7 kOe παρουσιάζονται στα διαγράμματα 5.22 και 5.23. Οι τιμές αυτές του μαγνητικού πεδίου μετρήθηκαν με αισθητήρα Hall πριν τοποθετηθεί το δοκίμιο του φερρίτη στον κυματοδηγό. Για μαγνητικό πεδίο μέτρου 2.5 kOe παρατηρούμε πως σε ένα εύρος συχνοτήτων το μέτρο της S_{21} λαμβάνει πολύ μικρές τιμές της τάξης των -40 dB, το οποίο υποδεικνύει πως σε αυτό το εύρος συχνοτήτων δεν έχουμε κυματοδότηση και αυτό οφείλεται στο ότι η μ_e γίνεται αρνητική σε αυτές τις συχνότητες, όπως αναλύσαμε και στην προηγούμενη ενότητα. Αυξάνοντας το πεδίο ο σιδηρομαγνητικός συντονισμός μετακινείται προς τα δεξιά και, έτσι, αυξάνεται το εύρος συχνοτήτων όπου δεν έχουμε κυματοδότηση. Έτσι, για πεδία με τιμές κοντά στα 4 kOe ο συντονισμός βρίσκεται στο κέντρο της περιοχής συχνοτήτων που μελετάμε. Αυξάνοντας το πεδίο ακόμα περισσότερο ο συντονισμός μετατοπίζεται δεξιά από το εύρος συχνοτήτων για το οποίο έχουμε μετρήσεις γεγονός που γίνεται εμφανές από τις τιμές που λαμβάνει η S_{21} και οι οποίες υποδηλώνουν πως έχουμε και πάλι κυματοδότηση. Στις περιοχές που έχουμε κυματοδότηση μαζί με τις καμπύλες απόσβεσης, που όπως αναλύσαμε οφείλονται σε μη ανάκλαση από το δοκίμιο έχουμε και μικρότερες κορυφές οι οποίες μπορούν να αποδοθούν στην μη καλή προσαρμογή του δοκιμίου στο εσωτερικό του κυματοδηγού [49] καθώς και σε μαγνητοστατικούς ρυθμούς [56].

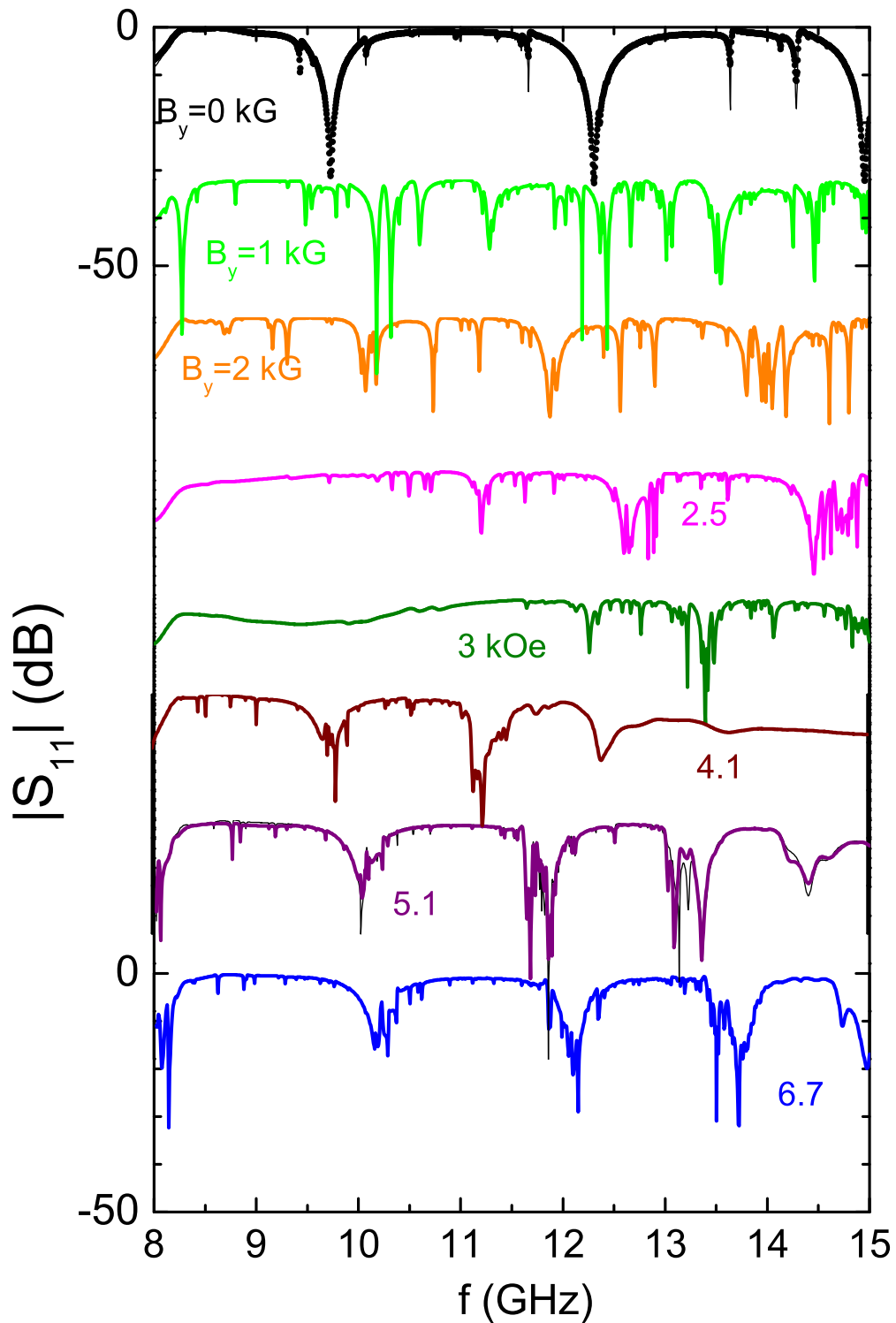
Λαμβάνοντας την τιμή της διηλεκτρικής σταθεράς ίση με αυτή που υπολογίσαμε στην ενότητα 5.2 και την μαγνήτιση ίση με $4\pi M = 1800$ Gauss όπως προέκυψε ύστερα από μαγνητικές μετρήσεις (δες σχήμα 5.21) εκτελέσαμε προσομοίωση της διάταξης για διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου. Καλή προσαρμογή μεταξύ των πειραματικών αποτελεσμάτων και αυτών της προσομοίωσης επιτεύχθηκε όταν θέσαμε το εύρος ημίσεος πλάτους του YIG ίσο με $\Delta H = 100$ Oe. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης και οι αντίστοιχες πειραματικές καμπύλες παρουσιάζονται στο σχήμα 5.24 για τιμές του πεδίου 2.5 kOe και 6.7 kOe. Οι τιμές του μαγνητικού πεδίου της προσομοίωσης είναι διαφορετικές από αυτές που επιβάλαμε στο δοκίμιο μας γιατί λάβαμε υπόψιν και το πεδίο απομαγνήτισης.

Στα σχήματα 5.25 και 5.26 έχουμε σχεδιάσει τις τιμές των στοιχείων του τανυστή της διαπερατότητας μαζί με την ισοδύναμη διαπερατότητα μ_e χρησιμοποιώντας για τις παραμέτρους M , ΔH και H_0 τις τιμές που προέκυψαν παραπάνω για καλή προσαρμογή μεταξύ των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης και των πειραματικών μετρήσεων. Για πεδίο 1.5 kOe η μ_e γίνεται αρνητική σε συχνότητες μικρότερες των 10 GHz το οποίο έρχεται

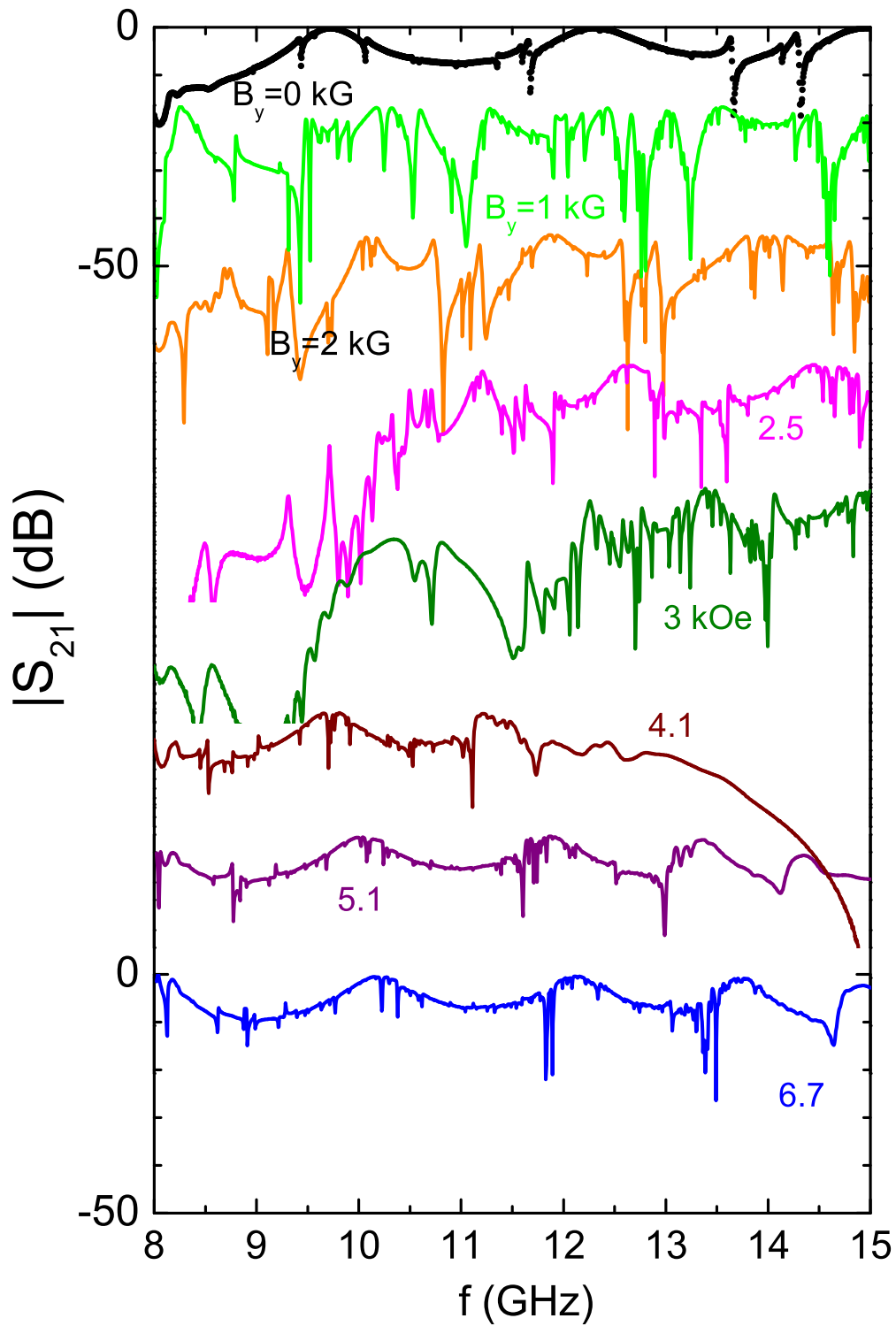
σε συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα για τιμή του πεδίου 2.5 kOe. Για πεδίο 6 kOe η μ_e είναι θετική σε όλο το εύρος συχνοτήτων που μελετάμε και στοιχείο που βρίσκεται σε συμφωνία με τις τιμές της παραμέτρου S_{21} σε πεδίο 6.7 kOe οι οποίες υποδηλώνουν κυματοδήγηση σε όλο το εύρος συχνοτήτων για το οποίο έχουμε μετρήσεις.



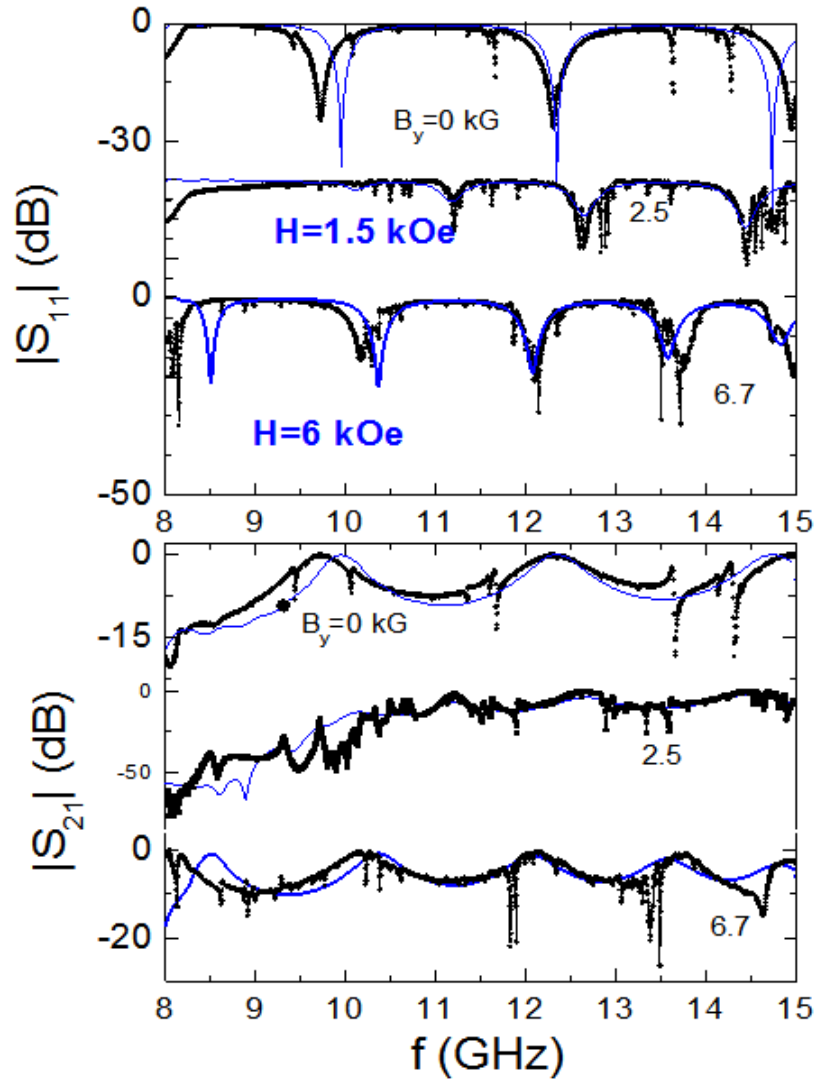
Σχήμα 5.21: Μαγνητική μέτρηση του $Y_3Fe_5O_{12}$. Από τα διαγράμματα έχουμε ότι η μαγνήτιση είναι $M_s = 27.3$ emu/gr δηλαδή $4\pi M_s = 1800$ Gauss και το πεδίο επίσχεσης $H_c = 10$ Oe.



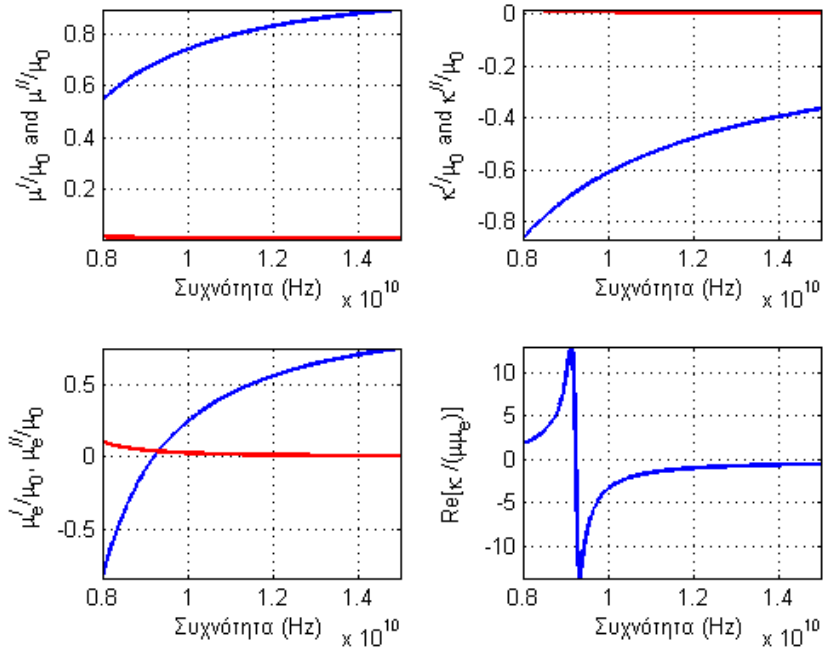
Σχήμα 5.22: Το μέτρο της παραμέτρου $|S_{11}|$ ως συνάρτηση της συχνότητας για διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου για το $Y_3Fe_5O_{12}$. Οι διαστάσεις του δοκιμίου είναι $9.32 \times 18.8 \times 15.1$.



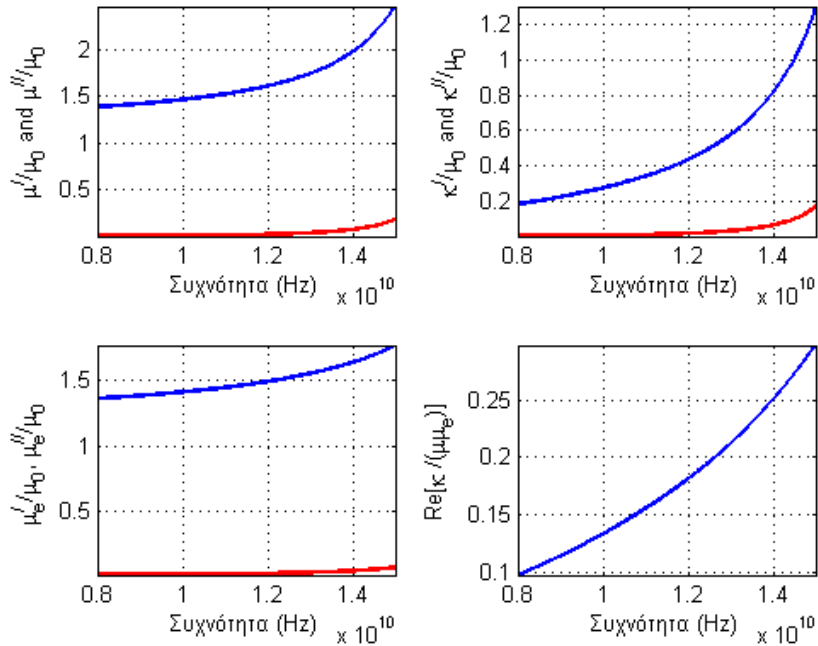
Σχήμα 5.23: Το μέτρο της παραμέτρου $|S_{21}|$ ως συνάρτηση της συχνότητας για διάφορες τιμές του μαγνητικού πεδίου για το $Y_3Fe_5O_{12}$. Οι διαστάσεις του δοκιμίου είναι $9.32 \times 18.8 \times 15.1$.



Σχήμα 5.24: Τα μέτρα των πειραματικές τιμών των S_{11} και S_{21} παραμέτρων καθώς και αυτών που προέκυψαν με προσομοίωση της διάταξης (μπλε χρώμα).



Σχήμα 5.25: Οι τιμές των στοιχείων του τανυστή της μαγνητικής διαπερατότητας μαζί με την ισοδύναμη διαπερατότητα μ_e κανονικοποιημένες στην διαπερατότητα του κενού χώρου. Υπολογίστηκαν για μαγνήτιση $4\pi M = 1800$, εύρος ημίσεος πλάτους $\Delta H = 100$ Oe και εξωτερικό πεδίο 1.5 kOe.



Σχήμα 5.26: Οι τιμές των στοιχείων του τανυστή της μαγνητικής διαπερατότητας μαζί με την ισοδύναμη διαπερατότητα μ_e κανονικοποιημένες στην διαπερατότητα του κενού χώρου. Υπολογίστηκαν για μαγνήτιση $4\pi M = 1800$, εύρος ημίσεος πλάτους $\Delta H = 100$ Oe και εξωτερικό πεδίο 6 kOe.

5.4 Συμπεράσματα

Σκοπός αυτής της εργασίας ήταν ο προσδιορισμός της διηλεκτρικής επιτρεπτότητας και της μαγνητικής διαπερατότητας υλικών. Για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε ένα κυματοδηγός ορθογώνιας διατομής, εντός του οποίου τοποθετήθηκαν τα υλικά των οποίων θέλαμε να προσδιορίσουμε τα χαρακτηριστικά και από τις παραμέτρους σκέδασης της διάταξης εφαρμόζοντας τις μεθόδους που περιγράψαμε σε αυτή την εργασία καταφέραμε να μετρήσουμε τις ιδιότητες των υλικών.

Από τα τελικά αποτελέσματα διαπιστώνουμε ότι η μέθοδος που εφαρμόσαμε στα διηλεκτρικά υλικά μπορεί με ακρίβεια να προσδιορίσει την διηλεκτρική επιτρεπτότητα σε διηλεκτρικά υλικά στο εύρος κυματοδότησης του κυματοδηγού. Στην περίπτωση του PMMA που μελετήσαμε εμείς βρήκαμε $\epsilon'_r = 2.58$ και $\tan\delta = 0.07$, τιμές οι οποίες βρίσκονται σε καλή συμφωνία με αυτές της βιβλιογραφίας. Επίσης η μέθοδος της προσομοίωσης που αναπτύχθηκε για γυροτροπικά υλικά μπορεί με αρκετή ακρίβεια να προσδιορίσει τα στοιχεία του τανυστή της μαγνητικής διαπερατότητας. Για το $Y_3Fe_5O_{12}$ βρήκαμε την μαγνήτιση του ίση με $4\pi M = 1800$ Gauss και το εύρος ημίσειος πλάτους $\Delta H \cong 100 \pm 10$ Oe δεδομένα με τα οποία μπορούμε να υπολογίσουμε τα στοιχεία του τανυστή γύρω από τον σιδηρομαγνητικό συντονισμό για οποιαδήποτε τιμή του μαγνητικού πεδίου. Προϋπόθεση για τον προσδιορισμό της σχετικής διηλεκτρικής επιτρεπτότητας είναι το μήκος του δοκιμίου να είναι αρκετά μεγάλο ώστε να εμφανίζεται η συνθήκη μη ανάκλασης στο εύρος συχνοτήτων που δουλεύουμε ενώ για την περίπτωση της σχετικής μαγνητικής διαπερατότητας απαιτείται η επιβολή μαγνητικών πεδίων τέτοιου μέτρου ώστε ο σιδηρομαγνητικός συντονισμός να παρατηρείται στο εύρος συχνοτήτων που εργαζόμαστε

Δεδομένης της μεγάλης ανάγκης για τον χαρακτηρισμό υλικών τα οποία θα χρησιμοποιηθούν σε εφαρμογές η μέθοδος που περιγράφουμε αποτελεί μια απλή μέθοδο η οποία δεν έχει μεγάλες υπολογιστικές απαιτήσεις, ιδίως στην περίπτωση των διηλεκτρικών υλικών, και μπορεί να δώσει μια καλή πρώτη προσέγγιση των χαρακτηριστικών τους. Στη συνέχεια κανείς, αναλόγως και με την ακρίβεια που θέλει, μπορεί να καταφύγει σε άλλες μεθόδους της βιβλιογραφίας, όπως για παράδειγμα οι μέθοδοι συντονισμού.

Όσον αφορά το PMMA, θα είχε ενδιαφέρον σε επόμενη εργασία να γίνουν μετρήσεις της επιτρεπτότητας σε συχνότητες γύρω από το εύρος που εργαστήκαμε εμείς σε μια προσπάθεια εύρεσης του μηχανισμού αποκατάστασης σε αυτές της συχνότητες. Για τους φερρίτες η εξέταση του φαινομένου των μαγνητοστατικών ρυθμών και το πως αυτό επιδρά στις μετρήσεις μας έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον.

Στα πλαίσια αυτής της εργασίας δημοσιεύτηκαν οι ακόλουθες εργασίες:

[Δ1] I. Tsiachristos, E. Varouti, E. Manios, D. Stamopoulos, T. Zervos, G. Fikioris, F. Lazarakis, A. Alexandridis, and M. Pissas, "Estimation of permeability tensor and dielectric permittivity of ferrites using a wave guide method under a dc magnetic field," in EPJ Web of Conferences, vol. 75, p. 06005, EDP Sciences, 2014

[Δ2] I. Tsiachristos, E. Varouti, E. Manios, T. Zervos, C. Kakoyiannis, G. Fikioris, A. Alexandridis, and M. Pissas, "Complex electric permittivity and magnetic permeability of ferrites calculated from scattering parameters," in Antennas and Propagation (EuCAP), 2014 8th European Conference on, pp. 377--380, IEEE, 2014. 80

Βιβλιογραφία

- [1] J. M. Coey, *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge University Press, 2010.
- [2] Μιχάλης Πίσσας, "Μάθημα Μέθοδοι χαρακτηρισμού υλικών, Σημειώσεις για την άσκηση Μαγνητικές μετρήσεις υλικών." ΣΕΜΦΕ-ΕΜΠ και ΙΠΥΦΔΝΜ ΕΚΕΦΕ Δημοκритος.
- [3] J. Smit and H. Wijn, "Ferrites philips technical library," *Eindhoven, The Netherlands*, p. 157, 1959.
- [4] R. Valenzuela, "The temperature behavior of resonant and non-resonant microwave absorption in ni-zn ferrites," 2011.
- [5] Ü. Özgür, Y. Alivov, and H. Morkoç, "Microwave ferrites, part 1: fundamental properties," *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, vol. 20, no. 9, pp. 789--834, 2009.
- [6] K. J. Standley, *Oxide magnetic materials*. Clarendon Press Oxford, 1962.
- [7] M. El Hiti, M. Ahmed, M. Mosaad, and S. Attia, "Dielectric behaviour of Cu-Cr ferrites," *Journal of magnetism and magnetic materials*, vol. 150, no. 3, pp. 399--402, 1995.
- [8] A. Abdeen, "Dielectric behaviour in Ni--Zn ferrites," *Journal of magnetism and magnetic materials*, vol. 192, no. 1, pp. 121--129, 1999.
- [9] D. M. Pozar, *Microwave engineering*. John Wiley & Sons, 2009.
- [10] P. Tannenwald and M. Seavey, "Anisotropy of cobalt-substituted mn ferrite single crystals," *Proceedings of the IRE*, vol. 44, no. 10, pp. 1343--1344, 1956.
- [11] L. F. Chen, C. Ong, C. Neo, V. Varadan, and V. K. Varadan, *Microwave electronics: measurement and materials characterization*. John Wiley & Sons, 2004.
- [12] ANRITSU Company, 490 Jarvis Drive Morgan Hill, CA USA, *Series 37XXXD Vector Network Analyzer Operational Manual*.
- [13] Agilent Technologies, *De-embedding and Embedding S-Parameter Networks Using a Vector Network Analyzer*, application note 1364-1 ed., 2014.
- [14] B. Lax and K. J. Button, *Microwave ferrites and ferrimagnetics*. McGraw-Hill, 1962.
- [15] Χ. Στεργίου, "Υλικά απορρόφησης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας σε μικροκυματικές συχνότητες για τηλεπικοινωνιακές εφαρμογές," 2009.
- [16] K. Baberschke, "Anisotropy in magnetism," in *Band-Ferromagnetism*, pp. 27--45, Springer, 2001.
- [17] Ι. Τσαγκαρογιάννης, *Φερρίτες στοιχείων της σειράς των Λανθανιδών. Παρασκευή - Δομή Ιδιότητες*. Διδακτορική Διατριβή, Τμήμα Χημικών Μηχανικών Ε.Μ.Π, 1999.
- [18] E. P. Wohlfarth, *Ferromagnetic materials: a handbook on the properties of magnetically ordered substances*, vol. 2. Elsevier, 1980.
- [19] R. McCurrie, *Ferromagnetic Materias Structure and Properties*. Academic Press, 1994.

- [20] V. G. Harris, "Modern microwave ferrites," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 48, no. 3, pp. 1075--1104, 2012.
- [21] Ü. Özgür, Y. Alivov, and H. Morkoç, "Microwave ferrites, part 2: passive components and electrical tuning," *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, vol. 20, no. 10, pp. 911--952, 2009.
- [22] L. G. Van Uitert, "Dielectric properties of and conductivity in ferrites," *Proceedings of the IRE*, vol. 44, no. 10, pp. 1294--1303, 1956.
- [23] C. Koops, "On the dispersion of resistivity and dielectric constant of some semiconductors at audiofrequencies," *Physical Review*, vol. 83, no. 1, p. 121, 1951.
- [24] C. P. Slichter, *Principles of magnetic resonance*, vol. 1. Springer, 1990.
- [25] D. Podler, "On the theory of ferromagnetic resonance," *Philosophical Magazine*, vol. 40, pp. 99--115, 1949.
- [26] P. Gelin and P. Queffelec, "Generalized permeability tensor model: Application to barium hexaferrite in a remanent state for self-biased circulators," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 44, no. 1, pp. 24--31, 2008.
- [27] Z. Chen and V. Harris, "Ferrite film growth on semiconductor substrates towards microwave and millimeter wave integrated circuits," *Journal of Applied Physics*, vol. 112, no. 8, p. 081101, 2012.
- [28] V. G. Harris, A. Geiler, Y. Chen, S. D. Yoon, M. Wu, A. Yang, Z. Chen, P. He, P. V. Parimi, X. Zuo, *et al.*, "Recent advances in processing and applications of microwave ferrites," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 321, no. 14, pp. 2035--2047, 2009.
- [29] T. Zervos, A. Alexandridis, F. Lazarakis, M. Pissas, D. Stamopoulos, E. Angelopoulos, and K. Dangakis, "Design of a polarisation reconfigurable patch antenna using ferrimagnetic materials," *Microwaves, Antennas & Propagation, IET*, vol. 6, no. 2, pp. 158--164, 2012.
- [30] F. Kremer and A. Schönhal, *Broadband dielectric spectroscopy*. Springer, 2003.
- [31] Π.ΠίσσηςΚ.Ράπτης, "Σημειώσεις για το μάθημα Κεραμικά - Διηλεκτρικά." 2003.
- [32] Η. Παπαδόπουλος, "Φυσική Στερεάς Κατάστασης, Τόμος ii." 2003.
- [33] H. Fröhlich, *Theory of dielectrics: dielectric constant and dielectric loss*. Clarendon Press London.
- [34] Θεόδωρος Νικολάου, "Μελέτη και Σχεδίαση mini vector network analyzer," Διπλωματική εργασία, Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών Ε.Μ.Π, Ιούνιος 2008.
- [35] Ν. Κ. Ουζούνου, "Εισαγωγή στα μικροκύματα," Β' Έκδοση, Εκδόσεις Παπασωτηρίου, Αθήνα, 1994.
- [36] A. Nicolson and G. Ross, "Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques," *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, vol. 19, no. 4, pp. 377--382, 1970.
- [37] W. B. Weir, "Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies," *Proceedings of the IEEE*, vol. 62, no. 1, pp. 33--36, 1974.
- [38] J. Baker-Jarvis, E. J. Vanzura, and W. A. Kissick, "Improved technique for determining complex permittivity with the transmission/reflection method," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 38, no. 8, pp. 1096--1103, 1990.
- [39] J. Baker-Jarvis, *Transmission / Reflection and Short-Circuit Line Permittivity Measurements*. National Institute of Standards and Technology, Boulder, Colorado, technical note 1341 ed., July 1990.

- [40] J. R. G. G. James Baker-Jawis, Michael D. Janezic John H. Grosvenor, "Transmission/reflection and short-circuit line methods for measuring permittivity and permeability," tech. rep., Boulder, Colorado, December 1993.
- [41] U. C. Hasar, J. J. Barroso, C. Sabah, and Y. Kaya, "Resolving phase ambiguity in the inverse problem of reflection-only measurement methods," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 129, pp. 405--420, 2012.
- [42] J. Baker-Jarvis, R. G. Geyer, and P. D. Domich, "A nonlinear least-squares solution with causality constraints applied to transmission line permittivity and permeability determination," *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, vol. 41, no. 5, pp. 646--652, 1992.
- [43] S. Orfanidis, "Electromagnetic waves and antennas." Freely available in PDF format at www.ece.rutgers.edu/orfanidi/ewa.
- [44] A. Tanwar, K. Gupta, P. Singh, and Y. Vijay, "Dielectric parameters and ac conductivity of pure and doped poly (methyl methacrylate) films at microwave frequencies," *Bulletin of Materials Science*, vol. 29, no. 4, pp. 397--401, 2006.
- [45] J. Baker-Jarvis, M. D. Janezic, B. Riddle, C. L. Holloway, N. Paulter, and J. Blendell, *Dielectric and Conductor-Loss Characterization and Measurements on Electronic Packaging Materials*. National Institute of Standards and Technology, Boulder, Colorado, technical note 1520 ed., July 2001.
- [46] A. J. Bur, "Dielectric properties of polymers at microwave frequencies: a review," *Polymer*, vol. 26, no. 7, pp. 963--977, 1985.
- [47] C. A. Balanis, *Measurements of dielectric constants and loss tangents at E-band using a Fabry-Perot interferometer*. National Aeronautics and Space Administration, 1969.
- [48] J. J. Green and F. Sandy, "Microwave characterization of partially magnetized ferrites," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 22, no. 6, pp. 641--645, 1974.
- [49] M. Kales, H. Chait, and N. Sakiotis, "A nonreciprocal microwave component," *Journal of Applied Physics*, vol. 24, no. 816, pp. 816--817, 1953.
- [50] J. Artman and P. Tannenwald, "Measurement of susceptibility tensor in ferrites," *Journal of Applied Physics*, vol. 26, no. 9, pp. 1124--1132, 1955.
- [51] P. Quéffélec, L. Floc'h, P. Gelin, *et al.*, "Nonreciprocal cell for the broadband measurement of tensorial permeability of magnetized ferrites: Direct problem," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 47, no. 4, pp. 390--397, 1999.
- [52] P. Quéffélec, L. Floc'h, P. Gelin, *et al.*, "New method for determining the permeability tensor of magnetized ferrites in a wide frequency range," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 48, no. 8, pp. 1344--1351, 2000.
- [53] P. Quéffélec, S. Mallégo, and M. LeFloc'h, "Automatic measurement of complex tensorial permeability of magnetized materials in a wide microwave frequency range," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 50, no. 9, pp. 2128--2134, 2002.
- [54] A. Chevalier, J. Cortes, J. Lezaca, and P. Queffelec, "Broadband permeability measurement method for ferrites at any magnetization state: Experimental results," *Journal of Applied Physics*, vol. 114, no. 17, p. 174904, 2013.
- [55] P. S. Epstein, "Theory of wave propagation in a gyromagnetic medium," *Reviews of modern physics*, vol. 28, no. 1, pp. 3--17, 1956.
- [56] L. Walker, "Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance," *Physical Review*, vol. 105, no. 2, p. 390, 1957.

Appendices

Παράρτημα Α΄

Κώδικας Matlab

```
1 clear all;
2 x=linspace(8*10^9, 30*10^9,3000);
3
4 % Import measurements
5 M=importdata('32mm.txt');
6 f=M(:,2)*1000000000; % frequency in GHz
7 S11=M(:,3); % S11 parameter
8 S21=M(:,7); % S21 parameter
9
10
11 m0 = 4*pi*10^(-7); % Permeability of free space
12 e0 = 8.854*10^(-12); % Permittivity of free space
13 c0 = 1/sqrt(m0*e0); % Light velocity in free space
14 ea = e0; % Dielectric permittivity in region I
15 eb = e0; % Dielectric permittivity in region III
16 ma = m0; % Magnetic permeability in region I
17 mb = m0; % Magnetic permeability in region III
18 ml = 1.0*m0; % Magnetic permeability in region II
19
20
21 a = 25.3*3/4000; % Dimension along the x-axis
22 d = 0.032; % length of the material
23
24
25 %*****
26 % Here we suppose that both real and imaginary parts of the
27 % electric permittivity vary linear with frequency
28 %*****
29 e1=e0*(...
30 (16.3-17.7)/(15*10^9-8*10^9)*(x-8*10^9)+17.7 ...
31 -1i*((5*10^-2-3.4*10^-2)/(15*10^9-8*10^9)*(x-8*10^9)+3.4*10^-2)...
32 );
33 %*****
34 % Here we suppose that both real and imaginary parts of the
35 % electric permittivity are constant
36 %*****
37 e1=e0*(2.58-1i*0.03);
38
39 % Propagation Constants
```

```

40 bp = sqrt(((2*pi*x).^2).*e1.*m1 - (pi/a)^2);
41 b = sqrt(((2*pi*x).^2).*e0*m0 - (pi/a)^2);
42
43
44
45 mn=exp(2*bp);
46
47 s11= ((-1 + exp(2*1i*bp.*d)).*(b.^2*m1^2 - ...
48 (bp.^2).*m0^2).*1)./(-b.^2*m1^2 + (b.^2).*exp(2*1i*bp.*d).*m1^2 +
49 ...
50 2*b.*bp.*m1*m0 + 2*b.*bp.*exp(2*1i*bp.*d).*m1*m0 - ...
51 bp.^2*m0^2 + (bp.^2).*exp(2*1i*bp.*d).*m0^2);
52 s21 =(4*b.*bp.*exp(1i*b.*d + 1i*bp.*d).*m1.*m0)./(-(b.^2).*m1^2 + (b.^2)
53 .*exp(2*1i*bp.*d).*m1^2 + ...
54 2*b.*bp.*m1*m0 + 2*b.*bp.*exp(2*1i*bp.*d).*m1*m0 - ...
55 (bp.^2).*m0^2 + (bp.^2).*exp(2*1i*bp.*d).*m0^2);
56 g1=20*log10(sqrt(s11.*conj(s11)));
57 g2=20*log10(sqrt(s21.*conj(s21)));
58
59 figure
60
61 subplot(2,2,1);
62 t=plot(x,real(e1/e0));
63 set(t(1),'LineWidth',2,'Color','m');
64 title('Real part','FontWeight','bold')
65 xlabel('freq(GHz)')
66 ylabel('relative permittivity','FontWeight','bold')
67 legend('\epsilon^{\}/\epsilon_0','Location','Best')
68 grid on;
69
70 subplot(2,2,2);
71 iu=plot(x,abs(imag(e1/e0)));
72 set(iu(1),'LineWidth',2,'Color','b');
73 title('Imaginary part','FontWeight','bold')
74 xlabel('freq(GHz)')
75 ylabel('relative permittivity')
76 legend('\epsilon^{\}/\epsilon_0','Location','Best')
77 grid on;
78
79 subplot(2,2,3);
80 h=plot(x,g1);
81 hold on;
82 as=plot(f,S11);
83 set(as(1),'Color','g','LineWidth',2);
84 hold off;
85 axis tight
86 %title('S11')
87 set(h(1),'Color','r','LineWidth',2);
88 xlabel('Frequency(GHz)','FontWeight','bold')
89 ylabel('S11(dB)','FontWeight','bold')
90 %legend('calculated','measured','Location','Best')

```

```
91
92
93 grid on;
94 t=subplot(2,2,4);
95 k=plot(x,g2);
96 hold on;
97 as=plot(f,S21);
98 set(as(1),'Color','g','LineWidth',2);
99 hold off;
100 axis tight
101 %title('S21')
102 set(k(1),'Color','r','LineWidth',2);
103 xlabel('Frequency(GHz)','FontWeight','bold')
104 ylabel('S21(dB)','FontWeight','bold')
105 legend('calculated','measured','Location','Best')
106 grid on;
```