



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ, ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ
ΚΑΙ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ

**Έρευνα, σχεδίαση και κατασκευή αισθητήρα
μέτρησης μαγνητικού πεδίου, ο οποίος βασίζεται
στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Νικόλαος Φοίβος Π. Πολυχρόνου

Επιβλέπων: Ευάγγελος Χριστοφόρου

Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Νοέμβριος 2018



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ
ΚΑΙ ΣΥΣΤΗΜΑΤΩΝ ΠΛΗΡΟΦΟΡΙΚΗΣ

**Έρευνα, σχεδίαση και κατασκευή αισθητήρα μέτρησης
μαγνητικού πεδίου, ο οποίος βασίζεται στο φαινόμενο της
γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Νικόλαος Φοίβος Πολυχρόνου

Επιβλέπων: Ευάγγελος Χριστοφόρου

Καθηγητής ΕΜΠ

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 29/11/2018.

.....
Ε. Χριστοφόρου
Καθηγητής ΕΜΠ

.....
Δ. Τσαμάκης
Καθηγητής ΕΜΠ

.....
Π. Τσαραμπάρης
Επίκουρος Καθηγητής ΕΜΠ

.....

Νικόλαος Φοίβος Π. Πολυχρόνου

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π

Αθήνα, Νοέμβριος 2018

Copyright ©Νικόλαος Φοίβος Πολυχρόνου, 2018

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.

Δηλώνω ότι όλες οι πληροφορίες στο παρόν έγγραφο έχουν ληφθεί και παρουσιασθεί σύμφωνα με τους ακαδημαϊκούς κανόνες και ηθική συμπεριφορά. Δηλώνω επίσης ότι, όπως απαιτείται από αυτούς τους κανόνες και την συμπεριφορά, αναφέρθηκα σε όλα τα υλικά και αποτελέσματα που δεν είναι πρωτότυπα στο παρόν έργο.

I hereby declare that all the information in this document has been obtained and presented in accordance with academic rules and ethical conduct. I also declare that, as required by these rules and conduct, I have fully cited and referenced all material and results that are not original to this work.

Νικόλαος Φοίβος Πολυχρόνου

Υπογραφή : _____

Στους γονείς μου Παρίση και Μαριάνθη
και στις αδερφές μου Μαρία και Μαργαρίτα,

Νικόλαος Φοίβος Π. Πολυχρόνου

Περίληψη

Αν και ανακαλύφθηκαν πριν από αρκετό καιρό, οι μαγνητοεπαγωγικοί αισθητήρες και τώρα οι αισθητήρες που βασίζονται στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης είναι στο επίκεντρο της έρευνας λόγω των καταπληκτικών ιδιοτήτων τους όπως η ευαισθησία της τάξεως των nT και το εύρος συχνοτήτων της τάξεως των MHz. Αναλύεται το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, καθώς και οι διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα κατά την διάρκεια του φαινομένου και οι παράγοντες που το επηρεάζουν. Ακόμη γίνεται κατασκευή ενός παλμικά οδηγούμενου αισθητήρα και έλεγχος της απόκρισής του στο περιβάλλον του εργαστηρίου. Τέλος, αναλύονται πιθανές εφαρμογές του όπως το μαγνητοκαρδιογράφημα, αλλά και πιθανές βελτιώσεις .

Λέξεις Κλειδιά

Γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση, επιδερμικό φαινόμενο, άμορφα σύρματα, αισθητήρας μαγνητοεμπέδησης, παλμική οδήγηση.

Abstract

Although discovered a long time ago, the magnetoinductance sensors and now the sensors based on the giant magnetoimpedance effect are in the spotlight of research due to their amazing properties such as nT sensitivity and MHz bandwidth. We will analyze the giant magnetoimpedance effect, focusing on the procedures that take place during the effect and the factors that affect it. Also, we will present the construction of a pulse-driven giant magnetoimpedance sensor and we will analyze its response in the laboratory environment. Finally, we will discuss its future applications like the magnetocardiogram and we will propose further improvements.

Key Words

Giant magnetoimpedance, skin effect, amorphous wires, magnetoimpedance sensor, pulsed drive.

Ευχαριστίες

Η παρούσα εργασία αποτελεί διπλωματική εργασία στα πλαίσια της λήψης του διπλώματος του Ηλεκτρολόγου Μηχανικού και Μηχανικού Υπολογιστών από την Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Πριν από την παρουσίαση των αποτελεσμάτων της παρούσας διπλωματικής εργασίας, αισθάνομαι την υποχρέωση να ευχαριστήσω ορισμένους από τους ανθρώπους που συνεργάστηκα και έπαιξαν πολύ σημαντικό ρόλο στην πραγματοποίηση αυτής.

Πρώτο από όλους θέλω να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή της διπλωματικής εργασίας, Καθηγητή Ευάγγελο Χριστοφόρου για την πολύτιμη καθοδήγηση του και την εμπιστοσύνη και εκτίμηση που μου έδειξε.

Στη συνέχεια θα ήθελα να ευχαριστήσω τον υποψήφιο διδάκτορα Σπύρο Αγγελόπουλο με τον οποίο είχα μια εξαιρετική συνεργασία και με τα πλούσια πνευματικά προσόντα και το ήθος του συνέβαλε ουσιαστικά στην ολοκλήρωση αυτής της εργασίας.

Τις ευχαριστίες μου εκφράζω και στον Καθηγητή Δημήτριο Τσαμάκη και στον Επίκουρο Καθηγητή Παναγιώτη Τσαραμπάρη που δέχτηκαν να είναι μέλη της τριμελούς επιτροπής αξιολόγησης της διπλωματικής εργασίας.

Ιδιαίτερες ευχαριστίες θέλω να απευθύνω στην εξαδέρφη μου Χριστίνα και στον φίλο μου Σάββα, οι οποίοι μου προσέφεραν πολύτιμες για εμένα υπηρεσίες.

Τέλος, θέλω να ευχαριστήσω τους γονείς μου που στάθηκαν αγέρωχοι κατά την διάρκεια των σπουδών μου και με υποστήριξαν με κάθε τρόπο, ακόμα και αν αυτό απαιτούσε να στερηθούνε αρκετά.

Πίνακας Περιεχομένων

Περίληψη.....	ix
Abstract	xi
Ευχαριστίες	xiii
Πίνακας Περιεχομένων.....	xv
Λίστα Ακρωνυμίων.....	xvii
Ευρετήριο Πινάκων	xix
Ευρετήριο Σχημάτων	xxi
1 Εισαγωγή	1
2 Το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης.....	5
2.1 Μαγνητοεμπέδηση ενός μαγνητικού αγωγού.....	9
2.2 Ανισοτροπία.....	15
2.3 Το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε σύρματα	17
2.4 Το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε λεπτές ταινίες (magnetic ribbons) και σε υμένα μονής στρώσης (single layer thin films)	20
2.5 Το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε πολυστρωματικά υμένα και ταινίες.....	22
2.6 Διαμήκης και εκτός διαγωνίου (off-diagonal) γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση	26
2.7 Θεωρητικά μοντέλα και περιοχές συχνοτήτων παρατήρησης του φαινομένου	34
2.7.1 Περιοχές συχνοτήτων παρατήρησης	34
2.7.2 Θεωρητικά μοντέλα εξήγησης του φαινομένου.....	35
2.7.2.1 Ημιστατικά μοντέλα	36
2.7.2.2 Απόσβεση των μετακινήσεων των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών λόγω δινορρευμάτων (eddy currents model).....	38
2.7.2.3 Μοντέλο περιοχών (domain models)	40
2.7.2.4 Μοντέλα υψηλών συχνοτήτων της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης.....	41
2.7.2.4.1 Ηλεκτρομαγνητικά μοντέλα	41
2.7.2.4.2 Μοντέλο ανταλλαγής αγωγιμότητας (Exchange-conductivity)	44
2.7.2.5 Άλλα θεωρητικά μοντέλα	46
2.8 Παράμετροι που επηρεάζουν το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης.....	48
2.8.1 Υλικά.	48
2.8.1.1 Από τι καθορίζεται αν ένα υλικό θα έχει μεγάλη τιμή λόγου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης.....	48
2.8.1.2 Βελτιστοποίηση των υλικών	52

2.8.1.3	Μεταβολή της ανισοτροπίας.....	56
2.8.2	Ασυμμετρία στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης	58
2.8.2.1	Ασυμμετρία λόγω συνεχούς ρεύματος πολώσεως	59
2.8.2.2	Ασυμμετρία λόγω του εναλλασσόμενου πεδίου πολώσεως	61
2.8.2.3	Ασυμμετρία λόγω ανταλλαγής πολώσεως.....	62
2.8.3	Μέθοδοι οδήγησης του αισθητήρα γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης	64
2.8.4	Εύρεση βέλτιστης συχνότητας λειτουργίας.....	66
3	Η πειραματική διαδικασία.....	69
3.1	Εισαγωγή	69
3.2	Εξοπλισμός	69
3.3	Διαδικασία και μετρήσεις.....	69
3.3.1	Γενικές μετρήσεις και προβλήματα που προέκυψαν.....	69
3.3.2	Εύρεση βέλτιστης συχνότητας.....	92
3.3.3	Μετρήσεις με χρήση παλμού για την διέγερση του σύρματος	94
3.3.4	Κατασκευή του κυκλώματος διέγερσης	109
4	Συμπεράσματα, βελτιώσεις και μελλοντικές εφαρμογές	119
5	Παράρτημα	125
5.1	Η διαδικασία μαγνήτισης στα φερρομαγνητικά υλικά.....	125
5.1.1	Δομή των μαγνητικών περιοχών	125
5.1.2	Καμπύλη Μαγνήτισης	127
5.1.3	Βρόχος Υστέρησης.....	130
5.1.4	Μαγνητικές περιοχές και τοιχώματα μαγνητικών περιοχών	132
5.1.5	Η διαδικασία της μαγνήτισης.....	134
6	Βιβλιογραφία	137

Λίστα Ακρωνυμίων

GMI: Γιγαντιαία Μαγνητοεμπέδηση (Giant Magneto Impedance)

GMR: Γιγαντιαία Μαγνητοαντίσταση (Giant Magneto Resistance)

SQUID: Μαγνητόμετρα συντονισμού και υπεραγωγικές συσκευές κβαντικής παρεμβολής, Superconducting Quantum Interference Device

Z: Σύνθετη Αντίσταση

R: Αντίσταση

X: Επαγωγή

Fe: Σίδηρος

Co: Κοβάλτιο

Si: Πυρίτιο

B: Βόριο

dc: συνεχές ρεύμα (direct current)

ac: Εναλλασσόμενο ρεύμα (alternating current)

$\hat{\zeta}$: επιφανειακός τανυστής αντίστασης

B: Πυκνότητα μαγνητικής ροής

H, h: Ένταση μαγνητικού πεδίου

N_l : Αριθμός περιελίξεων πηνίου

f: συχνότητα

ω : κυκλική συχνότητα

a: 2a είναι το πάχος αγωγού

r: Ακτίνα αγωγού

δ_m : βάθος διείσδυσης

L: μήκος

q: Επιφάνεια εγκάρσιας διατομής

j: Πυκνότητα ρεύματος

i : Φανταστική σταθερά
 γ : γυρομαγνητικός λόγος
 M_s : μαγνήτιση κορεσμού
 M_0 : στατική μαγνήτιση
 μ : μαγνητική διαπερατότητα
 ρ : ειδική αντίσταση
 H_{eff} : το αποτελεσματικό μαγνητικό πεδίο
 H_c : Συνεκτικό πεδίο ή πεδίο απομαγνήτισης
 H_k : Πεδίο ανισοτροπίας
 H_0 : Στατικό μαγνητικό πεδίο
 J : Πόλωση
 a_0 : παράμετρος απόσβεσης
 J_i : Bessel συνάρτηση τάξης i
 σ : ηλεκτρική αγωγιμότητα
 c : ταχύτητα του φωτός
 K : σταθερά ανισοτροπίας
 A : σταθερά ανταλλαγής ακαμψίας
 ω_c : χαρακτηριστική συχνότητα

Ευρετήριο Πινάκων

Πίνακας 2.1: Υλικά για εφαρμογές αισθητήρων μαγνητοεμπέδησης, ο λόγος της μαγνητοεμπέδησης και ευαισθησίες τους. [Hauser et al. (2001)].....	51
Πίνακας 3.1: Αρχικές μετρήσεις για ημιτονοειδής διέγερση.....	73
Πίνακας 3.2: Μετρήσεις μόνο για ημιτονοειδή διέγερση, για ανοπτημένο σύρμα υπό τάση.....	77
Πίνακας 3.3: Μετρήσεις μόνο για ημιτονοειδή +Vdc διέγερση, για ανοπτημένο σύρμα υπό τάση.....	78
Πίνακας 3.4: Μετρήσεις σύρμα υπό στρέψη	79
Πίνακας 3.5: Μετρήσεις που λήφθηκαν για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA και συχνότητας 500kHz μεταβαίνοντας από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο	82
Πίνακας 3.6: Μετρήσεις που λήφθηκαν για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA και συχνότητας 500kHz μεταβαίνοντας από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο	83
Πίνακας 3.7: Μετρήσεις που λήφθηκαν για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA (ac) + 10mA (dc) και συχνότητας 500kHz μεταβαίνοντας από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο.....	86
Πίνακας 3.8: Μετρήσεις που λήφθηκαν για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA (ac) + 10mA (dc) και συχνότητας 500kHz μεταβαίνοντας από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο	87
Πίνακας 3.9: Μετρήσεις που λήφθηκαν για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους [10mA (ac) + 10mA (dc)] και συχνότητας 500kHz.....	90
Πίνακας 3.10: Μετρήσεις που λήφθηκαν για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους [10mA (ac) - 10mA (dc)] και συχνότητας 500kHz.....	91
Πίνακας 3.11: Μετρήσεις για την εύρεση της βέλτιστης συχνότητας λειτουργίας του σύρματος με την μέθοδο που αναλύσαμε και στο 2.8.4.....	93
Πίνακας 3.12: Μετρήσεις για παλμό 10mA $t_r=33.5ns$ $w=83ns$ $f=198.4kHz$ από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο.....	96
Πίνακας 3.13: Μετρήσεις για παλμό πλάτους 10mA $t_r=33.5ns$ $w=83ns$ $f=198.4kHz$ από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο	97

Πίνακας 3.14: Μετρήσεις για παλμό πλάτους 10mA (ac)+10mA (dc) , $t_r=33.5\text{ns}$ $w=83\text{ns}$ $f=198.4\text{kHz}$ από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο	99
Πίνακας 3.15: Μετρήσεις για παλμό πλάτους 10mA (ac)+10mA (dc) , $t_r=33.5\text{ns}$ $w=83\text{ns}$ $f=198.4\text{kHz}$ από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο	100
Πίνακας 3.16: Μετρήσεις για παλμό πλάτους 10mA (ac)-10mA (dc) , $t_r=33.5\text{ns}$ $w=83\text{ns}$ $f=198.4\text{kHz}$ από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο	102
Πίνακας 3.17: Μετρήσεις για παλμό πλάτους 10mA (ac)-10mA (dc) , $t_r=33.5\text{ns}$ $w=83\text{ns}$ $f=198.4\text{kHz}$ από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο	103
Πίνακας 3.18: Μετρήσεις για τους παλμούς (10mA ac+5mA dc, 10mA ac+15mA dc) , $t_r=33.5\text{ns}$ $w=83\text{ns}$ $f=198.4\text{kHz}$	104

Ευρετήριο Σημάτων

Σχήμα 1.1: Σύγκριση επτά διαφορετικών χαρακτηριστικών ανάμεσα στους μαγνητικούς αισθητήρες [Mohri et al (2015)]	1
Σχήμα 2.1: Ο λόγος της σχετικής μεταβολής της σύνθετης αντίστασης στο εύρος συχνοτήτων 1-10 MHz σε συνάρτηση με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο [Das et al, (2014)].....	7
Σχήμα 2.2: α) Απεικόνιση του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε ένα επίπεδο δείγμα: το εναλλασσόμενο ρεύμα i συσσωρεύεται στην επιφάνεια λόγω του επιδερμικού φαινομένου, ενώ το μαγνητικό του πεδίο h_i διεγείρει το υλικό σύμφωνα με την εγκάρσια διαπερατότητά του μ_t , η οποία διαμορφώνεται από το εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο H . β) Τυπική καμπύλη του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης γ) Μία καμπύλη γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης με μονή κορυφή όταν εφαρμόζεται το μαγνητικό πεδίο προς την κατεύθυνση του προτιμητέου άξονα μαγνήτισης (διαμήκης ανισοτροπία). δ) Καμπύλη διπλής κορυφής της μαγνητοεμπέδησης στην περίπτωση εγκάρσιας ανισοτροπίας. [Garcia-Arribas et al, (2017)]	8
Σχήμα 2.3: α) Αντίσταση (και λόγος γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, δεξιός άξονας) ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου πεδίου που μετράται στα 100 MHz σε σπειροειδές δείγμα [FeNi/Ti]/Cu/[Ti/FeNi] β) ευαισθησία του GMI στο εφαρμοσμένο πεδίο υπολογιζόμενη με τη διαφόριση της καμπύλης του α). [García-Arribas (2013)]	9
Σχήμα 2.4: ο ορισμός της σύνθετης αντίστασης	10
Σχήμα 2.5: Απεικόνιση του επιδερμικού φαινομένου [Uppili et al, (2013)].....	13
Σχήμα 2.6: α) Η δομή του δείγματος και σχετικές ποσότητες. β) Η εγκάρσια διαπερατότητα μ_t καθορίζεται από την απόκριση της μαγνήτισης στο πεδίο h_i που δημιουργήθηκε από το ρεύμα. γ) Η μέγιστη σύνθετη αντίσταση επιτυγχάνεται στο H_k και η μέγιστη ευαισθησία στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο S_{MAX} [Garcia-Arribas (2013)].....	16
Σχήμα 2.7: Αρνητικά μαγνητοσυστολικό άμορφο σύρμα στο οποίο παρουσιάζεται η περιμετρική δομή του τομέα [Borge (2005)]	18
Σχήμα 2.8: Διαμόρφωση μαγνητοεμπέδησης σε λεπτά υμένια μονής στρώσης [Borge, (2002)].....	20

Σχήμα 2.9: Διαμόρφωση μαγνητοεμπέδησης σε λεπτές μεμβράνες πολλαπλών στρώσεων [Borge, (2002)]	22
Σχήμα 2.10: Άλλη μια άποψη της διαμόρφωσης της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε λεπτά υμένα πολλαπλών στρώσεων [Vazquez, (2007)]...	24
Σχήμα 2.11 (α, β, γ, δ): Επεξήγηση συμπεριφοράς της διαπερατότητας υπό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο [Phan et al (2007)].	25
Σχήμα 2.12: Βρόχος υστέρησης και σχετικές ποσότητες [Tannous, (2004)]	25
Σχήμα 2.13: Διατάξεις για την αποκάλυψη των συνιστωσών της μήτρας σύνθετης αντίστασης: διαμήκης διαγώνιος (α), εκτός διαγωνίου (β, γ) και της περιφερειακής διαγώνιου (δ) [Buschow (2013)]	28
Σχήμα 2.14: Διαγώνιος διαμήκης πτώση τάσης V_w και η εκτός διαγωνίου επαγόμενη στο πηνίο λήψης τάση V_c [Sandacci et al. (2004)]	31
Σχήμα 2.15: Μια τυπική εξάρτηση από το πεδίο της εκτός διαγωνίου εμπέδησης στο εύρος συχνοτήτων μεγαλύτερου των MHz για σύρματα με περιφερειακή δομή μαγνητικών περιοχών [Sandacci et al. (2004)].	32
Σχήμα 2.16: Αναλογία της μαγνητοεμπέδησης ως συνάρτηση του συνεχούς μαγνητικού πεδίου (H_{dc}) στην περιοχή συχνοτήτων 0.1-0.7 MHz. [Das et al. (2014)].	36
Σχήμα 2.17: Ο λόγος της μαγνητοεμπέδησης που λαμβάνεται στην περιοχή συχνοτήτων 1-10 MHz ως συνάρτηση του συνεχούς μαγνητικού πεδίου H_{dc}	37
Σχήμα 2.18: Συχνότητες συντονισμού μιας ταινίας με μόνο μια μαγνητική περιοχή και με ένα επίπεδο [Kraus (2003)].	43
Σχήμα 2.19: Οι εξαρτήσεις του μαγνητικού πεδίου (H) της συχνότητας (f) και της σχετικής σύνθετης αντίστασης (Z/R_{dc}), οι οποίες προσομοιώθηκαν χρησιμοποιώντας το μοντέλο που προτείνεται για άμορφα λεπτά υμένα [Phan et al. (2003)].	47
Σχήμα 2.20: Η επίδραση του στρες στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης [Zhukova et al. (2017)].	54
Σχήμα 2.21: Επηρεασμός της μεταβολής του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης από τη Joule θέρμανση στην α) αρχική κατάσταση β) ανόπτηση με εφελευσμό $T_{ann}=300C$ και $t_{ann}=5$ min γ) ανόπτηση με εφελευσμό $T_{ann}=300C$ και $t_{ann}=10$ min [Zhukova et al. (2017)]	55
Σχήμα 2.22: Πώς επηρεάζει ο χρόνος που διαρκεί η θέρμανση Joule το φαινόμενο [Zhukova et al. (2017)]	56

Σχήμα 2.23: α) Η τιμή της αποτελεσματικής εγκάρσιας ανισοτροπίας K_{eff} , η επαγόμενη ανισοτροπία K_i στην εγκάρσια κατεύθυνση, και η διαμήκης ανισοτροπία K_s β) η διαμήκης ανισοτροπία K_s . [Garcia-Arribas (2013)]	57
Σχήμα 2.24: Μεταβολή της αναλογίας της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης του as-cast και του ανοπτημένου άμορφου σύρματος με το μαγνητικό πεδίο H_{dc} [Yuzuak (2014)]	58
Σχήμα 2.25: α) Έξοδος διαμόρφωσης πλάτους παλμού από τον μικροεπεξεργαστή. Γίνεται ορατή η ημιτονοειδής φύση του παλμού, η οποία προκαλείται από την εσωτερική χωρητικότητα στους ακροδέκτες του μικροελεγκτή. β) Ακολουθία παλμών που παρέχεται από τον μικροελεγκτή για να διεγείρει το σύρμα της μαγνητοεμπέδησης. Η περίοδος των παλμών καθορίζεται από το συντονισμό του επεξεργαστή και την περίοδο του χρονομέτρου. [Fisher et al. (2013)]	65
Σχήμα 2.26: Θεμελιώδη χαρακτηριστικά του παλμικού ρεύματος οδήγησης [Olivera et al. (2011)]	65
Σχήμα 2.27: Εξάρτηση από τη συχνότητα της μαγνητοεμπέδησης κάτω από μηδενικό και εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο. [Yuzuak (2017)]	66
Σχήμα 2.28: Οι μέγιστες τιμές της μαγνητοεμπέδησης σε συνάρτηση με τη συχνότητα οδήγησης. Το σχήμα δείχνει την συνάρτηση των μεγίστων της μαγνητοεμπέδησης συναρτήσει του εναλλασσόμενου ρεύματος οδήγησης [Yuzuak (2014)]	67
Σχήμα 3.1: Ο παλμογράφος από την Agilent Technologies DSO3102A	70
Σχήμα 3.2: Το τροφοδοτικό από την EXTECH INSTRUMENTS	71
Σχήμα 3.3: Η παλμογεννήτρια από την Agilent Technologies 33220A	71
Σχήμα 3.4: Το κύκλωμα παραγωγής του συνεχούς μαγνητικού πεδίου	72
Σχήμα 3.5: Ο πειραματικός εξοπλισμός για την λήψη μετρήσεων	72
Σχήμα 3.6: Η μεταβολή της λαμβανόμενης τάσης $\Delta V/V$ για το as-cast σύρμα	74
Σχήμα 3.7: Η διάταξη που κατασκευάστηκε για ανόπτηση και λήψη του επιθυμητού σήματος	75
Σχήμα 3.8: Τα σημεία σύνδεσης της διάταξης που κατασκευάστηκε για ανόπτηση και λήψη του επιθυμητού σήματος	75
Σχήμα 3.9: Η απόκριση του ανοπτημένου υπό τάση σύρματος μόνο για $\sin()$ διέγερση	77
Σχήμα 3.10: Η απόκριση του ανοπτημένου υπό τάση σύρματος μόνο για $\sin()+V_{dc}$ διέγερση	78

Σχήμα 3.11: Η απόκριση πεδίου για ανοπτημένο υπό στρέψη σύρμα	79
Σχήμα 3.12: Απόκριση $\Delta V/V$ του σύρματος για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA και συχνότητας 500kHz για μετρήσεις από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο (+ σε -) και αντίστροφα	84
Σχήμα 3.13: Μέτρηση της εξόδου για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA, συχνότητας 500kHz για $B_{ext}=143\mu T$	84
Σχήμα 3.14: Απόκριση $\Delta V/V$ του σύρματος για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA και συχνότητας 500kHz για μετρήσεις από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο (+ σε -) και αντίστροφα (μεγέθυνση στο εύρος πεδίων μεγαλύτερου ενδιαφέροντος)	85
Σχήμα 3.15: Απόκριση $\Delta V/V$ του σύρματος για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA (ac) + 10mA (dc) και συχνότητας 500kHz για μετρήσεις από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο (+ σε -) και αντίστροφα.....	88
Σχήμα 3.16: Απόκριση $\Delta V/V$ του σύρματος για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA (ac) + 10mA (dc) και συχνότητας 500kHz για μετρήσεις από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο (+ σε -) και αντίστροφα (μεγέθυνση στο εύρος πεδίων μεγαλύτερου ενδιαφέρον)	88
Σχήμα 3.17: Αποκρίσεις $\Delta V/V$ του σύρματος για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους [10mA (ac) + 10mA (dc)] και [10mA (ac) + 10mA (dc)] και συχνότητας 500kHz	92
Σχήμα 3.18: Εύρεση της βέλτιστης συχνότητας λειτουργίας του σύρματος	94
Σχήμα 3.19: Οι παραγόμενοι παλμοί πλάτους 10mA $t_r=33.5$ ns $w=83$ ns $f=198.4$ kHz.....	95
Σχήμα 3.20: Ο παραγόμενος παλμός πλάτους 10mA $t_r=33.5$ ns $w=83$ ns $f=198.4$ kHz.....	95
Σχήμα 3.21: Η έξοδος για $B_{ext}=0,143$ mT για τον παλμό πλάτους 10mA $t_r=33.5$ ns $w=83$ ns $f=198.4$ kHz	96
Σχήμα 3.22: Η έξοδος για $B_{ext}=-0,0714$ mT για τον παλμό πλάτους 10mA $t_r=33.5$ ns $w=83$ ns $f=198.4$ kHz	97
Σχήμα 3.23: Απόκριση $\Delta V/V$ του παλμού πλάτους 10mA $t_r=33.5$ ns $w=83$ ns $f=198.4$ kHz για μετρήσεις από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο και αντίθετα.....	98

Σχήμα 3.24: Η λαμβανόμενη έξοδος του παλμού πλάτους 10mA $t_r=33.5$ ns $w=83$ ns $f=198.4$ kHz για μετρήσεις από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο και αντίθετα.....	98
Σχήμα 3.25: Απόκριση $\Delta V/V$ του παλμού πλάτους 10mA (ac)+10mA (dc), $t_r=33.5$ ns $w=83$ ns $f=198.4$ kHz για μετρήσεις από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο και αντίθετα.....	101
Σχήμα 3.26: Απόκριση $\Delta V/V$ του παλμού πλάτους 10mA (ac)-10mA (dc), $t_r=33.5$ ns $w=83$ ns $f=198.4$ kHz για μετρήσεις από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο και αντίθετα.....	101
Σχήμα 3.27: Αποκρίσεις $\Delta V/V$ για τους παλμούς (10mA ac+5mA dc) από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο και (10mA ac + 15mA dc) από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο	105
Σχήμα 3.28: Η λαμβανόμενη έξοδος για διέγερση ημιτονοειδούς σήματος 10mA 500kHz με α) $B_{ext}=0.0714$ mT β) $B_{ext}=0.143$ mT γ) $B_{ext}=0.357$ mT δ) $B_{ext}=0.602$ mT.....	106
Σχήμα 3.29: Η λαμβανόμενη έξοδος για διέγερση α) $\sin()$ πλάτους 10mA ac 500kHz $B_{ext}=0.602$ mT και β) $\sin()$ πλάτους 10mA ac +10mA dc 500kHz $B_{ext}=0.602$ mT.....	107
Σχήμα 3.30: Η λαμβανόμενη έξοδος για διέγερση $\sin()$ πλάτους 10mA ac +10mA dc 500kHz α) $B_{ext}=0$ mT β) $B_{ext}=0.143$ mT γ) $B_{ext}=0.357$ mT δ) $B_{ext}=0.602$ mT	108
Σχήμα 3.31: Ταλαντωτής με τρεις πύλες [Fairchild (1974)].....	109
Σχήμα 3.32: Ταλαντωτής με δύο πύλες [Fairchild (1974)].....	111
Σχήμα 3.33: Γραφικό περιβάλλον Proteus 8.....	112
Σχήμα 3.34: Το κύκλωμα διέγερσης κατασκευασμένο στο λογισμικό Proteus 8.....	113
Σχήμα 3.35: Το σχηματικό διάγραμμα του κυκλώματος διέγερσης κατασκευασμένο στο λογισμικό Eagle 9.0.1	114
Σχήμα 3.36: Το σχηματικό διάγραμμα του κυκλώματος διέγερσης έτοιμο για την εκτύπωση στην πλακέτα τυπωμένου κυκλώματος (PCB) κατασκευασμένο στο λογισμικό EAGLE 9.0.1.	114
Σχήμα 3.37: Το κύκλωμα διέγερσης για την παραγωγή παλμών.....	115
Σχήμα 3.38: Η πίσω πλευρά του τυπωμένου κυκλώματος διέγερσης.....	115
Σχήμα 3.39: Η έξοδος του διαφοριστή (κόκκινο) και η έξοδος του ταλαντωτή (πράσινο) από το πρόγραμμα προσομοίωσης	116

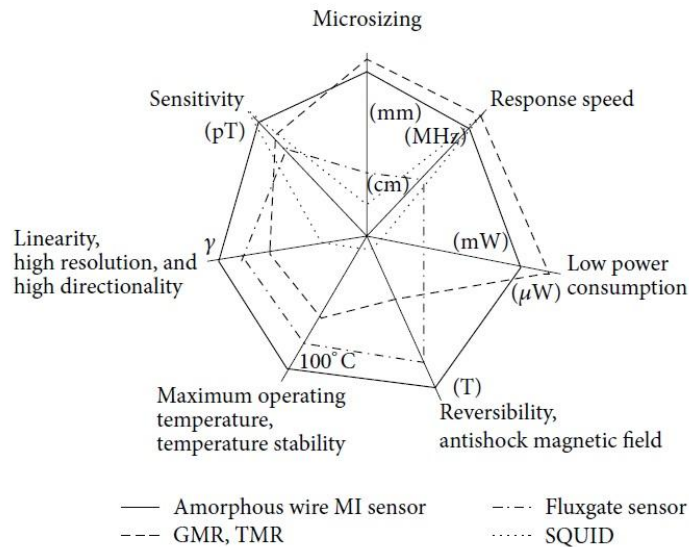
Σχήμα 3.40: Παραγόμενος παλμός.....	117
Σχήμα 3.41: Παραγόμενοι παλμοί.....	118
Σχήμα 3.42: Παραγόμενοι παλμοί, (πράσινο παλμός διέγερσης), (κίτρινο παλμός ελέγχου).....	118
Σχήμα 4.1: Το διάγραμμα του κυκλώματος επεξεργασίας του σήματος.....	120
Σχήμα 4.2: Το τελευταίο κομμάτι του κυκλώματος επεξεργασίας (Σχήμα 4.1) σε μεγέθυνση.....	120
Σχήμα 4.3: Το πρώτο τμήμα του κυκλώματος επεξεργασίας (Σχήμα 4.1) σε μεγέθυνση.....	121
Σχήμα 4.4: Το σήμα διέγερσης (επάνω) και η απόκριση που λαμβάνεται από το πηνίο λήψης (κάτω) [Zhukova et al. (2018)]	122
Σχήμα 4.5: Η λαμβανόμενη έξοδος για πιο αιχμηρό παλμό διέγερσης. Έτσι η απόκριση στην άνοδο του παλμού (αρνητική κορυφή) και στην κάθοδό του (θετική κορυφή) είναι πολύ κοντά.....	122
Σχήμα 4.6: Η τεχνική για λήψη γραμμικής απόκρισης χωρίς την χρήση πεδίων πόλωσης [Mohri et al. (1995)].....	124
Σχήμα 5.1: Διάφορες δομές μαγνητικών περιοχών. Κάθε επόμενη κατάσταση παρουσιάζει όλο και χαμηλότερη συνολική ενέργεια [Tumański, S. (2011)].	126
Σχήμα 5.2: Η μαγνητική δομή του μαγνητικού τοιχώματος Bloch [Tumański, S. (2011)]	127
Σχήμα 5.3: Τυπική καμπύλη μαγνήτισης. [Brailsford F., (1948)]	128
Σχήμα 5.4: Το φαινόμενο Barkhausen. [Tumański, S. (2011)].....	129
Σχήμα 5.5: Τυπικός βρόχος υστέρησης και τα χαρακτηριστικά σημεία B_r και H_c [Tumański, S. (2011)]	131
Σχήμα 5.6: α) Η οικογένεια βρόχων υστέρησης που λαμβάνεται για διάφορα πλάτη του μαγνητικού πεδίου και η καμπύλη μαγνήτισης που προκύπτει από τη σύνδεση των ακρών αυτών των βρόχων β) Κύριοι και δευτερεύοντες βρόχοι υστέρησης . [Tumański, S. (2011)].....	132
Σχήμα 5.7: Δύο παραδείγματα δομής των μαγνητικών περιοχών. [Tumański, S. (2011)]	133
Σχήμα 5.8: Η αλλαγή της κατεύθυνσης της μαγνήτισης σε τοίχωμα Bloch 180° . [Tumański, S. (2011)]	133
Σχήμα 5.9: Παράδειγμα υπολογισμού της κατανομής μαγνήτισης σε λεπτό υμένιο. [Zheng et al. (1996)].....	134

Σχήμα 5.10: Διάφορες καταστάσεις απομαγνητισμού [Tumanski et al. (2011)]..135

1 Εισαγωγή

Με την ανάπτυξη της τεχνολογίας μαγνητικής ανίχνευσης υψηλής ακρίβειας, υπάρχει ένα συνεχές και αυξανόμενο ενδιαφέρον για τους αισθητήρες αρκετά υψηλής ευαισθησίας. Οι μαγνητικοί αισθητήρες διαδραματίζουν έναν ουσιαστικό ρόλο στη σύγχρονη τεχνολογία. Χρησιμοποιούνται ευρέως σε όλους σχεδόν τους μηχανικούς και βιομηχανικούς τομείς, όπως την μέτρηση του ρεύματος με μη επαφή, της γραμμικής και γωνιακής θέσης, την ανίχνευση της περιστροφής, τα μαγνητικά μέσα εγγραφής υψηλής πυκνότητας, στη πλοήγηση, την ανίχνευση και τον εντοπισμό στόχων, για στρατιωτικούς σκοπούς και την ασφάλεια, τα αντικλεπτικά συστήματα, τις μη καταστρεπτικές δοκιμές, τη μαγνητική σήμανση και επισήμανση, τις γεωμαγνητικές μετρήσεις, την έρευνα χώρου, τις μετρήσεις μαγνητικών πεδίων επί των διαστημικών σκαφών και τις βιομαγνητικές μετρήσεις στο ανθρώπινο σώμα.

Ένα ευρύ φάσμα μαγνητικών αισθητήρων, όπως οι αισθητήρες επαγωγής, αισθητήρες πύλης ροής (fluxgate), μαγνητικοί αισθητήρες βασισμένοι στο φαινόμενο Hall, μαγνητο-οπτικοί αισθητήρες, αισθητήρες γιγαντιαίας



Σχήμα 1.1: Σύγκριση επτά διαφορετικών χαρακτηριστικών ανάμεσα στους μαγνητικούς αισθητήρες [Mohri et al (2015)]

Μαγνητοαντίστασης (Giant Magneto-Resistance, GMR), μαγνητόμετρα συντονισμού και υπεραγωγικές συσκευές κβαντικής παρεμβολής (Superconducting Quantum Interference Device, SQUID), είναι πλέον διαθέσιμοι.

Πρόσφατα, η ανάπτυξη μαγνητικών αισθητήρων υψηλής απόδοσης έχει επωφεληθεί από την ανακάλυψη ενός νέου μαγνητικού φαινομένου, αυτού της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης (Giant Magneto-Impedance effect, GMI), γι' αυτό και τα τελευταία χρόνια έχει παρατηρηθεί μια σημαντική αύξηση του ενδιαφέροντος για το φαινόμενο αυτό, το οποίο απαντάται σε μαλακά, άμορφα, σιδηρομαγνητικά υλικά. Η εντατική έρευνα για το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης είναι αποτέλεσμα της τεχνολογικής σημασίας του στον τομέα των εφαρμογών για αισθητήρες [Knobel et al (1996)]. Ένας αριθμός συγγραφέων έχει δείξει ότι το φαινόμενο έχει μεγάλες δυνατότητες για εφαρμογές σε μαγνητικούς αισθητήρες [Panina et al (1994), Mohri et al (1995), Atkinson et al (2000)]. Το φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης αναφέρεται στις μεγάλες μεταβολές στη σύνθετη αντίσταση υψηλής συχνότητας Z , τις οποίες και μπορεί κάποιος να παρατηρήσει σε σχεδόν μηδενικά μαγνητοσυστολικά κράματα σε μορφή σύρματος και ταινίας [Ali, (1999)]. Το μεγαλύτερο μέρος της έρευνας που έχει διεξαχθεί, έχει επικεντρωθεί σε μαλακά άμορφα κράματα με βάση το κοβάλτιο, με τη μορφή συρμάτων και ταινιών, παρόλο που το φαινόμενο μπορεί να παρατηρηθεί σε μια μεγάλη ποικιλία υλικών, καθώς το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης έχει βρεθεί να έχει τις μεγαλύτερες τιμές σε αυτά τα υλικά.

Ιστορικά, η γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση έχει προσελκύσει το ιδιαίτερο ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας, μόνο από τότε που η L. Panina και ο K. Mohri ανακοίνωσαν για πρώτη φορά την ανακάλυψή τους για το λεγόμενο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης στα άμορφα σύρματα από κοβάλτιο (Co-based) το 1994. Από την ανακάλυψή του, η έρευνα που αφορά αισθητήρες που χρησιμοποιούν το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης έχει καταστεί ένα από τα σημεία εστίασης για πιθανές εφαρμογές, ειδικά στην περιοχή των εξαιρετικά χαμηλών μαγνητικών πεδίων. Έτσι οι έρευνες σε σχέση με το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης έχουν διαφορετικούς στόχους. Πολλές επιστημονικές ομάδες έχουν επικεντρωθεί στην κατανόηση των μηχανισμών του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης και τη σύζευξη των δομικών και μαγνητικών χαρακτηριστικών με τη γιγαντιαία

μαγνητοεμπέδηση, ενώ άλλοι έχουν επικεντρωθεί στον τομέα των εφαρμογών και στη βελτίωση των μαγνητικών ιδιοτήτων ενός συστήματος για πρακτικούς σκοπούς.

Ένας μαγνητικός αισθητήρας μετατρέπει άμεσα το μαγνητικό πεδίο σε τάση ή αντίσταση, ενώ η ευαισθησία πεδίου ενός μαγνητικού αισθητήρα διαδραματίζει καθοριστικό ρόλο στον καθορισμό της περιοχής λειτουργίας του καθώς και τις πιθανές εφαρμογές που αυτός μπορεί να βρει. Για παράδειγμα, τα βαθμιδόμετρα SQUID με υψηλή ευαισθησία 10^{-10} - 10^{-4} Oe έχουν χρησιμοποιηθεί για τη μέτρηση κλίσεων πεδίου ή διαφορές λόγω μόνιμων διπολικών μαγνητών σε σημαντικές εφαρμογές χαρτογράφησης εγκεφαλικών λειτουργιών και ανίχνευση μαγνητικών ανωμαλιών. Αισθητήρες επαγωγής, πύλης ροής (fluxgate) και γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης με μέτρια ευαισθησία από 10^{-6} - 10^2 Oe έχουν χρησιμοποιηθεί για τη μέτρηση διαταραχών στα μεγέθη και/ή την κατεύθυνση του πεδίου της Γης λόγω επαγόμενων ή μόνιμων διπόλων σε μείζονες εφαρμογές των μαγνητικών πυξίδων, των πυρομαχικών και των ορυκτών. Αισθητήρες Hall με χαμηλή ευαισθησία 1 - 10^6 Oe έχουν χρησιμοποιηθεί για εφαρμογές με διακόπτες μη-επαφής (non-contact switching), μαγνητική ανάγνωση μνήμης και μετρήσεις ρεύματος [Phan et al. (2008)]. Εκτός από τις απαιτήσεις για ευαισθησία, άλλοι παράγοντες που επηρεάζουν τις πρακτικές χρήσεις των μαγνητικών αισθητήρων περιλαμβάνουν το κόστος επεξεργασίας και τη κατανάλωση ενέργειας. Κατά τη σύγκριση του κόστους επεξεργασίας και της κατανάλωσης ενέργειας των υπαρχόντων μαγνητικών αισθητήρων, οι αισθητήρες γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης παρουσιάζουν το χαμηλότερο κόστος και κατανάλωση ενέργειας. Ωστόσο, η ευαισθησία πεδίου του αισθητήρα γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης είναι αρκετά χαμηλή ($\sim 1\%$ ανά Oe). Για το φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης, έχει βρεθεί ότι είναι περισσότερο ευαίσθητο σε μαγνητικά πεδία από ό,τι το αρκετά καλά μελετημένο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης. Τα υλικά που χρησιμοποιούνται για την παρατήρηση του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης απαιτούν γενικά μεγάλα πεδία για να αποκτήσουν μια απόκριση γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης μικρού ποσοστού επί τοις εκατό, ενόσω τα υλικά γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης μπορούν να παράγουν αποκρίσεις μερικών εκατοντάδων επί τοις εκατό σε πολύ μικρά πεδία. Για παράδειγμα, εν συγκρίσει με έναν αισθητήρα γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης

που έχει ευαισθησία $\sim 1\% / Oe$, η ευαισθησία πεδίου ενός τυπικού αισθητήρα γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης μπορεί να φτάσει σε τιμή τόσο υψηλή έως και $\sim 500\% / Oe$. Έχει επίσης αναφερθεί [Sinnecker et al (1998)] ότι υπό ορισμένες συνθήκες τα αποτελέσματα της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης δεν παρουσιάζουν αποτελέσματα υστερήσεως, όπως συμβαίνει με τα υλικά γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης, καθώς η υστέρηση δεν είναι επιθυμητή για εφαρμογές αισθητήρων [Ali (1999)].

Λόγω της υψηλής συνοχής, της υψηλής σταθερότητας και της αναστρεψιμότητας, οι μαγνητικοί αισθητήρες που βασίζονται στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης χρησιμοποιούνται επί του παρόντος σε πολλές εφαρμογές, όπως σε τεχνολογίες δορυφορικής επικοινωνίας, συσκευές εγγραφής υψηλής πυκνότητας, ανιχνεύσεις στόχων υψηλής τεχνολογίας, συστήματα εντοπισμού, εφαρμογές καταστροφικής επιθεώρησης και μαγνητικής σήμανσης και βιομαγνητικές μετρήσεις στο ανθρώπινο σώμα. Οι μαγνητικοί αισθητήρες μαγνητοεμπέδησης πραγματοποιούν ανίχνευση με τη μετατροπή της τιμής του πλάτους του μαγνητικού πεδίου απευθείας σε ένα ηλεκτρικό σήμα [Yuzuak, (2017)].

Στα πραγματικά σιδηρομαγνητικά υλικά, η μέγιστη τιμή του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης που έχει αποκτηθεί πειραματικά μέχρι σήμερα είναι μικρότερη από τη θεωρητικά προβλεπόμενη τιμή [Ripka (2001)]. Κατά συνέπεια, η έρευνα σε αυτό το πεδίο έχει επικεντρωθεί κυρίως σε ειδικές θερμικές επεξεργασίες ή/και στην ανάπτυξη νέων υλικών για τη βελτίωση των ιδιοτήτων [Chiriac et al (1996)]. Προκειμένου να σχεδιαστούν και να παραχθούν νέοι αισθητήρες βασισμένοι στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, μια διεξοδική κατανόηση των φαινομένων της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης και των ιδιοτήτων των υλικών γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, με έμφαση στο πώς ένας μαγνητικός αισθητήρας χρησιμοποιώντας το αποτέλεσμα της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης μπορεί να σχεδιασθεί καλύτερα για τεχνολογικές εφαρμογές, είναι απαραίτητη. Στην παρούσα διπλωματική εργασία θα γίνει προσπάθεια να αναλυθούν τα παραπάνω ζητήματα που προκύπτουν κατά τη σχεδίαση ενός αισθητήρα γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης.

2 Το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης

Η πρώτη αναφορά και ακόμη η πρώτη ερμηνεία του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης χρονολογείται από το 1935 [Harrison et al., (1935), Harrison et al., (1936)]. Η πρώτη παρατήρηση της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης αναφέρεται για μαγνητικά μαλακά σύρματα μιονίου (Mu-metal) βασισμένα σε Fe–Ni (σίδηρος–νικέλιο) με διάμετρο 0.445mm [Harrison et al., (1935), Harrison et al., (1936)]. Παρ’ όλα αυτά, το φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης για πολύ καιρό δεν προσέλκυε την επιστημονική κοινότητα, καθώς ο Harrison και οι συνεργάτες του δεν μπόρεσαν να εγγυηθούν την επαναληψιμότητα των αποτελεσμάτων. Στις αρχές του 1990, πιο προηγμένες τεχνολογίες οδήγησαν στην παραγωγή αγωγίων υλικών με υψηλή μαγνητική διαπερατότητα, όπως τα άμορφα νανοκρυσταλλικά σύρματα, τα οποία εξασφάλισαν την υψηλή επαναληψιμότητα και αναπαραγωγή των αποτελεσμάτων των μελετών της μαγνητοεμπέδησης και της δυνατότητας στοχευμένης ανάπτυξης των παραπάνω υλικών [Kurlyandskaya et al., (2011)]. Έτσι το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, όπως είναι κατανοητό σήμερα υπό την ερμηνεία του κλασικού επιδερμικού φαινομένου, ανακαλύφθηκε το 1994 από τους L. Panina και K. Mohri στο πανεπιστήμιο της Nagoya, σύμφωνα με το οποίο όταν ως φορέας υπάρχει ένα μαλακό σιδηρομαγνητικό αγωγό που υποβάλλεται σε εναλλασσόμενο ρεύμα (ac) μικρού πλάτους και μεγάλης συχνότητας, τότε μια μεγάλη αλλαγή μπορεί να επιτευχθεί στην σύνθετη αντίσταση του αγωγού (Z), μετά την εφαρμογή ενός μαγνητικού πεδίου (Σχήμα 2.1 και 2.2), ακόμα και αν το μαγνητικό πεδίο έχει πολύ μικρές τιμές. Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση (GMI). Ένα τυπικό παράδειγμα του αποτελέσματος της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.1.

Υπάρχουν διαφορετικοί τρόποι παρουσίασης των δεδομένων σχετικά με την εξάρτηση του πεδίου και της σύνθετης αντίστασης. Ο πιο απλός από αυτούς, ο οποίος χρησιμοποιείται και συχνότερα σε πρακτικές εφαρμογές, είναι η άμεση χρήση της εξάρτησης του μέτρου της εμπέδησης Z από την τιμή του εξωτερικού στατικού πεδίου H . Επιπλέον υπάρχει και ο λόγος Z/R_{DC} , όπου R_{DC} είναι η αντίσταση συνεχούς ρεύματος του σιδηρομαγνητικού αγωγού που χρησιμοποιείται [Kurlyandskaya et al. (2011)]. Παρ’ όλα αυτά, ο τρόπος που προτιμάται κατά την

ανάπτυξη υλικών μαγνητοεμπέδησης είναι η χρήση της σχετικής μεταβολής της σύνθετης αντίστασης (Z) με το εφαρμοζόμενο πεδίο (H), η οποία ορίζεται ως το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης (GMI ratio), εκφράζεται από

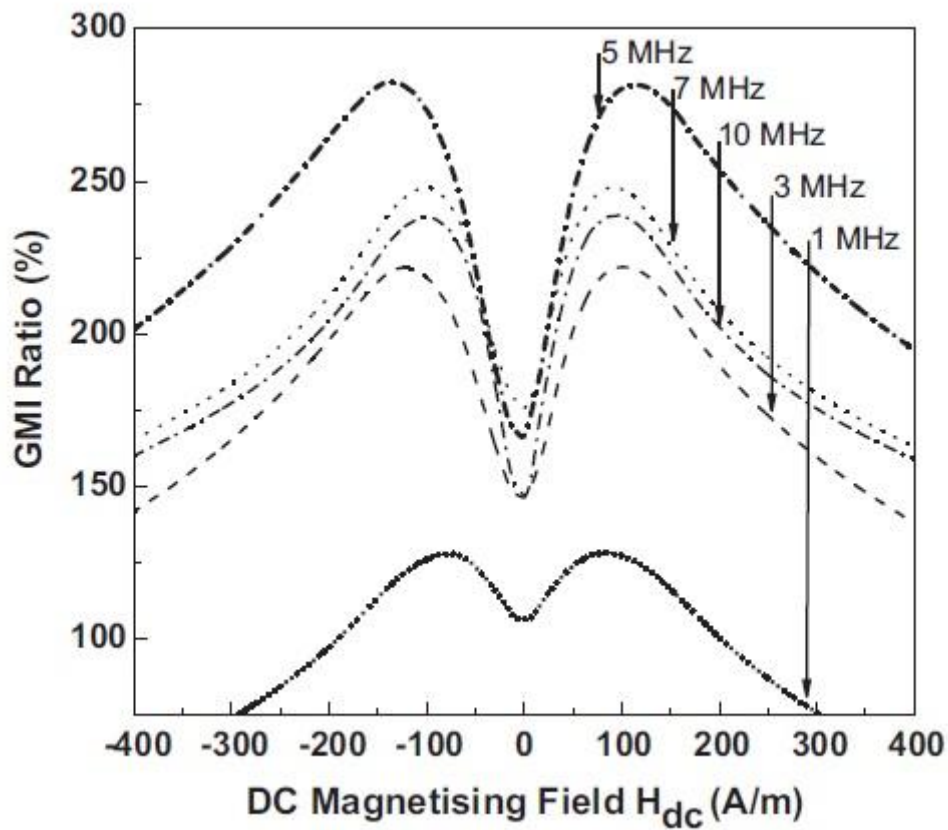
$$\frac{\Delta Z}{Z}(\%) = 100\% \times \frac{Z(H) - Z(H_{MAX})}{Z(H_{MAX})} \quad (2.1)$$

όπου H_{MAX} είναι συνήθως ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο επαρκές για να υπάρξει κορεσμός στη σύνθετη αντίσταση. Επίσης, η συνολική μεταβολή της σύνθετης αντίστασης βασίζεται στη συχνότητα του εναλλασσόμενου ρεύματος στα σιδηρομαγνητικά υλικά. Αυτή είναι και η περίπτωση, $Z = Z(f)$, όπου $f = \omega/2\pi$. Στην πράξη, οι γραφικές παραστάσεις των $\Delta Z/Z$ και $Z(H)$ είναι ισοδύναμες και μπορούν και οι δύο να αποδώσουν όλα τα χαρακτηριστικά της συμπεριφοράς του μαγνητοηλεκτρικού συστήματος, ενώ ακόμη η τιμή του H_{MAX} λαμβάνεται ως η μέγιστη τιμή που είναι διαθέσιμη από το δεδομένο πειραματικό εξοπλισμό. Μερικοί ερευνητές χρησιμοποιούν ως $H_{MAX} = 0$ στην εξίσωση (2.1), αν και αυτός ο ορισμός μπορεί να μην είναι και ο πλέον κατάλληλος, επειδή η τιμή της σύνθετης αντίστασης υπό μηδενικό μαγνητικό πεδίο $Z(0)$ εξαρτάται από την παραμένονσα μαγνητική κατάσταση στο υλικό [Phan et al (2008)]. Η μη μηδενική τιμή της μεταβολής της μαγνητοεμπέδησης στην αρχή από τα πειραματικά δεδομένα, υποδεικνύει την εσφαλμένη ευθυγράμμιση [Atkison et al. (1997)] του προτιμητέου άξονα ($\theta \approx 90^\circ$) ή την ύπαρξη της συνεισφοράς κάποιων μαγνητικών περιοχών προκαλώντας μια πεπερασμένη ευαισθησία σε μηδενικό πεδίο ($H_o = 0$). Η ομαλότητα των κορυφών είναι συνέπεια μιας κατανομής στις σταθερές της ανισοτροπίας και του προτιμητέου άξονα.

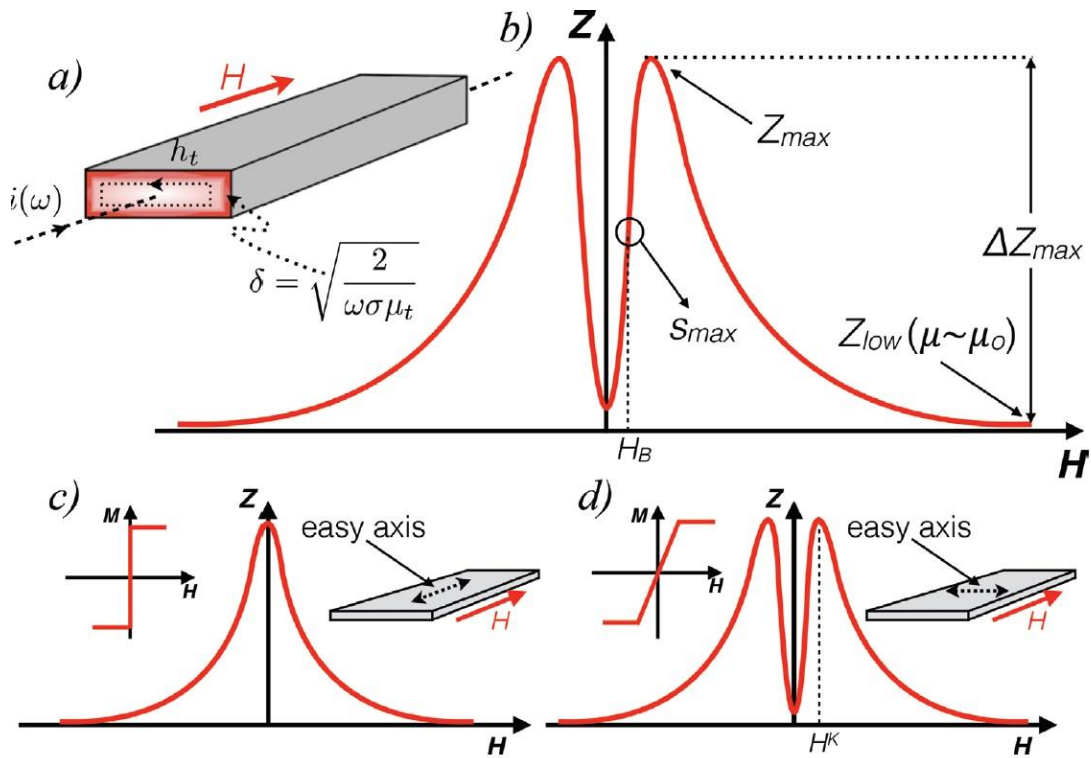
Ο αύξων κλάδος του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, ο οποίος περιλαμβάνει το εύρος της απόκλισης του πεδίου από τη μέγιστη αρνητική έως και τη μέγιστη θετική τιμή, συνήθως ονομάζεται, παρόμοια με τους βρόχους της μαγνητικής υστέρησης, το "πάνω" (up) μέρος, και ο φθίνων κλάδος (στο εύρος της απόκλισης του πεδίου από το μέγιστο θετικό έως και το μέγιστο αρνητικό), το "κάτω" (down) μέρος. Για να εκτιμηθεί η υστέρηση της αναλογίας $\Delta Z/Z$, εισάγεται μια πρόσθετη παράμετρος που ορίζεται ως MIIH:

$$MIH = 100\% \frac{\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)_{up} - \left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)_{down}}{\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)_{MAX}} \quad (2.2)$$

Οι ποσότητες $\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)_{up}$ και $\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)_{down}$ αντιστοιχούν σε εκείνα τα πεδία όπου παρατηρείται η μεγαλύτερη διαφορά του αύξοντα και φθίνοντα κλάδου [Kurlyandskaya et al. (2011)].



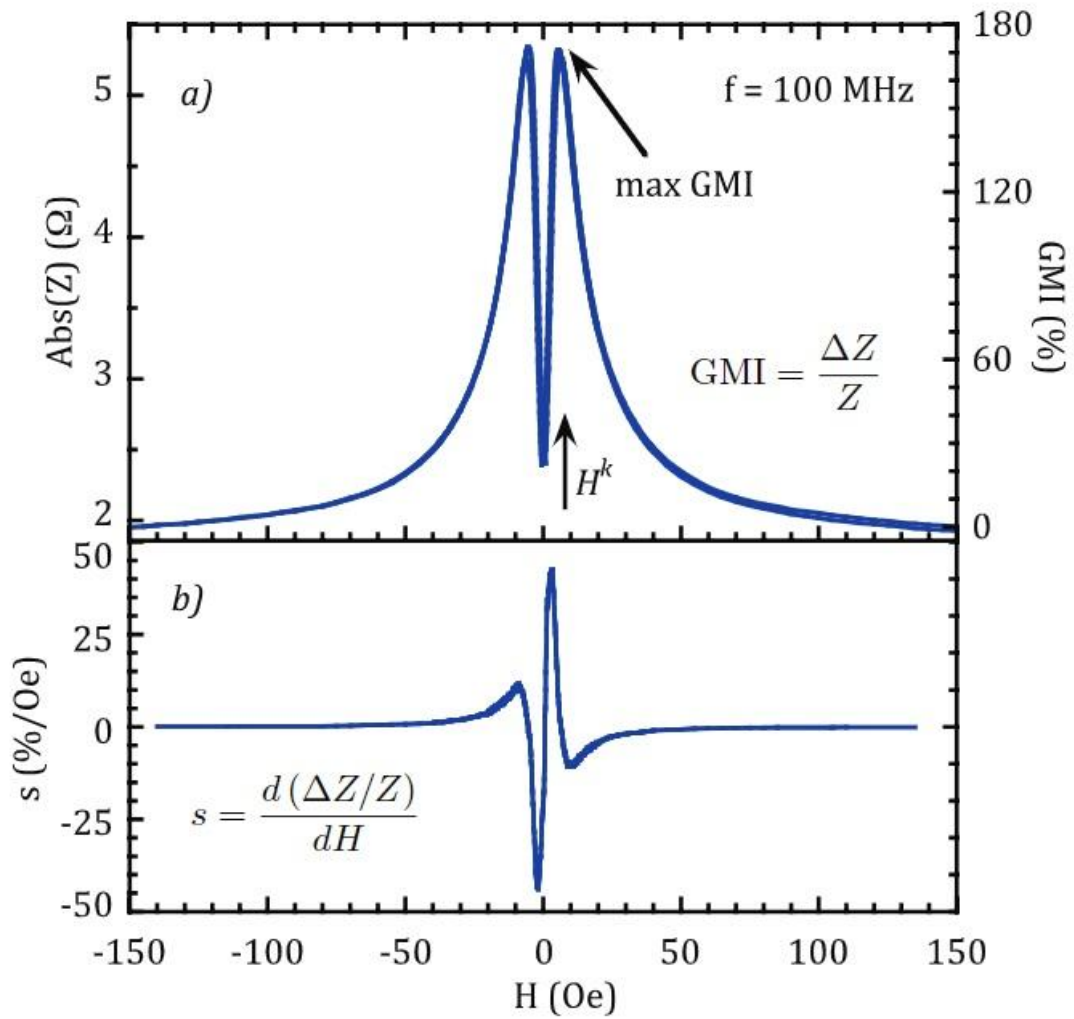
Σχήμα 2.1: Ο λόγος της σχετικής μεταβολής της σύνθετης αντίστασης στο εύρος συχνοτήτων 1-10 MHz σε συνάρτηση με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο [Das et al, (2014)]



Σχήμα 2.2: α) Απεικόνιση του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε ένα επίπεδο δείγμα: το εναλλασσόμενο ρεύμα $i(\omega)$ συσσωρεύεται στην επιφάνεια λόγω του επιδερμικού φαινομένου, ενώ το μαγνητικό του πεδίο h_t διεγείρει το υλικό σύμφωνα με την εγκάρσια διαπερατότητα του μ_t , η οποία διαμορφώνεται από το εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο H . β) Τυπική καμπύλη του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης γ) Μία καμπύλη γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης με μονή κορυφή όταν εφαρμόζεται το μαγνητικό πεδίο προς την κατεύθυνση του προτιμητέου άξονα μαγνήτισης (διαμήκης ανισοτροπία). δ) Καμπύλη διπλής κορυφής της μαγνητοεμπέδησης στην περίπτωση εγκάρσιας ανισοτροπίας. [Garcia-Arribas et al, (2017)]

Η μαγνητική ευαισθησία συνεχούς πεδίου για την γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση ορίζεται ως εξής:

$$s = \frac{d\left(\frac{\Delta Z}{Z}\right)}{dH} \quad (2.3)$$

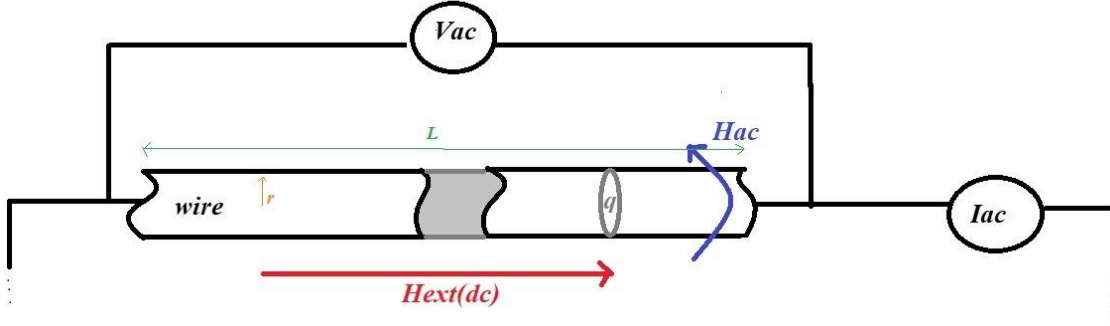


Σχήμα 2.3: α) Αντίσταση (και λόγος γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, δεξιός άξονας) ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου πεδίου που μετράται στα 100 MHz σε σπειροειδές δείγμα [FeNi/Ti]/Cu/[Ti/FeNi] β) ευαισθησία του GMI στο εφαρμοσμένο πεδίο υπολογιζόμενη με τη διαφύριση της καμπύλης του α). [García-Arribas (2013)]

2.1 Μαγνητοεμπέδηση ενός μαγνητικού αγωγού

Σύμφωνα με τον ορισμό, η σύνθετη αντίσταση, $Z = R + i\omega X$ (R και X είναι αντίσταση και επαγωγή, αντίστοιχα) ενός μαγνητικού αγωγού δίνεται από την αναλογία V_{ac}/I_{ac} , όπου I_{ac} είναι το πλάτος ενός ημιτονοειδούς ρεύματος $I = I_{ac}e^{-i\omega t}$, το οποίο διέρχεται μέσω του αγωγού και V_{ac} είναι η τάση που μετράται

μεταξύ των άκρων του αγωγού. Το Σχήμα 2.4 δείχνει μια σχηματική απεικόνιση του ορισμού της σύνθετης αντίστασης.



Σχήμα 2.4: ο ορισμός της σύνθετης αντίστασης

Πρέπει να σημειωθεί ότι αυτός ο ορισμός ισχύει μόνο για έναν ομοιόμορφο μαγνητικό αγωγό. Παρ' όλα αυτά, για μεταλλικό σιδηρομαγνήτη με μήκος L και επιφάνεια εγκάρσιας διατομής q , υποθέτοντας μια γραμμική προσέγγιση, η σύνθετη αντίσταση μπορεί να εκφρασθεί ως εξής:

$$Z = \frac{V_{ac}}{I_{ac}} = \frac{L E_z(S)}{q \langle j_z \rangle_q} = R_{dc} \frac{j_z(S)}{\langle j_z \rangle_q} \quad (2.4)$$

όπου E_z και j_z είναι οι διαμήκεις συνιστώσες του ηλεκτρικού πεδίου και της πυκνότητας ρεύματος, αντίστοιχα, και R_{dc} είναι η dc ηλεκτρική αντίσταση. S είναι η τιμή στην επιφάνεια και $\langle \cdot \rangle_q$ είναι η μέση τιμή στην διατομή q . Εναλλακτικά, η έκφραση για το Z μπορεί να δοθεί υπό όρους του επιφανειακού τανυστή αντίστασης $\hat{\zeta}$:

$$Z = R_{dc} \frac{q}{\rho L} \left(\zeta_{zz} - \zeta_{z\varphi} \frac{h_z(S)}{h_\varphi(S)} \right) \quad (2.5)$$

όπου ρ είναι η ειδική αντίσταση, L το μήκος του αγωγού και h_z και h_φ είναι η αξονική και η περιφερειακή συνιστώσα του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου, αντίστοιχα.

Η πυκνότητα ρεύματος $j(r)$ στην εξίσωση (2.4), του μαγνητικού πεδίου h στην εξίσωση (2.5) του αγωγού, μπορούν γενικά να ληφθούν στο πλαίσιο της κλασσικής ηλεκτροδυναμικής συνεχών μέσων, επιλύοντας ταυτόχρονα τη μειωμένη εξίσωση Maxwell

$$\nabla^2 H - \frac{\mu_0}{\rho} \dot{H} = \frac{\mu}{\rho} \dot{M} - \text{grad div } M \quad (2.6)$$

και την εξίσωση Landau-Lifshitz για την κίνηση του διανύσματος της μαγνήτισης

$$M = \gamma M \times H_{eff} - \frac{a_0}{M_s} M \times \dot{M} - \frac{1}{\tau} (M - M_0) \quad (2.7)$$

όπου γ είναι η γυρομαγνητικός λόγος, M_s η μαγνήτιση κορεσμού, M_0 ο στατικός μαγνητισμός, H_{eff} το αποτελεσματικό μαγνητικό πεδίο και a_0 μια παράμετρος απόσβεσης.

Επειδή είναι δύσκολο να βρεθεί η ακριβής λύση του προβλήματος με την ταυτόχρονη επίλυση της εξίσωσης Maxwell (2.6) και της εξίσωσης Landau-Lifshitz (2.7), αντ' αυτού, γίνεται η υπόθεση ότι η σχέση των υλικών μεταξύ της επαγωγής και του μαγνητικού πεδίου είναι γραμμική ($B = \mu H$ και η μ είναι σταθερή) και χρησιμοποιώντας αυτή τη σχέση για να λυθεί η εξίσωση Maxwell (2.6) ενώ παραβλέπεται η εξίσωση Landau-Lifshitz (2.7). Για παράδειγμα, λαμβάνοντας την κλασική λύση του επιδερμικού φαινομένου της εξίσωσης (2.6), η υπολογιζόμενη αντίσταση Z ενός κυλινδρικού μαγνητικού αγωγού και μιας άπειρης επίπεδης μεμβράνης είναι, αντίστοιχα [Beach and Berkowitz, (1994), Panina et al (1994)],

$$Z = R_{dc}krJ_0(kr)/2J_1(kr) \quad (2.8)$$

και

$$Z = R_{dc}ika \coth(ika) \quad (2.9)$$

όπου J_0 και J_1 είναι οι συναρτήσεις Bessel πρώτου είδους, r είναι η ακτίνα του σύρματος, $2a$ είναι το πάχος της ταινίας, R_{dc} είναι η ηλεκτρική αντίσταση συνεχούς ρεύματος και $k = (1 + i)/\delta_m$ με φανταστική μονάδα το i .

Το επιδερμικό φαινόμενο συμβαίνει όταν ένα εναλλασσόμενο ρεύμα (ac) που εφαρμόζεται σε ένα αγωγίμο υλικό ρέει κατά μήκος του εξωτερικού φλοιού του αγωγού, το "δέρμα του". Οι υψηλές συχνότητες δημιουργούν ένα μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο που με τη σειρά του δημιουργεί ένα ηλεκτρικό πεδίο. Το ηλεκτρικό πεδίο αντιτίθεται στην αλλαγή της πυκνότητας του ρεύματος. Το μεγαλύτερο μέρος αυτής της αντίδρασης στην τρέχουσα ροή ρεύματος εμφανίζεται στον πυρήνα του αγωγού, αναγκάζοντας το ρεύμα να ρέει στο εξωτερικό "δέρμα" του αγωγού [Urpili et al, (2013)]. Η απόσταση μεταξύ της επιφάνειας του αγωγού και του σημείου εντός του αγωγού όπου το πλάτος του ρεύματος μειώνεται στο 37% της αρχικής τιμής του στην επιφάνεια ονομάζεται βάθος του επιδερμικού φαινομένου ή το βάθος διείσδυσης, δ_m [Nabavi et al, (2018)].

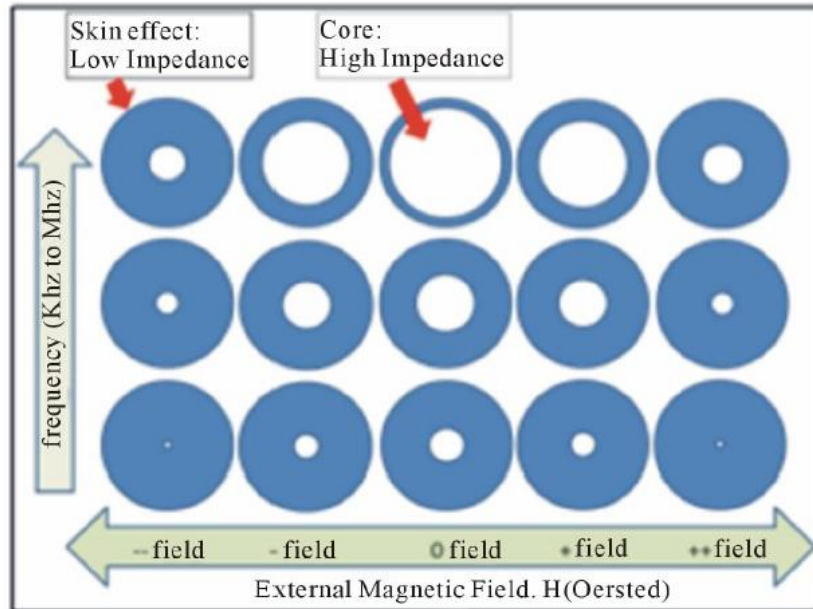
Έτσι από τα προηγούμενα λαμβάνεται ότι το δ_m είναι το βάθος διείσδυσης σε ένα μαγνητικό μέσο, με περιφερειακή διαπερατότητα (μ_ϕ) για την περίπτωση του σύρματος,

$$\delta_m = \frac{c}{\sqrt{4\pi^2 f \sigma \mu_\phi}} \quad (2.10)$$

και με εγκάρσια διαπερατότητα μ_τ για την περίπτωση του υμενίου,

$$\delta_m = \frac{c}{\sqrt{4\pi^2 f \sigma \mu_\tau}} \quad (2.11)$$

όπου c είναι η ταχύτητα του φωτός, σ η ηλεκτρική αγωγιμότητα, και $f = \omega/2\pi$ είναι η συχνότητα του εναλλασσόμενου ρεύματος I_{ac} που διαρέει κατά μήκος το δείγμα.



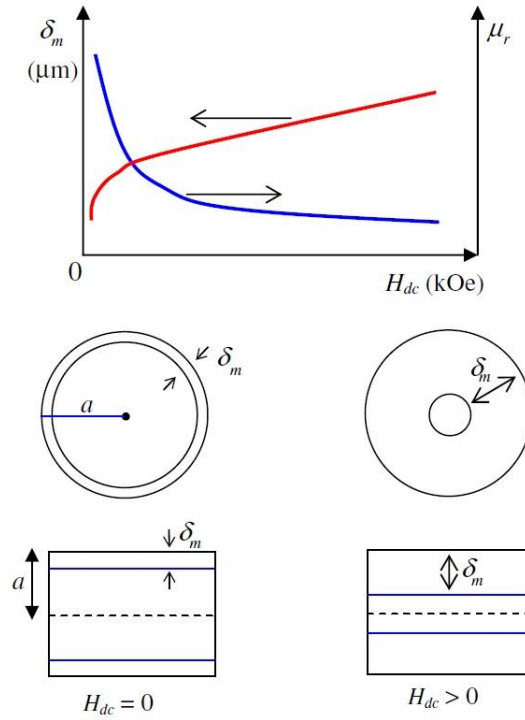
Σχήμα 2.5: Απεικόνιση του επιδερμικού φαινομένου [Urpili et al, (2013)]

Σύμφωνα με τις εξισώσεις (2.8) και (2.10) ή τις εξισώσεις (2.9) και (2.11), το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης μπορεί να γίνει κατανοητό ως μια συνέπεια της αύξησης του βάθους του επιδερμικού φαινομένου, μέχρι να φτάσει στην ακτίνα του σύρματος (r) μέσω της μείωσης της περιφερειακής διαπερατότητας στην εξίσωση (2.10) ή μέχρι να φτάσει το μισό πάχος της ταινίας (a) μέσω της μείωσης της εγκάρσιας διαπερατότητας στην εξίσωση (2.11), με την εφαρμογή ενός συνεχούς μαγνητικού πεδίου. Προκειμένου να αποκτηθούν μεγάλες τιμές γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, είναι απαραίτητο να μειωθεί το βάθος του επιδερμικού φαινομένου επιλέγοντας μαγνητικά υλικά, τα οποία έχουν μεγάλο μ_φ (ή μ_r) και μικρά δ_m και R_{dc} . Είναι σαφές, ότι μια μεγάλη τιμή στην διαπερατότητα μειώνει το βάθος του επιδερμικού φαινομένου, το οποίο αυξάνεται αργότερα από το εφαρμοζόμενο πεδίο όπως φαίνεται και από τα Σχήματα 2.5, 2.6.

Στην πραγματικότητα, η πραγματική και φανταστική συνιστώσα του Z αλλάζουν με το συνεχές πεδίο που εφαρμόζεται, H_{dc} . Με μια πρώτης τάξης

εκτίμηση, η επίπεδη συνιστώσα ή η αντίσταση, R , μπορεί να εκφραστεί ως [Landau et al (1975)]:

$$R = \frac{\rho L}{2\pi\delta_m(\alpha - \delta_m)} \quad (2.12)$$



Σχήμα 2.6: Άνω Σχήμα: οι εξαρτήσεις του βάθους του επιδερμικού φαινομένου δ_m και της μέσης σχετικής περιφερειακής διαπερατότητας (μ_r) από το εφαρμοζόμενο συνεχές μαγνητικό πεδίο (H_{dc}). Κάτω Σχήμα: μια σχηματική όψη της αλλαγής δ_m με H_{dc} για ένα σύρμα και μια μεμβράνη / κορδέλα, αντίστοιχα [Phan et al (2007)].

Αυτό σημαίνει ότι οι αλλαγές στο δ_m , οι οποίες έχουν προκληθεί από το H_{dc} μέσω του μ_ϕ (ή του μ_r), θα τροποποιήσουν το R και ως εκ τούτου το Z . Επομένως, το βάθος του επιδερμικού φαινομένου μπορεί να εκτιμηθεί ως συνάρτηση του H_{dc} μέσω της μέτρησης του R . Η επαγωγή X μπορεί να εκφραστεί ως [Knobel et al, (1996)]:

$$X = 0.175 \mu_0 \frac{Lf\langle\mu_r\rangle}{\omega} \quad (2.13)$$

όπου μ_0 και $\langle \mu_r \rangle$ είναι η διαπερατότητα στο κενό και η μέση σχετική περιφερειακή διαπερατότητα, αντίστοιχα. Επισημαίνεται ότι οι αλλαγές στο $\langle \mu_r \rangle$ που προκαλούνται από το H_{dc} θα τροποποιήσουν το X και συνεπώς το Z . Συνεπώς, τόσο οι μεταβολές στο R όσο και στο X συμβάλλουν σε αυτές στο Z και ως εκ τούτου στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης.

2.2 Ανισοτροπία

Ένα μαγνητικό υλικό με μια άριστα ορισμένη μονοαξονική ανισοτροπία με τιμή K (σταθερά ανισοτροπίας) παρουσιάζει μια τιμή διαπερατότητας, σε κατεύθυνση κάθετη προς τον προτιμητέο άξονα ανισοτροπίας, που δίνεται από:

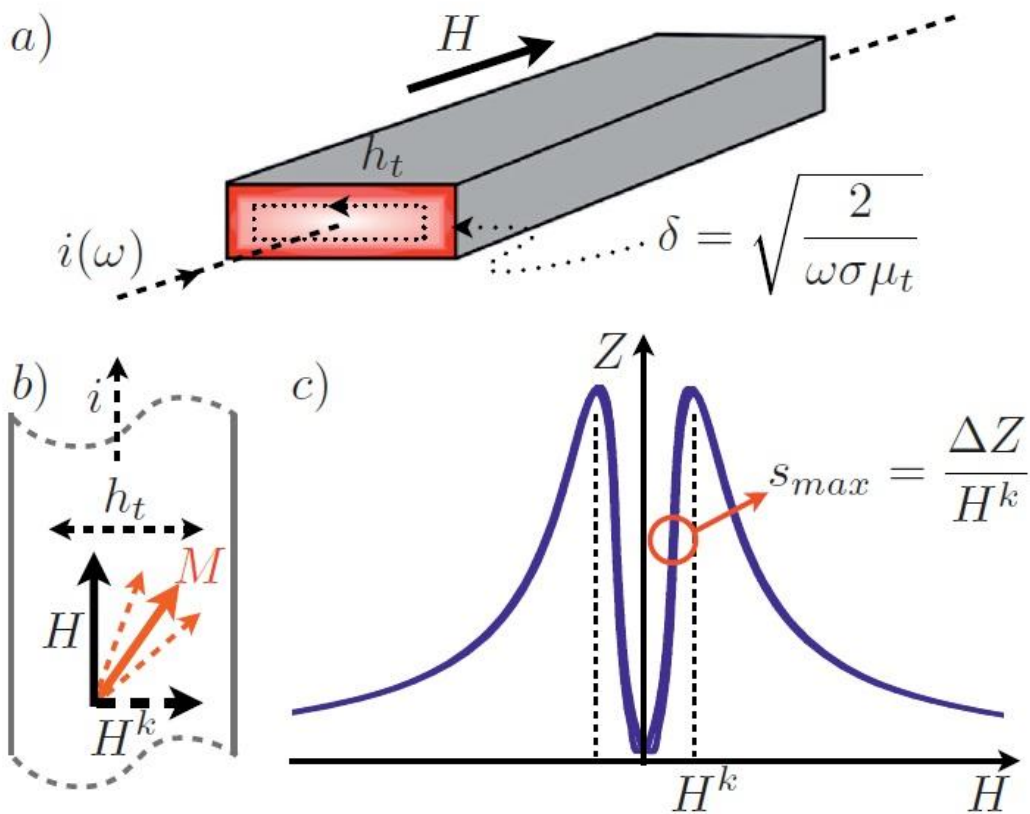
$$\mu = \frac{\mu_0 M_s^2}{2K} \quad (2.14)$$

που παραμένει σταθερή μέχρι την τιμή του εφαρμοσμένου πεδίου

$$H_k = \frac{2K}{\mu_0 M_s} \quad (2.15)$$

το οποίο και συνήθως ονομάζεται πεδίο ανισοτροπίας. Η M_s είναι η μαγνήτιση κορεσμού του υλικού. Προφανώς, όσο μικρότερη είναι η τιμή του H_k , τόσο μεγαλύτερη είναι η διαπερατότητα του δείγματος. Όπως προαναφέρθηκε, η εγκάρσια διαπερατότητα, και όχι η διαμήκης, είναι η μαγνητική ιδιότητα που ελέγχει τη σύνθετη αντίσταση, αφού το επιδερμικό φαινόμενο είναι μια συνέπεια των δινορρευμάτων που προκαλούνται στο δείγμα για την εξουδετέρωση της ροής του εναλλασσόμενου (εγκάρσιου) μαγνητικού πεδίου που προκαλείται από το ρέον ρεύμα.

Το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο H_0 , που επενεργεί στο δείγμα κατά μήκος της κατεύθυνσης του ρεύματος, καθορίζει το μέγεθος της εγκάρσιας διαπερατότητας, δηλαδή του μεγέθους της απόκρισης της μαγνήτισης στο εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο. Το Σχήμα 2.7β σχηματοποιεί την περίπτωση που το εναλλασσόμενο ρεύμα και το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο εφαρμόζονται σε κατεύθυνση κάθετη προς τον άξονα ανισοτροπίας.



Σχήμα 2.6: α) Η δομή του δείγματος και σχετικές ποσότητες. β) Η εγκάρσια διαπερατότητα μ_t καθορίζεται από την απόκριση της μαγνήτισης στο πεδίο h_t που δημιουργήθηκε από το ρεύμα. γ) Η μέγιστη σύνθετη αντίσταση επιτυγχάνεται στο H_k και η μέγιστη ευαισθησία στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο S_{MAX} [Garcia-Arribas (2013)]

Όταν η επίδραση του πεδίου H_0 στη μαγνήτιση αντισταθμίζει την επίδραση του πεδίου ανισοτροπίας H_k , τότε η μαγνήτιση είναι ελεύθερη να μετακινηθεί και η εγκάρσια διαπερατότητα είναι μέγιστη. Στο πεδίο αυτό, το βάθος διείσδυσης είναι ελάχιστο και εκεί γίνεται λήψη της μέγιστης αντίστασης. Έτσι, στην καμπύλη της σύνθετης αντίστασης ως συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου, η μέγιστη αντίσταση Z_{MAX} επιτυγχάνεται για ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο με μέγεθος κοντά στο πεδίο ανισοτροπίας H_k και η μέγιστη τιμή της ευαισθησίας της σύνθετης αντίστασης στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο λαμβάνεται για πεδία κάτω από το H_k , όπου η κλίση της καμπύλης $Z(H)$ είναι μεγαλύτερη (Σχήμα 2.7γ). Η τιμή της ευαισθησίας μπορεί να προσεγγισθεί με το:

$$s_{MAX} = \frac{\Delta Z_{MAX}}{H_k} \quad (2.16)$$

Όπου $\Delta Z_{MAX} = Z_{MAX} - Z(H = 0)$ είναι η μέγιστη διακύμανση που έχει η σύνθετη αντίσταση. Για έναν αισθητήρα που βασίζεται στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, η ευαισθησία αποτελεί βασική παράμετρο και, σύμφωνα με την εξίσωση 2.16, υπάρχουν δύο προφανείς τρόποι βελτίωσής της:

- i. μεγιστοποιώντας τη μέγιστη αντίσταση, δηλαδή, την αύξηση της εγκάρσιας ανισοτροπίας,
- ii. ή μειώνοντας την τιμή του πεδίου ανισοτροπίας.

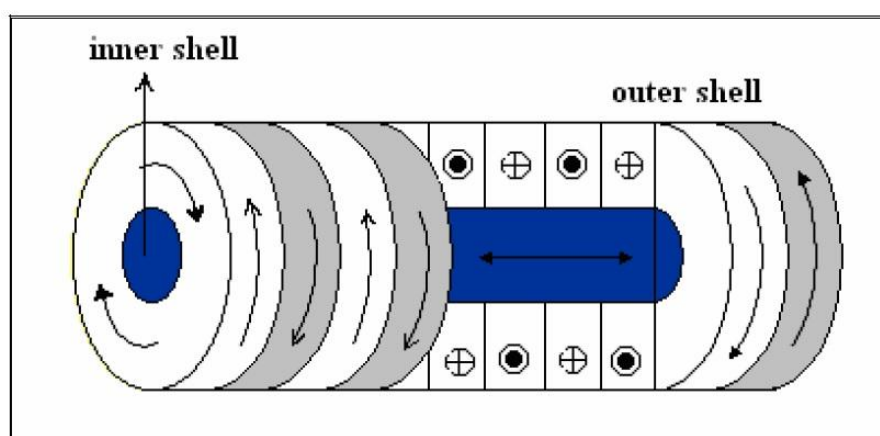
2.3 Το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε σύρματα

Έχει καταστεί πλέον σαφές ότι το φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης ελέγχεται κυρίως από την αποτελεσματική διαπερατότητα μ_{eff} . Μία από τις παραμέτρους που ελέγχουν το μέγεθος της διαπερατότητας είναι η μαγνητική ανισοτροπία του υλικού. Γενικά, η μαγνητική ανισοτροπία προκαλείται εξωγενώς. Αυτό μπορεί να γίνει με την εισαγωγή μηχανικών τάσεων ή εφελκυσμού, κατά τη διάρκεια της παραγωγής του υλικού, ή θερμικών κατεργασιών, όπως ανόπτηση, μετά την παραγωγή του υλικού. Τυπικά, για την περίπτωση των συρμάτων, η διαδικασία περιστροφής με τήξη εισάγει τάση στο δείγμα. Για ένα σημαντικό υψηλό αποτέλεσμα γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, προτιμώνται τα τοιχώματα των μαγνητικών περιοχών να είναι κάθετα στην κατεύθυνση του ρεύματος. Αυτό εξασφαλίζει ότι το εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο που παράγεται από το εναλλασσόμενο ρεύμα βρίσκεται στην κατεύθυνση του προτιμητέου άξονα για τη μαγνήτιση. Αυτό θα πρέπει επομένως να μεγιστοποιεί την αποτελεσματική διαπερατότητα του δείγματος μ_{eff} [Borge (2005)].

Η τάση εισάγεται με ταχεία σβέση (γρήγορη ψύξη ενός αντικειμένου σε νερό, λάδι ή αέρα για να αποκτήσει ορισμένες ιδιότητες το υλικό) των συρμάτων. Ως εκ τούτου, λόγω των διαφορετικών ρυθμών σβέσης στην επιφάνεια και στην κεντρική περιοχή του σύρματος, η δομή των μαγνητικών περιοχών αποτελείται

κυρίως από δύο περιοχές όπως φαίνεται στο παρακάτω Σχήμα 2.8. Ο εσωτερικός πυρήνας έχει μόνο μια μαγνητική περιοχή με αξονική μαγνήτιση που εκτείνεται κατά μήκος του σύρματος (έχουν βρεθεί και μελέτες στις οποίες η κεντρική περιοχή του δείγματος παρουσιάζει δύο αντιπαράλληλες περιοχές με αξονική μαγνήτιση, παρ' όλα αυτά με την εφαρμογή συνεχούς πεδίου όλες προσανατολίζονται στην κατεύθυνσή του και δεν διαδραματίζουν κάποιο ουσιαστικό ρόλο στο φαινόμενο), ενώ το εξωτερικό κέλυφος παρουσιάζει μια δομή πολλαπλών μαγνητικών περιοχών, με περιφερειακές μαγνητίσεις. Η τάση συμπίεσης σε συνδυασμό με την αρνητική μαγνητοσυστολή τείνει να ευθυγραμμίζει τις μαγνητικές ροπές σε περιφερειακή κατεύθυνση, κάτι που ευνοεί την ελαχιστοποίηση της ενέργειας του συστήματος.

Μια έρευνα του φαινομένου της μαγνητοεμπέδησης επί των άμορφων συρμάτων σιδήρου-πυριτίου-βόριου (FeSiB) από τους Takemura et al (1996) έδειξε ότι, με ελαφριά ανόπτηση των άμορφων συρμάτων, η δομή ακτινικού τομέα του σύρματος αποδυναμώνεται και αποδίδει μια περιφερειακή δομή μαγνητικών περιοχών, το οποίο οφείλεται στην επιφανειακή αποκρυστάλλωση. Αυτό οδηγεί σε αύξηση του αποτελέσματος της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, το οποίο έχει επίσης αναφερθεί από τους Atkinson et al (1995), και υπογραμμίζει τη σημασία της δομής των μαγνητικών περιοχών για το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης.



Σχήμα 2.7: Αρνητικά μαγνητοσυστολικό άμορφο σύρμα στο οποίο παρουσιάζεται η περιμετρική δομή του τομέα [Borge (2005)]

Για ένα ευθύ σύρμα ακτίνας r , αγωγιμότητας σ και διαπερατότητας μ , η έκφραση της σύνθετης αντίστασης όπως διατυπώθηκε και προηγουμένως δίνεται ως:

$$\frac{Z}{R_{DC}} = \frac{R + iX}{R_{DC}} = \frac{kr J_0(kr)}{2 J_1(kr)} \quad (2.17)$$

όπου J_i είναι η συνάρτηση Bessel i τάξης και $k = (1 + i)/\delta$.

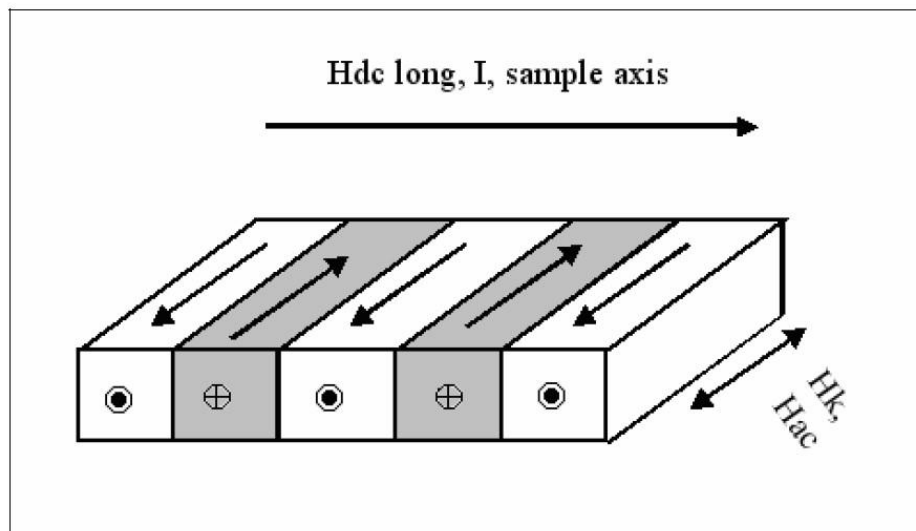
Για την περίπτωση που κάποιος βρίσκεται στην περιοχή υψηλών συχνοτήτων, όπου $\delta \ll r$, λαμβάνοντας ως $r \sim 1mm$ και $\delta \sim 1\mu m$, μπορεί να επεκτείνει τη συνάρτηση Bessel για να λάβει:

$$\frac{Z}{R_{DC}} = \frac{1 + i}{2\delta} \cdot r \quad (2.18)$$

Το εναλλασσόμενο ρεύμα που ρέει μέσω του σύρματος δημιουργεί ένα πεδίο οδήγησης στον προτιμητέο άξονα, το οποίο ευνοεί την κυκλική μαγνήτιση με κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών. Κατά την εφαρμογή του διαμήκους μαγνητικού πεδίου συνεχούς ρεύματος, η κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών καταστέλλεται και η περιστροφική συνιστώσα της μαγνήτισης αυξάνεται. Ως αποτέλεσμα αυτού, η περιφερειακή διαπερατότητα μειώνεται ραγδαία κατά την εφαρμογή του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Αυτή η εξάρτηση της περιφερειακής διαπερατότητας από το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο προκαλεί το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης στα σύρματα στις υψηλότερες συχνότητες όπου παρατηρείται και το επιδερμικό φαινόμενο.

2.4 Το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε λεπτές ταινίες (magnetic ribbons) και σε υμένα μονής στρώσης (single layer thin films)

Οι μεγαλύτεροι λόγοι μαγνητοεμπέδησης που έχουν αναφερθεί είναι για τα δείγματα συρμάτων, ωστόσο οι ταινίες με εκνεφώματα [εναπόθεση (μετάλλων) σε μια επιφάνεια χρησιμοποιώντας επιταχυνόμενα ιόντα ώστε να γίνει εκτόξευση σωματιδίων από ένα στόχο] έχουν ένα πλεονέκτημα λόγω της μεγαλύτερης δυνατότητας μείωσης του μεγέθους τους, σχηματοποίησης και αυξημένης αποτελεσματικότητας [Borge, (2002)].



Σχήμα 2.8: Διαμόρφωση μαγνητοεμπέδησης σε λεπτά υμένα μονής στρώσης [Borge, (2002)]

Πολλές προσπάθειες έχουν γίνει πρόσφατα για να αυξηθεί το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης στις λεπτές ταινίες και να γίνει συγκρίσιμο με το αποτέλεσμα στα σύρματα. Αρχικά μελετήθηκαν μονοεπίπεδα σιδηρομαγνητικά υμένα. Αργότερα κατασκευάστηκαν πολυστρωματικές δομές και μετρήθηκε το αποτέλεσμα της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης. Η γεωμετρία πολλαπλών στρωμάτων παρουσιάζει εμφανή αύξηση του φαινομένου της μαγνητοεμπέδησης εν συγκρίσει με τη γεωμετρία μονής στοιβάδας [Panina et al, (2000)].

Στη μονοστρωματική δομή, όταν το εναλλασσόμενο ρεύμα υψηλής συχνότητας διέρχεται από το δείγμα μαγνητικής ταινίας ή του λεπτού υμενίου,

παράγει γύρω του ένα μικρό εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο, σε κατεύθυνση κάθετη προς τη ροή του ρεύματος. Αν αυτή η κατεύθυνση είναι ρυθμισμένη κατά μήκος του προτιμητέου άξονα του δείγματος, το εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο ευνοεί την κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών. Όταν εφαρμόζεται ένα εξωτερικό συνεχές μαγνητικό πεδίο κατά τη διαμήκη κατεύθυνση, δηλαδή στην κατεύθυνση του δύσκολου άξονα του δείγματος, η κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών επιβραδύνεται περαιτέρω και ευνοείται η περιστροφή της μαγνήτισης. Κατά τη διάρκεια αυτής της διαδικασίας, η διαπερατότητα του μαγνητικού δείγματος μειώνεται μέχρι να φτάσει στον διαμήκη κορεσμό. Αυτή η αλλαγή της διαπερατότητας ανακλά την αλλαγή της σύνθετης αντίστασης μέσω του βάθους του επιδερμικού φαινομένου. Αυτό το φαινόμενο στις μαγνητικές ταινίες και στα λεπτά υμένια δεν είναι τόσο υψηλό σε σχέση με εκείνο στα σύρματα.

Όταν εφαρμόζεται ένα ρεύμα $I_0 e^{j\omega t}$ σε ένα υμένιο πάχους a , η σύνθετη αντίσταση γράφεται ως,

$$\frac{Z}{R_{DC}} = \frac{ka}{2} \cdot \coth\left(\frac{ika}{2}\right) \quad (2.19)$$

όπου R_{DC} είναι η συνεχούς ρεύματος αντίσταση του υμενίου,

$$k = \frac{1+i}{\delta} \quad (2.20)$$

Όπως προαναφέρθηκε παραπάνω, δ είναι το βάθος του επιδερμικού φαινομένου που δίνεται από την εξίσωση (2.10 ή 2.11 ανάλογα με την εξεταζόμενη περίπτωση)

Περίπτωση 1: Μαγνητο-επαγωγικό φαινόμενο χαμηλής συχνότητας $\frac{ka}{2} \ll 1$

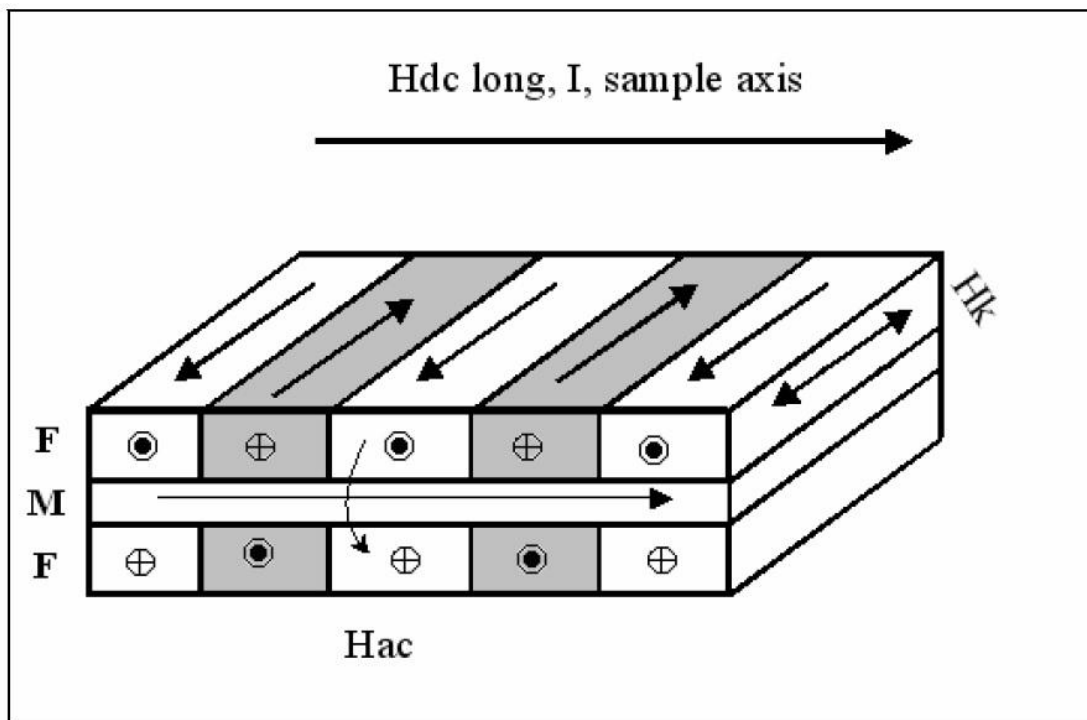
$$\frac{Z}{R_{DC}} = 1 - \frac{2i}{3} \cdot \left(\frac{a}{2\delta}\right)^2 \quad (2.21)$$

Περίπτωση 2: Φαινόμενο μαγνητοεμπέδησης υψηλής συχνότητας $\frac{ka}{2} \gg 1$

$$\frac{Z}{R_{DC}} = 1 - i \cdot \frac{a}{2\delta} \quad (2.22)$$

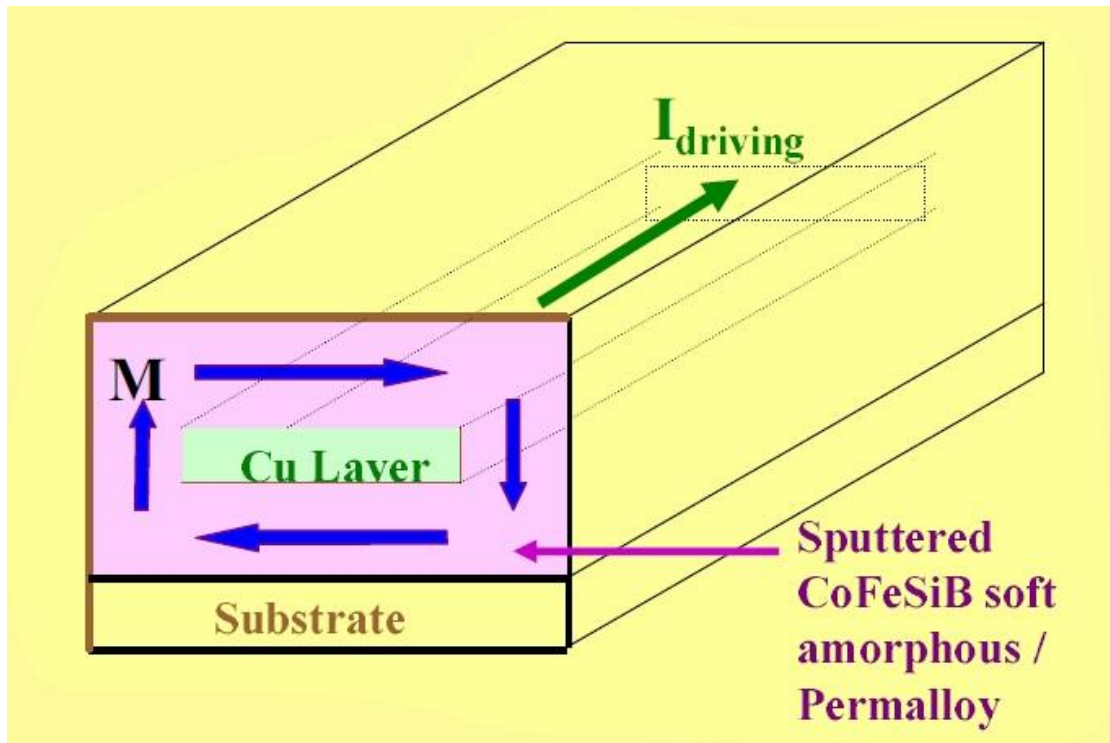
2.5 Το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε πολυστρωματικά υμένα και ταινίες.

Το μέγεθος του λόγου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης που λαμβάνεται στα υμένα μονού στρώματος είναι πολύ χαμηλό. Για να ενισχυθεί αυτό το αποτέλεσμα, κατασκευάστηκαν πολυστρωματικές δομές και μετρήθηκαν για τον λόγο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης που εμφανίζουν. Η γεωμετρία πολλαπλών στρωμάτων παρουσιάζει εμφανή αύξηση του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης εν συγκρίσει με τη γεωμετρία μονού στρώματος.



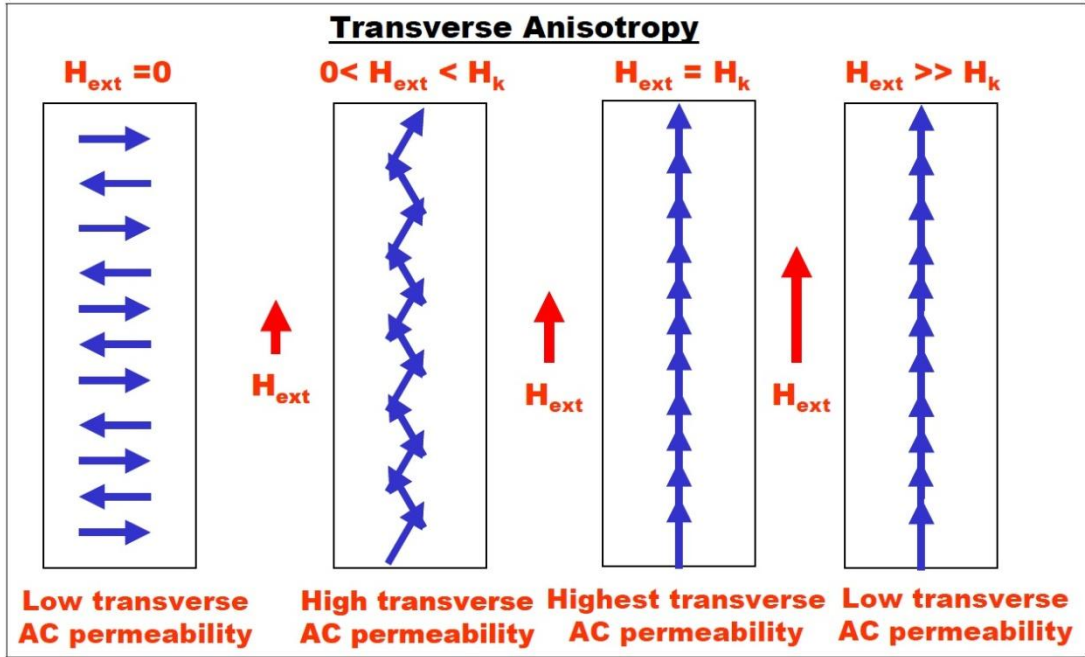
Σχήμα 2.9: Διαμόρφωση μαγνητοεμπέδησης σε λεπτές μεμβράνες πολλαπλών στρώσεων [Borge, (2002)]

Η πολυστρωματική δομή αποτελείται από ένα αγωγίμο στρώμα μεταξύ των δύο μαλακών σιδηρομαγνητικών στρωμάτων, δηλαδή F (σιδηρομαγνητικό) / M (αγωγίμο μέταλλο) / F (σιδηρομαγνητικό). Σε αυτή τη δομή, με επαρκώς μεγάλη διαφορά στην ειδική αντίσταση των στρωμάτων F και M, μπορούν να επιτευχθούν πολύ υψηλές αλλαγές στην αντίσταση. Με τη δομή πολλαπλών στρωμάτων, αρχίζουν να παρατηρούνται πολύ μεγάλες μεταβολές στη σύνθετη αντίσταση σε πολύ χαμηλότερες συχνότητες, λόγω της αύξησης της επαγωγικής αντίστασης των σιδηρομαγνητικών στρωμάτων (μεγαλύτερη από την αντίσταση του εσωτερικού αγωγίμου στρώματος). Το μεταλλικό στρώμα μεταφέρει το εναλλασσόμενο ρεύμα και δημιουργεί ροή στο γειτονικό μαγνητικό στρώμα, για αυτό και το αποτέλεσμα είναι ενισχυμένο σε μια πολυεπίπεδη γεωμετρία. Επίσης, εν συγκρίσει με τα υμένα γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης μονής στρώσης, οι δομές πολλών στρωμάτων χρειάζονται μικρότερη κατανάλωση ισχύος για τη δημιουργία του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου H_{ac} και, επίσης, επιτυγχάνεται ένα πιο ομοιόμορφο πεδίο.

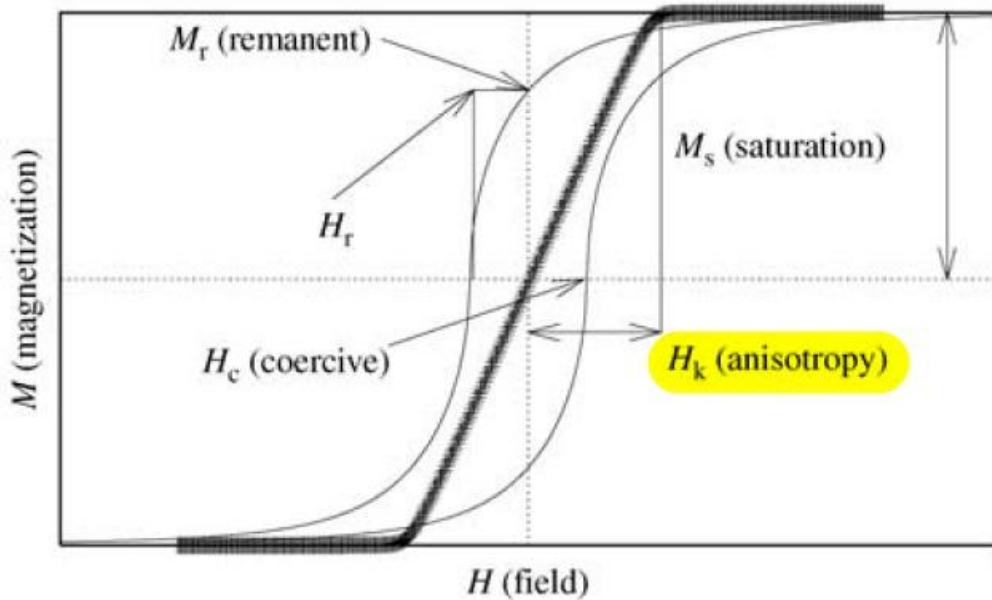


Σχήμα 2.10: Άλλη μια άποψη της διαμόρφωσης της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε λεπτά υμένα πολλαπλών στρώσεων [Vazquez, (2007)]

Όταν το ρεύμα διέρχεται μέσω του αγωγού, σύμφωνα με το νόμο του Ampere, δημιουργεί ένα μικρό εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο γύρω του, ανάλογο του μεγέθους της τιμής του ρεύματος που διέρχεται διαμέσου του. Όταν το εξωτερικό πεδίο είναι μηδέν, η δομή των μαγνητικών περιοχών είναι όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.12α. Κατά την εφαρμογή του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου σε μια κατεύθυνση κάθετη προς την κατεύθυνση του πεδίου που προκαλείται από το εναλλασσόμενο ρεύμα, η εγκάρσια εναλλασσόμενη διαπερατότητα αυξάνει όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.12β. Συνεχίζει να αυξάνεται μέχρι το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο να φτάσει μια τιμή ίση με το πεδίο της ανισοτροπίας των σιδηρομαγνητικών στρωμάτων, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.12γ.



Σχήμα 2.11 (α, β, γ, δ): Επεξήγηση συμπεριφοράς της διαπερατότητας υπό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο [Phan et al (2007)].



Σχήμα 2.12: Βρόχος υστέρησης και σχετικές ποσότητες [Tannous, (2004)]

Σε αυτό το σημείο, η διαπερατότητα φθάνει τη μέγιστη τιμή, επειδή οι περισσότερες μαγνητικές περιοχές είναι ήδη ρυθμισμένες στην εφαρμοζόμενη κατεύθυνση πεδίου, και η μαγνήτιση έχει φθάσει στον κορεσμό. Τώρα με την περαιτέρω αύξηση του εξωτερικού πεδίου, η διαπερατότητα μειώνεται γρήγορα καθώς η συμβολή της περιστροφής της μαγνήτισης αυξάνεται και κυριαρχεί αποτελεσματικά, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.12δ. Ο ρυθμός μείωσης της διαπερατότητας μειώνεται καθώς η περιστροφή της μαγνήτισης δεσπόζει σε ολόκληρη τη διαδικασία.

2.6 Διαμήκης και εκτός διαγωνίου (off-diagonal) γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση

Όπως έχει ήδη αναφέρει προηγουμένως, το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης είναι συνήθως κατανοητό ως μια σημαντική αλλαγή της σύνθετης αντίστασης $Z = R + iX$ (όπου R είναι το πραγματικό μέρος ή η αντίσταση, και X είναι το φανταστικό μέρος ή επαγωγική ηλεκτρική αντίσταση) ενός μαγνητικά μαλακού αγωγού υπό την επίδραση ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου H_0 .

Ωστόσο, στα σιδηρομαγνητικά μαγνητικά υλικά, η μαγνητική διαπερατότητα έχει μορφή τανυστή. Συνεπώς, το “βαθμωτό” μοντέλο της επίδρασης της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης έχει τροποποιηθεί σημαντικά για να ληφθεί υπόψη η μορφή τανυστή που λαμβάνει η μαγνητική διαπερατότητα και, ως εκ τούτου, εισήχθη ο τανυστής της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης [Makhnovskiy et al., (2001)], ο οποίος παρουσιάστηκε στο κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων ως εξής:

$$e = \xi h \text{ or } \begin{cases} e_z = \zeta_{zz} h_\varphi - \zeta_{z\varphi} h_z \\ e_\varphi = \zeta_{\varphi z} h_\varphi - \zeta_{\varphi\varphi} h_z \end{cases} \quad (2.23)$$

Το κυκλικό μαγνητικό πεδίο h_φ παράγεται από το υψηλής συχνότητας ρεύμα I_{ac} που διατρέχει το σύρμα. Στην επιφάνεια του σύρματος $h_\varphi = I_{ac}/2\pi r$, όπου r είναι η ακτίνα του σύρματος. Το διάμηκες μαγνητικό πεδίο h_z παράγεται από το ρεύμα I_c που διατρέχει το πηνίο διέγερσης, $h_z = N_1 I_c$ όπου N_1 είναι ο αριθμός των περιτυλίξεων του πηνίου διέγερσης.

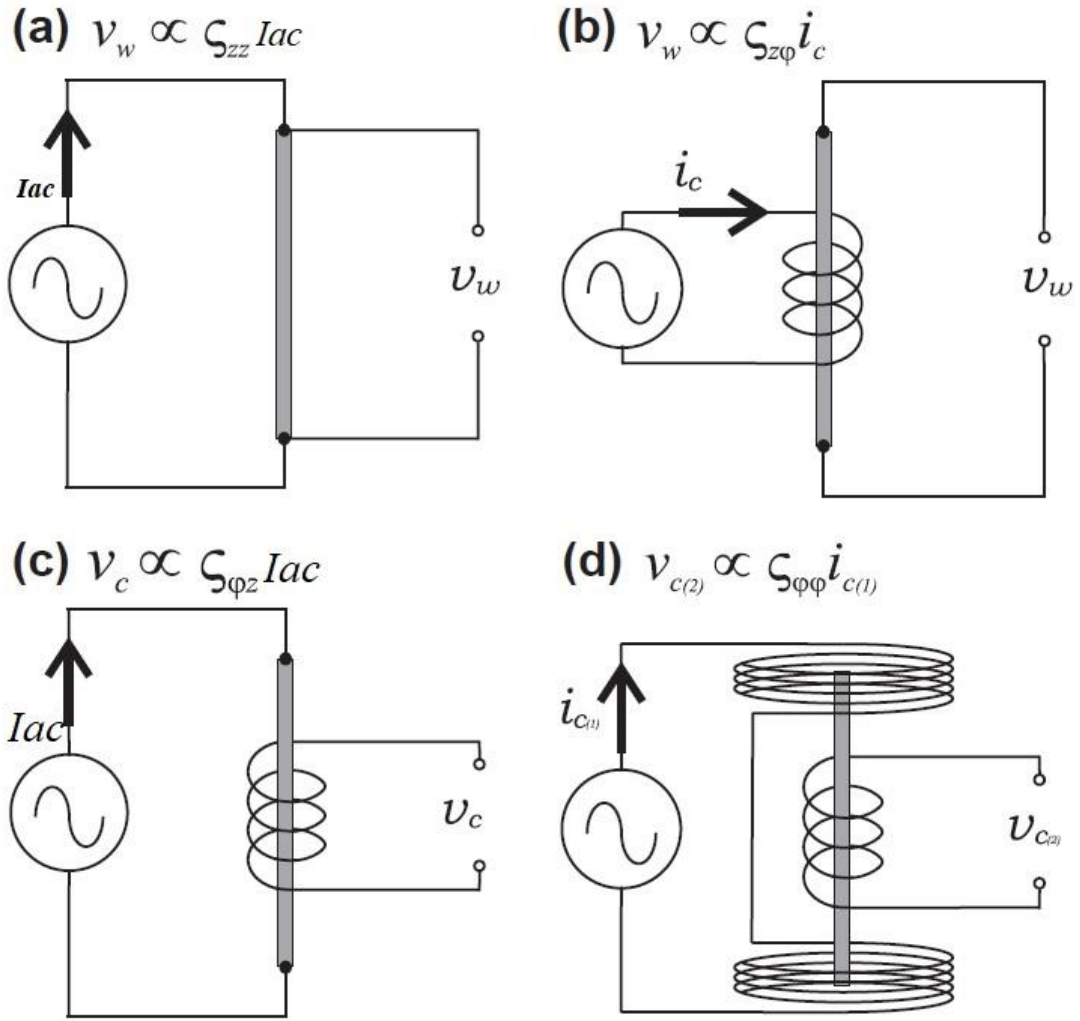
Πειραματικά, το διάμηκες και περιφερειακό ηλεκτρικό πεδίο στην επιφάνεια του σύρματος μπορεί να μετρηθεί ως η πτώση τάσης κατά μήκος του σύρματος V_w και της τάσης που επάγεται στο πηνίο λήψης V_c που είναι περιτυλιγμένο γύρω του [Mahnovskiy et al., (2006)].

Η τάση του πηνίου V_c προκαλείται λόγω των διεργασιών της μαγνήτισης, δηλαδή το κυκλικό μαγνητικό πεδίο δημιουργεί τόσο την περιφερειακή μαγνήτιση (υπεύθυνη για την τάση του σύρματος) όσο και τον αξονικό μαγνητισμό (υπεύθυνο για την τάση που επάγεται στο πηνίο), ενώ αν ισχύουν ορισμένες συνθήκες όπως το ισχυρό επιδερμικό φαινόμενο και η περιφερειακή δομή των μαγνητικών περιοχών, τότε και οι δύο αυτές τάσεις είναι πολύ ευαίσθητες στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο που εφαρμόζεται κατά μήκος του σύρματος [Yudanov et al (2015)].

$$v_w = e_z L = (\varsigma_{zz} h_\varphi - \varsigma_{z\varphi} h_z) L \quad (2.24)$$

$$v_c = e_\varphi L_c = (\varsigma_{\varphi z} h_\varphi - \varsigma_{\varphi\varphi} h_z) L_c \quad (2.25)$$

όπου L είναι το μήκος του σύρματος, και $L_c = 2\pi N_2$, είναι το συνολικό μήκος των N_2 περιτυλίξεων που βρίσκονται γύρω από το σύρμα. Οι διατάξεις για τη μέτρηση του τανυστή της εμπέδησης παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.14.



Σχήμα 2.13: Διατάξεις για την αποκάλυψη των συνιστωσών της μήτρας σύνθετης αντίστασης: διαμήκης διαγωνίος (α), εκτός διαγωνίου (β, γ) και της περιφερειακής διαγωνίου (δ) [Buschow (2013)]

Για τις παραπάνω συνιστώσες μπορεί να αποδειχθεί [Buschow (2013)] ότι είναι:

$$\zeta_{zz} = \frac{v_w}{h_\phi l} = \left(\frac{2\pi r}{L}\right) \left(\frac{v_w}{I_{ac}}\right) \quad (2.26)$$

$$s_{z\varphi} = \frac{v_w}{h_z L} = \left(\frac{1}{N_1 L} \right) \left(\frac{v_w}{i_c} \right) \quad (2.27)$$

$$s_{\varphi z} = \frac{v_c}{h_\varphi L_c} = \left(\frac{1}{N_2} \right) \left(\frac{v_c}{I_{ac}} \right) \quad (2.28)$$

$$s_{\varphi\varphi} = \frac{v_{c_2}}{h_z L_c} = \left(\frac{1}{N_1 L_c} \right) \left(\frac{v_{c_2}}{i_{c_2}} \right) \quad (2.29)$$

Από το Σχήμα 2.14 φαίνεται ότι η διαμήκης διαγώνιος συνιστώσα του τανυστή της εμπέδησης έχει την απλούστερη διάταξη, αλλά η εξάρτηση της από το πεδίο παρουσιάζει συμμετρική μορφή που γενικά δεν είναι κατάλληλη για εφαρμογές μαγνητικών αισθητήρων καθώς δεν επιτρέπει τον προσδιορισμό της κατεύθυνσης του εξωτερικού μαγνητικού πεδίο.

Οι εξισώσεις (2.24) και (2.25) μπορούν να κατανοηθούν ως μια γενίκευση του νόμου του Ohm, στον οποίο εισάγεται η έννοια του τανυστή της εμπέδησης \hat{Z} , ο οποίος συσχετίζει το διάνυσμα της τάσης $V = (V_w, V_c)$ με το διάνυσμα του ρεύματος $I = (I_{ac}, i_c)$

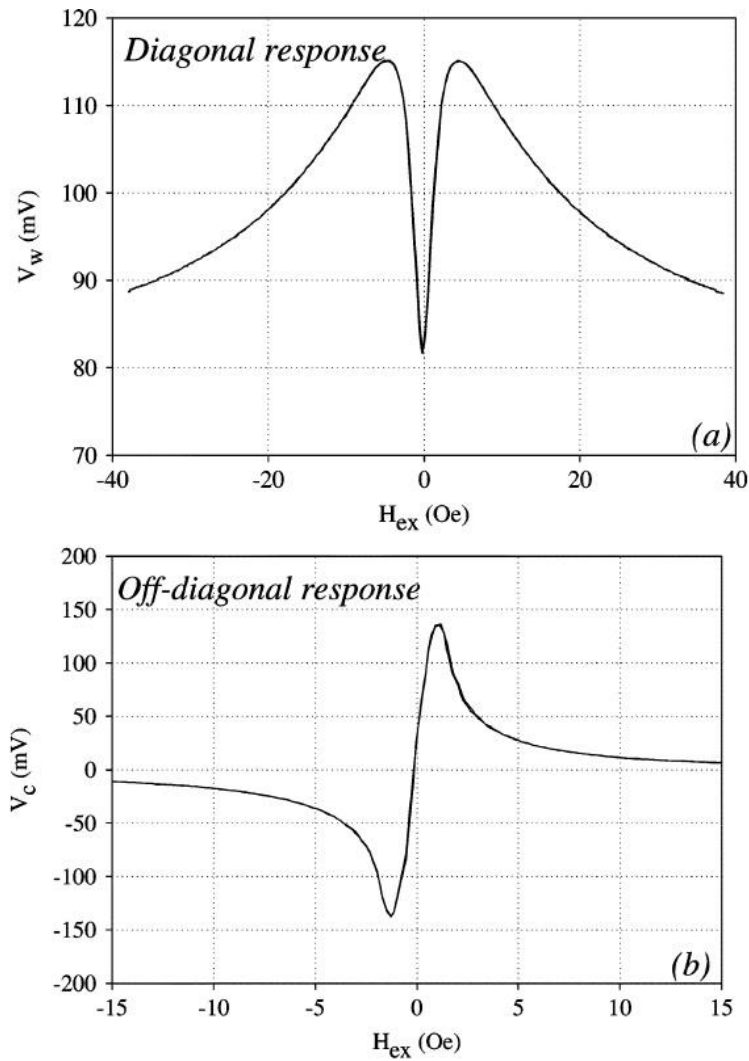
$$V = \hat{Z} i \quad \acute{\eta} \quad \begin{cases} V_w = Z_{zz} I_{ac} + Z_{z\varphi} i_c \\ V_c = Z_{\varphi z} I_{ac} + Z_{\varphi\varphi} i_c \end{cases} \quad (2.30)$$

Σε ένα σύρμα με μαγνήτιση ισορροπίας συνεχούς ρεύματος (dc) M_0 στην επιφάνειά του, η οποία είναι κεκλιμένη προς τον άξονα του σύρματος υπό γωνία θ , ο τανυστής της εμπέδησης στην επιφάνεια του σύρματος έχει μια απλή μορφή στο εύρος υψηλών συχνοτήτων. Λαμβάνοντας το αποτέλεσμα των Makhnovskly et al. [Makhnovskly et al, (2000)] για την προσέγγιση στο εύρος υψηλών συχνοτήτων για το $\hat{\xi}$ και συγκρίνοντας τις (2.24, 2.25 & 2.30) ο τανυστής της εμπέδησης \hat{Z} μπορεί να γραφτεί ως (σε μονάδες SI)

$$\hat{Z} = \begin{pmatrix} Z_{zz} & Z_{z\varphi} \\ Z_{\varphi z} & Z_{\varphi\varphi} \end{pmatrix} = \frac{(1-i)R_{dc}r}{2\delta} \cdot \begin{pmatrix} \sqrt{\mu_{eff}} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta & -2\pi\alpha N_1(\sqrt{\mu_{eff}} - 1)\sin\theta\cos\theta \\ 2\pi r N_2(\sqrt{\mu_{eff}} - 1)\sin\theta\cos\theta & -(2\pi r)^2 N_1 N_2(\sqrt{\mu_{eff}} \sin^2 \theta + \cos^2 \theta) \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

όπου $R_{dc} = \frac{\rho L}{\pi r^2}$ είναι η dc αντίσταση του σύρματος, $\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu_0}}$ είναι το βάθος του επιδερμικού φαινομένου, μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού και μ_{eff} είναι η αποτελεσματική περιφερειακή διαπερατότητα σε σχέση με την μαγνήτιση ισορροπίας M_0 .

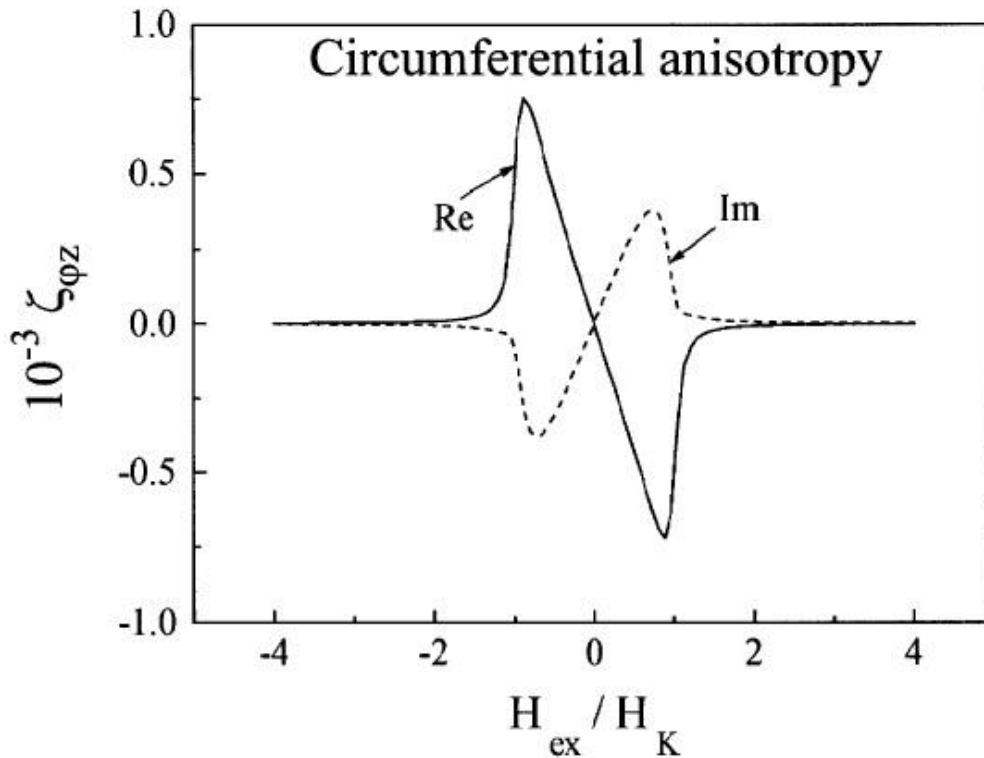
Παρατηρώντας την εξίσωση (2.31), μπορεί να γίνει ένα σημαντικό συμπέρασμα. Οι συνιστώσες του ταυστή εμπέδησης έχουν διαφορετική συμμετρία σε σχέση με τη μαγνήτιση ισορροπίας M_0 . Οι διαγώνιες συνιστώσες Z_{zz} και $Z_{\varphi\varphi}$ δεν αλλάζουν όταν η κατεύθυνση της μαγνήτισης ισορροπίας M_0 αντιστρέφεται. Αντίθετα, οι εκτός διαγωνίου συνιστώσες έχουν την ίδια λειτουργική εξάρτηση στη γωνία και αλλάζουν το πρόσημο μαζί με το M_0 . Συνεπώς, οι εκτός διαγωνίου συνιστώσες της εμπέδησης είναι αντισυμμετρικές σε σχέση με την μαγνήτιση ισορροπίας M_0 . Στην πραγματικότητα, η παράμετρος της διαπερατότητας μπορεί να εξαρτάται επίσης από τη γωνία μαγνητισμού θ , αλλά αυτό δεν αλλάζει το ανώτερο συμπέρασμα.



Σχήμα 2.14: Διαγώνιος διαμήκης πτώση τάσης V_w και η εκτός διαγωνίου επαγόμενη στο πηνίο λήψης τάση V_c [Sandacci et al. (2004)]

Σε ένα σύρμα με περιφερειακή ανισοτροπία, το αξονικό μαγνητικό πεδίο είναι ένα πεδίο δύσκολου άξονα, το οποίο θα παράγει μια γραμμική καμπύλη μαγνητίσεως στο εύρος $-H_k < H_{ex} < H_k$, όπου H_k είναι το πεδίο ανισοτροπίας. Επομένως, κάποιος αναμένει μια γραμμική συμπεριφορά στο πεδίο των εκτός διαγωνίου συνιστωσών σε αυτό το διάστημα πεδίων για μια τέτοια μαγνητική διαμόρφωση της διάταξης. Στην πραγματικότητα μπορεί να υπάρχει κάποια απόκλιση από τη γραμμικότητα λόγω της εξάρτησης από το πεδίο της παραμέτρου της αποτελεσματικής διαπερατότητας μ_{eff} . Εάν το σύρμα έχει μια δομή με περιφερειακές δομές μαγνητικών περιοχών, οι εκτός διαγωνίου συνιστώσες για τις οποίες λαμβάνεται ο μέσος όρος ως προς όλες τις δομές των μαγνητικών

περιοχών, μηδενίζονται λόγω του παράγοντα $\sin\theta$, ο οποίος έχει αντίθετο πρόσημο στις δομές μαγνητικών περιοχών με αντίθετο περιφερειακό μαγνητισμό.



Σχήμα 2.15: Μια τυπική εξάρτηση από το πεδίο της εκτός διαγωνίου εμπέδησης στο εύρος συχνοτήτων μεγαλύτερο των MHz για σύρματα με περιφερειακή δομή μαγνητικών περιοχών [Sandacci et al. (2004)].

Το παραπάνω υποδηλώνει ότι θα πρέπει να υπάρξει ένα συνεχές ρεύμα πόλωσης για την εξάλειψη της περιφερειακής δομής των μαγνητικών περιοχών, έτσι ώστε να ενισχυθεί και η επαγόμενη τάση V_c . Μια τυπική συμπεριφορά στο πεδίο της εκτός διαγωνίου εμπέδησης παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.16 [Buschow, (2013)]. Επιπλέον, το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης λαμβάνει αρκετά χαμηλές τιμές όσο πλησιάζει το μηδενικό μαγνητικό πεδίο. Ως εκ τούτου, σε εμπορικούς αισθητήρες γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, η εκτός διαγωνίου συνιστώσα του τανυστή της εμπέδησης, η οποία παρουσιάζει μια αντισυμμετρική εξάρτηση από το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, βρίσκει εφαρμογή. Ακόμη, μεταξύ των δύο εκτός διαγωνίου συνιστωσών του τανυστή της μαγνητοεμπέδησης, η

επιφανειακή συνιστώσα του τανυστή $\zeta_{\varphi z}$ [Zhukov et al, (2008)] που φαίνεται στο Σχήμα 2.14γ είναι η προτιμητέα διάταξη για την εφαρμογή σε μαγνητικούς αισθητήρες, διότι η αυτεπαγωγή του πηνίου στην $\zeta_{z\varphi}$ (Σχήμα 2.14β) περιορίζει σημαντικά το ρεύμα διέγερσης στις υψηλές συχνότητες, ενώ ακόμη όταν λαμβάνεται το σήμα από το πηνίο λήψης γύρω από το σύρμα υπάρχουν τα επιπλέον πλεονεκτήματα όπως η γραμμικότητα, η ενισχυμένη τάση εξόδου και η κατασκευή ενός κυκλώματος, το οποίο θα λειτουργεί στην συχνότητα συντονισμού του [Yudanov et al, (2015)].

Περαιτέρω σε αυτό το κεφάλαιο, θα θεωρηθούν οι διαμήκης διαγώνιος και εκτός διαγωνίου εμπεδήσεις Z_{zz} και $Z_{\varphi z}$ οι οποίες, όπως φαίνεται και από τις εξισώσεις, είναι ανάλογες με τις αντίστοιχες συνιστώσες του τανυστή εμπέδησης ζ_{zz} και $\zeta_{\varphi z}$ [Antonov et al, (1998)]. Η υστέρηση που παρατηρήθηκε σε αυτή την έρευνα προέρχεται πιθανότατα από μια πολύπλοκη δομή των μαγνητικών περιοχών στα σύρματα και τις ταινίες. Τα μικροσύρματα είναι γνωστό ότι εμφανίζουν μια πιο τακτική δομή στις μαγνητικές περιοχές τουλάχιστον στην επιφάνειά τους, όπου το ρεύμα υψηλής συχνότητας συγκεντρώνεται λόγω του επιδερμικού φαινομένου.

Μια άλλη ιδιαιτερότητα του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης στα λεπτά σύρματα είναι το υψηλό εύρος συχνοτήτων. Οι συζητούμενες επιδράσεις λαμβάνουν χώρα στην επιφάνεια του σύρματος, έτσι ώστε να παρατηρηθεί ένα ισχυρό επιδερμικό φαινόμενο (απαιτείται το επιδερμικό βάθος δ πρέπει να είναι πολύ μικρότερο από την ακτίνα του σύρματος r). Επίσης, στις υψηλές συχνότητες (πολύ πάνω του 1 MHz), η κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών μειώνεται δραματικά λόγω των δινορρευμάτων και η περιστροφή της μαγνήτισης γίνεται ο κυρίαρχος μηχανισμός που είναι υπεύθυνος για την γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση [Menard et al., (1998)].

Ο τανυστής επιφάνειας της εμπέδησης μπορεί να ληφθεί με την επίλυση των εξισώσεων Maxwell με σωστά καθορισμένες οριακές συνθήκες.

2.7 Θεωρητικά μοντέλα και περιοχές συχνοτήτων παρατήρησης του φαινομένου

2.7.1 Περιοχές συχνοτήτων παρατήρησης

Βάσει της συχνότητας (f) του εναλλασσόμενου ρεύματος οδήγησης, η γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση μπορεί χονδρικά να ταξινομηθεί στις ακόλουθες τέσσερις περιοχές συχνοτήτων [Kraus (2003), Phan (2008)]:

- i. Περιοχή πολύ χαμηλών συχνοτήτων (από 0 έως και 10 kHz), όπου μεγάλες μεταβολές στην τάση στα άκρα του δείγματος οφείλονται κυρίως στο λεγόμενο μαγνητο-επαγωγικό φαινόμενο και προκαλούνται συνήθως από μεγάλα άλματα Barkhausen στην κυκλική μαγνήτιση. Η συμπεριφορά του συστήματος στην περιοχή αυτή είναι αρκετά μη-γραμμική. Το επιδερμικό φαινόμενο είναι αρκετά ασθενές σε αυτή την περίπτωση. Η μεταβολή της σύνθετης αντίστασης του δείγματος κατά την εφαρμογή του (H_{dc}) προκύπτει κυρίως από τη συμβολή της αυτεπαγωγής X , η οποία είναι ανάλογη με την περιφερειακή διαπερατότητα (μ_ϕ) για έναν κυλινδρικό μαγνητικό αγωγό (δηλαδή για ένα μαγνητικό σύρμα) ή την εγκάρσια διαπερατότητα (μ_τ) για ένα επίπεδο μαγνητικό υμένιο (δηλαδή μια μαγνητική ταινία). Για πολύ μικρά σήματα, όπου το σύστημα θα μπορούσε να είναι γραμμικό, η απόκριση είναι πολύ μικρή και δύσκολα παρατηρήσιμη.
- ii. Περιοχή χαμηλών συχνοτήτων (μεταξύ ~ 10 kHz και 1 MHz), όπου το φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης προέρχεται κυρίως από τη μεταβολή του βάθους του επιδερμικού φαινομένου, λόγω ισχυρών αλλαγών στην αποτελεσματική μαγνητική διαπερατότητα που προκαλούνται από το εφαρμοζόμενο συνεχές μαγνητικό πεδίο. Αξίζει να σημειωθεί ότι ανάλογα με τη γεωμετρία του δείγματος, το προφίλ της μαγνητοεμπέδησης μπορεί να φτάσει στο ανώτατο σημείο του στην περιοχή των συχνοτήτων αυτών (π.χ., από 100 kHz έως 1 MHz), ως συνέπεια της συμβολής στη διαπερατότητα τόσο της κίνησης των μαγνητικών περιοχών όσο και της περιστροφής της μαγνήτισης στην μαγνητοεμπέδηση.

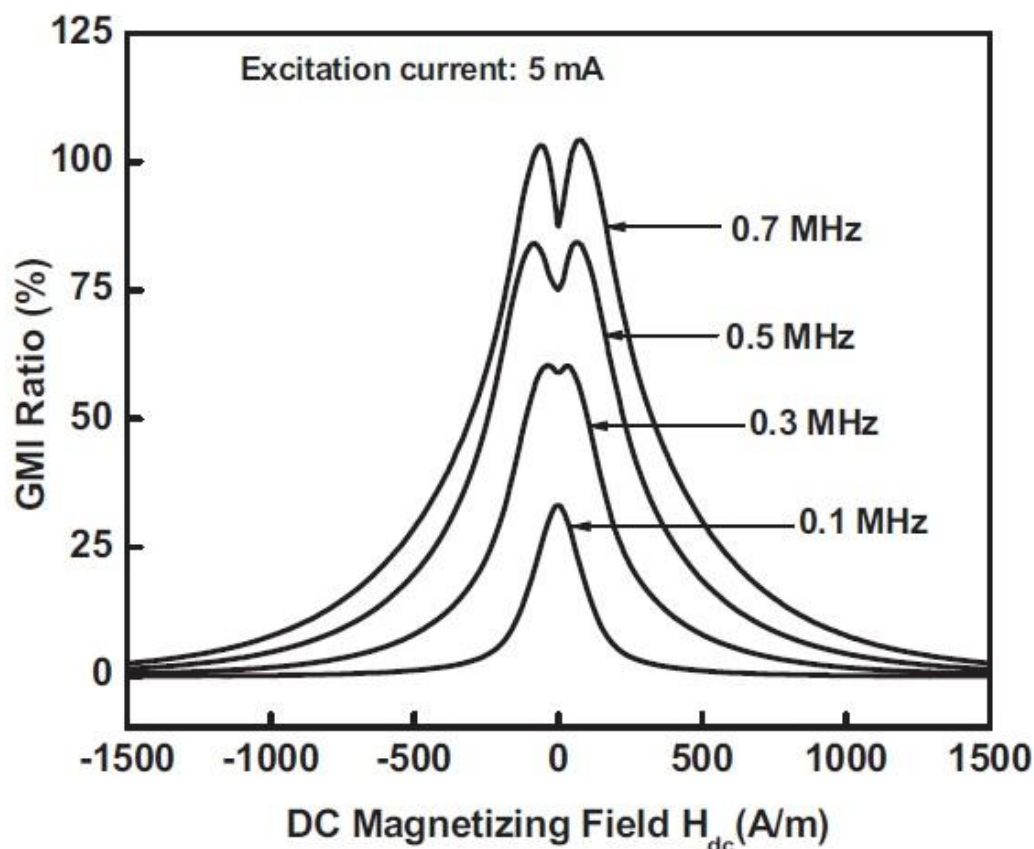
- iii. Περιοχή ενδιάμεσων συχνοτήτων (από 1 MHz έως και μερικές εκατοντάδες MHz). Στην περιοχή αυτή, οι κινήσεις των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών αρχίζουν να αποσβένονται από τα μικροσκοπικά δινορρέυματα eddy currents, και μόνο η περιστροφή της μαγνήτισης συνεισφέρει στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης.
- iv. Περιοχή υψηλών συχνοτήτων, της τάξης των GHz, όπου υπάρχει μόνο περιστροφή της μαγνήτισης και πιστεύεται ότι το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σχετίζεται με το γυρομαγνητικό φαινόμενο και τη σιδηρομαγνητική χαλάρωση. Τα μέγιστα προφίλ της μαγνητοεμπέδησης μετατοπίζονται προς υψηλότερα πεδία, όπου τα δείγματα έχουν ήδη κορεσθεί μαγνητικά [Menard et al. (1998), Yelon et al. (1996)]. Ισχυρές αλλαγές στο βάθος του επιδερμικού φαινομένου προκαλούνται από τον ίδιο μηχανισμό όπως και στον σιδηρομαγνητικό συντονισμό.

Πριν συνεχισθεί η ανάλυση θα πρέπει να επισημανθούν τα εξής: Όπως διαπιστώθηκε, είναι δυνατόν να διαχωρισθεί το φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης σε περιοχές υψηλών και χαμηλών συχνοτήτων. Είναι γενικά αποδεκτό ότι η αναφορά του φαινομένου ως γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση, συνήθως εννοείται ότι το επιδερμικό φαινόμενο είναι ισχυρό και προκαλεί πολύ μεγαλύτερες μεταβολές στην σύνθετη αντίσταση. Αντίθετα, στις χαμηλές συχνότητες, όπου η επίδραση του επιδερμικού φαινομένου είναι ασθενής ή ανύπαρκτη, η συνήθης ονομασία είναι φαινόμενο της μαγνητοεπαγωγής, ή πιο σωστά μαγνητικό επαγωγικό φαινόμενο [Ali M. (1999)]. Ακόμη, όταν το βάθος διείσδυσης του επιδερμικού φαινομένου γίνεται λιγότερο από το ήμισυ του πάχους της ταινίας ή της ακτίνας του σύρματος, η συχνότητα αποκοπής στην οποία συμβαίνει αυτό και αρχίζει το φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης ονομάζεται κρίσιμη συχνότητα [Sula et al. (2018)].

2.7.2 Θεωρητικά μοντέλα εξήγησης του φαινομένου

Τα θεωρητικά μοντέλα μπορούν να διαχωρισθούν σε τρεις κατηγορίες, ανάλογα με τα διαστήματα–περιοχές συχνοτήτων που αναφέρθηκαν παραπάνω.

Στη συνέχεια, θα παρουσιαστούν και θα εξεταστούν τα θεωρητικά μοντέλα της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, τα οποία αντιπροσωπεύουν κάθε μία από τις προαναφερθείσες συχνότητες.

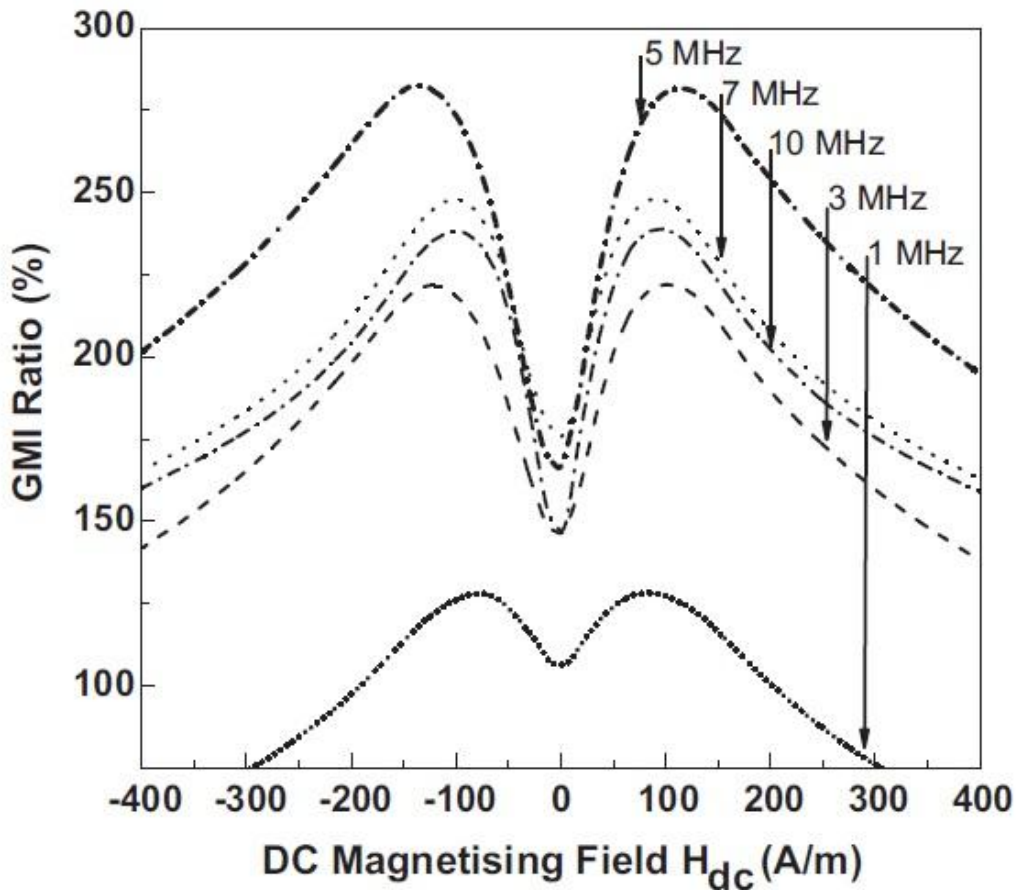


Σχήμα 2.16: Αναλογία της μαγνητοεμπέδησης ως συνάρτηση του συνεχούς μαγνητικού πεδίου (H_{dc}) στην περιοχή συχνοτήτων 0.1-0.7 MHz. [Das et al. (2014)]

2.7.2.1 Ημιστατικά μοντέλα

Τα ημιστατικά μοντέλα (Quasi-static Model) έχουν προταθεί με βάση την υπόθεση ότι η συχνότητα μέτρησης είναι αρκετά μικρή ώστε να επιτευχθεί μια κατάσταση ισορροπίας του συστήματος για κάθε χρονική στιγμή [Tannous (2004), Machado & Rezende (1996), Atkinson et al. (1998)]. Χρησιμοποιώντας αυτή την υπόθεση, είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθούν οι εξισώσεις (2.8) και (2.9) με την

αποτελεσματική μαγνητική διαπερατότητα ή ευαισθησία υπολογιζόμενη από την εξίσωση (2.7), όπου $\omega = 0$. Αυτή η διαδικασία είναι ισοδύναμη με την ελαχιστοποίηση την ενέργειας.



Σχήμα 2.17: Ο λόγος της μαγνητοεμπέδησης που λαμβάνεται στην περιοχή συχνοτήτων 1-10 MHz ως συνάρτηση του συνεχούς μαγνητικού πεδίου H_{dc} .

Έχει δειχθεί θεωρητικά ότι όταν ο προτιμητέος άξονας είναι κάθετος προς τον άξονα του δείγματος, τότε η συμβολή της περιφερειακής/εγκάρσιας διαπερατότητας στην μαγνητοεμπέδηση οφείλεται κυρίως σε μετατοπίσεις των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών εάν τα τοιχώματα των μαγνητικών περιοχών είναι εύκολα μετακινήσιμα [Tannous (2004), Kraus (2003)]. Διαφορετικά, η συμβολή της περιφερειακής/εγκάρσιας διαπερατότητας στα αποτελέσματα της μαγνητοεμπέδησης προέρχεται κυρίως από την περιστροφή της μαγνήτισης, όταν ο προτιμητέος άξονας είναι παράλληλος με τον άξονα του

αγωγού. Γενικά, το ημιστατικό μοντέλο μπορεί να περιγράψει τα βασικά χαρακτηριστικά της μαγνητοεμπέδησης σε σχετικά χαμηλές περιοχές συχνοτήτων όχι μόνο για υμένα, αλλά και για σύρματα και ταινίες, αλλά δεν μπορεί να ερμηνεύσει την εξάρτηση από τη συχνότητα και των άλλων ιδιοτήτων της μαγνητοεμπέδησης στις περιοχές ενδιάμεσων και υψηλών συχνοτήτων. Ο λόγος γι' αυτό έγκειται στις αρχικές παραδοχές που έγιναν για το μοντέλο.

2.7.2.2 Απόσβεση των μετακινήσεων των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών λόγω δινορρευμάτων (eddy currents model)

Γενικά, και οι μετακινήσεις των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών αλλά και η περιστροφή της μαγνήτισης συνεισφέρουν στην μαγνητική ευαισθησία [Kraus (2003)]:

$$\chi_t = \chi_{t,dw} + \chi_{t,rot} \quad (2.32)$$

Το ημιστατικό μοντέλο μπορεί να εξηγήσει το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης μόνο σε περιοχές αρκετά χαμηλών συχνοτήτων, όπου το λεγόμενο επιδερμικό φαινόμενο είναι πολύ αδύναμο και οι μετακινήσεις των μαγνητικών τοιχωμάτων δεν έχουν υποστεί απόσβεση ακόμη λόγω δινορρευμάτων. Ωστόσο, στις υψηλότερες συχνότητες, όταν και το επιδερμικό φαινόμενο κυριαρχεί, πρέπει να ληφθεί υπόψη η συμβολή της περιφερειακής/εγκάρσιας διαπερατότητας στην μαγνητοεμπέδηση, εκτός από τον σημαντικό ρόλο που διαδραματίζει το επιδερμικό φαινόμενο [Panina et al. (1994), Panina et al. (1995), Atkinson et al. (1998)]. Σε αυτό το πλαίσιο, οι L. Panina et al. [Panina et al. (1995)] έχουν προτείνει το μοντέλο των δινορρευμάτων, το οποίο υπολογίζει την περιφερειακή διαπερατότητα για μια περιοδική δομή περιοχών που μοιάζει με μπαμπού στα κυλινδρικά σύρματα. Αξίζει να σημειωθεί ότι οι συγγραφείς επεκτάθηκαν, σε μια αποτελεσματική προσέγγιση, της ισχύος των εξισώσεων (2.8) και (2.9), στην περίπτωση ενός ανομοιογενούς μαγνητισμού, που προκύπτει από τη δομή των περιοχών. Εδώ, τα δινορρεύματα που δημιουργούνται

από τις κινούμενες περιοχές, υπολογίζονται κατά μέσο όρο στην κλίμακα των περιοχών, με αποτέλεσμα να προκύπτει η εξάρτηση από τη συχνότητα της σύνθετης διαπερατότητας στην εξίσωση (2.10), που περιγράφει την αποσβενόμενη κίνηση των μαγνητικών περιοχών, που χαρακτηρίζεται από μια συχνότητα χαλάρωσης, ω_{dw} . Στην πραγματικότητα, οι διεργασίες μαγνήτισης μπορούν να συμβούν εξαιτίας όχι μόνο της κίνησης των μαγνητικών περιοχών, αλλά και της περιστροφής του spin. Εν τω μεταξύ, εγείρονται οι απώλειες που συνοδεύουν την περιστροφή του spin, και γι' αυτό εισάγεται και μία άλλη παράμετρος χαλάρωσης, η ω_{rot} . Γενικότερα, η χαλάρωση από την περιστροφή της μαγνήτισης είναι πολύ γρηγορότερη από αυτή από την κίνηση των μαγνητικών περιοχών και κατά συνέπεια ισχύει ότι $\omega_{rot} \gg \omega_{dw}$. Σε σχετικά χαμηλές συχνότητες, $\omega < \omega_{dw}$, η μείωση της διαπερατότητας με τη συχνότητα σχετίζεται με την αποσβενόμενη κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων λόγω των δινορρευμάτων.

Έχει αποδειχθεί ότι, σε χαμηλές συχνότητες, η εξάρτηση της σύνθετης αντίστασης από το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο συνδέεται με το εσωτερικό μέρος της επαγωγής X , το οποίο είναι ανάλογο με την στατική περιφερειακή διαπερατότητα, μ_ϕ . Έχει επίσης τονισθεί ότι οι απώλειες λόγω των δινορρευμάτων είναι πολύ μικρότερες σε ένα δείγμα με μορφή σύρματος και με δομή κυκλικού τομέα από ό,τι σε μια δομή με ραβδωτές μαγνητικές περιοχές [Panina et al. (1994), Panina et al. (1995)]. Αυτό εξηγεί γιατί η διαπερατότητα διατηρεί την αξία της σε υψηλότερες συχνότητες. Στην περίπτωση υψηλών συχνοτήτων ($r \gg \delta_m$ και $\omega_{dw} < \omega \ll \omega_{rot}$), και το R και το X εξαρτώνται από το μ_ϕ και συνεπώς συμβάλλουν στη συμπεριφορά του φαινομένου της μαγνητοεμπέδησης. Η επίδραση του επιδερμικού φαινομένου κυριαρχεί σε αυτή την περίπτωση και η σύνθετη αντίσταση είναι ανάλογη της τετραγωνικής ρίζας της συχνότητας και της κυκλικής διαπερατότητας, $Z \propto \sqrt{(\omega \cdot \mu_\phi)}$. Καθώς η συχνότητα αυξάνεται περαιτέρω ($\omega > \omega_{rot}$), ο όρος της αντίστασης γίνεται μεγαλύτερος και συμβάλλει στη συνολική εμπέδηση Z . Στην περίπτωση αυτή, η σύνθετη αντίσταση είναι ανεξάρτητη από το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο (H_{dc}), επειδή η διαπερατότητα είναι ανεξάρτητη του μαγνητικού πεδίου [Atkinson (1995)]. Γενικά, το μοντέλο των δινορρευμάτων εξήγησε με επιτυχία τα βασικά χαρακτηριστικά του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης και τα περισσότερα πειραματικά αποτελέσματα στην περιοχή συχνοτήτων από 100 kHz έως 30 MHz.

2.7.2.3 Μοντέλο περιοχών (domain models)

Το μοντέλο περιοχών θεωρείται μια πιο αυστηρή αντιμετώπιση του προβλήματος εξήγησης του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε ένα μεταλλικό μαλακό μαγνητικό σύρμα με περιοδικές μαγνητικές περιοχές, από το μοντέλο των δινορρευμάτων. Το μοντέλο προτάθηκε αρχικά από τον Chen et al. [Chen et al. (1998) & (1999)] και επέτρεψε σε κάποιον να ερμηνεύσει ποιοτικά τις καμπύλες της μαγνητοεμπέδησης με μία και δύο κορυφές καθώς και ορισμένα πειραματικά αποτελέσματα για τη μελέτη της μαγνητοεμπέδησης στα άμορφα σύρματα. Αν και οι θεωρητικοί υπολογισμοί για την εμπέδηση (Z) ήταν αρκετά συνεπείς με τα πειραματικά δεδομένα, βρέθηκε μια κακή συμφωνία μεταξύ των θεωρητικών προβλέψεων και των πειραματικών δεδομένων της περιφερειακής διαπερατότητας. Το πρόβλημα αυτό επιλύθηκε πρόσφατα από τους Betancourt et al. [Betancourt et al. (2003)] τροποποιώντας τα προτεινόμενα μοντέλα μαγνητικών περιοχών [Chen et al. (1998)], στα οποία για τον υπολογισμό της περιφερειακής διαπερατότητας χρησιμοποιήθηκε μόνο ο φορμαλισμός της σύνθετης επαγωγής (X) αντί για τη χρήση των εξισώσεων του Z . Μια συσχέτιση μεταξύ της αυτεπαγωγής και της διαπερατότητας δημιουργήθηκε, επιτρέποντας έτσι την αξιολόγηση της περιφερειακής διαπερατότητας ως μια συνάρτηση της συχνότητας και ως εκ τούτου την επίλυση του νόμου διασποράς. Ωστόσο, τα μοντέλα περιοχών δεν μπορούσαν να εξηγήσουν ικανοποιητικά τον υποκείμενο μηχανισμό των διασπορών χαλάρωσης των φασμάτων της διαπερατότητας σε άμορφα μαγνητικά υλικά. Σε αυτό το πλαίσιο, οι Kim et al. [Kim et al. (2000), Yoon et al. (2001)] πρότειναν ένα φαινομενολογικό μοντέλο που επιτρέπει σε κάποιον να διαχωρίσει τα συστατικά της αναστρέψιμης κίνησης των μαγνητικών περιοχών και της περιστροφής του μαγνητισμού στα φάσματα της διαπερατότητας (ή ευαισθησίας) των άμορφων μαγνητικών συρμάτων και ταινιών. Αυτές οι μελέτες παρέχουν μια βασική φυσική κατανόηση της ρεαλιστικής συμβολής της κίνησης των μαγνητικών περιοχών και των διεργασιών περιστροφής της μαγνήτισης στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, για ένα μικρό πεδίο οδήγησης.

Σε γενικές γραμμές, τα μοντέλα των δινορρευμάτων και των περιοχών έχουν εξηγήσει με επιτυχία πολλά βασικά χαρακτηριστικά του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε συχνότητες κάτω των 100 MHz. Όταν μια

υψηλή συχνότητα οδηγεί σε βάθος επιδερμικού φαινομένου συγκρίσιμο με το μήκος ανταλλαγής, και τα δύο μοντέλα είναι ανακριβή [Menard et al. (1998)]. Αυτό επειδή ο φερρομαγνητικός συντονισμός συμβαίνει σε υψηλές συχνότητες $f \sim 1$ GHz και γίνεται ο κύριος παράγοντας για τη συμπεριφορά του φαινομένου της μαγνητοεμπέδησης [Menard et al. (1998)]. Σε αυτό το πλαίσιο, τα μοντέλα υψηλών συχνοτήτων, συμπεριλαμβανομένων των ηλεκτρομαγνητικών μοντέλων και των μοντέλων ανταλλαγής αγωγιμότητας, θα πρέπει να λαμβάνονται υπ' όψιν.

2.7.2.4 Μοντέλα υψηλών συχνοτήτων της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης

Έχει αποδειχθεί, τόσο θεωρητικά, όσο και πειραματικά, ότι οι κινήσεις των μαγνητικών τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών σε τυπικά μαλακά μαγνητικά μέταλλα σταματάνε στην περιοχή συχνοτήτων μερικών εκατοντάδων kHz έως μερικών MHz. Έτσι, η συνεισφορά των κινήσεων των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών μπορεί να παραληφθεί και μόνο η περιστροφή της μαγνήτισης να ληφθεί υπόψιν. Τότε οι διαδικασίες που είναι γνωστές από τον φερρομαγνητικό συντονισμό είναι κατάλληλες για την λύση των εξισώσεων (2.6, 2.7). Στα παρακάτω, τα μοντέλα υψηλών συχνοτήτων θα χωρισθούν σε δύο κατηγορίες με βάση εάν λαμβάνουν υπόψη την σχέση αλληλεπίδρασης στο αποτελεσματικό πεδίο H_{eff} ή όχι.

2.7.2.4.1 Ηλεκτρομαγνητικά μοντέλα

Το ηλεκτρομαγνητικό μοντέλο έχει προσεγγίσει τη λύση των εξισώσεων (2.6) και (2.7) χρησιμοποιώντας τις θεωρητικές διαδικασίες του σιδηρομαγνητικού συντονισμού (FMR), χωρίς να λαμβάνει υπ' όψιν τις αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής στο αποτελεσματικό πεδίο [Phan et al. (2008)]. Η σχέση μεταξύ της μαγνητοεμπέδησης και του σιδηρομαγνητικού συντονισμού έχει αναφερθεί από τους Yelon et al. [Yelon et al. (1996)] για μαγνητικά κορεσμένα δείγματα. Η απορρόφηση ενέργειας νοείται ως αύξηση της σύνθετης αντίστασης στην ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που εμφανίζεται στη συχνότητα συντονισμού,

$$\omega_r = \gamma\mu \sqrt{[(H + M_s)(H + \frac{2K}{\mu M_s})]} \quad (2.33)$$

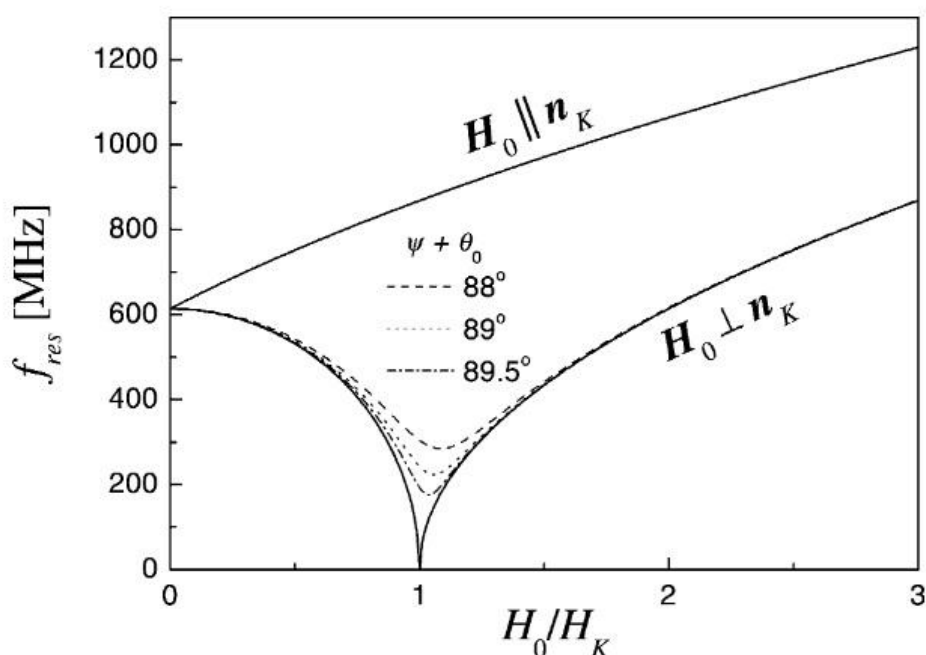
με το γ και K να είναι ο γυρομαγνητικός λόγος και η σταθερά ανισοτροπίας αντίστοιχα. Εδώ, η περιφερειακή/εγκάρσια διαπερατότητα δείχνει μια συμπεριφορά συντονισμού με το μέγιστο του φανταστικού μέρους και την αλλαγή του προσήμου του πραγματικού μέρους στο πεδίο συντονισμού να καθορίζεται από τη συνθήκη του σιδηρομαγνητικού συντονισμού [Machado et al. (1999)]. Στο πεδίο συντονισμού, η αποτελεσματική διαπερατότητα αυξάνεται δραστικά και το βάθος του επιδερμικού φαινομένου είναι πολύ μικρό. Σε μια δεδομένη συχνότητα, η αύξηση του συνεχούς μαγνητικού πεδίου (H_{dc}) οδηγεί σε μία μετατόπιση της συχνότητας συντονισμού, και ως εκ τούτου μειώνει τη διαπερατότητα και οδηγεί σε ένα αξιοσημείωτο φαινόμενο μαγνητοεμπέδησης. Το βάθος του επιδερμικού φαινομένου φτάνει την ελάχιστη τιμή του ($\sim 0.1 \mu\text{m}$)

$$\delta_{MIN} = \sqrt{\frac{a_0\rho}{\gamma\mu M_s}} \quad (2.34)$$

και η μαγνητοεμπέδηση φτάνει τη μέγιστη τιμή της. Η μέγιστη τιμή της μαγνητοεμπέδησης, η οποία υπολογίζεται χρησιμοποιώντας το αποτέλεσμα από την εξίσωση (2.34), είναι ανεξάρτητη από τη συχνότητα, και το μέγεθός της (δηλαδή της τάξης $\sim 10^3$) είναι πολύ μεγαλύτερο από αυτό που λήφθηκε πειραματικά [Knobel et al. (2003)]. Αυτό προκύπτει από το γεγονός ότι οι μετρήσεις του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης διεξάγονται συνήθως σε συχνότητες μικρότερες των 100 MHz, όπου μια τέτοια κατάσταση γυρομαγνητικού συντονισμού δεν μπορεί να ικανοποιηθεί [Yelon et al. (1996)]. Επιπλέον, το μέγεθος της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης που υπολογίζεται από το ηλεκτρομαγνητικό μοντέλο μπορεί να ληφθεί μόνο σε μονοαξονικά μαγνητικά υλικά με τη προτιμητέα κατεύθυνση της ανισοτροπίας ακριβώς κάθετα προς τον άξονα του δείγματος και το εφαρμοζόμενο συνεχές μαγνητικό πεδίο. Ωστόσο, στα πραγματικά υλικά υπάρχει πάντα μια απόκλιση του προτιμητέου άξονα από την

κάθετη κατεύθυνση της ανισοτροπίας [Tannous et al (2004)]. Αυτός είναι ο λόγος για τον οποίο υπάρχει αυτή η σημαντική διαφορά μεταξύ των πειραματικά παρατηρούμενων και θεωρητικά υπολογισμένων τιμών της μαγνητοεμπέδησης. Παρ' όλα αυτά αξίζει να σημειωθεί ότι στην περιοχή των GHz τα πειραματικά παρατηρούμενα δεδομένα της μαγνητοεμπέδησης παρουσιάζουν μια αρκετά καλή συμφωνία με τα θεωρητικά προβλεπόμενα [Yelon et al. (1996), Brittel et al. (2000)], δεδομένου ότι η κατάσταση σιδηρομαγνητικού συντονισμού μπορεί να ικανοποιηθεί σε αυτή την περιοχή συχνοτήτων [Machado et al. (1999)].

Η συχνότητα συντονισμού έναντι του εφαρμοζόμενου πεδίου, υπολογιζόμενη για παραμέτρους υλικών που είναι χαρακτηριστικές για τα χαμηλά μαγνητοσυστολικά άμορφα κράματα, παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.19.



Σχήμα 2.18: Συχνότητες συντονισμού μιας ταινίας με μόνο μια μαγνητική περιοχή και με ένα επίπεδο [Kraus (2003)].

Όπως φαίνεται, για συχνότητες μικρότερες από 100 MHz η συνθήκη συντονισμού δεν μπορεί να ικανοποιηθεί εύκολα. Αυτό ικανοποιείται όταν $H_0 \approx H_k$, και μόνο αν ο άξονας ανισοτροπίας είναι ακριβώς κάθετος προς την κατεύθυνση πεδίου

συνεχούς ρεύματος. Η οποιαδήποτε απόκλιση ή διακύμανση της κατεύθυνσης του άξονα της ανισοτροπίας από τον προτιμητέο άξονα μειώνει ουσιαστικά τον λόγο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης στις χαμηλότερες συχνότητες. Αυξανόμενης της συχνότητας, αυτές οι επιδράσεις καθίστανται λιγότερο σημαντικές και στην περιοχή των GHz οι πειραματικά παρατηρούμενοι λόγοι της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης ικανοποιούν τη θεωρητική πρόβλεψη.

Γενικά, το ηλεκτρομαγνητικό μοντέλο μπορεί να ερμηνεύσει ποιοτικά τα βασικά χαρακτηριστικά του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης και τα περισσότερα από τα πειραματικά δεδομένα στην περιοχή των υψηλών συχνοτήτων. Ωστόσο, μερικές πτυχές του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης δεν μπορούν να επιλυθούν πλήρως χρησιμοποιώντας αυτό το μοντέλο, διότι ο ρόλος των αλληλεπιδράσεων ανταλλαγής στο πραγματικό πεδίο παραμελούνται [Menard et al. (1998) & (2000)].

2.7.2.4.2 Μοντέλο ανταλλαγής αγωγιμότητας (Exchange-conductivity)

Εκτός από το ρόλο που παίζουν οι αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής στο ηλεκτρομαγνητικό μοντέλο, το μοντέλο ανταλλαγής αγωγιμότητας λογαριάζει και την ακαμψία των ανταλλαγών αυτών [Paton (1976)]. Σαν αποτέλεσμα, όταν ο όρος της ανταλλαγής εισέρχεται στο αποτελεσματικό μαγνητικό πεδίο (H_{eff}), οι εξισώσεις Landau–Lifshitz και Maxwell (2.7 και 2.6) πρέπει να λυθούν ταυτόχρονα. Παρέχουν έτσι ένα σύστημα έξι μερικών διαφορικών εξισώσεων για τα διανύσματα m και h . Οι λύσεις τους πρέπει να ικανοποιούν τις συνοριακές συνθήκες, οι οποίες συνδυάζουν τις ηλεκτρομαγνητικές συνθήκες και την επιφανειακή περιστροφή. Στην πραγματικότητα, το φαινόμενο της ανταλλαγής της αγωγιμότητας προκαλείται από την αλληλεπίδραση μεταξύ του επιδερμικού φαινομένου και των αλληλεπιδράσεων ανταλλαγής. Λόγω του επιδερμικού φαινομένου, η εναλλασσόμενη συνιστώσα της μαγνήτισης, που προκαλείται από ένα εναλλασσόμενο ρεύμα που ρέει κατά μήκος του άξονα του αγωγού, μειώνεται σε μέγεθος από την επιφάνεια στο κέντρο. Κατά συνέπεια, η μαγνήτιση είναι ανομοιογενής και η ενέργεια ανταλλαγής προκύπτει αναλόγως. Μια τέτοια αύξηση της ενέργειας ανταλλαγής (ή της αλληλεπίδρασης ανταλλαγής) αποδυναμώνει το

επιδερμικό φαινόμενο και το βάθος του αυξάνεται συνεχώς [Knobel et al. (2003)]. Εδώ είναι αυτό το ανομοιογενές εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο που διεγείρει κύματα περιστροφής με μήκη κύματος της τάξης του επιδερμικού φαινομένου, που ενισχύει την απόσβεση της ενέργειας από τα δινορρεύματα. Αυτό μπορεί να γίνει κατανοητό ως μια εμφανής αύξηση της αντίστασης στα σιδηρομαγνητικά υλικά [Lofland et al. (1999)].

Χρησιμοποιώντας την απλοποιημένη λύση για τις εξισώσεις (2.6) και (2.7), τα μοντέλα ανταλλαγής της αγωγιμότητας έχουν δείξει ότι, όταν η απόσβεση παραμεληθεί ($a_0 = 0$), το βάθος του επιδερμικού φαινομένου φθάνει το ελάχιστο [Menard et al. (1998)]

$$\delta_{MIN} = \left(\frac{A\rho}{\omega\mu^2 M_s^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.35)$$

όταν η κυκλική συχνότητα ω είναι μικρότερη από την χαρακτηριστική συχνότητα

$$\omega_c = \frac{4a_0^2 \gamma^2 A M_s}{\rho} \quad (2.36)$$

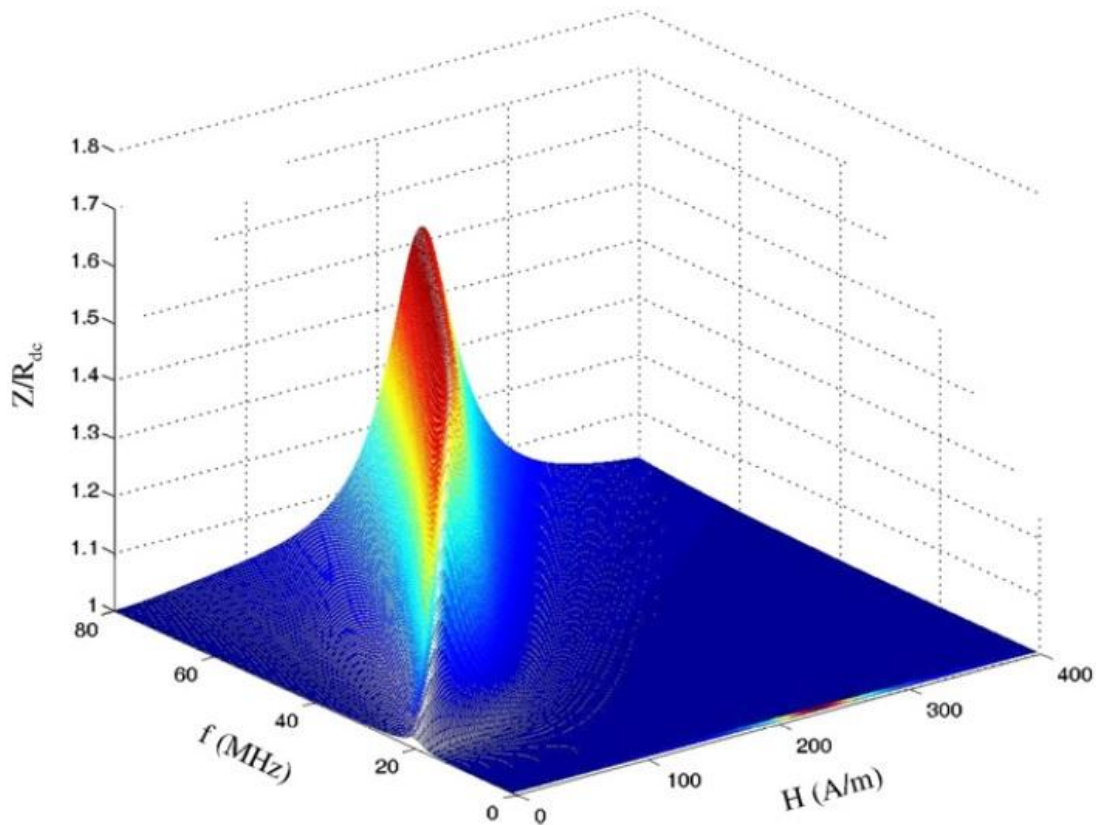
όπου η ισχυρή ανάμειξη της συχνότητας Larmor και των κυμάτων περιστροφής λαμβάνει χώρα, ενώ όπου A είναι η σταθερά ανταλλαγής ακαμψίας, με την ω_c να εκτιμάται περίπου στα 100 MHz για τα μαλακά άμορφα μαγνητικά υλικά. Στις χαμηλές και ενδιάμεσες συχνότητες ($\omega < \omega_c$), η υπολογιζόμενη μέγιστη τιμή της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης κλιμακώνεται με το $\omega^{\frac{1}{4}}$. Πάνω από τη χαρακτηριστική συχνότητα ($\omega \geq \omega_c$), η γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση υπολογίζεται χρησιμοποιώντας το αποτέλεσμα από την εξίσωση (2.34).

Το μοντέλο της ανταλλαγής αγωγιμότητας μας επιτρέπει την ποιοτική ερμηνεία των εξαρτήσεων του μαγνητικού πεδίου από τη συχνότητα και τις εξάρσεις του μαγνητικού πεδίου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε ένα ευρύτερο φάσμα συχνοτήτων σε σχέση με το ηλεκτρομαγνητικό μοντέλο. Ωστόσο,

κανένα μοντέλο δεν αντιμετωπίζει ικανοποιητικά το πρόβλημα της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης ως σύνολο, λόγω των σύνθετων δομών των μαγνητικών περιοχών των πραγματικών μαγνητικών υλικών [Panina et al. (1994) & (1995)] και των δοθέντων προσεγγιστικών υποθέσεων που έγιναν [Knobel et al. (2003), Tannous et al. (2004)].

2.7.2.5 Άλλα θεωρητικά μοντέλα

Αν και τα μοντέλα που αναφέρθηκαν προηγουμένως μπορούν να ερμηνεύσουν ποιοτικά τα βασικά χαρακτηριστικά του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης για κυλινδρικούς και επίπεδους μαγνητικούς αγωγούς σε μια ευρεία περιοχή συχνοτήτων, μερικές αμφισβητήσεις παραμένουν ακόμη στη θεωρία για τη γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση στα σιδηρομαγνητικά υλικά [Tatara (2001), Dong et al. (2002)]. Παραδείγματος χάριν, υπάρχει μια αντιπαράθεση σχετικά με τη διατήρηση της ενέργειας στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης. Για την επίλυση αυτών των ζητημάτων, ένα απλό μοντέλο του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε άμορφα λεπτά υμένα προτάθηκε από τους Dong et al. [Dong et al. (2002)] όπου οι εκφράσεις για την αποτελεσματική διαπερατότητα και τη σύνθετη αντίσταση παράγονται στο πλαίσιο της κλασσικής ηλεκτροδυναμικής και του σιδηρομαγνητισμού. Χρησιμοποιώντας το υπάρχον μοντέλο [Dong et al. (2002)], οι Phan et al. [Phan et al. (2003)] διαμόρφωσαν τις εξαρτήσεις του μαγνητικού πεδίου και της συχνότητας της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε υλικά, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.20.



Σχήμα 2.19: Οι εξαρτήσεις του μαγνητικού πεδίου (H) της συχνότητας (f) και της σχετικής σύνθετης αντίστασης (Z/R_{dc}), οι οποίες προσομοιώθηκαν χρησιμοποιώντας το μοντέλο που προτείνεται για άμορφα λεπτά υμένια [Phan et al. (2003)].

Βλέποντας το Σχήμα 2.20, το μοντέλο [Dong et al. (2002)] μπορεί να ερμηνεύσει μια μετατόπιση της κορυφής της σύνθετης αντίστασης προς μια υψηλότερη τιμή του συνεχούς μαγνητικού πεδίου (H_{dc}) αυξανόμενης της συχνότητας (f), το οποίο είναι σύμφωνο με τα πειραματικά αποτελέσματα για τις σχετικά υψηλές συχνότητες ($f > 1$ MHz). Ωστόσο, δεν μπορεί να εξηγήσει τη συμπεριφορά μονής κορυφής του προφίλ της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης στη περιοχή χαμηλών συχνοτήτων ($f \leq 1$ MHz).

Λαμβάνοντας υπόψη τη συμβολή της μαγνητοαντίστασης (MR) στο φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης (MI) σε λεπτά υμένια, ένα απλό μοντέλο έχει προταθεί από τους Barandiaran et al. [Barandiaran et al. (1999)]. Έχει αποκαλυφθεί ότι τα φαινόμενα της μαγνητοαντίστασης και μαγνητοεμπέδησης είναι παρόμοια, αλλά υπάρχει μια απόκλιση ως προς την προέλευση αυτών των

φαινομένων. Το φαινόμενο της μαγνητοαντίστασης, το οποίο αντικατοπτρίζει μια αλλαγή στην αντίσταση ενός μαγνητικού υλικού που υποβάλλεται σε ένα μαγνητικό πεδίο, συνδέεται με την εξαρτώμενη από την περιστροφή σκέδαση των ηλεκτρονίων σε μαγνητικά μη ομοιόμορφα συστήματα για συνεχές ή χαμηλής συχνότητας ρεύμα. Εν αντιθέσει, το φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης συνδέεται με τη μεταβολή της συνολικής σύνθετης αντίστασης (συμπεριλαμβανομένης της αντίστασης και της επαγωγής) ενός μαγνητικού αγωγού κάτω από ένα εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο, όταν διαρρέεται από ένα εναλλασσόμενο ρεύμα υψηλής συχνότητας. Οι θεωρητικοί υπολογισμοί δείχνουν ότι η συνεισφορά του φαινομένου της μαγνητοαντίστασης στο φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης είναι κυρίαρχο στην περιοχή χαμηλών συχνοτήτων αλλά μπορεί να παραμεληθεί για την περιοχή υψηλών συχνοτήτων [Barandiaran et al. (1999)]. Αυτό έχει επαληθευθεί πειραματικά από τους Kurlyandskaya et al. [Kurlyandskaya et al. (2000)] κατά την έρευνα των επιδράσεων της μαγνητοαντίστασης και μαγνητοεμπέδησης σε λεπτές ταινίες σιδήρου-νικελίου (Fe-Ni).

Πρέπει να σημειωθεί ότι η περιστροφή των μαγνητικών περιοχών προκαλεί μαγνητικά φορτία στις μαγνητικές περιοχές και ότι αυτά τα φορτία προκαλούν τυχαία πεδία ραδιοσυχνοτήτων που περιπλέκουν τη θεωρητική ανάλυση. Τελικά, όλες οι θεωρητικές προσεγγίσεις προσπαθούν να αποφύγουν αυτή την κατάσταση με απλοποίηση των υποθέσεων όπως είδαμε και αναλύσαμε παραπάνω [Giouroudi (2006)].

2.8 Παράμετροι που επηρεάζουν το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης

2.8.1 Υλικά.

2.8.1.1 Από τι καθορίζεται αν ένα υλικό θα έχει μεγάλη τιμή λόγου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης

Λόγω της εκτεταμένης έρευνας την τελευταία δεκαετία από επιστημονικές ομάδες σε όλο τον κόσμο, έχουν αναφερθεί νέα υλικά γιγαντιαίας

μαγνητοεμπέδησης με διαφορετικές γεωμετρίες και δομές όπως άμορφα σύρματα και ταινίες, ηλεκτρολυτικοί μικροσωληνίσκοι (electroplated microtubes), νανοκρυσταλλικά κράματα, καλυμμένα με γυαλί σύρματα, επιμεταλλωμένες ταινίες, στρωματοποιημένες με μονωτικό μεμβράνες, ή αγωγοί [Giouroudi (2006)].

Σε γενικές γραμμές, πρέπει να πληρούνται αρκετές προϋποθέσεις προκειμένου ένα υλικό να παρουσιάζει αξιοσημείωτη γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση. Συγκεκριμένα, το υλικό θα πρέπει να έχει τα εξής χαρακτηριστικά:

- i. Έναν καλά καθορισμένο άξονα ανισοτροπίας (πρέπει να υπάρχει μια κατεύθυνση κατά μήκος της οποίας ο μαγνητισμός του υλικού να βρίσκεται στο μέσο όρο των προτιμητέων αξόνων).
- ii. Μια σχετικά μικρή τιμή του πεδίου ανισοτροπίας H_k . Η τυπική αναλογία H_k προς H_c πρέπει να είναι περίπου 20.
- iii. Μαγνητικά μαλακή συμπεριφορά (να είναι εύκολα μαγνητίσιμο, να έχει σχετικά στενή καμπύλη υστέρησης που αντιστοιχεί στην υψηλή διαπερατότητα μ και το χαμηλό συνεκτικό πεδίο ή πεδίο απομαγνητίσεως H_c).
- iv. Μικρή ειδική αντίσταση ($\leq 100\mu\Omega cm$) καθώς μεταφέρει το εναλλασσόμενο ρεύμα (η αντίσταση μειώνει την ένταση του εναλλασσόμενου ρεύματος). Τα κρυσταλλικά μέταλλα έχουν το πλεονέκτημα της χαμηλότερης αντίστασης, αλλά τα άμορφα μέταλλα έχουν καλύτερη μαλακή μαγνητική συμπεριφορά επειδή δεν διαθέτουν μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία. Ακόμη τα άμορφα μέταλλα είναι ενδιαφέροντα σε σχέση με το παραπάνω σκεπτικό, διότι οι αντιστάσεις τους σε θερμοκρασία δωματίου είναι στην περιοχή των $100\mu\Omega cm$.
- v. Το εναλλασσόμενο ρεύμα I_{ac} που εφαρμόζεται στο υλικό πρέπει να είναι κάθετο στον προτιμητέο άξονα και το πλάτος του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου H_{ac} που δημιουργεί θα πρέπει να είναι μικρό σε σύγκριση με το πεδίο ανισοτροπίας H_k .
- vi. Μια υψηλή μαγνήτιση κορεσμού M_s για να ενισχύσει την αλληλεπίδραση με το εξωτερικό πεδίο. Ειδικά, για μια δεδομένη ευαισθησία ($\sim\mu$) η

περιοχή μέτρησης είναι μεγαλύτερη όταν η M_s είναι υψηλή ή για μια δεδομένη περιοχή μέτρησης επιτυγχάνεται υψηλότερη ευαισθησία.

- vii. Μικρή μαγνητοσυστολή (τα μηχανικά φαινόμενα που προκαλούνται από την εφαρμογή μαγνητικού πεδίου πρέπει να είναι μικρά καθώς η ιδιότητα της μαγνητοσυστολής είναι αυτή που προκαλεί την αλλαγή στο σχήμα και στις διαστάσεις κατά την διάρκεια της μαγνητίσεως του υλικού). Η μηχανική καταπόνηση λόγω της μαγνητοσυστολής λειτουργεί ως μια αποτελεσματική ανισοτροπία, μεταβάλλοντας έτσι τις μαλακές ιδιότητες του υλικού. Η κατεύθυνση της ανισοτροπίας αλλάζει, έτσι κανονικά η τιμή της μαγνητοεμπέδησης μειώνεται. Μη μαγνητοσυστολικά υλικά παρουσιάζουν την καλύτερη απόδοση γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, επειδή η μαγνητοελαστική συμβολή στη μαγνητική ανισοτροπία ουσιαστικά επιδεινώνει τη μαλακή μαγνητική συμπεριφορά.
- viii. Τα παραπάνω επιχειρήματα είναι ισοδύναμα με μια μεγάλη διαπερατότητα σε μηδενική συχνότητα (ο λόγος M_s/H_k δίνει μια πρόχειρη προσέγγιση για αυτή την τιμή). Αυτό σημαίνει ότι η σχετική διαπερατότητα θα πρέπει να είναι αρκετές χιλιάδες.

Πίνακας 2.1: Υλικά για εφαρμογές αισθητήρων μαγνητοεμπέδησης, ο λόγος της μαγνητοεμπέδησης και ευαισθησίες τους. [Hauser et al. (2001)]

MATERIAL	MAX GMI RATIO (%)	MAX SENSITIVITY (% PER Oe)	FREQUENCY (MHz)
Amorphous microwire: Co68.15 Fe4.35 Si12.5 B15	56	58.4	0.9
Finemet wire <i>a</i>	125		4
Amorphous wire: Co68.15 Fe4.35 Si12.5 B15	220	1760	0.09
CoP multilayers electroplated on Cu wire	230		0.09
Mumetal <i>b</i> , stripe	310	20.8	0.6
Textured Fe-3% Si sheet	360		0.1
Amorphous ribbon: Co68.25 Fe4.5 Si12.25 B15	400		1
Ni80 Fe20 electroplated on non-magnetic CuBe microwire	530	384	5
Sandwich film: CoSiB/SiO2/Cu/SiO2/CoSiB	700	304	20
FeCoNi electroplated on non-magnetic CuBe microwire	800		1.5

Αυτός ο πίνακας [Tannous et al. (2004), Amalou et al. (2002)] παρέχει μια επισκόπηση της έρευνας που διεξάγεται στο φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης και των αποτελεσμάτων της. Ο υψηλότερος λόγος της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης που αναφέρθηκε είναι 800%, ο οποίος παρατηρείται στο σίδηρο-κοβάλτιο-νικέλιο (FeCoNi) που έχει ηλεκτρολυθεί σε μικρόσυρμα χαλκού-βηρυλλίου (CuBe). Στις ταινίες, για να επιτευχθεί το ίδιο αποτέλεσμα, οι επιστήμονες έπρεπε να οδηγηθούν σε δομές τριπλού στρώματος. Στην περίπτωση λεπτών υμενίων, η μέγιστη αναφερόμενη μαγνητοεμπέδηση είναι 700%, με διαχωρισμό από μονωτή του εσωτερικού και του εξωτερικού στρώματος. Αξίζει να αναφερθεί ότι καταβάλλονται ακόμη προσπάθειες για την επίτευξη υψηλών τιμών στο λόγο της

μαγνητοεμπέδησης στις λεπτές μεμβράνες για να καταστούν συγκρίσιμες με εκείνες των συρμάτων [Borge (2002)].

2.8.1.2 Βελτιστοποίηση των υλικών

Οι βέλτιστες ιδιότητες του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης εξαρτώνται από την ιδιαίτερη εφαρμογή, για την οποία πρέπει να χρησιμοποιηθεί το στοιχείο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης. Για μερικές εφαρμογές η απλότητα κατασκευής και το χαμηλό κόστος είναι πολύ σημαντικά.

Οι πιο γενικές απαιτήσεις για τα υλικά γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης είναι η υψηλή αναλογία της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης και η ευαισθησία τους στο εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο. Και οι δύο αυτές παράμετροι απαιτούν τα υλικά να είναι μαγνητικά μαλακά. Όπως μπορεί να φανεί από την εξίσωση (2.34), το σημαντικότερο για την αναλογία γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης είναι η υψηλή μαγνήτιση κορεσμού, η χαμηλή ειδική αντίσταση και η μικρή παράμετρος χαλάρωσης της σιδηρομαγνητικής ακτινοβολίας α_0 . Ενώ οι κανόνες για τον έλεγχο των πρώτων δύο είναι επαρκώς γνωστοί, λίγα είναι γνωστά για τη σιδηρομαγνητική χαλάρωση. Ο γυρομαγνητικός λόγος είναι ασήμαντος, επειδή αλλάζει μόνο για λίγες ποσοστιαίες μονάδες για όλα τα σιδηρομαγνητικά μέταλλα. Επειδή η σχετική μεταβολή της σύνθετης αντίστασης κλιμακώνεται θεωρητικά με το H_0/H_K , μια αδύναμη μαγνητική ανισοτροπία είναι σημαντική για την επίτευξη υψηλής ευαισθησίας του πεδίου.

Όπως έχει αποδειχθεί, το θεωρητικό βάθος του επιδερμικού φαινομένου μπορεί με δυσκολία να επιτευχθεί με αξιοπιστία στις συχνότητες οδήγησης κάτω από 1 GHz, όπου και αναμένεται η πλειονότητα των πρακτικών εφαρμογών. Εκεί άλλες ουσιώδεις παράμετροι γίνονται πιο σημαντικές. Ένα καλό κριτήριο για τη μεγάλη αναλογία γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης στις ενδιάμεσες συχνότητες, όπου κυριαρχεί η περιστροφή της μαγνήτισης, είναι:

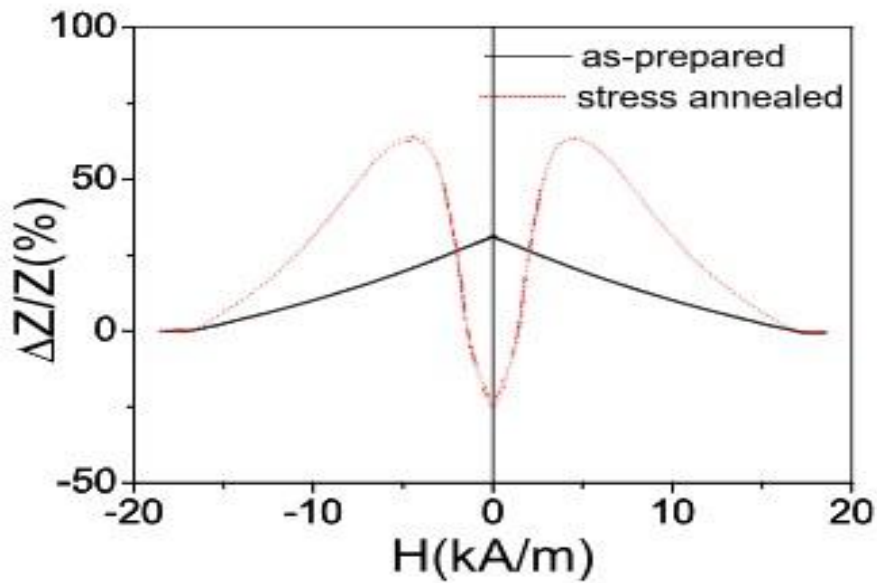
Πώς ακριβώς μπορεί να πραγματοποιηθεί η κατάσταση συντονισμού FMR σε ολόκληρο τον όγκο του επιδερμικού στρώματος;

Από αυτή την άποψη μια μονοαξονική μαγνητική ανισοτροπία, κάθετη στην διεύθυνση του εσωτερικού συνεχούς πεδίου, είναι η καλύτερη. Υπάρχουν λίγοι τρόποι για να αποκτηθεί μια κάθετη στον άξονα του αγωγού ανισοτροπία:

- i. Ανόπτηση πεδίου: Στις ταινίες ή τις μεμβράνες, μπορεί να προκληθεί με ανόπτηση σε εγκάρσιο μαγνητικό πεδίο. Στα σύρματα, θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί το κυκλικό μαγνητικό πεδίο, το οποίο παράγεται από το εφαρμοζόμενο ρεύμα.
- ii. Ανόπτηση υπό τάση (stress-annealing): Στα άμορφα κράματα πλούσια σε κοβάλτιο (Co-rich) (ταινίες ή σύρματα), μια τάση εφελκυσμού κατά μήκος του αγωγού εφαρμόζεται κατά τη διάρκεια της ανόπτησης. Έτσι μετά την ανόπτηση οι εσωτερικές τάσεις χαλαρώνουν και οι δομικές διατάξεις επαναπροσδιορίζονται μέσα στο υλικό.
- iii. Ανισοτροπία που εισάγεται από τον εφελκυσμό: Στα υλικά με αρνητική μαγνητοσυστολή η τάση εφελκυσμού προκαλεί την εγκάρσια ανισοτροπία. Στα μικροσύρματα τα οποία καλύπτονται από γυαλί, το στρώμα επικάλυψης από μόνο του παράγει αυτού του είδους την τάση.

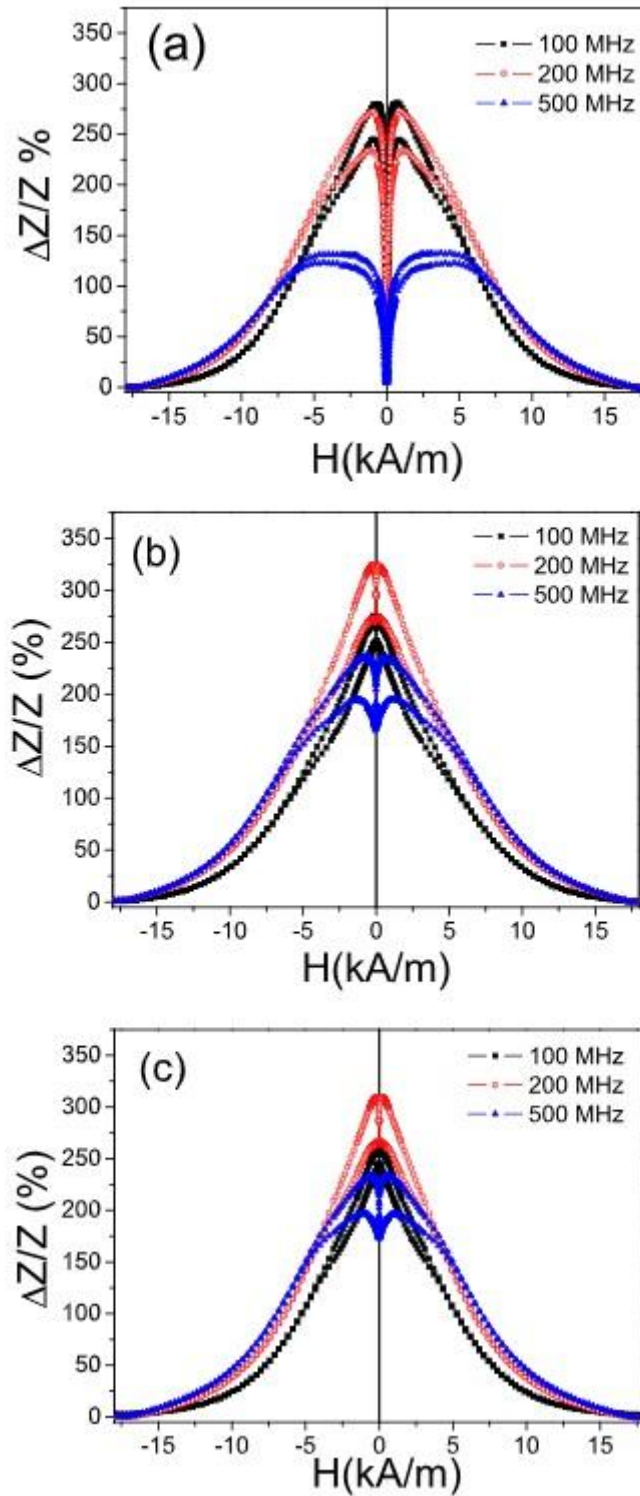
Οποιαδήποτε διακύμανση της τοπικής μαγνητικής ανισοτροπίας (ειδικά στον προσανατολισμό του προτιμητέου άξονα) ουσιαστικά επιδεινώνει το μέγεθος της αναλογίας της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης. Επομένως, είτε οι ανομοιογενείς εσωτερικές τάσεις θα πρέπει να μειωθούν όσο το δυνατόν περισσότερο ή θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν υλικά με πολύ χαμηλή μαγνητοσυστολή.

Η διακύμανση της μαγνήτισης κορεσμού μπορεί επίσης να οδηγήσει στην εξάπλωση του πεδίου συντονισμού και στην επιδείνωση της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης. Αυτό δεν οφείλεται μόνο στο γεγονός ότι η M_s εμφανίζεται απευθείας στην εξίσωση (2.33) αλλά και επειδή αυτές οι διακυμάνσεις οδηγούν σε τυχαία μαγνητοστατικά πεδία, τα οποία θα εμφανιστούν στο συνολικό εσωτερικό συνεχές πεδίο H_0 .

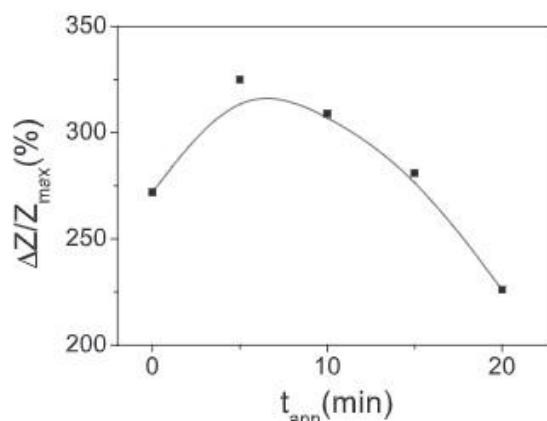


Σχήμα 2.20: Η επίδραση του στρες στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης
 [Zhukova et al. (2017)]

Τέλος, πρέπει να αναφερθεί η τραχύτητα της επιφάνειας. Είναι εμφανές ότι για ένα μεγάλο επιδερμικό φαινόμενο η ποιότητα της επιφάνειας διαδραματίζει σημαντικό ρόλο. Δεν είναι μόνο επειδή το βάθος διείσδυσης μπορεί να γίνει μικρότερο από τις επιφανειακές ανωμαλίες, αλλά εξαιτίας των τυχαίων πεδίων που εμφανίζονται στην τραχιά επιφάνεια. Η συνεχής συνιστώσα dc των τυχαίων αυτών πεδίων μπορεί να προκαλέσει μια διακύμανση του H_0 , όπως αναφέρθηκε παραπάνω. Η εναλλασσόμενη συνιστώσα, από την άλλη πλευρά, προκαλεί τη διάσπαση δύο μαγνητών και αυξάνει τη φερρομαγνητική χαλάρωση. Υψηλής ποιότητας επιφάνειες μπορούν να ληφθούν για σύρματα επικαλυμμένα με γαλί ή για υμένα που παρασκευάζονται με τεχνικές κενού ή ηλεκτροαπόθεσης.



Σχήμα 2.21: Επηρεασμός της μεταβολής του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης από τη Joule θέρμανση στην α) αρχική κατάσταση β) ανόπτηση με εφέλκυσμό $T_{ann}=300C$ και $t_{ann}=5 \text{ min}$ γ) ανόπτηση με εφέλκυσμό $T_{ann}=300C$ και $t_{ann}=10 \text{ min}$ [Zhukova et al. (2017)]



Σχήμα 2.22: Πώς επηρεάζει ο χρόνος που διαρκεί η θέρμανση Joule το φαινόμενο [Zhukova et al. (2017)]

2.8.1.3 Μεταβολή της ανισοτροπίας

Είναι γνωστό ότι ο συνδυασμός δύο μονοαξονικών ανισοτροπιών (διαφορετικής φυσικής προέλευσης) με προτιμητέους άξονες σε κατακόρυφες κατευθύνσεις, παράγει έναν ενιαίο μονοαξονικό άξονα ανισοτροπίας του οποίου ο προτιμητέος άξονας βρίσκεται στην κατεύθυνση της ισχυρότερης και το μέγεθος του οποίου είναι η διαφορά μεταξύ τους [Cullity et al. (2009)]. Επομένως, εάν παραχθούν δείγματα με μια σταθερά ανισοτροπίας K_i και τους δοθεί η κατάλληλη γεωμετρία για να δημιουργηθεί μια ανισοτροπία σχήματος K_s σε μια κατεύθυνση κάθετη προς το K_i και είναι ασθενέστερη από αυτό, η προκύπτουσα ανισοτροπία θα έχει μια αποτελεσματική ανισοτροπία (Σχήμα 2.24α):

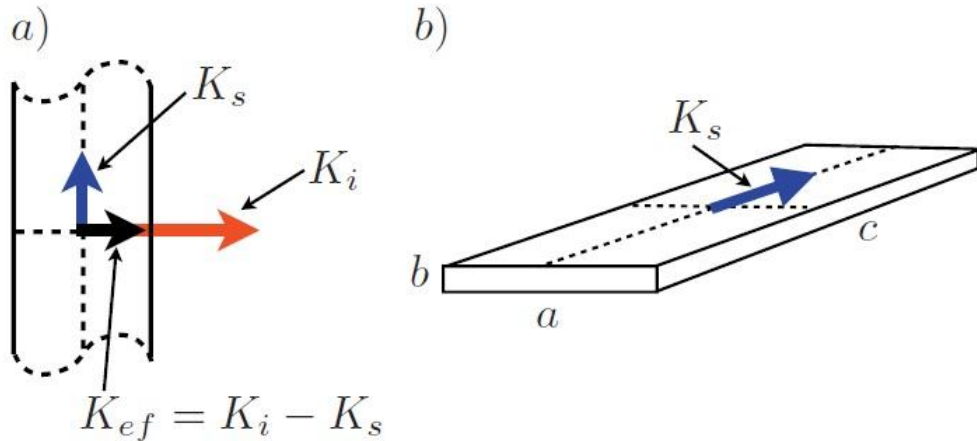
$$K_{eff} = K_i - K_s \quad (2.37)$$

Η ανισοτροπία K_i επάγεται κατά την διάρκεια παρασκευής και έχει μια σταθερή τιμή. Το μέγεθος της ανισοτροπίας K_s καθορίζεται από τους παράγοντες απομαγνήτισης. Για ένα δείγμα σε σχήμα ταινίας (Σχήμα 2.24β), αν η μαγνήτιση M περιορίζεται στο επίπεδο του δείγματος, η διαμήκης ανισοτροπία δίνεται από [Cullity et al. (2009)]:

$$K_s = \frac{1}{2} \mu_0 (N_\alpha - N_c) M^2 \quad (2.38)$$

Η τιμή των μεταβλητών απομαγνήτισης N_α και N_c εξαρτάται από τη γεωμετρία του δείγματος. Έτσι επιλέγοντας κατάλληλες τιμές για το μήκος και το πλάτος του δείγματος μπορεί να γίνει ρύθμιση της ισχύος της K_s και έτσι της αποτελεσματικής τιμής της προκύπτουσας ανισοτροπίας K_{eff} .

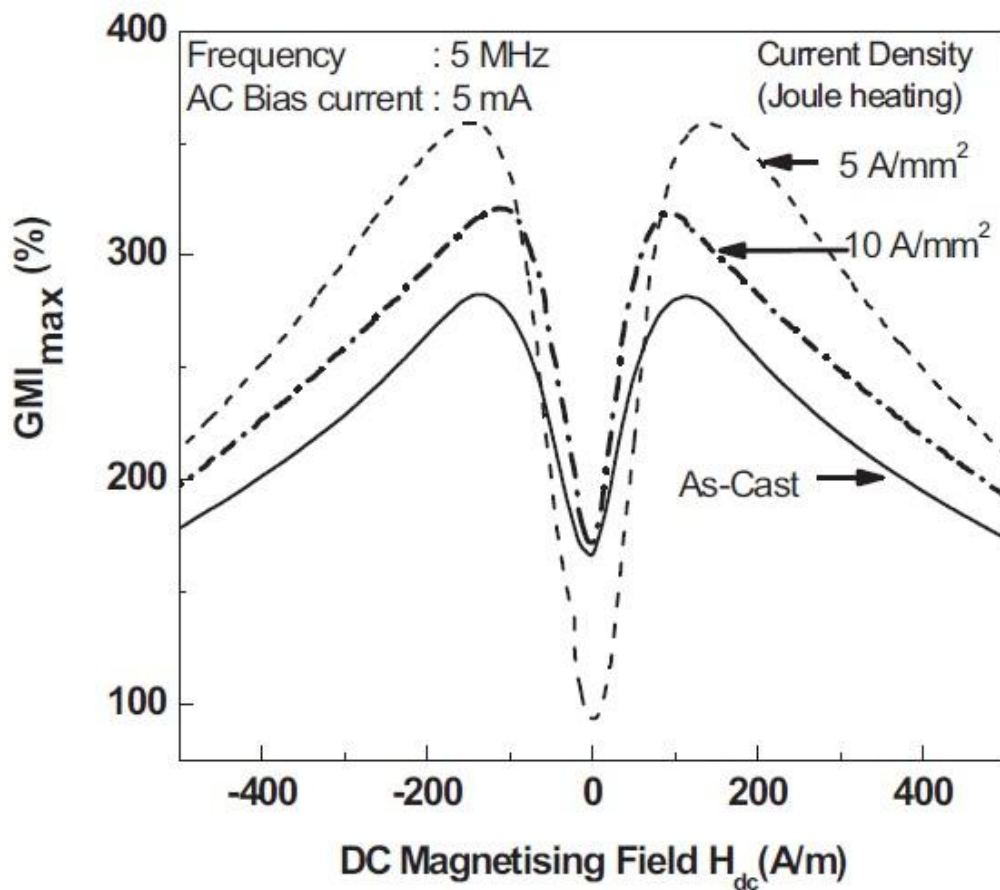
Ωστόσο, η εξάρτηση των μεταβλητών απομαγνήτισης από τις διαστάσεις του δείγματος μπορεί να καθορισθεί αναλυτικά μόνο για πολύ απλές γεωμετρίες [Osborn (1945)]. Γενικά, οι N_α, N_c έχουν διαφορετική τιμή σε κάθε σημείο του δείγματος και εξαρτώνται επίσης και από τη διαπερατότητα [Tumanski et al. (1988)]. Για πρακτικούς λόγους, λαμβάνονται ως μέσες τιμές σε ολόκληρο το δείγμα όγκου ή στην εγκάρσια τομή που βρίσκεται στο μισό μήκος του δείγματος.



Σχήμα 2.23: α) Η τιμή της αποτελεσματικής εγκάρσιας ανισοτροπίας K_{eff} , η επαγόμενη ανισοτροπία K_i στην εγκάρσια κατεύθυνση, και η διαμήκης ανισοτροπία K_s β) η διαμήκης ανισοτροπία K_s . [Garcia-Arribas (2013)]

2.8.2 Ασύμμετρία στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης

Έχει δοθεί μεγάλη προσοχή πρόσφατα στο ασύμμετρο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης (AGMI), το οποίο μπορεί να είναι πολλά υποσχόμενο για την ανάπτυξη αυτο-πολωμένων αισθητήρων γραμμικού πεδίου [Kraus (2003)]. Η ασύμμετρη γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση ανακοινώθηκε αρχικά από τον Kitoh et al [Kitoh et al. (1995)] για άμορφα σύρματα με ένα συνεχές ρεύμα πολώσεως να υπερτίθεται στο ρεύμα οδήγησης. Αργότερα ένα παρόμοιο φαινόμενο παρατηρήθηκε στις άμορφες (as quenched—όπως κατασκευάστηκαν) ταινίες και σύρματα αλλά και σε σύρματα που έχουν υποστεί Joule θέρμανση. Η ανόπτηση πεδίου στον αέρα ή σε περιβάλλον υγρασίας με αδύναμα διαμήκη ή



Σχήμα 2.24: Μεταβολή της αναλογίας της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης του as-cast και του ανοπτημένου άμορφου σύρματος με το μαγνητικό πεδίο H_{dc} [Yuzuak (2014)].

κυκλικά μαγνητικά πεδία παράγει επίσης ένα ασύμμετρο φαινόμενο γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε άμορφες ταινίες και σύρματα. Ο Gunji et al [Gunji et al. (1997)] και ο Makhnovskiy et al. [Makhnovskiy et al. (2000)] ανέφεραν μια άλλη μέθοδο για την παραγωγή ασύμμετρων χαρακτηριστικών στην γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση, χρησιμοποιώντας ένα αξονικό εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο πολώσεως.

Αν και οι μηχανισμοί του ασύμμετρου φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης ίσως είναι διαφορετικοί και μερικές φορές η προέλευση της ασυμμετρίας αυτής είναι άγνωστη, μπορούν να αναγνωριστούν τρεις διαφορετικοί μηχανισμοί για την επίτευξή της:

- i. ασυμμετρία λόγω συνεχούς ρεύματος πολώσεως
- ii. ασυμμετρία λόγω εναλλασσόμενου ρεύματος πολώσεως
- iii. ασυμμετρία λόγω ανταλλαγής της πόλωσης.

Τα κύρια χαρακτηριστικά και η προέλευση αυτών των μηχανισμών παρουσιάζονται συνοπτικά παρακάτω.

2.8.2.1 Ασυμμετρία λόγω συνεχούς ρεύματος πολώσεως

Αυτός ο τύπος ασυμμετρίας προκαλείται από το συνδυασμό της ελικοειδούς μαγνητικής ανισοτροπίας και ενός περιφερειακού πεδίου συνεχούς ρεύματος που παράγεται από το ρεύμα πολώσεως [Kito et al. (1995)]. Παρόμοια ασυμμετρία παρατηρήθηκε στις ταινίες και στα as-quenched και επεξεργασμένα υπό Joule θέρμανση σύρματα. Ακόμα και αν η ελικοειδής ανισοτροπία δεν προκλήθηκε εσκεμμένα στις περιπτώσεις αυτές, η προέλευση μπορεί να είναι η ίδια διότι έχει διαπιστωθεί ότι σε as-quenched σύρματα υπάρχει κάποια αυθόρμητη ελικοειδής ανισοτροπία [Blanco et al. (2001)]. Το ίδιο μπορεί να ισχύει και για τις as-quenched ταινίες.

Χωρίς το ρεύμα πόλωσης ($I_{dc} = 0$) συνήθως παρατηρείται μια συμμετρική καμπύλη του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, η οποία είναι διπλής κορυφής. Όταν αυξάνεται το συνεχές ρεύμα I_{dc} ενισχύεται η μία κορυφή και η άλλη μειώνεται, ανάλογα με τον προσανατολισμό του I_{dc} [Machado

et al. (1999)]. Οι θέσεις των κορυφών, ωστόσο, παραμένουν πρακτικά αμετάβλητες. Όταν αντιστραφεί η κατεύθυνση του ρεύματος πόλωσης, αντιστρέφεται και η ασυμμετρία. Με αυξανόμενη την συχνότητα, η ασυμμετρία αυξάνεται πρώτα και στη συνέχεια μειώνεται, ενώ μπορεί να παρατηρηθεί η παρουσία ενός μέγιστου σε μια ορισμένη συχνότητα. Η ασυμμετρία ως μια συνάρτηση του I_{dc} , μετρούμενη με σταθερή συχνότητα, αποδίδει ένα μέγιστο. Για τις υψηλότερες συχνότητες, η μέγιστη μετατόπιση σε υψηλότερα ρεύματα, η διεύρυνση και το ύψος τους, μειώνονται [Song et al. (2000)].

Η θεωρητική εξήγηση, βασισμένη στο ηλεκτρομαγνητικό μοντέλο, έγινε από την Panina et al. [Makhnovskiy et al. (1999) & (2001)]. Απέδειξαν ότι ο ζ_{zz} παράγοντας της επιφανειακής σύνθετης αντίστασης γίνεται ασύμμετρος όταν προστεθεί ένα περιφερειακό μαγνητικό πεδίο συνεχούς ρεύματος, H_φ . Η ασυμμετρία σχετίζεται με την αξονική υστέρηση, η οποία είναι επίσης ασύμμετρη. Η αριθμητική προσομοίωση έδειξε ότι για H_φ ελαφρώς μεγαλύτερη από το $H_k \sin\theta_\alpha$, όπου θ_α η γωνία μεταξύ της περιφερειακής και της προτιμητέας κατεύθυνσης (γωνία ελικοειδούς), η υστέρηση εξαφανίζεται και ένα μεγάλο ασύμμετρο φαινόμενο γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης παρατηρείται.

Μια απλή εξήγηση της ασυμμετρίας μπορεί να ληφθεί για την περίπτωση ενός ισχυρού επιδερμικού φαινομένου, όταν το εξωτερικό στρώμα μπορεί να προσεγγισθεί με μια λεπτή μεμβράνη στην επιφάνεια του σύρματος. Χρησιμοποιώντας τη συνθήκη συντονισμού (2.33) με $\omega \rightarrow 0$, μπορεί να ληφθεί η κατά προσέγγιση υπόθεση για το μέγιστο φαινόμενο γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης. Το συνεχές ρεύμα πολώσεως I_{dc} , που διέρχεται από το σύρμα, παράγει το περιφερειακό πεδίο $H_\varphi = \frac{I_{dc}}{2\pi a}$ πάνω στην επιφάνεια. Στη συνέχεια, το συνολικό συνεχές μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια του σύρματος είναι $\sqrt{H_0^2 + H_\varphi^2}$ και σχηματίζει την γωνία $\arctan\left(\frac{H_\varphi}{H_0}\right)$ με τον άξονα. Η συνθήκη συντονισμού του συνολικού πεδίου συνεχούς ρεύματος απαιτεί:

$$H_0 = H_k \cos\theta_0 \quad (2.39)$$

και

$$H_{\varphi} = -H_k \sin \theta_0 \quad (2.40)$$

Όταν η σπειροειδής γωνία της ελικοειδούς ανισοτροπίας είναι $\theta_0 \neq 0$, η προϋπόθεση συντονισμού μπορεί να πληρείται για μια μόνο κατεύθυνση H_0 , και τελικά φαίνεται η ασυμμετρία.

2.8.2.2 Ασυμμετρία λόγω του εναλλασσόμενου πεδίου πώσεως

Ο Gunji et al. [Gunji et al. (1997)] εντόπισε μια ασυμμετρία στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης σε ένα σύρμα CoFeSiB που υποβλήθηκε σε ένα παλμικό ελικοειδές μαγνητικό πεδίο, το οποίο αποκτήθηκε από το παλμικό εναλλασσόμενο ρεύμα που διέρχονταν μέσω του σύρματος και από ένα πηνίο τυλιγμένο γύρω του (συνδεδεμένο σε σειρά). Το φαινόμενο μελετήθηκε συστηματικά από τους Makhnovskiy et al. [Makhnovskiy et al. (2000)] για ένα as-quenched σύρμα CoFeSiB χρησιμοποιώντας ένα ρεύμα οδήγησης, το οποίο και αποτελούταν από ένα αρμονικό ρεύμα I_{ac} που υπερτίθεται σε ένα συνεχές ρεύμα πώσεως I_{dc} . Οι περιφερειακές και αξονικές συνιστώσες του κυκλικού πεδίου δόθηκαν από το σύρμα και το πηνίο, αντίστοιχα.

Η ασυμμετρία προέρχεται από το συνδυασμό μιας ελικοειδούς μαγνήτισης και ενός αξονικού εναλλασσόμενου πεδίου, το οποίο περιγράφεται από τον δεύτερο όρο στη δεξιά πλευρά της εξίσωσης (2.5). Ο πρώτος όρος στη δεξιά πλευρά σχετίζεται με την περιφερειακή διαδικασία μαγνήτισης ($m_{\varphi} - h_{\varphi}$) και αντιστοιχεί στο σύνηθες φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης. Ο δεύτερος όρος, από την άλλη μεριά, αντιστοιχεί στη διαδικασία της "σταυρωτής μαγνήτισης" (cross-magnetization) ($m_{\varphi} - h_z$) [Makhnovskiy et al. (2000)], η οποία είναι ισοδύναμη με το φαινόμενο Matteuchi [Kraus (1994)]. Εάν $\theta_0 \neq 0$, η εκτός διαγωνίου συνιστώσα $\zeta_{z\varphi}$ είναι μη μηδενική και μη συμμετρική συνάρτηση του H_0 . Η συνιστώσα της σύνθετης αντίστασης που σχετίζεται με το φαινόμενο Matteuchi μπορεί να ελεγχθεί και από την αναλογία h_z/h_{φ} , δηλαδή από τον αριθμό των στρωφών του πηνίου οδήγησης. Όταν ο λόγος αυτός είναι υψηλός, τότε μόνο το

φαινόμενο Matteuchi συμβάλλει στην αντίσταση και η ασυμμετρία είναι η υψηλότερη.

2.8.2.3 Ασυμμετρία λόγω ανταλλαγής πολώσεως

Ο τρίτος, αλλά όχι και τόσο καλά κατανοητός, τύπος ασυμμετρίας του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης έχει ανακοινωθεί από τους Kim et al [Kim et al. (1999)]. Μία μεγάλη ασυμμετρία παρατηρήθηκε σε ταινίες CoFeNiBSi οι οποίες υπέστησαν ανόπτηση σε 380°C σε αέρα με ασθενές μαγνητικό πεδίο H_α (4-240 A/m) κατά μήκος της ταινίας. Τα δείγματα που υπέστησαν ανόπτηση υπό κενό αέρος δεν έδειξαν ασυμμετρία. Η ασυμμετρία στις ταινίες που υπέστησαν ανόπτηση στον αέρα εξαρτάται από το μέγεθος και την κατεύθυνση του H_α σε σχέση με το μετρούμενο μαγνητικό πεδίο H_0 . Για $H_\alpha = 0$, παρατηρείται μια σχεδόν συμμετρική καμπύλη διπλής κορυφής του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης. Με την αύξηση του H_α , η κορυφή για την ίδια κατεύθυνση με το H_0 αυξάνεται και για την αντίθετη κατεύθυνση μειώνεται. Μία πολύ μεγάλη ασυμμετρία παρατηρείται για το $H_\alpha > 40$ A/m σε χαμηλές συχνότητες (περίπου 100 kHz) με μια μεταβολή βήματος στο $H_0 \approx 0$. Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται «βαλβιδωτή γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση» (Valve GMI). Η ασυμμετρία μειώνεται σε υψηλότερες συχνότητες, όπου η συνεισφορά της περιστροφής της μαγνήτισης κυριαρχεί. Παρόμοια ασυμμετρία αναφέρθηκε για άμορφα σύρματα CoFeSiB που υπέστησαν ανόπτηση πεδίου σε περιβάλλον υγρασίας με ένα ασθενές περιφερειακό πεδίο που παράγεται από το συνεχές ρεύμα DC που ρέει στο σύρμα [Song et al. (2000)]. Μια καλή ασυμμετρία παρατηρήθηκε για ρεύμα άνω των 4,5 mA.

Το φαινόμενο αποδόθηκε στην κρυστάλλωση του υποστρώματος της επιφάνειας, που χωρίζεται στο βόριο και πυρίτιο λόγω της επιφανειακής οξείδωσης. Αυτός ο τύπος θερμικής επεξεργασίας είναι γνωστός για την παραγωγή βρόχων ασύμμετρης υστέρησης σε άμορφες ταινίες λόγω της αλληλεπίδρασης ανταλλαγής του άμορφου όγκου με την μαγνητικά σκληρότερη κρυσταλλική φάση στην επιφάνεια [Shin et al. (1992)]. Όταν η κρυστάλλωση αυτή λαμβάνει χώρα με την παρουσία ενός αδύναμου μαγνητικού πεδίου, οι κρυσταλλίτες είναι μαγνητικά

διευθετημένοι, πράγμα που οδηγεί σε μια αποτελεσματική μονόδρομη επιφανειακή ανισοτροπία.

Μια προσπάθεια να εξηγηθεί θεωρητικά η ασυμμετρία λόγω της ανταλλαγής αλληλεπιδράσεων με το ημιστατικό μοντέλο, όπου η ανισοτροπία ανταλλαγής μονόδρομης κατεύθυνσης αντικαταστάθηκε από ένα αποτελεσματικό συνεχές πεδίο [Kim et al. (1999)], ήταν ανεπιτυχής [Chen et al. (2000)]. Για αυτό πρέπει να γίνει περισσότερη θεωρητική εργασία για να περιγραφεί σωστά αυτό το φαινόμενο.

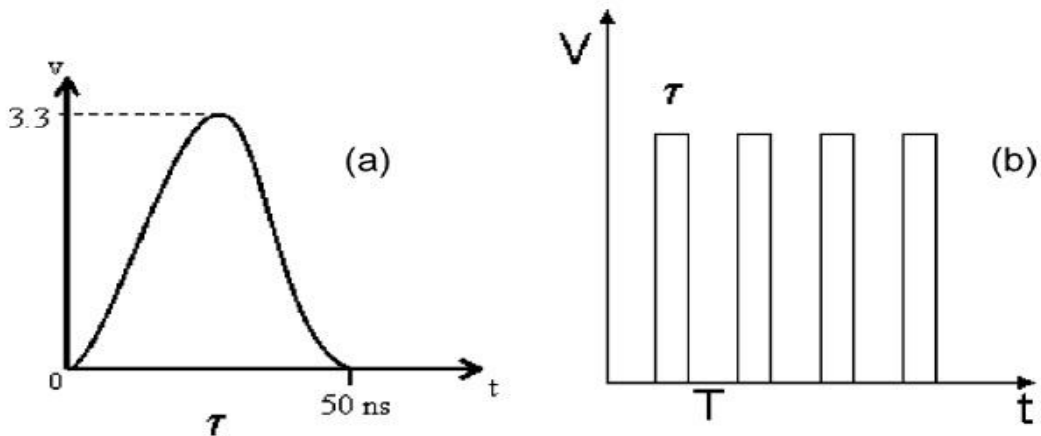
Τα στοιχεία ασύμμετρης γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, τα οποία απαιτούνται για τους γραμμικούς αισθητήρες πεδίου, η ασυμμετρία της καμπύλης γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης είναι μια πρόσθετη σημαντική παράμετρος. Μόνο δύο από τους τρεις τύπους ασυμμετρίας που αναφέρθηκαν παραπάνω είναι χρήσιμοι για πρακτικές εφαρμογές. Το ασύμμετρο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης που προκαλείται από το εναλλασσόμενο πεδίο πόλωσης μπορεί να παραμείνει εκτός. Αυτό γιατί πρώτον, βασίζεται στο φαινόμενο Matteuchi, δεύτερον, επιφέρει ελάχιστη βελτίωση σε σχέση με τη μέθοδο του κλασικού συνεχούς πεδίου πολώσεως, διότι απαιτούνται επιπρόσθετα πηνία μαγνήτισης και στις δύο περιπτώσεις.

Η ασυμμετρία που οφείλεται στο συνεχές ρεύμα πολώσεως μπορεί να ελέγχεται από το πεδίο ανισοτροπίας H_k , την σπειροειδή γωνία θ_0 και το ρεύμα πόλωσης I_{dc} . Για τον προσδιορισμό του βέλτιστου H_k και θ_0 απαιτείται μια πιο λεπτομερής θεωρητική ανάλυση. Ωστόσο, το βέλτιστο ρεύμα πόλωσης μπορεί να εκτιμηθεί από τις συνθήκες 2.39 και 2.40.

Η ασύμμετρη γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση λόγω ανταλλαγής πόλωσης, η οποία δεν χρειάζεται κανένα ρεύμα πολώσεως, είναι η πιο ελπιδοφόρα για πρακτικές εφαρμογές. Τώρα περιορίζεται μόνο για άμορφα κράματα και η δυσκολότερη σύνθεσή της απαιτεί περαιτέρω πειραματική και θεωρητική εργασία [Kraus et al. (2003)].

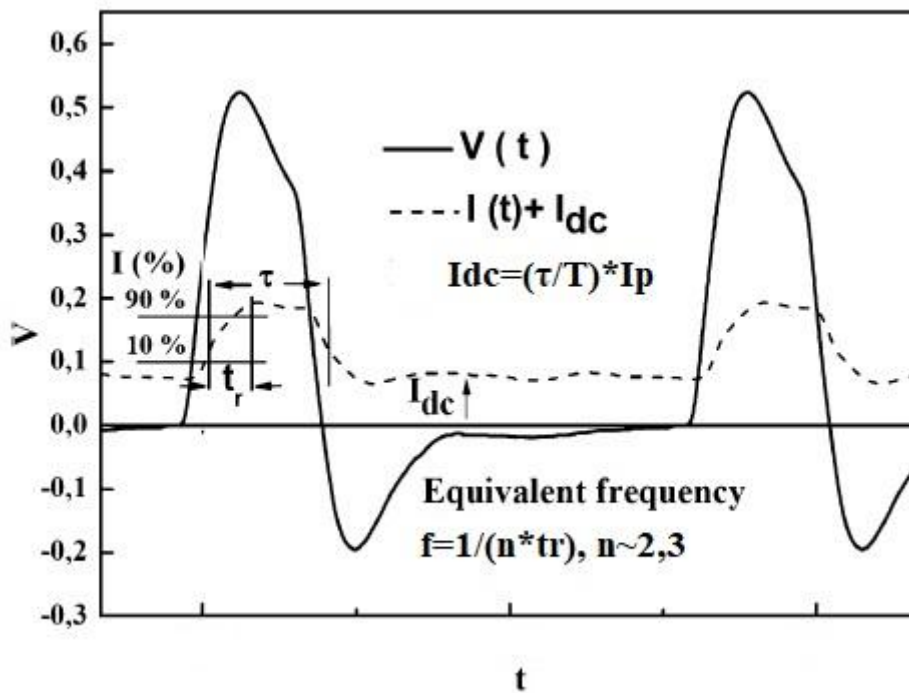
2.8.3 Μέθοδοι οδήγησης του αισθητήρα γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης

Υπάρχουν βασικά δύο προσεγγίσεις για την οδήγηση του αισθητήρα: η διέγερση σε καθορισμένη συχνότητα [Mawatari et al. (2003) & (2004)] και η διέγερση με παλμούς [Kanno et al. (1997), Kawajiri et al. (1999)]. Η χρησιμοποίηση ενός εξαιρετικά σταθερού κυκλώματος ημιτονοειδούς διέγερσης, όπως αυτού που βασίζεται σε έναν ταλαντωτή κρυστάλλου, έχει τη δυνατότητα βελτίωσης της ανάλυσης του πεδίου του αισθητήρα γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης. Με βελτιστοποίηση του κυκλώματος καταστολής του φορέα, μια ανάλυση πεδίου έως $1pT$ για εναλλασσόμενα σήματα με συχνότητα υψηλότερη από $100kHz$ έχει αναφερθεί [Kanno et al. (1997)]. Ωστόσο, η ανάλυση για σήματα χαμηλής συχνότητας περιορίζεται από το θόρυβο φάσης. Η διέγερση με παλμούς έχει τα πλεονεκτήματα του σχετικά απλού κυκλώματος αισθητήρα, συνδυάζοντας μια διέγερση υψηλής συχνότητας με μια πόλωση συνεχούς ρεύματος. Η πόλωση συνεχούς ρεύματος εξαλείφει τη δομή των μαγνητικών περιοχών, έτσι ώστε ο μαγνητικός θόρυβος που σχετίζεται με τις μετατοπίσεις των μαγνητικών τοιχωμάτων να μειωθεί σε μεγάλο βαθμό. Σε μια κατάσταση όπου υπάρχει μια μαγνητική περιοχή, η ευαισθησία κοντά στο σημείο μηδενικού πεδίου είναι συνήθως υψηλότερη, και για εκτός διαγωνίου σύνθετη αντίσταση, με πηνίο ανίχνευσης, μια καλή γραμμικότητα μπορεί να πραγματοποιηθεί για μια μικρή περιοχή πεδίου [Makhnovskiy et al. (2001), Sandacci et al. (2004), Fisher et al. (2013)]. Σε μια διαφορική διαμόρφωση ο θόρυβος RMS ενός αισθητήρα με άμορφο σύρμα μαγνητοεμπέδησης μειώνεται έως και $3pT/\sqrt{Hz}$, στο $1Hz$, πράγμα που αρκεί για μετρήσεις βιο-μαγνητικού πεδίου, συμπεριλαμβανομένου του μαγνητοκαρδιογραφήματος (MCG) [Uchiyama et al. (2011)]. Ολοκληρωμένα μικρού μεγέθους χρησιμοποιώντας το φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης, άμορφου σύρματος παλμικής διέγερσης και λήψης με πηνίο, έχουν χρησιμοποιηθεί στην μαζική παραγωγή ηλεκτρονικών πυξιδών της Aichi Steel Corporation για τα έξυπνα τηλέφωνα [Mohri et al. (2007)]. Συνήθως η διέγερση παλμών παράγεται με τη χρήση ενός CMOS inverter IC chip σταθεροποιημένου με αναλογικούς διακόπτες. Από την άλλη μεριά, η διέγερση των παλμών είναι συμβατή με την κατασκευή ενός ψηφιακού αισθητήριου στοιχείου με τη χρήση ενός μικροεπεξεργαστή. Το σχέδιο επιτρέπει έναν



Σχήμα 2.25: α) Έξοδος διαμόρφωσης πλάτους παλμού από τον μικροεπεξεργαστή. Γίνεται ορατή η ημιτονοειδής φύση του παλμού, η οποία προκαλείται από την εσωτερική χωρητικότητα στους ακροδέκτες του μικροελεγκτή. β) Ακολουθία παλμών που παρέχεται από τον μικροελεγκτή για να διεγείρει το σύρμα της μαγνητοεμπέδησης. Η περίοδος των παλμών καθορίζεται από το συντονισμό του επεξεργαστή και την περίοδο του χρονομέτρου.

[Fisher et al. (2013)]

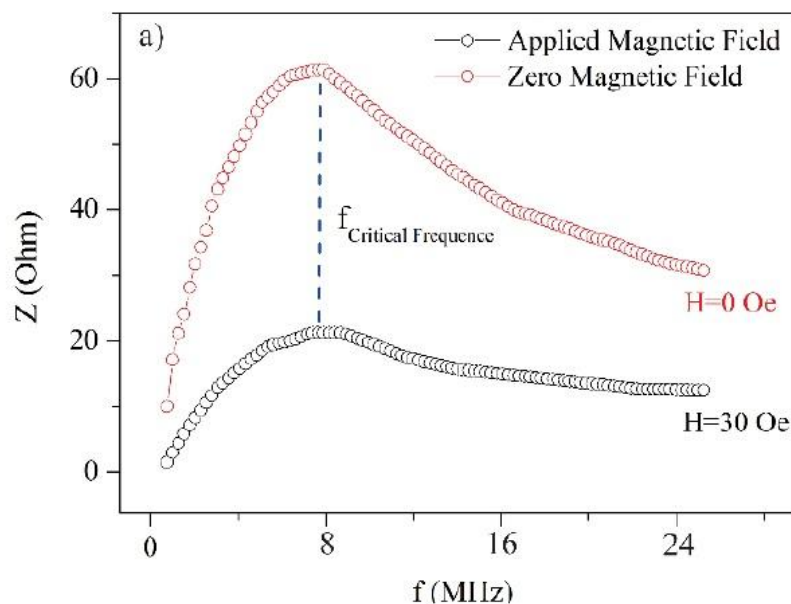


Σχήμα 2.26: Θεμελιώδη χαρακτηριστικά του παλμικού ρεύματος οδήγησης [Olivera et al. (2011)]

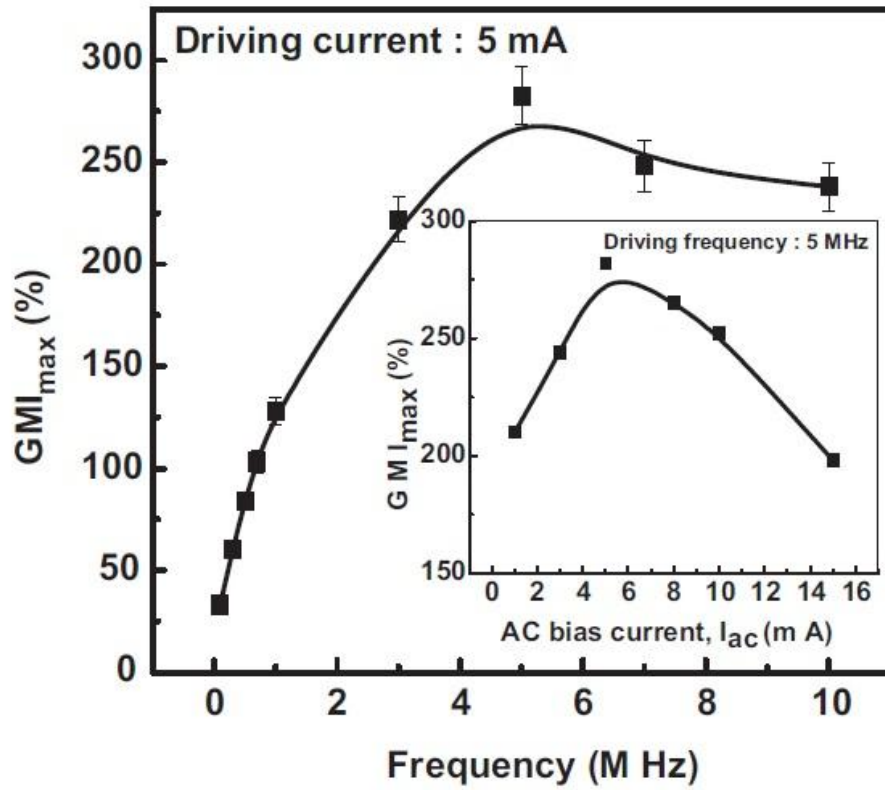
αποτελεσματικό και προγραμματιζόμενο τρόπο επιλογής των βέλτιστων παραμέτρων διέγερσης των παλμών και πραγματοποιεί πρόσθετες λειτουργίες, όπως η ψηφιακή επεξεργασία και η λειτουργία κλειστού βρόχου.

2.8.4 Εύρεση βέλτιστης συχνότητας λειτουργίας

Για να παρατηρηθεί η μέγιστη τιμή της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, η εξάρτηση της εφαρμοζόμενης συχνότητας από τη μέτρηση της μαγνητοεμπέδησης μετρίεται σε μηδενικό (ή και μέγιστο) και σε εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο (Σχήμα 2.28). Αφού εκτελεσθεί αυτή η μέτρηση, προσδιορίζεται η τιμή της κρίσιμης συχνότητας. Ο προσδιορισμός αυτής της συχνότητας επιβεβαιώνεται από την μεγαλύτερη τιμή διαφοράς που προκύπτει αφαιρώντας τις μετρήσεις που λαμβάνονται σε διαφορετικά μαγνητικά πεδία. Έτσι, γίνεται εύρεση της τιμής της συχνότητας για την οποία δίνεται μέγιστη η τιμή της αναλογίας της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης [Yuzuak (2011)].



Σχήμα 2.27: Εξάρτηση από τη συχνότητα της μαγνητοεμπέδησης κάτω από μηδενικό και εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο. [Yuzuak (2017)]



Σχήμα 2.28: Οι μέγιστες τιμές της μαγνητοεμπέδησης σε συνάρτηση με τη συχνότητα οδήγησης. Το σχήμα δείχνει την συνάρτηση των μεγίστων της μαγνητοεμπέδησης συναρτήσει του εναλλασσόμενου ρεύματος οδήγησης [Yuzuak (2014)]

3 Η πειραματική διαδικασία

3.1 Εισαγωγή

Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν στο Εργαστήριο Ηλεκτρονικών Αισθητηρίων της Σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Ανάλογα με τις ανάγκες των πειραμάτων χρησιμοποιήθηκε εξοπλισμός που ήταν διαθέσιμος στο εργαστήριο ή κατασκευάστηκε σε αυτό.

3.2 Εξοπλισμός

Τα μηχανήματα που χρησιμοποιήθηκαν είναι τα εξής:

- i. Παλμογράφος από την Agilent Technologies DSO3102A Digital Storage Oscilloscope και το λογισμικό του για σύνδεση με υπολογιστή και λήψη των μετρήσεων από αυτόν.
- ii. Γεννήτρια από την Agilent 33220A 20MHz Function/Arbitrary Waveform Generator.
- iii. Τροφοδοτικό από την EXTECH INSTRUMENTS Quad Output DC Power Supply 382270.
- iv. Πηνίο παραγωγής συνεχούς μαγνητικού πεδίου το οποίο κατασκευάστηκε στα πλαίσια μεταπτυχιακής εργασίας από τον συνάδελφο Θ. Λαζαρίδη.

3.3 Διαδικασία και μετρήσεις

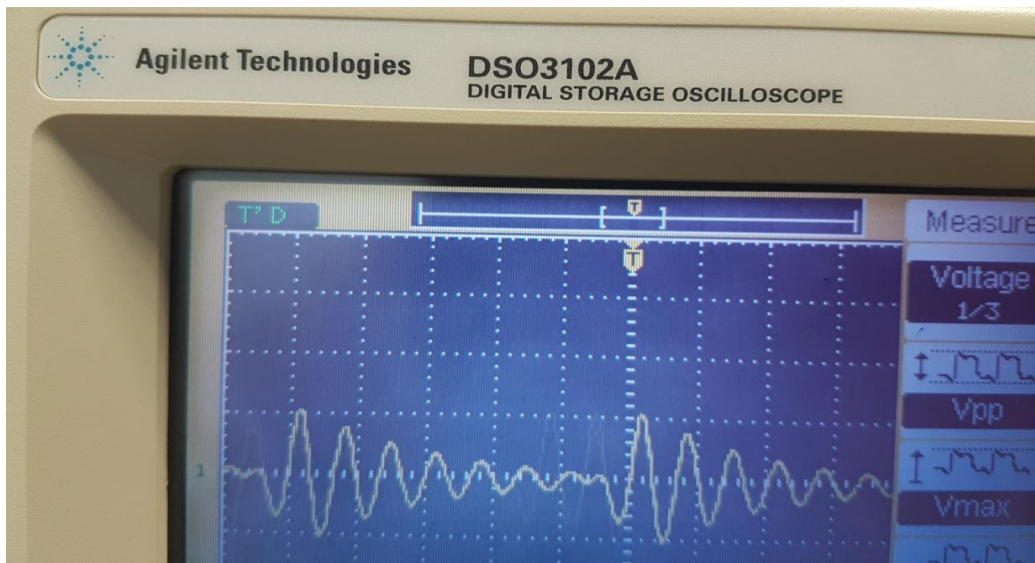
3.3.1 Γενικές μετρήσεις και προβλήματα που προέκυψαν

Το σύρμα το οποίο χρησιμοποιήθηκε στην πειραματική διαδικασία είναι CoFeSiB. Επειδή δεν υπήρχε αρκετή γνώση για τις ιδιότητες του συγκεκριμένου προϊόντος, η διαδικασία ξεκίνησε με τη λήψη μετρήσεων που ως σκοπό είχαν την εύρεση της απόκρισης $\Delta Z/Z$ του συγκεκριμένου υλικού (μονής ή διπλής κορυφής)

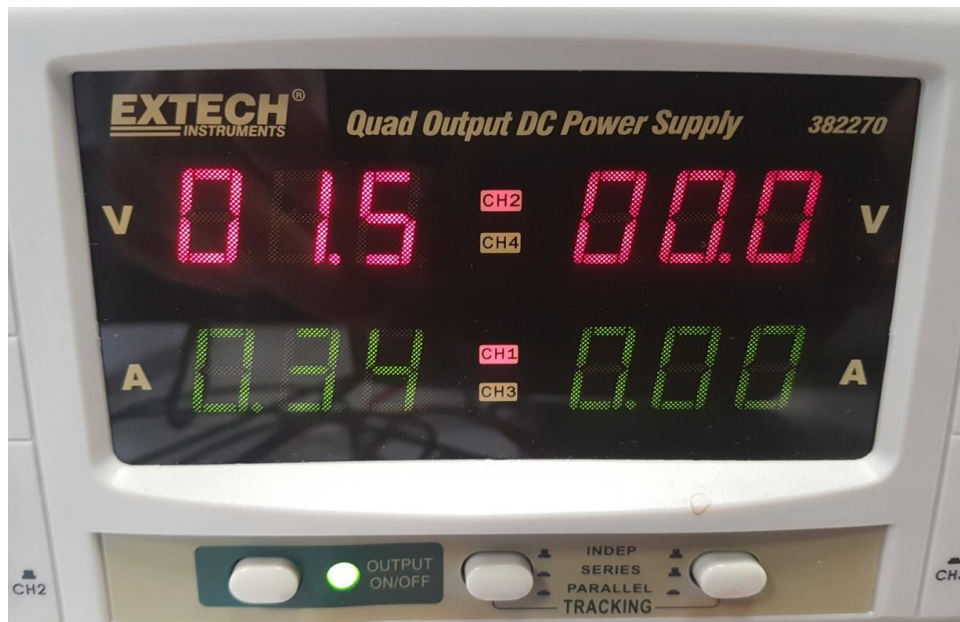
ως προς ένα συνεχές μαγνητικό πεδίο, την εμφάνιση ή μη ασυμμετρίας στην παραπάνω απόκριση, καθώς και τυχόν υστέρηση του φαινομένου.

Είναι βασικό να επισημανθεί ότι αντί της ποσότητας $\Delta Z/Z$ χρησιμοποιήθηκε η ισοδύναμη $\Delta V/V$.

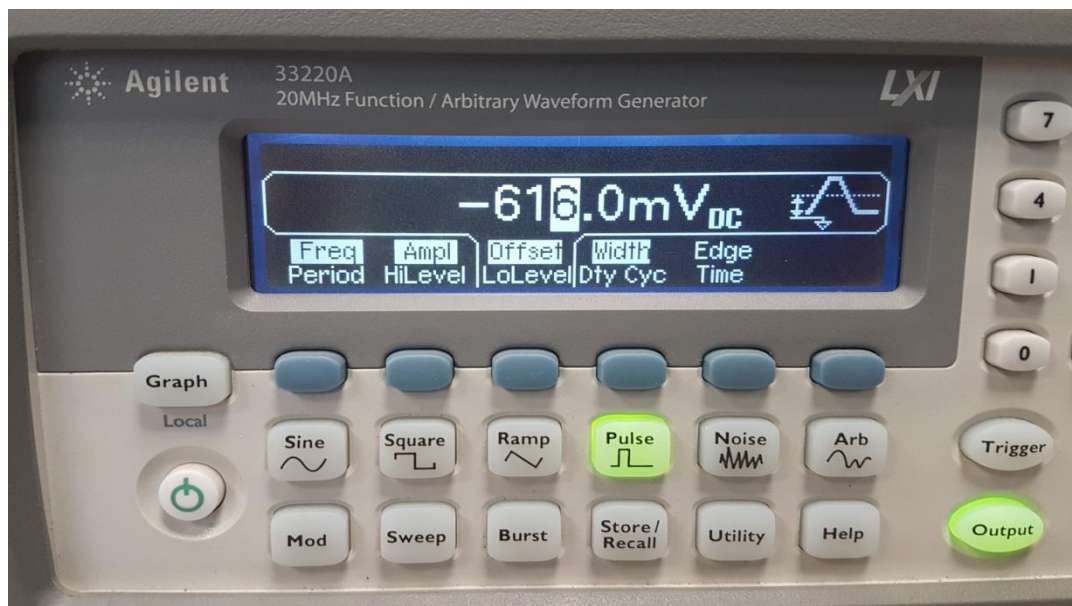
$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{V_{Hmeas} - V_{Hmax}}{V_{Hmax}} \quad (3.1)$$



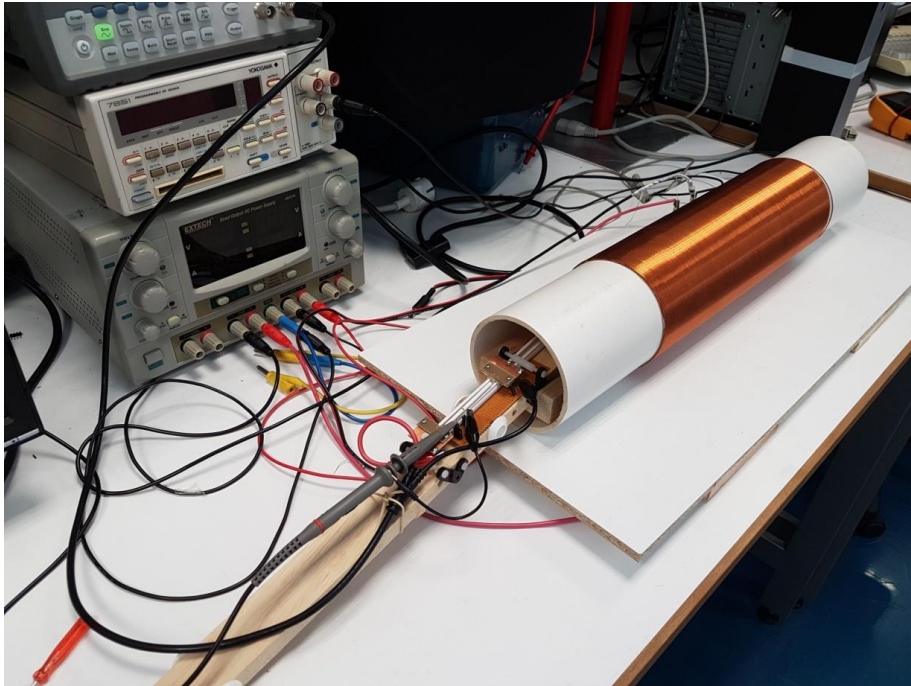
Σχήμα 3.1: Ο παλμογράφος από την Agilent Technologies DSO3102A



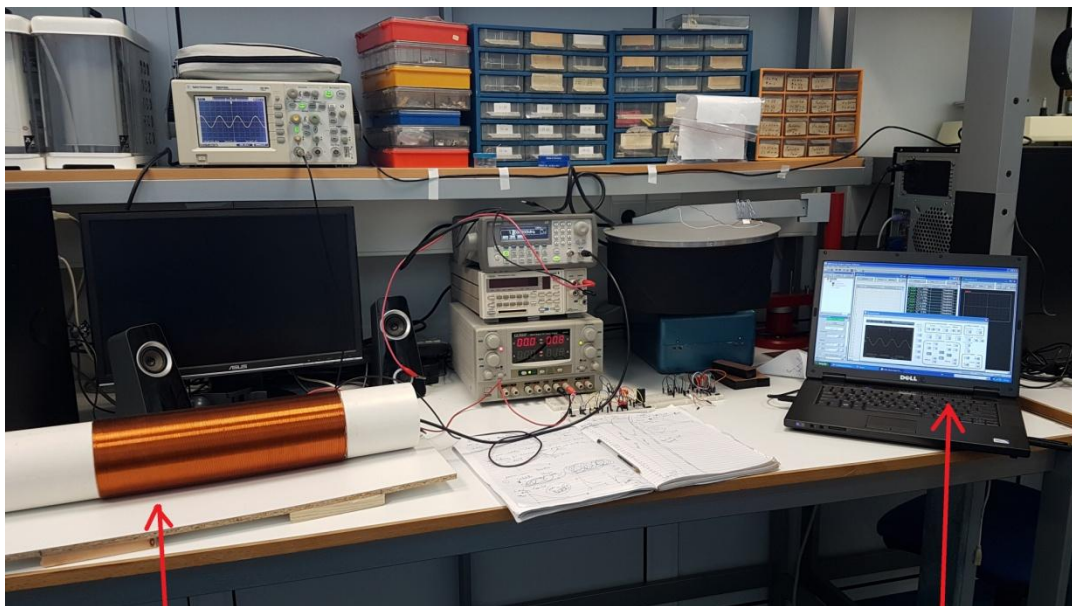
Σχήμα 3.2: Το τροφοδοτικό από την EXTECH INSTRUMENTS



Σχήμα 3.3: Η παλμογεννήτρια από την Agilent Technologies 33220A



Σχήμα 3.4: Το κύκλωμα παραγωγής του συνεχούς μαγνητικού πεδίου



παραγωγή του συνεχούς
μαγνητικού πεδίου

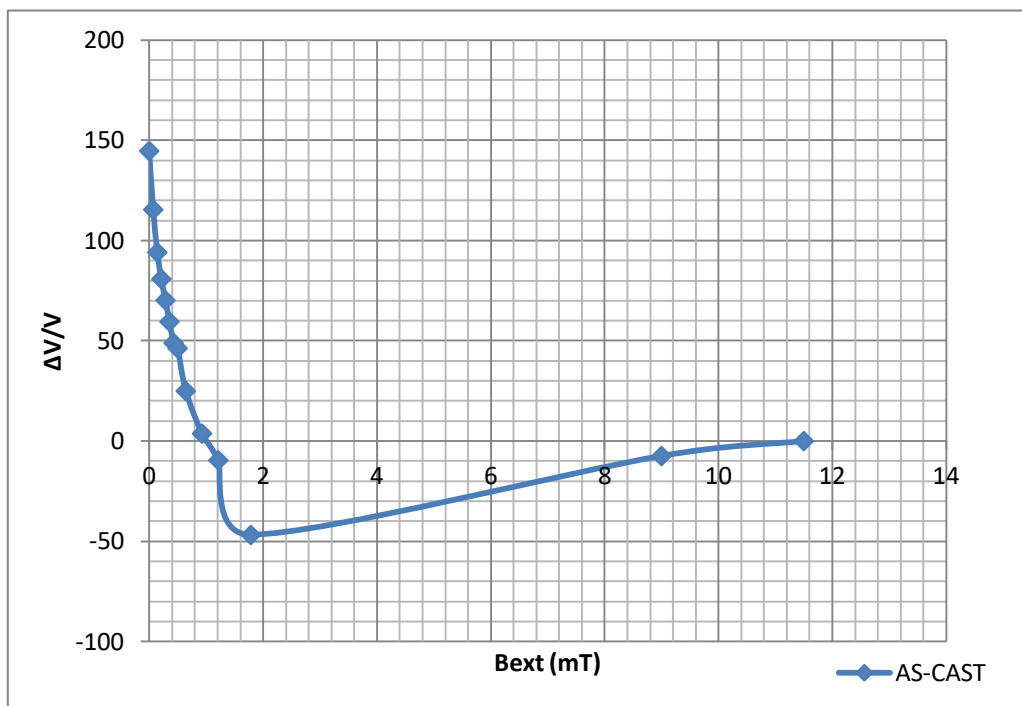
λογισμικό για την
λήψη μετρήσεων από
τον υπολογιστή

Σχήμα 3.5: Ο πειραματικός εξοπλισμός για την λήψη μετρήσεων

Πίνακας 3.1: Αρχικές μετρήσεις για ημιτονοειδής διέγερση

Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
0	0	0,184
0,0714	71.4	0,162
0,143	143	0,146
0,214	214	0,136
0,286	286	0,128
0,357	357	0,12
0,429	429	0,112
0,5	500	0,11
0,643	643	0,094
0,929	929	0,078
1,214	1214	0,068
1,786	1786	0,04
9	9000	0,0696
11,5	11500	0,0752

Έτσι για το αρχικό (as-cast) σύρμα CoFeSiB το οποίο είχαμε στην διάθεση μας λήφθηκαν οι παραπάνω μετρήσεις, οι οποίες ανταποκρίνονται σε οδήγηση του σύρματος από ένα ημιτονικό σήμα συχνότητας $f = 1,5\text{MHz}$, $V_{pp} = 10V$.



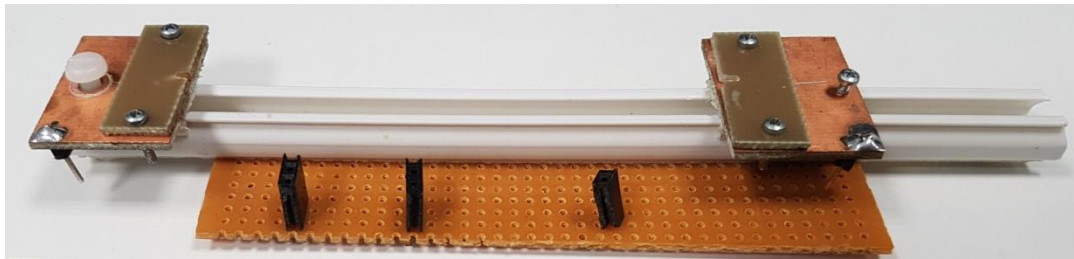
Σχήμα 3.6: Η μεταβολή της λαμβανόμενης τάσης $\Delta V/V$ για το as-cast σύρμα

Όπως μπορεί να διαπιστωθεί και από το παραπάνω σχήμα, η απόκριση $\Delta V/V$ είναι απόκριση μονής κορυφής, η οποία δεν είναι και η ιδανικότερη για την κατασκευή του κυκλώματος του αισθητήρα. Για να αντιμετωπισθεί το παραπάνω πρόβλημα έπρεπε να γίνει ανόπτηση του σύρματος υπό τάση και/ή υπό στρέψη.

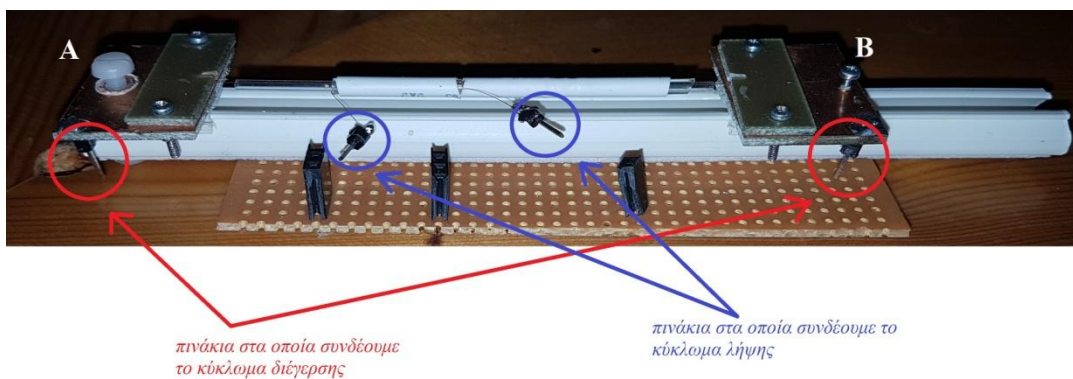
Για την ανόπτηση υπό τάση, η διαδικασία της οποίας είναι ευκολότερη σε σχέση με την ανόπτηση υπό στρέψη, ακολουθήθηκε η εξής διαδικασία:

Αρχικά, το σύρμα κόπηκε στο επιθυμητό μέγεθος και στην συνέχεια συγκολλήθηκε με καλάνι από την μία άκρη σε ένα καλώδιο, το οποίο στερεώθηκε σε ένα σταθερό σημείο. Στην άλλη άκρη τοποθετήθηκε ένα επίσης καλώδιο με βάρη, για να γίνει εισαγωγή της επιθυμητής τάσης εφελκυσμού στο σύρμα μας. Στην συνέχεια, το σύρμα συνδέθηκε με το τροφοδοτικό, το οποίο παρείχε το απαραίτητο συνεχές ρεύμα για την δημιουργία του συνεχούς μαγνητικού πεδίου και την επίτευξη της Joule θέρμανσης, έτσι ώστε να δημιουργηθεί μια πιο ομοιόμορφη ανισοτροπία στο υλικό, όπως εξηγήθηκε και παραπάνω. Η διαδικασία ως σύνολο όμως δεν κατέστη αρκετή για την αποτελεσματική λήψη αποτελεσμάτων διαχρονικά, καθώς αν και παρατηρήθηκε ότι η διαδικασία της ανόπτησης παρήγαγε τα επιθυμητά αποτελέσματα, παραδείγματος χάριν διπλή κορυφή στην απόκριση $\Delta V/V$, η συνεχής κολλήσεις στις οποίες υποβάλλονταν το

σύρμα (όπως αρχικά για την ανόπτηση στα αγωγίμα σύρματα, στην συνέχεια στην διάταξη για να γίνει λήψη των μετρήσεων και ακολούθως για μελλοντικές μετρήσεις) καταπονούνσαν το σύρμα στα σημεία της κόλλησης και δημιουργούνταν και τάσεις κάμψης, οι οποίες επηρεάζουν την απόκριση του φαινομένου όπως αποδεικνύεται και από τους Nabias et al. [Nabias et al. (2017)]. Ακόμη, με την παραπάνω διαδικασία δεν μπορούσε να καταστεί εφικτή η ανόπτηση υπό στρέψη για προφανείς λόγους. Έτσι έπρεπε να γίνει κατασκευή μιας διάταξης, στην οποία θα τοποθετούνταν το σύρμα, θα ακολουθούσε η ανόπτησή του και εν συνεχεία θα γινόταν και λήψη των μετρήσεων χωρίς το σύρμα να χρειάζεται συνεχείς κολλήσεις και μεταφορές. Παρακάτω παρουσιάζεται η αναφερόμενη διάταξη που κατασκευάστηκε:



Σχήμα 3.7: Η διάταξη που κατασκευάστηκε για ανόπτηση και λήψη του επιθυμητού σήματος



Σχήμα 3.8: Τα σημεία σύνδεσης της διάταξης που κατασκευάστηκε για ανόπτηση και λήψη του επιθυμητού σήματος

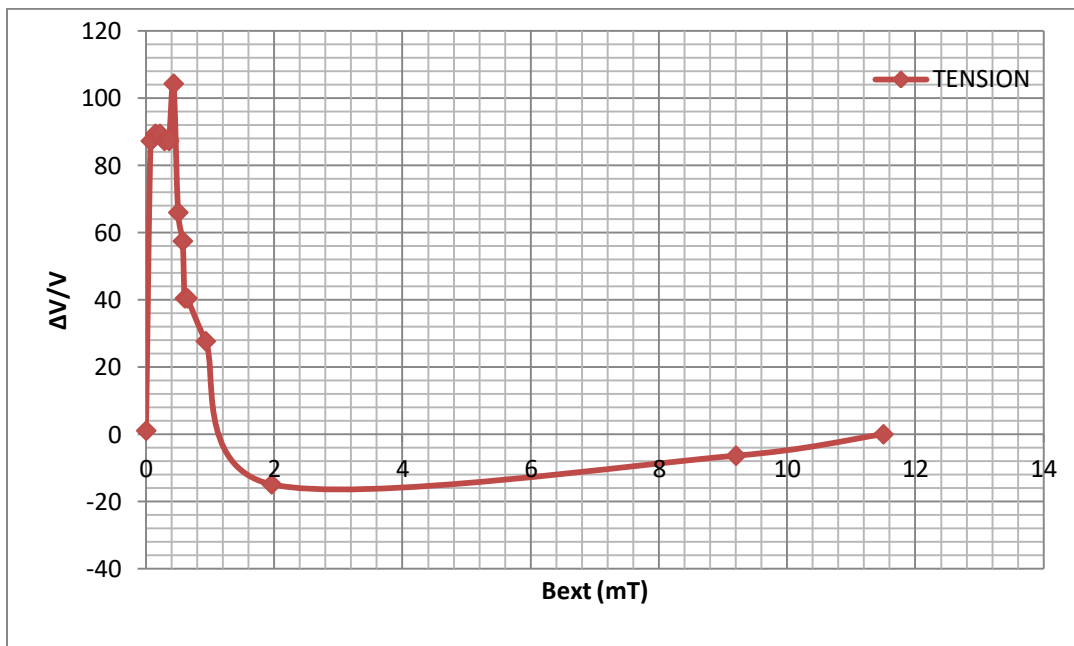
Η εν λόγω κατασκευή έχει ως εξής: Αρχικά κατασκευάστηκε ένας δρομέας-ράγα. Επάνω του τοποθετήθηκαν δύο κινητές βάσεις, στις οποίες στερεώθηκαν αγωγία χάλκινα φύλλα. Τα χάλκινα φύλλα είναι σε τέτοια διάταξη ώστε αν σφίξουν μεταξύ τους να παρέχουν την απαραίτητη τάση, η οποία δεν θα επιτρέψει στο σύρμα μας να φύγει από την θέση του. Ακόμη επάνω τους έχουν τοποθετηθεί οι ακροδέκτες σύνδεσης του κυκλώματος διέγερσης, οι οποίοι χρησιμοποιήθηκαν και για να συνδεθεί το τροφοδοτικό κατά την διάρκεια της ανόπτησης. Το άκρο Α όπως φαίνεται και από το Σχήμα 3.8 είναι μόνιμα στερεωμένο. Εν αντιθέσει το άκρο Β μπορεί να μετακινηθεί, ώστε με την τοποθέτηση βάρους σε αυτό το άκρο να μπορεί να επιτευχθεί η επιθυμητή τάση ανόπτησης. Παράλληλα έχει γίνει ήδη σύνδεση του πηνίου λήψης, με συνέπεια αφού το σύρμα υποστεί ανόπτηση να μην χρειάζεται να μετακινηθεί και έτσι να αποφεύγονται οι κολλήσεις και οι καταπονήσεις στο σύρμα. Επιπλέον μπορεί να γίνει και ανόπτηση υπό στρέψη, καθώς μπορεί πλέον το σύρμα να υποστεί στρέψη και να συγκρατηθεί διατηρώντας την στρέψη του κατά την διάρκεια της ανόπτησης. Η παραπάνω διάταξη ήταν επιτυχής και τα αποτελέσματα που ελήφθησαν παρατίθενται παρακάτω:

Για το ανοπτημένο σύρμα CoFeSiB υπό τάση και με παροχή συνεχούς ρεύματος 0.5A για μία ώρα και πέντε λεπτά λήφθηκαν οι παρακάτω μετρήσεις (Πίνακας 3.2 και Σχήμα 3.9), οι οποίες ανταποκρίνονται σε οδήγηση του σύρματος από ένα ημιτονικό σήμα συχνότητας $f=1,5\text{MHz}$, $V_{pp} = 10V$ και $V_{pp} = 10V + 1V V_{DC}$.

Ακολούθως, μπορούν να διακριθούν και οι μετρήσεις για το ανοπτημένο υπό στρέψη 4 στροφών σύρμα, με συνεχές ρεύμα 0.5A για σαράντα δύο λεπτά (Πίνακας 3.3 και Σχήμα 3.10). Η διέγερση είναι ίδια με προηγουμένως, δηλαδή ένα ημιτονικό σήμα συχνότητας $f=1,5\text{MHz}$, $V_{pp} = 10V$.

Πίνακας 3.2: Μετρήσεις μόνο για ημιτονοειδή διέγερση, για ανοπτημένο σύρμα υπό τάση

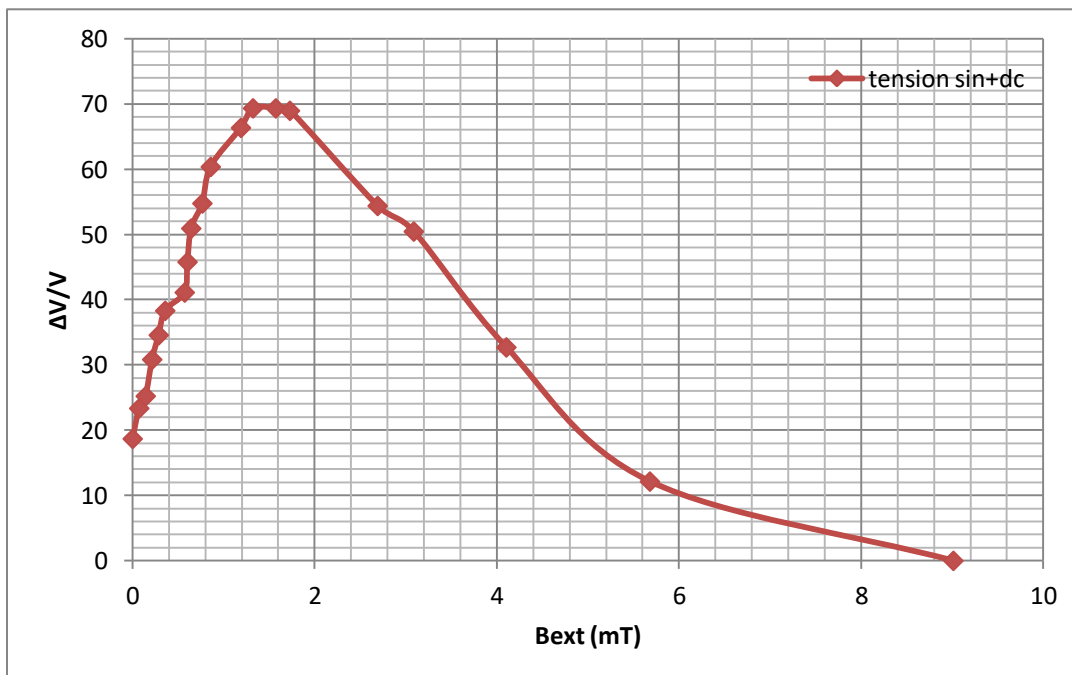
Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
0	0,0095	1,063829787
0,0714	0,0176	87,23404255
0,143	0,0178	89,36170213
0,214	0,0178	89,36170213
0,286	0,0176	87,23404255
0,357	0,0176	87,23404255
0,429	0,0192	104,2553191
0,5	0,0156	65,95744681
0,571	0,0148	57,44680851
0,602	0,0132	40,42553191
0,643	0,0132	40,42553191
0,929	0,012	27,65957447
1,957	0,008	-14,89361702
9,2	0,0088	-6,382978723
11,5	0,0094	0



Σχήμα 3.9: Η απόκριση του ανοπτημένου υπό τάση σύρματος μόνο για $\sin()$ διέγερση

Πίνακας 3.3: Μετρήσεις μόνο για ημιτονοειδή +Vdc διέγερση, για ανοπτημένο σύρμα υπό τάση

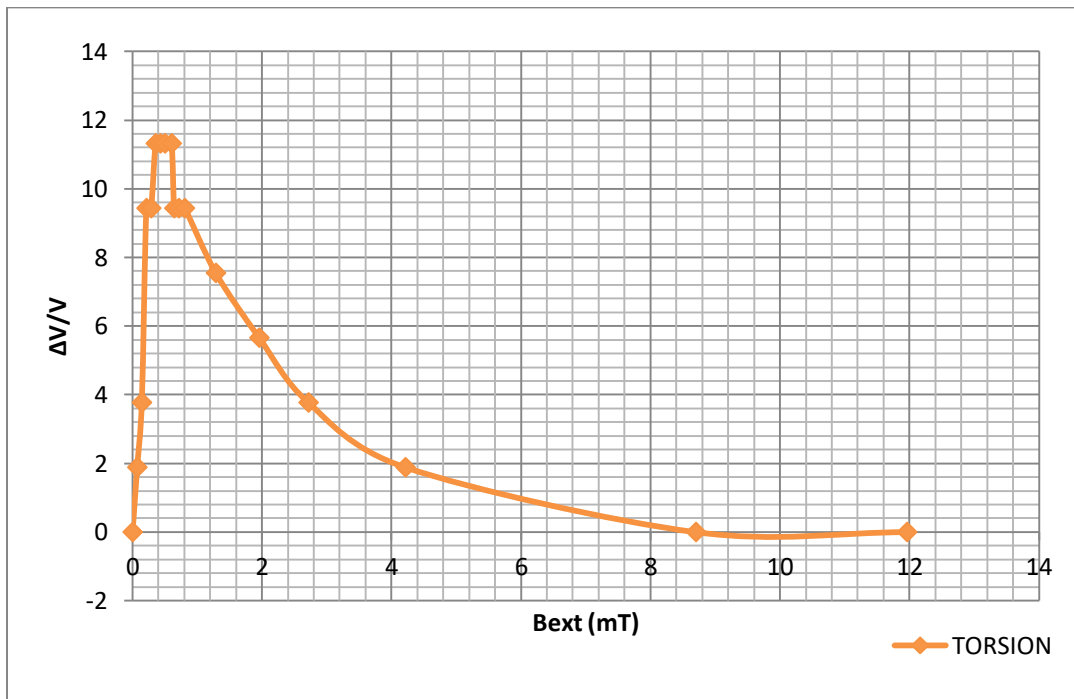
Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
0	0,0174	18,69158879
0,0714	0,0164	23,36448598
0,143	0,016	25,23364486
0,214	0,0148	30,8411215
0,286	0,014	34,57943925
0,357	0,0132	38,31775701
0,571	0,0126	41,12149533
0,602	0,0116	45,79439252
0,643	0,0105	50,93457944
0,765	0,00968	54,76635514
0,857	0,00848	60,37383178
1,189	0,0072	66,35514019
1,321	0,00656	69,34579439
1,571	0,00656	69,34579439
1,726	0,00664	68,97196262
2,689	0,00976	54,39252336
3,086	0,0106	50,46728972
4,102	0,0144	32,71028037
5,678	0,0188	12,14953271
9,01	0,0214	0



Σχήμα 3.10: Η απόκριση του ανοπτημένου υπό τάση σύρματος μόνο για sin()+Vdc διέγερση

Πίνακας 3.4: Μετρήσεις σύρμα υπό στρέψη

Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
0	0,0106	0
0,0714	0,0104	1,886792453
0,143	0,0102	3,773584906
0,214	0,0096	9,433962264
0,286	0,0096	9,433962264
0,357	0,0094	11,32075472
0,429	0,0094	11,32075472
0,5	0,0094	11,32075472
0,602	0,0094	11,32075472
0,643	0,0096	9,433962264
0,7143	0,0096	9,433962264
0,806	0,0096	9,433962264
1,286	0,0098	7,547169811
1,957	0,01	5,660377358
2,716	0,0102	3,773584906
4,214	0,0104	1,886792453
8,7	0,0106	0
11,96	0,0106	0



Σχήμα 3.11: Η απόκριση πεδίου για ανοπτημένο υπό στρέψη σύρμα

Παρατηρώντας τα παραπάνω αποτελέσματα επιβεβαιώνεται η επιτυχία της ανόπτησης με την μετακίνηση της κορυφής στην απόκριση $\Delta V/V$ του σύρματος από το μηδενικό πεδίο σε ένα μεγαλύτερο, το οποίο είναι το επιθυμητό για την κατασκευή ενός αισθητήρα μέτρησης του μαγνητικού πεδίου κοντά στο μηδέν (καθώς και η επίτευξη γραμμικότητας γύρω από αυτό). Παρ' όλα αυτά, η ανόπτηση υπό στρέψη αν και πέτυχε την μετακίνηση της κορυφής, οδήγησε σε αισθητή μείωση της ποσοστιαίας απόκρισης. Αυτό γιατί κατά την ανόπτηση υπό στρέψη χρησιμοποιήθηκε μεγαλύτερη τάση στο σύρμα και η διάρκεια ήταν μικρότερη. Και οι δύο προηγούμενοι παράγοντες είναι καθοριστικοί για την αποτελεσματικότητα της ανόπτησης (όσο και η θερμοκρασία που επιτυγχάνεται) όπως αποδείχθηκε από τους Li et al. [Li et al. (2005)].

Οι διαφορετικές ανοπτήσεις που πραγματοποιήθηκαν είναι:

- i. Υπό τάση 0.4A, 4x βάρος, μία ώρα και τριάντα ένα λεπτά
- ii. Υπό τάση 0.5A, 2x βάρος, μία ώρα και πέντε λεπτά
- iii. Υπό στρέψη 0.5A, 2x βάρος, 4 στροφές, πενήντα λεπτά
- iv. Υπό τάση 0.3A, 4x βάρος, τριάντα ένα λεπτά
- v. Υπό τάση 0.4A, 1x βάρος, σαράντα ένα λεπτά
- vi. Υπό στρέψη 0.6A, 1x βάρος, 10 στροφές, μία ώρα και δέκα έξι λεπτά

Το αναφερόμενο βάρος ορίστηκε ως το βάρος ενός σύρματος. Πολλές από τις ανοπτήσεις ήταν ανεπιτυχείς είτε λόγω υπερβολικού βάρους, είτε μεγάλου ρεύματος και κατά συνέπεια θέρμανσης Joule, είτε μη ομοιόμορφης στρέψης των συρμάτων. Πρέπει να σημειωθεί ότι τα σύρματα ύστερα από την διαδικασία της ανόπτησης ήταν ιδιαίτερα ευαίσθητα στους κραδασμούς, οπότε συνιστάται και ένας χρόνος “ηρεμίας” του σύρματος αφού υποστεί ανόπτηση. Βασική παρατήρηση επίσης είναι ότι η ανόπτηση έχει βέλτιστους παράγοντες όπως η θερμοκρασία, στρέψη, τάση, ρεύμα, χρόνος. Από μόνη της θα μπορούσε να καταστεί ένα ολόκληρο θέμα έρευνας, όπως και γίνεται, παρ' όλα αυτά για την παρούσα εργασία έγινε προσπάθεια εύρεσης αυτών των παραγόντων, αλλά η πολυπλοκότητα της διαδικασίας οδήγησε στην εύρεση των χαρακτηριστικών της ανόπτησης που θα εξυπηρετούσε μόνο το παρόν θέμα.

Το σύρμα που θα χρησιμοποιηθεί παρακάτω είναι ανοπτημένο υπό στρέψη 4 στροφών στα 0.5A, 2x βάρους, για σαράντα δύο λεπτά.

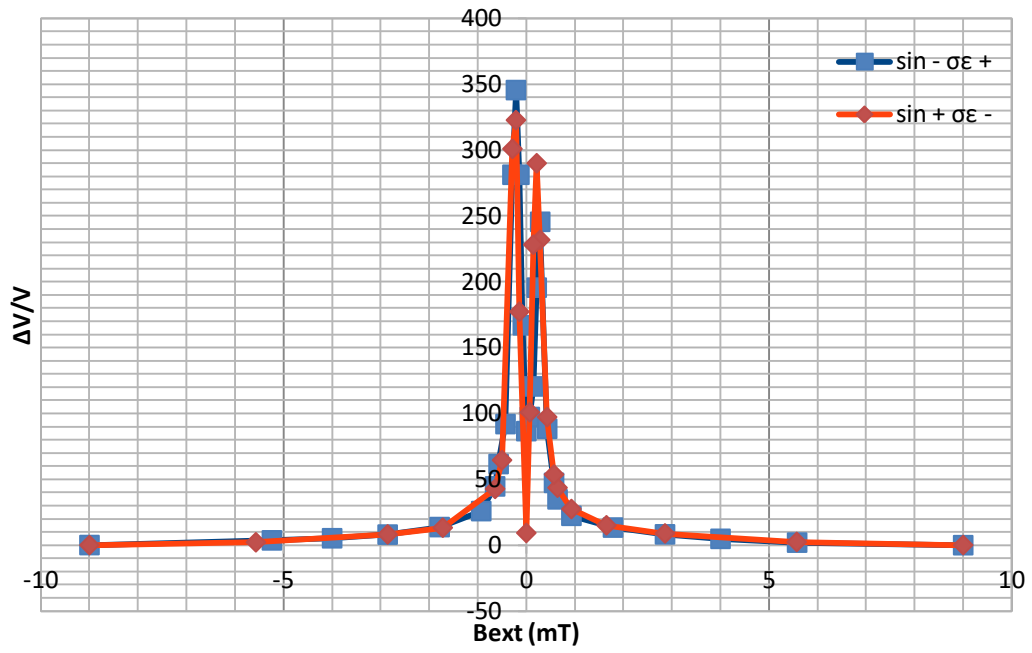
Το σύρμα (και η αντίσταση των φύλλων χαλκού της κατασκευής μας) είναι 14,8Ω. Η ρύθμιση στη γεννήτρια είναι τέτοια ώστε το σύρμα μας να διεγείρεται με ένα ημιτονικό σήμα συχνότητας 500kHz και πλάτους 10mA και στην συνέχεια 10mA (ac)+ 10mA (dc). Εν συνεχεία ελήφθησαν οι παρακάτω μετρήσεις:

Πίνακας 3.5: Μετρήσεις που λήφθηκαν για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA και συχνότητας 500kHz μεταβαίνοντας από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο

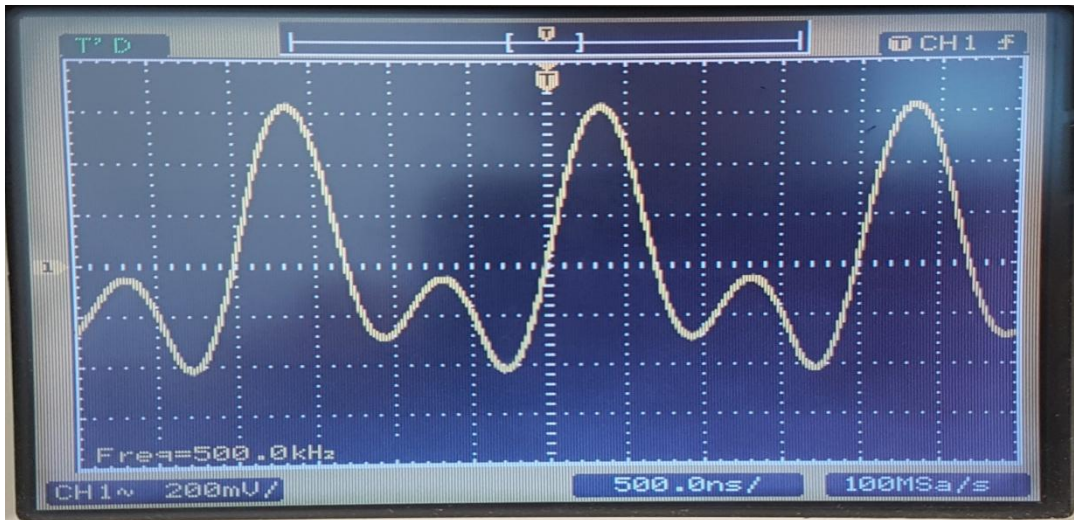
Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
-9	2,24	0
-5,241	10,2	3,553571429
-4,001	13,8	5,160714286
-2,857	20	7,928571429
-1,786	32,8	13,64285714
-0,929	60	25,78571429
-0,643	102	44,53571429
-0,571	140	61,5
-0,429	208	91,85714286
-0,286	632	281,1428571
-0,214	776	345,4285714
-0,143	632	281,1428571
-0,0714	376	166,8571429
0	196	86,5
0,0714	220	97,21428571
0,143	272	120,4285714
0,214	440	195,4285714
0,286	552	245,4285714
0,429	200	88,28571429
0,571	108	47,21428571
0,643	80	34,71428571
0,929	52	22,21428571
1,786	32	13,28571429
2,857	20,4	8,107142857
4,001	12,8	4,714285714
5,579	6,4	1,857142857
9	2	-0,107142857

Πίνακας 3.6: Μετρήσεις που λήφθηκαν για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA και συχνότητας 500kHz μεταβαίνοντας από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο

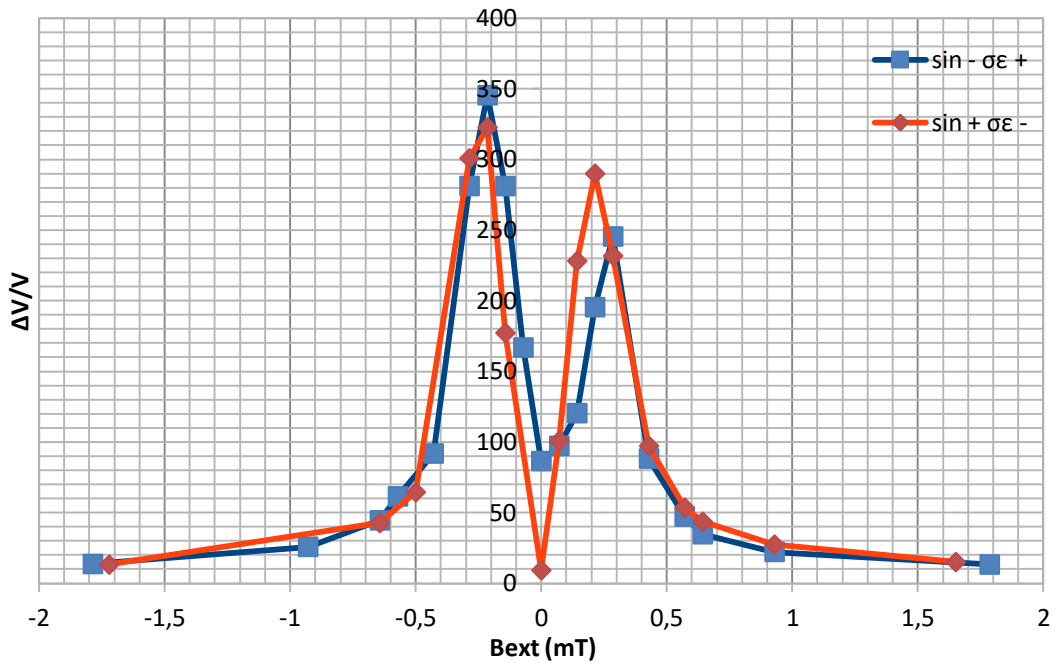
Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
9	2,2	0
5,571	7,4	2,363636364
2,857	21,6	8,818181818
1,651	35,2	15
0,929	62,4	27,36363636
0,643	98	43,54545455
0,571	120	53,54545455
0,429	216	97,18181818
0,286	512	231,7272727
0,214	640	289,9090909
0,143	504	228,0909091
0,0714	224	100,8181818
0	22,4	9,181818182
-0,143	392	177,1818182
-0,214	712	322,6363636
-0,286	664	300,8181818
-0,5	144	64,45454545
-0,643	96	42,63636364
-1,721	31,2	13,18181818
-2,857	20	8,090909091
-5,571	6,8	2,090909091
-9	2,1	-0,045454545



Σχήμα 3.12: Απόκριση $\Delta V/V$ του σύρματος για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA και συχνότητας 500kHz για μετρήσεις από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο (+ σε -) και αντίστροφα



Σχήμα 3.13: Μέτρηση της εξόδου για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA, συχνότητας 500kHz για $B_{ext}=143\mu T$



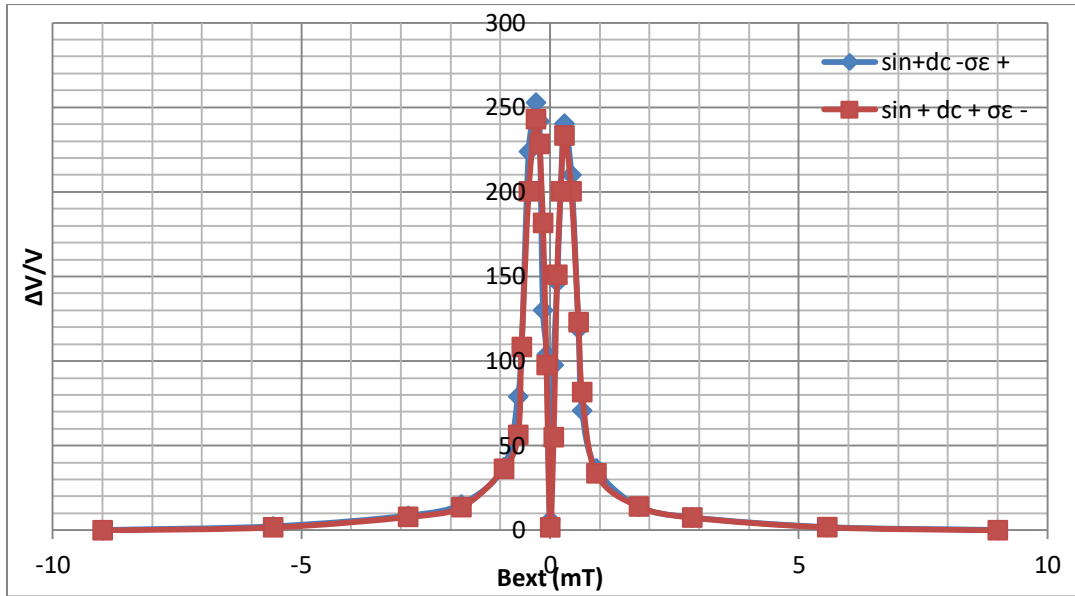
Σχήμα 3.14: Απόκριση $\Delta V/V$ του σύρματος για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA και συχνότητας 500kHz για μετρήσεις από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο (+ σε -) και αντίστροφα (μεγέθυνση στο εύρος πεδίων μεγαλύτερου ενδιαφέροντος)

Πίνακας 3.7: Μετρήσεις που λήφθηκαν για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA (ac) + 10mA (dc) και συχνότητας 500kHz μεταβαίνοντας από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο

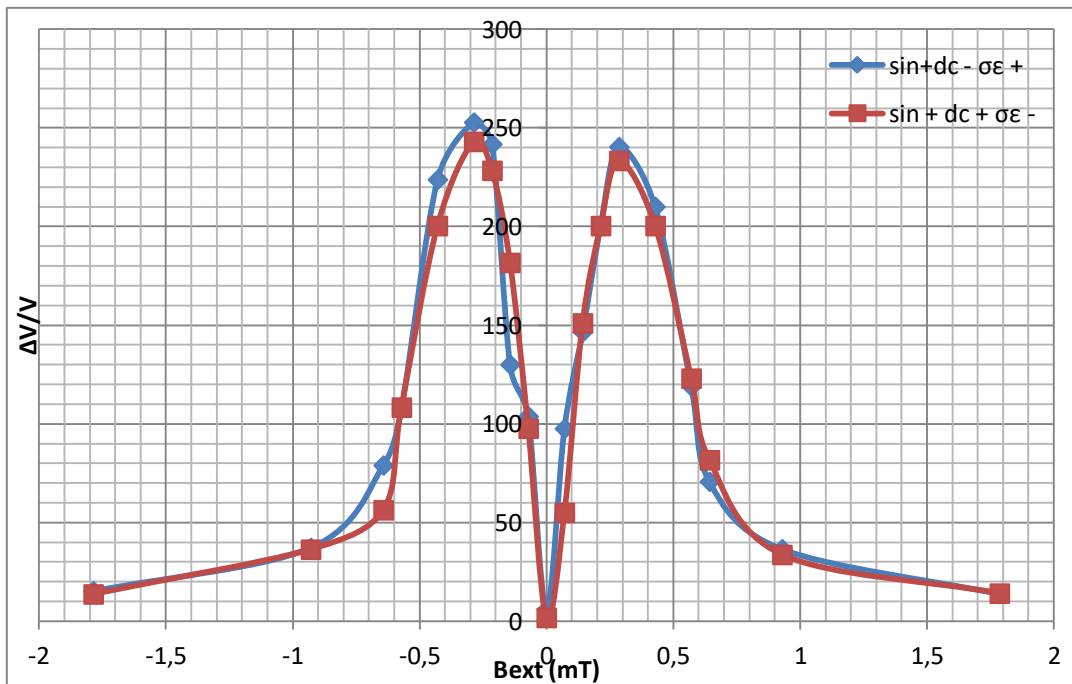
Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
-9	2,9	0
-5,571	9,3	2,206896552
-2,857	27,6	8,517241379
-1,786	47,2	15,27586207
-0,929	111	37,27586207
-0,643	232	79
-0,571	316	107,9655172
-0,429	652	223,8275862
-0,286	736	252,7931034
-0,214	704	241,7586207
-0,143	380	130,0344828
-0,0714	304	103,8275862
0	20,2	5,965517241
0,0714	286	97,62068966
0,143	428	146,5862069
0,214	584	200,3793103
0,286	700	240,3793103
0,429	612	210,0344828
0,571	348	119
0,643	208	70,72413793
0,929	109	36,5862069
1,786	43	13,82758621
2,857	24,6	7,482758621
5,571	8	1,75862069
9	3,1	0,068965517

Πίνακας 3.8: Μετρήσεις που λήφθηκαν για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA (ac) + 10mA (dc) και συχνότητας 500kHz μεταβαίνοντας από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο

Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
9	3,1	0,033333333
5,571	8,5	1,833333333
2,857	25,6	7,533333333
1,786	45,2	14,06666667
0,929	104	33,66666667
0,643	248	81,66666667
0,571	372	123
0,429	604	200,3333333
0,286	703	233,3333333
0,214	604	200,3333333
0,143	456	151
0,0714	168	55
0	8,2	1,733333333
-0,0714	296	97,66666667
-0,143	548	181,6666667
-0,214	688	228,3333333
-0,286	732	243
-0,429	604	200,3333333
-0,571	328	108,3333333
-0,643	172	56,33333333
-0,929	112	36,33333333
-1,786	44	13,66666667
-2,857	26,8	7,933333333
-5,571	8,3	1,766666667
-9	3	0



Σχήμα 3.15: Απόκριση $\Delta V/V$ του σύρματος για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA (ac) + 10mA (dc) και συχνότητας 500kHz για μετρήσεις από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο (+ σε -) και αντίστροφα



Σχήμα 3.16: Απόκριση $\Delta V/V$ του σύρματος για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους 10mA (ac) + 10mA (dc) και συχνότητας 500kHz για μετρήσεις από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο (+ σε -) και αντίστροφα (μεγέθυνση στο εύρος πεδίων μεγαλύτερου ενδιαφέρον)

Από τις παραπάνω μετρήσεις και τις αποκρίσεις $\Delta V/V$ μπορούν να γίνουν οι εξής παρατηρήσεις:

- i. Όπως αναλύθηκε και στα προηγούμενα, αν διεγερθεί το σύρμα με ένα επιπλέον συνεχές ρεύμα ώστε να επιτευχθεί η δημιουργία ενός περιφερειακού συνεχούς μαγνητικού πεδίου, τότε η απόκριση $\Delta V/V$ αυτού εν συγκρίσει με την απόκριση που θα είχε το σύρμα αν είχε διεγερθεί μόνο με το ημίτονο είναι μικρότερη. Όπως μπορεί να φανεί και από τα σχήματα η απόκριση μειώθηκε περίπου κατά 28% .
- ii. Παρατηρώντας τις αποκρίσεις επιβεβαιώνεται ότι η χρήση του συνεχούς ρεύματος δεν μετατοπίζει το μέγιστο της απόκρισης σε υψηλότερα ή μικρότερα πεδία.
- iii. Ακόμη μπορεί να φανεί και η βελτίωση της υστέρησης του φαινομένου με την χρήση του συνεχούς ρεύματος. Από τις καμπύλες “- σε +” και “+ σε -” και στις δύο αποκρίσεις μπορεί να παρατηρηθεί ότι με την χρήση διέγερσης μόνο με ημίτονο, μεταβαίνοντας σταδιακά από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο και επιστρέφοντας στο μέγιστο αρνητικό, οι δύο καμπύλες δεν ταυτίζονται (δεν θα ήταν δυνατό και λόγω υστέρησης) αλλά είναι αρκετά μακριά στο εύρος πεδίων [-0.25mT, 1mT]. Εν αντιθέσει, οι αποκρίσεις που λήφθηκαν χρησιμοποιώντας το συνεχές ρεύμα στην διέγερση είναι πλησιέστερες.

Στην συνέχεια παρουσιάζονται οι μετρήσεις για διέγερση [$\sin() 10\text{mA (ac)} - 10\text{mA (dc)}$] και [$\sin() 10\text{mA (ac)} + 10\text{mA (dc)}$]. Πρέπει να τονισθεί ότι το σύρμα είναι το ίδιο με αυτό που χρησιμοποιήθηκε για τις παραπάνω μετρήσεις αλλά εδώ είναι μικρότερο σε μήκος καθώς κόπηκε κατά την διάρκεια των μετρήσεων. Η αντίσταση του στο εξής είναι 11.6 Ohm. Το παραπάνω θα διαδραματίσει έναν επιπλέον λόγο μείωσης του φαινομένου, λόγω ότι μικρότερο μήκος συνεπάγεται μείωση του φαινομένου.

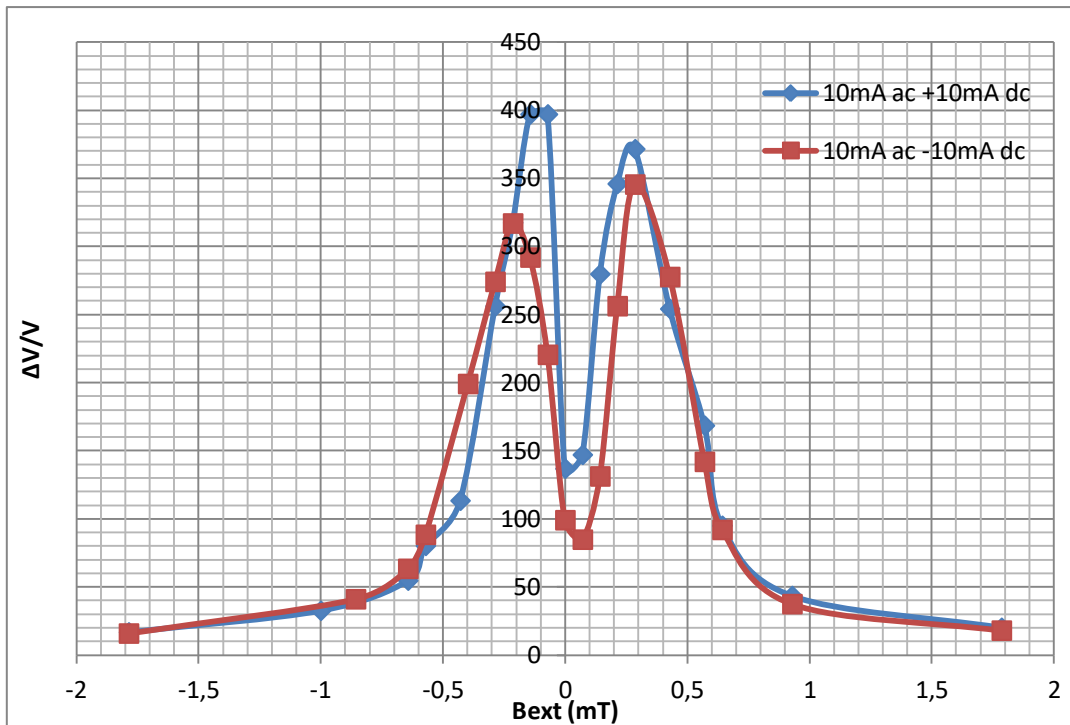
Πίνακας 3.9: Μετρήσεις που λήφθηκαν για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους [10mA (ac) + 10mA (dc)] και συχνότητας 500kHz

Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
-9	1,96	0
-5,571	5,56	1,836734694
-2,857	20,2	9,306122449
-1,786	34,6	16,65306122
-1	65,6	32,46938776
-0,643	109	54,6122449
-0,571	159	80,12244898
-0,429	224	113,2857143
-0,286	504	256,1428571
-0,214	624	317,3673469
-0,143	780	396,9591837
-0,0714	780	396,9591837
0	270	136,755102
0,0714	290	146,9591837
0,143	550	279,6122449
0,214	680	345,9387755
0,286	730	371,4489796
0,429	500	254,1020408
0,571	332	168,3877551
0,643	188	94,91836735
0,929	87	43,3877551
1,786	41,2	20,02040816
2,857	24	11,24489796
5,571	7,7	2,928571429
9	3,5	0,785714286

Πίνακας 3.10: Μετρήσεις που λήφθηκαν για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους [10mA (ac) - 10mA (dc)] και συχνότητας 500kHz

Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
-9	7,44	0,722222222
-5,571	17,6	3,074074074
-2,857	48	10,11111111
-1,786	78,4	17,14814815
-0,857	180	40,66666667
-0,643	272	61,96296296
-0,571	372	85,11111111
-0,398	840	193,4444444
-0,286	1256	289,7407407
-0,214	1472	339,7407407
-0,143	1448	334,1851852
-0,0714	1104	254,5555556
0	504	115,6666667
0,0714	344	78,62962963
0,143	520	119,3703704
0,214	1008	232,3333333
0,286	1408	324,9259259
0,429	1208	278,6296296
0,571	680	156,4074074
0,643	456	104,5555556
0,929	172	38,81481481
1,786	80,8	17,7037037
2,857	39,2	8,074074074
5,571	11,6	1,685185185
9	4,32	0

Στο παρακάτω Σχήμα 3.17 μπορεί κάποιος να δει την μεταφορά της ασυμμετρίας ανάλογα με την τιμή του συνεχούς ρεύματος και κατ' επέκταση του συνεχούς μαγνητικού πεδίου που χρησιμοποιήθηκε στην διέγερση του σύρματος. Ακόμη φαίνεται ότι πλην της αλλαγής της ασυμμετρίας λαμβάνει χώρα και μια πτώση της απόκρισης για την διέγερση με αρνητική τιμή του συνεχούς ρεύματος, η οποία είναι περίπου 14%. Αυτό πιθανώς οφείλεται στην φορά της αρχικής μαγνήτισης του σύρματος. Έτσι το θετικό ρεύμα ευνοείται ενώ το αρνητικό "βρίσκει" μια μικρή αντίσταση στην προσπάθεια του να αναστρέψει την ασυμμετρία.



Σχήμα 3.17: Αποκρίσεις $\Delta V/V$ του σύρματος για ημιτονοειδή διέγερση πλάτους $[10\text{mA (ac)} + 10\text{mA (dc)}]$ και $[10\text{mA (ac)} - 10\text{mA (dc)}]$ και συχνότητας 500kHz

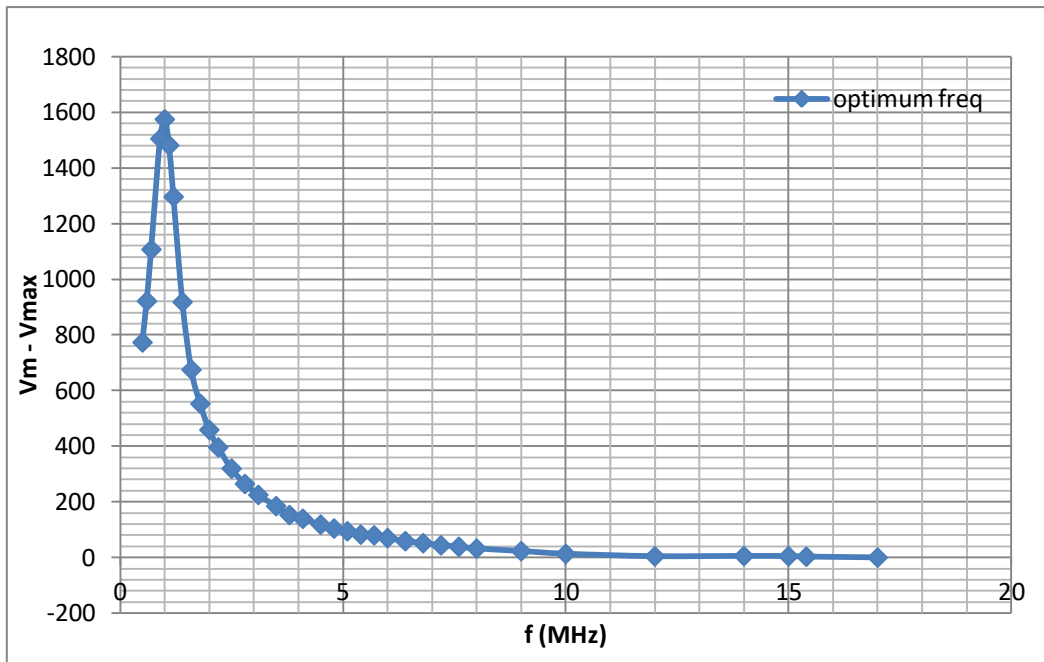
Πρέπει να τονισθεί ότι η χρησιμοποίηση του ημιτόνου ως διέγερση δεν καθίσταται καθόλου χρήσιμη για την κατασκευή αισθητήρα με το σκεπτικό ότι η έξοδος είναι ένα ημίτονο ή η υπέρθεση ημιτόνων. Έτσι δεν μπορεί εύκολα να ανιχνευθεί το πρόσημο του μαγνητικού πεδίου, καθώς η έξοδος έχει την μορφή της απόκρισης $\Delta V/V$. Αντίθετα με το παραπάνω σκεπτικό, η χρήση ενός παλμού έχει το πλεονέκτημα, εκτός των υπολοίπων που προαναφέρθηκαν, της εύκολης ανίχνευσης του προσήμου του μαγνητικού πεδίου από το πρόσημο της εξόδου. Η ιδέα αυτή θα αναλυθεί περαιτέρω στην συνέχεια.

3.3.2 Εύρεση βέλτιστης συχνότητας

Το επόμενο βήμα που θα ακολουθηθεί είναι η εύρεση της βέλτιστης συχνότητας λειτουργίας του σύρματος. Για το λόγο αυτό ελήφθησαν μετρήσεις σε διαφορετικές συχνότητες για διέγερση $10\text{mA (ac)} + 10\text{mA (dc)}$.

Πίνακας 3.11: Μετρήσεις για την εύρεση της βέλτιστης συχνότητας λειτουργίας του σύρματος με την μέθοδο που αναλύσαμε και στο 2.8.4

f (MHz)	V _m (B=0,214mT)	V _{max} (B=9mT)	V _m - V _{max}
0,5	780	7,28	772,72
0,6	930	8,88	921,12
0,7	1120	13,36	1106,64
0,9	1520	15,28	1504,72
1	1590	15,8	1574,2
1,1	1500	19	1481
1,2	1320	24,2	1295,8
1,4	970	52,4	917,6
1,6	750	75,6	674,4
1,8	580	28	552
2	476	17,6	458,4
2,2	408	12,4	395,6
2,5	328	8,88	319,12
2,8	272	7,84	264,16
3,1	232	7,28	224,72
3,5	194	9,6	184,4
3,8	164	11,52	152,48
4,1	148	9,04	138,96
4,5	127	9,12	117,88
4,8	114	10,08	103,92
5,1	105	10,8	94,2
5,4	95	12,88	82,12
5,7	91	11,6	79,4
6	82	12,48	69,52
6,4	72,4	13,92	58,48
6,8	66,4	15,2	51,2
7,2	60,8	17,4	43,4
7,6	56	17,6	38,4
8	50,8	19	31,8
9	39,6	17	22,6
10	30,2	17,4	12,8
12	21,6	17,6	4
14	27,8	22,8	5
15	28,8	24,4	4,4
15,4	28	25,4	2,6
17	21,6	22	-0,4

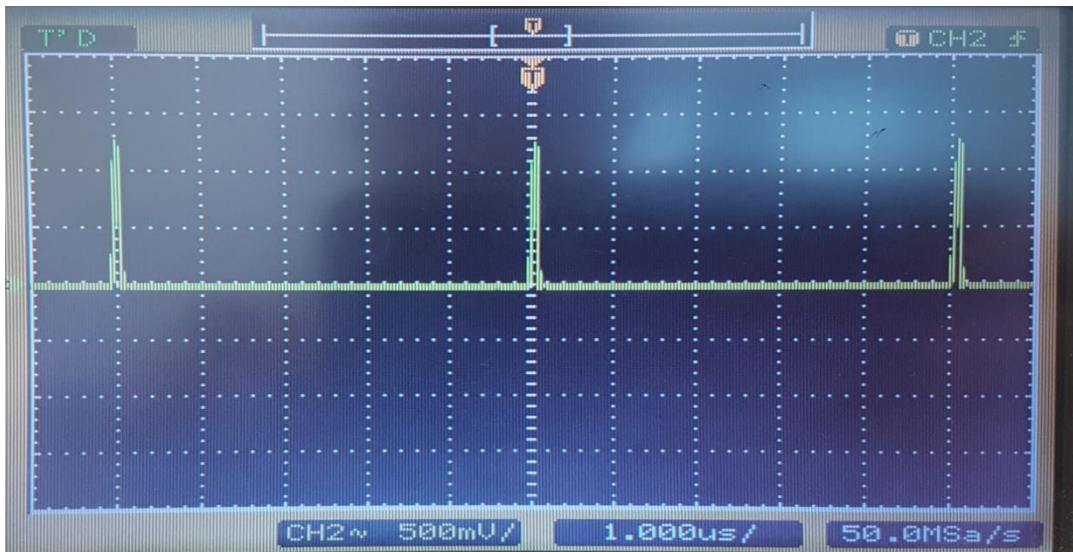


Σχήμα 3.18: Εύρεση της βέλτιστης συχνότητας λειτουργίας του σύρματος

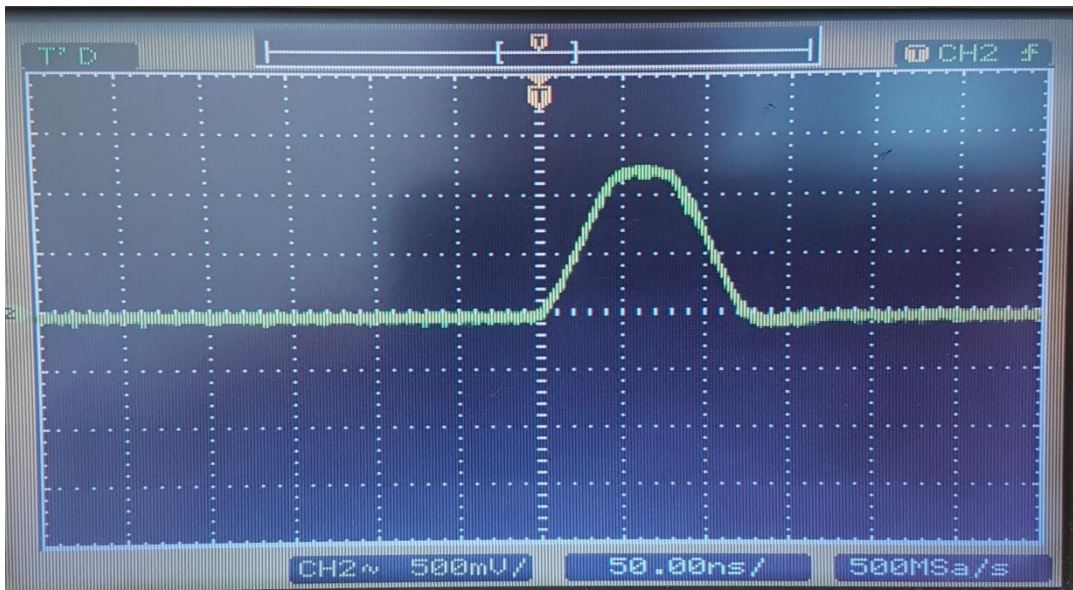
Από το Σχήμα 3.18 προκύπτει ότι η βέλτιστη συχνότητα λειτουργίας του σύρματος είναι το 1MHz. Οπότε είναι λογικό να κατασκευασθεί παλμός που να αντιστοιχεί σε αυτήν τη συχνότητα. Αξίζει να σημειωθεί ότι οι περισσότεροι ερευνητές χρησιμοποιούν συχνότητες μεγαλύτερες των 25MHz. Δεν κατέστη εφικτό να γίνει μελέτη του φαινομένου για συχνότητες σε αυτό το εύρος καθώς η παλμογεννήτρια που ήταν διαθέσιμη από το εργαστήριο είχε όριο μέγιστης συχνότητας τα 20MHz.

3.3.3 Μετρήσεις με χρήση παλμού για την διέγερση του σύρματος

Πριν εξετασθεί η κατασκευή του κυκλώματος διέγερσης με χρήση παλμού, θα παρουσιασθούν μερικά αποτελέσματα μετρήσεων (Σχήμα 3.23 και 3.24) που λήφθηκαν για ένα παλμό συχνότητας 198,4kHz, χρόνου ανόδου $t_r=33.5\text{ns}$, πλάτους $w=83\text{ns}$ και πλάτους διέγερσης 616mV το οποίο ανταποκρίνεται σε ένα παλμό ρεύματος 10mA.



Σχήμα 3.19: Οι παραγόμενοι παλμοί πλάτους 10mA $t_r=33.5\text{ ns}$ $w=83\text{ ns}$ $f=198.4\text{ kHz}$



Σχήμα 3.20: Ο παραγόμενος παλμός πλάτους 10mA $t_r=33.5\text{ ns}$ $w=83\text{ ns}$ $f=198.4\text{ kHz}$

Πίνακας 3.12: Μετρήσεις για παλμό 10mA $t_r=33.5\text{ns}$ $w=83\text{ns}$ $f=198.4\text{kHz}$ από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο

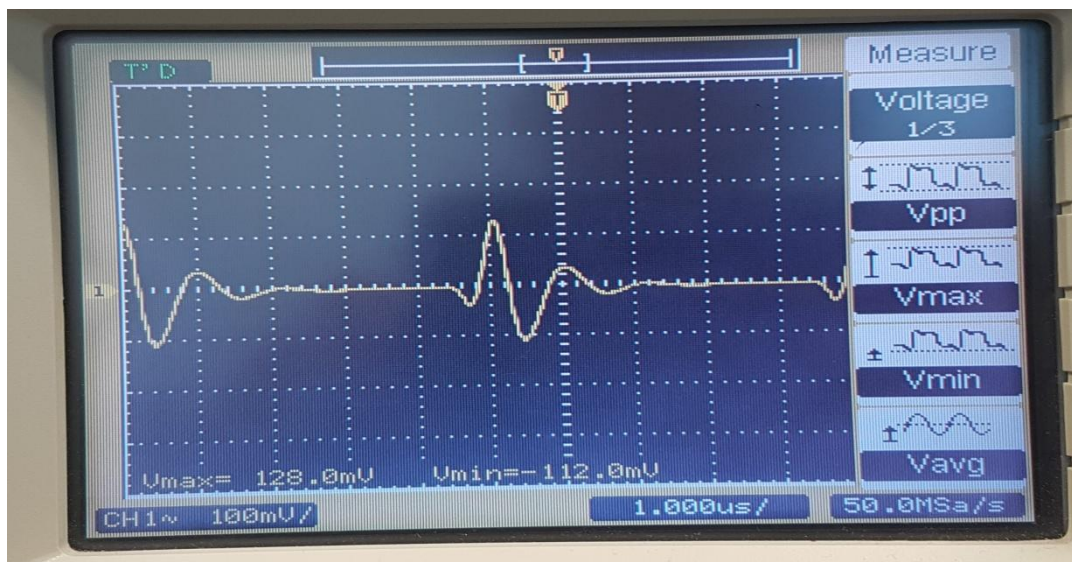
Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
-9	1,721	-6,229517722
-5,401	4,241	-4,138291691
-2,632	21,6	-2,529343405
-1,786	35,2	-2,037768739
-0,857	63,2	-1,497966299
-0,643	90	-1,373619988
-0,571	112	-1,331783847
-0,429	148	-1,249273678
-0,286	316	-1,166182452
-0,214	352	-1,12434631
-0,143	280	-1,083091226
-0,0714	128	-1,041487507
0	76	-1
0,0714	-1,6	-1,042
0,143	-7,2	-1,084117647
0,214	-148	-1,125882353
0,286	-264	-1,168235294
0,429	-264	-1,252352941
0,571	-160	-1,335882353
0,7143	-112	-1,420176471
0,929	-70	-1,546470588
1,786	-36	-2,050588235
3	-19,2	-2,764705882
5,571	-3,6	-4,277058824
9	-1,7	-6,294117647



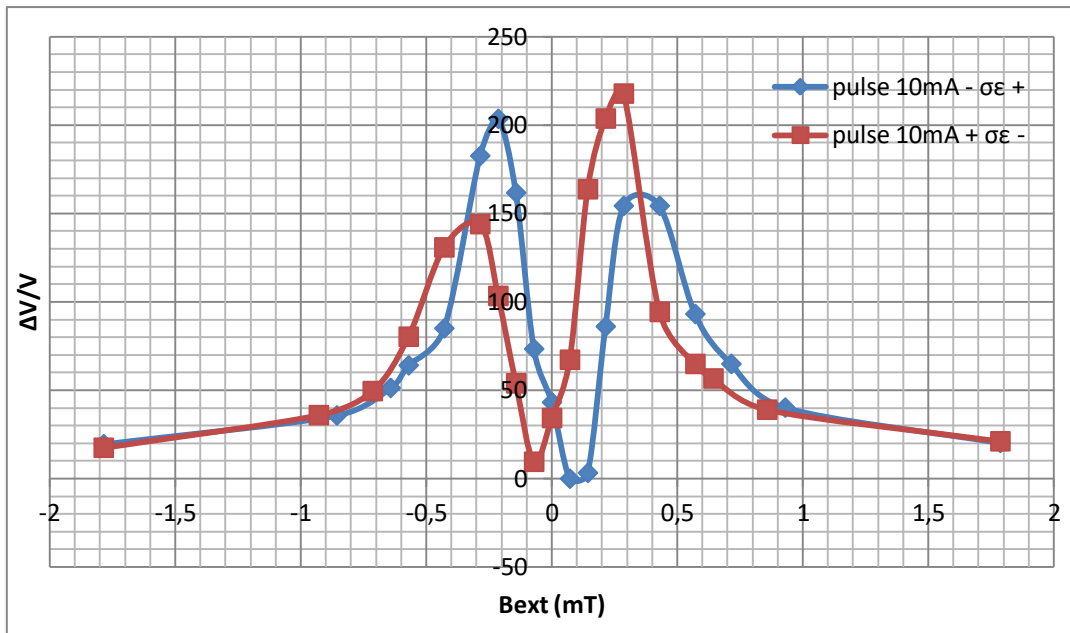
Σχήμα 3.21: Η έξοδος για $B_{ext}=0,143\text{mT}$ για τον παλμό πλάτους 10mA $t_r=33.5\text{ns}$ $w=83\text{ns}$ $f=198.4\text{kHz}$

Πίνακας 3.13: Μετρήσεις για παλμό πλάτους 10mA $t_r=33.5ns$ $w=83ns$ $f=198.4kHz$ από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο

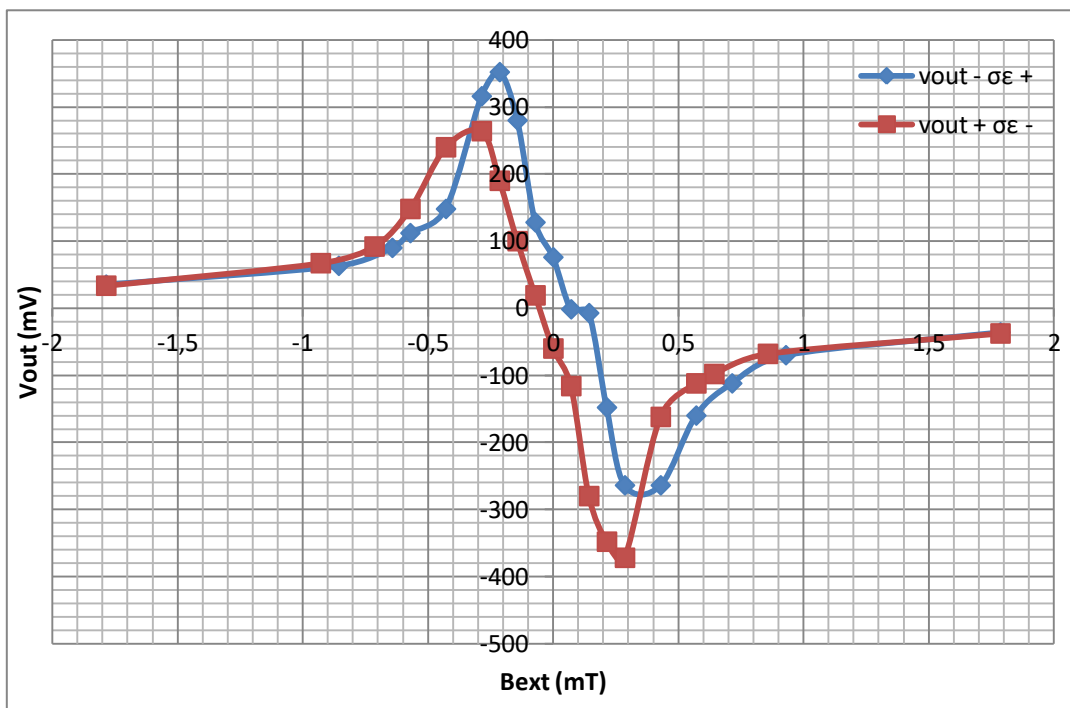
Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
9	-1,7	0
5,571	-3,7	1,176470588
2,857	-20,4	11
1,786	-37,6	21,11764706
0,857	-68	39
0,643	-98	56,64705882
0,571	-112	64,88235294
0,429	-162	94,29411765
0,286	-372	217,8235294
0,214	-348	203,7058824
0,143	-280	163,7058824
0,0714	-116	67,23529412
0	-60	34,29411765
-0,0714	19,2	9,543657331
-0,143	100	53,91488193
-0,214	190	103,3382757
-0,286	264	143,9752883
-0,429	240	130,7957166
-0,571	148	80,27402526
-0,7143	92	49,52169138
-0,929	67,2	35,90280066
-1,786	33,6	17,45140033
-3	17,6	8,66501922
-5,593	4,1	1,251510159
-9	1,821	0



Σχήμα 3.22: Η έξοδος για $B_{ext}=-0,0714mT$ για τον παλμό πλάτους 10mA $t_r=33.5 ns$ $w=83ns$ $f=198.4kHz$



Σχήμα 3.23: Απόκριση $\Delta V/V$ του παλμού πλάτους 10mA $tr=33.5\text{ ns}$ $w=83\text{ ns}$ $f=198.4\text{ kHz}$ για μετρήσεις από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο και αντίθετα



Σχήμα 3.24: Η λαμβανόμενη έξοδος του παλμού πλάτους 10mA $tr=33.5\text{ ns}$ $w=83\text{ ns}$ $f=198.4\text{ kHz}$ για μετρήσεις από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο και αντίθετα

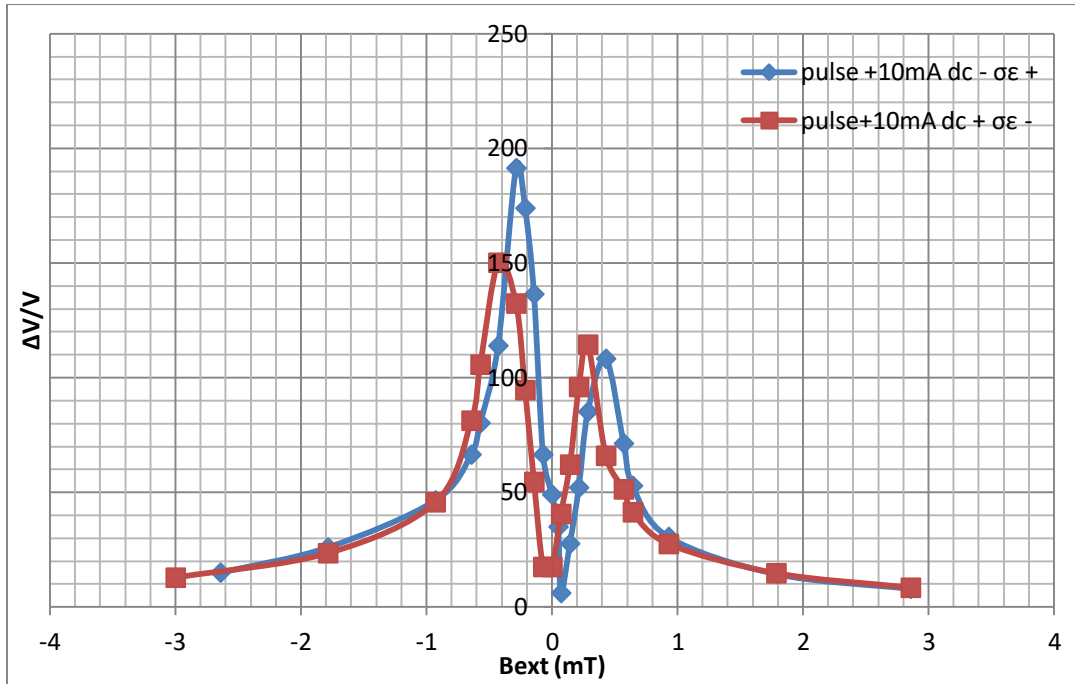
Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για τον ίδιο παλμό αλλά με την προσθήκη συνεχούς ρεύματος 10mA (dc) (Σχήμα 3.25), -10mA (dc) (Σχήμα 3.26), 5mA (dc) (Σχήμα 3.27), 15mA (dc) (Σχήμα 3.27).

Πίνακας 3.14: Μετρήσεις για παλμό πλάτους 10mA (ac)+10mA (dc) , $t_r=33.5ns$ $w=83ns$
 $f=198.4kHz$ από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο

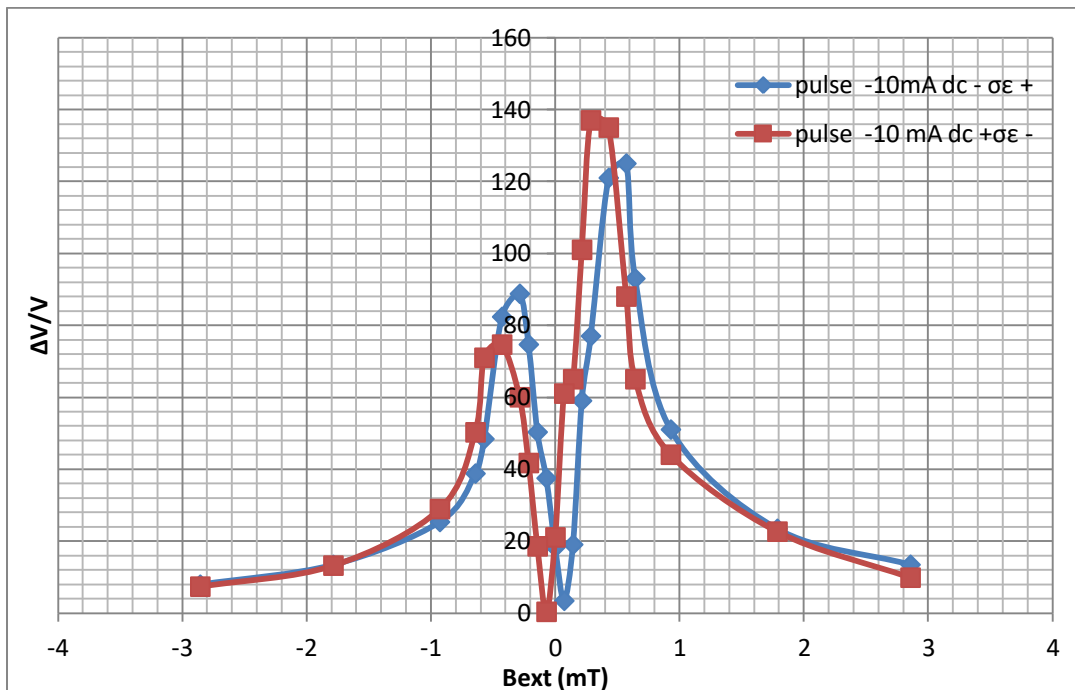
Bext	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
-9	-1,601	0
-5,571	-6,481	3,048094941
-2,642	-25,6	14,99000625
-1,786	-43,2	25,98313554
-0,929	-76	46,47033104
-0,643	-108	66,45783885
-0,571	-130	80,19925047
-0,429	-184	113,9281699
-0,286	-308	191,3797626
-0,214	-280	173,8906933
-0,143	-220	136,4141162
-0,0714	-108	66,45783885
0	-80	48,96876952
0,05	-57,6	34,97751405
0,0714	18,4	6,076923077
0,143	74,4	27,61538462
0,214	138	52,07692308
0,286	224	85,15384615
0,429	284	108,2307692
0,571	188	71,30769231
0,643	140	52,84615385
0,929	82	30,53846154
1,786	40	14,38461538
2,857	23,2	7,923076923
5,571	7,2	1,769230769
9	2,6	0

Πίνακας 3.15: Μετρήσεις για παλμό πλάτους $10\text{mA (ac)}+10\text{mA (dc)}$, $t_r=33.5\text{ns}$ $w=83\text{ns}$
 $f=198.4\text{kHz}$ από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο

$\mu\text{Hext (mT)}$	$V_{\text{meas (mV)}}$	$\Delta V/V$
9	2,6	0
5,571	7,1	1,730769231
2,857	24,4	8,384615385
1,786	40,8	14,69230769
0,929	74	27,46153846
0,643	110	41,30769231
0,571	136	51,30769231
0,429	174	65,92307692
0,286	300	114,3846154
0,214	252	95,92307692
0,143	164	62,07692308
0,0714	108	40,53846154
0	48	17,46153846
-0,0714	-33,2	17,44444444
-0,143	-100	54,55555556
-0,214	-172	94,55555556
-0,286	-240	132,3333333
-0,429	-272	150,1111111
-0,571	-192	105,6666667
-0,643	-148	81,22222222
-0,929	-84	45,66666667
-1,786	-44	23,44444444
-3	-24,8	12,77777778
-5,571	-6,6	2,666666667
-9	-1,8	0



Σχήμα 3.25: Απόκριση $\Delta V/V$ του παλμού πλάτους 10mA (ac)+ 10mA (dc), $tr=33.5\text{ ns}$
 $\omega=83\text{ns}$ $f=198.4\text{kHz}$ για μετρήσεις από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό
πεδίο και αντίθετα



Σχήμα 3.26: Απόκριση $\Delta V/V$ του παλμού πλάτους 10mA (ac)- 10mA (dc), $tr=33.5\text{ ns}$
 $\omega=83\text{ns}$ $f=198.4\text{kHz}$ για μετρήσεις από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό
πεδίο και αντίθετα

Πίνακας 3.16: Μετρήσεις για παλμό πλάτους 10mA (ac)-10mA (dc) , $t_r=33.5ns$ $w=83ns$
 $f=198.4kHz$ από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο

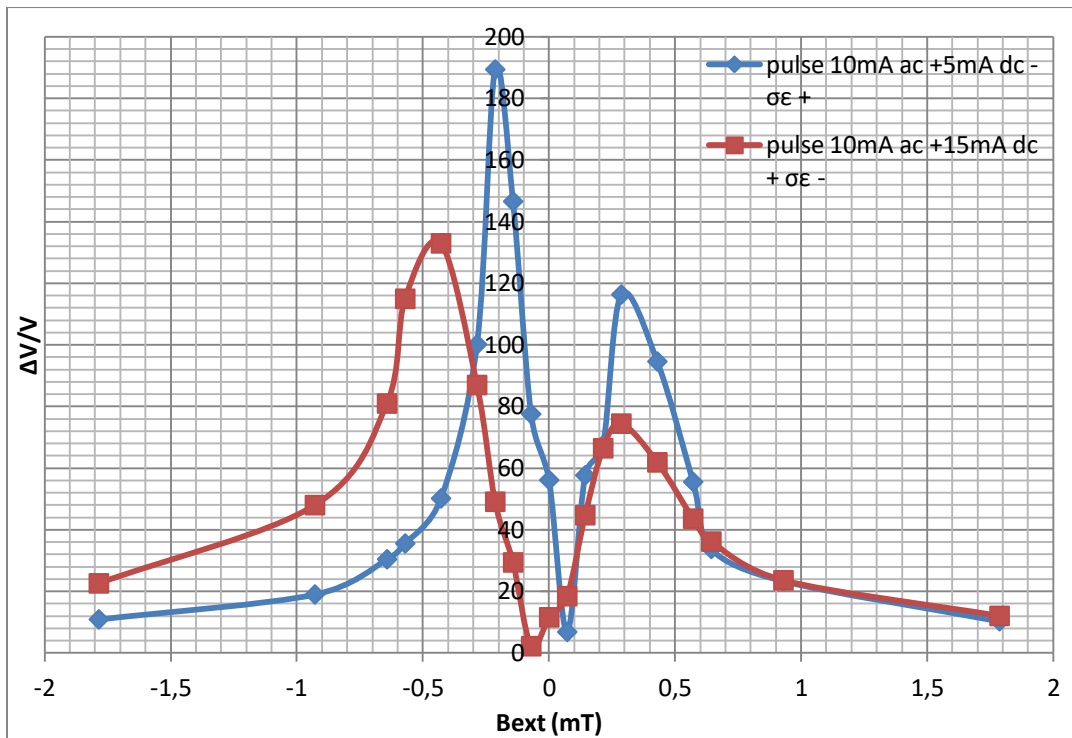
Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
-9	3,121	0
-5,571	8,801	1,81992951
-2,857	27,6	7,843319449
-1,786	44,8	13,3543736
-0,929	82	25,27363025
-0,643	124	38,7308555
-0,571	154	48,34315924
-0,429	260	82,30663249
-0,286	280	88,71483499
-0,214	236	74,61678949
-0,143	160	50,26561999
-0,0714	120	37,449215
0	60	18,2246075
0,0714	13,6	3,357577699
0,143	-40	18,990005
0,214	-120	58,97001499
0,286	-156	76,96101949
0,429	-244	120,9390305
0,571	-252	124,9370315
0,643	-188	92,95302349
0,929	-104	50,97401299
1,786	-48,8	23,3878061
2,857	-28,8	13,3928036
5,571	-7,6	2,79810095
9	-2,001	0

Πίνακας 3.17: Μετρήσεις για παλμό πλάτους 10mA (ac)-10mA (dc) , $t_r=33.5ns$ $w=83ns$
 $f=198.4kHz$ από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο

Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
9	-2,001	0
5,571	-7,801	2,898550725
2,857	-21,6	9,794602699
1,786	-47,2	22,5882059
0,929	-90	43,97751124
0,643	-132	64,96701649
0,571	-178	87,95552224
0,429	-272	134,932034
0,286	-276	136,9310345
0,214	-204	100,9490255
0,143	-132	64,96701649
0,0714	-124	60,96901549
0	-44	20,9890055
-0,0714	-2,6	0,299350325
-0,143	64	18,5062481
-0,214	140	41,66991771
-0,286	200	59,9570253
-0,429	248	74,58671137
-0,571	236	70,92928985
-0,643	168	50,20390125
-0,929	98	28,8689424
-1,786	46,4	13,14202987
-2,857	27,2	7,29015544
-5,571	9,2	1,804023164
-9	3,281	0

Πίνακας 3.18: Μετρήσεις για τους παλμούς (10mA ac+5mA dc, 10mA ac+15mA dc),
 $t_r=33.5ns$ $w=83ns$ $f=198.4kHz$

5mA dc			15mA dc		
Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$	Bext (mT)	Vmeas (mV)	$\Delta V/V$
-9	-1,681	0	9	3,5	0
-5,571	-3,121	0,856633	5,571	9,201	1,628857
-2,857	-12	6,138608	2,857	28	7
-1,786	-20	10,89768	1,786	45,6	12,02857
-0,929	-33,6	18,988102	0,929	86	23,57143
-0,643	-52,8	30,409875	0,643	130	36,14286
-0,571	-61,4	35,525877	0,571	156	43,57143
-0,429	-86	50,160024	0,429	220	61,85714
-0,286	-170	100,13028	0,286	264	74,42857
-0,214	-320	189,36288	0,214	236	66,42857
-0,143	-248	146,53123	0,143	160	44,71429
-0,0714	-132	77,524688	0,0714	68	18,42857
0	-96	56,108864	0	44	11,57143
0,0714	14,4	6,821836	-0,0714	-6,401	2,198901
0,143	108	57,66377	-0,143	-60,8	29,38481
0,214	126	67,441065	-0,214	-100,2	49,07496
0,286	216	116,32754	-0,286	-176	86,95602
0,429	176	94,600217	-0,429	-268	132,933
0,571	104	55,491037	-0,571	-232	114,942
0,643	64	33,763715	-0,643	-164	80,95902
0,929	44,8	23,334601	-0,929	-98	47,97551
1,786	20,8	10,298207	-1,786	-47,2	22,58821
2,857	12,8	5,9527431	-2,857	-29,6	13,7926
5,571	3,6	0,955459	-5,571	-8,801	3,398301
9	1,841	0	-9	-2,001	0



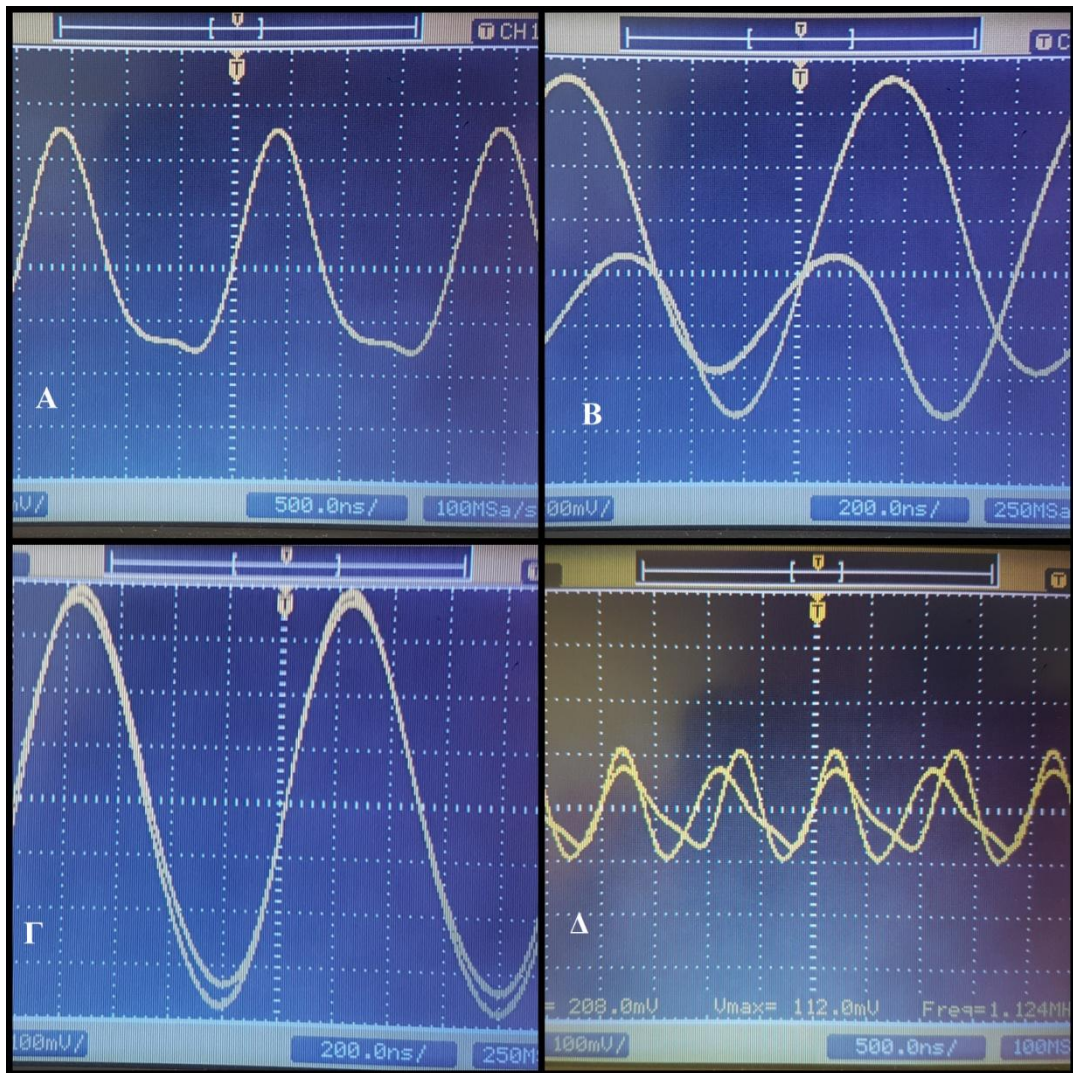
Σχήμα 3.27: Αποκρίσεις $\Delta V/V$ για τους παλμούς (10mA ac+5mA dc) από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο και (10mA ac + 15mA dc) από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο

Εξετάζοντας τις αποκρίσεις για τις διάφορες διεγέρσεις, προκύπτει ότι είναι απαραίτητη η χρήση του επιπλέον συνεχούς ρεύματος στην διέγερση, καθώς το συνεχές μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται, συμπεριφέρεται σαν μια πόλωση στο σύρμα, που βελτιώνει κατά πολύ την υστέρηση του φαινομένου. Από το Σχήμα 3.23 παρατηρείται ότι μεταβαίνοντας από το μέγιστο αρνητικό στο μέγιστο θετικό μαγνητικό πεδίο, η καμπύλη της απόκρισης $\Delta V/V$ παρουσιάζει μια ασυμμετρία, με το μέγιστο να εμφανίζεται για αρνητικά πεδία. Εν αντιθέσει, μεταβαίνοντας από το μέγιστο θετικό στο μέγιστο αρνητικό μαγνητικό πεδίο η ασυμμετρία πλέον έχει αλλάξει και το μέγιστο της απόκρισης εμφανίζεται για θετικά πεδία. Με την χρήση όμως του μαγνητικού πεδίου πολώσεως προσδίδει κάποιος στο υλικό μια ξεκάθαρη ασυμμετρία, η οποία παραμένει σταθερή για φορά από τα αρνητικά στα θετικά πεδία ή από τα θετικά στα αρνητικά πεδία (π.χ. Σχήμα 3.26).

Τα παραπάνω οδηγούν στην ανάγκη εύρεσης του βέλτιστου συνεχούς ρεύματος πόλωσης (καθώς και του πλάτους της εναλλασσόμενης διέγερσης, το οποίο για την βέλτιστη συχνότητα μας προσδίδει μια μεγάλη απόκριση γιγαντιαίας

μαγνητοεμπέδησης αλλά και μας μειώνει επαρκώς την ανεπιθύμητη για τον αισθητήρα υστέρηση.

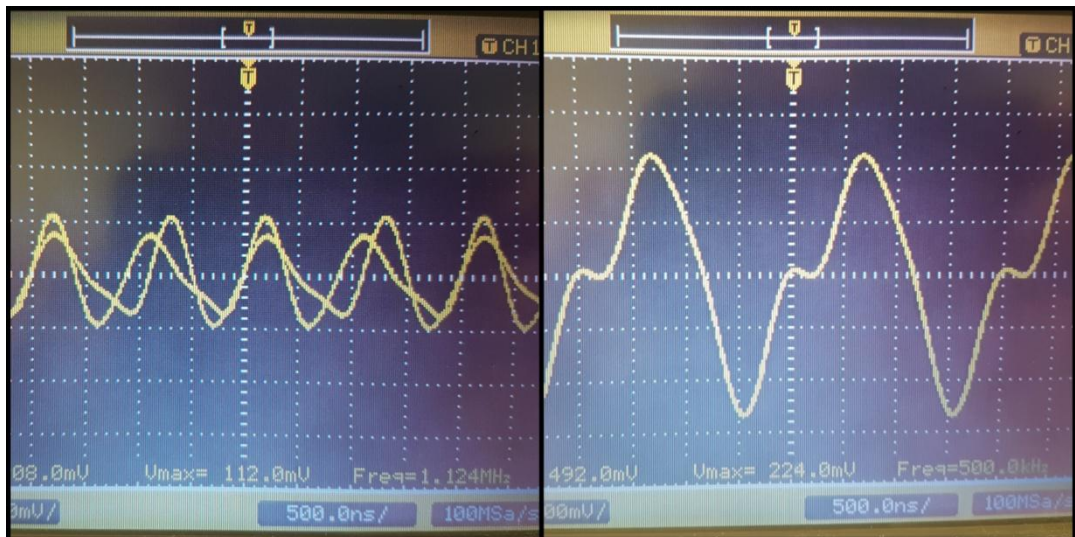
Παρακάτω θα γίνει προσπάθεια ανάλυσης μιας υπόθεσης που έγινε παρατηρώντας τα αποτελέσματα που λήφθηκαν, καθώς και η διατύπωση ενός επιπλέον επιχειρήματος για την χρήση του συνεχούς ρεύματος στην διέγερσή μας. Παρατίθενται τα εξής σχήματα που θα βοηθήσουν την ανάλυση:



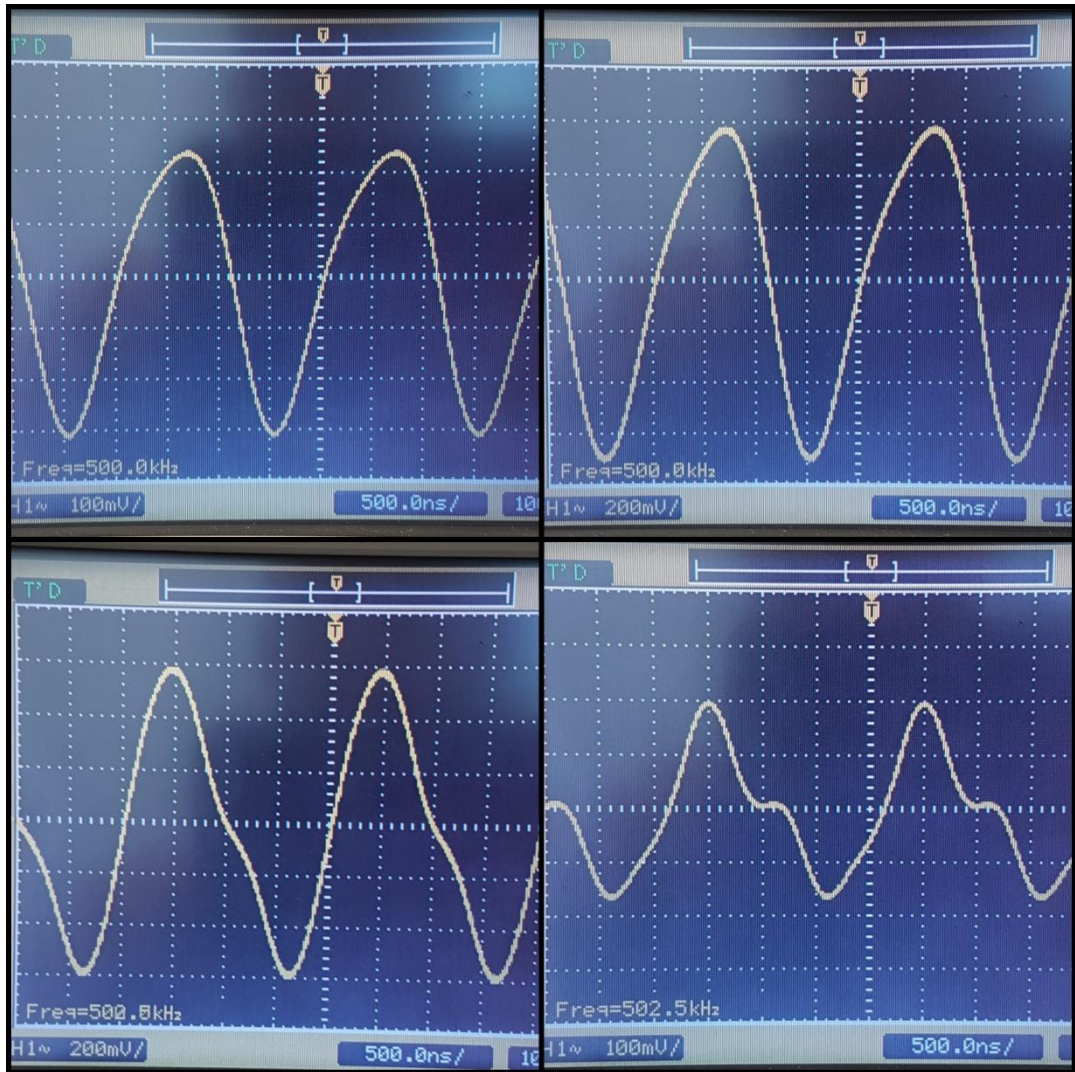
Σχήμα 3.28: Η λαμβανόμενη έξοδος για διέγερση ημιτονοειδούς σήματος 10mA 500kHz με
α) $B_{ext}=0.0714mT$ β) $B_{ext}=0.143mT$ γ) $B_{ext}=0.357mT$ δ) $B_{ext}=0.602mT$

Όπως μπορεί να παρατηρηθεί από το Σχήμα 3.28α όταν η ένταση του διαμήκους μαγνητικού πεδίου είναι μικρή, τότε το λαμβανόμενο σήμα έχει την συχνότητα του σήματος φορέα (λόγω του παράγοντα dH/dz από το μαγνητικό πεδίο του σήματος διέγερσης που αντιλαμβάνεται το πηνίο λήψης) ενώ ο βασικός όρος dMz/dz είναι

αρκετά μικρότερος (το παραπάνω παράδειγμα είναι για συχνότητα 500kHz οπότε για μικρά πεδία η κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών είναι η επικρατέστερη), με συνέπεια το διαμορφωμένο κατά πλάτος σήμα εξόδου να μην το “αντιλαμβάνεται”. Όσο αυξάνεται το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο η περιστροφή της μαγνήτισης γίνεται κυρίαρχος όρος, το διαμορφωμένο κατά πλάτος σήμα εξόδου “αντιλαμβάνεται” πλέον τον όρο dM_z/dz και γίνεται πιο φανερό το “γόνατο” (Σχήμα 3.28 β, γ, δ). Παρ’ όλα αυτά το λαμβανόμενο σήμα αποτελείται από δύο σήματα με διαφορά φάσης 180° . Αυτό είναι συμβατό με την απόκριση των δεξιόστροφων και αριστερόστροφων μαγνητικών περιοχών του σύρματος. Αφού παρουσιασθούν παρακάτω μερικά επιπλέον επιχειρήματα, θα εξηγηθεί περαιτέρω η υπόθεση.



Σχήμα 3.29: Η λαμβανόμενη έξοδος για διέγερση α) $\sin()$ πλάτους 10mA ac 500kHz $B_{ext}=0.602mT$ και β) $\sin()$ πλάτους 10mA ac +10mA dc 500kHz $B_{ext}=0.602mT$



Σχήμα 3.30: Η λαμβανόμενη έξοδος για διέγερση $\sin()$ πλάτους $10\text{mA ac} + 10\text{mA dc}$ 500kHz
 α) $B_{ext}=0\text{mT}$ β) $B_{ext}=0.143\text{mT}$ γ) $B_{ext}=0.357\text{mT}$ δ) $B_{ext}=0.602\text{mT}$

Από το Σχήμα 3.29 και το Σχήμα 3.30 γίνεται αντιληπτή η επίδραση του μαγνητικού πεδίου πολώσεως λόγω της παρουσίας του συνεχούς ρεύματος στη διέγερση. Έτσι πλέον διακρίνεται ένα σήμα στην έξοδο (συνέπεια της αλλαγής από δομή δεξιόστροφων και αριστερόστροφων μαγνητικών περιοχών του σύρματος σε δομή μιας μόνο περιοχής). Αυτό φαίνεται πλέον και από την λαμβανόμενη έξοδο για τα μικρότερης έντασης εξωτερικά μαγνητικά πεδία, στην οποία έξοδο υπάρχει απόκριση μόνο από μια περιοχή (δεν γίνεται λήψη του “γονάτου” το οποίο είναι συνέπεια της υπέρθεσης δύο ημιτόνων που στην περίπτωσή μας είναι της μορφής $B\sin(2\pi ft) + C\sin(4\pi ft)$ για δομή δεξιόστροφων και αριστερόστροφων περιοχών, με

το $C\sin(4\pi ft)$ να προκύπτει από την απόκριση της μιας περιοχής στον θετικό παλμό της διέγερσης και της άλλης στον αρνητικό), αλλά απόκριση της μορφής:

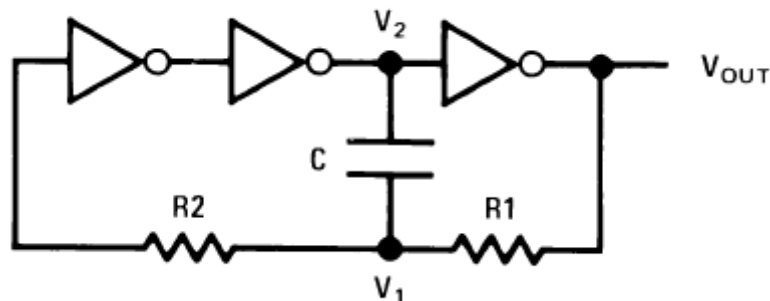
$$V_{out} = \begin{cases} D\sin(2\pi ft) & t \in [\pi, 2\pi] \\ B\sin(2\pi ft) + C\sin(4\pi ft) & t \in [0, \pi] \end{cases}$$

Αντίθετα, για μεγαλύτερα πεδία γίνεται εμφάνιση του “γόνατος” αφού το σύρμα μας έχει κορεσθεί και ανταποκρίνεται σε όλο το εύρος της διέγερσης.

3.3.4 Κατασκευή του κυκλώματος διέγερσης

Αναφέρθηκαν πριν τα πλεονεκτήματα της χρησιμοποίησης ενός παλμού και όχι ενός ημιτόνου στην διέγερση. Έτσι κατασκευάστηκε ένα κύκλωμα CMOS IC πολυδονητή (Multivibrator) για τις παραπάνω ανάγκες. Στην συνέχεια γίνεται παρουσίαση των κριτηρίων επιλογής του συγκεκριμένου σχεδίου, των προβλημάτων που εμφανίστηκαν, αλλά και του σχεδιασμού και της κατασκευής αυτού.

Αρχικό κριτήριο ήταν η επιλογή και χρήση όσο το δυνατόν λιγότερων εξαρτημάτων αλλά και η αποτελεσματική ταλάντωση του κυκλώματος. Λόγω και των παραπάνω, η αρχική επιλογή ήταν ένα CMOS κύκλωμα με τρεις αντιστροφείς.



Σχήμα 3.31: Ταλαντωτής με τρεις πύλες [Fairchild (1974)]

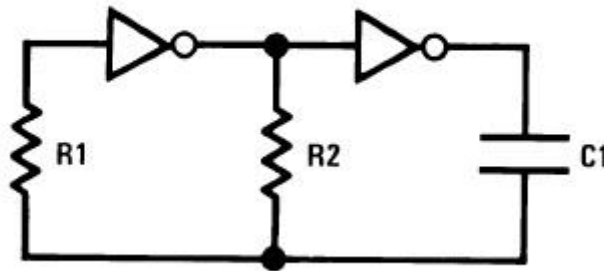
Το Σχήμα 3.31 απεικονίζει ένα χρήσιμο ταλαντωτή κατασκευασμένο με τρεις αντιστροφείς. Στην πραγματικότητα, οποιαδήποτε αντιστροφέας CMOS ή συνδυασμός πυλών θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί. Αυτό σημαίνει ότι πύλες που δεν θα χρησιμοποιηθούν στο υπόλοιπο κύκλωμα μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον ταλαντωτή. Ο κύκλος λειτουργίας θα είναι κοντά στο 50% και θα ταλαντεύεται με συχνότητα που δίνεται από τα παρακάτω έκφραση:

$$f = \frac{1}{2R_1C \left(\frac{0.405R_2}{R_1 + R_2} + 0.693 \right)} \quad (4.2)$$

Μπορεί να σημειωθεί ότι η τάση V2 θα συσφιχθεί από τις διόδους εισόδου όταν το V1 είναι μεγαλύτερο από το Vcc ή περισσότερο αρνητικό από τη γείωση. Κατά τη διάρκεια αυτού του τμήματος του κύκλου λειτουργίας το ρεύμα θα ρέει μέσω της R2. Σε όλες τις άλλες περιπτώσεις το μόνο ρεύμα μέσω της R2 είναι ένα πολύ μικρό ρεύμα διαρροής. Επίσης μόλις το V1 περάσει την τάση κατωφλίου (Vthreshold-περίπου το 50% της τροφοδοσίας) και η είσοδος του τελευταίου αντιστροφέα αρχίζει να αλλάζει, το V1 θα αλλάξει επίσης προς μια κατεύθυνση που ενισχύει τη δράση της αλλαγής, δηλαδή παρέχοντας θετική ανατροφοδότηση. Αυτό ενισχύει περαιτέρω τη σταθερότητα και την προβλεψιμότητα του δικτύου. Αυτός ο ταλαντωτής είναι αρκετά ευαίσθητος στις διαταραχές της παροχής ρεύματος λόγω κυρίως της παρακολούθησης της τάσης κατωφλίου κοντά στο 50% της τάσης τροφοδοσίας. Ακριβώς το πόσο σταθερός είναι καθορίζεται από τη συχνότητα της ταλάντωσης, όσο χαμηλότερη είναι η συχνότητα τόσο μεγαλύτερη είναι η σταθερότητα και αντίστροφα. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η καθυστέρηση της διάδοσης και το αποτέλεσμα των μετατοπίσεων της τάσης κατωφλίου περιλαμβάνει ένα μικρότερο τμήμα της συνολικής περιόδου. Η σταθερότητα θα ενισχυθεί επίσης εάν γίνει το R1 αρκετά μεγάλο ώστε να εξομαλύνει τυχόν παραλλαγές στην αντίσταση εξόδου του CMOS.

Ένας ακόμη δημοφιλής ταλαντωτής παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.32. Το μόνο ανεπιθύμητο χαρακτηριστικό αυτού του ταλαντωτή είναι ότι μπορεί και να μην ταλαντεύεται. Αυτό αποδεικνύεται εύκολα αφήνοντας την τιμή του πυκνωτή C1 μηδενική. Το δίκτυο τότε εκφυλίζεται, το οποίο προφανώς και δεν θα

ταλαντεύεται. Αυτό δείχνει ότι υπάρχουν κάποιες τιμές του C1 που δεν θα αναγκάσουν το δίκτυο να ταλαντωθεί.



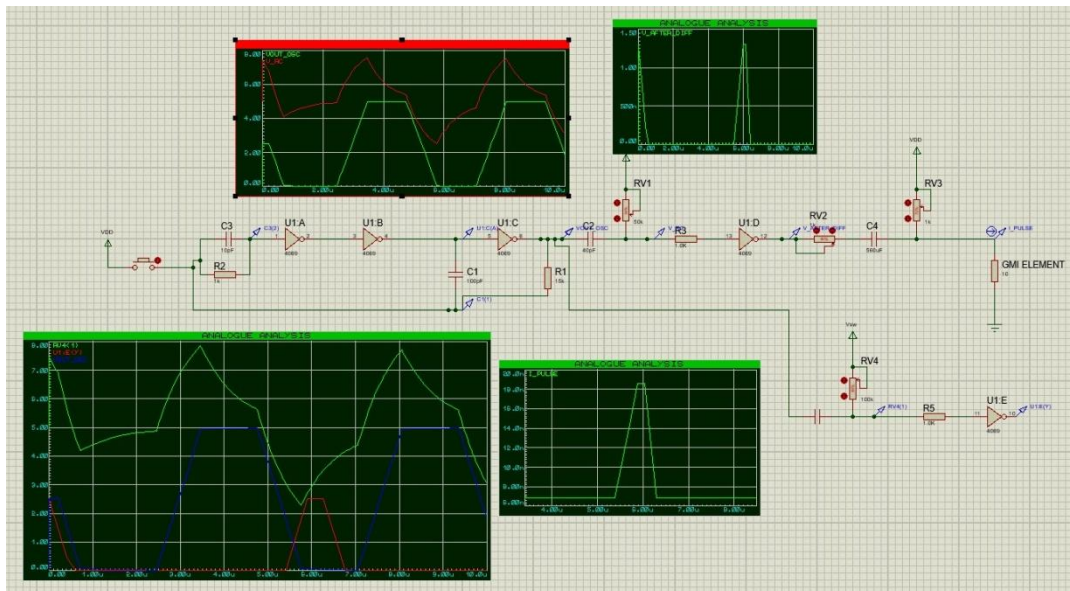
Σχήμα 3.32: Ταλαντωτής με δύο πύλες [Fairchild (1974)]

Η πραγματική διαφορά μεταξύ αυτού του ταλαντωτή δύο πυλών και των τριών πυλών είναι ότι ο πρώτος πρέπει να αναγκαστεί να ταλαντωθεί από τον πυκνωτή ενώ το δίκτυο τριών πυλών θα ταλαντεύεται πάντα πρόθυμα και απλά θα επιβραδύνεται από τον πυκνωτή. Το δίκτυο των τριών πυλών θα ταλαντεύεται πάντα, ανεξάρτητα από το η τιμή του C1 αλλά ο ταλαντωτής με δύο πύλες δεν θα ταλαντεύεται όταν το C1 είναι μικρό [Fairchild (1974)].

Από τα παραπάνω επιλέχθηκε η επιλογή με τις τρεις πύλες. Το κύκλωμα αρχικά σχεδιάστηκε στο περιβάλλον προσομοίωσης και σχεδίασης Proteus 8 και NI Multisim 13.0. Αξίζει να σημειωθεί ότι και οι δύο διατάξεις ταλαντωτών ελέγχθηκαν από το λογισμικό. Σύμφωνα και με τις προσομοιώσεις, όντως το κύκλωμα με δύο πύλες δεν λειτουργεί πάντα ενώ το κύκλωμα με τρεις πύλες λειτουργεί φυσιολογικά. Στο Σχήμα 3.33 διακρίνεται ο ταλαντωτής καθώς και το υπόλοιπο κύκλωμα δημιουργίας πιο μικρών σε διάρκεια παλμών (παλμών μικρότερης περιόδου λειτουργίας). Αφού ελέγχθηκε η λειτουργία του κυκλώματος έγινε η επιλογή των εξαρτημάτων ώστε να κατασκευασθεί και να ελεγχθεί σε πραγματικές συνθήκες, πριν γίνει η εκτύπωση σε πλακέτα:

- i. IC digital, HEX, inverter, Channels 6, CMOS, DIP14 (CD4069UBE)

- ii. Capacitor ceramic, 10pF, 100V, C0G, $\pm 5\%$, THT, 5mm, $-55\div 85^{\circ}\text{C}$ (CCK-10P)
- iii. Capacitor electrolytic, THT, 0.1uF, 100V, $\text{Ø}5\times 11\text{mm}$, Pitch 2mm, $\pm 20\%$ (UVR2A0R1MDD)
- iv. Capacitor electrolytic, THT, 0.33uF, 50VDC, $\text{Ø}4\times 5\text{mm}$, Pitch 1.5mm (UMT1HR33MDD)
- v. Capacitor electrolytic, low impedance, THT, 560uF, 6.3VDC, $\pm 20\%$ (UPW0J561MPD)
- vi. Capacitor ceramic, 100pF, 50V, THT, 2.54mm, $-25\div 85^{\circ}\text{C}$ (CC-100)
- vii. Resistor carbon film THT with different values
- viii. Potentiometer mounting, single turn, horizontal with different values



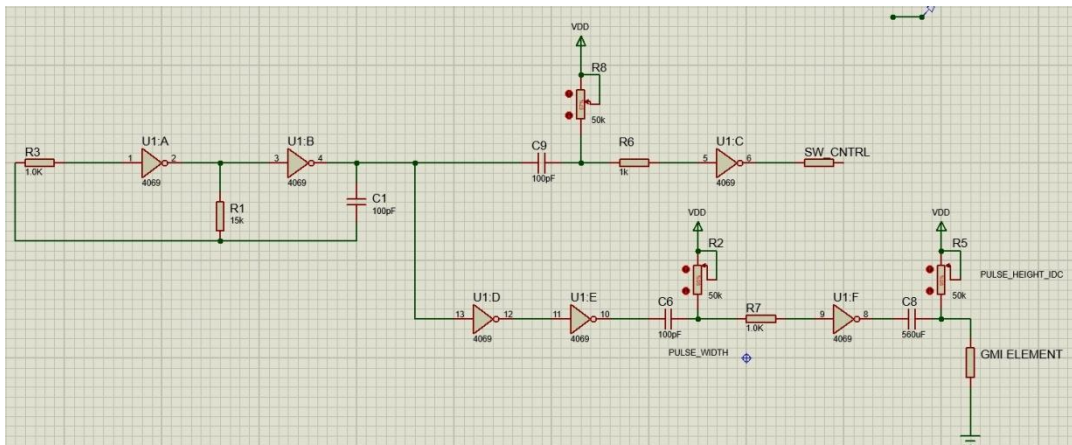
Σχήμα 3.33: Γραφικό περιβάλλον Proteus 8

Σε αυτό το σημείο αξίζει να σημειωθεί ότι από το λογισμικό στο breadboard, τα αποτελέσματα ήταν εντελώς διαφορετικά, δηλαδή το κύκλωμα με τρεις πύλες δεν λειτουργήσε για καμία επιλογή τιμής της χωρητικότητας ενώ το κύκλωμα με δύο πύλες λειτουργήσε και τα αποτελέσματα που παρήγαγε ήταν κοντά στα επιθυμητά, ενώ βασικό είναι ότι τα λογισμικά Proteus 8 και NI Multisim 13.0 δεν προσομοιώνουν τόσο καλά τα ψηφιακά κυκλώματα ή προσομοιώνουν μόνο τα πιο εμπορικά στοιχεία. Όσο για το διαθέσιμο ψηφιακό ολοκληρωμένο CD4069UBE δεν βρέθηκε η βιβλιοθήκη του. Τελικά, ο ταλαντωτής δύο πυλών επιλέχθηκε.

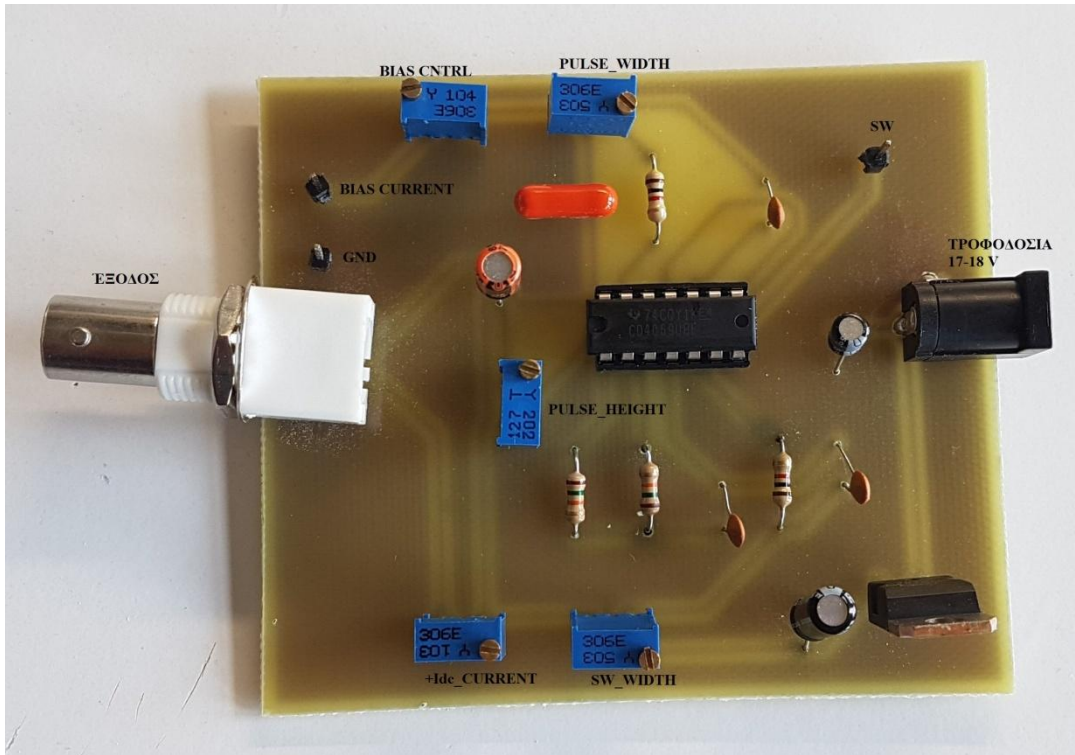
Αφού παραχθεί το σήμα με τετραγωνικούς παλμούς κύκλου λειτουργίας 50%, ύστερα ακολουθεί το κύκλωμα που θα δημιουργεί παλμούς μεταβαλλόμενου κύκλου λειτουργίας και πλάτους. Αυτό γιατί, όπως προαναφέρθηκε, ένας τετραγωνικός παλμός ρεύματος είναι ισοδύναμος με την εξής έκφραση:

$$i_p(t) = \left(\frac{I_p}{2}\right) \left(1 + \sin\left(\frac{2\pi t}{nt_r}\right)\right), n \sim 2,3, t \in [0, 2t_r] \quad (4.3)$$

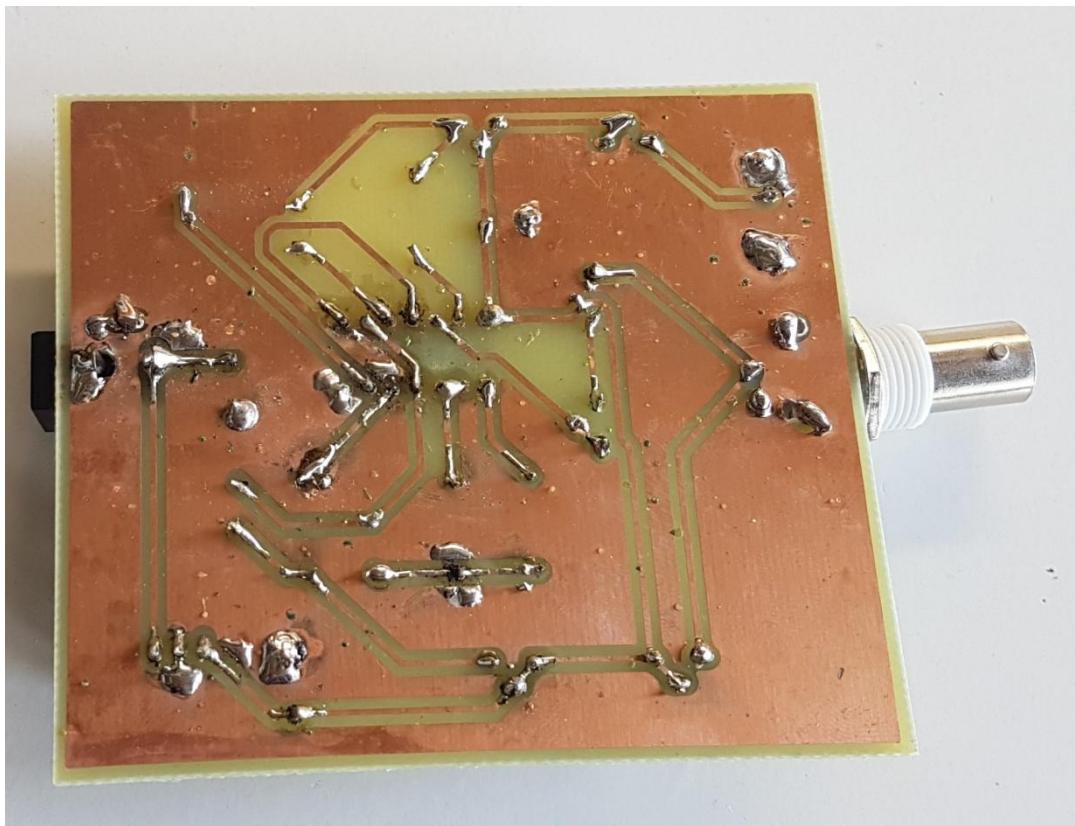
και με ένα ρεύμα πολώσεως $I_b = \left(\frac{\tau}{T}\right) I_p$ και συχνότητας όπως δίνεται από την εξίσωση (4.2). Το τελικό κύκλωμα παρουσιάζεται αρχικά στο λογισμικό Proteus 8 και στη συνέχεια στο λογισμικό EAGLE 9.0.1 και είναι το εξής:



Σχήμα 3.34: Το κύκλωμα διέγερσης κατασκευασμένο στο λογισμικό Proteus 8

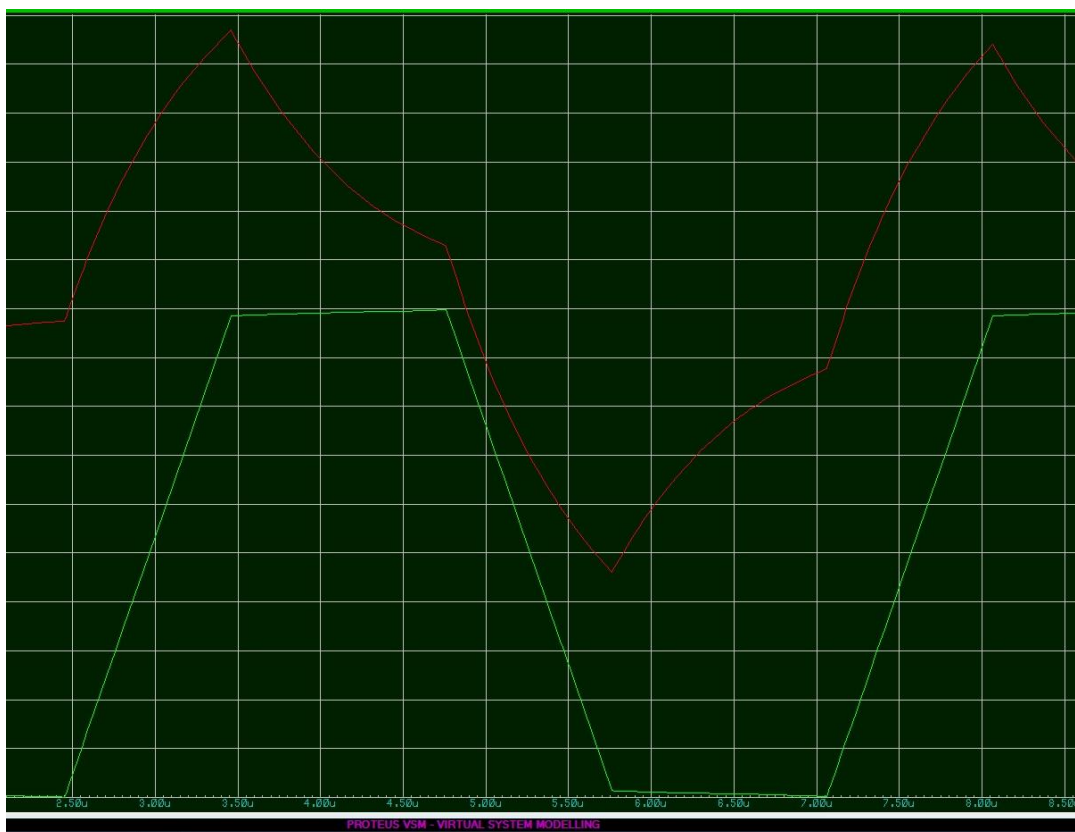


Σχήμα 3.37: Το κύκλωμα διέγερσης για την παραγωγή παλμών



Σχήμα 3.38: Η πίσω πλευρά του τυπωμένου κυκλώματος διέγερσης

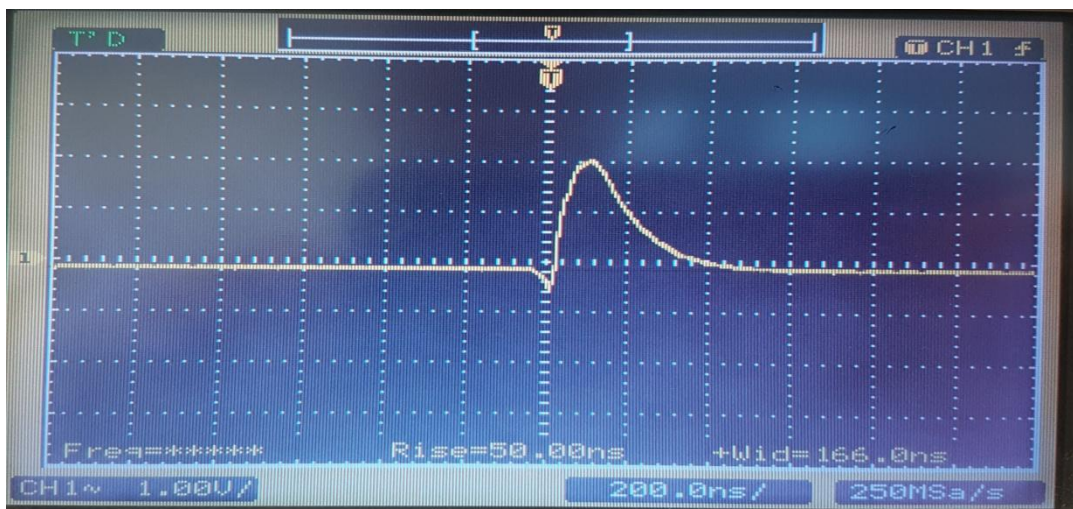
Στο Σχήμα 3.34 παρουσιάζεται το βασικό κύκλωμα του κυκλώματος διέγερσης. Επιπλέον εξαρτήματα προστέθηκαν όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.35 και τα οποία εξυπηρετούν πρόσθετες λειτουργίες που βοηθούν στην εύρεση του βέλτιστου παλμού οδήγησης. Το στοιχείο CD4069UBE επιλέχθηκε καθώς είχε όλες τις απαραίτητες πύλες αντιστροφής που χρειαζόμασταν, χρόνου ανόδου $t_r=50\text{ns}$ για τροφοδοσία 15V και καθυστέρηση διάδοσης $t_{pdt}=30\text{ns}$ για τροφοδοσία 15V. Έτσι, αφού ο ταλαντωτής δημιουργήσει τους παλμούς με 50% κύκλο λειτουργίας, δύο κυκλώματα λαμβάνουν αυτό το σήμα και παράγουν τα σήματα για την οδήγηση ενός διακόπτη (θα χρησιμοποιηθεί στην λήψη του σήματος) και του σύρματος. Ο διαφοριστής R8, C9 (και οι υπόλοιποι που θα αναφερθούν ύστερα) λαμβάνει τον παλμό και τον διαφορίζει δημιουργώντας με την κατάλληλη επιλογή της τιμής της R8 και κατά συνέπεια της σταθεράς RC, μια απότομη κορυφή.



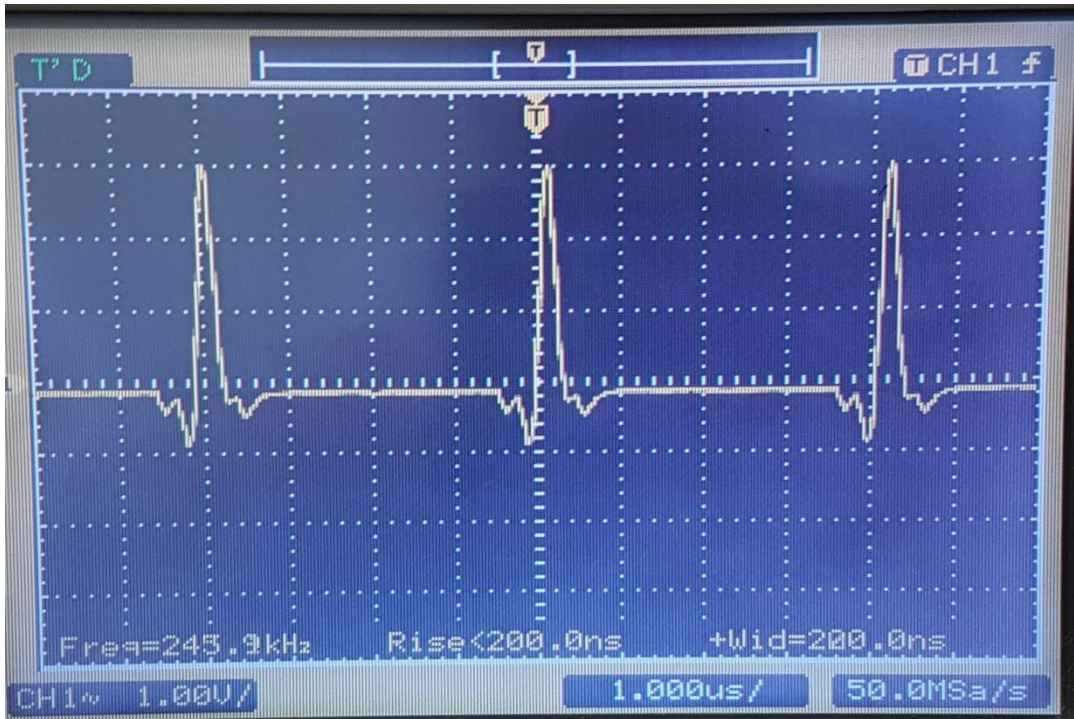
Σχήμα 3.39: Η έξοδος του διαφοριστή (κόκκινο) και η έξοδος του ταλαντωτή (πράσινο) από το πρόγραμμα προσομοίωσης

Χρησιμοποιώντας το σήμα εξόδου του διαφοριστή, όταν η έξοδος του είναι χαμηλότερη από το επίπεδο της τάσης τροφοδοσίας, στο επίπεδο Vlow του αντιστροφέα, η έξοδος του αντιστροφέα ανεβαίνει στο επίπεδο της τροφοδοσίας. Όσο πιο απότομη η έξοδος του διαφοριστή, τόσο πιο μικρής διάρκειας είναι ο λαμβανόμενος παλμός στην έξοδο του αντιστροφέα. Οι δύο αντιστροφείς D και E χρησιμεύουν ως καθυστέρηση, ώστε ο διακόπτης που θα χρησιμοποιηθεί στην λήψη του σήματος να ανοίξει ελάχιστα πριν από την διέγερση του σύρματος και να αντισταθμίσει την καθυστέρηση στην είσοδο του διακόπτη λόγω των δύο αντιστροφέων που χρησιμοποιεί εκ κατασκευής στην είσοδό του. Η αντίσταση R5 χρησιμεύει για τον έλεγχο της τιμής του συνεχούς ρεύματος στην διέγερση, ενώ ο πυκνωτής C8 δρα ως προστασία της εξόδου του αντιστροφέα F από το συνεχές αυτό ρεύμα. Τέλος, η R9 χρησιμεύει στον έλεγχο της τιμής του συνεχούς ρεύματος, το οποίο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την παραγωγή ενός συνεχούς μαγνητικού πεδίου πόλωσης κατά τον διαμήκη άξονα του σήματος, εάν διοχετευθεί σε ένα πηνίο που είναι περιτυλιγμένο γύρω από το σύρμα.

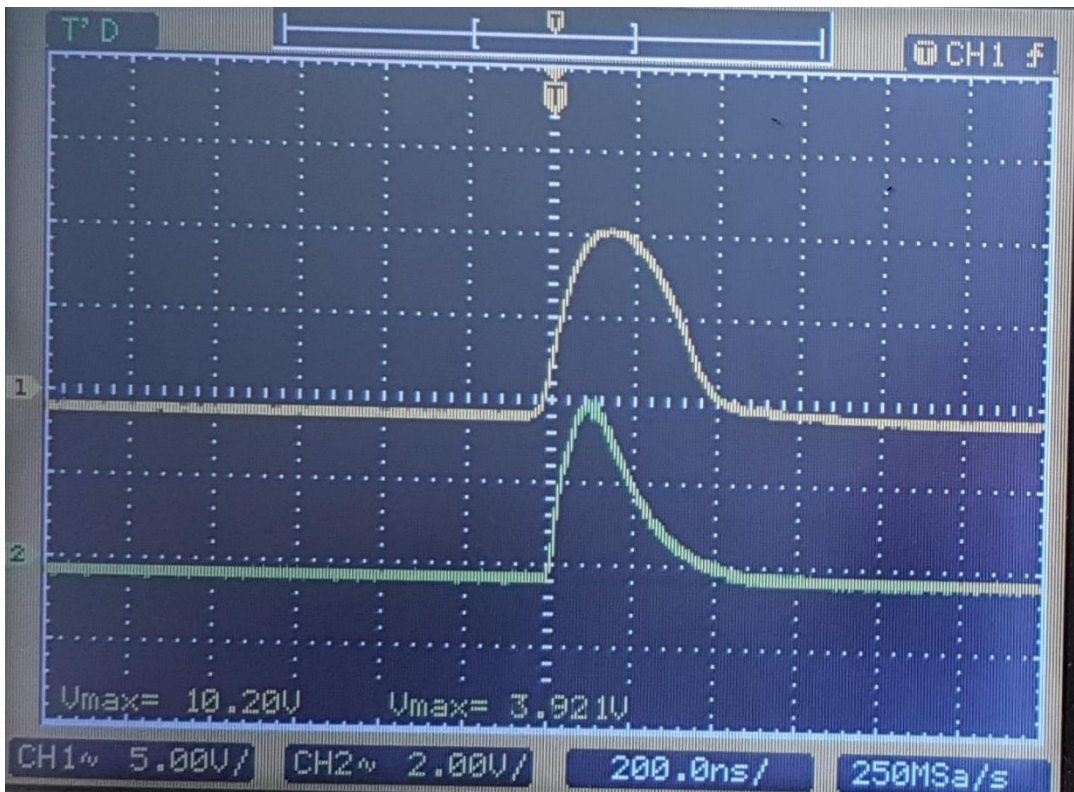
Η θεωρητική τιμή της παραγόμενης συχνότητας από τον ταλαντωτή υπολογισμένη από την εξίσωση 4.2 είναι $f=314\text{kHz}$. Το κύκλωμα που κατασκευάστηκε παρήγαγε παλμούς με συχνότητα $f=245.9\text{kHz}$, μικρότερης λόγω ότι η εξίσωση 4.2 δεν λαμβάνει υπόψη τις εσωτερικές αντιστάσεις των αντιστροφέων. Παρακάτω παρουσιάζονται οι παλμοί.



Σχήμα 3.40: Παραγόμενος παλμός



Σχήμα 3.41: Παραγόμενοι παλμοί



Σχήμα 3.42: Παραγόμενοι παλμοί, (πράσινο παλμός διέγερσης), (κίτρινο παλμός ελέγχου)

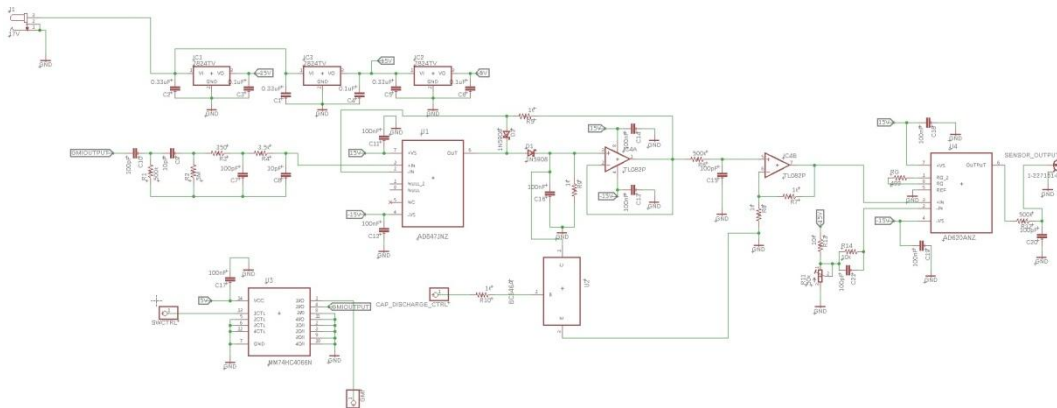
4 Συμπεράσματα, βελτιώσεις και μελλοντικές εφαρμογές

Το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης θέλει ακόμη αρκετή μελέτη, καθώς μηχανισμοί οι οποίοι είναι υπεύθυνοι γι' αυτό δεν έχουν ακόμη εξεξηγηθεί καταλλήλως. Οι παράμετροι που είναι υπεύθυνες για το φαινόμενο είναι επίσης αρκετές, όπως το μήκος του σύρματος, το πλάτος της διέγερσης, η βέλτιστη συχνότητα, το συνεχές ρεύμα πόλωσης, η ασυμμετρία, η ανόπτηση, η υστέρηση και η θερμοκρασία. Πριν κάποιος προτείνει βελτιώσεις και βγάλει τα συμπεράσματά του, πρέπει να αναφερθεί στις μελλοντικές εφαρμογές του φαινομένου. Για μαγνητικά πεδία κοντά στις τιμές του πεδίου της γης, άλλοι αισθητήρες όπως οι αισθητήρες πύλης ροής, αισθητήρες γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης και αισθητήρες βασισμένοι στο φαινόμενο Hall έχουν μελετηθεί σε βάθος και έχουν κατασκευασθεί. Μάλιστα αρκετά από αυτά τα φαινόμενα παράγουν εξαιρετικά αποτελέσματα και σε συνδυασμό με το κόστος κατασκευής των αισθητήρων δεν αφήνουν περιθώρια στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης για χρησιμοποίηση του σε αυτά τα πεδία. Βέβαια για μικρότερα πεδία το σκηνικό αλλάζει. Οι υπάρχοντες αισθητήρες μειονεκτούν σε κάποιο βαθμό σε σχέση με τους πιθανούς αισθητήρες γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης, όπως σε ευαισθησία, γραμμικότητα, μέγεθος κατασκευής με αδρά παραδείγματα τα μαγνητόμετρα συντονισμού και τις συσκευές κβαντικής παρεμβολής, τα οποία παρά την καταπληκτική ευαισθησία που έχουν υστερούν λόγω του υπερβολικού τους μεγέθους.

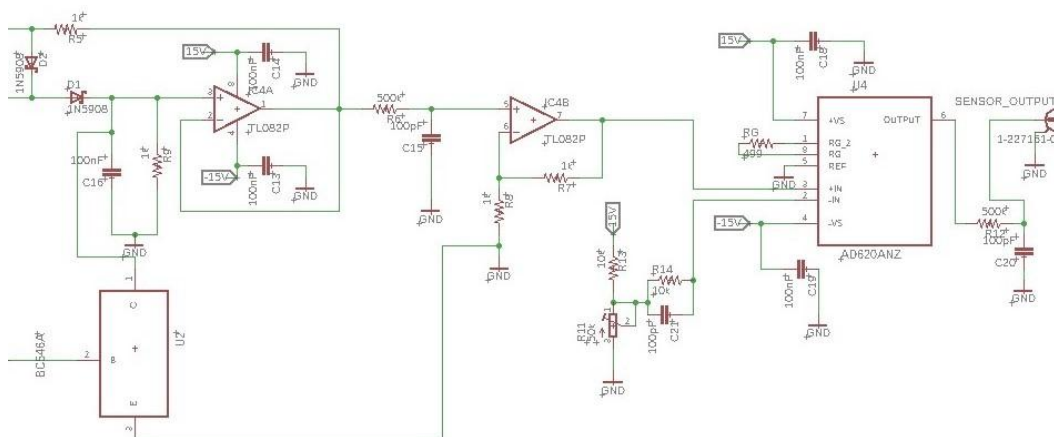
Έτσι για πεδία της τάξης του μT , οι αισθητήρες γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης βρίσκουν τις περισσότερες μελλοντικές εφαρμογές. Μια από αυτές είναι το μαγνητοκαρδιογράφημα. Αισθητήρες μικρού μεγέθους, σαν τους αισθητήρες γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης μπορούν να αλλάξουν εντελώς το σκηνικό, καθώς δεν θα υπάρχει πλέον η ανάγκη των όχι βολικών ηλεκτροδίων αλλά και βασικότερα της επαφής με το ανθρώπινο σώμα. Το παραπάνω αμέσως βρίσκει εφαρμογή στην λήψη της λειτουργίας της καρδιάς σε ασθενείς με εγκαύματα, στους οποίους δεν είναι εφικτή η σύνδεση ηλεκτροδίων. Ακόμη, η κατασκευή φορητών συσκευών σε μορφή ενδύματος γίνεται εφικτή για τους χρήστες. Επομένως, είναι απαραίτητη η εστίαση στα μικρά πεδία. Έχοντας κάνει

τις παραπάνω σκέψεις, μπορούν να γίνουν αναφορές στις μελλοντικές βελτιώσεις και στα συμπεράσματα.

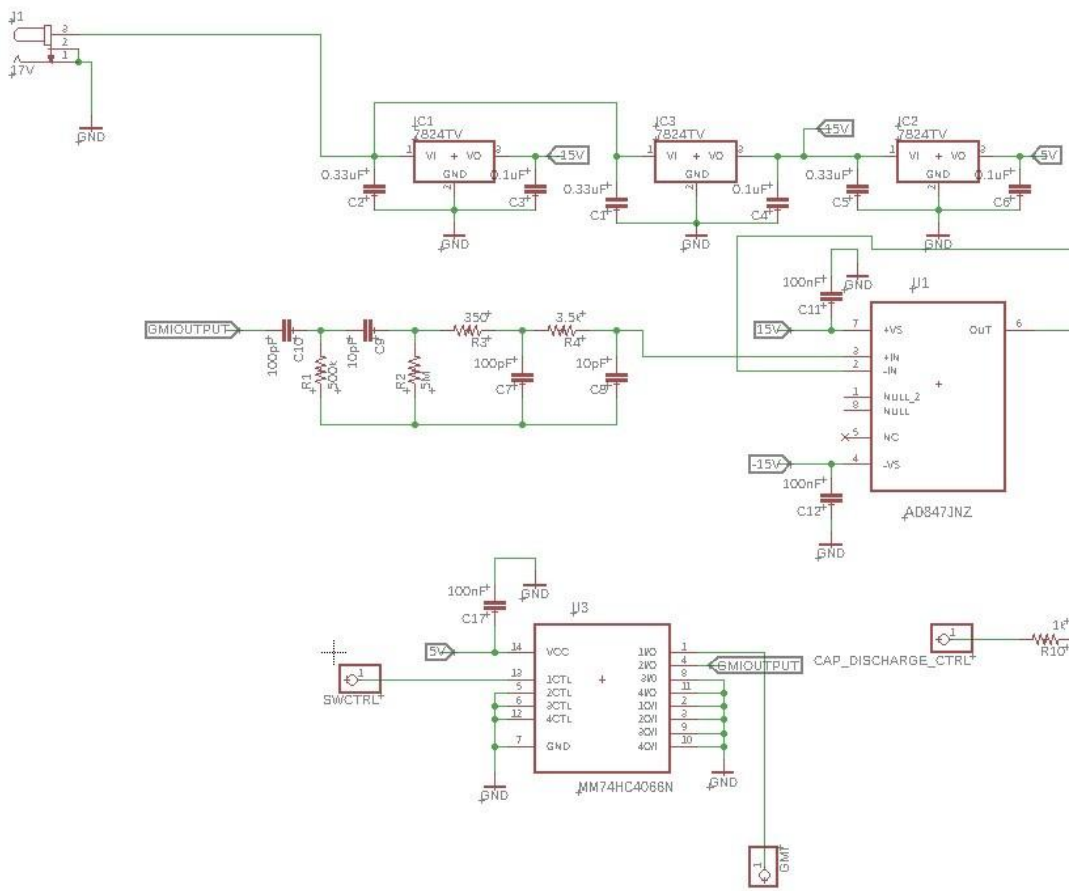
Αρχικά θα παρουσιασθεί ένα κύκλωμα επεξεργασίας της λαμβανόμενης εξόδου από το πηνίο λήψης. Το παρακάτω κύκλωμα (Σχήμα 4.1) κατασκευάστηκε για την παρούσα εργασία. Η φύση του σήματος και η πολυπλοκότητα του κυκλώματος δεν κατέστησε δυνατή την ολοκλήρωση του. Παρ' όλα αυτά μπορεί να δοθεί η βασική ιδέα σαν σημείο εκκίνησης για την μελλοντική βελτίωσή του.



Σχήμα 4.1: Το διάγραμμα του κυκλώματος επεξεργασίας του σήματος

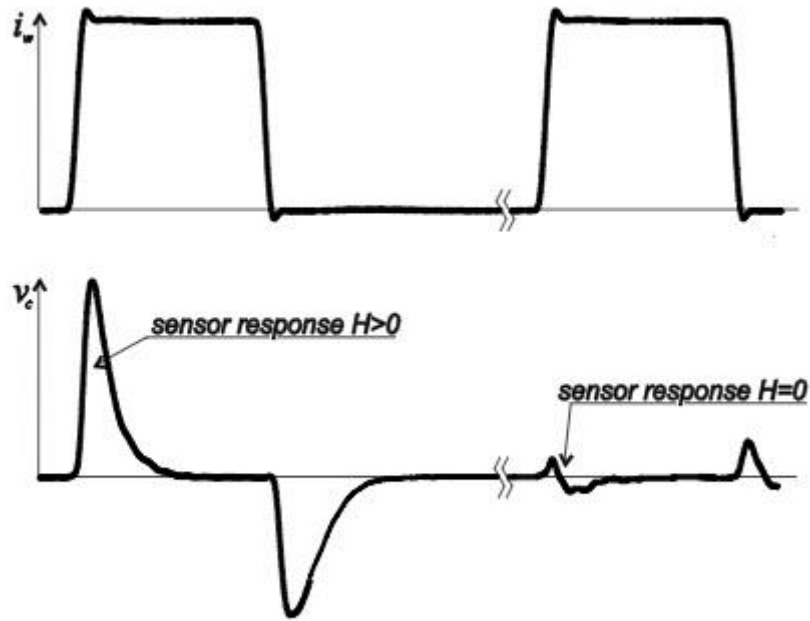


Σχήμα 4.2: Το τελευταίο κομμάτι του κυκλώματος επεξεργασίας (Σχήμα 4.1) σε μεγέθυνση

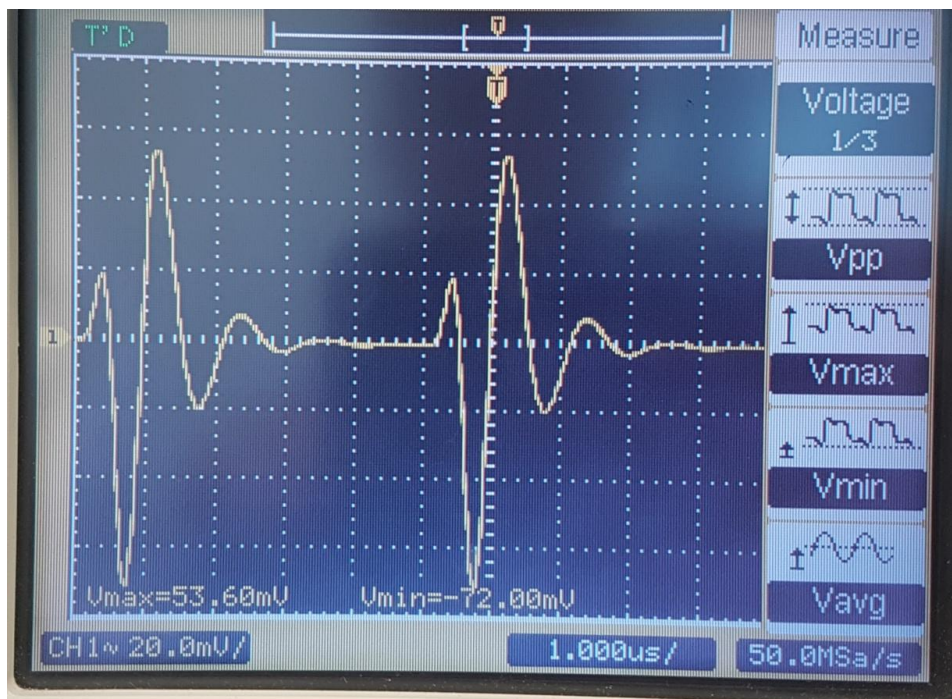


Σχήμα 4.3: Το πρώτο τμήμα του κυκλώματος επεξεργασίας (Σχήμα 4.1) σε μεγέθυνση

Στο πρώτο τμήμα μπορεί κάποιος να διακρίνει τον διακόπτη 74HC4066N. Ο διακόπτης παίζει καθοριστικό ρόλο στην λήψη μόνο της απόκρισης του φαινομένου στην διέγερση και όχι των μετέπειτα λαμβανόμενων παρασίτων ή ανεπιθύμητων αποκρίσεων. Από το Σχήμα 4.4 και Σχήμα 4.5 μπορεί να παρατηρηθεί η λαμβανόμενη έξοδος. Το επιθυμητό είναι να ληφθεί μόνο η απόκριση κατά την άνοδο του παλμού διέγερσης καθώς η απόκριση κατά την πτώση του παλμού διέγερσης είναι επιπλέον πληροφορία που δυσκολεύει την επεξεργασία και προσθέτει επιπλέον θόρυβο στο σήμα. Στην συνέχεια ακολουθεί ένα παθητικό ζωνοπερατό φίλτρο με συχνότητες αποκοπής 3.1kHz και 4.547MHz, ώστε να αποκοπεί ο θόρυβος της τροφοδοσίας και τα παράγωγά της αλλά και τους θορύβους στις υψηλές συχνότητες που προέρχονται λόγω της φύσης του τετραγωνικού παλμού.



Σχήμα 4.4: Το σήμα διέγερσης (επάνω) και η απόκριση που λαμβάνεται από το πηνίο λήψης (κάτω) [Zhukova et al. (2018)]

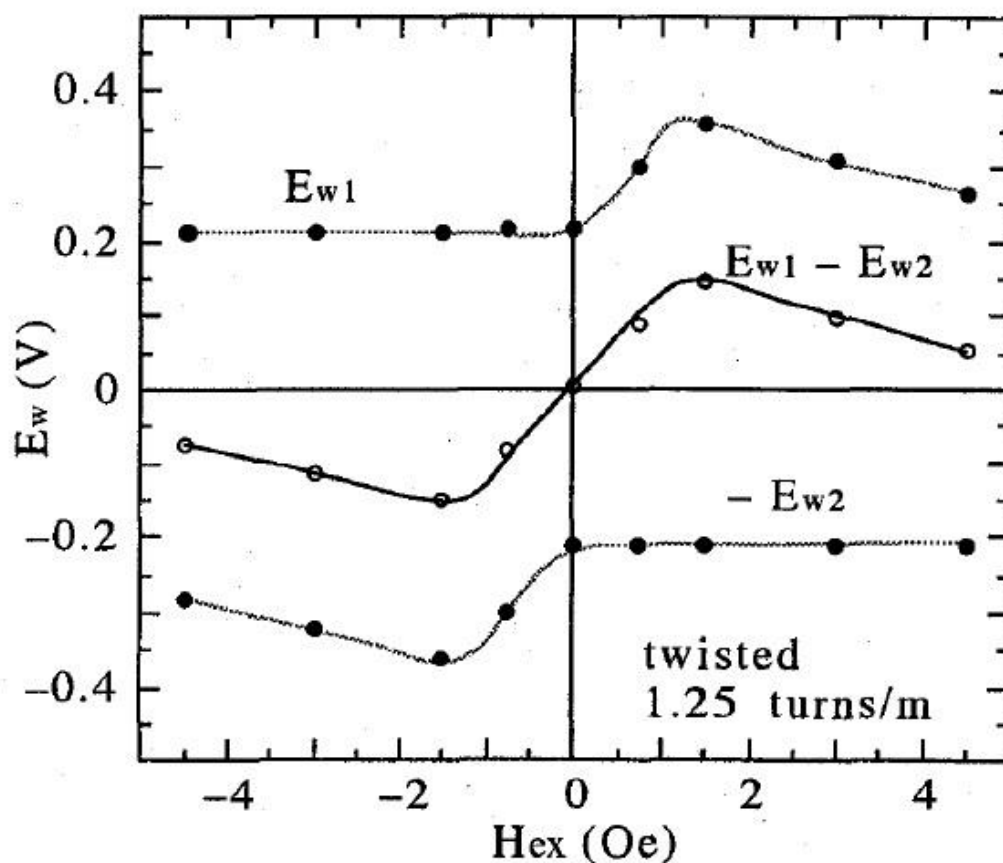


Σχήμα 4.5: Η λαμβανόμενη έξοδος για πιο αιχμηρό παλμό διέγερσης. Έτσι η απόκριση στην άνοδο του παλμού (αρνητική κορυφή) και στην κάθοδό του (θετική κορυφή) είναι πολύ κοντά.

Στην συνέχεια ακολουθεί το κύκλωμα εύρεσης της κορυφής που αποτελείται από τους τελεστικούς ενισχυτές AD847JNZ και TL081. Ο AD847JNZ είναι τελεστικός ενισχυτής με μεγάλο εύρος συχνοτήτων, το οποίο είναι απαραίτητο λόγω της φύσης του λαμβανόμενου υψηλής συχνότητας σήματος. Επίσης χρησιμοποιείται τρανζίστορ που δρα ως διακόπτης, ο οποίος ενεργοποιείται μετά το κλείσιμο του διακόπτη 74HC4066N, ώστε να αρχίσει η εκφόρτιση του πυκνωτή και η εύρεση της τιμής της επόμενης απόκρισης. Ακολουθεί ένα χαμηλοπερατό φίλτρο που εξομαλύνει τυχόν διακυμάνσεις του κυκλώματος εύρεσης κορυφής και ακολουθεί ένας προενισχυτής με χρήση του TL081. Έπειτα υπάρχει ο ενισχυτής οργάνων D620ANZ όπου γίνεται ισοστάθμιση για μηδενική είσοδο και τέλος, ακόμη ένα χαμηλοπερατό φίλτρο για εξομάλυνση της εξόδου.

Το παραπάνω κύκλωμα έχει τα εξής προβλήματα: α) Ο ανιχνευτής κορυφών που χρησιμοποιείται είναι μόνο για θετικές κορυφές, οπότε το παραπάνω κύκλωμα μπορεί να λειτουργήσει σαν αισθητήρας θετικών μαγνητικών πεδίων στην γραμμική περιοχή της απόκρισης $[0, H_k]$. Διαφορετικά, για να λειτουργήσει το παραπάνω κύκλωμα σε ένα εύρος $[-H_k, H_k]$, απαιτείται ένας διπολικός ανιχνευτής κορυφών. Το παραπάνω κύκλωμα ως έχει, μπορεί να λειτουργήσει ως γραμμικός αισθητήρας για θετικά και αρνητικά πεδία με την χρήση ενός μαγνητικού πεδίου πόλωσης, το οποίο θα μεταφέρει το σημείο λειτουργίας από το μηδέν σε ένα άλλο κατάλληλο, στην γραμμική περιοχή του αισθητήρα, που θα παρέχεται από ένα πηνίο περιτυλιγμένο γύρω από το πηνίο λήψης, με παροχή του απαραίτητου συνεχούς ρεύματος από τους ακροδέκτες για πόλωση από το κύκλωμα οδήγησης. β) Ο ανιχνευτής κορυφών με την πτώση τάσης των διόδων εμφανίζει ένα πρόβλημα, καθώς οι πτώσεις τάσης είναι συγκρίσιμες με το λαμβανόμενο σήμα από το πηνίο λήψης, εύρους συχνοτήτων λόγω της χρησιμοποίησης τελεστικού ενισχυτή, αλλά και της ταχύτητας που εξαρτάται από την φόρτιση του πυκνωτή. γ) Η τάση αναφοράς στον ενισχυτή οργάνων που χρησιμοποιείται για τον μηδενισμό της εξόδου σε μηδενικό πεδίο δεν μπορεί να είναι σταθερή για να υπάρχει κατάλληλη λειτουργία του αισθητήρα. Μια λύση είναι η κατασκευή ενός αισθητήρα κλίσης. Μπορούν να χρησιμοποιηθούν δύο παρόμοια σύρματα, το ένα από τα οποία είναι δίπλα στο μετρούμενο μαγνητικό πεδίο και το άλλο βρίσκεται σε μια τέτοια απόσταση που δεν επηρεάζεται από αυτό και χρησιμοποιείται για να παράγει την νέα τάση αναφοράς στον ενισχυτή

οργάνων. δ) Η γραμμικότητα του παραπάνω κυκλώματος δεν είναι καλή εκ φύσεως του φαινομένου, γι' αυτό καθίσταται απαραίτητη η χρήση ενός κυκλώματος ανατροφοδότησης. ε) Χρησιμοποιώντας δύο σύρματα που έχουν υποστεί στρέψη και πολώνοντας αυτά με αντίθετου προσήμου ρεύματα, γίνεται δυνατή η κατασκευή ενός γραμμικού γύρω από το μηδέν αισθητήρα χωρίς την χρήση επιπλέον πηνίων για πόλωση (Σχήμα 4.6).



Σχήμα 4.6: Η τεχνική για λήψη γραμμικής απόκρισης χωρίς την χρήση πεδίων πόλωσης [Mohri et al. (1995)]

5 Παράρτημα

5.1 Η διαδικασία μαγνήτισης στα φερρομαγνητικά υλικά

5.1.1 Δομή των μαγνητικών περιοχών

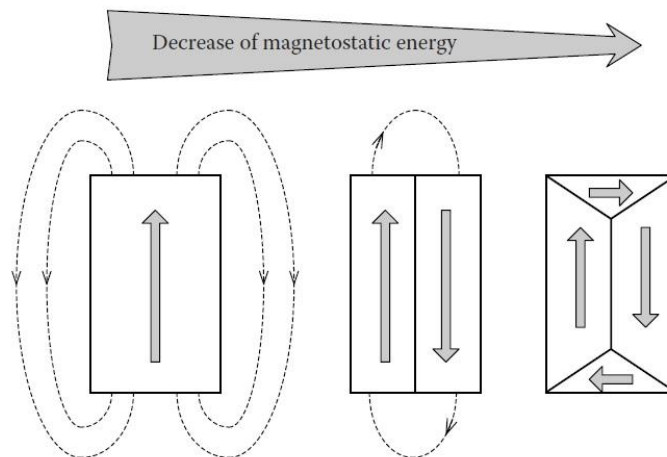
Στα σιδηρομαγνητικά υλικά, υπάρχουν αυθόρμητα μαγνητισμένες μικρο-περιοχές, οι οποίες αποτελούν τα μικροδίπολα. Επιπλέον, ένα τυπικό υλικό είναι πολυκρυσταλλικό καθώς αποτελείται από πολλούς κρυσταλλίτες (κόκκους). Κάθε κρυσταλλίτης παρουσιάζει μια προτιμητέα κατεύθυνση στη μαγνήτιση, τον λεγόμενο προτιμητέο άξονα του μαγνητισμού. Αυτοί οι κόκκοι μπορούν να είναι τυχαία προσανατολισμένοι και συνεπώς ο όγκος του υλικού αποτελείται από μεγάλο αριθμό μαγνητισμένων περιοχών σε τυχαίες κατευθύνσεις. Ωστόσο, ακόμα κι αν ταξινομηθούν με μια τεχνολογία όλοι οι κρυσταλλίτες σε μια κατεύθυνση, ολόκληρο το δείγμα μπορεί να απομαγνητισθεί λόγω της παρουσίας των μαγνητικών περιοχών [Tumański, S. (2011)].

Η κατάσταση της τοπικής μαγνήτισης εξαρτάται από πολλούς παράγοντες όπως η δομή των κόκκων, το μέγεθος των κόκκων, η παρουσία ακαθαρσιών, η τοπική πίεση και, το σημαντικότερο, η ισορροπία της τοπικής ενέργειας. Η τοπική ενέργεια μπορεί να αποτελείται από πολλές συνιστώσες, όπως για παράδειγμα (Carr W.J (1969), Hubert & Schäfer (1998)):

- i. Μαγνητοστατική ενέργεια: ενέργεια που σχετίζεται με πεδία απομαγνητισμού.
- ii. Μαγνητοκρυσταλλική ενέργεια: ενέργεια σχετιζόμενη με την ανισοτροπία των κρυστάλλων.
- iii. Ανταλλαγή ενέργειας: αλληλεπίδραση ανταλλαγής μεταξύ γειτονικών μαγνητικών ροπών.
- iv. Μαγνητοελαστική ενέργεια: ενέργεια που σχετίζεται με την επίδραση της μαγνητοσυστολής.

ν. Ενέργεια των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών: ενέργεια που σχετίζεται με την αλληλεπίδραση μεταξύ γειτονικών περιστροφών των ηλεκτρονίων.

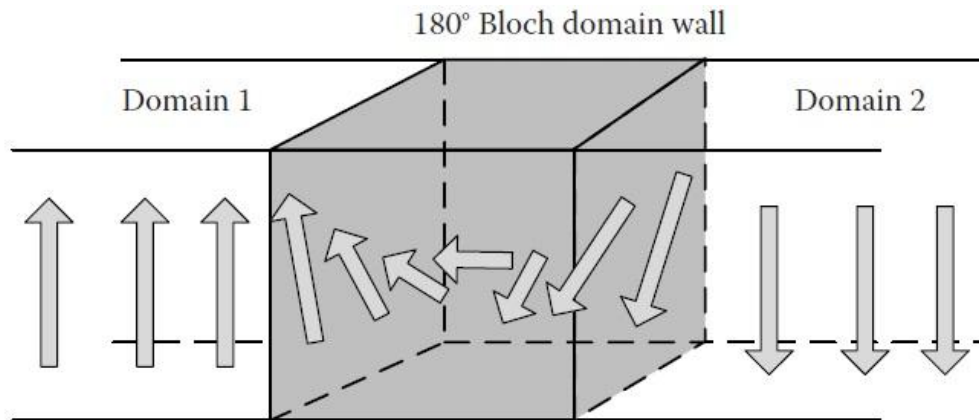
Τα μαγνητικά υλικά δημιουργούν αυθόρμητα μικρές περιοχές της ίδιας κατεύθυνσης μαγνητισμού, τις μαγνητικές περιοχές, ώστε να εξασφαλισθεί η ελάχιστη ελεύθερη ενέργεια. Το Σχήμα 5.1 παρουσιάζει τη διαδικασία σχηματισμού μιας μαγνητικής περιοχής, ενώ κάθε επόμενη κατάσταση παρουσιάζει χαμηλότερη ενέργεια, με την τελευταία (με την ελάχιστη μαγνητοστατική ενέργεια) να μην έχει πρακτικά κάποια διαρροή της μαγνήτισης. Ο μέσος όρος είναι τελικά μηδέν και η συνολική μαγνητική ενέργεια περιέχεται μέσα στο υλικό. Στα πραγματικά μαγνητικά υλικά, μια μαγνητική περιοχή μπορεί να είναι πολύ σύνθετη λόγω της επιρροής των ορίων των κόκκων, ακαθαρσιών, μηχανικών ελαττωμάτων κ.λπ.



Σχήμα 5.1: Διάφορες δομές μαγνητικών περιοχών. Κάθε επόμενη κατάσταση παρουσιάζει όλο και χαμηλότερη συνολική ενέργεια [Tumański, S. (2011)].

Τα μαγνητικά τοιχώματα διαχωρίζουν τις μαγνητικές περιοχές με διαφορετική κατεύθυνση μαγνητισμού (Σχήμα 5.2). Τέτοια τοιχώματα είναι σχετικά λεπτά (λεπτότερα από 10 μm) και μέσα σε ένα τόσο μικρό όγκο, τα

στοιχειώδη μαγνητικά δίπολα αντιστρέφουν την ευθυγράμμισή τους (όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.2).



Σχήμα 5.2: Η μαγνητική δομή του μαγνητικού τοιχώματος Bloch [Tumański, S. (2011)]

Η παρουσία των μαγνητικών περιοχών και των μαγνητικών τοιχωμάτων επηρεάζει σημαντικά τη διαδικασία της μαγνήτισης που αντιπροσωπεύεται από τους βρόχους υστέρησης και τις καμπύλες μαγνήτισης. Η δομή των μαγνητικών περιοχών συζητείται στην παράγραφο 5.1.4.

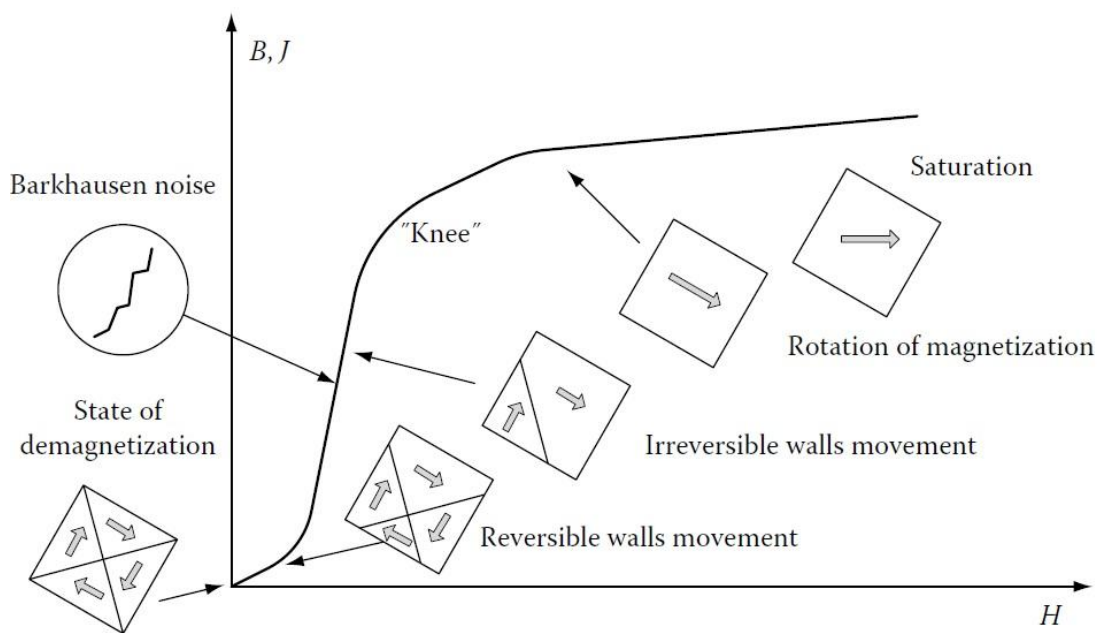
5.1.2 Καμπύλη Μαγνήτισης

Η καμπύλη μαγνήτισης αντιπροσωπεύει μια σχέση μεταξύ της πόλωσης (J) (ή της πυκνότητας μαγνητικής ροής B) και της δύναμης του μαγνητικού πεδίου H . Η καμπύλη μαγνήτισης περιέχει θεμελιώδεις πληροφορίες για ένα δεδομένο μαγνητικό υλικό και παρουσιάζεται συνήθως στους καταλόγους υλικών.

Το Σχήμα 5.3 παρουσιάζει μια τυπική καμπύλη μαγνήτισης. Η διαδικασία μαγνητισμού μπορεί να χωρισθεί σε πολλά χαρακτηριστικά τμήματα. Ξεκινώντας από μια πλήρως απομαγνητισμένη κατάσταση, όταν εφαρμόζεται ένα μικρό μαγνητικό πεδίο, οι μαγνητικές περιοχές των οποίων η διεύθυνση του αυθόρμητου

μαγνητισμού είναι πιο κοντά στην κατεύθυνση της εκκίνησης του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου, αυξάνονται σε βάρος των άλλων μαγνητικών περιοχών. Για ένα μικρό μαγνητικό πεδίο, αυτή η διαδικασία είναι αντιστρεπτή, δηλαδή εάν αφαιρεθεί το μαγνητικό πεδίο, το υλικό επιστρέφει στη προηγούμενη κατάσταση χωρίς κάποια υστέρηση.

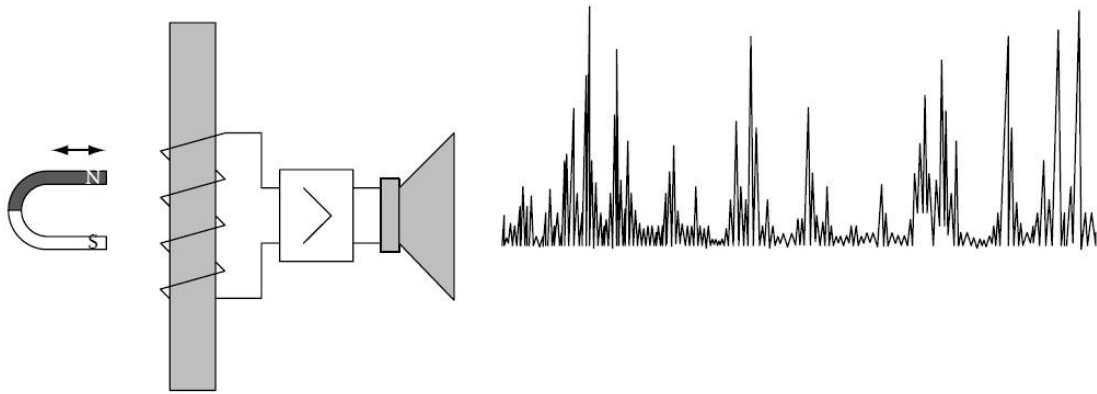
Το επόμενο τμήμα της καμπύλης μαγνήτισης χαρακτηρίζεται από τη μέγιστη διαπερατότητα. Σε αυτό το κομμάτι της καμπύλης, οι κινήσεις των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών είναι μη αναστρέψιμες. Εάν αφαιρεθεί το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο, το υλικό παραμένει μερικώς μαγνητισμένο λόγω των νέων θέσεων των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών, και λόγω αυτού εμφανίζεται το φαινόμενο της υστέρησης.



Σχήμα 5.3: Τυπική καμπύλη μαγνήτισης. [Brailsford F., (1948)]

Οι μεμονωμένες κινήσεις των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών είναι ανιχνεύσιμες επειδή οι μετατοπίσεις των τοιχωμάτων είναι ασυνεχείς καθώς "πηδούν" από το ένα σημείο στο άλλο. Τέτοιες ακανόνιστες κινήσεις αλλάζουν τη μαγνήτιση και μπορεί να παράγουν παλμούς τάσης σε ένα πηνίο περιτυλιγμένο γύρω από το μαγνητισμένο υλικό. Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται φαινόμενο

Barkhausen [Barkhausen, (1919)]. Το φαινόμενο εκπομπής Barkhausen παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.4. Παρατηρούνται οι ασυνεχείς αλλαγές της μαγνητικής ροής που σχετίζονται με τις κινήσεις των τοιχωμάτων. Το τμήμα αυτό της καμπύλης στο Σχήμα 5.3 δεν είναι ομαλό εάν μεγεθυνθεί.



Σχήμα 5.4: Το φαινόμενο Barkhausen. [Tumański, S. (2011)]

Ο θόρυβος Barkhausen εξαρτάται έντονα από τη μικροδομή και τη μηχανική καταπόνηση, και ως εκ τούτου, χρησιμοποιείται συνήθως για την αξιολόγηση ενός υλικού και για τον μη καταστροφικό έλεγχο [Bray & McBride (1992)].

Όταν αυξηθεί περαιτέρω το μαγνητικό πεδίο (παραπάνω από το σημείο του γόνατος), η διαδικασία των κινήσεων των μαγνητικών τοιχωμάτων εξαφανίζεται και η μαγνήτιση πραγματοποιείται με περιστροφή της κατεύθυνσης της μαγνήτισης. Το μαγνητικό πεδίο προσπαθεί να εξαναγκάσει τις κατευθύνσεις της μαγνήτισης των μαγνητικών περιοχών κατά μήκος της κατεύθυνσης αυτού του πεδίου. Η μεταβολή της τιμής της πόλωσης είναι πλέον πολύ μικρότερη με την αύξηση της τιμής του μαγνητικού πεδίου, ενώ τελικά το κύκλωμα βρίσκεται στην κατάσταση κοντά στον κορεσμό (πόλωση κορεσμού J_s).

Η κύρια καμπύλη μαγνήτισης μπορεί να ληφθεί μετρώντας τις μεταβολές της πυκνότητας της μαγνητικής ροής που προκαλείται από τις αλλαγές του άμεσου μαγνητικού πεδίου (ξεκινώντας από την κατάσταση απομαγνητισμού). Είναι όμως

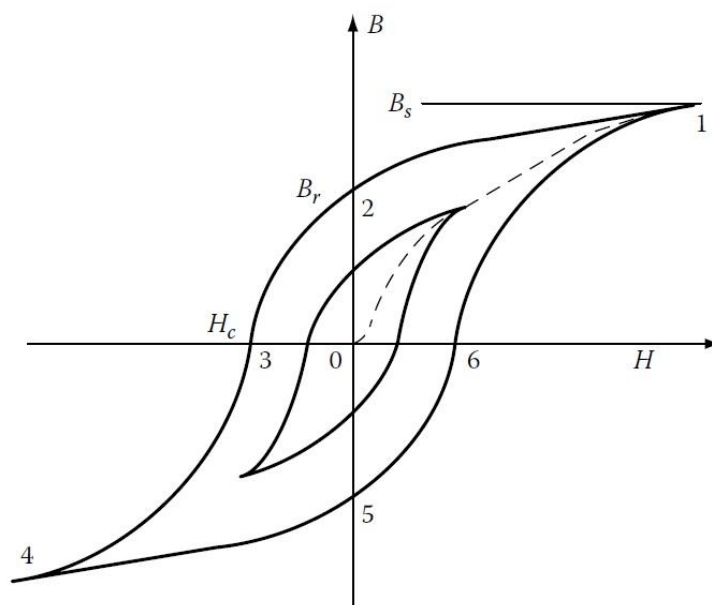
πιο συνηθισμένο και αρκετά απλούστερο να μαγνητισθεί το δείγμα με ένα εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο, ώστε η καμπύλη μαγνήτισης να είναι το αποτέλεσμα της σύνδεσης των τελικών σημείων των βρόχων υστέρησης. Όταν προσδιορισθεί η καμπύλη μαγνήτισης με τη χρήση μιας εναλλασσόμενης διέγερσης, το μαγνητικό πεδίο ή η πυκνότητα ροής ή και τα δύο μπορεί να είναι μη ημιτονοειδή. Επομένως, συνήθως προσδιορίζεται η σχέση $B = f(H)$ για το μέγεθος των σημάτων B , H ή για τις RMS τιμές (ή μέσες τιμές) τους.

5.1.3 Βρόχος Υστέρησης

Η υστέρηση είναι μια χαρακτηριστική συμπεριφορά, πρακτικά για όλα τα σιδηρομαγνητικά υλικά [Bertotti (1998), Della Tore (1999)], ενώ είναι συχνά συνώνυμο με το σύμβολο του μαγνητισμού. Ένας τυπικός βρόχος υστέρησης παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.5.

Ξεκινώντας από την απομαγνητισμένη κατάσταση, το πρώτο τμήμα της διαδρομής μεταξύ 0 και 1 είναι παρόμοιο με την κύρια καμπύλη μαγνήτισης. Αλλά, αν σταματήσει η αύξηση της τιμής του μαγνητικού πεδίου και αρχίσει η μείωση του, η διαδρομή επιστροφής 1-2 είναι διαφορετική από την ανερχόμενη καμπύλη μαγνήτισης λόγω της μη αναστρέψιμης αλλαγής των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών. Έτσι, για μηδενική τιμή του μαγνητικού πεδίου (σημείο 2), το δείγμα παραμένει μαγνητισμένο και αυτή η μαγνήτιση ονομάζεται εναπομένουσα ή παραμένουσα πυκνότητα μαγνητικής ροής B (ή παραμένουσα μαγνήτιση).

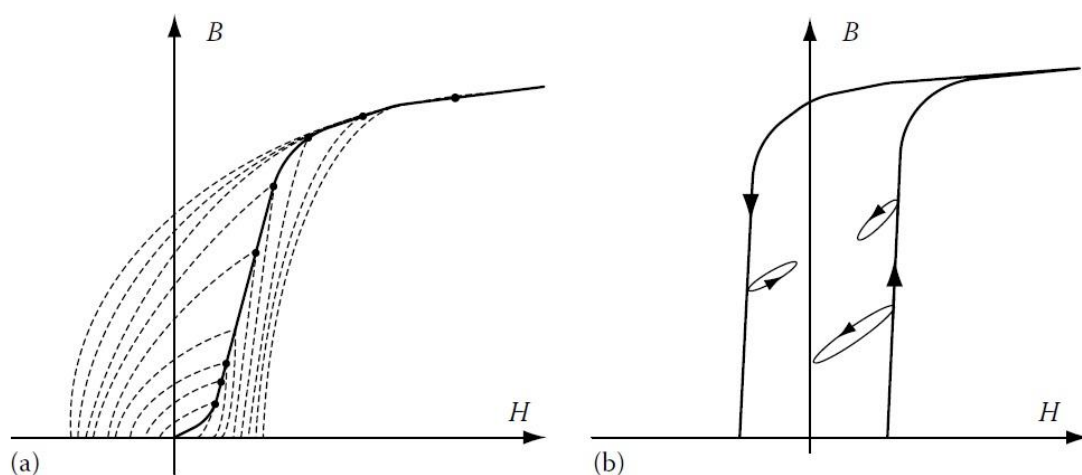
Για να ληφθεί πάλι μηδενική τιμή της πυκνότητας μαγνητικής ροής (σημείο 3) είναι απαραίτητο να εφαρμοσθεί ένα μαγνητικό πεδίο στην αντίθετη κατεύθυνση. Αυτό το πεδίο ονομάζεται συνεκτικό μαγνητικό πεδίο (H_c).



Σχήμα 5.5: Τυπικός βρόχος υστέρησης και τα χαρακτηριστικά σημεία B_r και H_c [Tumaňski, S. (2011)]

Το συνεκτικό πεδίο είναι μια πολύ σημαντική παράμετρος των μαλακών μαγνητικών υλικών επειδή οι μαγνητικές απώλειες εξαρτώνται από το εμβαδόν του βρόχου υστέρησης. Είναι προφανές ότι όσο μικρότερη είναι η τιμή του συνεκτικού πεδίου, τόσο μικρότερη είναι η απώλεια ισχύος.

Πλησιάζοντας το σημείο 3 στον βρόχο υστέρησης, μπορεί να συνεχισθεί η αύξηση του μαγνητικού πεδίου (προς την αρνητική κατεύθυνση) ως την άφιξη στο αντίθετο άκρο, το οποίο είναι κοντά στον αρνητικό κορεσμό B_s (σημείο 4). Στη συνέχεια, εάν συνεχισθεί η αλλαγή του μαγνητικού πεδίου (από τις αρνητικές προς τις θετικές τιμές), δεν θα υπάρξει επιστροφή στο σημείο εκκίνησης 0 αλλά θα τερματισθεί ο βρόχος στο σημείο 1. Μαγνητίζοντας το δείγμα με ένα εναλλασσόμενο ημιτονοειδές μαγνητικό πεδίο, θα συνεχισθεί η ακολουθία του βρόχου (κάθε κύκλος εναλλαγής του πεδίου θα αντιστοιχεί σε μια πλήρη διαδρομή γύρω από τον βρόχο). Οι βρόχοι υστέρησης είναι διαφορετικοί για μια διαφορετική μέγιστη τιμή του μαγνητικού πεδίου, οπότε αλλάζοντας αυτή την τιμή, μπορεί να αποκτηθεί μια οικογένεια βρόχων υστέρησης (Σχήμα 5.6α). Συνδέοντας τις άκρες αυτών των βρόχων, γίνεται λήψη μιας καμπύλης πολύ κοντά στην αρχική καμπύλη μαγνήτισης.



Σχήμα 5.6: α) Η οικογένεια βρόχων υστέρησης που λαμβάνεται για διάφορα πλάτη του μαγνητικού πεδίου και η καμπύλη μαγνήτισης που προκύπτει από τη σύνδεση των ακρών αυτών των βρόχων β) Κύριοι και δευτερεύοντες βρόχοι υστέρησης . [Tumański, S. (2011)]

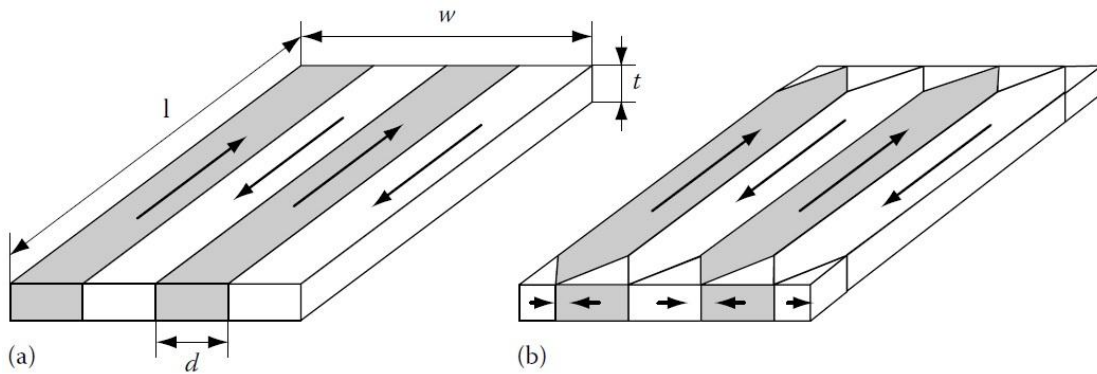
Εάν σε κάποιο αυθαίρετο σημείο το μαγνητικό πεδίο αντιστραφεί, τότε ο βρόχος δεν ακολουθεί την ίδια διαδρομή, αλλά επεκτείνεται για να σχηματίσει ένα δευτερεύοντα βρόχο υστέρησης (Σχήμα 5.6β). Στην περίπτωση των μαλακών μαγνητικών υλικών, οι βρόχοι υστέρησης $B(H)$ και $J(H)$ είναι ουσιαστικά οι ίδιοι.

5.1.4 Μαγνητικές περιοχές και τοιχώματα μαγνητικών περιοχών

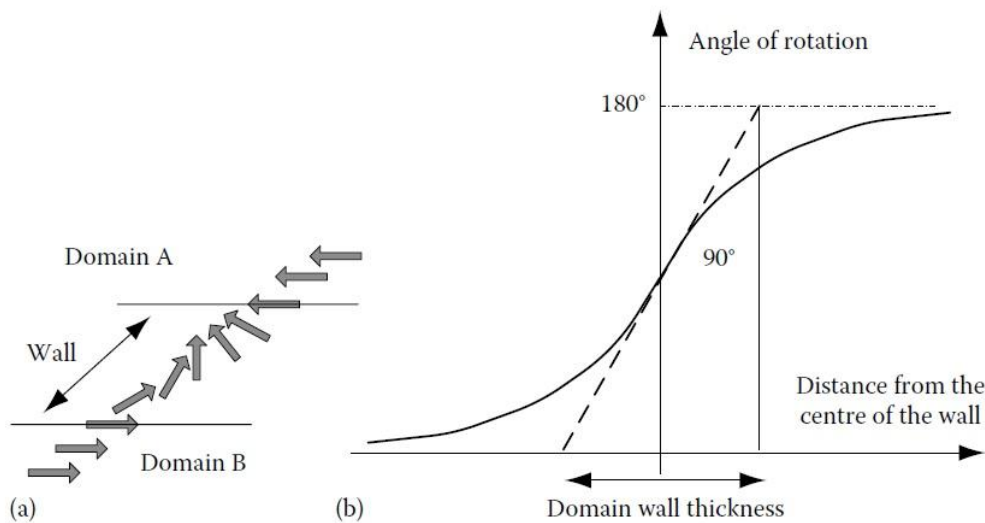
Η ύπαρξη σιδηρομαγνητικών περιοχών είχε προβλεφθεί το 1907 από τον Weiss ως μια εξήγηση γιατί τα σιδηρομαγνητικά υλικά μπορούν να απομαγνητιστούν παρά το μεγάλο εσωτερικό "μοριακό πεδίο". Υπέθεσε ότι το υλικό είναι χωρισμένο σε πολλές μικρές περιοχές, που ονομάζονται μαγνητικές περιοχές, κάθε μια από τις οποίες είναι μαγνητικά κορεσμένη. Στην απομαγνητισμένη κατάσταση, οι μαγνητικές περιοχές διανέμονται έτσι ώστε η συνολική μαγνήτιση να είναι μηδέν.

Το μοντέλο των μαγνητικών περιοχών του Weiss εξακολουθεί να ισχύει. Το 1935, οι Landau και Lifshitz απέδειξαν μαθηματικά ότι το υλικό διαιρείται σε

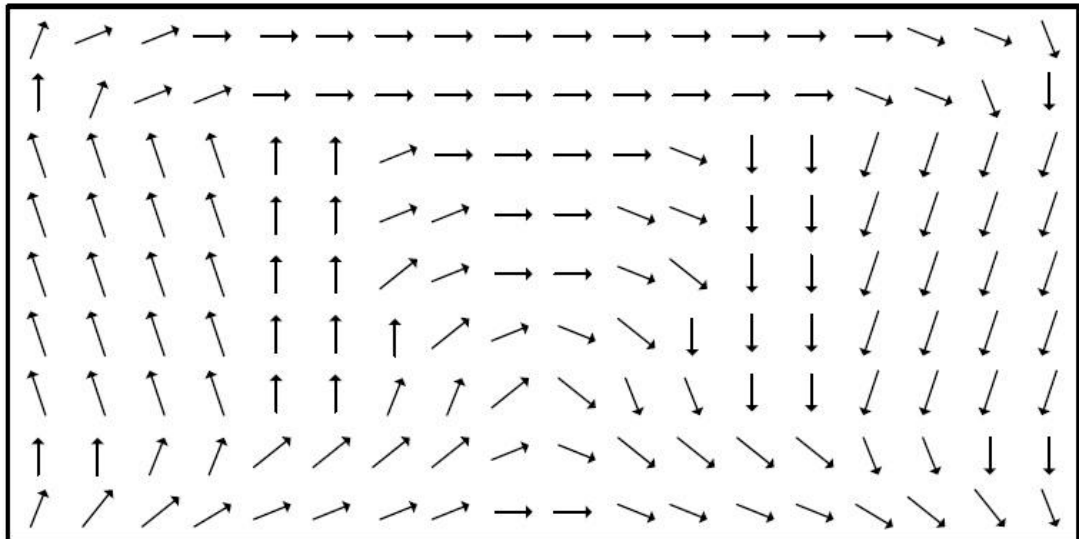
τομείς, τις μαγνητικές περιοχές, επειδή αυτή η διαμόρφωση εξασφαλίζει την ελάχιστη ενέργεια [Landau & Lifshitz, (1935)]. Θεώρησαν ένα κλειστό μοντέλο που αποτελείται από πολλές μαγνητικές περιοχές, του οποίου η συνολική μαγνήτιση είναι μηδέν (Σχήμα 5.7β).



Σχήμα 5.7: Δύο παραδείγματα δομής των μαγνητικών περιοχών. [Tumański, S. (2011)]



Σχήμα 5.8: Η αλλαγή της κατεύθυνσης της μαγνήτισης σε τοίχωμα Bloch 180 °. [Tumański, S. (2011)]



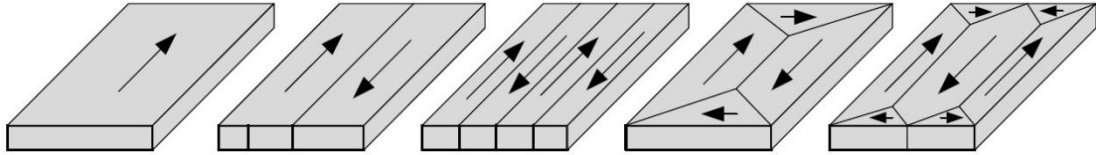
Σχήμα 5.9: Παράδειγμα υπολογισμού της κατανομής μαγνήτισης σε λεπτό υμένιο. [Zheng et al. (1996)]

Μια άλλη, ανοικτή δομή (Σχήμα 5.7α) εξετάστηκε από τον Kittel (1949), ο οποίος έδειξε επίσης ότι η διαίρεση των μεγάλων μαγνητικών περιοχών σε μικρότερες περιοχές οδηγεί σε ελαχιστοποίηση της ελεύθερης ενέργειας. Οι δομές των μαγνητικών περιοχών που παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.7 είναι ανιχνεύσιμες πειραματικά σε μερικά υλικά [Shiling & Houze (1974), Hubert & Schäfer (1998)].

5.1.5 Η διαδικασία της μαγνήτισης

Ξεκινώντας με την κατάσταση της πλήρους απομαγνήτισης, η καθαρή μαγνήτιση σε μια επιλεγμένη κατεύθυνση είναι μηδέν. Είναι επίσης γνωστό ότι μέσα σε μια μαγνητική περιοχή η μαγνήτιση μπορεί να είναι κοντά στον κορεσμό. Οι μαγνητικές περιοχές είναι οργανωμένες κατά τέτοιο τρόπο ώστε να ελαχιστοποιούν το σύνολο της ενέργειας, το οποίο μεταφράζεται ως η συνολική μαγνήτιση να είναι ίση με το μηδέν. Σε κυβική μορφή, η κλειστή διαμόρφωση των μαγνητικών περιοχών είναι η επικρατέστερη. Ακόμα κι αν υπάρχει μια κατάσταση μαγνήτισης (πιθανή σε μερικές περιπτώσεις δειγμάτων λεπτών ταινιών), μπορεί επίσης να υπάρχει και μηδενική μαγνήτιση, αν αυτή μετρηθεί κάθετα στον

προτιμητέο άξονα ανισοτροπίας. Το Σχήμα 5.10 παρουσιάζει μερικές περιπτώσεις διαμόρφωσης των μαγνητικών περιοχών με μηδενική μαγνήτιση στο δείγμα.



Σχήμα 5.10: Διάφορες καταστάσεις απομαγνητισμού [Tumanski et al. (2011)]

Ξεκινώντας με τη μαγνήτιση του αρχικά απομαγνητισμένου δείγματος, θα γίνει λήψη της αποκαλούμενης αρχικής καμπύλης της μαγνήτισης. Υπάρχουν δύο κύριοι μηχανισμοί μαγνητισμού του δείγματος: με μετατόπιση των μαγνητικών τοιχωμάτων (π.χ. ανάπτυξη των περιοχών που είναι παράλληλες με το πεδίο εις βάρος των γειτόνων τους) ή με περιστροφή της μαγνήτισης. Θεωρείται ότι η κίνηση των τοιχωμάτων κυριαρχεί για τα μικρά μαγνητικά πεδία (κάτω από το "γόνατο" της καμπύλης μαγνήτισης) ενώ πάνω από το γόνατο η περιστροφή της μαγνήτισης γίνεται κυρίαρχη. Και οι δύο μηχανισμοί μπορεί να είναι μη αναστρέψιμοι. Όταν το τοίχωμα μετατοπίζεται, συνήθως δεν επιστρέφει στην προηγούμενο κατάσταση. Ως εκ τούτου, αν η αύξηση του μαγνητικού πεδίου σταματήσει, είναι προφανές ότι μετά από μη αναστρέψιμη αλλαγή της μαγνήτισης, η καμπύλη μαγνήτισης δεν επιστρέφει στην αρχική μορφή. Το φαινόμενο μνήμης προκαλείται λόγω της υστέρησης.

6 Βιβλιογραφία

Ali, M. (1999). Growth and study of magnetostrictive FeSiBC thin films for device applications. University of Sheffield.

Amalou F., M. Gijss, (2002) "Giant magneto-impedance in multilayers of magnetic amorphous ribbons," *SENSORS, 2002 IEEE*, Orlando, FL, USA, pp. 753-756 vol.2.

Antonov A.S., I.T. Iakubov, A.N. Lagarkov, (1998), Nondiagonal impedance of amorphous wires with circular magnetic anisotropy, *J. Magn. Mater.* 187 (2)

Atkinson D, P.T Squire, M.G Maylin, J Gore, (2000) An integrating magnetic sensor based on the giant magneto-impedance effect, *Sensors and Actuators A: Physical*, Volume 81, Issues 1–3, Pages 82-85

Atkinson D., P.T. Squire, (1997), Experimental and Phenomenological investigation of the effect of stress on magneto impedance in amorphous alloys, *IEEE Trans. Mag-33* (5) 3364

Barandiaran JM, Kurlyandskaya GV, Vazquez M, Gutierrez J, Garcia D, Munoz JL., (1999) A simple model of the magnetoresistance contribution to the magnetoimpedance effect in thin films. *Phys Stat Sol A* 171:R3–4.

Barkhausen H., (1919), Two phenomena uncovered with help of the new amplifier, *Z. Phys.*, 20, 401–403.

Beach, R., Berkowitz, (1994) *A. Appl. Phys. Lett.* 64.

Bertotti G., (1998), *Hysteresis in Magnetism*, Academic Press, Sandiego, CA.

Betancourt I, Valenzuela R, Vazquez M.. (2003) Domain model for the magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires. *J Appl Phys*, 93:8110–2.

Blanco J.M., A. Zhukov, A.P. Chen, A.F. Cobeno, A. Chizhik, J. Gonzalez, (2001), Asymmetric torsion giant impedance in nearly-zero magnetostrictive amorphous wires with induced helical anisotropy, *J. Phys. D Appl. Phys.* 34 L31

- Borge Amruta, (2005), Giant magneto-impedance effect in thin film layered structures. University of Central Florida
- Brailsford F., (1948), Magnetic Materials, Wiley & Sons, New York.
- Bray D.E., McBride D., (1992), Nondestructive Testing Techniques, Mössbauer Analysis METHOD, John Wiley & Sons, New York, Chapter 9.
- Brittel MR, Menard D, Melo LGC, Ciureanu P, Yelon A, Cochran CW, (2000), Magnetoimpedance measurements of ferromagnetic resonance and antiresonance. *Appl Phys Lett*, 77:2737–9.
- Buschow K., (2013). Handbook of magnetic materials. Amsterdam: Elsevier/North Holland.
- Carr W.J., (1969), Principles of ferromagnetic behavior, in Magnetism and Metallurgy, Berkowitz. A.E. and Kneller E. (Eds.), Academic Press, San Diego, CA, Chapter II.
- Chen DX, Munoz JL, Hernando A, Vazquez M., (1998), Magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires. *Phys Rev B*, 57:10699–704.
- Chen DX, Munoz JL. (1999), AC impedance and circular permeability of slab and cylinder. *IEEE Trans Magn*, 35:1906–23.
- Chen DX., L. Pascual, A. Hernando, (2000) , *Appl. Phys. Lett.* 77, 1727.
- Chiriac H, Ovari TA, (1996), Amorphous glass-covered magnetic wires: preparation, properties, applications. *Prog Mater Sci*, 40:333–407.
- Cullity B.D., C.D. Graham, (2009), Introduction to Magnetic Materials (Wiley, New Jersey, pp. 234–238
- Das T.K., A. Mitra, S.K. Mandal, R.K. Roy, P. Banerji, A.K. Panda, (2014), Parametric controls on giant magnetoimpedance (GMI) behaviour of CoFeSiBCr amorphous wires for prospective sensor applications, *Sensors and Actuators A: Physical*, Volume 220, Pages 382-387.
- Della Torre E., (1994), A Preisach model for accommodation, *IEEE Trans. Magn.*, 30, 2701–2707.
- Dong C, Chen S, Hsu TY. (2002), A simple model of giant magneto-impedance effect in amorphous thin films. *J Magn Mater*, 250:288–94.

- Fairchild Semiconductor, (1974), CMOS Oscillators.
- Fisher, Brett & Panina, Larissa & Fry, Nick & Mapps, D.J. (2013). High Performance Current Sensor Utilizing Pulse Magneto-Impedance in Co-Based Amorphous Wires. *IEEE Transactions on Magnetics*. 49. 89-92.
- García-Arribas, Alfredo & Fernández, Eduardo & de Cos, David. (2017). Thin-Film Magneto-Impedance Sensors..
- García-Arribas, Alfredo & Fernández, Eduardo & V. Svalov, Andrey & Kurlyandskaya, Galina & Barrainkua, Ane & Navas, David & Manuel Barandiaran, José. (2013). Tailoring the magnetic anisotropy of thin film permalloy microstrips by combined shape and induced anisotropies. *The European Physical Journal B*. 86.
- Giouroudi I., (2006), Dissertation Magnetoimpedance-Microstructures, University of Wien
- Gunji T., L.V. Panina, K. Mohri, (1997) ,*J. Magn. Soc. Jpn.* 21 793.
- Harrison, E. P., Turney, G. L., Rowe, H. (1935), *Electrical Properties of Wires of High Permeability*, *Nature*, 135, 961.
- Harrison, E. P., Turney, G. L., Rowe, H., Gollop, H. (1936), The electrical properties of high permeability wires carrying alternating current, *Proc. R. Soc.* , 157, 451.
- Hauser H., L. Kraus, P. Ripka, (2001) Giant magnetoimpedance sensors, *IEEE Instr.&Meas. Mag.*, p. 28.
- Hubert A., Schäfer R., (1998), *Magnetic Domains*, Springer, Berlin, Germany.
- Kanno T., K. Mohri, T. Yagi, T. Uchiyama, and L. P. Shen, (1997) “Amorphous wire MI micro sensor using C-MOS IC multivibrator,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 33, no. 5, pt. 1, pp. 3353–3360, Sep.
- Kawajiri N., M. Kakabayashi, C. M. Cai, K. Mohri, and T. Uchiyama, (1999) “Highly stable MI micro sensor using C-MOS IC multivibrator with synchronous rectification,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 35, no. 5, pp. 3667–3669, Sep.

- Kim C.G., K.J. Jang, H.C. Kim, S.S. Yoon, J. (1999) Asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed Co-based amorphous ribbon, *Appl. Phys.* 85, 5447
- Kim CG, Yoon SS, Yu SC. (2000) Decomposition of susceptibility spectra in a torsion-stressed Fe-based amorphous wire. *Appl Phys Lett*, 76:3463–5.
- Kitoh T., K. Mohri, T. Uchiyama, (1995) , Assymetrical Magneto-Impedance effect in twisted amorphous wire, *IEEE Trans. Magn.* 31 3137
- Knobel M, Vazquez M, Kraus L., (2003), Giant magnetoimpedance. In: Buschow KH, editor. *Handbook of magnetic materials*, vol. 15. Amsterdam: Elsevier Science B.V., p. 1–69 [Chapter 5].
- Knobel M., M. L. Sánchez, C. Gómez-Polo, P. Marín, M. Vázquez, and A. Hernando, (1996) Giant magneto-impedance effect in nanostructured magnetic wires, *Journal of Applied Physics* 79:3, 1646-1654
- Kraus L., (2003), GMI modeling and material optimization, *Sensors and Actuators A: Physical*, Volume 106, Issues 1–3, p. 187-194
- Kraus L., S.N. Kane, M. Vázquez, G. Rivero, E. Fraga, A. Hernando, J.M. Barandiarán, (1994), Tensor components of the magnetization in a twisted Fe-rich amorphous wire, *J. Appl. Phys.* 75, 6952.
- Kurlyandskaya GV, Barandiaran JM, Vazquez M, Garcia D, Gutierrez J, Vaskovskiy VO, et al., (2000) The magnetoresistance contribution to the total magnetoimpedance of thin films: a simple model and experimental basis. *J Magn Mater*, 215–216:516–8.
- Kurlyandskaya, G.V., Bebenin, N.G. & Vas'kovsky, V.O., (2011), Giant magnetic impedance of wires with a thin magnetic coating, *Phys. Metals Metallogr.* 111: 133.
- Landau L.D., Lifshitz E.M., (1935) Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies, *Phys. Z. Sowietunion*, 8, 153.
- Landau LD, Lifshitz EM., (1975) *Electrodynamics of continuous media*. Oxford: Pergamon Press.

- Li D., X & Z Yuan, W & Zhao, Zhenjie & Z Ruan, J & L Yang, X. (2005). The GMI effect in nanocrystalline FeCuNbSiB multilayered films with a SiO₂ outer layer. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 38. 1351.
- Lofland SE, Baghat SM, Dominguez M, Garciabeneytez JM, Guerrero F, Vazquez M. (1999), Low-field microwave magnetoimpedance in amorphous microwires. *J Appl Phys*, 85:4442–4.
- Machado FLA, de Araujo AEP, Puca AA, Rodrigues A, Rezende SM., (1999) Surface magnetoimpedance measurements in soft-ferromagnetic materials. *Phys Stat Sol A*, 173:135–44.
- Machado FLA, Rezende SM., (1996) A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft-ferromagnetic alloys. *J Appl Phys*, 79:6558–60.
- Mahnovskiy, D., Panina, L., Garcia, C., Zhukov, A., Gonzalez, (2006), Experimental demonstration of tunable scattering spectra at microwave frequencies in composite media containing CoFeCrSiB glass-coated amorphous ferromagnetic wires and comparison with theory, *J. Phys. Rev. B* 74, 064205-1-11.
- Makhnovskiy D. P., L. V. Panina, and D. J. Mapps, (2000) Measurement of field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with circumferential anisotropy, *Journal of Applied Physics* 87:9, 4804-4806
- Makhnovskiy, D. P, L. V. Panina, D. J. Mapps, (2001) Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with two types of magnetic anisotropy: Helical and circumferential. *Phys Rev B*, 63 144424-1:17
- Mawatari H., H. Kikuchi, S. Yabukami, M. Yamaguchi, and K. I. Arai, (2003) “High-frequency-carrier type thin film magnetic field sensor for AC detection,” *J. Magn. Soc. Jpn.*, vol. 27, pp. 414–418, Apr.
- Menard D, Britel M, Ciureanu P, Yelon A. (1998) Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor. *J Appl Phys* 84:2805–14.
- Menard D, Yelon A., (2000) Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires. *J Appl Phys* 88:379–93.
- Mohammad R. Nabavi, Vikram Chaturvedi, Johan G. Vogel and Stoyan Nihtianov, (2018) Integrated inductive displacement sensors for harsh industrial

environments, In Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials, Woodhead Publishing, Pages 101-129, Smart Sensors and MEMs (Second Edition),

Mohri K. and Y. Honkura, (2007) “Amorphous wire and CMOS IC based magneto-impedance sensors—Origin, topics, and future,” *Sensor Lett.*, vol. 5, pp. 267–270.

Mohri K., K. Bushida, M. Noda, H. Yoshida, L. V. Panina, and T.Uchiyama, (1995a) “Magneto-impedance element,” *IEEE Trans. Magn.*, vol.31, no. 4, pp. 2455–2460, Apr.

Mohri K., Tsuyoshi Uchiyama, Larissa V. Panina, Michiharu Yamamoto, and Kenichi Bushida, (2015) “Recent Advances of Amorphous Wire CMOS IC Magneto-Impedance Sensors: Innovative High-Performance Micromagnetic Sensor Chip,” *Journal of Sensors*, vol. 2015, Article ID 718069, 8 pages, 2015

Mohri K.,L.V.Panina,T.Uchiyama, M. Noda, and K. Bushida, (1995b) “Sensitive and quick response micro magnetic sensor utilizing magneto-impedance in co-rich amorphous wires,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 31,no. 2, pp. 1266–1275, Feb.

Nabias J, Asfour A, Yonnet JP. (2017) The Impact of Bending Stress on the Performance of Giant Magneto-Impedance (GMI) Magnetic Sensors. *Sensors (Basel)*., 17(3):640.

Olivera, J & Cruz-Blas, C.A. & Gomez-Polo, Cristina., (2011). Comprehensive analysis of a micro-magnetic sensor performance using amorphous microwire MI element with pulsed excitation current. *Sensors and Actuators A-physical-SENSOR ACTUATOR A-PHYS.* 168. 90-94.

Osborn J.A., (1945) Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid, *Phys. Rev.* 67, 351

Panina L. V. and K. Mohri, (1994a) “Magneto-impedance effect in amorphouswires,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 9, pp. 1189–1191

Panina L. V., K. Mohri, K. Bushida, and M. Noda, (1994b) “Giant mag-neto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys,” *J. Appl. Phys.*, vol. 76, no. 10, pp. 6198–6203

- Panina L.V., K. Mohri, (2000) "Magneto-Impedance in multilayer Films", *Sensors and actuators A*, vol. 81, pp. 71-77
- Panina L.V., K. Mohri, D.P. Makhnovskiy, (1999) Mechanism of asymmetrical magnetoimpedance in amorphous wires, *J. Appl. Phys.* 85 5444.
- Patton CE., (1976), Classical theory of spin-wave dispersion for ferromagnetic metals. *Czechoslovak J Phys* 26:925–35.
- Phan, Manh-Huong & Peng, Hua-Xin., (2008). Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications. *Progress in Materials Science-PROGRAM MATER SCI.* 53.
- Radoslav Surla, Nebojša Mitrović, Jelena Orelj, Vasilija Joksimović, (2018), The Magnetoimpedance Effect and Principles of Measuring, 7th International Scientific Conference Technics and Informatics in Education
- Ripka P. (2001) *Magnetic sensors and magnetometers*. Artech House Publishers
- Sandacci S., D. Makhnovskiy, L. Panina, K. Mohri and Y. Honkura, (2004) "Off-diagonal impedance in amorphous wires and its application to linear magnetic sensors," in *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, no. 6, pp. 3505-3511, Nov.
- Shiling J.W., Houze G.L., (1974), Magnetic properties and domain structure in grain oriented 3% SiFe, *IEEE Trans. Magn.*, 10, 195–223.
- Shin K. H., C. D. Graham and P. Y. Zhou, (1992) "Asymmetric hysteresis loops in Co-based ferromagnetic alloys," in *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 28, no. 5, pp. 2772-2774, Sept.
- Sinnecker J.P., M.L. Sartorelli, M. Knobel, (1998) Magneto-impedance relaxation in amorphous wires and ribbons, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Volumes 177–181, Part 1, Pages 121-122
- Song S.H., K.S. Kim, S.C. Yu, C.G. Kim, M. Vazquez, (2000), Asymmetric GMI characteristics in current-biased amorphous (Co_{0.94}Fe_{0.06})_{72.5}Si_{12.5}B₁₅ wire, *J. Magn. Mater.* 215–216, 532
- Tannous, C., Gieraltowski, (2004) Giant magneto-impedance and its applications, *J. Journal of Materials Science: Materials in Electronics* 15: 125.

Tatara G., (2001) Theory of electron scattering by domain wall in nano-wires. *J Magn Mater* 226– 230:1873–4.

Tumanski S., M. H. Stabrowski, (1988) "Numerical calculations of magnetization and demagnetizing factors in thin film anisotropic structures," in *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 24, no. 1, pp. 222-225, Jan.

Tumański, S. (2011). Handbook of magnetic measurements. Boca Raton, FL: CRC Press.

Uchiyama T., K. Mohri, and S. Nakayama, (2011) "Measurement of spontaneous oscillatory magnetic field of guinea-pig smooth muscle preparation using picotesla resolution amorphous wire magneto-impedance sensor," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 47, no. 10, pp. 3066–3069, Oct.

Uppili H., B. Daglen, (2013) "Bi-Directional Giant Magneto Impedance Sensor," *Advances in Materials Physics and Chemistry*, Vol. 3 No. 5, pp. 249-254.

Vazquez M., (2007) Giant magneto impedance and its applications, slides

Yabukami S., H. Mawatari, Y. Murayama, T. Ozawa, K. Ishiyama, and K. I. Arai, (2004) "High-frequency carrier type thin-film sensor using low-noise crystal oscillator," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 40, no. 4, pp. 2670–2672, Jul.

Yelon A, Menard D, Brittel M, Ciureanu P. (1996) Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent. *Appl Phys Lett* 69:3084–5.

Yoon SS, Kim CG. (2001) Separation of reversible domain wall motion and magnetization rotation components in susceptibility spectra of amorphous magnetic materials. *Appl Phys Lett* 78:3280–2.

Yudanov Nikolay A., Alexander A. Rudenok, Larissa V. Panina, Alexander T. Morchenko, Dmitry P. Makhnovskiy, Arkady Zhukov, (2015) Multicore Off-Diagonal Magnetoimpedance Sensors Utilising Amorphous Wires, *Physics Procedia*, Volume 75, Pages 1419-1426, ,

YÜZÜAK Ercüment, Gizem DURAK YÜZÜAK, (2017), Investigation of Magneto-Impedance Effect of Bilayer Iron Films. Science Journal (CSJ), Vol 38, No2

Zheng, Y. And Zhu, (1996), Micromagnetics of spin valve memory coil, J.G., IEEE Trans Magn., 32, 4237

Zhukov, A, Ipatov, M., Zhukova, V., Blanco, J. M., Gonzalez, J.. (2008) Off-diagonal magneto-impedance in amorphous microwires with diameter 6e10 nm and application to linear magnetic. Phys. Status Solidi (a) 205 (8), 1779-1782.

Zhukov, A., Zhukova, V. (2014) Magnetic Sensors Based on Thin Magnetically Soft Wires with Tuneable Magnetic Properties and Its Applications, International Frequency Sensor Association (IFSA) Publishing, Ronda de Ramon Otero Pedrayo, 42C, 1e5, 08860, Castelldefels (Barcelona), Spain.

Zhukova, V., Ipatov, M. and Zhukov, A. (2018). Thin Magnetically Soft Wires for Magnetic Microsensors.