



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΕΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΔΠΜΣ «ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΑΥΤΟΜΑΤΙΣΜΟΥ»

ΑΙΣΘΗΤΗΡΑΣ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΒΑΣΙΣΜΕΝΟΣ ΣΤΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ ΤΗΣ ΜΑΓΝΗΤΟΕΜΠΕΔΗΣΗΣ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Βουρνά Πολυξένη

Επιβλέπων: Χριστοφόρου Ευάγγελος

Αναπληρωτής Καθηγητής

Αθήνα, Οκτώβριος 2010

Περιεχόμενα

EΙΚΟΝΕΣ	4
ΠΙΝΑΚΕΣ	8
1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	9
1.1 Ιστορικά Στοιχεία.....	9
1.2 Δομή εργασίας	10
2 ΘΕΩΡΙΑ	11
2.1 Άτομο – δομή του ατόμου	11
2.2 Προέλευση του μαγνητισμού	11
2.2.1 Τροχιακή Κίνηση του Ηλεκτρονίου	12
2.2.2 Μαγνητισμός λόγω spin	13
2.3 Συμπεριφορά των ατόμων σε εξωτερικά εφαρμοζόμενα μαγνητικά πεδία	14
2.4 Παράμετροι και Φυσικά Μεγέθη που Προσδιορίζουν τις Ιδιότητες Ενός Μαγνήτη 15	
2.5 Κατηγορίες μαγνητικών υλικών	16
2.5.1 Διαμαγνητικά υλικά	17
2.5.2 Παραμαγνητικά υλικά	19
2.5.3 Φερρομαγνητικά υλικά	21
2.5.4 Αντιφερρομαγνητισμός.....	24
2.5.5 Φερριμαγνητικά Υλικά	25
2.6 Προέλευση του Φερρομαγνητισμού	26
2.6.1 Μαγνητικές Περιοχές Weiss.....	26
2.6.2 Υστέρηση – Βρόχος Υστέρησης	27
2.6.3 Θερμοκρασία Curie	29
2.7 Σκληρά και Μαλακά Μαγνητικά Υλικά	30
2.7.1 Σκληρά Μαγνητικά Υλικά	30
2.7.2 Μαλακά Μαγνητικά Υλικά	31

2.8	Επιδερμικό Φαινόμενο (Skin Effect)	32
2.8.1	Βάθος Διείσδυσης (depth of penetration, δ)	32
2.9	Φαινόμενο Γιγάντιας Μαγνητοεμπέδησης (Giant Magneto-Impedance Effect, GMI) 35	
2.9.1	Τι είναι η Γιγαντιαία Μαγνητο-Αντίσταση, GMI	35
2.9.2	Εμπέδηση ενός μαγνητισμένου αγωγού	36
2.9.3	Θεωρητικά Μοντέλα	40
2.10	Επιλογή των GMI Υλικών	47
2.10.1	Κριτήρια Επιλογής των GMI Υλικών	47
2.10.2	Αξιολόγηση των GMI Υλικών	48
2.10.3	Σύνθετα Μαγνητικά Υλικά.....	52
2.11	Τεχνικές Επεξεργασίας για την Παραγωγή Άμορφων Μεταλλικών Συρμάτων	53
2.11.1	Melt spinning.....	53
2.11.2	Παραγωγή Άμορφων Συρμάτων με τη Μέθοδο Taylor	54
2.11.3	Διαδικασία συρμάτων Taylor	56
2.11.4	Glass-coated melt spinning	56
2.11.5	Ηλεκτρόλυση	58
2.12	Δομή των μαγνητικών περιοχών στα Μαγνητικά Σύρματα.....	59
2.12.1	Σύρματα ταχείας ψύξης	59
2.13	Ιδιότητες των GMI Μαγνητικών Συρμάτων	62
2.13.1	Βρόχοι Υστέρησης	62
2.13.2	Διαπερατότητα.....	64
2.13.3	Διαδικασία μαγνήτισης.....	65
2.14	Υστέρηση στο GMI.....	66
3	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ.....	68
3.1	Σκοπός πειραματικής διάταξης.....	68
3.2	Υλικά που θα χρησιμοποιηθούν στην πειραματική διάταξη.....	68
3.2.1	Σχεδιασμός και κατασκευή αντιστάσεων	69

3.2.2	Σχεδιασμός και κατασκευή πηνίου διεγέρσεως	70
3.3	Περιγραφή πειραματικής διάταξης	71
3.4	Όργανα που χρησιμοποιήθηκαν για τις μετρήσεις	72
4	ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ – ΣΥΖΗΤΗΣΗ	73
4.1	Μελέτη της επίδρασης της συχνότητας στο μαγνητικό σύρμα.....	73
4.2	Μελέτη της μεταβολής του μαγνητικού πεδίου γύρω από το μαγνητικό σύρμα..	80
5	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	84
6	ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΔΟΥΛΕΙΑ	85
7	Παράρτημα Α.....	86
8	Παράρτημα Β.....	89
9	Παράρτημα Γ	90
10	Παράρτημα Δ.....	92
11	ΑΝΑΦΟΡΕΣ	99
12	ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	106
12.1	ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	106
12.2	ΞΕΝΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	106
12.3	PAPERS.....	106
12.4	ΔΙΕΥΘΥΝΣΕΙΣ INTERNET	107
13	ΛΙΣΤΑ ΣΥΝΤΟΜΟΓΡΑΦΙΩΝ ΚΑΙ ΣΥΜΒΟΛΩΝ	108

ΕΙΚΟΝΕΣ

Εικόνα 1: Τροχιακή και περιστροφική κίνηση του ηλεκτρονίου γύρω από τον πυρήνα και γύρω από τον εαυτό του αντίστοιχα.	11
Εικόνα 2: Η τροχιακή κίνηση του ηλεκτρονίου δημιουργεί γύρω από κάθε άτομο ένα μαγνητικό πεδίο	11
Εικόνα 3: Τροχιακή κίνηση του ηλεκτρονίου	12
Εικόνα 4: Το ηλεκτρόνιο ισοδυναμεί με ένα μικρό μαγνήτη με μαγνητική διπολική ροπή μ_L	12
Εικόνα 5: Περιστροφική κίνηση του ηλεκτρονίου	13
Εικόνα 6: . Σύμφωνα με την κβαντική θεωρία το spin του ηλεκτρονίου έχει δύο δυνατές τιμές $+1/2$ και $-1/2$	13
Εικόνα 7: Κατά την τοποθέτηση του ατόμου σ' ένα μαγνητικό πεδίο η αρχική φασματική γραμμή εμφανίζεται τριπλή (διαχωρισμός Zeeman)	15
Εικόνα 8: Τα στοιχεία του περιοδικού πίνακα και η συμπεριφορά τους υπό την παρουσία μαγνητικού πεδίου.....	17
Εικόνα 9: Μαγνήτιση διαμαγνητικών υλικών.....	18
Εικόνα 10: Η επιδεκτικότητα στα διαμαγνητικά υλικά είναι ανεξάρτητη της θερμοκρασίας.	18
Εικόνα 11: Διάνυσμα μαγνήτισης στα διαμαγνητικά υλικά που βρίσκεται σε ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο	18
Εικόνα 12: Εσωτερικό και εξωτερικό μαγνητικό πεδίο στα διαμαγνητικά υλικά καθώς και οι απεικόνιση των συμπληρωμένων υποστοιβάδων.	19
Εικόνα 13: Μαγνήτιση παραμαγνητικών υλικών.....	19
Εικόνα 14: Η επιδεκτικότητα στα παραμαγνητικά υλικά ως προς τη θερμοκρασία.....	20
Εικόνα 15: Διάνυσμα μαγνήτισης στα παραμαγνητικά υλικά που βρίσκεται σε ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο	20
Εικόνα 16: Οι μαγνητικές επιδεκτικότητες συναρτήσει των ατομικών βαρών των στοιχείων του περιοδικού πίνακα	21
Εικόνα 17: Διάνυσμα μαγνήτισης στα φερομαγνητικά υλικά που βρίσκεται σε ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο	22
Εικόνα 18: Κατανομή των ηλεκτρονίων στο Fe.....	22
Εικόνα 19: Κατανομή των ηλεκτρονίων στο Co	24
Εικόνα 20: Κατανομή των ηλεκτρονίων στο Ni	24
Εικόνα 21: Μαγνητικές ροπές στα αντιφερρομαγνητικά υλικά.	25

Εικόνα 22: Μαγνητικές ροπές στα φερριμαγνητικά υλικά.....	25
Εικόνα 23: Τα στοιχεία του περιοδικού πίνακα ταξινομημένα ως προς τον τύπο του μαγνητισμού που παρουσιάζουν σε θερμοκρασίες δωματίου.....	26
Εικόνα 24: Μαγνητικές περιοχές	26
Εικόνα 25: Μαγνητικές περιοχές υπό την επίδραση μαγνητικού πεδίου.....	27
Εικόνα 26: Βρόχος Υστέρησης.....	27
Εικόνα 27: Μαγνήτιση κόρου.....	28
Εικόνα 28: Βρόχος υστέρησης.....	28
Εικόνα 29: Θερμοκρασία Curie.....	29
Εικόνα 30: Βρόχος υστέρησης σκληρών και μαλακών μαγνητικών υλικών.....	30
Εικόνα 31: Ιδανικός και μη βρόχος υστέρησης σκληρών μαγνητικών υλικών.....	31
Εικόνα 32: Ιδανικός και μη βρόχος υστέρησης μαλακών μαγνητικών υλικών.....	32
Εικόνα 33: Δημιουργία ρευμάτων αυτεπαγωγής καθώς ένα πηνίο πλησιάζει την αγώγιμη επιφάνεια ενός υλικού.....	32
Εικόνα 34: Τα ρεύματα αυτεπαγωγής παράγουν ένα νέο μαγνητικό πεδίο H'_B αντίθετης φοράς από αυτό του πηνίου διέγερσης.....	33
Εικόνα 35: Το βάθος διείσδυσης ελαττώνεται με την αύξηση της συχνότητας, της ηλεκτρικής αγωγιμότητας και της μαγνητικής διαπερατότητας του υλικού.....	33
Εικόνα 36: Το βάθος διείσδυσης.....	34
Εικόνα 37: Η εφαρμογή μαγνητικού πεδίου σε ένα φερρομαγνητικό αγωγό επιφέρει αλλαγή στην εμπέδησή του.....	35
Εικόνα 38: Το φαινόμενο γιγαντιαίας εμπέδησης (Giant Magneto-Impedance, GMI).....	35
Εικόνα 39: Ένας φερρομαγνητικός αγωγός που διαρρέεται από ac ρεύμα.....	36
Εικόνα 40: Η αξονική και επιφανειακή συνιστώσα του ac μαγνητικού πεδίου.....	37
Εικόνα 41: Η μεγάλη διαπερατότητα μειώνει το επιδερμικό φαινόμενο το οποίο στη συνέχεια αυξάνεται με το εφαρμοζόμενο πεδίο.....	39
Εικόνα 42: Προσομοίωση σε άμορφα λεπτά υμένα της εξάρτησης της εμπέδησης από το μαγνητικό πεδίο (H) και τη συχνότητα (f).....	47
Εικόνα 43: Το GMI φαινόμενο σε διάφορα υλικά.....	49
Εικόνα 44: Το GMI σύνθετα μαγνητικά υλικά.....	53
Εικόνα 45: Κατακόρυφη κάτοψη της συσκευής που παράγει μαγνητικά σύρματα με την μέθοδο in-rotating-water-spinning.....	55
Εικόνα 46: Κατακόρυφη κάτοψη της συσκευής που παράγει μαγνητικά σύρματα με την μέθοδο glass-coated melt spinning.....	57

Εικόνα 47: Διάγραμμα για την παραγωγή μαγνητικών συρμάτων με ηλεκτρόλυση.	58
Εικόνα 48: Σύρμα χαλκού με και χωρίς CoP επίπεδο, καθώς και η SEM εικόνα της κάθετης διατομής ενός CoP/Cu σύρματος.	58
Εικόνα 49: Η κατανομή των μαγνητικών περιοχών σε άμορφα σύρματα με θετική μαγνητοσυστολή (π.χ. σύρματα βασιζόμενα στο Fe).	60
Εικόνα 50: Η κατανομή των μαγνητικών περιοχών σε άμορφα σύρματα με αρνητική μαγνητοσυστολή (π.χ. σύρματα βασιζόμενα στο Co-Si-B).	60
Εικόνα 51: Η κατανομή των μαγνητικών περιοχών και η εσωτερική τάση σε άμορφα σύρματα με αρνητική ή κοντά στο μηδέν μαγνητοσυστολή με και χωρίς περίβλημα (π.χ. σύρματα Co-Fe-Si-B).	61
Εικόνα 52: Η κατανομή των μαγνητικών περιοχών και η εσωτερική τάση σε άμορφα σύρματα με αρνητική μαγνητοσυστολή με και χωρίς περίβλημα.	62
Εικόνα 53: Ο βρόχος υστέρησης για άμορφα σύρματα με θετική μαγνητοσυστολή με περίβλημα υάλου.	63
Εικόνα 54: Ο βρόχος υστέρησης για άμορφα σύρματα με αρνητική μαγνητοσυστολή με περίβλημα υάλου.	64
Εικόνα 55: Ο βρόχος υστέρησης για άμορφα σύρματα με αρνητική ή κοντά στο μηδέν μαγνητοσυστολή με περίβλημα υάλου.	64
Εικόνα 56: Υστέρηση στο GMI.	66
Εικόνα 61: Αντίσταση 5.2Ω κατασκευασμένη με χάλκινο σύρμα	69
Εικόνα 62: Ένδειξη ωμόμετρου	70
Εικόνα 63: Πηνίο διέγερσης	70
Εικόνα 64: Μαγνητικό σύρμα μέσα στο πηνίο	70
Εικόνα 65: Ένδειξη dc τάσης που τροφοδοτεί το πηνίο.	71
Εικόνα 66: Γέφυρα Wheatstone όπου R1,R2,R3 αντιστάσεις του χάλκινου σύρματος και R4 η αντίσταση του μαγνητικού σύρματος.	71
Εικόνα 68: HAMEG 303-6	72
Εικόνα 69: Vpeak στον παλμογράφο	80
Εικόνα 70: Γραφική του Vpeak του παλμού εξόδου με σχέση με το εφαρμοζόμενο dc μαγνητικό πεδίο στο μαγνητικό σύρμα	81
Εικόνα 71: dt στον παλμογράφο	82
Εικόνα 72: Γραφική του dt του παλμού εξόδου με σχέση με το εφαρμοζόμενο dc μαγνητικό πεδίο στο μαγνητικό σύρμα.	83
Εικόνα 72: Πίνακας κατανομής των ηλεκτρονίων	86

Εικόνα 73: Συμβολισμός ηλεκτρονικής μορφής	86
Εικόνα 74: Τρόπος συμπλήρωσης υποστιβάδων.....	87
Εικόνα 75: Διαφορετικά spin των ηλεκτρονίων που καταλαμβάνουν μια τροχιά.	88
Εικόνα 76: Κατανομή των στοιχείων στον περιοδικό πίνακα με βάση τον αριθμό των υποστιβάδων τους	88
Εικόνα 77: Συνοπτική απεικόνιση του περιοδικού πίνακα με βάση τον αριθμό υποστιβάδων των στοιχείων.	88
Εικόνα 78: Μη κυκλική τροχιά ηλεκτρονίου	89
Εικόνα 79: Καμπύλες μαγνήτισης κατά μήκος τριών διαφορετικών κατευθύνσεων για τα τρία κλασσικά μαγνητικά μέταλλα Fe, Ni, Co.	90
Εικόνα 80: EZ Digital Oscilloscope DS-1530.....	97
Εικόνα 81: EZ FG-7005C Sweep/Function Generator.....	98

ΠΙΝΑΚΕΣ

Πίνακας 1: Ιδιότητες των φερρομαγνητικών υλικών.....	30
Πίνακας 2: Μέτρηση V_{reak} του παλμού εξόδου με σχέση με το εφαρμοζόμενο dc μαγνητικό πεδίο στο μαγνητικό σύρμα.....	80
Πίνακας 3: Μέτρηση του dt του παλμού εξόδου με σχέση με το εφαρμοζόμενο dc μαγνητικό πεδίο στο μαγνητικό σύρμα	82
Πίνακας 4: Τροχιών και αριθμού των ηλεκτρονίων σε κάθε υποστιβάδα κάθε ενεργειακού επιπέδου.	87

1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Ιστορικά Στοιχεία

Πριν από 4000 χρόνια περίπου στην Ασία ένας βοσκός ονόματι Magnes ανακάλυψε το μαγνητισμό όταν τα καρφιά από τα παπούτσια του κόλλησαν πάνω σε ένα βράχο. Αυτό οφείλονταν στα αποθέματα σιδήρου που υπήρχαν στο βράχο. Στα 1200 π.Χ. οι Κινέζοι χρησιμοποιούσαν μια μαγνητική πυξίδα για να καθοδηγήσουν τα πλοία τους. Το 1600 μ.Χ. ο William Gilbert εκδίδει το βιβλίο του «De Magnete» σύμφωνα με το οποίο «Magnus magnes ipse est globus terrestris. (Όλη η Γη είναι ένας μαγνήτης.) το βιβλίο αυτό αποτέλεσε για χρόνια το πρότυπο της Ευρώπης για να εξηγεί τα φαινόμενα του μαγνητισμού και του ηλεκτρισμού. Στα 1970 στην Αμερική καταχωρείται η πατέντα ενός αμαξίου που με τη βοήθεια ενός μαγνήτη εκτελεί μια παντοτινή κίνηση.

Από τότε μέχρι και σήμερα έχουν γίνει έρευνες και έχουν ανακαλυφθεί ιδιότητες των μαγνητικών υλικών που έχουν βρει εφαρμογές σε πολλούς τομείς της τεχνολογίας. Η μελέτη των μαγνητικών ιδιοτήτων των φερρομαγνητικών υλικών είναι ένα παλιό θέμα στην τεχνολογία των μαγνητικών υλικών. Ο οικονομικός τους αντίκτυπος από τη μια πλευρά και η σπουδαιότητα τους στον τομέα των ερευνών από την άλλη, έχουν συμβάλλει στην ανάπτυξη νέων τεχνικών και στην καθιέρωση των μαγνητικών υλικών στην ανταγωνιστική αγορά των τεχνολογικών υλικών.

Από το 1988 και έπειτα, με την ανακάλυψη της γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης (giant magnetoresistance: GMR) και της χρήσης της στους ηλεκτρονικούς υπολογιστές σε εφαρμογές που αφορούν στην αποθήκευση και ανάγνωση πληροφοριών, διευρύνονται οι προοπτικές των μαγνητικών υλικών. Το 1994 ανακαλύπτεται η κολοσσιαία μαγνητοαντίσταση (colossal magnetoresistance: CMR) η οποία όμως δε χρησιμοποιήθηκε σε εφαρμογές. Ωστόσο, η ανακάλυψη της γιγαντιαίας μαγνητοεμπέδησης (giant magnetoimpedance: GMI), που συνδύασε τη μικροδομή των μαλακών μαγνητικών υλικών και την κλασική ηλεκτροδυναμική είναι εκείνη που άνοιξε καινούργιους δρόμους τόσο στην έρευνα όσο και στην εφαρμογή των φερρομαγνητικών υλικών σε μαγνητικούς και μαγνητοελαστικούς αισθητήρες.

1.2 Δομή εργασίας

Η παρούσα διπλωματική εργασία οργανώνεται σε κεφάλαια καθένα από τα οποία αποτελεί μέρος της πορείας της εργασίας που πραγματοποιήθηκε για την εκπόνηση αυτής της διπλωματικής.

Το δεύτερο κεφάλαιο περιλαμβάνει τη θεωρία που σχετίζεται με τα μαγνητικά υλικά. Για να μπορέσει να γίνει αντιληπτός ο μηχανισμός πίσω από το φαινόμενο της μαγνητοεμπέδησης θα πρέπει αναπτυχθούν οι μαγνητικές ιδιότητες των μαλακών μαγνητικών υλικών και η συσχέτιση του GMI με την φερρομαγνητική απόκριση.

Στο τρίτο κεφάλαιο περιγράφονται και αναφέρονται όλα τα βήματα που ακολουθήθηκαν για το σχεδιασμό και την κατασκευή της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη διπλωματική εργασία.

Στο τέταρτο κεφάλαιο περιλαμβάνει τα αποτελέσματα των μετρήσεων που λήφθηκαν από την πειραματική διάταξη. Περιλαμβάνεται επίσης και τη σύγκριση των αποτελεσμάτων των μετρήσεων με τα αναμενόμενα και συζητούνται οι επιδράσεις του GMI φαινομένου στις αποκρίσεις.

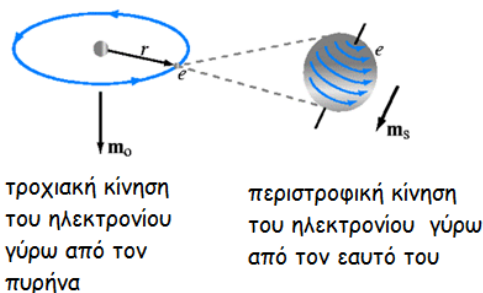
Στο πέμπτο κεφάλαιο συλλέγονται όλα τα συμπεράσματα που προκύπτουν από την πορεία της διπλωματικής εργασίας. Ένα μέρος της εργασίας περιλαμβάνει και τη μελλοντική δουλειά που μπορεί να πραγματοποιηθεί με βάση τα αποτελέσματα της παρούσας διπλωματικής.

2 ΘΕΩΡΙΑ

2.1 Άτομο – δομή του ατόμου

Σύμφωνα με τη θεωρία του Bohr, το άτομο αποτελείται από ένα θετικό πυρήνα γύρω από τον οποίο κινούνται τα αρνητικά φορτισμένα ηλεκτρόνια. Η θεωρία του όμως θα οδηγούσε σε καταστροφή του ατόμου, καθώς κάθε ηλεκτρόνιο το οποίο κινείται σε κυκλική τροχιά γύρω από τον πυρήνα θα έπρεπε να εκπέμπει ενέργεια οπότε να κινείται σπειροειδώς προς τον πυρήνα! Χρειάστηκε λοιπόν μια νέα θεωρία, που ονομάστηκε κβαντομηχανική, να υποστηρίξει ότι το ηλεκτρόνιο κινείται σε καθορισμένες τροχιές γύρω από τον πυρήνα και ότι η ενέργειά του είναι κβαντισμένη.

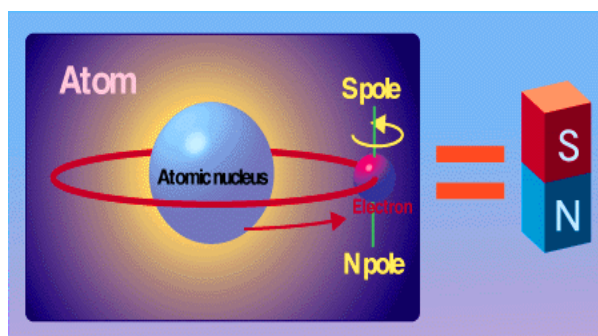
Τα ηλεκτρόνια εκτελούν μια τροχιακή κίνηση γύρω από τον πυρήνα και μια περιστροφική κίνηση γύρω από τον εαυτό τους.



Εικόνα 1: Τροχιακή και περιστροφική κίνηση του ηλεκτρονίου γύρω από τον πυρήνα και γύρω από τον εαυτό του αντίστοιχα.

2.2 Προέλευση του μαγνητισμού

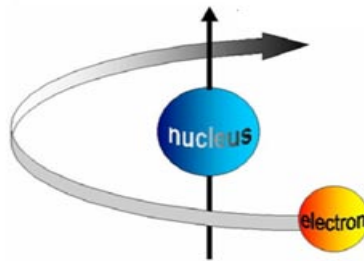
Καθώς το ηλεκτρόνιο περιφέρεται γύρω από τον πυρήνα, περιστρέφεται και γύρω από τον εαυτό του. Η περιστροφή αυτή δημιουργεί γύρω από κάθε άτομο ένα μαγνητικό πεδίο.



Εικόνα 2: Η τροχιακή κίνηση του ηλεκτρονίου δημιουργεί γύρω από κάθε άτομο ένα μαγνητικό πεδίο

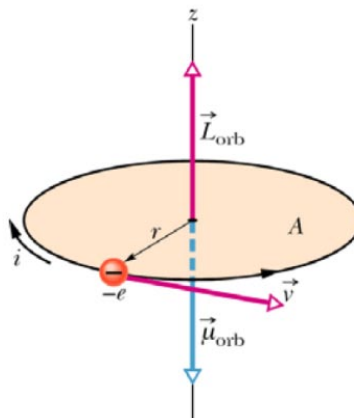
2.2.1 Τροχιακή Κίνηση του Ηλεκτρονίου

Τροχιακή είναι η κίνηση του ηλεκτρονίου λόγω της περιφοράς του γύρω από την πυρήνα.



Εικόνα 3: Τροχιακή κίνηση του ηλεκτρονίου

Η τροχιακή κίνηση του ηλεκτρονίου προκαλεί ένα βρόχο ρεύματος, ο οποίος με τη σειρά του προκαλεί μια μαγνητική διπολική ροπή. Πράγματι, θεωρούμε ένα περιφερόμενο ηλεκτρόνιο, σε κυκλική τροχιά Bohr. Η ηλεκτρονική τροχιά ισοδυναμεί με κυκλικό ρεύμα και από τον ηλεκτρομαγνητισμό ξέρουμε ότι τα κυκλικά ρεύματα ισοδυναμούν με μαγνήτες.



Εικόνα 4: Το ηλεκτρόνιο ισοδυναμεί με ένα μικρό μαγνήτη με μαγνητική διπολική ροπή μ_L

Έτσι, το ηλεκτρόνιο ισοδυναμεί με ένα μικρό μαγνήτη με μαγνητική διπολική ροπή μ_L που δίνεται από τη σχέση:

$$\mu_L = i \cdot \pi r^2 = -\frac{e}{T} \cdot \pi r^2 \quad (2.1)$$

όπου T η περίοδος της κίνησης. Αν αντικαταστήσουμε την περίοδο $T = \frac{2\pi r}{v}$, έχουμε:

$$\mu_L = -\frac{ev}{2\pi r} \cdot \pi r^2 = -\frac{e}{2m_e} \cdot m_e v r = -\frac{e}{2m_e} \cdot L \xrightarrow{L=n \cdot \hbar} \quad (2.2)$$

$$\mu_L = -\frac{n e \hbar}{2m_e} = -n \mu_B$$

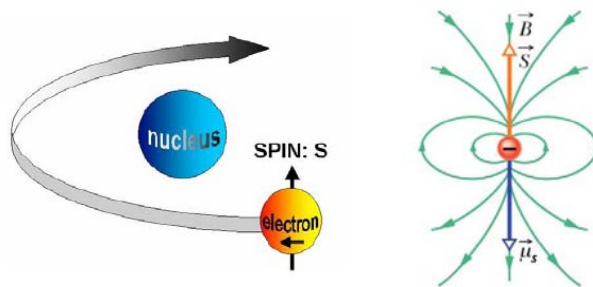
Όπου είναι η μαγνητόνη του Bohr είναι:

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (2.3)$$

Η σχέση για τη μαγνητική διπολική ροπή μ_L μπορεί να γενικευτεί και για την περίπτωση ηλεκτρονίων σε μη κυκλικές τροχιές. (Παράρτημα Β)

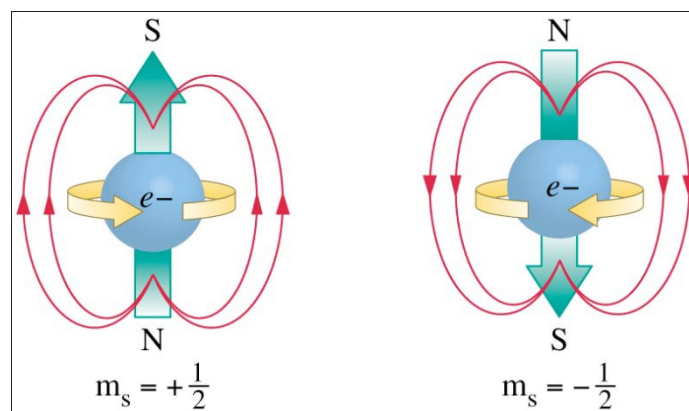
2.2.2 Μαγνητισμός λόγω spin

Το ηλεκτρόνιο όμως περιστρέφεται και γύρω από τον εαυτό του καθώς κινείται γύρω από τον πυρήνα.



Εικόνα 5: Περιστροφική κίνηση του ηλεκτρονίου

Η μικρότερη μαγνητική ροπή που μπορεί να υπάρξει είναι η μαγνητόνη του Bohr $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$. Σύμφωνα με την κβαντική θεωρία το spin του ηλεκτρονίου μπορεί να πάρει δύο δυνατές τιμές $+\frac{1}{2}$ και $-\frac{1}{2}$.



Εικόνα 6: Σύμφωνα με την κβαντική θεωρία το spin του ηλεκτρονίου έχει δύο δυνατές τιμές $+\frac{1}{2}$ και $-\frac{1}{2}$.

Επομένως η μαγνητική ροπή λόγω του spin του ηλεκτρονίου είναι:

$$\mu_S \approx -\frac{e}{m_e} S \xrightarrow{S=\pm\frac{1}{2}\hbar} \mu_S = \frac{\pm e\hbar}{2m_e} \quad (2.4)$$

2.3 Συμπεριφορά των ατόμων σε εξωτερικά εφαρμοζόμενα μαγνητικά πεδία

Όταν ένα υλικό τοποθετείται εντός μαγνητικού πεδίου, ασκούνται στα ηλεκτρόνια του μαγνητικές δυνάμεις. Ωστόσο, η αντίδραση των υλικών που τους εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο είναι διαφορετική και εξαρτάται από την ατομική και μοριακή δομή του υλικού και το μαγνητικό πεδίο που σχετίζεται με το ίδιο καθ' εαυτό το άτομο.

Στα περισσότερα άτομα τα ηλεκτρόνια υπάρχουν ανά ζεύγη με αντιπαράλληλα spin, έτσι ώστε το μαγνητικό πεδίο του καθενός να αλληλοαναιρείται. Ωστόσο, τα ασύζευκτα ηλεκτρόνια θα έχουν ένα μαγνητικό πεδίο το οποίο θα αλληλεπιδρά περισσότερο με ένα εξωτερικό πεδίο.

Οι μαγνητικές ροπές αλληλεπιδρούν με το εξωτερικό εφαρμοζόμενο πεδίο. Η ενέργεια αλληλεπίδρασης μιας μαγνητικής ροπής με ένα μαγνητικό πεδίο δίδεται:

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.5)$$

Εάν εφαρμοστεί μαγνητικό πεδίο, λοιπόν κατά τον άξονα των z, δηλ. H_z , τότε η ενέργεια αλληλεπίδρασης μιας μαγνητικής ροπής με ένα μαγνητικό πεδίο γίνεται:

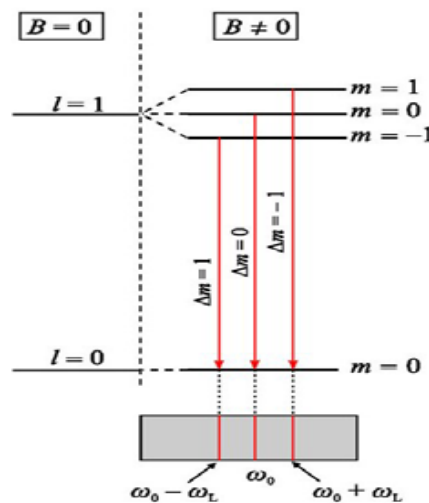
$$U = -\mu_z \cdot B \quad (2.6)$$

Και συνεπώς ένα ηλεκτρόνιο με κβαντικό αριθμό m_ℓ θα έχει ενέργεια:

$$U = -\mu_z \cdot B = \mu_B m_\ell \cdot B \quad (2.7)$$

Για την περίπτωση ενός ηλεκτρονίου στο τροχιακό p που έχει $\ell = 1$, (βλέπε Παράρτημα Α) ο μαγνητικός κβαντικός αριθμός m_ℓ μπορεί να πάρει τις τιμές +1, 0, -1. Απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου τα ηλεκτρόνια σε αυτά τα τροχιακά έχουν την ίδια ενέργεια. Όταν όμως εφαρμοστεί μαγνητικό πεδίο, ο "εκφυλισμός" καταργείται και το ηλεκτρόνιο με $m_\ell = +1$ ανέρχεται ενεργειακά κατά το μέγεθος μ_B , αυτό με τιμή $m_\ell = 0$ παραμένει στο ίδιο επίπεδο και το τρίτο με $m_\ell = -1$ κατέρχεται ενεργειακά κατά $-\mu_B$. Το φαινόμενο Zeeman είναι ότι ο παρατηρητής βλέπει τρεις γραμμές αντί για μία. Το φαινόμενο αυτό

καλείται κανονικό φαινόμενο Zeeman και ο διαχωρισμός των φασματικών γραμμών είναι πολύ μικρός.



Εικόνα 7: Κατά την τοποθέτηση του ατόμου σ' ένα μαγνητικό πεδίο η αρχική φασματική γραμμή εμφανίζεται τριπλή (διαχωρισμός Zeeman)

Ωστόσο, πιο συχνό είναι το ανώμαλο φαινόμενο Zeeman όπου αντί τριών γραμμών εμφανίζονται περισσότερες, λόγω της επίδρασης του ηλεκτρονικού spin. Η μαγνητική ροπή του ηλεκτρονίου δεν είναι $\gamma m_e \hbar$ αλλά $2\gamma m_e \hbar$ λόγω του ηλεκτρονικού spin, που προστίθεται στη μαγνητική ροπή λόγω περιφοράς. Η τιμή με το 2 είναι αποτέλεσμα της σωστής επίλυσης του μαθηματικού προβλήματος, λαμβάνοντας υπόψη τη θεωρία της σχετικότητας. Η ακριβής τιμή είναι 2.002319 και καλείται g (g-factor, spectroscopic splitting factor, φασματοσκοπικός συντελεστής διάσπασης) συντελεστής διάσπασης Landé (Landé splitting factor).

2.4 Παράμετροι και Φυσικά Μεγέθη που Προσδιορίζουν τις Ιδιότητες Ενός Μαγνήτη

Όταν ένα υλικό τοποθετηθεί εντός μαγνητικού πεδίου, τότε η μαγνητική επαγωγή στο εσωτερικό του υλικού ($\mathbf{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.}$) δίνεται από τη σχέση:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.} &= \mathbf{B}_0 + \mu_0 \mathbf{M} \xrightarrow{\mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{H}} \mathbf{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} \\ &\Rightarrow \mathbf{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \end{aligned} \quad (2.8)$$

όπου:

- \mathbf{B}_0 : η μαγνητική επαγωγή του μαγνητικού πεδίου
- μ_0 : η μαγνητική διαπερατότητα του κενού ($c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$)

- \mathbf{M} : η μαγνήτιση (μαγνητική ροπή ανά μονάδα όγκου)
- \mathbf{H} : η ένταση του μαγνητικού πεδίου

Η μαγνήτιση συνδέεται με την ένταση του μαγνητικού πεδίου με τη σχέση:

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} \quad (2.9)$$

όπου χ_m : η μαγνητική επιδεκτικότητα.

Επομένως από τις σχέσεις και δίνεται:

$$\begin{cases} \mathbf{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \\ \mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} \end{cases} \Rightarrow \mathbf{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.} = \mu_0(\mathbf{H} + \chi_m \mathbf{H}) \quad (2.10)$$

$$\Rightarrow \mathbf{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.} = \mu_0(1 + \chi_m) \mathbf{H}$$

Η μαγνητική διαπερατότητα του υλικού ορίζεται ως:

$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad (2.11)$$

Όπου $\mu_r = (1 + \chi_m)$ ή $\mu_r = \frac{B}{\mu_0 H}$ είναι η σχετική διαπερατότητα.

$$\mu_r = (1 + \chi_m) \quad \text{ή} \quad \mu_r = \frac{B}{\mu_0 H} \quad (2.12)$$

Η σχέση λοιπόν μετασχηματίζεται:

$$\mathbf{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.} = \mu_0(1 + \chi_m) \mathbf{H} \xrightarrow{\mu_r = (1 + \chi_m)} \mathbf{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (2.13)$$

$$\xrightarrow{\mu = \mu_r \mu_0} \mathbf{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.} = \mu \mathbf{H}$$

2.5 Κατηγορίες μαγνητικών υλικών

Ο καλύτερος τρόπος για να παρουσιάσουμε τα διαφορετικά είδη μαγνητισμού είναι να περιγράψουμε πως τα μαγνητικά υλικά αποκρίνονται στην επίδραση ενός μαγνητικού πεδίου. Η κύρια διάκριση είναι ότι σε κάποια υλικά δεν υπάρχει μια ομοιόμορφη αλληλεπίδραση του των ατομικών μαγνητικών ροπών, ενώ σε άλλα υλικά η αλληλεπίδραση αυτή είναι ισχυρή.

Ακολουθώς παρουσιάζονται όλα τα στοιχεία του περιοδικού πίνακα και η συμπεριφορά τους υπό την παρουσία μαγνητικού πεδίου.

αλκάλια ευγενή αέρια

αλκαλικές γαίες αμέταλλα αλογόνα

βαριά μέταλλα

Λανθανίδες

Ακτινίδες

Κίτρινο	Φερρομαγνητικά σε θερμοκρασίες δωματίου
Πράσινο	Αναφέρονται ευρέως στα μαγνητικά μείγματα
Ροζ	Κάποιας σπουδαιότητας για το μαγνητισμό
Μπλε	Μικρής σπουδαιότητας για το μαγνητισμό
Γκρι	Λίγο ή καθόλου σημαντικά στο μαγνητισμό
Κόκκινο	Όχι μαγνητικά

Εικόνα 8: Τα στοιχεία του περιοδικού πίνακα και η συμπεριφορά τους υπό την παρουσία μαγνητικού πεδίου.

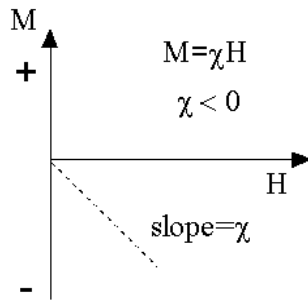
Η μαγνητική συμπεριφορά των υλικών μπορεί να κατηγοριοποιηθεί στις ακόλουθες πέντε κατηγορίες:

2.5.1 Διαμαγνητικά υλικά

Έχουν μια πολύ μικρή και αρνητική επιδεκτικότητα χ_m η οποία οφείλεται στο γεγονός ότι τα διαμαγνητικά υλικά απωθούν το εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο.

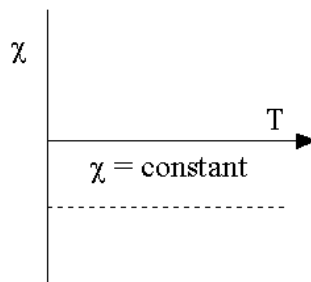
Αν κάνουμε τη γραφική παράσταση της μαγνήτισης του υλικού με το μαγνητικό πεδίο παρατηρούμε ότι:

- για μηδενικό μαγνητικό πεδίο η μαγνήτιση είναι μηδέν και
- η επιδεκτικότητα είναι αρνητική



Εικόνα 9: Μαγνήτιση διαμαγνητικών υλικών

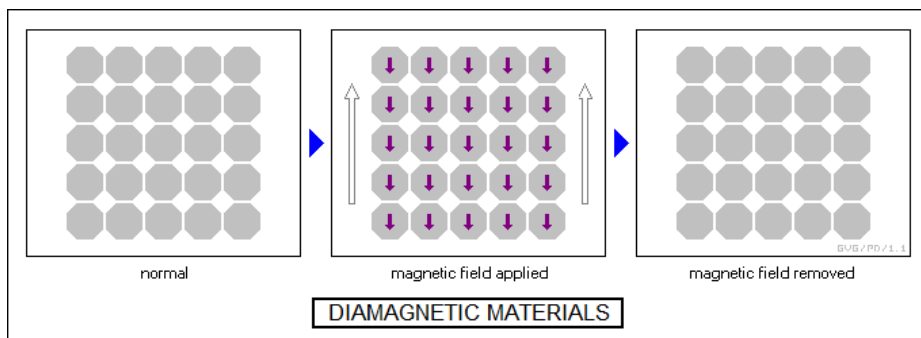
Αν σχεδιάσουμε τη γραφική παράσταση της επιδεκτικότητας προς τη θερμοκρασία, παρατηρούμε ότι η επιδεκτικότητα είναι ανεξάρτητη της θερμοκρασίας.



Εικόνα 10: Η επιδεκτικότητα στα διαμαγνητικά υλικά είναι ανεξάρτητη της θερμοκρασίας.

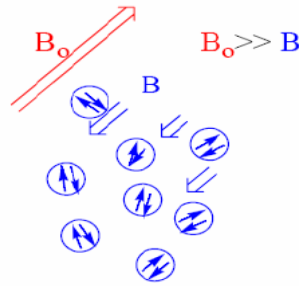
Όταν σ' ένα διαμαγνητικό υλικό εφαρμοστεί ένα μαγνητικό πεδίο $\mathbf{B}_0 = \mu_0\mathbf{H}$, τότε το δάνυσμα της μαγνήτισης \mathbf{M} είναι αντίθετο από την κατεύθυνση του εφαρμοζόμενου πεδίου \mathbf{B}_0 και το εσωτερικό πεδίο του υλικού \mathbf{B} είναι μικρότερο από το εφαρμοζόμενο \mathbf{B}_0 ($\mathbf{B} < \mathbf{B}_0$). Η σχετική διαπερατότητα του υλικού μ_r είναι λίγο μικρότερο από τη μονάδα:

$$\mu_r = \frac{B}{B_0} \quad \mathbf{B} < \mathbf{B}_0 \implies \mu_r < 1$$



Εικόνα 11: Δάνυσμα μαγνήτισης στα διαμαγνητικά υλικά που βρίσκεται σε ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο

Στα διαμαγνητικά υλικά όλα τα ηλεκτρόνια είναι συζευγμένα, είναι δηλαδή όλες οι στιβάδες/υποστιβάδες συμπληρωμένες, έτσι όταν δεν υπάρχει εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο δεν υπάρχει και μόνιμη μαγνητική ροπή.



Εικόνα 12: Εσωτερικό και εξωτερικό μαγνητικό πεδίο στα διαμαγνητικά υλικά καθώς και οι απεικόνιση των συμπληρωμένων υποστοιβάδων.

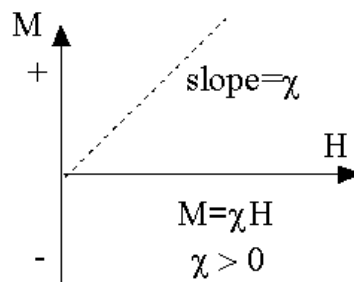
Γίνεται λοιπόν κατανοητό ότι τα διαμαγνητικά υλικά απωθούν το εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο και ότι υπό την απουσία μαγνητικού πεδίου δεν διατηρούν τις μαγνητικές τους ιδιότητες.

2.5.2 Παραμαγνητικά υλικά

Έχουν μικρή και θετική επιδεκτικότητα, γεγονός που δεικνύει ότι τα παραμαγνητικά υλικά έλκονται από το μαγνητικό πεδίο.

Αν κάνουμε τη γραφική παράσταση της μαγνήτισης του υλικού με το μαγνητικό πεδίο παρατηρούμε ότι

- για μηδενικό μαγνητικό πεδίο η μαγνήτισης είναι μηδέν και
- η επιδεκτικότητα είναι θετική

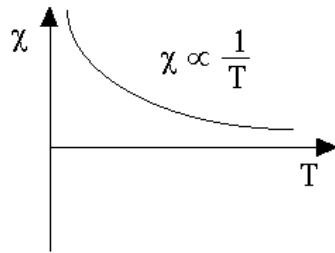


Εικόνα 13: Μαγνήτιση παραμαγνητικών υλικών

Πειραματικά βρίσκεται ότι η μαγνητική επιδεκτικότητα στα παραμαγνητικά υλικά περιγράφεται από τον νόμο Curie-Weiss:

$$\chi_m = \frac{C}{T - \theta} \quad (2.14)$$

όπου θ : η παραμαγνητική θερμοκρασία Curie (είναι λίγο μεγαλύτερη από τη θερμοκρασία Curie T_c σε φερρομαγνητικά υλικά)

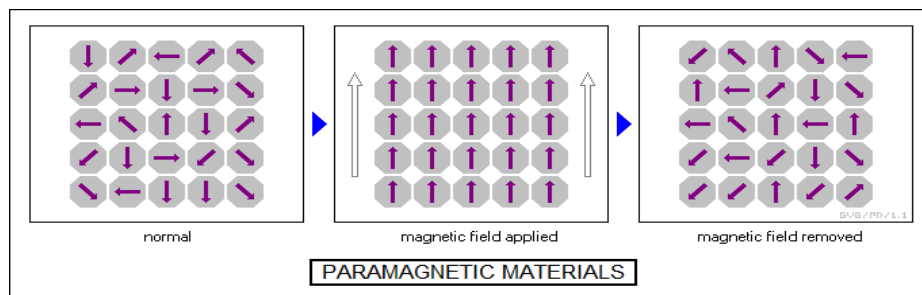


Εικόνα 14: Η επιδεκτικότητα στα παραμαγνητικά υλικά ως προς τη θερμοκρασία.

Απουσία μαγνητικού πεδίου, τα παραμαγνητικά υλικά έχουν διπολική μαγνητική ροπή, και λόγω των τυχαίων συγκρούσεων με τα γειτονικά μόρια, οι ροπές έχουν τυχαίους προσανατολισμούς. Όταν εφαρμόσουμε ένα μαγνητικό πεδίο $\mathbf{B}_0 = \mu_0\mathbf{H}$, τότε το διάνυσμα της μαγνητικής διπολικής ροπής, όπως και της μαγνήτισης \mathbf{M} , προσανατολίζεται στην κατεύθυνση του εφαρμοζόμενου πεδίου \mathbf{B}_0 όσο μεγαλύτερο είναι το πεδίο \mathbf{B}_0 . Όταν το εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο πάψει να επενεργεί τότε το διάνυσμα της μαγνήτισης στα παραμαγνητικά υλικά δεν παραμένει προσανατολισμένο

Η σχετική διαπερατότητα του υλικού μ_r είναι λίγο μεγαλύτερη από τη μονάδα:

$$\mu_r > 1$$



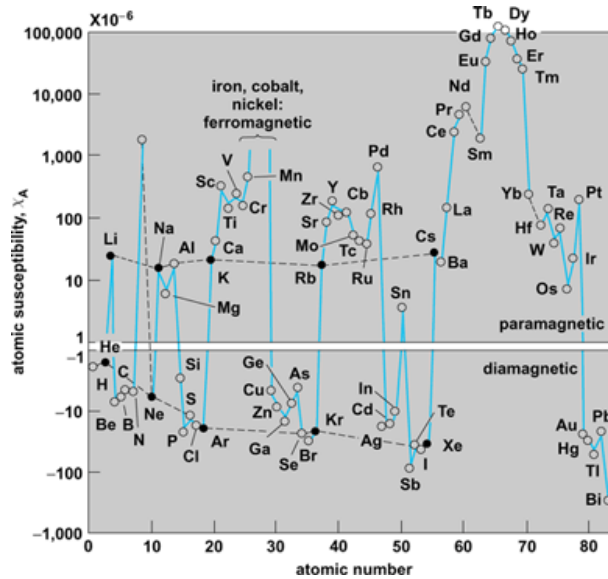
Εικόνα 15: Διάνυσμα μαγνήτισης στα παραμαγνητικά υλικά που βρίσκεται σε ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο

Οι παραμαγνητικές ιδιότητες οφείλονται στην ύπαρξη ασύζευκτων ηλεκτρονίων και έτσι τα παραμαγνητικά υλικά έχουν διπολική μαγνητική ροπή. Αν και υπάρχουν ασύζευκτα ηλεκτρόνια οι μαγνητικές τους ροπές δεν αλληλεπιδρούν μαγνητικά και η συνολική μαγνήτιση, όπως και στα διαμαγνητικά υλικά, είναι μηδέν όταν δεν υπάρχει μαγνητικό πεδίο.

Γίνεται λοιπόν κατανοητό ότι τα παραμαγνητικά υλικά ελκύονται από το μαγνητικό πεδίο και δεν διατηρούν τις μαγνητικές τους ιδιότητες όταν η επίδραση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου πάψει να υπάρχει.

Ακολουθώντας δίνεται ο πίνακας που περιλαμβάνει τις μαγνητικές επιδεκτικότητες των στοιχείων συναρτήσει του ατομικού τους αριθμού. Παρατηρείται ότι οι αρνητικές τιμές της

επιδεκτικότητας που χαρακτηρίζουν τα διαμαγνητικά υλικά είναι μεγαλύτερες από τις θετικές που χαρακτηρίζουν τα παραμαγνητικά υλικά.



Εικόνα 16: Οι μαγνητικές επιδεκτικότητες συναρτήσει των ατομικών βαρών των στοιχείων του περιοδικού πίνακα

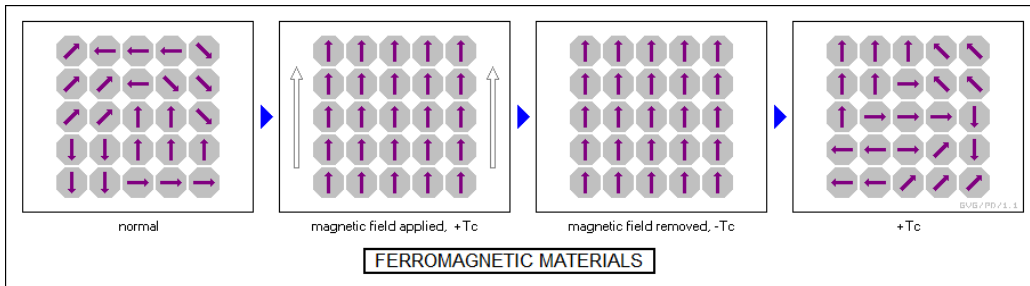
2.5.3 Φερρομαγνητικά υλικά

Τα υλικά αυτά έχουν μεγάλη και θετική επιδεκτικότητα που εξαρτάται από την ένταση του μαγνητικού πεδίου. Έχουν μια ισχυρή αλληλεπίδραση σε ένα μαγνητικό πεδίο και είναι ικανά να διατηρήσουν τις μαγνητικές του ιδιότητες ακόμα και όταν το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο πάψει να υπάρχει. Η σχέση της μαγνήτισης \mathbf{M} και του εξωτερικά εφαρμοζόμενου πεδίου είναι μη γραμμική στα φερρομαγνητικά υλικά. Για πολύ μεγάλα μαγνητικά πεδία $\mu_0\mathbf{H}$ η μαγνήτιση φτάνει στον κόρο.

Τα φερρομαγνητικά υλικά έχουν ασύζευκτα ηλεκτρόνια, σε αντίθεση όμως με τα παραμαγνητικά υλικά, η συνολική τους μαγνήτιση δεν είναι μηδέν, καθώς οι μαγνητικές τους ροπές παρουσιάζουν πολύ ισχυρές αλληλεπιδράσεις. Αυτές οι αλληλεπιδράσεις οφείλονται κυρίως στο κβαντικό φαινόμενο της κβαντομηχανικής αλληλεπίδρασης ανταλλαγής μεταξύ των ατόμων του υλικού. Το φαινόμενο αυτό έχει ως αποτέλεσμα την παρουσία μαγνητικών περιοχών (magnetic domain), όπου ένας μεγάλος αριθμός μαγνητικών ροπών (10^{12} έως 10^{15}) προσανατολίζονται παράλληλα έτσι ώστε η μαγνητική δύναμη μέσα στη μαγνητική περιοχή να είναι ισχυρή. Όταν το φερρομαγνητικό υλικό είναι μη μαγνητισμένο, οι περιοχές οργανώνονται τυχαία ώστε το συνολικό μαγνητικό πεδίο να

είναι μηδέν. Όταν εφαρμοστεί μια μαγνητική δύναμη, οι περιοχές προσανατολίζονται με τη φορά του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.

Το φαινόμενο του φερρομαγνητισμού εμφανίζεται κάτω από μια κρίσιμη θερμοκρασία (θερμοκρασία Curie, T_c). Όταν η θερμοκρασία ξεπεράσει τη θερμοκρασία Curie τότε το φερρομαγνητικό υλικό γίνεται παραμαγνητικό.



Εικόνα 17: Διάγραμμα μαγνήτισης στα φερρομαγνητικά υλικά που βρίσκεται σε ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο

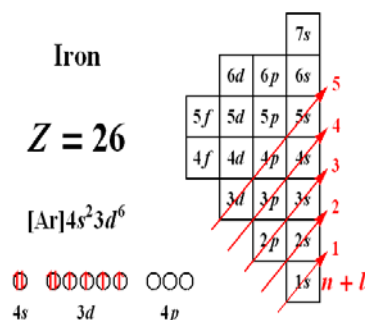
Γίνεται λοιπόν κατανοητό ότι τα φερρομαγνητικά υλικά έχουν μια παραμένουσα μαγνήτιση, διατηρούν δηλαδή τις μαγνητικές τους ιδιότητες ακόμα και κατά την απουσία εξωτερικά εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου.

Φερρομαγνητικά υλικά είναι τα μέταλλα μετάβασης (σίδηρος, κοβάλτιο, νικέλιο) σε θερμοκρασίες δωματίου, όπως επίσης και τα μέταλλα σπάνιων γαιών (Ga, Dy) σε θερμοκρασίες όμως μικρότερες της θερμοκρασίας δωματίου.

2.5.3.1 Ηλεκτρονική Δομή Φερρομαγνητικών Υλικών

2.5.3.1.1 Σίδηρος (Iron, Fe)

Η ηλεκτρονική δομή (Παράρτημα Α) του ατόμου του σιδήρου είναι $[Ar] 4s^2 3d^6$. Στο ακόλουθο σχήμα φαίνεται η κάλυψη των ηλεκτρικών στις αντίστοιχες υποστοιβάδες.



Εικόνα 18: Κατανομή των ηλεκτρονίων στο Fe

Παρατηρείται ότι τέσσερα από τα πέντε τροχιακά της υποστιβάδας 3d είναι μη κατειλημμένα, λόγω του κανόνα του Hund. Σύμφωνα με αυτό τον κανόνα, τα ηλεκτρόνια θα αποκτήσουν παράλληλα spin (θα έχουν δηλαδή τους ίδιους μαγνητικούς κβαντικούς αριθμούς spin, m_s) και επομένως σύμφωνα με την απαγορευτική αρχή του Pauli θα καταλαμβάνουν διαφορετικά τροχιακά (θα έχουν δηλαδή διαφορετικούς μαγνητικούς κβαντικούς αριθμούς m_l). Η ύπαρξη των διαφορετικών τροχιακών, επομένως και των διαφορετικών μαγνητικών κβαντικών αριθμών m_l , έχει ως αποτέλεσμα η ενέργεια μεταξύ των ηλεκτρονίων, λόγω της απώθησης Coulomb, να είναι μικρότερη.

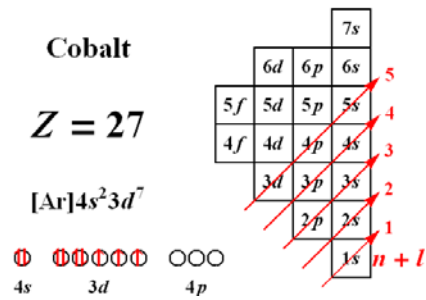
Τα τέσσερα αυτά ηλεκτρόνια έχουν παράλληλο spin και η μαγνητική τους ροπή λόγω του spin είναι $4\mu_B$. Ο παραλληλισμός αυτός των spin δε γίνεται λόγω της μαγνητικής αλληλεπίδρασης των μαγνητικών ροπών του ατόμου του σιδήρου, αλλά λόγω της απαγορευτικής αρχής του Pauli και την ενέργεια της ηλεκτροστατικής αλληλεπίδρασης (απώθησης Coulomb). Τα δύο αυτά φαινόμενα συγκροτούν την αλληλεπίδραση ανταλλαγής, το φαινόμενο κατά το οποίο τα ηλεκτρόνια αποκτούν διαφορετικούς κβαντικούς αριθμούς m_s και m_l ώστε να ελαχιστοποιείται η ηλεκτροστατική τους ενέργεια.

Σε έναν κρύσταλλο σιδήρου, τα ηλεκτρόνια που πλέον περιγράφονται με κυματοσυναρτήσεις ανήκουν σε όλο το στερεό. Τα τέσσερα ηλεκτρόνια της 3d περιγράφονται με τέσσερις διαφορετικές κυματοσυναρτήσεις, λόγω της αμοιβαίας απώθησης Coulomb με τα υπόλοιπα ηλεκτρόνια αλλά και της έλξης από τα θετικά ιόντα του σιδήρου, η συνολική δυναμική ενέργεια μειώνεται. Τα ηλεκτρόνια λοιπόν του σιδήρου στα τροχιακά 3d έχουν παραλληλίσσει τα spin τους λόγω της αλληλεπίδρασης ανταλλαγής χωρίς να χρειαστεί να τους εφαρμοστεί εξωτερικό πεδίο. Παρατηρείται λοιπόν μια αυθόρμητη μαγνήτιση.

Παρακάτω, ακολουθεί ηλεκτρονική δομή των ατόμων του Κοβαλτίου και του Νικελίου, τα οποία είναι και αυτά φερρομαγνητικά υλικά σε θερμοκρασίες δωματίου, και οφείλουν την αυθόρμητη μαγνήτισή τους στην αλληλεπίδρασης ανταλλαγής.

2.5.3.1.2 Κοβάλτιο (Cobalt, Co)

Η ηλεκτρονική δομή (Παράρτημα Α) του ατόμου του κοβαλτίου είναι $[Ar] 4s^2 3d^7$. Στην ακόλουθη εικόνα φαίνεται η κάλυψη των ηλεκτρονίων στις αντίστοιχες υποστοιβάδες.



Εικόνα 19: Κατανομή των ηλεκτρονίων στο Co

Παρατηρούμε ότι τρία από τα πέντε τροχιακά της υποστιβάδας 3d είναι μη κατειλημμένα και τα ηλεκτρόνια θα αποκτήσουν παράλληλα spin έτσι ώστε η ενέργεια μεταξύ των ηλεκτρονίων, λόγω της απώθησης Coulomb, να είναι μικρότερη. Ο παραλληλισμός των spin των ηλεκτρονίων στα τροχιακά της υποστιβάδας 3d οφείλεται στην αλληλεπίδραση ανταλλαγής και όχι σε εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο.

2.5.3.1.3 Νικέλιο (Nickel, Ni)

Η ηλεκτρονική δομή (Παράρτημα Α) του ατόμου του νικελίου είναι $[\text{Ar}] 4s^23d^8$. Στο ακόλουθο σχήμα φαίνεται η κάλυψη των ηλεκτρονίων στις αντίστοιχες υποστιβάδες.

Εικόνα 20: Κατανομή των ηλεκτρονίων στο Ni

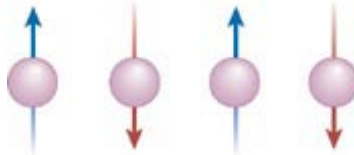
Παρατηρούμε ότι δύο από τα πέντε τροχιακά της υποστιβάδας 3d είναι μη κατειλημμένα και τα ηλεκτρόνια θα αποκτήσουν παράλληλα spin έτσι ώστε η ενέργεια μεταξύ των ηλεκτρονίων, λόγω της απώθησης Coulomb, να είναι μικρότερη. Παρατηρείται λοιπόν μια αυθόρμητη μαγνήτιση, λόγω του παραλληλισμού των spin των ηλεκτρονίων στα τροχιακά της υποστιβάδας 3d, χωρίς να εφαρμοστεί εξωτερικό μαγνητικό πεδίο.

2.5.4 Αντιφερρομαγνητισμός

Τα αντιφερρομαγνητικά υλικά έχουν μια μικρή και θετική επιδεκτικότητα, έτσι ώστε να μην έχουν, απουσία μαγνητικού πεδίου, παραμένονσα μαγνήτιση. Εμφανίζουν μαγνητικές

περιοχές, τέτοιες ώστε δύο γειτονικές μαγνητικές περιοχές να έχουν αντιπαράλληλες μαγνητικές ροπές.

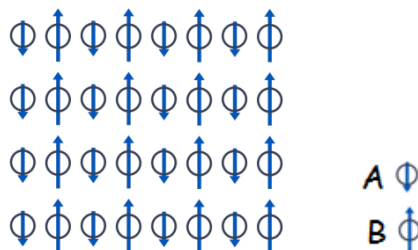
Το φαινόμενο του αντιφερρομαγνητισμού εμφανίζεται κάτω από μια θερμοκρασία (θερμοκρασία Neel, T_N). Πάνω από αυτή τη θερμοκρασία, τα αντιφερρομαγνητικά υλικά γίνονται παραμαγνητικά.



Εικόνα 21: Μαγνητικές ροπές στα αντιφερρομαγνητικά υλικά.

2.5.5 Φερριμαγνητικά Υλικά

Τα φερριμαγνητικά υλικά, όπως τα οξειδία, παρουσιάζουν, λόγω της κρυσταλλικής τους δομής, μπορούν να υπάρξουν πιο περίπλοκες μορφές μαγνητικού προσανατολισμού. Ένας απλός προσανατολισμός των spin στους φερρίτες φαίνεται παρακάτω:



Εικόνα 22: Μαγνητικές ροπές στα φερριμαγνητικά υλικά.

Ο φερρίτης αποτελείται από άτομα A και B, τα οποία έχουν την καθένα τους την ίδια φορά μαγνητικών ροπών και μεταξύ τους αντιπαράλληλες μαγνητικές ροπές και διαφορετικού μέτρου. Εφόσον, οι μαγνητικές ροπές δεν αλληλοεξουδετερώνονται, η συνολική μαγνήτιση του κρυστάλλου δεν είναι μηδέν και ο κρύσταλλος παραμένει μαγνητισμένος αν και δεν εφαρμόζεται εξωτερικό μαγνητικό πεδίο.

Κάτω από τη θερμοκρασία Curie τα φερριμαγνητικά υλικά συμπεριφέρονται ως φερρομαγνητικά ενώ πάνω από τη θερμοκρασία Curie συμπεριφέρονται ως παραμαγνητικά.

1 H																		2 He	
		<input checked="" type="checkbox"/> Ferromagnetic										<input checked="" type="checkbox"/> Antiferromagnetic							
		<input type="checkbox"/> Paramagnetic										<input checked="" type="checkbox"/> Diamagnetic							
3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne		
11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar		
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr		
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe		
55 Cs	56 Ba	57 La	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn		
87 Fr	88 Ra	89 Ac																	
			58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu			

Εικόνα 23: Τα στοιχεία του περιοδικού πίνακα ταξινομημένα ως προς τον τύπο του μαγνητισμού που παρουσιάζουν σε θερμοκρασίες δωματίου

2.6 Προέλευση του Φερρομαγνητισμού

2.6.1 Μαγνητικές Περιοχές Weiss

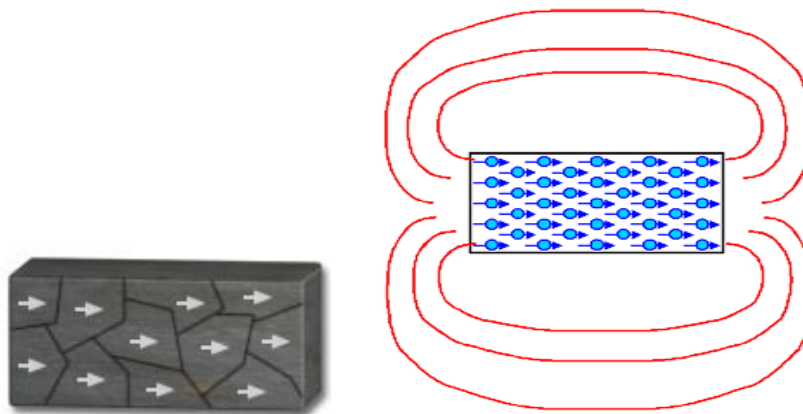
Το χαρακτηριστικό της μικροδομής ενός φερρομαγνητικού υλικού είναι οι περιοχές Weiss, στις οποίες οι μαγνητικές ροπές κάθε ατόμου είναι προσανατολισμένες προς μια κατεύθυνση.



Εικόνα 24: Μαγνητικές περιοχές

Όταν δεν εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο οι μαγνητικές περιοχές Weiss έχουν τυχαίο προσανατολισμό ώστε η συνολική μαγνήτιση να είναι μηδέν (λόγω της συνθήκης της ελάχιστης ενέργειας).

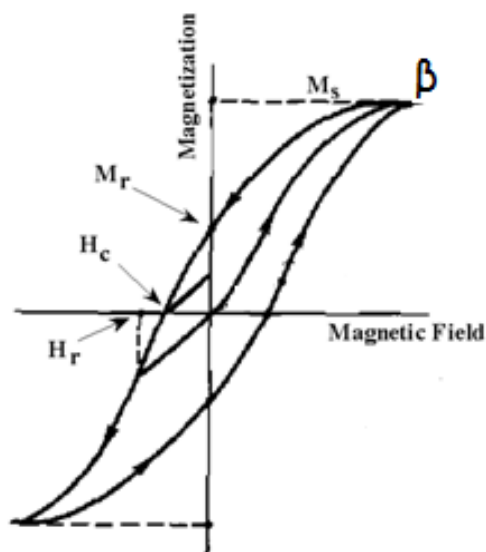
Όταν εφαρμοστεί μαγνητικό πεδίο τότε οι μαγνητικές περιοχές Weiss αρχίζουν να προσανατολίζονται στη διεύθυνση του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου. Η μεταβολή της μαγνήτισης ακολουθεί το βρόχο υστέρησης.



Εικόνα 25: Μαγνητικές περιοχές υπό την επίδραση μαγνητικού πεδίου.

2.6.2 Υστέρηση - Βρόχος Υστέρησης

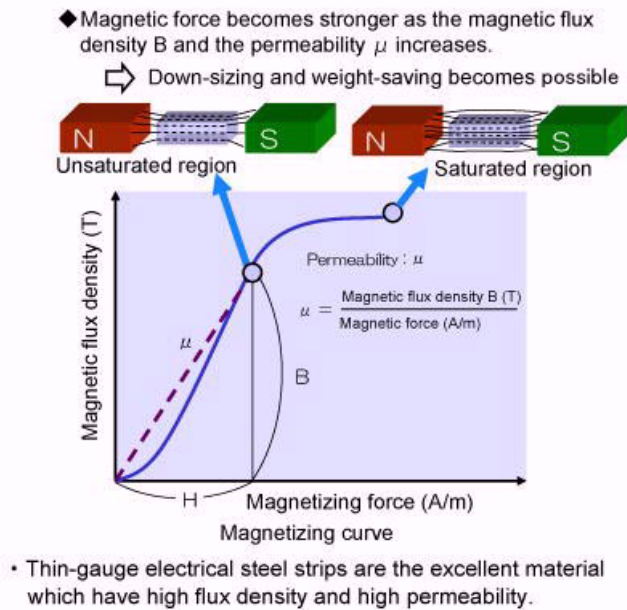
Η απόκριση ενός φερρομαγνητικού υλικού σ' ένα εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο περιγράφεται από το βρόγχο υστέρησης.



Εικόνα 26: Βρόχος Υστέρησης

Όταν εφαρμοστεί μαγνητικό πεδίο, οι περιοχές Weiss αρχίζουν να προσανατολίζονται στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου με αποτέλεσμα το υλικό να παρουσιάζει μαγνήτιση \mathbf{M} . Η μεταβολή της μαγνήτισης ως προς το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο ακολουθεί την καμπύλη του βρόχου υστέρησης.

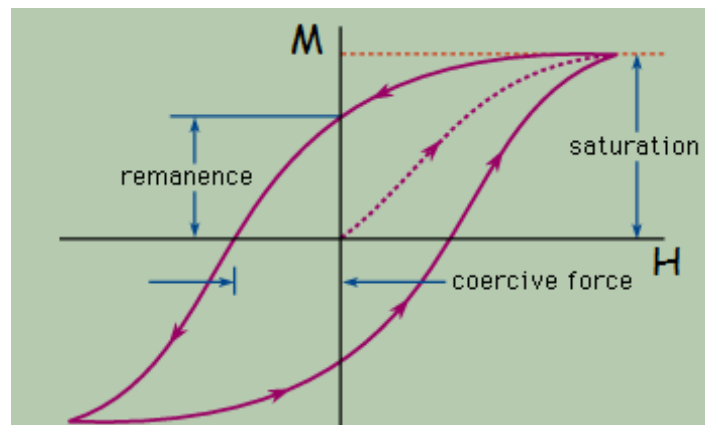
Στο σημείο β όλες οι περιοχές Weiss έχουν προσανατολιστεί με τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου και η τιμή της μαγνήτισης M_s , που ονομάζεται μαγνήτιση κόρου δεν αυξάνεται με περαιτέρω αύξηση του μαγνητικού πεδίου.



Εικόνα 27: Μαγνήτιση κόρου.

Με μηδενικό μαγνητικό πεδίο η μαγνήτιση παίρνει μια τιμή M_r που καλείται παραμένουσα μαγνήτιση.

Για να μηδενιστεί η μαγνήτιση θα πρέπει να εφαρμοστεί ένα πεδίο H_c που ονομάζεται συνεκτικό πεδίο και έχει αντίθετη πολικότητα ως προς την αρχική τιμή του εξωτερικά εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου.



Εικόνα 28: Βρόχος υστέρησης.

Ο αριθμός των παραμέτρων της υστέρησης δεν είναι μόνο εσωτερική ιδιότητα των υλικών αλλά εξαρτάται και από το μέγεθος των κόκκων, τις μαγνητικές περιοχές, τη θερμοκρασία.

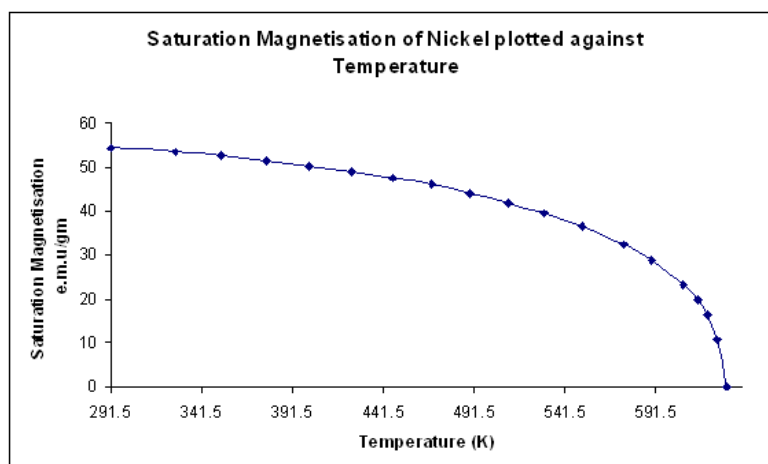
Συνεπώς τα φερρομαγνητικά υλικά μπορούν να διατηρήσουν στη «μνήμη» τους το μαγνητικό πεδίο που τους εφαρμόζεται μόλις αυτό πάψει να εφαρμόζεται. Το φαινόμενο

αυτό ονομάζεται υστέρηση και η διαφορά μαγνήτισης με το μαγνητικό πεδίο ονομάζεται βρόχος υστέρησης.

2.6.3 Θερμοκρασία Curie

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, υπό την επίδραση ενός μαγνητικού πεδίου, οι μαγνητικές διπολικές ροπές προσανατολίζονται στη διεύθυνση και τη φορά του πεδίου οδηγώντας στη μέγιστη μαγνήτιση το φερρομαγνητικό υλικό. Η μέγιστη μαγνήτιση, η μαγνήτιση κόρου M_s , δημιουργεί ένα μαγνητικό πεδίο μαγνητικής επαγωγής $B_r = \mu_0 M_r$. Οι μαγνητικές ροπές προσανατολίζονται παράλληλα λόγω της αλληλεπίδρασης ανταλλαγής για να εξασφαλιστεί η μικρότερη δυναμική ενέργεια. Ο προσανατολισμός όμως των μαγνητικών διπολικών ροπών εξαρτάται από τη θερμοκρασία. Καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία, οι πλεγματικές ταλαντώσεις του κρυστάλλου αποκτούν μεγαλύτερη ενέργεια η οποία μπορεί να επαρκεί για να διαταράξει τον προσανατολισμό των μαγνητικών ροπών. Η φερρομαγνητική συμπεριφορά εμφανίζεται κάτω τη θερμοκρασία Curie T_c . Πάνω από τη θερμοκρασία T_c , η θερμική ενέργεια λόγω των πλεγματικών ταλαντώσεων είναι μεγαλύτερη από τη δυναμική ενέργεια αλληλεπίδρασης ανταλλαγής, με αποτέλεσμα την καταστροφή του προσανατολισμού των μαγνητικών ροπών και παραμαγνητική συμπεριφορά του κρυστάλλου.

Η μαγνήτιση κόρου M_s που έχει μέγιστη τιμή σε θερμοκρασίες απόλυτου μηδέν, γίνεται μηδέν στη θερμοκρασία Curie.



Εικόνα 29: Θερμοκρασία Curie.

Η θερμοκρασία Curie είναι επίσης μια εσωτερική ιδιότητα, παρατηρείται όμως διαφορετικά μαγνητικά υλικά να έχουν την ίδια θερμοκρασία Curie, οπότε και δεν μπορεί να θεωρηθεί μια απόδειξη για το μαγνητικό υλικό.

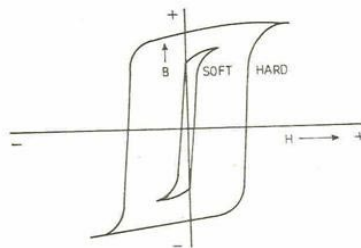
Στον ακόλουθο πίνακα συνοψίζονται ορισμένες σημαντικές ιδιότητες των φερρομαγνητικών υλικών Fe, Co και Ni.

	Fe	Co	Ni
T_c	770°C 1043 K	1127°C 1400 K	358°C 631 K
M_r(0) (σε MA m⁻¹)	1,75	1,45	0,50
B_r = μ₀M_r (σε T)	2,2	1,82	0,64
μ_B/άτομο	2,22	1,72	0,60

Πίνακας 1: Ιδιότητες των φερρομαγνητικών υλικών

2.7 Σκληρά και Μαλακά Μαγνητικά Υλικά

Με βάση το συνεκτικό πεδίο τα φερρομαγνητικά υλικά διαχωρίζονται σε σκληρά και μαλακά υλικά.



Εικόνα 30: Βρόχος υστέρησης σκληρών και μαλακών μαγνητικών υλικών.

2.7.1 Σκληρά Μαγνητικά Υλικά

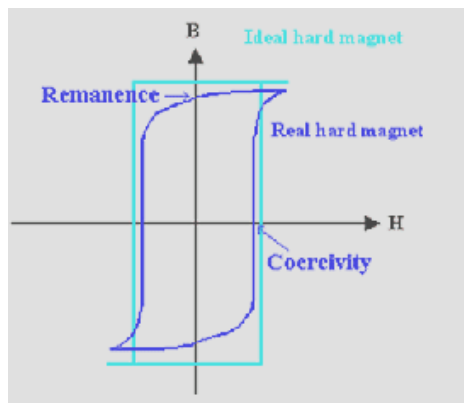
Στα σκληρά μαγνητικά υλικά οι βρόχοι είναι ευρείς (σχεδόν τετράγωνοι), επομένως το συνεκτικό πεδίο είναι μεγάλο. Αυτό έχει σαν συνέπεια να μαγνητίζονται και απομαγνητίζονται πολύ δύσκολα συνεπώς χρειάζονται μεγαλύτερα μαγνητικά πεδία να τους εφαρμοστούν. Χρησιμοποιούνται ως μόνιμοι μαγνήτες.

Το εμβαδόν της επιφάνειας του βρόχου είναι μεγάλο, άρα οι απώλειες ισχύος ανά κύκλο μαγνήτισης είναι μεγάλες.

Το ιδανικό σκληρό μαγνητικό υλικό έχει:

- Μεγάλο συνεκτικό πεδίο H_c
- Μεγάλη παραμένουσα μαγνήτιση M_r

Εφόσον χρησιμοποιούνται ως μόνιμοι μαγνήτες είναι απαραίτητο η ενέργεια που αποθηκεύεται ανά μονάδα όγκου στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο να είναι όσο το δυνατόν μεγαλύτερη. Η πυκνότητα ενέργειας στο εξωτερικό πεδίο εξαρτάται από το γινόμενο BM στο δεύτερο τεταρτημόριο του βρόχου υστέρησης και συμβολίζεται με $(BM)_{max}$. Αντιστοιχεί στη μεγαλύτερη δυνατή ορθογώνια επιφάνεια που χωράει στο δεύτερο τεταρτημόριο του βρόχου υστέρησης.



Εικόνα 31: Ιδανικός και μη βρόχος υστέρησης σκληρών μαγνητικών υλικών.

2.7.2 Μαλακά Μαγνητικά Υλικά

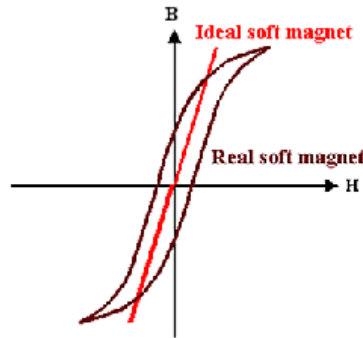
Στα μαλακά μαγνητικά υλικά οι βρόχοι είναι στενοί, επομένως το συνεκτικό πεδίο είναι μικρό. Αυτό έχει ως συνέπεια να μαγνητίζονται και απομαγνητίζονται πολύ εύκολα και συνεπώς χρειάζονται μικρότερα μαγνητικά πεδία να τους εφαρμοστούν.

Το εμβαδόν της επιφάνειας του βρόχου είναι μικρό, άρα οι απώλειες ισχύος ανά κύκλο μαγνήτισης είναι μικρές.

Το ιδανικό μαλακό μαγνητικό υλικό έχει:

- Μηδενικό συνεκτικό πεδίο $H_c=0$
- Μεγάλη μαγνήτιση κόρου $M_s(max)$

- Μηδενική παραμένουσα μαγνήτιση M_r
- Μηδενικές απώλειες υστέρησης
- Μεγάλη μέγιστη σχετική διαπερατότητα $\mu_{r,max}$
- Μεγάλη αρχική σχετική διαπερατότητα $\mu_{ri,max}$

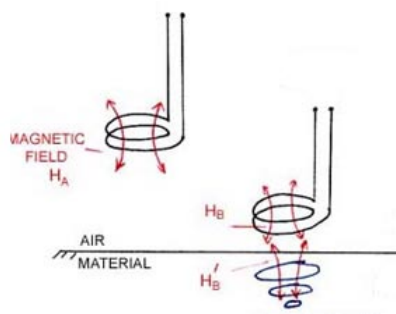


Εικόνα 32: Ιδανικός και μη βρόχος υστέρησης μαλακών μαγνητικών υλικών.

2.8 Επιδερμικό Φαινόμενο (Skin Effect)

2.8.1 Βάθος Διείσδυσης (depth of penetration, δ)

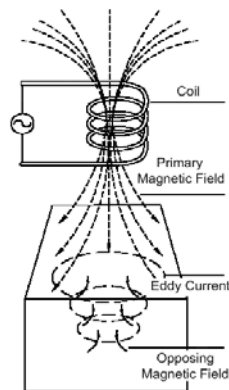
Καθώς ένα πηνίο διέγερσης πλησιάζει την επιφάνεια ενός αγωγίμου υλικού, δημιουργεί ένα μαγνητικό πεδίο H_B το οποίο επιδρά στο αγωγίμο υλικό και δημιουργούνται ρεύματα αυτεπαγωγής. Τα ρεύματα αυτά, παράγουν με τη σειρά τους ένα νέο μαγνητικό πεδίο H'_B αντίθετης φοράς από αυτό του πηνίου διέγερσης.



Εικόνα 33: Δημιουργία ρευμάτων αυτεπαγωγής καθώς ένα πηνίο πλησιάζει την αγωγίμη επιφάνεια ενός υλικού.

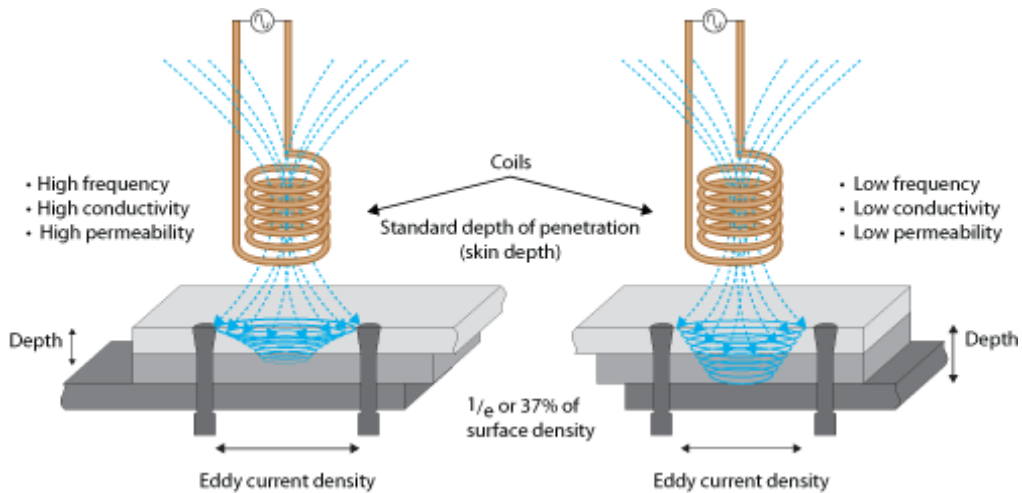
Το μαγνητικό πεδίο H'_B μειώνει τη μαγνητική ροή του μαγνητικού πεδίου H_B με αποτέλεσμα και την ελάττωση στη ροή ρεύματος σε μεγάλα βάθη από την επιφάνεια του υλικού. Τα ρεύματα αυτεπαγωγής λοιπόν είναι κλειστοί επιφανειακοί βρόχοι επαγόμενου ρεύματος κάθετοι στη μαγνητική ροή του πηνίου διέγερσης τα οποία θωρακίζουν το υλικό από το μαγνητικό πεδίο του πηνίου διέγερσης, καθώς ελαττώνουν την εμφάνιση επαγόμενων

ρευμάτων σε μεγάλα βάθη και αποτρέπουν έτσι την εμφάνιση μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό του υλικού. Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται επιδερμικό φαινόμενο.



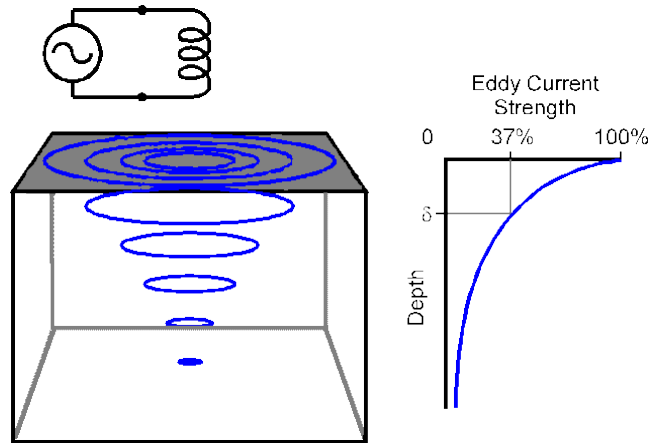
Εικόνα 34: Τα ρεύματα αυτεπαγωγής παράγουν ένα νέο μαγνητικό πεδίο H'_B αντίθετης φοράς από αυτό του πηνίου διέγερσης.

Το βάθος της διείσδυσης των ρευμάτων αυτεπαγωγής σε ένα υλικό εξαρτάται από τη συχνότητα του ρεύματος διέγερσης, την ηλεκτρική αγωγιμότητα του υλικού και την μαγνητική διαπερατότητα του υλικού. Το βάθος διείσδυσης ελαττώνεται με την αύξηση της συχνότητας, της ηλεκτρικής αγωγιμότητας και της μαγνητικής διαπερατότητας του υλικού.



Εικόνα 35: Το βάθος διείσδυσης ελαττώνεται με την αύξηση της συχνότητας, της ηλεκτρικής αγωγιμότητας και της μαγνητικής διαπερατότητας του υλικού.

Το βάθος διείσδυσης στο οποίο η πυκνότητα ρεύματος έχει μειωθεί στο $\frac{1}{e}$ ή στο 37% της πυκνότητας της επιφάνειας ονομάζεται σταθερά βάθους διείσδυσης δ (standard depth of penetration). Αν και το βάθος διείσδυσης είναι μεγαλύτερο για τα ρεύματα αυτεπαγωγής του δ , τα ρεύματα αυτά μειώνονται με το βάθος. Σε απόσταση 2δ τα ρεύματα αυτεπαγωγής έχουν μειωθεί κατά στο $\left(\frac{1}{e}\right)^2$ ή στο 13,5% της πυκνότητας της επιφάνειας, ενώ στα 3δ στο 5% της πυκνότητας της επιφάνειας



Εικόνα 36: Το βάθος διείσδυσης.

Το βάθος διείσδυσης δίδεται από τη σχέση:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2}\sigma\omega\mu}} \quad (2.15)$$

όπου:

- δ: σταθερά βάθους διείσδυσης
- σ: ηλεκτρική αγωγιμότητα
- ω: κυκλική συχνότητα του ρεύματος διέγερσης ($\omega = 2\pi f$)
- μ: μαγνητική διαπερατότητας

Η σχέση γράφεται:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2}\sigma\omega\mu}} \xrightarrow{\omega=2\pi f} \delta = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2}\sigma(2\pi f)\mu}} \Rightarrow \delta = \frac{1}{\sqrt{\pi\sigma f\mu}} \quad (2.16)$$

Γίνεται λοιπόν αντιληπτό ότι βάθος διείσδυσης:

- μειώνεται με την αύξηση της συχνότητας
- μειώνεται με την αύξηση της ηλεκτρικής αγωγιμότητας
- μειώνεται με την αύξηση της μαγνητική διαπερατότητας

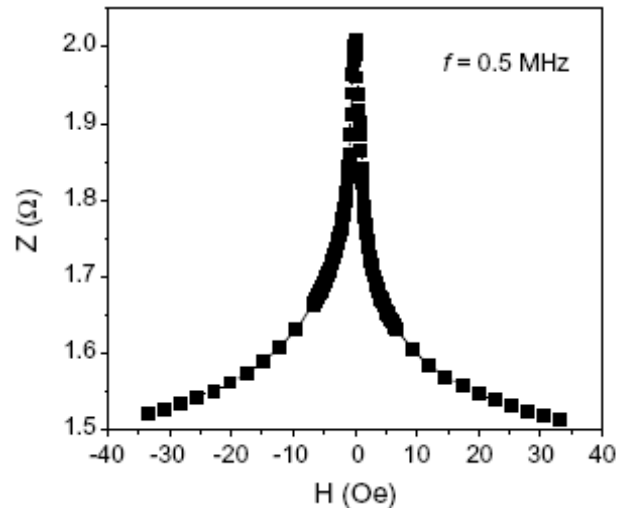
Η τελευταία παρατήρηση είναι πολύ σημαντική καθώς

- η διείσδυση στα φερρομαγνητικά υλικά, σε συνήθεις θερμοκρασίες, είναι πολύ μικρή (επιφανειακή) λόγω της υψηλής μαγνητικής διαπερατότητας,
- η διείσδυση στα μη- φερρομαγνητικά υλικά αυξάνεται χαμηλώνοντας τη συχνότητα.

2.9 Φαινόμενο Γιγάντιας Μαγνητοεμπέδησης (Giant Magneto-Impedance Effect, GMI)

2.9.1 Τι είναι η Γιγαντιαία Μαγνητο-Αντίσταση, GMI

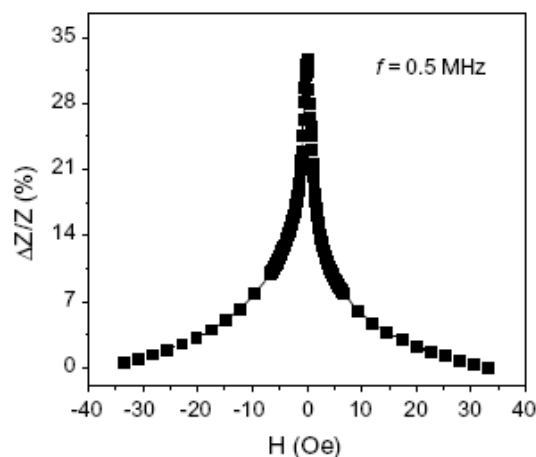
Όταν ένα μαλακό φερρομαγνητικό υλικό διαρρέεται από ένα εναλλασσόμενο ρεύμα ac, μια μεγάλη αλλαγή στην εμπέδηση του αγωγού επιτυγχάνεται από τη στιγμή που εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο.



Εικόνα 37: Η εφαρμογή μαγνητικού πεδίου σε ένα φερρομαγνητικό αγωγό επιφέρει αλλαγή στην εμπέδησή του.

Αυτό είναι γνωστό ως φαινόμενο γιγαντιαίας εμπέδησης (Giant Magneto-Impedance, GMI).

Ένα τυπικό παράδειγμα GMI φαίνεται στην ακόλουθη εικόνα.



Εικόνα 38: Το φαινόμενο γιγαντιαίας εμπέδησης (Giant Magneto-Impedance, GMI).

Η σχετική αλλαγή της εμπέδησης (Z) με το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο (H), το οποίο ορίζεται ως φαινόμενο γιγαντιαίας εμπέδησης, εκφράζεται ως:

$$\frac{\Delta Z}{Z} (\%) = 100\% \times \frac{Z(H) - Z(H_{max})}{Z(H_{max})} \quad (2.17)$$

όπου H_{max} είναι το επαρκές εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο για να κορέσει την εμπέδηση. Συνήθως το H_{max} είναι διαθέσιμο σε ένα πείραμα και μερικοί ερευνητές το θεωρούν μηδενικό. Στην εξίσωση (2.17) αυτός ο ισχυρισμός δεν είναι κατάλληλος γιατί η τιμή του $Z(0)$ εξαρτάται από την παραμένουσα μαγνήτιση του υλικού.

2.9.2 Εμπέδηση ενός μαγνητισμένου αγωγού

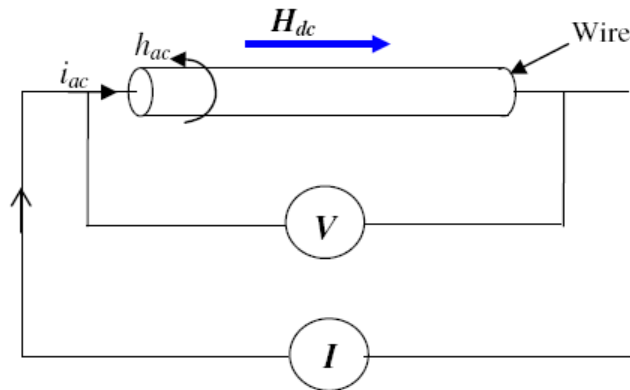
Σύμφωνα με την εξίσωση , η σύνθετη εμπέδηση:

$$Z = R + i\omega L \quad (2.18)$$

όπου:

- R η αντίσταση του μαγνητικού αγωγού και
- L η επαγωγή του μαγνητικού αγωγού

δίνεται από το λόγο $\frac{V_{ac}}{I_{ac}}$ όπου I_{ac} είναι το πλάτος του εναλλασσόμενου ρεύματος $I = I_{ac} \sin(-i\omega L)$ που διαρρέει τον αγωγό και V_{ac} είναι η τάση που μετρείται στα άκρα του αγωγού.



Εικόνα 39: Ένας φερρομαγνητικός αγωγός που διαρρέεται από ac ρεύμα.

Αυτός ο ορισμός της εμπέδησης αφορά ένα ομοιόμορφα μαγνητισμένο μαγνητικό αγωγό. Για ένα μεταλλικό φερρομαγνητικό υλικό με μήκος ℓ και εμβαδό κάθετης επιφάνεια A , θεωρώντας γραμμική προσέγγιση, η εμπέδηση εκφράζεται ως:

$$Z = \frac{V_{ac}}{I_{ac}} = \frac{\ell E_z(S)}{A \langle j_z \rangle_A} = R_{ac} \frac{J_z(S)}{\langle j_z \rangle_A} \quad (2.19)$$

όπου

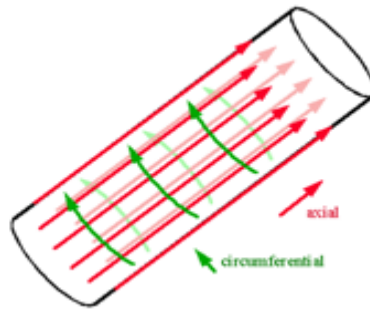
- E_z διαμήκης συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου
- j_z διαμήκης συνιστώσα της πυκνότητας ρεύματος
- R_{dc} είναι η dc αντίσταση
- S είναι η τιμή στην επιφάνεια και
- $\langle \cdot \rangle_A$ είναι η μέση τιμή στην κάθετη διατομή εμβαδού A .

Η τιμή της εμπέδησης μπορεί να δοθεί και ως συνάρτηση του τανυστή της επιφανειακής εμπέδησης $\hat{\xi}$:

$$Z = R_{dc} \frac{A}{\rho \ell} \left(\xi_{zz} - \xi_{z\phi} \frac{h_z(\Phi)}{h_\phi(S)} \right) \quad (2.20)$$

όπου

- ρ είναι η ειδική αντίσταση
- ℓ είναι το μήκος του αγωγού
- h_z είναι η αξονική συνιστώσα του ac μαγνητικού πεδίου
- h_ϕ είναι η επιφανειακή συνιστώσα του ac μαγνητικού πεδίου



Εικόνα 40: Η αξονική και επιφανειακή συνιστώσα του ac μαγνητικού πεδίου

Η πυκνότητα του ρεύματος $j(r)$ στην εξίσωση (2.19) ή το μαγνητικό πεδίο h στην εξίσωση (2.20) του αγωγού μπορούν να προσδιοριστούν από την κλασική ηλεκτροδυναμική των συνεχών μέσων, λύνοντας ταυτόχρονα τις εξισώσεις του Maxwell και την εξίσωση Landrau – Lifshitz για την κίνηση του διανύσματος της μαγνήτισης.

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{\mu_0}{\rho} \dot{\mathbf{H}} = \frac{\mu}{\rho} \dot{\mathbf{M}} - \text{grad div } \mathbf{M} \quad (2.21)$$

Εξίσωση του Maxwell

$$\dot{M} = \gamma M \times H_{\text{eff}} - \frac{\alpha}{M_s} \times \dot{M} - \frac{1}{\tau} (M - M_0) \quad (2.22)$$

Εξίσωση Landrau – Lifshitz

όπου

- γ είναι ο γυροσκοπικός λόγος
- M_s είναι η μαγνήτιση κόρου
- M_0 είναι ο στατικός μαγνητισμός
- H_{eff} είναι το φαινόμενο μαγνητικό πεδίο και
- α είναι η παράμετρος απόσβεσης

Είναι δύσκολο να βρεθεί η λύση λύνοντας ταυτόχρονα τις εξισώσεις του Maxwell και των Landrau – Lifshitz. Αντί για αυτό θεωρούμε ότι η σχέση μεταξύ της επαγωγής και του μαγνητικού πεδίου γραμμική ($B = \mu H$ όπου μ είναι σταθερό) και χρησιμοποιούμε αυτή τη σχέση και την αντικαθιστούμε στην εξίσωση του Maxwell, αγνοώντας την Landrau – Lifshitz κίνηση. Για παράδειγμα, από την εξίσωση υπολογίζεται

- ✓ η εμπέδηση ενός μαγνητικού κυλινδρικού αγωγού:

$$Z = \frac{R_{dc} k r J_0(kr)}{2J_1(kr)} \quad (2.23)$$

- ✓ η εμπέδηση μιας άπειρα επίπεδης ταινίας:

$$Z = R_{dc} j k a \coth(jka) \quad (2.24)$$

όπου:

- J_0 και J_1 είναι οι συναρτήσεις Bessel πρώτου βαθμού
- r είναι η ακτίνα του σύρματος
- R_{dc} είναι η dc αντίσταση
- $2a$ είναι η το πάχος την ταινίας
- $k = \frac{1+j}{\delta}$, με δ το μήκος διείσδυσης σε ένα μαγνητικό μέσο, με επιφανειακή διαπερατότητα μ_ϕ για την περίπτωση του σύρματος και εγκάρσια διαπερατότητα μ_T για την περίπτωση της ταινίας.

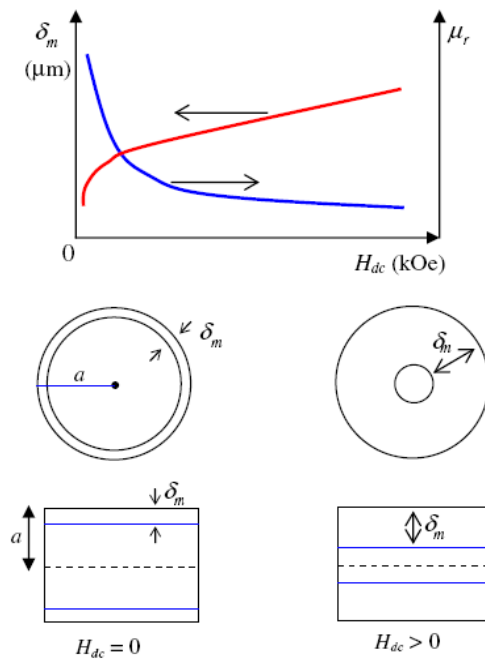
$$\delta = \frac{c}{\sqrt{4\pi^2 f \sigma \mu_\phi}}, \quad \delta = \frac{c}{\sqrt{4\pi^2 f \sigma \mu_T}} \quad (2.25)$$

όπου

- c η ταχύτητα του φωτός

- σ η ηλεκτρική αγωγιμότητα
- $f = \frac{2\pi}{\omega}$ η συχνότητα του ac ρεύματος που διαρρέει τον αγωγό.

Σύμφωνα με τις εξισώσεις (2.23) και (2.25), το GMI είναι αποτέλεσμα της αύξησης του επιδερμικού φαινομένου έως ότου το βάθος διείσδυσης φτάσει την ακτίνα (r) του σύρματος μέσω της μείωσης της επιφανειακής διαπερατότητας ή το μισό του πάχους της ταινίας (α) μέσω της μείωσης της εγκάρσιας διαπερατότητας κάτω από την επίδραση ενός dc μαγνητικού πεδίου. Για μεγάλες τιμές GMI, είναι απαραίτητο να μειωθεί το επιδερμικό φαινόμενο επιλέγοντας υλικά που να έχουν μεγάλη επιφανειακή διαπερατότητα μ_ϕ για την περίπτωση του σύρματος και εγκάρσια διαπερατότητα μ_τ για την περίπτωση της ταινίας, και μικρό δ και R_{dc} . Είναι κατανοητό ότι η μεγάλη διαπερατότητα μειώνει το επιδερμικό φαινόμενο το οποίο στη συνέχεια αυξάνεται με το εφαρμοζόμενο πεδίο.



Εικόνα 41: Η μεγάλη διαπερατότητα μειώνει το επιδερμικό φαινόμενο το οποίο στη συνέχεια αυξάνεται με το εφαρμοζόμενο πεδίο.

Γενικά, το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της εμπέδησης Z μεταβάλλεται με την εφαρμογή ενός dc μαγνητικού πεδίου (H_{dc}). Σε μια προσέγγιση πρώτου βαθμού, η αντίσταση μπορεί να εκφραστεί ως:

$$R = \frac{\rho \ell}{2\pi(\alpha - \delta)\delta} \quad (2.26)$$

Αυτό σημαίνει ότι αλλαγές στο βάθος διείσδυσης δ από το H_{dc} μέσω της μ_ϕ (ή της μ_r) θα μεταβάλλει την R οπότε τη Z . Συνεπώς το επιδερμικό φαινόμενο μπορεί να θεωρηθεί ως συνάρτηση του H_{dc} . Η αυτεπαγωγή L μπορεί να εκφραστεί ως:

$$L = \frac{0.175 \mu_0 \ell f \langle \mu_r \rangle}{\omega} \quad (2.27)$$

όπου

- μ_0 είναι η διαπερατότητα του κενού
- $\langle \mu_r \rangle$ είναι η μέση σχετική επιφανειακή σχετική διαπερατότητα

Είναι κατανοητό ότι η αλλαγή στο μ που προκαλείται από το H_{dc} θα επηρεάσει το L και το Z . συμπερασματικά, αλλαγές στο R και το L συνεισφέρουν σε αλλαγές στο Z και επομένως και στο GMI.

2.9.3 Θεωρητικά Μοντέλα

Βασιζόμενη στη συχνότητα του εναλλασσόμενου ρεύματος, το GMI μπορεί να κατηγοριοποιηθεί στις ακόλουθες κατηγορίες συχνοτήτων:

- ✓ **Χαμηλές Συχνότητες (έως κάποια kHz).** Στις συχνότητες αυτές οι αλλαγές της τάσης στα άκρα του αγωγού οφείλονται στο φαινόμενο της μαγνητικής επαγωγής. Το επιδερμικό φαινόμενο είναι πολύ ασθενές και οι αλλαγές στην εμπέδηση που παρατηρούνται μετά την εφαρμογή του μαγνητικού πεδίου H_{dc} οφείλονται στην αυτεπαγωγή L η οποία είναι ανάλογη της επιφανειακής διαπερατότητας σε έναν κυλινδρικό μαγνητικό αγωγό (π.χ. ένα μαγνητικό σύρμα) και της εγκάρσιας διαπερατότητας σε μια άπειρη μαγνητική ταινία.
- ✓ **Μέσες Συχνότητες (100kHz – μερικά MHz).** Στις συχνότητες αυτές το GMI ορίζεται από τις μεταβολές του επιδερμικού φαινομένου, μετά την εφαρμογή μαγνητικού πεδίου, εξαιτίας της αλλαγής της φαινόμενο μαγνητικής διαπερατότητας. Το GMI μπορεί να έχει κορυφή στις μέσες συχνότητες, γεγονός που εξαρτάται από τη γεωμετρία του αγωγού, ως συνέπεια της συνεισφοράς της διαπερατότητας στην κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων και στην περιστροφή της μαγνήτισης. Σε υψηλότερες συχνότητες παρατηρείται μείωση του GMI καθώς η κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων μειώνεται δραματικά από τα ρεύματα αυτεπαγωγής και μόνο η μαγνητική περιστροφή συνεισφέρει στο GMI.

- ✓ **Υψηλές Συχνότητες (κάποια MHz έως GHz).** Σε αυτές τις συχνότητες το GMI οφείλεται στο γυρομαγνητικό φαινόμενο και στη φερρομαγνητική εκτόνωση. Το μέγιστο του GMI μετακινείται προς υψηλότερα πεδία όπου ο αγωγός έχει κορεστεί μαγνητικά. Οι μεγάλες αλλαγές στο επιδερμικό φαινόμενο οφείλονται στο μηχανισμό του φερρομαγνητικού συντονισμού.

Τα θεωρητικά μοντέλα που προαναφέρθηκαν στις συγκεκριμένες περιπτώσεις συχνοτήτων αναλύονται παρακάτω.

2.9.3.1 Ημιστατικό Μοντέλο (Quasistatic Model)

Το μοντέλο αυτό στηρίζεται στον ισχυρισμό ότι η συχνότητα είναι πολύ μικρή ώστε το σύστημα να μπορεί να έρθει σε ισορροπία κάθε χρονική στιγμή [1,2,3]. Χρησιμοποιώντας αυτή την υπόθεση και τις εξισώσεις (2.23), (2.24) με την φαινόμενη μαγνητική διαπερατότητα ή την επιδεκτικότητα να υπολογίζονται από την εξίσωση (2.22), θέτοντας $f=0$. Έχει αποδειχθεί θεωρητικά ότι όταν ο εύκολος άξονας είναι κάθετος στον άξονα του αγωγού, η συνεισφορά της επιφανειακής/εγκάρσιας διαπερατότητας στο GMI οφείλεται στις μετατοπίσεις των μαγνητικών τοιχωμάτων αν τα μαγνητικά τοιχώματα μετακινούνται εύκολα, διαφορετικά η συνεισφορά της επιφανειακής/εγκάρσιας διαπερατότητας στο GMI οφείλεται στη συνεισφορά της μαγνητικής περιστροφής όταν ο εύκολος άξονας είναι παράλληλος στον άξονα του αγωγού. Γενικά, το μοντέλο περιγράφει τα βασικά χαρακτηριστικά του GMI σε σχετικά χαμηλές συχνότητες, αλλά δεν περιγράφει την εξάρτηση του GMI στις μέσες ή υψηλές συχνότητες.

2.9.3.2 Μοντέλο Ρευμάτων Αγωγιμότητας (Eddy Current Model)

Το ημιστατικό μοντέλο περιγράφει το GMI στις χαμηλές συχνότητες, εκεί όπου το επιδερμικό φαινόμενο είναι πολύ ασθενές. Ωστόσο στις υψηλότερες συχνότητες στη συνεισφορά της επιφανειακής/εγκάρσιας διαπερατότητας στο GMI πρέπει αν συμπεριληφθεί και το επιδερμικό φαινόμενο. Ο Panina [4] προτείνει το μοντέλο των ρευμάτων αυτεπαγωγής και υπολογίζει, για κυλινδρικά σύρματα, την επιφανειακή διαπερατότητα για μια μαγνητική περιοχή της οποίας η δομή μοιάζει περιοδικά με bamboo. Εξέτασε την εγκυρότητα των εξισώσεων (2.23), (2.24) στην ετερογενή μαγνήτιση που προκύπτει από τη δομή των μαγνητικών τοιχωμάτων. Τα ρεύματα αυτεπαγωγής που παράγονται από την κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων, περιορίζονται στα τοιχώματα

αυτά, με αποτέλεσμα την εξάρτηση της σύνθετης διαπερατότητας της εξίσωσης (2.25) από τη συχνότητα. Η μαγνήτιση δεν οφείλεται μόνο στην κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων αλλά και στην περιστροφή του spin. Η εκτόνωση από την περιστροφή της μαγνήτισης είναι γρηγορότερη από την κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων οπότε $\omega_{rot} \gg \omega_{dw}$, όπου ω_{rot} είναι η παράμετρος εκτόνωσης της περιστροφής και ω_{dw} είναι η παράμετρος εκτόνωσης της κίνησης των μαγνητικών τοιχωμάτων.

Σε σχετικά πολύ χαμηλές συχνότητες $\omega < \omega_{dw}$, η μείωση της διαπερατότητας με τη συχνότητα σχετίζεται με τη μείωση της κίνησης των μαγνητικών τοιχωμάτων λόγω των ρευμάτων αυτεπαγωγής. Έχει δεχθεί ότι, στις χαμηλές συχνότητες, η εμπέδηση και συγκεκριμένα η αυτεπαγωγή της εμπέδησης L, εξαρτάται από το εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο. Μάλιστα η αυτεπαγωγή L είναι ανάλογη με την επιφανειακή διαπερατότητα μ_ϕ . Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η απώλεια των ρευμάτων αυτεπαγωγής είναι λιγότερη σε ένα σύρμα με κυλινδρική δομή μαγνητικών περιοχών από ότι με ραβδωτή δομή μαγνητικών περιοχών. Αυτό εξηγεί γιατί η διαπερατότητα διατηρεί την τιμή της στις υψηλές συχνότητες. Στην περίπτωση των υψηλών συχνοτήτων ($\alpha \gg \delta$ και $\omega_{dw} < \omega \leq \omega_{rot}$) και το R και το L εξαρτώνται από το μ_ϕ και επομένως συνεισφέρουν στη συμπεριφορά του GMI. Το επιδερμικό φαινόμενο είναι ισχυρό και η εμπέδηση είναι ανάλογη του τετραγώνου της συχνότητας και της περιφερειακής διαπερατότητας $Z \propto \sqrt{(\omega \cdot \mu_\phi)}$. Καθώς η συχνότητα αυξάνεται περαιτέρω ($\omega > \omega_{rot}$), η αντίσταση γίνεται μεγαλύτερη και συνεισφέρει περισσότερο στην συνολική εμπέδηση Z. Σε αυτή την περίπτωση η εμπέδηση είναι ανεξάρτητη του εξωτερικά εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου H_{dc} γιατί η διαπερατότητα είναι ανεξάρτητη του μαγνητικού πεδίου. Γενικά τα ρεύματα αυτεπαγωγής εξήγησαν τα βασικά χαρακτηριστικά του GMI και τα πειραματικά αποτελέσματα για συχνότητες 100kHz – 30MHz.

2.9.3.3 Μοντέλο Μαγνητικής Περιοχής (Domain Model)

Το μοντέλο των μαγνητικών περιοχών είναι πιο αυστηρό από το μοντέλο των ρευμάτων αυτεπαγωγής. Αφορά μαλακά μαγνητικά σύρματα με περιοδικές circular μαγνητικές περιοχές. Αρχικά προτάθηκε από τον Chen [5,6] και επιτρέπει την περιγραφεί την μονή και της διπλής κορυφής στις καμπύλες του GMI και διάφορα πειραματικά αποτελέσματα για άμορφα σύρματα. Αν και τα θεωρητικά αποτελέσματα του υπολογισμού της εμπέδησης Z ήταν σύμφωνα με τα πειραματικά δεδομένα, οι θεωρητικές προβλέψεις της περιφερειακής

διαπερατότητας δεν συνέλιπταν με τα πειραματικά αποτελέσματα. Αυτό λύθηκε από τον Betancourt [7] ο οποίος διαμόρφωσε το μοντέλο υποστηρίζοντας ότι μόνο η σύνθετη αυτεπαγωγή χρησιμοποιείται στον υπολογισμό της επιφανειακής διαπερατότητας και όχι η εμπέδηση Z. Η συσχέτιση μεταξύ εμπέδησης και διαπερατότητας επέτρεψε να θεωρηθεί η επιφανειακή διαπερατότητα ως συνάρτηση της συχνότητας και να λυθεί έτσι ο νόμος της διασποράς. Ωστόσο, το μοντέλο αυτό δεν δίνει ικανοποιητική εξήγηση στο μηχανισμό της κατανομή των μηχανισμών εκτόνωσης του φάσματος της διαπερατότητας σε άμορφα μαγνητικά υλικά [8,9,10,11,12]. Σε αυτό το θέμα ο Kim [9,10] προτείνει ένα φαινομενολογικό μοντέλο που επιτρέπει το διαχωρισμό των συνιστωσών της κίνησης των μαγνητικών τοιχωμάτων και της περιστροφής της μαγνήτισης στη διαπερατότητα σε άμορφα μαγνητικά σύρματα και ταινίες. Αυτές οι μελέτες παρουσιάζουν ρεαλιστικά τη συνεισφορά της κίνησης των μαγνητικών τοιχωμάτων και της διαδικασίας της μαγνητικής περιοχής στο GMI για μικρά εξωτερικά εφαρμοζόμενα μαγνητικά πεδία.

Γενικά, τα μοντέλα των ρευμάτων αυτεπαγωγής και των μαγνητικό περιοχών εξηγούν τα βασικά χαρακτηριστικά του GMI για συχνότητες κάτω των 100kHz. Για μεγαλύτερες συχνότητες το επιδερμικό φαινόμενο είναι συγκρίσιμο με το μήκος του αγωγού και τα δύο μοντέλα είναι ακατάλληλα. Αυτό οφείλεται στο φερρομαγνητικό συντονισμό ο οποίος παρατηρείται σε συχνότητες $f \sim 1\text{GHz}$ και είναι το κυριότερο φαινόμενο που επηρεάζει το GMI [13,14]. Κρίνεται λοιπόν αναγκαίο να εισαχθούν το ηλεκτρομαγνητικό μοντέλο και το μοντέλο της ανταλλαγής αγωγιμότητας.

2.9.3.4 Ηλεκτρομαγνητικό Μοντέλο (Electromagnetic Model)

Στις υψηλές συχνότητες λαμβάνεται υπόψη μόνο η συνεισφορά της περιστροφής της μαγνήτισης στο GMI. Το ηλεκτρομαγνητικό μοντέλο χρησιμοποιώντας τη θεωρητική διαδικασία του φερρομαγνητικού συντονισμού (ferromagnetic resonance, FMR), και μη λαμβάνοντας υπόψη την αλληλεπίδραση με το πεδίο πλησιάζει στη λύση των εξισώσεων. Η σχέση μεταξύ του GMI και του FMR ορίζεται από τον Yelon [14,15] για μαγνητικά κορεσμένα δείγματα. Η απορρόφηση της ενέργειας ορίζεται ως η αύξηση της εμπέδησης προς την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που παρατηρείται στο φερρομαγνητικό συντονισμό.

$$\omega_r = \gamma\mu \sqrt{(H + M_s) \left(H + \frac{2K}{\mu M_s} \right)} \quad (2.28)$$

όπου

- γ ο γυροσκοπικός λόγος
- K η σταθερά ανισοτροπίας

Η επιφανειακή/ εγκάρσια διαπερατότητα δείχνει μια συντονιζόμενη συμπεριφορά με μέγιστα στο φανταστικό μέρος και αλλαγές στο πρόσημο στο πραγματικό μέρος στο πεδίο συντονισμού όπως καθορίζεται από τις συνθήκες του φερρομαγνητικού συντονισμού [16]. Στο πεδίο συντονισμού η φαινόμενη διαπερατότητα αυξάνεται δραματικά και το επιδερμικό φαινόμενο είναι πολύ μικρό. Για μια δοθείσα συχνότητα, η αύξηση του dc μαγνητικού πεδίου H_{dc} οδηγεί σε μια μετατόπιση της συχνότητας συντονισμού και επομένως σε μείωση της διαπερατότητας που συνιστά ένα σημαντικό GMI φαινόμενο. Το θεωρητικό επιδερμικό φαινόμενο λαμβάνει την ελάχιστη τιμή του ($\sim 0,1\mu\text{m}$)

$$\delta_{min} = \sqrt{\frac{\alpha\rho}{\mu M_s}} \quad (2.29)$$

Το GMI λαμβάνει τη μέγιστη τιμή του που υπολογίζεται από την εξίσωση (2.29) και είναι ανεξάρτητο της συχνότητας και το πλάτος της (της τάξεως του $\sim 10^3$) είναι μεγαλύτερο από το πειραματικά αναμενόμενο [17]. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι μετρήσεις του GMI είναι αγωγίμες σε συχνότητες μικρότερες των 100MHz όπου η κατάσταση FMR δεν μπορεί αν κορεστεί. Το μοντέλο μπορεί να υπολογίσει το πλάτος του GMI για μαγνητικά υλικά όπου ο εύκολος άξονας της ανισοτροπίας είναι κάθετος στον άξονα του δείγματος και στο dc μαγνητικό πεδίο. Ωστόσο στα πραγματικά υλικά υπάρχει μια απόκλιση του εύκολου άξονα από την κάθετη διεύθυνση της ανισοτροπίας για αυτό το λόγο παρατηρούνται ασυμφωνίες θεωρητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων. Σε συχνότητες της τάξεως των GHz οι θεωρητικές και οι πειραματικές τιμές συμφωνούν καθώς η κατάσταση FMR ικανοποιείται στις συχνότητες αυτές [14,15,16].

Γενικά, το ηλεκτρομαγνητικό μοντέλο εξηγεί τα βασικά χαρακτηριστικά του GMI στις υψηλές συχνότητες αν και θα πρέπει αν σημειωθεί ότι δεν λαμβάνει υπόψη τις αλληλεπιδράσεις του φαινόμενου μαγνητικού πεδίου [13,18].

2.9.3.5 Μοντέλο ανταλλαγής αγωγιμότητας (Exchange-conductivity model)

Το μοντέλο αυτό, αντίθετα από το ηλεκτρομαγνητικό μοντέλο, λαμβάνει υπόψη του τη δυσκολία της αλληλεπίδρασης. Μόλις μια τέτοια αλληλεπίδραση λάβει χώρα στο φαινόμενο μαγνητικό πεδίο H_{eff} , τότε οι εξισώσεις πρέπει να λυθούν ταυτόχρονα. Στην πραγματικότητα αυτή η αλληλεπίδραση οφείλεται στην αλληλεπίδραση μεταξύ του επιδερμικού φαινομένου και της ενέργειας ανταλλαγής. Λόγω του επιδερμικού φαινομένου η αc συνιστώσα της μαγνήτισης που εισάγεται από ένα αc ρεύμα κατά μήκος του άξονα του αγωγού μειώνει το πλάτος από την επιφάνεια προς το κέντρο του. Συμπερασματικά, η μαγνήτιση και η ανταλλαγή της ενέργειας αυξάνονται ανάλογα. Αυτή η αύξηση στην ανταλλαγή της ενέργειας, μειώνει το επιδερμικό φαινόμενο αυξάνοντας το βάθος διείσδυσης. Με άλλα λόγια, τα ετερογενή αc μαγνητικά πεδία που διεγείρουν κύματα spin με μήκος κύματος της τάξεως του βάθους διείσδυσης αυξάνοντας την απώλεια της ενέργειας λόγω των ρευμάτων αυτεπαγωγής. Αυτό μπορεί να γίνει κατανοητό στην φαινομενική αύξηση της ειδικής αντίστασης των φερρομαγνητικών υλικών.

Το μοντέλο έδειξε, λύνοντας τις εξισώσεις, ότι όταν το damping είναι αμελητέο ($\alpha=0$), τότε το επιδερμικό φαινόμενο λαμβάνει την ελάχιστη τιμή του

$$\delta_{min} = \sqrt[4]{\frac{A\rho}{\omega \mu^2 M_s^2}} \quad (2.30)$$

όπου

- το ω είναι μικρότερο από τη χαρακτηριστική συχνότητα

$$\omega_c = \frac{4\alpha^2\gamma^3 AM_s}{\rho} \quad (2.31)$$

- το A είναι η σταθερά ακαμψίας

Το ω_c για άμορφα μαλακά μαγνητικά υλικά θεωρείται προσεγγίσιμα 100MHz. Για χαμηλές και μέσες συχνότητες ($\omega < \omega_c$) το μέγιστο GMI αυξάνεται κατά $\omega^{\frac{1}{4}}$. Πάνω από αυτή τη συχνότητα ($\omega \leq \omega_c$) το GMI υπολογίζεται από την εξίσωση (2.30).

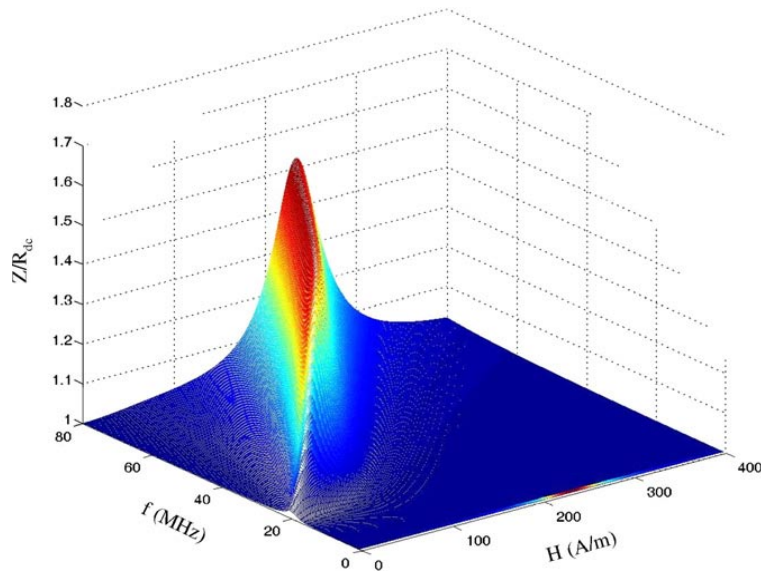
Το μοντέλο της ανταλλαγής αγωγιμότητας εξηγεί την εξάρτηση του GMI από τη συχνότητα και το μαγνητικό πεδίο σε πιο ευρύ φάσμα συχνοτήτων από ότι το ηλεκτρομαγνητικό μοντέλο. Ωστόσο, κανένα από τα μοντέλα δεν εξηγούν ικανοποιητικά το GMI στο σύνολο

του, λόγω των πολύπλοκων δομών των μαγνητικών περιοχών και των προσεγγιστικών υποθέσεων που λαμβάνουμε για την περιγραφή τους.

2.9.3.6 Άλλα Θεωρητικά Μοντέλα

Αν και τα παραπάνω μοντέλα περιγράφουν το GMI για κυλινδρικούς και επίπεδους μαγνητικούς αγωγούς σε ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων, υπάρχουν αδυναμίες στη θεωρία του GMI για τα φερρομαγνητικά υλικά. Αυτό οφείλεται στη διατήρηση της ενέργειας στο φαινόμενο GMI. Για λυθεί αυτό, εισάγεται, από τον Dong [19], ένα μοντέλο για τα άμορφα λεπτά υμένα όπου ο κλασικός ηλεκτρομαγνητισμός και φερρομαγνητισμός δίνει τις εκφράσεις για την φαινόμενη διαπερατότητα και την εμπέδηση. Χρησιμοποιώντας το μοντέλο αυτό, ο Phan [20] μοντελοποίησε την εξάρτηση του GMI από το μαγνητικό πεδίο και τη συχνότητα για υμένα όπως φαίνεται στην εικόνα 42. Όπως παρατηρούμε στην εικόνα 42, το μοντέλο παρουσιάζει μια μετατόπιση της κορυφής σε υψηλότερες τιμές του dc μαγνητικού πεδίου H_{dc} με την αύξηση της συχνότητας f , γεγονός το οποίο συμφωνεί με τα πειραματικά αποτελέσματα σε σχετικά υψηλές συχνότητες ($f > 1\text{MHz}$). Ωστόσο, δεν μπορεί να εξηγήσει την εμφάνιση μονής κορυφής στην καμπύλη του GMI στις χαμηλές συχνότητες ($f \leq 1\text{MHz}$).

Λαμβάνοντας υπόψη τη συνεισφορά της μαγνητοαντίστασης (magnetoresistance, MR) στη μαγνητοεμπέδηση (magnetoimpedance MI) για λεπτά υμένα, ο Barandiaran πρότεινε ένα απλό μοντέλο [21]. Τα φαινόμενα MR και MI είναι παρόμοια, αλλά υπάρχει μια διαφορά στην αρχή που διέπει αυτά τα φαινόμενα. Το φαινόμενο MR, είναι η αλλαγή της αντίστασης ενός μαγνητικού υλικού με την εφαρμογή ενός μαγνητικού πεδίου, και σχετίζεται με την εξάρτηση της σκέδασης ηλεκτρονίων από το spin σε ανομοιόμορφα μαγνητισμένα συστήματα στο dc ή στις χαμηλές συχνότητες. Αντίθετα το φαινόμενο MI, είναι η αλλαγή της συνολικής εμπέδησης (συμπεριλαμβανομένης της αντίστασης και της επαγωγής) ενός μαγνητικού αγωγού με την εφαρμογή ενός μαγνητικού πεδίου, όταν μια υψηλή ac συχνότητα διαρρέει τον αγωγό. Θεωρητικοί υπολογισμοί έδειξαν ότι η συνεισφορά των MR και MI είναι σημαντική στις χαμηλές συχνότητες αλλά μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα στις υψηλές συχνότητες. Αυτό επιβεβαιώνεται από τον Kurl'yandskaya [22] όταν μελετά την μαγνητοαντίσταση και τη μαγνητοεμπέδηση σε λεπτά υμένα Fe-Ni.



Εικόνα 42: Προσομοίωση σε άμορφα λεπτά υμένα της εξάρτησης της εμπέδησης από το μαγνητικό πεδίο (H) και τη συχνότητα (f)

2.10 Επιλογή των GMI Υλικών

2.10.1 Κριτήρια Επιλογής των GMI Υλικών

Για να χρησιμοποιηθεί ένα GMI υλικό σε μια εφαρμογή αισθητήρα θα πρέπει να ικανοποιούνται οι εξής απαιτήσεις:

- Μεγάλος λόγος GMI (ή μεγάλο GMI φαινόμενο)
- Υψηλή ευαισθησία σε ένα εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικά πεδίο (η μεγάλη μαγνητική απόκριση)

Μεγάλο GMI φαινόμενο παρουσιάζουν τα μαγνητικά υλικά που έχουν:

- Μικρή ειδική αντίσταση ρ ,
- Μεγάλη μαγνητική διαπερατότητα
- Μικρή παράμετρο φερρομαγνητικής εκτόνωσης (η μικρή παράμετρο damping)

Τα κρυσταλλικά φερρομαγνητικά υλικά έχουν το πλεονέκτημα της μικρής ειδικής αντίστασης ρ , αλλά τα άμορφα φερρομαγνητικά υλικά έχουν καλύτερη συμπεριφορά μαλακών μαγνητικών υλικών (υψηλότερη μαγνητική διαπερατότητα μ και μαγνήτιση κορεσμού M_s) λόγω της έλλειψης μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Γενικά υλικά που αλλάζουν την μαγνήτιση τους αναμένεται να έχουν καλύτερη GMI συμπεριφορά λόγω της μαγνητοελαστικής συνεισφοράς στη μαγνητική ανισοτροπία ουσιαστικά όμως αλλοιώνουν

τη μαλακή μαγνητική συμπεριφορά. Βελτιώσεις στο πόσο μαλακό είναι το άμορφο μαγνητικό υλικό με την κατάλληλη θερμική κατεργασία και/ή με την εφαρμογή εξωτερικών παραμέτρων (μηχανικής τάσης, μαγνητικού πεδίου κ.α.) μπορούν να οδηγήσουν σε βελτιώσεις του φαινομένου GMI και της ευαισθησίας του πεδίου. Η παράμετρος απόσβεσης λαμβάνεται υπόψη στις υψηλές συχνότητες όπου ο φερρομαγνητικός συντονισμός λαμβάνει μέρος, αλλά θεωρείται αμελητέος στις μεσαίες συχνότητες ($f=0.1-10$ MHz).

Για εφαρμογή σε αισθητήρες, η δυνατότητα να κατασκευαστεί ένα υλικό αλλά και το κόστος της κατασκευής είναι σημαντικοί παράγοντες.

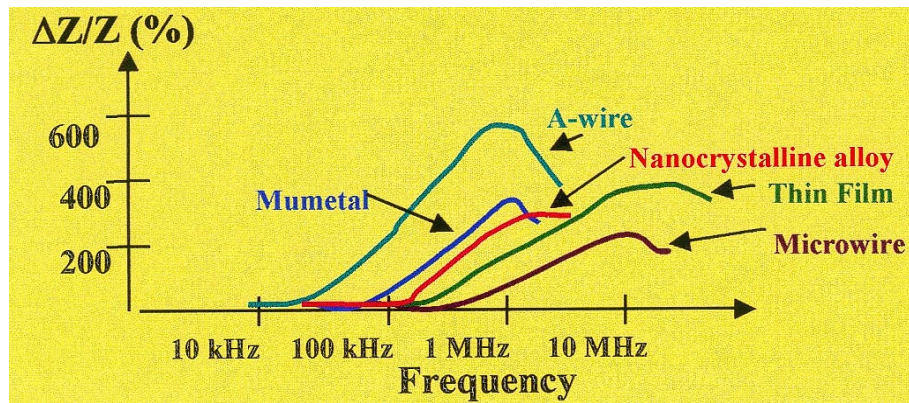
2.10.2 Αξιολόγηση των GMI Υλικών

Έως τη δεκαετία του 90 η μελέτη του φαινομένου GMI είχε γίνει σε ένα ευρύ φάσμα μαγνητικών υλικών με υψηλή ηλεκτρική αγωγιμότητα. Η μαγνητική διαπερατότητά τους διαμορφώνονταν με την επίδραση ενός dc μαγνητικού πεδίου, το οποίο με τη σειρά του άλλαζε και το βάθος διείσδυσης. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα η μεταβολή της εμπέδησης να εξαρτάται από το μαγνητικό πεδίο που εφαρμόζονταν.

Το φαινόμενο GMI σχετίζεται άμεσα με τη μεγάλη διαπερατότητα και κατ' επέκταση και με το μαγνητικό πεδίο. Συνεπώς το GMI αναμένεται να είναι παρατηρήσιμο σε υπερμαλακά μαγνητικά υλικά με μεγάλη ηλεκτρική αγωγιμότητα, και το πάχος τους να είναι συγκρίσιμο με το επιδερμικό φαινόμενο που παρουσιάζεται λόγω του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου. Το GMI είναι μεγάλο και στα ονομαζόμενα μαλακά μαγνητικά υλικά, τα οποία είναι μαλακά μαγνητικά υλικά αλλά παρουσιάζουν και υψηλή αγωγιμότητα.

Επίσης το GMI έχει παρατηρηθεί και σε λεπτά υμένια, multilayers, και multilayer μικροσύρματα, αν και δεν είναι μαλακά μαγνητικά υλικά.

Στα φερρομαγνητικά υλικά, η υψηλότερη τιμή του GMI που παρατηρείται πειραματικά είναι μικρότερη από εκείνη που προσδιορίζεται θεωρητικά. Έρευνες επικεντρώνονται στην ειδική θερμική κατεργασία και την ανάπτυξη νέων υλικών με ιδιότητες κατάλληλες για εφαρμογή σε αισθητήρες που χρησιμοποιούν το GMI φαινόμενο.



Εικόνα 43: Το GMI φαινόμενο σε διάφορα υλικά.

Στην ακόλουθη ενότητα, καθώς και στις ενότητες που ακολουθούν και αφορούν ιδιότητες GMI υλικών, ουσιαστικά αναφέρονται τα μαγνητικά σύρματα και όχι άλλα μαγνητικά υλικά, καθώς στην παρούσα διπλωματική θα χρησιμοποιηθεί άμορφο μαγνητικό σύρμα.

2.10.2.1 Ταχέως quenched σύρματα

2.10.2.1.1 Σύρματα βασιζόμενα στο Co

Τόσο τα τυπικά σύρματα που βασίζονται στο Co όσο και τα σύρματα που βασίζονται στο Co αλλά έχουν περίβλημα υάλου, οφείλουν την παρουσία του φαινομένου GMI στην υψηλή τους περιφερειακή διαπερατότητα (circular permeability). Η υψηλή αυτή τιμή οφείλεται στην παρουσία επιφανειακής ανισοτροπίας στην ύπαρξη ενός εξωτερικού κελύφους στη δομή των επιφανειακών μαγνητικών περιοχών που έχει ως αποτέλεσμα την σύζευξη της αρνητικής μαγνητοσυστολή και θλιπτικές τάσεις λόγω ταχείας ψύξης του υλικού. Ανάμεσα στα κράματα άμορφων συρμάτων που βασίζονται στο Co το Co-Fe-Si-B έχει κοντά στο μηδέν και αρνητική μαγνητοσυστολή $\lambda_s = -0,4 \times 10^{-7}$. Αυτό το κράμα γίνεται αναμειγνύοντας το Fe-Si-B που έχει θετικό μαγνητοσυστολή $\lambda_s = 25 \times 10^{-6}$ με το Co-Si-B που έχει αρνητική μαγνητοσυστολή $\lambda_s = -3 \times 10^{-6}$ [23,24]. Η τιμή του λόγου GMI που καταγράφεται για άμορφο Co₆₈Fe_{4.35}Si_{12.5}B₁₅ σύρμα είναι 1200% στα 14.2 MHz [25]. Αυτή η τιμή είναι αποτέλεσμα της ελαχιστοποίησης της σταθερής αντίστασης και του μηδενισμού της παρασιτικής εμπέδησης. Ωστόσο, ο Vazquez έχει αναφέρει ένα πεδίο υψηλής ευαισθησίας (~500%/Oe) [26].

Στην προσπάθειά του ο Nie [27] να αναπτύξει μαγνητικά σύρματα για αισθητήρες που λειτουργούν σε υψηλές θερμοκρασίες, αναφέρει ότι ένα άμορφο σύρμα με περίβλημα υάλου, Co-Mn-Si-B, παρουσιάζει GMI στις υψηλές συχνότητες. Το Co_{68.2}Mn₇Si₁₀B₁₅

μικροσύρμα, έχει λόγο GMI και μαγνητική απόκριση στο 153% και 65%/Oe αντίστοιχα στα 30MHz [28]. Ο Vinai ανακάλυψε πρόσφατα ότι αυτά τα μικροσύρματα παρουσιάζουν GMI σε συχνότητες της τάξεων των GHz. Σε ένα εύρος συχνοτήτων 100MHz–6GHz ο λόγος GMI φτάνει τη μέγιστη τιμή του ~100% στα 2GHz [29,30,31,32,33,34,35,36].

Τα τυπικά σύρματα που βασίζονται στο Co όσο και τα σύρματα που βασίζονται στο Co αλλά έχουν περίβλημα υάλου είναι κατάλληλα σε αισθητήρες για χαμηλές ή μέσες συχνότητες (έως μερικά MHz). Τα άμορφα μικροσύρματα με περίβλημα υάλου μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε συσκευές που λειτουργούν σε υψηλότερες συχνότητες (έως μερικά GHz). Λόγω της υψηλής τους ειδικής αντίστασης, τα μικροσύρματα, διατηρούν τη μεγάλη τιμή του GMI σε υψηλότερες συχνότητες, όταν συγκρίνονται με τα σύρματα.

2.10.2.1.2 Σύρματα βασιζόμενα στο Fe

Τα άμορφα σύρματα που βασίζονται στο Fe έχουν σχετικά μικρό ή καθόλου φαινόμενο μαγνητοαντίστασης, γεγονός που οφείλεται στη σχετικά μικρή φαινόμενη διαπερατότητα, λόγω της εμφάνισης εξωτερικού κελύφους στις αξονικές μαγνητικές περιοχές, που οφείλεται στη σύζευξη της υψηλής θετικής μαγνητοσυστολή και θλιπτικές τάσεις λόγω ταχείας ψύξης του υλικού. Το κράμα Fe–Si–B έχει θετικό μαγνητοσυστολή $\lambda_s = 25 \times 10^{-6}$ βρέθηκε να έχει μικρή μαγνητική μαλακότητα και μικρό φαινόμενο MI (~3%), ενώ τα σύρματα που έχουν υποστεί ανόπτηση έχουν μεγάλο φαινόμενο MI (~36%), λόγω της ιζηματοποίησης της νανοκρυσταλλικής φάσης του FeSi που μειώνει δραματικά τη θετική μαγνητοσυστολή αυξάνοντας έτσι το φαινόμενο MI. Η κρυσταλοποίηση των άμορφων κραμάτων που βασίζονται στο Fe–Si–B και περιέχουν Nb και Cu προκαλεί τη διαμόρφωση της bcc δομής και τα bcc κράματα εμφανίζουν εξαιρετικές ιδιότητες μαλακών μαγνητικών. Σε αυτά τα κράματα τα Nb και Cu μεγιστοποιούν την πυκνότητα που κρυσταλλικού πυρήνα και καθυστερούν την ανάπτυξη κόκκων αντίστοιχα. Από αυτά τα κράματα, τα νανοκρυσταλλικά $Fe_{73.5}Si_{13.5}B_9Nb_3Cu_1$ βρέθηκε να συμπεριφέρονται ως μαλακά μαγνητικά υλικά. Αν και θα αναμένονταν να εμφανίζουν υψηλό MI, ο Knobel [37] έδειξε ότι το $Fe_{73.5}Si_{13.5}B_9Nb_3Cu_1$ παρουσιάζει GMI. Η μεγαλύτερη τιμή του GMI ήταν 200% σε συχνότητα 500kHz για σύρματα που είχαν υποστεί ανόπτηση στους 600C για μια ώρα. Ο Li [38] έδειξε ότι το Cr σε νανοκρυσταλλικά σύρματα $Fe_{73.5}Si_{13.5}B_9Nb_3Cu_1$ μειώνει το λόγο GMI αλλά περεταίρω αύξηση του Cr βελτιώνει την απόκριση του GMMI και μειώνει την υστέρηση στις καμπύλες του GMI καθώς αυξάνουμε και μειώνουμε το μαγνητικό πεδίο. Επίσης το Cr μειώνει τη διάβρωση η οποία είναι ανεπιθύμητη σε αισθητήρες. Το φαινόμενο GMI

παρατηρείται επίσης και σε νανοκρυσταλλικά σύρματα με περίβλημα υάλου που βασίζονται στο Fe και σε μικροσύρματα. Το $Fe_{89}B_1Si_3C_3Mn_4$ βρέθηκε να έχει GMI σε συχνότητες της τάξεως των GHz (στα 4GHz ο λόγος GMI έχει τιμή 70% για σύρμα με ανόπτηση στους 350C).

Για ναοκρυσταλλικά σύρματα με περίβλημα υάλου που βασίζονται στο Fe και για άμορφα σύρματα που βασίζονται στο Fe, η απομάκρυνση του γυάλινου περιβλήματος βελτιώνει σημαντικά το φαινόμενο GMI και τη μαγνητική απόκριση. Ωστόσο, οι λόγοι GMI των ναοκρυσταλλικών συρμάτων που βασίζονται στο Fe είναι μικρότεροι από άμορφα σύρματα που βασίζονται στο Co.

2.10.2.2 Σύρματα Ηλεκτρόλυσης

Τα ηλεκτρομαγνητικά σύρματα αποτελούνται από έναν μη μαγνητικό μεταλλικό πυρήνα υψηλής αγωγιμότητας (π.χ. Cu, CuBe και Ag) και από ένα λεπτό στρώμα μαλακού μαγνητικού υλικού (π.χ. NiFe, NiFeRu, NiFeMo, CoP και CoNiFe), δείχνουν μια εξαιρετική GMI συμπεριφορά. Το μαγνητικό στρώμα των συρμάτων από ηλεκτρόλυση έχουν είτε κυκλικές είτε αξονικές μαγνητικές περιοχές και αυτό εξαρτάται από τη σύνθεση του κράματος και από τις συνθήκες της διαδικασίας σχηματισμού του σύρματος. Τα σύρματα με κυκλικές μαγνητικές περιοχές αναμένεται να έχουν μεγαλύτερο MI.

Η πρωτοποριακή εργασία του Usou [39] προέβλεψε ότι ένα σύνθετο άμορφο μαγνητικό υλικό, όπου η ηλεκτρική αγωγιμότητα του πυρήνα είναι αρκετά μεγαλύτερη από αυτή του κελύφους βελτιώνει το φαινόμενο GMI. Πριν την εργασία αυτή τα σύρματα ηλεκτρόλυσης όπου μελετούνταν το φαινόμενο GMI ήταν CoP/Cu [40,41,42,43,44,45], NiFe/Cu [46,47,48,49], CoNiFe/Cu [50,51,52], NiFeRu/Cu [53] και NiFeMo/Cu [54].

Αξίζει να αναφερθεί ότι τα μαγνητικά σύρματα με αξονική μαγνητική ανισοτροπία δεν αναμένεται να παρουσιάζουν το φαινόμενο GMI. Ο Sinnecker [40] αναφέρει ότι CoP/Cu σύρματα έχουν αξονική μαγνητική ανισοτροπία και ότι όσο πιο λεπτό είναι το μαγνητικό στρώμα (CoP) τόσο αυξάνεται το μέγεθος των τελευταίων μαγνητικών περιοχών. Αυτό οφείλεται στη κατανομή του ρεύματος κατά μήκος του άξονα του σύρματος το οποίο έχει δυο διαφορετικές περιοχές με διαφορετικές μαγνητικές ιδιότητες και ιδιότητες μετάδοσης. Ο Phan [45] πρόσφατα οπτικοποίησε τις συνθήκες της διαδικασίας με σκοπό να κατορθώσει ένα μεγαλύτερο GMI σε ένα CoP/Cu σύρμα. Ο μεγαλύτερος λόγος GMI εμφανίστηκε σε ένα CoP/Cu σύρμα όπου ο χρόνος εναπόθεσης ήταν 6 min και η πυκνότητα

ηλεκτρολυτικού ρεύματος ήταν 639 mA/cm^2 . Ο λόγος GMI στα 10.7MHz και η μαγνητική απόκριση ήταν 534% και 21%/Oe, αντίστοιχα. Προτάθηκε ότι οι αλλαγές στο χρόνο εναπόθεσης και στην πυκνότητα του ηλεκτρολυτικού ρεύματος προκαλούν αλλαγές στη δομή των μαγνητικών περιοχών του μαγνητικού στρώματος CoP. Ο Kurlyandskaya [52] βρήκε ότι σε ένα FeNiCo/CuBe σύρμα ο GMI λόγος είναι 1200% στα 4MHz, που είναι και η μεγαλύτερη τιμή που υπάρχει για ένα σύρμα ηλεκτρόλυσης. Ο Li [55] μελετώντας την επίδραση των παραμέτρων της ηλεκτρόλυσης (πυκνότητα ρεύματος ηλεκτρόλυσης, καθαρού κύκλου, διάλυση ηλεκτρόλυσης, τιμή του pH, εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο, μαγνητικά στρώματα και ανόπτησης με την παραγωγή) ανακάλυψε ότι ένα NiFe/Cu ηλεκτρομαγνητικό σύρμα με dc joule ανόπτηση έχει GMI λόγο και μαγνητικά απόκριση 1110% και 218%/Oe, αντίστοιχα στα 4MHz.

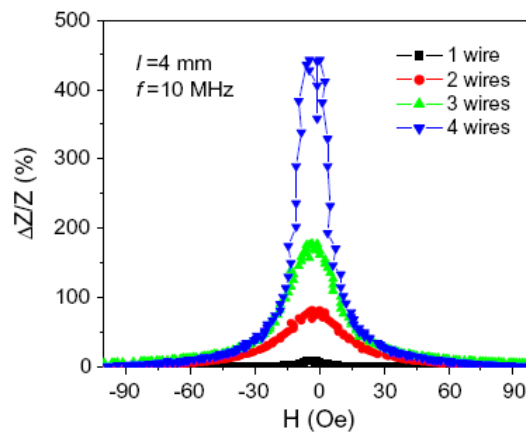
Πρόσφατες έρευνες έδειξαν ότι η εισαγωγή ενός μονωτικού στρώματος μεταξύ του πυρήνα και του μαγνητικού κελύφους (π.χ. CuBe/μονωτής/NiFeB) βελτιώνει το GMI [56,57]. Για παράδειγμα το λόγος GMI είναι 250% στα $f = 500\text{kHz}$ έως 1MHz για ένα CuBe/μονωτής/NiFeB σύρμα ενώ είναι ~23% στα $f = 1\text{MHz}$ για ένα CuBe/ NiFeB σύρμα. Αυτό οφείλεται στις διαφορές στις κατανομές του ρεύματος υπό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο και τις ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις μεταξύ του αγώγιμου πυρήνα και του φερρομαγνητικού στρώματος για τα σύρματα με ή χωρίς στρώμα μονωτή. Το μοντέλο που δημιούργησε ο Buznikon για να προβλέπει το GMI για αυτά τα σύρματα έδειξε ότι η εξάρτηση της μαγνητικής διαπερατότητας του κελύφους από το πεδίο επιδρά στην κατανομή των ρευμάτων αγωγιμότητας και οδηγεί στην παρατήρηση του φαινομένου GMI. Η εισαγωγή του μονωτή μπορεί να οδηγήσει σε περαιτέρω βελτίωση του φαινομένου σε μεγάλες συχνότητες.

Γενικά τα σύνθετα σύρματα ηλεκτρόλυσης είναι τα κατάλληλα για μαγνητικούς αισθητήρες που εργάζονται στις υψηλές συχνότητες αλλά και για αισθητήριες συσκευές στις χαμηλές και μέσες συχνότητες (έως μερικά MHz).

2.10.3 Σύνθετα Μαγνητικά Υλικά

Ο Phan [58] δημιούργησε σύνθετα μαγνητικά υλικά που αποτελούνται από άμορφα μικροσύρματα και ένα πολυμερές. Με σκοπό να μειώσει την συνολική ειδική αντίσταση του υλικού τοποθέτησε παράλληλα τα άμορφα μικροσύρματα. Παρατήρησε ότι αυξάνοντας τον αριθμό των μικροσυρμάτων αυξάνεται το GMI. Στην εικόνα φαίνεται ότι το GMI είναι

14% στα 10MHz για ένα μόνο άμορφο μικροσύρμα ενώ για τέσσερα μικροσύρματα είναι 447%.



Εικόνα 44: Το GMI σύνθετα μαγνητικά υλικά

Αντιστοίχως, η μαγνητική απόκριση αντιστοίχως είναι 43%/Oe για ένα μικροσύρμα και ~2%/Oe για τέσσερα μικροσύρματα στα 10MHz. Ο Phan μελέτησε επίσης την εξάρτηση του GMI από το μήκος των μικροσυρμάτων. Επειδή η ειδική αντίσταση ενός μικροσύρματος μειώνεται με τη μείωση του μήκους του, αναμένεται για ένα μικρού μήκους μικροσύρμα να έχει μεγαλύτερο GMI. Αντίθετα μετρήθηκε το GMI να είναι 235% στα 10MHz για ένα μικροσύρμα μήκους 1mm και το GMI να είναι 83% στα 10MHz για ένα μικροσύρμα μήκους 4mm. Αυτό επιβεβαιώνει το σημαντικό ρόλο της ειδικής αντίστασης στο μέγεθος του GMI. Έτσι τόσο το GMI όσο και η μαγνητική απόκριση αυξάνονται καθώς μειώνεται το μήκος του μικροσύρματος. Το γεγονός αυτό μειώνει σημαντικά το μέγεθος του αισθητήριου οργάνου και ενισχύει τη δυνατότητα χρήσης μικροσυρμάτων σε έξυπνους αισθητήρες.

2.11 Τεχνικές Επεξεργασίας για την Παραγωγή Άμορφων Μεταλλικών Συρμάτων

2.11.1 Melt spinning

Τα άμορφα μεταλλικά κράματα μπορούν να παραχθούν με μια ποικιλία τεχνικών στερεοποίησης όπως

- splat quenching
- melt spinning
- gas atomization

- υγροποίηση από την αέρια φάση

Από όλες αυτές τις τεχνικές, η τεχνική melt spinning χρησιμοποιείται ευρέως με ρυθμό cooling $10^4 - 10^6$ K/s [59]. Οι διάμετροι των παραγόμενων συρμάτων είναι μεταξύ 1-300μm [60,61].

Κύριο στοιχείο αυτής της τεχνικής είναι να ασκηθεί μεγάλη πίεση σε ένα melt stream να διοχετευτεί στη συνέχεια σε ένα κρύο ρευστό και ακολούθως να στερεοποιηθεί πριν σπάσει σε σταγονίδια. Για την παραγωγή ενός άμορφου σύρματος μετά τη διαδικασία στερεοποίησης πρέπει να ικανοποιούνται οι ακόλουθοι παράμετροι

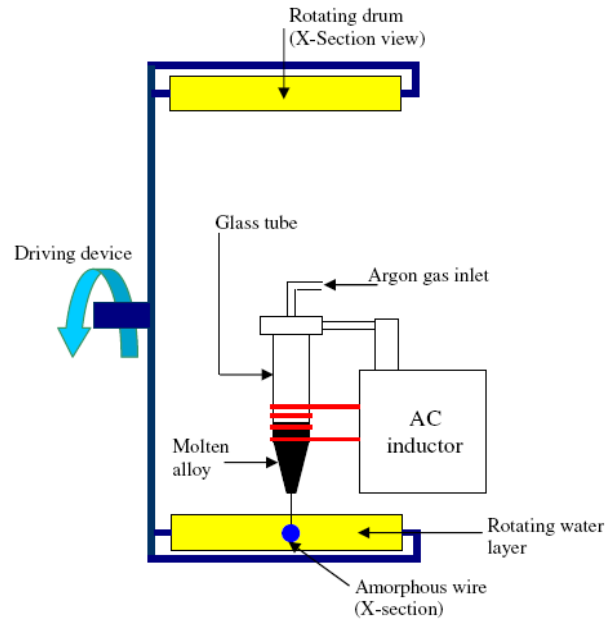
1. στερεοποίηση της λιωμένης μεταλλικής ροής σε υψηλό ρυθμό ψύξης και σε ικανοποιητική απόσταση από το σημείο όπου ασκείται η πίεση
2. χρήση ενός κρύου ρευστού με χαμηλό ιξώδες και επιφανειακή τάση και
3. σταθερή, μη τυρβώδης ροή του ψυχρού υγρού σε υψηλές ταχύτητες

Στην πραγματικότητα, λόγω της δυσκολίας της ταυτόχρονης διατήρησης της ικανότητας ψύξης της λιωμένης μεταλλικής ροής χωρίς την ιζηματοποίηση της κρυσταλλικής φάσης σε θερμοκρασίες μεταξύ της θερμοκρασίας τήξης και της θερμοκρασίας μετάπτωσης του γυαλιού, η τεχνική αυτή περιορίζεται στη παραγωγή κραμάτων μεταλλικών συρμάτων με γυάλινη μορφή δυνατότητα μορφοποίησης του υλικού.

Για να υπερκεραστεί αυτό το πρόβλημα, ο Ohnaka [62] ανέπτυξε μια μέθοδο που ονομάζεται in-rotating water spinning.

2.11.2 Παραγωγή Άμορφων Συρμάτων με τη Μέθοδο Taylor

Η τεχνική αυτή σε αντίθεση με την τεχνική melt spinning που επιτρέπει τη λιωμένη ροή να εισέρχεται στο εσωτερικό ενός περιστρεφόμενου τύμπανου, η μεταλλική ροή εισέρχεται μέσα σε περιστρεφόμενο νερό [62,63,64]. Στην ακόλουθη εικόνα εμφανίζεται μια κατακόρυφη κάτοψη της συσκευής που χρησιμοποιώντας αυτή την τεχνική παράγει μαγνητικά σύρματα.



Εικόνα 45: Κατακόρυφη κάτοψη της συσκευής που παράγει μαγνητικά σύρματα με την μέθοδο in-rotating-water-spinning

Κατά τη διάρκεια της τεχνικής, ένας πίδακας λιωμένου μετάλλου εισέρχεται μέσω ενός ακροφύσιου από χαλαζία διαμέτρου 80–200 mm μέσα σε ένα επίπεδο ψυχρού υγρού που ασκείται κεντρομόλος δύναμη στο εσωτερικό της επιφάνειας ενός περιστρεφόμενου τυμπάνου με διάμετρο 400–600 mm. Οι ταχύτητες του ψυκτικού υγρού και του λιωμένου πίδακα ελέγχονται από την περιστροφή του τυμπάνου και την άσκηση αέριας πίεσης αντίστοιχα [63]. Ανάλογα με το κράμα που είναι χυτό χρειάζεται να ρυθμιστούν η απόσταση του ακροφύσιου από την επιφάνεια του ψυκτικού υγρού, η γωνία υπό την οποία ασκείται η αέρια πίεση, το βάθος του επιπέδου του ψυκτικού υγρού και η θερμοκρασία του ψυκτικού υγρού. Με την τεχνική αυτή επιτρέπεται η παραγωγή συνεχούς σύρματος γύρω από ένα κάθετο σημείο. Σε αυτά τα σύρματα μια δενδριτική δομή υπάρχει κατά μήκος του σύρματος. Ο ρυθμός ψύξης είναι 10^5 K/s. Μια ευρεία ποικιλία σε φερρομαγνητικά ή μη κράματα μπορεί να είναι χυτά σε άμορφα και μικροκρυσταλλικά σύρματα. Τα άμορφα μεταλλικά σύρματα που παράγονται έχουν διαμέτρους από 80 έως 160 μm [62] αν και έχουν αναφερθεί και σύρματα με παχύτερη διάμετρο στα 300 μm και με λεπτότερη διάμετρο 30 μm [65].

Ένα από τα κυριότερα πλεονεκτήματα αυτής της μεθόδου είναι ότι μπορούν να παραχθούν σύρματα από κράματα που είναι δύσκολο να παραχθούν με τυπικές μεθόδους.

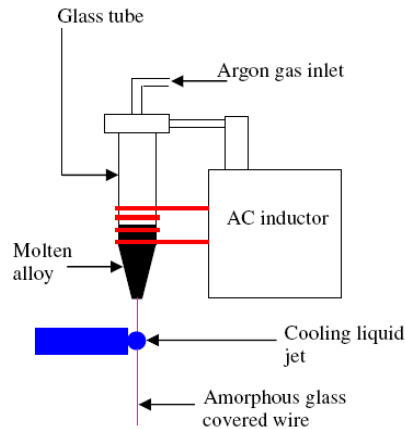
2.11.3 Διαδικασία συρμάτων Taylor

Το 1924 ο Taylor [66,67] πρότεινε μια τεχνική για την παραγωγή συρμάτων με ομοιόμορφη διατομή. Ένα μεταλλικό φορτίο τοποθετείται μέσα σε ένα γυάλινο σωλήνα και λιώνει με την θερμότητα. Σαν αποτέλεσμα, ο μεταλλικός σωλήνας γίνεται πιο μαλακός και με την επαφή του με το λιωμένο μέταλλο μπορεί να έρθουν σε επαφή. Αν και δρα σε ένα καλούπι κατά τη διάρκεια της στερεοποίησης του μετάλλου, εγγυάται μια ομοιόμορφη διάμετρο για το σύρμα. Το περίβλημα υάλου προστατεύει τη λιωμένη μεταλλική ροή να σπάσει πριν τη στερεοποίηση, εμποδίζοντας παράλληλα μια επαφή του λιωμένου μετάλλου με το ψυχρό υγρό. Το περίβλημα υάλου επίσης διασφαλίζει ένα ομαλό κυλινδρικό σχήμα για το σύρμα. Το τελικό αποτέλεσμα περιλαμβάνει το μεταλλικό σύρμα και την γυάλινη επένδυση και συλλέγεται από ένα περιστρεφόμενο τύμπανο του οποίου η ταχύτητα είναι 5 m/s [67,68]. Ο ρυθμός ψύξης της διαδικασίας είναι 10^4 - 10^6 K/s και παράγονται σύρματα διαμέτρου 2μm - 50μm. Με αυτή τη διαδικασία έχουν παραχθεί σύρματα από ατσάλι, χαλκό και από ευγενή μέταλλα, όπως και μέταλλα χαμηλού σημείου τήξης. Μια από τις προκλήσεις της μεθόδου είναι να βρεθεί ένα περίβλημα σχετικής χημικής σύστασης με το λιωμένο μέταλλο και με θερμοκρασία που αρχίζει να μαλακώνει παρόμοια με τη θερμοκρασία τήξης του μετάλλου. Ένα μειονέκτημα της μεθόδου είναι η νόθευση του υλικού με περίβλημα υάλου. Για την αποφυγή αυτού του προβλήματος είναι απαραίτητη η επιλογή ενός γυαλιού συμβατού με τις χημικές ιδιότητες, το ιξώδες και τη θερμοκρασία τήξης του υλικού. Ορισμένες έρευνες συμπεριλαμβάνουν και τη μικροδομή όπως και τις μηχανικές, ηλεκτρικές και μαγνητικές ιδιότητες των άμορφων κραμάτων και των μικροκρυστάλλων [69].

2.11.4 Glass-coated melt spinning

Η glass-coated melt spinning μέθοδος διασφαλίζει υψηλότερους ρυθμούς ψύξης και την πιο εύκολη παραγωγή άμορφων συρμάτων, ακόμα και με την παρουσία γυάλινου περιβλήματος σε σύγκριση με την in-rotating water spinning μέθοδο.

Αυτή η τεχνική προτείνεται από τους Wiesner και Schneider [70] και αναπτύσσεται από τον Ulitovsky [71,72]. Στην ακόλουθη εικόνα παρουσιάζεται η glass-coated melt spinning μέθοδος.



Εικόνα 46: Κατακόρυφη κάτοψη της συσκευής που παράγει μαγνητικά σύρματα με την μέθοδο glass-coated melt spinning.

Σε αυτή τη διαδικασία κομμάτια κράματος τοποθετούνται σε ένα γυάλινο σωλήνα και λιώνουν σε υψηλή συχνότητα χρησιμοποιώντας ένα πηνίο. Ένα μαλακό περίβλημα γυαλιού περικλείει το λιωμένο μέταλλο πέφτει και αυτό επιτρέπει την έλξη του τριχοειδούς οπή από το τέλος του σωλήνα.

Για την αποφυγή της οξείδωσης του μετάλλου, χρησιμοποιείται ένα στρώμα κενού 50-200Pa ή ενός ευγενούς αερίου (π.χ. Αργό) μέσα στο γυάλινο σωλήνα. Για τη συνεχή διαδικασία έλξης ο Chiriac [73] ο μεταλλικός σωλήνας να μετακινείται με σταθερή ταχύτητα 0.5–7 mm/min. Το σύρμα ψύχεται με ένα πίδακα νερού σε απόσταση ακριβώς 1 cm κάτω από εκεί ο θερμαίνεται με υψηλή συχνότητα το μέταλλο.

Μα βάση την ταχύτητα έλξης, ο ρυθμός ψύξης κυμαίνεται από 10^4 έως 10^7 K/s. Χρησιμοποιώντας τη μέθοδο του Chiriac [73], παράγονται άμορφα σύρματα με περίβλημα υάλου διαμέτρου 3–25 μm και πάχους γυαλιού 2–15 μm .

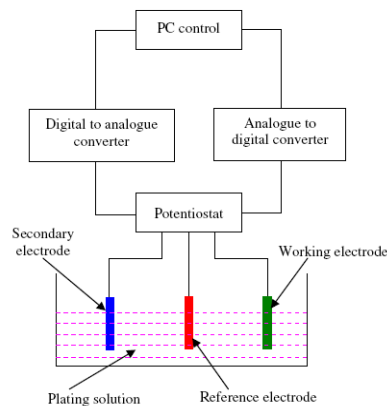
Τα πλεονεκτήματα της μεθόδου αυτής είναι:

- Η επαναληψιμότητα των ιδιοτήτων του σύρματος και
- η δυνατότητα παραγωγής ενός σύρματος 10km και ο έλεγχος των γεωμετρικών παραμέτρων του στη διαδικασία της προετοιμασίας.

Με αυτή τη μέθοδο έχουν παραχθεί άμορφα σύρματα που βασίζονται στο Co ή το Fe.

2.11.5 Ηλεκτρόλυση

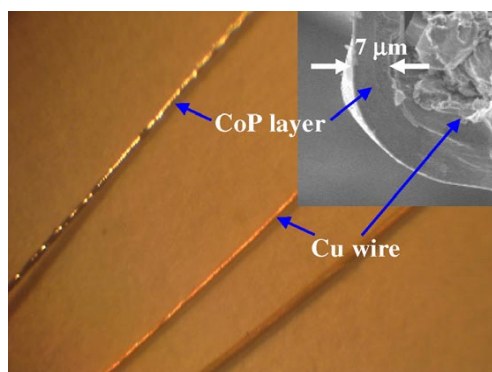
Η μέθοδος της ηλεκτρόλυσης έχει ανακαλυφθεί πρόσφατα για την παραγωγή ομοιόμορφων συρμάτων που περιέχουν ένα μη μαγνητικά αγώγιμο πυρήνα (π.χ. Cu, BeCu, και W) και εξωτερικά μαγνητικά επίπεδα (π.χ. FeNi, FeNi–Al₂O₃, και CoP). Αυτή η μέθοδος χρησιμοποιείται για την επικάλυψη ενός μεταλλικού σύρματος με όμοιο ή ανόμοιο μεταλλικό περίβλημα με το επιθυμητό πάχος και μεταλλική δομή, περνώντας το σύρμα από μία ηλεκτρολυτική μπανιέρα και μετά λειαίνοντας την επιφάνειά του. Στην ακόλουθη εικόνα παρουσιάζεται το διάγραμμα της διαδικασίας της ηλεκτρόλυσης.



Εικόνα 47: Διάγραμμα για την παραγωγή μαγνητικών συρμάτων με ηλεκτρόλυση.

Το σύρμα τοποθετείται σε μία ηλεκτρολυτική μπανιέρα για να επικαλυφθεί με ένα στρώμα, στη συνέχεια πιέζεται επιφανειακά καθώς περιστρέφεται για να λειανθεί η επιφάνειά του σε όλη την περιφέρειά του. Οι μη μαγνητικοί πυρήνες είναι συνήθως σύρματα διαμέτρου περίπου 20 μm. Τα μαγνητικά στρώματα είναι πάχους 2 και 7 μm [40,41,43,44].

Στην εικόνα εμφανίζεται ένα σύρμα χαλκού με και χωρίς CoP επίπεδο, καθώς και η SEM εικόνα της κάθετης διατομής ενός CoP/Cu σύρματος.



Εικόνα 48: Σύρμα χαλκού με και χωρίς CoP επίπεδο, καθώς και η SEM εικόνα της κάθετης διατομής ενός CoP/Cu σύρματος.

Κατά τη διαδικασία της ηλεκτρόλυσης, το λεπτό μαγνητικό επίπεδο τοποθετείται γύρω από το εσωτερικό του σύρματος χρησιμοποιώντας μια σταθερή ηλεκτρολυτική πυκνότητα ρεύματος. Η σταθερότητα της τιμής της πυκνότητας ρεύματος είναι σημαντική γιατί με αυτό τον τρόπο μπορεί να ελεγχθεί το πάχος του επιπέδου κατά το χρόνο της εναπόθεσης. Η κυριότερη δυσκολία της μεθόδου είναι να ελεγχθεί ο επιθυμητός λόγος έκθεσης [40,41,42,43,44,74]. Το πρόβλημα αυτό λύνεται εφαρμόζοντας ένα διάμηκες μαγνητικό πεδίο κατά τη διαδικασία της εναπόθεσης, το οποίο βελτιώνει της ιδιότητες της ομοιόμορφης επιφάνειας του σύρματος κάτι το οποίο είναι σημαντικό για εφαρμογές σε αισθητήρες.

Γενικά, η διαδικασία της ηλεκτρόλυσης έχει τα εξής πλεονεκτήματα:

- Με τη διαδικασία της ηλεκτρόλυσης μπορούν να παραχθούν υλικά όπως μέταλλα, κράματα και σύνθετα υλικά,
- Η παραγωγή μπορεί να είναι συνεχής ή σε παρτίδες,
- Μπορούν να παραχθούν υλικά με διαφορετικό μέγεθος κόκκων και σχήματος,
- Μπορούν να παραχθούν υλικά με πλήρη πυκνότητα (π.χ. με αμελητέους πόρους) και
- Το τελικό σύρμα μπορεί να είναι με ή χωρίς περίβλημα.

2.12 Δομή των μαγνητικών περιοχών στα Μαγνητικά Σύρματα

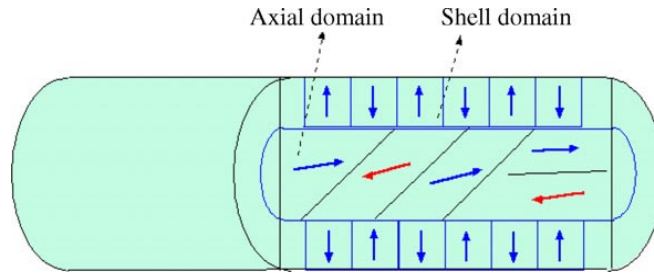
2.12.1 Σύρματα ταχείας ψύξης

Η δομή των μαγνητικών περιοχών στα rapidly quenched υλικά καθορίζεται από τη σύζευξη μεταξύ μαγνητοσυστολή και της εσωτερικής μηχανικής τάσης παγώματος κατά την διαδικασία κατασκευής του υλικού. Η γνώση της δομής των μαγνητικών περιοχών είναι σημαντική στον έλεγχο των μαγνητικών ιδιοτήτων των υλικών.

Στα υλικά ταχείας ψύξης η ακτινική κατανομή της εσωτερικής τάσης με τις αξονικές, ακτινικές και κυκλικές συνιστώσες δημιουργείται από τη διαφορετική κατανομή μεταξύ της επιφάνειας και του εσωτερικού του σύρματος. Το πρόσημο και το μέγεθος της σταθεράς μαγνητοσυστολή (λ) καθορίζει τον τύπο της δομής των μαγνητικών περιοχών στα σύρματα.

Στα άμορφα σύρματα με θετική μαγνητοσυστολή (π.χ. σύρματα βασιζόμενα στο Fe) η κατανομή quenched-in stress είναι διαφορετική στο εσωτερικό του σύρματος (διαμήκης

εύκολος άξονας) και στο εξωτερικό του σύρματος (ακτινικός εύκολος άξονας). Στην ακόλουθη εικόνα φαίνεται η κατανομή των μαγνητικών περιοχών σε ένα κοινό σύρμα.

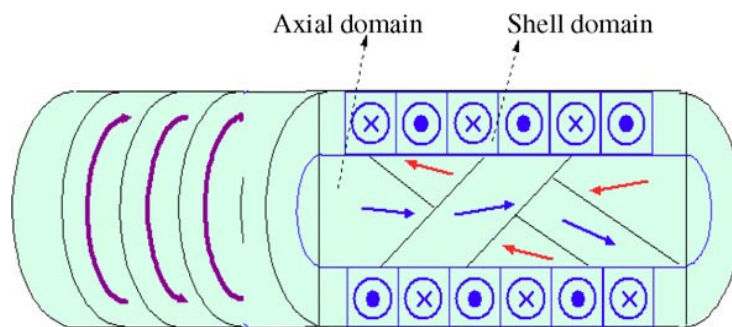


Εικόνα 49: Η κατανομή των μαγνητικών περιοχών σε άμορφα σύρματα με θετική μαγνητοσυστολή (π.χ. σύρματα βασισμένα στο Fe).

Στο εσωτερικό της κυλινδρικής μαγνητικής περιοχής υπάρχει μια διαμήκης μαγνήτιση ενώ στην εξωτερική επιφάνεια του σύρματος η μαγνήτιση είναι ακτινική. Αυτή η δομή είναι υπεύθυνη για τα Barkhausen άλματα.

Για σύρματα με μικρότερη μαγνητοσυστολή με μήκος ~ 4 mm το εσωτερικό του σύρματος έχει μια πολυπλοκότερη δομή [75].

Στα άμορφα σύρματα με αρνητική μαγνητοσυστολή (π.χ. σύρματα Co-Si-B) η ψύξη του υλικού με τάση προκαλεί μια κυκλική ανισοτροπία στην επιφάνεια του σύρματος ενώ στο εσωτερικό του μια ανισοτροπία που είναι κάθετη στον άξονα του σύρματος. Η δομή αυτή παρουσιάζεται στην εικόνα .



Εικόνα 50: Η κατανομή των μαγνητικών περιοχών σε άμορφα σύρματα με αρνητική μαγνητοσυστολή (π.χ. σύρματα βασισμένα στο Co-Si-B).

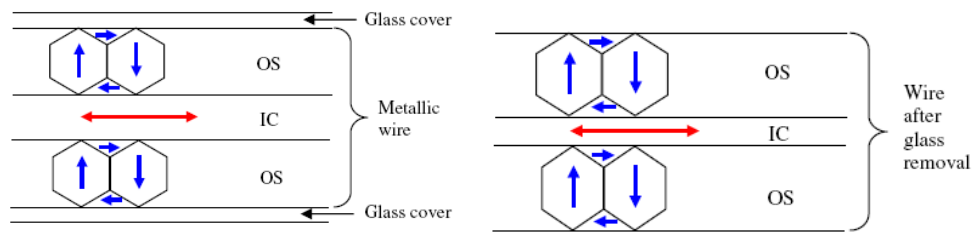
Παρατηρούμε ότι στο εσωτερικό παρουσιάζεται μια κυκλική ανισοτροπία και στο εξωτερικό μια αξονική ανισοτροπία. Η σύζευξη μεταξύ της θλιπτικής τάσεις και της αρνητικής μαγνητοσυστολή προκαλεί τον προσανατολισμό των μαγνητικών ροπών στην περιφερειακή διεύθυνση.

Η κυριότερη διαφορά μεταξύ των άμορφων με θετική και αρνητική μαγνητοσυστολή είναι ότι η εύκολη διεύθυνση της μαγνήτισης στην εξωτερική επιφάνεια είναι ακτινική για τα μεν

σύρματα με θετική μαγνητοσυστολή (σύρματα βασιζόμενα στο Fe), ενώ είναι κυκλική για τα σύρματα με αρνητική μαγνητοσυστολή (σύρματα βασιζόμενα στο Co). Αυτός είναι και ο λόγος των διαφορετικών μαγνητικών συμπεριφορών στα σύρματα που βασίζονται στο Fe και στο Co.

Στα άμορφα σύρματα με αρνητική και κοντά στο μηδέν μαγνητοσυστολή (π.χ. σύρματα Co-Fe-Si-B) η ανισοτροπία τους θεωρείται συχνά όμοια με αυτή των άμορφων συρμάτων με αρνητική μαγνητοσυστολή αν και επηρεάζεται από τη θερμική και μηχανική επίδραση.

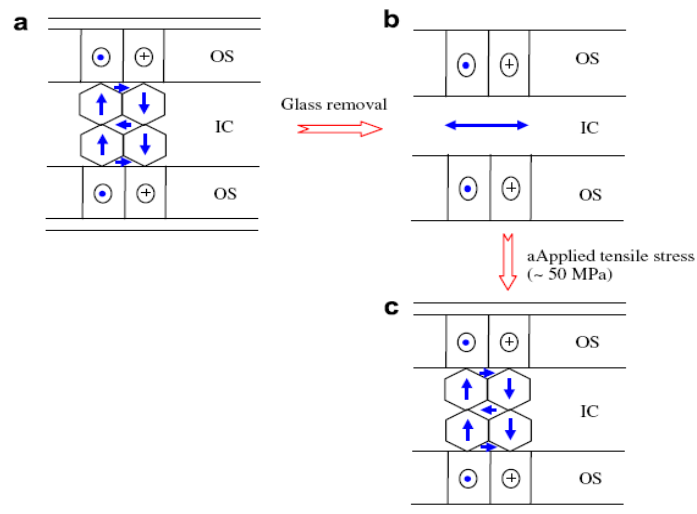
Στην ακόλουθη εικόνα παρουσιάζεται η δομή των μαγνητικών περιοχών και οι εσωτερικές τάσεις που αναπτύσσονται όταν από ένα άμορφο σύρμα με περίβλημα υάλου αφαιρεθεί το περίβλημα.



Εικόνα 51: Η κατανομή των μαγνητικών περιοχών και η εσωτερική τάση σε άμορφα σύρματα με αρνητική ή κοντά στο μηδέν μαγνητοσυστολή με και χωρίς περίβλημα (π.χ. σύρματα Co-Fe-Si-B).

Στην περίπτωση άμορφων συρμάτων με περίβλημα υάλου με θετική μαγνητοσυστολή η αφαίρεση του γυάλινο περιβλήματος οδηγεί στην διόγκωση των εξωτερικών μαγνητικών περιοχών και στην ταυτόχρονη μείωση των εσωτερικών με αποτέλεσμα το η συνολική διάταξη να είναι αφόρτιστη. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η αξονική εφελκυστική τάση των συρμάτων χωρίς περίβλημα υάλου είναι 50% [76] μικρότερη από αυτή των συρμάτων με περίβλημα υάλου, γεγονός που ενισχύει τη διεξαγωγή ερευνών γύρω από τη βελτίωση της μαλακής μαγνητικής συμπεριφοράς των συρμάτων αλλά και τη βελτίωση του φαινομένου GMI όταν από τα σύρματα αφαιρεθεί το περίβλημα.

Στην περίπτωση άμορφων συρμάτων με περίβλημα υάλου με αρνητική μαγνητοσυστολή η αφαίρεση του γυάλινο περιβλήματος οδηγεί σε αλλαγή του εύκολου άξονα των μαγνητικών περιοχών στο εσωτερικό του σύρματος από ακτινικό σε αξονικό και στη διόγκωση της διάταξης, χωρίς όμως να αλλάζει η δομή των επιφανειακών μαγνητικών περιοχών. Η δομή τους χωρίς περίβλημα υάλου μοιάζει με αυτή της εικόνας, αλλά όταν τους εφαρμοστεί εφελκυστική τάση (~50MPa) τότε υπάρχει περίπτωση να επιστρέψει στην αρχική του δομή το εσωτερικό του σύρματος.



Εικόνα 52: Η κατανομή των μαγνητικών περιοχών και η εσωτερική τάση σε άμορφα σύρματα με αρνητική μαγνητοσυστολή με και χωρίς περίβλημα.

Μελέτες γύρω από την επίδραση του εφελκυσμού και της ανόπτησης στα άμορφα σύρματα έχουν δείξει ότι η ανόπτηση υπό την επίδραση εφελκυσμού ή μαγνητικού πεδίου εισάγει μαγνητικές ανισοτροπίες που είναι υπεύθυνες για τη διαμόρφωση της δομής των μαγνητικών περιοχών.

Στα μαγνητικά σύρματα με ηλεκτρόλυση οι μαγνητικές περιοχές στην εξωτερική επιφάνεια έχουν είτε ακτινική είτε κυκλική ανισοτροπία αλλά το εσωτερικό του σύρματος είναι ένας μη μαγνητικός αγωγός.

2.13 Ιδιότητες των GMI Μαγνητικών Συρμάτων

2.13.1 Βρόχοι Υστέρησης

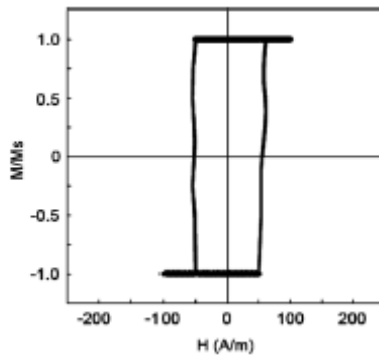
Οι βρόχοι υστέρησης προσφέρουν σημαντικές πληροφορίες για τις μαγνητικές ιδιότητες των μαγνητικών υλικών. Λόγω της διαφοράς σύζευξης μεταξύ του εσωτερικού εφελκυσμού και της μαγνητοσυστολής μπορούν να παρατηρηθούν διαφορετικής μορφής βρόχοι υστέρησης για υλικά με θετική, αρνητική ή κοντά στο μηδέν αλλά αρνητική μαγνητοσυστολή.

Στα άμορφα σύρματα με θετική μαγνητοσυστολή με περίβλημα υάλου παρουσιάζουν έναν ορθογώνιο βρόχο υστέρησης στον οποίο παρουσιάζονται μεγάλα αξονικά άλματα Barkhausen λόγω της εσωτερικής αξονικής δομής των μαγνητικών περιοχών. Όταν

αφαιρεθεί το περίβλημα, τότε ο βρόχος υστέρησης γίνεται μικρότερος και τα άλματα Barkhausen μειώνονται καθώς όπως αναφέραμε παραπάνω μικραίνει η περιοχή της εσωτερικής αξονικής μαγνητικής περιοχής του σύρματος (εικόνα 53).

Τα άλματα Barkhausen μπορούν να παρατηρηθούν και σε άμορφα σύρματα με θετική μαγνητοσυστολή με περίβλημα υάλου με πολύ μικρό μήκος (περίπου 1–2mm) καθώς ο μικρός λόγος της διαμέτρου προς το μήκος του σύρματος έχει ως αποτέλεσμα να μειώνεται ο παράγοντας απομαγνήτισης.

Έχει βρεθεί επίσης ότι άμορφα σύρματα με θετική μαγνητοσυστολή με περίβλημα υάλου που βασίζονται στο Fe γίνονται νανοκρύσταλλοι υπό θερμική κατεργασία με αποτέλεσμα ο βρόχος υστέρησης από ορθογώνιος να γίνει ομαλή χωρίς άλματα Barkhausen.



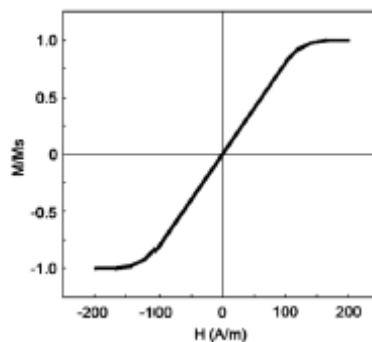
Εικόνα 53: Ο βρόχος υστέρησης για άμορφα σύρματα με θετική μαγνητοσυστολή με περίβλημα υάλου.

Στα άμορφα σύρματα με αρνητική μαγνητοσυστολή με περίβλημα υάλου (π.χ. σύρματα Co–Si–B) λόγω της μηχανικής τάσης ο εύκολος άξονας είναι κάθετος στον άξονα του σύρματος με αποτέλεσμα οι μαγνητικές ροπές να προσανατολιστούν σε κάθετη διεύθυνση ως προς τον άξονα του σύρματος. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα όταν εφαρμοστεί μαγνητικό πεδίο ο βρόχος υστέρησης να είναι μικρός. Στα σύρματα αυτά δεν εμφανίζονται άλματα Barkhausen εξαιτίας της απουσίας εσωτερικής αξονικής δομής των μαγνητικών περιοχών (εικόνα).

Όταν αφαιρεθεί το περίβλημα υάλου αυξάνεται η αξονική ανισοτροπία (εικόνα 54) και εμφανίζεται αξονική δομή στις εσωτερικές μαγνητικές περιοχές. Με την εφαρμογή εφελκυστικής τάσης (~50MPa) στο σύρμα θα εμφανιστούν άλματα Barkhausen καθώς θα ξαναεμφανιστεί ακτινική δομή στις εσωτερικές μαγνητικές περιοχές [76].

Το διαφορετικό μέγεθος της τάσης μεταξύ των συρμάτων με και χωρίς περίβλημα υάλου με αρνητική μαγνητοσυστολή ($\lambda < 0$), το οποίο οφείλεται στη διαφορετική δομή των

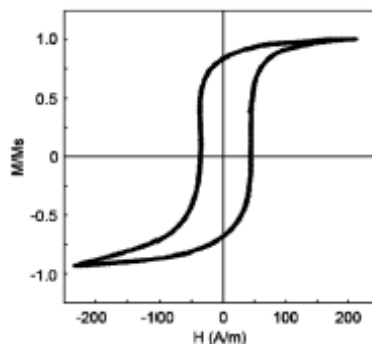
εσωτερικών μαγνητικών περιοχών, οδηγεί σε διαφορετικές μαγνητικές ιδιότητες των υλικών αυτών.



Εικόνα 54: Ο βρόχος υστέρησης για άμορφα σύρματα με αρνητική μαγνητοσυστολή με περίβλημα υάλου.

Στα άμορφα σύρματα με περίβλημα υάλου με αρνητική και κοντά στο μηδέν μαγνητοσυστολή (π.χ. σύρματα Co-Fe-Si-B) λόγω της διακύμανσης μαγνητοσυστολικών και μαγνητοελεστικών ενεργειών εισάγονται ανισοτροπίες με αποτέλεσμα ο βρόχος υστέρησης να είναι κανονικός και να μην εμφανίζονται άλματα Barkhausen.

Όταν αφαιρεθεί το περίβλημα και εφαρμοστεί εφελκυστική τάση (~30MPa) τότε εμφανίζονται άλματα Barkhausen. Η μικρότερη τιμή της εφελκυστικής τάσης στην περίπτωση των άμορφων συρμάτων με περίβλημα υάλου με αρνητική και κοντά στο μηδέν μαγνητοσυστολή από εκείνη των άμορφων συρμάτων με αρνητική μαγνητοσυστολή με περίβλημα υάλου αποδίδεται στη μικρή τιμή της σταθεράς της μαγνητοσυστολής τους.



Εικόνα 55: Ο βρόχος υστέρησης για άμορφα σύρματα με αρνητική ή κοντά στο μηδέν μαγνητοσυστολή με περίβλημα υάλου.

2.13.2 Διαπερατότητα

Η μαγνητική διαπερατότητα είναι μια παράμετρος που καθορίζει αν το μαγνητικό υλικό είναι μαλακό. Η τιμή της σχετίζεται με τη δομή των μαγνητικών περιοχών και εξαρτάται από

τη γεωμετρία του, την κατανομή της τάσης στο υλικό καθώς και την εσωτερική κατανομή της μαγνήτισης η οποία μπορεί να εξαρτάται από τη συχνότητα. Κρίνεται λοιπόν αναγκαίο να συσχετιστεί με το εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο και την μηχανική τάση.

Τα άμορφα μαγνητικά σύρματα με μηδενική μαγνητοσυστολή (π.χ. Co-Fe-Si-B) έχουν τη μεγαλύτερη τιμή στη διαπερατότητα. Αυτά τα σύρματα είναι τα κατάλληλα για τη μελέτη του GMI φαινομένου.

Τα άμορφα σύρματα με θετική ή αρνητική μαγνητοσυστολή έχουν μικρή διαπερατότητα, αν και αν τους αφαιρεθεί το περίβλημα υάλου, εφόσον τους μειώνεται η εσωτερική τάση, η σχετική διαπερατότητα αυξάνεται και εν συνεχεία αν τους εφαρμοστεί εφελκυστική τάση αυξάνεται περισσότερο. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι δεν μπορεί να ασκηθεί μεγάλη εφελκυστική τάση καθώς σε αυτή την περίπτωση η σχετική διαπερατότητα μειώνεται και δεν αυξάνεται.

Όταν εφαρμοστεί μαγνητικό πεδίο κάθετο στον άξονα του σύρματος ή σε κυκλική διεύθυνση, αυξάνεται η μετατόπιση της μαγνητικής περιοχής ή ο προσανατολισμός των μαγνητικών ροπών στην κυκλική διεύθυνση και κατ' επέκταση η κυκλική συνιστώσα της διαπερατότητας. Όσο το μαγνητικό πεδίο είναι μικρότερο του πεδίου ανισοτροπίας τη σχετική διαπερατότητα αυξάνεται και λαμβάνει τη μέγιστη τιμή της όταν είναι κοντά στο πεδίο ανισοτροπίας, ενώ μειώνεται στην αντίθετη περίπτωση.

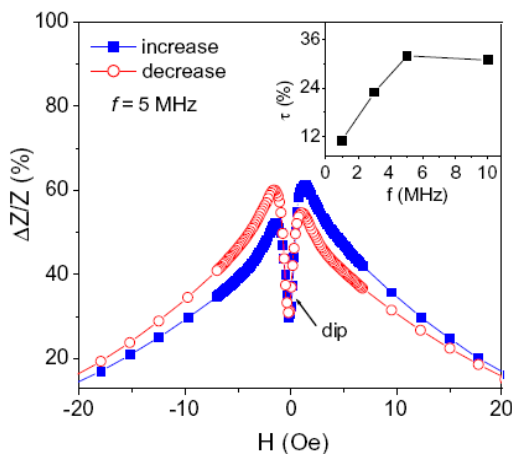
2.13.3 Διαδικασία μαγνήτισης

Στα άμορφα σύρματα αρνητική (π.χ. Co-Si-B) ή μηδενικής μαγνητοσυστολής (π.χ. Co-Fe-Si-B) όταν εφαρμοστεί μαγνητικό πεδίο κάθετο στον άξονα του σύρματος η μετατόπιση των μαγνητικών περιοχών και ο προσανατολισμός των μαγνητικών ροπών εξαρτώνται από το μέγεθος του πεδίου, και αλλάζουν την κυκλική συνιστώσα της μαγνήτισης. Αν το μαγνητικό πεδίο εφαρμοστεί κατά τον άξονα του σύρματος η κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων και η περιστροφή των μαγνητικών περιοχών εμποδίζεται γιατί εφαρμόζεται στο δύσκολο άξονα. Το διάμηκες μαγνητικό πεδίο μεταβάλλει το βρόγχο υστέρησης από τετραγωνικό σε γραμμικό. Η αλλαγή της κυκλικής συνιστώσας της μαγνήτισης σχετίζεται με την εμπέδηση και συνεπώς το GMI είναι παρατηρήσιμο καθώς το μαγνητικό πεδίο μεταβάλλει τη συνιστώσα της μαγνήτισης.

Στα άμορφα σύρματα με θετική μαγνητοσυστολή (σύρματα βασιζόμενα στο Fe) εμφανίζουν ένα μικρό GMI λόγω της ακτινικής δομής της εξωτερικής επιφάνειας του σύρματος, καθώς δεν είναι η κατάλληλη για αν μπορούν αν μετακινηθούν οι μαγνητικές περιοχές στην εγκάρσια διεύθυνση. Έχει παρατηρηθεί ότι όταν το μαγνητικό πεδίο εφαρμόζεται κατά μήκος του άξονα οι μαγνητικές περιοχές που βρίσκονται στα δύο άκρα διογκώνονται προς το εσωτερικό του σύρματος. Στο πεδίο ανοσοτροπίας η μία μαγνητική περιοχή κινείται προς την άλλη και αυτό αλλάζει τη μαγνήτιση.

2.14 Υστέρηση στο GMI

Ένα παράδειγμα της υστέρησης που παρουσιάζει το GMI καθώς αυξάνεται και μειώνεται το μαγνητικό πεδίο φαίνεται στην εικόνα . Παρατηρούμε δύο κορυφές στην καμπύλη και μία πτώση της για σχεδόν μηδενικό πεδίο στη συχνότητα του $f \geq 1\text{MHz}$. Αυξάνοντας τη συχνότητα η πτώση η(%) και η υστέρηση αυξάνεται ως $f = 5\text{MHz}$ και μειώνεται ομαλά για μεγαλύτερες συχνότητες. Η αύξηση της πτώσης σημαίνει αύξησης της ανισοτροπίας στη διαμήκη διεύθυνση με την αύξηση της συχνότητας [77,78]. Στη συνέχεια, η υστέρηση παρατηρείται στα dc μαγνητικά πεδία κάτω από το πεδίο ανισοτροπίας και σχετίζεται με τη μετακίνηση των μαγνητικών περιοχών και τη διαδικασία της μαγνήτισης [79,80,81,82,83].



Εικόνα 56: Υστέρηση στο GMI.

Υπάρχουν δύο τύποι μαγνητικών πεδίων (ή δύο μαγνητικές ανισοτροπίες) όταν γίνονται μετρήσεις GMI. Ένα είναι το ac πεδίο που δημιουργείται από το ac ρεύμα που διαρρέει το δείγμα και το άλλο είναι το dc αξονικό πεδίο που υπερτερεί του ac. Όταν το δείγμα φτάσει στον κορεσμό, το dc πεδίο καθορίζει τη μαγνήτιση και το ac παίζει σημαντικό ρόλο στον προσανατολισμό του διανύσματος της μαγνήτισης [82]. Όταν μειώνεται το dc μαγνητικό πεδίο η μαγνήτιση αντλαμβάνεται την παρουσία του μαγνητικού πεδίου και το διάνυσμά

της μαγνήτισης περιστρέφεται αυξάνοντας τη διαπερατότητα και κατ' επέκταση και την εμπέδηση.

Όταν το πεδίο dc φτάσει το πεδίο ανισοτροπίας τότε η μαγνήτιση περιστρέφεται υπό την επίδραση του ac μαγνητικού πεδίου. Η εγκάρσια διαπερατότητα λαμβάνει τη μέγιστη τιμή της και το GMI φτάνει την πρώτη κορυφή. Όταν το dc πεδίο συνεχίσει να μειώνεται, αρχίζει μια αμετάκλητη πορεία για τα μαγνητικά τοιχώματα που επιδρά στην εγκάρσια μαγνήτιση με αποτέλεσμα να εμφανιστεί υστέρηση στο GMI [80].

Η υστέρηση στο GMI, λοιπόν, οφείλεται στην υστέρησης της διαδικασίας μαγνήτισης και της χωρικής κατανομής της μαγνητικής ανισοτροπίας, η οποία καθορίζει τη μαγνητική διαπερατότητα.

Η υστέρηση είναι μικρή για ομογενή μαγνητικά υλικά, μπορεί να μηδενιστεί με ανόπτηση άμορφων συρμάτων όπως παρήχθησαν υπό την επίδραση εξωτερικής τάσης ή/και μαγνητικού πεδίου [84,85,86].

3 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

3.1 Σκοπός πειραματικής διάταξης

Με σκοπό την πληρέστερη και ολόπλευρη διερεύνηση της επίδρασης της συχνότητας σε ένα άμορφο μαγνητικό σύρμα CoFeSiB σχεδιάστηκε και υλοποιήθηκε ένα πείραμα που περιλαμβάνει την εφαρμογή ενός ac ρεύματος στο μαγνητικό σύρμα, του οποίου η συχνότητα μεταβάλλεται και την καταγραφή του παλμού που εμφανίζεται στον παλμογράφο. Το μαγνητικό σύρμα θα βρίσκεται υπό την επίδραση σταθερού μαγνητικού πεδίου το οποίο επιτυγχάνεται με την κατασκευή ενός πηνίου γύρω του, και την τροφοδοσία του με μια dc τάση.



Το δεύτερο μέρος της πειραματικής διαδικασίας περιλαμβάνει την μελέτη της επίδρασης της μεταβολής του μαγνητικού πεδίου γύρω από το μαγνητικό σύρμα, το οποίο τροφοδοτείται με σταθερό αυτή τη φορά ac ρεύμα και την καταγραφή της του V_{peak} του παλμού στον παλμογράφο.



3.2 Υλικά που θα χρησιμοποιηθούν στην πειραματική διάταξη

Στα πλαίσια της πειραματικής αυτής διαδικασίας χρησιμοποιήθηκαν τα ακόλουθα υλικά:

- Διάτρητη πλακέτα
- Χαλκόσυρμα πάχους 1mm (για τις αντιστάσεις και την κατασκευή του πηνίου)
- Pins
- Μαγνητικό σύρμα

3.2.1 Σχεδιασμός και κατασκευή αντιστάσεων

Γνωρίζοντας λοιπόν τη διάμετρο του χάλκινου σύρματος, την επιθυμητή αντίστασή του, την ειδική του αντίσταση $\rho_{20^\circ} = 0,016 \frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}}$, μπορεί να υπολογιστεί το μήκος του χάλκινου σύρματος που θα χρησιμοποιηθεί για την κατασκευή της κάθε αντίστασης.

Για τον υπολογισμό του μήκους του χάλκινου σύρματος χρησιμοποιούμε την ακόλουθη σχέση:

$$R_{20^\circ} = \rho_{20^\circ} \frac{\ell}{S} \xrightarrow{S = \pi \cdot r^2 = \frac{\pi \cdot d^2}{4}} R_{20^\circ} = \rho_{20^\circ} \frac{\ell}{\frac{\pi \cdot d^2}{4}} = \frac{4 \cdot \ell \cdot \rho_{20^\circ}}{\pi \cdot d^2} \Rightarrow \ell = \frac{R_{20^\circ} \cdot \pi \cdot d^2}{4 \cdot \rho_{20^\circ}}$$

Αντικαθιστώντας στην παραπάνω σχέση βρίσκουμε:

$$\ell = \frac{R_{20^\circ} \cdot \pi \cdot d^2}{4 \cdot \rho_{20^\circ}} = \frac{5,2 \Omega \cdot 3,14 \cdot (0,1)^2 \text{ mm}^2}{4 \cdot 0,016 \frac{\Omega \text{ mm}^2}{\text{m}}} \cong 2,5 \text{ m}$$

Για την κατασκευή της αντίστασης από χάλκινο σύρμα, σχηματίζουμε ένα μαϊάνδρο και τελικά, τυλίγεται μέσα σε μονωτική ταινία. Αποφεύγουμε να το περιστρέψουμε και να λάβει τη μορφή σωληνοειδούς καθώς σε αυτή την περίπτωση θα έχει κατασκευαστεί πηνίο με αποτέλεσμα να έχει μια σύνθετη αντίσταση που να περιέχει ένα επαγωγικό φανταστικό μέρος.



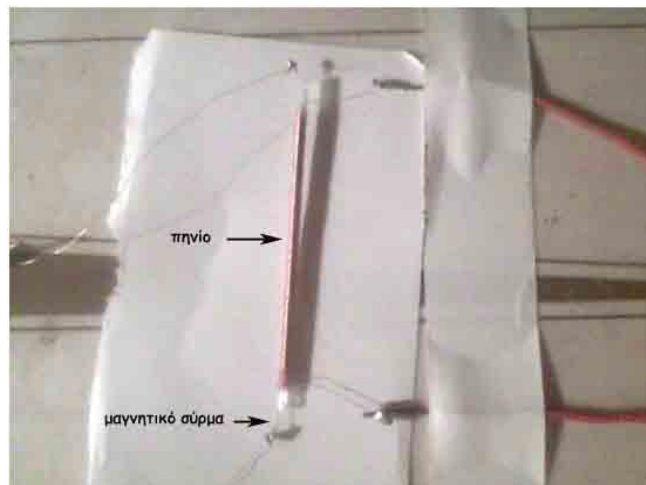
Εικόνα 57: Αντίσταση 5.2Ω κατασκευασμένη με χάλκινο σύρμα



Εικόνα 58: Ένδειξη ωμόμετρου

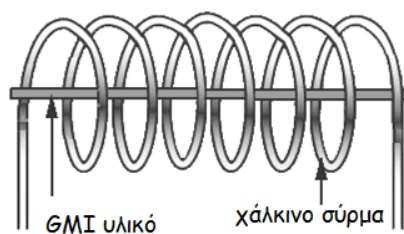
3.2.2 Σχεδιασμός και κατασκευή πηνίου διεγέρσεως

Για την κατασκευή του πηνίου διεγέρσεως χρησιμοποιούμε ένα γυάλινο σωλήνα μικρής διαμέτρου και τυλίγουμε γύρω του το χάλκινο σύρμα, δημιουργώντας σπείρες. Προσέχουμε να είναι όσο πιο ομοιόμορφα κατασκευασμένες για να δημιουργήσει όσο το δυνατόν ένα ομοιογενές πεδίο.



Εικόνα 59: Πηνίο διεγέρσεως

Μέσα στο πηνίο διεγέρσεως θα τοποθετηθεί το μαγνητικό σύρμα όπως απεικονίζεται στην ακόλουθη εικόνα.



Εικόνα 60: Μαγνητικό σύρμα μέσα στο πηνίο

Το πηνίο διεγέρσεως τροφοδοτείται με μια σταθερή τάσης στα 1,566V δίνοντας ρεύμα στο πηνίο της τάξεως των 270mA περίπου.

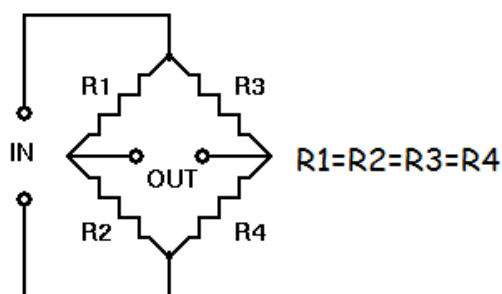


Εικόνα 61: Ένδειξη dc τάσης που τροφοδοτεί το πηνίο.

3.3 Περιγραφή πειραματικής διάταξης

Συγκεκριμένα, τέσσερις αντιστάσεις με την ίδια τιμή αντίστασης εκ' των οποίων η μία αντίσταση είναι το μαγνητικό σύρμα αποτελούν τη γέφυρα Wheatstone. Πρέπει να ληφθεί ιδιαίτερη προσοχή στο γεγονός ότι όλες οι αντιστάσεις, συμπεριλαμβανομένης και της αντίστασης του μαγνητικού σύρματος να είναι ακριβώς ίδιες.

Η συμμετρικότητα της γέφυρας Wheatstone εξαλείφει την εξάρτηση της ευαισθησίας και του offset της διάταξης από την θερμοκρασία. Αν και τόσο οι αντιστάσεις όσο και η αντίσταση του μαγνητικού σύρματος εξαρτώνται από τη θερμοκρασία, οι αλλαγές γίνονται με τον ίδιο ρυθμό και αλληλοαναιρούνται μεταξύ τους. Ένα επιπλέον πλεονέκτημα της γέφυρας Wheatstone είναι η προστασία που παρέχει από τα εξωτερικά μαγνητικά πεδία. Το γεγονός αυτό είναι εξαιρετικά σημαντικό, ειδικά για μετρήσεις μικρών μαγνητικών πεδίων εντός ενός περιβάλλοντος με «θορυβώδη» μαγνητικά πεδία.



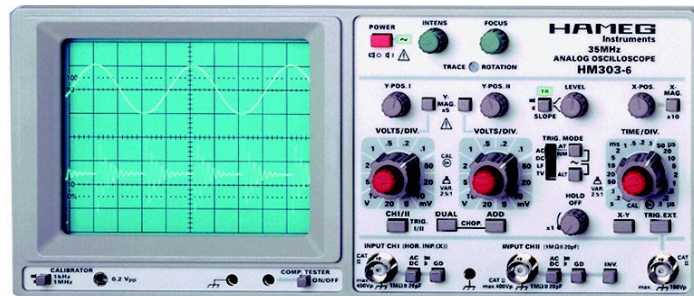
Εικόνα 62: Γέφυρα Wheatstone όπου R1,R2,R3 αντιστάσεις του χάλκινου σύρματος και R4 η αντίσταση του μαγνητικού σύρματος.

Ιδιαίτερη προσοχή, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, θα πρέπει να ληφθεί κατά το σχεδιασμό της γέφυρας αντιστάσεων ώστε όλες οι αντιστάσεις να είναι ίσες με την αντίσταση του

μαγνητικού σύρματος. Για το σκοπό του συγκεκριμένου πειράματος επιλέχθηκε η αντίσταση του μαγνητικού σύρματος μετρήθηκε με ωμόμετρο να έχει τιμή 5.2Ω. Οι υπόλοιπες τρεις αντιστάσεις των 5.2Ω επιλέχθηκε να κατασκευαστούν με χάλκινο σύρμα.

3.4 Όργανα που χρησιμοποιήθηκαν για τις μετρήσεις

Για τις μετρήσεις χρησιμοποιήθηκε ο παλμογράφος HAMEG 303-6.



Εικόνα 63: HAMEG 303-6

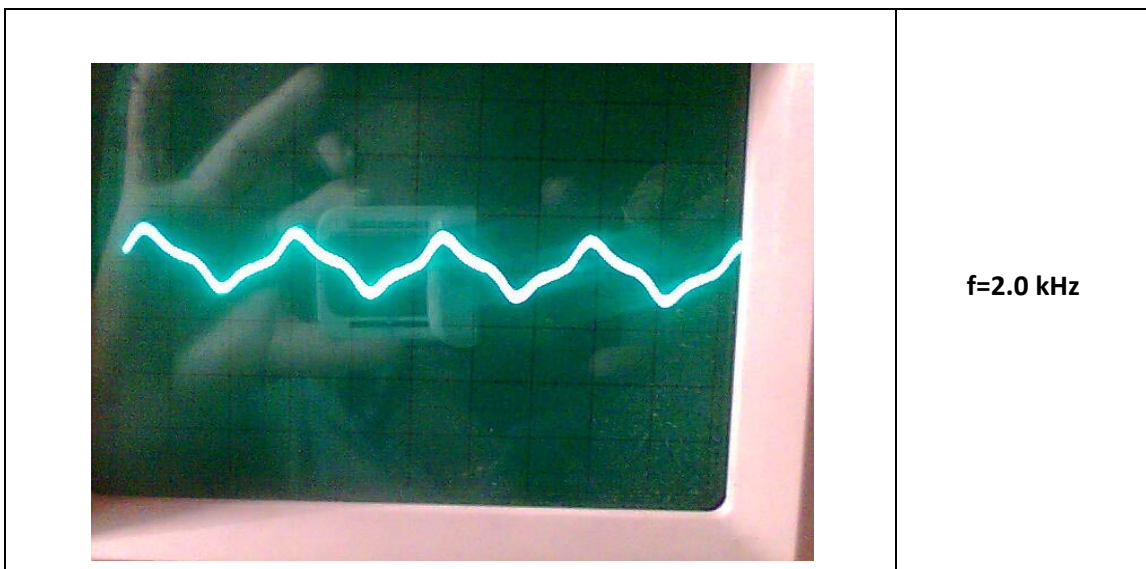
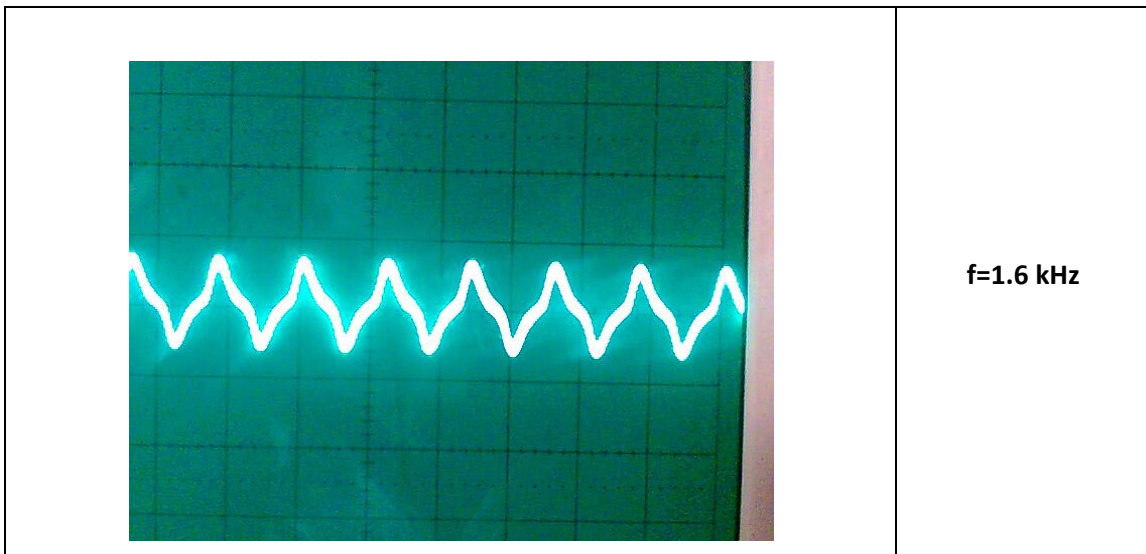
Τη μεταβολή της συχνότητας καθώς και το ac ρεύμα εφαρμόζεται από μια γεννήτρια συχνοτήτων FARNELL Sine Square Oscillator FR1. Την σταθερή τάση στο πηνίο διέγερσης παρέχει το τροφοδοτικό IDEAL DSC 51.

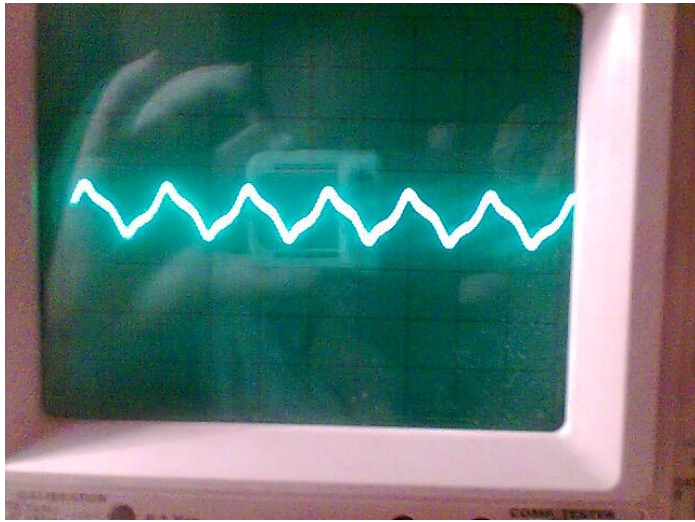


4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ - ΣΥΖΗΤΗΣΗ

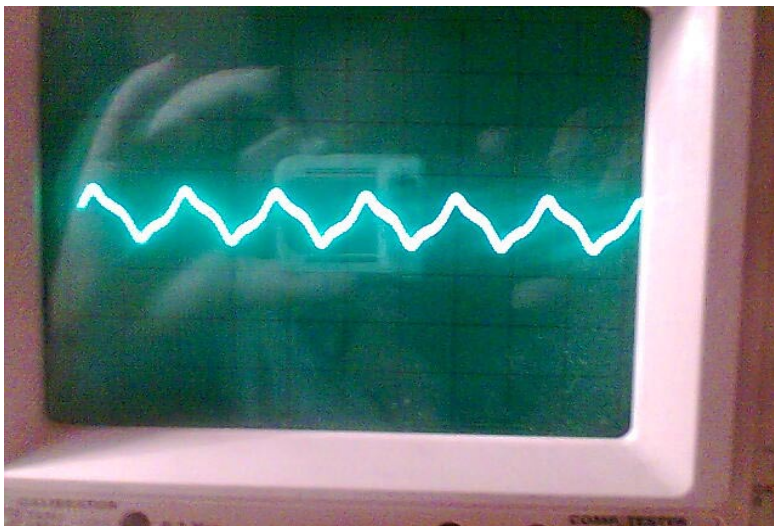
4.1 Μελέτη της επίδρασης της συχνότητας στο μαγνητικό σύρμα

Μεταβάλλοντας λοιπόν τη συχνότητα του σήματος εισόδου στη γέφυρα Wheatstone και διατηρώντας σταθερή την τάση στο πηνίο διέγερσης, οπότε διατηρώντας σταθερό το μαγνητικό πεδίο μέσα στο οποίο είναι τοποθετημένο το μαγνητικό σύρμα, παρατηρούμε στον παλμογράφο την εξάρτηση της τάσης στα άκρα του μαγνητικού σύρματος από τη συχνότητα. Πιο συγκεκριμένα:

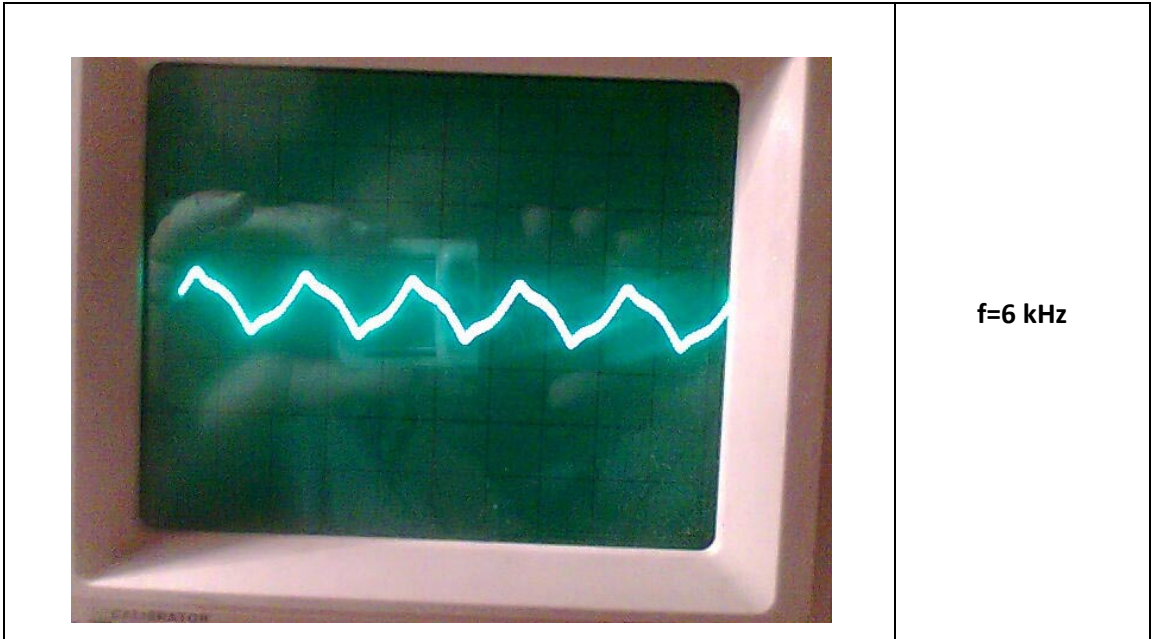
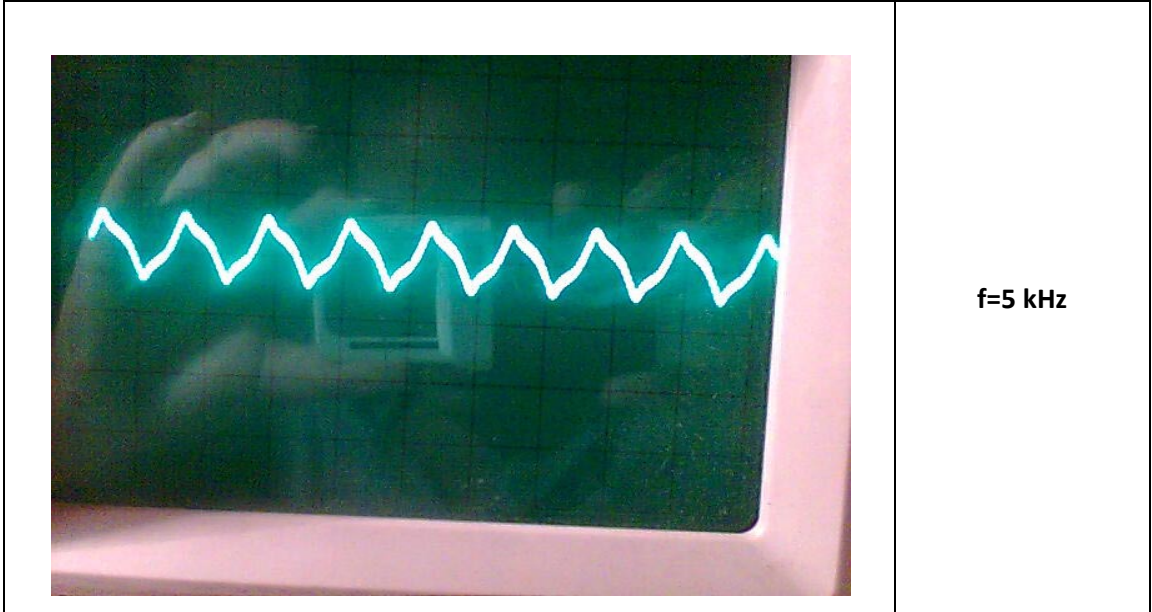


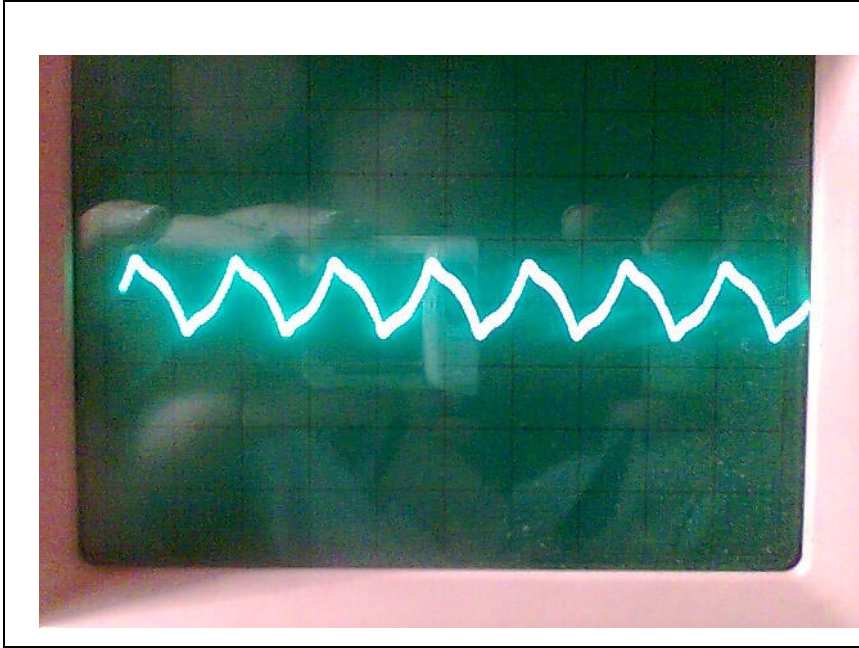


f=3.0 kHz

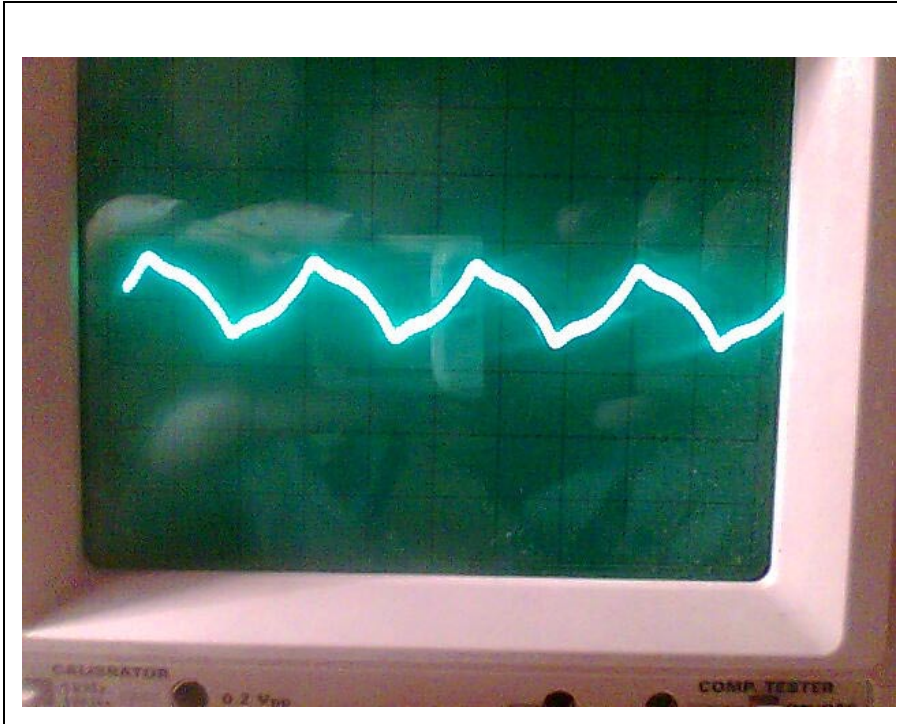


f=4 kHz

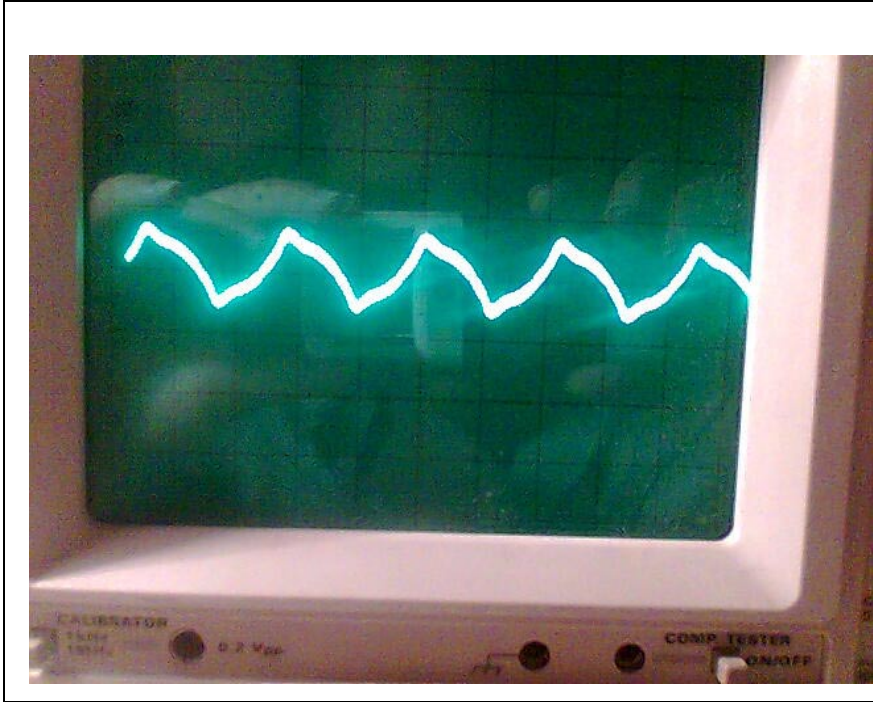




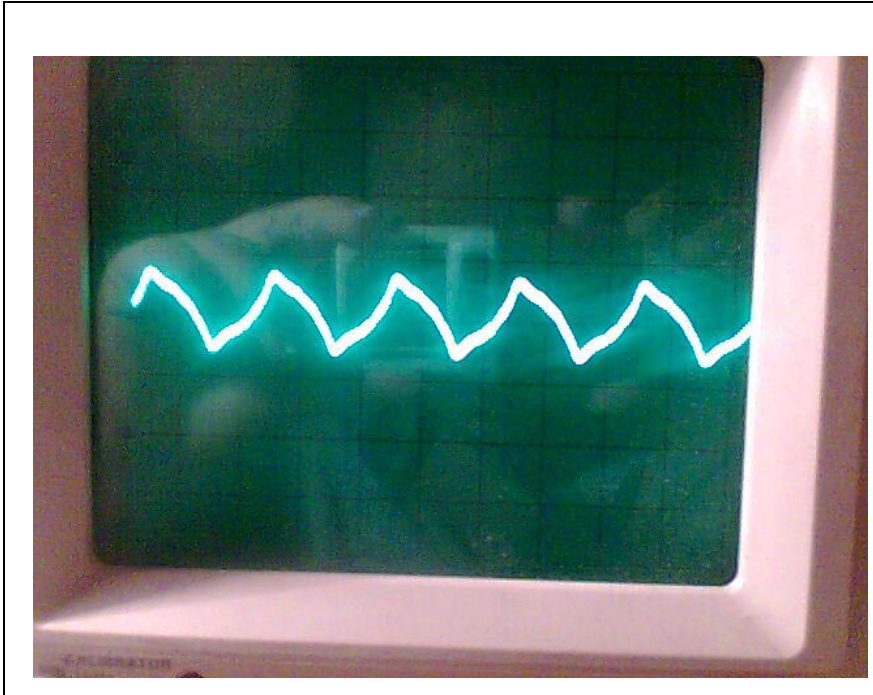
f=7 kHz



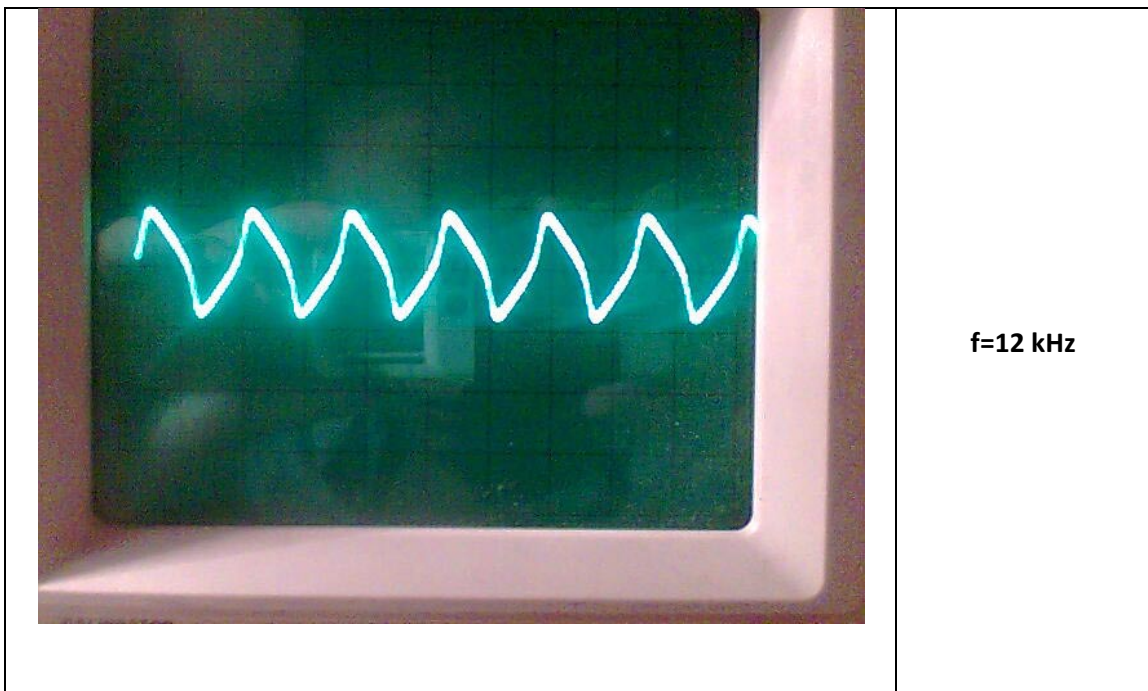
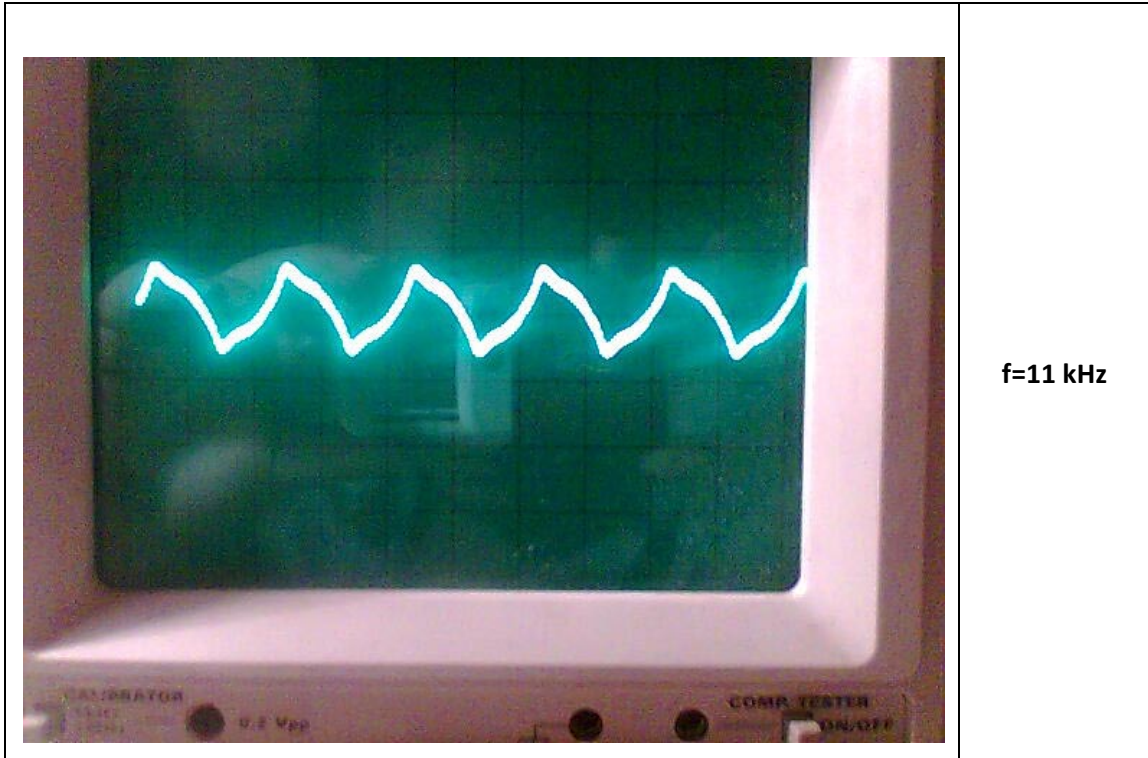
f=8 kHz



f=9 kHz



f=10 kHz



Σύμφωνα με τα παραπάνω αποτελέσματα, από τις μετρήσεις με τον παλμογράφο, η συμπεριφορά του GMI και κατ' επέκταση και του μαγνητικού σύρματος, εξαρτάται από τη συχνότητα του ac ρεύματος που του εφαρμόζεται. Το εύρος των συχνοτήτων που αφορά την παρούσα διπλωματική είναι από 1,6kHz μέχρι 12kHz και αφορά, σύμφωνα με τη

θεωρία της πολύ χαμηλής συχνότητας. Εφόσον μεταβάλλεται η συχνότητα του ac ρεύματος που τροφοδοτεί τη γέφυρα Wheatstone θα μεταβάλλεται όπως παρατηρούμε και από τις παραπάνω εικόνες και η συχνότητα του σήματος εξόδου ενώ το πλάτος του παλμού εξόδου θα παραμένει αναλλοίωτο.

Καθώς αυξάνεται η συχνότητα του ac ρεύματος αυξάνει και η μαγνητοεμπέδηση του μαγνητικού σύρματος καθώς είναι ανάλογη με το $(\omega\mu_T)^{\frac{1}{2}}$ (όπως έχει αναφερθεί και στη θεωρία αυτό ισχύει ακόμα και στις μεγάλες συχνότητες όπου παρατηρείται μείωση της διαπερατότητας). Εφόσον λοιπόν παρατηρείται μια αύξηση της μαγνητοεμπέδησης, το μέγιστο GMI φαινόμενο εμφανίζεται σε συχνότητα του εξαρτάται από τις διαστάσεις του μαγνητικού σύρματος. Το γεγονός αυτό είναι εύλογο καθώς αν είχαμε ένα διαφορετικό μήκος στο μαγνητικό σύρμα, στην ουσία το μαγνητικό σύρμα θα είχε μια διαφορετική τιμή αντίστασης και κατ' επέκταση θα χρειαζόνταν να διαμορφώσουμε κατάλληλα τις αντιστάσεις από χάλκινο σύρμα της γέφυρας Wheatstone, καθώς επίσης και τη dc τάση που τροφοδοτεί το πηνίο που περιβάλλει το μαγνητικό σύρμα.

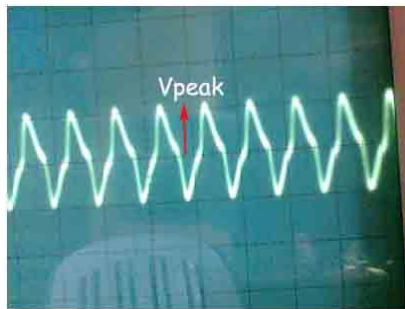
Συνοψίζοντας, αν δεν υπήρχε το μαγνητικό σύρμα, στην έξοδο θα εμφανίζονταν ένα ημιτονικό σήμα. Με το μαγνητικό σύρμα θα αναμένονταν μια γραμμική απόκριση η οποία όμως δεν εμφανίζεται εξαιτίας του ότι η μαγνητική διαπερατότητα του μαγνητικού σύρματος είναι μη γραμμική συνάρτηση του επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου. Το αποτέλεσμα είναι η εμφάνιση των παλμών εξόδου όπως φαίνεται στις παραπάνω εικόνες όπου παρατηρούμε μια μη γραμμική μεταβολή του πεδίου. Με άλλα λόγια, η μορφή των παλμών εξόδου είναι ένδειξη της μη γραμμικότητας της διαπερατότητας του μαγνητικού σύρματος.

Ο παλμός ωστόσο στην έξοδο του κυκλώματος περιέχει αρμονικές που θα έπρεπε να μην υπήρχαν στο σήμα εξόδου. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι τόσο οι αντιστάσεις που κατασκευάστηκαν από χάλκινο σύρμα, όσο και η αντίσταση του μαγνητικού σύρματος που χρησιμοποιήθηκε στην πειραματική διάταξη, δεν έχουν ακριβώς την ίδια τιμή (οι τιμές τους κυμαίνονται από 5,0Ω-5,4Ω) με αποτέλεσμα η γέφυρα Wheatstone να μην ισορροπεί και αφήνει ανεπιθύμητες αρμονικές να εμφανίζονται στον παλμό εξόδου.

4.2 Μελέτη της μεταβολής του μαγνητικού πεδίου γύρω από το μαγνητικό σύρμα

Μεταβάλλοντας, αυτή τη φορά, το μαγνητικό πεδίο γύρω από το μαγνητικό σύρμα και διατηρώντας σταθερό τη συχνότητα του ac ρεύματος που τροφοδοτεί τη γέφυρα Wheatstone, παρατηρούμε στον παλμογράφο το V_{peak} του παλμού εξόδου. Στο ακόλουθο πίνακα καταγράφονται οι τιμές της dc τάσεως που τροφοδοτεί το πηνίο γύρω από το μαγνητικό σύρμα, οπότε και διαμορφώνει κάθε φορά το μαγνητικό πεδίο γύρω του και του V_{peak} του παλμού στην έξοδο του παλμογράφου.

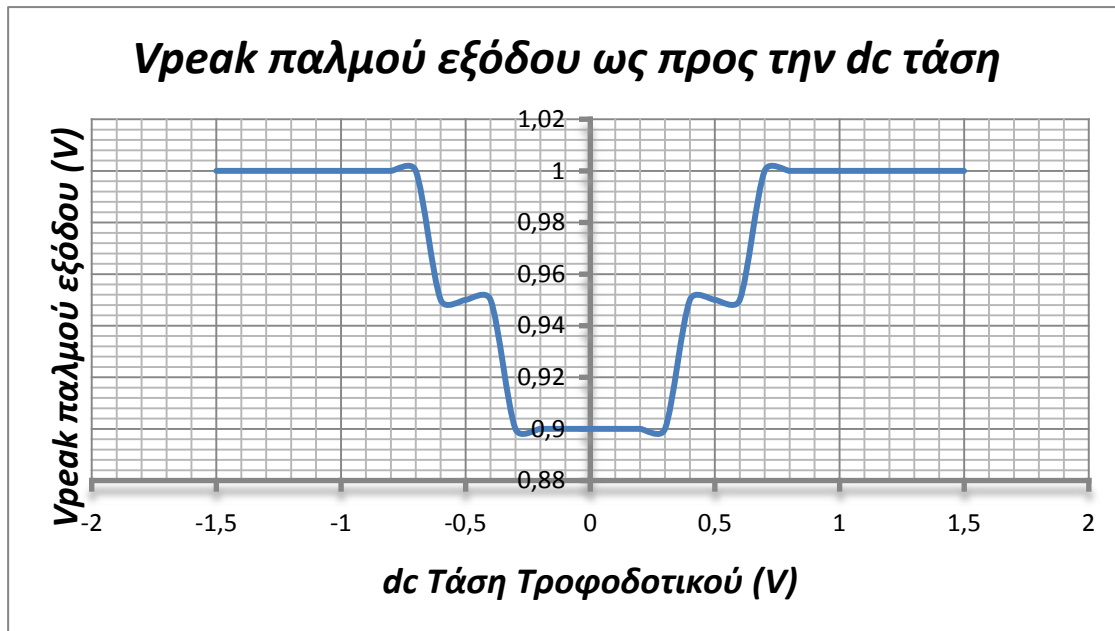
Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το ac σήμα στην είσοδο της γέφυρας Wheatstone έχει χαμηλή συχνότητα της τάξεως των 2kHz, ενώ η dc τάση θα πρέπει να κινείται στα όρια [-1,566V, +1.566V] καθώς δεν πρέπει να διέλθουν από το πηνίο περισσότερα από 300mA καθώς υπάρχει κίνδυνος να καεί.



Εικόνα 64: V_{peak} στον παλμογράφο

dc Τάση Τροφοδοτικού (V)	V_{peak} παλμού εξόδου (V)	dc Τάση Τροφοδοτικού (V)	V_{peak} παλμού εξόδου (V)
1,5	1,00	0,0	0,90
1,4	1,00	-0,1	0,90
1,3	1,00	-0,2	0,90
1,2	1,00	-0,3	0,90
1,1	1,00	-0,4	0,95
1,0	1,00	-0,5	0,95
0,9	1,00	-0,6	0,95
0,8	1,00	-0,7	1,00
0,7	1,00	-0,8	1,00
0,6	0,95	-0,9	1,00
0,5	0,95	-1,0	1,00
0,4	0,95	-1,1	1,00
0,3	0,90	-1,2	1,00
0,2	0,90	-1,3	1,00
0,1	0,90	-1,4	1,00
0,0	0,90	-1,5	1,00

Πίνακας 2: Μέτρηση V_{peak} του παλμού εξόδου με σχέση με το εφαρμοζόμενο dc μαγνητικό πεδίο στο μαγνητικό σύρμα

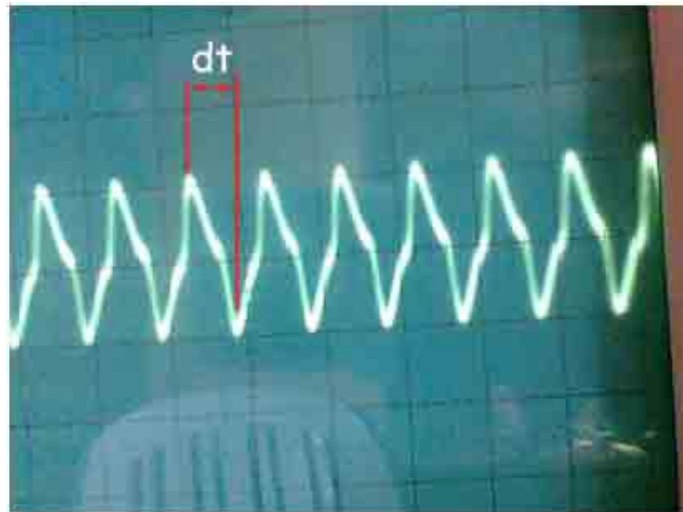


Εικόνα 65: Γραφική του Vpeak του παλμού εξόδου με σχέση με το εφαρμοζόμενο dc μαγνητικό πεδίο στο μαγνητικό σύρμα

Στο δεδομένο τμήμα του πειραματικού μέρους το dc μαγνητικό πεδίο εφαρμόζεται κατά μήκος του μαγνητικού σύρματος, παράλληλα και με το ac που δημιουργείται από ac ρεύμα σταθερής συχνότητας (2kHz). Παρατηρούμε ότι το πλάτος του παλμού εξόδου δεν μεταβάλλεται σημαντικά (Προσοχή, καθώς η κλίμακα στον κάθετο άξονα είναι από 0,88V έως 1,02V συνεπώς όλη η διαφορά στο πλάτος των παλμών να ανέρχεται στο 1V). Για τιμές θετικής dc τάσης 1,5V-0,7V το πλάτος των παλμών δεν μεταβάλλεται και παραμένει σταθερό στο 1V, στη συνέχεια παρατηρείται μια πολύ μικρή πτώση του πλάτους κατά 0,05V περίπου και αφορά dc πεδίο από 0,6V- 0,4V και τέλος από 0,3V – 0,0V το πλάτος των παλμών είναι 0,9V. Για τιμές αρνητικής dc τάσης το πλάτος των παλμών ακολουθεί τις αντίστοιχες ενδείξεις που αφορούν στις τιμές του πλάτους για τις θετικές dc τάσεις.

Με την επίδραση dc μαγνητικού πεδίο γύρω από το μαγνητικό σύρμα αυτό που συμβαίνει είναι να μετακινηθεί πιο ψηλά το πλάτος της ac τάσης (που οφείλεται στην επίδραση του ac ρεύματος). Αυτό θα είχε ως αποτέλεσμα τα +Vpeak και -Vpeak του παλμού εξόδου να μετακινηθούν προς τα πάνω με αποτέλεσμα το +Vpeak να μεγαλώνει και το -Vpeak να μικραίνει αντίστοιχα. Η ύπαρξη της γέφυρας Wheatstone όμως «κόβει» την ac τάση και επιτρέπει την εμφάνιση μόνο του παλμού εξόδου. Το γεγονός ότι το πλάτος των παλμών δεν μεταβάλλεται σημαντικά οφείλεται στο γεγονός ότι το dc μαγνητικό πεδίο δεν επιδρά στο πλάτος των παλμών.

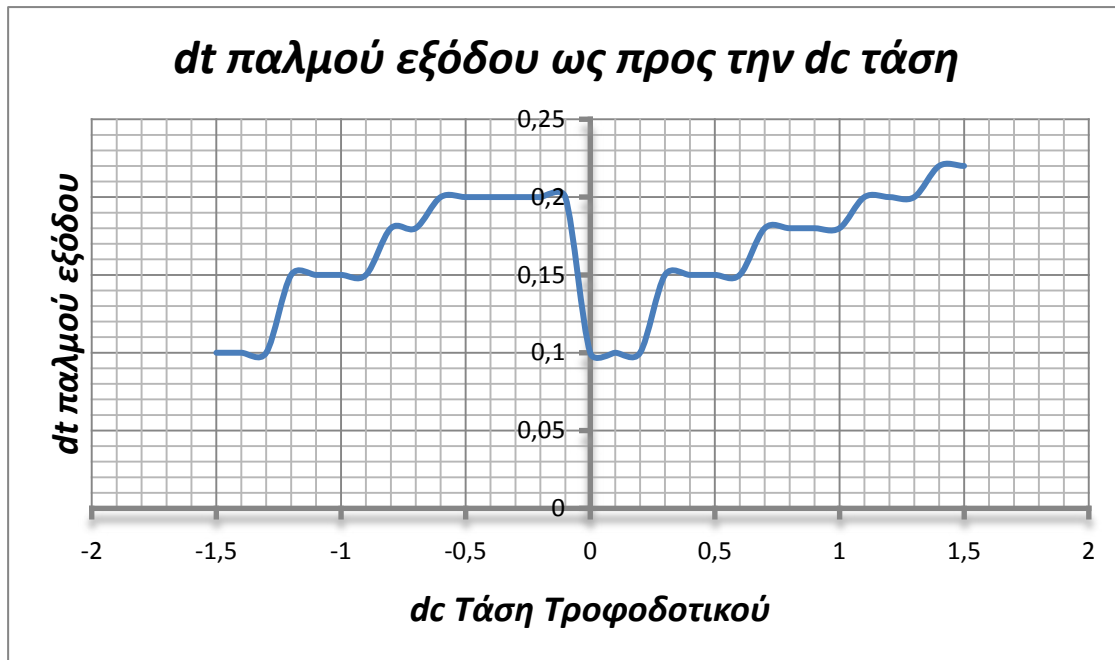
Αν ωστόσο μετρήσουμε την απόσταση μεταξύ των κορυφών $+V_{peak}$ και $-V_{peak}$ και καταγράψουμε τα dt αυτά θα δημιουργηθεί ο ακόλουθος πίνακας:



Εικόνα 66: dt στον παλμογράφο

dc Τάση Τροφοδοτικού (V)	dt (ms)	dc Τάση Τροφοδοτικού (V)	dt (ms)
1,5	0,23	0,0	0,1
1,4	0,22	-0,1	0,2
1,3	0,2	-0,2	0,2
1,2	0,2	-0,3	0,2
1,1	0,2	-0,4	0,2
1,0	0,18	-0,5	0,2
0,9	0,18	-0,6	0,2
0,8	0,18	-0,7	0,18
0,7	0,18	-0,8	0,18
0,6	0,15	-0,9	0,18
0,5	0,15	-1,0	0,15
0,4	0,15	-1,1	0,15
0,3	0,15	-1,2	0,15
0,2	0,1	-1,3	0,1
0,1	0,1	-0,1	0,1
0,0	0,1	-0,2	0,1

Πίνακας 3: Μέτρηση του dt του παλμού εξόδου με σχέση με το εφαρμοζόμενο dc μαγνητικό πεδίο στο μαγνητικό σύρμα



Εικόνα 67: Γραφική του dt του παλμού εξόδου με σχέση με το εφαρμοζόμενο dc μαγνητικό πεδίο στο μαγνητικό σύρμα

Με την επίδραση θετικής dc τάσης γύρω από το μαγνητικό σύρμα θα δοθεί περισσότερος χρόνος στην $+V_{reak}$ κατάσταση και λιγότερος χρόνος στην $-V_{reak}$ κατάσταση. Αυτό θα είχε ως αποτέλεσμα ο $-V_{reak}$ του παλμού εξόδου να μετακινηθούν προς τα δεξιά και ο $+V_{reak}$ προς τα αριστερά, μεγαλώνοντας το dt . Κατά την αρνητική όμως dc τάση όμως παρατηρείται μια κίνηση του $+V_{reak}$ προς τα δεξιά και του $-V_{reak}$ με αποτέλεσμα το dt να μειώνεται.

Όπως αναφέρθηκε και στη θεωρία, για μια δεδομένη συχνότητα, το dc μαγνητικό πεδίο H_{dc} αλλάζει τη μ_T διαπερατότητα και κατ' επέκταση και το βάθος διείσδυσης με αποτέλεσμα τη μεταβολή της μαγνητοεμπέδησης έως ότου το βάθος διείσδυσης γίνει ίσο με την τιμή της ακτίνας του σύρματος ή με το μισό του πάχους του σύρματος.

Καθώς αυξάνεται του dc μαγνητικό πεδίο αυξάνεται και το GMI φαινόμενο λαμβάνει τη μέγιστη τιμή του όταν έως ότου το dc μαγνητικό πεδίο γίνει ίσο με την αξονική μαγνητική ανισοτροπία, τη στιγμή δηλαδή που θα γίνει ίσο με το πεδίο αποκοπής του μαγνητικού σύρματος. Σε αυτό το πεδίο, η μαγνήτιση αποκρίνεται γρήγορα στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο και αυξάνει την επιφανειακή μαγνητική διαπερατότητα. Όταν το dc μαγνητικό πεδίο γίνει μεγαλύτερο από το πεδίο αποκοπής, η επιφανειακή μαγνητική διαπερατότητα μειώνεται λόγω της μαγνητική ανισοτροπίας που προκαλείται από το dc μαγνητικό πεδίο. Αυξάνοντας λοιπόν το μαγνητικό πεδίο, αυξάνεται το βάθος διείσδυσης με αποτέλεσμα να αυξάνεται στο GMI φαινόμενο.

5 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Σύμφωνα με τα αποτελέσματα της πειραματικής διαδικασίας η απόκριση του μαγνητικού σύρματος εξαρτάται τόσο από τη συχνότητα του ac ρεύματος που το διαρρέει (όταν το dc μαγνητικό πεδίο είναι σταθερό) , όσο και από το dc μαγνητικό πεδίο που εφαρμόζεται στο μαγνητικό σύρμα (όταν η συχνότητα του ac ρεύματος που το διαρρέει είναι σταθερή).

Στις πολύ χαμηλές συχνότητες που μελετήσαμε το επιδερμικό φαινόμενο είναι πολύ μικρό και οι αλλαγές στην εμπέδηση οφείλονται στην στη συνεισφορά της επαγωγής (L) που είναι ανάλογη της επιφανειακής διαπερατότητας.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η εξάρτηση του GMI φαινομένου από το μαγνητικό πεδίο, ορίζει στο πότε ένα μαγνητικό υλικό είναι κατάλληλο για να χρησιμοποιηθεί σε αισθητήρα. Η εξάρτηση αυτή ορίζει την άμεση εξάρτηση του φαινομένου από την εγκάρσια διαπερατότητα και τη δομή των μαγνητικών περιοχών των μαγνητικών υλικών.

6 ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΔΟΥΛΕΙΑ

Από όλα τα θεωρητικά μοντέλα που υπάρχουν για την περιγραφή των χαρακτηριστικών του GMI , κανένα από αυτά δεν μπορεί να εξηγήσει το φαινόμενο σε όλο το εύρος των συχνοτήτων (από μερικά kHz έως GHz). Έτσι θα πρέπει να αναπτυχθούν και περισσότερα θεωρητικά μοντέλα που να αναγνωρίζουν τη δομή των μαγνητικών περιοχών των διαφόρων υλικών.

Τα υλικά που χρησιμοποιούνται για την περιγραφή του GMI είναι βασισμένα στο Co ή στο Fe καθώς έχουν χαμηλή αγωγιμότητα, ψηλή μαγνητική διαπερατότητα, υψηλή μαγνήτιση κόρου και μικρή παράμετρο απόσβεσης. Βέβαια τα υλικά βασιζόμενα στο Fe είναι πιο φθηνά από αυτά του Co. Μια περαιτέρω μελέτη, λοιπόν της διάταξης θα αφορούσε τα άμορφα μαγνητικά σύρματα που βασίζονται στο Co και στο Fe και έχουν περίβλημα υάλου.

Με την παρούσα διπλωματική εργασία εξετάστηκε η απόκριση ενός μαγνητικού σύρματος σε ένα μικρό εύρος χαμηλών συχνοτήτων. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η επιλογή του κατάλληλου εύρους συχνοτήτων στο σχεδιασμό ενός GMI αισθητήρα είναι εξαιρετικά σημαντική καθώς το GMI επηρεάζεται από τη συχνότητα. Στις χαμηλές συχνότητες σημειώνεται στην καμπύλη απόκρισης του GMI μονή κορυφή που είναι χρήσιμη σε πρακτικές εφαρμογές, ενώ στις υψηλές συχνότητες παρουσιάζεται διπλή κορυφή που είναι ανεπιθύμητη.

Επιπλέον θα μπορούσαν να εξεταστούν οι αλλαγές που επιφέρουν στην απόκριση του μαγνητικού σύρματος, οι μεταβολές του ac ρεύματος, του μήκους του μαγνητικού σύρματος, του πάχους του μαγνητικού σύρματος και να χρησιμοποιηθεί το μαγνητικό σύρμα με περίβλημα υάλου. Δηλαδή να μεταβάλλεται κάθε φορά μια παράμετρος του κυκλώματος η οποία επηρεάζει άμεσα την GMI τιμή.

Κάθε ενεργειακό επίπεδο και κατά συνέπεια κάθε υποστιβάδα έχει διαφορετικό αριθμό τροχιών και καθορίζεται από τον τύπο n^2 . Δηλαδή το τρίτο ενεργειακό επίπεδο έχει $3^2=9$ τροχιές.

Ο αριθμός που δείχνει τον αριθμό των ηλεκτρονίων που καταλαμβάνουν την κάθε υποστιβάδα δίνεται από τον τύπο $2n^2$. Κάθε τροχιά μπορεί να έχει μέχρι δύο ηλεκτρόνια.

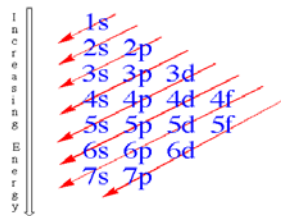
Συνοψίζοντας λοιπόν κάθε ενεργειακό επίπεδο καθορίζεται από έναν κβαντικό αριθμό που ονομάζεται κύριος κβαντικός αριθμός n και καθορίζει τον αριθμό των υποστιβάδων που περιλαμβάνουν. Κάθε υποστιβάδα αποτελείται από διαφορετικό αριθμό τροχιών που δίδεται από τον τύπο n^2 . Κάθε τροχιά καταλαμβάνεται από το πολύ δύο ηλεκτρόνια επομένως ο συνολικός αριθμός ηλεκτρονίων σε κάθε υποστιβάδα δίδεται από τον τύπο $2n^2$.

Τροχιές και αριθμός των ηλεκτρονίων για τις τέσσερις υποστιβάδες

Ενεργειακό επίπεδο (n)	Υποστιβάδα	Αριθμός τροχιών για κάθε υποστιβάδα	Αριθμός τροχιών για κάθε ενεργειακό επίπεδο (n^2)	Μέγιστος αριθμός ηλεκτρονίων ($2n^2$)
1	s	1	1	2
2	s	1	4	8
	p	3		
3	s	1	9	18
	p	3		
	d	5		
4	s	1	16	32
	p	3		
	d	5		
	f	7		

Πίνακας 4: Τροχιών και αριθμού των ηλεκτρονίων σε κάθε υποστιβάδα κάθε ενεργειακού επιπέδου.

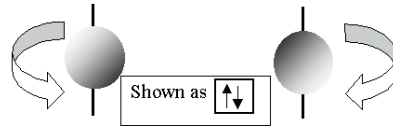
Οι υποστιβάδες συμπληρώνονται με ηλεκτρόνια με συγκεκριμένο τρόπο ο οποίος φαίνεται στην παρακάτω εικόνα:



Εικόνα 70: Τρόπος συμπλήρωσης υποστιβάδων

Με άλλα λόγια οι υποστιβάδες συμπληρώνονται ως εξής: 1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 4s, 3d, 4p, 5s, 4d, 5p, 6s, 4f, 5d, 6p, 7s, 5f, 6d, 7p.

Το γεγονός ότι κάθε τροχιά αποτελείται από το πολύ δύο ηλεκτρόνια ερμηνεύεται από την απαγορευτική αρχή του Pauli η οποία αναφέρει ότι σε κάθε τροχιά τα ηλεκτρόνια πρέπει να έχουν αντίθετα spin (απαγορεύεται να καταλάβουν την τροχιά δύο ηλεκτρόνια που να έχουν τους ίδιους κβαντικούς αριθμούς).



Εικόνα 71: Διαφορετικά spin των ηλεκτρονίων που καταλαμβάνουν μια τροχιά.

Στην ακόλουθη εικόνα φαίνεται η κατανομή των στοιχείων στον περιοδικό πίνακα με βάση τον αριθμό των υποστιβάδων τους.

EXPANDED PERIODIC TABLE OF THE ELEMENTS

	IA	IIA	IIIB	IVB	VB	VI B	VII B	VIII B	IX	X	IB	IIB	IIIA	IVA	VA	VIA	VIIA	0
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	1s H																	2s He
2	3s Li	4s Be											5s B	6s C	7s N	8s O	9s F	10s Ne
3	11s Na	12s Mg											13s Al	14s Si	15s P	16s S	17s Cl	18s Ar
4	19s K	20s Ca	21s Sc	22s Ti	23s V	24s Cr	25s Mn	26s Fe	27s Co	28s Ni	29s Cu	30s Zn	31s Ga	32s Ge	33s As	34s Se	35s Br	36s Kr
5	37s Rb	38s Sr	39s Y	40s Zr	41s Nb	42s Mo	43s Tc	44s Ru	45s Rh	46s Pd	47s Ag	48s Cd	49s In	50s Sn	51s Sb	52s Te	53s I	54s Xe
6	55s Cs	56s Ba	LRE	72s Hf	73s Ta	74s W	75s Re	76s Os	77s Ir	78s Pt	79s Au	80s Hg	81s Tl	82s Pb	83s Bi	84s Po	85s At	86s Rn
7	87s Fr	88s Ra	ARE	104s Rf	105s Db	106s Sg	107s Bh	108s Hs	109s Mt	110s Ds	111s Rg	112s Uub	113s Uut	114s Uuq	115s Uup	116s Uuh		

LANTHANIDE RARE EARTHS:

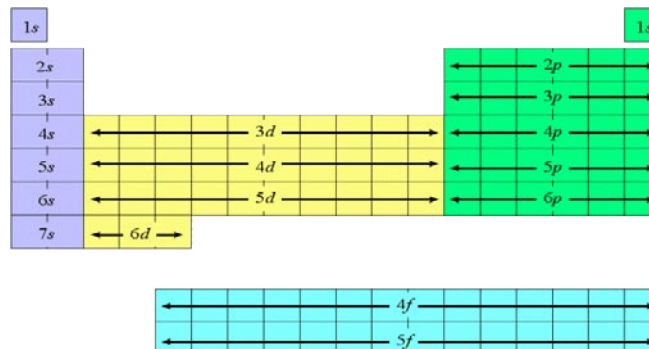
LRE	57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu
-----	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------

ACTINIDE RARE EARTHS:

ARE	89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr
-----	----------	----------	----------	---------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	-----------	-----------	-----------	-----------

Εικόνα 72: Κατανομή των στοιχείων στον περιοδικό πίνακα με βάση τον αριθμό των υποστιβάδων τους

Ενώ σχηματικά προκύπτει:



Εικόνα 73: Συνοπτική απεικόνιση του περιοδικού πίνακα με βάση τον αριθμό υποστιβάδων των στοιχείων.

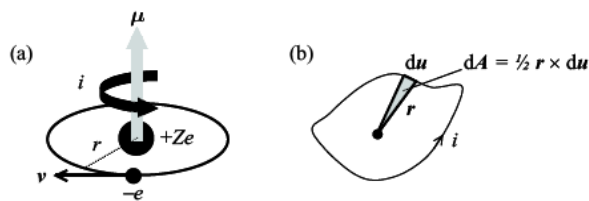
8 Παράρτημα Β

Μαγνητική διπολική ροπή μ_L για την περίπτωση ηλεκτρονίων σε μη κυκλικές τροχιές

Αν θεωρήσουμε ένα ηλεκτρόνιο με άνυσμα θέσης r σε μια μη κυκλική τροχιά, τότε η μαγνητική διπολική ροπή του είναι:

$$\overline{\mu_L} = \oint i \cdot d\overline{A}$$

όπου i η τιμή του ρεύματος και $d\overline{A}$ η επιφάνεια που σαρώθηκε από το διάνυσμα θέσης καθώς κινήθηκε το ηλεκτρόνιο.



Εικόνα 74: Μη κυκλική τροχιά ηλεκτρονίου

Η επιφάνεια $d\overline{A}$ σχετίζεται με το μήκος της τροχιάς $d\overline{u}$ με τη σχέση:

$$d\overline{A} = \frac{1}{2} \cdot (\overline{r} \times d\overline{u})$$

έτσι η μαγνητική διπολική ροπή γίνεται:

$$\overline{\mu_L} = \oint i \cdot d\overline{A} = \frac{1}{2} \oint i (\overline{r} \times d\overline{u})$$

$$\xrightarrow{i = \frac{dq}{dt}} \mu_L = \frac{1}{2} \oint \frac{dq}{dt} (\overline{r} \times d\overline{u}) = \frac{1}{2} \oint dq \overline{r} \times \frac{d\overline{u}}{dt} = \frac{1}{2} \oint dq \overline{r} \times \overline{v}$$

$$\xrightarrow{\overline{v} = \frac{\overline{p}}{m_e}} \mu_L = \frac{1}{2m_e} \oint dq \overline{r} \times \overline{p}$$

$$\xrightarrow{\overline{L} = \overline{r} \times \overline{p}} \mu_L = \frac{1}{2m_e} \oint \overline{L} dq = \frac{1}{2m_e} \overline{L} \oint dq = \frac{1}{2m_e} \overline{L} (-e)$$

(Η στροφορμή είναι μια σταθερά της κίνησης και γι αυτό μπορεί να βγει έξω από το ολοκλήρωμα).

9 Παράρτημα Γ

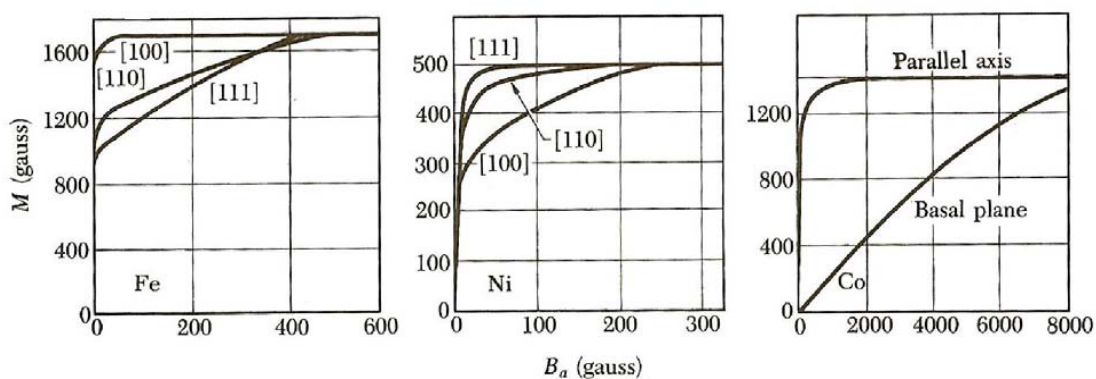
Μαγνητική Ανισοτροπία

Μαγνητική ανισοτροπία είναι ιδιότητα της συνολικής μαγνητικής ροπής ενός υλικού ως συνάρτηση της κατεύθυνσης της. Η προτίμηση για την μαγνήτιση να είναι σε μια ειδική, καθορισμένη κατεύθυνση είναι ένα δείγμα μαγνητικής ανισοτροπίας.

Αρχή της μαγνητικής ανισοτροπίας είναι η ατομική διάταξη των spin. Η κύρια συνεισφορά στην μαγνητική ανισοτροπία αναφέρεται ως μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία που είναι ανεξάρτητη από το μέγεθος των σωματιδίων και τη μορφή τους, ενώ υπάρχουν και άλλες συνεισφορές οι οποίες ισχυροποιούνται στις μαγνητικές νανοδομές και αναφέρονται ως ανισοτροπία σχήματος και πίεσης.

Η ανισοτροπία προκαλείται από μία ζεύξη των τροχιών των ηλεκτρονίων σε ένα πλέγμα, και σε μία απλή κατεύθυνση μαγνητισμού αυτή η ζεύξη είναι τέτοια που αυτές οι τροχιές είναι σε σημείο κατώτατης ενεργειακής κατάστασης. Οι εύκολες και οι δύσκολες κατευθύνσεις προκύπτουν από την αλληλεπίδραση των μαγνητικών ροπών spin-τροχιάς. Αξίζει να σημειωθεί ότι η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία ισούται με την απαραίτητη ενέργεια που απαιτείται για να αποκλίνει τη μαγνητική ροπή σε ένα κρύσταλλο από την εύκολη στη σκληρή κατεύθυνση.

Η σημασία της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας μπορεί να μελετηθεί μετρώντας την μαγνήτιση (τις καμπύλες μαγνήτισης) κατά μήκος τριών διαφορετικών κατευθύνσεων όπως φαίνεται για τα τρία κλασσικά μαγνητικά μέταλλα.



Εικόνα 75: Καμπύλες μαγνήτισης κατά μήκος τριών διαφορετικών κατευθύνσεων για τα τρία κλασσικά μαγνητικά μέταλλα Fe, Ni, Co.

Στο σίδηρο ο εύκολος άξονας είναι στην κατεύθυνση [100] με δύσκολο άξονα τον [111] ενώ στο Ni ισχύει το αντίθετο. Η εξαγωνική κρυσταλλική δομή του Co μπορεί εύκολα να μαγνητιστεί στην κατεύθυνση [0001], αλλά έχει «σκληρές» κατευθύνσεις μαγνητισμού στις κατευθύνσεις τύπου [1010] οι οποίες αντιστοιχούν σε 90° από την εύκολη κατεύθυνση.

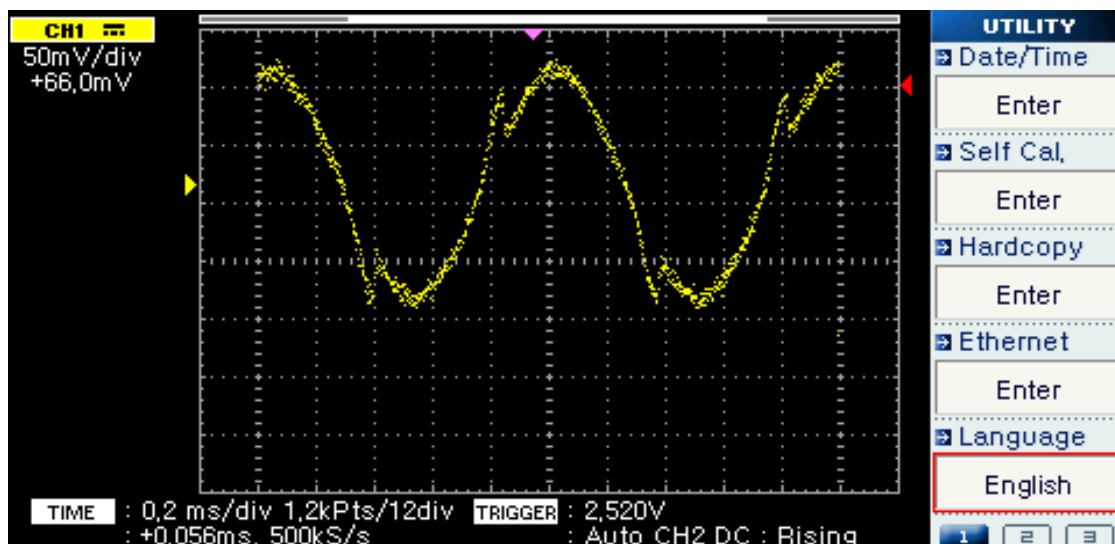
Ανάλογα με τον κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό του δείγματος στο μαγνητικό πεδίο, η μαγνήτιση φθάνει στον κορεσμό για διαφορετικές τιμές του πεδίου. Η απλή κατεύθυνση μαγνητισμού για έναν μόνιμο μαγνήτη, βασισμένο στον φερρίτη ή σε σπάνια μείγματα, πρέπει να είναι μονοαξονική, όμως είναι δυνατό να υπάρχουν υλικά με πολλαπλούς εύκολους άξονες ή που ο εύκολος άξονας μπορεί να βρίσκεται παντού σε ένα συγκεκριμένο επίπεδο ή στην επιφάνεια ενός κώνου.

10 Παράρτημα Δ

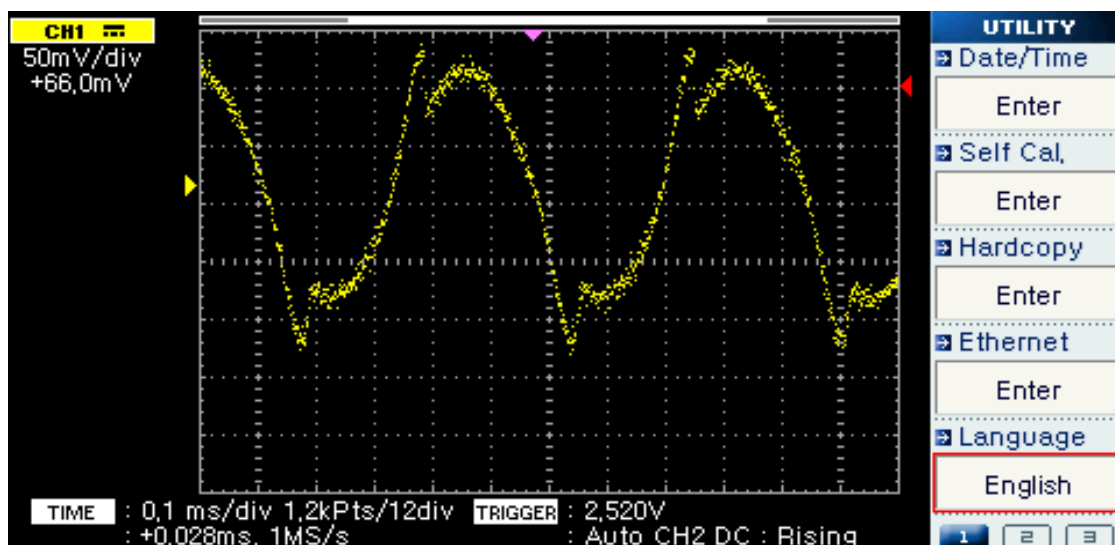
Επαγωγική μέτρηση

Στην παρούσα διπλωματική το μαγνητικό σύρμα ήταν συνδεδεμένο στη γέφυρα Wheatstone και βρίσκοντας στο εσωτερικό ενός πηνίου το οποίο τροφοδοτούνταν με μια σταθερή τάση. Αν όμως το πηνίο ήταν αυτό που ήταν συνδεδεμένο στη γέφυρα Wheatstone και τροφοδοτούνταν από την εναλλασσόμενη τάση και κατ' επέκταση και το εναλλασσόμενο ρεύμα της πηγής, ενώ στο εσωτερικό του ήταν τοποθετημένο το μαγνητικό σύρμα τα αποτελέσματα από τον παλμογράφο θα ήταν τα ακόλουθα για τις διάφορες συχνότητες:

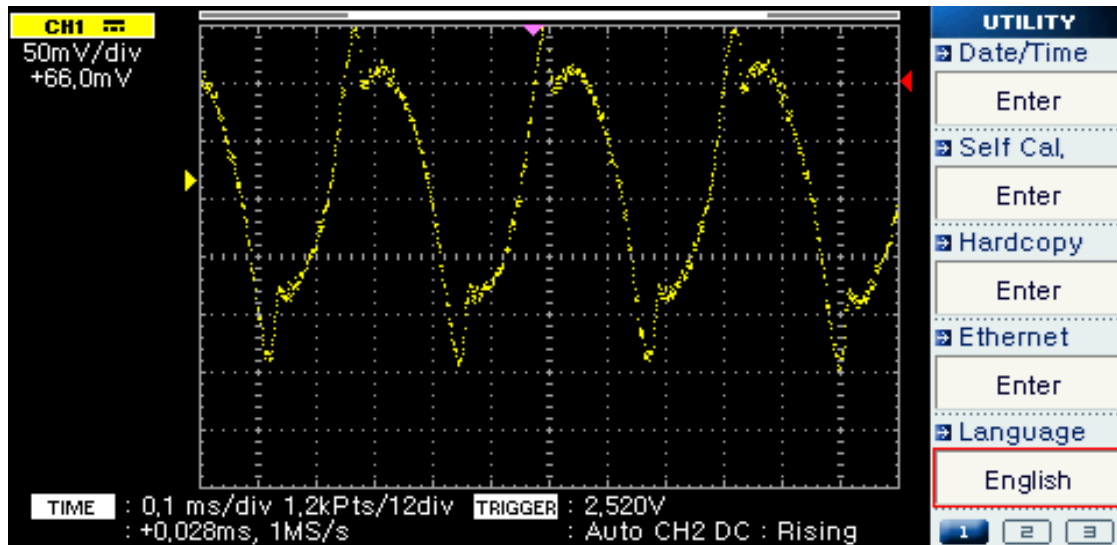
- $f=1.023$ kHz



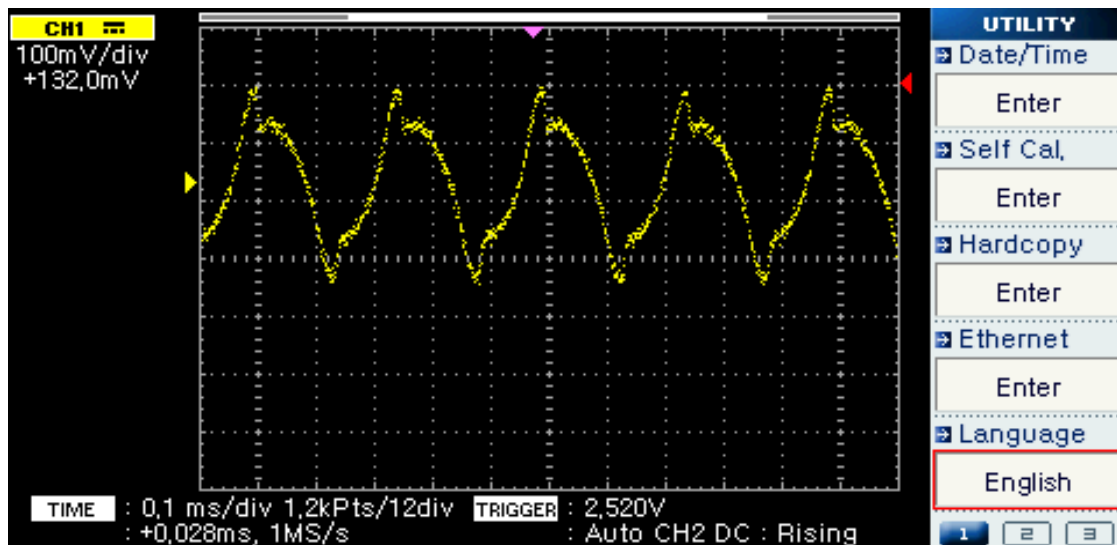
- $f=2.142$ kHz



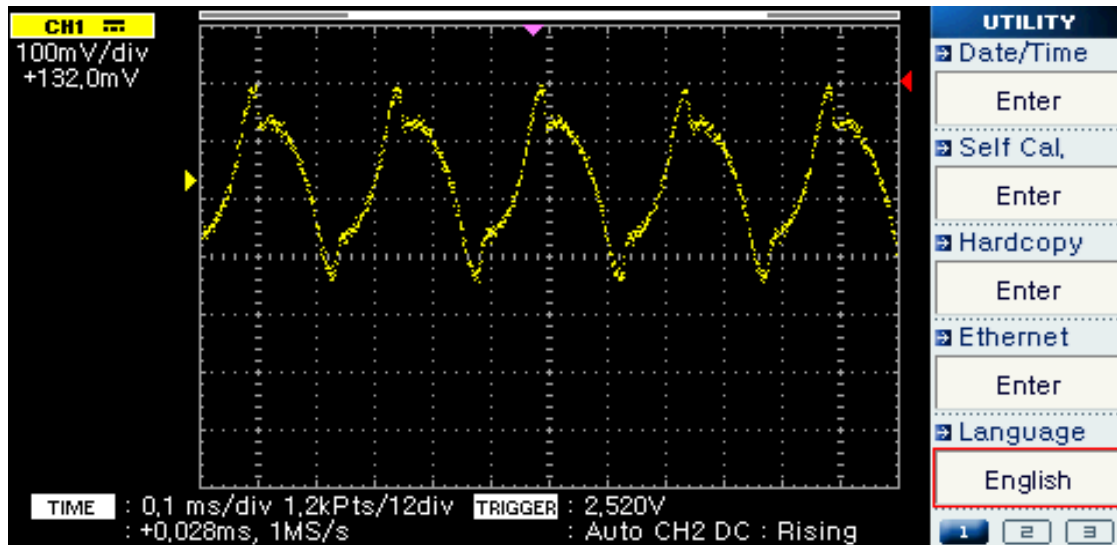
- $f=3.062\text{ kHz}$



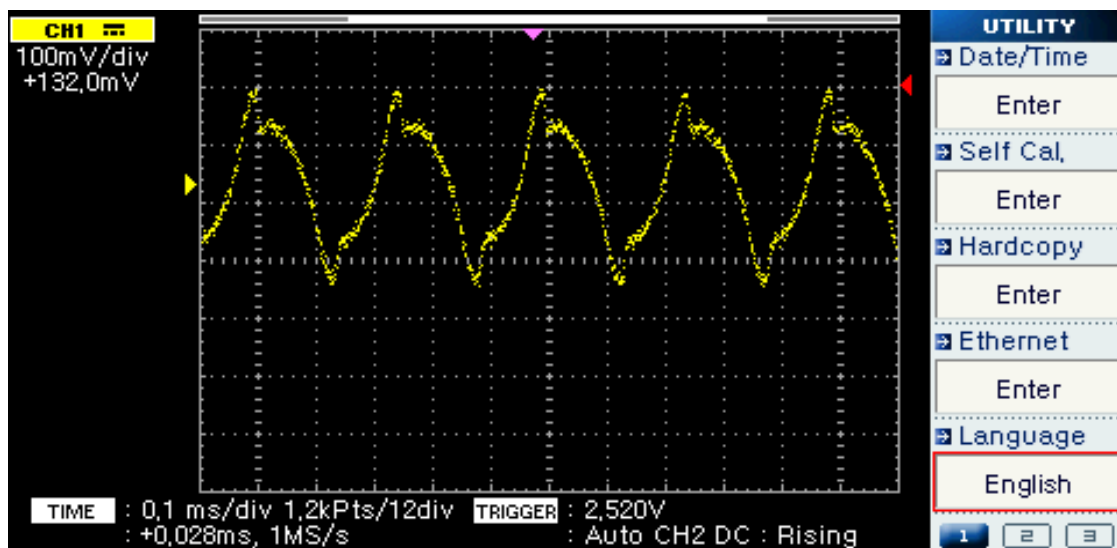
- $f=4.050\text{ kHz}$



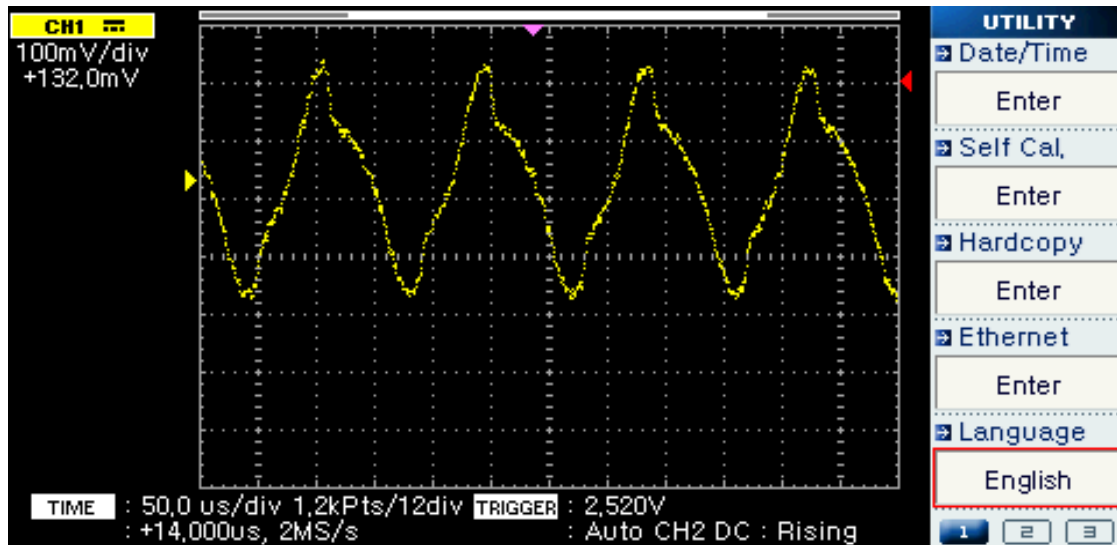
- $f=5.057\text{ kHz}$



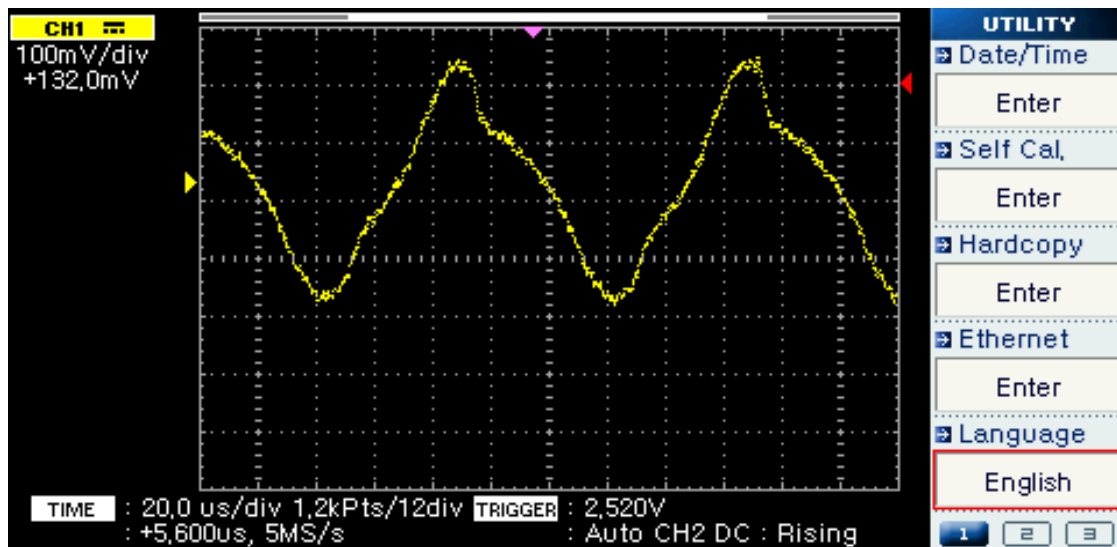
- $f=6.047\text{ kHz}$



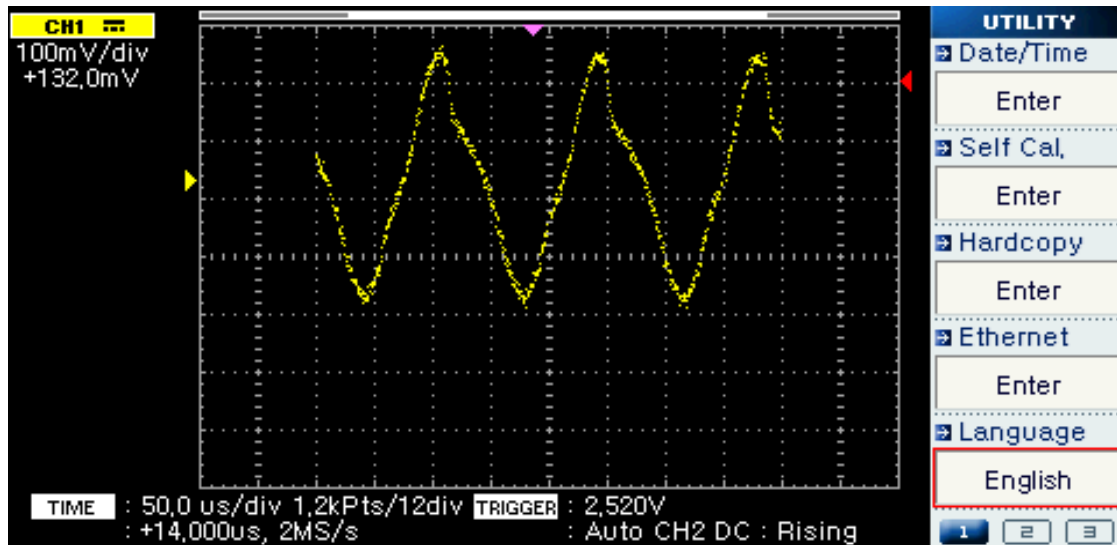
- $f=7.16\text{ kHz}$



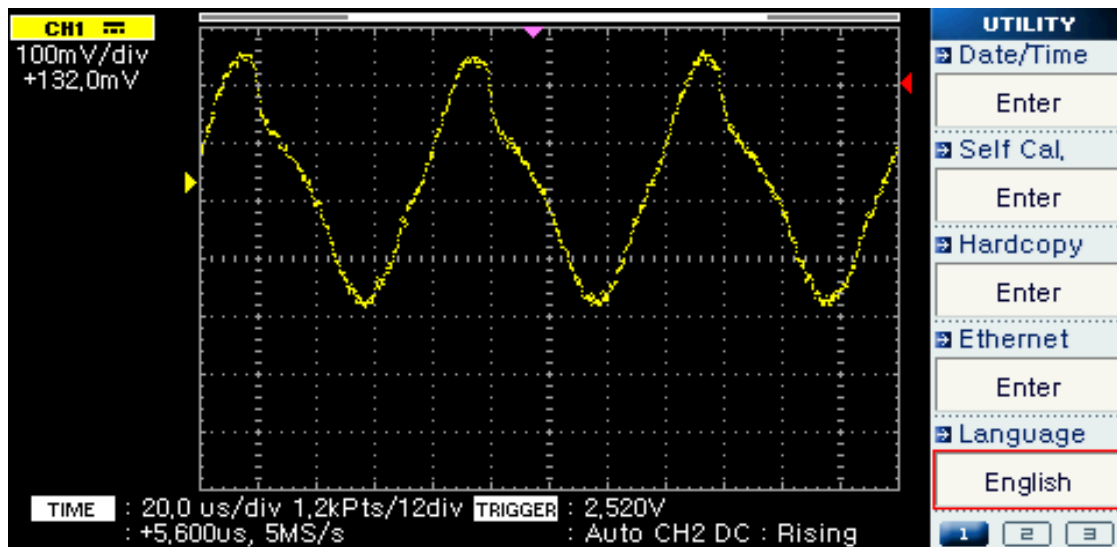
- $f=8.062\text{ kHz}$



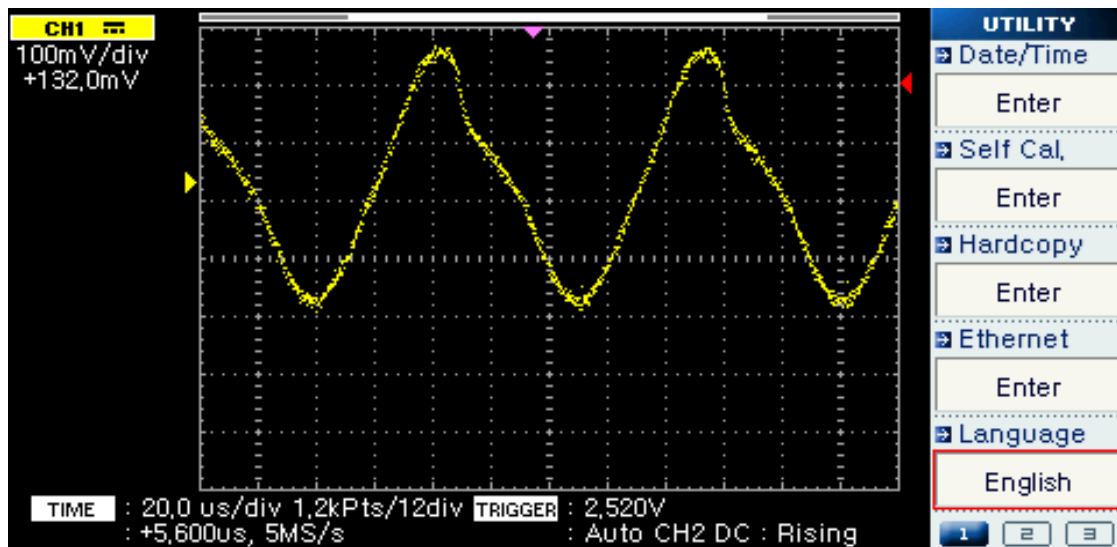
- $f=9.132\text{ kHz}$



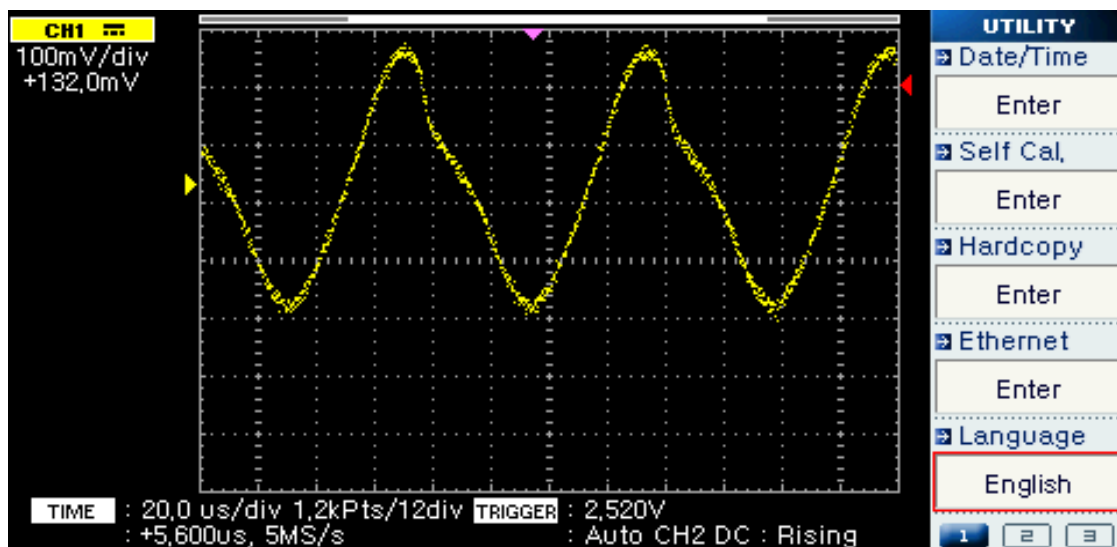
- $f=10.07\text{ kHz}$



- $f=11\text{ kHz}$



- $f=12.01\text{ kHz}$



Για τις μετρήσεις χρησιμοποιήθηκε ο παλμογράφος EZ Digital Oscilloscope DS-1530.



Εικόνα 76: EZ Digital Oscilloscope DS-1530

Τη μεταβολή της συχνότητας καθώς και το ac ρεύμα εφαρμόζεται από μια γεννήτρια συχνοτήτων EZ FG-7005C Sweep/Function Generator.



Εικόνα 77: EZ FG-7005C Sweep/Function Generator

11 ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1] Tannous C, Gieraltowski J. Giant magneto-impedance and its applications. *J Mater Sci: Mater Electro* 2004;15:125–33.
- [2] Machado FLA, Rezende SM. A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft-ferromagnetic alloys. *J Appl Phys* 1996;79:6558–60.
- [3] Atkinson D, Squire PT. Phenonemological model for magnetoimpedance in soft ferromagnet. *J Appl Phys* 1998;83:6569–71.
- [4] Panina LV, Mohri K, Uchiyama T, Noda M. Giant magneto-impedance in Co-rich amorphous wires and films. *IEEE Trans Magn* 1995;31:1249–60.
- [5] Chen DX, Munoz JL, Hernando A, Vazquez M. Magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires. *Phys Rev B* 1998;57:10699–704.
- [6] Chen DX, Munoz JL. AC impedance and circular permeability of slab and cylinder. *IEEE Trans Magn* 1999;35:1906–23.
- [7] Betancourt I, Valenzuela R, Vazquez M. Domain model for the magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires. *J Appl Phys* 2003;93:8110–2.
- [8] Yoon SS, Kim CG, Kim HC. The mechanism of magnetic relaxation in Co-based amorphous ribbon determined by permeability spectroscopy. *J Magn Magn Mater* 1999;203:235–7.
- [9] Kim CG, Yoon SS, Yu SC. Decomposition of susceptibility spectra in a torsion-stressed Fe-based amorphous wire. *Appl Phys Lett* 2000;76:3463–5.
- [10] Yoon SS, Kim CG. Separation of reversible domain wall motion and magnetization rotation components in susceptibility spectra of amorphous magnetic materials. *Appl Phys Lett* 2001;78:3280–2.
- [11] Carara M, Baibich MN, Sommer RL. Magnetization dynamics as derived from magneto impedance measurements. *J Appl Phys* 2000;88:331–5.
- [12] Buttino G, Cecchetti A, Poppi M. Domain wall relaxation frequency and magnetocrystalline anisotropy in Co- and Fe-based nanostructured alloys. *J Magn Magn Mater* 2004;269:70–7.
- [13] Menard D, Britel M, Ciureanu P, Yelon A. Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor. *J Appl Phys* 1998;84:2805–14.
- [14] Yelon A, Menard D, Brittel M, Ciureanu P. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent. *Appl Phys Lett* 1996;69:3084–5.

- [15] Brittel MR, Menard D, Melo LGC, Ciureanu P, Yelon A, Cochrane CW, et al. Magnetoimpedance measurements of ferromagnetic resonance and antiresonance. *Appl Phys Lett* 2000;77:2737–9.
- [16] Machado FLA, de Araujo AEP, Puca AA, Rodrigues A, Rezende SM. Surface magnetoimpedance measurements in soft-ferromagnetic materials. *Phys Stat Sol A* 1999;173:135–44.
- [17] Knobel M, Vazquez M, Kraus L. Giant magnetoimpedance. In: Buschow KH, editor. *Handbook of magnetic materials*, vol. 15. Amsterdam: Elsevier Science B.V.; 2003. p. 1–69 [Chapter 5].
- [18] Me'nard D, Yelon A. Theory of longitudinal magnetoimpedance in wires. *J Appl Phys* 2000;88:379–93.
- [19] Dong C, Chen S, Hsu TY. A simple model of giant magneto-impedance effect in amorphous thin films. *J Magn Magn Mater* 2002;250:288–94.
- [20] Phan MH, Cuong N, Yu SC. Theoretical considerations on the giant magnetoimpedance effect in amorphous ribbons. In: *Digests of the 2003 summer conference & Japan–Korea symposium on spintronics*, June 19–21; 2003, Busan, Korea. p. 60–1.
- [21] Barandiaran JM, Kurl'yanskaya GV, Vazquez M, Gutierrez J, Garcia D, Munoz JL. A simple model of the magnetoresistance contribution to the magnetoimpedance effect in thin films. *Phys Stat Sol A* 1999;171:R3–4.
- [22] Kurl'yanskaya GV, Barandiaran JM, Vazquez M, Garcia D, Gutierrez J, Vaskovskiy VO, et al. The magnetoresistance contribution to the total magnetoimpedance of thin films: a simple model and experimental basis. *J Magn Magn Mater* 2000;215–216:516–8.
- [23] McHenry ME, Willard MA, Laughlin DE. Amorphous and nanocrystalline materials for applications as soft magnets. *Prog Mater Sci* 1999;44:291–433.
- [24] Vazquez M, Knobel M, Sanchez ML, Valenzuela R, Zhukov AP. Giant magnetoimpedance effect in soft magnetic wires for sensor applications. *Sens Acta A* 1997;59:20–9.
- [25] Phan MH, Peng HX, Yu SC, Chau N. Valve behavior of giant magnetoimpedance in field-annealed $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{5}\text{Si}_{15}\text{Nb}_{2.2}\text{Cu}_{0.8}\text{B}_7$ amorphous ribbon. *J Appl Phys* 2005;97:10M108:1–8:3.
- [26] Vazquez M. Giant magnetoimpedance in soft magnetic “wires”. *J Magn Magn Mater* 2001;226–230:693–9. [147] Nie HB, Zhang XX, Pakhomov AB, Xie Z, Yan X, Zhukov A,

- et al. Giant magnetoimpedance of glasscovered amorphous microwires of Co–Mn–Si–B and Co–Si–B. *J Appl Phys* 1999;85:4445–7.
- [27] Nie HB, Zhang XX, Pakhomov AB, Xie Z, Yan X, Zhukov A, et al. Giant magnetoimpedance of glasscovered amorphous microwires of Co–Mn–Si–B and Co–Si–B. *J Appl Phys* 1999;85:4445–7.
- [28] Vinai F, Coisson M, Tiberto P. High-frequency magneto-impedance in metastable metallic materials: an overview. *J Magn Magn Mater* 2006;300:e82–7.
- [29] Knobel M, Sanchez ML, Gomez-Polo C, Marin P, Vazquez M, Hernando A. Giant magneto-impedance effect in nanostructured magnetic wires. *J Appl Phys* 1996;79:1646–8.
- [30] Kraus L, Knobel M, Kane SN, Chiriac H. Influence of joule heating on magnetostriction and giant magnetoimpedance effect in a glass covered CoFeSiB microwire. *J Appl Phys* 1999;85:5435–7.
- [31] Kraus L, Chiriac H, Ovari TA. Magnetic properties of stress-joule-heated amorphous FeCrBSi microwire. *J Magn Magn Mater* 2000;215–216:343–5.
- [32] Pirota KR, Kraus L, Chiriac H, Knobel M. Magnetostriction and GMI in Joule-heated CoFeSiB glasscovered microwires. *J Magn Magn Mater* 2001;226–230:730–2.
- [33] Brunetti L, Tiberto P, Vinai F, Chiriac H. High-frequency giant magnetoimpedance in joule-heated Co based amorphous ribbons and wires. *Mater Sci Eng A* 2001;304–306:961–4.
- [34] Li DR, Lu ZC, Zhou SX. Magnetic anisotropy and stress-impedance effect in Joule heated Fe_{73.5}Cu₁Nb₃Si_{13.5}B₉ ribbons. *J Appl Phys* 2004;95:204–7.
- [35] Kurlyandskaya GV, Vazquez M, Munoz JL, Garcia D, McCord J. Effect of induced magnetic anisotropy and domain structure features on magneto-impedance in stress annealed Co-rich amorphous ribbons. *J Magn Magn Mater* 1999;196–197:259–61.
- [36] Tejedor M, Hernando B, Sanchez ML, Prida VM, Vazquez M. Stress and magnetic field dependence of magneto-impedance in amorphous Co_{66.3}Fe_{3.7}Si₁₂B₁₈ ribbons. *J Magn Magn Mater* 1999;196–197:330–2.
- [37] Knobel M, Sanchez ML, Gomez-Polo C, Marin P, Vazquez M, Hernando A. Giant magneto-impedance effect in nanostructured magnetic wires. *J Appl Phys* 1996;79:1646–8.
- [38] Li YF, Vaquez M, Chen DX. GMI effect of Fe_{73.5-x}Cr_xCu₁Nb₃Si_{13.5}B₉ amorphous and nanocrystalline soft wires. *J Magn Magn Mater* 2002;249:342–5.

- [39]Usov N, Antonov A, Granovsky A. Theory of giant magnetoimpedance effect in composite amorphous wire. *J Magn Magn Mater* 1997;171:64–8.
- [40]Sinnecker JP, Garcia JM, Asenjo A, Vazquez M, Garcia-Arribas A. Giant magnetoimpedance in CoP electrodeposited microtubes. *J Mater Res* 2000;15:751–5.
- [41]Yu RH, Landry G, Li YF, Basu S, Xiao JQ. Magneto-impedance effect in soft magnetic tubes. *J Appl Phys* 2000;87:4807–9.
- [42]Sinnecker JP, Knobel M, Pirota KR, Garcia JM, Asenjo A, Vazquez M. Frequency dependence of the magnetoimpedance in amorphous CoP electrodeposited layers. *J Appl Phys* 2000;87:4825–7.
- [43]Garcia JM, Sinnecker JP, Asenjo A, Vazquez M. Enhanced magnetoimpedance in CoP electrodeposited microtubes. *J Magn Magn Mater* 2001;226-230:704–6.
- [44]Garcia JM, Asenjo A, Vazquez M, Yakunin AM, Antonov AS, Sinnecker JP. Determination of closure domain penetration in electrodeposited microtubes by combined magnetic force microscopy and giant magneto-impedance techniques. *J Appl Phys* 2001;89:3888–91.
- [45]Phan MH, Peng HX, Wisnom MR, Tung MT, Dung NV, Nghi NH. Optimized GMI effect in electrodeposited CoP/Cu composite wires. *J Magn Magn Mater* 2007;316:244–7.
- [46]Li XP, Zhao ZJ, Seet HL, Heng WM, Oh TB, Lee JY. Effect of magnetic field on the magnetic properties of electroplated NiFe/Cu composite wires. *J Appl Phys* 2003;94:6655–8.
- [47]Li XP, Zhao ZJ, Chua C, Seet HL, Lu L. Enhancement of giant magnetoimpedance effect of electroplated NiFe/Cu composite wires by dc Joule annealing. *J Appl Phys* 2003;94:7626–30.
- [48]Hu J, Qin H, Zhang L, Chen J. Giant magnetoimpedance effect in Ag/NiFe plate wire. *Mater Sci Eng B* 2004;106:202–6.
- [49]Li XP, Seet HL, Fran J, Yi JB. Electrodeposition and characteristics of Ni₈₀Fe₂₀/Cu composite wires. *J Magn Magn Mater* 2006;304:111–6.
- [50]Atalay FE, Kaya H, Atalay S. Unusual grain growth in electrodeposited CoNiFe/Cu wires and their magnetoimpedance properties. *Mater Sci Eng B* 2006;131:242–7.
- [51]Atalay FE, Kaya H, Atalay S. Giant magnetoimpedance effect in electrodeposited CoNiFe/Cu wires with varying Ni, Fe and Co content. *J Alloy Compd* 2006;420:9–14.
- [52]Kurlyandskays GV, Garcia-Arribas A, Barandiaran JM. Advantages of nonlinear giant magnetoimpedance for sensor applications. *Sens Acta A* 2003;106:234–9.

- [53]Atalay FE, Kaya H, Atalay S. Magnetoimpedance effect in electroplated NiFeRu/Cu wire. *J Phys D: Appl Phys* 2006;39:431–6.
- [54]Velleuer J, Munoz AG, Yakabchuk H, Schiefer C, Hackl A, Kisker E. Giant magnetoimpedance in electroplated NiFeMo/Cu microwires. *J Magn Magn Mater* 2007;311:651–7.
- [55]Li XP, Seet HL, Fran J, Yi JB. Electrodeposition and characteristics of Ni₈₀Fe₂₀/Cu composite wires. *J Magn Magn Mater* 2006;304:111–6.
- [56]Wang XZ, Yuan WZ, Zhao Z, Li XD, Ruan JZ, Yang XL. Giant magnetoimpedance effect in CuBe/NiFeB and CuBe/Insulator/NiFeB electroless-deposited composite wires. *IEEE Trans Magn* 2005;41:113–5.
- [57]Wang XZ, Yuan WZ, Zhao Z, Li XD, Ruan JZ, Zhao ZJ, et al. Enhancement of giant magnetoimpedance in composite wire with insulator layer. *J Magn Magn Mater* 2007;308:269–72.
- [58]Phan MH, Peng HX, Wisnom MR, Yu SC. Large enhancement of GMI effect in polymer composites containing Co-based ferromagnetic microwires. *J Magn Magn Mater* 2007;316:e253–6.
- [59]Davies HA, Lewis BG, Donald IW. In: Mehrabian R, Kear BH, Cohen M, editors. *Rapid solidification processing: principles and technologies*. Baton, Rouge, LA: Claitor's Pub. Div.; 1978. p. 78–83.
- [60]Goto T. Fe–B and Fe–Si–B system alloy filaments produced by glass-coated melt spinning. *Trans Jpn Inst Met* 1980;21:219–25.
- [61]Squire PT, Atkinson D, Gibbs MRJ, Atalay SJ. Amorphous wires and their applications. *J Magn Magn Mater* 1994;132:10–21.
- [62]Ohnaka I, Fukusako T, Matui T. Preparation of amorphous wires. *J Jpn Inst Met* 1981;45:751–62.
- [63]Matsumoto T, Ohnaka I, Inoue A, Hagiwara M. *Scripta Metall* 1981;15:293–306.
- [64]Matsumoto T, Inoue A, Hagiwara M. US Patent No. 4, 523, 626; 1995.
- [65]Nderu JN, Shinokawa Y, Yamasaki J, Humphrey FB, Ogasawara I. Dependence of magnetic properties of (Fe₅₀Co₅₀)₇₈Si₇B₁₅ amorphous wire on the diameter. *IEEE Trans Magn* 1996;32:4878–80.
- [66]Taylor GF. A method of drawing metallic filaments and a discussion of their properties and uses. *Phys Rev* 1924;23:655–60.
- [67]Taylor GF. Process and apparatus for making filaments, Patented February 24, 1931, United States Patent Office, 1, 793, 529.

- [68]Donald IW. Production, properties and applications of microwire and related products. *J Mater Sci* 1987;22:2261–79.
- [69]Goto T, Nagano M, Tanaka K. Tensile strength of copper and iron filaments produced by method of glasscoated melt spinning. *Trans Jpn Inst Met* 1977;18:209–13.
- [70]Wiesner H, Schneider J. Magnetic properties of amorphous FeP alloys containing Ga, Ge, and As. *Phys Stat Soli A* 1974;26:71–5.
- [71]Ulitsovsky AV. In: *Micro-technology in design of electric devices*, vol. 7. Leningrad; 1951. p. 6.
- [72]Ulitsovsky AV, Maianski IM, Avramenco AI. Method of continuous casting of glass coated microwire. Patent No. 128427 (USSR), 15.05.60, Bulletin. No. 10. p. 14.
- [73]Chiriac H. Preparation and characterization of glass covered magnetic wire. *Mater Sci Eng A* 2001;304–306:166–71.
- [74]Jantaratana P, Sirisathitkul C. Effects of thickness and heat treatments on giant magnetoimpedance of electrodeposited cobalt on silver wires. *IEEE Trans Magn* 2006;42:358–62.
- [75]Usov NA. Stress distribution and domain structure in amorphous ferromagnetic wires. *J Magn Magn Mater* 2002;249:3–8.
- [76]Atalay FE, Kaya H, Atalay S. Unusual grain growth in electrodeposited CoNiFe/Cu wires and their magnetoimpedance properties. *Mater Sci Eng B* 2006;131:242–7.
- [77]Phan MH, Peng HX, Wisnom MR, Yu SC. Giant magnetoimpedance effect in ultrasoft FeAlSiBCuNb nanocomposites for sensor applications. *J Appl Phys* 2005;98:014316.
- [78]Freijo JJ, Hernando A, Vazquez M, Mendez A, Ramanan VR. Exchange biasing in ferromagnetic amorphous wires: A controllable micromagnetic configuration. *Appl Phys Lett* 1999;74:1305–7.
- [79]Chen DX, Pascual L, Hernando A. Comment on analysis of asymmetric giant magnetoimpedance in fieldannealed Co-based amorphous ribbon. *Appl Phys Lett* 1999;75:2114; Chen DX, Pascual L, Hernando A. Comment on analysis of asymmetric giant magnetoimpedance in fieldannealed Co-based amorphous ribbon. *Appl Phys Lett* 2000;77:1727–9.
- [80]Tejedor M, Hernando B, Sanchez ML, Prida VM, Kurllyandskaya GV, Garcia D, et al. Frequency dependence of hysteretic magneto-impedance in CoFeMoSiB amorphous ribbons. *J Magn Magn Mater* 2000;215–216:425–7.
- [81]Kim CG, Jang KJ, Kim DY, Yoon SS. Response to comment on ‘analysis of asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed Co-based amorphous ribbon. *Appl Phys*

- Lett 2000;77:1727; Kim CG, Jang KJ, Kim DY, Yoon SS. Response to comment on analysis of asymmetric giant magnetoimpedance in field-annealed Co-based amorphous ribbon. Appl Phys Lett 2000;77:1731.
- [82]Makhnovskiy DP, Panina LV, Mapps DJ. Surface impedance tensor in amorphous wires with helical anisotropy: magnetic hysteresis and asymmetry. J Appl Phys 2001;89:7224–6.
- [83]Rheem YW, Kim CG, Kim CO, Yoon SS. Current sensor application of asymmetric giant magnetoimpedance in amorphous materials. Sens Acta A 2003;106:19–21.
- [84]Blanco JM, Zhukov A, Gonzalez J. Asymmetric torsion stress giant magnetoimpedance in nearly zero magnetostrictive amorphous wires. J Appl Phys 2000;87:4813–5.
- [85]Gonzalez J, Chen AP, Blanco JM, Zhukov A. Effect of applied mechanical stresses on the impedance response in amorphous microwires with vanishing magnetostriction. Phys Stat Sol A 2002; 189:599–608.
- [86]Cobeno AF, Zhukov A, Blanco JM, Larin V, Gonzalez J. Magnetoelastic sensor based on GMI of amorphous microwire. Sens Acta A 2001;91:95–8.

12 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

12.1 ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

01. S.O. Kasap. Αρχές Ηλεκτρονικών Υλικών και Διατάξεων. Παπασωτηρίου.

12.2 ΞΕΝΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

01. Handley, R. C. (2000). Modern Magnetic Materials: Principles and Applications. Canada: Wiley & Sons, Inc.
02. Alex Hubert, Rudolf Schafer. Magnetic domains: The analysis of magnetic microstructures. Berlin : Springer , c1998 .
03. David Jiles. Introduction to magnetism and magnetic materials. London : Chapman & Hall , c1998
04. Kei Yosida. Theory of magnetism. [Berlin] : Springer , 1996
05. Magnetic properties of materials Edited by Jan Smit. New York : McGraw-Hill , [1971]
06. Benjamin Lax, Kenneth J. Button. Microcare ferrites and ferromagnetics. New York, NY : McGraw-Hill Book Company , c1962
07. Robert C. O' Handley. Modern magnetic materials and applications. Wiley & Sons, Inc.

12.3 PAPERS

01. Lenz JE. A review of magnetic sensors. Proc IEEE 1990;78:973–89.
02. Meydan T. Application of amorphous materials to sensors. J Magn Magn Mater 1995;133:525–32.
03. Panina LV, Mohri K. Magneto-impedance effect in amorphous wires. Appl Phys Lett 1994;65:1189–91.
04. Vazquez M, Hernando A. A soft magnetic wire for sensor applications. J Phys D: Appl Phys 1996;29:939–49.
05. Chiriac H, Ovari TA. Amorphous glass-covered magnetic wires: preparation, properties, applications. Prog Mater Sci 1996;40:333–407.
06. Vazquez M. Giant magnetoimpedance in soft magnetic “wires”. J Magn Magn Mater 2001;226–230:693–9.
07. Knobel M, Pirota KR. Giant magnetoimpedance: concepts and recent progress. J Magn Magn Mater 2002;242-245:33–40.
08. Kraus L. GMI modeling and material optimization. Sens Acta A 2003;106:187–94.
09. Tannous C, Gieraltowski J. Giant magneto-impedance and its applications. J Mater Sci: Mater Electro 2004;15:125–33.
10. Landau LD, Lifshitz EM. Electrodynamics of continuous media. Oxford: Pergamon Press; 1975.
11. Menard D, Britel M, Ciureanu P, Yelon A. Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor. J Appl Phys 1998;84:2805–14.
12. Kraus L. Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy. J Magn Magn Mater 1999;195:764–78.
13. Knobel M, Sanchez ML, Gomez-Polo C, Marin P, Vazquez M, Hernando A. Giant magneto-impedance effect in nanostructured magnetic wires. J Appl Phys 1996;79:1646–8.
14. Mohri K, Kohsawa T, Kawashima K, Yoshida H, Panina LV. Magneto-inductive effect (MI effect) in amorphous wires. IEEE Trans Magn 1992;28:3150–2.

15. Betancourt I, Valenzuela R, Vazquez M. Domain model for the magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires. *J Appl Phys* 2003;93:8110–2.
16. Menard D, Melo LGC, Brittel MR, Ciureanu P, Yelon A, Rouabhi M, et al. Modeling the magnetoimpedance in isotropic wires. *J Appl Phys* 2000;87:4801–3.
17. Lofland SE, Baghat SM, Dominguez M, Garciabeneitez JM, Guerrero F, Vazquez M. Low-field microwave magnetoimpedance in amorphous microwires. *J Appl Phys* 1999;85:4442–4.
18. Squire PT, Atkinson D, Gibbs MRJ, Atalay SJ. Amorphous wires and their applications. *J Magn Magn Mater* 1994;132:10–21.
19. Ohnaka I, Fukusako T, Matui T. Preparation of amorphous wires. *J Jpn Inst Met* 1981;45:751–62.
20. Chiriac H. Preparation and characterization of glass covered magnetic wire. *Mater Sci Eng A* 2001;304–306:166–71.
21. Dominguez L, Blanco JM, Aragonese P, Gonzalez J, Valenzuela R, Vazquez M, et al. Circumferential magnetization processes in CoFeBSi wires. *J Appl Phys* 1996;79:6539–41.
22. Aragonese P, Zhukov A, Gonzalez J, Blanco JM, Dominguez L. Effect of AC driving current on magnetoimpedance/ effect. *Sens Acta A* 2000;81:86–90.
23. Lachowicz HK, Garcia KL, Kuzminski M, Zhukov A, Vazquez M. Skin-effect and circumferential permeability in micro-wires utilized in GMI-sensors. *Sens Acta A* 2005;119:384–9.
24. Pirota KR, Kraus L, Chiriac H, Knobel M. Magnetic properties and giant magnetoimpedance in a CoFeSiB glass-covered microwire. *J Magn Magn Mater* 2000;221:L243–7.
25. Chiriac H, Ovari TA, Marinescu CS. Comparative study of the giant magneto-impedance effect in CoFeSiB glass-covered and cold-drawn amorphous wires. *IEEE Trans Magn* 1997;33:3352–4.
26. Machado LA, da Silva BL, Rezende SM, Martins CS. Giant ac magnetoresistance in the soft ferromagnet Co₇₀.4Fe₄.6Si₁₅B₁₀. *J Appl Phys* 1994;75:6563–5.

12.4 ΔΙΕΥΘΥΝΣΕΙΣ INTERNET

01. <http://www.ndted.org/EducationResources/CommunityCollege/MagParticle/Physics/MagneticMatls.htm>
02. http://www.irm.umn.edu/hg2m/hg2m_b/hg2m_b.html
03. <http://www.ece.auckland.ac.nz/~kacprzak/notes.htm>
04. <http://www.doitpoms.ac.uk/tlplib/ferromagnetic/printall.php?question=1&type=4>
05. http://www.vectorsite.net/tpqm_04.html
06. <http://science.howstuffworks.com/magnet.htm/printable>
07. <http://qwickstep.com/search/electron-spin.html>
08. <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/chemical/eleorb.html>
09. <http://www.dtu.dk/centre/NANOS/English/Research/Nanoparticles%20of%20antiferromagnetic%20materials.aspx>

13 ΛΙΣΤΑ ΣΥΝΤΟΜΟΓΡΑΦΙΩΝ ΚΑΙ ΣΥΜΒΟΛΩΝ

GMR	giant magnetoresistance	Γιγαντιαία μαγνητοαντίσταση
CMR	colossal magnetoresistance	κολοσσιαία μαγνητοαντίσταση
GMI	giant magnetoimpedance	γιγαντιαία μαγνητοεμπέδηση
B		Μαγνητική επαγωγή
H		Ένταση του μαγνητικού πεδίου
μ_m		Μαγνητική διπολική ροπή
M		Μαγνήτιση
χ_m	susceptibility	Μαγνητική επιδεκτικότητα
μ_0		Διαπερατότητα του κενού
μ_r		Σχετική διαπερατότητα
μ		Μαγνητική διαπερατότητα
T_C		θερμοκρασία Curie
T_N		θερμοκρασία Neel
μ_B		Μαγνητόνη του Bohr
μ_L		Μαγνητική διπολική ροπή
μ_S		Μαγνητική διπολική ροπή λόγω spin
U		Ενέργεια αλληλεπίδρασης του spin με το μαγνητικό πεδίο
m_ℓ		Μαγνητικός κβαντικός αριθμός
M_S		Μαγνήτιση κόρου
M_r		Παραμένουσα μαγνήτιση
H_C		Συνεκτικό πεδίο
δ		Βάθος διείσδυσης
σ		Ηλεκτρική αγωγιμότητα
ω		Κυκλική συχνότητα του ρεύματος διέγερσης ($\omega = 2\pi f$)
E_z		Διαμήκης συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου
j_z		Διαμήκης συνιστώσα της πυκνότητας ρεύματος
R_{dc}		dc αντίσταση
ρ		Ειδική αντίσταση

ℓ		Μήκος του αγωγού
h_z		Αξονική συνιστώσα του ac μαγνητικού πεδίου
h_ϕ		Επιφανειακή συνιστώσα του ac μαγνητικού πεδίου
Z		Εμπέδηση
L		Αυτεπαγωγή
H_{dc}		dc μαγνητικό πεδίο
γ		Γυροσκοπικός λόγος
K		Σταθερά ανισοροπίας