



**ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΥΛΙΚΩΝ**

**«Μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή της μαγνήτισης σε νανοδομημένα
μαγνητικά υλικά»**

ΧΡΗΣΤΟΣ ΘΑΝΟΣ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΙΩΑΝΝΙΝΑ, ΙΟΥΝΙΟΣ 2025



**ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΥΛΙΚΩΝ**

**«Μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή της μαγνήτισης σε νανοδομημένα
μαγνητικά υλικά»**

ΧΡΗΣΤΟΣ ΘΑΝΟΣ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΙΩΑΝΝΙΝΑ, ΙΟΥΝΙΟΣ 2025

«Η έγκριση της διδακτορικής διατριβής από το Τμήμα Μηχανικών Επιστήμης Υλικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων δεν υποδηλώνει αποδοχή των γνώμων του συγγραφέα Ν. 5343/32, άρθρο 202, παράγραφος 2».

Ημερομηνία αίτησης του κ. Χρήστου Θάνου: 22/09/2020

Ημερομηνία ορισμού Τριμελούς Συμβουλευτικής Επιτροπής: 21/10/2020

Μέλη Τριμελούς Συμβουλευτικής Επιτροπής:

Επιβλέπων

Ιωάννης Παναγιωτόπουλος Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

Μέλη

Χριστίνα Λέκκα Καθηγήτρια του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

Λεωνίδας Γεργίδης Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων

Ημερομηνία ορισμού θέματος: 21/10/2020

«Μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής της μαγνήτισης σε νανοδομημένα μαγνητικά υλικά».

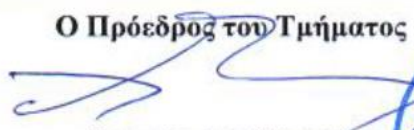
ΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΕΠΤΑΜΕΛΟΥΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗΣ : 14/05/2025

Ιωάννης Παναγιωτόπουλος	Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
Χριστίνα Λέκκα	Καθηγήτρια του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
Λεωνίδας Γεργίδης	Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
Δημήτριος Παπαγεωργίου	Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
Ευάγγελος Χατζηγεωργίου	Αναπληρωτής Καθηγητής του Τμήματος Μηχανικών Επιστήμης Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
Αναστάσιος Μάρκου	Επίκουρος Καθηγητής του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων
Δημήτριος Κεχράκος	Καθηγητής του Παιδαγωγικού Τμήματος της Ανώτατης Σχολής Παιδαγωγικής και Τεχνολογικής Εκπαίδευσης (ΑΣΠΑΙΤΕ)

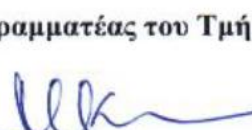
Έγκριση Διδακτορικής Διατριβής με βαθμό «ΑΡΙΣΤΑ» στις 19/06/2025

Ο Πρόεδρος του Τμήματος

Η Γραμματέας του Τμήματος


Συμεών Αγαθόπουλος
Καθηγητής




Μαρία Κόντου

Σε όσους παλεύουν διεκδικούν μάχονται για τα πιστεύω τους τα ιδανικά τους και για να αλλάξουν τον κόσμο ως προς το κάλλιον με μπούσουλα το μίτο της Αριάδνης.

Στους γονείς μου Κωνσταντίνο και Πανούλα και στην σύζυγό μου Αριάδνη

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ	8
ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ	12
ΠΕΡΙΛΗΨΗ	14
ABSTRACT	16
ΠΡΟΛΟΓΟΣ: ΚΑΙ ΑΠΟ ΚΑΠΟΥ ΞΕΚΙΝΟΥΝ ΟΛΑ	18
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ	23
1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	23
1.2 ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ	23
1.3 ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΔΙΠΟΛΙΚΗ ΡΟΠΗ	28
1.4 ΒΡΟΧΟΣ ΥΣΤΕΡΗΣΗΣΗΣ	31
1.5 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΓΙΑ ΤΟ ΒΡΟΧΟ ΥΣΤΕΡΗΣΗΣΗΣ	32
1.6 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΓΙΝΟΜΕΝΟ	35
1.7 ΔΙΑΚΡΙΣΗ ΥΛΙΚΩΝ	37
1.7.1 ΠΑΡΑΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ	38
1.7.2 ΣΙΔΗΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ	39
1.7.3 ΑΝΤΙΣΙΔΗΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ	41
1.7.4 ΣΙΔΗΡΙΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ	42
1.7.5 ΔΙΑΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ	43
1.8 ΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΠΕΡΙΟΧΕΣ	44
1.9 ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ ΤΗΣ ΜΑΓΝΗΤΙΣΗΣ	48
1.10 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗΣ ΤΗΣ ΜΑΓΝΗΤΙΣΗΣ	52
1.11 STONER WOHLFARTH	53
1.12 ΤΟΙΧΩΜΑΤΑ ΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΠΕΡΙΟΧΩΝ	55
1.13 ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗΣ ΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΠΕΡΙΟΧΩΝ	58
1.14 ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΣΤΟΝ ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΟ ΚΟΣΜΟ	59
1.15 ΣΥΝΟΨΗ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 1	63
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ	64
2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	64
2.2 ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ ΣΤΗΝ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ	65
2.3 ΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΜΕΣΑ	67
2.4 ΤΟ ΠΡΟΒΛΗΜΑ ΤΗΣ ΕΓΓΡΑΨΙΜΟΤΗΤΑΣ	68
2.5 ΠΑΡΑΛΛΗΛΗ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ	70
2.6 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ	72

2.7 ΑΝΤΙΣΙΔΗΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΣΥΖΕΥΓΜΕΝΑ ΜΕΣΑ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΕΓΓΡΑΦΗΣ	73
2.8 ΔΙΗΘΥΤΙΚΑ ΜΕΣΑ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΕΓΓΡΑΦΗΣ (PERCOLATED MEDIA)	75
2.9 ΜΕΣΑ ΛΙΘΟΓΡΑΦΙΚΑ ΕΓΧΑΡΑΓΜΕΝΩΝ BIT ΚΑΙ ΝΑΝΟΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ.....	76
2.10 ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΑΠΟ ΤΟΙΧΩΜΑΤΑ ΠΕΡΙΟΧΩΝ	79
2.10.1 ΜΕΣΑ ΕΛΑΤΗΡΙΟΥ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ (ES)	80
2.10.2 ΣΥΝΘΕΤΑ ΣΥΣΖΕΥΓΜΕΝΑ ΜΕΣΑ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ (ECC).....	82
2.10.3 ΣΥΖΕΥΓΜΕΝΑ ΜΕΣΑ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ ΜΕ ΒΑΘΜΙΔΑ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑΣ (ECG)...	83
2.11 ΜΑΓΝΗΤΟ-ΟΠΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ.....	85
2.12 ΚΕΚΛΙΜΕΝΑ ΜΕΣΑ ΕΓΓΡΑΦΗΣ	88
2.13 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΑ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ.....	92
2.13.1 ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΑ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ	92
2.13.2 ΘΕΡΜΙΚΑ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ	96
2.14 ΣΥΝΟΨΗ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 2	99
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΜΙΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ	100
3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	100
3.2 ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ ΣΤΟΝ ΜΙΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟ.....	101
3.3 ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗΣ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ	102
3.4 ΕΝΕΡΓΕΙΑ ZEEMAN	105
3.5 ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑΣ.....	105
3.5.1 ΜΑΓΝΗΤΟΚΡΥΣΤΑΛΛΙΚΗ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑ ΣΕ ΚΥΒΙΚΟ ΠΛΕΓΜΑ.....	106
3.5.2 ΜΑΓΝΗΤΟΚΡΥΣΤΑΛΛΙΚΗ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑ ΤΕΤΡΑΓΩΝΙΚΟΥ ΚΑΙ ΕΞΑΓΩΝΙΚΟΥ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ	107
3.5.3 ΟΜΟΑΞΟΝΙΚΗ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑ	108
3.5.4 ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑ ΣΧΗΜΑΤΟΣ.....	109
3.5.5 ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΗ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑ	110
3.5.6 ΠΕΔΙΟ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑΣ.....	111
3.6 ΜΑΓΝΗΤΟΣΤΑΤΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ	111
3.7 ΜΑΓΝΗΤΟΕΛΑΣΤΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ	112
3.8 ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ DZYALOSHINSKII-MORIYA (DMI)	112
3.9 ΔΥΝΑΜΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΤΗΣ ΜΙΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ	112
3.10 ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΗ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ.....	114
3.11 ΜΙΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΠΡΟΣΜΟΙΩΣΕΙΣ.....	116
3.12 MUMAX3	117
3.12.1 Η ΧΡΗΣΙΜΟΤΗΤΑ ΤΟΥ MUMAX3	119

3.12.2 ΤΙ ΥΠΟΛΟΓΙΖΕΙ ΤΟ MUMAX3	121
3.12.3 ΡΟΠΗ LANDAU-LIFSHITZ τ_{LL}	122
3.12.4 ΡΟΠΗ SPIN ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ZHANG-LI τ_{ZL}	122
3.12.5 ΡΟΠΗ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ SPIN SLONCZEWSKI.....	123
3.12.6 ΜΑΓΝΗΤΟΣΤΑΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ	123
3.12.7 ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ HEISENBERG	125
3.12.8 ΘΕΡΜΙΚΕΣ ΔΙΑΚΥΜΑΝΣΕΙΣ.....	126
3.12.9 ΜΑΓΝΗΤΟΚΡΥΣΤΑΛΛΙΚΗ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑ.....	127
3.12.10 ΕΠΙΛΥΤΕΣ ΤΟΥ MUMAX3 (SOLVERS).....	129
3.13 ΣΥΝΟΨΗ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 3	136
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ	138
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΑ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ ΣΕ ΝΑΝΟΣΤΟΙΧΕΙΑ CoPt και CoPt/ Co ₃ Pt	141
4.1 ΠΕΡΙΛΗΨΗ	141
4.2 ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΩΝ	142
4.3 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ	144
4.4 ΣΥΝΟΨΗ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 4	149
4.5 ΠΑΡΑΘΕΜΑ	151
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΑ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ ΣΕ ΝΑΝΟΚΑΛΩΔΙΑ Co/CoPt ΔΥΟ ΦΑΣΕΩΝ	152
5.1 ΠΕΡΙΛΗΨΗ	152
5.2 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	152
5.3 ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ	153
5.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ: ΔΥΝΑΜΑΜΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ	157
5.5 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ: ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΑ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗΣ	160
5.6 ΣΥΝΟΨΗ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 5	164
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΜΙΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΑ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗΣ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗΣ ΣΕ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΗ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ.....	166
6.1 ΠΕΡΙΛΗΨΗ	166
6.2 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	166
6.3 ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΩΝ	168
6.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΙΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΩΝ	169
6.5 ΣΥΝΟΨΗ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 6	173
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	174
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ	180

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Και όλα από κάπου ξεκινάνε

Η παρούσα διδακτορική διατριβή πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο Μαγνητικών Υλικών του τμήματος Μηχανικών επιστήμης υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων. Πρωτίστως, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Καθηγητή μου και επιβλέποντα στην Διατριβή μου κ. Ιωάννη Παναγιωτόπουλο καθηγητή του τμήματος Μηχανικών επιστήμης υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, όχι μόνο για την ευκαιρία που μου έδωσε να εκπονήσω μαζί του την διατριβή μου καθώς και για τις πολύτιμες συμβουλές και γνώσεις που μου μεταλαμπάδευσε ώστε να παραδοθεί ένα άρτιο αποτέλεσμα. Η συνεργασία με τον κ. Ιωάννη Παναγιωτόπουλο ξεκίνησε ένα Ιουλιανό απόγευμα του 2018 έτος Εγίρας για το διδακτορικό μου.

Σε όλο αυτό το διάστημα είχα την συμπαράσταση του όχι μόνο ως μέντορα της επιστήμης, αλλά και ως οικείο άτομο που κατανοούσε τις ανάγκες μου ακόμη και όταν ήμουν προβληματισμένος ή στεναχωρημένος, συμβουλευόντας με και δίνοντας μου δόκιμες λύσεις

Σημαντική, ήταν και η συνεισφορά τόσο της κ. Χριστίνας Λέκκα Καθηγήτρια του τμήματος Μηχανικών επιστήμης υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων όσο και του κ. Λεωνίδα Γεργίδη Καθηγητή του τμήματος Μηχανικών επιστήμης υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων σε τυχόν ελλείψεις και αστοχίες που παρατηρήθηκαν κατά την περάτωση της.

Ακόμη θα ήθελα να ευχαριστήσω τα συμμετέχοντα μέλη της επταμελούς επιτροπής, τον κ. Δημήτριο Παπαγεωργίου Καθηγητή του τμήματος Μηχανικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, Αναστάσιο Μάρκου Επίκουρο Καθηγητή του τμήματος Φυσικής της Σχολής Θετικών επιστημών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, Ευάγγελο Χατζηγεωργίου Καθηγητή του τμήματος Μηχανικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, Δημήτριο Κεχράκο καθηγητή του Παιδαγωγικού Τμήματος της Ανώτατης Σχολής Παιδαγωγικής και τεχνολογικής Εκπαίδευσης(ΑΣΠΑΙΤΕ) που μου επέτρεψαν να τους παρουσιάσω κάτι νέο και καινοτόμο σε θέματα που άπτονται της μαγνητικής εγγραφής.

Σε όλη λοιπόν την διάρκεια αυτής της ακαδημαϊκής μου εμπειρίας, ήρθα σε επαφή με αρκετά άτομα οι οποίοι έδειξαν πραγματικό ενδιαφέρον πάνω στα θέματα του μικρομαγνητισμού. Υπήρξαν άτομα που όταν τους παρουσίασα μέρος της δουλειάς μου, επέλεξαν να πραγματοποιήσουν την διπλωματική τους εργασία στο εργαστήριο μαγνητικών υλικών και συγκεκριμένα πάνω στις μικρομαγνητικές προσομοιώσεις. Εξέχουσα ήταν και η συνεισφορά του μέλους ΕΔΙΠ κ. Κωνσταντίνου Προύσκα και των υπόλοιπων μελών του

εργαστηρίου Μαγνητικών Υλικών που συνέβαλλαν στο καλό κλίμα ομόνοιας, αρμονίας και πάνω από όλα ομοψυχίας.

Κλείνοντας θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένειά μου για την αμέριστη συμπαράστασή τους στο εγχείρημα μου να εκπονήσω την διδακτορική μου διατριβή με τη σύζυγό μου Αριάδνη να παίζει σημαντικό ρόλο στην περάτωση της .

Κίνητρο λοιπόν για τα πεπραγμένα μου είναι τα λόγια του ποιητού Κωνσταντίνου Καβάφη από το ποίημα του Ιθάκη που αναφέρει χαρακτηριστικά

‘Τους Λαιστρυγόνες και τους Κύκλωπας, τον άγριο Ποσειδώνα δεν θα συναντήσεις, αν δεν τους κουβανείς μες στην ψυχή σου, αν η ψυχή σου δεν τους στήνει εμπρός σου’ που συμβολίζει ότι όλοι θα πρέπει να μαχόμαστε για τα όνειρά μας και τα ιδανικά μας.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Εν αρχή ην το Χάος

Η παρούσα διδακτορική διατριβή εστιάζεται στις μικρομαγνητικές προσομοιώσεις της **‘Μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής της μαγνήτισης σε νανοδομημένα μαγνητικά υλικά’**.

Εισάγονται οι βασικές έννοιες του μαγνητισμού όπως η μαγνητική ροπή, η μαγνήτιση, ο βρόχος υστέρησης, οι μαγνητικές περιοχές και τα τοιχώματά τους, οι τρόποι αντιστροφής της μαγνήτισης και η διάκριση των μαγνητικών υλικών σε διάφορες κατηγορίες ανάλογα με τις μαγνητικές τους ιδιότητες. Κατόπιν δίνεται μια ανασκόπηση της τεχνολογίας της μαγνητικής εγγραφής που παραμένει μια κυρίαρχη τεχνολογία αποθήκευσης και ειδικότερα στην μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή που μπορεί να βοηθήσει στο πρόβλημα της εγγραψιμότητας που εμφανίζεται καθώς η θερμική σταθερότητα σε υπερυψηλή πυκνότητα εγγραφής επιβάλλει την χρήση υλικών υψηλής ανισοτροπίας.

Γενικά η εύρεση της μικρομαγνητικής κατάστασης και η πρόβλεψη των φαινομένων υστέρησης μπορεί να γίνει είτε μέσω της ελαχιστοποίησης του συναρτησιακού της συνολικής ενέργειας, είτε ισοδύναμα μέσω της δυναμικής προσέγγισης που βασίζεται στην εξίσωση Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) η οποία οδηγεί το σύστημα προς το ελάχιστο της ενέργειας. Εδώ, εφόσον ενδιαφερόμαστε για την μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή ακολουθούμε την δεύτερη μέθοδο η οποία μπορεί να προβλέψει τις δυναμικές ιδιότητες που βασίζονται στην μεταπτωτική κίνηση της μαγνήτισης.

Πραγματοποιούνται μικρομαγνητικές προσομοιώσεις της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής (MAS) για διαφορετικές νανοδομές CoPt και CoPt/Co₃Pt ως συνάρτηση του σταθερού (dc) πεδίου που εφαρμόζεται για την αντιστροφή της μαγνήτισης και της συχνότητας των μικροκυμάτων. Αποδεικνύεται ότι η εφαρμογή μικροκυματικής ακτινοβολίας μπορεί να μειώσει το απαιτούμενο πεδίο αντιστροφής κατά τουλάχιστον 50%, με κόστος όμως στον χρόνο αντιστροφής. Για κάθε dc πεδίο αντιστροφής υπάρχει μία βέλτιστη συχνότητα, που είναι κοντά σε αυτήν του σιδηρομαγνητικού συντονισμού όπως προβλέπεται από τις εξισώσεις Kittel. Επιπλέον, (α) όταν το πεδίο dc που εφαρμόζεται παράλληλα στον εύκολο άξονα παρατηρείται γραμμική μείωση του πεδίου αντιστροφής, συναρτήσει της συχνότητας των μικροκυμάτων (β) όταν το πεδίο dc που εφαρμόζεται σε γωνία $\theta=45^\circ$ με τον εύκολο άξονα, το συνεκτικό πεδίο είναι χαμηλό αλλά επιπλέον μείωση μέσω μικροκυματικής

αντιστροφής επιτυγχάνεται μόνο στις υψηλές συχνότητες εφόσον η συχνότητα συντονισμού εξαρτάται ασθενώς από το dc πεδίο.

Επιπρόσθετα, οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις χρησιμοποιούνται με σκοπό την μελέτη των συντονισμών και της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής (MAS) σε νανοσύρματα Co/CoPt δύο φάσεων. Αυτό το σύστημα επιλέγεται ως ένα ενδιαφέρον πρότυπο σύστημα-, στο οποίο οι διαδικασίες της πυρήνωσης αντίστροφης περιοχής, της διεπιφανειακής αγκίστρωσης και της διάδοσης των τοιχωμάτων είναι διακριτές όπως και ο ρόλος των μικροκυμάτων στην κάθε περίπτωση

Ο βαθμός της σύζευξης μεταβάλλεται για να καλύψει τόσο σύνθετα υλικά με συνεχή την καμπύλη υστέρησης (ισχυρή σύζευξη, ταυτόχρονη αντιστροφή των δύο φάσεων) όσο και αυτά που στο τεταρτημόριο απομαγνήτισης εμφανίζεται ένα σκαλοπάτι (ασθενής σύζευξη, αντιστροφή της κάθε φάσης σε διαφορετικό πεδίο). Σε ενδιάμεσες τιμές σύζευξης, οι διεπιφανειακοί συντονισμοί παίζουν σημαντικό ρόλο στο MAS και επιτρέπουν την εύρεση των βέλτιστων συνθηκών που συνδυάζουν τόσο μικρά συνεχή πεδία (DC) αντιστροφής όσο και χαμηλές συχνότητες της MAS. Διαπιστώνεται ότι υπάρχει πάντα μια αντιστάθμιση μεταξύ της χρήσης χαμηλών πεδίων και επίτευξης μικρών χρόνων αντιστροφής.

Πραγματοποιούνται μικρομαγνητικές προσομοιώσεις για το νανοδίσκο CoPt(4nm)/Co₃Pt(2nm) διαμέτρου 15nm σε διαφορετικές πεπερασμένες θερμοκρασίες. Οι θερμοκρασίες για στις οποίες έγιναν προσομοιώσεις ήταν: 0K, 25K, 50K, 100K, 200K, 300K ώστε να ληφθούν υπόψιν οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις.

Όλες οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πραγματοποιούνται με το λογισμικό πεπερασμένων διαφορών mumax3.

Λέξεις κλειδιά: Microwave Assisted Switching, Μαγνητικές περιοχές, Μαγνητική εγγραφή, Μέσα μαγνητικής εγγραφής, Μικρομαγνητισμός, tilted media, nano-disks, hard, hard/soft media CoPt και CoPt/Co ₃ Pt, two-phase nanowires Co/CoPt, Mumax3.
--

ABSTRACT

'Microwave assisted magnetization reversal in nanostructured magnetic materials

Christos Thanos

Department of Materials Science and Engineering, University of Ioannina, Greece

This doctoral dissertation focuses on micromagnetic simulations of **Microwave-Assisted Magnetization Reversal in nanostructured magnetic materials**.

In the first part, an introduction is given to the basic concepts of magnetism, such as magnetic moment, magnetization, hysteresis loop, magnetic domains and walls, methods of magnetization reversal, and the classification of magnetic materials into various categories based on their magnetic properties. Subsequently, a review of magnetic recording technology is presented, which remains a dominant storage technology. Special emphasis is given to microwave-assisted magnetization reversal, which can address the issue of writability that arises as thermal stability at ultra-high recording densities necessitates the use of high-anisotropy materials.

Next, an introduction to micromagnetic theory is provided. This is a continuum theory in which the magnetic state of a given magnetic object is described by the spatial dependence of the magnetization vector. This vector has a magnitude equal to the saturation magnetization M_S and a direction that is a function of the position within the material.

In the general case, determining the micromagnetic state and predicting hysteresis phenomena can be achieved either by minimizing the functional of the total energy or, equivalently, by using a dynamic approach based on the Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation, which drives the system towards the energy minimum. In this work, as the focus is on microwave-assisted magnetization reversal, the second method is followed, as it can predict the dynamic properties based on the precessional motion of the magnetization.

MAS micromagnetic simulations are performed as the function of applied switching DC-field and the frequency of microwaves for different CoPt and CoPt/Co₃Pt structures. With the use of microwave radiation the required applied dc-field can be reduced by at least 50% but always at expense of somewhat increased reversal time.

For each field there is an optimal microwave frequency which is close to ferromagnetic resonance as predicted by Kittel equation. (a) When the DC-field is applied along the easy axis the reduction of switching field is proportional to microwave frequency. (b) For DC-field applied at an angle of 45° the coercivity is low but resonance frequency is high and shows only a weak dependence on the applied reversed field. Thus, further reduction of coercivity by MAS demands the use of high-frequency.

The micromagnetic simulations are also used for investigating the resonances and MAS effects in two-phase nanowires Co/CoPt. This system is chosen as an interesting model system where the processes of nucleation, the interfacial domain-wall pinning and the propagation of the reversal domain are distinguishable and as well as their role in the mechanisms of reversal. The coupling strength is varied to cover both smooth (strong coupling) and stepped (weak coupling) hysteresis curves. At intermediate coupling strengths, the interfacial resonances play a significant role to MAS and enable us to find optimal conditions combining both low DC-field and low frequency of MAS. Finally, there is also a tradeoff between using low DC-fields and achieving short reversal times.

Micromagnetic simulations are performed for a 15nm diameter CoPt(4nm)/Co₃Pt(2nm) nanodisk at different finite temperatures. The temperatures at which the simulations were conducted were: 0K, 25K, 50K, 100K, 200K, and 300K, in order to account for the micromagnetic simulations.

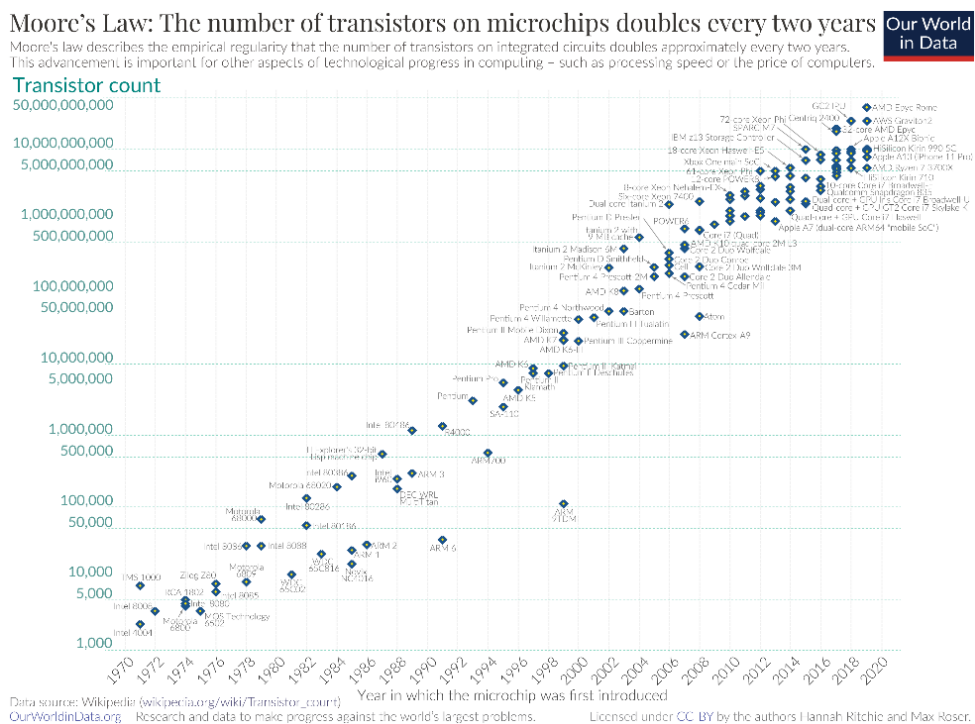
The micromagnetic simulations are conducted using the finite-difference free-license software MUMAX3.

ΠΡΟΛΟΓΟΣ: ΚΑΙ ΑΠΟ ΚΑΠΟΥ ΞΕΚΙΝΟΥΝ ΟΛΑ

Felix qui potuit rerum cognoscere causas (Βιργίλιος)

Μια διδακτορική εργασία αποτελεί μια ενδελεχή και πολύχρονη γεμάτη κόπους και αφοσίωση έρευνα. Ένας διδακτορικός ερευνητής μελετά εις βάθος ώστε να καταφέρει να ανακαλύψει την κατάλληλη γνώση που ευδαιμονεί τον κόσμο (Πλάτωνας). Η γνώση λοιπόν σύμφωνα με το Φραγκίσκο Βάκον είναι ένα όπλο, το οποίο είτε θα καταστρέψει ολοκληρωτικά τον κόσμο είτε θα τον οδηγήσει σε νέους καινοτόμους οδούς άγνωστους μεν, εξελιγμένους δε.

Ο σκοπός της παρούσας καινοτόμας διδακτορικής διατριβής με τίτλο **‘Μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή της μαγνήτισης σε νανοδομημένα μαγνητικά υλικά’**. (Microwave assisted magnetization reversal in nanostructured magnetic materials παρουσιάζεται συνοπτικά σε αυτήν την ενότητα.



Εικόνα 1: Ο νόμος του Moore [1]

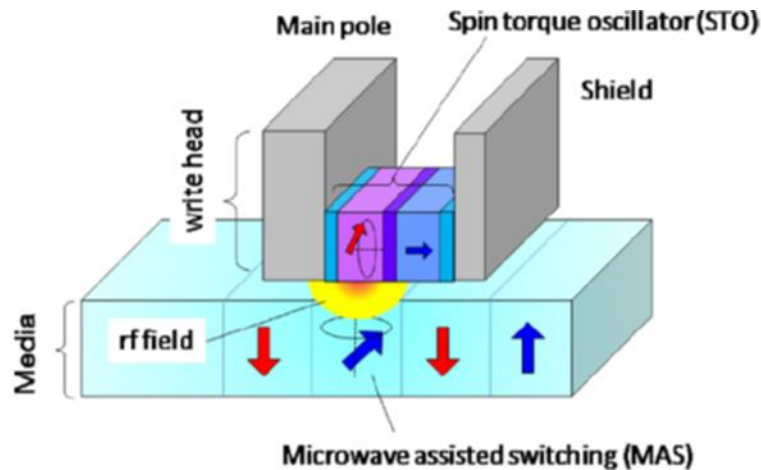
Ο Gordon Moore ένας Αμερικάνος επιχειρηματίας και μηχανικός διατύπωσε τον νόμο του Moore οποίος αναφέρει χαρακτηριστικά ότι ο αριθμός των τρανζίστορ σε ένα ολοκληρωμένο κύκλωμα διπλασιάζεται κάθε δύο χρόνια. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι δεν αποτελεί νόμο αλλά μια πολύ καλή εμπειρική σχέση η οποία παρουσιάζεται στην Εικόνα 1 [1]. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι ο νόμος αυτός σχετίζεται την σημερινή καταναλωτική μανία. Ο

νόμος αυτός σύμφωνα με τον ίδιο θα κορεσθεί και από 2015 και για τις επόμενα χρόνια η αύξηση στα τρανζίστορ δεν θα παρατηρείται ανά 2 έτη αλλά ανά 2.5 έτη.

Η σημερινή όμως εποχή χαρακτηρίζεται από μια ακόρεστη ζήτηση για μέσα αποθήκευσης πληροφορίας με ολοένα αυξανόμενη χωρητικότητα. Προκειμένου να αποθηκευτούν μεγάλα αρχεία δεδομένων με γρήγορο χρόνο πρόσβασης και θεωρητικά απεριόριστους κύκλους εγγραφής/ανάγνωσης χρησιμοποιούνται μαγνητικά μέσα ψηφιακής εγγραφής υπερυψηλής πυκνότητας.

Οι απαιτήσεις για υψηλή πυκνότητα αποθήκευσης της πληροφορίας, ταχύτατους χρόνους πρόσβασης (ανάγνωσης /εγγραφής) αλλά και για μακρά χρονική σταθερότητα της εγγεγραμμένης πληροφορίας αποτελούν συγκρουόμενες σχεδιαστικές απαιτήσεις που επιβάλλουν ισχυρούς περιορισμούς στην επιλογή του μέσου της εγγραφής, των κεφαλών και της γεωμετρίας της διάταξης. Κατά την διαδικασία της ψηφιακής μαγνητικής εγγραφής τα στοιχεία πληροφορίας (bit) αποθηκεύονται πάνω στο μέσο εγγραφής (που είναι ένα μαγνητικό υμένιο) υπό την μορφή μικροσκοπικών περιοχών, των οποίων η διεύθυνση της μαγνήτισης διαφέρει μεταξύ των στοιχείων «0» και «1». Συνεπώς το μέσο εγγραφής πρέπει να είναι κατά ένα τρόπο ένας μόνιμος μαγνήτης, στον οποίο η μαγνήτιση μπορεί να παραμένει στην διεύθυνση στην οποία μαγνητίστηκε για αρκετές δεκάδες χρόνια.

Η αύξηση της πυκνότητας εγγραφής συνεπάγεται την σμίκρυνση του μεγέθους των μπιτ. Όμως για κάθε σιδηρομαγνητικό υλικό υπάρχει ένα (εξαρτώμενο από την ανισοτροπία του κρίσιμο μέγεθος) κάτω από το οποίο οι θερμικές διακυμάνσεις τείνουν να αποσταθεροποιήσουν την εγγεγραμμένη πληροφορία, ένα φαινόμενο που είναι γνωστό σαν υπερπαραμαγνητισμός. Έτσι γίνεται αναγκαία η χρήση υλικών υψηλής ανισοτροπίας. Από την άλλη πλευρά η υψηλή ανισοτροπία συνδέεται με την αύξηση του συνεκτικού πεδίου δημιουργώντας προβλήματα εγγραψιμότητας. Διάφοροι τρόποι έχουν προταθεί και χρησιμοποιηθεί για την αντιμετώπιση αυτής της αντίφασης μεταξύ θερμικής σταθερότητας και εγγραψιμότητας, με έναν από αυτούς να είναι η μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή (MAS), που ανήκει στους ενεργειακούς τρόπους μαγνητικής εγγραφής.



Εικόνα 2: Η σχηματική απεικόνιση της πειραματικής διάταξης της μικροκυματικά υποβοηθούμενης μαγνητικής εγγραφής.[3]

Ο πιο πρόσφατος αλλά και πολλά υποσχόμενος είναι αυτός της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής. Αυτή η μέθοδος (Microwave Assisted Magnetization Reversal - MAMR) αναπτύχθηκε με σκοπό να μειώσει το πεδίο που χρειάζεται για να αντιστραφεί η μαγνήτιση [2], [3], [4], [5], [6] και περιγράφεται σχηματικά από την Εικόνα 2[3]. Αυτό συμβαίνει γιατί τα μικροκύματα προκαλούν μια ταλάντωση της μαγνήτισης, η οποία επιτρέπει στην μαγνήτιση να υπερβεί τον ενεργειακό φραγμό που απαιτείται ώστε να αντιστραφεί, χωρίς να χρειάζεται η πλήρης εξάλειψή του φραγμού από την επιβολή ισχυρού αντίστροφου πεδίου. Ιδίως όταν η συχνότητα των μικροκυμάτων είναι κοντά στη συχνότητα του σιδηρομαγνητικού συντονισμού, τα μικροκύματα έχουν την μεγαλύτερη απόδοση καθώς η γωνία μετάπτωσης της μαγνήτισης είναι μέγιστη στον συντονισμό. Με αυτό τον τρόπο μπορεί να αρθεί η αντίφαση μεταξύ της επιθυμητής αύξησης της θερμικής σταθερότητας και της ανεπιθύμητης αύξησης του συνεκτικού πεδίου με την ανισοτροπία.

Η πρόσφατη ανάπτυξη των λεγόμενων νανοσκοπικών ταλαντωτών ροπής σπιν (spin torque oscillators) επιτρέπει την άμεση εφαρμογή αυτής της τεχνολογίας. Λόγω της απαίτησης για εξαιρετικά βραχείς χρόνους πρόσβασης, πρέπει να δοθεί έμφαση στη δυναμική μαγνήτισης στην χρονική κλίμακα nsec που βρίσκεται στα όρια του συμβατικού μοντέλου θερμικής αποδιέγερσης Néel-Brown-Arrhenius και της γυρομαγνητικής αντιστροφής.

Η κατανόηση της δυναμικής μαγνήτισης σε νανοδομές είναι σημαντική και για την βασική έρευνα αλλά και για τις εφαρμογές σε μαγνητικές συσκευές αποθήκευσης δεδομένων. Λόγω του ταχύτατου χρόνου πρόσβασης που απαιτείται, πρέπει να δοθεί έμφαση στην δυναμική της μαγνήτισης στην κλίμακα των νάνο δευτερολέπτων, η οποία βρίσκεται στα όρια του μοντέλου θερμικού εφesusχασμού τύπου Néel-Brown-Arrhenius και της βαλλιστικής

γυρομαγνητικής αντιστροφής, η οποία περιγράφεται από την μεταπτωτική κίνηση της μαγνητικής ροπής γύρω από το εξωτερικό πεδίο με κυκλική συχνότητα $\omega = \gamma \mu_0 H$.

Σε αυτή την περίπτωση η δυναμική της μαγνήτισης περιγράφεται από την εξίσωση Landau-Lifshitz.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) - \frac{\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H})}{\tau \cdot M_s^2}$$

Ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους, από μόνος του περιγράφει μεταπτωτική κίνηση γύρω από το πεδίο, ενώ ο δεύτερος όρος εισάγει μηχανισμό απόσβεσης με χαρακτηριστικό χρόνο τ μέσω του οποίου η μαγνήτιση οδηγείται τελικά στην διεύθυνση του πεδίου.

Προσομοιώσεις της αναμενόμενης απόκρισης θα πραγματοποιηθούν με το λογισμικό Mumax3 που βασίζεται σε επεξεργασία επιταχυνόμενη από κάρτες γραφικών [7].

Η χρήση των φαινομένων συντονισμού ανοίγει και την προοπτική της πολύ-επίπεδης εγγραφής και ανάγνωσης μέσω της επιλεκτικότητας της συχνότητας συντονισμού με κατάλληλο σχεδιασμό των ιδιοτήτων των διαφόρων στρωμάτων [8]. Σε όλα αυτά τα συστήματα πρέπει παράλληλα με την εγγραψιμότητα αν ελέγχεται και η θερμική σταθερότητα με υπολογισμούς του ενεργειακού φραγμού για την θερμική αντιστροφή. Η «διαδρομή» που ακολουθεί η μαγνήτιση (σε ένα πολυδιάστατο χώρο φάσεων) διαφέρει για την θερμική και την αντιστροφή με πεδίο αφού η δεύτερη οδηγεί σε λιγότερο ομογενείς τρόπους. Αυτό δίνει την ευχέρεια βελτιστοποίησης ενάντια στους αντιφατικούς σχεδιαστικούς περιορισμούς.

Έτσι λοιπόν μπορούμε να συνοψίσουμε τους στόχους της παρούσας διατριβής.

- Μελέτη των γενικών εννοιών του μαγνητισμού.
- Μελέτη των θεμάτων που σχετίζονται με την Μαγνητική εγγραφή.
- Μελέτη των προβλημάτων αλληλεπίδρασης μεταξύ γειτονικών στοιχείων πληροφορίας, επίδρασης μικροδομής μεγέθους και σύζευξης κόκκων σε συστήματα μαγνητικής εγγραφής.
- Μελέτη αντιστροφής της μαγνήτισης υποβοηθούμενης με μικροκύματα με βάση την δυναμική απόκριση
- Μελέτη οιονοί-στατικής αντιστροφής και δυναμικής απόκρισης σε συστήματα τεχνολογικού ενδιαφέροντος (μέσα μαγνητικής εγγραφής υψηλής ανισοτροπίας).

- Μελέτη αντιστροφής της μαγνήτισης υποβοηθούμενης με μικροκύματα στα προηγούμενα συστήματα τεχνολογικού ενδιαφέροντος με βάση την δυναμική τους απόκριση
- Μελέτη της διαδικασίας μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής της μαγνήτισης σε συστήματα τεχνολογικού ενδιαφέροντος όπως συστήματα μαγνητικής εγγραφής υπερυψηλής πυκνότητας (νανοδίσκος μιας φάσης (σκληρής) και δύο φάσεων (σκληρής/μαλακής)
- Μελέτη της διαδικασίας κατά τις οποίες οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις χρησιμοποιούνται με σκοπό την μελέτη των συντονισμών και της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής (MAS) σε νανοκαλώδια Co/CoPt δύο φάσεων. Σε αυτήν την περίπτωση οι διαδικασίες της πυρήνωσης αντίστροφης περιοχής, της διεπιφανειακής αγκίστρωσης και της διάδοσής των τοιχωμάτων είναι διακριτές και παίζουν σημαντικό ρόλο.
- Μελέτη της επίδρασης της θερμοκρασίας σε ορισμένες δοθείσες νανοδομές και η σύγκρισή τους με τα ήδη υπάρχοντα πρότυπα μοντέλα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Αεί ο θεός γεωμετρεί.

1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το παρόν κεφάλαιο αποτελεί μια γενική ανασκόπηση σε ότι αφορά τον μαγνητισμό. Το κεφάλαιο ξεκινά με μια ιστορική αναδρομή στην ιστορία του μαγνητισμού. Στη συνέχεια γίνεται αναφορά σε βασικές έννοιες του μαγνητισμού όπως η μαγνητική διπολική ροπή, ο βρόχος υστέρησης και η διάκριση των υλικών σε κατηγορίες. Επιπρόσθετα εισάγονται οι έννοιες της μαγνήτισης, των μαγνητικών περιοχών, ο τρόπος με τον οποίο ανιχνεύουμε τις μαγνητικές περιοχές και της διαδικασίας αντιστροφής της μαγνήτισης. Στην διαδικασία της αντιστροφής της μαγνήτισης συναντάμε τις έννοιες της πυρήνωσης, της αγκίστρωσης και της διαδόσεως. Στο τελευταίο μέρος του υπάρχοντος κεφαλαίου δίνουμε συνοπτικά κάποιες εφαρμογές.

1.2 ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ

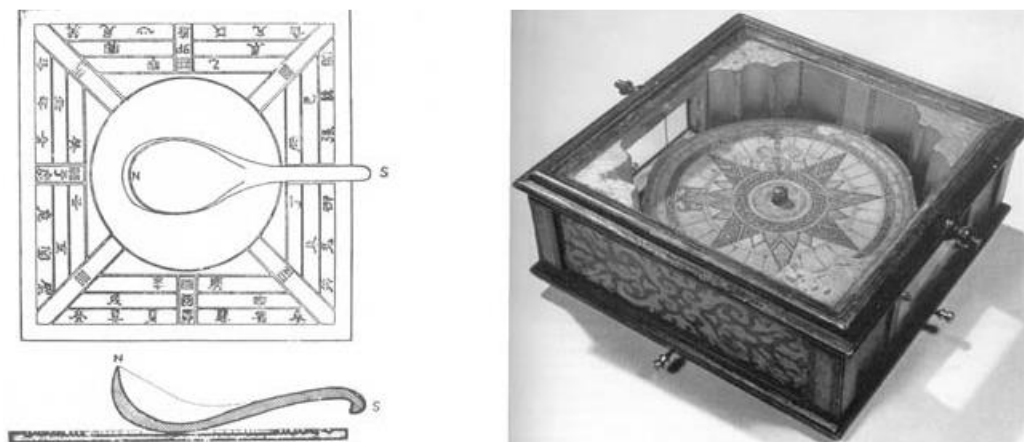
Ακούγοντας την λέξη Μαγνητισμό, το πρώτο πράγμα που μας έρχεται στο μυαλό είναι η λέξη μαγνητίζω. Μαγνητίζω κάποιον σημαίνει τον ελκύω, τον τραβάω προς το μέρος μου, του ασκώ δηλαδή ισχυρή επιρροή. Σύμφωνα με την μυθολογία, όταν ο Δίας αποφάσισε να καταστρέψει τον τότε γνωστό κόσμο ώστε να τον εξυγιάνει από το μίasma, έδωσε χάρη μόνο στον Δευκαλίωνα και την Πύρα, ένα ζευγάρι που ζούσε βάσει του τότε ηθικού νόμου. Μετά το πέρας του κατακλυσμού, τους έδωσε χρησμό ότι για κάθε πέτρα που θα πετούσαν θα δημιουργούταν το γένος των ανθρώπων.

Η πρώτη πέτρα που έριξαν δημιούργησε τον Έλληνα, του οποίου απόγονος ήταν ο Μάγνης γεννήτορας των Μαγνητών (Μαγνησία-Βόλος), οι οποίοι δημιούργησαν την αποικία τους σε περιοχή της Μ. Ασίας, πλούσια στο μέταλλευμα του Fe_3O_4 , γνωστό και ως μαγνητίτης.

Ο μαγνητίτης είχε την ικανότητα να έλκει τα ρινίσματα σιδήρου. Επιπλέον, κάποιο υλικά όπως το νικέλιο, το κοβάλτιο, τα κράματα και τα οξείδια αυτών, όταν μαγνητιστούν μετατρέπονται σε μαγνήτες. Οι μαγνήτες που παρασκευάζονται από τον μαγνητίτη ονομάζονται φυσικοί, ενώ όλοι οι υπόλοιποι τεχνητοί. Ο κάθε μαγνήτης αποτελείται από δύο πόλους, έναν Βόρειο και έναν Νότιο. Αν τώρα ένας μαγνήτης τεμαχιστεί θα προκύψουν δύο νέοι μαγνήτες με δύο πόλους.

Αυτό σημαίνει ότι όσο και να τεμαχίσουμε έναν μαγνήτη δεν θα καταφέρουμε να απομονωθεί ένας πόλος. Η σπουδαιότητα του φυσικού μαγνήτη οδήγησε τον άνθρωπο στην

κατασκευή ενός κουταλιού, το οποίο θα μπορούσε να προσανατολιστεί με το μαγνητικό πεδίο της γης δίνοντάς μας πάντα την κατεύθυνση του Νότου, όπως φαίνεται στην Εικόνα 1.1 [9].



Εικόνα 1.1 Μαγνητικές συσκευές που χρησιμοποιήθηκαν για την εύρεση του Νότιου προσανατολισμού κατά τον 15ο αιώνα.[9]

Ο Zheng Gonglang το 1604, παρατήρησε ότι όταν πυρακτωμένος σίδηρος ψύχεται απότομα, αποκτά θερμικά παραμένονσα μαγνήτιση. Έτσι θεώρησε ότι αυτός μπορούσε να λειτουργήσει σαν ναυτική πυξίδα βελτιώνοντας έτσι την ναυσιπλοΐα. Ο σκοταδισμός του Μεσαίωνα όμως καλλιέργησε και αρκετές προλήψεις και δεισιδαιμονίες σχετικά με τους μαγνήτες και τον μαγνητισμό, με τους ανθρώπους της εποχής να ονειρεύονται την μαγνητική ανύψωση. Το πρώτο ιστορικό κείμενο ήταν του Petrus Peregrinus που περιέγραφε το αεικίνητο. Ο Danielle Bernoulli τον 18^ο αιώνα ανακάλυψε τον πεταλοειδή μαγνήτη.

Ο μαγνητισμός χρησιμοποιήθηκε και ως ένας τρόπος αντιμετώπισης σοβαρών τραυματισμών και ασθενειών. Ο πιο γνωστός μαγνητιστής που έζησε τον 18^ο αιώνα ήταν ο Αυστριακός Φραντς Μέσμερ, οποίος μετοίκησε στο Παρίσι και καθιερώθηκε ως μαγνητικός θεραπευτής, χρησιμοποιώντας μαγνητισμένες ράβδους τις οποίες κουνούσε πάνω από το κεφάλι του ασθενούς. Αυτό ονομάστηκε από τον ίδιο τον Μέσμερ ως 'ζωικός μαγνητισμός'. Μερικά χρόνια αργότερα ο Βενιαμίν Φραγκλίνος και ο Αντουάν Λαβουαζιέ όντας μέλη μιας επιτροπής δεοντολογίας, θεώρησαν ότι Μέσμερ χρησιμοποιούσε ένα είδος αυθυποβολής για να θεραπεύσει τους ασθενείς του αντί της πραγματικής αφαιμαγικής θεραπείας, με άμεσο αποτέλεσμα η φήμη του Μέσμερ να κατακυλήσει στο ναδίρ.

Το παράδοξο είναι ότι το 1992 το αμερικανικό κογκρέσο αναγνώρισε επισήμως την μαγνητική θεραπεία. Επιπλέον, διάφοροι ψευδοπροφήτες αναφέρουν ότι οι μαγνήτες έχουν ευεργετικές ιδιότητες για το ανθρώπινο σώμα, εξωθώντας εκατομμύρια καταναλωτές στην αγορά των επονομαζόμενων μαγνητικών βραχιολιών. Αυτά τα βραχιόλια βέβαια δεν έχουν

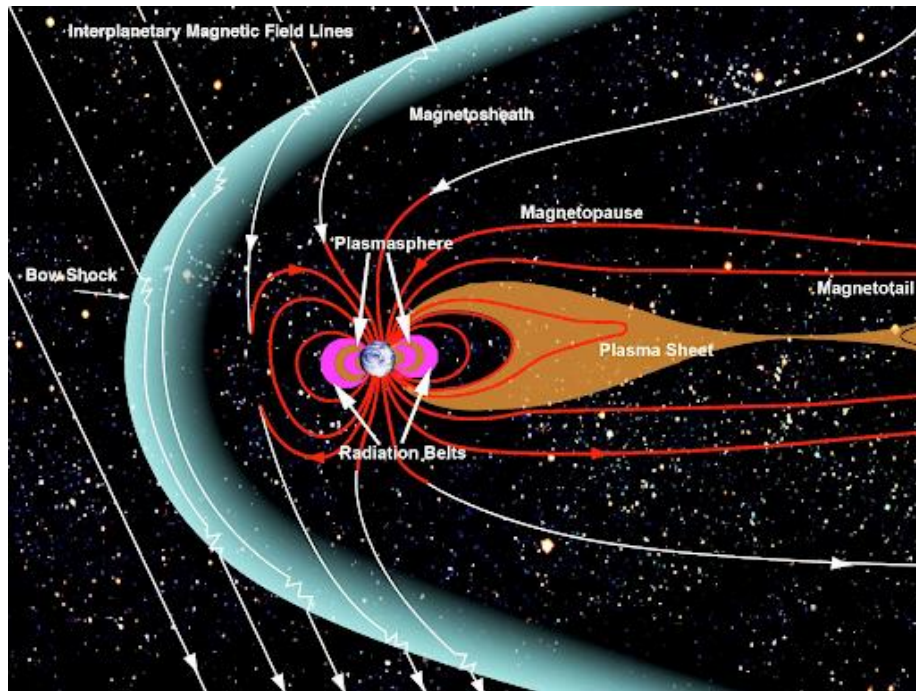
καμία επιστημονική απόδειξη ότι δρουν ευεργετικά για το σώμα, παρομοιαζόμενα έτσι με τις θεωρίες τις επίπεδης Γης που ναι μεν φαίνονται ακίνδυνες, αλλά σε σοβαρές παθήσεις η μαγνητική θεραπεία μπορεί να αποβεί μοιραία.

Επιπρόσθετα, η φύση έχει προικίσει ορισμένα βακτήρια να παράγουν μέσω βιολογικών διεργασιών κόκκους μαγνητίτη, οι οποίοι όταν συνάπτονται σε αλυσιδωτές δομές σχηματίζουν ‘εσωτερικές πυξίδες’. Χρησιμοποιούν δε αυτές τις ‘εσωτερικές πυξίδες’ με σκοπό την ανίχνευση της κλίσης του γήινου μαγνητικού πεδίου, με άμεσο αποτέλεσμα τον καλό τους προσανατολισμό για την εύρεση τροφής. Εκτός από τα βακτήρια και τα περιστέρια έχουν ‘εσωτερικούς μαγνήτες’ εντός του κρανίου τους ώστε να μπορούν όχι μόνο διακρίνουν την διεύθυνση του γεωγραφικού πλάτους από το μαγνητικό πεδίο, αλλά και να ανιχνεύουν το γεωγραφικό πλάτος από την κλίση του μαγνητικού πεδίου.

Άλλα έμβια όντα με μαγνητική αίσθηση είναι οι σφήκες, οι πεταλούδες, οι θαλάσσιες χελώνες και τα χέλια. Ένας μαγνήτης ή μια βελόνα αναρτημένη από ένα νήμα στην επιφάνεια της Γης προσανατολίζεται. Με άλλα λόγια ο πλανήτης μας λειτουργεί ως ένας γιγαντιαίος μαγνήτης. Ο Βόρειος Μαγνητικός Πόλος του πλανήτη μας βρίσκεται στην περιοχή του κόλπου του Χάντσον ,ενώ ο Νότιος Νότια της Αυστραλίας και διαφέρουν από το Νότιο και Βόρειο Πόλο.

Το μαγνητικό πεδίο της Γης μοιάζει με το πεδίο ενός ραβδόμορφου μαγνήτη. Ο εξώτερος πυρήνας της Γης αποτελείται από τίγματα νικελίου και σιδήρου τα οποία κινούνται δημιουργώντας ρεύματα μεταφοράς. Τα κινούμενα ρεύματα μεταφοράς σε συνδυασμό με την περιστροφή της Γης είναι υπεύθυνα για την δημιουργία του Μαγνητικού πεδίου της Γης που ονομάζεται και γεωμαγνητικό πεδίο.

Το μαγνητικό πεδίο προστατεύει ως ασπίδα τον πλανήτη από τον ηλιακό άνεμο και τις κοσμικές ακτινοβολίες που θα προκαλούσαν καταστροφή στην στοιβάδα του όζοντος, με άμεσο αποτέλεσμα την εξαφάνιση της ζωής στον πλανήτη. Πολλές από τις κοσμικές ακτινοβολίες, παγιδεύονται στις παρυφές του μαγνητικού πεδίου όπως στην Εικόνα 1.2 σχηματίζοντας τις ζώνες Βαν Άλλεν [10]. Οι ηλιακές καταιγίδες εκτινάσσουν μεγάλη ποσότητα φορτισμένων σωματιδίων που ακολουθούν ελικοειδή πορεία και αποκρούονται από τους πόλους ψηλά στην ατμόσφαιρα δημιουργώντας το Βόρειο Σέλας όπως στην Εικόνα 1.3 [11]. Πάρα πολλές δευτερογενής κοσμικές ακτινοβολίες φτάνουν μέχρι την επιφάνεια της Γης. Ο βομβαρδισμός από αυτά τα σωματίδια παρατηρείται να είναι μέγιστος στους Πόλους και ελάχιστος στον Ισημερινό.

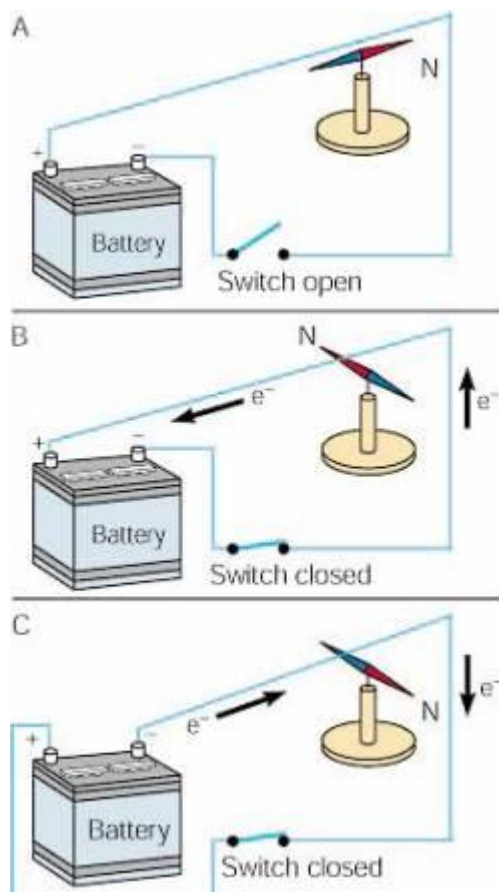


Εικόνα 1.2: Οι ζώνες ακτινοβολίας Van Allen (Radiation Belts στην παραπάνω αναπαράσταση) που περιέχονται στη μαγνητόσφαιρα της Γης. Η πίεση από τον ηλιακό άνεμο είναι υπεύθυνη για το ασύμμετρο σχήμα της μαγνητόσφαιρας και των ζωνών.[10]



Εικόνα 1.3: Βόρειο Σέλας [11]

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι μαγνητισμός χωρίς ηλεκτρισμό και τούμπαλιν δεν υφίσταται. Ο Luigi Galvani με τα πειράματά του στους βατράχους απέδειξε ότι τα νεύρα λειτουργούν με ηλεκτρισμό.



Εικόνα 1.4: Πειραματική διάταξη του πειράματος του Oersted.[9]

Το 1820 ο Δανός Hans-Christian Oersted ανακάλυψε ποια είναι η σχέση μεταξύ ηλεκτρισμού και μαγνητισμού. Ένας ρευματοφόρος αγωγός παράγει πεδίο ικανό να προκαλέσει την απόκλιση της μαγνητικής βελόνας όπως φαίνεται στην Εικόνα 1.4[9]. Μερικές εβδομάδες αργότερα, ο Andre-Marie Ampere και ο Dominique-Francois Arago στο Παρίσι τύλιξαν σύρμα σε πηνίο και έδειξαν ότι το πηνίο που έφερνε ρεύμα ήταν ισοδύναμο με έναν μαγνήτη. Η επανάσταση του ηλεκτρομαγνητισμού είχε ήδη ξεκινήσει.

Ο Faraday το 1821 υπέθεσε ότι οι ηλεκτρικές και μαγνητικές δυνάμεις μπορούν να διαπερνούν τα πάντα. Έτσι διατύπωσε την σχέση μεταξύ μαγνητικού και ηλεκτρικού πεδίου, εισάγοντας την θεωρία της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής καταδεικνύοντας την βασική αρχή λειτουργίας του ηλεκτροκινητήρα.

Ο Maxwell το 1845 παρουσίασε τις γνωστές μας εξισώσεις οι οποίες συνδέουν το ηλεκτρικό πεδίο $\mathbf{E}$ με το μαγνητικό $\mathbf{B}$ στον ελεύθερο χώρο όταν έχουμε πυκνότητα φορτίου ρ και πυκνότητα ρεύματος $\mathbf{j}$ εισάγοντας τις εξισώσεις (1.1), (1.2), (1.3), (1.4).

$$\nabla \cdot E = \rho / \varepsilon_0 \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \times E = 0 \quad (1.3)$$

$$\nabla \times B = \mu_0 \left(J + \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \right) \quad (1.4)$$

Μία από τις λύσεις των εξισώσεων (1.1), (1.2), (1.3), (1.4) του Maxwell αντικατοπτρίζει την συζευγμένη ταυτόχρονη ταλάντωση του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου, τα οποία διαδίδονται με την ταχύτητα του φωτός. Ένα κύμα διαδίδεται βάσει της θεμελιώδους ταχύτητος διαδόσεως $c = \lambda f$, με λ το μήκος κύματος και f η συχνότητα ταλάντωσης.

Επιπρόσθετα, επειδή βρισκόμαστε στο κενό το $c^2 = 1/\mu_0 \varepsilon_0$ με το $c=2.998 \cdot 10^9 \text{m/s}$ δηλαδή όσο και η ταχύτητα του φωτός. Ο Lorentz εισήγαγε ότι ένα στοιχειώδες φορτίο q που κινείται με ταχύτητα u δέχεται μια δύναμη f η οποία εξαρτάται τόσο από το ηλεκτρικό πεδίο, όσο και από το μαγνητικό πεδίο $F = q(E + u \times B)$. Οι εξισώσεις (1.1), (1.2) αναφέρονται στην ηλεκτροστατική ενώ οι εξισώσεις (1.3), (1.4) στην μαγνητοστατική.

1.3 ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΔΙΠΟΛΙΚΗ ΡΟΠΗ

Όπως είναι γνωστό λόγω της μη ύπαρξης μαγνητικών μονοπόλων στο μαγνητισμό, το βασικό μέγεθος στην μελέτη του μαγνητισμού στην ύλη είναι η μαγνητική διπολική ροπή. Ορισμένα μέταλλα όπως ο σίδηρος, το κοβάλτιο και το νικέλιο όταν μαγνητιστούν στη συνέχεια συμπεριφέρονται σαν μόνιμοι μαγνήτες, δημιουργώντας γύρω τους ισχυρά μαγνητικά πεδία.

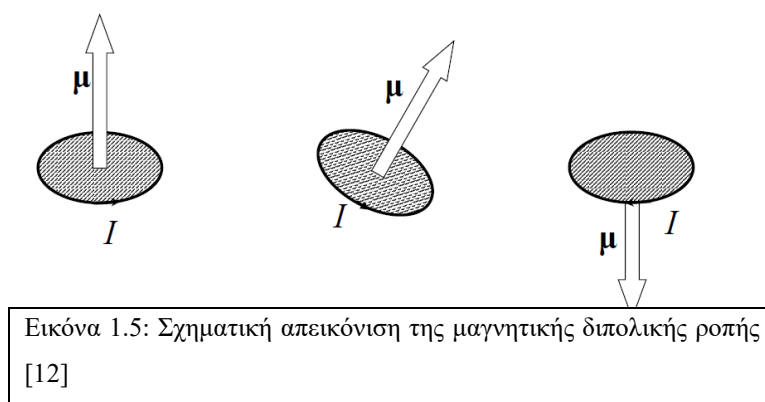
Τα ηλεκτρόνια των ατόμων, σαν κινούμενα ηλεκτρικά φορτισμένα σωματίδια δημιουργούν μαγνητικά πεδία γύρω τους, τόσο από την κίνησή τους γύρω από τον πυρήνα των ατόμων, όσο και από την καταχρηστικά αναφερόμενη ως περιστροφική κίνηση γύρω από τον άξονά τους (spin). Για τον λόγο αυτόν, το άτομο εμφανίζεται μακροσκοπικά μαγνητισμένο, όταν οι ήδη υπάρχουσες στοιχειώδεις μαγνητικές ροπές είναι προσανατολισμένες με τέτοιο τρόπο ώστε να παράγουν μαγνητικό πεδίο.

Μαγνητικά πεδία δημιουργούνται επίσης από ηλεκτρικά ρεύματα που διαρρέουν κυκλικούς αγωγούς ή πηνία. Ο μαγνητισμός είναι γενικά διπολικής φύσης, υπάρχουν δηλαδή πάντα δύο μαγνητικοί πόλοι ή κέντρα των μαγνητικών πεδίων, τα οποία βρίσκονται σε

καθορισμένη απόσταση μεταξύ τους. Η διπολική αυτή συμπεριφορά επεκτείνεται και στα μικροσκοπικά μαγνητικά δίπολα που εντοπίζονται σε ορισμένα άτομα. Το δίπολο αυτό λέμε ότι έχει μαγνητική ροπή μ .

Οι τιμές της μ είναι κβαντισμένες. Η θεμελιώδης μαγνητική ροπή είναι η μαγνητόνη του Bohr, $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24} \text{ Am}^2$. Ένα ηλεκτρόνιο έχει μαγνητική ροπή λόγω σπιν $\pm \mu_B$ για τις δυο καταστάσεις του σπιν (κάτω ή πάνω) και τροχιακή μαγνητική ροπή $m_l \mu_B$, με m_l να είναι ο μαγνητικός κβαντικός αριθμός του ηλεκτρονίου.

Η μαγνητική ροπή μπορεί να περιγραφεί με τον εξής απλό τρόπο όπως φαίνεται στην Εικόνα 1.5 [12].



Εικόνα 1.5: Σχηματική απεικόνιση της μαγνητικής διπολικής ροπής [12]

Με άλλα λόγια, όταν ένας κλειστός βρόχος διαρρέεται από ρεύμα η μαγνητική ροπή, δεν είναι τίποτα άλλο από ένα διάνυσμα κάθετο στο επίπεδο του βρόχου, το οποίο ισούται με το γινόμενο της έντασης του ρεύματος επί το εμβαδόν του βρόχου και έχει μονάδες στο SI Am^2 . Η τιμή της μαγνητικής ροπής υπολογίζεται από την εξίσωση (1.5)

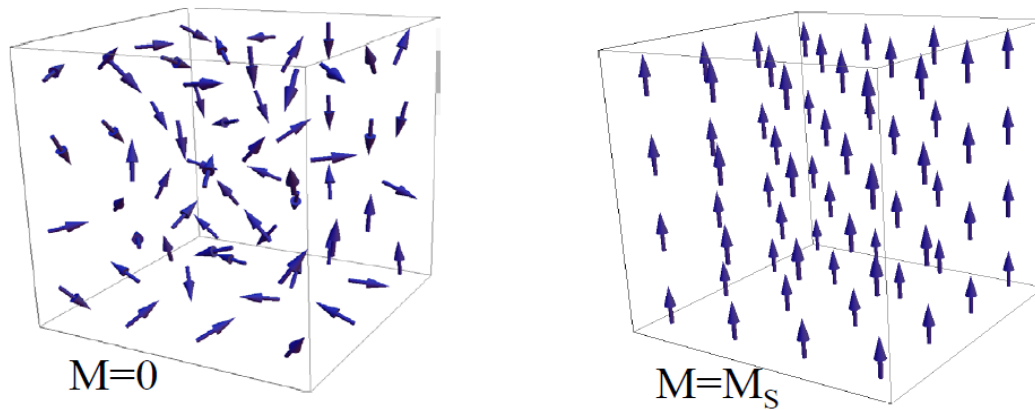
$$\mu = IS \quad (1.5)$$

Η συνολική μαγνητική ροπή ενός ατόμου, είναι το άθροισμα των μαγνητικών ροπών του. Οι αντίθετες μαγνητικές ροπές (σπιν πάνω ή κάτω) αλληλοεξουδετερώνονται. Έτσι ένα άτομο μπορεί να παρουσιάζει συνολική μηδενική μαγνητική ροπή. Πολλές φορές θα αναφερόμαστε στην έννοια της μαγνήτισης. Ως μαγνήτιση M ορίζουμε την ανά μονάδα όγκου διπολική ροπή εξίσωση (1.6)

$$M = d\mu/dV \quad (1.6)$$

μετρούμενη σε A/m . Στην περίπτωση που θεωρήσουμε τον όγκο μας μοναδιαίο, η Μαγνήτιση ταυτίζεται με το συνολικό άθροισμα των μαγνητικών ροπών του υλικού μας.

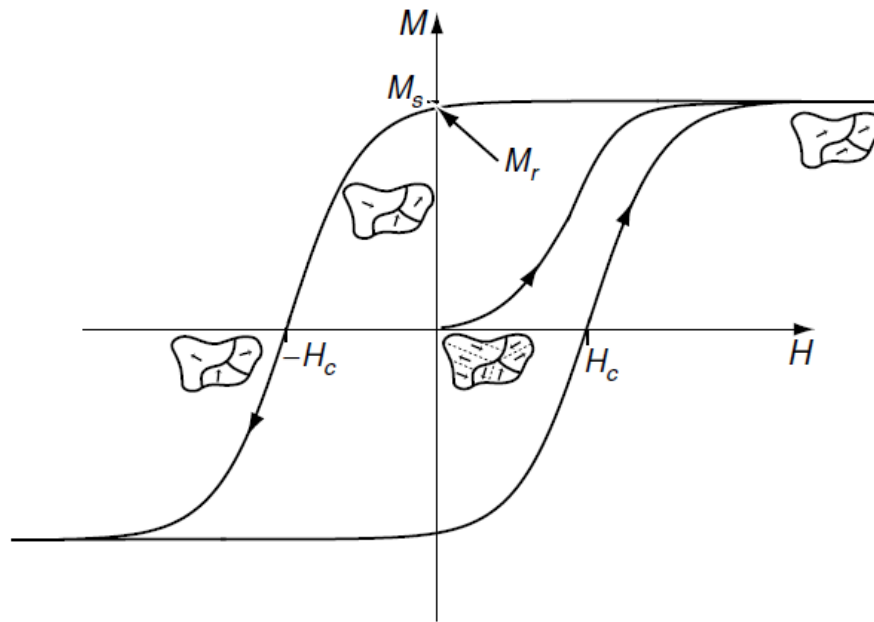
Από την Εικόνα 1.6 [12] σε ένα μαγνητικό υλικό με τυχαία προσανατολισμένες ροπές η Μαγνήτιση $M=0$. Στην περίπτωση που οι μαγνητικές ροπές είναι πλήρως προσανατολισμένες ως προς το εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο, η Μαγνήτιση γίνεται μέγιστη και θα ισχύει $M=M_s$. (Το M_s ονομάζεται μαγνήτιση κόρου ή κορεσμού)



Εικόνα 1.6: Στην αριστερή εικόνα όπου οι μαγνητικές ροπές είναι τυχαία διατεταγμένες πρακτικά αλληλοαναιρούνται με αποτέλεσμα την μηδενική Μαγνήτιση. Στην δεξιά εικόνα λόγω του πλήρους προσανατολισμού η Μαγνήτιση μεγιστοποιείται λαμβάνοντας την τιμή $M=M_s$. [12]

1.4 ΒΡΟΧΟΣ ΥΣΤΕΡΗΣΗΣ

Είναι η γραφική απεικόνιση της Μαγνήτισης (M) με το εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικού πεδίου (H), όπως παρουσιάζεται στην Εικόνα 1.7 [9]. Η συναρτησιακή σχέση M - H είναι μη-γραμμική, μη-μονότιμη και εξαρτάται από το μαγνητικό παρελθόν του δείγματος.



Εικόνα 1.7: Ο βρόχος υστέρησης ενός σιδηρομαγνήτη. Αρχικά το υλικό είναι μη-μαγνητισμένο και με την επιβολή μαγνητικό πεδίο H λαμβάνουμε την συναρτησιακή σχέση της μαγνήτισης M και του πεδίου H . Επίσης, παρουσιάζονται το συνεκτικό πεδίο, η παραμένουσα μαγνήτιση και η μαγνήτιση κόρου.[12]

Τονίζεται, ότι ένα θερμικά απομαγνητισμένο υλικό έχει $M=0$. Εφαρμόζοντας τώρα ένα εξωτερικό πεδίο η μαγνήτιση αυτή αρχίζει να αυξάνεται, με άμεσο αποτέλεσμα να λαμβάνουμε την καμπύλη αρχικής μαγνήτισης. Η σταδιακή αύξηση αυτή οφείλεται στην μετακίνηση των τοιχωμάτων Bloch, με τέτοιον τρόπο ώστε να διευρυνθούν οι περιοχές με μαγνήτιση παράλληλη ή σχεδόν παράλληλη στο εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο [13] [12] σε βάρος των υπολοίπων που συρρικνώνονται.

Η επιβολή ενός ορισμένης εντάσεως εξωτερικού πεδίου, έχει ως αποτέλεσμα η μαγνήτιση να λαμβάνει την μέγιστη τιμή της, η οποία ονομάζεται μαγνήτιση κόρου και συμβολίζεται με M_s . Στην κατάσταση κόρου, οι μαγνητικές διπολικές ροπές είναι πλήρως προσανατολισμένες ως προς την διεύθυνση του εξωτερικά επιβαλλόμενου πεδίου. Ξεκινώντας τώρα από τον κόρο ενός μαγνητισμένου δείγματος, μειώνουμε σταδιακά το πεδίο μέχρι αυτό

να μηδενιστεί. Από την εικόνα παρατηρούμε ότι για την τιμή $H=0$ η μαγνήτιση δεν μηδενίζεται, αλλά λαμβάνει μια τιμή M_r , που ονομάζεται παραμένουσα μαγνήτιση. Η έννοια της παραμένουσας μαγνήτισης, έγκειται στο γεγονός ότι όταν μαγνητίσουμε έναν μαγνήτη αυτός παραμένει μαγνητισμένος [9]. Αυτή είναι και η κεντρική ιδέα των υλικών που χαρακτηρίζονται και ως μαγνητικά.

Με την εφαρμογή αντιστρόφου πεδίου ξεκινά η διαδικασία της απομαγνήτισης του υλικού μας. Καθώς κινούμαστε στα αρνητικά πεδία και μειώνουμε την τιμή του πεδίου, οι μαγνητικές ροπές όπως είναι φυσικό τείνουν να προσανατολίζονται στην διεύθυνση του πεδίου με αποτέλεσμα να υπάρχει μια καθορισμένη τιμή του πεδίου αναλόγως του υλικού που χρησιμοποιούμε (διαφορετική μεταξύ των υλικών) για την οποία η Μαγνήτιση μηδενίζεται (όσες έχω με θετική διεύθυνση τόσες είναι και με αρνητική διεύθυνση οι μαγνητικές ροπές). Το σημείο αυτό ονομάζεται συνεκτικό πεδίο. Επίσης ονομάζεται και πεδίο αντιστροφής, γιατί αν μειώσουμε ακόμη περισσότερο από αυτή την τιμή το πεδίο, αλλάζει πρόσημο η Μαγνήτιση.

Η περεταίρω μείωση του πεδίου προκαλεί αλλαγή στο πρόσημο της μαγνήτισης, η οποία θα συνεχιστεί μέχρι η Μαγνήτιση να λάβει την τιμή $-M_s$. Αυτό συμβαίνει λόγω ότι οι μαγνητικές διπολικές ροπές όπως είναι αναμενόμενο τείνουν να προσανατολιστούν στην διεύθυνση του εξωτερικά εφαρμοζόμενου αντίρροπου πεδίου.

Η διαδικασία αυτή επαναλαμβάνεται με την αύξηση του πεδίου, όπου για την τιμή $H=0$ λαμβάνουμε μια τιμή μαγνήτισης $M=-M_r$. Αυξάνοντας το πεδίο τελικά θα λάβουμε την τιμή $M=M_s$ και τελικά βλέπουμε την γραφική της Εικόνας 1.7[12]

1.5 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΓΙΑ ΤΟ ΒΡΟΧΟ ΥΣΤΕΡΗΣΗΣ

Το πιο απλό παράδειγμα μηχανισμού υστέρησης είναι αυτό της ομογενούς στροφής υπο την παρουσία ομοαξονικής ανισοτροπίας που αναφέρεται ως μοντέλο Stoner-Wohlfarth. Η υστέρηση προκύπτει επειδή η μαγνήτιση παγιδεύεται σε ένα από τα δυο ελάχιστα, που προκύπτουν από τον όρο της ομοαξονικής ανισοτροπίας και μεταπηδά μη-αντιστρεπτά στο ολικό ελάχιστο μόνο όταν εξαλείφεται ο ενεργειακός φραγμός. Εκτός του βρόχου υστέρησης $M-H$, έχουμε και τον $B-H$ οποίος δεν παρουσιάζει κόρο γιατί στην περιοχή $M=M_s$, έχουμε επιπλέον την συνεισφορά $\mu_0 H$. Επιπρόσθετα, από το βρόχο υστέρησης μπορούμε να προσδιορίσουμε την μαγνητική επιδεκτικότητα. Η μαγνητική επιδεκτικότητα εκφράζει την

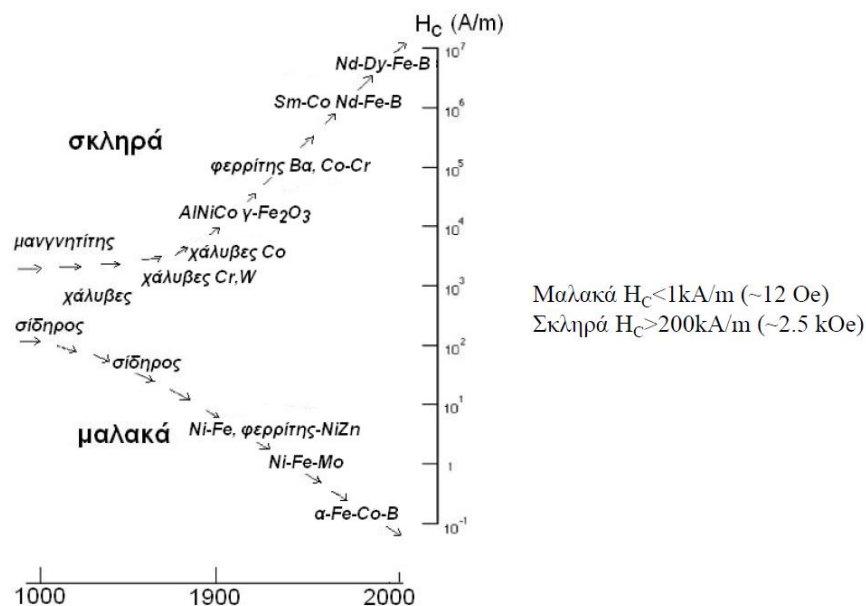
απόκριση του υλικού στο εξωτερικό επιβαλλόμενο πεδίο και υπολογίζεται από την εξίσωση (1.7).

$$\chi = dM / dH \quad (1.7)$$

Από την Εικόνα 1.7 παρατηρούμε ότι η τιμή της μαγνητικής επιδεκτικότητας γίνεται μέγιστη κοντά στην τιμή του συνεκτικού πεδίου και μηδενίζεται στον μαγνητικό κόρο εφόσον η μαγνήτιση δεν μεταβάλλεται με το πεδίο. Στην περίπτωση που δεν παρατηρείται το φαινόμενο της υστέρησης και έχουν μια γραμμική εξάρτηση του M και H ο ορισμός της της εξίσωσης (7) λαμβάνει την πολύ απλή έκφραση $\chi = M / H$.

Ο βρόχος υστέρησης είναι ένα σημαντικό εργαλείο με το οποίο έχουμε την δυνατότητα να χαρακτηρίσουμε ένα υλικό είτε ως σκληρό, είτε ως μαλακό μαγνητικό υλικό. Τα μαλακά μαγνητικά μπορούν μαγνητισθούν εύκολα και χαρακτηρίζονται από χαμηλές τιμές συνεκτικού πεδίου παρουσιάζοντας έτσι ισχυρή απόκριση στο εξωτερικά επιβαλλόμενο πεδίο (μεγάλη επιδεκτικότητα). Τα μαλακά μαγνητικά υλικά παρουσιάζουν υψηλή μαγνητική διαπερατότητα, χαμηλές απώλειες λόγω επαγωγικών ρευμάτων και υστέρησης και χαμηλές ακουστικές απώλειες.

Χαρακτηριστικά παραδείγματα μαλακών μαγνητικών υλικών είναι οι ενώσεις $FeSi$, τα κράματα $NiFe$ ή $FeCo$ οι μαλακοί φερρίτες. Παλαιότερα, τα μαλακά και σκληρά μαγνητικά υλικά είχαν μαλακή και σκληρή μηχανική σκληρότητα αντίστοιχα. Στις μέρες μας όμως, η φυσική σκληρότητα ενός μαγνητικού υλικού δεν καθορίζει αν θα είναι σκληρό ή μαλακό. Τα μαλακά υλικά χρησιμοποιούνται είτε ως αισθητήρες, είτε ως κεφαλές ανάγνωσης/εγγραφής. Η χρονική εξέλιξη τόσο των σκληρών όσο και το μαλακών μαγνητικών υλικών δίνεται από την Εικόνα 1.8 [12].



Εικόνα 1.8: Το συνεκτικό πεδίο διαφόρων μαγνητικών υλικών με την πάροδο του χρόνου[12]

Από την άλλη πλευρά, τα σκληρά μαγνητικά υλικά λόγω του υψηλού συνεκτικού πεδίου και παραμένουσας μαγνήτισης παρουσιάζουν έναν διευρυμένο τετραγωνικό βρόχο υστέρησης, απομαγνητίζονται δύσκολα και για αυτόν τον λόγο έχουν πρακτικές εφαρμογές ως αποθηκευτικά μέσα και ως μόνιμοι μαγνήτες. Οι μόνιμοι μαγνήτες μπορούν να παράγουν ισχυρά μαγνητικά πεδία χωρίς την κατανάλωση ηλεκτρικής ισχύος και χρησιμοποιούνται για να παράγουν μόνιμα μαγνητικά πεδία σε διατάξεις κινητήρων και ηλεκτρογεννητριών. Χαρακτηριστικά παραδείγματα υλικών τα οποία μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως μόνιμοι μαγνήτες είναι οι Μαγνητικοί χάλυβες $AlNiCo$, οι σκληροί φερρίτες, οι ενώσεις τύπου RT_{12} , R_2T_{17} , οι διαμεταλλικές ενώσεις $SmCo_5$, μαγνήτες $Sm-Co-Fe-Cu-Zr$ με σκλήρυνση κατακρήμνισης, και τα κράματα Pt με Fe , ή Co .

1.6 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΓΙΝΟΜΕΝΟ

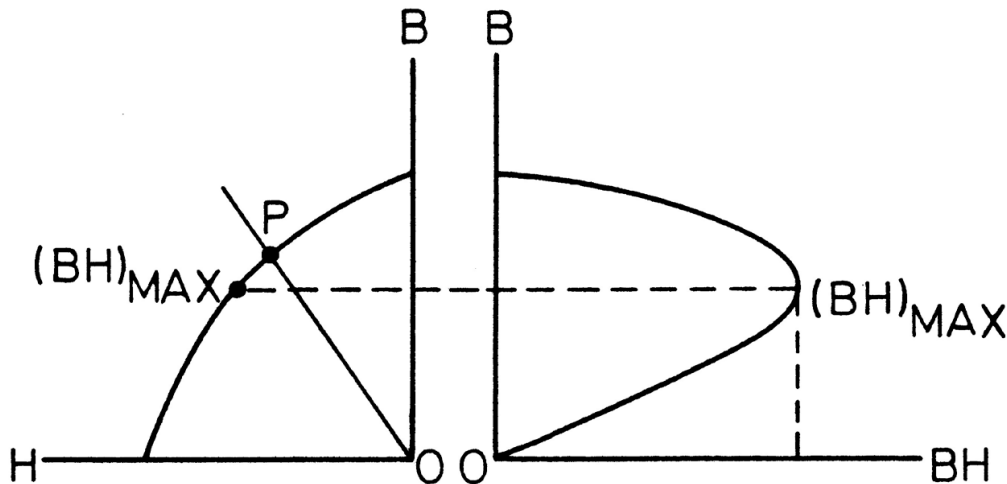
Από τις γνώσεις μας στον ηλεκτρομαγνητισμό, η ένταση $\mathbf{B}$ του μαγνητικού πεδίου που υπολογίζεται από την εξίσωση (1.8) και λόγω του πεδίου απομαγνήτισης $\mathbf{H}$ που δίνεται από την εξίσωση (1.9) μπορούμε να ορίσουμε την ευθεία της εξίσωσης (1.10) στο διάγραμμα $\mathbf{B}$ - $\mathbf{H}$,

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (1.8)$$

$$\mathbf{H} = -N\mathbf{M} \quad (1.9)$$

$$\mathbf{B} = \left(\frac{N-1}{N}\right) \mathbf{H} \quad (1.10)$$

όπου $\mathbf{M}$ η μαγνήτιση και N ο παράγοντας απομαγνήτισης. Από την Εικόνα 1.9[12] λαμβάνουμε το σημείο λειτουργίας του μόνιμου μαγνήτη.



Εικόνα 1.9: Το σημείο λειτουργίας ενός μόνιμου μαγνήτη ορίζεται ως η τομή της ευθείας της εξίσωσης 10 με το 2ο τεταρτημόριο του βρόχου υστέρησης.[12]

Η πιο απλή περίπτωση είναι αυτή του σκληρού μαγνήτη τετραγωνικού βρόχου. Από την εξίσωση (8) για την περίπτωση του μέγιστου γινομένου BH μπορεί να γραφεί λαμβάνοντας υπόψιν ότι η παραμένουσα μαγνήτιση $\mathbf{M}_R = \mathbf{M} = \mathbf{H}_C$. Έτσι λαμβάνουμε την εξίσωση (1.11).

$$\mathbf{B}(\mathbf{H}) = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}_R) = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{H}_C) \quad (1.11)$$

Από την εξίσωση (1.12) λαμβάνουμε την τιμή του συνεκτικού πεδίου για του $\mathbf{B}(\mathbf{H})$ βρόχου.

$$B(H) = 0 \Rightarrow B_H C = -M_R \quad (1.12)$$

η οποία ισχύει μόνο στην περίπτωση που $M H_C > M_R$.

Το ενεργειακό γινόμενο BH υπολογίζεται από την εξίσωση (1.13).

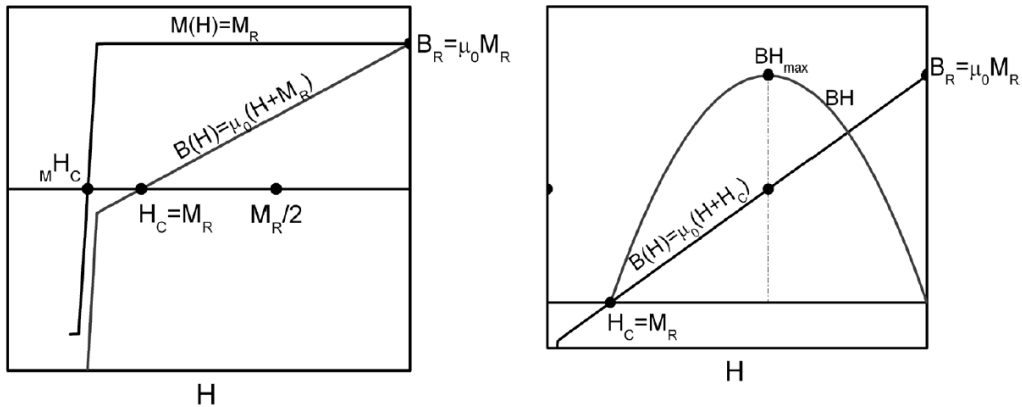
$$(BH) = \mu_0(H^2 + HM_R) \quad (1.13)$$

από όπου αν εφαρμόσουμε την συνθήκη $\frac{d(BH)}{dH} = 0$ λαμβάνουμε ότι το πεδίο $H = -\frac{M_R}{2}$

αν αντικαταστήσουμε στην εξίσωση (11) τότε το $B = \mu_0 \frac{M_R}{2}$ ενώ το $(BH)_{max} = \mu_0 \left(\frac{M_R}{2}\right)^2$.

τα παραπάνω ισχύουν μόνο $M H_C > M_R$. Σε κάθε άλλη περίπτωση ισχύει η εξίσωση (1.14)

$$(BH)_{max} = \mu_0(M_R - M H_C) M H_C \quad (1.14)$$



Εικόνα 1.10 : Μέγιστο ενεργειακό γινόμενο για υλικό με τετραγωνικό βρόχο. δεξιά το τρίτο τέταρτο τεταρτημόριο των $M(H)$ και $B(H)$. Αριστερά το δεύτερο τεταρτημορίο $B(H)$ και το ενεργειακό γινόμενο BH [12]

1.7 ΔΙΑΚΡΙΣΗ ΥΛΙΚΩΝ

Τα υλικά μπορούν να διακριθούν ανάλογα με τη συμπεριφορά τους στην επίδραση εξωτερικών μαγνητικών πεδίων σε σιδηρομαγνητικά, παραμαγνητικά, διαμαγνητικά, και η θέση τους στον περιοδικό πίνακα φαίνονται από την Εικόνα 1.11.[14]

magnetic susceptibility χ_m



1	2	3	4	5	6							13	14	15	16	17	18
H (-2,5)	all values given in case of ferromagnetic polarization																He (-1,1)
Li 24	Be -23											B -19	C -22	N (-6,3)	O 7,9	F (-4,0)	Ne (-4,0)
Na 8,1	Mg 5,7											Al 21	Si -3,4	P -23	S -12	Cl (-22)	Ar (-11)
K 5,7	Ca 21	Sc 264	Ti 181	V 383	Cr 267	Mn 828	Fe 2,16	Co 1,76	Ni 0,61	Cu -9,7	Zn -12	Ga -23	Ge -7,3	As -5,4	Se -18	Br -16	Kr (-16)
Rb 4,4	Sr 36	Y 122	Zr 109	Nb 236	Mo 119	Tc 373	Ru 66	Rh 170	Pd 783	Ag -25	Cd -19	In -8,2	Sn 2,4	Sb -67	Te -24	I -22	Xe (-24)
Cs 5,3	Ba 6,7	La 63	Hf 71	Ta 175	W 78	Re 96	Os 15	Ir 37	Pt 264	Au -34	Hg -28	Tl -36	Pb -16	Bi -153	Po	At	Rn

diamagnetic paramagnetic ferromagnetic

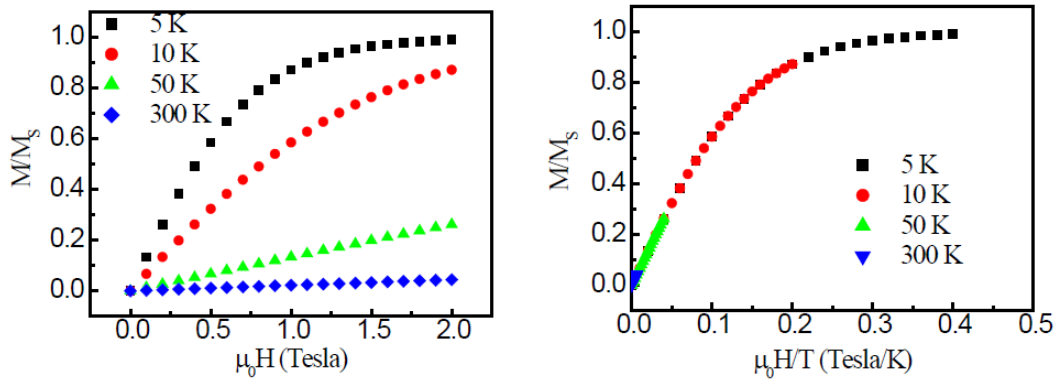
numbers without (): $\cdot 10^{-6}$
 numbers with (): $\cdot 10^{-9}$

Εικόνα 1.11: Η θέση στον περιοδικό πίνακα των διαμαγνητικών των παραμαγνητικών και των σιδηρομαγνητικών υλικών.[14]

1.7.1 ΠΑΡΑΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

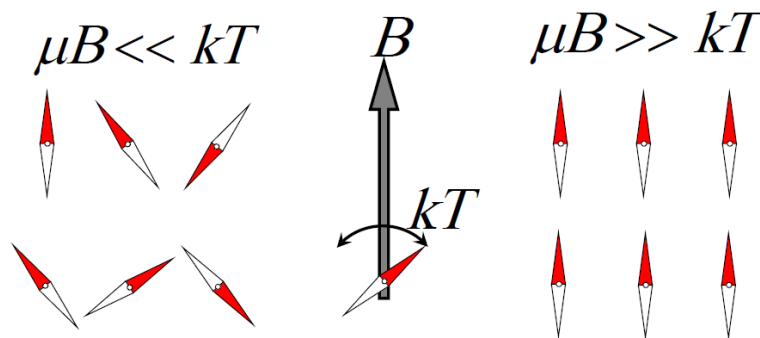
Τα υλικά των οποίων οι μαγνητικές διπολικές ροπές των ατόμων ενός υλικού δεν αλληλοεπιδρούν μεταξύ τους και μπορούν να στρέφονται ελεύθερα και ανεξάρτητα η μία από την άλλη στον χώρο ονομάζονται παραμαγνητικά. Τα παραμαγνητικά υλικά ακολουθούν το νόμο Curie, για τον οποίο σε μικρά πεδίο η επιδεκτικότητα είναι αντιστρόφως ανάλογη της θερμοκρασίας σύμφωνα με την εξίσωση (1.15) (Νόμος Curie) και χαρακτηρίζονται από μικρή απόκριση στο εξωτερικό πεδίο και συνοψίζονται στην Εικόνα 1.12[14]

$$\chi = C/T \quad (1.15)$$



Εικόνα 1.12 : Η καμπύλη της μαγνήτισης σε σχέση με την θερμοκρασία ακολουθεί το Νόμο Curie.[14]

Σε μηδενικό πεδίο όπως ήδη έχουμε αναφέρει λόγω της θερμικής κίνησης, οι μαγνητικές διπολικές ροπές είναι τυχαία προσανατολισμένες, με την μαγνήτιση $\mathbf{M}$ να λαμβάνει μηδενική τιμή. Με την επιβολή εξωτερικού πεδίου η μαγνητική ενέργεια μB επιβάλλεται σταδιακά έναντι της θερμικής ενέργειας $k_B * T$, προσανατολίζοντας τις μαγνητικές ροπές στην διεύθυνση του πεδίου. Τα παραπάνω συνοψίζονται στην Εικόνα 1.13 [14]. Τα υλικά αυτά παρουσιάζουν μαγνητική διαπερατότητα λίγο μεγαλύτερη της μονάδας (μ_r : μικρές τιμές > 1). Τυπικές τιμές της επιδεκτικότητας σε παραμαγνητικά υλικά είναι της τάξης του 10^{-2} με 10^{-5} .



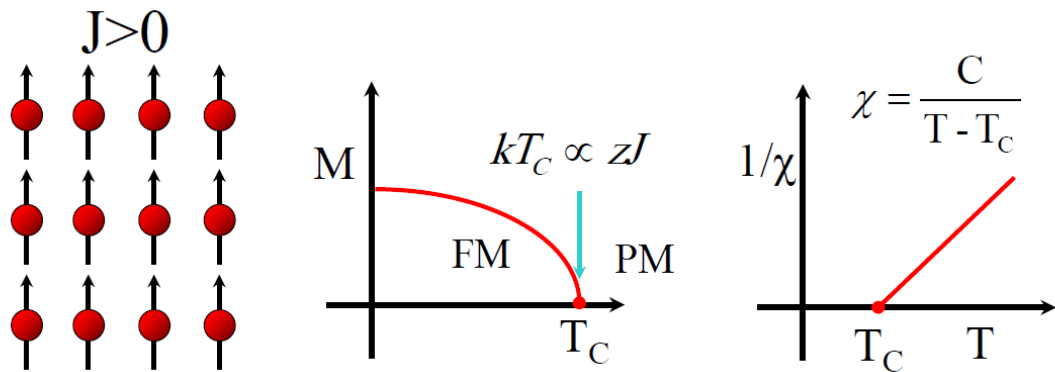
Εικόνα 1.13: Οι μαγνητικές διπολικές ροπές ενός παραμαγνητικού υλικού πριν την εφαρμογή του εξωτερικά εφαρμοζόμενου πεδίου (αριστερά) και μετά (δεξιά)[14]

1.7.2 ΣΙΔΗΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Ένα υλικό χαρακτηρίζεται ως σιδηρομαγνητικό, όταν τα άτομα που συγκροτούν το κρυσταλλικό του πλέγμα αλληλοεπιδρούν με τους κοντινότερους γείτονές τους με θετικές αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής, δηλαδή το ολοκλήρωμα ανταλλαγής μεταξύ δύο ατόμων a, b J_{ab} λαμβάνει θετικές τιμές, προωθώντας με αυτόν τον τρόπο τον παράλληλο προσανατολισμό της μαγνήτισης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία σιδηρομαγνητικής τάξης και την εμφάνιση αυθόρμητης μαγνήτισης ακόμη και όταν δεν υπάρχει εξωτερικό πεδίο. Στην Εικόνα 1.14 [14] παρουσιάζεται σχηματικά η σιδηρομαγνητική συμπεριφορά ενός υλικού. Αξιοσημείωτο είναι, ότι αν δεν υπήρχαν οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των γειτονικών σπιν, όλα τα υλικά θα χαρακτηρίζονταν ως παραμαγνητικά.

Αξίζει να σημειωθεί ότι αυτή η σιδηρομαγνητική τάξη διατηρείται μόνο μέχρι την θερμοκρασία Curie. Τα σιδηρομαγνητικά υλικά εμφανίζουν τιμές επιδεκτικότητας χ από 10^3 - 10^6 . Όταν η θερμοκρασία υπερβεί την τιμή αυτή, το υλικό εισέρχεται σε παραμαγνητική φάση και δεν εμφανίζει αυθόρμητη μαγνήτιση σε μηδενικό πεδίο, με την εξίσωση (1.15) να μετατρέπεται στον νόμο Curie-Weiss εξίσωση (1.16)

$$\chi = C/(T - \theta) \quad (1.16)$$



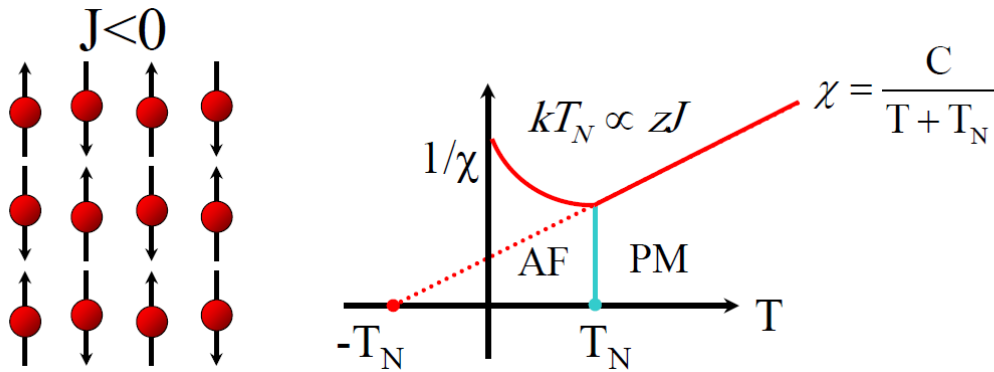
Εικόνα 1.14: Σχηματική απεικόνιση της σιδηρομαγνητικής τάξης και θερμοκρασιακής εξάρτησης για ένα σιδηρομαγνητικό υλικό[14]

Σε θερμοκρασίες πάνω από το σημείο Curie, παρότι οι ανταλλαγές αλληλεπίδρασης εξακολουθούν να υφίστανται, η θερμική ενέργεια κυριαρχεί, επηρεάζοντας τη μαγνητική συμπεριφορά σύμφωνα με την απλοποιημένη μορφή της εξίσωσης (1.15). Για τα σιδηρομαγνητικά Fe, Co, Ni οι θερμοκρασίες Curie T_C είναι 1043K, 1394K και 631K αντίστοιχα.

1.7.3 ΑΝΤΙΣΙΔΗΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Όταν τα άτομα του κρυσταλλικού πλέγματος συνδέονται με αρνητικές αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής, ευνοείται η κατάσταση στην οποία κάθε άτομο έχει ως γείτονες του άτομα με αντιπαράλληλο προσανατολισμό spin, όπως φαίνεται στην Εικόνα 1.15. Πρέπει να σημειωθεί, ότι η αντισιδηρομαγνητική τάξη διατηρείται μέχρι μια συγκεκριμένη κρίσιμη θερμοκρασία, T_N , η οποία ονομάζεται θερμοκρασία Neel.

Για θερμοκρασίες υψηλότερες από αυτήν, η θερμική ενέργεια υπερσχύει της ενέργειας αλληλεπίδρασης ανταλλαγής, η οποία είναι υπεύθυνη για τη διατήρηση των μαγνητικών ροπών σε αντιπαράλληλη διάταξη. Από την Εικόνα 1.15[14] παρατηρούμε ότι η μαγνητική επιδεκτικότητα μεγιστοποιείται στη θερμοκρασία Neel. Όπως και στη σιδηρομαγνητική τάξη, έτσι και στην αντισιδηρομαγνητική



Εικόνα 1.15: Σχηματική απεικόνιση της αντισιδηρομαγνητικής τάξης και θερμοκρασιακής εξάρτησης για ένα αντισιδηρομαγνητικό υλικό[14].

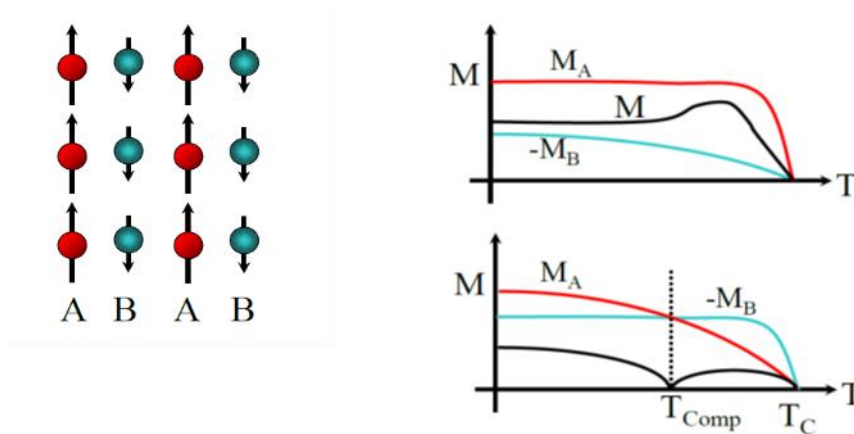
τάξη, για θερμοκρασίες άνω της θερμοκρασίας Neel το υλικό περνάει σε παραμαγνητική φάση. Εάν αντικατασταθεί το θ στην εξίσωση (1.16) με $-T_N$, λαμβάνουμε την αντίστοιχη εξίσωση (1.17) για την αντισιδηρομαγνητική συμπεριφορά.

$$\chi = C / T + T_N \quad (1.17)$$

θα πρέπει να σημειωθεί ότι θερμοκρασία T_N για τις ενώσεις Cr, MnO και NiO είναι αντίστοιχα 310K, 122K, 523K. Τα σιδηρομαγνητικά υλικά εμφανίζουν τιμές επιδεκτικότητας χ από 10^{-6} - 10^{-4} .

1.7.4 ΣΙΔΗΡΙΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Μια ιδιότυπη μορφή μαγνητικής τάξης είναι η σιδηριμαγνητική, μια έννοια που εισήγαγε ο Neel για να περιγράψει τη συμπεριφορά των φερριτών και πολλών άλλων υλικών με παρόμοια συμπεριφορά. Αυτή η συμπεριφορά φαίνεται στην Εικόνα 1.16[14] και βασίζεται στην ύπαρξη δύο διαφορετικών υποπλεγμάτων, A και B, με αντιπαράλληλες μαγνητικές διπολικές ροπές. Αν το μέγεθος των διπολικών ροπών ή ο αριθμός των κρυσταλλογραφικών θέσεων μεταξύ των δύο υποπλεγμάτων A και B διαφέρει, μπορεί να προκύψει αυθόρμητη μαγνήτιση σε θερμοκρασίες χαμηλότερες από τη θερμοκρασία Curie.



Εικόνα 1.16: Σχηματική περιγραφή της σιδηρομαγνητικής συμπεριφοράς του υλικού μας[14]

Θα πρέπει να σημειωθεί, ότι η μαγνητική τάξη του υλικού καθορίζεται από την τιμή που λαμβάνουν τα ολοκληρώματα ανταλλαγής J_{AA} , J_{BB} , J_{AB} . Αν το συνολικό ολοκλήρωμα ανταλλαγής είναι $J > 0$ ενώ στην περίπτωση που το $J < 0$ θα πρέπει να εισαγάγουμε την έννοια του αντισιδηριμαγνητισμού κατά αντιστοιχία με το φαινόμενο του αντισιδηρομαγνητισμού. Η συνολική μαγνήτιση θα είναι ίση με την διαφορά των μαγνητίσεων στα 2 πλέγματα και θα υπολογίζεται από την εξίσωση (1.18)

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_A - \mathbf{M}_B \quad (18)$$

Το κάθε πλέγμα μπορεί να έχει διαφορετική θερμοκρασιακή εξάρτηση με άμεσο αποτέλεσμα την ανώμαλη εξάρτηση της μαγνήτισης από την θερμοκρασία. Από την Εικόνα 15 παρατηρούμε ότι υπάρχει μια θερμοκρασία T για την οποία $\mathbf{M}_A = \mathbf{M}_B$, η οποία ονομάζεται θερμοκρασία αντιστάθμισης.

Για υψηλότερες θερμοκρασίες από την θερμοκρασία αντιστάθμισης, μπορούμε να παρατηρήσουμε παραμένουσα μαγνήτιση. Τα σιδηριμαγνητικά υλικά έχουν τιμές επιδεκτικότητας χ από 10^3 - 10^6 .

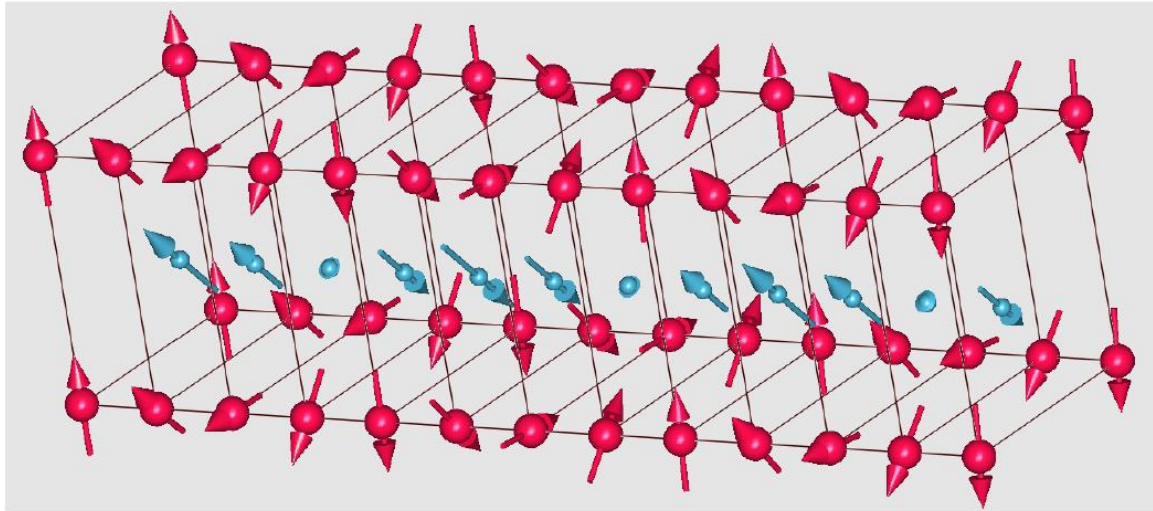
1.7.5 ΔΙΑΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ

Ο διαμαγνητισμός παρατηρείται σε υλικά των οποίων τα άτομα δεν διαθέτουν μόνιμη μαγνητική ροπή, όπως το βισμούθιο (Bi), το πυρίτιο (Si) και ο γραφίτης (C). Αυτή η ιδιότητα οδηγεί στην απώθηση των διαμαγνητικών υλικών από έναν μόνιμο μαγνήτη. Σχηματίζεται έτσι μια ασθενής μαγνητική ροπή αντίθετη προς το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Ο διαμαγνητισμός είναι αναστρέψιμο φαινόμενο, δηλαδή όταν το υλικό απομακρυνθεί από το μαγνητικό πεδίο, οι επαγόμενες μαγνητικές ροπές εξαφανίζονται, αφήνοντάς το χωρίς μόνιμο μαγνητισμό. Επιπλέον, η μαγνητική επιδεκτικότητα των διαμαγνητικών υλικών είναι αρνητική, γεγονός που εξηγεί την τάση τους να απωθούν το εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο.

Ένα υλικό χαρακτηρίζεται ως διαμαγνητικό όταν τα άτομα του έχουν πλήρως συμπληρωμένες στοιβάδες και υποστοιβάδες, κάτι που συνεπάγεται ότι δεν παρουσιάζουν αυθόρμητη μαγνήτιση όταν δεν υπάρχει μαγνητικό πεδίο. Η τυπική τιμή επιδεκτικότητας για διαμαγνητικά υλικά είναι περίπου -10^{-5} . Ωστόσο, οι υπεραγωγοί αποτελούν εξαίρεση, με επιδεκτικότητα $\chi_m = -1$. Ο διαμαγνητισμός και ο παραμαγνητισμός εμφανίζονται μόνο υπό την παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Όταν αυτό το πεδίο απομακρυνθεί, στον διαμαγνητισμό οι μαγνητικές ροπές παύουν να υπάρχουν και στον παραμαγνητισμό να προσανατολίζονται τυχαία και αλληλοαναιρούνται, με αποτέλεσμα η συνολική μαγνητική ροπή και επομένως η μαγνήτιση του υλικού να μηδενίζεται. Έτσι, τόσο τα παραμαγνητικά όσο και τα διαμαγνητικά υλικά θεωρούνται μη-μαγνητικά και δεν έχουν πρακτική χρήση εφόσον η μαγνήτιση τους είναι πολύ ασθενής (αμελητέα) σε σχέση με το μαγνητίζον πεδίο.

Από τα παραπάνω προκύπτουν οι μαγνητικές τάξεις: παραμαγνητική, σιδηρομαγνητική, σιδηριμαγνητική, αντισιδηρομαγνητική και διαμαγνητική. Εκτός από αυτές, υπάρχουν και μη συγραμμικές όπως για παράδειγμα η ελικοειδής τάξη Εικόνα 1.17 [12] και η

κεκαμμένη αντισιδηρομαγνητική τάξη, οι οποίες μπορεί να οφείλονται σε ανταγωνιστικές ή ανισοτροπικές αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής και στη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία.

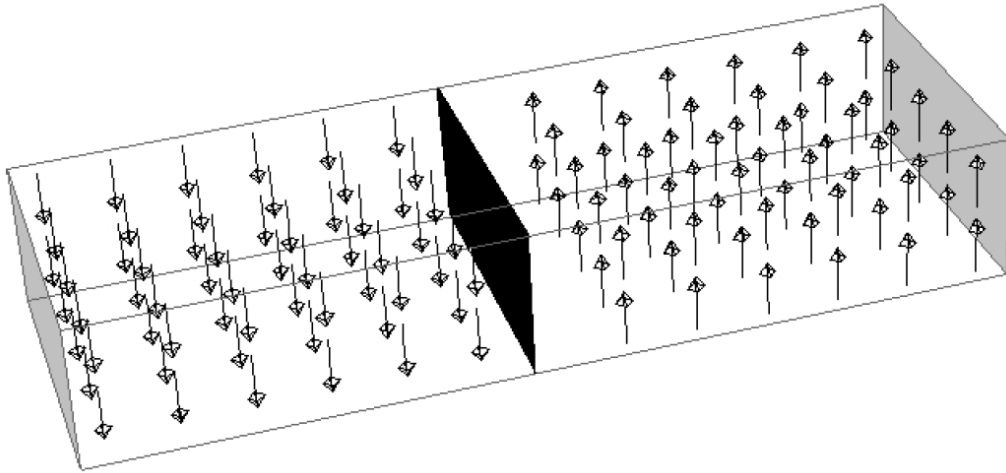


Εικόνα 1.17 : Η δομή της Ελικοειδούς Μαγνητικής τάξης[12].

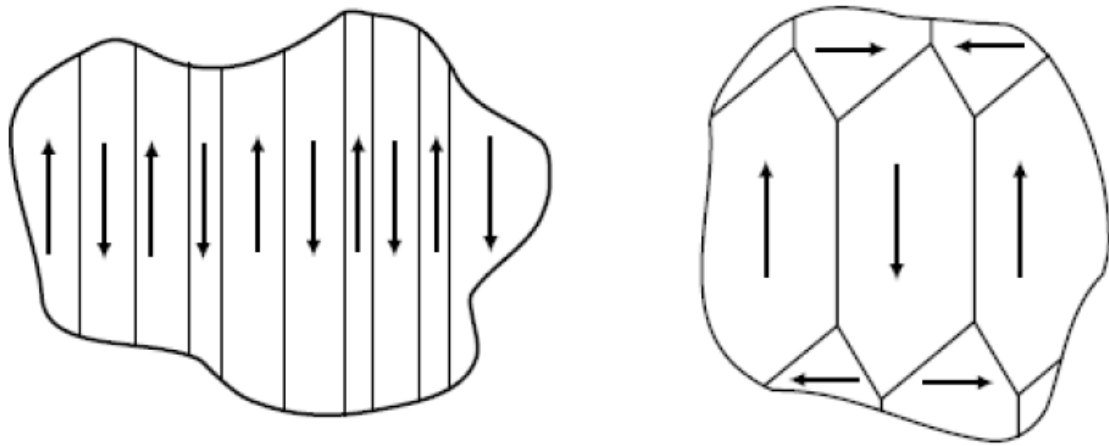
1.8 ΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΠΕΡΙΟΧΕΣ

Τα υλικά που χαρακτηρίζονται ως μαγνητικά όπως είναι γνωστό εμφανίζουν αυθόρμητη μαγνήτιση λόγω των αλληλεπιδράσεων ανταλλαγής ακόμα και όταν δεν τους εφαρμόζεται εξωτερικά επιβαλλόμενο πεδίο. Από την άλλη πλευρά παρατηρήθηκαν υλικά τα οποία να μεν χαρακτηρίζονται ως μαγνητικά δεν παρουσίαζαν όμως μαγνήτιση. Η εξήγηση που δόθηκε ήταν ότι, κάθε σιδηρομαγνητικό υλικό δεν είναι ομοιόμορφα μαγνητισμένο σε όλον τον όγκο του αλλά σε μικρότερα τμήματα. Το κάθε τμήμα που μπορούμε να χωρίσουμε το μαγνητικό μας υλικό ονομάζεται μαγνητική περιοχή. Επιπρόσθετα τώρα η κάθε περιοχή μπορεί να θεωρηθεί ομοιόμορφα μαγνητισμένη. Οι μαγνητικές ροπές στην κάθε περιοχή, είναι πλήρως προσανατολισμένες έτσι ώστε να ελαχιστοποιείται η ενέργεια ανταλλαγής. Από την άλλη πλευρά οι διαφορετικές διευθύνσεις της μαγνήτισης συμβάλουν τόσο στην ελαχιστοποίηση της μαγνητοστατικής ενέργειας, όσο και στο συνολικό άθροισμα της μαγνήτισης από όλες τις περιοχές να είναι μηδενικό.

Αναλόγως της μικροδομής των μαγνητικών ιδιοτήτων του υλικού και της μαγνητικής του κατάστασης, το μέγεθος μιας μαγνητικής περιοχής κυμαίνεται από τα μερικά μικρά έως δέκατα του μικρού. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το μέγεθος μιας μαγνητικής περιοχής είναι μικρότερο ή ίσο του μεγέθους του μαγνητικού υλικού. Στην Εικόνα 1.18[12] παρουσιάζεται ένα μαγνητικό υλικό χωρισμένο σε δύο υποπεριοχές.

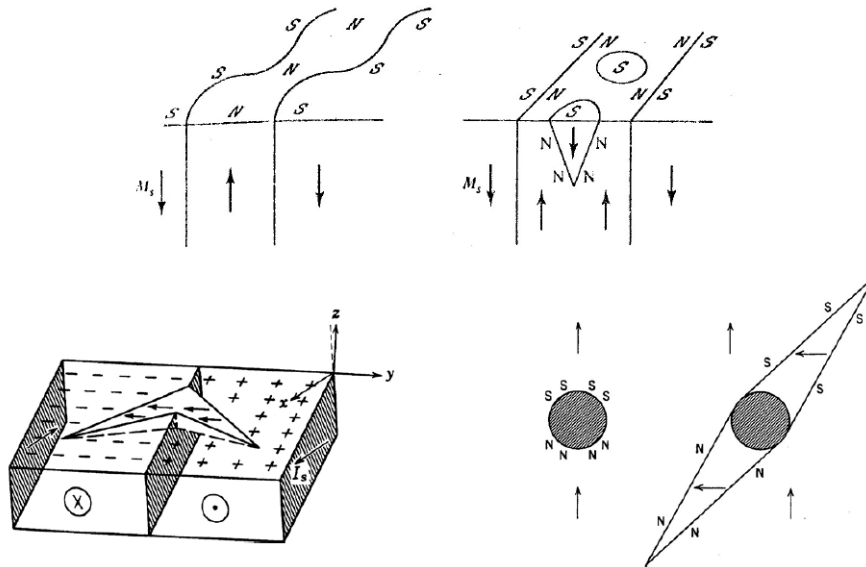


Εικόνα 1.18 : Μαγνητικό υλικό το οποίο αποτελείται από δύο μαγνητικές περιοχές, αντίθετα μαγνητισμένες και χωρίζονται μεταξύ τους με τοίχωμα υψηλής επιφανειακής ενέργειας γ . Σε αυτήν την περίπτωση αν και το υλικό μας είναι μαγνητικό η μαγνήτιση σε όλον τον όγκο του είναι 0[12]



Εικόνα 1.19: Σχηματική αναπαράσταση ανάπτυξης περιοχών σε εξαγωνικούς και σε κυβικούς κρυστάλλους[12].

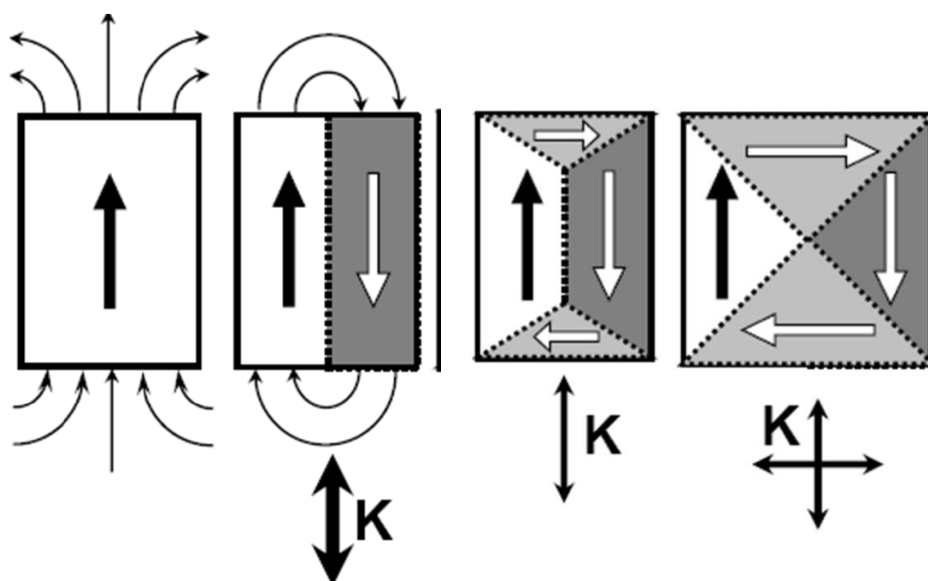
Στην Εικόνα 1.19 παρουσιάζεται η σχηματική απεικόνιση της μορφής των μαγνητικών περιοχών σε εξαγωνικούς και σε κυβικούς κρυστάλλους αντίστοιχα. Η Εικόνα 1.20 [15] παρουσιάζει μορφολογικά τις μαγνητικές περιοχές



Εικόνα 1.20: Μορφολογική απεικόνιση των μαγνητικών περιοχών ενός μαγνητικού υλικού[15].

Οι μαγνητικές περιοχές διαχωρίζονται μεταξύ τους με ένα σύνορο-χώρισμα που ονομάζεται τοίχωμα μαγνητικής περιοχής. Επιπρόσθετα τα τοιχώματα αυτά χαρακτηρίζονται από υψηλή επιφανειακή ενέργεια γ . Ο χωρισμός ενός υλικού σε όσο το δυνατόν μικρότερες περιοχές, μπορεί να επιτευχθεί με την προϋπόθεση ότι η μαγνητοστατική ενέργεια υπερτερεί της επιφανειακής ενέργειας γ .

Ο χωρισμός του μαγνητικού υλικού σε υπό μέρους μαγνητικές περιοχές γίνεται με τρόπο ώστε να αποφεύγεται η δημιουργία μαγνητικών πόλων, όπως φαίνεται στην Εικόνα 1.21.

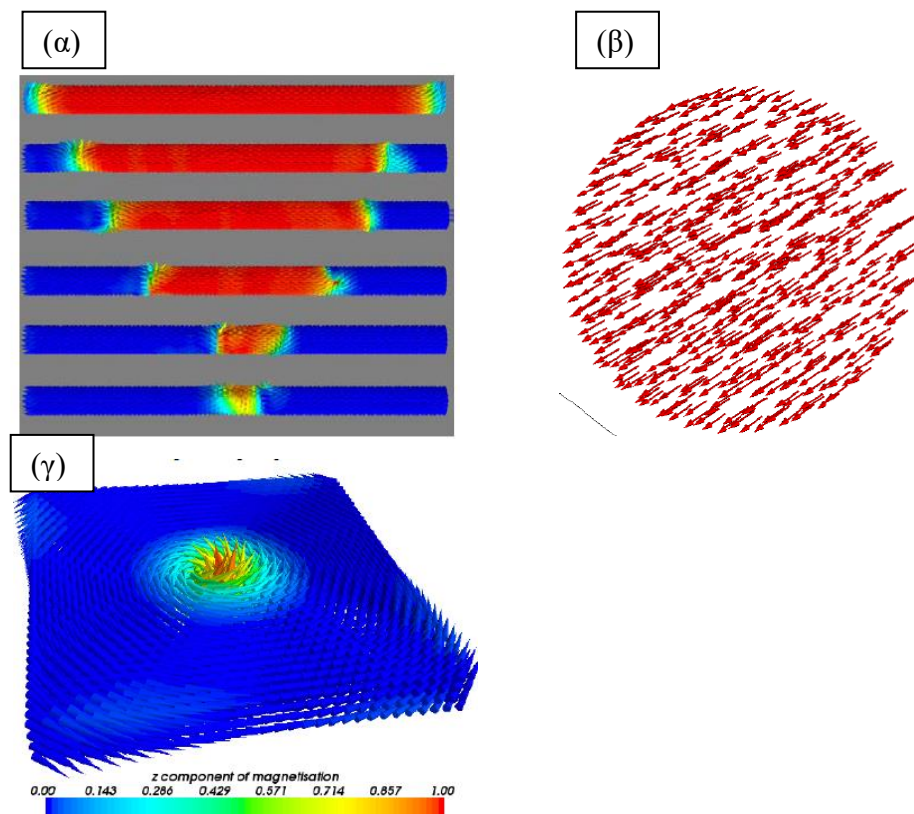


Εικόνα 1.21: Δημιουργία μαγνητικών περιοχών σε υλικά με διαφορετική ανισοτροπία[12].

Παρατηρώντας την Εικόνα 1.21 [12] από τα αριστερά προς τα δεξιά βλέπουμε τα εξής: Στην δεύτερη εικόνα όπου ο κρύσταλλος έχει ισχυρή ομοαξονική ανισοτροπία δεν συμφέρει καθόλου η απόκλιση από τον εύκολο άξονα. Στην Τρίτη εικόνα έχουμε χαμηλότερη ανισοτροπία K εκτός του εύκολου άξονα που ονομάζονται περιοχές κλειστότητας, οι οποίες συμβάλλουν στην δημιουργία κλειστής μαγνητικής ροής με άμεσο αποτέλεσμα την αποφυγή μαγνητικών πόλων. Στην τέταρτη εικόνα έχουμε περιοχές κλειστότητας στις οι οποίες η μαγνήτιση δεν παρεκκλίνει από τον εύκολο άξονα.

1.9 ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ ΤΗΣ ΜΑΓΝΗΤΙΣΗΣ

Έχουμε ήδη αναφέρει ότι, η υστέρηση των σιδηρομαγνητικών υλικών οφείλεται στην ύπαρξη μετασταθών καταστάσεων που παγιδεύονται μεταξύ δύο τοπικών ελαχίστων και μεταπηδούν μη-αντιστρεπτά στο ολικό ελάχιστο. Κατά την διάρκεια ενός κύκλου μαγνήτισης, οι μηχανισμοί με τους οποίους μεταβάλλεται η μαγνήτιση διαφέρουν ανάλογα με το είδος του μαγνητικού υλικού (σκληρό-μαλακό), την θερμοκρασία και το σημείο του βρόχου υστέρησης όπου βρισκόμαστε.



Εικόνα 1.22: Τρόποι αντιστροφής (α) μη-συλλογική αντιστροφή με πυρήνωση και κίνηση τοιχωμάτων (β) συλλογική ομογενής στροφή της μαγνήτισης (γ) συλλογική μη ομογενής στροφή της μαγνήτισης[14]

Αν θεωρήσουμε διαφορετικά τμήματα περιοχών ως διαφορετικές θερμοδυναμικές φάσεις που συνυπάρχουν σε επαφή, η αντιστροφή της μαγνήτισης μοιάζει με έναν μετασχηματισμό φάσεως, ο οποίος είτε πραγματοποιείται με πυρήνωση και εξάπλωση είτε με συλλογικούς τρόπους. Συμπερασματικά οι κυρίαρχοι μηχανισμοί μπορούν να κατανεμηθούν σε δύο κύριες κατηγορίες (α) τους συλλογικούς, (β) τους μη-συλλογικούς όπως εμφανίζονται στην Εικόνα 1.22 [14].

Οι συλλογικοί τρόποι αντιστροφής διακρίνονται με την σειρά τους στους ομογενείς τρόπους αντιστροφής και στους μη-ομογενείς. Στους μη συλλογικούς ο τρόπος είναι η πυρήνωση και η εξάπλωση μιας αντίστροφης περιοχής. Ο κυρίαρχος μηχανισμός αντιστροφής σε αυτό το σημείο είναι μετακίνηση των τοιχωμάτων ώστε να εξαπλώνονται αυτές που είναι παράλληλες προς το εφαρμοζόμενο πεδίο και ευνοούνται σε βάρος των υπολοίπων με τον Bloch, να είναι ο πρώτος που μελέτησε την δομή και το μέγεθος αυτών των τοιχωμάτων. Από την άλλη πλευρά, στους συλλογικούς τρόπους αντιστροφής οι μαγνητικές ροπές αντιστρέφονται ταυτόχρονα, με το πιο κλασσικό παράδειγμα ομογενούς στροφής να είναι το μοντέλο Stoner-Wohlfarth.

Μπορούμε να πούμε ότι τα υλικά με μεγάλη ανισοτροπία μπορούν να περιλαμβάνουν πολλές μαγνητικές περιοχές. Όταν βρίσκονται σε κατάσταση κορεσμού, παράλληλα προς τον εύκολο άξονα, το απαραίτητο πεδίο για την πυρήνωση μιας αντίστροφης, σύμφωνα με τον Brown, υπολογίζεται από την εξίσωση (1.19).

$$H_N = H_K - NM_S \quad (1.19)$$

με N ο παράγοντας απομαγνήτισης ως προς την επιθυμητή διεύθυνση. Αν ένα μαγνητικό υλικό είναι κορεσμένο ως προς μια επιθυμητή διεύθυνση για να απομαγνητισθεί θα πρέπει να του επιβληθεί πεδίο αντίστροφο για να έχουμε ομογενή στροφή. Αυτό θα είχε ως αποτέλεσμα την μη παρατήρηση μηχανισμών πυρήνωσης και εξάπλωσης αντίστροφων περιοχών.

Από τα παραπάνω, το συνεκτικό πεδίο ήταν τουλάχιστον μια τάξη μεγέθους μικρότερο από αυτό της ανισοτροπίας. Συμπερασματικά, η ύπαρξη ατελειών στους κόκκους της μικροδομής των διαφορετικών κρυσταλλογραφικών αξόνων και ξένων φάσεων λειτουργούν ως κέντρα πυρήνωσης μιας αντίστροφης μαγνητικής περιοχής με τον Kronmuller να προτείνει ότι το συνεκτικό πεδίο μπορεί να υπολογιστεί με την χρήση της εξίσωσης (1.20).

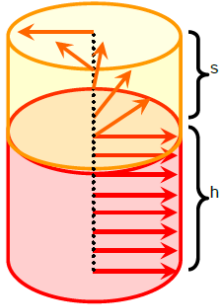
$$H_C = \alpha H_K - N_{eff} M_S \quad (1.20)$$

με α την του πεδίου ανισοτροπία σε ανομοιογένειες χαμηλού ή διαφορετικού προσανατολισμού, N_{eff} στην ύπαρξη ισχυρού πεδίου απομαγνήτισης. Η εξίσωση (20) παρουσιάζεται και στην Εικόνα 1.23 [14].

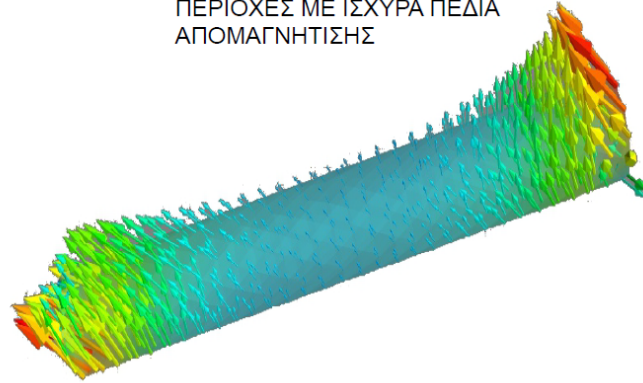
ΠΑΡΑΔΟΞΟ BROWN: $H_C=1-2 \text{ MA/m} \ll H_K=10-40 \text{ MA/m}$

$$H_C = \alpha H_K - N_{eff} M_S$$

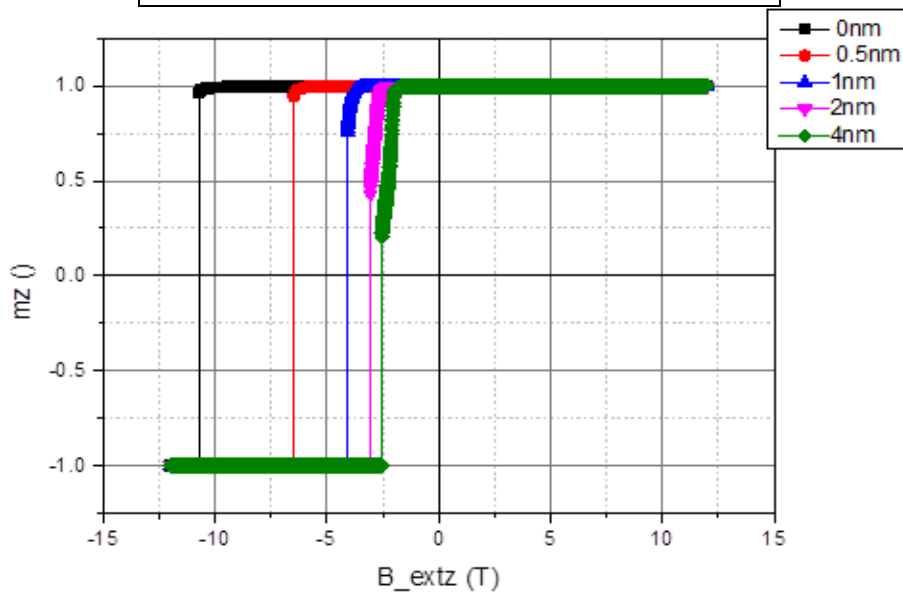
ΑΝΟΜΟΙΟΓΕΝΕΙΕΣ ΧΑΜΗΛΟΥ K ,
Η ΔΙΑΦΟΡΕΤΙΚΟΥ
ΠΡΟΣΑΝΑΤΟΛΙΣΜΟΥ K



ΠΕΡΙΟΧΕΣ ΜΕ ΙΣΧΥΡΑ ΠΕΔΙΑ
ΑΠΟΜΑΓΝΗΤΙΣΗΣ



Εικόνα 1.23: Παράδοξο Brown[14]



Εικόνα 1.24: Καμπύλες απομαγνήτισης CoPt/Co₃Pt

Στην Εικόνα 1.24 παρουσιάζουμε συνοπτικά τις καμπύλες απομαγνήτισης για νανοδομή CoPt κυλινδρικής διατομής 16nm και πάχους 4nm όταν συζεύγεται με μαλακή φάση Co₃Pt διαφορετικού πάχους. Το συνεκτικό πεδίο στην περίπτωση CoPt/Co₃Pt είναι μικρότερο σε σχέση με την περίπτωση που έχουμε μόνο την σκληρή φάση, εξαιτίας ότι το συνεκτικό πεδίο στην περίπτωση αυτή καθορίζεται από το πεδίο πυρήνωσης. Σύμφωνα με [16] η διαδικασία της αντιστροφής γίνεται πιο περίπλοκη. Πυρηνώνεται μια αντίστροφη περιοχή λόγω της μαλακής

φάσης Co_3Pt του νανοκαλωδίου η οποία αγκιστρώνεται στην διεπιφάνεια με την σκληρή φάση του CoPt .

Αν το εφαρμοζόμενο πεδίο είναι ικανό να υπερβεί το πεδίο αγκίστρωσης, τότε η αγκιστρωμένη περιοχή μπορεί να διαδοθεί στην σκληρή φάση. Συγκεκριμένα, η διεπιφάνεια λειτουργεί και ως μια ανομοιογένεια. Αν τώρα ορίσουμε ότι ένα τοίχωμα έχει πάχος δ και ανομοιογένεια έχει πάχος b , τότε το τοίχωμα προτιμά να αγκιστρώνεται στις θέσεις όπου ελαχιστοποιείται η ενέργειά του. Επιπλέον επειδή οι παράμετροι ανταλλαγής A και ανισotropίας K διαφοροποιούνται η επιφανειακή ενέργεια του τοιχώματος $\gamma = 4\sqrt{AK}$ εξαρτάται από την θέση.

Για την περίπτωση που το μέγεθος της ανομοιογένειας b είναι συγκρίσιμο ή μεγαλύτερο του πάχους του τοιχώματος δ τότε επιτυγχάνεται αποτελεσματική αγκίστρωση. Η πιο συνήθης περίπτωση παρατηρείται όταν το μέγεθος της ανομοιογένειας b είναι αρκετά μικρότερο αυτού του τοιχώματος δ ($b \ll \delta$). Αν γνωρίζουμε την ενέργεια του τοιχώματος $\gamma(x)$ μπορούμε να υπολογίσουμε το πεδίο αγκίστρωσης από την εξίσωση (1.21).

$$H_p = \frac{1}{2\mu_0 M_s} \frac{d\gamma}{dx} \quad (1.21)$$

Στο Κεφάλαιο 5 θα παρουσιαστούν οι συντονισμοί για την διεπιφανειακή σύζευξη σε νανοδομές νανοκαλώδια 2 φάσεων.

1.10 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΗΣ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗΣ ΤΗΣ ΜΑΓΝΗΤΙΣΗΣ

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η αντιστροφή επιτυγχάνεται εφόσον υπερνικηθεί ο ενεργειακός φραγμός που περιγράφεται από την εξίσωση (1.22).

$$\Delta E = KV \left(1 - \frac{H}{H_K}\right)^2 \quad (1.22)$$

Στην εξίσωση (1.22) με H_K συμβολίζουμε το πεδίο ανισοτροπίας, με K την σταθερά της ανισοτροπίας ενώ V είναι ο όγκος του υλικού. Για την περίπτωση που η θερμοκρασία $T=0$ η αντιστροφή επιτυγχάνεται μόνο αν εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο γίνει ίσο με το πεδίο της ανισοτροπίας. Στον πραγματικό κόσμο η εξίσωση (1.22) μετατρέπεται στην εξίσωση (1.23) βάση της προσέγγισης του Pfeiffer.

$$\Delta E = KV \left(1 - \frac{H}{H_K}\right)^m \quad (1.23)$$

Με m να υπολογίζεται από τις εξισώσεις (1.24), (1.25)

$$m = 0.84 + 1.14x \quad (1.24)$$

$$x = [(\cos \psi)^{2/3} + (\sin \psi)^{2/3}]^{-3/2} \quad (1.25)$$

με ψ η γωνία που σχηματίζει το πεδίο με τον εύκολο άξονα.

Αν τώρα ορίσουμε μια πεπερασμένη θερμοκρασία και χρόνο εφησυχασμού τα 60sec ο ενεργειακός φραγμός δίνεται από την εξίσωση (1.26)

$$KV = 25k_B T \quad (1.26)$$

Από την εξίσωση (22) μπορούμε να υπολογίσουμε το παραμαγνητικό όγκο V_p και την θερμοκρασία φραγμού T_B (εξίσωση (1.27) εξίσωση (1.28) αντίστοιχα)

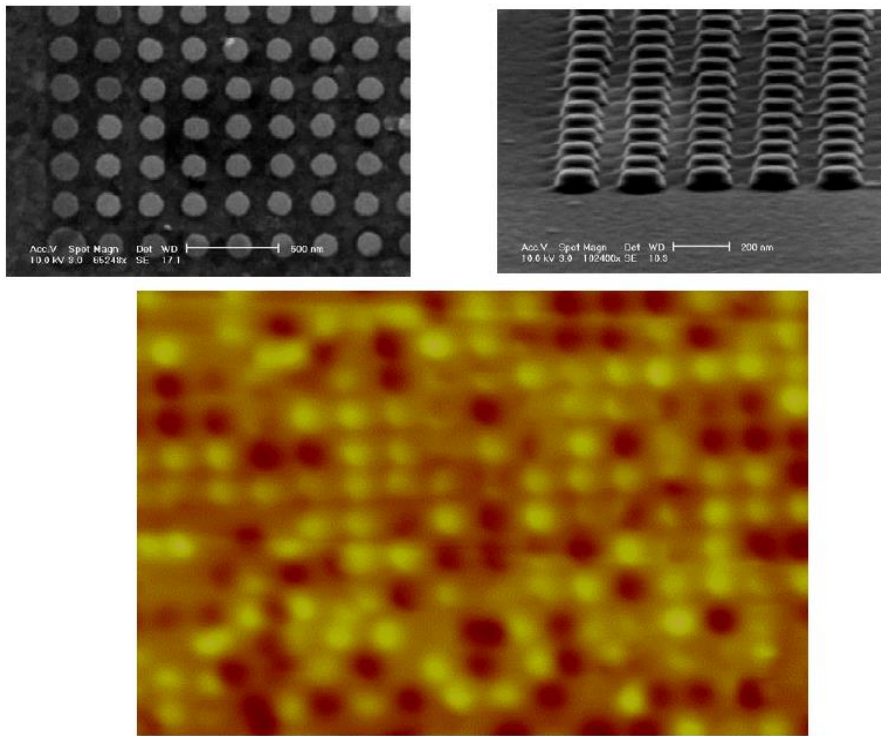
$$V_p = \frac{25k_B T}{K} \quad (1.27)$$

$$T_B = \frac{KV}{25k_B} \quad (1.28)$$

όπου όταν η θερμοκρασία είναι $T > T_B$ έχουμε υπερπαραμαγνητισμό.

1.11 STONER WOHLFARTH

Το μοντέλο Stoner-Wohlfarth είναι το πιο απλό μοντέλο που μπορεί να περιγράψει την ομογενή αντιστροφή της μαγνήτισης, δηλαδή την ομογενή στρόφη των μαγνητικών διπολικών ροπών. Η ελεύθερη ενέργεια του συστήματος μη-αλληλοεπιδρώντων σωματιδίων μοναδικής περιοχής, λαμβάνει μια πολύ απλή έκφραση βάσει της οποίας προσδιορίζουμε τον βρόχο υστέρησης λαμβάνοντας τις εξής παραδοχές, (α) οι όροι που είναι σχετιζόμενοι με τα φαινόμενα ανταλλαγής εξαλείφονται, (β) κάθε μαγνητισμένο δείγμα μπορεί να θεωρηθεί ως ένα ελλειψοειδές, του οποίου η συνολική μαγνητοστατική ενέργεια μπορεί να ενσωματωθεί της σταθεράς της ανισοτροπίας σχήματος. Στην Εικόνα 1.25 [14] παρουσιάζονται τα σωματίδια μονής περιοχής, όπως αυτά ελήφθησαν από τεχνικές μικροσκοπίας.

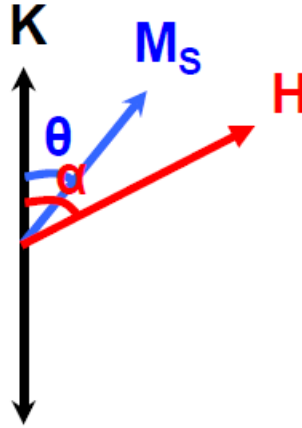


Εικόνα 1.25: Σωματίδια μονής περιοχής όπως λαμβάνονται μέσω τεχνικών μικροσκοπίας[14]

Η έκφραση της ενέργειας δίνεται από την εξίσωση (1.29)

$$E(\varphi, H) = K \sin^2 \varphi - \mu_0 H M_s \cos(\theta - \varphi) \quad (1.29)$$

Με K η σταθερά της ανισοτροπίας, φ η γωνία που σχηματίζει η Μαγνήτιση $\mathbf{M}$ με τον εύκολο άξονα της ανισοτροπίας, θ - φ η γωνία που σχηματίζει το πεδίο $\mathbf{H}$ με την Μαγνήτιση $\mathbf{M}$ όπως φαίνονται από την Εικόνα 1.26.



Εικόνα 1.26: Η σχετική θέση των διανυσμάτων της ανισοτροπίας, του πεδίου και της μαγνήτισης για ένα σωματίδιο μοναδικής περιοχής και των μεταβλητών της εξίσωσης (1.29).

Η πιο απλή περίπτωση την έχουμε όταν το $\theta=0$. Για γωνίες $\theta>0$ έχουμε μέσα γωνιακής απόκλισης της ανισοτροπίας από τον εύκολο άξονα όπως θα παρουσιαστούν στο κεφάλαιο της μαγνητικής εγγραφής και της Μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή σε νανοστοιχεία CoPt και CoPt/Co₃Pt. Στην περίπτωση μας όταν δηλαδή $\theta=0$ η εξίσωση (1.29) λαμβάνει την μορφή της εξισώσεως (1.30)

$$E(\varphi) = K \sin^2 \varphi - \mu_0 H M_s \cos \varphi \quad (1.30)$$

Η συνθήκη ελαχιστοποίησης απαιτεί την πρώτη παράγωγο της $E(\varphi)$ ως προς φ να είναι ίση με μηδέν.

$$\frac{dE(\varphi)}{d\varphi} = 0 \Rightarrow (2K \cos \varphi + \mu_0 H M_s) * \sin \varphi = 0 \quad (1.31)$$

και λύσεις $\sin \varphi = 0$ και $\cos \varphi = -\frac{\mu_0 H M_s}{2K}$ (1.32)

αν στην εξίσωση (1.32) $\varphi=0$ λαμβάνουμε την μέγιστη τιμή του συνεκτικού πεδίου που είναι ουσιαστικά το πεδίο ανισοτροπίας του υλικού μας και υπολογίζεται από την εξίσωση (1.33)

$$H_k = \frac{2K}{\mu_0 M_s} \quad (1.33)$$

1.12 ΤΟΙΧΩΜΑΤΑ ΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΠΕΡΙΟΧΩΝ

Όπως ήδη έχουμε αναφέρει, ένα σιδηρομαγνητικό υλικό μπορεί να αποτελείται από μία ή περισσότερες μαγνητικές περιοχές. Στην περίπτωση που έχουμε περισσότερες από μία μαγνητικές περιοχές, αυτές χωρίζονται μεταξύ τους με μία διεπιφάνεια που ονομάζεται τοίχωμα μαγνητικής περιοχής που έχει πάχους δ μικρότερο από το μέγεθος του υλικού.

Το πάχος του τοιχώματος καθορίζεται από την ελαχιστοποίηση της συνολικής ενέργειας. Αυτά τα τοιχώματα ονομάζονται τοιχώματα Bloch, από τον Bloch που τα παρατήρησε για πρώτη φορά το 1932. Από την συνθήκη ελαχιστοποίησης της ενέργειας προκύπτουν οι εξισώσεις (1.34), (1.35) που αντιστοιχούν στο πάχος του τοιχώματος και στην επιφανειακή ενέργεια του αντίστοιχα.

$$\delta = \sqrt{A/K} \quad (1.34)$$

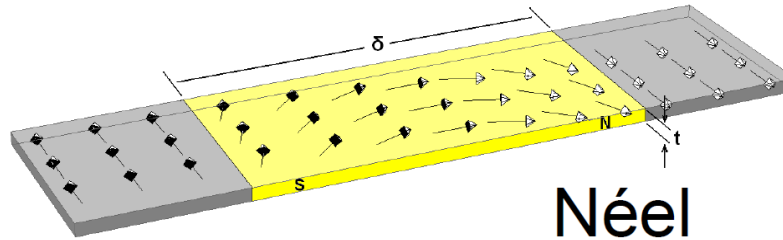
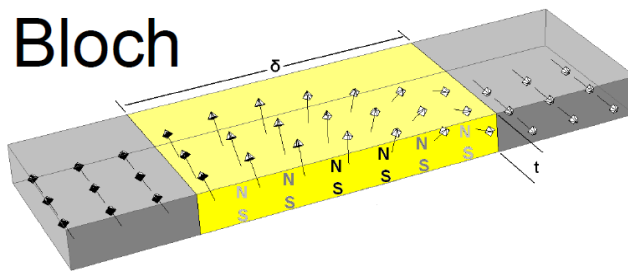
$$\gamma = \sqrt{AK} \quad (1.35)$$

Η μαγνητοστατική ενέργεια ή (η ενέργεια διπόλου-διπόλου) παίζει καθοριστικό ρόλο στις μαγνητικές περιοχές των λεπτών υμενίων. Σε ένα υμέναιο πάχους t όπως φαίνεται και στην Εικόνα 1.27 υπάρχει ένα τοίχωμα 180° που χωρίζει το υμέναιο στο επίπεδό του σε δύο περιοχές με αντίθετη μαγνήτιση.

Τα τοιχώματα Bloch χαρακτηρίζονται από μαγνητικές ροπές κάθετες στο υμέναιο. Αυτό έχει άμεση σύνδεση με υψηλό κόστος μαγνητοστατικής ενέργειας όσο το υμέναιο γίνεται λεπτότερο. Από την άλλη πλευρά στα τοιχώματα Neel οι μαγνητικές ροπές στρέφονται παράλληλα στο επίπεδο του υμεναίου. Να σημειωθεί ότι υπάρχουν και τα Cross-Tie-τοιχώματα Εικόνα 1.28, οι οποίες είναι κλειστές μαγνητικές γραμμές και ορίζονται ως τμήματα τοιχωμάτων Neel με διαφορετική φορά στροφής των μαγνητικών ροπών που χωρίζονται από στενές περιοχές τύπου Bloch.

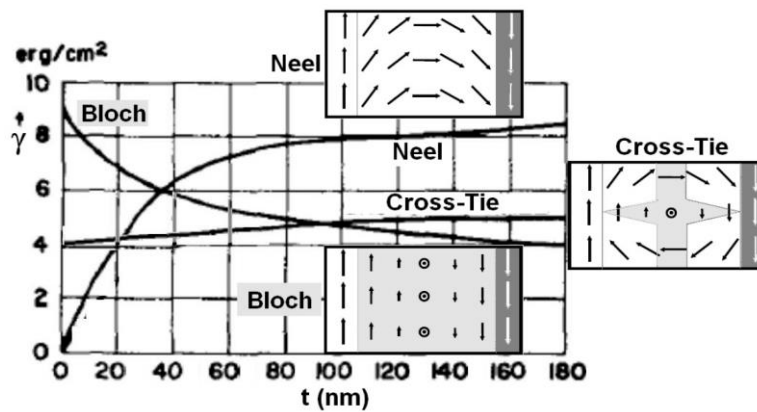
Στις Εικόνες 1.29, 1.30, 1.31 βλέπουν την μορφή των head-to-head και των tail-to-tail, vortex wall, ζιγκ ζαγκ τοιχωμάτων αντίστοιχα [17],[18],[19] άλλη μορφή μαγνητικών τοιχωμάτων.

Bloch

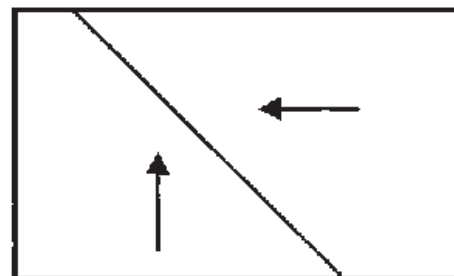
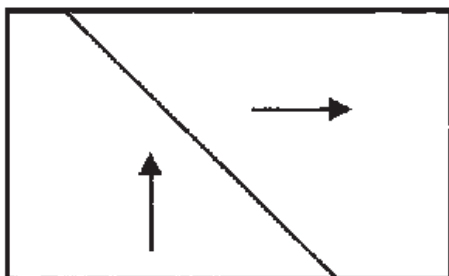


Néel

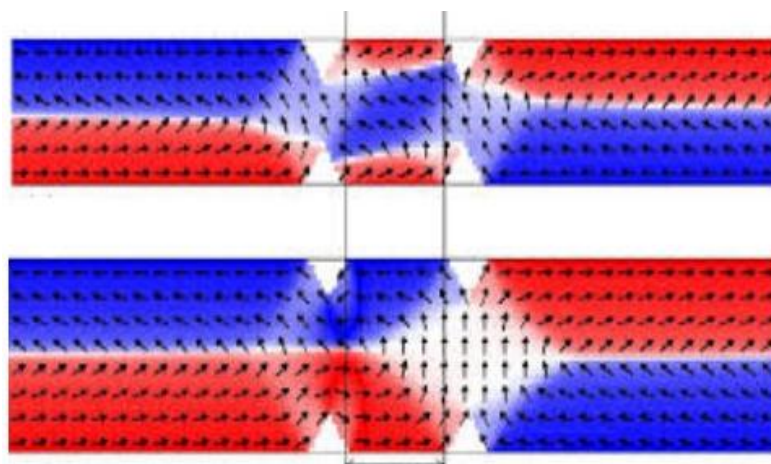
Εικόνα 1.27 Σύγκριση με τον τρόπο που γίνεται η αντιστροφή αναλόγως αν το τοίχωμα είναι Bloch ή Neel[12]



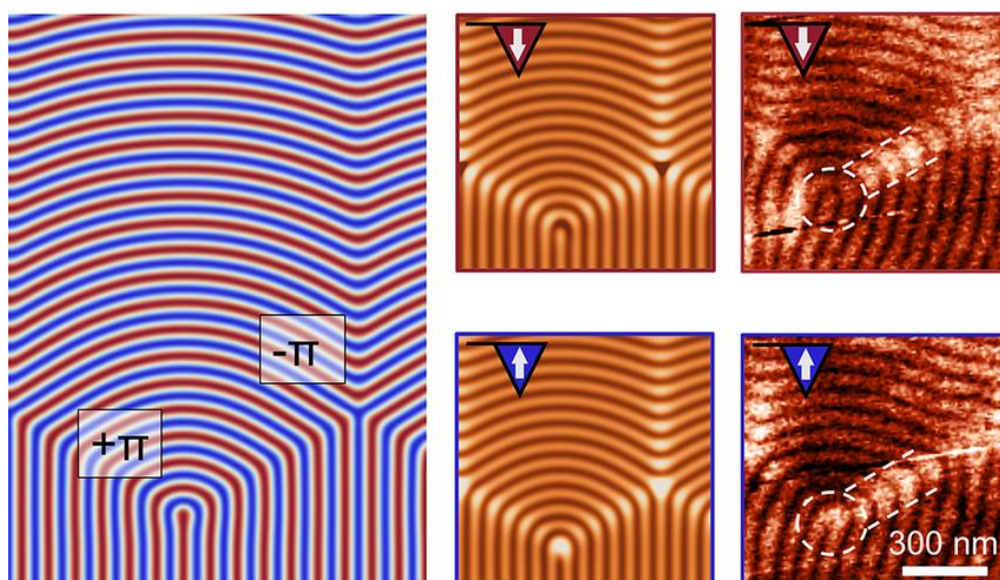
Εικόνα 1.28 :Συνοπτικά Bloch, Neel, Cross-Tie τοιχώματα[12]



Εικόνα 1.29 : Η μορφή των head-to-head και των tail-to-tail[17]



Εικόνα 1.30 : Vortex domain wall[18].

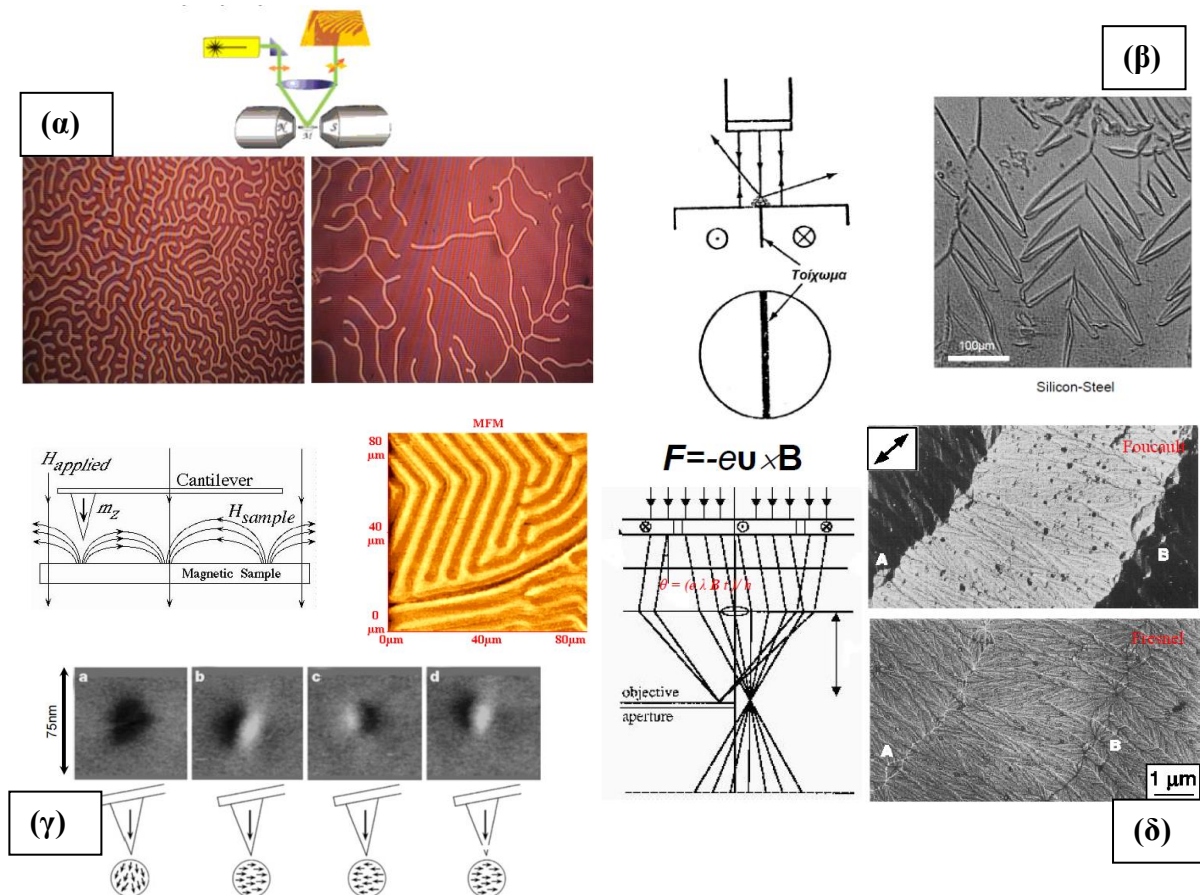


Εικόνα 1.31 : Zigzag domain wall [19]

1.13 ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗΣ ΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΠΕΡΙΟΧΩΝ

Η ικανότητά μας να παρατηρούμε και να μετράμε μια μαγνητική περιοχή είναι καθοριστική για την κατανόηση των μαγνητικών ιδιοτήτων ενός υλικού, καθώς και για τον εντοπισμό των κατάλληλων εφαρμογών του. Σε γενικές γραμμές, οι τεχνικές μέτρησης και παρατήρησης των μαγνητικών περιοχών έχουν μόνο μικρές διαφορές μεταξύ τους.

Οι βασικές τεχνικές που χρησιμοποιούνται είναι η τεχνική Bitter, η μικροσκοπία Kerr, η μικροσκοπία Lorentz, η ηλεκτρονική μικροσκοπία σάρωσης (SEM) και η μικροσκοπία μαγνητικής δύναμης (MFM). Όλες οι παραπάνω τεχνολογίες παρουσιάζονται συνοπτικά στην Εικόνα 1.32 [14].

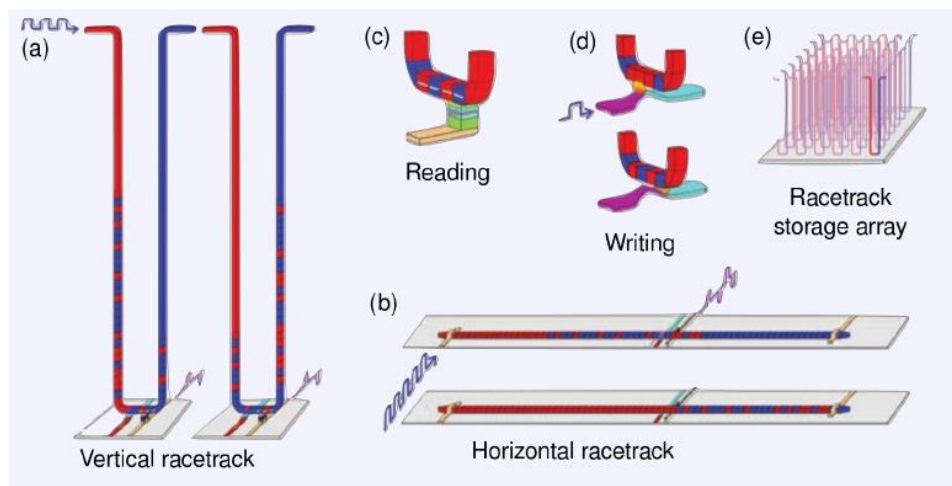


Εικόνα 1.32: Εικόνες των μαγνητικών περιοχών και μαγνητικών τοιχωμάτων χρησιμοποιώντας διαφορετικούς τρόπους παρατήρησης (α) παρατήρηση των μαγνητικών περιοχών με μικροσκοπία Kerr (β) παρατήρηση των μαγνητικών τοιχωμάτων με την μέθοδο Bitter (γ) παρατήρηση μαγνητικών περιοχών με μικροσκοπία MFM (δ) παρατήρηση μαγνητικών περιοχών με μικροσκοπία Lorentz[14]

1.14 ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΣΤΟΝ ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΟ ΚΟΣΜΟ

Τα τοιχώματα των μαγνητικών περιοχών έχουν πλούσια και ποικίλη συμπεριφορά και έχουν προταθεί σε μια πληθώρα πρακτικών εφαρμογών στις οποίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν. Η γερμανική εταιρεία Novotechnik [20] [21] χρησιμοποιεί τα τοιχώματα μαγνητικών περιοχών σε αισθητήρες στην αυτοκινητοβιομηχανία ενώ εφαρμογές των μαγνητικών περιοχών έχουν παρατηρηθεί και σε σπιντρονικές εφαρμογές [22] [23] [24].

Οι μαγνητικές περιοχές μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε εφαρμογές μνημών. Το 2008 ο Parskin παρουσίασε για πρώτη φορά μια μνήμη την οποία ονόμασε Racetrack memory (μνήμη τομέα).



Εικόνα 1.33: Σχηματική απεικόνιση του μοντέλου της Racetrack memory.

Η λειτουργία τους βασίζεται στη χρήση ενός ρεύματος από ηλεκτρόνια με πολωμένο spin, το οποίο έχει τη δυνατότητα να ελέγχει την κίνηση μιας αλυσίδας τοιχωμάτων μαγνητικών περιοχών. Η ιδέα της αποθήκευσης πληροφορίας μέσω αυτών των τοιχωμάτων σε ένα μαγνητικό υλικό εμφανίστηκε το 1969, όταν κατοχυρώθηκε με δίπλωμα ευρεσιτεχνίας στις Ηνωμένες Πολιτείες από την Nokia Bell Labs, με τίτλο «Magnetic Domain Propagation Device».

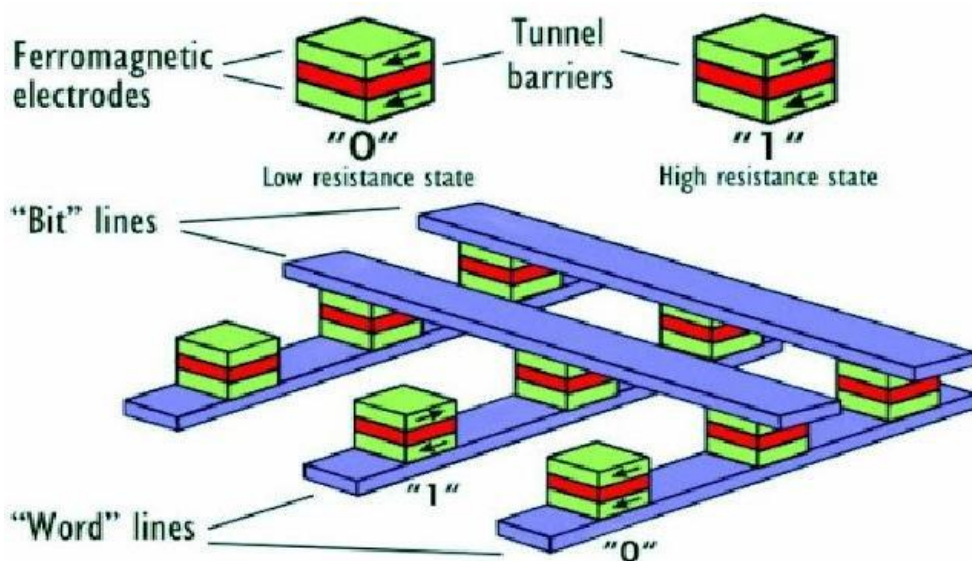
Τα εμπόδια που έπρεπε να ξεπεραστούν ήταν πολλά. Πριν από την εισαγωγή της τεχνολογίας των σπιντρονίων, θα απαιτούνταν γεννήτριες για την παραγωγή μαγνητικού πεδίου στο chip, οι οποίες θα είχαν το ίδιο μέγεθος με τα μαγνητικά bit. Αυτό όμως θα αύξανε την πολυπλοκότητα και το κόστος της συσκευής. Η ανάγκη για μικρότερο μέγεθος και οι προοπτικές βελτίωσης αυτών των συστημάτων παρέμεναν προβλήματα άλυστα εκείνη την περίοδο. Ωστόσο, μέσω της χρήσης παλμών ρεύματος από πολωμένα spin, σε συνδυασμό με

τη μαγνήτιση των τοιχωμάτων (DW), θα μπορούσε να παραχθεί ροπή spin στα τοιχώματα των μαγνητικών περιοχών, επιτρέποντας τη μετακίνησή τους.

Η Εικόνα 1.33 [25] παρουσιάζει έναν τέτοιο τύπο μνήμης. Τα πλεονεκτήματα αυτού του είδους μνήμης να μεν είναι συγκεκριμένα αλλά πολύ σημαντικά. Μια επιτυχής υλοποίηση της συσκευής θα μπορούσε να προσφέρει μεγαλύτερη πυκνότητα αποθήκευσης δεδομένων από τους σημερινούς SSD, πλησιάζοντας τις επιδόσεις των HDD. Επίσης, οι ταχύτητες εγγραφής και ανάγνωσης θα ήταν πιο αποδοτικές. Το κύριο πλεονέκτημα αυτού του τύπου μνήμης είναι η δυνατότητα κατασκευής σε τρισδιάστατη μορφή, χρησιμοποιώντας δισδιάστατες συστοιχίες racetrack, οι οποίες τοποθετούνται κάθετα στο υπόστρωμα.

Αυτό θα αποτελούσε και το επόμενο βήμα στην εξέλιξη των μαγνητικών συσκευών αποθήκευσης. Αφού το πρώτο βήμα ήταν η εφαρμογή της GMR (Γιγαντιαία Μαγνητοαντίσταση) στους περισσότερους τύπους σύγχρονων HDD και το δεύτερο η επιτυχής ανάπτυξη της μαγνητική μνήμη (MRAM), άρα το επόμενο λογικό βήμα φαίνεται να είναι η μνήμη racetrack, καθώς πληροί τις προϋποθέσεις για την απλοποίηση των υπολογιστικών συστημάτων.

Οι μαγνητικές μνήμες αποτελούν επίσης μια ενδιαφέρουσα εφαρμογή των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών. Οι MRAM βασίζονται σε συστοιχίες μαγνητικών συνδέσεων σήραγγας (Magnetic Tunnel Junction, MTJ). Η μαγνητική μνήμη τυχαίας προσπέλασης MRAM απεικονίζεται στην Εικόνα 1.34 [26]. Στην πιο βασική μορφή της, μια MTJ περιλαμβάνει έναν μονωτικό υλικό που λειτουργεί ως φραγμός σήραγγας, τοποθετημένο ανάμεσα σε δύο σιδηρομαγνητικά στρώματα, από τα οποία το ένα μπορεί να αλλάζει την πολικότητα του spin. Πιο συγκεκριμένα, όταν δύο αγώγιμα ηλεκτρόδια χωρίζονται από ένα λεπτό διηλεκτρικό στρώμα (το πάχος του οποίου κυμαίνεται από μερικά Ångström μέχρι λίγα νανόμετρα), τα ηλεκτρόνια μπορούν να περάσουν μέσω του διηλεκτρικού στρώματος χάρη στο κβαντικό φαινόμενο της σήραγγας, με αποτέλεσμα την εμφάνιση ηλεκτρικής αγωγιμότητας.



Εικόνα 1.34: Σχηματικά μια μαγνητική μνήμη τυχαίας προσπέλασης (MRAM)[26].

Η διέλευση ηλεκτρονίων μέσω σήραγγας προκύπτει λόγω της κβαντικής φύσης τους. Συνεπώς, η ηλεκτρική αγωγιμότητα της διόδου εξαρτάται από την πυκνότητα των διαθέσιμων καταστάσεων spin (πάνω/κάτω) στα μαγνητικά στρώματα που βρίσκονται εκατέρωθεν της σήραγγας, καθώς και από την εκθετική εξασθένηση του κύματος στον μονωτή. Η MRAM έχει σημειώσει αξιοσημείωτη εξέλιξη, αλλά δεν μπορεί να θεωρηθεί ως μνήμη επόμενης γενιάς για αποθήκευση δεδομένων, κυρίως λόγω της χαμηλής πυκνότητάς της, η οποία είναι συγκρίσιμη με αυτή των SSDs (Flash Memory) στην καλύτερη περίπτωση. Ωστόσο, η MRAM θα μπορούσε να αντικαταστήσει τη DRAM, καθώς μπορεί να διατηρεί τα δεδομένα και μετά την απενεργοποίηση του υπολογιστή, χωρίς να τα διαγράφει. Αυτό ακριβώς αποτελεί το πλεονέκτημά της, προσφέροντας υψηλότερη πυκνότητα αποθήκευσης επιφάνειας και επιδόσεις που προσεγγίζουν τις ταχύτητες της flash memory, καθιστώντας την ιδανική επιλογή.

Μια άλλη εφαρμογή των μαγνητικών περιοχών είναι και οι μνήμες φυσαλίδας. Οι μνήμες φυσαλίδας αντιμετώπιζαν προβλήματα στην ανάπτυξη των απαιτούμενων υψηλών πυκνοτήτων, αλλά αυτό βελτιώθηκε με την χρήση των σκυρμιονίων. Οι προαναφερόμενες μνήμες απαιτούν τεράστιες πυκνότητες ρεύματος οι οποίες προκαλούν θερμικά φαινόμενα joule, η οποία μπορεί να καταστρέψει τα νανοκαλώδια. Wolfe Liberman [27]

Τα τοιχώματα των μαγνητικών περιοχών μπορούν να χρησιμοποιηθούν και ως αισθητήρες θερμοκρασίας. Οι Klingbeil et al. [28] παρουσίασαν στην δουλειά τους τον σχηματισμό ενός ελικοειδούς τοιχώματος μαγνητικής περιοχής σε φιλμ σιδηρούχου γρανάτη

σπάνιων γαιών υποκατεστημένου με Bi και μέτρησαν τον εκτός επίπεδο βρόχο υστέρησης, χρησιμοποιώντας το φαινόμενο Faraday. Παρακολούθησαν δε την μεταβολή της συνολικής μαγνητοοπτικής απόκρισης και επιδεκτικότητας συναρτήσει της μεταβολής της θερμοκρασίας. Αυτές οι μελέτες, αποτελούν κίνητρο για την χρήση διατάξεων βασισμένων στα τοιχώματα των μαγνητικών περιοχών ως καινοτόμα τεχνολογία αισθητήρων μαγνητικού πεδίου, θερμοκρασίας και ατομικών σωματιδίων.

1.15 ΣΥΝΟΨΗ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 1

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάστηκαν θέματα που σχετίζονται με το μαγνητισμό. Το κεφάλαιό μας ξεκίνησε με μια μακροσκελή ιστορική αναδρομή, ξεκινώντας με τον μαγνητίτη τον ‘ζωικό μαγνητισμό’ του αλχημιστή Μέσμερ και κατέληξε στα πειράματα του Hans-Christian Oersted και στις εξισώσεις του Maxwell.

Επιπρόσθετα δίνονται οι έννοιες της μαγνητικής ροπής, του ενεργειακού γινομένου, του βρόχου υστέρησης και των συμπερασμάτων που προκύπτουν από αυτόν. Στη συνέχεια παρουσιάζουμε αναλυτικά την κατηγοριοποίηση των υλικών σε παραμαγνητικά, σιδηρομαγνητικά, διαμαγνητικά, αντισιδηρομαγνητικά, σιδηριμαγνητικά. Ακόμη γίνεται αναφορά στους τρόπους αντιστροφής της μαγνήτισης του μαγνητικού μας υλικού και στους κυρίαρχους μηχανισμούς αντιστροφής. Σε άλλη ενότητα προσδιορίζουμε το πεδίο αντιστροφής με την χρήση του μοντέλου Stoner-Wohlfarth.

Επιπλέον, παρουσιάζουμε το λόγο που ενώ κάποια υλικά θεωρούνται μαγνητικά, η μετρούμενη συνολική μαγνήτιση τους είναι μηδενική, ο οποίος δεν είναι άλλος από αυτόν που ονομάζουμε μαγνητικές περιοχές.

Συμπερασματικά, παρουσιάζουμε το τρόπο με τον οποίο διαχωρίζονται οι μαγνητικές περιοχές μεταξύ τους (τοίχωμα μαγνητικών περιοχών), τους τρόπους παρατήρησης των περιοχών αυτών και σε ποιες καινοτόμες εφαρμογές μπορούμε να τις συναντήσουμε-εφαρμόσουμε, όπως η racetrack memory, οι μαγνητικές μνήμες τυχαίας προσπέλασης (MRAM), οι μνήμες φυσαλίδας, τους αισθητήρες μέτρησης από [29], [28] για την βιομηχανία.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ

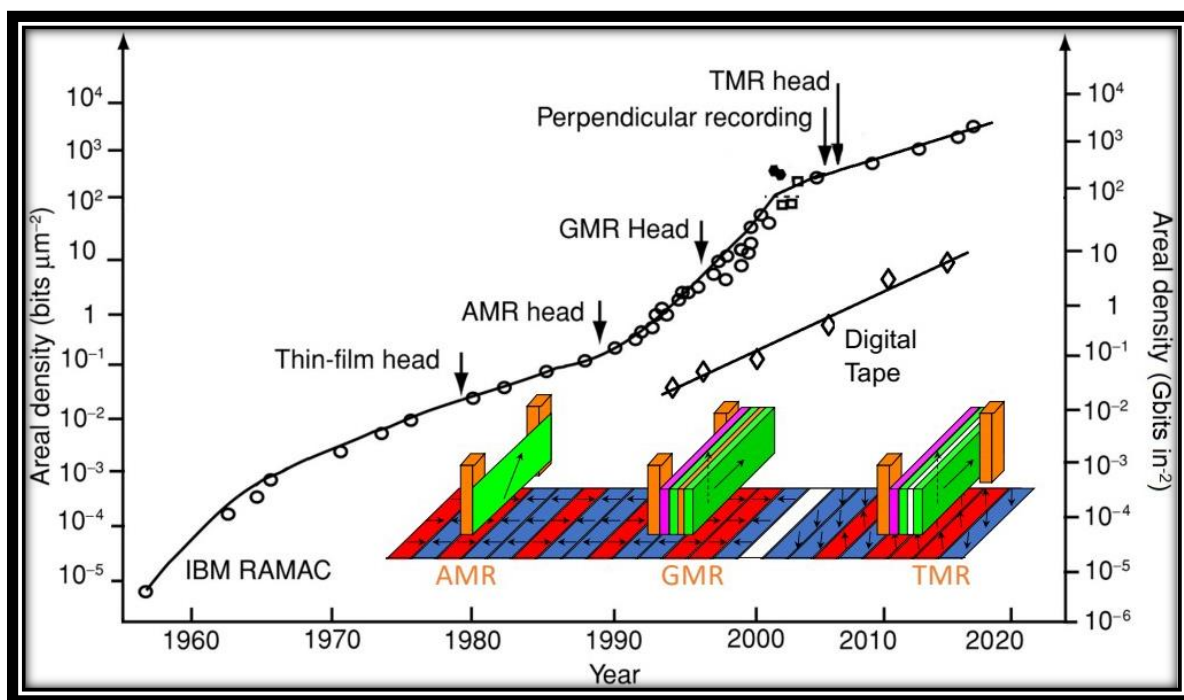
Προτιμητέο έστιν το έλλογόν της ψυχής
έναντι του κτηνώδους και αγρείου

2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ο σύγχρονος καταναλωτικός κόσμος χαρακτηρίζεται από μια ακόρεστη ανάγκη για μέσα αποθήκευσης με ολοένα αυξανόμενη πυκνότητα εγγραφής, η οποία οφείλεται στο γεγονός ότι τα σύγχρονα υπολογιστικά συστήματα απαιτούν μεγάλο όγκο δεδομένων.

Η μαγνητική εγγραφή είναι μια κυρίαρχη τεχνολογία αποθήκευσης και οι σκληροί δίσκοι το καταλληλότερο μέσο για να το επιτύχουμε λόγω της ευελιξίας του. Υπολογίζεται δε, ότι έως και το 2030 η πυκνότητα εγγραφής θα έχει ξεπεράσει το φράγμα των $1\text{Tb} / \text{in}^2$. Η εξέλιξη της επιφανειακής πυκνότητας εγγραφής δίνεται από την Εικόνα 2.1 [9]

Εδώ αναφερόμαστε τόσο στις έννοιες του μαγνητικού μέσου εγγραφής, όσο και στο πρόβλημα της εγγραψιμότητας και στους τρόπους με τους οποίους μπορεί να αντισταθμιστεί αυτό χρησιμοποιώντας συγκεκριμένες τεχνολογίες μαγνητικής εγγραφής όπως (α) μέσα παράλληλης μαγνητικής εγγραφής (β) μέσα κατακόρυφης μαγνητικής εγγραφής (γ) αντισιδηρομαγνητικά μέσα μαγνητικής εγγραφής (δ) μέσα γωνιακής απόκλισης από τον εύκολο άξονα της ανισοτροπίας (ε) υποβοηθούμενη από τοίχωμα περιοχής μαγνητική εγγραφή (ζ) τα διηθητικά μέσα μαγνητικής εγγραφής (η) μαγνητοοπτική εγγραφή (θ) Μέσα λιθογραφικά εγχαραγμένων bit και νανοσωματιδίων (ι) ενεργειακά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή.



Εικόνα 2.1 Χρονική εξέλιξη της πυκνότητας εγγραφής τα τελευταία 60 έτη. Η αύξηση που παρατηρείται είναι εκθετικής μορφής και ακολουθεί τον νόμο του Moore [9]

2.2 ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ ΣΤΗΝ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ

Η μαγνητική εγγραφή ως τεχνολογία εξελίσσεται γρήγορα εδώ και ένα αιώνα. Η μαγνητική εγγραφή και αποθήκευση είναι δύο αλληλένδετοι όροι που αναφέρονται στην εγγραφή και την αποθήκευση της πληροφορίας σε δομές υπερύψηλών πυκνοτήτων. Η μαγνητική εγγραφή βασίζεται σε δύο παράγοντες και τις αντίστοιχες κατηγορίες υλικών: Πρώτα τα μέσα αποθήκευσης που αποτελούνται από όλες εκείνες τις γνωστές μέχρι σήμερα τεχνολογίες και χρησιμοποιούνται για την εγγραφή και αποθήκευση και έπειτα τις κεφαλές που καλύπτουν όλες εκείνες τις τεχνολογίες εγγραφής-ανάγνωσης της πληροφορίας.

Οι πρώτες λειτουργικές συσκευές ήταν τα τηλεγραφόφωνα, τα οποία εφευρέθηκαν από τον ΔανόValdemar Poulsen μηχανικό τηλεφώνων το 1898. Το μέσο εγγραφής που χρησιμοποιήθηκε ήταν είτε ένα ατσάλινο καλώδιο, είτε ένας ατσάλινος δίσκος.

Κατά την δεκαετία του 1930, οι γερμανικές εταιρείες AEG και BASF ανέπτυξαν την τεχνολογία της αναλογικής εγγραφής σε ταινίες. Ενσωμάτωσαν δε καινοτομίες στα μαγνητόφωνα, όπως ήταν η δακτυλιοειδής επαγωγική κεφαλή ανάγνωσης/αναπαραγωγής, πόλωση εναλλασσόμενου ρεύματος και ταινία οξικής κυτταρίνης επικαλυμμένη με ένα στρώμα

λεπτών σωματιδίων από $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Ο Ιάπωνας Kenzo το 1938 χρησιμοποίησε την εναλλασσόμενη πόλωση του ρεύματος με σκοπό να βελτιστοποιήσει την ποιότητα του εγγεγραμμένου ήχου.

Η αναλογική εγγραφή περιλαμβάνει ένα σήμα συνεχώς μεταβαλλόμενης συχνότητας και πλάτους, το οποίο θα πρέπει να απεικονίζεται γραμμικά στην παραμένουσα μαγνήτιση του μέσου για να έχουμε υψηλή πιστότητα. Από την άλλη πλευρά όμως, θα πρέπει να σημειωθεί ότι η παραμένουσα μαγνήτιση του μέσου δεν έχει γραμμική εξάρτηση με το εφαρμοζόμενο εξωτερικό πεδίο. Ο μοναδικός τρόπος για να επιτύχουμε την γραμμική απόκριση, είναι να εφαρμόσουμε ένα εναλλασσόμενο πεδίο σε μη ακουστές συχνότητες 50-100kHz με σκοπό τον κορεσμό της μαγνήτισης. Μερικά χρόνια αργότερα το 1956 η AMPEX εισήγαγε καταναλωτικά αγαθά εγγραφής ήχου και εικόνας ακολουθούμενα από τις συμβατικές κασέτες της Philips το 1963 και αυτών του συστήματος περιστρεφόμενης κεφαλής VHS της Panasonic το 1976. Όλα αυτά ανήκουν στην αναλογική μορφή εγγραφής.



Εικόνα 2.2 (α) μαγνητική σφραγίδα ασφαλείας που πιστοποιεί την γνησιότητα των χαρτονομισμάτων (β) μαγνητική υπογραφή στις επιταγές [30],[31].

Ειδικές γραμματοσειρές που δίνουν την αίσθηση της μαγνητικής υπογραφής, χρησιμοποιήθηκαν και χρησιμοποιούνται ευρέως στις επιταγές. Στην Εικόνα 2.2 [30], [31] βλέπουμε κάποια βασικά παραδείγματα των χαρακτηριστικών ασφαλείας και της μαγνητικής υπογραφής στις επιταγές. Τα τελευταία χρόνια με την άνοδο των υπολογιστικών συστημάτων έχει επικρατήσει η ψηφιακή υπολογιστική.

Η ψηφιακή υπολογιστική σχετίζεται με την ψηφιακή εγγραφή. Έπειτα από μερικά πειράματα περιστρεφόμενων τυμπάνων σύντομης διάρκειας ζωής, η IBM το 1957 έκανε προσπάθειες δημιουργίας μιας μνήμης περιστρεφόμενου δίσκου, η οποία έμελλε να γίνει πρωτοποριακή. Η μνήμη αυτή ήταν η RAMAC (Random Access Method of Accounting and

Control), η οποία αποτελούνταν από 50-διπλής όψης πλατό 24-ιντσών τα οποία ήταν κολλημένα μεταξύ τους, ζύγιζε σχεδόν έναν τόνο και είχε χωρητικότητα μόλις 4.4mbs.

Η RAMAC χαρακτηρίζεται για πολλούς ως ο πρόγονος των σύγχρονων 3.5 inch σκληρών δίσκων (HDD) που ζυγίζουν πλέον μερικά μόλις γραμμάρια και με χωρητικότητες να αγγίζουν τα petabytes μέχρι τα τέλη του 2050. Η μαγνητική εγγραφή στους σκληρούς δίσκους επιτυγχάνεται με διαφορετικούς τρόπους σταθερής μορφής ή φορητής όπως ήταν παλιότερα οι δισκέτες οι οποίες ήρθαν και απήλθαν.

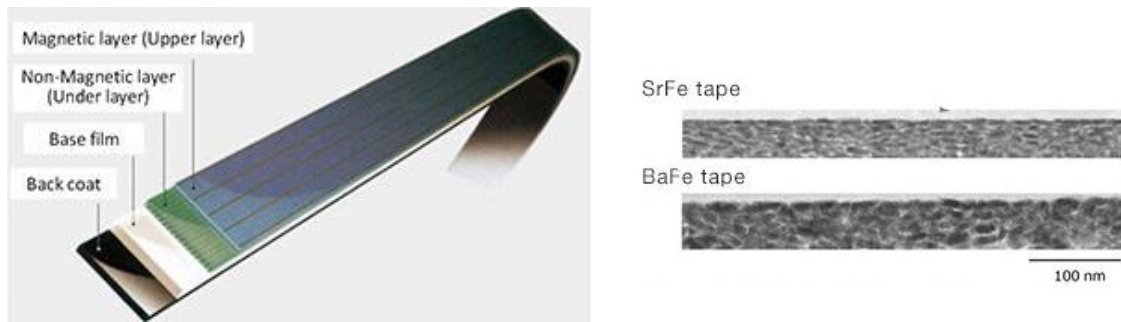
Πλέον τα μαγνητικά αρχεία είναι γραμμένα σε ψηφιακή μορφή. Τα δεδομένα αποθηκεύονται σε σκληρούς δίσκους και χρησιμεύουν ως μαζική μνήμη τόσο των υπολογιστών και των διακομιστών, όσο και μαζικών καθημερινών καταναλωτικών αγαθών ήχου εικόνας και τηλεφωνίας.

2.3 ΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΜΕΣΑ

Το βασικό στοιχείο που θα χρησιμοποιηθεί στην διαδικασία της μαγνητικής εγγραφής είναι τα μαγνητικά μέσα. Τα μαγνητικά μέσα είναι συνήθως κατασκευασμένα από ημί-σκληρα υλικά με επαρκή υστέρηση που διατηρεί ένα μόνιμο αρχείο των δεδομένων, αλλά όχι τόσο ισχυρή ώστε να παρεμποδίζεται η επανεγγραφή του από ένα πεδίο που παράγεται από την κεφαλή εγγραφής. Η αποθηκευμένη πληροφορία θα πρέπει να μπορεί να διαγραφεί εφόσον το μέσο πρόκειται να επαναχρησιμοποιηθεί.

Η ψηφιακή πληροφορία κωδικοποιείται στην διεύθυνση της μαγνήτισης των τοποθετούμενων περιοχών σε διακεκριμένες θέσης πάνω στην τροχιά του μαγνητικού μέσου. Η πιο επιθυμητή μορφή του βρόχου υστέρησης είναι όσο το δυνατόν πιο τετραγωνική ώστε να οι μεταβάσεις μεταξύ των διαδοχικών μπιτ να είναι απότομες.

Για πολλά χρόνια, τα μέσα εγγραφής αποτελούνταν από διασπορά σωματιδίων μοναδικής περιοχής μέσα σε πολυμερική μήτρα, με τον εύκολο άξονα της μαγνήτισης να είναι παράλληλος ως προς το υπόστρωμα. Τα πιο συνήθη χρησιμοποιούμενα υλικά για σωματιδιακά μέσα σε ταινίες και δισκέτες ήταν τα ακανθοειδή (σχήμα βελόνας) $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ με επιφανειακή πρόσμιξη από Co με σκοπό την αύξηση του συνεκτικού πεδίου, CrO_2 και σιδηρομεταλλικά. Τα λεπτά πλέον υμένια των μέσων στους σκληρούς δίσκους είναι κράματα Co-Pt βασιζόμενα στην δομή hcp-Co (χρησιμοποιείται η εξαγωνική κυψελίδα hcp λόγω ύπαρξης περισσότερων ατόμων ανά κυψελίδα), με επιπλέον πρόσθετα τα Cr, B, Ta.



Εικόνα 2.3: Αριστερά φαίνεται διαστρωματική δομή μιας μαγνητικής ταινίας. Δεξιά η εικόνα από ένα ηλεκτρονικό μικροσκόπιο [32].

Τα πρόσθετα αυτά συνεισφέρουν στην ανάπτυξη κανονικής κοκκοειδούς νανοδομής. Καθώς όμως οι πυκνότητες εγγραφής αυξάνονται, υπάρχει ανάγκη για μέσα με μεγαλύτερο συνεκτικό πεδίο, το οποίο επιτυγχάνεται σε δομές Fe-Pt ή Co-Pt.

Υλικά όπως το $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ που λειτουργούν ως μόνιμοι μαγνήτες, είναι κατάλληλα ως μέσα εγγραφής σε πιστωτικές κάρτες ή ταυτότητες όπου η πληροφορία που έχει εγγραφεί δεν θα πρέπει να διαγράφεται. Στην Εικόνα 2.3 [32] παρουσιάζεται σχηματικά από τις Fujifilm, IBM μια μαγνητική ταινία 580 terabyte.

2.4 ΤΟ ΠΡΟΒΛΗΜΑ ΤΗΣ ΕΓΓΡΑΨΙΜΟΤΗΤΑΣ

Σε προηγούμενο κεφάλαιο αναφέραμε ότι, για να επιτευχθεί η αντιστροφή της μαγνήτισης και εν γένει η μαγνητική εγγραφή, θα πρέπει να υπερνικηθεί ο ενεργειακός φραγμός που σχετίζεται με τον εφησυχασμό της μαγνήτισης. Ο ενεργειακός φραγμός λόγω ανισοτροπίας δίνεται από την εξίσωση (2.1).

$$\Delta E = KV \left(1 - \frac{H}{H_K}\right)^2 \quad (2.1)$$

με H_K το πεδίο της ανισοτροπίας, H το εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο, K η σταθερά της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας, και V ο όγκος της νανοδομής.

Η υπερυψηλή πυκνότητα σχετίζεται με όσο το δυνατόν μεγαλύτερη μείωση του όγκου του στοιχείου πληροφορίας και κατά συνέπεια των σωματιδίων του μέσου εγγραφής. Η απαίτηση για όσο το δυνατόν μικρότερο όγκο μας οδηγεί στην χρήση υλικών υψηλής ανισοτροπίας. Καθώς μειώνουμε τον όγκο του σωματιδίου ή του κόκκου γενικότερα, η θερμική ενέργεια του συστήματος γίνεται συγκρίσιμη με την τον ενεργειακό φραγμό της ανισοτροπίας,

οδηγώντας σε θερμική αστάθεια. Ένα μαγνητικό μέσο εγγραφής μπορεί να χαρακτηριστεί ως θερμικά σταθερό μόνο όταν μπορεί να διατηρήσει την εγγεγραμμένη πληροφορία για τουλάχιστον 10 έτη.

Για δεδομένη θερμοκρασία, υπάρχει μια τιμή του όγκου V του συστήματος κάτω από την οποία παρατηρείται το φαινόμενο του υπερπαραμαγνητισμού και υπολογίζεται από την εξίσωση (2.2).

$$V = \frac{25k_b T}{K} \quad (2.2)$$

Το φαινόμενο του υπερ-παραμαγνητισμού αντιμετωπίζεται με την χρήση υλικών υπερ-υψηλής ανισοτροπίας, όπως τα οξειδία CoPt εξαγωνικής δομής με υπερυψηλή περιεκτικότητα σε Pt, L_{10} διατεταγμένο CoPt ή FePt και $(CoPd)_n$ πολυστρωματικές δομές [33]. Οφείλουμε να τονίσουμε ότι, η χρήση υλικών υψηλής ανισοτροπίας επηρεάζει συγχρόνως και την εγγραψιμότητα. Από το κεφάλαιο της μικρομαγνητικής θεωρίας, ορίσαμε ότι το μέγιστο συνεκτικό πεδίο της νανοδομής H_C είναι το πεδίο ανισοτροπίας H_K που υπολογίζεται από την εξίσωση (2.3), με μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού και M_S η μαγνήτιση κόρου.

$$H_C = H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_S} \quad (2.3)$$

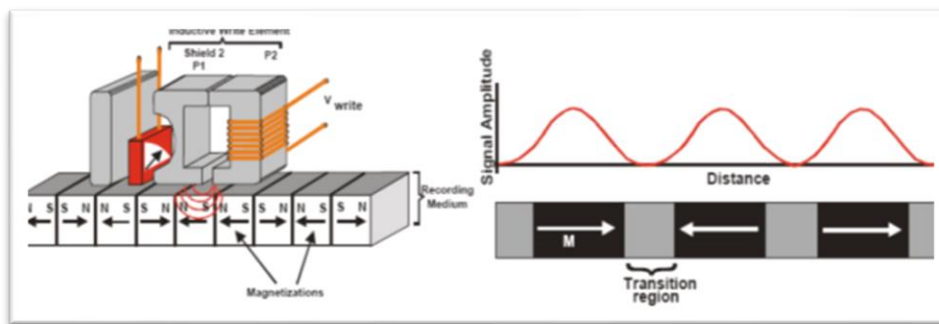
Το πεδίο εγγραφής με την σειρά του σχετίζεται με το συνεκτικό πεδίο της νανοδομής. Η αύξηση του συνεκτικού πεδίου οδηγεί και σε αύξηση του πεδίου εγγραφής στην κεφαλή, με αποτέλεσμα να δημιουργείται πρόβλημα στην εγγραψιμότητα του συστήματος.

Η αντιμετώπιση αυτών των αντικρουόμενων απαιτήσεων θα παρουσιαστεί αναλυτικά σε αυτό το κεφάλαιο. Συνοπτικά, μπορούμε να αναφέρουμε ότι η εξομάλυνση των αντικρουόμενων εννοιών της υψηλής πυκνότητας, της θερμικής σταθερότητας, της εγγραψιμότητας του υψηλού λόγου σήματος ως προς τον θόρυβο επιτυγχάνεται με: (α) μέσα παράλληλης μαγνητικής εγγραφής (β) μέσα κατακόρυφης μαγνητικής εγγραφής (γ) αντισιδηρομαγνητικά μέσα μαγνητικής εγγραφής (δ) μέσα γωνιακής απόκλισης από τον εύκολο άξονα της ανισοτροπίας (ε) υποβοηθούμενη από τοίχωμα περιοχής μαγνητική εγγραφή (ζ) τα διηθητικά μέσα μαγνητικής εγγραφής (η) μέσα μοτίβων bit και νανοσωματιδίων (θ) ενεργειακά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή (ι) μαγνητοοπτική εγγραφή.

2.5 ΠΑΡΑΛΛΗΛΗ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ

Η παράλληλη μαγνητική (LMR) ήταν η κυρίαρχη τεχνολογία μαγνητικής εγγραφής και αποθήκευσης δεδομένων στους σκληρούς δίσκους μέχρι και τα μέσα του 2000. Η κεφαλή εγγραφής δημιουργεί ένα πεδίο το οποίο προσανατολίζει την μαγνήτιση ως προς την επιθυμητή διεύθυνση.

Στην LMR τα στοιχεία στοιχειώδους πληροφορίας (bit) εγγράφονται με οριζόντιο προσανατολισμό κατά μήκος των τομέων του δίσκου όπως φαίνεται και στην Εικόνα 2.4[41]. Με άλλα λόγια ο εύκολος άξονα μαγνητικής εγγραφής στην LMR είναι στο επίπεδο εγγραφής του μέσου. Η κεφαλή ανάγνωσης λαμβάνει την διεύθυνση της μαγνήτισης των bit καθώς ο δίσκος περιστρέφεται. Αυτές οι αλλαγές στην διεύθυνση μετατρέπονται σε ηλεκτρικό σήμα ανάγνωσης που αντιστοιχεί στα αποθηκευμένα δεδομένα. Μεταξύ 2 διαδοχικών bit υπάρχει μια περιοχή που ονομάζεται περιοχή μετάβασης και το μήκος της εύρος μετάβασης.



Εικόνα 2.4: Αρχή λειτουργίας της LMR[41].

Θα πρέπει να σημειωθεί, ότι στα συμβατικά μέσα μαγνητικής εγγραφής το κάθε bit αντιστοιχίζεται στατιστικά στην μέση παραμένουσα μαγνήτιση μερικών εκατοντάδων απομονωμένων ή ασθενώς αλληλοεπιδρώντων σωματιδίων. Από την στιγμή που η θερμική ενέργεια και οι δια σωματιδιακές αλληλεπιδράσεις τείνουν να μεγιστοποιήσουν την πιθανότητα αυθόρμητης αντιστροφής της μαγνήτισης, ο μεγάλος αριθμός των σωματιδίων και οι ασθενείς αλληλεπιδράσεις μεταξύ του είναι απαραίτητες προϋποθέσεις για την μείωση του θορύβου λόγω στατιστικών διακυμάνσεων.

Στην παράλληλη εγγραφή, ο πιο άμεσος τρόπος αύξησης της πυκνότητας εγγραφής είναι η μείωση του όγκου των bit μέσω της μείωσης του μεγέθους των σιδηρομαγνητικών σωματιδίων. Η μείωση αυτή μπορεί να προκαλέσει σημαντικές στατιστικές διακυμάνσεις εξαιτίας της θερμικής ενέργειας σε θερμοκρασία δωματίου. Υπογραμμίζεται δε ότι, η θερμική σταθερότητα επιτυγχάνεται με την χρήση υλικών υψηλής ανισοτροπίας.

Το μοντέλο Stoner-Wohlfarth (SW) που περιγράφεται αναλυτικά στο κεφάλαιο του Μαγνητισμού, θεωρεί το μέγεθος των σιδηρομαγνητικών σωματιδίων τέτοιο ώστε τα μέσα εγγραφής να θεωρούνται ως περιοχές απομονωμένων ή ελαφρώς αλληλοεπιδρώντων σωματιδίων μοναδικής περιοχής. Σύμφωνα με το μοντέλο SW το γινόμενο $K_u V$, K_u αντιστοιχίζεται στον όρο της ομοαξονικής ανισοτροπίας και V ο όγκος του μέσου εγγραφής, αντιπροσωπεύει τον ενεργειακό φραγμό που θα πρέπει να υπερνικηθεί ώστε να επέλθει η αντιστροφή της μαγνήτισης παρουσία των θερμικών διακυμάνσεων. Θεωρείται δεδομένο ότι, τα μαγνητικά μέσα που είναι ικανά να διατηρήσουν την εγγεγραμμένη πληροφορία για τουλάχιστον 10 έτη είναι και θερμικά σταθερά. Ο παράγοντας της θερμικής σταθερότητας υπολογίζεται από την εξίσωση (2.4).

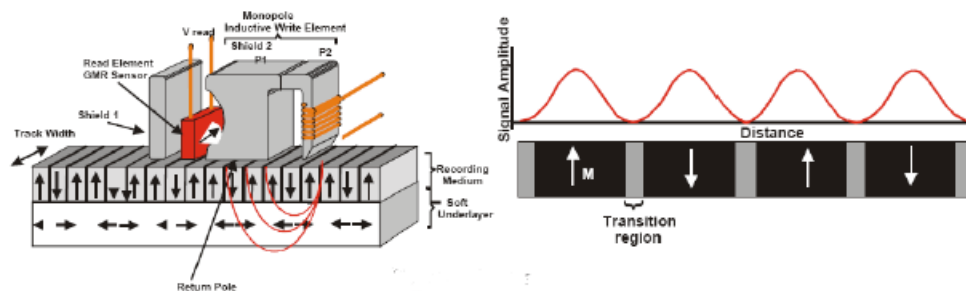
$$\frac{K_u V}{K_b T} \quad (2.4)$$

Η εξίσωση (2.4) δεν είναι τίποτα άλλο από τον λόγο του ενεργειακού φραγμού προς την θερμική ενέργεια. Από την εξίσωση (2.4), υλικά υψηλής ανισοτροπίας όπως τα χημικά διατεταγμένα κράματα $L1_0$ -FePt, CoPd, CoPt-ενδομεταλλικά κράματα, απαιτούνται για να αντισταθμίσουν την μείωση του όγκου των σωματιδίων [34], [35], [36], [37], [38], [39], [40]. Σημειώνεται ότι για να αυξηθεί η επιφανειακή πυκνότητα εγγραφής, θα πρέπει να μειωθεί το εύρος μετάβασης μεταξύ δύο διαδοχικών bit. Στην περιοχή μετάβασης δημιουργείται ένα μαγνητικό τοίχωμα που αντιστοιχεί στην ύπαρξη μαγνητικών πόλων. Τα πεδία που δημιουργούνται (πεδία παρυφής) χρησιμοποιούνται να μεν στην ανάγνωση της εγγεγραμμένης πληροφορίας, αλλά έχουν και την τάση να αποσταθεροποιούν την εγγεγραμμένη πληροφορία δημιουργώντας προβλήματα θερμικής σταθερότητας. Ο μόνος τρόπος για να επιλυθεί το πρόβλημα αυτό στην LMR είναι να μειωθούν οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ 2 διαδοχικών bit μέσω της δημιουργίας/εισαγωγής μεταβατικών περιοχών με επαρκές πλάτος μετάβασης. Καθώς η επιφανειακή πυκνότητα των bit αυξάνεται, αυξάνεται τόσο ο αριθμός των φορτισμένων τοιχωμάτων ανά μονάδα περιοχής όσο και η απαίτηση για μικρότερο πλάτος μετάβασης δυσχεραίνοντας έτσι την κατάσταση.

Συμπερασματικά, η LMR έπαιξε σημαντικό ρόλο στην ανάπτυξη των τεχνολογιών αποθήκευσης δεδομένων, οδηγώντας σε σημαντική πρόοδο στις χωρητικότητες των σκληρών δίσκων HDD. Αν και αντικαταστάθηκε από την κατακόρυφη μαγνητική εγγραφή (PMR) (λόγω των φυσικών περιορισμών της LMR) και από άλλες προηγμένες τεχνολογίες μαγνητικής εγγραφής, η LMR παραμένει ακόμη μέχρι και σήμερα σημαντικό μέρος της ιστορίας της μαγνητικής εγγραφής.

2.6 ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ

Στην κατακόρυφη μαγνητική εγγραφή, ο εύκολος άξονας της μαγνήτισης των σιδηρομαγνητικών σωματιδίων είναι κάθετος στο επίπεδο του μέσου εγγραφής. Η εισαγωγή νέων τεχνικών εναπόθεσης, μας επιτρέπουν την ανάπτυξη καλώς-ορισμένων τεχνητών υπερδομών υψηλής κατακόρυφης ανισοτροπίας όπως το CoPd και το CoPt [41]. Στην κάθετη ή κατακόρυφη εγγραφή τα στοιχεία πληροφορίας bit (0,1) αντιστοιχίζονται στις διευθύνσεις πάνω ή κάτω σε σχέση με το επίπεδο του μέσου. Επιπλέον το μέσο εγγραφής τοποθετείται πάνω σε ένα μαλακό στρώμα υψηλής διαπερατότητας στρώμα το οποίο ονομάζεται SUL(soft underlayer).



Εικόνα 2.5: Σχηματική απεικόνιση της αρχής λειτουργίας της κατακόρυφης μαγνητικής εγγραφής[41]..

Το SUL λειτουργεί ως ένας είδωλο μαγνητικού πόλου (image pole) με την κεφαλή να σχηματίζει έναν άλλο μαγνητικό πόλο (return pole). Μεταξύ των δύο πόλων αναπτύσσεται όπως είναι φυσικό μια κλειστή μαγνητική ροή. Η αρχή λειτουργίας των κατακόρυφων μέσων εγγραφής φαίνεται στην Εικόνα 2.5[41]. Έτσι, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε μεγαλύτερα πεδία εγγραφής που επιτρέπουν τις μεταβάσεις εγγραφής σε μέσα εγγραφής υψηλής ανισοτροπίας τα οποία είναι συγχρόνως και θερμικά σταθερά.

Τονίζεται ότι διαφορετικά υλικά μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως SULs συμπεριλαμβανομένου και των μαλακών μαγνητών NiFe, CoNbB, FeAlSi, CoFeB, FeTa_N, FeTaC, CoFe. Η αύξηση της πυκνότητας εγγραφής και της θερμικής σταθερότητας οδήγησαν με τα χρόνια στην αντικατάσταση της παράλληλης μαγνητικής εγγραφής από την κατακόρυφη μαγνητική εγγραφή.

Επιπλέον, το εύρος μεταβάσεων μεταξύ δύο διαδοχικών bit μπορεί να μειωθεί σημαντικά στα κατακόρυφα μέσα εγγραφής σε σχέση με αυτών στα μέσα παράλληλης μαγνητικής εγγραφής. Θα πρέπει να σημειωθεί ακόμη ότι, τα μέσα κατακόρυφης μαγνητικής εγγραφής με μεγαλύτερο πάχος είναι μαγνητοστατικά προτιμητέο. Αυτό συμβαίνει γιατί έχουμε μείωση του πεδίου απομαγνήτισης, το οποίο οφείλεται στα μαγνητοστατικά φορτία που αναπτύσσονται στις επιφάνειες εγγραφής του μέσου, μέσα στο μέσο εγγραφής.

Η μείωση του εύρους των κυψελίδων bit, επιτυγχάνεται αυξάνοντας το πάχος του μέσου με σκοπό την διατήρηση του συνολικού όγκου των κυψελίδων των bit σταθερού. Συμπερασματικά, η μείωση του εύρους μετάβασης των bit συμβάλλει στην βελτιστοποίηση της επιφανειακής πυκνότητας των αποθηκευμένων bit, λόγω της ύπαρξης μικρότερων κυψελίδων.

2.7 ΑΝΤΙΣΙΔΗΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΣΥΖΕΥΓΕΜΕΝΑ ΜΕΣΑ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΕΓΓΡΑΦΗΣ

Στην παράλληλη μαγνητική εγγραφή, το σήμα ανάγνωσης είναι περίπου ανάλογο του μαγνητικού πάχους $M_r\delta$, με M_r η παραμένουσα μαγνήτιση και δ το φυσικό πάχος.

Το μαγνητικό εύρος των μεταβάσεων χαρακτηρίζεται από μια παράμετρο μετάβασης, η οποία εξαρτάται τόσο από τα χαρακτηριστικά της κεφαλής ανάγνωσης/εγγραφής, όσο και από τις παραμέτρους μέσου, όπως για παράδειγμα το μήκος απομαγνήτισης του μέσου εγγραφής $\frac{M_r\delta}{H_C}$ με H_C το συνεκτικό πεδίο.

Τα αντισιδηρομαγνητικά χρησιμοποιήθηκαν ως τρόπος βελτιστοποίησης της παράλληλης μαγνητικής εγγραφής. είχαν ως σκοπό την μείωση του εύρους μεταβάσεων και του θορύβου Στην Εικόνα 2.6 παρουσιάζεται σχηματικά ένα αντισιδηρομαγνητικά συζευγμένο μαγνητικό μέσο εγγραφής. [42] [43] [44] [45] [46] [47]



Εικόνα 2.6: Η αντισιδηρομαγνητική σύζευξη δύο σιδηρομαγνητικών υλικών CoPtCrB/Ru/CoPtCrB Seagate 100 Gbits/in² όπου το μαγνητικό πάχος προκύπτει να είναι $M_r \delta_{eff} = M_R (\delta_1 - \delta_2)$ και ο ενεργειακός φραγμός που θα πρέπει να υπερνικηθεί είναι $KV_{eff} = KD^2 (\delta_1 + \delta_2)$ [12]

Το μέσο εγγραφής δημιουργείται από δυο διαφορετικά σιδηρομαγνητικά στρώματα τα οποία διαχωρίζονται μεταξύ τους με ένα μη-μαγνητικό στρώμα του οποίου το πάχος ρυθμίζεται έτσι ώστε να συνδέει τα δυο σιδηρομαγνητικά στρώματα διαφορετικού πάχους, αντισιδηρομαγνητικά. Τα ανώτερα και παχύτερα στρώματα είναι σκληρά μαγνητικά, μέσα χαμηλού θορύβου εγγραφής, ενώ τα κατώτερα και λεπτότερα έχουν χαμηλό συνεκτικό πεδίο, έτσι ώστε να χαλαρώνουν σε θερμική ισορροπία παρουσία των ανώτερων στρωμάτων.

Η ενεργός επιφανειακή πυκνότητα είναι η διαφορά μεταξύ των σιδηρομαγνητικών στρωμάτων, επιτρέποντας στο ενεργό πάχος να κλιμακώνεται ανεξάρτητα από το φυσικό πάχος του μέσου. Αυτό το ενεργό πάχος υπολογίζεται από την εξίσωση (2.5)

$$M_r \delta_{eff} = M_R (\delta_1 - \delta_2) \quad (2.5)$$

Αποδεικνύεται δε ότι αν και τα στρώματα είναι δομικά συσχετισμένα μεταξύ τους λόγω επιταξιακής ανάπτυξης, ο θόρυβος μετάβασης των διαφορετικών στρωμάτων είναι ασυσχέτιστος, βελτιώνοντας έτσι τον λόγο σήματος ως προς το θόρυβο (SNR: signal noise ratio). Ο μειωμένος θόρυβος μετάβασης οφείλεται στην ελαφρά μετατόπιση μεταξύ των θέσεων μετάβασης του στρώματος [43].

Τέλος, υπάρχει αντισυσχετισμός μεταξύ του θορύβου των κατώτερων στρωμάτων και των ανώτερων και αφαιρούνται από αυτών (των ανώτερων), λειτουργώντας ως φίλτρο χαμηλής μαγνητικής διαπερατότητας των ανωτέρων στρωμάτων [48].

2.8 ΔΙΗΘΥΤΙΚΑ ΜΕΣΑ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΕΓΓΡΑΦΗΣ (PERCOLATED MEDIA)

Η θερμική σταθερότητα είναι ένα από τα κρίσιμότερα ζητήματα που αντιμετωπίζουν όσοι ασχολούνται με τα φαινόμενα που σχετίζονται με την μαγνητική εγγραφή. Ένας τρόπος με τον οποίο μπορεί να επιλυθεί το πρόβλημα της θερμικής σταθερότητας είναι τα μέσα διήθησης ή διηθητικά μέσα (percolated media).

Στα μέσα αυτά, η θερμική σταθερότητα καθορίζεται από το πεδίο αγκίστρωσης ενός τοιχώματος μιας περιοχής ατέλειες που βρίσκονται σε τυχαίες θέσεις. Η διάμετρος της ατέλειας στην οποία αγκιστρώνεται το τοίχωμα μιας μαγνητικής περιοχής κυμαίνεται από τα 2-10nm [49] ενός μη-μαγνητικού ή μαγνητικού υλικού. Η αποτελεσματική αγκίστρωση ενός τοιχώματος μαγνητικής περιοχής έχει μέγεθος όσο η ατέλεια σημαίνει ότι είτε έχουμε (α) ατέλεια πολύ μεγάλου μεγέθους, είτε (β) υλικό πολύ υψηλής ανισοτροπίας. Στην Εικόνα 2.7 [49] παρατηρούμε την αγκίστρωση ενός τοιχώματος σε μια ατέλεια.



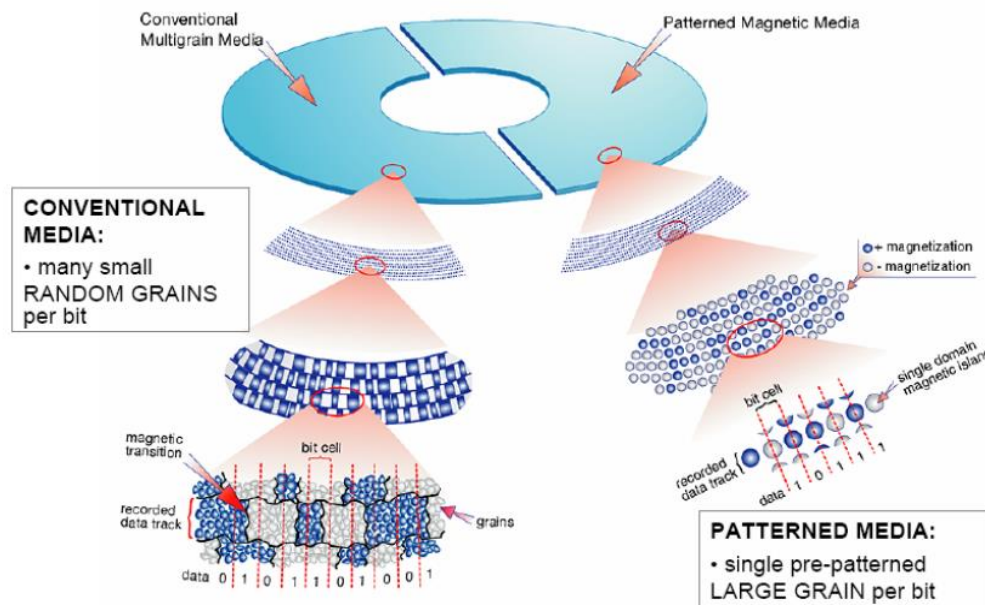
Εικόνα 2.7: Το τοίχωμα της περιοχής αγκιστρώνεται πάνω σε μια ατέλεια πρισματικής διατομής διαμέτρου 6nm.[49].

Στην περίπτωση του μεγάλου μεγέθους ατέλειας το πλάτος μετάβασης αυξάνεται, ενώ για την περίπτωση της υψηλής τιμής της ανισοτροπίας, είτε απαιτούμε μεγάλα πεδία εγγραφής στην κεφαλή είτε η μαγνητική εγγραφή να επιτυγχάνεται με ενεργειακή υποβοήθηση. Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι, για να έχουμε πρακτικές εφαρμογές, θα πρέπει να υπάρξει ένας συμβιβασμός μεταξύ του πλάτους μετάβασης και της εγγραψιμότητας.

2.9 ΜΕΣΑ ΛΙΘΟΓΡΑΦΙΚΑ ΕΓΧΑΡΑΓΜΕΝΩΝ BIT ΚΑΙ ΝΑΝΟΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

Τα μέσα αυτά αποτελούν μια εντελώς διαφορετική και ευθεία προσέγγιση για να αντιμετωπιστούν οι αντικρουόμενες έννοιες της αυξανόμενης πυκνότητας, της εγγραψιμότητας, του υψηλού λόγου σήματος ως προς τον θόρυβο και της θερμικής σταθερότητας, με σκοπό την αύξηση της ομοιομορφίας του μέσου της μικροδομής. Τα μέσα μοτίβων Bit (Bit patterned media) έχουν προταθεί ως τα πιο κατάλληλα υποψήφια μέσα μαγνητικής εγγραφής για πυκνότητα εγγραφής τάξης Tb/in^2 .

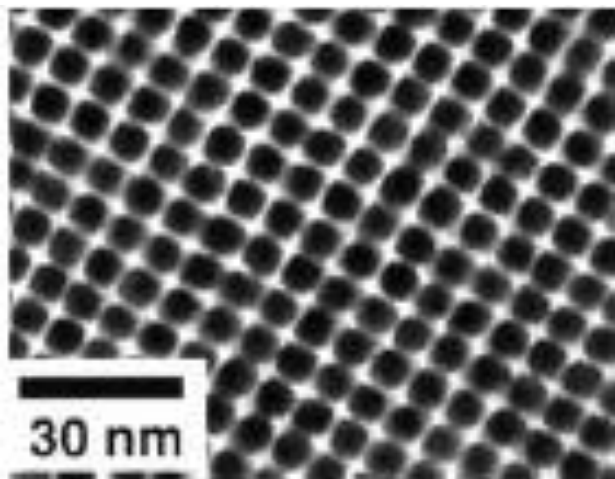
Αποτελούνται από λιθογραφικά κατασκευασμένες περιοδικές συστοιχίες διακριτών μαγνητικών νανοστοιχείων όπως φαίνονται στην Εικόνα 2.8 [41].



Εικόνα 2.8: Ομοιότητες και διαφορές μεταξύ των συμβατικών μέσων εγγραφής και των μέσων μορφής μοτίβων bit[41].

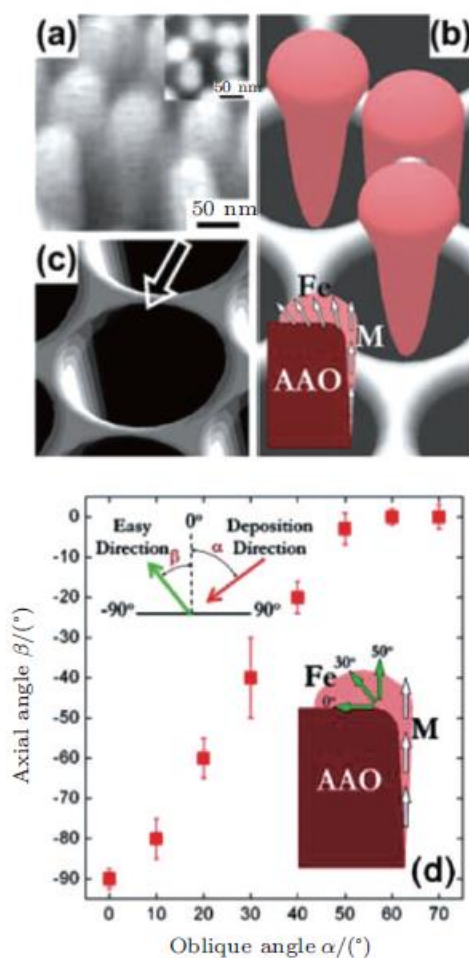
Κάθε στοιχείο μπορεί να θεωρηθεί ως ένα ξεχωριστό εγγεγραμμένο μαγνητικό bit. Κάθε ένα από αυτά τα στοιχεία θα πρέπει να είναι απομονωμένο από τα υπόλοιπα, αλλά οι κόκκοι μέσα σε κάθε νανοστοιχείο θα πρέπει να είναι ισχυρά συζευγμένοι και να συμπεριφέρονται ως ένας τεράστιος κόκκος μοναδικής περιοχής. Από την στιγμή που το όριο του Sandle point(SP) ισχύει για ολόκληρο το στοιχείο, το μέγεθος του μέσων μοτίβου μπορεί να μειωθεί χωρίς την απώλεια της θερμικής σταθερότητας. Εκτός από τις διαφορετικές λιθογραφικές μεθόδους, τα μέσα μοτίβων bit μπορούν να παρασκευαστούν σε ευρεία κλίμακα χρησιμοποιώντας [50], [51], [52]. Επιπρόσθετα τα μέσα μοτίβων νανοσωματιδίων

παρουσιάζονται ως κατάλληλα μέσα για υπερυψηλή πυκνότητα αποθήκευσης για συγκεκριμένες συστοιχίες νανοσωματιδίων L1o-FePt., ωθώντας το στο όριο του μοναδικού νανοσωματιδίου bit, και αυτά θα αποτελούν ένα τετραγωνικό πλέγμα οιονεί-διακεκριμένα νανοσωματίδια προσανατολισμένα σε κοινή διεύθυνση. Όλες οι συστοιχίες που δημιουργήθηκαν μέχρι στιγμής αποτελούνταν από αυτοοργανωμένων νανοσωματίδια σε χημικά άτακτο πλέγμα fcc. Στις [53], [54], [55], [56] παρουσιάζονται διαφορετικοί τρόποι και μέθοδοι ανάπτυξης των μοτίβων των αυτοοργανωμένων νανοσωματιδίων.



Εικόνα 2.9: Μικρογραφία TEM 6nm αυτοοργανωμένα συστοιχιών FePt μοτίβου μέσου εγγραφής N=1[9]

Η Εικόνα 2.9 [9] παρουσιάζει την εικόνα που λαμβάνουμε για αυτοοργανωμένα σωματίδια FePt. Τα μέσα λιθογραφικά εγχαραγμένων bit και συστοιχιών νανοσωματιδίων μπορούν να συνδυαστούν με τα μέσα γωνιακής απόκλισης, για μέσα υπερύψηλης πυκνότητας μαγνητικής εγγραφής με υψηλή τιμές της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας. Από την [57] αυτοσυναρμολογούμενες συστοιχίες Fe με γωνιακά αποκλινόμενη την ανισοτροπία παρασκευάζονται πάνω σε νανοπορώδες ανοδικά οξειδωμένο αλουμίνιο (AAO) μέσω πλάγιας εξάχνωσης (oblique evaporation). Από την Εικόνα 2.10(a)-2.10(c), οι μύτες-ακίδες (sterns) σχηματίζονται κάθετα στα μη σκιασμένα εσωτερικά τοιχώματα, με ανισοτροπία σχήματος εκτός επιπέδου που προκαλείται με τον έλεγχο των της πλάγιας γωνίας και του ονομαστικού πάχους. Από την 2.10(d) παρατηρούμε ότι για γωνιακή απόκλιση της ανισοτροπίας, η αντιστροφή της μαγνήτισης είναι ανεξάρτητη και επιτυγχάνεται για πλάγια (λοξή) γωνία 27.6°.



Εικόνα 2.10: (a) Εικόνες SEM με γωνιακή απόκλιση επιπέδου-και προβολή επιπέδου. (b) Σχηματική απεικόνιση 50° λοξής εναπόθεσης συστοιχιών Fe. (c) Προσομοίωση λοξά προβαλλόμενου φωτός. (d) αξονική γωνιακή απόκλιση (b) σχεδιάζεται ως συνάρτηση της λοξής γωνίας (a).[57]

2.10 ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΑΠΟ ΤΟΙΧΩΜΑΤΑ ΠΕΡΙΟΧΩΝ

Τα τοιχώματα μαγνητικών περιοχών που χωρίζουν ένα μαγνητικό υλικό στις επιμέρους περιοχές (που είναι η αιτία ένα μαγνητικό υλικό να μην εμφανίζει αυθόρμητη μαγνήτιση) η κάθε μία από τις οποίες είναι ομοιόμορφα μαγνητισμένη, μπορούν λειτουργήσουν και ως μέσο υποβοήθησης της μαγνητικής εγγραφής. Αυτός ο τρόπος ονομάζεται μαγνητική εγγραφή υποβοηθούμενη από το τοίχωμα μαγνητικής περιοχής.

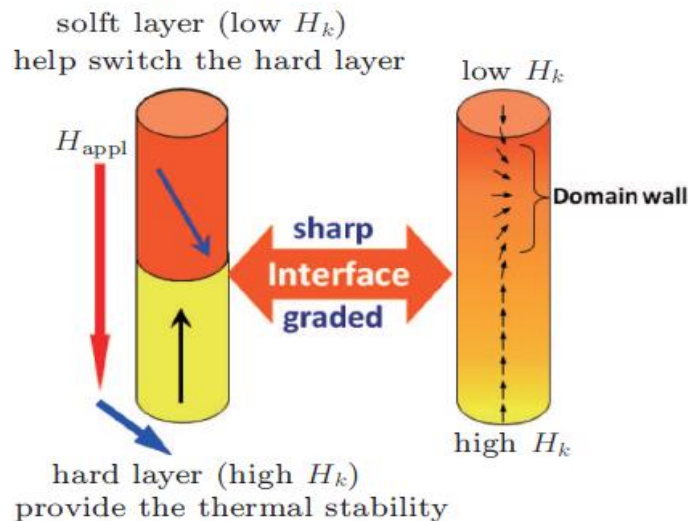
Η υποβοηθούμενη από τοίχωμα μαγνητικής περιοχής μαγνητική εγγραφή, είναι μια νέα σύγχρονη τεχνική μαγνητικής εγγραφής, που συμβάλλει στην μείωση του πεδίου αντιστροφής κατά την διαδικασία της μαγνητικής εγγραφής.

Σε αυτά συμπεριλαμβάνονται τα μέσα ελατηρίου ανταλλαγής (ES) [58], τα συζευγμένα σύνθετα μέσα ανταλλαγής (ECC) [59] και τα βαθμωτά συζευγμένα μέσα ανταλλαγής (ECG) [60] τα οποία το καθένα εξ αυτών θα αναλυθεί ξεχωριστά σε επόμενη ενότητα. Όλες αυτές οι δομές, αποτελούνται από σκληρά και μαλακά μαγνητικά υλικά τα οποία συζεύγονται μεταξύ τους μέσω διεπιφάνειας. Το στρώμα του σκληρού μαγνητικού με την υψηλή τιμή της ανισοτροπίας K παρέχει υψηλό ενεργειακό φραγμό για να διατηρήσει την θερμική σταθερότητα, επειδή το μαλακό στρώμα λόγω της υψηλής τιμής της μαγνήτισης κορεσμού αντιστρέφεται σε χαμηλότερα πεδία.

Το τοίχωμα της περιοχής στην διεπιφάνεια hard/soft προσθέτει ένα επιπλέον πεδίο ανταλλαγής το οποίο εφαρμόζεται στο σκληρό στρώμα, βοηθώντας έτσι στην μείωση του πεδίου αντιστροφής του μαγνητικού μέσου εγγραφής και βελτιώνοντας τόσο την εγγραψιμότητα όσο και την διατήρηση της θερμικής σταθερότητας.

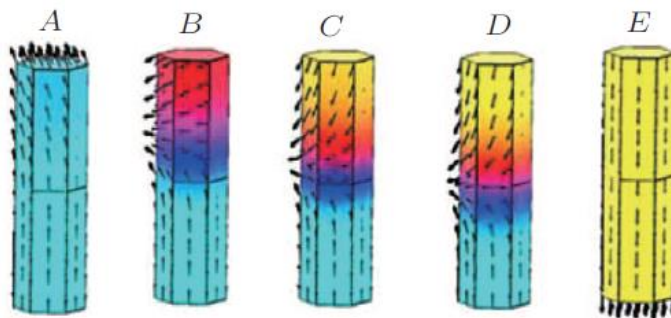
2.10.1 ΜΕΣΑ ΕΛΑΤΗΡΙΟΥ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ (ES)

Τα μέσα ελατηρίου ανταλλαγής είναι δομές απευθείας σύζευξης ενός σκληρού και ενός μαλακού μαγνητικού υλικού για τον σχηματισμό της δομής HARD/SOFT. Οι δομές αυτές είναι όμοιες με αυτές των HARD/SOFT μόνιμων μαγνητών αλλά με συμπεριφορά ανταλλαγής. Η Εικόνα 2.11 [61] μας παρουσιάζει σχηματικά τα μέσα ανταλλαγής ενώ η Εικόνα 2.12 [61] την διαδικασία αντιστροφής. Αυτές οι δομές πρωτοπαρουσιάστηκαν από τους [62], [63].



Εικόνα 2.11: Σχηματική απεικόνιση της υποβοηθούμενης από τοίχωμα μαγνητικής εγγραφής[61].

Η μαγνήτιση του σκληρού στρώματος (HARD) αντιστρέφεται με την βοήθεια του μαλακού στρώματος (SOFT). Κατά την διαδικασία της αντιστροφής το μαλακό στρώμα ξεκινά την διαδικασία αντιστροφής του σκληρού στρώματος δημιουργώντας ένα τοίχωμα μαγνητικής περιοχής που αγκιστρώνεται στην διεπιφάνεια HARD/SOFT.



Εικόνα 2.12: Η διαδικασία αντιστροφής σε βαθμωτό μέσο εγγραφής ακολουθώντας τα βήματα της πυρήνωσης μιας αντίστροφης περιοχής, της αγκίστρωσης στην διεπιφάνεια και της εξάπλωσής της[61].

Το πεδίο αντιστροφής καθορίζεται από το πεδίο αγκίστρωσης και δίνεται από την εξίσωση (2.6).

$$H_p = \frac{1}{4} \frac{2(K_{HARD} - K_{SOFT})}{\mu_0 M_{Shard}} \quad (2.6)$$

το K_{HARD} , K_{SOFT} αντιστοιχούν στις τιμές της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας για το σκληρό και το μαλακό στρώμα ενώ με M_{Shard} η μαγνήτιση κορεσμού της σκληρής φάσης. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το συνεκτικό πεδίο θα είναι μικρότερο επειδή η μαλακή φάση πυρηνώνεται σε μικρότερα πεδία.

Το πεδίο πυρήνωσης της μαλακής φάσης υπολογίζεται από την εξίσωση (2.7).

$$H_n = \frac{2K_{SOFT}}{\mu_0 M_{Ssoft}} + \frac{2A_{exch}\pi^2}{4\mu_0 M_{Ssoft}t_s^2} \quad (2.7)$$

το A_{exch} η σταθερά ακαμψίας ανταλλαγής, το M_{Ssoft} η μαγνήτιση κορεσμού της μαλακής φάσης και με t_s το πάχος της μαλακής φάσης.

Η μέγιστη μείωση του συνεκτικού πεδίου παρατηρείται στην περίπτωση που η τιμή της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας της μαλακής φάσης $K_{SOFT} = 0$. Στην περίπτωση αυτή το συνεκτικό πεδίο αντιστοιχίζεται στο 1/4 του πεδίου αντιστροφής της σκληρής φάσης. Θα πρέπει να γίνει κατανοητό ότι η διαδικασία αντιστροφής η οποία προκαλείται από την θερμική ενεργοποίηση είναι πιο ομογενής σε σχέση με την αντιστροφή που προκαλείται από την εφαρμογή αντιστρόφου πεδίου.

Το πάχος της μαλακής φάσης όπως φαίνεται και από την εξίσωση (7) επηρεάζει το πεδίο πυρήνωσης και ως εκ τούτου και το πεδίο αντιστροφής. Ακόμη το πάχος της επηρεάζει και τους μηχανισμούς αντιστροφής. Επιπρόσθετα τονίζεται ότι ο λόγος ενεργειακού φραγμού ως προς το συνεκτικό πεδίο δεν είναι σταθερός. Συμπερασματικά, αν μεταβάλουμε το λόγο του πάχους σκληρής/μαλακής φάσης και των αντίστοιχων πολώσεων κορεσμού, μπορούμε να επιτύχουμε υψηλή θερμική σταθερότητα χωρίς να παρατηρήσουμε αύξηση του συνεκτικού πεδίου. Τα μέσα ανταλλαγής παρουσιάζονται αναλυτικά στις ακόλουθες περιπτώσεις [64], [65], [66], [67], [68], [69].

2.10.2 ΣΥΝΘΕΤΑ ΣΥΣΖΕΥΓΜΕΝΑ ΜΕΣΑ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ (ECC)

Η δομή των σύνθετων συζευγμένων μέσων ανταλλαγής μοιάζει με αυτήν των μέσων ανταλλαγής, αποτελούνται δηλαδή από ένα σκληρό και ένα μαλακό μαγνητικό υλικό. Η διαφορά των ECC με τα ES είναι ότι το στρώμα του σκληρού μαγνητικού και του μαλακού μαγνητικού συζεύγονται έμμεσα μέσω ενός ενδιάμεσου στρώματος ενός μη μαγνητικού υλικού. Οι πρώτες πειραματικές προσπάθειες λαμβάνονται από [70], [71] με CoPd ή CoCrPt να λειτουργεί σαν το σκληρό μαγνητικό στρώμα.

Αξίζει να σημειωθεί ότι το πάχος αυτού του μη-μαγνητικού στρώματος ελέγχει την αλληλεπίδραση σύζευξης ανταλλαγής μεταξύ των στρωμάτων. Επιλέγοντας κατάλληλο πάχος του μη-μαγνητικού στρώματος, το πεδίο αντιστροφής μπορεί να μειωθεί περισσότερο στα ECC από ότι στα ES. Από τις [70] [71] δείχνουν την εξάρτηση σύζευξης ανταλλαγής του συνεκτικού πεδίου και της θερμικής σταθερότητας για διαφορετικά πάχη του ενδιάμεσου στρώματος.

Σύμφωνα με [70] $[\text{Co/PdSiO}]_{16}/\text{PdSi/FeSiO}$ το πάχος του ενδιάμεσου στρώματος καθορίζει και το συνεκτικό πεδίο. Το ελάχιστο συνεκτικό πεδίο εμφανίζεται για $t_{\text{PdSi}}=0.75\text{nm}$. Αν το πάχος $t_{\text{PdSi}}=0$ τότε μιλάμε για ισχυρή σύζευξη ανταλλαγής συνεκτικό πεδίο $H_c=5.3\text{kOe}$ το οποίο είναι μεγαλύτερο από τα ECC media. Στην περίπτωση της αποσύζευξης ανταλλαγής με το στρώμα $t_{\text{PdSi}}=4\text{nm}$ το συνεκτικό πεδίο αντιστοιχεί $H_c=7.89\text{kOe}$ που είναι αρκετά μικρότερο από την ύπαρξη ενός μόνο σκληρού στρώματος με συνεκτικό πεδίο $H_c=8.12\text{kOe}$

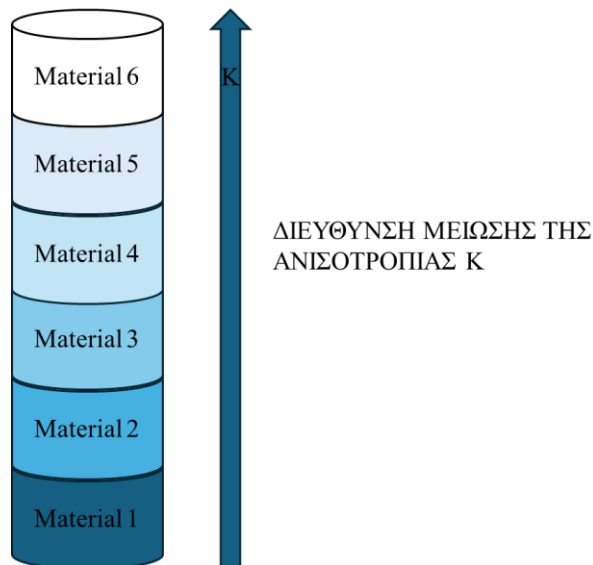
Ο παράγοντας της θερμικής σταθερότητας που προσδιορίζεται από $\frac{K_u V}{k_B T}$ διατηρείται σταθερός για όλες τις περιπτώσεις. Τα παραπάνω αποτελέσματα φανερώνουν ότι το συνεκτικό πεδίο μπορεί να ρυθμιστεί ελέγχοντας την ένταση σύζευξης μεταξύ των στρωμάτων διατηρώντας την θερμική σταθερότητα όπως παρουσιάσαμε και σε δική μας έρευνα [16]. Από την άλλη πλευρά [72] [73], η ισχύς της σύζευξης μεταξύ του μαλακού και σκληρού μαγνητικού στρώματος μπορεί να ρυθμιστεί με την χρήση ενός μαγνητικού στρώματος ως ενδιάμεσου, του οποίου η μαγνήτιση θα πρέπει να είναι μικρότερη από αυτήν του μαλακού στρώματος. Από [74] [75] μελετήθηκαν οι επιδράσεις άλλων ειδών μη-μαγνητικών ενδιάμεσων στρωμάτων, όπως τα στρώματα Pt και Pd, στις μαγνητικές ιδιότητες και τα χαρακτηριστικά μέσου εγγραφής του hep-CoCrPt ECC . Το CoCr χρησιμοποιείται ως μαγνητικό ενδιάμεσο στρώμα, του οποίου η μαγνήτιση είναι χαμηλότερη από αυτή του μαλακού στρώματος [73].

Επιπλέον, παρατηρείται ότι όχι μόνο το πάχος του ενδιάμεσου στρώματος αλλά και ο κορεσμός της μαγνήτισης μεταξύ του σκληρού και μαλακού στρώματος συνεισφέρει στην

εξασθένιση της σύζευξης ανταλλαγής, μειώνοντας έτσι το συνεκτικό πεδίο των σύνθετων συζευγμένων μέσων ανταλλαγής. Συμπερασματικά, τα σύνθετα συζευγμένα μέσα ανταλλαγής βελτιώνουν περισσότερο την εγγραψιμότητα σε σχέση με τα μέσα ανταλλαγής.

2.10.3 ΣΥΖΕΥΓΜΕΝΑ ΜΕΣΑ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ ΜΕ ΒΑΘΜΙΑ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑΣ (ECG)

Βασιζόμενοι στα μέσα ανταλλαγής και στα σύνθετα συζευγμένα μέσα ανταλλαγής προτάθηκαν τα συζευγμένα μέσα ανταλλαγής πολυστρωματικής δομής [76]. Στα ECG η ανισοτροπία μειώνεται από στρώμα σε στρώμα από το σκληρότερο προς το μαλακότερο στρώμα. Η σχηματική περιγραφή παρουσιάζεται στην Εικόνα 2.13.



Εικόνα 2.13: Σχηματικά μια δομή ενός βαθμωτού μέσου εγγραφής αποτελούμενο από 6-υλικά

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι, η θερμική σταθερότητα των ECG εξαρτάται από την ανισοτροπία του τελευταίου σκληρού στρώματος. Υποθέτουμε ότι αν αυξήσουμε των αριθμών στρωμάτων των μέσων ανταλλαγής από 2 σε N στρώματα θα σχηματιστεί η πολυστρωματική δομή των ECG, η διαφορά ανισοτροπίας των γειτονικών στρωμάτων μειώνεται, με αποτέλεσμα μικρότερο πεδίο αγκίστρωσης στη διεπιφάνεια. Η εξίσωση (2.8) μας δίνει το πεδίο αγκίστρωσης για τα βαθμωτά συζευγμένα μέσα ανταλλαγής.

$$H_p = \frac{2(K_{n+1} - K_n)}{4\mu_0 M_S} = \frac{1}{4(N-1)} \cdot \frac{2K_{HARD}}{\mu_0 M_S} \quad (2.8)$$

Από την εξίσωση (2.8) $K_{n+1}, K_n, K_{\text{HARD}}, M_S$ αντιστοιχούν στην ανισοτροπία δύο διαδοχικών στρωμάτων, η ανισοτροπία του σκληρότερου στρώματος και η μαγνήτιση κόρου του σκληρότερου μαγνητικού στρώματος αντίστοιχα. Από την εξίσωση (2.8) μπορεί να παρατηρήσουμε ότι όσο περισσότερα στρώματα έχουμε, τόσο μικρότερο είναι το πεδίο αγκίστρωσης στην διεπιφάνεια. Καθώς οι πολυστρωματικές δομές επεκτείνονται στα βαθμωτά μέσα με σταθερά μεταβαλλόμενη ανισοτροπία, το πεδίο αγκίστρωσης σε σχέση με το βαθμωτό πάχος t_G υπολογίζεται από την εξίσωση (2.9).

$$H_P = \frac{2}{\mu_0 M_S} \sqrt{\frac{A_{\text{exch}} K_{\text{HARD}}}{t_G}} \quad (2.9)$$

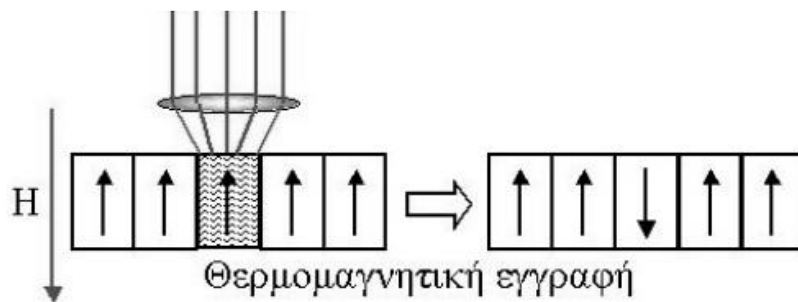
Γενικά έχουν πραγματοποιηθεί πολλές προσπάθειες ανάπτυξης των ECG μέσω μερικές εξ αυτών όπως παρουσιάζονται εκτενώς [77], [78], [79], [80], [81], [82], [83], [84], [85], [86], [87], [88], [89], [90], [91], [92], [93]. Τα υψηλότερης θερμοκρασίας στρώματα προσδίδουν κατάλληλη κινητική ενέργεια στα άτομα, ευνοώντας την ενδοδιάχυση μεταξύ μαλακού και σκληρού στρώματος [94], [95], [96], [80], [97], [98]. Επιπλέον, από τα παραπάνω κατανοούμε τα φαινόμενα ενδοδιάχυσης μεταξύ των διαφορετικών στρωμάτων της δομής των βαθμωτά συζευγμένων μέσων ανταλλαγής [99]. Ακόμη παρατηρήθηκε ότι με την εισαγωγή ενός μη-μαγνητικού στρώματος $\pi/4$ όχι μόνο εξασθενεί τις διασωματιδιακές αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής αλλά συγχρόνως προσαρμόζει κατάλληλα και την βάρθρωση της ανισοτροπίας [87], [88]. Είναι σημαντικό να τονισθεί ότι το πάχος των βαθμωτών μέσων (graded media) συμβάλει στην μείωση του πεδίου αγκίστρωσης και επομένως και στην μείωση του συνεκτικού πεδίου [86], [87]. Τα βαθμωτά συζευγμένα μέσα μπορούν μειώσουν ικανοποιητικά το συνεκτικό πεδίο και τις διακυμάνσεις κοντά στο πεδίο αντιστροφής (narrow switching field distribution) έναντι των μέσων ανταλλαγής [100].

Συμπερασματικά η βαθμωτή δομή με την συνεχώς μεταβαλλόμενη ανισοτροπία K_u μπορεί να ελέγχει το συνεκτικό πεδίο διατηρώντας όμως συγχρόνως και την θερμική σταθερότητα. Θα πρέπει να τονισθεί ότι τα μη-μαγνητικά πρόσθετα χρησιμεύουν για τη ρύθμιση της ανισοτροπίας καθώς και για την αποδυνάμωση των αλληλεπιδράσεων μεταξύ των κόκκων της νανοδομής, με σκοπό να βελτιωθεί ο λόγος σήματος ως προς των θόρυβο του μέσου. Επομένως λαμβάνοντας αυτές τις παραδοχές, τα ES, ECC, ECG media συμβάλλουν τόσο στην αύξηση της εγγραψιμότητας, όσο και στην διατήρηση της θερμικής σταθερότητας.

2.11 ΜΑΓΝΗΤΟ-ΟΠΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ.

Τα μαγνητοοπτικά (ΜΟ) φαινόμενα Kerr ή Faraday οφείλονται στην πόλωση του φωτός όταν αυτό ανακλάται ή διαδίδεται μέσω ενός μαγνητικού υλικού. Η μαγνητικό-οπτική εγγραφή είναι με την σειρά της η τεχνολογία που συνδυάζει τους μαγνητικούς και οπτικούς τρόπους για την εγγραφή και την αποθήκευση των δεδομένων.

Η εγγραφή της πληροφορίας επιτυγχάνεται με μαγνητικό τρόπο, ενώ η ανάγνωση της εγγεγραμμένης πληροφορίας με οπτικό. Κατά την εγγραφή της πληροφορίας μια δέσμη laser εστιάζεται σε εντοπισμένο σημείο του μαγνητο-οπτικού δίσκου θερμαίνοντας την θέση αυτή μέχρι την θερμοκρασία Curie (σε αυτήν την θερμοκρασία μηδενίζεται το συνεκτικό πεδίο). Ταυτόχρονα με αυτά έχουμε επιβάλλει ένα αντίθετο εφαρμοζόμενο πεδίο. Όπως γνωρίζουμε, η μαγνήτιση τείνει να προσανατολιστεί στην διεύθυνση του πεδίου, δημιουργώντας έτσι περιοχές με αντίθετες διευθύνσεις όπως στην Εικόνα 2.14 [12].

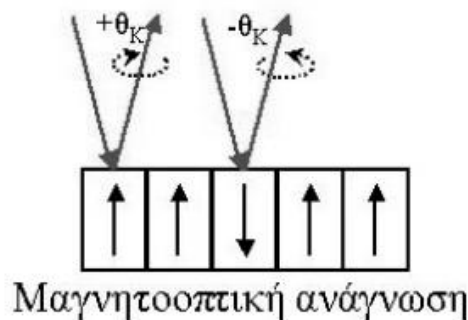


Εικόνα 2.14: Η δέσμη laser χρησιμοποιείται με σκοπό την τοπική θέρμανση του μέσου ώστε να μειωθεί το συνεκτικό πεδίο και να καταστεί εγγράψιμο στο εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο. (Τα στοιχεία πληροφορίας αντιστοιχούν σε 0 για πάνω διεύθυνση και 1 για κάτω)[12].

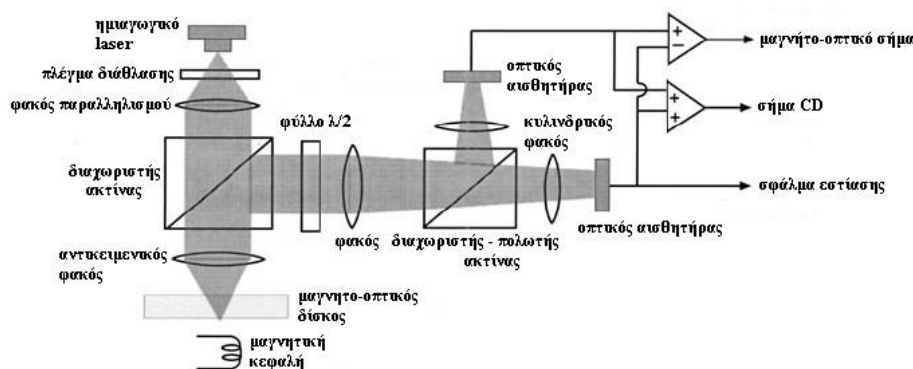
Καθώς το υλικό ψύχεται διατηρεί την αρχική διεύθυνση της μαγνήτισης που του επιβάλλαμε, η οποία αντιπροσωπεύει την στοιχειώδη κυψελίδα πληροφορίας (bit). Αυτός ο τρόπος μαγνητικής εγγραφής ονομάζεται και θερμομαγνητική εγγραφή. Αξίζει να τονισθεί ότι το laser θερμαίνει το δείγμα μας σε θερμοκρασία περί τους 300°C, διότι το εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο δεν είναι ικανό να αντιστρέψει από μόνο του την μαγνήτιση σε θερμοκρασία περιβάλλοντος. Για τα σιδηριμαγνητικά υλικά με σημεία αντιστάθμισης κοντά στην θερμοκρασία δωματίου, η μαγνήτιση μηδενίζεται σε αυτό το σημείο, ενώ το συνεκτικό πεδίο είναι αρκετά μεγάλο. Μακριά από το σημείο αντιστάθμισης το συνεκτικό πεδίο φθίνει πολύ γρήγορα. Κατά την ανάγνωση της πληροφορίας χρειαζόμαστε μια δέσμη laser με μήκος

κύματος μικρότερο από αυτήν που χρησιμοποιήθηκε κατά την διαδικασία εγγραφής. Για να διαβάσουν τη πληροφορία, τα μέσα ανάγνωσης χρησιμοποιούν το μαγνητοοπτικό φαινόμενο.

Η Εικόνα 2.16 [101] παρουσιάζει ένα σύστημα όπου η οπτική κεφαλή ενσωματώνει τόσο το σύστημα εγγραφής όσο και το σύστημα ανάγνωσης. Συνήθως, το προσπίπτον φως είναι γραμμικά πολωμένο και η πόλωση του φωτός που ανακλάται από την επιφάνεια του μέσου αποθήκευσης υφίσταται μικρή περιστροφή, περίπου 1° ή και λιγότερο, λόγω του φαινομένου Kerr στο μαγνητικό υλικό. Με τη βοήθεια ενός πολωτή και διαχωριστή ακτίνας, αυτή η περιστροφή Kerr μπορεί να ανιχνευθεί από τις φωτοδιόδους ως μεταβολή στην ένταση της ακτινοβολίας. Η πόλωση του ανακλώμενου φωτός επηρεάζεται όπως φαίνεται και από την Εικόνα 2.15 [12] από τον προσανατολισμό της μαγνήτισης εξαιτίας του Μαγνητοοπτικού φαινομένου Kerr. Οι διάφορες αλλαγές που ανιχνεύονται στην πόλωση μπορούν να ερμηνευθούν και ως δεδομένα αποθήκευσης.



Εικόνα 2.15: Χρησιμοποιώντας το φαινόμενο Kerr προσπαθούμε να ανακτήσουμε και να αναγνώσουμε την εγγεγραμμένη πληροφορία[12].



Εικόνα 2.16: Το διάγραμμα μιας κεφαλής ανάγνωσης μαγνητοοπτικών δίσκων[101].

Τα υλικά που δύναται να χρησιμοποιηθούν ως μαγνητοοπτικά μέσα μαγνητικής εγγραφής θα πρέπει να έχουν κάποιες ιδιότητες που περιγράφονται παρακάτω. Ξεκινώντας από την της ομοαξονικής μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας K_u αυτή θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη της τιμής $\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$ και να παρουσιάζει συγχρόνως μεγάλη στροφής θ_K Kerr και υψηλή ανακλαστικότητα. Επιπλέον, στη μαγνητοοπτική εγγραφή χρειαζόμαστε όσο το δυνατόν μικρότερες και πιο σταθερές μαγνητικές περιοχές κάτι το οποίο επιτυγχάνεται με την χρήση υλικών με υψηλή μαγνήτιση κορεσμού. Από την άλλη πλευρά, χαμηλές θερμοκρασίες Curie ή θερμοκρασίες αντιστάθμισης T_{comp} απαιτούνται ώστε να μπορεί να εφαρμοστεί η θερμομαγνητική εγγραφή.

Τέλος η επίτευξη τετραγωνικού βρόχου υστέρησης σε θερμοκρασία δωματίου συμβάλλει στην θερμική σταθερότητα των εγγεγραμμένων στοιχείων πληροφορίας (bit). Τα υλικά που χρησιμοποιήθηκαν ευρέως στα μέσα εγγραφής της μαγνητοοπτικής εγγραφής ήταν οι άμορφες διαμεταλλικές ενώσεις σπάνιων γαιών και στοιχείων μεταπτώσεως: TbFe, GdFe, GdTbFe, GdTBCo, TbFeCo, τα διάφορα πολυστρωματικά υμένα: Co/Pd, Co/Pt, Gd/Fe, Gd/(FeCo), Tb/Bi/FeCo, Tb/Pb/FeCo οι σκληροί φερρίτες: BaO.6Fe₂O₃, SrO.6 Fe₂O₃ και οι γαρνήτες: 3M₂O₃.5(Fe,Ga)₂O₃ με το M=Y,Bi,Lu,Gd,Dy.

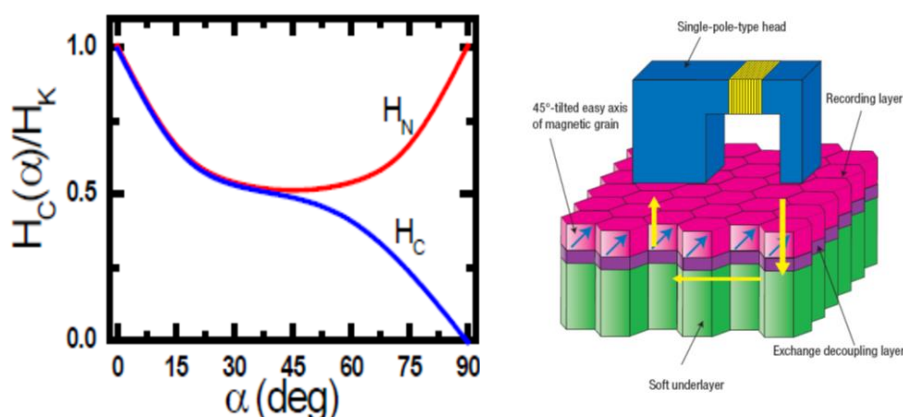
Η επίτευξη υψηλής πυκνότητας εγγραφής με την μείωση του μήκους κύματος της δέσμης του laser και του μεγέθους της πληροφορίας(bit) κατά ένα παράγοντα 2 γεγονός που οδηγεί σε τετραπλασιασμό της πυκνότητας εγγραφής Συμπληρωματικά με αυτά θα πρέπει να αυξηθεί και στροφή Kerr ώστε ο λόγος του σήματος ως προς τον θόρυβο (SNR) να λαμβάνει μια ικανοποιητική τιμή.

Πρέπει να υπογραμμιστεί ότι τα μέσα μαγνητοοπτικής εγγραφής διαθέτουν χαρακτηριστικά όπως η επανεγγραψιμότητα (οι MO δίσκοι μπορούν να εγγραφούν ξανά και ξανά πολλές φορές), η ανθεκτικότητα (αντοχή σε περιβαλλοντικές συνθήκες, όπως σκόνη, υγρασία, μαγνητικά πεδία) και η μεγάλη διάρκεια ζωής, γεγονός που τα καθιστά κατάλληλα για παρατεταμένη αρχειοθέτηση δεδομένων χάρη στις σταθερές μαγνητικές τους ιδιότητες. Ωστόσο, θεωρούνται πλέον ξεπερασμένα, κοστοβόρα και αργά, καθώς έχουν χαμηλότερη ταχύτητα ανάγνωσης και εγγραφής συγκριτικά με τους σύγχρονους δίσκους αποθήκευσης (HDD, SSD). Εν κατακλείδι, η MO τεχνολογία παραμένει μια καινοτόμος λύση που συνδυάζει τα πλεονεκτήματα της οπτικής και μαγνητικής αποθήκευσης, προσφέροντας μοναδικά οφέλη για εξειδικευμένες εφαρμογές, παρόλο που η χρήση της έχει περιοριστεί από νεότερες τεχνολογίες εγγραφής.

2.12 ΚΕΚΛΙΜΕΝΑ ΜΕΣΑ ΕΓΓΡΑΦΗΣ

Αυτός ο τρόπος μας επιτρέπει την μείωση του συνεκτικού πεδίου υλικών που χρησιμεύουν ως μέσα αποθήκευσης στο 50% της μέγιστης τιμής και είναι κατάλληλα μέσα για υψηλή πυκνότητα εγγραφής. Το εφαρμοζόμενο πεδίο σχηματίζει γωνία ϕ με τον εύκολο άξονα της μαγνήτισης χωρίς να παραβιάζεται όμως ο ενεργειακό φραγμός.

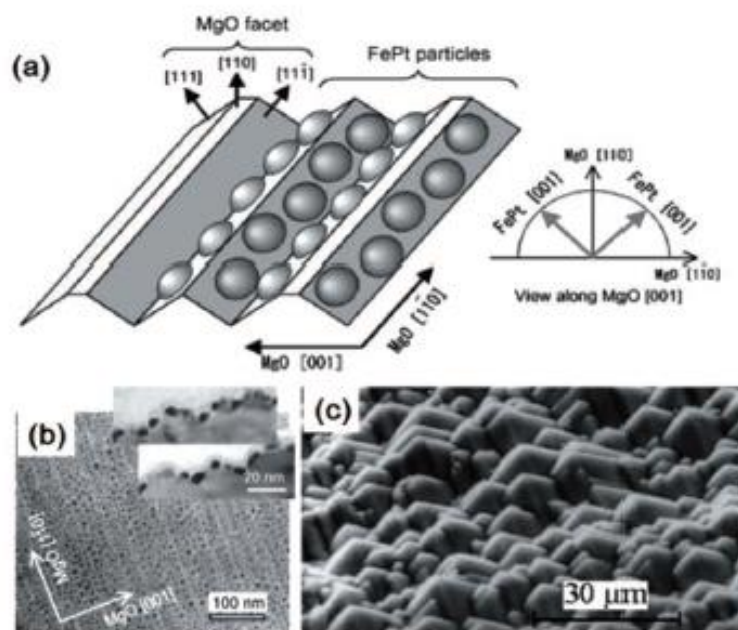
Από την Εικόνα 2.17[33] παρατηρούμε πώς εξαρτάται το πεδίο αντιστροφής από την γωνία απόκλισης. Το ελάχιστο πεδίο αντιστροφής το παρατηρούμε όταν το εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο σχηματίζει γωνία $\alpha=45^\circ$, όπου θα έχουμε και τον λιγότερο θόρυβο προερχόμενο από την τυχαιότητα του προσανατολισμού των κόκκων του μέσου εγγραφής. Επιπλέον, στα μέσα γωνιακής απόκλισης η αντιστροφή της μαγνήτισης επιτυγχάνεται γρηγορότερα, εξαιτίας της μεγάλης ροπής αντιστροφής [102], με αποτέλεσμα να παρατηρείται αύξηση της χωρικής πυκνότητας κατά 62%. Επομένως, η γωνιακή απόκλιση του εύκολου άξονα της μαγνήτισης στα μέσα εγγραφής αποτελεί ένα από τους καταλληλότερους τρόπους βελτίωσης της εγγραψιμότητας χωρίς την απώλεια της θερμικής σταθερότητας.



Εικόνα 2.17: Η γωνιακή εξάρτηση του συνεκτικού πεδίου H_C και του πεδίου μη-αντιστρεπτής στροφής H_N . Στον κατακόρυφο άξονα λαμβάνουμε το κανονικοποιημένο πεδίο που αντιστοιχεί στο λόγο του συνεκτικού πεδίου προς το πεδίο ανισοτροπίας του μέσου. Στην πραγματικότητα για γωνίες άνω των 45° επικρατεί το H_N και όχι το H_C . Στην δεξιά Εικόνα τα μέσα γωνιακής απόκλισης με την μαγνήτιση να σχηματίζει γωνία $\alpha=45^\circ$ με τον εύκολο άξονα[33].

Πρακτικά υπάρχουν δύο τρόποι παρασκευής των μέσων γωνιακής απόκλισης: Τα τεχνητά και τα φυσικά μέσα γωνιακής απόκλισης. Τα πλεονεκτήματα και των δύο μεθόδων είναι παραπλήσια [103].

Η τεχνική της πλάγιας καθοδικής ιοντοβολής (oblique sputtering) και ευθυγραμμισμένης καθοδικής ιοντοβολής (collimated sputtering) έχουν προταθεί για την ανάπτυξη και δημιουργία των τεχνητά μέσων γωνιακής απόκλισης για μέσο μαγνητικής εγγραφής CoPtCr που μελετήθηκε [104], [105]. Από τις [106], [107] λαμβάνουμε την Εικόνα 2.18 για τεχνητά μέσα γωνιακής απόκλισης.

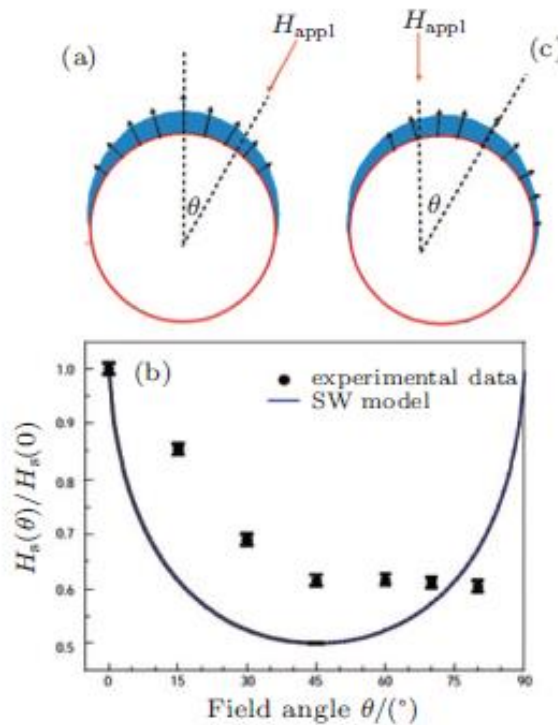


Εικόνα 2.18: Από τις (a) (b) τα νανოსωματίδια $L1_0$ -FePt με τεχνητά γωνιακώς αποκλινόμενο τον c-κρυσταλλογραφικό άξονα τοποθετείται πάνω σε υπόστρωμα $MgO(1,1,0)$ που αποτελείται από αυτοοργανωμένες αυλακώσεις. Έτσι το κάθε νανασωματίδιο FePt λειτουργεί ως μοναδικός κρύσταλλος με τον c-άξονα του να αποκλίνει γωνιακά κατά 45° από την κάθετη στο υπόστρωμα διεύθυνση. Από το (c) τα λεπτά φιλμ $L1_0$ -FePt με διαφορετικούς προσανατολισμούς εναποτίθενται σε υπόστρωμα πυριτίου Si πυραμοειδούς τύπου μέσω χημικής χάραξης (chemical etching)[106], [107].

Από την [108] λαμβάνουμε πολυστρωματικό CoPd τεχνητά μέσα γωνιακής απόκλισης εύκολου άξονα μέσω της καμπυλωμένης επιφάνειας σφαιρικών νανοςωματιδίων. Στην Εικόνα 2.19 παρατηρούμε αυτό μέσο εγγραφής.

Το κύριο μειονέκτημα που αντιμετωπίζουμε στα τεχνητά μέσα γωνιακής απόκλισης oblique sputtering είναι τα παρατηρούμενα μεγάλα πεδία διακυμάνσεων στο μέσο εγγραφής. Για τον λόγο αυτό εισήχθησαν τα φυσικά μέσα γωνιακής απόκλισης. Πρόσφατα προτάθηκαν

L1₀-CoPt, L1₀-FePt υψηλής ανισοτροπίας λεπτά φιλμ με φυσικής γωνιακή απόκλιση του εύκολου άξονα της μαγνήτισης (1,1,1) [109], [110].

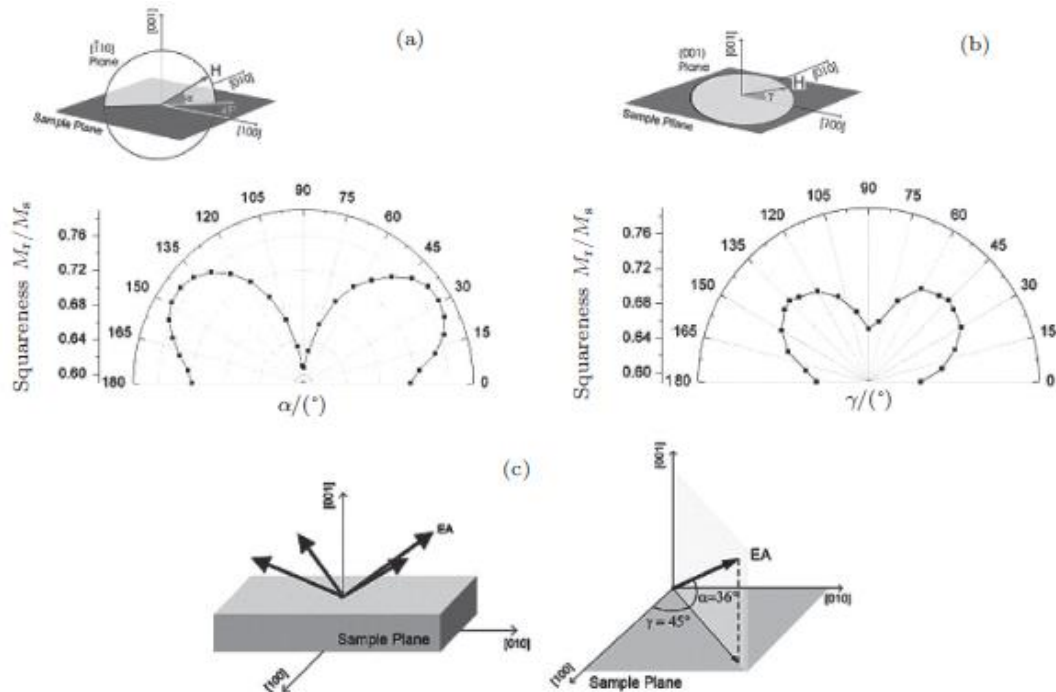


Εικόνα 2.19: (a) σχηματικά το διάγραμμα μιας μαγνητικής μεμβράνης Co/Pd με ομοιόμορφη κατανομημένη ανισοτροπία που εναποτίθεται σε μια νανοσφαίρα. (b) το ελάχιστο συνεκτικό πεδίο μπορούμε να το παρατηρήσουμε για $\theta=45^{\circ}$ όπως το αναμέναμε από τις μικρομαγνητικές προσομοιώσεις. (c) ο μέσος άξονας της ανισοτροπίας μπορεί να ρυθμιστεί στην απαιτούμενη γωνία αλλάζοντας την κατεύθυνση της εναπόθεσης[109], [110].

Αυτές οι νανοδομές με γωνιακή απόκλιση της ανισοτροπίας οι οποίες παρασκευάζονται από τις παραπάνω μεθόδους, είναι περιοχές μονοδιάσπαρτες και μοναδικού σωματιδίου με ομοιόμορφη ανισοτροπία.

Συνεπώς, αυτές οι νανοδομές, αναμένονται να δώσουν μεγαλύτερες πυκνότητες εγγραφής, υψηλότερη θερμική σταθερότητα και γρηγορότερη αντιστροφή συγκρινόμενα με τα συμβατικά συστήματα κατακόρυφης μαγνητικής εγγραφής. Από την Εικόνα 2.20 [109], λαμβάνουμε τις μετρήσεις της γωνιακής παραμένουσας (angular remanence measurements

(ARM)) σε θερμοκρασία δωματίου του L1₀-CoPt με σκοπό τον προσδιορισμό της γεωμετρικής διάταξης του εύκολου άξονα.



Εικόνα 2.20: Οι καμπύλες ARM όταν έχουμε για υπόστρωμα MgO (a) $\bar{1}10$ (b) (0,0,1) (c) σχηματικά το μοντέλο των τεσσάρων εύκολων αξόνων γωνιακής απόκλισης. Το μέγιστο συνεκτικό πεδίο (~4.8kOe) παρατηρείται όταν το πεδίο εφαρμόζεται κατά την διεύθυνση του μέγιστου που προκύπτει από τις καμπύλες του ARM[109].

Οι καμπύλες του ARM από την Εικόνα 24, αποδεικνύουν την ύπαρξη 4 μεγίστων εκτός του επιπέδου για γωνία $\alpha=36^\circ+\pi$ και $\alpha=144^\circ+\pi$ εντός τόσο στο (110) όσο και στο ($\bar{1}10$) επίπεδο. Η παρατηρούμενη συμπεριφορά συνάδει με την παρουσία τεσσάρων εύκολων αξόνων με αμοιβαία ορθογώνιες προβολές στο επίπεδο συμμετρικής γωνιακής απόκλισης γωνίας 36° ως προς το επίπεδο του φιλμ. Ένα τέτοιο σύστημα μπορεί να μειώσει το πεδίο γραφής σε περίπου 75% της τιμής κατά μήκος της εύκολης διεύθυνσης χωρίς απώλεια της θερμικής σταθερότητας, οπότε τα υλικά αυτά θεωρούνται ότι έχουν δυνατότητες για χρήση σε μμέσα καταγραφής κάθετα.

Πάνω απ' όλα, τόσο τα τεχνητά μέσα γωνιακής απόκλισης όσο και τα φυσικά μέσα γωνιακής απόκλισης έχουν ορισμένους ρόλους να διαδραματίσουν για τη βελτίωση της εγγραψιμότητας της κάθετης μαγνητικής εγγραφής χωρίς να μειώνεται η θερμική σταθερότητα.

Ωστόσο, οι συνθήκες παρασκευής είναι σχετικά αυστηρές, ιδίως στην περίπτωση του τεχνητά μέσων γωνιακής απόκλισης. Αυτό τείνει να περιορίσει τις πρακτικές εφαρμογές τους σε μέσα μαγνητικής εγγραφής σε κάποιο βαθμό. Ως εκ τούτου, απαιτούνται ακόμη ορισμένες νέες τεχνολογίες για την υλοποίηση υψηλών εγγραψιμότητας των μέσων εγγραφής.

2.13 ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΑ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ

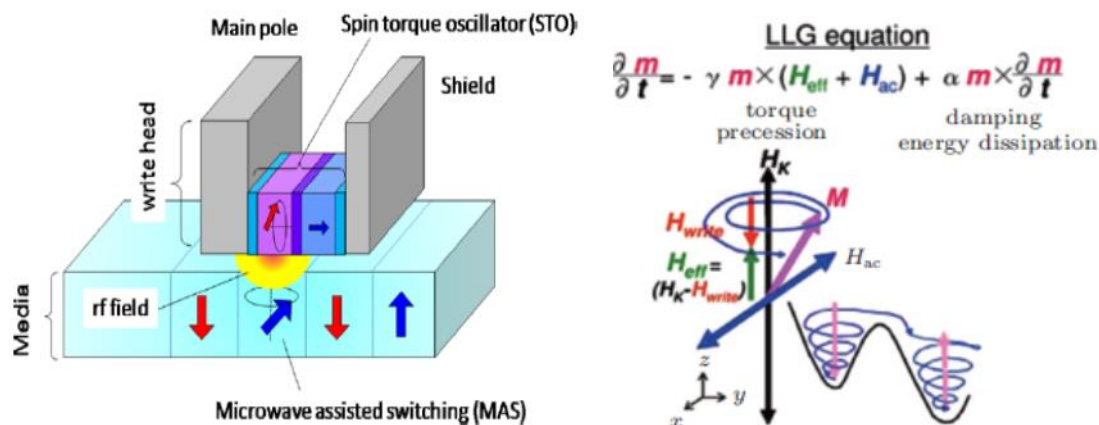
Προκειμένου να ξεπεραστούν οι αντικρουόμενες απαιτήσεις της χωρικής αύξησης πυκνότητας εγγραφής, της θερμικής σταθερότητας και της εγγραψιμότητας, η ενεργειακά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή αποτελεί μια υποσχόμενη επιλογή. Η αντιστροφή της μαγνήτισης γίνεται με την υποβοήθηση της ενέργειας.

Οι μέθοδοι που χρησιμοποιούνται σήμερα με σκοπό τη μείωση το πεδίου αντιστροφής είναι (α) η μικροκυματικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή (MAMR) (β) θερμικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή (HAMR). Η κάθε μία από αυτές αναλύεται παρακάτω.

2.13.1 ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΑ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ

Η μικροκυματικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή (MAMR) σχετίζεται με την εφαρμογή της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής (MAS) σε μέσα εγγραφής. Στη MAS το πεδίο αντιστροφής μειώνεται μέσω της διέγερσης συντονισμού της μεταπτωτικής κίνησης της μαγνητικής ροπής από ένα πεδίο ραδιοσυχνοτήτων. Η απόκριση του MAS, διαφέρει θεμελιωδώς από αυτόν της θερμικής διεγέρσεως. Στις μέρες μας, η μικροκυματικά υποβοηθούμενη μαγνητική αντιστροφή, μοιάζει με μια πολλά υποσχόμενη τεχνολογία τάξεως terra-bit μαγνητικής εγγραφής [111].

Χρησιμοποιώντας τη MAS, το απαιτούμενο πεδίο εγγραφής στην κεφαλή μπορεί να μειωθεί ώστε να αμβλυνθούν οι αντικρουόμενες σχεδιαστικές απαιτήσεις αυξημένης πυκνότητας εγγραφής υψηλού ποσοστού λόγου σήματος-ως-προς-θόρυβο (high signal to-noise ratio), της εγγραψιμότητας καθώς και της θερμικής σταθερότητας [112], [113], [114], [115]. Η αρχή λειτουργίας της MAS παρουσιάζεται στην Εικόνα 2.21.



Εικόνα 2.21: Η μικροκυματικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή αποτελείται από την μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή (συνηφασμένη με τον συντονισμό της μεταπτωτικής κίνησης) και από έναν ταλαντώτη σπιν. στην αριστερή εικόνα παρουσιάζεται η μεταπτωτική κίνηση της μαγνήτισης γύρω από την επίδραση του δρωντος πεδίου με σκοπό την αντιστροφή της σε χαμηλότερο πεδίο[3].

Η αποτελεσματικότητα της MAS στα νανωσωματίδια έχει αποδειχθεί εδώ και πολύ καιρό [112], [116]. Όσον αφορά τα σκληρά μέσα κατακόρυφης εγγραφής, έχει ήδη πειραματικά αποδειχθεί ότι χρησιμοποιώντας την MAS, το συνεκτικό πεδίο μπορεί να μειωθεί μετρήσιμα σε ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων και εμφανίζει ένα σαφές ελάχιστο [117]. Σε κοκκοειδές μέσο CoCrPt-SiO₂ παρατηρήθηκε γραμμική μείωση του συνεκτικού πεδίου με την αύξηση της συχνότητας των μικροκυμάτων, το ποσοστό μείωσης του συνεκτικού πεδίου μπορούσε να φτάσει στο 80% [118]. Η εφικτότητα της MAMR βασίζεται στην ανάπτυξη των ταλαντωτών ροπής των σπιν (STO) [119], [120], [121], [122], [123].

Συγκρινόμενη με άλλους τρόπους αντιμετώπισης του προβλήματος της εγγραψιμότητας, η μικροκυματικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή απαιτεί ελάχιστες αλλαγές στην υπάρχουσα τεχνολογία ψηφιακής μαγνητικής εγγραφής. Επιπλέον, μπορεί να συνδυαστεί με άλλες ιδέες, οι οποίες έχουν προταθεί ώστε να ξεπεραστούν τα φυσικά όρια ή η επιφανειακή πυκνότητα μέσω των σύνθετων μέσων hard/soft [124], [125], [126], των αντισιδηρομαγνητικά συζευγμένων μέσων [127], [128], των μέσων με γωνιακή απόκλιση του σταθερού πεδίου (DC) με τον εύκολο άξονα της ανισοτροπίας (tilted media) [33], [129], [130], [131], [132].

Λόγω του ότι βασίζεται σε φαινόμενα συντονισμού η μέθοδος μπορεί να εμφανίζει επιλεκτικότητα στο στρώμα που δρα, πράγμα που την καθιστά εφαρμόσιμη σε 3D-αρχιτεκτονικές αποθήκευσης δεδομένων [133], [126], [134], που έχουν ήδη εισαχθεί στην ανταγωνιστική τεχνολογία των αποθηκευτικών μέσων NAND. Μια από τις πιο θεμελιώδεις

συγκρούσεις στις απαιτήσεις των μέσων εγγραφής, είναι αυτή της θερμικής σταθερότητας η οποία επιβάλλει την χρήση υλικών υψηλής ανισοτροπίας, δημιουργώντας προβλήματα εγγραψιμότητας.

Τονίζεται το γεγονός ότι, από την άλλη πλευρά στα υλικά με υψηλή ανισοτροπία, οι συχνότητες της μεταπτωτικής κίνησης είναι μεγαλύτερες καθιστώντας, τη διαδικασία της αντιστροφής γρηγορότερη. Ο χρόνος αντιστροφής είναι μια σημαντική παράμετρος που δεν έχει ακόμη μελετηθεί ενδελεχώς στην βιβλιογραφία [126], [135], [136]. Ο χρόνος αντιστροφής πέφτει από τα μερικά νανοδευτερόλεπτα στο όριο του ενός νανοδευτερολέπτου καθώς το πεδίο αυξάνεται στην διπλάσια τιμή του συνεκτικού πεδίου, παρόμοια όπως παρατηρείται στα μέσα μονής φάσης [137]. Αντιστρέφοντας σε μικρότερα πεδία με την χρήση υψηλών συχνοτήτων της MAS παρατηρείται κόστος στο χρόνο αντιστροφής [112].

Σε λεπτά υμένα Fe-Co το πεδίο αντιστροφής είναι κορεσμένο για μικροκύματα διάρκειας άνω των 50ns, αποτέλεσμα που οφείλεται στον ανταγωνισμό των διαδικασιών ανάπτυξης και απόσβεσης [138]. Έχει επίσης αναφερθεί ότι, σε στοιχεία μεγέθους μικροκλίμακας όπου η αντιστροφή είναι ανομοιογενής και βασίζεται στην συνύπαρξη διαφόρων μηχανισμών με διαφορετικές συχνότητες (όπως διαδικασίες της πυρήνωσης περιοχών- της διάδοσης τοιχωμάτων- και του εφησυχασμού) ο χρόνος αντιστροφής, είναι μια περίπλοκη περιοδική συνάρτηση της συχνότητας συντονισμού των μικροκυμάτων [139].

Θα πρέπει ωστόσο να σημειώσουμε ότι, η δυναμική που διέπει την μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή ακόμα και στα πλαίσια της προσέγγισης του ενός μακροσπίν είναι αρκετά περίπλοκη και εξαρτάται ευαίσθητα από τις συνθήκες που επιβάλλονται [140], συμπεριλαμβανομένου του χρόνου ανύψωσης και της διάρκειας των παλμών των μικροκυμάτων [137], [141]. Αυτό μπορεί να γίνει ερμηνευθεί εύκολα, αν σκεφτούμε ότι κατά την διάρκεια της αντιστροφής, η μεταβολές της μαγνήτισης επιφέρουν αλλαγές στο δρών πεδίο και επομένως στην συχνότητα μετάπτωσης της μαγνήτισης. Επομένως η βέλτιστη επίδραση επιτυγχάνεται με την χρήση των ‘chirped microwaves’ [142], [143], [144], όπου η συχνότητα μεταβάλλεται ώστε να ακολουθεί την μεταβολή της συχνότητας της μετάπτωσης. Η επίτευξη της βέλτιστης μεταβολής της συχνότητας αποτελεί, μια τεχνολογική πρόκληση.

Στο Κεφάλαιο 4, παρουσιάζουμε αποτελέσματα μικρομαγνητικών προσομοιώσεων της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής σε νανοστοιχεία μορφής νανοδίσκου για τις περιπτώσεις (α) όταν το πεδίο dc που εφαρμόζεται ταυτίζεται με τον εύκολο άξονα παρατηρείται γραμμική μείωση του πεδίου αντιστροφής, συναρτήσει με την συχνότητα των

μικροκυμάτων (β) όταν το πεδίο dc που εφαρμόζεται σχηματίζει γωνία $\theta=45^\circ$ με τον εύκολο άξονα, τα φαινόμενα αντιστροφής λόγω της ύπαρξης των μικροκυμάτων εμφανίζονται μόνο στις υψηλές συχνότητες. Επιπλέον έγινε έλεγχος τι θα συμβεί αν μεταβάλλουμε τη διάμετρο του νανοδίσκου. Τα αποτελέσματα συγκρίνονται μεταξύ τους για την εξαγωγή χρήσιμων συμπερασμάτων. Για το κύριο μέρος, θεωρήσαμε σταθερή την συχνότητα του πεδίου των ραδιοσυχνοτήτων διάρκειας 1ns και θα συζητήσουμε το θέμα της διάρκειας των παλμών και της ανύψωσης του χρόνου στο τελευταίο μέρος αυτού του κεφαλαίου.

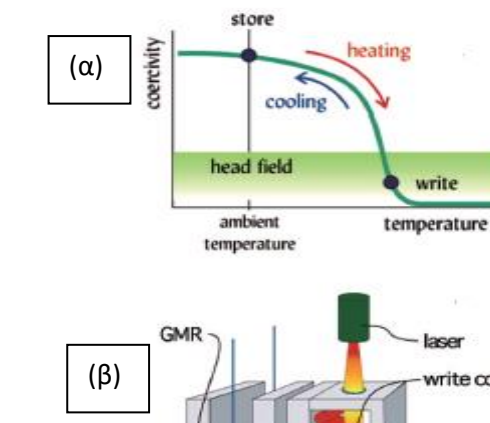
Επιπλέον, στο Κεφάλαιο 5, η μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή (MAS) προσομοιώνεται για δύο φάσεις νανοκαλωδίων Co/CoPt χρησιμοποιώντας, λογισμικό προσομοιώσεων πεπερασμένων διαφορών mumax3 [145]. Θεωρώντας μήκος του καλωδίου τα 80nm, λαμβάνουμε ένα ενδιαφέρον πρότυπο όπου οι διαδικασίες της πυρήνωσης μιας αντίστροφης περιοχής, της αγκίστρωσης της στην διεπιφάνεια και η διάδοσή της εμφανίζονται στο προσκήνιο εξαρτώμενες από τον βαθμό διεπιφανειακής σύζευξης των δύο φάσεων [146], [147], [148]. Ο βαθμός μεταβάλλεται ώστε να περιγράφουν τόσο οι περιπτώσεις ομαλού βρόχου υστέρησης (ισχυρή σύζευξη) όσο και του κλιμακωτού (ασθενής σύζευξη). Επιπλέον, η μικροκυματικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή χρησιμοποιείται και σε νανοδομές με πεπερασμένη θερμοκρασία όπως παρουσιάζεται στο κεφάλαιο ‘μικρομαγνητική της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής της μαγνήτισης σε νανοδίσκους πεπερασμένης θερμοκρασίας.

Η Western Digital μια από τις μεγαλύτερες αμερικανικές εταιρείες κατασκευής σκληρών δίσκων ανακοίνωσε την κυκλοφορία HDD 50Tb μέχρι το 2030. Οι δίσκοι αυτοί θεωρούνται ως υψηλών δυνατοτήτων (high-performance) εξαιτίας του γεγονότος ότι μπορούν να διατηρήσουν την πληροφορία άνω της 10ετίας (οι συμβατικοί δίσκοι HDD έχουν διάρκεια ζωής τα 5έτη ενώ οι SSD τα 10έτη).

2.13.2 ΘΕΡΜΙΚΑ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΓΓΡΑΦΗ

Η θερμικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή έχει αποδειχθεί ότι είναι και αυτή με την σειρά της μια πολλά υποσχόμενη τεχνολογία, η οποία βελτιώνει την εγγραψιμότητα των υψηλής ανισοτροπίας υλικών K_u [149]. Η αρχή λειτουργίας της θερμικά υποβοηθούμενης μαγνητικής εγγραφής φαίνεται στην Εικόνα 2.22 [150]. Για την περίπτωση υψηλής ανισοτροπίας K_u του κράματος L10-FePt, το συνεκτικό πεδίο μπορεί να μειωθεί σημαντικά κάτω από το πεδίο εγγραφής όταν το μέσο θερμαίνεται προσωρινά. Στη συνέχεια η πληροφορία αποθηκεύεται κατά την ψύξη του μέσου και η μαγνήτιση παγώνει σε ένα σταθερό επίπεδο όπως βλέπουμε από την Εικόνα 2.22α [151] [152].

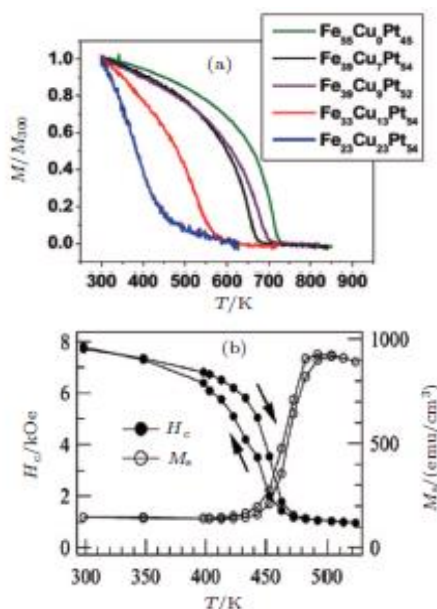
Ωστόσο, η θερμικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή απαιτεί μια πηγή laser όπως φαίνεται στην Εικόνα 2.22β θερμαίνει το μέσο εγγραφής τοπικά αυξάνοντας έτσι την πολυπλοκότητα των HDD. Η θερμικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή τίθεται απευθείας στο ατομικό πλέγμα σε σχέση με την μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή που εφαρμόζεται στα σπιν. Για παράδειγμα έχει χρησιμοποιηθεί επιταξιακό λεπτό υμένιο $\text{Fe}_{55-x}\text{Ni}_x\text{Pt}_{45}$ [153]. οποίο η ρύθμιση της ανισοτροπίας και της θερμοκρασίας Curie επιτυγχάνεται με την μεταβολή στο περιεχόμενο σε Ni του Από την άλλη πλευρά το νοθευμένο με Cu κράμα L10-FePt παρατηρείται μεγαλύτερη μείωση της θερμοκρασίας Curie σε σχέση με την νόθευση με Ni [154] όπως φαίνεται στην Εικόνα 2.23α[155].



Εικόνα 2.22: Βασική αρχή λειτουργίας και η σχηματική απεικόνιση της θερμικά υποβοηθούμενης μαγνητικής εγγραφής[156].

Επιπρόσθετα με αυτά, η FePt δομή σύζευξης ανταλλαγής προτείνεται ως μαγνητικό μέσο εγγραφής για την θερμικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή [156] [157]

Πάνω από μία κρίσιμη θερμοκρασία το FeRh συμπεριφέρεται ως σιδηρομαγνητικό. Καθώς το FeRh θερμαίνεται, μετατρέπεται σε σιδηρομαγνητικό μεγάλης μαγνητικής ροπής και χαμηλής ανισοτροπίας οδηγώντας σε σημαντική μείωση του συνεκτικού πεδίου εξαιτίας του σχηματιζόμενου μέσου ανταλλαγής FePt/FeRh όπως φαίνεται στην Εικόνα 2.23(β). Όλα αυτά τα αποτελέσματα είναι σύμφωνα με την βασική αρχή λειτουργίας της θερμικά υποβοηθούμενης μαγνητικής εγγραφής που παρουσιάστηκε στην Εικόνα 2.22(α). Τα συγκεκριμένα χαρακτηριστικά ανοίγουν με την σειρά τους την πιθανότητα χρήσης των L1o-κραμάτων νικελίου-χάλυβα βασιζόμενων σε FePt σε μέσα θερμικά υποβοηθούμενης μαγνητικής εγγραφής καθώς έτσι μπορεί να εξομαλυνθεί η θερμική ένταση.



Εικόνα 2.23: (α)εξάρτηση της μαγνήτισης και του συνεκτικού πεδίου από την θερμοκρασία FeCuPt διαφορετικών συστάσεων (β)διαδικασία θέρμανσης και ψύξης FePtRh[156]

Ωστόσο η μετάδοση θερμότητας και η επιλογή της πηγής φωτός είναι τα κλειδιά. Τα εμπορικά λέιζερ είναι της τάξης των μερικών εκατοντάδων nm, αρκετά μεγάλα για να χρησιμοποιηθούν σε μέσα θερμικά υποβοηθούμενης μαγνητικής εγγραφής. Επιπλέον η θερμότητα θα μπορούσε να διαχυθεί και στα γειτονικά bit, αυξάνοντας την θερμική διαγραφή, ειδικά όταν η ψύξη του μέσου γίνεται με αργό ρυθμό.

Συμπερασματικά, η θερμικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή αντιπροσωπεύει μια πρόοδο στις τεχνολογίες της μαγνητικής εγγραφής, επιτρέποντας όχι μόνο την μεγαλύτερη χωρητικότητα στην πυκνότητα εγγραφής αλλά και στην βελτίωση της θερμικής σταθερότητας.

Καθώς η τεχνολογία προχωράει, είναι πιθανόν η θερμικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή να διαδραματίσει κρίσιμο ρόλο στην κάλυψη της ολοένα αυξανόμενης ζήτησης υψηλής χωρητικότητας αξιόπιστων λύσεων αποθήκευσης. Η HAMR ως μια καινοτόμα τεχνολογία μαγνητικής εγγραφής (σύμφωνα με την SEAGATE εταιρεία παραγωγής μέσω αποθήκευσης) η χωρητικότητα των σκληρών δίσκων μαγνητικής εγγραφής θερμικά υποβοηθούμενης θα αυξηθεί από τα 20Tb το 2019 σε 100Tb το 2030. Συμπερασματικά, είτε πρόκειται για τη μικροκυματικά είτε για τη θερμικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή είναι σημαντική η βελτίωση της εγγραψιμότητας και εξομάλυνσης των αντικρουόμενων εννοιών που ήδη έχουν αναφερθεί νωρίτερα. Παρόλα αυτά υπάρχουν εκ νέου προκλήσεις οι οποίες θα πρέπει αντιμετωπιστούν.

2.14 ΣΥΝΟΨΗ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 2

Το παρόν κεφάλαιο δόθηκε μια γενική ανασκόπηση σχετικά με την μαγνητική εγγραφή. Το κεφάλαιο μας ξεκίνησε με μια σύντομη ιστορική αναδρομή καθώς και με την γενική ιδέα της μαγνητικής εγγραφής. Δόθηκε ο ορισμός των μαγνητικών μέσων εγγραφής και ποια είναι αυτά που χρησιμοποιήθηκαν στο παρελθόν και ποια χρησιμοποιούνται σήμερα. Στη συνέχεια, παρουσιάστηκε το πρόβλημα της εγγραψιμότητας, το οποίο προκύπτει από την ακόρεστη καταναλωτική μανία για ολοένα αυξανόμενη πυκνότητα εγγραφής στα αποθηκευτικά μέσα. Η ανάγκη για εξομάλυνση των αντικρουόμενων εννοιών της υπερυψηλής πυκνότητας εγγραφής, της εγγραψιμότητας, της θερμικής σταθερότητας και του υψηλού λόγου σήματος ως προς τον θόρυβο, αποτελεί ένα «τρί»-λημμα που πρέπει να αντιμετωπιστεί. Για την άμβλυνση των αντικρουόμενων σχεδιαστικών απαιτήσεων έχουν εισαχθεί διάφορα μέσα εγγραφής μέσων μαγνητικής εγγραφής όπως (α) μέσα παράλληλης μαγνητικής εγγραφής (β) μέσα κατακόρυφης μαγνητικής εγγραφής (γ) αντισιδηρομαγνητικά μέσα μαγνητικής εγγραφής (δ) μέσα γωνιακής απόκλισης από τον εύκολο άξονα της ανισοτροπίας (ε) υποβοηθούμενη από τοίχωμα περιοχής μαγνητική εγγραφή (ζ) τα διηθητικά μέσα μαγνητικής εγγραφής (η) μέσα μοτίβων bit και νανοσωματιδίων (θ) ενεργειακά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή (ι) μέσα μαγνητοοπτικής εγγραφής που παρουσιάστηκαν σε αυτό το κεφάλαιο.

Συμπερασματικά, μπορούν να προταθούν μέσα τα οποία λειτουργούν ως συνδυασμός των προηγούμενων μέσων μαγνητικής εγγραφής, όπως για παράδειγμα η μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή της μαγνήτισης σε μέσα ανταλλαγής τύπου hard/soft ή των συζευγμένων μέσων ανταλλαγής παρουσιάζονται στις ενότητες με τα αποτελέσματα των μικρομαγνητικών προσομοιώσεων. Ο συνδυασμός των διαφορετικών μέσων μαγνητικής εγγραφής συμβάλλει στο να ξεπεραστεί το όριο υπερπαραμαγνητισμού των μελλοντικών μέσων αποθήκευσης μαγνητικής εγγραφής. Βέβαια, οι συγκεκριμένες τεχνολογίες χρίζουν βελτιστοποίησης ώστε το κρίσιμο πρόβλημα της εγγραψιμότητας είτε να ελαχιστοποιηθεί όσο το δυνατόν σε μεγαλύτερο βαθμό, είτε να εξαλειφθεί πλήρως.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΜΙΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ

φιλοσοφία της των όντων αεί επιστήμης
όρεξις (Πλάτωνας)

3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο παρόν κεφάλαιο θα πραγματοποιηθεί μια εκτενής εισαγωγή στην μικρομαγνητική θεωρία. Θα ξεκινήσει με μια ανασκόπηση με το τι είναι ο μικρομαγνητισμός και ποια είναι η ιστορία του. Η μικρομαγνητική θεωρία διακρίνεται σε υπολογιστική και κλασσική. Η υπολογιστική μικρομαγνητική θεωρείται ένα καινοτόμο εργαλείο για την εις βάθος θεωρητική διερεύνηση των μαγνητικών δομών.

Από την άλλη πλευρά η κλασσική μικρομαγνητική έχει ήδη εφαρμοστεί επιτυχημένα σε εφαρμογές μαγνητικής εγγραφής, μαγνητικών αισθητήρων, μόνιμων μαγνητών και σπιντρονικών συσκευών[158]. Η μικρομαγνητική θεωρία μπορεί να προσεγγιστεί είτε ενεργειακά (ενεργειακή περιγραφή) είτε μέσω της δυναμικής προσέγγισης που περιλαμβάνει την εξίσωση Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) η οποία ισοδύναμα οδηγεί το σύστημα προς το ελάχιστο της ενέργειας αλλά παράλληλα μπορεί να προβλέψει τις δυναμικές ιδιότητες που βασίζονται στην μεταπτωτική κίνηση της μαγνήτισης.

Στο τελευταίο μέρος του παρόντος κεφαλαίου θα γίνει συνοπτική αναφορά στο λογισμικό πεπερασμένων διαφορών MUMAX3 που χρησιμοποιήθηκε για την πραγματοποίηση των μικρομαγνητικών προσομοιώσεων.

3.2 ΙΣΤΟΡΙΚΗ ΑΝΑΔΡΟΜΗ ΣΤΟΝ ΜΙΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟ

Ο Μικρομαγνητισμός είναι μια θεωρία του συνεχούς μέσου των μαγνητικών υλικών. Χρησιμοποιείται για την μοντελοποίηση σιδηρομαγνητικών υλικών τάξης μεγέθους από nm έως και μm και των ps όσον αφορά τον χρόνο

Τα σιδηρομαγνητικά υλικά είναι υλικά που παρουσιάζουν αυθόρμητη μαγνήτιση ακόμα και όταν δεν δρα πάνω τους κάποιο μαγνητικό πεδίο. Αυτό οφείλεται στις αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής.

Ιστορικά θα μπορούσαμε να πούμε η βάση του μικρομαγνητισμού τέθηκε το 1907, όταν ο Weiss υπέθεσε ότι κάθε σιδηρομαγνητικό υλικό περιέχει διαφορετικές ομοιόμορφα μαγνητισμένες περιοχές με τρόπο ώστε η συνολική μαγνητική ροπή να μηδενίζεται. Επιπλέον, θεώρησε ότι η παρατηρούμενη αυθόρμητη μαγνήτιση της κάθε περιοχής οφειλόταν σε ένα, άγνωστης προέλευσης για την εποχή, μαγνητικό πεδίο το οποίο ονομάστηκε μοριακό πεδίο Weiss. Η θεωρία του μοριακού πεδίου Weiss είναι ανάλογη αυτής του Van der Waals των μη ιδανικών αερίων. Λίγο αργότερα, το 1928 ο Heisenberg εξήγησε το μοριακό πεδίο Weiss μέσω των κβαντομηχανικών αλληλεπιδράσεων ανταλλαγής.

Το 1919, ο Barkhausen ανακάλυψε ότι η μαγνήτιση μεταβάλλεται μέσω διακριτών αλμάτων, φαινόμενο που ονομάστηκε ως θόρυβος Barkhausen [159], οποίος είναι δυνατόν να γίνει ακουστός με την χρήση κατάλληλου ενισχυτή. Ο Bitter, ήταν ο πρώτος που κατάφερε να οπτικοποιήσει τις μαγνητικές περιοχές δώδεκα έτη αργότερα το 1931. Ταυτόχρονα οι Sixtus και Tonks κάνοντας μελέτες πάνω σε νανοκαλώδια, κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι δεν επικρατεί η στροφή της μαγνήτισης σε μια περιοχή αλλά μετακίνηση των τοιχωμάτων ώστε να εξαπλώνονται αυτές στις οποίες η μαγνήτιση είναι παράλληλη προς το εφαρμοζόμενο πεδίο, και επομένως ευνοούνται, σε βάρος των υπολοίπων. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η δομή και το μέγεθος των τοιχωμάτων μελετήθηκαν και μετρήθηκαν για πρώτη φορά από τον Bloch.

Λίγο αργότερα το 1935 οι Landau-Lifshitz, επανέλαβαν τους υπολογισμούς του Bloch πληρέστερα, μέσω της εισαγωγής όλων των ενεργειακών όρων. Στην ουσία η εξίσωση των Landau-Lifshitz περιγράφει την δυναμική της μαγνήτισης όταν ελαχιστοποιείται η ενέργεια που περιλαμβάνει όλους τους επιμέρους ενεργειακούς όρους του συστήματός μας. Το τελευταίο βήμα για μια πλήρη θεωρία του μικρομαγνητισμού έγινε το 1955 από τον Gilbert [160], οποίος συμπλήρωσε και ολοκλήρωσε την εξίσωση των Landau-Lifshitz.

Τα τελευταία 60 χρόνια η ανάπτυξη των σύγχρονων υπολογιστικών συστημάτων μας έδωσε την δυνατότητα επίλυσης σύνθετων και πολύπλοκων προβλημάτων, που βασίζονται στην μικρομαγνητική θεωρία μέσω των μικρομαγνητικών προσομοιώσεων.

3.3 ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗΣ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ

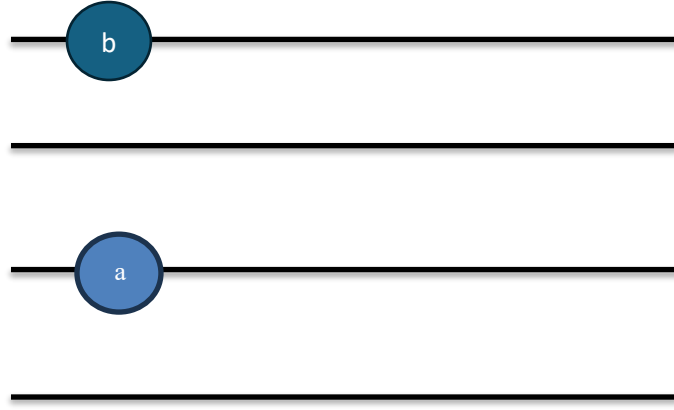
Όπως ήδη γνωρίζουμε, το σύνολο των γειτονικών μαγνητικών ροπών ενός υλικού σώματος τείνουν να είναι παράλληλες μεταξύ τους. Αυτό οφείλεται στην αλληλεπίδραση ανταλλαγής. Η αλληλεπίδραση ανταλλαγής είναι κβαντομηχανικής προέλευσης [161] και προκύπτει σε συστήματα αλληλεπιδρώντων μη-διακρίσιμων φερμιονίων.

$$\begin{aligned}
 &\boxed{\text{Αλληλεπίδραση ανταλλαγής}} = \boxed{\text{Αλληλεπίδραση Coulomb}} + \boxed{\text{Απαίτηση Αντι-συμμετρικότητας } \Psi} \\
 &\quad \quad \quad e^2/r \quad \quad \quad \Psi(r_1, r_2) = -\Psi(r_2, r_1) \\
 \\
 &\boxed{\text{Ολική } \Psi} = \boxed{\text{Χωρικό Μέρος}} \times \boxed{\text{ΣΠΙΝ}} \\
 &\boxed{\text{ANTI}} = \boxed{\text{SYM}} \times \boxed{\text{ANTI}} \\
 &\boxed{\text{ANTI}} = \boxed{\text{ANTI}} \times \boxed{\text{SYM}}
 \end{aligned}$$

Εικόνα 3.1 Η ολική κυματοσυνάρτηση Ψ προκύπτει αν πολλαπλασιάσουμε το χωρικό μέρος με το spin. Το χωρικό μέρος σχετίζεται με τις κυματοσυναρτήσεις των αλληλεπιδρώντων μη-διακρίσιμων σωματιδίων ενώ το spin με την ιδιοπεριστροφή των ηλεκτρονίων[14].

Οι αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής [12] αποτέλεσμα της αντισυμμετρικότητας και απωστικών αλληλεπιδράσεων Coulomb, όπως βλέπουμε στην Εικόνα 3.1[14]. Στην Εικόνα 3.2 θα λάβουμε υπόψιν την αλληλεπίδραση δυο σωματιδίων a,b,

Μια συνάρτηση $\Psi(r_1, r_2)$ που περιγράφει δύο μποζόνια χαρακτηρίζεται ως συμμετρική εφόσον κατά την ανταλλαγή δύο σωματιδίων ισχύει $\Psi(r_1, r_2) = \Psi(r_2, r_1)$ ενώ μια κυματοσυνάρτηση που περιγράφει φερμιόνια είναι αντισυμμετρική εφόσον κατά την ανταλλαγή δύο σωματιδίων ισχύει όταν $\Psi(r_1, r_2) = -\Psi(r_2, r_1)$. Αν υποθέσουμε ότι έχουμε δύο καταστάσεις a,b και το σωματίδιο i είναι στην a ενώ το j στην b το σύστημα θα περιγράφεται από μια συνάρτηση $\Psi = a(r_i) \cdot b(r_j)$



Εικόνα 3.2: Η κατανομή δύο μη-διακρίσιμων σωματιδίων a,b από όπου προκύπτει η κυματοσυνάρτηση $\Psi_{ab}(r_1, r_2)$

Όμως αν θεωρήσουμε κυματοσυνάρτηση της μορφής $\Psi_{ab}(r_1, r_2) = \alpha(r_1) \cdot b(r_2)$ υπονοούμε ότι τα σωματίδια ήταν διακρίσιμα. Βέβαια εφόσον τα σωματίδια είναι μη-διακρίσιμα, η κυματοσυνάρτηση λαμβάνει την εξής έκφραση

$$\Psi_{ab}(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha(r_1) \cdot b(r_2) + a(r_2) \cdot b(r_1)] \quad (3.1)$$

στην περίπτωση της συμμετρικότητας και την

$$\Psi_{ab}(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha(r_1) \cdot b(r_2) - a(r_2) \cdot b(r_1)] \quad (3.22)$$

στην περίπτωση της αντισυμμετρικότητας.

Βλέπουμε ότι αν τοποθετήσουμε δύο φερμιόνια στην ίδια κατάσταση ($\alpha=b$) $\Psi_{ab}(r_1, r_2) = 0$ πράγμα που εκφράζει την απαγορευτική την αρχή του Pauli. Αν τώρα εκφράσουμε την ολική κυματοσυνάρτηση με βάση τις κυματοσυναρτήσεις ενός ηλεκτρονίου ώστε η ολική κυματοσυνάρτηση να είναι αντισυμμετρική λαμβάνουμε τις δύο περιπτώσεις των εξισώσεων (3) και (4). Στην (3) έχουμε μια μονή κατάσταση (Singlet) ενώ από την εξίσωση (4) μια τριπλή (triplet). Από αυτά έχουμε τα εξής: Μια μονή κατάσταση με συμμετρικό χωρικό και αντισυμμετρικό μέρος σπιν ($S=0, m_s=0$) και μια τριπλή κατάσταση με αντισυμμετρικό χωρικό μέρος και συμμετρικό μέρος σπιν $S=1$, και πολλαπλότητα 3 αναμένεται $m_s = -1, 0, +1$) αντίστοιχα

$$\Psi_{ab}(r_1, r_2) = \frac{1}{2} [\alpha(r_1) \cdot b(r_2) + a(r_2) \cdot b(r_1)] [|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle] \quad (3.3)$$

$$\Psi_{ab}(r_1, r_2) = \frac{1}{2} [\alpha(r_1) \cdot b(r_2) - a(r_2) \cdot b(r_1)] [|\uparrow\uparrow\rangle]$$

$$\Psi_{\alpha b}(r_1, r_2) = \frac{1}{2} [\alpha(r_1) \cdot b(r_2) - a(r_2) \cdot b(r_1)] [|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle] \quad (3.4)$$

$$\Psi_{\alpha b}(r_1, r_2) = \frac{1}{2} [\alpha(r_1) \cdot b(r_2) - a(r_2) \cdot b(r_1)] * [|\downarrow\downarrow\rangle]$$

Στις εξισώσεις (3.3) (3.4) έχουν υπολογιστεί για το πρόβλημα ενός ηλεκτρονίου και συνεπώς δεν έχουν ληφθεί οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των ηλεκτρονίων. Η ενέργεια Coulomb που αντιστοιχεί μεταξύ δύο ηλεκτρονίων στις singlet και στην triplet κατάσταση που περιγράφονται στο σύστημα εξισώσεων (3.5).

$$E_S = \int \Psi_S^* \frac{e^2}{r_{ab}} \Psi_S = C_{ab} + J_{ab}$$

$$E_T = \int \Psi_T^* \frac{e^2}{r_{ab}} \Psi_T = C_{ab} - J_{ab}$$

$$C_{ab} = \int \Psi_a^*(r_1) \Psi_b^*(r_2) \frac{e^2}{r_{ab}} \Psi_a(r_1) \Psi_b(r_2) \quad (3.5)$$

$$J_{ab} = \int \Psi_a^*(r_1) \Psi_b^*(r_2) \frac{e^2}{r_{ab}} \Psi_b(r_1) \Psi_a(r_2)$$

Τα μεγέθη C_{ab} , J_{ab} ονομάζονται ολοκληρώματα Coulomb και ανταλλαγής αντίστοιχα. Από την οικογένεια εξισώσεων (3.5) παρατηρούμε ότι $E_S - E_T = 2J_{ab}$. Αν η triplet κατάσταση είναι ενεργειακά χαμηλότερη τότε ευνοείται ο παράλληλος συντονισμός και το $J_{ab} > 0$, ενώ στην περίπτωση που η singlet είναι ενεργειακά χαμηλότερη τότε ευνοείται ο αντιπαράλληλος συντονισμός και το $J_{ab} < 0$. Η εξίσωση (6) είναι η χαμιλτονιανή του Heisenberg.

$$H = -2J_{ab} \mathbf{S}_a \cdot \mathbf{S}_b \quad (3.6)$$

Για την Singlet κατάσταση ο τελεστής $\mathbf{S}_a \mathbf{S}_b$ έχει $-3/4$ και $1/4$ για την triplet και η χαμιλτονιανή αλληλεπίδρασης παρουσιάζεται στην εξίσωση (3.7).

$$H = \frac{1}{4} (E_S + 3E_T) - (E_S - E_T) \mathbf{S}_a \cdot \mathbf{S}_b \quad (7)$$

Την εξίσωση (3.7) μπορούμε να επαληθεύσουμε ότι έχει ιδιοτιμές $E = E_S$ και $E = E_T$ όταν οι τιμές $\mathbf{S}_a \mathbf{S}_b$ είναι $-3/4$ και $1/4$ αντίστοιχα. Τέλος ο όρος $(E_S - E_T) = -2J_{ab}$, δηλαδή το ολοκλήρωμα ανταλλαγής. Από τα παραπάνω η χαμιλτονιανή λαμβάνει την μορφή της εξίσωσης (3.8).

$$H = \frac{1}{4} (E_S + 3E_T) - 2J_{ab} \mathbf{S}_a \cdot \mathbf{S}_b \quad (3.8)$$

Στα πλαίσια του συνεχούς μέσου η πυκνότητα ενέργειας αλληλεπίδρασης ανταλλαγής σε συνάρτηση με την κανονικοποιημένη μαγνήτιση αποδεικνύεται ότι δίνεται από την εξίσωση (3.9)

$$\varepsilon_{\text{ex}} = A_{\text{ex}}(\nabla \mathbf{m})^2 \quad (3.9)$$

Το A_{exchange} ονομάζεται ως ακαμψία ανταλλαγής. Η ακαμψία ανταλλαγής για κυβικό πλέγμα δίνεται από την εξίσωση (3.10)

$$A_{\text{ex}} = \frac{JS^2}{2d} \quad (3.10)$$

Επιπρόσθετα, σε απουσία εξωτερικού πεδίου, υπάρχει ένα κατώτερο όριο στην κλίμακα μήκους για το οποίο μπορεί να μεταβάλλεται η μαγνήτιση. Αυτό το μήκος ονομάζεται μήκος ανταλλαγής, όπως φαίνεται και στην εξίσωση (3.11)

$$L_{\text{ex}} = \sqrt{2A_{\text{ex}}/\mu_0 M_S^2} \quad (3.11)$$

όπου με μ_0 ορίζουμε τη μαγνητική διαπερατότητα του κενού και με M_S τη μαγνήτιση κόρου.

3.4 ΕΝΕΡΓΕΙΑ ZEEMAN

Είναι η ενέργεια που οφείλεται στην ύπαρξη ενός εξωτερικά εφαρμοζόμενου πεδίου $\mathbf{H}_{\text{ext}}$. Αυτή η ενέργεια ελαχιστοποιείται όταν η μαγνήτιση ευθυγραμμίζεται με αυτό το πεδίο. Η πυκνότητα ενέργειας του στην μονάδα του όγκου υπολογίζεται ως $\varepsilon_{\text{zeeman}} = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}$ ενώ η συνολική του ενέργεια Zeeman ορίζεται ως από την εξίσωση (3.12).

$$E_{\text{zeeman}} = -\int \mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} dV \quad (3.12)$$

3.5 ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑΣ

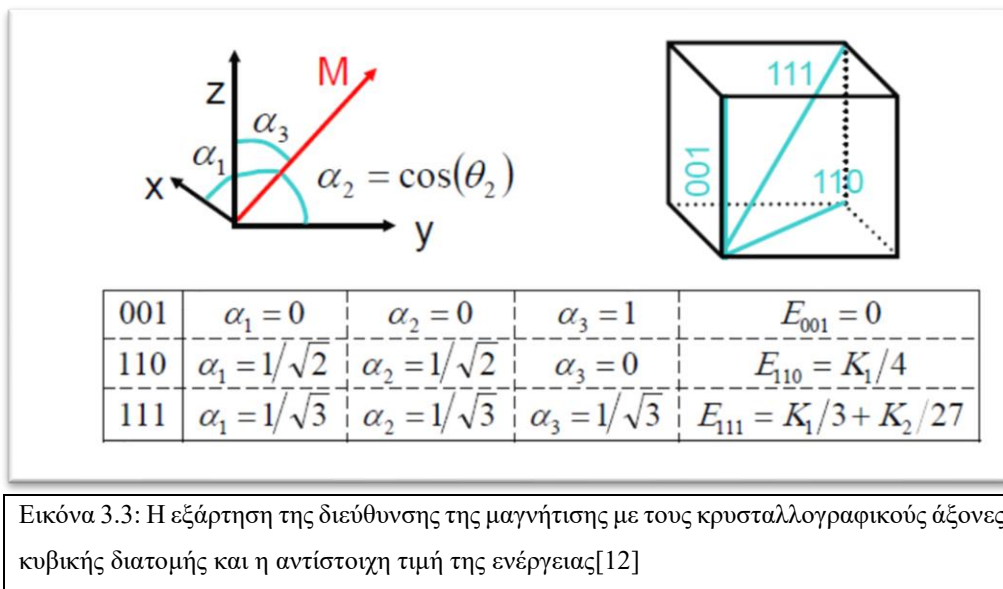
Τα μαγνητικά υλικά παρουσιάζουν υστέρηση εξαιτίας της ύπαρξης μετασταθών καταστάσεων, που οφείλονται σε αυτό που ονομάζουμε μαγνητική ανισοτροπία. Η μαγνητική ανισοτροπία συνίσταται στην εξάρτηση της ελεύθερης ενέργειας από την διεύθυνση της μαγνήτισης με κάποιον άξονα και συνδέεται άμεσα με το συνεκτικό πεδίο (σημαντικός παράγοντας που καθορίζει την μαγνητική συμπεριφορά του υλικού). Η μαγνητική ανισοτροπία

διαχωρίζεται σε διαφορετικές κατηγορίες ανάλογα τους άξονες και τους φυσικούς μηχανισμούς οι οποίοι την διέπουν. Έτσι η μαγνητική ανισοτροπία διακρίνεται σε :

- Μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία : σε σχέση με τους κρυσταλλογραφικούς άξονες
- Ανισοτροπία σχήματος : σε σχέση με κάποιον άξονα συμμετρίας μη-σφαιρικού σχήματος
- Μαγνητοελαστική ανισοτροπία :σε σχέση με κάποια διεύθυνση που ασκείται μηχανική τάση
- Επιφανειακή ανισοτροπία : σε σχέση με κάποια επιφάνεια διεπιφάνεια

3.5.1 ΜΑΓΝΗΤΟΚΡΥΣΤΑΛΛΙΚΗ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑ ΣΕ ΚΥΒΙΚΟ ΠΛΕΓΜΑ

Έστω μια κυβική κυψελίδα με το άνυσμα της μαγνήτισης να σχηματίζει γωνία $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ με τους άξονες x, y, z . Στην Εικόνα 3.3 [12] βλέπουμε σχηματικά τον ορισμό των γωνιών $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ που σχηματίζει η μαγνήτιση M με τους κρυσταλλογραφικούς άξονες καθώς και η τιμή της ενέργειας για διάφορες απλές περιπτώσεις.



Αν τώρα θέσουμε $a_1 = \cos\theta_1$ $a_2 = \cos\theta_2$ $a_3 = \cos\theta_3$ αντίστοιχα μπορούμε η πυκνότητα ενέργειας (ανά μονάδα όγκου ενέργεια) μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας στο κυβικό πλέγμα δίνεται από την εξίσωση (3.13).

$$E = K_0 + K_1[(a_1 a_2)^2 + (a_2 a_3)^2 + (a_3 a_1)^2] + K_2 a_1^2 a_2^2 a_3^2 \quad (3.13)$$

Παρατηρώντας την εξίσωση (3.13) ο όρος K_0 είναι ανεξάρτητος της διεύθυνσης της μαγνήτισης και μπορεί να παραληφθεί εφόσον δεν περιγράφει ανισοτροπία. Επίσης ο όρος K_2 πολλές φορές είναι αρκετά ασθενής ώστε που θεωρείται αμελητέος και δε λαμβάνεται υπόψιν.

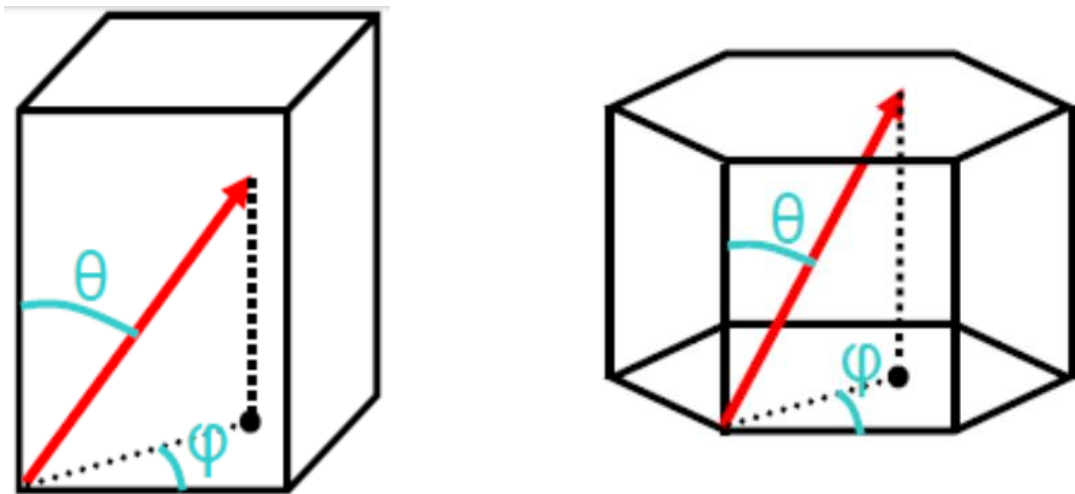
3.5.2 ΜΑΓΝΗΤΟΚΡΥΣΤΑΛΛΙΚΗ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑ ΤΕΤΡΑΓΩΝΙΚΟΥ ΚΑΙ ΕΞΑΓΩΝΙΚΟΥ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ

Σε εξαγωνικούς και τετραγωνικούς κρυστάλλους η ανισοτροπία έχει συναρτησιακή σχέση θ ως προς την γωνία που σχηματίζει η μαγνήτιση με τον c κρυσταλλογραφικό άξονα και ϕ με την γωνία που σχηματίζει η μαγνήτιση ως προς το κάθετο επίπεδο στον c κρυσταλλογραφικό άξονα παρουσιάζεται στην Εικόνα 3.4 [12].

Η ενέργεια ανά μονάδα όγκου για τετραγωνικό και εξαγωνικό πλέγμα πλέγματος δίνονται από τις εξισώσεις (3.14) και (3.15)

$$E = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K'_2 \sin^4 \theta \cos 4\phi \quad (3.14)$$

$$E = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + K'_3 \sin^6 \theta \cos^6 \phi \quad (3.15)$$

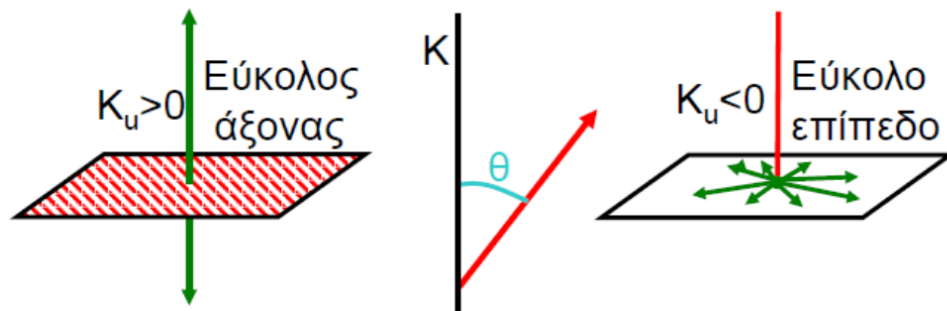


Εικόνα 3.4: Η εξάρτηση της μαγνήτισης με τους κρυσταλλογραφικούς άξονες σε εξαγωνικό και τετραγωνικό κρυσταλλικό πλέγμα[12].

3.5.3 ΟΜΟΑΞΟΝΙΚΗ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑ

Η πιο ενδιαφέρουσα περίπτωση παρατηρείται, στην περίπτωση που μπορούμε να λάβουμε υπόψιν μόνο τον πρώτο όρο της ανισοτροπίας. Αυτή είναι η ομοαξονική ανισοτροπία. Σε αυτήν την περίπτωση η πυκνότητα ενέργειας ε στην μονάδα του όγκου υπολογίζεται από την εξίσωση (3.16).

$$\varepsilon = K_u \sin^2 \theta \quad (3.16)$$

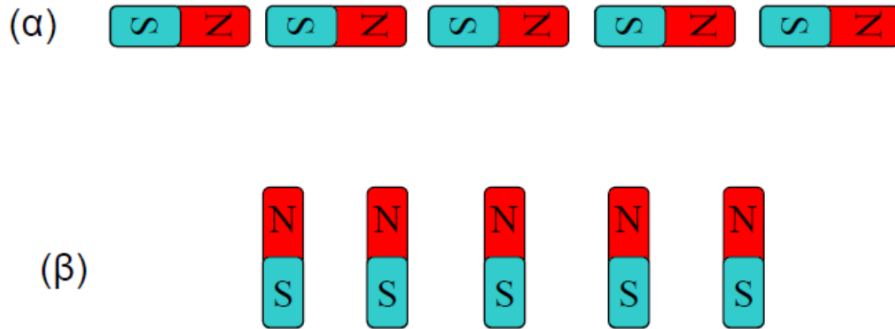


Εικόνα 3.5 Οι περιπτώσεις της ομοαξονικής ανισοτροπίας αναλόγως της τιμής της K_u [12]

Η τιμή που δύναται να λάβει το K_u μπορεί να είναι είτε θετική είτε αρνητική. Όταν η σταθερά της ανισοτροπίας K_u λαμβάνει θετικές τιμές μιλάμε για εύκολο άξονα μαγνήτισης, ενώ όταν λαμβάνει αρνητικές για εύκολο επίπεδο όπως φαίνεται στην Εικόνα 3.5 [12]. Στην περίπτωση του εύκολου επιπέδου, η ανισοτροπία δεν μπορεί να εμποδίσει την αντιστροφή της μαγνήτισης και να οδηγήσει στην εμφάνιση υψηλού συνεκτικού πεδίου.

3.5.4 ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑ ΣΧΗΜΑΤΟΣ

Οφείλεται στην εξάρτηση της μαγνητοστατικής ενέργειας από την διεύθυνση κατά την οποία το δείγμα μαγνητίζεται όταν το σχήμα δεν είναι σφαιρικά συμμετρικό, όπως φαίνεται στην Εικόνα 3.6 [12].



Εικόνα 3.6: Η απλούστερη εξήγηση της ανισοτροπίας σχήματος σε μια σειρά από μαγνητάκια που είναι είτε σε (α) σειρά διατεταγμένα είτε (β) παράλληλα μεταξύ τους[12].

Στην περίπτωση (β) όντας οι όμοιοι πόλοι εγγύτερα ο ένας στον άλλον έχουν μεγαλύτερη μαγνητοστατική ενέργεια σε σχέση με την περίπτωση (α) οπότε σύμφωνα με αυτά ένα δείγμα δύναται να μαγνητιστεί πιο εύκολα κατά μήκος των μακρύτερων διευθύνσεων. Η συνολική πυκνότητα ενέργειας δίνεται από την εξίσωση (3.17)

$$E_{ms} = \frac{1}{2} \mu_0 (N_x M_s^2 + N_y M_s^2 + N_z M_s^2) \quad (3.17)$$

με N_x, N_y, N_z οι παράγοντες απομαγνήτισης κατά μήκος των διευθύνσεων.

Επιπλέον, $N_x + N_y + N_z = 1$. Αν τώρα χρησιμοποιήσουμε μια έλλειψη με άξονες a,b,c όπου το a=b αυτομάτως θεωρούμε ότι το $N_x = N_y \neq N_z$ αν τώρα η μαγνήτιση σχηματίζει γωνία θ με τον άξονα z τότε θεωρούμε τα εξής $M_x = M_s \sin \theta$, $M_z = M_s \cos \theta$.

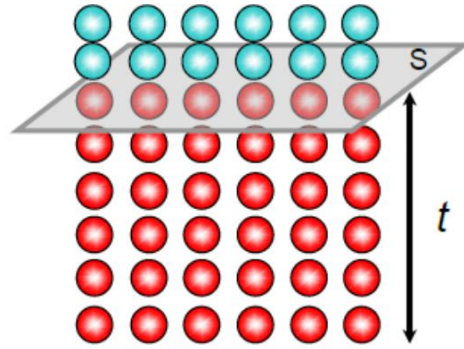
Επομένως η συνολική ενέργεια δίνεται από την εξίσωση (3.18)

$$E_{ms} = \frac{1}{2} \mu_0 N_z M_s^2 - \frac{1}{2} (N_x - N_z) \mu_0 M_s^2 \sin^2 \theta \quad (3.18)$$

Με την σταθερά ανισοτροπίας να ορίζεται ως $K_s = \frac{1}{2} (N_x - N_z) \mu_0 M_s^2 \sin^2 \theta$

3.5.5 ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΗ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑ

Πολλές φορές η ύπαρξης μιας μειούμενης συμμετρίας στην επιφάνεια ενός σιδηρομαγνητικού υλικού ή στην διεπιφάνεια μεταξύ διαφορετικών σιδηρομαγνητικών υλικών, μας οδηγεί στην ύπαρξη μιας ανισοτροπίας επιφανείας λόγω ύπαρξης διαφορετικού αριθμού εγγυτέρων γειτόνων στην επιφάνεια, όπως αυτό φαίνεται στην Εικόνα 3.7 [12]



Εικόνα 3.7: Η επιφανειακή ανισοτροπία σαν αποτέλεσμα της μειωμένης συμμετρίας στην διεπιφάνεια δύο διαφορετικών υλικών. Με S συμβολίζουμε το εμβαδόν της διεπιφάνειας και με t το πάχος μαγνητικού στρώματος[12]

Στην περίπτωση αυτή θα παρατηρηθεί μια φαινόμενη ομοαξονική ανισοτροπία K_u η οποία θα υπολογίζεται από την φαινομενολογική σχέση της εξίσωσης (3.19)

$$K_u = K_V + \frac{K_S}{t} \quad (3.19)$$

με t το πάχος του μαγνητικού στρώματος και K_S η ανισοτροπία σχήματος ενώ με K_V συμβολίζουμε την ανισοτροπία του συμπαγούς υλικού.

Από την εξίσωση (3.20) μπορούμε να σχεδιάσουμε το $K_u t$ σαν συνάρτηση του πάχους t.

$$K_u t = K_V t + K_S \quad (3.20)$$

Αυτή δίνει μια ευθεία της οποίας η κλίση σχετίζεται με την σταθερά K_V ενώ η τομή της με τον y-άξονα την σταθερά K_S . Στην περίπτωση που τα K_V και K_S έχουν διαφορετικό πρόσημο υπάρχει ένα κρίσιμο πάχος t_c που υπολογίζεται από την εξίσωση (3.21) για την οποία παρατηρείται η αλλαγή πρόσημου της K_u από κάθετη ανισοτροπία ($K_u > 0$) σε επίπεδη ($K_u < 0$).

$$t_c = -K_S / K_V \quad (3.21)$$

3.5.6 ΠΕΔΙΟ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑΣ

Το πεδίο ανισοτροπίας είναι ένα βασικό χαρακτηριστικό ενός υλικού [162] που εκφράζει το πεδίο που χρειάζεται για να απομακρύνουμε την μαγνήτιση από τον εύκολο άξονα και συμβολίζεται με H_K . Αναφέρεται ως ένα ‘πλασματικό’ ή φαινομενολογικό πεδίο, επειδή μιμείται την επίδραση της κρυσταλλικής ανισοτροπίας. Το συνεκτικό πεδίο ενός υλικού έχει μέγιστη τιμή, ίση με την τιμή του πεδίου ανισοτροπίας. Με άλλα λόγια το πεδίο ανισοτροπίας δίνεται από τη εξίσωση (3.22)

$$H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_s} \quad (3.22)$$

3.6 ΜΑΓΝΗΤΟΣΤΑΤΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ

Η μαγνητοστατική ενέργεια είναι η ιδιοενέργεια αλληλεπίδρασης των μαγνητικών ροπών του υλικού. Η κάθε μαγνητική ροπή μπορεί να θεωρηθεί και ως ένα μαγνητικό δίπολο. Το κάθε μαγνητικό δίπολο αλληλοεπιδρά με το γειτονικό του με αποτέλεσμα η μαγνητοστατική ενέργεια να αναφέρεται και ως ενέργεια διπόλου-διπόλου.

Θα πρέπει να τονισθεί στο εσωτερικό ενός ομοιόμορφα μαγνητισμένου σώματος δημιουργείται ένα πεδίο H_d με αντίρροπο από αυτό της μαγνήτισης που ονομάζεται πεδίο απομαγνήτισης και για απλά σχήματα εξαρτάται γραμμικά από την μαγνήτιση $\mathbf{H}_d = -N\mathbf{M}$, N ο παράγοντας απομαγνήτισης. Για 3 άξονες υλικού έχουμε N_x, N_y, N_z ενώ ισχύει συγχρόνως και $N_x + N_y + N_z = 1$. Οι αλληλεπιδράσεις λοιπόν μεταξύ των μαγνητικών διπόλων ευθύνονται για την δημιουργία του πεδίου απομαγνήτισης.

Η πυκνότητα ενέργειας στην μονάδα του όγκου δίνεται από την εξίσωση (3.23).

$$\epsilon_{mag} = \frac{1}{2} \mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d \quad (3.23)$$

Η συνολική μαγνητοστατική ενέργεια υπολογίζεται από την εξίσωση (3.24) εφόσον ολοκληρώσουμε την πυκνότητα μαγνητοστατικής ενέργειας σε όλον τον όγκο.

$$E_{mag} = \frac{1}{2} \mu_0 \int \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d dV \quad (3.24)$$

3.7 ΜΑΓΝΗΤΟΕΛΑΣΤΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ

Αυτός ο ενεργειακός όρος περιγράφει την αλληλεπίδραση μεταξύ των τάσεων του κρυσταλλικού πλέγματος και της μαγνήτισης. Όταν μια μηχανική τάση ασκείται πάνω σε ένα μαγνητικό υλικό, τότε προκαλούνται παραμορφώσεις στο κρυσταλλικό πλέγμα οι οποίες μπορούν να επηρεάσουν τα εντοπισμένα ηλεκτρόνια και να μεταβληθεί η διεύθυνση της μαγνήτισης.

Επίσης, είναι δυνατό να συμβεί το αντίστροφο, δηλαδή όταν ένα μαγνητικό πεδίο εφαρμόζεται σε τέτοια υλικά, η μαγνητική δύναμη στα ηλεκτρόνια μπορεί να μετατοπίσει τα άτομα στο κρυσταλλικό πλέγμα και να προκαλέσει τάσεις. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται μαγνητοσυστολή.

3.8 ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ DZIALOSHINSKII-MORIYA (DMI)

Είναι μια μορφή αντισυμμετρικής [163] αλληλεπίδρασης ανταλλαγής η οποία τείνει να προσανατολίσει τις γειτονικές μαγνητικές ροπές κάθετα την μια στην άλλη. Με την σειρά της η DMI σταθεροποιεί τα σκυρμιόνια [164]. Αυτή οιωνοί σωματίδια που μοιάζουν με φυσαλίδες μια εναλλακτική λύση τα τοιχώματα των σπιντρονικών εφαρμογών [165], [166]. Επιπλέον υπάρχει και σε υλικά χωρίς συμμετρία αντιστροφής ή όταν η συμμετρία της σπάει στη διεπιφάνεια.

3.9 ΔΥΝΑΜΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΤΗΣ ΜΙΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΘΕΩΡΙΑΣ

Στην παρούσα ενότητα θα παρουσιαστεί η δυναμική προσέγγιση του μικρομαγνητισμού, όπως αυτή εισάχθηκε από τους Landau-Lifshitz και συμπληρώθηκε από τον Gilbert στα μέσα της δεκαετίας του 1950. Η ελαχιστοποίηση της συνθήκης ενέργειας ορίζει την θεμελιώδη κατάσταση, ένα θέμα με το οποίο ασχολείται ο στατικός μικρομαγνητισμός.

Οι Landau-Lifshitz πρότειναν ότι η χρονική εξέλιξη της μαγνήτισης, μπορεί να περιγραφεί από την επίδραση ενός τοπικού δρώντος πεδίου πάνω στην μαγνήτιση. Αυτό το δρών πεδίο μπορεί να γραφεί ως η $1^{\text{η}}$ παράγωγος της συνολικής πυκνότητας ενέργειας ως προς την μαγνήτιση, όπως φαίνεται από την εξίσωση (3.25)

$$H_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial M} \quad (3.25)$$

Χωρίς την ύπαρξη μηχανισμών απόσβεσης, η μαγνήτιση μεταπίπτει γύρω από το δρών πεδίο ακολουθώντας την εξής εξίσωση κινήσεως, εξίσωση (26)

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (3.26)$$

απ' όπου μπορούμε να ορίσουμε την συχνότητα μεταπτώσεως (συχνότητα Larmor) ως $f = 28 \mu_0 H_{\text{eff}} \text{GHz/T}$, όπου μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού. Δηλαδή χωρίς κάποιο μηχανισμό απόσβεσης η διατήρηση της ενέργειας επιτρέπει αυτήν την μετάπτωση να συνεχίζεται επ'άπειρον. Στην πραγματικότητα όμως, η ενέργεια διαχέεται από διεγέρσεις διννορευμάτων και φωνονίων μέσω σύζευξης spin-πλέγματος.

Οι Landau-Lifshitz έλαβαν υπόψιν τους αυτήν την απόσβεση προσθέτοντας στην εξίσωση (26) μια φαινομενολογική ροπή, η οποία αποσβένει την μαγνήτιση γύρω από το δρών πεδίο. Επομένως η εξίσωση των Landau-Lifshitz μπορεί να ξαναγραφεί και να δοθεί από την εξίσωση (3.27)

$$\dot{\mathbf{m}} = \gamma_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \lambda \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \quad (3.27)$$

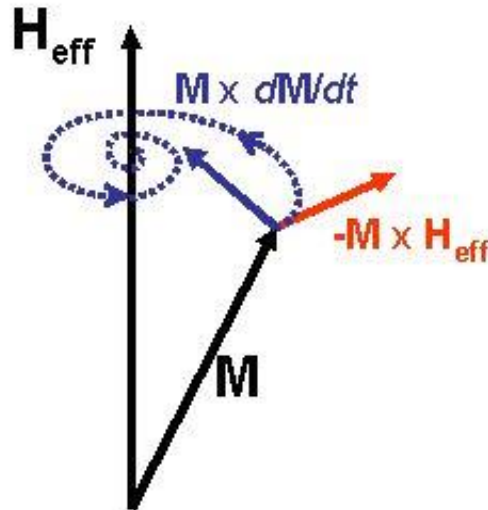
με $\mathbf{m}$ να είναι κανονικοποιημένη μορφή της μαγνήτισης που ορίζεται ως $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, M_s ονομάζεται μαγνήτιση κορεσμού και $\gamma_0 = 2.21 \cdot 10^5 \text{m/A}$.

Το 1955 ο Gilbert εισήγαγε μια διαφορετική προσέγγιση για να περιγράψει την απόσβεση. Φαινομενολογικά και ο Gilbert αλλά περισσότερο φυσικά διαισθητικά, υπέθεσε ότι η απόσβεση είναι ανάλογη της χρονικής παραγώγου της μαγνήτισης $\dot{\mathbf{m}}$ με σταθερά αναλογίας α . Υπολόγισε δε, ότι σε κράματα νικελίου-χάλυβα το $\alpha = 0.01$ ενώ λαμβάνει και υψηλές τιμές $\alpha = 0.3$ σε υλικά με κατακόρυφη ανισοτροπία. Η εξίσωση που κατέληξε είναι η εξίσωση (3.28)

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \alpha \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} \quad (3.28)$$

Στην Εικόνα 3.8 [167], όλοι οι όροι περιγράφονται διαισθητικά. Από την εξίσωση (3.27) ο 1^{ος} όρος περιγράφει την μετάπτωση της μαγνήτισης γύρω από το δρών πεδίο, ενώ ο 2^{ος} όρος περιγράφει την απόσβεση της μαγνήτισης γύρω από το δρών πεδίο. Έτσι όπως φαίνεται και στην Εικόνα 3.8 η τροχιά που διαγράφει η μαγνήτιση γύρω από το δρών πεδίο είναι σπειροειδούς μορφής.

Οι εξισώσεις (3.27), (3.28) να μην μοιάζουν να είναι διαφορετικές, αλλά στην πραγματικότητα ταυτίζονται αν στην εξίσωση (3.27) το λ , γ_0 αντικατασταθούν με $\frac{\alpha\gamma_0}{1+\alpha^2}$ και $\frac{\gamma_0}{1+\alpha^2}$ αντίστοιχα. Έτσι προκύπτει η καθιερωμένη πλέον εξίσωση Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG-equation).



Εικόνα 3.8 Η μετάπτωση της μαγνήτισης (κόκκινο) και ο όρος απόσβεσης (μπλε) στην εξίσωση Landau-Lifshitz-Gilbert[168].

3.10 ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΗ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ

Η εξίσωση Landau-Lifshitz-Gilbert της σχέσης (3.25) περιγράφει την δυναμική των μαγνητικών ροπών σε μηδενική θερμοκρασία. Όμως μας ενδιαφέρει η συμπεριφορά των μαγνητών σε πεπερασμένες θερμοκρασίες. Για να περιγραφεί με ακρίβεια η μαγνητική δυναμική θα πρέπει να λάβουμε υπόψιν και τις θερμικές διακυμάνσεις. Ο Brown [168], [169], ανέπτυξε την θεωρία για να συμπεριλάβει τις θερμικές διακυμάνσεις όταν διερεύνησε την θερμική αντιστροφή σωματιδίων μοναδικής περιοχής.

Το 1993 [170] ο Λυμπεράτος συνειδητοποίησε ότι αυτή η θεωρία μπορεί να εφαρμοσθεί στις μικρομαγνητικές προσομοιώσεις, όπως αυτές που βασίζονται σε μεθόδους πεπερασμένων διαφορών. Υιοθέτησε τις εξισώσεις Brown και επέκτεινε το δρών πεδίο των εξισώσεων Landau-Lifshitz-Gilbert, σε ένα στοχαστικό πεδίο που το ονόμασε θερμικό πεδίο. Το θερμικό πεδίο έχει τις παρακάτω ιδιότητες που περιγράφονται από το σύστημα εξισώσεων (3.29).

$$\langle H_{th} \rangle = 0$$

$$\langle H_{thi}(t)H_{thj}(t') \rangle = q\delta(t - t')\delta_{ij} \quad (3.29)$$

$$q = 2k_B Ta/M_S \gamma_0 \mu_0$$

ο συμβολισμός $\langle w \rangle$ συμβολίζει την χρονική μέση τιμή ενός μεγέθους w , ενώ ο συμβολισμός $\langle wr \rangle$ εκφράζει την συσχέτιση μεταξύ των 2 διαφορετικών μεγεθών w, r , όπου δ η συνάρτηση δέλτα του Ντιράκ, ενώ τα i, j οι καρτεσιανές συνιστώσες καρτεσιανού x, y, z . Η μέση τιμή του θερμικού πεδίου είναι μηδέν και είναι χωρικά και χρονικά ασυσχέτιστη. Με k_B συμβολίζουμε την σταθερά του Boltzmann, με T την απόλυτη θερμοκρασία και V τον όγκο όπου συμβαίνουν οι θερμικές διακυμάνσεις, a οι αποσβέσεις. Αριθμητικά, το θερμικό πεδίο περιλαμβάνεται στο δρών πεδίο υπολογιζόμενο από την εξίσωση (3.30).

$$H_{th} = n * \sqrt{2k_B Ta / \mu_0 M_S \gamma_0 V \Delta t} \quad (3.30)$$

όπου Δt το χρονικό διάστημα που απαιτείται για την ολοκλήρωση των μικρομαγνητικών εξισώσεων και n ένα διάνυσμα που περιέχει 3 συνιστώσες που προέρχονται από μια κανονική κατανομή μέσης τιμής 0 και τυπικής απόκλισης 1 [171].

Η εξίσωση (3.30) ορίζεται έτσι ώστε η επίδραση των θερμικών διακυμάνσεων να είναι ανεξάρτητη από την διακριτοποίηση του χώρου. Για παράδειγμα, αν χωρίσουμε τον όγκο σε δυο μικρότερους όγκους και συγκρίνουμε τις θερμικές διακυμάνσεις με εκείνες του συνολικού όγκου, θα έχουμε κατά μέσο όρο την ίδια συμπεριφορά. Η ίδια εξίσωση μας αποδεικνύει ότι το θερμικό πεδίο είναι αντιστρόφως ανάλογο της τετραγωνικής ρίζας του χρονικού διαστήματος Δt . Ομοίως με τους μεγάλους όγκους, όταν ο μέσος όρος υπολογίζεται για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα οι θερμικές διακυμάνσεις γίνονται μικρότερες. Ξανά, αυτή η αναλογικότητα προσδιορίζεται ώστε οι θερμικές διακυμάνσεις για μεγάλο χρονικό διάστημα να μην εξαρτώνται από την χρονική διακριτοποίηση στην προσομοίωση.

Οι θερμικές διακυμάνσεις που περιεγράφηκαν δρουν στις ίδιες χρονικές κλίμακες όπως οι άλλες μικρομαγνητικές ροπές δηλαδή στα picoseconds. Όμως όταν εξετάζουμε το σύνολο των νανοσωματιδίων, οι μακροσκοπικές μετρήσεις δεν είναι σε θέση να κατανοήσουν καμία από αυτές τις δυναμικές, καθώς υπολογίζονται σε κατά μέσο όρο σε πολλά σωματίδια μεγαλύτερης κλίμακας.

Μια εναλλακτική προσέγγιση, είναι να περιγράψουμε τα αποτελέσματα των θερμικών διακυμάνσεων ως διαδικασία θορύβου άλματος της μαγνητικής ροπής, δηλαδή θεωρώντας ότι η μαγνητική ροπή διαγράφει τμήματα μεταπτωτικής τροχιάς διακοπτόμενα από απότομες θερμικές μεταβολές [172] [173]. Επιπρόσθετα, βασιζόμενοι στο ενεργειακό τοπίο, για κάθε

κυψελίδα πεπερασμένων διαφορών, ο χρόνος αντιστροφής και η διεύθυνση της μαγνήτισης προσδιορίζονται στοχαστικά.

Τέλος κατασκευάζοντας την εξίσωση LLG η εξίσωση συνεχίζει να διατηρεί κανονικοποιημένη την μαγνήτιση. Θα πρέπει να τονισθεί ότι, κοντά στην θερμοκρασία Curie δεν είναι πλέον φυσικής προέλευσης. Για να ληφθούν υπόψιν τα φαινόμενα των θερμικών διακυμάνσεων, ένας όρος οποίος θα είναι κάθετος τόσο στον όρο της μετάπτωσης της μαγνήτισης όσο και στον όρο της απόσβεσης θα πρέπει να προστεθεί στην εξίσωση των LLG. Ο όρος αυτός περιγράφει τις μεταβολές στην κανονικοποίηση της μαγνήτισης και επιτρέπει την επέκταση του μικρομαγνητισμού κοντά η πάνω από την θερμοκρασία Curie. Οι εξισώσεις αυτές πλέον αναφέρονται ως Landau-Lifshitz-Bloch ή Landau-Lifshitz-Baryakhtar [174], [175].

3.11 ΜΙΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΠΡΟΣΜΟΙΩΣΕΙΣ

Εξαιτίας της πολυπλοκότητας των μικρομαγνητικών εξισώσεων, μόνο πολύ απλά προβλήματα μπορούν να αναλυθούν αναλυτικά. Ακόμα και με σημαντικές απλουστεύσεις, διαπιστώνει κανείς ότι η αναλυτική λύση είτε δεν υπάρχει, είτε δεν έχει πρακτικές εφαρμογές. Για να αντιμετωπίσουμε αυτές τις προκλήσεις, χρησιμοποιούμε τις μικρομαγνητικές προσομοιώσεις. Παρόλα αυτά όμως και από αυτήν την σκοπιά ο μικρομαγνητισμός αποτελεί μια πρόκληση για τους εξής λόγους.

- Η μαγνητοστατική ενέργεια είναι αποτέλεσμα αλληλεπιδράσεων μεγάλης εμβέλειας Σε αντίθεση με την ενέργεια ανισοτροπίας ή την ενέργεια αλληλεπίδρασης ανταλλαγής που είναι τοπικοί όροι ή αφορούν τους πλησιέστερους γείτονες, η μαγνητοστατική ενέργεια υπολογίζεται μεταξύ όλων των μαγνητικών ροπών του δείγματος.
- Οι μικροσκοπικές διακριτοποιήσεις είναι απαραίτητες, εξαιτίας των μικρών κλιμάκων μήκους όπου μεταβάλλεται η μαγνήτιση. Για να προσομοιώσουμε δείγμα μερικών μm, χρειάζονται ήδη εκατομμύρια κυψελίδες πεπερασμένων διαφορών.
- Η μαγνήτιση μεταβάλλεται σε πολύ μικρούς χρόνους στα όρια του femto ή των ps.

Οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις μπορούν να πραγματοποιηθούν με διαφορετικά λογισμικά ανοικτού κώδικα όπως το Vampire [176], Vinammax [177], μMag, Object Oriented Micromagnetic Framework (OOMMF) [178] FIDIMAG [179] και το MuMax3 [180]. Στην

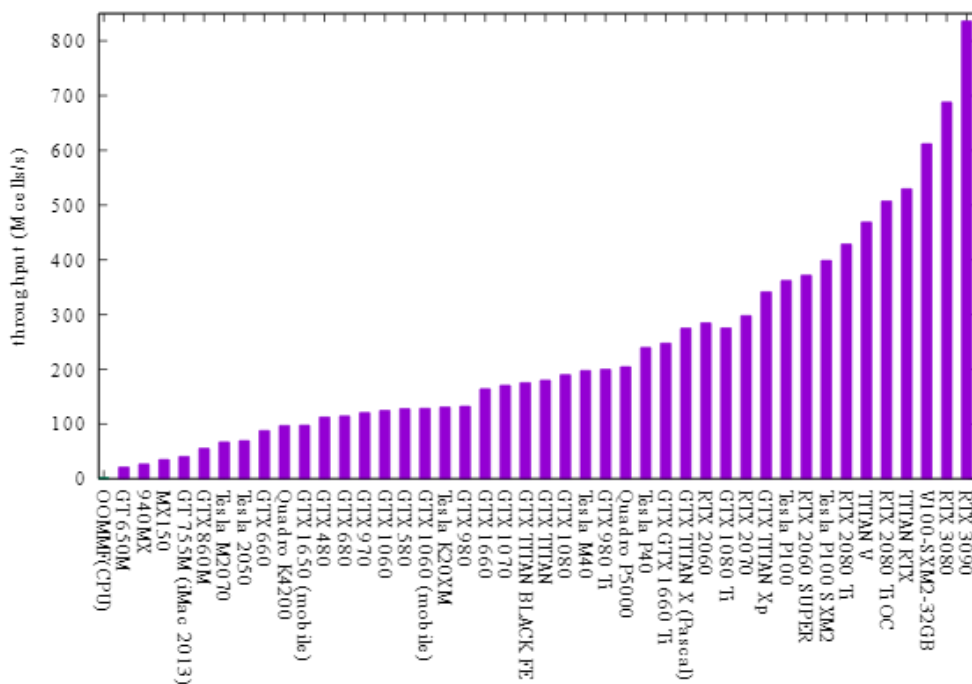
παρούσα διδακτορική διατριβή οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πραγματοποιούνται με την χρήση του MuMax3 το οποίο περιγράφεται εκτενώς παρακάτω.

3.12 MUMAX3

Το mumax3 είναι ένα γρήγορο πρόγραμμα μικρομαγνητικών προσομοιώσεων που εκμεταλλεύεται τις δυνατότητες των καρτών γραφικών. Το λογισμικό αυτό επιλύει την εξαρτωμένη από το χρόνο και τον χώρο εξέλιξη της μαγνήτισης σε σιδηρομαγνήτες, των οποίων το μέγεθός τους κυμαίνεται μεταξύ των nm και των μm , χρησιμοποιώντας την μέθοδο της διακριτοποίησης των πεπερασμένων διαφορών.

Επιπρόσθετα, το mumax3 έχει χαμηλές απαιτήσεις μνήμης και σε συνδυασμό με τα σύγχρονα υπολογιστικά συστήματα χαμηλού κόστους απόκτησης και υψηλών επιδόσεων, μας επιτρέπουν την εκτέλεση προσομοιώσεων σε περιορισμένο χρόνο και με μικρό κόστος. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι, το Mumax3 είναι ένα λογισμικό ανοικτού κώδικα γραμμένο σε γλώσσα CUDA [181] και GO [182] και διατίθεται με ελεύθερη άδεια χρήσεως GPLv3.0 στην διεύθυνση <https://mumax.github.io/>. Στην παραπάνω διεύθυνση μπορούμε να λάβουμε και παραδείγματα για την σωστή δομή του εκτελέσιμου αρχείου μικρομαγνητικών προσομοιώσεων καθώς και τι μπορούμε να υπολογίσουμε. Το mumax3 ως λογισμικό προσομοίωσης είναι συμβατό αποκλειστικά με τις κάρτες γραφικών της Nvidia μεγέθους τουλάχιστον 2Gb και λειτουργεί είτε με Windows είτε με Linux. Στην Εικόνα 3.9 [183]

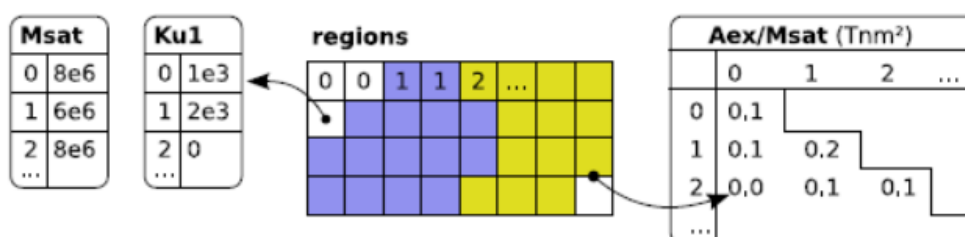
βλέπουμε πόσο ποιο ακριβής γίνεται μια προσομοίωση βάση της κάρτας γραφικών σε σχέση με την προσπέλαση των κυψελίδων ανά δευτερόλεπτο κατά την διάρκεια της προσομοίωσης.



Εικόνα 3.9: Πόσα εκατομμύρια κυψελίδες προπσελόνται κατά την διάρκεια της προσομοίωσης ανάλογα με το μέγεθος της κάρτας γραφικών[184]

3.12.1 Η ΧΡΗΣΙΜΟΤΗΤΑ ΤΟΥ MUMAX3

Όσον αφορά τον σχεδιασμό του, το mumax3 χρησιμοποιεί όπως ήδη έχουμε αναφέρει την διακριτοποίηση πεπερασμένων διαφορών του χώρου, χρησιμοποιώντας πλέγματα είτε δυο είτε τριών διαστάσεων ορθορομβικών κυψελίδων. Επιπρόσθετα ποσότητες όγκου, όπως η μαγνήτιση και το δρων πεδίο, εξετάζονται στο κέντρο κάθε κυψελίδας, όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε από την Εικόνα 3.10 [184]. Αντίθετα, οι ποσότητες σύζευξης, όπως η ισχύς ανταλλαγής λαμβάνονται στις πλευρές της κάθε κυψελίδας.



Εικόνα 3.10: Σε κάθε κυψελίδα προσομοίωσης αποδίδεται ένας δείκτης περιοχής που αντιπροσωπεύει το είδος του υλικού της κυψελίδας. Οι παράμετροι του υλικού, όπως η μαγνήτιση κορεσμού Msat, οι σταθερές ανισοτροπίας, κ.λπ. αποθηκεύονται σε πίνακες αναζήτησης 1D με δεικτοδότηση από τον δείκτη περιοχής. Οι παράμετροι σύζευξης, όπως η ισχύς ανταλλαγής, αποθηκεύονται σε έναν δισδιάστατο κάτω τριγωνικό πίνακα με δείκτες δύο γειτονικών περιοχών ενός στοιχείου[185]

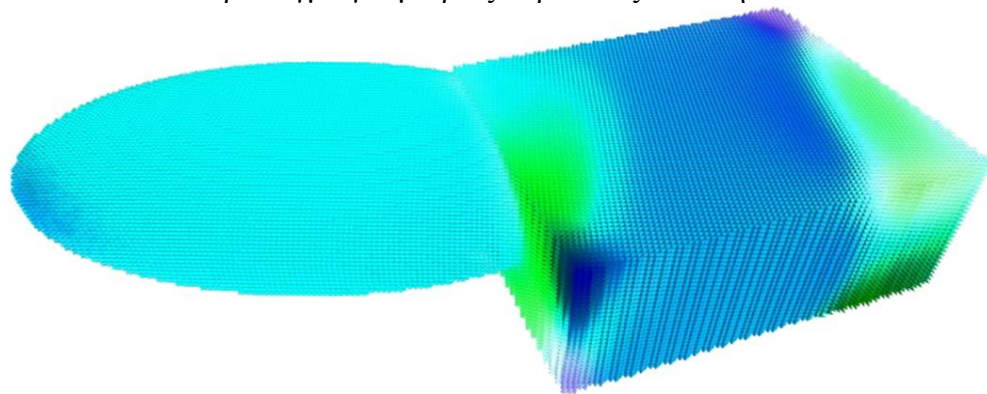
Προκειμένου να εξοικονομηθεί μνήμη, οι χωρικά εξαρτώμενες παράμετροι του υλικού δεν αποθηκεύονται αποκλειστικά ανά κυψελίδα. Αντ' αυτού, σε κάθε κυψελίδα αποδίδεται ένας δείκτης περιοχής μεταξύ 0 και 256. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι διαφορετικοί δείκτες περιοχής αντιπροσωπεύουν διαφορετικά υλικά. Οι πραγματικές παράμετροι του υλικού αποθηκεύονται σε πίνακες αναζήτησης 256 στοιχείων, με δεικτοδότηση από τον δείκτη περιοχής της κάθε κυψελίδας.

Οι παράμετροι σύζευξης όπως η ισχύς ανταλλαγής, αποθηκεύονται σε έναν τριγωνικό πίνακα, ο οποίος δεικτοδοτείται από τους αριθμούς των περιοχών των δύο αλληλοεπιδρώντων κυψελίδων. Αυτό επιτρέπει την αυθαίρετη σύζευξη ανταλλαγής μεταξύ όλων των υλικών.

Εκτός από τη χωρική εξάρτηση κατά περιοχή, οι παράμετροι του υλικού σε κάθε περιοχή μπορεί να εξαρτώνται από το χρόνο και δίνονται από μια αυθαίρετη συνάρτηση του χρόνου ανά περιοχή.

Διεγέρσεις όπως το εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο ή η πυκνότητα ηλεκτρικού ρεύματος, μπορούν να ρυθμιστούν κατά περιοχή και χρονική διάρκεια με τον ίδιο τρόπο όπως και οι παράμετροι του υλικού. Επιπλέον, μπορούν να έχουν έναν αυθαίρετο αριθμό πρόσθετων όρων της μορφής $f(t) \times g(x, y, z)$, όπου $f(t)$ είναι οποιαδήποτε χρονική συνάρτηση πολλαπλασιασμένη με ένα συνεχώς μεταβαλλόμενο χωρικό προφίλ $g(x, y, z)$. Αυτό επιτρέπει τη μοντελοποίηση ομαλών διεγέρσεων που εξαρτώνται τόσο από το χρόνο όσο και από το χώρο, όπως π.χ. το πεδίο RF μιας κεραίας ή ένα ηλεκτρικό ρεύμα εναλλασσόμενης έντασης AC.

Όσον αφορά την γεωμετρία, το mumax3 χρησιμοποιεί Constructive Solid Geometry για να καθορίσει το σχήμα του μαγνήτη και τις περιοχές του υλικού εντός αυτού. Κάθε σχήμα αναπαρίσταται από μια συνάρτηση $f(x, y, z)$ που επιστρέφει true όταν τα στοιχεία (x, y, z) βρίσκονται εντός του σχήματος και false σε κάθε άλλη περίπτωση. Για παράδειγμα, μια σφαίρα αναπαρίσταται από τη συνάρτηση $x^2 + y^2 + z^2 \leq r^2$. Τα σχήματα μπορούν να περιστραφούν, να μεταφερθούν, να κλιμακωθούν και να συνδυαστούν μαζί με boolean πράξεις όπως AND, OR, XOR. Αυτό επιτρέπει τον ορισμό πολύπλοκων, παραμετρικών γεωμετριών προγραμματιστικά. Ένα παράδειγμα γεωμετρίας παρουσιάζεται στην Εικόνα 3.11.



Εικόνα 3.11: Γεωμετρία που προκύπτει από τον λογικό συνδυασμό ενός ελλειψοειδούς και ενός περιστρεφόμενου κυβοειδούς. Τα ανύσματα απεικονίζουν την κατεύθυνση μαγνήτισης σε αυτό το σύνθετο σχήμα.[185]

Παρακάτω δίνεται στην Εικόνα 3.15 ένα script παραδείγματος μικρομαγνητικών προσομοιώσεων. Η δομή του script είναι σημαντική ώστε να λάβουμε τα απαιτούμενα αποτελέσματα από την επίλυση των μικρομαγνητικών προσομοιώσεων. Τα δεδομένα του mumax3 χρησιμοποιούν τη μορφή δεδομένων «OVF» του OOMMF για την εισαγωγή και την εξαγωγή όλων των εξαρτώμενων από το χώρο μεγεθών. Αυτό επιτρέπει την αξιοποίηση των υφιστάμενων εργαλείων. Επιπλέον, παρέχεται ένα εργαλείο για τη μετατροπή της εξόδου σε

διάφορες άλλες μορφές δεδομένων, όπως το VTK του paraview[185] το gnuplot14 [186] οι τιμές διαχωρισμένες με κόμμα (CSV), JSON συμβατό με την Python, και σε μορφές εικόνας όπως PNG, JPG και GIF. Τέλος, η έξοδος είναι συμβατή με το λογισμικό τρισδιάστατης απεικόνισης Muvview στο οποίο συνείσφερε ο Graham Rowlands προκειμένου να αναπτυχθεί [187].

Οι βιβλιοθήκες που χρησιμοποιούνται από το mumax3 καλούνται απευθείας από την γλώσσα GO. Με αυτόν τον τρόπο, χρησιμοποιώντας την πλήρη γλώσσα καθώς και της βιβλιοθήκες της GO μπορεί να αξιοποιηθεί για πιο ισχυρή διαδικασία επεξεργασίας εισόδου και εξόδου από την ενσωματωμένο scripting. Επιπλέον το mumax3 μπορεί να υπολογίσει web based HTML5 του χρήστη. Θα πρέπει ακόμα να προσθέσουμε, ότι οι προσομοιώσεις μπορούν να πραγματοποιηθούν μέσω του WEB GUI του mumax3. Σε κάθε πάντως περίπτωση, το αρχείο εισόδου αντιστοιχίζεται στα κλικ του χρήστη από τον οποίο δημιουργήθηκε και μπορεί να χρησιμοποιηθεί αργότερα αν θέλουμε να επαναλάβουμε την προσομοίωση σε αυτοματοποιημένη ρουτίνα.

3.12.2 ΤΙ ΥΠΟΛΟΓΙΖΕΙ ΤΟ MUMAX3

Το mumax3 κατά κύριο λόγο χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό των διαφορετικών όρων της δυναμικής προσέγγισης του μικρομαγνητισμού. Το mumax3 είναι ένα χρήσιμο εργαλείο το οποίο μπορεί να υπολογίσει την μεταβολή της του μοναδιαίου ανύσματος της ανηγμένης μαγνήτισης $\mathbf{m}(\mathbf{r},t)$. Η χρονική παράγωγος αυτής της ανηγμένης μαγνήτισης ισούται με την ροπή στρέψης $\boldsymbol{\tau}$ (1/s) όπως περιγράφεται από την εξίσωση (3.31)

$$\boldsymbol{\tau} = \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \quad (3.31)$$

Η ροπή στρέψης που περιγράφεται από αυτήν την εξίσωση (3.31) έχει τρεις συνεισφορές οι οποίες η καθεμία θα περιγραφεί ξεχωριστά και αυτές είναι:

- Ροπή Landau-Lifshitz $\boldsymbol{\tau}_{LL}$
- Ροπή μεταφοράς spin Zhang-Li $\boldsymbol{\tau}_{ZL}$
- Ροπή μεταφοράς spin Slonczewski $\boldsymbol{\tau}_{SL}$

Κάθε μια από αυτές τις συνεισφορές στην ροπή αναλύεται παρακάτω.

3.12.3 ΡΟΠΗ LANDAU-LIFSHITZ τ_{LL}

Το Mumax3 χρησιμοποιεί την εξίσωση (3.32) για τον προσδιορισμό της ροπής Landau-Lifshitz τ_{LL} [188], [189].

$$\tau_{LL} = \gamma_{LL} \frac{1}{(1+a^2)} \left(\mathbf{m} \times \mathbf{B}_{eff} + a \left(\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{B}_{eff}) \right) \right) \quad (3.32)$$

με γ_{LL} ο γυρομαγνητικός λόγος σε (rad/Ts), με a η αδιάστατη σταθερά απόσβεσης του Gilbert, ενώ με $\mathbf{B}_{eff}$ είναι το δρών πεδίο. Η προεπιλεγμένη τιμή του γυρομαγνητικού λόγου γ_{LL} μπορεί να παρακαμφθεί από τον χρήστη. Η ροπή όπως παρατηρούμε και από την εξίσωση (3.32) έχει εξάρτηση από ένα πεδίο που ονομάζεται δρών πεδίο. Σε αυτό το δρών πεδίο υπάρχουν κάποιες συνεισφορές, οι οποίες είναι

- Εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο $\mathbf{B}_{ext}$
- Πεδίο απομαγνήτισης $\mathbf{B}_{demag}$
- Πεδίο ανταλλαγής Heisenberg $\mathbf{B}_{exch}$
- Πεδίο ανταλλαγής Dzyaloshinskii-Moriya $\mathbf{B}_{dm}$
- Πεδίο μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας $\mathbf{B}_{anis}$
- Θερμικό πεδίο $\mathbf{B}_{th}$

3.12.4 ΡΟΠΗ SPIN ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ZHANG-LI τ_{ZL}

Το mumax3 περιέχει τον όρο της ροπής μεταφοράς Zhang-Li [190] τ_{ZL} , η οποία ροπή εφαρμόζεται όταν το ηλεκτρικό ρεύμα διαρρέει περισσότερα του ενός στρώματος κυψελίδων. Η εξίσωση (3.33) είναι αυτή που υπολογίζει την συγκεκριμένη ροπή.

$$\tau_{ZL} = \frac{1}{1+a^2} \left((1 + \xi a) \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times (\mathbf{u} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{m}) + (\xi - a) \mathbf{m} \times (\mathbf{u} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{m} \right) \quad (3.33)$$

με

$$\mathbf{u} = \frac{\mu_B \mu_0}{2e\gamma_0 B_s a t (1+\xi^2)} \mathbf{j}$$

$\mathbf{j}$: η πυκνότητα ρεύματος

ξ : ο βαθμός μη-αδιαβατικής μεταβολής

μ_B : μαγνητόνη Bohr

μ_0 : μαγνητική διαπερατότητα

$\mathbf{B}_{sat}$: πεδίο κορεσμού

3.12.5 ΡΟΠΗ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ SPIN SLONCZEWSKI

Το mumax3 υπολογίζει έναν όρο ροπής στρέψης σύμφωνα με τους υπολογισμούς του Slonczewski [191], [192] που μετατρέπεται σε φορμαλισμό Landau-Lifshitz στις εξισώσεις (3.34).

$$\tau_{SL} = \beta \frac{\varepsilon - \alpha \varepsilon'}{1 + \alpha^2} (\mathbf{m} \times (\mathbf{m}_P \times \mathbf{m})) - \beta \frac{\varepsilon' - \varepsilon \alpha}{1 + \alpha^2} \mathbf{m} \times \mathbf{m}_P \quad (3.34)$$

$$\text{με } \beta = \frac{J_z \hbar}{e d M_s}, \quad \varepsilon = \frac{\Lambda^2 P(r, t)}{(\Lambda^2 + 1) + (\Lambda^2 - 1)(\mathbf{m} \cdot \mathbf{m}_P)}$$

με $\mathbf{J}_z$ η πυκνότητα ρεύματος κατά τον z-άξονα, d το πάχος του ελεύθερου στρώματος, $\mathbf{P}$ η πόλωση των σπιν, Λ η σταθερά του Slonczewski, ε' η δευτερεύουσα παράμετρος ροπής σπιν, με $\mathbf{m}_P$ η μαγνήτιση του σταθερού στρώματος.

Το mumax3 μοντελοποιεί αποκλειστικά και μόνο την μαγνήτιση του ελεύθερου στρώματος. Το σταθερό στρώμα το διαχειριζόμαστε με τον ίδιο τρόπο όπως τις παραμέτρους του υλικού και το θεωρούμε ότι βρίσκεται πάντα πάνω από το ελεύθερο στρώμα. Τα σκεδαζόμενα πεδία του σταθερού στρώματος δεν τα λαμβάνουμε αυτόματα υπόψιν, αλλά μπορούν να υπολογιστούν από πριν από τον χρήστη και να προστεθούν ως όροι χωρικά εξαρτώμενων εξωτερικών πεδίων.

3.12.6 ΜΑΓΝΗΤΟΣΤΑΤΙΚΟ ΠΕΔΙΟ

Μέσω διακριτοποίησης πεπερασμένων διαφορών το μαγνητοστατικό πεδίο υπολογίζεται ως μια διακριτή συνέλιξη της μαγνήτισης με ένα πυρήνα απομαγνήτισης $\hat{K}$ σύμφωνα με την εξίσωση (3.35)

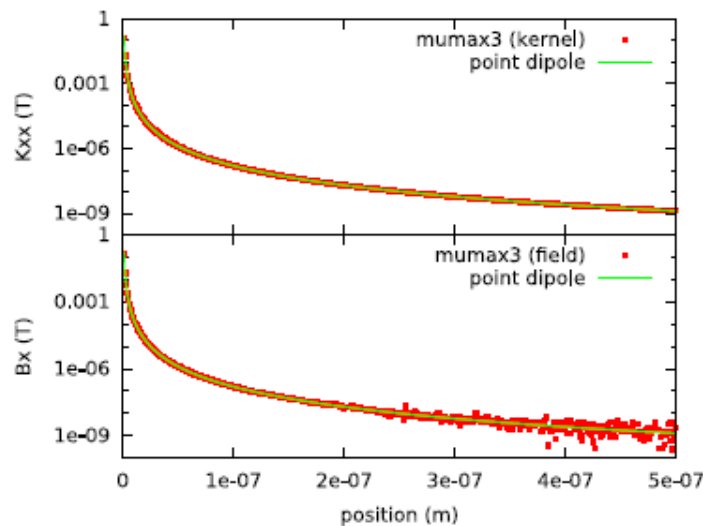
$$\mathbf{B}_{dem, i} = \hat{K}_{ij} \cdot \mathbf{M}_j \quad (3.35)$$

όπου $\mathbf{M} = M_{sat} \mathbf{m}$ είναι η μη-κανονικοποιημένη μαγνήτιση σε (A/m) και M_{sat} η μαγνήτιση κόρου. Το $\mathbf{m}$ είναι όπως αναφέρθηκε το μοναδιαίο διάνυσμα της ανηγμένης μαγνήτισης

Αυτός ο υπολογισμός επιταχύνεται με χρήση FFT σύμφωνα με το θεώρημα της συνέλιξης. Η πυκνότητα ενέργειας υπολογίζεται από την εξίσωση (3.36)

$$\varepsilon_{dem} = \frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{dem} \quad (3.36)$$

Για να κατασκευάσουμε τον πυρήνα απομαγνήτισης $\hat{K}$, θεωρούμε ότι η μαγνήτιση είναι σταθερή [193] μέσα στον όγκο της κάθε κυψελίδας και υπολογίζουμε τον μέσο όρο του πεδίου απομαγνήτισης όλων των κυψελίδων του δείγματος. Ο προσδιορισμός του πυρήνα απομαγνήτισης περιγράφεται ικανοποιητικά από το [185] μέσω της εξίσωσης (3.35). Η ολοκλήρωση γίνεται αριθμητικά ενώ ο αριθμός των σημείων ολοκλήρωσης επιλέγεται αυτόματα, σύμφωνα με την απόσταση μεταξύ των κυψελίδων πηγής και του προορισμού των και το λόγο των διαστάσεων τους. Ο πυρήνας αρχικοποιείται στην CPU με διπλή ακρίβεια και κόβεται σε μονή ακρίβεια πριν την μεταφορά του στην GPU. Οι κατοπτρικές συμμετρίες και τα μηδενικά σημεία του πυρήνα αξιοποιούνται με σκοπό τη μείωση του χρόνου αποθήκευσης και αρχικοποίησης. Αποτέλεσμα αυτού είναι η μείωση της μνήμης κατά 9 ή 12 φορές για δυσδιάστατες ή τρισδιάστατες προσομοιώσεις αντίστοιχα. Η μικρής εμβέλειας ακρίβεια του πυρήνα K μπορεί να ελεγχθεί υπολογίζοντας τους παράγοντες απομαγνήτισης ενός ομοιόμορφα μαγνητισμένου κύβου, του οποίου όπως είναι γνωστό είναι $-1/3$ για κάθε διεύθυνση. Ο κύβος διακριτοποιήθηκε σε κυψελίδες με μεταβαλλόμενο λόγο διαστάσεων για να δοθεί έμφαση στην μέθοδο της αριθμητικής ολοκλήρωσης. Χρησιμοποιήθηκε ο μικρότερος δυνατός αριθμός κυψελίδων για να εξασφαλιστεί ότι το μικρής εμβέλειας πεδίο να έχει μέγιστη συνεισφορά. Η μεγάλης εμβέλειας ακρίβεια της μαγνητοστατικής συνέλιξης υπολογίζεται συγκρίνοντας τον πυρήνα και το πεδίο απομαγνήτισης μιας μοναδικής μαγνητισμένης κυψελίδας με το αντίστοιχο σημειακό δίπολο.



Εικόνα 3.12: (Πάνω γραφική) στοιχείο πυρήνα K_{xx} και B_x μοναδικά μαγνητισμένης κυψελίδας, ($1\text{nm}^3 B_{\text{sat}} = 1\text{ T}$) (κάτω γραφική) κατά μήκος του άξονα x (κυψελίδα 1nm) συγκρινόμενο με το αντίστοιχο πεδίο των διπόλων.[185].

Τα πεδία αυτά παρουσιάζονται ικανοποιητικά από την Εικόνα 3.12 παρουσιάζουν την ικανοποιητική ακρίβεια μεγάλη εμβέλειας του πυρήνα, αποδεικνύοντας την ακριβή αριθμητική ολοκλήρωση σε αυτό το εύρος. Το πεδίο που προκύπτει λαμβάνεται από την συνέλιξη μιας μοναδικά μαγνητισμένης κυψελίδας $\mathbf{B}_{sat}=1\text{T}$ με τον πυρήνα, θα είναι ακριβής μέχρι $0.01\mu\text{T}$ που αντιστοιχίζεται στο κατώτερο όριο θορύβου που εισάγεται από την FFT.

Στο mumax3 μπορούν προαιρετικά να τεθούν περιοδικές συνοριακές συνθήκες (PBC) σε κάθε διεύθυνση. Η χρήση των PBC υπονοεί αναδίπλωση της μαγνήτισης κατά μήκος των αντίστοιχων διευθύνσεων η οποία γίνεται αισθητή λόγω της ύπαρξης, αλληλεπιδράσεων όπως η ανταλλαγή. Μια λιγότερο τετριμμένη υπολογιστικά επίπτωση είναι ότι το μαγνητοστατικό πεδίο των επαναλαμβανόμενων αντιγράφων της μαγνήτισης θα πρέπει να προστεθεί στο $\mathbf{B}_{dem}$.

Σε αντίθεση με την χρήση των PBCs στο [194] OOMMF το mumax3 μπορεί να χρησιμοποιήσει την λεγόμενη προσέγγιση μακρογεωμετρίας [195] [196], όπου ένας πεπερασμένος (συνήθως μεγάλος) αριθμός των περιοδικών εικόνων λαμβάνονται υπόψιν και αυτός ο αριθμός επιλέγεται ελεύθερα σε κάθε διεύθυνση. Η εντολή του mumax3 setPBC(P_x , P_y , P_z) επιτρέπει πρόσθετα αντίγραφα P_x , P_y , P_z σε κάθε πλευρά του πλαισίου προσομοίωσης με την προϋπόθεση ότι P_i είναι αρκετά μεγάλο. για να ελεγχθεί το υπολογιζόμενο με τις PBC μαγνητοστατικό πεδίο, υπολογίζουμε τους τανυστές απομαγνήτισης ενός λεπτού υμενίου και μιας μακριάς ράβδου με 2 διαφορετικούς τρόπους. Ο ένας τρόπος είναι με ένα μεγάλο πλέγμα χωρίς PBC, ενώ ο άλλος είναι με ένα μικρό πλέγμα με PBC ισοδύναμο με το μεγάλο. ένα πλέγμα (N_x , N_y , N_z) με PBC(P_x , P_y , P_z) θα πρέπει να αντιστοιχηθεί σε ένα πλέγμα ($2N_xP_x$, $2N_yP_y$, $2N_zP_z$) χωρίς PBC.

3.12.7 ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΑΝΤΑΛΛΑΓΗΣ HEISENBERG

Το δρών πεδίο ανταλλαγής εξαιτίας των αλληλεπιδράσεων ανταλλαγής Heisenberg [197] δίνεται από την εξίσωση (3.37)

$$B_{exch} = \frac{2A_{ex}}{M_s} \Delta \mathbf{m} \quad (3.37)$$

Αν θεωρήσουμε ότι έχουμε 6-εγγυτέρους γείτονες οι οποίοι αποκλίνουν ελάχιστα γωνιακά μεταξύ τους η εξίσωση (37) μετατρέπεται στην εξίσωση (3.38)

$$B_{exch} = \frac{2A_{ex}}{M_s} \sum_i \frac{(m_i - m)}{\Delta i^2} \quad (3.38)$$

Με i να κυμαίνεται μεταξύ των 6 πλησιέστερων γειτόνων της κεντρικής κυβικής κυψελίδας με μαγνήτιση $\mathbf{m}$, Δί να είναι το μέγεθος στην αντίστοιχη διεύθυνση. Στο σύνορο του μαγνήτη μπορεί μερικές από τις γειτονικές μαγνητίσεις $\mathbf{m}_i$ να εκλείπουν. Έτσι σε αυτήν την περίπτωση, χρησιμοποιούμε την τιμή της κυψελίδας $\mathbf{m}$ αντί της $\mathbf{m}_i$ που είναι ισοδύναμη του προβλήματος συνοριακών τιμών κατά Neumann [198] [199].

Στο mumax3 μπορούμε επιπλέον να αντιμετωπίσουμε το πρόβλημα τις ανταλλαγής μεταξύ περιοχών με διαφορετικές παραμέτρους. Η ανταλλαγή αλληλεπίδρασης μεταξύ διαφορετικών υλικών απαιτεί ιδιαίτερη προσοχή. Η εξίσωση (3.38) μετατρέπεται στην εξίσωση (39)

$$\mathbf{B}_{exch} = 2S \frac{\frac{Aex_1}{Ms_1} \frac{Aex_2}{Ms_2}}{\frac{Aex_1}{Ms_1} + \frac{Aex_2}{Ms_2}} * \sum_i \frac{(m_i - m)}{\Delta i^2} \quad (3.39)$$

Από την εξίσωση (39) ορίζουμε ένα αυθαίρετο συντελεστή S οποίος ορίζεται ως συντελεστής κλιμάκωσης και χρησιμοποιείται για να μεταβάλλει την σύζευξη ανταλλαγής, μεταξύ των περιοχών. Για παράδειγμα όταν έχουμε αντισιδηρομαγνητική σύζευξη RKKY ή σύζευξη μέσω της διεπιφάνειας διαφορετικών κόκκων. Από την εξίσωση (3.39) και (3.37) μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η πυκνότητα ενέργειας υπολογίζεται από την εξίσωση (3.40)

$$\varepsilon = A_{ex}(\nabla \cdot \mathbf{m})^2 = \frac{1}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_{exch} \quad (3.40)$$

3.12.8 ΘΕΡΜΙΚΕΣ ΔΙΑΚΥΜΑΝΣΕΙΣ

Το mumax3 μοντελοποιεί μια πεπερασμένη θερμοκρασία μέσω ενός κυμαινόμενου πεδίου. Το πεδίο αυτό ονομάζεται θερμικό και υπολογίζεται από την εξίσωση (3.41) σύμφωνα με το Brown [200].

$$\mathbf{B}_{th} = n(step) \sqrt{\frac{2\mu_0 a k_b T}{B_s \gamma_{LL} \Delta t \Delta V}} \quad (3.41)$$

με a η σταθερά απόσβεσης, k_b σταθερά Boltzmann, T η θερμοκρασία B_s η μαγνητική επαγωγή κορεσμού (δηλ. η μαγνήτιση κόρου εκφρασμένη σε T) και γ_{LL} ο γυρομαγνητικός λόγος ($1/T_s$), με ΔV ο όγκος της κυψελίδα, Δt το χρονικό βήμα και $n(step)$ τυχαίο διάνυσμα του οποίου η τιμή μεταβάλλεται για κάθε χρονική στιγμή και ακολουθεί από την στάνταρντ κανονική κατανομή.

Εφόσον το B_{th} αλλάζει τυχαία με την κάθε μεταβολή του χρονικού διαστήματος, ο επιλυτής του mumax3 (Euler-Heunn) δεν απαιτεί την συνέχεια της ροπής μεταξύ των βημάτων. Παρουσία θερμικών διακυμάνσεων θέτουμε το χρονικό βήμα Δt είναι σταθερό. Για την πιστοποίηση συγκρίνουμε με το θεωρητικό αποτέλεσμα στο όριο υψηλού ενεργειακού φραγμού συγκρίσιμο με τις θερμικές διακυμάνσεις η συχνότητα αντιστροφής [201] υπολογίζεται από την εξίσωση (3.42)

$$f = \gamma_{LL} \frac{\alpha}{1+\alpha^2} \sqrt{\frac{8K^3 V}{2\pi M_s^2 k_B T}} e^{\frac{-KV}{k_B T}} \quad (3.42)$$

με K η σταθερά ομοαξονικής ανισοτροπίας, M_s μαγνήτιση κορεσμού.

3.12.9 ΜΑΓΝΗΤΟΚΡΥΣΤΑΛΛΙΚΗ ΑΝΙΣΟΤΡΟΠΙΑ

Το mumax3 εξασφαλίζει ομοαξονική μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία με τη μορφή όρων ενός δρώντος πεδίου από την εξίσωση (3.43)

$$B_{anis} = \frac{2K_{u1}}{B_s} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{m}) \cdot \mathbf{u} + \frac{4K_{u2}}{B_s} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{m})^3 \cdot \mathbf{u} \quad (3.43)$$

όπου τα K_{u1}, K_{u2} είναι ο πρώτος και ο δεύτερος όρος της ομοαξονικής ανισοτροπίας $\mathbf{u}$ το διάνυσμα θέσης της ανισοτροπίας και $\mathbf{m}$ το διάνυσμα της ανηγμένης μαγνήτισης. έτσι μπορούμε να προσδιορίσουμε την πυκνότητα ενέργειας από την εξίσωση (3.44)

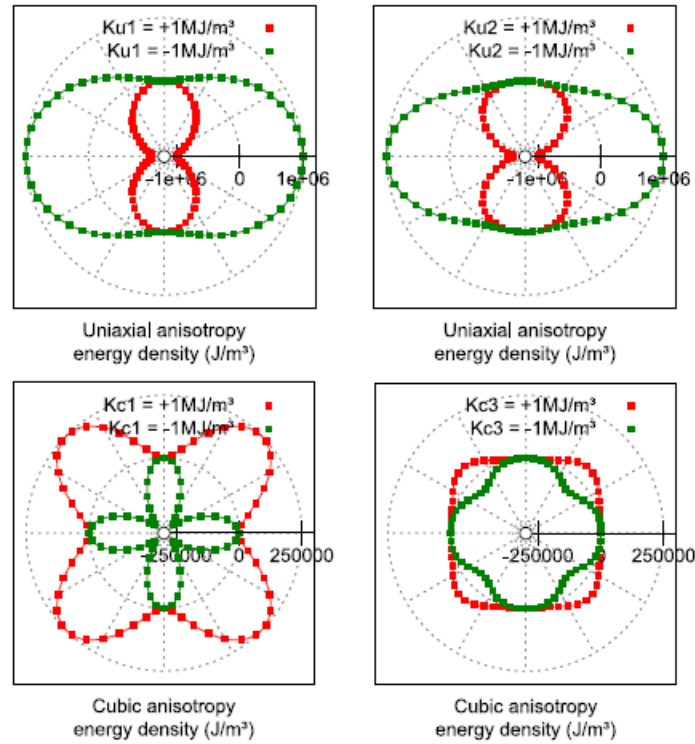
$$\varepsilon_{anis} = -K_{u1} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{m})^2 - K_{u2} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{m})^4 = -\frac{1}{2} B_{anis}(K_{u1}) M - \frac{1}{4} B_{anis}(K_{u2}) M \quad (3.44)$$

Το mumax3 υπολογίζει την πυκνότητα ενέργειας από το δρών πεδίο. Η έκφραση $B_{anis} K_{u1}$ ορίζει το δρών πεδίο αν λάβουμε υπόψιν μόνο τους πρώτους όρους ανισοτροπίας. Για το κυβικό, το mumax3 υπολογίζει τον όρο της κυβικής ανισοτροπίας με την βοήθεια ενός δρώντος πεδίου που υπολογίζεται από την εξίσωση (3.45). Όλα τα παραπάνω συνοψίζονται από την Εικόνα 3.13.

$$\begin{aligned}
B_{anis} = & -\frac{2K_{c1}}{M_s} (((c_2m)^2 + (c_3m)^2((c_1m)c_1) + (c_1m)^2 + (c_3m)^2((c_2m)c_2) + (c_1m)^2 + \\
& (c_2m)^2(c_3m)c_3)) - \frac{2K_{c2}}{M_s} (((c_2m)^2(c_3m)^2((c_1m)c_1) + (c_1m)^2(c_3m)^2((c_2m)c_2) + \\
& (c_1m)^2(c_2m)^2(c_3m)c_3)) - \frac{2K_{c3}}{M_s} (((c_2m)^4 + (c_3m)^4)((c_1m)^3c_1)((c_1m)^4 + \\
& (c_3m)^4)((c_2m)^3c_2) + ((c_2m)^4 + \\
& (c_1m)^4)((c_3m)^3c_3))
\end{aligned} \tag{3.45}$$

Από όπου η πυκνότητα ενέργειας μπορεί να υπολογιστεί με παρόμοιο τρόπο όπως έγινε στην εξίσωση (3.44) φαίνεται στην εξίσωση (3.46)

$$\varepsilon_{anis} = -\frac{1}{4}B_{ani}(K_{c1})M - \frac{1}{6}B_{ani}(K_{c2})M - \frac{1}{8}B_{ani}(K_{c3})M \tag{3.46}$$



Εικόνα 3.13: Η εικόνα της πυκνότητας ενέργειας ομοαξονικής και κυβικής ανισοτροπίας ενός μοναδικού spin σε συνάρτηση το προσανατολισμού στο xy επίπεδο[185]

Το mumax3 είναι σχεδιασμένο να δεχθεί κάποιες επεκτάσεις. Οι επεκτάσεις είναι κάποιες λειτουργίες οι οποίες εισάγονται στον κυρίως κώδικα λόγω του ενδιαφέροντος που παρουσιάζουν και μπορούν να χρησιμοποιηθούν για συγκεκριμένες εφαρμογές. Κάποιες από τις σημαντικότερες επεκτάσεις που χρησιμοποιεί το mumax3 είναι το κινούμενο πλαίσιο (moving frame), η ψηφιοποίηση Voronoi (Voronoi Tessellation) και η μαγνητική δύναμη μικροσκοπίας (Magnetic force microscopy)

3.12.10 ΕΠΙΛΥΤΕΣ ΤΟΥ MUMAX3 (SOLVERS)

Το Mumax3 διαθέτει έναν αριθμό ρητών μεθόδων Runge-Kutta για την επίλυση της εξίσωσης Landau-Lifshitz η οποία περιγράφεται από την εξίσωση (3.31). Αυτοί οι μέθοδοι χαρακτηρίζονται ως επιλυτές. . Οι κύριοι μέθοδοι επιλυτών που προτείνονται είναι η εξής.

RK45: Είναι η μέθοδος Dormand-Prince που χαρακτηρίζεται ως μέθοδος 5ης τάξης ομαλής σύγκλισης, που σημαίνει ότι προσφέρει υψηλή ακρίβεια στην εκτίμηση της λύσης. Ταυτόχρονα, διαθέτει έναν ενσωματωμένο μηχανισμό 4ης τάξης σύγκλισης για τον προσδιορισμό του σφάλματος. Αυτή η διπλή ιδιότητα είναι το κλειδί: επιτρέπει στη μέθοδο να εκτιμά το σφάλμα της λύσης σε κάθε βήμα, χωρίς να απαιτείται πρόσθετος υπολογισμός.

Ο ενσωματωμένος αυτός έλεγχος σφάλματος καθιστά την RK45 ιδανική για προσαρμοζόμενο έλεγχο του χρονικού διαστήματος (adaptive step-size control). Αυτό σημαίνει ότι, αντί να χρησιμοποιεί ένα σταθερό χρονικό βήμα, η μέθοδος μπορεί να αυξομειώνει το μέγεθος του βήματος ανάλογα με την πολυπλοκότητα της δυναμικής του συστήματος. Σε περιοχές όπου η λύση αλλάζει γρήγορα, το βήμα μικραίνει για μεγαλύτερη ακρίβεια, ενώ σε περιοχές με ομαλότερη συμπεριφορά, το βήμα μεγαλώνει, εξοικονομώντας υπολογιστικό κόστος. Για αυτούς τους λόγους, αποτελεί την προεπιλογή σε πολλά λογισμικά για προσομοιώσεις σύνθετων δυναμικών συστημάτων.

RK32: Η μέθοδος Bogacki-Shampine (RK32) αποτελεί ένα σημαντικό εργαλείο στην αριθμητική επίλυση διαφορικών εξισώσεων, ειδικά όταν απαιτείται προσαρμοζόμενος έλεγχος του χρονικού διαστήματος (time-step control). Πρόκειται για μια μέθοδο Runge-Kutta που προσφέρει 3ης τάξεως ακρίβεια για την ίδια την λύση (ομαλή σύγκλιση) και ταυτόχρονα 2ης τάξεως εκτίμηση του σφάλματος. Αυτή η διπλή ιδιότητα είναι ιδιαίτερα χρήσιμη καθώς επιτρέπει τον υπολογισμό του τοπικού σφάλματος σε κάθε βήμα χωρίς πρόσθετους, χρονοβόρους υπολογισμούς, επιτρέποντας στον αλγόριθμο να προσαρμόζει αυτόματα το μέγεθος του βήματος για τη βέλτιστη ισορροπία μεταξύ ακρίβειας και υπολογιστικού κόστους.

Στο πλαίσιο της χαλάρωσης της μαγνήτισης στο θεμελιώδες επίπεδο, η RK32 είναι ιδιαίτερα χρήσιμη. Η χαλάρωση της μαγνήτισης περιγράφει πώς η μαγνήτιση ενός υλικού επιστρέφει στην ισορροπία μετά από μια διαταραχή. Αυτές οι διεργασίες συχνά διέπονται από πολύπλοκες διαφορικές εξισώσεις. Η ικανότητα της μεθόδου να προσαρμόζει το χρονικό βήμα είναι κρίσιμη, καθώς οι ρυθμοί χαλάρωσης μπορεί να ποικίλλουν σημαντικά σε διαφορετικά στάδια της διαδικασίας. Έτσι, η RK32 επιτρέπει την ακριβή και αποδοτική προσομοίωση της

δυναμικής της μαγνήτισης, ακόμη και όταν αυτή εξελίσσεται σε διαφορετικές χρονικές κλίμακες.

RK12: Η μέθοδος Heun, γνωστή και ως βελτιωμένη μέθοδος Euler, αποτελεί μια αριθμητική τεχνική για την επίλυση συνήθων διαφορικών εξισώσεων, ιδιαιτέρως χρήσιμη σε προσομοιώσεις όπου εμπλέκεται η μαγνητική ροπή σε πεπερασμένες θερμοκρασίες. Ως μέθοδος δεύτερης τάξης ομαλής σύγκλισης, προσφέρει ικανοποιητική ακρίβεια στις προσομοιώσεις, πράγμα που σημαίνει ότι το σφάλμα της μειώνεται τετραγωνικά με τη μείωση του χρονικού βήματος.

Ωστόσο, όσον αφορά τον προσδιορισμό του σφάλματος, είναι πρώτης τάξης. Αυτό σημαίνει ότι η εκτίμηση του σφάλματος είναι λιγότερο ακριβής από την ίδια τη λύση. Παρόλα αυτά, η μέθοδος Heun είναι ιδανική για περιπτώσεις όπου η συνέχεια της μαγνητικής ροπής μεταξύ των χρονικών βημάτων δεν είναι αυστηρά απαραίτητη. Αυτό την καθιστά κατάλληλη για προσομοιώσεις σε πεπερασμένες θερμοκρασίες, όπου οι θερμικές διακυμάνσεις μπορεί να προκαλούν ασυνέχειες στη μαγνητική συμπεριφορά και η ακριβής αναπαράσταση της συνέχειας δεν είναι ο πρωταρχικός στόχος.

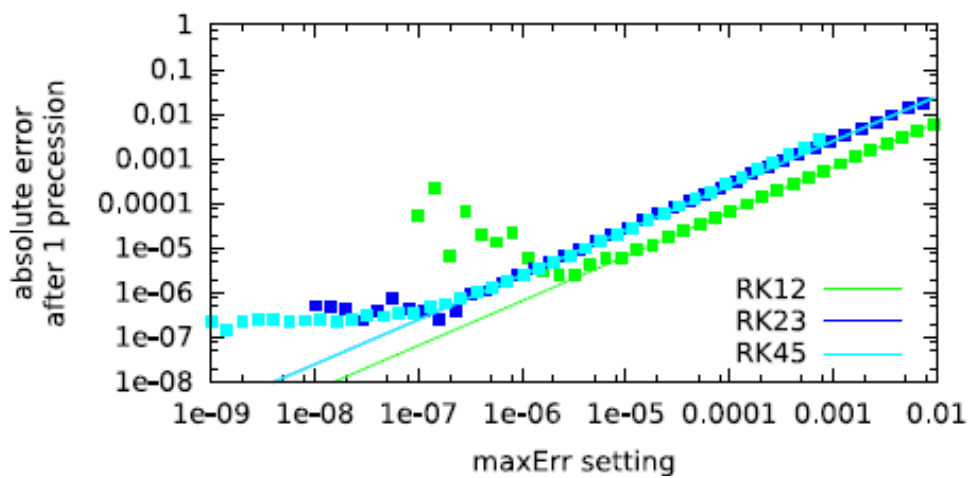
RK1: Η μέθοδος Euler, γνωστή και ως RK1 (Runge-Kutta τάξης 1), αποτελεί την απλούστερη αριθμητική μέθοδο για την επίλυση συνήθων διαφορικών εξισώσεων (ΣΔΕ). Προορίζεται κυρίως για ακαδημαϊκούς σκοπούς και διδάσκεται ευρέως σε μαθήματα αριθμητικής ανάλυσης, καθώς επιτρέπει την κατανόηση των βασικών αρχών της αριθμητικής ολοκλήρωσης.

Η λογική της βασίζεται στην προσέγγιση της σύγκλισης της συνάρτησης σε ένα σημείο για την εκτίμηση της τιμής της στο επόμενο, χρησιμοποιώντας ένα μικρό βήμα. Παρά την απλότητά της, η μέθοδος Euler παρουσιάζει περιορισμένη ακρίβεια και συσσωρευμένο σφάλμα, ιδιαίτερα σε μεγαλύτερα βήματα ή για εξισώσεις με απότομες μεταβολές. Ως εκ τούτου, ενώ είναι ιδανική για εισαγωγή στις αριθμητικές μεθόδους, δεν χρησιμοποιείται συνήθως σε εφαρμογές όπου απαιτείται υψηλή ακρίβεια, καθώς υπάρχουν πιο προηγμένες μέθοδοι Runge-Kutta (όπως η RK4) που προσφέρουν καλύτερη ακρίβεια και σταθερότητα.

Το ρυθμιζόμενο χρονικό βήμα των RK45, RK23 και RK12 παρέχουν ρυθμιζόμενο έλεγχο του χρονικού βήματος, δηλαδή αυτόματη επιλογή του χρονικού βήματος ώστε να διατηρείται το σφάλμα ανά βήμα ϵ κοντά σε μια προκαθορισμένη τιμή ϵ_0 . Το σφάλμα του χρονικού βήματος το υπολογίζουμε από το $\epsilon = m_{ax} |\tau_{high} - \tau_{low}| \Delta t$ με τ_{high}, τ_{low} ο

υψηλός και χαμηλός όρος ροπής υπολογιζόμενο από συγκεκριμένη μέθοδο Runge-Kutta και Δt το χρονικό διάστημα. Εξορισμού το χρονικό διάστημα ορίζεται στα 0.8. Το ϵ_0 είναι προσπελάσιμο ως η μεταβλητή MaxErr.

Η προεπιλεγμένη τιμή της 10^{-5} ήταν επαρκής για τα τυποποιημένα προβλήματα που υπάρχουν στην επίσημη σελίδα του numax3. Σε γενικές γραμμές, η σχέση του υπολογισμού μεταξύ του ϵ_0 και του συνολικού σφάλματος στο τέλος του προσομοίωσης είναι δύσκολο να προσδιοριστεί. Στην Εικόνα 3.14 περιγράφουμε σχηματικά το απόλυτο σφάλμα συναρτήσει του μέγιστου σφάλματος για μία μόνο περίοδο μετάπτωσης σπιν χωρίς σταθερά απόσβεσης για τους διαφορετικούς επιλυτές RK12, RK23, RK45.



Εικόνα 3.14: Απόλυτο σφάλμα σε ένα μόνο σπιν μετά από μετάπτωση χωρίς απόσβεση για μία περίοδο σε πεδίο 0,1 T, ως συνάρτηση των διαφορετικών ρυθμίσεων MaxErr του επιλυτή[185]

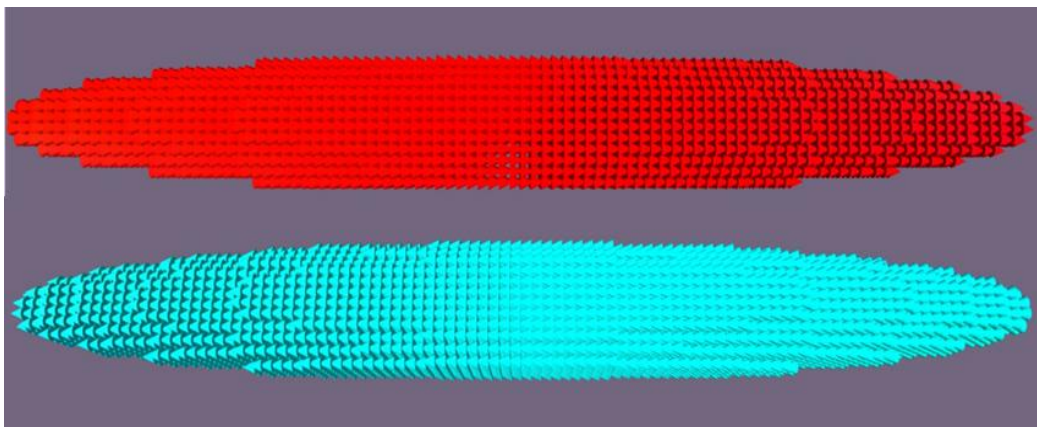
```

setGridsize(102, 14, 14)
setCellsize(1e-9, 1e-9, 1e-9)
//Geometry
Edgesmooth = 8
Lx := 100e-9
Ly := 12e-9
Lz := 12e-9
a := ellipsoid(Lx, Ly, Lz)
setgeom(a)
snapshot(geom)
//Material parameters
Msat = 800e3
Aex = 12e-13
alpha = 0.02
m = uniform(1, 0, 0).Add(0.1, randomMag())
//high-energy states best minimized by relax()
relax()
save(m)
snapshot(m)
Bapp := -0.3
B_ext = vector(Bapp, 0.0, 0.0)
TableAdd(E_total)
TableAdd(B_ext)
//time step
ts := 5.0e-12
//time simulation
trun := 4096 * ts
tableautosave(ts)
run(trun)
save(m)
snapshot(m)

```

Εικόνα 3.15: Αντιστροφή της μαγνήτισης για πεδίο σταθερά εφαρμοζόμενο πεδίο $B=-0.3$ T και συνολικό χρόνο προσομοίωσης τα 20ns.

Στην Εικόνα 3.15 παρουσιάζεται ένα απλό παράδειγμα αντιστροφής της μαγνήτισης σε μια ελλειψοειδή δομή. Η Εικόνα 3.16 απεικονίζει την μεταβολή της διεύθυνσης της μαγνήτισης μέσω του Muvview2 [202] για πεδίο $B=-0.3$ T, ενώ στην Εικόνα 3.17 η χρονική εξέλιξη της μαγνήτισης, από όπου μπορούμε να υπολογίσουμε τον χρόνο αντιστροφής της μαγνήτισης μια παράμετρο που μελετήθηκε διεξοδικά [203],[16] Από την Εικόνα 3.15 το set grid size (a, b, c) εκφράζει τον αριθμό των κυψελίδων στις τρεις διευθύνσεις του χώρου που είναι απαραίτητες ώστε να περιγράψουμε πλήρως το δείγμα μας.



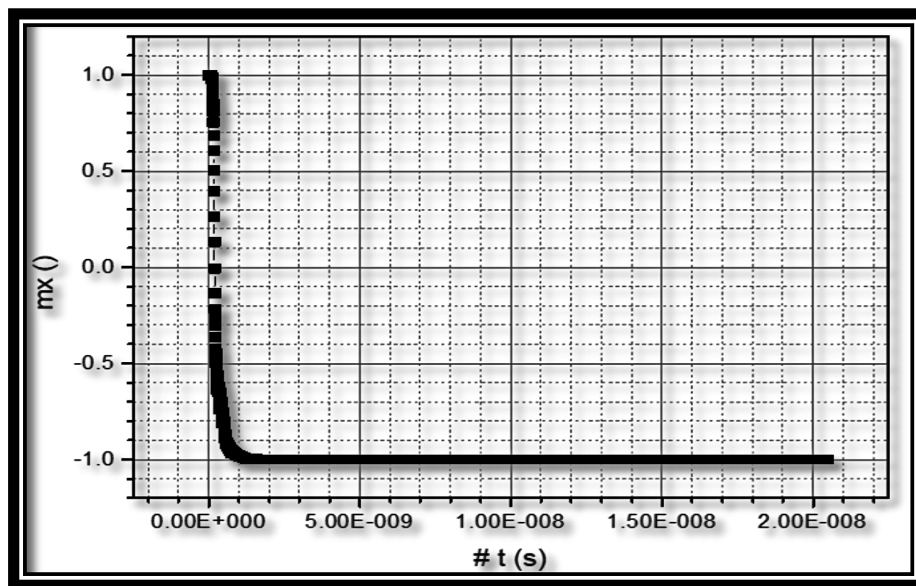
Εικόνα 3.16: Η αρχική διεύθυνση της μαγνήτισης (επάνω εικόνα) σε σχέση με την διεύθυνση της μαγνήτισης μετά την εφαρμογή του πεδίου $B=-0.3T$ (κάτω εικόνα).

Το `setCellsize (k, l, m)` ορίζει το μέγεθος της κάθε στοιχειώδους κυψελίδας σε μέτρα. Στην περιοχή του `// geometry` ορίζουμε τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του δείγματός μας. Στην `//material parameters` ορίζουμε την αρχική διεύθυνση της μαγνήτισης και τις χαρακτηριστικές παραμέτρους του υλικού, όπως την ακαμψία ανταλλαγής, την μαγνήτιση κορεσμού, την σταθερά απόσβεσης και την ανισοτροπία αν αυτή υπάρχει.

Επιπλέον, μπορούμε να ορίσουμε γεωμετρίες οι οποίες αποτελούνται από διαφορετικές περιοχές υλικών όπως, τα βαθμωτά συζευγμένα μέσα εγγραφής με μειωμένη ανισοτροπία (*graded media*). Ο χρόνος προσομοίωσης υπολογίζεται από την εντολή `trun`, το βήμα αποθήκευσης των δεδομένων εξόδου της προσομοίωσης να δίνεται από την παράμετρο `ts` που χρησιμοποιείται στην εντολή `TableAutoSave`. Η συνάρτηση `relax()` (Εικόνα 3.15) χρησιμοποιείται ώστε να βρούμε την μαγνητική κατάσταση που αντιστοιχεί σε ενεργειακό ελάχιστο ξεκινώντας από κάποια αρχική. ορίζουμε την . Αυτή η συνάρτηση απενεργοποιεί τον όρο μετάπτωσης από την εξίσωση 3.31 έτσι ώστε το δρών πεδίο να δείχνει την διεύθυνση κατά την οποία παρατηρείται μείωση της ενέργειας.

Η συνάρτηση `relax()` προχωράει πρώτα στον χρόνο μέχρι η συνολική ενέργεια του συστήματος να φτάσει στο όριο αριθμητικού θορύβου, έτσι ώστε να βρισκόμαστε κοντά στην ισορροπία. Επιπρόσθετα, παρακολουθούμε το μέγεθος της ροπής αντί αυτού της ενέργειας και αυτό γιατί κοντά στην ισορροπία η ροπή μειώνεται μονοτονικά και επιπλέον είναι λιγότερο θορυβώδης από ότι είναι η ενέργεια. Σε κάθε χρονική στιγμή μειώνουμε το `MaxErr` μέχρι το `MaxErr` να λάβει την τιμή 10^{-9} . Επιπλέον, θα πρέπει να σημειωθεί όπως συμβαίνει σε κάθε τεχνική που χρησιμοποιούμε για να ελαχιστοποιήσουμε την ενέργεια, υπάρχει πάντα η πιθανότητα το σύστημά μας να καταλήξει σε ένα *Sandle Point* (SP) της ενέργειας ή σε ένα

δυναμικό επιφανείας ενέργειας. Η συνάρτηση `relax()` εσωτερικά χρησιμοποιεί τον επιλυτή RK23 ο οποίος παρουσιάζει καλύτερες επιδόσεις από τον RK45 στα διαφορετικά σενάρια εφησυχασμού. Τόσο ο RK23 όσο και ο RK45 κοντά στην ισορροπία απαιτούν μεγάλα χρονικά διαστήματα, αλλά ο RK23 χρειάζεται τις μισές ανα χρονικό διάστημα σε σχέση με τον RK45. Άλλα παραδείγματα μικρομαγνητικών προσομοιώσεων τα λαμβάνουμε από: <https://mumax.github.io/examples.html>. Σε αυτά τα παραδείγματα συμπεριλαμβάνονται όλες οι δυνατότητες του `mumax3` και των επεκτάσεών του.



Εικόνα 3.17: Χρονική εξέλιξη της μαγνήτισης όπου μπορούμε να προσδιορίσουμε τον χρόνο αντιστροφής της μαγνήτισης κοντά στα 0.9ns.

Οι δικές μας μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πραγματοποιούνται σε υπολογιστικό σύστημα 16Gb RAM και CPU intel core i5-10th generation 2.9Ghz με GPU NVIDIA GTX 1660 super 6GB με 1408 cuda cores. Η συγκεκριμένη κάρτα γραφικών έχει την δυνατότητα προσπέλασης $200 \cdot 10^6$ cells/second. Το παραπάνω υπολογιστικό σύστημα χαρακτηρίζεται ως ένα mid-range σύστημα μικρομαγνητικών προσομοιώσεων που μπορεί να μας δώσει ικανοποιητικά αποτελέσματα Ως εκ τούτου, το MuMax3 βελτιστοποιήθηκε σε μεγάλο βαθμό ώστε να χρησιμοποιεί όσο το δυνατόν λιγότερη μνήμη. Εκμεταλλευτήκαμε για παράδειγμα, τις συμμετρίες του μαγνητοστατικού πυρήνα και τα μηδενικά στοιχεία και κάναμε μεγάλη χρήση της συγκέντρωσης και της ανακύκλωσης μνήμης. Επίσης, το MuMax3 χρησιμοποιεί ελάχιστη μηδενική επικάλυψη στην κοινή κατάσταση των τρισδιάστατων προσομοιώσεων με μικρό μόνο αριθμό στρωμάτων.

Συνοψίζοντας τα παραπάνω, το mumax3, παρέχει την δυνατότητα της πραγματοποίησης μικρομαγνητικών προσομοιώσεων τουλάχιστον 1-2 τάξεων μεγέθους λόγω ότι είναι επιταχυνόμενο από κάρτες γραφικών NVidia-GPU σε σύγκριση με τις μικρομαγνητικές προσομοιώσεις που βασίζονται σε CPU. Επιπλέον, οι χαμηλές απαιτήσεις μνήμης του mumax3 μας επιτρέπει την πραγματοποίηση μικρομαγνητικών προσομοιώσεων πολύ μεγάλης κλίμακας, ένα πεδίο όπου οι δυνατότητες της GPU αξιοποιούνται πλήρως και όπου αυτό είναι επίσης περισσότερο αναγκαίο.

3.13 ΣΥΝΟΨΗ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 3

Ο Μικρομαγνητισμός διακρίνεται στον δυναμικό και στον στατικό μικρομαγνητισμό. Ο στατικός Μικρομαγνητισμός σχετίζεται με την ενεργειακή περιγραφή του. Η συνολική ενέργεια υπολογίζεται από την εξίσωση (3.47) [12].

$$\int \left[A \left(\frac{\nabla \cdot \mathbf{M}}{M_s} \right)^2 - K \left(\frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{M}}{M_s} \right)^2 - \mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} - \frac{1}{2} \mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d \right] dV \quad (3.47)$$

Από την εξίσωση (3.31) αναζητούμε πάντα τη συνάρτηση $M(r)$ για τον οποίο ελαχιστοποιείται η ενέργεια.

Ο πρώτος όρος εκφράζει την ενέργεια ανταλλαγής η οποία ελαχιστοποιείται όταν οι μαγνητικές ροπές είναι παράλληλες μεταξύ τους. Ο δεύτερος όρος εκφράζει την ενέργεια ανισοτροπίας και ελαχιστοποιείται όταν οι μαγνητικές ροπές είναι παράλληλες ως προς τον εύκολο άξονα της μαγνήτισης που ορίζεται από το διάνυσμα $\mathbf{n}$. Ο τρίτος όρος εκφράζει την ενέργεια Zeeman. Ο τέταρτος όρος εκφράζει την μαγνητοστατική ενέργεια αλληλεπίδρασης της στοιχειώδους μαγνητικής ροπής $\mathbf{M}dV$ με το πεδίο απομαγνήτισης $\mathbf{H}_d$ που παράγει η $\mathbf{M}$ σε όλο τον όγκο του υλικού και είναι δύσκολο να υπολογιστεί λόγω της μακράς εμβέλειας των διπολικών αλληλεπιδράσεων.

Η χρονική εξέλιξη της μαγνήτισης σύμφωνα με τους Landau-Lifshitz μπορεί να περιγραφεί από την επίδραση ενός τοπικού πεδίου πάνω στην μαγνήτιση. Από την εξίσωση (3.25) προκύπτει ότι το δρών πεδίο είναι ανάλογο της $1^{\text{ης}}$ παραγώγου της μαγνήτισης ως προς την ενέργεια. Χωρίς μηχανικές απώλειες η εξίσωση (26) μας φανερώνει ότι η μετάπτωση της μαγνήτισης θα συνεχίζεται επ'άπειρον.

Οι μηχανικές απώλειες ερμηνεύτηκαν τόσο από τους Landau-Lifshitz όσο και από τον Gilbert ο οποίος εισήγαγε την σταθερά απόσβεσης α . έτσι η εξίσωση κίνησης της μαγνήτισης υπολογίζεται από την εξίσωση (3.28), γνωστή και ως εξίσωση LLG (Landau-Lifshitz-Gilbert), διαγράφοντας μια σπειροειδή τροχιά, όπως φαίνεται και στην Εικόνα 3.8.

Από την άλλη πλευρά οι θερμικές διακυμάνσεις εισάγουν με την σειρά τους ένα στοχαστικό πεδίο, το θερμικό πεδίο. Συμπερασματικά, η ανάπτυξη των υπολογιστών μας έδωσαν την ευκαιρία επίλυσης δύσκολων προβλημάτων μέσω των μικρομαγνητικών προσομοιώσεων.

Ένα τέτοιο λογισμικό μικρομαγνητικών προσομοιώσεων που χρησιμοποιεί την μέθοδο διακριτοποίησης πεπερασμένων διαφορών είναι το Mumax3. Το λογισμικό αυτό επιλύει την εξαρτωμένη από το χρόνο και τον χώρο εξέλιξη της μαγνήτισης σε σιδηρομαγνήτες, όπου το μέγεθός τους κυμαίνεται μεταξύ των nm και των μm , χρησιμοποιώντας την μέθοδο της διακριτοποίησης των πεπερασμένων διαφορών.

Επιπρόσθετα, το mumax3 χαρακτηρίζεται ως ένα χρήσιμο εργαλείο του οποίου η χρησιμότητα αναλύθηκε στην αντίστοιχη ενότητα και επειδή έχει χαμηλές απαιτήσεις μνήμης και σε συνδυασμό με τα σύγχρονα υπολογιστικά συστήματα χαμηλού κόστους απόκτησης και υψηλών επιδόσεων, μας επιτρέπουν την εκτέλεση προσομοιώσεων σε περιορισμένο χρόνο και με μικρό κόστος.

Τέλος, οι πιο απλές προσομοιώσεις επίλυσης απλών προβλημάτων μικρομαγνητισμού μπορούν να πραγματοποιηθούν ακόμα και σε υπολογιστές καθημερινής χρήσης οι οποίοι είναι εύκολο να αποκτηθούν σε χαμηλό κόστος.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Στο παρόν κεφάλαιο θα πραγματοποιηθεί μια μερική ανασκόπηση των ήδη υπαρχόντων πεπραγμένων που σχετίζονται με τους ενεργειακούς τρόπους μαγνητικής εγγραφής και πιο συγκεκριμένα με αυτήν της μικροκυματικά υποβοηθούμενης μαγνητική εγγραφής. Στην ενότητα 2.4 αναφερθήκαμε στο πρόβλημα της εγγραψιμότητας. Αυτό το πρόβλημα έγκειται στο ότι η σύγχρονη εποχή χαρακτηρίζεται από μία ολοένα ακόρεστη και αυξανόμενη ζήτηση για μέσα υπερύψηλης πυκνότητας εγγραφής. Αυτό μας οδήγησε στην ανάγκη χρήσης υλικών υψηλής ανισοτροπίας που μεν χαρακτηρίζονται ως κατάλληλα μέσα αποθήκευσης πληροφορίας δημιουργούν προβλήματα στην εγγραψιμότητα.

Η Μικροκυματικά Υποβοηθούμενη Μαγνητική Εγγραφή αναπτύχθηκε με σκοπό την μείωση του απαιτούμενου πεδίου αντιστροφής [2], [3], [4],[5],[6] Αυτό συμβαίνει γιατί τα μικροκύματα προκαλούν μια ταλάντωση της μαγνήτισης, η οποία επιτρέπει στην μαγνήτιση να υπερβεί τον ενεργειακό φραγμό που απαιτείται ώστε να αντιστραφεί, χωρίς να χρειάζεται η πλήρης εξάλειψή του φραγμού από την επιβολή ισχυρού αντίστροφου πεδίου. Ιδίως όταν η συχνότητα των μικροκυμάτων είναι κοντά στη συχνότητα του σιδηρομαγνητικού συντονισμού, τα μικροκύματα έχουν την μεγαλύτερη απόδοση καθώς η γωνία μετάπτωσης της μαγνήτισης είναι μέγιστη στον συντονισμό. Με αυτό τον τρόπο μπορεί να αρθεί η αντίφαση μεταξύ της επιθυμητής αύξησης της θερμικής σταθερότητας και της ανεπιθύμητης αύξησης του συνεκτικού πεδίου με την ανισοτροπία.

Υπάρχουν αρκετές βιβλιογραφικές αναφορές που σχετίζονται με την MAMR σε μέσα υπερύψηλης πυκνότητας εγγραφής. Σε αυτές γίνονται αναφορά τόσο στα αποτελέσματα των μικρομαγνητικών προσομοιώσεων όσο και στην δομή του μέσου εγγραφής καθώς και σε άλλες παραμέτρους όπως στην συχνότητα μικροκυμάτων και το πάχος του φιλμ του μαγνητικού μέσου.

Στην [204] υπογραμμίζεται η συντονισμένη αντιστροφή της μαγνήτισης. το συνεχόμενο ταίριασμα της μετάπτωσης της μαγνήτισης με την συχνότητα των μικροκυμάτων αποτελεί το κλειδί για την μείωση του πεδίου αντιστροφής. Επιπλέον, υπογραμμίζεται η αναγκαιότητα της χρήσης κυκλικά πολωμένου πεδίου μικροκυμάτων για βέλτιστα φαινόμενα αντιστροφή σε σχέση με την χρήση γραμμικά πολωμένου πεδίου μικροκυμάτων. Οι ανομοιογενείς τρόπους αντιστροφής μπορούν να πυρηνώσουν αντίστροφες περιοχές οδηγώντας σε μη-πλήρη αντιστροφή, δίνοντας έτσι έμφαση στο απαιτούμενο μέγεθος του νανομαγνήτη

Η 205 εκτιμά αριθμητικά τα χαρακτηριστικά της MAS των ECC μέσω εγγραφής με ανισοτροπία στρώματος. Οι προσομοιώσεις απέδειξαν ότι η τάξη και η ένταση του μαγνητικού πεδίου επηρεάζουν σημαντικά τα χαρακτηριστικά της MAS για αποτελεσματική εγγραφή.

Οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής [206] πραγματοποιούνται σε κοκκοειδή επιφάνεια με το βρόχο υστέρησης να είναι στενός στις χαμηλές συχνότητες και να σχηματίζει σκαλοπάτι στις υψηλές. Όταν υπάρχει το σκαλοπάτι το πεδίο κορεσμού αυξάνεται για να είναι συγκρίσιμο με την περίπτωση όταν απουσιάζουν τα μικροκύματα, παρόλο που παρατηρείται μείωση στο πεδίο αντιστροφής. Αυτό ονομάζεται ασταθής διαδικασία αντιστροφής και επηρεάζεται και από την γωνιακή απόκλιση.

Από [207] διερευνήθηκε τη δυνατότητα επιφανειακής πυκνότητας (ADC) των μέσων διπλής δομής για μαγνητική εγγραφή με υποβοήθηση από μικροκύματα (MAMR) Αυτός ο καινοτόμος σχεδιασμός μέσων διαθέτει δύο διακριτές δομές εγγραφής (ECC). Μέσω της μεθοδολογίας της επιφάνειας απόκρισης, βελτιστοποιήσαν τις μαγνητικές ιδιότητες των σκληρών και μαλακών στρωμάτων μέσα σε κάθε δομή ECC, συμπεριλαμβανομένης της ομοαξονικής ανισοτροπίας, της ισχύος σύζευξης ανταλλαγής και της συχνότητας των STO.

Τα ευρήματά τους δείχνουν ότι τα στενότεροι STOs ενισχύουν το ADC της ανώτερης δομής εγγραφής, αλλά έχουν λιγότερο αντίκτυπο στην κατώτερη δομή. Ανέπτυξαν επίσης ένα μοντέλο πιθανότητας αλλαγής κόκκου (GSP) για την επικύρωση των τιμών ADC, λαμβάνοντας υπόψη τη μαγνήτιση και στις δύο δομές. Αυτή τα όρια της επιφανειακής πυκνότητας εξερευνώντας πιο σύνθετες και περίπλοκες αρχιτεκτονικές μέσων.

Η [208] διερευνά την επίδραση του πάχους μαγνητικού φιλμ στην συμπεριφορά της MAS σε κοκκοειδή φιλμ CoCrPt–SiO₂. Η θερμική σταθερότητα μεταβάλλεται καθώς αλλάζει το πάχος του φιλμ και μπορεί να παρατηρήσει κανείς ότι η γραφική παράσταση της συχνότητας αντιστροφής με το συνεκτικό πεδίο γίνεται πιο βαθμωτή και η βέλτιστη συχνότητα αυξάνεται ελάχιστα καθώς το πάχος μειώνεται. Αυτό αποδεικνύει πως το πάχος επηρεάζει την MAS για μελλοντικές εφαρμογές μαγνητικής εγγραφής.

Για την μελέτη MAMR [209] χρησιμοποιούνται διασκορπισμένα σωματίδια BaFe μεγέθους 1750nm³. Για συχνότητες κοντά στα 22 GHz παρατηρείται σημαντική μείωση στο πεδίο αντιστροφής.

Κυκλικά πολωμένο πεδίο εφαρμόζεται [210] σε νανομαγνήτες διαμέτρου 50nm. Η ύπαρξη των γραμμικών πολωμένων μικροκυμάτων είναι σημαντική διότι παρατηρείται μείωση του πεδίου αντιστροφής κατά 79% (7.1kOe σε 1.5 kOe).

Από [211] οι ιδιότητες της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής ενός κοκκοειδούς κατακόρυφου μέσου εγγραφής διερευνώνται ανιχνεύοντας το ανώμαλο φαινόμενο HALL. Τα μικροκύματα συμβάλλουν στην μείωση του συνεκτικού πεδίου κατά 55% για συχνότητες στην περιοχή των 18GHz.

Στα επόμενα κεφάλαια βάσει των παραπάνω θα παρουσιαστούν αποτελέσματα μικρομαγνητικών προσομοιώσεων σε της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής της μαγνήτισης σε διαφορετικές νανοδομές. Αυτές οι νανοδομές μπορούν να αποτελέσουν την αρχή των μελλοντικών μαγνητικών μέσων μαγνητικής εγγραφής υποβοηθούμενη από μικροκύματα. Θα παρατηρήσουμε για ποιον λόγο η τεχνολογία της μαγνητικής εγγραφής με υποβοήθηση από μικροκύματα θεωρείται ανερχόμενη και πώς αυτή βελτιστοποιεί το πεδίο εγγραφής.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΑ

ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ ΣΕ

NANOΣΤΟΙΧΕΙΑ CoPt και CoPt/ Co₃Pt

Τας ιδέας νοείσθαι μεν, οράσθαι δ' ού.

4.1 ΠΕΡΙΛΗΨΗ

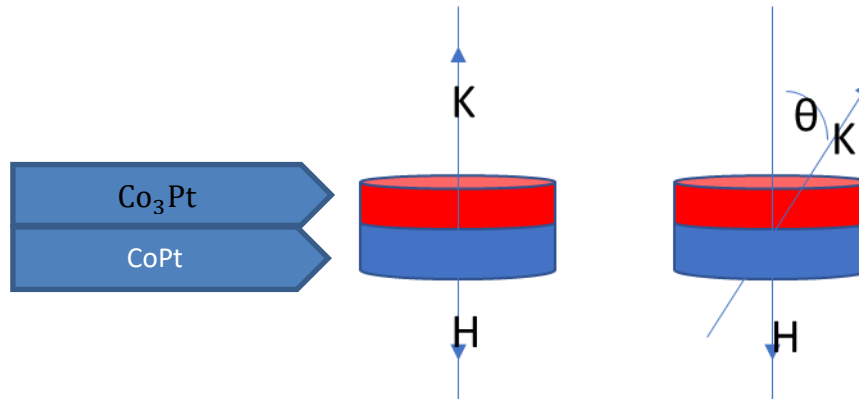
Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται αποτελέσματα προσομοιώσεων της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής (MAS) για διαφορετικές νανοδομές CoPt και CoPt/Co₃Pt ως συνάρτηση του σταθερού (dc) πεδίου που εφαρμόζεται για την αντιστροφή της μαγνήτισης και της συχνότητας των μικροκυμάτων.

Αποδεικνύεται ότι η εφαρμογή μικροκυματικής ακτινοβολίας μπορεί να μειώσει το απαιτούμενο πεδίο αντιστροφής κατά τουλάχιστον 50%, με κόστος όμως στον χρόνο αντιστροφής. Για κάθε DC-πεδίο αντιστροφής υπάρχει μία βέλτιστη συχνότητα, που είναι κοντά σε αυτήν του σιδηρομαγνητικού συντονισμού όπως προβλέπεται από τις εξισώσεις Kittel.

Συμπληρωματικά, με τα παραπάνω (α) όταν το πεδίο DC που εφαρμόζεται ταυτίζεται με τον εύκολο άξονα παρατηρείται γραμμική μείωση του πεδίου αντιστροφής, συναρτήσει με την συχνότητα των μικροκυμάτων (β) όταν το πεδίο DC που εφαρμόζεται σχηματίζει γωνία $\theta=45^\circ$ με τον εύκολο άξονα, τα φαινόμενα αντιστροφής λόγω της ύπαρξης των μικροκυμάτων εμφανίζονται μόνο στις υψηλές συχνότητες.

4.2 ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΩΝ

Οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν μέσω του υπολογιστικού περιβάλλοντος mumax3[146]. Η γεωμετρία που χρησιμοποιείται, τόσο για την μονή φάση ή σκληρή φάση (single phase or hard phase) του CoPt όσο και για την δύο φάσεων (two phase or hard/soft) CoPt/Co₃Pt είναι ένας νανοδίσκος όπως παρουσιάζεται στην Εικόνα 4.1.



Εικόνα 4.1 :Αριστερά παρουσιάζεται η νανοδομή όταν η ανισοτροπία και το πεδίο dc που εφαρμόζεται ταυτίζονται με τον εύκολο άξονα. Δεξιά όταν η ανισοτροπία σχηματίζει γωνία $\theta=45^\circ$ με τον εύκολο άξονα.

Για την περίπτωση της σκληρής φάσης CoPt , η μαγνήτιση κόρου οι παράμετροι ήταν οι εξής: Η τιμή της μαγνήτισης κόρου $M_s=800\text{kA/m}$ ενώ η τιμή της σταθερά της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας $K_{mc}=4.9\text{MJ/m}^3$. Για την περίπτωση των δύο φάσεων (hard/soft or semi-hard) ένα λεπτό στρώμα Co₃Pt τοποθετείται πάνω από το CoPt με μαγνήτιση κόρου $M_s=1114\text{kA/m}$ και σταθερά μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας $K_{mc}=0.6\text{MJ/m}^3$. Ο άξονας της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας τοποθετείται τόσο κατά μήκος του άξονα του κυλίνδρου όσο και σε γωνία 45° από αυτόν. Όμως, ακόμα και στην πρώτη περίπτωση, για να αποφευχθούν αριθμητικά σφάλματα, ο άξονας της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας ορίζεται ελαφρώς μη-ευθυγραμμισμένος κατά 1° σε σχέση με τον άξονα του κυλίνδρου.. Η πλήρης ταύτιση, εκτός του ότι δεν έχει καμία σχέση με τις πραγματικές συνθήκες, οδηγεί και σε μηδενική ροπή στρέψης εφόσον το δρών πεδίο είναι παράλληλο με την μαγνήτιση: στην περίπτωση αυτή η αντιστροφή εξαρτάται από το χρόνο επώασης που σχετίζεται με τη τυχαία θερμική κίνηση των μαγνητικών ροπών, ενώ εδώ οι προσομοιώσεις γίνονται σε μηδενική απόλυτη θερμοκρασία.

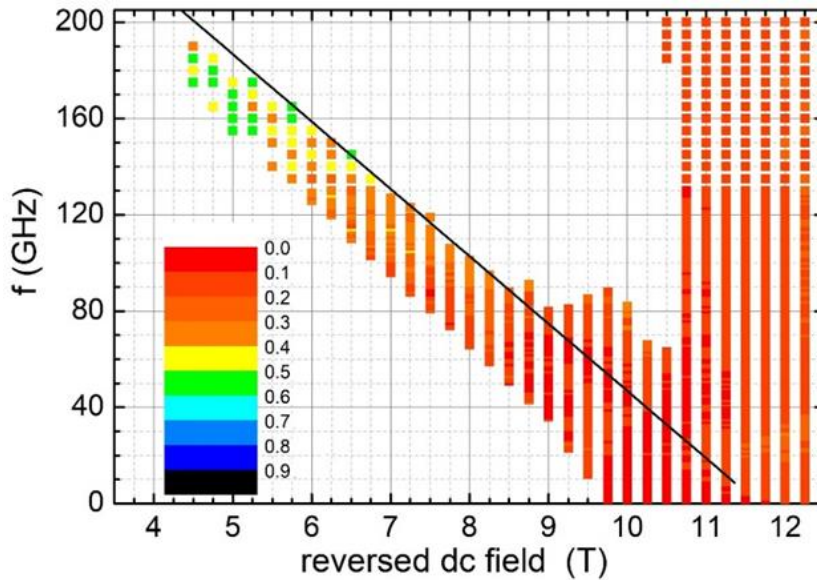
Επιπρόσθετα, το πάχος της σκληρής φάσης CoPt ορίζεται στα $t=4\text{nm}$ ενώ άλλα 2nm Co₃Pt προστίθενται για τον σχηματισμό της CoPt/Co₃Pt semi-hard or hard/soft phase. Τα

φαινόμενα της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής της μαγνήτισης (MAMR) μελετήθηκαν για δύο ιδιαίτερες περιπτώσεις, όταν η διάμετρος της νανοδομής ήταν (α) $d=16\text{nm}$ και επικρατούσε η ομογενής στροφή των μαγνητικών ροπών και (β) $d=60\text{nm}$ όπου κυριαρχεί η μη ομογενής στροφή.

Η σταθερά ακαμψίας ανταλλαγής $A_{ex}=10\text{pJ/m}$. Το μέγεθος της κυψελίδας κατά μήκος του επίπεδου x-y είναι 1nm κατά μήκος του άξονα του κυλίνδρου z είναι 0.5nm . Οι τιμές αυτές ήταν αρκετά μικρότερες από το χαρακτηριστικό μήκος ανταλλαγής L_{ex} , με $L_{ex} = \sqrt{\frac{2A_{ex}}{\mu_0 M_s^2}}$. Οσον αφορά στις δυναμικές ιδιότητες η σταθερά απόσβεσης της εξίσωσης LLG ορίστηκε ως $\alpha=0.02$. Για κάθε γεωμετρία, πεδίο και συχνότητα, η μαγνητική κατάσταση αφηνόταν να εφησυχάσει προς την κατάσταση ισορροπίας σε μηδενικό πεδίο από αρχική μαγνήτιση +z διεύθυνση και έπειτα εφαρμοζόταν αντίστροφο πεδίο dc με ταυτόχρονη χρήση κυκλικά πολωμένου AC συχνοτήτων έως και 420GHz και διάρκειας 14ns .

4.3 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα ενότητα, θα παρουσιαστούν αναλυτικά τα αποτελέσματα των μικρομαγνητικών προσομοιώσεων που λήφθηκαν σύμφωνα με την διαδικασία που περιεγράφηκε στην προηγούμενη ενότητα.

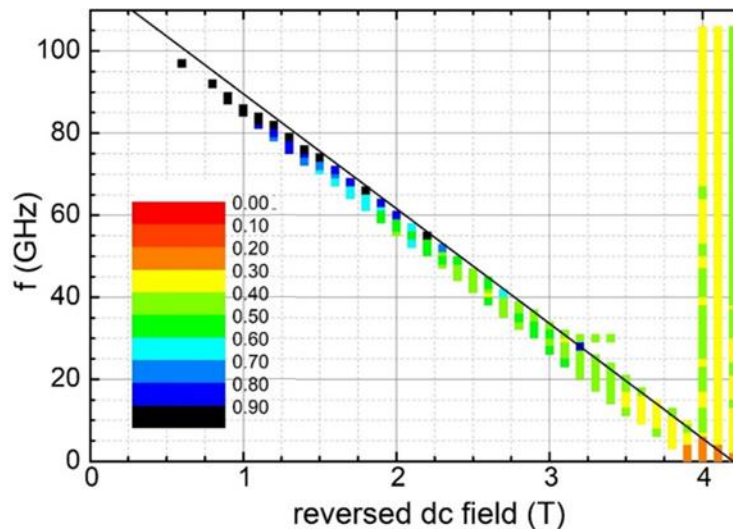


Εικόνα 4.2: Συνθήκες (συχνότητα διέγερσης σε σχέση με το εφαρμοζόμενο αντιστροφο πεδίο) υπό τις οποίες η αντιστροφή πραγματοποιείται εντός 1ns για ένα δίσκο CoPt με διάμετρο $D=16\text{nm}$ και πάχος $t=4\text{nm}$. Ο χρωματικός κώδικας αντιπροσωπεύει το χρόνο αναστροφής σε νανοδευτερόλεπτα. Η συμπαγής μαύρη γραμμή αντιπροσωπεύει τη συνθήκη Kittel $f=\gamma(11,7 \text{ T}-H)$.

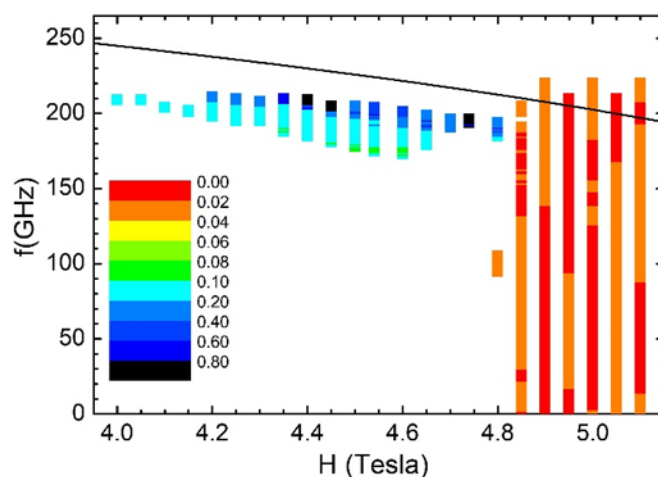
Η πιο απλή περίπτωση είναι αυτή που παρουσιάζεται στην Εικόνα 4.2 και αφορά την σκληρή φάση CoPt πάχους $t=4\text{nm}$ και διαμέτρου $d=16\text{nm}$, όπου και η ανισοτροπία και το πεδίο dc που εφαρμόζεται συμπίπτουν με τον άξονα του κυλίνδρου ανισοτροπίας. Στον άξονα x παρουσιάζονται οι τιμές του εφαρμοζόμενου ανάστροφου συνεχούς πεδίου, ενώ στον άξονα y η συχνότητα των μικροκυμάτων. Τα σημεία που σχεδιάζονται αντιπροσωπεύουν τα τις συνθήκες για τις οποίες υπάρχει αντιστροφή σε χρόνο μικρότερο του 1ns. Αυτά σημεία βρίσκονται κάτω από την μαύρη διακεκομμένη γραμμή στην Εικόνα 4.2 η οποία αντιστοιχεί με τις συχνότητες του σιδηρομαγνητικού συντονισμού που μπορούν εύκολα να προσδιορισθούν από την εξίσωση Kittel, $f = \gamma(H_{dc} - H)$, όπου H_{dc} είναι το πεδίο αντιστροφής χωρίς την χρήση των μικροκυμάτων, ενώ οι διαφορετικές χρωματικές αποχρώσεις στην Εικόνα 4.2 σχετίζονται με τον απαιτούμενο χρόνο αντιστροφής (Ο χρωματικός κώδικας δίνεται κάτω αριστερά σε ns). Για την περίπτωση αυτή ο παράγοντας απομαγνήτισης είναι $N_z=0.7341$ και το H_{dc} υπολογίζεται ως εξής από την εξίσωση (4.1)

$$H_{dc} = \frac{2K}{\mu_0 M_s} + \frac{(1-3N)}{2} M_s = 11.7 \text{ T} \quad (4.1)$$

τιμή που συμφωνεί με την εξίσωση (4.1). Βλέπουμε ότι η χρήση μικροκυμάτων οδηγεί σε εντυπωσιακή μείωση του πεδίου αντιστροφής. Όπως βλέπουμε στην Εικόνα 4.2, η μείωση στο πεδίο αντιστροφής είναι κατά 62% (στα 4.5T από 11.7T) εφόσον χρησιμοποιηθούν συχνότητες κοντά στα 180GHz. Από την άλλη πλευρά όμως, καθώς επιτυγχάνεται μείωση του απαιτούμενου πεδίο αντιστροφής, παρατηρείται ραγδαία αύξηση στον χρόνο αντιστροφής από 0.1ns σε 0.5ns. Το πρόβλημα αυτό μπορεί να ισοσκελιστεί αν χρησιμοποιηθούν συχνότητες στην περιοχή των 100GHz, όπου η αντιστροφή λαμβάνει χώρα σε μικρό χρόνο και ταυτόχρονα παρατηρείται μείωση στο πεδίο αντιστροφής κατά ~ 40%. Τα αποτελέσματα αυτά μπορούν να συγκριθούν με την περίπτωση που προστίθεται ένα στρώμα 2nm μαλακής φάσης από το Co₃Pt προς το σχηματισμό του hard/soft CoPt/Co₃Pt. Έτσι, το πεδίο αντιστροφής απουσία των μικροκυμάτων αντιστοιχίζεται κοντά στην ελάχιστη τιμή της περίπτωσης με μόνο CoPt, με διπλάσιους όμως χρόνους αντιστροφής όπως παρουσιάζονται Εικόνα 4.3. Η μείωση του πεδίου αντιστροφής είναι ~86% (από τα 4.2 στα 1.8T) στην περιοχή των 100GHz ενώ όλοι οι χρόνοι αντιστροφής κυμαίνονται κοντά στο 1ns.



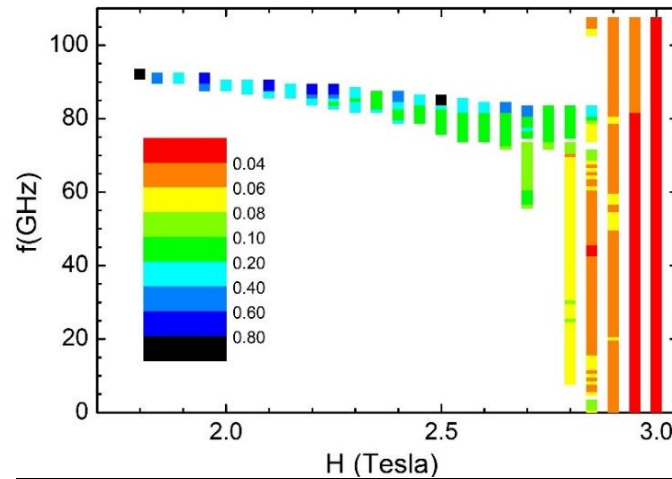
Εικόνα 4.3: Συνθήκες (συχνότητα διέγερσης σε σχέση με το εφαρμοζόμενο αντίστροφο πεδίο) υπό τις οποίες η αντιστροφή πραγματοποιείται εντός 1 ns για ένα δίσκο CoPt με διάμετρο 16nm και πάχος 4nm, καλυμμένο από ένα στρώμα Co₃Pt 2nm. Ο χρωματικός κώδικας αντιπροσωπεύει το χρόνο αναστροφής σε νανοδευτερόλεπτα. Η συμπαγής μαύρη γραμμή αντιπροσωπεύει τη συνθήκη Kittel $f = \gamma(4.2 \text{ T} - H)$.



Εικόνα 4.4: Συνθήκες (συχνότητα διέγερσης σε σχέση με το εφαρμοζόμενο αντιστροφο πεδίο) υπό τις οποίες η αντιστροφή συμβαίνει εντός 1ns για ένα δίσκο CoPt με διάμετρο 16nm και πάχος 4nm, όταν το εφαρμοζόμενο πεδίο είναι σε 45° ως προς τον εύκολο άξονα. Ο χρωματικός κώδικας αντιπροσωπεύει το χρόνο μετατροπής σε νανοδευτερόλεπτα. Η συμπαγής μαύρη γραμμή αντιπροσωπεύει τη συνθήκη Kittel σε αυτή την περίπτωση.

Η μελέτη θα συνεχιστεί για την περίπτωση που ο εύκολος άξονας και ανισοτροπία σχηματίζουν γωνία $\theta=45^\circ$, όπου σύμφωνα με το μοντέλο Stoner-Wohlfarth βρίσκεται το ελάχιστο πεδίο αντιστροφής [212]. Από την τα φαινόμενα αντιστροφής εμφανίζονται μόνο για τις υψηλές συχνότητες (200GHz) ενώ η μείωση του πεδίου αντιστροφής είναι κατά 20%. Αυτό πρέπει να οφείλεται στον διαφορετικό τρόπο με τον οποίο εξαρτώνται η συχνότητα συντονισμού με το πεδίο, για την περίπτωση των tilted media 45° , με τους άξονες της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και της ανισοτροπίας σχήματος δεν ταυτίζονται μεταξύ τους. Έτσι η έκφραση της ανισοτροπίας είναι περίπλοκη και δεν υπάρχει απλή αναλυτική έκφραση για τον τρόπο εξαρτώνται οι συχνότητες σιδηρομαγνητικού συντονισμού. Σε αυτήν την περίπτωση η συνεχής γραμμή που δείχνει τις συχνότητες των σιδηρομαγνητικών συντονισμών προέκυψε μέσω των μικρομαγνητικών προσομοιώσεων του mumax3. Αυτό επιτυγχάνεται μέσω μετασχηματισμό Fourier ,της απόκρισης της μαγνήτισης σε μια “κρουστική” διέγερση συνάρτησης sinc. Επιπλέον οι παραγόμενες συχνότητες συμφωνούν σε μεγάλο βαθμό με εκείνες που σχετίζονται για το μοντέλο του stoner-Wohlfarth, όταν το σταθερό πεδίο σχηματίζει γωνία $\theta=45^\circ$ με τον εύκολα άξονα αν οριστεί $H_k=12.3T$ όπως στο παράθεμα που ακολουθεί. Ωστόσο η αντιστροφή επιτυγχάνεται για πεδία αρκετά μικρότερα του $H_k/2$ και οι βέλτιστες συχνότητες MAS είναι χαμηλότερες από αυτές των συντονισμών που προκύπτουν από την Kittel.

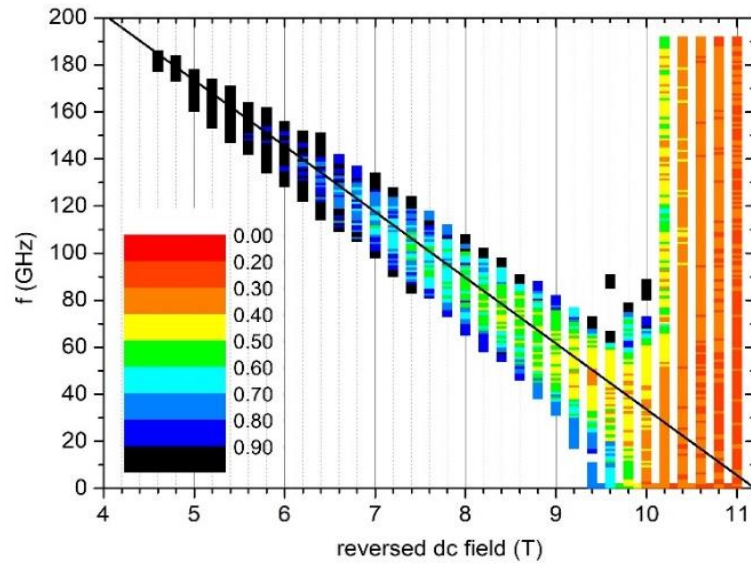
Επιπρόσθετα για τις 45° επιτυγχάνονται να μεν μικρότερα πεδία αντιστροφής, αλλά με κόστος τον χρόνο αντιστροφής. Ενδεικτικά από την Εικόνα 4.4, ο χρόνος αντιστροφής στα 5T είναι στα 0.02ns (χωρίς την ύπαρξη μικροκυμάτων) ενώ στα 4T (ελάχιστο πεδίο αντιστροφής) ο χρόνος αντιστροφής είναι περί τα 0.15ns.



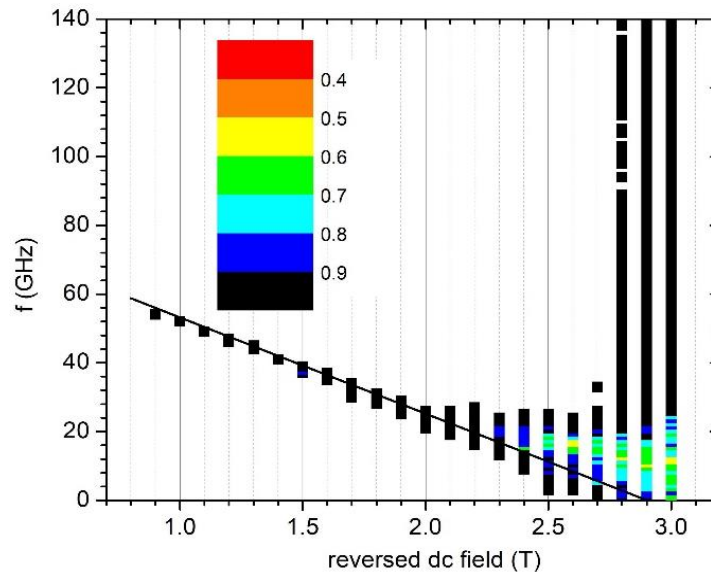
Εικόνα 4.5: Συνθήκες (συχνότητα διέγερσης σε σχέση με το εφαρμοζόμενο αντίστροφο πεδίο) υπό τις οποίες η αντιστροφή συμβαίνει εντός 1ns για ένα δίσκο CoPt με διάμετρο 16nm και πάχος 4nm, καλυμμένο από ένα στρώμα Co₃Pt 2nm, όταν το εφαρμοζόμενο πεδίο είναι 45ο ως προς τον εύκολο άξονα. Ο χρωματικός κώδικας αντιπροσωπεύει το χρόνο αναστροφής σε νανοδευτερόλεπτα.

Στην Εικόνα 4.5 φαίνονται τα αποτελέσματα συνδυασμού του κεκλιμένου άξονα της σκληρής φάσης με την προσθήκη του μαλακού στρώματος Co₃Pt πάχους 2nm. Το πεδίο αντιστροφής παρουσιάζει μια αισθητή μείωση κατά ~38% (από 2.95T σε 1.8T) αν χρησιμοποιηθούν συχνότητες κοντά στα 90GHz. Από την άλλη πλευρά ο χρόνος αντιστροφής από 0.05ns για 2.95T αυξάνεται στο 1ns στα 1.8T. Σε όλες τις παραπάνω περιπτώσεις αποδείχθηκε ότι οι συχνότητες συντονισμού δεν εξαρτώνται ισχυρά από το συνεχές πεδίο το οποίο εφαρμόζεται. Με σκοπό να ερμηνευτεί η επίδραση της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής της μαγνήτισης σε συστήματα με μη ομογενή στροφή των μαγνητικών ροπών, η διάμετρος της νανοδομής CoPt πάχους $t=4\text{nm}$ μεταβλήθηκε από τα 16nm σε 60nm και τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στην Εικόνα 4.6. Η κύρια διαφορά με τα αποτελέσματα που προέκυψαν ήταν ότι οι χρόνοι αντιστροφής ήταν πολύ μεγαλύτεροι. Με την προσθήκη του

επιπλέον 2nm στρώματος Co_3Pt από την Εικόνα 4.7 να μην υπήρξε δραστική μείωση του πεδίου αντιστροφής αλλά οι πλειοψηφία των χρόνων αντιστροφής ξεπερνούσε το 1ns.



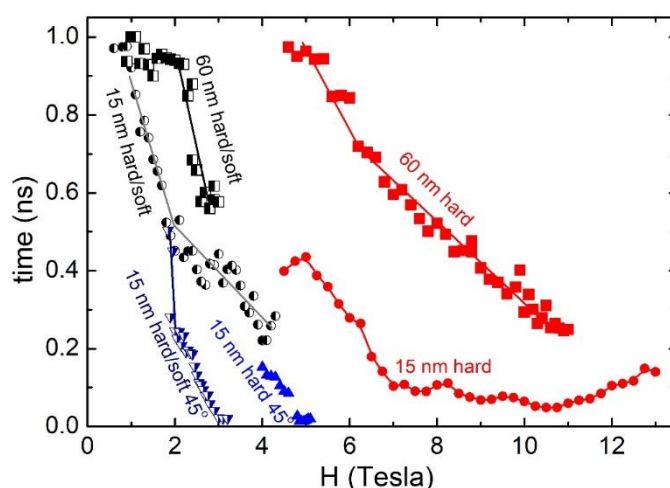
Εικόνα 4.6: Συνθήκες (συχνότητα διέγερσης σε σχέση με το εφαρμοζόμενο αντίστροφο πεδίο) υπό τις οποίες η αντιστροφή πραγματοποιείται εντός 1ns για ένα δίσκο CoPt με διάμετρο $D=60\text{nm}$ και πάχος $t=4\text{nm}$. Ο χρωματικός κώδικας αντιπροσωπεύει το χρόνο αντιστροφής σε νανοδευτερόλεπτα. Η συμπαγής μαύρη γραμμή αντιπροσωπεύει τη συνθήκη Kittel $f=\gamma(11,2 \text{ T}-H)$.



Εικόνα 4.7: Συνθήκες (συχνότητα διέγερσης σε σχέση με το εφαρμοζόμενο αντίστροφο πεδίο) υπό τις οποίες η αντιστροφή πραγματοποιείται εντός 1ns για ένα δίσκο CoPt με διάμετρο $D=60\text{nm}$ και πάχος $t=4\text{nm}$, που καλύπτεται από ένα στρώμα Co_3Pt 2nm. Ο χρωματικός κώδικας αντιπροσωπεύει το χρόνο αναστροφής σε νανοδευτερόλεπτα. Η συμπαγής μαύρη γραμμή αντιπροσωπεύει τη συνθήκη Kittel $f=\gamma(2,9 \text{ T}-H)$.

4.4 ΣΥΝΟΨΗ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 4

Κλείνοντας, εξετάστηκε η επίδραση της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής της μαγνήτισης σε διάφορες νανοδομές ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου συνεχούς πεδίου και της συχνότητας μικροκυμάτων. Τα συστήματα που επιλέχθηκαν και συγκρίθηκαν περιλαμβάνουν (α) μονοφασικό έναντι διφασικού, (β) μεγέθη τόσο κάτω όσο και πάνω από το κρίσιμη διάμετρο ομογενούς στροφής και (γ) με τον άξονα ανισοτροπίας τόσο να ταυτίζεται με τον άξονα του κυλίνδρου όσο και να σχηματίζει γωνία $\theta=45^\circ$. Σε όλες τις περιπτώσεις με την χρήση των μικροκυμάτων επιτεύχθηκε αντιστροφή σε μικρότερα πεδία σε σχέση με αυτά που απαιτούνται όταν επιβάλλεται μόνο ένα σταθερό πεδίο dc. Είναι σημαντικό να τονισθεί ότι, οι βέλτιστες συχνότητες είναι αρκετά κοντά στις συχνότητες σιδηρομαγνητικού συντονισμού που προβλέπονται από τις εξισώσεις Kittel. Στην περίπτωση που το σταθερό πεδίο είναι παράλληλο ως προς τον εύκολο άξονα, η συχνότητα μειώνεται γραμμικά με το αντίστροφα επιβαλλόμενο πεδίο των μικροκυμάτων, ερχόμενο σε πλήρη ταύτιση με το rotating frame model [213].



Εικόνα 4.8: Σύνοψη του ελάχιστου χρόνου αντιστροφής της μαγνήτισης με τη χρήση MAS, ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου αντιστρεπτού πεδίου, για διάφορες νανοδομές CoPt (σκληρή) και CoPt/Co₃Pt (σκληρή/μαλακή).

Από την άλλη πλευρά όταν ο άξονας της ανισοτροπίας αποκλίνει από τον άξονα κυλίνδρου κατά γωνία 45° , η μείωση του πεδίου αντιστροφής παρατηρείται μόνο στην περιοχή των υψηλών συχνοτήτων της και μπορεί να παρατηρηθεί από την Εικόνα 4.8. Σε όλες τις προαναφερθείσες περιπτώσεις η μείωση του απαιτούμενου πεδίου αντιστροφής, οδηγεί σε σημαντική αύξηση του χρόνου αντιστροφής. Για αναστροφή σε συνεχές πεδίο, το εφαρμοζόμενο πεδίο πρέπει να υπερβεί το συνεκτικό πεδίο ώστε να επέλθει η αντιστροφή.

Αυτό μπορεί να εξηγηθεί εύκολα με τη χρήση της προσέγγισης μακροσπιν: το Heff (δρών πεδίο) είναι ίσο με το εφαρμοζόμενο πεδίο μείον το πεδίο ανισοτροπίας. Όσο μεγαλύτερη είναι η διαφορά τους, τόσο υψηλότερη είναι η συχνότητα μετάπτωσης. Η αρχική τιμή της συχνότητας είναι $\gamma(H - H_K)$ και αυξάνεται σε $\gamma(H + H_K)$ καθώς η μαγνήτιση έχει αντιστραφεί ως προς την διεύθυνση του πεδίου. Επιπρόσθετα αν και η τιμή του Heff αλλάζει συνεχώς, το πρόσημο του και συνεπώς η χειρομορφία της μετάπτωσης παραμένουν αμετάβλητες. Από την άλλη πλευρά, χρησιμοποιώντας την μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή, τα φαινόμενα της αντιστροφής ξεκινούν σε πεδία μικρότερα από το υφιστάμενο πεδίο ανισοτροπίας. Σε αυτήν την περίπτωση παρατηρείται ακόμη αλλαγή [137] τόσο στην συχνότητα μετάπτωσης, όσο και στην χειρομορφία του συστήματος, εξαιτίας της διαρκούς αλλαγής πρόσημου στο δρών πεδίο Heff στον όρο $\gamma(H - H_K)$.

Οι προσομοιώσεις απέδειξαν ότι, υπό μια σταθερή συχνότητα μικροκυμάτων[137], ο συντονισμός περιορίζεται στα αρχικά στάδια της αντιστροφής και καθώς η αντιστροφή προχωράει, η συχνότητα μετάπτωσης αποκλίνει σχετικά γρήγορα από τη δεδομένη συχνότητα των μικροκυμάτων. Είναι λογικό να αναρωτηθεί κανείς ,αν υπάρχει λόγος να επεκταθεί η διάρκεια του μικροκυματικού παλμού πέρα από τα πρώτα στάδια της αντιστροφής και ειδικά πέρα από το σημείο όπου γίνεται η αλλαγή του πρόσημου. Ωστόσο, δεν βρέθηκε κάποιο σημείο διακοπής του παλμού, πριν η αντιστροφή να έχει πλήρως ολοκληρωθεί για το οποίο ο απαιτούμενος χρόνος αντιστροφής να μειώνεται. Ο χρόνος ανόδου των παλμών είναι επίσης μια σημαντική παράμετρος που εξαρτάται από τον χρησιμοποιούμενο ταλαντωτή ροπής σπιν (STO). Για αυτό εξετάστηκε επίσης πώς επηρεάζεται η αντιστροφή από τον χρόνο ανόδου των παλμών μεταβάλλοντας την τιμή του από 5 ps έως 400 ps. Ο χρόνος αντιστροφής γενικά δεν έχει μονότονη εξάρτηση από με τον χρόνο ανόδου των παλμών αλλά παρουσιάζει πολλές κορυφές. Ωστόσο, για όλες τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν, ο χρόνος αντιστροφής αυξάνεται σε σχέση με την τιμή που λαμβάνεται για μηδενικό χρόνο ανόδου, αλλά κατά ένα ποσό μικρότερο από τον ίδιο τον χρόνο ανόδου.

Συμπερασματικά τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων που παρουσιάστηκαν στο παρόν κεφάλαιο, καλύπτουν ποικίλες περιπτώσεις και μπορούν να λειτουργήσουν ως οδηγός, για τη βελτιστοποίηση των συστημάτων της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής της μαγνήτισης (MAMR) σε άλλες διατάξεις νανοδομών.

4.5 ΠΑΡΑΘΕΜΑ

Έστω ένα σωματίδιο Stoner-Wohlfarth με ανισοτροπία στο επίπεδο x-z που σχηματίζει γωνία $\theta=45^\circ$ με το σταθερό πεδίο H που βρίσκεται στην z διεύθυνση. Η έκφραση της ελεύθερης ενέργειας δίνεται από

$$E = -\frac{K}{2} \left(\frac{M_x}{M_s} + \frac{M_z}{M_s} \right)^2 - \mu_0 H M_z = -\frac{K}{2} (m_x + m_z)^2 - \mu_0 H M_s m_z \quad (A1)$$

Όπου m_x, m_y, m_z οι κανονικοποιημένες τιμές της μαγνήτισης.

$$H_x^{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial M_x} = \frac{K}{\mu_0 M_s^2} (M_x + M_z) = \frac{H_K}{2} (m_x + m_z) \quad (A2a)$$

$$H_y^{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial M_y} = 0 \quad (A2b)$$

$$H_z^{eff} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial M_z} = \frac{K}{\mu_0 M_s^2} (M_x + M_z) + H = \frac{H_K}{2} (m_x + m_z) + H \quad (A2c)$$

Για ένα ορισμένο σταθερό πεδίο H , η μετάπτωση της μαγνήτισης γίνεται με συχνότητα ω ενώ το διανυσμά του είναι το $\tilde{\mathbf{m}}(t)$, το οποίο μπορεί να αναπτυχθεί ως εξής

$$\tilde{m}_i = m_i + \delta m_i \cdot e^{i\omega t}, i = x, y, z.$$

Όπου m_i οι συνιστώσες της μαγνήτισης και δm_i μικρά πλάτη λόγω μεταπτώσεων. Η γενική εξίσωση κίνησης είναι $\frac{d\tilde{\mathbf{m}}}{dt} = -\gamma \tilde{\mathbf{m}} \times \mathbf{H}_{eff}$, κρατώντας όρους μέχρι πρώτης τάξης του δ . Ο όρος μηδενικής τάξης πρέπει να εξαφανιστεί, καθώς η ροπή μηδενίζεται όταν η μαγνήτιση είναι κατά μήκος της στατικής της τιμής. Αυτή η συνθήκη, δίνει την καμπύλη μαγνήτισης dc για ένα σωματίδιο Stoner-Wohlfarth σε $\theta=45^\circ$ είναι : $H m_x + \frac{H_K}{2} (m_x^2 - m_z^2) = 0$. Η στατική μαγνήτιση είναι στο επίπεδο xz και μπορεί να χρησιμοποιηθεί η συνθήκη $m_x^2 + m_z^2 = 1$. Έτσι προκύπτει η ορίζουσα (A3)

$$\left| \begin{pmatrix} \frac{i\omega}{\gamma} & H + \frac{H_K}{2} (m_x + m_z) & 0 \\ -H - H_K m_x & \frac{i\omega}{\gamma} & +H_K m_z \\ 0 & -\frac{H_K}{2} (m_x + m_z) & \frac{i\omega}{\gamma} \end{pmatrix} \right| = 0 \quad (A3)$$

$$\text{Λαμβάνοντας τελικά } \omega = \gamma \sqrt{H^2 + \frac{1}{2} H H_K (3m_x + m_z) + \frac{1}{2} H_K^2 (m_x + m_z)^2} \quad (A4)$$

Με τις άλλες δύο λύσεις να δίνουν $\omega = 0$ και ω αρνητικό.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΑ

ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗ ΣΕ

NANOΚΑΛΩΔΙΑ Co/CoPt ΔΥΟ ΦΑΣΕΩΝ

Χρόνου γαρ εις τα πράγματα εάν λάβης,
άπαντα λήξει και κατασταλήσεται.

5.1 ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σε αυτό το κεφάλαιο μικρομαγνητικές προσομοιώσεις χρησιμοποιούνται με σκοπό την μελέτη των συντονισμών και της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής (MAS) σε νανοκαλώδια Co/CoPt δύο φάσεων. Αυτό επιλέγεται ως ένα ενδιαφέρον πρότυπο σύστημα-, στο οποίο οι διαδικασίες της πυρήνωσης αντίστροφης περιοχής, της διεπιφανειακής αγκίστρωσης και της διάδοσής των τοιχωμάτων είναι διακριτές και εμφανίζονται στο παίζουν σημαντικό ρόλο.

Ο βαθμός της σύζευξης μεταβάλλεται για να καλύψει τόσο την καμπύλη ομαλής υστέρησης (ισχυρή σύζευξη) όσο και αυτήν της κλιμακωτής (ασθενής σύζευξη). Σε ενδιάμεσες τιμές σύζευξης, οι διεπιφανειακοί συντονισμοί παίζουν σημαντικό ρόλο στο MAS για την εύρεση των βέλτιστων συνθηκών που συνδυάζουν τόσο μικρά συνεχή πεδία (DC) αντιστροφής όσο και χαμηλές συχνότητες της MAS. Διαπιστώνεται ότι υπάρχει πάντα ένα αντιστάθμισμα μεταξύ της χρήσης χαμηλών πεδίων και επίτευξης μικρών χρόνων αντιστροφής.

5.2 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή της μαγνήτισης έχει τραβήξει πολύ την προσοχή λόγω της πρόσφατης εφαρμογής της σε μαγνητικά μέσα εγγραφής για την άμβλυνση των αντικρουόμενων απαιτήσεων αυξημένης πυκνότητας εγγραφής, υψηλού ποσοστού λόγου σήματος-ως-προς-θόρυβο (high signal to-noise ratio), της εγγραψιμότητας καθώς και της θερμικής σταθερότητας [214] [215]. Χρησιμοποιώντας την MAS, το πεδίο αντιστροφής μειώνεται μέσω της διέγερσης συντονισμού της μεταπτωτικής κίνησης της μαγνητικής ροπής από ένα πεδίο ραδιοσυχνοτήτων. Ο μηχανισμός αυτός παρουσιάζει επιστημονικό ενδιαφέρον μιας και η απόκριση συντονισμού διαφέρει θεμελιωδώς από τον αυτόν της θερμικής διέγερσης [112], [116], [115], [141]. Τα μαγνητικά νανοκαλώδια από την άλλη πλευρά είναι ενδιαφέροντα τόσο ως μόνιμοι μαγνήτες, όσο και σε σπιντρονικές και μικροκυματικές

ηλεκτρονικές εφαρμογές όσο και σε εφαρμογές που αφορούν την ιατρική, την κατάλυση και την αποθήκευση ενέργειας [216], [217], [218], [219].

Μικρομαγνητικές προσομοιώσεις αποδεικνύουν ότι, σε σύνθετους νανοκυλίνδρους 16nm, αποτελούμενους από σιδηρομαγνητικά συζευγμένες μαλακή και σκληρή περιοχή, η αντιστροφή με την βοήθεια των μικροκυμάτων μπορεί να πραγματοποιηθεί ακόμα και αν η σταθερά απόσβεσης της σκληρής φάσης είναι μεγάλη [220]. Πολλές έρευνες έχουν εστιαστεί στην μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή σε νανοκαλώδια [221], [222], [223] αλλά κυρίως στις δομές μορφής κυματοδηγών λεπτών λωρίδων κράματος σιδήρου-νικελίου. Σε νανολωρίδες, η δομή του τοιχώματος και η δυναμική απόκριση του σε ένα πεδίο που του εφαρμόζεται (ταχύτητα τοιχώματος, πεδίο Walker) εξαρτάται από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά, εξαιτίας του ότι το πεδίο απομαγνήτισης εξαρτάται από την συνιστώσα της μαγνήτισης που είναι κάθετη στο επίπεδο των λωρίδων [224]. Από την άλλη πλευρά, τα καλώδια με κυλινδρική συμμετρία παρουσιάζουν ενδιαφέροντες μηχανισμούς αντιστροφής, οι οποίοι περιλαμβάνουν τοπολογικά μη-τετριμμένες καταστάσεις [225]. Κατά οδηγούμενη από πεδίο διάδοση της αντίστροφης περιοχής σε σιδηρομαγνητικούς νανοσωλήνες, το πεδίο κατάρρευσης Walker και η ταχύτητα βρίσκονται να είναι ασυμμετρικά μεταξύ αντίθετων διευθύνσεων διαδόσεως [226].

Εδώ, η μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή (MAS) προσομοιώνεται για δύο φάσεις νανοκαλωδίων Co/CoPt χρησιμοποιώντας, λογισμικό προσομοιώσεων πεπερασμένων διαφορών mumax3 [146]. Θεωρώντας μήκος του καλωδίου τα 80nm, λαμβάνουμε ένα ενδιαφέρον πρότυπο όπου οι διαδικασίες της πυρήνωσης μιας αντίστροφης περιοχής, της αγκίστρωσης της στην διεπιφάνεια και η διάδοσή της εμφανίζονται στο προσκήνιο εξαρτώμενες από τον βαθμό διεπιφανειακής σύζευξης των δύο φάσεων [227],[148], [228]. Ο βαθμός μεταβάλλεται ώστε να περιγράφουν τόσο οι περιπτώσεις ομαλού βρόχου υστέρησης (ισχυρή σύζευξη) όσο και του κλιμακωτού (ασθενής σύζευξη).

5.3 ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Η γεωμετρία του δείγματος είναι αυτή ενός κυλινδρικού νανοστοιχείου που αποτελείται από μια σκληρή φάση μήκους 60nm και συζεύγεται με 20nm μήκους μαλακής φάσης, με τον άξονά του να είναι τοποθετημένος κατά μήκος της z-διεύθυνσης. Η διάμετρος ορίστηκε στα 10nm η οποία δίνει ακτινικά ομογενή αντιστροφή και για τις δυο φάσεις (σε αντιδιαστολή με την πιθανή ύπαρξη τρόπων αντιστροφής με στροβιλοειδείς μαγνητικές διαμορφώσεις [9]. Για

αυτά τα μήκη μπορούμε να λάβουμε τόσο ομαλό βρόχο υστέρησης όσο και κλιμακωτό μεταβάλλοντας τον βαθμό διεπιφανειακής σύζευξης.

Το μήκος της σκληρής φάσης μας επιτρέπει τον προσδιορισμό της ταχύτητας διαδόσεως της αντίστροφης περιοχής. Για μήκος μαλακής φάσης άνω των 20nm τα πεδία πυρήνωσης και αντιστροφής δεν διαφοροποιούνται αισθητά. Αυτό συμβαίνει επειδή αν η μαλακή φάση υπερβεί ένα κρίσιμο μήκος, ώστε ένας αντίστροφος πυρήνας να χωράει να σχηματιστεί πλήρως μέσα στην μαλακή φάση τότε το πεδίο πυρήνωσης εξαρτάται μόνο από την ανισοτροπία της μαλακής φάσης.

Για την σκληρή φάση χρησιμοποιούνται οι εξής παράμετροι του ισοατομικής χημικά διατεταγμένες φάσης CoPt (τετραγωνικής δομής $L1_0$): Μαγνήτιση κόρου $M_s=0.8\text{MA/m}$, η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία $K_{mc}=4.9\text{ MJ/m}^3$ και ενέργεια ανταλλαγής $A_{ex}=10\text{pJ/m}$ [9]. Για την μαλακή φάση του εξαγωνικού Co ορίζουμε: $M_s=1.4\text{MA/m}$, $K_{mc}=0.52\text{ MJ/m}^3$, $A_{ex}=28\text{pJ/m}$ [229]. Για τις δυναμικές ιδιότητες, η σταθερά απόσβεσης της εξίσωσης Landau-Lifshitz-Gilbert ορίζεται στα 0.02. Ο εύκολος άξονας της μαγνήτισης ορίστηκε και στις δύο περιπτώσεις κατά μήκος του άξονα του κυλίνδρου και για τις δύο φάσεις: Σε αυτήν την περίπτωση, η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία είναι προσθετική στην ανισοτροπία σχήματος της νανοβελόνας, η οποία είναι επωφελής για εφαρμογές μαγνητικής εγγραφής και μόνιμων μαγνητών.

Σημειώνεται ότι, τα νανοκαλώδια κατά την παρασκευή τους με πολυόλης τείνουν να αναπτυχθούν φυσικά κατά μήκος τους του c -κρυσταλλογραφικό άξονα, οποίος είναι και ο εύκολος άξονας της μαγνήτισης [217]. Μικρή απόκλιση 1° στον προσανατολισμό του άξονα κρυσταλλικής ανισοτροπίας εισήχθηκε για την αποφυγή αριθμητικών σφαλμάτων που θα μπορούσαν να εμφανιστούν στην περίπτωση που οι άξονες του συνεχούς επιβαλλόμενου εξωτερικού πεδίου (DC), η ανισοτροπία σχήματος και η Μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία ταυτίζονται. Το μέγεθος της κυψελίδας ορίζεται στο 1nm. Αυτή η τιμή είναι πολύ μικρότερη από το χαρακτηριστικό μήκος ανταλλαγής $L_{ex} = \sqrt{2A_{ex}/\mu_0 M_s^2}$ το οποίο είναι κοντά στα 5nm και για τις 2 φάσεις.

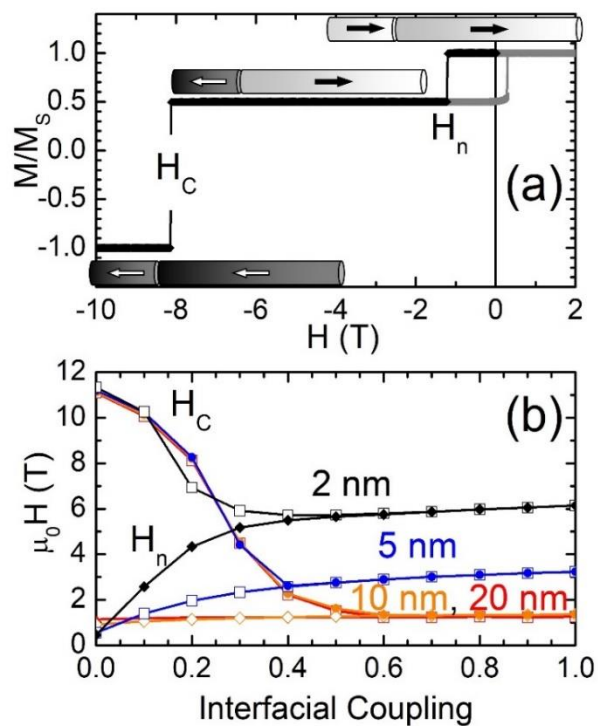
Για να μειωθούν τα φαινόμενα σκαλοπατιού κατά την περιγραφή της διαμέτρου σε κυψελίδα 1nm, τα άκρα εξομαλύνθηκαν προς το τέλειο κυλινδρικό σχήμα χρησιμοποιώντας 8^3 δείγματα ανά κυψελίδα. Ο βαθμός διεπιφανειακής σύζευξης μεταβάλλεται από την μηδενική τιμή έως την μέγιστη θεωρητική. Για λόγους ευκολίας, ο βαθμός διεπιφανειακής σύζευξης κανονικοποιείται ως προς την μέγιστη τιμή 29mJ/m^2 και συμβολίζεται από την παράμετρο κ

($0 \leq \kappa \leq 1$). Στο $\mu\text{max}3$, η σύζευξη στην διεπιφάνεια λαμβάνεται ως ο αρμονικός μέσος όρος των δυο φάσεων που αντιστοιχεί σε $29\text{mJ}/\text{m}^2$ για κυψελίδα 1nm . Ας σημειωθεί ότι ακόμα, και για μηδενική διεπιφανειακή σύζευξη ($\kappa=0$) υπάρχουν μερικές διπολικές αλληλεπιδράσεις οι οποίες αντικαθιστούν τον ελάχιστο βρόχο υστέρησης της μαλακής φάσης με ένα πεδίο αλληλεπίδρασης 0.1T . Μία αμιγώς διεπιφανειακή σύζευξη ανταλλαγής θα έδινε μετατόπιση βρόχου η οποία θα αντιστοιχούσε σε $2.8\text{mJ}/\text{m}^2$.

Για ασθενή διεπιφανειακή σύζευξη, η αντιστροφή χαρακτηρίζεται από έναν ‘κλιμακωτό’ βρόχο υστέρησης, οποίος ξεκινά με έναν αντεστραμμένο πυρήνα στην μαλακή φάση για την τιμή του πεδίου H_n , ακολουθούμενη από πλήρη αντιστροφή για μεγαλύτερη τιμή του πεδίου σε H_c καθώς η αντίστροφη περιοχή διαδίδεται από την μαλακή φάση στην σκληρή φάση μέσω της διεπιφάνειας. Για ισχυρότερη σύζευξη, το H_n αυξάνεται ενώ H_c μειώνεται δίνοντας εν τέλει υστέρηση μιας φάσης. Για μήκος μαλακής φάσης 20nm αυτό συμβαίνει για $\kappa=0.6$ και. Όλα τα αποτελέσματα συνοψίζονται στην Εικόνα 5.1.

Η διεπιφανειακή σύζευξη ορίζει τόσο το πεδίο πυρήνωσης H_n της αντίστροφης περιοχής καθώς και το πεδίο διαδόσεως της αντεστραμμένης περιοχής που σχηματίστηκε στην μαλακή φάση και διαδίδεται στην σκληρή, το οποίο καθορίζει το συνεκτικό πεδίο H_c . Όσο η σύζευξη γίνεται ασθενέστερη, τόσο πιο εύκολα σχηματίζεται ο αντίστροφος πυρήνας στην μαλακή φάση και τόσο πιο δύσκολα αυτός διαδίδεται στην σκληρή φάση. Τα πεδία H_n και H_c εξαρτώνται από το μήκος της μαλακής φάσης, η οποία καθορίζει αν μπορεί να σχηματιστεί ένας αντίστροφος πυρήνας εξ ολοκλήρου μέσα στην μαλακή φάση.

Αν το μήκος της μαλακής φάσης είναι μεγαλύτερο των 10nm το πεδίο πυρήνωσης δεν επηρεάζεται από την ύπαρξη της σκληρής φάσης, λόγω του ικανοποιητικού μήκους για τον σχηματισμό ενός αντεστραμμένου πυρήνα. Συμπερασματικά, το πεδίο πυρήνωσης είναι κοντά σε αυτό της ανισοτροπίας της μαλακής φάσης. Για να κάνουμε τις προσομοιώσεις της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής, κάθε δείγμα αφήνεται αρχικά να εφησυχάσει σε μηδενικό πεδίο από μια αρχική κατάσταση στην οποία είναι μαγνητισμένο κατά την $+z$ διεύθυνση. Στην συνέχεια, ένα αντίστροφο σταθερό πεδίο (DC) εφαρμόζεται συγχρόνως με ένα κυκλικά πολωμένο εναλλασσόμενο πεδίο ($B_x \sim \cos\omega t, B_y \sim \sin\omega t$) συχνότητας έως και 420GHz και πλάτους 0.1T . Η μαγνήτιση παρακολούθηθηκε για χρονική διάρκεια 14ns με βήμα 0.5ps . Ο χρόνος ανύψωσης και η διάρκεια των μικροκυμάτων μεταβάλλονται για επιλεγμένες περιπτώσεις.



Εικόνα 5.1 : (a) καμπύλη απομαγνήτισης για δείγμα με 20nm μήκους μαλακής φάσης και διεπιφανειακή σύζευξη $\kappa=0.2$ Η γκρι καμπύλη εκφράζει τον ελάχιστο βρόχο της μαλακής φάσης ($\pm 2T$) τα πεδία πυρήνωσης (H_n) και αντιστροφής (H_c). (b) Τα H_n και H_c σαν συνάρτηση της διεπιφανειακής σύζευξης για διαφορετικά μήκη της μαλακής φάσης.

5.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ: ΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ

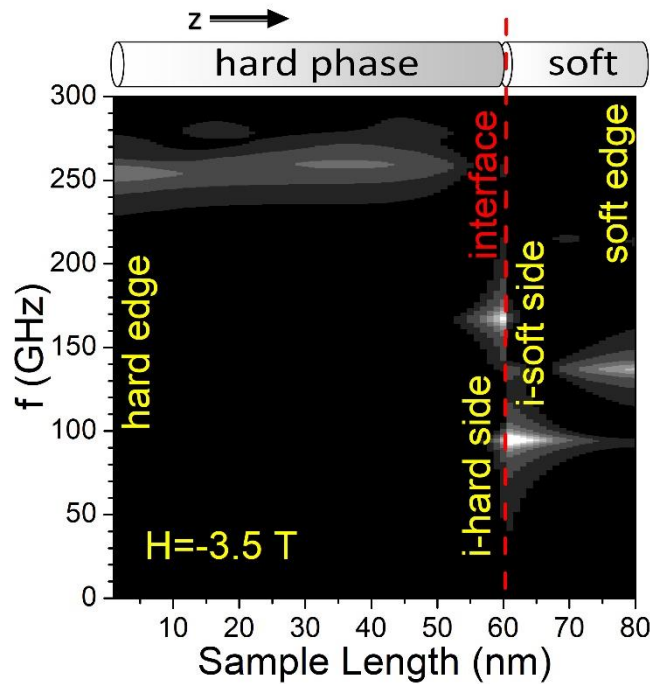
Από την στιγμή που η μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή βασίζεται στο συντονισμό της διέγερσης της μεταπτωτικής κίνησης, θα εξετάσουμε πρώτα τους συντονισμούς του συστήματός μας. Οι συχνότητες συντονισμού υπολογίζονται σύμφωνα με τις μεθόδους και της υποθέσεις της αναφοράς [230]: Για κάθε μαγνητική κατάσταση (που ορίζεται από το αντίστροφο συνεχές πεδίο (DC)), εφαρμόζεται, ένα χρονοεξαρτώμενο διεγείρον εξωτερικό πεδίο, περιγραφόμενο από την συνάρτηση $\text{sinc}(2\pi f_c t)$, με $f_c = 0.98 \text{ THz}$, και η μαγνητική απόκριση αναλύεται μέσω Fourier για να βρεθεί το πλάτος της διακύμανσης της μαγνήτισης για κάθε συχνότητα. Το χρονικό βήμα της δειγματοληψίας ήταν 0.5 ps για συνολικό χρονικό διάστημα τα 2048 ps . Αυτές οι ρυθμίσεις δίνουν συχνότητες έως και 1000 GHz με βήμα τα 0.488 GHz . Το πλάτος της συνάρτησης sinc ήταν $\mu_0 * H_{rf} = 10 \text{ mT}$.

Ένα μοντέλο των δυο μακροσπιν μπορεί να περιγράψει ικανοποιητικά τους συντονισμούς (μέχρι για $\kappa \leq 0.2$), αλλά δεν περιγράφει σωστά την ουσία των φυσικών μηχανισμών που διέπουν το σύστημα αυτό, εξαιτίας της ύπαρξης εντοπισμένων συντονισμών σε διαφορετικές περιοχές του κυλίνδρου, όπως τα δύο ελεύθερα άκρα του νανοκαλωδίου, οι δύο πλευρές της διεπιφάνειας και το κέντρο της κάθε φάσης ξεχωριστά. Για να διαλευκάνουμε την προέλευση των διαφορετικών εντοπισμένων συντονισμών, σχεδιάσαμε τα διαγράμματα στα οποία εμφανίζονται που βρίσκονται οι συντονισμοί κατά μήκος του νανοκαλωδίου.

Τα διαγράμματα λαμβάνονται, λαμβάνοντας χωριστά τις τιμές του μετασχηματισμού Fourier της απόκρισης της μαγνήτισης συγκεκριμένου τμήματος (1 nm) κατά μήκος του δείγματός μας. Σαν παράδειγμα, δείγμα με $\kappa = 0.2$ και πεδίο αντιστροφής τα 3.5 T παρουσιάζεται στην Εικόνα 5.2. Στα 95 GHz η διεπιφάνεια διεγείρεται στην πλευρά της μαλακής φάσης. Στα 137 GHz , η διέγερση παρατηρείται στο ελεύθερο άκρο της μαλακής φάσης. Στα 168 GHz , η διέγερση βρίσκεται στην διεπιφάνεια στην πλευρά της σκληρής φάσης. Οι συντονισμοί του κέντρου της σκληρής φάσης 260 GHz και του ελεύθερου άκρου της στα 254 GHz , είναι αρκετά κοντά και εμφανίζονται ως ένας διευρυμένος συντονισμός.

Οι συντονισμοί ως συνάρτηση του αντιστρόφου συνεχούς πεδίου για διαφορετικό βαθμό διεπιφανειακής σύζευξης ($\kappa = 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 1.0$) παρουσιάζονται στην Εικόνα 5.3. Οι ευθείες με αρνητική (καθοδική) κλίση, αντιστοιχίζονται στα μέρη του νανοκαλωδίου τα οποία δεν έχουν αντιστραφεί ακόμα, και επομένως το αντίστροφο εξωτερικό πεδίο αφαιρείται από το δρών πεδίο. Από την άλλη πλευρά οι ευθείες με θετική (ανοδική) κλίση αντιστοιχίζονται στις περιοχές του νανοκαλωδίου που έχουν αντιστραφεί, και επομένως το αντίστροφο εξωτερικό

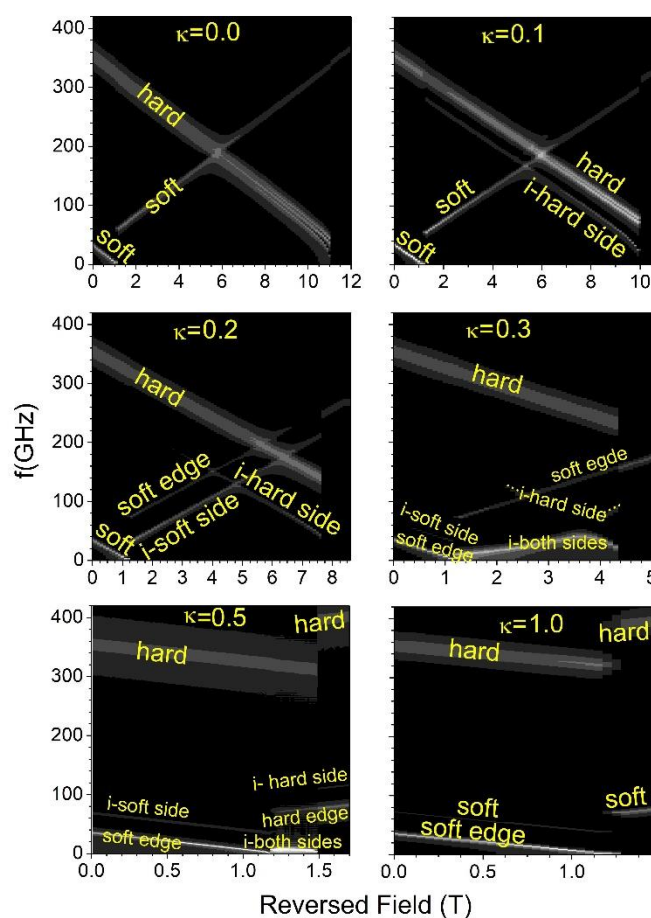
πεδίο προστίθεται στο δρών πεδίο. Έτσι, υπάρχει μια ασυνέχεια στην απόκριση της μαλακής φάσης η οποία παρατηρείται στα χαμηλά πεδία (εκεί που αντιστρέφεται η μαλακή φάση), ακολουθούμενη από μια ασυνέχεια στα υψηλά πεδία όπου αντιστρέφεται η σκληρή φάση.



Εικόνα 5.2: Οι συντονισμοί ενός νανοκαλωδίου 60nm σκληρής φάσης/ 20nm μαλακής φάσης με $\kappa=0.2$ σαν συνάρτηση της περιοχής του δείγματος για αντεστραμμένο πεδίο (DC) 3.5T. Κάθε φάση έχει δύο άκρα, ένα ελεύθερο και ένα στην διεπιφάνεια. Εισάγονται οι όροι που θα χρησιμοποιηθούν στην Εικόνα 5.3.

Για πλήρη σύζευξη $\kappa=1.0$, οι δύο φάσεις αντιστρέφονται ταυτόχρονα, και οι δύο ασυνέχειες ταυτίζονται σε μία. Στις ενδιάμεσες τιμές σύζευξης, παρατηρούνται πολύπλοκα διαγράμματα με πολλαπλούς συντονισμούς. Με βάση τα διάφορα διαγράμματα σαν αυτό της Εικόνας 5.2 γίνονται τα διαγράμματα των συντονισμών σαν συνάρτηση του αντίστροφου πεδίου και παρουσιάζονται στην Εικόνα 5.3. Γενικά, οι συντονισμοί που προκύπτουν από τα δύο ελεύθερα άκρα του δείγματος, τις δύο πλευρές της διεπιφάνειας καθώς και από τα κέντρα της κάθε φάσης είναι διακριτοί ιδιαίτερα στην ενδιάμεση σύζευξη. Για πλήρη σύζευξη, δεν παρατηρείται κανένας συντονισμός στην διεπιφάνεια. Για μηδενική σύζευξη, οι συντονισμοί του κέντρου της μαλακής φάσης είναι πολύ κοντά (αν και κάπως με υψηλότερη συχνότητα) σε αυτούς των δύο άκρων (στο ελεύθερο άκρο και σε αυτό με την διεπιφάνεια με την σκληρή φάση). Οι συχνότητες συντονισμού των άκρων της μαλακής δεν ταυτίζονται απόλυτα εξαιτίας

της ύπαρξης μαγνητοστατικής σύζευξης του άκρου που βρίσκεται σε επαφή με την σκληρή φάση. Ωστόσο, και οι τρεις συχνότητες είναι κοντά και εμφανίζονται ως μια ευθεία.



Εικόνα 5.3: Ο άξονας x αντιπροσωπεύει το συνεχές (DC) αντίστροφο εξωτερικό πεδίο που εφαρμόζουμε ενώ ο άξονας y την συχνότητα του πεδίου των ραδιοκυμάτων. Τα διαφορετικά παράθυρα αντιστοιχίζονται στις διαφορετικές τιμές του βαθμού διεπιφανειακής σύζευξης ($\kappa=0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5$ and 1.0) σε νανοκαλώδιο (60nm σκληρής φάσης)/(20 nm μαλακής φάσης). Εξαιτίας των διαφορετικών δειγμάτων με διαφορετικές τιμές κ , ο άξονας x αναπροσαρμόζεται για την κάθε περίπτωση ξεχωριστά. Οι διαφορετικοί χρωματικοί τόνοι της γκρι κλίμακας στο πλάτος της Fourier για κάθε συχνότητα σε μονάδες της μειωμένης μαγνήτισης $m=M/M_S$. Οι λευκές περιοχές αντιστοιχίζονται σε $m>6.4\times 10^{-5}$. Οι διαφορετικές σκιάσεις ορίζονται από τις τιμές $1\times 10^{-6}, 2\times 10^{-6}, 4\times 10^{-6}, 8\times 10^{-6}, 1.6\times 10^{-5}$ και 3.2×10^{-5} . Στην διεπιφάνεια οι συντονισμοί μπορούν να βρίσκονται στην μαλακή φάση (“i-soft side”), στην σκληρή φάση (“i-hard side”) ή και στις δύο (“i-both sides”).

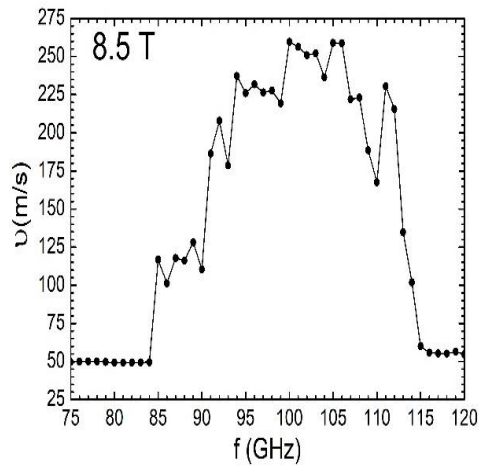
5.5 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ: ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΑ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗ ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗΣ

Ξεκινώντας από τα διαγράμματα της Εικόνας 5.3, μπορεί να ελεγχθεί αν η αντιστροφή με την βοήθεια των μικροκυμάτων μπορεί να συμβαίνει για κάθε σημείο του διαγράμματος, όταν δηλαδή τα μικροκύματα με ορισμένη συχνότητα εφαρμόζονται ταυτόχρονα με συγκεκριμένο αντίστροφο συνεχές πεδίο (DC). Στην Εικόνα 5.5 παρουσιάζονται δύο χαρακτηριστικά παραδείγματα της μαγνήτισης σαν συνάρτηση του χρόνου. Τα παραδείγματα αυτά αφορούν τόσο την ισχυρή σύζευξη όσο και την ασθενή.

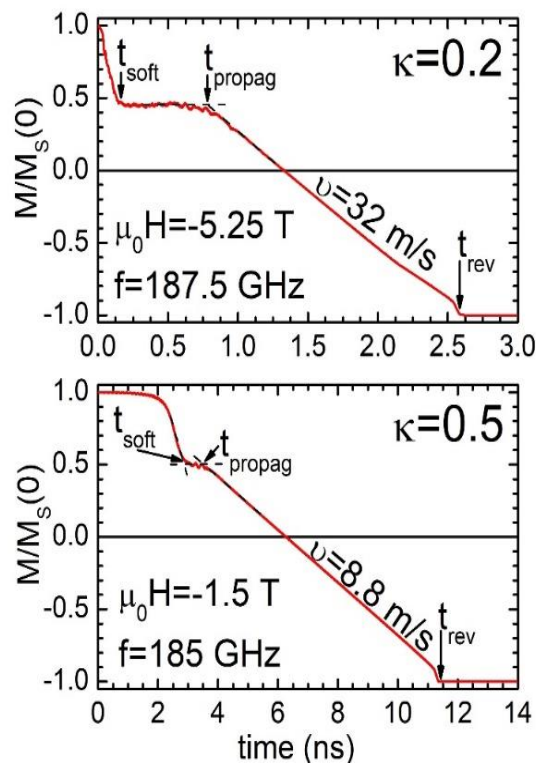
Η αντιστροφή όπως ήταν αναμενόμενο ξεκινάει από την μαλακή φάση και ολοκληρώνεται σε χρόνο που ορίζεται ως t_{soft} . Η αντίστροφη περιοχή που σχηματίστηκε στην μαλακή φάση αγκιστρώνεται στην διεπιφάνεια. Πολλές φορές, η αντιστροφή ολοκληρώνεται σε αυτό το σημείο, αφήνοντας το δείγμα με δύο περιοχές αντίθετα μαγνητισμένες. Αν οι συνθήκες είναι κατάλληλες η αντίστροφη περιοχή αρχίζει να διαδίδεται στην σκληρή φάση για χρόνο t_{propag} , με την αντιστροφή να ολοκληρώνεται για χρόνο $t = t_{\text{rev}}$. Για ασθενή σύζευξη ($\kappa=0.2$ η πάνω γραφική της Εικόνας 5.5) η μαλακή φάση αντιστρέφεται γρήγορα αλλά απαιτούνται μεγάλα πεδία για να διαδοθεί στην σκληρή φάση σε σύγκριση με την ισχυρή σύζευξη ($\kappa=0.5$ η κάτω γραφική της Εικόνας 5.5). Η σχεδόν γραμμική εξάρτηση για το διάστημα $t_{\text{propag}} < t < t_{\text{rev}}$, μας επιτρέπει τον προσδιορισμό της ταχύτητας διαδόσεως, υπολογίζοντας την κλίση της ευθείας. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η ταχύτητα διαδόσεως εξαρτάται από την συχνότητα.

Ο υπολογισμός της ταχύτητας με αυτόν τον τρόπο γίνεται με βάση την υπόθεση ότι έχουμε μόνο μία αντίστροφη περιοχή που μετακινείται από την διεπιφάνεια στην σκληρή φάση. Ωστόσο, υπάρχουν και άλλες πιθανότητες: α) Ταυτόχρονη αντιστροφή από την διεπιφάνεια και το ελεύθερο άκρο της σκληρής φάσης, έχουμε δύο αντίστροφες περιοχές με αποτέλεσμα η δρώσα ταχύτητα να διπλασιάζεται. β) Αν υπάρχει ταυτόχρονη αντιστροφή από τα δύο άκρα του νανοκαλωδίου και ένας αντίστροφος πυρήνας στο κέντρο του, τότε έχουμε τέσσερις αντίστροφες περιοχές και επομένως η δρώσα ταχύτητα τετραπλασιάζεται. Στην Εικόνα 5.4 παρουσιάζεται η εξάρτηση της ταχύτητας διαδόσεως με την συχνότητα για δείγμα με $\kappa=0.2$ και αντίστροφο πεδίο 8.5T.

Μακριά, από τον συντονισμό υπάρχουν περιοχές όπου η ταχύτητα διαδόσεως είναι $v \sim 50\text{m/s}$ ενώ κοντά στο συντονισμό έχουμε περιοχές με ταχύτητα διαδόσεως $v \sim 100\text{m/s}$ και $v \sim 200\text{m/s}$.

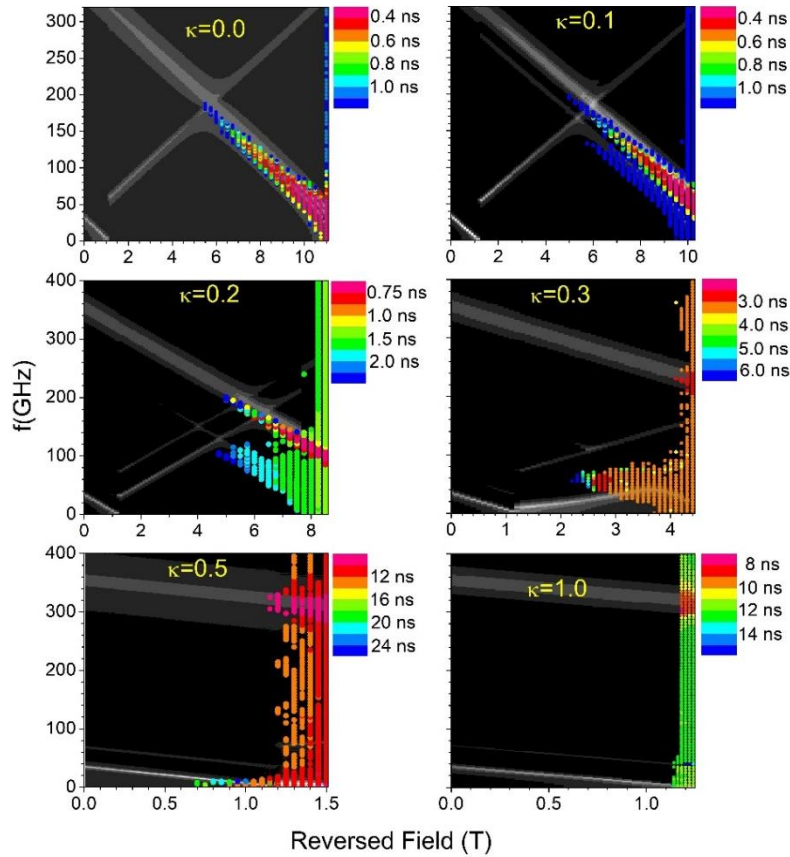


Εικόνα 5.4: Η εξάρτηση της συχνότητας διάδοσης αντίστροφης περιοχής μέσα στην σκληρή φάση για $\kappa=0.2$ και αντίστροφο πεδίο 8.5T.



Εικόνα 5.5: Χαρακτηριστικό παράδειγμα της εξάρτησης της μαγνήτισης με το χρόνο. Το πάνω παράθυρο αντιστοιχίζεται σε ασθενή διεπιφανειακή σύζευξη $\kappa=0.2$ ενώ το κάτω για ισχυρή διεπιφανειακή σύζευξη $\kappa=0.5$

Χρησιμοποιώντας τις οικογένειες καμπύλων όπως αυτές που παρουσιάστηκαν στην Εικόνα 5.3, μπορούμε να συνοψίσουμε την επίδραση της MAS στο χρόνο αντιστροφής του συστήματος, τοποθετώντας στο διάγραμμα συντονισμού συχνότητας έναντι αντίστροφου πεδίου κάθε συστήματος (που δίνεται στην Εικόνα 5.3) τα σημεία για τα οποία η MAS στη συγκεκριμένη συχνότητα και πεδίο θα οδηγούσε σε αντιστροφή (Εικόνα 5.6). Αυτά τα σημεία επιχρωματίζονται αναλόγως του χρόνου αντιστροφής.



Εικόνα 5.6: Συνθήκες (εφαρμοζόμενο αντίστροφο πεδίο και συχνότητα μικροκυμάτων) για όπου επιτυγχάνεται η αντιστροφή. Τα έξι παράθυρα αντιστοιχίζονται στις διαφορετικές τιμές του βαθμού διεπιφανειακής συζεύξεως ($\kappa=0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5$ and 1.0). τα σημεία που αντιστοιχίζονται στην πλήρη αντιστροφή επιχρωματίζονται σύμφωνα με το χρόνο αντιστροφής και τοποθετούνται στο διάγραμμα συντονισμού της κάθε περίπτωσης.

Για ασθενή σύζευξη η μαλακή φάση αντιστρέφεται γρήγορα, αλλά η διάδοσή της στην σκληρή φάση απαιτεί ισχυρά πεδία. Οι διεπιφανειακοί συντονισμοί που παρατηρούνται στις δύο πλευρές της διεπιφάνειας δεν ταυτίζονται. Το πεδίο διαδόσεως μπορεί να μειωθεί κατά 50% με την χρήση των μικροκυμάτων σε σχέση με αυτό χωρίς την ύπαρξή τους. Ωστόσο, οι συχνότητες που απαιτούνται είναι αρκετά μεγάλες και ταυτίζονται με αυτές του σιδηρομαγνητικού συντονισμού της υψηλής ανισοτροπίας σκληρής φάσης. Αυτό το μειονέκτημα εξαλείφεται, αν χρησιμοποιηθεί ενδιάμεση σύζευξη: Ένας επιπλέον κλάδος που βρίσκεται σε χαμηλότερες συχνότητες, αναπτύσσεται σταδιακά. Αυτό συμβαίνει γιατί οι διεπιφανειακοί συντονισμοί έρχονται στο προσκήνιο και διέπουν την μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή.

Για $\kappa=0.5$ ναι μεν συχνότητες μικρότερες των 10GHz μπορούν να μειώσουν το αντίστροφο σταθερό πεδίο (DC) κατά 40%, αλλά παρατηρείται ραγδαία αύξηση στο χρόνο αντιστροφής. Όταν έχουμε ισχυρή σύζευξη, το απαιτούμενο αντίστροφο σταθερό πεδίο (DC) είναι μικρό, οι διεπιφανειακοί συντονισμοί εξαλείφονται ενώ η επίδραση των μικροκυμάτων στην αντιστροφή θεωρείται επουσιώδης.

5.6 ΣΥΝΟΨΗ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 5

Συνοπτικά, η μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή είναι βέλτιστη στην ενδιάμεση σύζευξη, όπου δηλαδή οι διεπιφανειακοί συντονισμοί παίζουν σημαντικό ρόλο, ενώ ο επιπλέον κλάδος χαμηλών συχνοτήτων που προκύπτει, μας επιτρέπει τον προσδιορισμό χρήσιμων συνθηκών που συνδυάζουν τη χρήση τόσο χαμηλών συχνοτήτων όσο και χαμηλών πεδίων. Ωστόσο, παρατηρείται ένας συμβιβασμός στην χρήση χαμηλών πεδίων αντιστροφής και μικρών χρόνων αντιστροφής, το οποίο εξηγείται με την υπόθεση ότι τα μεγαλύτερα πεδία οδηγούν και σε μεγαλύτερη μετάπτωση της συχνότητας.

Μέσω του μοντέλου των μακροσπίν, μπορούμε να περιγράψουμε ποιοτικά τους συντονισμούς για $\kappa \leq 0.2$, αλλά όχι την φυσική που διέπει τα φαινόμενα αντιστροφής υποβοηθούμενα από μικροκύματα επειδή υπάρχουν συντονισμοί τόσο στα άκρα όσο και στην διεπιφάνεια οι οποίοι θεωρούνται κρίσιμοι για την αντιστροφή. Έτσι, μόνο η μικρομαγνητική θεωρεία μπορεί να εξηγήσει την πολύπλοκη συμπεριφορά αυτών των συστημάτων. Σύμφωνα με προηγούμενη επιστημονική μελέτη μας [231], οι προσομοιώσεις αποδεικνύουν, ότι, οι συντονισμοί περιορίζονται στα αρχικά στάδια της αντιστροφής, αλλά καθώς η αντιστροφή προχωράει, η μετάπτωση της συχνότητας αποκλίνει γρήγορα από αυτήν των μικροκυμάτων. Ωστόσο, δεν βρέθηκε καμία περίπτωση για την οποία ο χρόνος αντιστροφής να μειώθηκε, αν σταματούσαμε τα μικροκύματα πριν ολοκληρωθεί η αντιστροφή. Ο χρόνος αντιστροφής στις περισσότερες περιπτώσεις περιορίζεται από την διάδοση της αντίστροφης περιοχής στην σκληρή φάση.

Συμπερασματικά, οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις χρησιμοποιούνται για να μελετηθεί η μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή σε νανοκαλώδια δύο φάσεων. Αυτό το πρότυπο εμφανίζει έντονο ενδιαφέρον λόγω ότι οι διαδικασίες πυρήνωσης μιας αντίστροφης περιοχής, αγκίστρωσης της στην διεπιφάνεια και διάδοσή της είναι διακριτές και εμφανίζονται στο προσκήνιο αναλόγως των συνθηκών που επικρατούν. Η σύζευξη μεταβάλλεται για να καλύψει τις περιπτώσεις τόσο του ομαλού (ισχυρή σύζευξη) όσο και του κλιμακωτού (ασθενής σύζευξη) βρόχου υστέρησης. Ποιοτικά, μπορούν να διακριθούν σε τρεις περιπτώσεις

1. Ασθενής σύζευξη : Η πυρήνωση της αντίστροφης περιοχής γίνεται εύκολα στην μαλακή φάση, αλλά απαιτούνται μεγάλα πεδία για την διάδοσή της, στην σκληρή φάση. Η μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή είναι αποτελεσματική για τις συχνότητες συντονισμού της σκληρής φάσης με μειονέκτημα ότι χρειαζόμαστε μεγάλες συχνότητες για να χρησιμοποιήσουμε μικρά σταθερά πεδία (DC).

2. Ενδιάμεση σύζευξη : Οι διεπιφανειακοί συντονισμοί γίνονται κυρίαρχοι, και ο επιπλέον κλάδος που βρίσκεται σε χαμηλότερες συχνότητες αναπτύσσεται, επιτρέποντάς μας την ταυτόχρονη χρήση τόσο χαμηλών συχνοτήτων όσο και μικρών σταθερών πεδίων (DC). Αυτή η εξέλιξη του κ γίνεται σταδιακά : Χαρακτηριστικά παραδείγματα αυτής της συμπεριφοράς παρατηρείται για $\kappa=0.2$ και $\kappa=0.3$ αλλά ακόμα και για $\kappa=0.1$ αυτός ο επιπλέον κλάδος αρχίζει να εμφανίζεται και γίνεται ο κύριος για $\kappa=0.5$ δίνοντας πολύ χαμηλές συχνότητες του MAS.
3. Ισχυρή σύζευξη : Η αντίστροφη περιοχή διαδίδεται εύκολα στην σκληρή φάση σε χαμηλά πεδία, τα οποία προσδιορίζονται από το συνεκτικό πεδίο της μαλακής φάσης. Έτσι η σκληρή φάση δεν προσθέτει σταθερότητα στο πεδίο και επιπλέον η επίδραση των μικροκυμάτων στην μείωση του πεδίου αντιστροφής είναι ελάχιστη. Ο χρόνος αντιστροφής μπορεί να μειωθεί από τον συντονισμό της σκληρής φάσης.

Γενικά , υπάρχει πάντα μια αντιστάθμιση μεταξύ χρήσης χαμηλών σταθερών πεδίων (DC) και της επίτευξης μικρών χρόνων αντιστροφής. Η παρασκευή νανοκαλωδίων με ελεγχόμενη διεπιφανειακή σύζευξη είναι πειραματικά εφικτή: Η πιο κοινή μέθοδος για την παρασκευή μαγνητικών νανοκαλωδίων είναι μέσω της εναλλασσόμενης ηλεκτροεναπόθεσης των δυο φάσεων μέσα σε νανοπόρους ανοδικά οξειδωμένης αλούμινας.[232] [233]. Η ισχυρή σύζευξη μεταξύ των διαφορετικών φάσεων μπορεί να επιτευχθεί με χρήση και σύνθεσης με την μέθοδο πολυόλης ή sol-gel [234]. Η σύζευξη εξαρτάται έντονα από την ποιότητα και από το πλεγματικό ταίριασμα στην διεπιφάνεια. Στην περίπτωση απευθείας σύζευξης στην διεπιφάνεια, ο βαθμός της διεπιφανειακής σύζευξης εξαρτάται από τους τρόπους ανάπτυξης και μπορεί να τόσο ισχυρός ώστε οδηγήσει σε ταυτόχρονη αντιστροφή των δύο φάσεων. Για να επιτύχουμε ενδιάμεσο βαθμό σύζευξης, ένα μη-μαγνητικό στρώμα 3-d στοιχείου κατάλληλου πάχους μπορεί να παρεμβληθεί. Ως εκ τούτου, η ανάλυση που παρουσιάζεται εδώ παρουσιάζει ενδιαφέρον τόσο θεωρητικό όσο και από πλευράς εφαρμογών.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΜΙΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ

ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΑ ΥΠΟΒΟΗΘΟΥΜΕΝΗΣ

ΑΝΤΙΣΤΡΟΦΗΣ ΣΕ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΗ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ

Κάλλιστον κόσμος, ποίημα γαρ θεού.

6.1 ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστούν αποτελέσματα μικρομαγνητικών προσομοιώσεων για το νανοδίσκο $\text{CoPt}(4\text{nm})/\text{Co}_3\text{Pt}(2\text{nm})$ διαμέτρου 15nm σε διαφορετικές πεπερασμένες θερμοκρασίες. Οι θερμοκρασίες για στις οποίες έγιναν προσομοιώσεις ήταν: 0K , 25K , 50K , 100K , 200K , 300K . Σε αντιδιαστολή με τα Κεφάλαια, 4, 5 όπου οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πραγματοποιούνταν χωρίς λαμβάνουμε υπόψιν τις θερμικές διακυμάνσεις στο παρόν κεφάλαιο θα τις συμπεριλάβουμε. Η ύπαρξη των θερμικών διακυμάνσεων συμβάλλουν στην που βελτιστοποίηση των φαινομένων της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής (MAS) [235] σε νέες καινοτόμες πρακτικές εφαρμογές.

6.2 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Για την ακριβή περιγραφή της μαγνητικής δυναμικής, είναι απαραίτητο να ληφθούν υπόψη και οι θερμικές διακυμάνσεις. Ο Brown ανέπτυξε μια θεωρία για να ενσωματώσει αυτές τις διακυμάνσεις κατά τη μελέτη της θερμικής αντιστροφής σε σωματίδια μοναδικής περιοχής. Πρόσφατα, ο Λυμπεράτος [170] αντιλήφθηκε πως η συγκεκριμένη θεωρία θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί στις προσομοιώσεις μικρομαγνητισμού, συμπεριλαμβανομένων αυτών που βασίζονται σε μεθόδους πεπερασμένων διαφορών. Προκειμένου να το επιτύχει, ενσωμάτωσε τις εξισώσεις Brown και διεύρυνε το ενεργό πεδίο των εξισώσεων Landau-Lifshitz-Gilbert σε ένα στοχαστικό πεδίο, το οποίο αποκάλεσε θερμικό. Το θερμικό πεδίο έχει τις παρακάτω ιδιότητες που περιγράφονται από το σύστημα εξισώσεων (6.1).

$$\langle H_{th} \rangle = 0$$

$$\langle H_{thi}(t)H_{thj}(t') \rangle = q\delta(t - t')\delta_{ij} \quad (6.1)$$

$$q = 2k_B a T / M_s \gamma_0 \mu_0$$

ο συμβολισμός $\langle w \rangle$ συμβολίζει την χρονική μέση τιμή ενός μεγέθους w , ενώ ο συμβολισμός $\langle wr \rangle$ εκφράζει την συσχέτιση μεταξύ των 2 διαφορετικών μεγεθών w , r , όπου δ η συνάρτηση

δέλτα του Ντιράκ, ενώ τα i, j οι καρτεσιανές συνιστώσες καρτεσιανού x, y, z . Η μέση τιμή του θερμικού πεδίου είναι μηδέν και είναι χωρικά και χρονικά ασυσχέτιστη. Με k_B συμβολίζουμε την σταθερά του Boltzmann, με T την απόλυτη θερμοκρασία και V τον όγκο όπου συμβαίνουν οι θερμικές διακυμάνσεις. Αριθμητικά, το θερμικό πεδίο περιλαμβάνεται στο δρών πεδίο υπολογιζόμενο από την εξίσωση (3.30).

$$H_{th} = n\sqrt{2ak_B T / \mu_0 M_S \gamma_0 V \Delta t} \quad (6.2)$$

όπου Δt το χρονικό διάστημα που απαιτείται για την ολοκλήρωση των μικρομαγνητικών εξισώσεων και n ένα διάνυσμα που περιέχει 3 συνιστώσες που προέρχονται από μια κανονική κατανομή μέσης τιμής 0 και τυπικής απόκλισης 1.

Η εξίσωση (6.2) περιγράφει την επίδραση των θερμικών διακυμάνσεων να είναι ανεξάρτητη από το πώς διακριτοποιείται ο χώρος. Αυτό σημαίνει ότι αν, για παράδειγμα, χωρίσουμε έναν όγκο σε δύο μικρότερους, οι μέσες θερμικές διακυμάνσεις θα παραμείνουν οι ίδιες με αυτές του συνολικού όγκου. Επιπλέον, η εξίσωση δείχνει ότι το θερμικό πεδίο είναι αντιστρόφως ανάλογο της τετραγωνικής ρίζας του χρονικού διαστήματος Δt . Κατά συνέπεια, όσο μεγαλύτερο είναι το χρονικό διάστημα στο οποίο υπολογίζεται ο μέσος όρος, τόσο μικρότερες γίνονται οι θερμικές διακυμάνσεις. Αυτή η αναλογικότητα εξασφαλίζει ότι οι διακυμάνσεις σε μεγάλα χρονικά διαστήματα δεν εξαρτώνται από την χρονική διακριτοποίηση της προσομοίωσης.

Οι περιγραφόμενες θερμικές διακυμάνσεις λαμβάνουν χώρα σε picoseconds, την ίδια χρονική κλίμακα με άλλες μικρομαγνητικές διεργασίες. Ωστόσο, σε μακροσκοπικές μετρήσεις που αφορούν πολλά νανοσωματίδια, αυτές οι δυναμικές δεν είναι παρατηρήσιμες, καθώς οι μετρήσεις γίνονται με μέσο όρο σε μεγαλύτερες κλίμακες και σε πολλά σωματίδια.

Μια διαφορετική προσέγγιση είναι να δούμε τις επιδράσεις των θερμικών διακυμάνσεων ως μια διαδικασία θορύβου άλματος της μαγνητικής ροπής. Αυτό σημαίνει ότι η μαγνητική ροπή εκτελεί τμήματα μεταπτωτικής τροχιάς, τα οποία διακόπτονται από απότομες θερμικές αλλαγές. Επιπλέον, βασιζόμενοι στο ενεργειακό τοπίο, ο χρόνος αντιστροφής και η διεύθυνση της μαγνήτισης καθορίζονται στοχαστικά για κάθε κυψελίδα πεπερασμένων διαφορών.

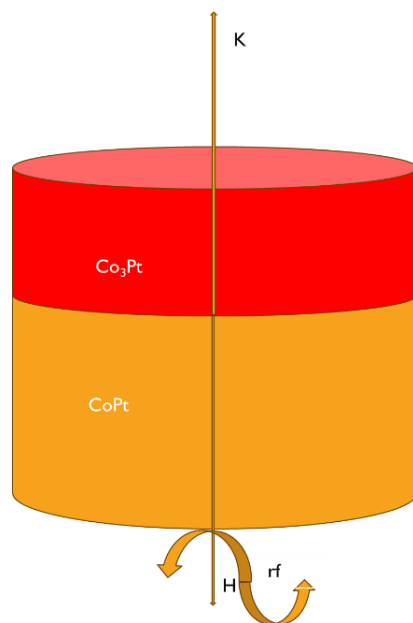
Η εξίσωση Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) διατηρεί τη μαγνήτιση κανονικοποιημένη. Ωστόσο, όταν βρισκόμαστε κοντά στη θερμοκρασία Curie, αυτή η ιδιότητα δεν ισχύει πλέον με τον ίδιο τρόπο. Για να ληφθούν υπόψιν τα φαινόμενα των θερμικών διακυμάνσεων, ένας

όρος οποίος θα είναι κάθετος τόσο στον όρο της μετάπτωσης της μαγνήτισης όσο και στον όρο της απόσβεσης θα πρέπει να προστεθεί στην εξίσωση των LLG.

Ο όρος αυτός περιγράφει τις μεταβολές στην κανονικοποίηση της μαγνήτισης και επιτρέπει την επέκταση του μικρομαγνητισμού κοντά ή και πάνω από την θερμοκρασία Curie. Οι εξισώσεις αυτές πλέον αναφέρονται ως Landau-Lifshitz-Bloch ή Landau-Lifshitz-Baryakhtar [171][172][173][174][175].

6.3 ΔΕΔΟΜΕΝΑ ΠΡΟΣΜΟΙΩΣΕΩΝ

Στην παρούσα ενότητα, δίνονται συνοπτικά τα δεδομένα προσομοιώσεων που θα χρησιμοποιηθούν στην μελέτη της μικρομαγνητικής, της μικροκυματικά υποβοηθούμενης αντιστροφής της μαγνήτισης σε νανοδίσκους σε πεπερασμένη θερμοκρασία. Η γεωμετρία είναι ίδια με αυτή της εργασίας [236] και ορίζεται από νανοστοιχείο σχήματος δίσκου διαμέτρου 15nm, που αποτελείται από δύο φάσεις: Μία σκληρή φάση τύπου-CoPt στην οποία στο πάνω μέρος της τοποθετείται μια λεπτή μαλακή φάση τύπου Co₃Pt όπως παρουσιάζεται στην Εικόνα 6.1.



Εικόνα 6.1: Πειραματική διάταξη των δύο φάσεων του νανοδίσκου που χρησιμοποιείται για την πραγματοποίηση των μικρομαγνητικών προσομοιώσεων μέσω του mumax3.

Στην σκληρή φάση CoPt πάχους 4nm, η μαγνήτιση κορεσμού ορίζεται $M_s=800\text{kA/m}$, ενώ η σταθερά της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας ορίζεται $K_{mc}=4.9\text{MJ/m}^3$. Από την άλλη

πλευρά στην μαλακή φάση τύπου Co_3Pt πάχους 2nm και μαγνήτισης κορεσμού $M_s=1114\text{kA/m}$ η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία λάμβανε την τιμή $K_{mc}=0.6\text{MJ/m}^3$. Η σταθερά ακαμψίας και για τις δύο φάσεις ήταν η ίδια, με $A_{ex}=10\text{pJ/m}$.

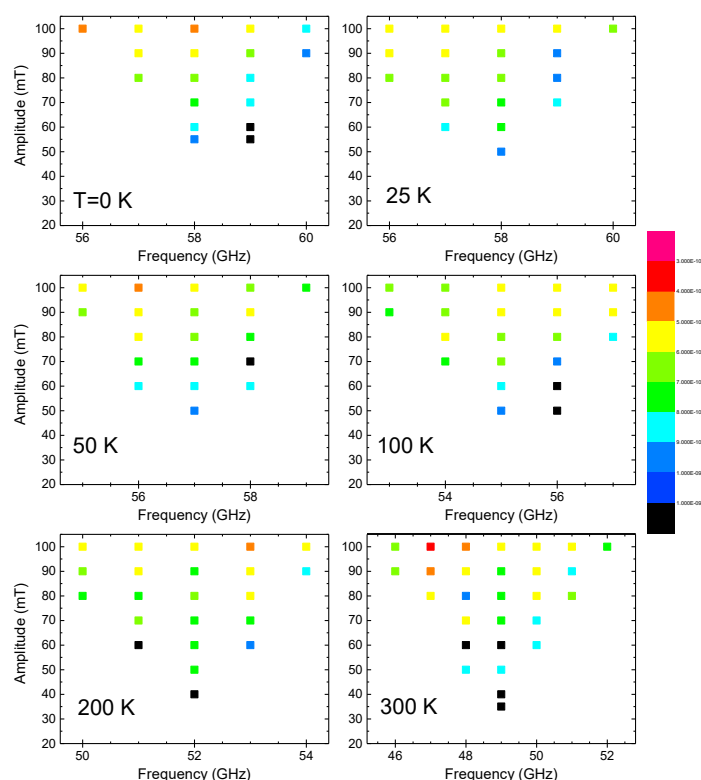
Ο εύκολος άξονας της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας ορίστηκε κατά μήκος του z-άξονα. Το μέγεθος της κυψελίδας κατά μήκος των αξόνων x,y, είναι 1nm, ενώ κατά μήκος του z-άξονα 0.5nm, πολύ μικρότερα από το χαρακτηριστικό μήκος ανταλλαγής $L_{ex} = \sqrt{\frac{2A_{ex}}{\mu_0 M_s^2}}$.

Η σταθερά απόσβεσης α της εξίσωσης Landau-Lifshitz-Gilbert ορίζεται ως $\alpha=0.02$. Το δείγμα αρχικά χαλαρώνει σε μηδενικό πεδίο από μια κατάσταση μαγνητισμένη κατά την διεύθυνση +z. Στη συνέχεια εφαρμόστηκε ένα αντίστροφο συνεχές σταθερό πεδίο -2T με ταυτόχρονη επιβολή ενός κυκλικά πολωμένου εναλλασσόμενο πεδίου ραδιοσυχνοτήτων.

Οι μικρομαγνητικές προσομοιώσεις πραγματοποιούνται με την πρόγραμμα πεπερασμένων διαφορών το mumax3 package[145].

6.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΙΚΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΩΝ

Στην παρούσα ενότητα θα παρουσιαστούν συνοπτικά τα αποτελέσματα των μικρομαγνητικών προσομοιώσεων. Στην Εικόνα 6.2 παρουσιάζονται οι συνθήκες (όπως ορίζονται από τα σημεία του γραφήματος του πλάτους των μικροκυμάτων έναντι της συχνότητας των μικροκυμάτων) για τις οποίες υπάρχει αντιστροφή για έξι διαφορετικές τιμές της θερμοκρασίας.



Εικόνα 6.2 Συνθήκες για το πλάτος των μικροκυμάτων έναντι της συχνότητας για έξι διαφορετικές πεπερασμένες θερμοκρασίες όπου κυριαρχεί η αντιστροφή.

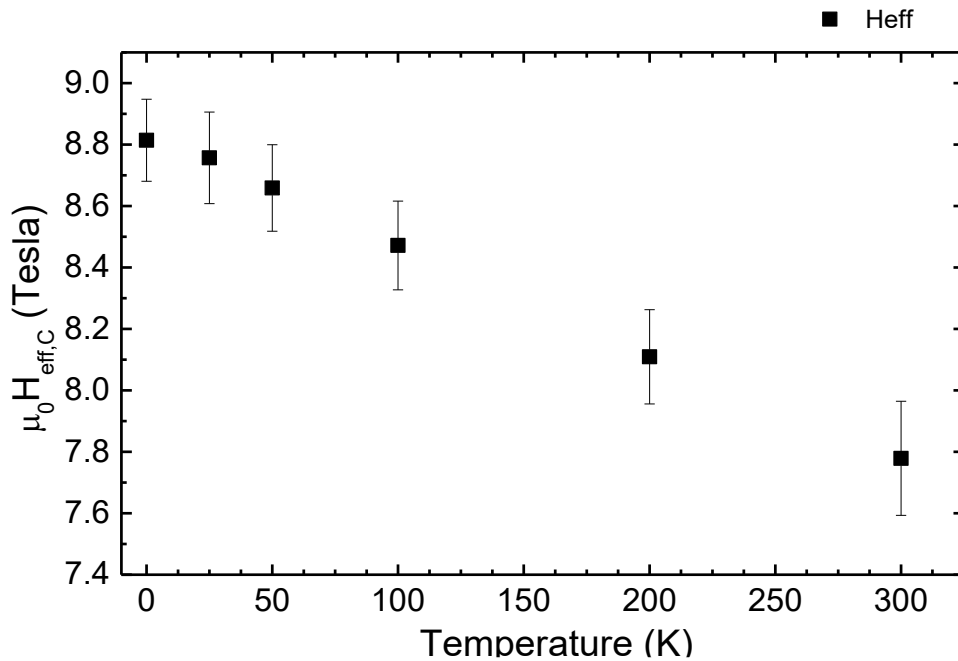
Τα δείγματα τοποθετούνται με θετική παραμένουσα μαγνήτιση και έπειτα ένα αρνητικό πεδίο σταθερής έντασης $-2T$ εφαρμόζεται με ταυτόχρονη εφαρμογή ενός κυκλικά πολωμένου εναλλασσόμενου πεδίου ραδιοσυχνοτήτων. Τα σημεία που αντιστοιχίζονται σε πλήρη αντιστροφή επιχρωματίζονται σύμφωνα με τον χρόνο αντιστροφής του από 0.3-1ns και υπερτίθενται με την γραφική παράσταση του συντονισμού της κάθε περίπτωσης. Επιπλέον, από την Εικόνα 6.2 παρατηρούμε ότι καθώς η θερμοκρασία αυξάνεται και οι θερμικές επιδράσεις συνεισφέρουν στην αντιστροφή, η απαιτούμενη συχνότητα χαμηλώνει, αλλά το εύρος των συχνοτήτων διευρύνεται. Επίσης με την αύξηση της θερμοκρασίας παρατηρείται και μείωση του πλάτους του μικροκυματικού πεδίου.

Αν για παράδειγμα πάρουμε την περίπτωση των 25K, το χαμηλότερο πλάτος όπου επιτυγχάνεται η αντιστροφή είναι σε συχνότητα 58GHz με πλάτος μικροκυμάτων τα 50mT. Από την άλλη πλευρά, σε θερμοκρασία δωματίου 300K το χαμηλότερο πλάτος όπου επιτυγχάνεται αντιστροφή βρίσκεται για συχνότητα 49GHz και πλάτος των μικροκυμάτων αντιστοιχεί με την τιμή των 35mT. Συμπερασματικά με τα προηγούμενα, η τυχαιότητα των αποτελεσμάτων αυξάνεται.

Το πεδίο των ραδιοσυχνοτήτων γωνιακής συχνότητας ω και πλάτους H_{rf} σύμφωνα και με την Εικόνα 6.1 εφαρμόζεται κάθετα στο πεδίο σταθερής έντασης H_{dc} , ενώ το δρών πεδίο του πεδίου Stoner-Wohlfarth με αυτήν τη γωνιακή συχνότητα ω υπολογίζεται στο σύστημα αναφοράς του εναλλασσόμενου πεδίου (rotating frame model [237]), από την Εξίσωση 6.3

$$H_{eff} = \{H_{rf}^{2/3} + (H_{dc} + \omega/\gamma)^{2/3}\}^{3/2} \quad (6.3)$$

Στην Εικόνα 6.3 παρουσιάζεται η συναρτησιακή σχέση του δρώντος πεδίου στην αντιστροφή σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας. Ο μέσος όρος και η απόκλιση έχουν ληφθεί λαμβάνοντας υπόψη όλες τις διαφορετικές συνθήκες που οδηγούν σε αντιστροφή σε κάθε θερμοκρασία.



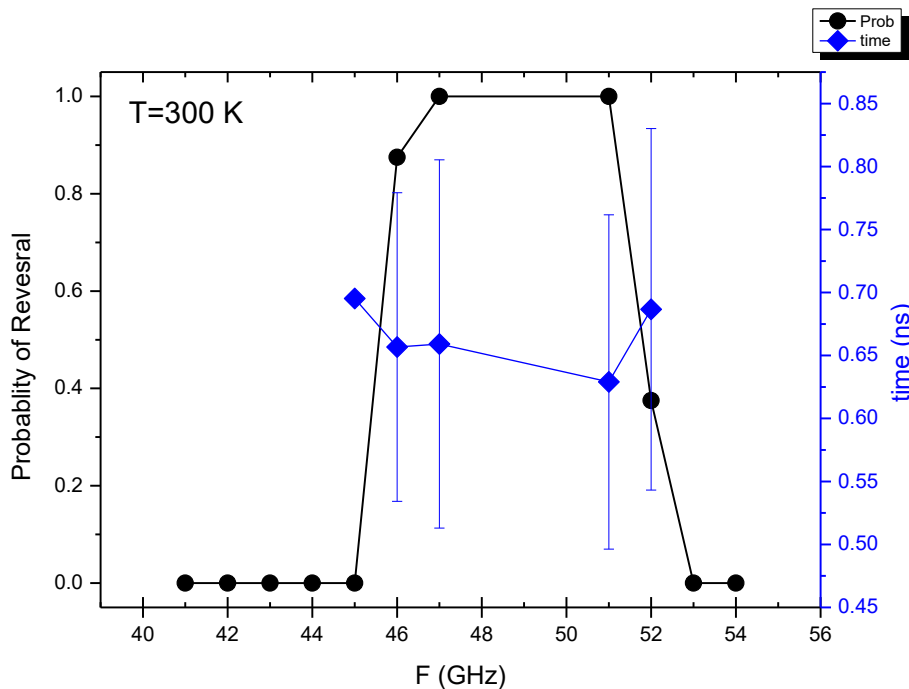
Εικόνα 6.3 Για κάθε θερμοκρασία εξήγαμε το μέσο δρών πεδίο $H_{c,eff}$ το οποίο οδηγεί στην αντιστροφή και την τυπική απόκλιση $\delta H_{c,eff}$.

Από την Εικόνα 6.3 παρατηρούμε ότι καθώς αυξάνουμε την θερμοκρασία, το πεδίο αντιστροφής παρουσιάζει μείωση όπως ήταν αναμενόμενο λόγω της συνεισφοράς της θερμικής διέγερσης. Τα δεδομένα φαίνεται να ακολουθούν νόμο της μορφής (που προβλέπεται από το μοντέλο Stoner-Wohlfarth).

$$H_c(T) = H_c(0)(1 - \sqrt{T/T_B}) \quad (6.4)$$

αλλά μια πιο γραμμική συμπεριφορά που αντιστοιχεί σε θερμοκρασία φραγμού $T_B=2500\text{K}$, αν υποθέσουμε ότι αυτή η γραμμικότητα παραμένει προεκτεινόμενη μέχρι αυτή την θερμοκρασία. Σημειώνεται, ότι η τυπική απόκλιση δεν εξαρτάται ισχυρά από την θερμοκρασία.

Τα δεδομένα αντιστοιχούν σε μια μεταβολή 0.14mT/K . Αν αυτή η τιμή αντιστοιχηθεί σε ένα θερμικά κυμαινόμενο πεδίο B_f , που συνδέεται με τον όγκο ενεργοποίησης της αντιστροφής V^* μέσω της εξίσωσης της αντίστοιχης ενέργειας Zeeman με την θερμική ($B_f M_S V^* = k_B T$) υπολογίζουμε για την σκληρή φάση $V^* = 123\text{nm}^3$, ενώ για την μαλακή $V^* = 88\text{nm}^3$. Συγκριτικά ο συνολικός φυσικός όγκος της σκληρής φάσης είναι 707nm^3 ενώ της μαλακής 353nm^3 .



Εικόνα 6.4 : Η πιθανότητα αντιστροφής, ο χρόνος αντιστροφής σε σχέση με την συχνότητα για θερμοκρασία $T=300\text{K}$ και $\mu_0 H_{\text{rf}}=0.1\text{mT}$.

Εφόσον στην πεπερασμένη θερμοκρασία η διαδικασία της αντιστροφής γίνεται στοχαστική, επαναλαμβάνουμε την προσομοίωση της κάθε περίπτωσης 8 φορές για να λάβουμε την πιθανότητα αντιστροφής, η οποία συνοψίζεται στην Εικόνα 6.4.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι, η πιθανότητα p από $p=1$ μειώνεται μέχρι να μηδενιστεί δηλαδή $p=0$ μέσα σε λίγες συχνότητες (2GHz) με τον χρόνο αντιστροφής να μην έχει

μεγάλη διακύμανση αλλά να παραμένει κοντά στα 0.65ns για τις συχνότητες που κυμαίνονται στο εύρος $f=45\text{-}53\text{GHz}$

6.5 ΣΥΝΟΨΗ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 6

Η μικροκυματικά υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή προσομοιώθηκε για νανοδίσκο $\text{CoPt}(4\text{nm})/\text{Co}_3\text{Pt}(2\text{nm})$ διαμέτρου 15nm σαν συνάρτηση της συχνότητας των μικροκυμάτων και του πλάτους των μικροκυμάτων σε διάφορες πεπερασμένες θερμοκρασίες. Για την συγκεκριμένη περίπτωση λάβαμε υπόψιν ένα στοχαστικό πεδίο που το ορίσαμε ως θερμικό πεδίο ή πεδίο θερμικών διακυμάνσεων [170]. Το πεδίο αυτό των θερμικών διακυμάνσεων έχει κάποιες ιδιότητες που αναφερθήκαν στην ενότητα 6.1.

Τα αποτελέσματα μας έδειξαν ότι το εύρος των συχνοτήτων που μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε εξαρτάται ευαίσθητα από το πλάτος του σήματος των ραδιοσυχνοτήτων και συγκρίθηκαν με τις προβλέψεις ενός μοντέλου που εφαρμόζει την έννοια του ενεργού πεδίου Stoner-Wohlfarth μέσα στο πλαίσιο αναφοράς, το οποίο περιστρέφεται με την συχνότητα των μικροκυμάτων[238].

Οι προσομοιώσεις μας δεν συμφωνούν απόλυτα με αυτήν την απλή προσέγγιση η οποία προβλέπει αποτέλεσμα υποβοήθησης ανάλογο της συχνότητας αλλά σχεδόν ανεπηρέαστο από το πλάτος του μικροκυματικού πεδίου. Στο όριο μεταξύ των συνθηκών που οδηγούν σε αντιστροφή και μη, παρατηρείται τυχαία αντιστροφή με ενδιάμεσες τιμές τις πιθανότητας που φαίνεται να μεταβαίνουν ομαλά από το $p=0$ σε $p=1$ [239].

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7: ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Και αισίως φτάσαμε στο τέλος.

Εξετάσαμε την μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή της μαγνήτισης σε διαφορετικές νανοδομές μορφής νανοδίσκων και νανοβελόνων σαν συνάρτηση του εξωτερικά σταθερού εφαρμοζόμενου πεδίου και της συχνότητας των μικροκυμάτων. Οι πρώτες γεωμετρίες είναι πιο κοντά σε ένα πραγματικό νανοστοιχείο μέσω εγγραφής, ενώ οι δεύτερες επιτρέπουν την άμεση σύγκριση με αναλυτικά μοντέλα αντιστροφής και σαφούς διάκρισης μηχανισμών πυρήνωσης και διάδοσης

Τα συστήματα που επιλέχθηκαν περιλαμβάνουν (α) μονή φάση έναντι δυο φάσεων, (β) μεγέθη κάτω και πάνω από το κρίσιμο μέγεθος για ομογενή αντιστροφή και (γ) ευθυγραμμισμένη και κεκλιμένη ανισοτροπία. Σε όλες τις περιπτώσεις, η ύπαρξη διέγερσης μικροκυμάτων προκαλεί την αντιστροφή σε χαμηλότερα πεδία από εκείνα που απαιτούνται μόνο με πεδία σταθερής έντασης. Οι βέλτιστες συχνότητες είναι αρκετά κοντά στους συντονισμούς που προβλέπονται από τις σχέσεις Kittel. Έτσι, όταν το πεδίο ευθυγραμμίζεται με τον εύκολο άξονα, η γραμμική σχέση Kittel υποδηλώνει ότι το συνεκτικό πεδίο θα μειωνόταν γραμμικά με τη συχνότητα σύμφωνα με τις προβλέψεις του rotating frame model. Αντίθετα, για ανισοτροπία που αποκλίνει κατά 45° , η μείωση του συνεκτικού πεδίου περιορίζεται σε υψηλές συχνότητες. Σε μεγάλα μεγέθη οι χρόνοι αντιστροφής αυξάνονται.

Όσον αφορά την βαθμό σύζευξης μεταξύ των φάσεων μπορούν να διακριθούν τρία ποιοτικά διαφορετικές συνθήκες:

Ασθενής σύζευξη: Σε αυτή την περίπτωση η αντιστροφή πυρηνώνεται εύκολα εντός της μαλακής φάσης, αλλά απαιτούνται μεγάλα πεδία για τη διάδοσή της στη σκληρή φάση. Το MAS είναι αποτελεσματικό στις συχνότητες που αντιστοιχούν στους συντονισμούς της σκληρής φάσης που τείνουν να είναι υψηλοί

Ενδιάμεση σύζευξη: Οι διεπιφανειακοί συντονισμοί γίνονται κυρίαρχοι και αναπτύσσεται ένας επιπλέον κλάδος που βρίσκεται σε χαμηλότερες συχνότητες, ο οποίος επιτρέπει τη χρήση τόσο χαμηλότερων συχνοτήτων όσο και πεδίων σταθερής έντασης.

Ισχυρή σύζευξη: Η αντιστροφή διαδίδεται εύκολα στη σκληρή φάση σε χαμηλά πεδία, τα οποία ορίζονται από το συνεκτικό πεδίο της μαλακής φάσης. Επομένως, η παρουσία της

σκληρής φάσης δεν προσθέτει στη σταθερότητα και επιπλέον η επίδραση του MAS είναι ελάχιστη στη μείωση του απαιτούμενου πεδίου.

Γενικά, οι προσομοιώσεις μας δείχνουν ότι, χρησιμοποιώντας μια σταθερή συχνότητα, ο συντονισμός περιορίζεται στα αρχικά στάδια της αντιστροφής, αλλά καθώς προχωρά η αντιστροφή, η συχνότητα μετάπτωσης αποκλίνει γρήγορα από την διεγερμένη συχνότητα μικροκυμάτων. Μια συνολική σημαντική παρατήρηση είναι ότι υπάρχει πάντα ένα αντιστάθμισμα μεταξύ των πλεονεκτημάτων της χρήσης χαμηλών πεδίων dc και της επίτευξης σύντομου χρόνου αναστροφής.

Όταν οι προσομοιώσεις εκτελούνται σε πεπερασμένες θερμοκρασίες, βρίσκουμε ότι στο όριο μεταξύ των συνθηκών που οδηγούν σε μεταγωγή και εκείνων που δεν οδηγούν, παρατηρείται πιθανολογική αντιστροφή. Το εύρος των χρησιμοποιήσιμων συχνοτήτων εξαρτάται τόσο από τη θερμοκρασία όσο και από το πλάτος του σήματος RF σε αντίθεση με τις προβλέψεις του απλού μακροσπιν rotating frame των πρότυπων μοντέλων αναφοράς.

Εδώ προσομοιώνεται μικροκυματικά υποβοηθούμενη αντιστροφή της μαγνήτισης (MAS) για νανοδομές δίσκων CoPt (4 nm)/Co₃Pt (2 nm) διαμέτρου 15 nm ως συνάρτηση της συχνότητας μικροκυμάτων, του πλάτους για διαφορετικές θερμοκρασίες χρησιμοποιώντας τη συσκευασία mumax3

Τα δείγματα έχουν αρχικά θετική παραμένουσα μαγνήτιση και έπειτα ένα αρνητικό πεδίο σταθερής έντασης -2T εφαρμόζεται με ταυτόχρονη εφαρμογή ενός κυκλικά πολωμένου εναλλασσόμενου πεδίου ραδιοσυχνοτήτων.

Καθώς η θερμοκρασία αυξάνεται και οι θερμικές επιδράσεις συνεισφέρουν στην αντιστροφή, η απαιτούμενη συχνότητα χαμηλώνει, αλλά το εύρος των συχνοτήτων διευρύνεται. Επίσης με την αύξηση της θερμοκρασίας παρατηρείται και μείωση του πλάτους του μικροκυματικού πεδίου.

Αν για παράδειγμα πάρουμε την περίπτωση των 25K, το χαμηλότερο πλάτος όπου επιτυγχάνεται η αντιστροφή είναι σε συχνότητα 58GHz με πλάτος μικροκυμάτων τα 50mT. Από την άλλη πλευρά, σε θερμοκρασία δωματίου 300K το χαμηλότερο πλάτος όπου επιτυγχάνεται αντιστροφή βρίσκεται για συχνότητα 49GHz και πλάτος των μικροκυμάτων αντιστοιχεί με την τιμή των 35mT. Συμπερασματικά με τα προηγούμενα, η τυχαιότητα των αποτελεσμάτων αυξάνεται.

Το πεδίο των ραδιοσυχνοτήτων γωνιακής συχνότητας ω και πλάτους H_{rf} εφαρμόζεται κάθετα στο πεδίο σταθερής έντασης H_{dc} , ενώ το δρών πεδίο του πεδίου Stoner-Wohlfarth με αυτήν τη γωνιακή συχνότητα ω υπολογίζεται στο σύστημα αναφοράς του εναλλασσόμενου πεδίου (rotating frame model [238], από την Εξίσωση 6.3

$$H_{eff} = \{H_{rf}^{2/3} + (H_{dc} + \omega/\gamma)^{2/3}\}^{3/2} \quad (6.3)$$

Ο μέσος όρος και η απόκλιση έχουν ληφθεί λαμβάνοντας υπόψη όλες τις διαφορετικές συνθήκες που οδηγούν σε αντιστροφή σε κάθε θερμοκρασία.

Καθώς αυξάνουμε την θερμοκρασία, το πεδίο αντιστροφής παρουσιάζει μείωση όπως ήταν αναμενόμενο λόγω της συνεισφοράς της θερμικής διέγερσης. Τα δεδομένα φαίνεται να ακολουθούν νόμο της μορφής (που προβλέπεται από το μοντέλο Stoner-Wohlfarth) από την (6.4)

$$H_c(T) = H_c(0)(1 - \sqrt{T/T_B}) \quad (6.4)$$

αλλά μια πιο γραμμική συμπεριφορά που αντιστοιχεί σε θερμοκρασία φραγμού $T_B=2500K$, αν υποθέσουμε ότι αυτή η γραμμικότητα παραμένει προεκτεινόμενη μέχρι αυτή την θερμοκρασία. Σημειώνεται ότι η τυπική απόκλιση δεν εξαρτάται ισχυρά από την θερμοκρασία.

Τα δεδομένα αντιστοιχούν σε μια μεταβολή $0.14mT/K$. Αν αυτή η τιμή αντιστοιχηθεί σε ένα θερμικά κυμαινόμενο πεδίο B_f , που συνδέεται με τον όγκο ενεργοποίησης της αντιστροφής V^* μέσω της εξίσωσης της αντίστοιχης ενέργειας Zeeman με την θερμική ($B_f M_s V^* = k_B T$) υπολογίζουμε για την σκληρή φάση $V^* = 123nm^3$, ενώ για την μαλακή $V^* = 88nm^3$. Συγκριτικά ο συνολικός φυσικός όγκος της σκληρής φάσης είναι $707nm^3$ ενώ της μαλακής $353nm^3$.

Εφόσον στην πεπερασμένη θερμοκρασία η διαδικασία της αντιστροφής γίνεται στοχαστική, επαναλαμβάνουμε την προσομοίωση της κάθε περίπτωσης 8 φορές για να λάβουμε την πιθανότητα αντιστροφής.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι, η πιθανότητα p από $p=1$ μειώνεται μέχρι να μηδενιστεί δηλαδή $p=0$ μέσα σε λίγες συχνότητες (2GHz) με τον χρόνο αντιστροφής να μην έχει μεγάλη διακύμανση αλλά να παραμένει κοντά στα 0.65ns για τις συχνότητες που κυμαίνονται στο εύρος $f=45-53GHz$

Συνοψίζοντας τα παραπάνω μπορούμε να εξάγουμε τα εξής:

- Τα αποτελέσματα μας έδειξαν ότι το εύρος των συχνοτήτων που μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε εξαρτάται ευαίσθητα από το πλάτος του σήματος των ραδιοσυχνοτήτων και συγκρίθηκαν με τις προβλέψεις ενός μοντέλου που προσαρμόζει την ιδέα του δρώντος Stoner-Wohlfarth πεδίου μέσα σε ένα πλαίσιο αναφοράς το οποίο περιστρέφεται με την συχνότητα των μικροκυμάτων [239].
- Οι προσομοιώσεις μας δεν συμφωνούν απόλυτα με αυτήν την απλή προσέγγιση η οποία προβλέπει αποτέλεσμα υποβοήθησης ανάλογο της συχνότητας αλλά σχεδόν μη-ευαίσθητο στο πλάτος του πεδίου των μικροκυμάτων. Στο όριο μεταξύ των συνθηκών που οδηγούν σε αντιστροφή και σε εκείνες όχι, παρατηρείται πιθανολογική αντιστροφή [240].

Η τεχνολογία του MAS είναι μια αναδυόμενη τεχνική στον τομέα της σπιντρονικής, η οποία ενέχει μεγάλες δυνατότητες στους τομείς της μαγνητικής αποθήκευσης και πληροφορικής επόμενης γενιάς. Όπως έχουμε ήδη αναφέρει το MAS χρησιμοποιεί πεδία μικροκυμάτων για να υποβοηθήσει την αντιστροφή της μαγνήτισης σε μαγνητικά υλικά, συνήθως με χαμηλότερο ενεργειακό κόστος και υψηλότερες ταχύτητες από τις παραδοσιακές μεθόδους. Συνοπτικά τις μελλοντικές χρήσεις του MAS μπορούμε να τις συναντήσουμε σε ενεργειακά αποδοτικά μέσα αποθήκευσης, σε συσκευές υψηλής ταχύτητας επεξεργασίας δεδομένων, σε εφαρμογές κβαντικών υπολογιστών, και τεχνολογίες μικροκυμάτων, στους νευρομορφικούς υπολογιστές και μπορούν να συνδυαστούν με φωνονικά υλικά τύπου TMDCs για σύγχρονα ασύρματα δίκτυα τηλεπικοινωνιών μέσω μικροκυμάτων και 5G [240].

Η MAS προσφέρει νέες δυνατότητες στον τομέα της κβαντικής υπολογιστικής και των νέων υπολογιστικών μοντέλων. Η αυξημένη ταχύτητα και πυκνότητα αποθήκευσης μπορεί να συμβάλει στην ανάπτυξη νέων συστημάτων που θα επιτρέπουν τη διαχείριση μεγάλου όγκου δεδομένων για κβαντικούς υπολογιστές, καθώς και την ταχύτερη επεξεργασία σύνθετων υπολογιστικών προβλημάτων

Η τεχνολογία του MAS μπορεί να έχει επίσης χρήσιμες εφαρμογές σε οικιακά αντικείμενα όπως η βελτιστοποίηση των τηλεπικοινωνιακών συστημάτων, η αποθήκευση δεδομένων υψηλής ανάλυσης (π.χ., 3D βίντεο, εικόνες υψηλής ανάλυσης) και η επεξεργασία μεγάλων δεδομένων για επιστημονικούς και βιοϊατρικούς σκοπούς. Τα μέσα με υποβοηθούμενη μαγνητική εγγραφή μπορούν σχεδιασθούν και να αναπτυχθούν με την χρήση 3d-printer. Ειδικοί 3D εκτυπωτές, όπως αυτοί που χρησιμοποιούν λιθογραφία δύο φωτονίων (two-photon lithography), μπορούν να δημιουργήσουν δομές σε νανοκλίμακα. Αυτές οι

τεχνικές επιτρέπουν την εκτύπωση πολύπλοκων τρισδιάστατων γεωμετριών, όπως σπείρες που μιμούνται το DNA, οι οποίες μπορούν να επηρεάσουν τις μαγνητικές ιδιότητες. Επιπλέον, η 3D εκτύπωση μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την ενσωμάτωση νανοσωματιδίων (π.χ., μαγνητικών νανοσωματιδίων) σε πολυμερείς ή άλλες μήτρες, δημιουργώντας νανοςύνθετα υλικά με βελτιωμένες μαγνητικές, ηλεκτρικές ή άλλες ιδιότητες. Τέλος η 3D εκτύπωση προσφέρει μοναδική ευελιξία στη δημιουργία πολύπλοκων, τρισδιάστατων σχημάτων που θα ήταν δύσκολο ή αδύνατο να κατασκευαστούν με συμβατικές τεχνικές. Αυτή η πολυπλοκότητα μπορεί να αξιοποιηθεί για τον έλεγχο των μαγνητικών πεδίων και της συμπεριφοράς.

Με τη συνεχιζόμενη έρευνα και την πρόοδο στην επιστήμη των υλικών, η MAS θα μπορούσε να αποτελέσει ακρογωνιαίο λίθο των μελλοντικών ψηφιακών και κβαντικών τεχνολογιών υψηλής ταχύτητας και χαμηλής κατανάλωσης ενέργειας, χρησιμοποιώντας ως θεμέλιο λίθο την παρούσα διδακτορική διατριβή.

Από την παραπάνω διδακτορική διατριβή έχουν προκύψει τα εξής τα επιστημονικά ενδιαφέροντα.

- Paper: Micromagnetics of Microwave-Assisted Switching in Co-Pt-Based Nanostructures: Switching Time Minimization. (2023). Magnetism, 3(1), 61–70. <https://doi.org/10.3390/magnetism3010006>
- Paper: Thanos, C., & Panagiotopoulos, I. (2023). Microwave assisted switching in two-phase nanowires. Physica Scripta, 98(9), 095956. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/acf1d5>
- Poster: 37th panhellenic conference on solid state physics & materials science: Microwave-Assisted Switching in nanodisks. A micromagnetic study
Thanos Christos, Panagiotopoulos Ioannis.
- Poster: 38th panhellenic conference on solid state physics & materials science: Micromagnetics of microwave assisted magnetization switching in nanodisks at finite temperatures. Christos Thanos, Ioannis Panagiotopoulos
- 13^ο Συνέδριο Βιολογικών 28-29 Μαρτίου 2025 με poster ‘ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΒΗΜΑΤΩΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗΣ ΜΕΜΒΡΑΝΗΣ’ Αριάδνη Κωνσταντοπούλου¹, Χρήστος Θάνος² ¹Τμήμα Χημικών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών, ²Τμήμα Μηχανικών Επιστήμης Υλικών, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ

-
- [1] Li, C., & Zhang, C. (2023). When ChatGPT for Computer Vision Will Come? From 2D to 3D. arXiv. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2305.06133>
- [2] Sun, Z. Z., & Wang, X. R. (2006). Strategy to reduce minimal magnetization switching field for Stoner particles. *Physical Review B*, 73(9), 092416.
- [3] Okamoto, S., Kikuchi, N., Furuta, M., Kitakami, O., Shimatsu, T. (2015). Microwave assisted magnetization recording technologies and related physics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 48(35), 353001.
- [4] Chen, Y. P., Fan, X., Lu, Q., & Xiao, J. Q. (2011). Damping dependence in microwave assisted magnetization reversal. *Journal of Applied Physics*, 110(5), 053905.
- [5] Zhu, J.-G., & Wu, Y. (2010). Microwave assisted magnetic recording utilizing perpendicular spin torque oscillator with switchable perpendicular electrodes. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(3), 875–880.
- [6] Zhou, W., Sepehri-Amin, H., Taniguchi, T., Tamaru, S., Sakuraba, Y., Kasai, S., Kubota, H., & Hono, K. (2019). Inducing out-of-plane precession of magnetization for microwave-assisted magnetic recording with an oscillating polarizer in a spin-torque oscillator. *Applied Physics Letters*, 114(17), 172403. <https://doi.org/10.1063/1.5086476>
- [7] Fischbacher, T., Franchin, M., Bordignon, G., & Fangohr, H. (2007). A systematic approach to multiphysics extensions of finite-element-based micromagnetic simulations. *IEEE Transactions on Magnetics*, 43(6), 2896–2898. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2007.893843>
- [8] Suto, H., Kudo, K., Nagasawa, T., Kanao, T., Mizushima, K., & Sato, R. (2016). Three-dimensional magnetic recording using ferromagnetic resonance. *Japanese Journal of Applied Physics*, 55(7S1), 07MA01. <https://doi.org/10.7567/JJAP.55.07MA01>
- [9] Coey J M D 2009 *Magnetism and Magnetic Materials* (Cambridge University Press)
- [10] Μπάτζιου, Ε. (2023, Ιανουάριος 25). Ζώνες Van Allen γύρω από τη Γη – τι συμβαίνει στο κοντινό μας Διάστημα; 2'science. <https://2science.gr/van-allen/>
- [11] <https://radar.gr/article/voreio-selas-oi-magikes-kourtines-tou-kosmou\\>
- [12] Παναγιωτόπουλος, Ι., Εκδόσεις Πνευματικός, Α. Γ. (2010). Μαγνητικά Υλικά.
- [13] Ε.Ν Φυσική Στερεάς Κατάστασης ΤΟΜΟΣ ΙΙ

-
- [14] Panagiotopoulos, I. (2022). Σημειώσεις Μαθήματος Μαγνητικά Υλικά Τμήμα Μηχανικών Επιστήμης Υλικών (TMEY), Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων.
- [15] Ανυφαντής, Δ. (2022). Ανάπτυξη και χαρακτηρισμός νανοδομημένων μαγνητικών υλικών (Διδακτορική διατριβή, Πανεπιστήμιο Πατρών, Τμήμα Επιστήμης των Υλικών).
- [16] Christos, T., Panagiotopoulos, I. (2023). Microwave assisted switching in two-phase nanowires. *Physica Scripta*, 98(9), 095003. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/acfl5>
- [17] Ishibashi, Y., Salje, E. (2002). A theory of ferroelectric 90 degree domain wall. *Journal of the Physical Society of Japan*, 71(11), 2800–2803. <https://doi.org/10.1143/JPSJ.71.2800>
- [18] Ding, A., Tripathy, D., Wu, P., Adeyeye, A. O. (2012). Vortex Domain Wall Formation in Nanowires with Twin Pinning Sites. *IEEE Transactions on Magnetics*, 48(11), 4038–4041. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2012.2191974>
- [19] Stepanova, M., Masell, J., Lysne, E., Schoenherr, P., Köhler, L., Paulsen, M., Qaiumzadeh, A., Kanazawa, N., Rosch, A., Tokura, Y., Brataas, A., Garst, M., & Meier, D. (2021). Detection of topological spin textures via nonlinear magnetic responses. *Nano Letters*. Advance online publication. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.1c02723>
- [20] Novotechnik. How to substantially reduce encoder cost while gaining functionality with multi-turn rotary position sensors. White Paper.
- [21] <http://www.novotechnik.de/>
- [22] Bednyakov, P. S., Zhuravlev, A. V., Eliseev, E. A., Morozovska, A. N., & Kalinin, S. V. (2018). Physics and applications of charged domain walls. *npj Computational Materials*, 4(1), 65. <https://doi.org/10.1038/s41524-018-0112-9>
- [23] Bednyakov, P. S., Shur, V. Y., & Tagantsev, A. K. (2018). Physics and applications of charged domain walls. *npj Computational Materials*, 4(1), Article number: 65. <https://doi.org/10.1038/s41524-018-0128-z>
- [24] Heyne, L., Klaui, M., Backes, D., Moore, T. A., Krzyk, S., Rudiger, U., Heyderman, L. J., Rodriguez, A. F., Nolting, F., Menten, T. O., Nino, M. A., Locatelli, A., Kirsch, K., & Mattheis, R. (2008). Relationship between nonadiabaticity and damping in permalloy studied by current induced spin structure transformations. *Physical Review Letters*, 100(6), 066603
- [25] Leliaert, J. (2012). Magnetic disorder and thermal fluctuations in domain wall motion and nanoparticle dynamics. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 324(13), 2099-2104. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2012.02.043>
- [26] https://www.researchgate.net/figure/Fig-3-MRAM-magnetic-random-access-memory-IV-SPINTRONICS-WITH-SEMICONDUCTORS-It-is_fig4_281555469

-
- [27] Wolfe, R., & Lieberman, R. (1991). Fiber optic magnetic field sensor based on domain wall motion in garnet film waveguides. *Applied Physics Letters*, 58(17), 1733–1735.
- [28] Klingbeil, F., Stölting, S. D., & McCord, J. (2021). Sensing of temperature through magneto-optical domain wall susceptibility. *Applied Physics Letters*, 118(9), 092403.
- [29] Diegel, M., Glathe, S., Mattheis, R., Scherzinger, M., & Halder, E. (2009). A new four-bit magnetic domain wall based multitransducer counter. *IEEE Transactions on Magnetics*, 45(3), 3792–3795.
- [30] <https://corporatefinanceinstitute.com/resources/wealth-management/magnetic-ink-character-recognition-micr-line>
- [31] Στο Wikipedia. Ανακτήθηκε 8 Ιουνίου, 2025, από https://en.wikipedia.org/wiki/Security_printing.
- [32] Fujifilm and IBM unveil 580-terabyte magnetic tape. (2020, December 16). *TechXplore*. <https://techxplore.com/news/2020-12-fujifilm-ibm-unveil-terabyte-magnetic.html>
- [33] Wang, J.-P. (2005). Tilting for the top. *Nature Materials*, 4(X), 191–192. <https://doi.org/10.1038/nmat1344>
- [34] Coffey, K. R., Parker, M. A., & Howard, J. K. (1995). *IEEE Transactions on Magnetics*, 31(X), 2737.
- [35] Yanagisawa, M., Shiota, N., Yamaguchi, H., & Suganuma, Y. (1983). *IEEE Trans. Magn.*, 19, 1638.
- [36] Wang, J.-P., Qiu, J.-M., Taton, T. A., & Kim, B.-S. (2006). *IEEE Transactions on Magnetics*, 42(9), 3042
- [37] Jones, B. A., Dutson, J. D., O'Grady, K., Hickey, B. J., Li, D., Poudyal, N., & Liu, J. P. (2006). *IEEE Trans. Magn.*, 42, 3066.
- [38] Sun, A.-C., Hsu, J.-H., Kuo, P. C., & Huang, H. L. (2007). *IEEE Transactions on Magnetics*, 43, 2130.
- [39] Weller, D., Moser, A., Folks, L., Best, M. E., Lee, W., Toney, M. F., Schwickert, M., Thiele, J.-U., & Doerner, M. F. (2000). *IEEE Transactions on Magnetics*, 36(1), 1
- [40] Weller, D., & Moser, A. (1999). Thermal effect limits in ultrahigh density magnetic recording. *IEEE Transactions on Magnetics*, 35(6), 4423–4439.
- [41] Niarchos, D., Manios, E., & Panagiotopoulos, I. (2008). Towards Terabit/in² Magnetic Storage Media. *MRS Online Proceedings Library OPL*, 1106, 1106-PP02-03.

-
- [42] Margulies, D. T., Supper, N., Do, H., Schabes, M. E., Berger, A., Moser, A., Rice, P. M., Arnett, P., Madison, M., Lengsfeld, B., Rosen, H., Tang, K., Polcyn, A., & Fullerton, E. E. (2005). *J. Appl. Phys.*, 97, 10N109.
- [43] Fullerton, E. E., Margulies, D. T., Schabes, M. E., Carey, M., Gurney, B., Moser, A., Best, M., Zeltzer, G., Rubin, K., Rosen, H., & Doerner, M. (2000). *Appl. Phys. Lett.*, 77, 3806.
- [44] Acharya, B. R., Ajan, A., Abarra, E. N., Inomata, A., & Okamoto, I. (2002). **Appl. Phys. Lett.** 80(85).
- [45] Shan, Z. S., Malhotra, S. S., Stafford, D. C., Bertero, G., & Wachenschwanz, D. (2002). Studies of magnetic properties of the stabilizing layer for synthetic antiferromagnetically coupled media. *Applied Physics Letters*, 81(13), 2412.
- [46] Margulies, D. T., Berger, A., Moser, A., Schabes, M. E., Fullerton, E. E. (2003). *Applied Physics Letters*, 82(21), 3701.
- [47] Pang, S. I., Piramanayagam, S. N., & Wang, J. P. (2002). Magnetization and thermal stability studies in laminated antiferromagnetically coupled media. *Journal of Applied Physics*, 91(10), 8620.
- [48] Moser, A., Supper, N. F., Berger, A., Margulies, D. T., & Fullerton, E. E. (2005). *Appl. Phys. Lett.*, 86(26), 262501.
- [49] Suess, D., Fidler, J., Porath, K., Schrefl, T., & Weller, D. (2006). Micromagnetic study of pinning behavior in percolated media. *Journal of Applied Physics*, 99(8), 08G905.
- [50] Albrecht, M., F. Böhmer, A. Maier, T. Schäfer, P. Schreyer, J. K. N. Lindner, C. M. Schneider, H. Zabel, B. K. G. L. Albrecht, & K. K. M. L. (2005). *Nature Materials*, 4(3), 203–208.
- [51] K. Itoh K et al., Intermag/3M Conference, Baltimore, USA, DB-01 (2007).
- [52] H. Oshima et al., Intermag/3M Conference, Baltimore, USA, DB-02 (2007).
- [53] Hamann, H. F., Woods, S. I., & Sun, S. (2003). Direct Thermal Patterning of Self-Assembled Nanoparticles. *Nano Letters*, 3(12), 1643-1645.
- [54] Darling, S. B., et al. (2005). *Adv. Mater.*, 17, 2446.
- [55] Sui, Y. C., Liu, W., Li, X. Z., Zhou, J., Skomski, R., & Sellmyer, D. J. (2005). FePt clusters synthesized by thermal pyrolysis of Fe and Pt compounds in an organic solvent. *Journal of Applied Physics*, 97(10), 10J304.
- [56] Yasui, N., et al. (2003). *Applied Physics Letters*, 83(15), 3347-3349
- [57] Huang, K. T., Kuo, P. C., Lin, G. P., Shen, C. L., & Yao, Y. D. (2010). *J. Appl. Phys.*, 108, 084318.

-
- [58] Suess, D., Schrefl, T., Fähler, S., Kirschner, M., Hrkac, G., Dorfbauer, F., & Fidler, J. (2005). Exchange spring media for perpendicular recording. *Applied Physics Letters*, 87(1), 012504.
- [59] Victora, R. H., & Shen, X. (2005). *IEEE Transactions on Magnetism*, 41(537).
- [60] Suess, D. (2006). *Appl. Phys. Lett.*, 89, 113105
- [61] *Chinese Physics B*. (2014). Vol. 23, No. 3, 036802.
- [62] Suess, D., Schrefl, T., Fahler, S., Kirschner, M., Hrkac, G., Dorfbauer, F., & Fidler, J. (2005). Exchange Spring media for perpendicular recording. *Applied Physics Letters*, 87(1), 012504.
- [63] Asti, G., Ghidini, M., Pellicelli, R., Pernechele, C., Solzi, M., Albertini, F., Casoli, F., Fabbrici, S., & Pareti, L. (2006). *Physical Review B*, 73(9), 094406.
- [64] Dobin, A. Y., & Richter, H. J. (2007). Perpendicular recording at >1 Tbit/in². *Journal of Applied Physics*, 101(9), 09K108.
- [65] Goll, D., Macke, S., & Kronmüller, H. (2008). *Physica B*, 403, 338.
- [66] Kronmüller, H., & Goll, D. (2008). *Physica B*, 403, 237.
- [67] Casoli, F., Albertini, F., Fabbrici, S., Bocchi, C., Nasi, L., Ciprian, R., & Pareti, L. (2005). *IEEE Transactions on Magnetism*, 41(10), 3877.
- [68] Casoli, F., Albertini, F., Nasi, L., Fabbrici, S., Cabassi, R., Bolzoni, F., & Bocchi, C. (2008). *Applied Physics Letters*, 92(14), 142506.
- [69] Casoli, F., Albertini, F., Nasi, L., Fabbrici, S., Cabassi, R., Bolzoni, F., Bocchi, C., & Luches, P. (2010). *Acta Materialia*, 58(10), 3594
- [70] Wang, J. P., Shen, W. K., & Bai, J. M. (2005). *IEEE Trans. Magn.*, 41, 3181.
- [71] Wang, J. P., Shen, W. K., & Hong, S. Y. (2007). *IEEE Transactions on Magnetism*, 43(1), 682.
- [72] Choe, G., Ikeda, Y., Zhang, K., Tang, K., & Mirzamaani, M. (2009). *IEEE Trans. Magn.*, 45, 2694.
- [73] Tang, K., Bian, X., Choe, G., Takano, K., Mirzamaani, M., Wang, G., Zhang, J., Xiao, Q. F., Ikeda, Y., Risner-J., & Xu, X. (2009). *IEEE Transactions on Magnetism*, 45 786
- [74] Schuermann, K. C., Dutson, J. D., Wu, S. Z., Harkness, S. D., Valcu, B., Richter, H. J., Chantrell, R. W., & O'Grady, K. (2006). *J. Appl. Phys.*, 99(08Q904).
- [75] Hauet, T., Dobisz, E., Florez, S., Park, J., Lengsfeld, B., Terris, B. D., & Hellwig, O. (2009). *Applied Physics Letters*, 95(26), 262504.
- [76] Suess, D. (2006). *Applied Physics Letters*, 89(11), 113105.

-
- [77] Goll, D., Breitling, A., Gu, L., Aken, P. A., & Sigle, W. (2008). *J. Appl. Phys.*, 104(8), 083903.
- [78] D. Goll, A. Breitling, and S. Macke. (2008). 2008 IEEE Trans. Magn. 44 34723.
- [79] Pandey, K. K. M., Chen, J. S., Chow, G. M., & Hu, J. F. (2009). *Appl. Phys. Lett.*, 94, 232502.
- [80] Jiang, C. J., Chen, J. S., Hu, J. F., & Chow, G. M. (2010). *Journal of Applied Physics*, 107(12), 123915.
- [81] Chen, J. S., Huang, L. S., Hu, J. F., Ju, G., & Chow, G. M. (2010). *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43, 185001.
- [82] Huang, L. S., Hu, J. F., Chow, G. M., & Chen, J. S. (2011). *Journal of Applied Physics*, 109, 063910.
- [83] Xu, X. H., Jin, T., Li, X. L., Wang, F., Jiang, F. X., Yang, Z. G., & Wu, H. S. (2006). *Materials Chemistry and Physics*, 98, 447.
- [84] Manna, L., Scher, E. C., Li, L. S., & Alivisatos, A. P. (2002). *Journal of the American Chemical Society*, 124(24), 7136.
- [85] Cai, K. H., Li, C., Zhang, Y., Xu, J. F., Lai, H. K., & Chen, S. Y. (2008). *Applied Surface Science*, 254(17), 5363.
- [86] Wang, F., Xu, X. H., Liang, Y., Zhang, J., & Wu, H. S. (2009). *Applied Physics Letters*, 95(2), 022516.
- [87] Wang, F., Xu, X. H., Liang, Y., Zhang, J., & Zhang, J. (2011). *Materials Chemistry and Physics*, 126(3), 843.
- [88] Wang, F., Zhang, J., Zhang, J., & Xu, X. H. (2011). *Journal of Applied Physics*, 109(7), 07B731.
- [89] Wang, F., Zhang, J., Zhang, J., Wang, C. L., Wang, Z. F., Zeng, H., Zhang, M. G., & Xu, X. H. (2013). *Applied Surface Science*, 271, 390.
- [90] Zhang, J., Liu, Y., Wang, F., Zhang, J., Zhang, R. Q., Wang, Z. F., & Xu, X. H. (2012). *Journal of Applied Physics*, 111(7), 073910.
- [91] Zha, C. L., Dumas, R. K., Fang, Y. Y., Bonanni, V., Nogue's, J., & A° kerman, J. (2010). *Applied Physics Letters*, 97(18), 182504.
- [92] Suess, D., Lee, J., Fidler, J., & Schrefl, T. (2009). *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321(5), 545.
- [93] Gaur, N., Pandey, K. K. M., Maurer, S. L., Piramanayagam, S. N., Nunes, R. W., Yang, H., & Bhatia, C. S. (2011). *Journal of Applied Physics*, 110(8), 083917.

-
- [94] Goll, D., Breitling, A., Gu, L., Aken, P. A., & Sigle, W. (2008). *Journal of Applied Physics*, 104(8), 083903.
- [95] Goll, D., Breitling, A., & Macke, S. (2008). *IEEE Transactions on Magnetics*, 44(11), 3472.
- [96] Pandey, K. K. M., Chen, J. S., Chow, G. M., & Hu, J. F. (2009). *Applied Physics Letters*, 94(23), 232502.
- [97] Chen, J. S., Huang, L. S., Hu, J. F., Ju, G., & Chow, G. M. (2010). *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(18), 185001.
- [98] Huang, L. S., Hu, J. F., Chow, G. M., & Chen, J. S. (2011). *Journal of Applied Physics*, 109(6), 063910.
- [99] Xu, X. H., Jin, T., Li, X. L., Wang, F., Jiang, F. X., Yang, Z. G., & Wu, H. S. (2006). *Materials Chemistry and Physics*, 98(2-3), 447.
- [100] Gaur, N., Pandey, K. K. M., Maurer, S. L., Piramanayagam, S. N., Nunes, R. W., Yang, H., & Bhatia, C. S. (2011). *J. Appl. Phys.*, 110, 083917.
- [101] Pappas, S. (2020.). Παρασκευή με τη μέθοδο sputtering, χαρακτηρισμός και ιδιότητες λεπτών μαγνητικών υμενίων τεχνολογικού ενδιαφέροντος [Doctoral dissertation].
- [102] Zou, Y. Y., Wang, J. P., Hee, C. H., & Chong, T. C. (2003). *Applied Physics Letters*, 82(14), 2473.
- [103] Guan, L. J., & Zhu, J. G. (2003). *Journal of Applied Physics*, 93(11), 7735.
- [104] Zheng, Y. F., Wang, J. P., & Ng, V. (2002). *Journal of Applied Physics*, 92(12), 8007.
- [105] Klemmer, T. J., & Pelhos, K. (2006). *Applied Physics Letters*, 88(16), 162507.
- [106] Okamoto, S., Kitakami, O., Miyazaki, T., Shimada, Y., Takahashi, Y. K., & Hono, K. (2004). *Journal of Applied Physics*, 96, 52176.
- [107] Zha, C. L., Ma, B., Zhang, Z. Z., Gao, T. R., Gan, F. X., & Jin, Q. Y. (2006). *Appl. Phys. Lett.*, 89(2), 022506.
- [108] Albrecht, M., Hu, G. H., Guhr, I. L., Ulbrich, T. C., Boneberg, J., Leiderer, P., & Schatz, G. (2005). *Nat. Mater.*, 4, 203.
- [109] Varvaro, G., Agostinelli, E., Laureti, S., Testa, A. M., Generosi, A., Paci, B., & Albertini, V. R. (2008). *IEEE Trans. Magn.*, 44, 643.
- [110] Wang, Y. C., Sharma, P., & Makino, A. (2012). *J. Phys.: Condens. Matter*, 24, 076004.
- [111] Okamoto, S., Kitakami, O., & Shimatsu, T. (2015). Microwave assisted magnetic recording technologies and related physics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 48(35), 353001. doi:10.1088/0022-3727/48/35/353001

-
- [112] Thirion, C., Wernsdorfer, W., & Mailly, D. (2003). Switching of magnetization by nonlinear resonance studied in single nanoparticles. *Nature Materials*, 2(8), 524–527. <https://doi.org/10.1038/nmat946>
- [113] Zhu, J., Zhu, X., & Tang, Y. (2008). Microwave assisted magnetic recording. *IEEE Transactions on Magnetics*, 44(1), 125–131. doi: 10.1109/TMAG.2007.911031
- [114] Liu, Z., Huang, P. W., Hernandez, S., Ju, G., & Rausch, T. (2018). Systematic evaluation of microwave-assisted magnetic recording. *IEEE Transactions on Magnetics*, 54(1), 1–5. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2018.2835155>
- [115] Suto, H., Kudo, K., Nagasawa, T., Kanao, T., Mizushima, K., Sato, R., & Kitakami, O. (2015). Theoretical study of thermally activated magnetization switching under microwave assistance: Switching paths and barrier height. *Physical Review B*, 91(9), 094401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.91.094401>
- [116] Sun, Z. Z., & Wang, X. R. (2006). Magnetization reversal through synchronization with a microwave. *Physical Review B*, 74(13), 132401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.132401>
- [117] Boone, C. T., Katine, J. A., Marinero, E. E., Pisana, S., & Terris, B. D. (2012). Demonstration of microwave assisted magnetic reversal in perpendicular media. *Journal of Applied Physics*, 111(7), 07B907. <https://doi.org/10.1063/1.3676051>
- [118] Kikuchi, N., Sato, K., Kikuchi, S., & Sugimoto, S. (2019). Microwave-assisted switching in CoCrPt granular medium under continuous microwave fields. *Journal of Applied Physics*, 126(8), 083908. <https://doi.org/10.1063/1.5111576>
- [119] Zhou, T., et al. (2015). Development of Spin-Torque Oscillators and High Ku CoPt Media with Small Grain Size for Microwave-Assisted Magnetic Recording. *IEEE Transactions on Magnetics*, 51(1), 3000207. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2014.2354411>
- [120] Abert, C., Bruckner, F., Vogler, C., & Suess, D. (2018). Efficient micromagnetic modelling of spin-transfer torque and spin-orbit torque. *AIP Advances*, 8(5), 056008. <https://doi.org/10.1063/1.5006561>
- [121] Zou, Y., Zha, C., Bonetti, S., Persson, J., & Åkerman, J. (2009). Microwave generation of tilted-polarizer spin torque oscillator. *Journal of Applied Physics*, 105(7), 07D116. <https://doi.org/10.1063/1.3068429>
- [122] Zhu, X., Lu, G., Hu, S., Wang, Y., Zhang, W., & Xue, M. (2019). Impact of Spin Torque Oscillator Frequency in Microwave-Assisted Magnetic Recording. *IEEE Transactions on Magnetics*, 55(11), 2937996. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2019.2937996>

-
- [123] Yoshida, K., Yokoe, M., Ishikawa, Y., & Kanai, Y. (2010). Spin Torque Oscillator with Negative Magnetic Anisotropy Materials for MAMR. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(6), 2466–2469. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2010.2043071>
- [124] Suess, D. (2007). “Micromagnetics of exchange spring media: Optimization and limits”, *J. Magn. Magn. Mater.* 308, 183 (2007), doi.org/10.1016/j.jmmm.2006.05.021
- [125] Bashir, M. A., Deshpande, A., & Stanciu, S. (2008). Microwave-Assisted Magnetization Reversal in Exchange Spring Media. *IEEE Transactions on Magnetics*, 44(11), 3519–3522. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2008.2002601>
- [126] Li, S., Livshitz, B., Bertram, H. N., Fullerton, E., & Lomakin, V. (2009). Microwave-assisted magnetization reversal and multilevel recording in composite media. *Journal of Applied Physics*, 105(7), 07B909. <https://doi.org/10.1063/1.3076140>
- [127] Suto, H., Kudo, K., Matsubara, Y., Ohshima, T., Kanao, T., Sato, K., ... & Miyamura, K. (2019). Microwave-magnetic-field-induced magnetization excitation and assisted switching of antiferromagnetically coupled magnetic bilayer with perpendicular magnetization. *Journal of Applied Physics*, 125(15), 153901. <https://doi.org/10.1063/1.5089799>
- [128] Greaves, S., Kanai, Y., & Muraoka, H. (2018). Antiferromagnetically Coupled Media for Microwave-Assisted Magnetic Recording. *IEEE Transactions on Magnetics*, 54(1), 1. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2017.2730881>
- 129 Krone, P., Makarov, D., Albrecht, M., & Schrefl, T. (2010). Magnetization reversal of bit patterned media: Role of the angular orientation of the magnetic anisotropy axes. *Journal of Applied Physics*, 108(1), 013906. <https://doi.org/10.1063/1.3457037>
- [130] Varvaro, G., De Santis, A., & Nasi, L. (2008). Study of Magnetic Easy Axis 3-D Arrangement in L10 CoPt(111)/Pt(111)/MgO(100) Tilted System for Perpendicular Recording. *IEEE Transactions on Magnetics*, 44(3), 643–647. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2008.918205>
- [131] Wang, J. P., Shen, W. K., Bai, J. M., Victora, R. H., Judy, J. H., & Song, W. L. (2005). Composite media (dynamic tilted media) for magnetic recording. *Applied Physics Letters*, 86(14), 142504. <https://doi.org/10.1063/1.1896431>
- [132] Zou, Y. Y., Zhou, X. J., & Song, Y. G. (2003). Tilted media in a perpendicular recording system for high areal density recording. *Applied Physics Letters*, 82(15), 2473–2475. <https://doi.org/10.1063/1.1565503>
- [133] Okamoto, S., Kikuchi, N., Kitakami, O., & Shimatsu, T. (2015). Microwave assisted magnetic recording technologies and related physics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 48(35), 353001. doi:10.1088/0022-3727/48/35/353001

-
- [134] Sann, C. K., Ooi, H. K., & Han, D. D. (2019). Maximum Likelihood Detection for 3-D-MAMR. *IEEE Transactions on Magnetics*, 55(8), 2944800. doi:10.1109/TMAG.2019.2944800
- [135] Tudosa, I., Stamm, C., Kashuba, A., King, F., Siegmann, H. C., Stöhr, J., Ju, G., Lu, B., & Weller, D. (2004). The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media. *Nature*, 428(7071), 831–833. <https://doi.org/10.1038/nature02438>
- [136] Zhu, J.-G., & Wang, Y. (2010). Microwave assisted magnetic recording utilizing perpendicular spin torque oscillator with switchable perpendicular electrodes. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(3), 751–757. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2009.2036588>
- [137] Suess, D. (2007). Micromagnetics of exchange spring media: Optimization and limits. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 308(2), 183–191. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2006.05.021>
- [138] Wang, Z., Sun, Z., Wu, M., Kaka, S., & Russek, S. E. (2010). Competition between pumping and damping in microwave-assisted magnetization reversal in magnetic films. *Physical Review B*, 81(6), 064402. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.064402>
- [139] Yanes, R., Rozada, R., García-Sánchez, F., Chubykalo-Fesenko, O., Pimentel, P. M., Leven, B., & Hillebrands, B. (2009). Modeling of microwave-assisted switching in micron-sized magnetic ellipsoids. *Physical Review B*, 79(22), 224427. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.224427>
- [140] Cimpoesu, D., & Stancu, A. (2011). Dynamic and temperature effects in microwave assisted switching: Evidence of chaotic macrospin dynamics. *Applied Physics Letters*, 99(13), 132503. <https://doi.org/10.1063/1.3640230>
- [141] Kanai, Y., Muraoka, H., & Nakamura, Y. (2018). Micromagnetic model simulations considering write head, spin-torque oscillator, and double-layered medium altogether. *IEEE Transactions on Magnetics*, 55(3), 1–13. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2018.2869208>
- [142] Rivkin, K., & Ketterson, J. B. (2006). Magnetization reversal in the anisotropy-dominated regime using time-dependent magnetic fields. *Applied Physics Letters*, 89(25), 252507. <https://doi.org/10.1063/1.2405855>
- [143] Wang, Z., & Wu, M. (2009). Chirped microwave assisted magnetization reversal. *Journal of Applied Physics*, 105(9), 093903. <https://doi.org/10.1063/1.3121075>
- [144] Lim, J., Zhang, Z., Garg, A., & Ketterson, J. (2020). Simulating resonant magnetization reversals in nanomagnets. *IEEE Transactions on Magnetics*, 57(1), 1–4. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2020.3039468>

-
- [145] Vansteenkiste, A., Leliaert, J., Dvornik, M., Helsen, M., Garcia-Sanchez, F., & Van Waeyenberge, B. (2014). The design and verification of MuMax3. *AIP Advances*, 4(10), 107133. <https://doi.org/10.1063/1.4899186>
- [146] Suess, J. Lee, J. Fidler, T. Schrefl 2009 Exchange-coupled perpendicular media, *J. Magn. Magn. Mater.* 321 545, doi:10.1016/j.jmmm.2008.06.041
- [147] Li, S., Livshitz, B., Bertram, H. N., Schabes, M., Schrefl, T., Fullerton, E. E., & Lomakin, V. (2009). Microwave assisted magnetization reversal in composite media. *Applied Physics Letters*, 94(20), 202509. <https://doi.org/10.1063/1.3133354>
- [148] Yamaji, T., & Imamura, H. (2016). Theoretical study of microwave-assisted magnetization switching in exchange coupled nano magnets. *Applied Physics Letters*, 109(19), 192403. <https://doi.org/10.1063/1.4967195>
- [149] Rottmayer, R. E., Batra, S., Buechel, D., Challener, W. A., Hohlfield, J., Kubota, Y., Li, L., Lu, B., Mihalcea, C., Mountfield, K., Pelhos, K., Peng, C. B., Rausch, T., Seigler, M. A., Weller, D., & Yang, X. M. (2006). *IEEE Transactions on Magnetism*, 42(10), 2417–2422.
- [150] *Chin. Phys. B.* (2014). Vol. 23, No. 3, 036802
- [151] Wu, A. Q., Kubota, Y., Klemmer, T., Rausch, T., Peng, C. B., Peng, Y. G., Karns, D., Zhu, X. B., Ding, Y. F., Chang, E. K. C., Zhao, Y. J., Zhou, H., Gao, K. Z., Thiele, J. U., Seigler, M., Ju, G. P., & Gage, E. (2013). *IEEE Transactions on Magnetism*, 49(7), 779–784.
- [152] Niarchos, D., Manios, E., & Panagiotopoulos, I. (2008). *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* 1106-PP02-03.
- [153] Thiele, J. U., Coffey, K. R., Toney, M., Hedstrom, J. A., & Kellock, A. J. (2002). *Journal of Applied Physics*, 91(10), 6595–6600.
- [154] Maeda, T., Kikitsu, A., Kai, T., Nagaase, T., Aikawa, H., & Akiyama, J. (2002). *IEEE Transactions on Magnetism*, 38(5), 2796–2801.
- [155] Weller, D., Mosendz, O., Parker, G., Pisana, S., & Santos, T. S. (2013). *Physica Status Solidi A*, 210(7), 1245–1256.
- [156] Thiele, J. U., Maat, S., & Fullerton, E. E. (2003). *Applied Physics Letters*, 82(16), 2859–2861.
- [157] Thiele, J. U., Maat, S., Robertson, J. L., & Fullerton, E. E. (2004). *IEEE Transactions on Magnetism*, 40(4), 2537–2539.
- [158] *Eur. Phys. J. B.* (2019). 92, 120. <https://doi.org/10.1140/epjb/e2019-90599-6>
- [159] Barkhausen, H. (1919). Zwei mit Hilfe der neuen Verstärker entdeckte Erscheinungen [Two phenomena discovered with the aid of the new amplifiers]. *Physikalische Zeitschrift*, 20, 401.

-
- [160] Gilbert, T. (2004). A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(6), 3443–3449.
- [161] Heisenberg, W. (1928). Zur Theorie des Ferromagnetismus [On the theory of ferromagnetism]. *Zeitschrift für Physik*, 49(9-10), 619–636.
- [162] Exl, L., Suess, D., & Schrefl, T. *Micromagnetism*.
- [163] Brown, W. F. (1963). *Micromagnetics*. Interscience Publishers.
- [164] Nagaosa, N., & Tokura, Y. (2013). *Nature Nanotechnology*, 8, 899–911
- [165] Fert, A., Cros, V., & Sampaio, J. (2013). Skyrmions on the track. *Nature Nanotechnology*, 8(3), 152–156.
- [166] Tomasello, R., Martinez, E., Zivieri, R., Torres, L., Carpentieri, M., & Finocchio, G. (2014). A strategy for the design of skyrmion-racetrack memories. *Scientific Reports*, 4, 2014.
- [167] https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/e/ec/Damped_Magnetization_Precession.jpg
- [168] Brown, W. F. (1963). Thermal fluctuations of a single-domain particle. *Physical Review*, 130, 1677–1686.
- [169] Brown, W. F. (1959). Relaxational behavior of fine magnetic particles. *Journal of Applied Physics*, 30(4), S130–S132.
- [170] Lyberatos, A., Berkov, D., & Chantrell, R. W. (1993). A method for the numerical simulation of the thermal magnetization fluctuations in micromagnetics. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 5(47), 8911..
- [171] Lopez-Diaz, L., Aurelio, D., Torres, L., Martinez, E., Hernandez-Lopez, M. A., Gomez, J., Consolo, G. (2012). Micromagnetic simulations using graphics processing units. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 45(32), 323001.
- [172] Mayergoyz, I., Bertotti, G., & Serpico, C. (2011). Landau-Lifshitz magnetization dynamics driven by a random jump-noise process (invited). *Journal of Applied Physics*, 109(7), 07D312.
- [173] Lee, A., Liu, Z., Bertotti, G., Serpico, C., & Mayergoyz, I. (2014). Analysis of random magnetization switching using Monte Carlo simulations. *Physica B: Condensed Matter*, 435, 100–104.
- [174] Garanin, D. A. (1997). Fokker-Planck and Landau-Lifshitz-Bloch equations for classical ferromagnets. *Physical Review B*, 55, 3050–3057.
- [175] Baryakhtar, V. (1984). Phenomenological description of relaxation processes in magnets. *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*, 87(4), 1501–1508.
- [176] vampire.york.ac.uk. Workshop. Retrieved from <https://vampire.york.ac.uk/workshop>

[177] <https://doi.org/10.48550/arXiv.1408.0908>

[178] Donahue, M. J., & Porter, D. G. (1999). OOMMF user's guide, version 1.0 (NISTIR 6376). National Institute of Standards and Technology.

[179] Bisotti, M.-A., Cortés-Ortuño, D., Pepper, R., Wang, W., Beg, M., Kluyver, T., & Fangohr, H. (2018). Fidimag—a finite difference atomistic and micromagnetic simulation package. *Journal of Open Research Software*, 6, 1

[180] Vansteenkiste, A. Dynamics of magnetic vortices in nanodots: Experiment and simulation.

[181] NVIDIA. (2014). NVIDIA CUDA C programming guide. <http://developer.nvidia.com/nvidia-gpu-computing-documentation>

[182] The Go Programming Language. (2009). <http://golang.org>.

[183] <https://mumax.github.io/>

[184] Vansteenkiste, A., Leliaert, J., Dvornik, M., Helsen, M., Garcia Sanchez, F., & Van Waeyenberge, B. The design and verification of MuMax3.

[185] Paraview. www.paraview.org.

[186] Gnuplot. <http://www.gnuplot.info>.

[187] Graham Rowlands. Muvview2. <http://grahamrow.github.io/Muvview2/>.

[188] Landau, L. D., & Lifshitz, E. M. (1935). Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, 8, 153–169

[189] Gilbert, T. L. (1955). Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Physical Review*, 100, 1243–1243.

[190] Zhang, S., & Li, Z. (2004). Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets. *Physical Review Letters*, 93(12), 127204.

[191] Slonczewski, J. C. (1996). Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2), L1–L7.

[192] Xiao, J., Zangwill, A., & Stiles, M. D. (2004). Boltzmann test of Slonczewski's theory of spin-transfer torque. *Physical Review B*, 70(17), 172405.

[193] McMichael, R. D., Donahue, M. J., Porter, D. G., & Eicke, J. (1999). Comparison of magnetostatic field calculation methods on two-dimensional square grids as applied to a micromagnetic standard problem. *Journal of Applied Physics*, 85(8), 5816–5818.

[194] Lebecki, K. M., Donahue, M. J., & Gutowski, M. W. (2008). Periodic boundary conditions for demagnetization interactions in micromagnetic simulations. *Journal of Physics D-Applied Physics*, 41(17).

-
- [195] Fangohr, H., Bordignon, G., Franchin, M., Knittel, A., de Groot, P. A. J., & Fischbacher, T. (2009). A new approach to (quasi) periodic boundary conditions in micromagnetics: The macrogeometry. *Journal of Applied Physics*, 105(7).
- [196] Fischbacher, T., Franchin, M., Bordignon, G., & Fangohr, H. (2007). A systematic approach to multiphysics extensions of finite-element-based micromagnetic simulations: Nmag. *IEEE Transactions On Magnetism*, 43(6), 2896–2898.
- [197] Huang, K. T., Kuo, P. C., Lin, G. P., Shen, C. L., & Yao, Y. D. (2010). (Please provide article title and journal name, as "J. Appl. Phys. 108 084318" is insufficient for a full APA citation). *Journal of Applied Physics*, 108, 084318.
- [198] Donahue, M. J. (1998). A variational approach to exchange energy calculations in micromagnetics. *Journal of Applied Physics*, 83(11), 6491–6493.
- [199] Donahue, M. J., & Porter, D. G. (2004). Exchange energy formulations for 3d micromagnetics. *Physica B-Condensed Matter*, 343(1-4), 177–183.
- [200] Asti, G., Ghidini, M., Pellicelli, R., Pernechele, C., Solzi, M., Albertini, F., Casoli, F., Fabbri, S., & Pareti, L. (2006). (Please provide article title). *Physical Review B*, 73, 094406
- [201] Suess, D., Lee, J., Fidler, J., & Schrefl, T. (2009). *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321, 545.
- [202] Muvview2. <https://grahamrow.github.io/Muvview2>
- [203] Thanos, C., Panagiotopoulos, I. (2023). Micromagnetics of Microwave-Assisted Switching in Co-Pt-Based Nanostructures: Switching Time Minimization. *MDPI Magnetism*, 3(1), 61–70. <https://doi.org/10.3390/magnetism3010006>
- 204 Lim, J. (2020). Simulating Resonant Magnetization Reversals in Nanomagnets. *IEEE Transactions on Magnetism*, PP (99), 1-1. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2020.3039468>
- 205 Tanaka, T., Kurihara, K., Ya, X., Bai, X., & Kanai, Y. (n.d.). Micromagnetic simulation of microwave-assisted magnetization switching and signal recording characteristics for exchange-coupled composite media with layer anisotropy structure.
- 206 Tanaka, T., Nozaki, Y., & Matsuyama, K. (2017). Micromagnetic Simulation of Microwave-Assisted Magnetization Switching Process for Granular Films. *IEEE Transactions on Magnetism*, 53(11), 1–4, Article 3200504. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2017.2697429>
- 207 Greaves, S., Chan, K. S., & Kanai, Y. (2019). Areal Density Capability of Dual-Structure Media for Microwave-Assisted Magnetic Recording. *IEEE Transactions on Magnetism*, 55(11), 1-9. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2019.2936579>
- 208 Kikuchi, N., Sato, K., S., Hatayama, M., Shimatsu, T., & Okamoto, S. (2023). Effect of film thickness on microwave assisted switching behavior. In *2023 IEEE International*

<https://doi.org/10.1109/intermagshortpapers58606.2023.10228446>

209 Ozawa, E. (2019). Microwave-Assisted Magnetization Reversal in Dispersed Nanosized Barium Ferrite Particles for High-Density Magnetic Recording Tape. *IEEE Transactions on Magnetics*, 55(7), 1–4, Article 3200404. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2019.2893652>

210 Suto, H., Kanao, T., Nagasawa, T., Kudo, K., Mizushima, K., & Sato, R. (2017). Subnanosecond microwave-assisted magnetization switching in a circularly polarized microwave magnetic field. *Applied Physics Letters*, 110(26), 262403. <https://doi.org/10.1063/1.4986483>

211 Kikuchi, N., Shimada, K., Shimatsu, T., Okamoto, S., & Kitakami, O. (2018). Frequency dependence of microwave-assisted switching in CoCrPt granular perpendicular media. *Japanese Journal of Applied Physics*, 57(9S2), 09TE02. <https://doi.org/10.7567/jjap.57.09TE02>

[212] Sann, C. K., et al. (2019). Maximum Likelihood Detection for 3-D-MAMR. *IEEE Transactions on Magnetics*, 55, 2944800. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2019.2944800>

[213] Kikuchi, N., Sato, K., Kikuchi, S., et al. (2019). Microwave-assisted switching in CoCrPtgranular medium under continuous microwave fields. *Journal of Applied Physics*, 126(8), 083908. <https://doi.org/10.1063/1.5111576>

[214] Okamoto, S., et al. (2015). Microwave assisted magnetic recording technologies and related physics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 48(35), 353001. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/35/353001>

[215] Liu, Z., Huang, P., Hernandez, S., Ju, G., Rausch, T. (2018). Systematic Evaluation of Microwave-Assisted Magnetic Recording. *IEEE Transactions on Magnetics*, 54(1). <https://doi.org/10.1109/TMAG.2018.2835155>

[216] Pousthomis, M., Anagnostopoulou, E., Panagiotopoulos, I., Boubekri, R., Fang, W., Ott, F., Aït Atmane, K., Piquemal, J.-Y., Lacroix, L.-M., & Viau, G. (2015). Localized magnetization reversal processes in cobalt nanorods with different aspect ratios. *Nano Research*, 8(7), 2231–2240. <https://doi.org/10.1007/s12274-015-0734-x>

[217] Vázquez, M. (Ed.). (2015). *Magnetic nano-and microwires: design, synthesis, properties and applications*. Woodhead Publishing.

[218] Moreno, J. A., Bran, C., Vazquez, M., & Kosel, J. (2021). Cylindrical magnetic nanowires applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 57(4), 1–17. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2021.3055338>

-
- [219] Piraux, L. (2020). Magnetic Nanowires. *Applied Sciences*, 10(5), 1832. <https://doi.org/10.3390/app10051832>
- [220] Tanaka, T., Kashiwagi, S., Otsuka, Y., Nozaki, Y., Hong, Y. K., & Matsuyama, K. (2014). Microwave-assisted magnetization reversal of exchange-coupled composite nanopillar with large Gilbert damping constant. *IEEE Transactions on Magnetics*, 50(3), 3000503. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2013.2297156>
- [221] Nozaki, Y., Tateishi, K., Taharazako, S., et al. (2007). Microwave-assisted magnetization reversal in 0.36- μm -wide Permalloy wires. *Applied Physics Letters*, 91(12), 122505. <https://doi.org/10.1063/1.2786593>
- [222] Hayashi, M., Takahashi, Y. K., & Mitani, S. (2012). Microwave assisted resonant domain wall nucleation in permalloy nanowires. *Applied Physics Letters*, 101(17), 172406. <https://doi.org/10.1063/1.4764053>
- [223] Okano, G., & Nozaki, Y. (2015). Cooperative microwave-assisted magnetization reversal with pulsed fields in 2- μm -wide nickel–iron wires at nanosecond time scales. *Applied Physics Express*, 8(1), 013001. <https://doi.org/10.7567/APEX.8.013001>
- [224] Nakatani, Y., Thiaville, A., & Miltat, J. (2005). Head-to-head domain walls in soft nanostrips: A refined phase diagram. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 290-291(1), 750–753. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2004.11.355>
- [225] Fernandez-Roldan, J. A., Perez del Real, R., Bran, C., Vazquez, M., & Chubykalo-Fesenko, O. (2018). Magnetization pinning in modulated nanowires: from topological protection to the corkscrew mechanism. *Nanoscale*, 10(12), 5923–5932. <https://doi.org/10.1039/C8NR00024G>
- [226] Yan, M., Andreas, C., Kákay, A., García-Sánchez, F., & Hertel, R. (2012). Chiral symmetry breaking and pair-creation mediated Walker breakdown in magnetic nanotubes. *Applied Physics Letters*, 100(25), 252401. <https://doi.org/10.1063/1.4727909>
- [227] Suess, D., Lee, J., Fidler, J., & Schrefl, T. (2009). Exchange-coupled perpendicular media. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321(5), 545. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2008.06.041>
- [228] Yamaji, T., & Imamura, H. (2016). Theoretical study of microwave-assisted magnetization switching in exchange coupled nano magnets. *Applied Physics Letters*, 109(19), 192403. <https://doi.org/10.1063/1.496719>
- [229] Panagiotopoulos, I., Fang, W., Ott, F., Boué, F., Aït-Atmane, K., Piquemal, J.-Y., & Viau, G. (2013). Packing fraction dependence of the coercivity and the energy product in nanowire

-
- based permanent magnets. *Journal of Applied Physics*, 114(14), 143902. <https://doi.org/10.1063/1.4824381>
- [230] Kumar, D., & Adeyeye, A. O. (2017). Techniques in micromagnetic simulation and analysis. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 50(34), 343001. doi:10.1088/1361-6463/aa7c04.
- [231] C. Thanos and I. Panagiotopoulos. (2023). Micromagnetics of Microwave-Assisted Switching in Co-Pt-Based Nanostructures: Switching Time Minimization. *MDPI Magnetism*, 3(1), 61-70. <https://doi.org/10.3390/magnetism3010006>
- [232] Moreno, J. A., Bran, C., Vazquez, M., & Kosel, J. (2021). Cylindrical magnetic nanowires applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 57(4), 1-17. doi:10.1109/TMAG.2021.3055338
- [233] Piraux, L. (2020). Magnetic Nanowires. *Applied Sciences*, 10(5), 1832. doi:10.3390/app10051832.
- [234] Liu, F., Zhu, J., Yang, W., Dong, Y., Hou, Y., Zhang, Y., Sun, X. (2014). Building nanocomposite magnets by coating a hard magnetic core with a soft magnetic shell. *Angewandte Chemie International Edition*, 53(8), 2176-2180. <https://doi.org/10.1002/anie.201309723>
- [235] Kikuchi, N., Sato, K., Okamoto, S., Kitakami, O., Shimatsu, T., & Suto, H. (2022). Thermal activation in microwave-assisted magnetization switching and its effect on the switching behavior of granular media. *Physical Review B*, 105(5), 054430. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.054430>
- [236] Thanos, Christos Panagiotopoulos, Ioannis, 2023, Microwave assisted switching in two-phase nanowires, *Physica Scripta* IOP Publishing, DOI:10.1088/1402-4896/acf1d5
- [237] Kikuchi, N., Sato, K., Kikuchi, S., Shimada, Y., & Mitani, S. (2019). Microwave-assisted switching in CoCrPt granular medium under continuous microwave fields. *Journal of Applied Physics*, 126(8), 083908. <https://doi.org/10.1063/1.5111576>
- [238] Takagishi, M., Maekawa, H., Sato, S., Kudo, K., Hikosaka, Y., Ishigami, N., ... & Nakatani, R. (2022). Microwave assisted magnetic recording: Physics and application to hard disk drives. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 563, 169859.
- [239] Okamoto, S., Kikuchi, N., Muraoka, O., Kitakami, O. (2012). Switching behaviour and its dynamics of a Co/Pt nanodot under the assistance of rf fields. *Physical Review Letters*, 109(23), 237209.

[240] Κωνσταντοπούλου, Α. (2019). Computational study of micro and nano phononic materials (Διδακτορική διατριβή, Πανεπιστήμιο Πατρών).
<https://doi.org/10.12681/eadd/45400>