



Πανεπιστήμιο
Ιωαννίνων

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΙΩΑΝΝΙΝΩΝ

ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ

ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΥΛΙΚΩΝ

ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ

ΔΠΜΣ «ΧΗΜΕΙΑ & ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΥΛΙΚΩΝ»

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Ντέτσικα Παναγιώτα

ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ: Εναπόθεση και Χαρακτηρισμός

Πολυστρωματικών Υμενίων (X/CoFeB/Y) όπου X,Y=MgO, Pt, Ru, Ta

Επιβλέπων καθηγητής: Ιωάννης Παναγιωτόπουλος

Ιωάννινα, 2019

Εναπόθεση και χαρακτηρισμός πολυστρωματικών υμενίων (X/CoFeB/Y) όπου
X,Y=MgO, Pt, Ru, Ta

Deposition and characterization of X/CoFeB/Y (X,Y=MgO, Pt, Ru, Ta) multilayers

ΔΠΜΣ «ΧΗΜΕΙΑ & ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΥΛΙΚΩΝ»

ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ

Ντέτσικα Παναγιώτα

Επιβλέπων καθηγητής: Ιωάννης Παναγιωτόπουλος

Τριμελής Εξεταστική Επιτροπή:

κ. Ιωάννης Παναγιωτόπουλος, Καθηγητής του ΤΜΕΥ της Πολυτεχνικής Σχολής του
Πανεπιστημίου Ιωαννίνων,

κ. Λεωνίδα Γεργίδη, Επίκουρος Καθηγητής του ΤΜΕΥ της Πολυτεχνικής Σχολής του
Πανεπιστημίου Ιωαννίνων,

κ. Δημήτρης Αναγνωστόπουλος, Αναπληρωτής Καθηγητής του ΤΜΕΥ της Πολυτεχνικής
Σχολής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

Ευχαριστίες

Καθώς αυτή η διπλωματική εργασία φτάνει στο τέλος της, νιώθω την ανάγκη να ευχαριστήσω όλους όσους βοήθησαν και συνέβαλαν με οπουδήποτε τρόπο στην περάτωση της.

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον καθηγητή του τμήματος Ιωάννη Παναγιωτόπουλο για την πολύτιμη καθοδήγηση, καθώς και για την εμπιστοσύνη που έδειξε στο πρόσωπό μου κατά τη διάρκεια της εκπόνησης της παρούσας ερευνητικής εργασίας διπλώματος εξειδίκευσης.

Ακολούθως, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον κ. Λεωνίδα Γεργίδη, επίκουρο καθηγητή του ΤΜΕΥ, αλλά και τον κ. Δημήτρη Αναγνωστόπουλο, αναπληρωτή καθηγητή του ΤΜΕΥ, για την συμμετοχή τους στην τριμελή επιτροπή.

Ακόμη θέλω να ευχαριστήσω τον υποψήφιο διδάκτορα του Εργαστηρίου Μαγνητικών Υλικών Άγγελο Μούρκα για τη σημαντική βοήθεια και τη στήριξη που μου προσέφερε κατά την παραμονή μου στο χώρο του εργαστηρίου.

Τέλος, οφείλω ένα τεράστιο ευχαριστώ στην οικογένεια μου για την αδιάκοπη ηθική, αλλά και οικονομική υποστήριξη καθ' όλη τη διάρκεια των έως τώρα σπουδών μου.

Τίτλος: Εναπόθεση και χαρακτηρισμός πολυστρωματικών υμενίων (X/CoFeB/Y) όπου X,Y=MgO, Pt, Ru, Ta

Περίληψη

Η σημερινή τεχνολογία βασίζεται, όσον αφορά στην αποθήκευση και ανάγνωση της πληροφορίας, σε σύνθετα υλικά αποτελούμενα από τεχνητές στρωματικές υπερδομές, (όπως βαλβίδες σπιν, μέσα εγγραφής, ταλαντωτές ροής στρέψης σπιν, και πρόσφατα τοπολογικά προστατευμένες μαγνητικές δομές).

Στη παρούσα ερευνητική εργασία διπλώματος εξειδίκευσης αναπτύχθηκαν δομές λεπτών υμενίων CoFeB, οι οποίες παρασκευάστηκαν με τη μέθοδο καθοδικής ιοντοβολής. Σαν άμορφα υλικά είναι κατάλληλα για χρήση σε εύκαμπτα ηλεκτρονικά, ενώ παράλληλα έχει αναφερθεί η επίτευξη κάθετης ανισοτροπίας (ΚΜΑ). Έτσι η ανάπτυξη των υμενίων βασίστηκε στις παραμέτρους εναπόθεσης, χωρίς οποιοδήποτε είδος επιταξίας ενώ η ΚΜΑ επιδιώχθηκε μέσω διεπιφανειακής ανισοτροπίας με τα στρώματα MgO, Pt, Ru, Ta. Σε επιλεγμένα υμένια έγινε θερμική επεξεργασία ώστε να μελετηθεί η επίδραση της διάχυσης στην ανισοτροπία και τις μαγνητικές ιδιότητες γενικότερα. Οι δομικές ιδιότητες των δειγμάτων μελετήθηκαν με την τεχνική της ανακλαστικότητας ακτίνων -X (XRR), ενώ οι μαγνητικές τους ιδιότητες καθορίστηκαν μέσω του μαγνητομέτρου δονούμενου δείγματος (Vibrating Sample Magnetometry). Η ανισοτροπία προσδιορίστηκε από τη σύγκριση μαγνητικών μετρήσεων με το πεδίο κάθετα και παράλληλα στο υπόστρωμα. Κάθετη ανισοτροπία επιτεύχθηκε μόνο για πολύ λεπτά μαγνητικά στρώματα.

Για την ομάδα δειγμάτων Co₆₀Fe₂₀B₂₀/MgO παρατηρήθηκε ότι μόνο τα πολύ λεπτά στρώματα CoFeB τείνουν να αποκτήσουν κάθετη ανισοτροπία. Επίσης ακολουθήθηκε θερμική κατεργασία (heat-treatment), η οποία δεν εννόησε σημαντικά την ενίσχυση της ΚΜΑ και με παρατεταμένη θερμική επεξεργασία μειώνεται ακόμα περισσότερο η κάθετη μαγνήτιση λόγω της υποβάθμισης της ποιότητας των διεπιφανειών.

Για τα δείγματα Pt/Co₆₀Fe₂₀B₂₀/MgO ύστερα από τη διπλή θερμική κατεργασία που έχουν υποστεί τα δείγματα εμφανίζουν τάση ανάπτυξης ΚΜΑ. Η απουσία κροσσών Bragg στα διαγράμματα XRR δείχνει ότι υπάρχει εκτεταμένη διάχυση στις διεπιφάνειες.

Τα δείγματα της σειράς Ta/Co₆₀Fe₂₀B₂₀/Ta όπως και στα Pt/Co₆₀Fe₂₀B₂₀/Ta δείγματα παρατηρούμε ότι είναι στο όριο εμφάνισης ΚΜΑ και δεν παρατηρήθηκε κάποια βελτίωση μετά από ανόπτηση.

Τέλος, σύμφωνα με το μαγνητικό χαρακτηρισμό των πολυστρωματικών υμενίων της σειράς Ru/Co₆₀Fe₂₀B₂₀ παρατηρείται μια οριακή βελτίωση στις τιμές της ΚΜΑ ύστερα από την ανόπτηση. Ομοίως και σε αυτά τα δείγματα η απουσία κροσσών Bragg από τα διαγράμματα XRR δείχνει ότι υπάρχει εκτεταμένη διάχυση στις διεπιφάνειες.

Abstract

Today's information storage and processing technology is based, on composite materials consisting of artificial layered superlattices (such as spin valves, recording media, spin torque oscillators, and more recently topologically protected magnetic structures).

In this work, CoFeB based layered thin films have been deposited by magnetron sputtering. As these materials are amorphous, they are suitable for use in flexible electronics, while perpendicular magnetic anisotropy (PMA) has been reported. Thus, the development of the films was based on the deposition conditions, independently of any kind of epitaxy on the substrate whereas the PMA was sought through interfacial anisotropy with MgO, Pt, Ru, Ta layers. Heat treatment was performed on selected films, in order to study the effect of diffusion on anisotropy and the magnetic properties in general. Structural characterization was accomplished using X-Ray Reflectivity (XRR) and the magnetic behavior of samples has been investigated by using a vibrating sample magnetometry (VSM). The anisotropy was determined by comparing magnetic measurements with the field perpendicular to the substrate. Perpendicular anisotropy was achieved only for very thin magnetic layers.

For the Co₆₀Fe₂₀B₂₀/MgO samples it was observed that only the very thin CoFeB layers tend to obtain perpendicular anisotropy. Heat-treatment was also followed, which did not significantly favored the enhancement of PMA and with prolonged heat treatment perpendicular magnetization was further reduced due to the degradation of interface quality.

For Pt/Co₆₀Fe₂₀B₂₀/MgO samples, the double annealing shows a growth trend of PMA. The absence of Bragg framing in the XRR diagrams indicates that there is widespread diffusion in the interfaces.

The Ta/Co₆₀Fe₂₀B₂₀/Ta and the Pt/Co₆₀Fe₂₀B₂₀/Ta samples are observed to be at the PMA appearance limit and there is no improvement after annealing.

Finally, according to the magnetic characterization of the multilayer films of the Ru/Co₆₀Fe₂₀B₂₀ samples, a small improvement in PMA values after annealing is observed. Similarly, in these samples, the absence of Bragg framing from the XRR diagrams indicates that there is extensive diffusion in the interfaces.

Αντικείμενο Εργασίας

Στις παρακάτω ενότητες γίνεται μια εισαγωγή στο περιεχόμενο της παρούσας διπλωματικής εργασίας ειδίκευσης, ώστε να γίνει κατανοητή η δομή και το περιεχόμενο κάθε κεφαλαίου.

Στο πρώτο κεφάλαιο, πραγματοποιείται μια εισαγωγή στα διάφορα είδη μαγνητικής ανισοτροπίας και αναφέρονται οι φυσικοί μηχανισμοί που οδηγούν στην εμφάνιση του κάθε είδους, οι φαινομενολογικές εκφράσεις και σταθερές που χρησιμοποιούνται για να περιγραφεί η μαγνητική ανισοτροπία ενός υλικού. Επίσης, εξηγείται η κβαντομηχανική προέλευση των αλληλεπιδράσεων ανταλλαγής, οι οποίες είναι υπεύθυνες για την ύπαρξη της αυθόρμητης μαγνήτισης.

Στο δεύτερο κεφάλαιο, αναλύεται η δομή των μαγνητικών επαφών σήραγγας, γίνεται αναφορά στα ποικίλα φαινόμενα μαγνητοαντίστασης όπως η γιγαντιαία και η μαγνητοαντίσταση σήραγγας καθώς και στις εφαρμογές που τα απαρτίζουν.

Στο τρίτο κεφάλαιο, γίνεται περιγραφή της μαγνητικής μνήμης τυχαίας προσπέλασης, του φαινομένου ροπής μεταφοράς σπιν καθώς επίσης και μια σύγκριση με άλλες ανταγωνιστικές μνήμες.

Στο τέταρτο κεφάλαιο, γίνεται αναφορά σε όλες τις πειραματικές τεχνικές που χρησιμοποιήθηκαν για την κατασκευή και τον χαρακτηρισμό των δειγμάτων.

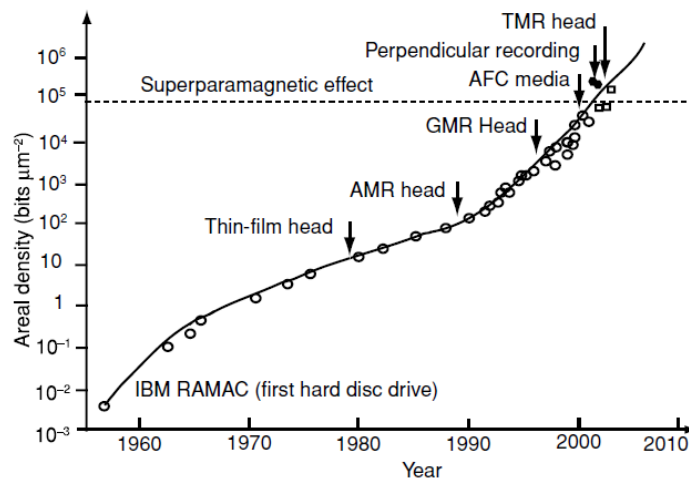
Στο πέμπτο κεφάλαιο παρουσιάζεται αναλυτικά η περιγραφή της πειραματικής πορείας που ακολουθήθηκε. Τα δείγματα που παρασκευάστηκαν χρησιμοποιώντας τη μέθοδο sputtering αφορούσαν συστήματα $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/\text{MgO}$, $\text{Pt}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/\text{MgO}$, $\text{Ta}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ και $\text{Ru}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$. Ο χαρακτηρισμός των πρωτότυπων αυτών υμενίων γίνεται με σκοπό την εύρεση των κατάλληλων παραμέτρων ώστε να βελτιστοποιηθεί η μαγνητική τους απόκριση ως μαγνητικά μέσα εγγραφής.

Τέλος, παρατίθενται τα συμπεράσματα που προέκυψαν από τη συγκεκριμένη ερευνητική προσπάθεια, και η βιβλιογραφία η οποία χρησιμοποιήθηκε και το παράρτημα.

Εισαγωγή

Ο μαγνητισμός είναι ένα φαινόμενο που έχει προκαλέσει στο παρελθόν το ενδιαφέρον πολλών ερευνητών. Οι πρώτες επιστημονικές μελέτες έγιναν το 16^ο αιώνα από το William Gilbert ο οποίος μετά από μακροχρόνια έρευνα κατάφερε να συλλάβει την έννοια του μαγνητικού πεδίου της γης, λέγοντας ότι η γη έχει ένα μαγνητικό πεδίο το οποίο πηγάζει στο κέντρο του άξονα της [1]. Σήμερα, παραμένει ένας ενδιαφέρον και συναρπαστικός τομέας για την επιστημονική έρευνα. Αρκετές θεμελιώδεις ανακαλύψεις μαγνητικών φαινομένων έχουν αλλάξει δραματικά την ανθρώπινη ζωή. Ένα τυπικό παράδειγμα μιας συνεχώς αναπτυσσόμενης περιοχής εφαρμογών είναι η σπιντρονική ή αλλιώς μαγνητοηλεκτρονική. Το σπιν του ηλεκτρονίου, είναι κατάλληλο για χρήσεις σε μέσα μαγνητικής εγγραφής μαγνητικών σκληρών δίσκων, σε κεφαλές ανάγνωσης και αισθητήρες [2].

Η μαγνητική εγγραφή είναι μια κυρίαρχη τεχνολογία αποθήκευσης και έχει διαδραματίσει ηγετικό ρόλο στην ανάπτυξη εφαρμογών ήχου, βίντεο και ηλεκτρονικών υπολογιστών. Η πρώτη μαγνητική συσκευή αποθήκευσης πληροφορίας κατασκευάστηκε από τον Valdemar Poulsen το 1898, η οποία έκανε εγγραφή/αναπαραγωγή ήχου σε ένα μαγνητικό σύρμα από ατσάλι. Μετά από περίπου μισό αιώνα, 1956 ο Rey Johnson στην IBM κατασκεύασε το πρώτο σκληρό δίσκο (Hard Disk Drive, HDD) με πυκνότητα εγγραφής 2 kbits/in². Η πυκνότητα εγγραφής πληροφορίας αυξήθηκε περίπου 6 τάξεις μεγέθους, καθώς καταβάλλεται μεγάλη προσπάθεια για τη βελτιστοποίηση των μαγνητικών λεπτών υμενίων ώστε να αυξηθεί η πυκνότητα της πληροφορίας που μπορούν να αποθηκεύσουν. Έτσι, η μέση πυκνότητα υπερβαίνει το 30%, φθάνοντας το εκπληκτικό ποσοστό 100% τη δεκαετία του 1990 (Σχήμα 1), αφού μεγάλη ώθηση στα υψηλής πυκνότητας μαγνητικά μέσα έδωσε η χρήση αισθητήρων μαγνητοαντίστασης και η μετάβαση στον αισθητήρα γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης (GMR) [3].



Σχήμα 1: Χρονική εξέλιξη της πυκνότητας της μαγνητικής εγγραφής.³

Τέλος, αρκετά ελπιδοφόρες κατευθύνσεις που θα μπορούσαν να οδηγήσουν στην επιπλέον ανάπτυξη της σπιντρονικής είναι βασισμένες στα μαγνητικά σκυρμίνια, όπου μπορούν να αξιοποιηθούν ως φορείς ψηφιακής πληροφορίας λόγω των υπερεχουσών ιδιοτήτων τους. Τα μαγνητικά σκυρμίνια είναι τοπολογικά σταθερές δομές σπιν και σχηματίζονται σε μη συμμετρικά συμπαγή (bulk) μαγνητικά υλικά [4-8] και σε μαγνητικά πολυστρωματικά υμένα [9-13]. Οφείλουν την ύπαρξή τους στην αλληλεπίδραση Dzyaloshinskii–Moriya (Dzyaloshinskii–Moriya interaction, DMI), που παρατηρούνται σε συστήματα που στερούνται συμμετρίας αναστροφής [14].

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Περίληψη.....	4
Abstract.....	5
Αντικείμενο Εργασίας.....	6
Εισαγωγή	7

A. ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

Κεφάλαιο 1 Μαγνητική Ανισοτροπία

1.1 Εισαγωγή.....	10
1.2 Μαγνητοκρυσταλλική Ανισοτροπία.....	10
1.3 Μαγνητοελαστική Ανισοτροπία.....	12
1.4 Ανισοτροπία Σχήματος.....	13
1.5 Επιφανειακή Ανισοτροπία.....	15
1.6 Κάθετη Μαγνητική Ανισοτροπία.....	17
1.7 Αλληλεπιδράσεις Ανταλλαγής.....	18
1.7.1 Υπερανταλλαγή.....	19
1.7.2 Επιφανειακές Αντισυμμετρικές Αλληλεπιδράσεις Ανταλλαγής.....	20

Κεφάλαιο 2 Μαγνητικές Επαφές Σήραγγας

2.1 Δομή Μαγνητικών Επαφών Σήραγγας.....	22
2.1.1 Μαγνητοαντίσταση Σήραγγας	23
2.1.2 Μαγνητικές Επαφές με Κρυσταλλικό Στρώμα Φραγμού MgO.....	25
2.2 Γιγαντιαία Μαγνητοαντίσταση.....	25
2.3 Βαλβίδες Σπιν.....	27
2.4 Παράλληλα και Κάθετα στο Επίπεδο Μαγνητικές Επαφές Σήραγγας.....	28
2.4.1 Παράλληλα στο Επίπεδο Μαγνητικές Επαφές Σήραγγας.....	29
2.4.2 Κάθετες Μαγνητικές Επαφές Σήραγγας.....	30
2.5 Εφαρμογές Μαγνητικών Επαφών Σήραγγας με βάση το MgO.....	31

Κεφάλαιο 3 Μαγνητικές Μνήμες Τυχαίας Προσπέλασης

3.1 Εισαγωγή.....	33
3.2 Αρχές λειτουργίας MRAM.....	33
3.3 Ροπή Στρέψης λόγω Μεταφοράς Σπιν.....	36
3.4 Ροπή Στρέψης Λόγω Μεταφοράς Σπιν MRAMs.....	38
3.5 Κάθετα STT-MRAMs.....	39

3.6 Συντελεστής Θερμικής Σταθερότητας.....	40
3.7 Σύγκριση MRAM με Ανταγωνιστικές Μνήμες.....	41

B. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

Κεφάλαιο 4 Πειραματικές Τεχνικές Ανάπτυξης και Χαρακτηρισμού Δειγμάτων

4.1 Εισαγωγή.....	43
4.2 Μέθοδοι Σύνθεσης Λεπτών Υμενίων.....	43
4.3 Εναπόθεση Λεπτών Υμενίων με την Τεχνική της Καθοδικής Ιοντοβολής (sputtering).....	43
4.4 Τεχνικές Sputtering.....	45
4.4.1 Ιοντοβολή Συνεχούς Τάσης (DC Sputtering).....	45
4.4.2 Ιοντοβολή Εναλλασσόμενης Τάσης (RF Sputtering).....	46
4.4.3 Magnetron Sputtering.....	47
4.5 Περίθλαση Ακτίνων-X (X-Ray Diffraction, XRD).....	48
4.6 Ανακλαστικότητα Ακτίνων-X X (XRR).....	49
4.7 Μαγνητόμετρο Παλλόμενου Δείγματος (Vibrating Sample Magnetometry, VSM).....	50

Κεφάλαιο 5 Περιγραφή Πειραματικής Πορείας

5.1 Εισαγωγή.....	52
5.2 Κάθετη Μαγνητική Ανισοτροπία με CoFeB.....	52
5.3 Τεχνικά Χαρακτηριστικά της Μονάδας Ιοντοβολής.....	55
5.3.1 Αναλυτική Περιγραφή Παρασκευής Μαγνητικών Υμενίων.....	56
5.4 Παρασκευή Δειγμάτων - Μαγνητικός Χαρακτηρισμός	56
5.5 Τεχνικά Χαρακτηριστικά Μονάδας Περίθλασης Ακτίνων –X Παράλληλης Δέσμης (XRR)....	64
5.5.1 Ανακλαστικότητα Ακτίνων –X (XRR) - Μελέτη Λεπτών Υμενίων	64
5.6 Παράρτημα.....	68
5.7 Συμπεράσματα.....	75

Βιβλιογραφία.....	76
-------------------	----

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Μαγνητική Ανισοτροπία

1.1 Εισαγωγή

Οι αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής, μπορούν να εξηγήσουν την αυθόρμητη μαγνήτιση (απουσία εξωτερικού πεδίου) και την δημιουργία μαγνητικής τάξης, εφόσον αυτές οι κβαντομηχανικές δυνάμεις τείνουν να παραλληλίσουν τις γειτονικές ατομικές μαγνητικές ροπές, αλλά όχι την υστέρηση. Παρόλο που οι αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής κρατούν τα σπιν παράλληλα δημιουργώντας μαγνητική τάξη μακράς εμβέλειας, είναι ιστροπικές, δηλαδή δεν τα ευθυγραμμίζουν προς συγκεκριμένη κατεύθυνση. Έτσι αν υπήρχαν μόνο οι αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής τα σπιν θα στρέφονταν ελευθέρα κάθε φορά παράλληλα προς το εξωτερικό πεδίο. Επομένως η υστέρηση μπορεί να εξηγηθεί σαν αποτέλεσμα της ύπαρξης μετασταθών καταστάσεων που προέρχονται από τη λεγόμενη μαγνητική ανισοτροπία.

Μαγνητική ανισοτροπία ονομάζεται η εξάρτηση των μαγνητικών ιδιοτήτων ενός υλικού από την διεύθυνση στην οποία μαγνητίζεται. Έχει παρατηρηθεί πειραματικά ότι οι σιδηρομαγνητικοί μονοκρύσταλλοι έχουν άξονες «εύκολης» και «δύσκολης» μαγνήτισης κατά μήκος των διευθύνσεων με χαμηλή και υψηλή ενέργεια αντίστοιχα. Αυτό σημαίνει ότι η ενέργεια που απαιτείται για να μαγνητιστεί ένας κρύσταλλος εξαρτάται από την διεύθυνση της μαγνήτισης σε σχέση με κάποιον άξονα του κρυστάλλου. Η μαγνητική ανισοτροπία έχει έντονες επιπτώσεις στη μορφή των βρόχων υστέρησης και συνδέεται άμεσα με την ύπαρξη συνεκτικού πεδίου. Από τεχνολογική άποψη είναι μια από τις σημαντικότερες ιδιότητες των μαγνητικών υλικών καθώς καθορίζει τη μαγνητική συμπεριφορά ενός υλικού και την καταλληλότητα του για διάφορες εφαρμογές. Ανάλογα με τους άξονες στους οποίους αναφέρεται και τους φυσικούς μηχανισμούς που οδηγούν στην εμφάνιση της αντίστοιχα, διακρίνονται διάφορα είδη ανισοτροπίας:

- Μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία: σε σχέση με τους κρυσταλλογραφικούς άξονες
- Μαγνητοελαστική ανισοτροπία: σε σχέση με την διεύθυνση στην οποία ασκείται μηχανική τάση
- Ανισοτροπία σχήματος: σε σχέση με κάποιον άξονα συμμετρίας ενός μη σφαιρικού υλικού
- Επιφανειακή ανισοτροπία: σε σχέση με κάποια επιφάνεια ή διεπιφάνεια

1.2 Μαγνητοκρυσταλλική Ανισοτροπία

Μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία ονομάζεται η εξάρτηση της ελεύθερης ενέργειας από τη γωνία που σχηματίζει η μαγνήτιση με τις διάφορες κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις σε ένα μαγνητικό υλικό [17]. Προκύπτει από τη σύζευξη των ηλεκτρονικών τροχιακών με το κρυσταλλογραφικό πλέγμα λόγω του κρυσταλλικού ηλεκτρικού πεδίου. Λόγω της σύζευξης σπιν-τροχιάς έχουμε προσανατολισμό των σπιν και συνεπώς της συνολικής μαγνητικής ροπής του ατόμου σε συγκεκριμένες κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις. Οι διευθύνσεις που προτιμώνται ονομάζονται εύκολοι άξονες μαγνήτισης. Ενώ η διεύθυνση κατά την οποία

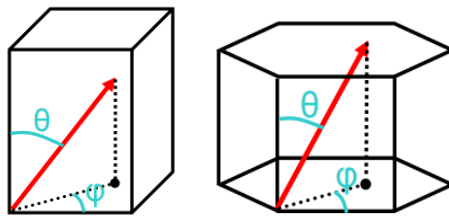
απαιτείται πεδίο υψηλής έντασης για την επίτευξη ισοδύναμης μαγνήτισης ονομάζεται δύσκολος άξονας.

Σε κρυστάλλους με αξονική συμμετρία, όπως οι εξαγωνικοί και οι τετραγωνικοί, η ενέργεια μαγνητοκρυσταλλικής ομοαξονικής ανισοτροπίας περιγράφεται από την φαινομενολογική έκφραση:

$$E = K_{u1} \sin^2\theta + K_{u2} \sin^4\theta + \dots, \quad (1.1)$$

όπου K_{u1} και K_{u2} είναι οι σταθερές ομοαξονικής ανισοτροπίας πρώτης και δεύτερης τάξης και θ η γωνία που σχηματίζει η M ως προς τον κρυσταλλογραφικό άξονα c . Από την εξίσωση αυτή προκύπτει ότι για θετικές τιμές $K_{u1} > 0$ και $K_{u2} > 0$ η ελαχιστοποίηση της ενέργειας E επιτυγχάνεται όταν $\sin\theta = 0$, δηλαδή ο άξονας εύκολης μαγνήτισης είναι παράλληλα στον άξονα c . Εάν και οι δύο σταθερές K_{u1} και K_{u2} είναι αρνητικές, η E ελαχιστοποιείται όταν $\sin\theta = 1$. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός εύκολου επιπέδου μαγνήτισης κάθετα στον άξονα c . Επιπλέον στην περίπτωση όπου μία σταθερά είναι θετική και η άλλη αρνητική, ένας εύκολος κώνος μαγνήτισης λαμβάνει χώρα με $\sin^2\theta = -K_{u1}/2K_{u2}$.

Επιπροσθέτως, όσον αφορά τους εξαγωνικούς και τετραγωνικούς κρυστάλλους η ενέργεια ανισοτροπίας μπορεί να εκφραστεί σαν συνάρτηση της γωνίας θ που σχηματίζει η μαγνήτιση ως προς τον κρυσταλλογραφικό άξονα c και της γωνίας ϕ πάνω στο επίπεδο μαγνήτισης, το οποίο είναι κάθετο στον άξονα c [18].



Σχήμα 1.1: Οι γωνίες θ , ϕ μέσω των οποίων εκφράζεται η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία σε εξαγωνικό και τετραγωνικό πλέγμα.¹⁷

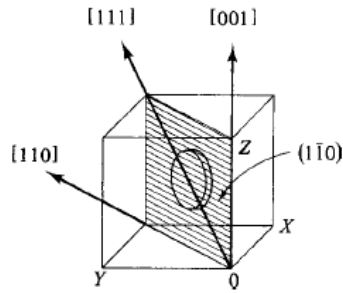
$$\text{Εξαγωνικοί: } E = K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta + K_3 \sin^6\theta + K_3' \sin^6\theta \cos 6\phi \quad (1.2)$$

$$\text{Τετραγωνικοί: } E = K_1 \sin^2\theta + K_2 \sin^4\theta + K_2' \sin^4\theta \cos 4\phi \quad (1.3)$$

Στα πλαίσια της συμμετρίας του κυβικού πλέγματος η ανά μονάδα όγκου μαγνητοκρυσταλλική ενέργεια μπορεί να εκφραστεί χρησιμοποιώντας τα συνημίτονα των γωνιών που σχηματίζει η μαγνήτιση με τους τρεις κρυσταλλογραφικούς άξονες x , y , z . Τα συνημίτονα αυτά ορίζονται ως εξής: $\alpha_1 = \cos\theta_1$, $\alpha_2 = \cos\theta_2$, $\alpha_3 = \cos\theta_3$. Έτσι η ενέργεια αυτή υπολογίζεται από τη σχέση:

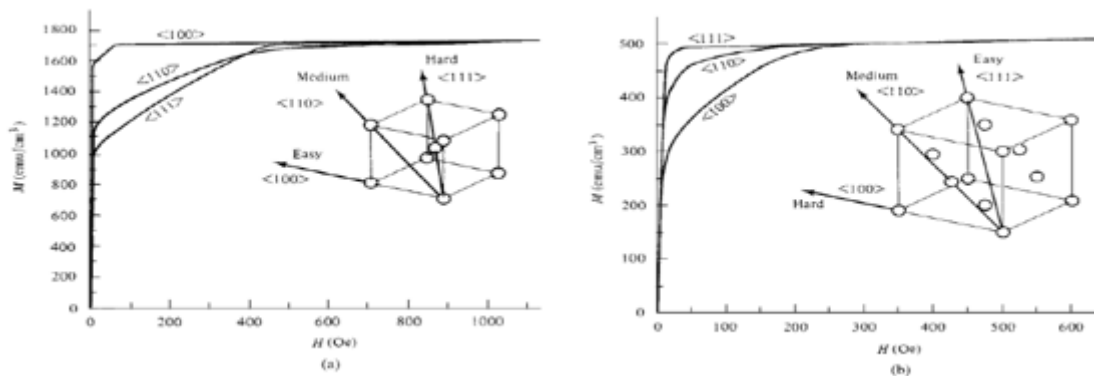
$$E = K_1 (\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \quad (1.4)$$

Συνήθως οι όροι ανώτερης τάξης δεν χρειάζονται και σε αρκετές περιπτώσεις το K_2 είναι τόσο μικρό που μπορεί να παραληφθεί.



Σχήμα 1.2: Οι τρεις κύριες κρυσταλλογραφικές κατευθύνσεις στο επίπεδο ενός κυβικού πλέγματος.¹⁹

Όταν το K_2 είναι μηδενικό η διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης καθορίζεται από το πρόσημο του K_1 . Για θετικές τιμές K_1 ισχύει ότι $E_{100} < E_{110} < E_{111}$ και η $\langle 100 \rangle$ είναι η διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης ενώ η $\langle 111 \rangle$ η διεύθυνση δύσκολης μαγνήτισης. Για αρνητικές τιμές K_1 , $E_{100} > E_{110} > E_{111}$, συνεπώς η $\langle 111 \rangle$ είναι η διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης και η διεύθυνση δύσκολης μαγνήτισης η $\langle 100 \rangle$. Όταν το K_2 είναι διάφορο του μηδενός η διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης καθορίζεται από τις τιμές των K_1 και K_2 . Για παράδειγμα το Ni σε θερμοκρασία περιβάλλοντος έχει $K_1 = -4.5 \text{ kJ/m}^3$ και $K_2 = 2.34 \text{ kJ/m}^3$ με αποτέλεσμα η $\langle 111 \rangle$ να είναι η διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης ενώ στο Fe που $K_1 = 48 \text{ kJ/m}^3$ και $K_2 \ll K_1$ η διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης είναι η $\langle 100 \rangle$ [20].



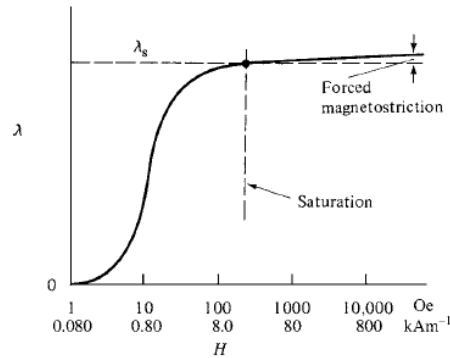
Σχήμα 1.3: Καμπύλες μαγνήτισης για Ni(a) και Fe(b) όταν το πεδίο H εφαρμόζεται κατά μήκος διαφορετικών κρυσταλλογραφικών αξόνων.¹⁹

1.3 Μαγνητοελαστική Ανισοτροπία

Ο σκοπός επιβολής μιας ομοαξονικής τάσης σε ένα σιδηρομαγνητικό υλικό, κατά μήκος των κύριων κρυσταλλογραφικών αξόνων, είναι η δημιουργία ανισοτροπίας λόγω παραμόρφωσης. Αυτό συμβάλει στη μεταβολή της κατεύθυνσης της μαγνήτισης σαν αποτέλεσμα της εφαρμοζόμενης ελαστικής τάσης. Κατά βάση είναι το αντίθετο φαινόμενο της μαγνητοσυστολής, κατά το οποίο αλλάζουν οι διαστάσεις του μαγνητικού υλικού συναρτήσει της αλλαγής κατεύθυνσης της μαγνήτισης [15].

Όταν ένα μαγνητικό πεδίο εφαρμόζεται παράλληλα προς τη διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης του, τότε επιμηκύνεται σε αυτή τη διεύθυνση και συστέλλεται στις κάθετες διευθύνσεις (Σχήμα 1.4). Η μία κίνηση αντιτίθεται στην κίνηση της άλλης και έτσι προκαλούνται ελαστικές τάσεις στο υλικό.

Η διαμήκης επιμήκυνση $\Delta l/l$ κατά τη διεύθυνση της μαγνήτισης ονομάζεται σταθερά μαγνητοσυστολής, και συμβολίζεται με λ . Ενώ η τιμή του λ που μετράτε όταν $M=M_s$ ονομάζεται μαγνητοσυστολή κόρου (λ_s).



Σχήμα 1.4: Σχηματική απεικόνιση της εξάρτησης της μαγνητοσυστολής λ από το μαγνητικό πεδίο H .¹⁹

Γενικά, εάν θ η γωνία μεταξύ της μαγνήτισης και του εύκολου άξονα, τότε

$$\lambda_{\theta} = \frac{3}{2} \lambda \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \quad (1.5)$$

Η πυκνότητα της ενέργειας μαγνητοελαστικής ανισοτροπίας δίνεται από το τύπο:

$$E_{me} = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma \cos^2 \theta \quad (1.6)$$

Εναλλακτικά, αντικαθιστώντας το $\cos^2 \theta$ με $(1 - \sin^2 \theta)$, έχουμε

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda_s \sigma \sin^2 \theta \quad (1.7)$$

όπου σ είναι η μηχανική τάση που συνδέεται με τη παραμόρφωση ϵ μέσω της ελαστικής σταθεράς E με τη σχέση

$$\sigma = E \cdot \epsilon \quad (1.8)$$

Οι παραμένουσες τάσεις στα λεπτά υμένα μπορεί να είναι θερμικές τάσεις, ενδογενείς τάσεις που προέρχονται από τη διαδικασία εναπόθεσης καθώς και από τη μη προσαρμογή των σταθερών πλέγματος στη περίπτωση των διαφορετικών υλικών.

Συσχετίζοντας με τη συνηθισμένη έκφραση της ενέργειας ομοαξονικής ανισοτροπίας

$$E_{me} = K_u \sin^2 \theta \quad (1.9)$$

και σύμφωνα με τη σχέση (1.8) συνεπάγατε ότι

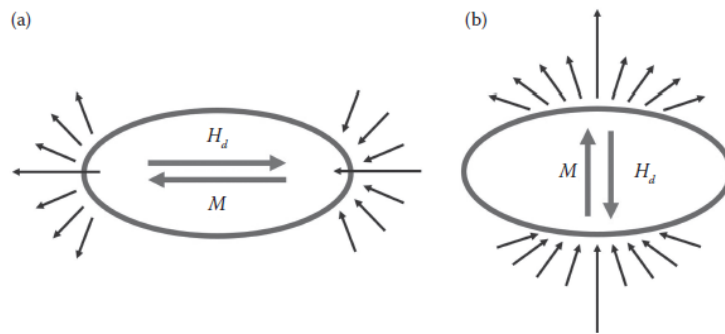
$$K_{me} = -\frac{3}{2} \lambda_s \sigma = -\frac{3}{2} \lambda_s E \epsilon \quad (1.10)$$

Ο τρόπος που ένα μαγνητικό υλικό αποκρίνεται στις ελαστικές τάσεις εξαρτάται από το γινόμενο $\lambda_s \sigma$. Δηλαδή, ένα υλικό με θετικό $\lambda_s \sigma$ θα αποκρίνεται στη θλίψη με τον ίδιο τρόπο που ένα υλικό με αρνητικό $\lambda_s \sigma$ θα αποκρίνεται στον εφελκυσμό.

1.4 Ανισοτροπία Σχήματος

Παρατηρείται σε σωματίδια που το σχήμα τους δεν είναι σφαιρικά συμμετρικό και προκύπτει από την τάση που έχει η μαγνήτιση να προσανατολίζεται κατά μήκος των μακρύτερων αξόνων ενός επιμηκυμένου σωματιδίου, ώστε να μειωθεί η μαγνητοστατική ενέργεια. Αυτό συμβαίνει διότι όταν ένα υλικό μαγνητίζεται κατά μήκος του μακρύτερου άξονα, οι επαγόμενοι μαγνητικοί πόλοι που δημιουργούνται στην επιφάνεια του είναι πιο απομακρυσμένοι.

Η ανισοτροπία σχήματος πηγάζει από το απομαγνητίζον πεδίο (demagnetizing field) H_D κατά το οποίο στο εσωτερικό ενός ομογενώς μαγνητισμένου σώματος υφίσταται πεδίο αντίθετο από το άνυσμα της μαγνήτισης.



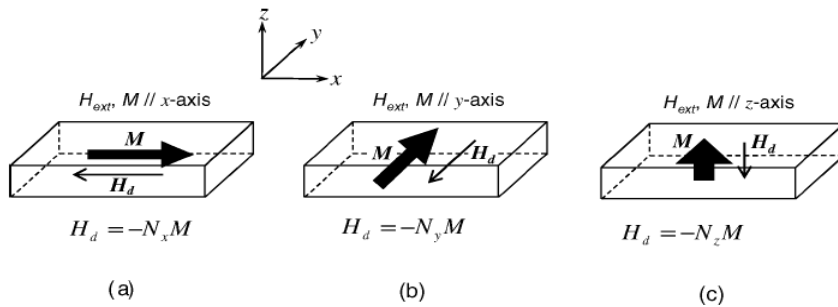
Σχήμα 1.5: Η μαγνήτιση (M) και το πεδίο απομαγνήτισης (H_D) σε ένα ελλειψοειδές όταν το εξωτερικό πεδίο εφαρμόζεται (a) στην κατεύθυνση του μακρύτερου άξονα και (b) του κοντύτερου άξονα. Το H_D είναι μεγαλύτερο για το (b) λόγω της μικρότερης απόστασης μεταξύ των διπόλων.¹⁸

Η επίδρασή του συνεισφέρει στη συνολική ενέργεια του δείγματος με έναν όρο που εξαρτάται από τη διεύθυνση της μαγνήτισης. Επομένως, η σχέση μεταξύ του πεδίου απομαγνήτισης H_D και της μαγνήτισης M είναι:

$$H_{Di} = - N_{ij}M_j \quad i, j = x, y, z$$

όπου N_{ij} είναι ο τανυστής απομαγνήτισης, που γενικά αναπαριστάται από ένα συμμετρικό πίνακα 3×3 , όπου η άθροιση εννοείται για τους επαναλαμβανόμενους δείκτες. Κατά μήκος του κύριου άξονα του ελλειψοειδούς, τα H_D και M είναι συγγραμμικά και οι κύριες συνιστώσες του N σε διαγώνια διάταξη (N_x, N_y, N_z) είναι γνωστές ως παράγοντες απομαγνήτισης. Μόνο δυο από τις τρεις είναι ανεξάρτητες καθώς ο τανυστής απομαγνήτισης έχει μοναδικό ίχνος:

$$N_x + N_y + N_z = 1$$



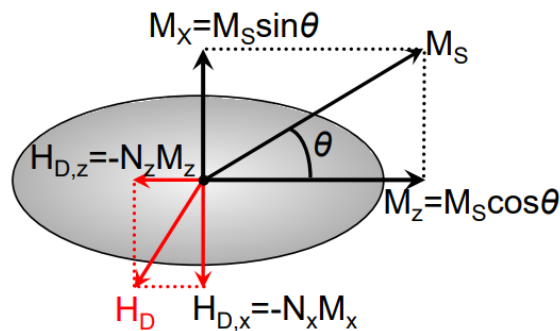
Σχήμα 1.6 : Πεδίο απομαγνήτισης H_D για την κατεύθυνση της μαγνήτισης κατά μήκος των αξόνων (α) άξονας x , (β) άξονας y και (γ) άξονας z .²¹

Σε μη σφαιρικά σχήματα το απομαγνητίζον πεδίο εξαρτάται από την διεύθυνση που επιβάλλεται το πεδίο και είναι μεγαλύτερο κατά μήκος των κοντύτερων αξόνων. Η ανά μονάδα όγκου μαγνητοστατική ενέργεια της αλληλεπίδρασης του πεδίου απομαγνήτισης με τη μαγνητική ροπή του δείγματος είναι:

$$E_{ms} = -\frac{1}{2} \frac{\mu_0 H}{V} = -\frac{1}{2} M(\mu_0 H_D) = \frac{1}{2} \mu_0 (N_x M_x^2 + N_y M_y^2 + N_z M_z^2) \quad (1.11)$$

και θα ελαχιστοποιείται κατά μήκος των μακρύτερων αξόνων που θα έχουν μικρότερες τιμές N.

Στη συνέχεια, έστω ένα δείγμα σχήματος ελλειψοειδούς εκ περιστροφής με άξονες a, b και c κατά μήκος των διευθύνσεων x, y και z αντίστοιχα, όπου η μαγνήτιση M_s σχηματίζει γωνία θ με τον άξονα c. Αν οι άξονες a, b έχουν το ίδιο μήκος αλλά είναι διαφορετικοί από τον άξονα c και οι αντίστοιχοι παράγοντες απομαγνήτισης θα είναι ίσοι μεταξύ τους $N_x = N_y \neq N_z$ με $N_z = 1 - 2N_x$. Τότε $M_z = M_s \cos\theta$ και $M_y = 0$, $M_x = M_s \sin\theta$.



Σχήμα 1.7: Ανισοτροπία σχήματος σε ελλειψοειδές σαν αποτέλεσμα της εξάρτησης της μαγνητοστατικής ενέργειας από τη διεύθυνση της μαγνήτισης.¹⁷

Σύμφωνα με την σχέση (1.11) η μαγνητοστατική ενέργεια θα είναι:

$$E_{ms} = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 [N_x \sin^2\theta + N_z \cos^2\theta] = \frac{1}{2} \mu_0 N_z M_s^2 + \frac{1}{2} \mu_0 (N_x - N_z) M_s^2 \sin^2\theta \quad (1.12)$$

όπου χρησιμοποιήθηκε η σχέση $\cos^2\theta = 1 - \sin^2\theta$. Ο σταθερός όρος $(\mu_0/2)M_s^2$ δεν έχει γωνιακή εξάρτηση και επομένως, δε συνεισφέρει στην ανισοτροπία. Αντιθέτως η γωνιακή εξάρτηση της υπόλοιπης έκφρασης συμπίπτει με αυτή της ομοαξονικής ανισοτροπίας και επομένως μπορούμε να ορίσουμε την σταθερά ανισοτροπίας K_s :

$$K_s = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 (N_x - N_z) \quad (1.13)$$

Είναι κοινή πρακτική να χρησιμοποιείται ο παράγοντας απομαγνήτισης στον υπολογισμό προσεγγιστικών εσωτερικών πεδίων ακόμη και σε μη ελλειψοειδή σχήματα, όπως οι κύλινδροι και τα παραλληλεπίπεδα, όπου το πεδίο απομαγνήτισης δεν είναι ομοιόμορφο.

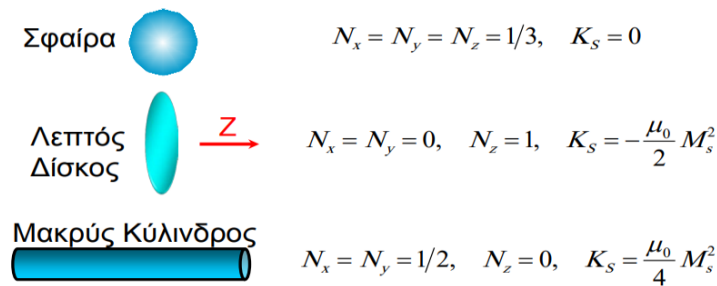
Οι εξισώσεις των παραγόντων απομαγνήτισης για πεπλατυσμένα ($a=b > c$, $N_x=N_y < N_z$), επιμηκυμένα ($a=b < c$, $N_x=N_y > N_z$) και γενικευμένα ($a \neq b \neq c$, $N_a \neq N_b \neq N_c$) ελλειψοειδή είναι:

$$a = b > c, \quad N_z = \frac{1}{m^2 - 1} \left(\frac{m}{\sqrt{m^2 - 1}} \ln \left(m + \sqrt{m^2 - 1} \right) - 1 \right) \quad \text{όπου } m = a/c$$

$$a = b < c, \quad N_z = \frac{m^2}{m^2 - 1} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{m^2 - 1}} \arcsin \left(\frac{\sqrt{m^2 - 1}}{m} \right) \right) \quad \text{όπου } m = c/a$$

$$a \neq b \neq c, \quad N_a = \left(\frac{bc}{a^2} \right) \left(\ln \left(\frac{4a}{b+c} \right) - 1 \right)$$

Παραδείγματα για τον υπολογισμό της σταθεράς ανισοτροπίας σχήματος K_s για απλά σχήματα δίδονται παρακάτω. Παρατηρείται ότι για επιμήκη σχήματα $K_s > 0$ ενώ για πεπλατυσμένα $K_s < 0$. Ως εκ τούτου, ο εύκολος άξονας μαγνήτισης είναι κατά μήκος των μακρύτερων αξόνων συμμετρίας του σχήματος που θα έχουν και μικρότερες τιμές N [17,18].



Σχήμα 1.8: Σταθερές ανισοτροπίας σχήματος για απλά σχήματα.¹⁷

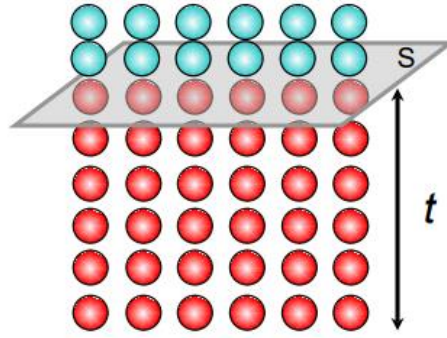
1.5 Επιφανειακή Ανισοτροπία

Η ανισοτροπία της επιφάνειας αναφέρθηκε για πρώτη φορά από τον Néel το 1956. Οφείλεται κυρίως στη μειωμένη συμμετρία της επιφάνειας (ή της διεπιφάνειας μεταξύ δυο διαφορετικών υλικών) δηλαδή στο γεγονός ότι τα επιφανειακά (ή διεπιφανειακά) σπιν έχουν μικρότερο αριθμό γειτόνων από τα εσωτερικά σπιν [17].

Η συνολική μαγνητική ανισοτροπία K_{eff} σε λεπτά υμένια δίδεται από την ακόλουθη φαινομενολογική έκφραση:

$$K_{\text{eff}} = K_V + \frac{2K_s}{t} \quad (1.14)$$

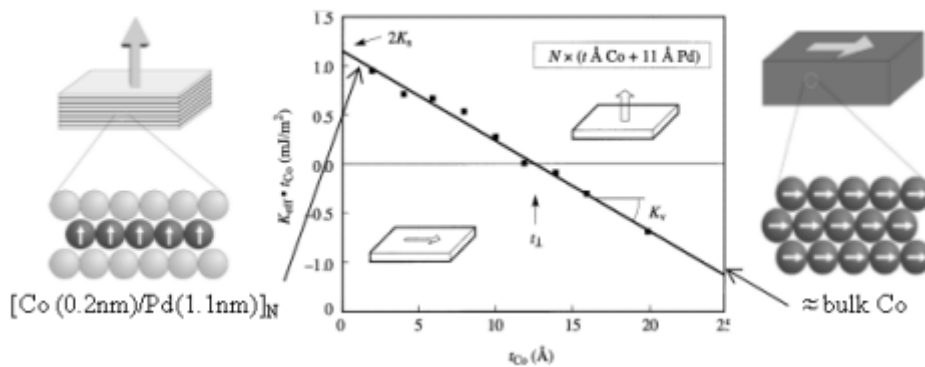
όπου K_V είναι η σταθερά ανισοτροπίας του συμπαγούς υλικού, K_s η σταθερά επιφανειακής ανισοτροπίας και t το πάχος του μαγνητικού σώματος. Κατά σύμβαση ο λόγος $2K_s/t$, αντιστοιχεί στη διαφορά μεταξύ της ανισοτροπίας των ατόμων της διεπιφάνειας σε σχέση με τα εσωτερικά άτομα του μαγνητικού υλικού. Επίσης θεωρούμε ότι κάθε στρώμα οριοθετείται από δύο πανομοιότυπες διεπιφάνειες, γι' αυτό και εμφανίζεται ο παράγοντας 2.



Σχήμα 1.9: Επιφανειακή ανισοτροπία μεταξύ δυο διαφορετικών υλικών.¹⁷

Σε πολλές πειραματικές μελέτες, η εξίσωση (1.11) χρησιμοποιείται στη μορφή $tK_{\text{eff}} = tK_V + 2K_S$ μέσω της οποίας είναι δυνατόν να εκτιμηθούν οι τιμές των K_V και K_S σχεδιάζοντας τη μεταβολή της ενέργειας ανισοτροπίας ανά μονάδα επιφάνειας συναρτήσει του t σε ένα σειρά υμενίων με διαφορετικά πάχη.

Στο σχήμα 1.10 παρατίθεται ένα τέτοιο διάγραμμα για πολυστρωματικά υμένια Co/Pd, όπου παρουσιάζεται η μετρούμενη σταθερά ομοαξονικής ανισοτροπίας σαν συνάρτηση του πάχους των στρώματων Co σε Pd υπόστρωμα.



Σχήμα 1.10: Διάγραμμα $K_{\text{eff}} t$ συναρτήσει του t για πολυστρωματικά υμένια Co/Pd.¹⁶

Από το παραπάνω σχήμα προκύπτει ότι από τις θετικές τιμές της K_{eff} , η επιφανειακή ανισοτροπία είναι δυνατόν να επιβάλει μια κάθετη μαγνήτιση σε ένα υμένιο, ενώ οι αρνητικές τιμές αντιστοιχούν σε μια διεύθυνση της μαγνήτισης παράλληλα προς το επίπεδο του υμενίου. Η αρνητική τιμή της κλίσης υποδεικνύει ότι η συνεισφορά K_V παίρνει αρνητικές τιμές, ενώ η τομή της ευθείας με τον άξονα $K_{\text{eff}} t$ δίνει την τιμή της συνεισφοράς K_S , που είναι θετική. Αυτό οδηγεί σε μια κρίσιμη τιμή του πάχους του μαγνητικού στρώματος:

$$t_c = -\frac{2K_S}{K_V} \quad (1.15)$$

για τιμές του t μικρότερες από τη συγκεκριμένη κρίσιμη τιμή t_c η συνεισφορά των διεπιφανειών επικρατεί έναντι της συνεισφοράς του όγκου με αποτέλεσμα το σύστημα να παρουσιάζει κάθετη μαγνητική ανισοτροπία, ενώ για τιμές t μεγαλύτερες του κρίσιμου πάχους t_c παρουσιάζει επίπεδη ανισοτροπία. Αυτό οφείλεται στην αλλαγή του προσήμου της K_{eff} .

Επίσης, η K_v έχει δυο συνεισφορές

$$K_v = K_{mc} - \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 \quad (1.16)$$

τη μαγνητοκρυσταλλική K_{mc} που εξαρτάται από τη κρυσταλλογραφική διεύθυνση του υμενίου και την ανισοτροπία σχήματος που είναι ισχυρά αρνητική και τείνει να προσανατολίσει τη μαγνητική ροπή στο επίπεδο του πολυστρωματικού υμενίου.

Συνεπώς για τη συνολική K_{eff} έχουμε:

$$K_{eff}t = K_{mc}t - \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2 t + 2K_S \quad (1.17)$$

Στα παχιά υμένα που έχουν ισχυρή ανισοτροπία επιφάνειας $K_s \gg \frac{1}{2} \mu_0 M_S^2$, αναμένεται ότι τα επιφανειακά στρώματα θα είναι μαγνητισμένα κάθετα στην επιφάνεια του υμενίου, ενώ τα εσωτερικά στρώματα θα είναι μαγνητισμένα στο επίπεδο του υμενίου. Κατά συνέπεια τα υλικά αυτά είναι κατάλληλα σαν μέσα κάθετης μαγνητικής εγγραφής [16,20,22].

1.6 Κάθετη Μαγνητική Ανισοτροπία

Στα μέσα της δεκαετίας του 1980, παρατηρήθηκε για πρώτη φορά το φαινόμενο της κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας (perpendicular magnetic anisotropy) από τους Carcia et al. σε συστήματα Co/Pd και αργότερα σε διάφορα άλλα συστήματα [22]. Η κάθετη ανισοτροπία στα λεπτά υμένα καθώς και στα πολυστρωματικά υμένα είναι η ύπαρξη εύκολου άξονα μαγνήτισης κάθετα στο επίπεδο του υμενίου, παρά την ισχυρή αντίθετη συνεισφορά της ανισοτροπίας σχήματος, όταν το πάχος του υμενίου είναι μικρότερο από ένα κρίσιμο πάχος. Αποτελείται από εναλλασσόμενα στρώματα σιδηρομαγνητικών και μη μαγνητικών λεπτών υμενίων.

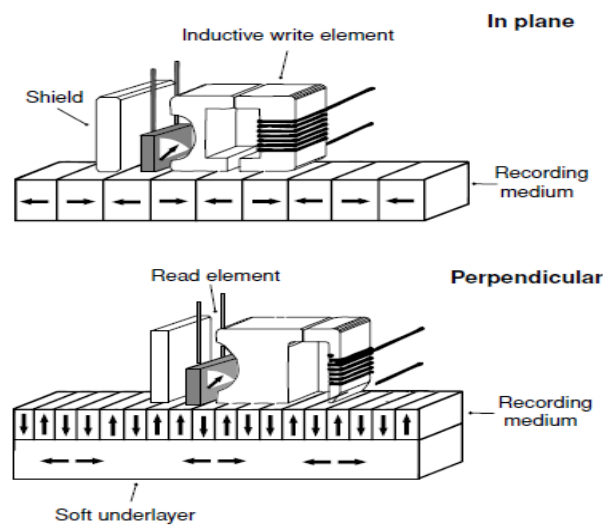
Σήμερα η πιο συνηθισμένη χρήση μαγνητικών λεπτών υμενίων με ΚΜΑ είναι σε μαγνητικούς σκληρούς δίσκους. Έχουν αναπτυχθεί δυο τρόποι εγγραφής, η διαμήκης και η κάθετη με τα μαγνητικά αρχεία να μαγνητίζονται αντίστοιχα παράλληλα στο επίπεδο του μέσου ή κάθετα σε αυτό (Σχήμα 1.11). Πριν το 2005, όταν και εισήχθη η κάθετη εγγραφή στους σκληρούς δίσκους, το σύνολο της μαγνητικής εγγραφής ήταν διαμήκης. Η κάθετη εγγραφή επιτρέπει υψηλότερες χωρητικές πυκνότητες των μαγνητικών αρχείων, αλλά απαιτεί αξονική ανισοτροπία σε μια κατεύθυνση κάθετη στο επίπεδο του δίσκου που να είναι αρκούντως ισχυρή, ώστε το πεδίο ανισοτροπίας να υπερβαίνει το απομαγνητίζον πεδίο:

$$2K_1/\mu_0 M_s > NMs \quad (1.18)$$

Σήμερα οι επαγωγικές κεφαλές χρησιμοποιούνται στην εγγραφή δεδομένων, ενώ η ανάγνωση δεδομένων γίνεται με σπιντρονικούς μικροαισθητήρες που βασίζονται στις λεγόμενες βαλβίδες σπιν. Κατά τη διαδικασία της ψηφιακής μαγνητικής εγγραφής τα στοιχεία πληροφορίας (bit) αποθηκεύονται πάνω στο μέσο εγγραφής (που είναι ένα μαγνητικό υμένιο) υπό τη μορφή μικροσκοπικών περιοχών των οποίων η διεύθυνση της μαγνήτισης διαφέρει μεταξύ των στοιχείων «0» και «1». Η κεφαλή ανάγνωσης τοποθετείται μεταξύ δυο μαλακών μαγνητικά ασπίδων, η μια εκ των οποίων μοιράζεται ανάμεσα στην κεφαλή ανάγνωσης και στην κεφαλή εγγραφής. Στην ουσία, η εγγραφή της πληροφορίας είναι μια διαδικασία μαγνήτισης που γίνεται από την κεφαλή εγγραφής.

Η πυκνότητα αποθήκευσης εκφράζεται σε στοιχεία πληροφορίας ανά τετραγωνική ίντσα (bits/in²). Η αύξηση της πυκνότητας εγγραφής απαιτεί αντίστοιχη μείωση του μεγέθους της περιοχής πάνω στον σκληρό δίσκο που αντιστοιχεί σε ένα στοιχείο πληροφορίας (bit).

Καθώς ο όγκος του σωματιδίου μικραίνει, απαιτείται ισχυρότερη ομοαξονική ανισοτροπία για να διατηρηθεί η σταθερότητα, γεγονός που υποδεικνύει την ανάγκη για σκληρότερα μαγνητικά υλικά [15,18].



Σχήμα 1.11: Σχηματική αναπαράσταση της διαμήκουσ και της κάθετης μαγνητικής εγγραφής.¹⁵

1.7 Αλληλεπιδράσεις Ανταλλαγής

Τα ηλεκτρονικά τροχιακά των γειτονικών ατόμων επικαλύπτονται, γεγονός που οδηγεί σε αλληλεπίδραση των ηλεκτρονίων. Αυτό οδηγεί στην λεγόμενη αλληλεπίδραση ανταλλαγής, βάσει της οποίας η συνολική ενέργεια του κρυστάλλου εξαρτάται από το σχετικό προσανατολισμό των spin που εντοπίζεται στα γειτονικά άτομα [26]. Η αλληλεπίδραση ανταλλαγής είναι η μεγαλύτερη μαγνητική αλληλεπίδραση σε στερεά και ευθύνεται για την ύπαρξη της παράλληλης, στα σιδηρομαγνητικά υλικά, ευθυγράμμισης των τροχιακών.

Η πρώτη σύγχρονη θεωρία του σιδηρομαγνητισμού, που παραμένει χρήσιμη μέχρι σήμερα, προτάθηκε από τον Pierre Weiss το 1906. Αρχικά προσπάθησε να εξηγήσει την αυθόρμητη μαγνήτιση των υλικών σαν αποτέλεσμα αλληλεπιδράσεων μεταξύ των μαγνητικών ροπών, αλλά οι μαγνητοστατικές αλληλεπιδράσεις που θεώρησε δεν ήταν αρκετά ισχυρές να εξηγήσουν τη διατήρηση της μαγνητικής τάξης σε υψηλές θερμοκρασίες. Με την ανάπτυξη της κβαντικής θεωρίας οι Heisenberg και Dirac μπόρεσαν να κατανοήσουν τη προέλευση αυτών των αλληλεπιδράσεων.

Οι αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής περιγράφονται από τη χαμιλτονιανή του Heisenberg που μας δίνει την ενέργεια ανταλλαγής μεταξύ δυο γειτονικών spin S_i, S_j

$$\mathcal{H} = -2J_{ij} S_i S_j \quad (1.19)$$

όπου J_{ij} είναι το ολοκλήρωμα ανταλλαγής. Όταν $J_{ij} > 0$ υποδηλώνει μια σιδηρομαγνητική αλληλεπίδραση, η οποία τείνει να προσανατολίσει παράλληλα τα δύο spin. Ενώ αν $J_{ij} < 0$ υποδηλώνει μια αντισιδηρομαγνητική αλληλεπίδραση, η οποία τείνει να προσανατολίσει τα spin αντιπαράλληλα.

Οι αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής που αντιπροσωπεύουν την άπωση Coulomb μεταξύ δύο κοντινών ηλεκτρονίων (συνήθως εντοπίζονται σε γειτονικά άτομα) σε συνδυασμό με την αρχή του Pauli, που απαγορεύει τα δύο ηλεκτρόνια να καταλαμβάνουν την ίδια κβαντική

κατάσταση. Τα ηλεκτρόνια δεν μπορούν να βρίσκονται στην ίδια θέση εφόσον έχουν το ίδιο σπιν. Υπάρχει μια ενεργειακή διαφορά ανάμεσα στις $\uparrow i \uparrow j$ και $\uparrow i \downarrow j$ διατάξεις των σπιν στα γειτονικά άτομα i, j .

Τα ηλεκτρόνια είναι πανομοιότυπα, συνεπώς η ανταλλαγή δύο ηλεκτρονίων πρέπει να καταλήγει την ίδια ηλεκτρονιακή πυκνότητα $|\Psi(1,2)|^2 = |\Psi(2,1)|^2$. Επειδή τα ηλεκτρόνια είναι φερμιόνια, η ολική κυματοσυνάρτηση των δύο ηλεκτρονίων οφείλει να είναι αντισυμμετρική στην εναλλαγή των συντεταγμένων (χωρικών και σπιν) ενός οποιουδήποτε ζεύγους

$$\Psi(1,2) = -\Psi(2,1) \quad (1.20)$$

Για να είναι η ολική κυματοσυνάρτηση αντισυμμετρική, αν το χωρικό μέρος είναι συμμετρικό, τότε το μέρος που έχει σχέση με τα σπιν πρέπει να είναι αντισυμμετρικό και αντίστροφα. Έτσι, μια καθαρά ηλεκτρικής φύσης αλληλεπίδραση όπως η Coulomb που σχετίζεται μόνο με το χωρικό μέρος μπορεί να επηρεάσει τη διάταξη των σπιν.

Η συμμετρική και η αντισυμμετρική συνάρτηση σπιν είναι η μονή (singlet) και η τριπλή (triplet) κατάσταση σπιν.

- Μια μονή κατάσταση με συμμετρικό χωρικό μέρος και αντισυμμετρικό μέρος σπιν ($S=0$ και $M_s=0$)

$$\Psi_S = \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_i(r_1)\psi_j(r_2) + \psi_i(r_2)\psi_j(r_1)) \right] \times \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \right] \quad (1.21)$$

- Μια τριπλή κατάσταση με αντισυμμετρικό χωρικό μέρος και συμμετρικό μέρος σπιν ($S=1$ και $M_s=-1,0,1$)

$$\Psi_T = \left[\frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_i(r_1)\psi_j(r_2) - \psi_i(r_2)\psi_j(r_1)) \right] \times \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} |\uparrow\uparrow\rangle \\ |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle \\ |\downarrow\downarrow\rangle \end{pmatrix} \right] \quad (1.22)$$

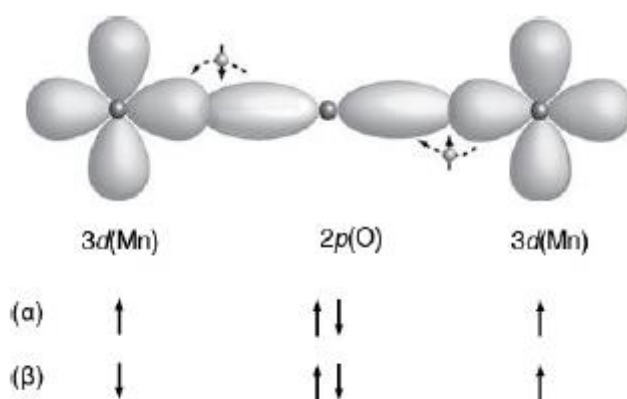
Όταν τα δύο ηλεκτρόνια βρίσκονται σε μια εκ των καταστάσεων της τριπλής, δεν υπάρχει πιθανότητα να συνενρευθούν σε ένα σημείο του χώρου. Ηλεκτρόνια με παράλληλο σπιν αποφεύγουν το ένα το άλλο. Όταν όμως τα δύο ηλεκτρόνια βρίσκονται σε μονή κατάσταση σπιν, με αντιπαράλληλα τα σπιν, υπάρχει κάποια πιθανότητα να βρεθούν στο ίδιο σημείο του χώρου, επειδή το χωρικό τμήμα της κυματοσυνάρτησης είναι συμμετρικό στην ανταλλαγή των ηλεκτρονίων.

Εκτός από την αλληλεπίδραση ανταλλαγής η οποία έχει άμεση επικάλυψη των κυματοσυναρτήσεων των γειτονικών ατόμων υπάρχουν περιπτώσεις όπου οι αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής μεταξύ των γειτονικών ατόμων γίνεται έμμεσα μέσω μη μαγνητικών ατόμων. Ένα τυπικό παράδειγμα έμμεσης ανταλλαγής είναι η υπερανταλλαγή [14,15,17].

1.7.1 Υπερανταλλαγή

Η υπερανταλλαγή είναι ο βασικός μηχανισμός ανταλλαγής σε οξείδια και μονωτές. Χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά από τον Kramers το 1934 όταν παρατηρήθηκε ότι μπορεί να υπάρχει ασθενής μαγνητική σύζευξη μεταξύ ιόντων, ακόμα και όταν αυτά χωρίζονται από αρκετές διαμαγνητικές ομάδες.

Υπάρχει μια άμεση 3d–3d αλληλοεπικάλυψη στα οξείδια μεταβατικών μετάλλων, αλλά ταυτόχρονα τα 3d τροχιακά είναι υβριδοποιημένα με τα 2p τροχιακά του οξυγόνου. Στο σχήμα παρουσιάζεται ένας τυπικός δεσμός υπερανταλλαγής (MnO). Στην περίπτωση ενός μοναδιαία κατειλημμένου 3d τροχιακού ή μιας ημισυμπληρωμένης d ζώνης, η διαμόρφωση (β) έχει μικρότερη ενέργεια από τη διαμόρφωση (α) διότι τότε αμφότερα τα ηλεκτρόνια ενός 2p τροχιακού του οξυγόνου μπορούν να μεταβούν στα μη κατειλημμένα 3d τροχιακά.



Σχήμα 1.12: Ένας τυπικός δεσμός υπερανταλλαγής. Η διαμόρφωση (β) έχει μικρότερη ενέργεια από τη διαμόρφωση (α).¹⁵

Η αλληλεπίδραση υπερανταλλαγής J περιλαμβάνει την ταυτόχρονη εικονική μεταφορά των δύο ηλεκτρονίων με το στιγμιαίο σχηματισμό μιας $3d^{n+1}2p^5$ διεγερμένης κατάστασης. Η αλληλεπίδραση είναι της τάξης του $-2t^2/U$, όπου t είναι το p-d ολοκλήρωμα μεταφοράς και είναι U η επιτόπια 3d αλληλεπίδραση Coulomb.

Η πληρότητα και ο τροχιακός εκφυλισμός των 3d καταστάσεων είναι οι βασικοί παράγοντες που καθορίζουν την ένταση και το πρόσημο της υπερανταλλαγής. Υπάρχουν προς μελέτη πολλές πιθανές περιπτώσεις και τα συμπεράσματα που προκύπτουν συνοψίζονται στους λεγόμενους κανόνες Goodenough - Kanamori. Οι κανόνες επαναδιατυπώθηκαν από το Anderson σε απλούστερη μορφή, στην οποία δεν χρειάζεται να λαμβάνεται υπόψη το οξυγόνο.

- (i) Όταν δύο κατιόντα έχουν λοβούς των μοναδιαία κατειλημμένων 3d τροχιακών να κατευθύνονται ο ένας προς τον άλλο δίνοντας μεγάλο ολοκλήρωμα αλληλοεπικάλυψης και μεταπήδησης, τότε η ανταλλαγή είναι ισχυρή και αντισιδηρομαγνητική ($J < 0$). Πρόκειται για τη συνήθη περίπτωση των 120-180° M–O–M δεσμών.
- (ii) Όταν δύο κατιόντα έχουν μηδενικό, λόγω συμμετρίας, ολοκλήρωμα αλληλοεπικάλυψης των μοναδιαία κατειλημμένων 3d τροχιακών, τότε η ανταλλαγή είναι σιδηρομαγνητική και σχετικά ασθενής. Αυτή είναι η περίπτωση των ~90° M–O–M δεσμών.
- (iii) Όταν δύο κατιόντα έχουν μια αλληλοεπικάλυψη μεταξύ μοναδιαία κατειλημμένων 3d τροχιακών και κενών ή διπλά κατειλημμένων τροχιακών της ίδιας συμμετρίας, τότε η ανταλλαγή είναι επίσης σιδηρομαγνητική και σχετικά ασθενής.

Η υπερανταλλαγή προκύπτει πιο συχνά αντισιδηρομαγνητική παρά σιδηρομαγνητική, διότι τα ολοκληρώματα αλληλοεπικάλυψης είναι πιθανότερο να δίνουν μεγάλες τιμές παρά μηδενικές [15].

1.7.2 Επιφανειακές Αντισυμμετρικές Αλληλεπιδράσεις Ανταλλαγής

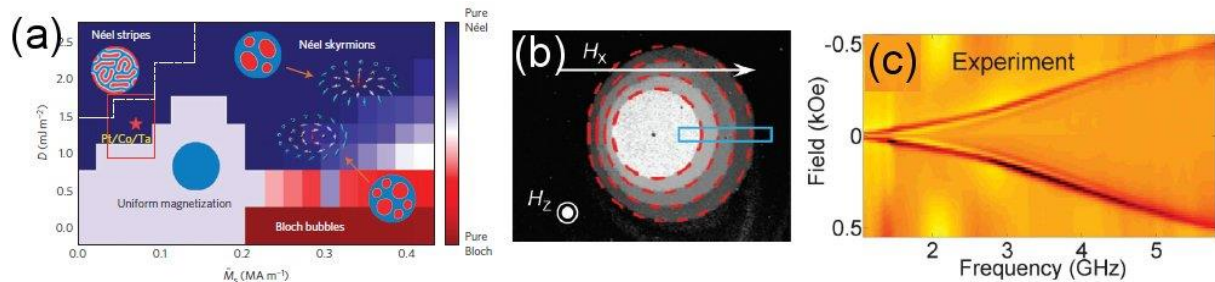
Η σταθεροποίηση των «σκυρμιονίων» βασίζεται στη διεπιφανειακή αλληλεπίδραση DMI (Dzyaloshinskii-Moriya Interaction) σε συστήματα που στερούνται συμμετρίας αντιστροφής. Αυτά βασίζονται σε μη κεντροσυμμετρικές κρυσταλλικές δομές ή διστρωματικές διατάξεις σιδηρομαγνητικών στοιχείων 3d (όπως Fe, Co, NiFe κλπ.) αναπτυγμένων πάνω σε στρώματα στοιχείων 4d ή 5d με ισχυρή σύζευξη σπιν τροχιάς (Spin Orbit Coupling, SOC) όπως Ir, Pt, Ta, W κ.λπ. Σε τέτοια συστήματα η αλληλεπίδραση DMI αντιστοιχεί σε αντισυμμετρικό ενεργειακό όρο $-\mathbf{D} \cdot (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2)$ όπου το άνυσμα \mathbf{D} είναι στο επίπεδο του υμενίου κάθετο στην ευθεία που ενώνει τα δυο αλληλεπιδρώντα άτομα 3d. Αυτή σε ανταγωνισμό με τις αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής

$$U = -2J_{\text{ex}} (\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2) - \mathbf{D} \cdot (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2) \quad (1.23)$$

δημιουργεί μια κάμψη μεταξύ των γειτονικών ροπών που αντιστοιχεί σε γωνία $\tan\theta \approx D/2J_{\text{ex}}$ και ευνοεί την σταθεροποίηση μαγνητικών διαμορφώσεων σε μορφή δίνης.

Τα τελευταία φαίνονται ιδιαίτερα συναρπαστικά λόγω της εγγενούς δυνατότητας άμεσου ελέγχου των μαγνητικών αλληλεπιδράσεων, της συμβατότητάς τους με την υπάρχουσα σπιντρονική τεχνολογία και επιπλέον της δυνατότητας σταθεροποίησης των σκυρμιονίων σε θερμοκρασία δωματίου [27-30]

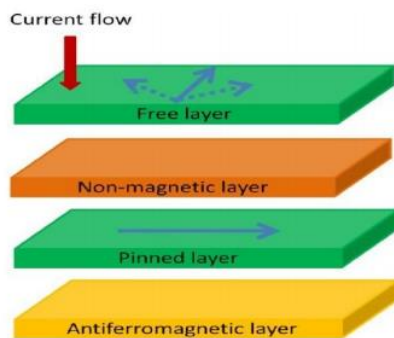
Εκτός από τη σταθεροποίηση των σκυρμιονίων, το σπάσιμο συμμετρίας που επιφέρει η DMI έχει πολύπλευρη επίδραση στη μαγνητική απόκριση του υλικού, καθώς δημιουργεί ασυμμετρίες στην διάδοση των μαγνητικών τοιχωμάτων [31,32], στο φαινόμενο ανισοτροπικής μαγνητοαντίστασης και στην διάδοση των κυμάτων σπιν [34].



Σχήμα 1.13: Φαινόμενα εξαρτώμενα από την ύπαρξη DMI: (α) σταθεροποίηση σκυρμιονίων σε θερμοκρασία δωματίου, (β) ασύμμετρη διάδοση μαγνητικών τοιχωμάτων, (c) ασύμμετρη διάδοση κυμάτων σπιν [35].

2.1 Δομή Μαγνητικών Επαφών Σήραγγας

Μία από τις σημαντικότερες εξελίξεις είναι η εμφάνιση των μαγνητικών επαφών σήραγγας (Magnetic Tunnel Junction, MTJ), οι οποίες βασίζονται στο φαινόμενο μαγνητοαντίστασης σήραγγας. Οι MTJ είναι μαγνητικές δομές αποτελούμενες από ένα τριστρωματικό λεπτό υμένιο, στο οποίο ένα μονωτικό στρώμα εξαιρετικά λεπτό, συνήθως 1-2 nm άμορφου ΑΙΟx ή κρυσταλλικού MgO, διαχωρίζει δυο σιδηρομαγνητικά μεταλλικά στρώματα. Το πάνω στρώμα του μαγνητικού υλικού, το οποίο ονομάζεται ελεύθερο στρώμα (free layer), έχει τη δυνατότητα να στρέφει τη μαγνήτισή του, με όσο το δυνατόν μικρότερο συνεκτικό πεδίο. Ενώ στο κάτω σιδηρομαγνητικό στρώμα (pinned layer) η κατεύθυνση της μαγνήτισης βρίσκεται καρφωμένη από ένα αντισιδηρομαγνητικό (AF, antiferromagnetic) στρώμα [36].



Σχήμα 2.1: Σχηματική απεικόνιση της δομής της μαγνητικής επαφής σήραγγας.³⁶

Η ποιότητα των επίπεδων μαγνητικών επαφών σήραγγας, εκτιμώμενη από το ποσοστό της μαγνητοαντίστασης σήραγγας (TMR), έχει βελτιωθεί τα τελευταία χρόνια θεαματικά. Η πιθανότητα T ενός ηλεκτρονίου να μεταβεί από το ένα μέταλλο στο άλλο με φαινόμενο σήραγγας όταν τα διαχωρίζει ένα μονωτικό φράγμα ύψους (ϕ) και πάχους (t) είναι

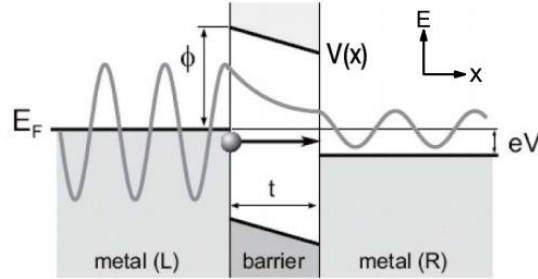
$$T = a \exp\left(-bt\phi^{1/2}\right) \quad (2.1)$$

όπου τα a και b είναι σταθερές. Όταν εφαρμόζεται μια τάση πόλωσης, το φράγμα καθίσταται ασύμμετρο και η αντίσταση ελαττώνεται. Επειδή η αντίσταση εξαρτάται εκθετικά από το πάχος του φράγματος, η αγωγιμότητα σήραγγας καθορίζεται κυρίως από τα θερμά σημεία, δηλαδή τα σημεία εκείνα όπου το πάχος είναι λεπτό [15].

Η μελέτη του Simmon στο κβαντομηχανικό φαινόμενο σήραγγας για ηλεκτρόνια που διασχίζουν ένα συμμετρικό φράγμα σε χαμηλές τάσεις οδηγεί στην εκθετική εξάρτηση του ρεύματος σήραγγας από το πάχος του φραγμού. Το σχήμα 2.2 είναι μια γραφική απεικόνιση των διαφόρων παραμέτρων που χρησιμοποιούνται στην εξίσωση:

$$I(V) = f(t) \left(\left(\varphi - \frac{V}{2} \right) \cdot e^{-\left(1.025 \sqrt{\varphi - \frac{V}{2}}\right)t} - \left(\varphi + \frac{V}{2} \right) \cdot e^{-\left(1.025 \sqrt{\varphi + \frac{V}{2}}\right)t} \right) \quad (2.2)$$

όπου I είναι το ρεύμα σήραγγας, φ είναι το ύψος του φραγμού, V η τάση πόλωσης σε Volts και t είναι το πάχος φραγμού σε \AA .



Σχήμα 2.2: Φράγμα σήραγγας μεταξύ δυο μετάλλων που διαχωρίζονται από έναν μονωτή, I , με τάση πόλωσης V .³⁸

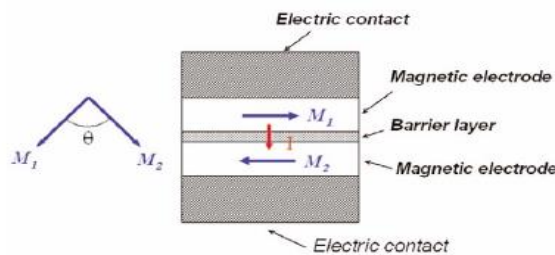
Η πιθανότητα διέλευσης (T) για φορείς συγκεκριμένης ενέργειας είναι ανάλογη του γινομένου της πυκνότητας καταστάσεων των αγωγών εκατέρωθεν του φραγμού (ηλεκτρόδια).

2.1.1 Μαγνητοαντίσταση Σήραγγας

Η προέλευση της μαγνητοαντίστασης σήραγγας (Tunneling MagnetoResistance, TMR) προκύπτει από τη διαφορά της πυκνότητας καταστάσεων των ηλεκτρονίων (Density of States, DOS) στη στάθμη Fermi E_F μεταξύ των spin-up $N_{\uparrow}(E_F)$ και των spin-down $N_{\downarrow}(E_F)$. Κατά το φαινόμενο σήραγγας, η αγωγιμότητα εξαρτάται από το αν οι μαγνητίσεις M_1 και M_2 των δύο ηλεκτροδίων είναι παράλληλες ή αντιπαράλληλες (Σχήμα 2.3). Όταν οι σχετικοί προσανατολισμοί μαγνήτισης είναι υπό γωνία θ , η αγωγιμότητα γίνεται ανάλογη με το $\cos\theta$ και ορίζεται ως:

$$G(\theta) = \frac{1}{2}(G_P + G_{AP}) + \frac{1}{2}(G_P - G_{AP})\cos\theta \quad (2.3)$$

όπου G_{AP} και G_P είναι η αγωγιμότητα για $\theta = 180^\circ$ (όταν είναι αντιπαράλληλη η μαγνήτιση, AP) και $\theta = 0^\circ$ (όταν η μαγνήτιση είναι παράλληλη, P), αντίστοιχα.



Σχήμα 2.3: Σχηματική απεικόνιση της μαγνήτισης M_1 και M_2 των δύο ηλεκτροδίων σε ένα MTJ. Σε αυτή την περίπτωση, η μαγνήτιση βρίσκονται στο επίπεδο του υμενίου.³⁷

Το αντίστοιχο ποσοστό μαγνητοαντίστασης σήραγγας μπορεί να εκφραστεί από την παρακάτω σχέση

$$\text{TMR}_{\text{RATIO}} = \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \quad (2.4)$$

όπου R_{AP} και R_P είναι οι δύο καταστάσεις αντίστασης υψηλή και χαμηλή. Όταν η αντίσταση είναι χαμηλή, τα δύο σιδηρομαγνητικά στρώματα έχουν παράλληλη μαγνήτιση. Ενώ όταν η αντίσταση είναι υψηλή, τα δύο στρώματα έχουν αντιπαράλληλη μαγνήτιση [37]. Καθώς οι μαγνητικές επαφές σήραγγας χρησιμοποιούνται σαν μαγνητικές κυψελίδες μνήμης το «0» και το «1» αντιστοιχούν στην παράλληλη και αντιπαράλληλη διεύθυνση των μαγνητίσεων τους.

Δεδομένου ότι τα ηλεκτρόνια διατηρούν τον προσανατολισμό των σπιν τους κατά τη διάρκεια του φαινομένου σήραγγας, τα ηλεκτρόνια με σπιν μειονότητας και σπιν πλειονότητας δεν αναμειγνύονται, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 2.4. Αφού η αγωγιμότητα είναι ανάλογη της πυκνότητας καταστάσεων της στάθμης Fermi των δύο ηλεκτροδίων, μπορεί να εκφραστεί σαν το άθροισμα δυο ανεξάρτητων, αλλά και άνισων, συνεισφορών. Μία μεταβολή της μαγνήτισης των ηλεκτροδίων από παράλληλη (Σχήμα 2.4 a) σε αντιπαράλληλη μαγνήτιση (Σχήμα 2.4 b), θα έχει ως αποτέλεσμα τα ηλεκτρόδια με σπιν πλειονότητας της πρώτης σήραγγας να αντιστραφούν με τα ηλεκτρόδια με σπιν μειονότητας της δεύτερης σήραγγας και αντίστροφα. Κατά συνέπεια, θα παρατηρηθεί μια αντίστοιχη μεταβολή της αγωγιμότητας, με την προϋπόθεση ότι οι τιμές της πυκνότητας καταστάσεων είναι διαφορετικές για τις δύο υποζώνες σπιν [37].

Μια απλή περιγραφή αυτού του φαινομένου γίνεται στα πλαίσια του μοντέλου του Jullière. Ο οποίος πραγματοποίησε έναν απλό υπολογισμό της μαγνητοαντίστασης σήραγγας βάσει της πόλωσης των σπιν στα δυο σιδηρομαγνητικά ηλεκτρόδια, P_1 και P_2 , στη στάθμη Fermi. Το αποτέλεσμα του είναι

$$\text{TMR}_{\text{RATIO}} = \frac{2P_1P_2}{1-P_1P_2} \quad (2.5)$$

Η σχέση αυτή για του ίδιου τύπου ηλεκτρόδια γίνεται

$$\frac{\Delta G}{G_{AP}} = \frac{2P^2}{(1-P^2)} \quad (2.6)$$

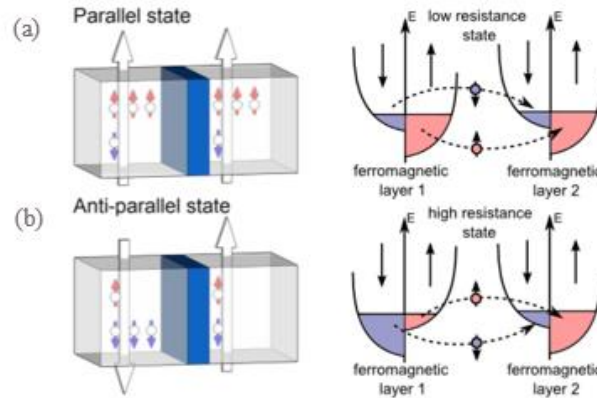
Ο παράγοντας πόλωσης μπορεί να εκφραστεί σύμφωνα με την πυκνότητα καταστάσεων ως εξής

$$P = \frac{N_{\uparrow}(E_F) - N_{\downarrow}(E_F)}{N_{\uparrow}(E_F) + N_{\downarrow}(E_F)} \quad (2.7)$$

Η παράλληλη και η αντιπαράλληλη αγωγιμότητα σύμφωνα με τις πυκνότητες καταστάσεων N_1 , N_2 μπορεί να γραφεί

$$G_P \propto N_{1\uparrow}N_{2\uparrow} + N_{1\downarrow}N_{2\downarrow} \quad (2.8)$$

$$G_{AP} \propto N_{1\uparrow}N_{2\downarrow} + N_{1\downarrow}N_{2\uparrow} \quad (2.9)$$



Σχήμα 2.4: Σχηματική απεικόνιση του φαινομένου TMR σε MTJ μεταξύ δυο σιδηρομαγνητικών αγωγών που χωρίζονται από λεπτό μονωτικό στρώμα. (a) Οι μαγνητίσεις των δυο σιδηρομαγνητικών είναι παράλληλες με αγωγιμότητα $G_{\uparrow\uparrow}$ (b) Οι μαγνητίσεις των δυο σιδηρομαγνητικών είναι αντιπαράλληλες με αγωγιμότητα $G_{\uparrow\downarrow}$.³⁹

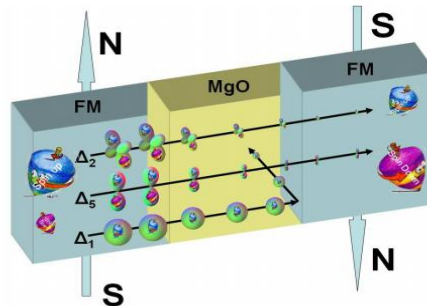
Ο Julliere απέδειξε αρχικά το φαινόμενο TMR πειραματικά το 1975 [40], μετρώντας το ποσοστό TMR 14% σε Fe / Ge / Co στα 4 K. Δύο δεκαετίες αργότερα, πειραματικές μελέτες διαπίστωσαν ότι οι MTJ με ένα άμορφο φράγμα σήραγγας AlO_x παρουσιάζουν σημαντικό ποσοστό TMR σε θερμοκρασία δωματίου, με τιμές που υπερβαίνουν το 15% που λαμβάνονται σε Co / AlO_x / Co. Κατά την επόμενη δεκαετία, η εκτεταμένη έρευνα των φραγμών οξειδίου του αργιλίου προκάλεσε μια σταθερή αύξηση του ποσοστού TMR με την εύρεση ηλεκτροδίων με υψηλότερους παράγοντες πόλωσης σπιν και τη βελτίωση της ποιότητας του φραγμού μέσω της εισαγωγής διαφόρων διαδικασιών επεξεργασίας υλικού. Η επανάσταση όμως ήλθε το 2004 όταν χρησιμοποιήθηκαν φράγματα κρυσταλλικού MgO , στα οποία ηλεκτρόνια συγκεκριμένης συμμετρίας διασχίζουν με σύμφωνο τρόπο τον μονωτή με τη βοήθεια του φαινομένου σήραγγας.

2.1.2 Μαγνητικές Επαφές με Κρυσταλλικό Στρώμα Φραγμού MgO

Η επίτευξη υψηλού $\text{TMR}_{\text{RATIO}}$ σε MTJs με βάση το MgO απαιτεί σωστό κρυσταλλικό προσανατολισμό των σιδηρομαγνητικών ηλεκτροδίων, τα οποία είναι είτε μετασταθές bcc-Co ή bcc-Fe είτε ένα κράμα των δύο και πλεγματοειδές ταίριασμα στις διεπιφάνειες. Όταν το MgO αναπτύσσεται επιταξιακά σε bcc Fe-Co, τα ηλεκτρόνια με σπιν στη διεύθυνση πλειονότητας, που έχουν $\Delta 1$ συμμετρία τύπου s, εξασθενούν στο φράγμα πολύ βραδύτερα από τα ηλεκτρόνια με σπιν στη διεύθυνση μειοψηφίας, που έχουν $\Delta 5$ συμμετρία τύπου d. Συνεπώς το κρυσταλλικό MgO λειτουργεί ως περίπου τέλει φίλτρο σπιν και επιτυγχάνονται στη θερμοκρασία δωματίου γιγαντιαίες τιμές TMR που υπερβαίνουν το 200%. Ωστόσο, έχει αποδειχθεί δύσκολο να αναπτυχθεί bcc-Co ή bcc-Fe στη διεύθυνση (001) απευθείας με οποιαδήποτε πρακτική τεχνική φυσικής εναπόθεσης ατμού χωρίς ένα ενιαίο κρυσταλλικό υπόστρωμα (η χρήση του οποίου θα περιόριζε τεράστιες εμπορικές εφαρμογές).

Η ανάπτυξη των επαφών σήραγγας CoFeB / MgO / CoFeB από την Anelva [38] παρέχει μια πρακτική λύση για να ξεπεραστεί αυτή η δυσκολία. Στην τεχνική αυτή, ένα πολυστρωματικό $(\text{CoFe})_{80}\text{B}_{20}$ / MgO / $(\text{CoFe})_{80}\text{B}_{20}$ εναποτίθεται χρησιμοποιώντας τη τεχνική καθοδικής ιοντοβολής (Sputtering). Σε περιεκτικότητα 20% B, ένα λεπτό στρώμα $(\text{CoFe})_{80}\text{B}_{20}$ όπως έχει εναποτεθεί (χωρίς ανόπτηση) είναι άμορφο. Όμως, μπορεί εύκολα να επιτευχθεί μια καλά προσανατολισμένη διεύθυνση (001) σε ένα λεπτό στρώμα MgO που αναπτύσσεται πάνω από

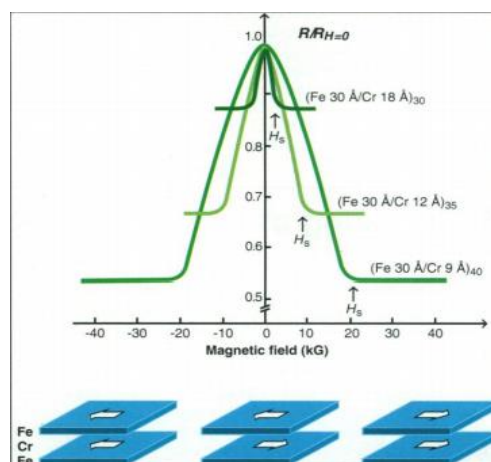
στο άμορφο $(\text{CoFe})_{80}\text{B}_{20}$ στρώμα. Η ανόπτηση του υμενίου σε θερμοκρασίες γύρω στους 360°C προκαλεί την κρυστάλλωση των δύο στρωμάτων $(\text{CoFe})_{80}\text{B}_{20}$, η οποία αναπτύσσεται επιταξιακά από τη διεπιφάνεια MgO . Με τον τρόπο αυτό, το κρυσταλλικό CoFeB στις διεπιφάνειες φραγμού μπορεί να έχει μια δομή bcc καλά προσαρμοσμένη με το πλέγμα MgO (Σχήμα 2.5). Με τη χρήση αυτής της μεθόδου, έχουν επιτευχθεί ένα ποσοστό TMR πάνω από 350% [4,15].



Σχήμα 2.5: Απεικόνιση ενός MTJ στο οποίο ένα μονωτικό κρυσταλλικό στρώμα MgO διαχωρίζει δυο σιδηρομαγνητικά μεταλλικά στρώματα.⁴²

2.2 Γιγαντιαία Μαγνητοαντίσταση

Από πρακτική άποψη η πιο σημαντική ιδιότητα των μαγνητικών πολυστρωματικών υμενίων αφορά στη μαγνητοαντίσταση. Η απροσδόκητα μεγάλη τιμή της, που ονομάστηκε γιγαντιαία μαγνητοαντίσταση (Giant Magnetic Resistance, GMR) ανακαλύφθηκε σε ένα επιταξιακά ανεπτυγμένο πολυστρωματικό υμένιο Fe-Cr με αντισιδηρομαγνητική σύζευξη από τον Albert Fert και συνεργάτες και ανεξάρτητα από τον Peter Grünberg, το 1988 [44,45]. Η ανακάλυψή τους, που οδήγησε στην ανάπτυξη του αισθητήρα βαλβίδας σπιν, αναγνωρίστηκε με την απονομή βραβείου Nobel φυσικής το 2007. Το μέγεθος του φαινομένου GMR, που εκφράζεται από τον λόγο όπου ΔR είναι η μεταβολή της αντίστασης και υπό την επίδραση πεδίου και R είναι η αντίσταση χωρίς την επίδραση πεδίου, μπορεί να φτάσει μερικές ποσοστιαίες δεκάδες επί τοις εκατό. Το πάχος του στρώματος Cr προκαλεί ανισιδηρομαγνητική σύζευξη των στρωμάτων Fe , οπότε η επίδραση ενός εξωτερικού πεδίου έχει να κάνει με τον παραλληλισμό των αντιπαράλληλων στρωμάτων [15].

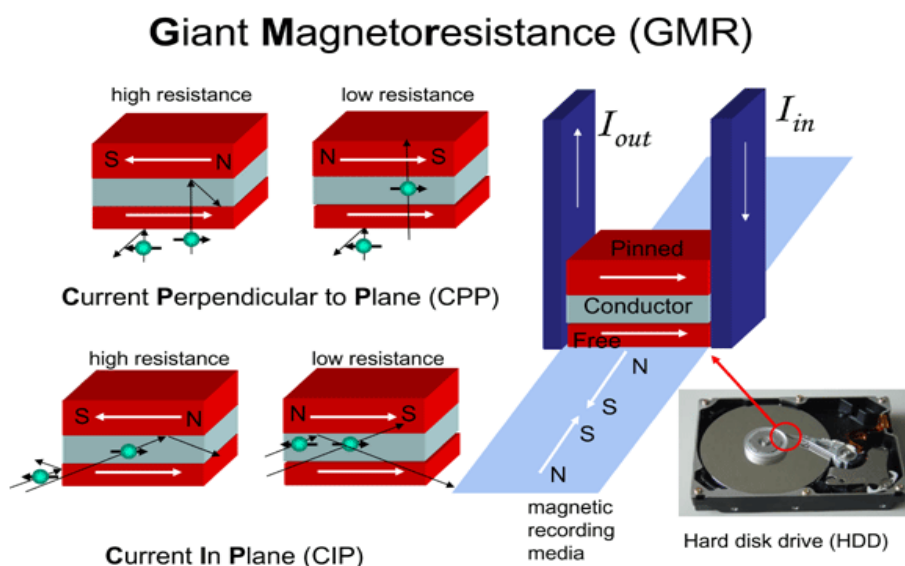


Σχήμα 2.6: GMR σε πολυστρωματικό υμένιο Fe-Cr . Το πάχος των στρωμάτων αναφέρεται σε nm.⁴⁸

Η ελάττωση της αντίστασης υπό την επίδραση του πεδίου μπορεί να ερμηνευτεί ποιοτικά με βάση το πρότυπο αγωγιμότητας δυο φορέων το οποίο προτάθηκε από τον Mott το 1936 [37], πολύ πριν από την ανακάλυψη της GMR, στο οποίο δεν λαμβάνονται υπόψη η σκέδαση που συνοδεύεται με αντριστοφή σπιν. Τα \uparrow και \downarrow ηλεκτρόνια αγωγιμότητας κινούνται παράλληλα, η σκέδασή τους όμως είναι διαφορετική στον παράλληλο και αντιπαράλληλο προσανατολισμό της μαγνήτισης των στρωμάτων. Τα \uparrow ηλεκτρόνια διέρχονται από τα τρία στρώματα με μικρή σκέδαση με αποτέλεσμα χαμηλή αντίσταση R_{\uparrow} (σπιν παράλληλα στη μαγνήτιση), αντίθετα τα ηλεκτρόνια \downarrow παρουσιάζουν σχετικά υψηλή αντίσταση R_{\downarrow} (σπιν αντιπαράλληλα στη μαγνήτιση). Όταν η μέση τιμή, σε όλη τη διάταξη, της ελεύθερης διαδρομής των ηλεκτρονίων μιας συγκεκριμένης διεύθυνσης σπιν γίνεται μεγαλύτερη της περιόδου των στρωμάτων και διαφέρει από αυτήν των ηλεκτρονίων της άλλης διεύθυνσης, τότε παρατηρείται GMR [47]. Η συνολική αντίσταση των δυο διαφορετικών περιπτώσεων διάταξης των μαγνητικών ροπών ($\uparrow\uparrow$, $\uparrow\downarrow$) στα διαδοχικά στρώματα δίνεται από τις σχέσεις

$$R_{\uparrow\downarrow} = \frac{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}}{2}, \quad R_{\uparrow\uparrow} = \frac{2R_{\uparrow}R_{\downarrow}}{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}} \quad (2.10)$$

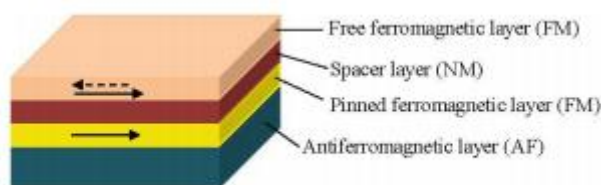
Οι δομές GMR μπορούν να χωριστούν σε δύο κύριες κατηγορίες μέτρησης της μαγνητοαντίστασης μιας πολυστρωματικής δομής: ρεύμα παράλληλο στο επίπεδο των στρωμάτων (CIP, Current in Plane) και ρεύμα κάθετο στο επίπεδο (CPP, Current Perpendicular to the Plane) όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα 2.7. Η βασική διαφορά για το ίδιο δείγμα ανάμεσα στις δύο γεωμετρίες είναι ότι η CPP μαγνητοαντίσταση είναι μεγαλύτερη από την CIP μαγνητοαντίσταση, γεγονός που έχει διαπιστωθεί πειραματικά, για διάφορα μεταλλικά συστήματα. Ως κύρια αιτία για αυτό το φαινόμενο μπορεί να θεωρηθεί μια επιπλέον συνεισφορά στην μαγνητοαντίσταση γνωστή ως συσσώρευση σπιν, η οποία λαμβάνει χώρα στη διεπιφάνεια μεταξύ μαγνητικού και μη μαγνητικού στρώματος. Βέβαια η CPP γεωμετρία είναι πιο δύσκολη στην υλοποίησή της διότι προϋποθέτει επαφές μετρήσεων στην άνω αλλά και στην κάτω επιφάνεια του δείγματος [49].



Σχήμα 2.7: Μηχανισμός του φαινομένου γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης σε μια τριστρωματική διάταξη από μη μαγνητικό στρώμα που χωρίζει δυο σιδηρομαγνητικά (ελεύθερο, σταθερό). Στη πάνω εικόνα το ρεύμα που διαρρέει τη δομή είναι παράλληλο στην επιφάνεια των στρωμάτων, ενώ στην κάτω εικόνα το ρεύμα είναι κάθετο στην επιφάνεια των στρωμάτων επίσης αποδίδονται σχηματικά οι αντιστάσεις $R_{\uparrow}, R_{\downarrow}$.⁴⁹

2.3 Βαλβίδες Σπιν

Οι μαγνητικές επαφές σήραγγας είναι διατάξεις παρόμοιες με τις βαλβίδες σπιν. Οι βαλβίδες σπιν αναπτύχθηκαν για πρώτη φορά το 1991 και αργότερα πραγματοποιήσαν μια επαναστατική αλλαγή στη βιομηχανία των μαγνητικών αισθητήρων [51]. Τυπικά, μια δομή βαλβίδας σπιν αποτελείται από τέσσερα μεταλλικά στρώματα, δυο σιδηρομαγνητικά στρώματα (ελεύθερο και σταθερό) μαλακού σιδηρομαγνητικού (FM) υλικού τα οποία χωρίζονται από ένα μη μαγνητικό (NM) στρώμα. Το ελεύθερο στρώμα έχει πολύ μικρό συνεκτικό πεδίο και αντιστρέφεται σε σχεδόν μηδενικά πεδία ενώ το σταθερό/αγκιστρωμένο στρώμα είναι πολωμένο από αντισιδηρομαγνητικό μέσω των διεπιφανειακών αλληλεπιδράσεων ανταλλαγής [52]. Ένας πιο γενικός ορισμός είναι μια οποιαδήποτε στοιβάδα υμενίων, που περιλαμβάνει ελεύθερα και αγκιστρωμένα στρώματα και παρουσιάζει μεταβολή της ηλεκτρικής αντίστασης όταν η μαγνήτιση του ενός στρώματος αντιστρέφεται ως προς τα υπόλοιπα. Η βαλβίδα σπιν μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως εξάρτημα που είναι ευσταθές σε δυο καταστάσεις, μια με χαμηλή αντίσταση (παράλληλη μαγνήτιση) και μια με υψηλή αντίσταση (αντιπαράλληλη μαγνήτιση). Εναλλακτικά μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως αισθητήρας, η αντίσταση του οποίου μεταβάλλεται συνεχόμενα, καθώς η μαγνήτιση του ενός στρώματος στρέφεται ως προς τη μαγνήτιση του άλλου.



Σχήμα 2.8: Μια βαλβίδα σπιν με διάταξη δυο σιδηρομαγνητικών (FM) στρωμάτων που χωρίζονται από μη μαγνητικό (NM) στρώμα.⁵²

Η βαλβίδα σπιν με πόλωση ανταλλαγής είναι καλύτερη στις περισσότερες εφαρμογές αισθητήρων ή διατάξεων αποθήκευσης δεδομένων. Το ένα από τα σιδηρομαγνητικά στρώματα αγκιστρώνεται μαγνητικά σε μια διεύθυνση με σύζευξη ανταλλαγής μέσω ενός παρακείμενου αντισιδηρομαγνητικού στρώματος, ενώ στο άλλο, στο πάνω στρώμα του μαγνητικού υλικού η μαγνήτιση είναι ελεύθερη να ακολουθεί το μαγνητικό πεδίο. Στις δομές βαλβίδων σπιν, η σύζευξη μεταξύ των σιδηρομαγνητικών στρωμάτων μπορεί να ελαχιστοποιηθεί με την κατάλληλη επιλογή του πάχους του διαχωριστικού στρώματος. Έτσι η αντιστροφή της μαγνήτισης τόσο του αγκιστρωμένου, όσο και του ελεύθερου στρώματος μπορεί να επιτευχθεί σε πολύ χαμηλά πεδία.

Κάθε ευαισθησία του ελεύθερου στρώματος σε πεδία που παράγονται από το αγκιστρωμένο στρώμα μπορεί να εξαλειφθεί αντικαθιστώντας το με ένα τεχνητό αντισιδηρομαγνήτη, η μια πλευρά του οποίου είναι συζευγμένη με το αντισιδηρομαγνητικό στρώμα ώστε να υπάρχει πόλωση ανταλλαγής. Η μαγνήτιση ενός τεχνητού αντισιδηρομαγνήτη (που ονομάζεται και συνθετικός αντισιδηρομαγνήτης) είναι μηδέν.

Μια ελαφρά τροποποίηση αποτελούν οι λεγόμενες ψευδο-βαλβίδες σπιν στις οποίες χρησιμοποιούνται απλώς δυο σιδηρομαγνητικά στρώματα με διαφορετικό συνεκτικό πεδίο, οπότε η αντιπαράλληλη μαγνήτιση επιτυγχάνεται για αντίστροφα πεδία μεταξύ των τιμών των συνεκτικών πεδίων των δυο διαφορετικών σιδηρομαγνητικών στρωμάτων. Μέθοδοι για

να επιτευχθούν διαφορετικά συνεκτικά πεδία είναι η χρήση διαφορετικών συστάσεων ή τα διαφορετικά πάχη των δυο στρωμάτων ή ακόμα η σχεδίαση τους σε διαφορετικά σχήματα [15,50].

2.4 Παράλληλα και Κάθετα στο Επίπεδο Μαγνητικές Επαφές Σήραγγας

Οι μαγνητικές επαφές σήραγγας αποτελούνται από δύο σιδηρομαγνητικά στρώματα που χωρίζονται από ένα λεπτό μονωτικό στρώμα. Η μαγνήτιση των σιδηρομαγνητικών στρωμάτων μπορεί να είναι είτε παράλληλη στο επίπεδο του υμενίου (in-plane), είτε κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου (perpendicular). Συνεπώς ορίζονται δύο είδη MTJ, παράλληλα στο επίπεδο (Σχήμα 2.9 a) και κάθετα p-MTJ (Σχήμα 2.9 b).

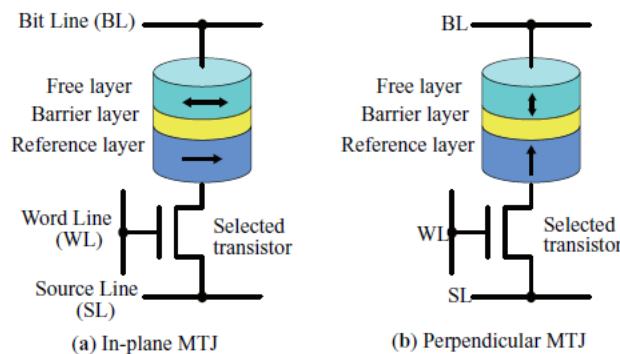
Οι ιδιότητες μεταξύ των δύο ειδών MTJ διαφέρουν αρκετά. Εκτός από το ποσοστό TMR, οι πιο θεμελιώδεις παράμετροι για ένα MTJ είναι ο συντελεστής θερμικής σταθερότητας Δ και το ρεύμα αντιστροφής I_c , όπου είναι το ρεύμα που απαιτείται για να αντιστραφεί ο προσανατολισμός του ελεύθερου στρώματος, και χαρακτηρίζουν τη δυνατότητα αποθήκευσης και εγγραφής πληροφοριών αντίστοιχα.

Ο συντελεστής θερμικής σταθερότητας Δ χαρακτηρίζει την τάση των θερμικών διακυμάνσεων να τυχαιοποιήσουν τον μαγνητικό προσανατολισμό ενός ελεύθερου στρώματος. Το Δ χαρακτηρίζεται από τον λόγο του ενεργειακού φραγμού E_b προς τη θερμοκρασία T και τη σταθερά Boltzmann k_B :

$$\Delta = \frac{E_b}{k_B T} \quad (2.11)$$

Το E_b είναι ο ενεργειακός φραγμός μεταξύ των παράλληλων και αντιπαράλληλων καταστάσεων, που μπορεί να εκφραστεί ως $E_b = K_u V = \frac{1}{2} H_K M_s V$. Καθώς η ενεργειακή πυκνότητα K_u καθορίζεται από τη μαγνήτιση κόρου M_s , το πεδίο ανισοτροπίας H_K του ελεύθερου στρώματος και τον όγκο V , το Δ θα δίνεται από

$$\Delta = \frac{H_K M_s V}{2 k_B T} \quad (2.12)$$



Σχήμα 2.9: Επίπεδα και κάθετα MTJ.⁴⁷

2.4.1 Παράλληλα στο Επίπεδο Μαγνητικές Επαφές Σήραγγας

Η σταθερότητα μιας MTJ παράλληλα στο επίπεδο εξαρτάται από τη μαγνητική ανισοτροπία σχήματος, για την επίτευξη της οποίας απαιτείται μεγάλος λόγος διαστάσεων (AR), δηλ. η αναλογία μήκους l προς το πλάτος w , της διατομής είναι πολύ σημαντική. Κατά συνέπεια, οι MTJ παράλληλα στο επίπεδο συχνά κατασκευάζονται από ελλειψοειδή σχήματα με τη τιμή του AR τυπικά 2-3. Το πεδίο ανισοτροπίας μπορεί να προσεγγιστεί με την ακόλουθη εξίσωση

$$H_K = 2 \frac{4\pi M_s t (AR-1)}{wAR} \quad (2.13)$$

όπου το t αντιπροσωπεύει το πάχος του ελεύθερου στρώματος. Ένας συνδυασμός εξισώσεων 2.12 και 2.13 δίνει:

$$\Delta_{IP} = \frac{\pi^2 (M_s t)^2 w (AR-1)}{k_B T} \quad (2.14)$$

Στη συνέχεια, το ρεύμα αντιστροφής I_c καθορίζεται από διάφορους παράγοντες όπως η θερμοκρασία, το πλάτος του ρεύματος, τις μαγνητικές ιδιότητες του ελεύθερου στρώματος και τη μεταφορά των σπιν. Μία σημαντική παράμετρος η οποία είναι κατά κάποιο τρόπο ανεξάρτητη από αυτούς τους παράγοντες και επομένως επιτρέπει τη σύγκριση μεταξύ διαφορετικών MTJs είναι η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_{c0} . Επομένως για MTJ παράλληλα στο επίπεδο, η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_{c0} μπορεί να γραφτεί ως

$$J_{c0} = \frac{1}{\eta} \frac{2\alpha e}{\hbar} (M_s t) \left(\frac{1}{2} (4\pi M_{eff}) + H_K \right) \quad (2.15)$$

όπου e είναι το φορτίο των ηλεκτρονίων, η είναι η μεταφορά σπιν, η οποία σχετίζεται με την πόλωση του ρεύματος, α είναι η μαγνητική σταθερά απόσβεσης και $4\pi M_{eff}$ (στο cgs) είναι το πεδίο απομαγνήτισης.

Όταν η διατομή δίνεται από το A , το οποίο ισούται με το $\pi l w / 4$ όπου αντιστοιχεί σε ελλειψοειδές σχήμα, το κρίσιμο ρεύμα αντιστροφής μπορεί να γραφτεί ως $I_{c0} = J_{c0} A$. Από τις εξισώσεις 2.12 και 2.15 προκύπτει ότι το κρίσιμο ρεύμα αντιστροφής μπορεί να δοθεί από:

$$I_{c0} = \left[\frac{4ek_B T}{\hbar} \right] \frac{\alpha}{\eta} \Delta \left(1 + \frac{4\pi M_{eff}}{2H_K} \right) \quad (2.16)$$

Οι MTJ παράλληλα στο επίπεδο αντιμετωπίζουν σημαντικές προκλήσεις, οι οποίες μπορούν να φανούν από τους παραπάνω τύπους. Πρώτον, όπως φαίνεται στην εξίσωση 2.12, ο συντελεστής θερμικής σταθερότητας είναι ανάλογος με τον όγκο του ελεύθερου στρώματος. Ως αποτέλεσμα, η σταθερότητα ενός MTJ μειώνεται με τη μείωση του μεγέθους του. Ως εκ τούτου καθίσταται όλο και πιο δύσκολο να διατηρηθεί η αξιόπιστη λειτουργία ανάγνωσης και διατήρησης δεδομένων για μεγάλο χρονικό διάστημα. Δεύτερον, ένα σχήμα ελλειψοειδούς με μεγάλη αναλογία διαστάσεων χρειάζεται για ένα παράλληλα στο επίπεδο MTJ για να αποκτήσει την ανισοτροπία του (Εξίσωση 2.13). Ωστόσο, είναι δύσκολο να ελέγχεται το σχήμα του MTJ όταν μειώνεται κάτω από 22 nm . Όπως υποδεικνύεται στην

εξίσωση 2.16, το πεδίο απομαγνήτισης συμβάλλει στο κρίσιμο ρεύμα αντιστροφής I_{c0} αλλά όχι στη θερμική σταθερότητα. Πράγματι, σε ορισμένα MTJs παράλληλα στο επίπεδο, ο όρος $4\pi M_{eff}$ μπορεί να είναι μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από την τιμή του H_K , πράγμα που οδηγεί σε σχετικά υψηλή κατανάλωση ενέργειας. Αυτά τα προβλήματα περιορίζουν σε μεγάλο βαθμό τη χρήση in-plane MTJs σε ορισμένες εφαρμογές υψηλής πυκνότητας και χαμηλής κατανάλωσης ενέργειας. Χρησιμοποιώντας υλικά με μαγνήτιση κάθετη στο επίπεδο του υμενίου, αυτοί οι περιορισμοί μπορούν να μετριαστούν [47].

2.4.2 Κάθετες Μαγνητικές Επαφές Σήραγγας

Σε κάθετα συμβατικά MTJ (Perpendicular MTJs, p-MTJs) χρησιμοποιούνται κάθετα σιδηρομαγνητικά υλικά όπως το κράμα CoCrPt ή πολυστρωματικά Co/Pt για την επίτευξη υψηλής κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας (PMA). Ωστόσο, τα υλικά αυτά έχουν κυβική (fcc) ή εξαγωνική (hcp) κρυσταλλική δομή. Εντούτοις, χρειάζεται ένα κυβικό (bcc) - (001) CoFeB/MgO/CoFeB για να επιτευχθεί υψηλό ποσοστό TMR. Το 2010 κατασκευάστηκαν κάθετα MJT με βάση το MgO με ελεύθερο στρώμα [Co/ Pt] $_n$ /CoFeB/CoFe και ως στρώμα αναφοράς CoFe/CoFeB/TbFeCo, το οποίο ταυτόχρονα απέδωσε υψηλές αναλογίες TMR 90% και περιοχές χαμηλής αντίστασης (RA). Παρόλα αυτά, απαιτείται μια πολύπλοκη διαδικασία εναπόθεσης για το συνδυασμό υλικών με διαφορετικές κρυσταλλικές δομές.

Για κάθετα MTJs, το πεδίο ανισοτροπίας H_K εξαρτάται κυρίως από το bulk PMA (BPMA), το οποίο προέρχεται από το συμπαγές (bulk) μέρος του μαγνητικού υλικού και τη διεπιφανειακή κάθετη μαγνητική ανισοτροπία (IPMA). Αυτά τα δύο PMAs μπορούν να χαρακτηριστούν, αντίστοιχα, από την συνήθη έκφραση της ενέργειας ανισοτροπίας K_u^{bulk} και την ενεργειακή πυκνότητα της επιφάνειας ανισοτροπίας σ . Για τα υλικά με bulk PMA, το πεδίο ανισοτροπίας μπορεί να γραφτεί ως:

$$H_K = \frac{2K_u^{bulk}}{M_s} - 4\pi M_s \quad (2.17)$$

Ομοίως, για τα υλικά με διεπιφανειακή PMA, το πεδίο ανισοτροπίας είναι:

$$H_K = \frac{2\sigma}{M_s t} - 4\pi M_s \quad (2.18)$$

Αντιστοίχως, αντικαθιστώντας την εξίσωση 2.17 και την εξίσωση 2.18 στην 2.12, λαμβάνεται ο συντελεστής θερμικής σταθερότητας για κάθετα MTJ

$$\Delta_{BPMA} = \left(K_u^{bulk} t - 2\pi M_s^2 t \right) \frac{\pi ARw^2}{4k_B T} \quad (2.19)$$

και

$$\Delta_{IPMA} = \left(\sigma - 2\pi M_s^2 t \right) \frac{\pi ARw^2}{4k_B T} \quad (2.20)$$

Ο συντελεστής θερμικής σταθερότητας για MTJ παράλληλα στο επίπεδο είναι ανάλογος με (AR-1), ενώ για κάθετα MTJ είναι ανάλογος με AR, ανεξάρτητα από το bulk PMA ή τη

διεπιφανειακή PMA. Αυτό επιτρέπει στα κάθετα MTJs να μην παρουσιάζουν ευαισθησία στο σχήμα της διατομής. Η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_{c0} για κάθετα MTJs μπορεί να εκφραστεί με την ακόλουθη εξίσωση:

$$J_{c0} = \frac{1}{\eta} \frac{2\alpha e}{\hbar} (M_s t) H_K \quad (2.21)$$

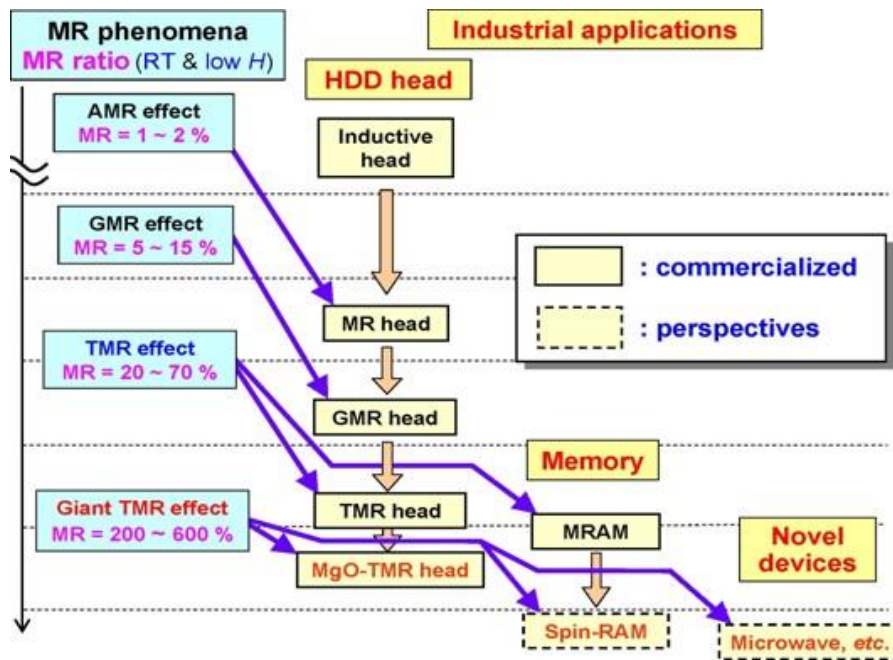
όπου H_K δίνεται από τις εξισώσεις 2.17 και 2.18. Από τις εξισώσεις 2.21 και 2.12 προκύπτει ότι το κρίσιμο ρεύμα εναλλαγής μπορεί να δοθεί από:

$$I_{c0} = \left[\frac{4ek_B T}{\hbar} \right] \frac{\alpha}{\eta} \Delta \quad (2.22)$$

Μια σύγκριση μεταξύ των εξισώσεων 2.22 και 2.16 δείχνει ότι το I_{c0} μπορεί να είναι σημαντικά μικρότερο για κάθετα MTJ από ένα MTJ παράλληλα στο επίπεδο όταν οι τιμές των a , h και Δ είναι παρόμοιες. Κατά συνέπεια, οι κάθετες MTJ έχουν τη δυνατότητα να μειώνουν την κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος ενώ διατηρούν τη θερμική σταθερότητα. Στην πραγματικότητα, κάθετα MTJs με κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος $3,9 \text{ MA/cm}^2$ και θερμική σταθερότητα αρκετά υψηλή για την αποθήκευση πληροφοριών για περισσότερο από 10 χρόνια αναφέρθηκε το 2010 από τους Ikeda et al [23]. Επιπλέον, οι Kim et al. [44] έδειξαν τα πρώτα MTJ με υπόστρωμα 20nm με υψηλή διεπιφανειακή PMA το 2011. Η ικανότητα να κλιμακώνεται πολύ κάτω από τα 20nm είναι ένα επιπλέον πλεονέκτημα για τις κάθετες MTJs. Λόγω της δυνατότητάς της να εφαρμοστεί στη νέα γενιά μνήμης, όλο και περισσότερη ακαδημαϊκή και βιομηχανική έρευνα επικεντρώνεται επί του παρόντος στις κάθετες MTJs [47].

2.5 Εφαρμογές Μαγνητικών Επαφών Σήραγγας με βάση το MgO

Οι μαγνητικές επαφές σήραγγας με βάση το MgO έχουν αρκετά υψηλούς λόγους μαγνητοαντίστασης (150-600%) σε θερμοκρασία δωματίου και αναμένεται να χρησιμοποιηθούν σε διάφορες σπιντρονικές συσκευές. Αυτές οι συσκευές αποκτούν τεράστια δημοτικότητα λόγω των ενδιαφερόντων φυσικών φαινομένων που μπορούν να παρατηρηθούν σε αυτά τα συστήματα καθώς και λόγω των πιθανών εφαρμογών που μπορεί να προκύψουν από αυτό. Έχουν τεράστιο αντίκτυπο στην τεχνολογία των υπολογιστών επιτρέποντας μεγαλύτερη αποθήκευση πληροφοριών σε σκληρούς δίσκους και ταχύτερη ανάγνωση δεδομένων σε μνήμες τυχαίας προσπέλασης (MRAM). Η πρώτη επιτυχής εφαρμογή των MTJ με βάση το Al_2O_3 και με ποσοστά μαγνητοαντίστασης 20-70% σε θερμοκρασία δωματίου ήταν σε κεφαλές ανάγνωσης (HDD) αλλά και σε MRAM με ροπή μεταφοράς σπιν. Η πυκνότητα μαγνητικής εγγραφής στη μονάδα σκληρού δίσκου αυξήθηκε σημαντικά ($300\text{-}600 \text{ Gbit/Inch}^2$) σε αυτές τις συσκευές. Εξουδετερώνει ένα από τα μειονεκτήματα της συμβατικής μνήμης RAM, δηλαδή την απώλεια πληροφοριών με διακοπή ρεύματος. Οι κορυφαίες εταιρείες όπως η IBM, η Motorola και η Honeywell ξεκίνησαν την έρευνα MRAM το 1995 και υποστηρίχθηκαν από την United States Defense Advanced Research Projects Agency (DARPA).



Σχήμα 2.10: Ιστορική αναδρομή, το ποσοστό μαγνητοαντίστασης σε θερμοκρασία δωματίου και εφαρμογές των επιδράσεων μαγνητοαντίστασης σε σπιντρονικές συσκευές.²¹

3.1 Εισαγωγή

Η μαγνητική μνήμη είναι τόσο παλιά όσο και τα ψηφιακά ηλεκτρονικά. Έχει αναμφισβήτητα τα πλεονεκτήματα της μόνιμης αποθήκευσης και της επ' άπειρον επανεγγραψιμότητας. Η μαζική μνήμη στους υπολογιστές παρέχεται από τους σκληρούς δίσκους, οι οποίοι εμφανίστηκαν τη δεκαετία του 1950. Μια σειρά από ιδέες έχουν αναπτυχθεί για άλλα γρηγορότερα σχήματα που μπορούν να είναι προσπελάσιμα ηλεκτρικά παρά μηχανικά. Αυτά περιλαμβάνουν μνήμες πυρήνων φερριτών που κυριαρχούσαν στις δεκαετίες '50 και '60, μέχρι που ξεπεράστηκαν από την ημιαγωγική μνήμη, τη μνήμη μαγνητικών φυσαλίδων της δεκαετίας του '70 και στις αρχές του '80 και τη μαγνητική μνήμη τυχαίας προσπέλασης (Magnetic Random-Access Memory, MRAM) που είναι υπό ανάπτυξη από τα μέσα της δεκαετίας του '90 [15].

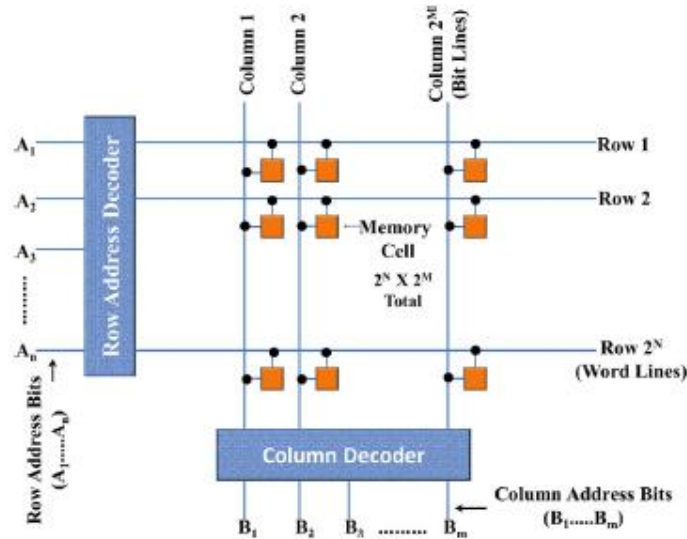
Οι MRAM, στις οποίες η αποθηκευμένη πληροφορία έχει τη μορφή μαγνητικών πεδίων, βασίστηκαν στο φαινόμενο των μαγνητικών επαφών σήραγγας (MTJ) που παρουσιάζουν μεγάλο ποσοστό μαγνητοαντίστασης (TMR), 150-600% σε θερμοκρασία δωματίου, χρησιμοποιώντας κρυσταλλικό φράγμα MgO. Η δυνατότητα επίτευξης υψηλού ποσοστού TMR σε θερμοκρασία δωματίου αύξησε το ενδιαφέρον της έρευνας σε αυτόν τον τομέα, καθώς η μεγαλύτερη αντίσταση έχει ως αποτέλεσμα καλύτερο σήμα, το οποίο επιτρέπει ευκολότερη ανάγνωση των γραπτών bit.

Ωστόσο, η έρευνα των MRAM μειώθηκε στις αρχές της δεκαετίας του 2000, καθώς διαπιστώθηκε ότι η τεχνική της αντιστροφής με βάση το μαγνητικό πεδίο δεν ήταν κλιμακωτή, δηλαδή, η τεχνολογία δεν επεκτάθηκε σε μικρά μεγέθη, γεγονός που θα επέτρεπε εφαρμογές MRAM υψηλής πυκνότητας. Πιθανός τρόπος αντιμετώπισης της δυσκολίας αυτής είναι η δυνατότητα χρήσης του φαινομένου ροπής μεταφοράς σπιν (STT) για την αντιστροφή της μαγνήτισης. Αυτή η επίδραση μετρήθηκε αρχικά σε μεταλλικές κατασκευές και αργότερα σε μαγνητικές επαφές σήραγγας. Σήμερα, το μεγαλύτερο μέρος της έρευνας και ανάπτυξης στις MRAM επικεντρώνεται στις STT-MRAM με κάθετη ανισοτροπία (δηλαδή, η μαγνήτιση στα σιδηρομαγνητικά ηλεκτρόδια είναι προσανατολισμένη κάθετα στο επίπεδο των στρωμάτων), αφού τα πολύ αναμενόμενα χαρακτηριστικά της θα οδηγήσουν στην εμφάνιση νέου τύπου ηλεκτρονικών συσκευών, όπου θα έχουν την ικανότητα να αποθηκεύουν μεγάλο όγκο δεδομένων ταχύτατα και χωρίς την απαίτηση ηλεκτρικής ενέργειας για τη διατήρησή του [21,54].

3.2 Αρχές Λειτουργίας MRAM

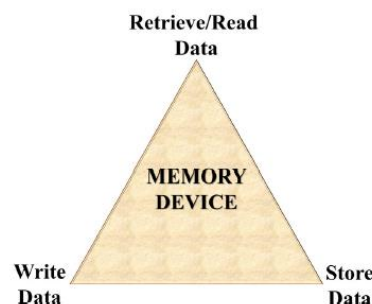
Η μαγνητική μνήμη τυχαίας προσπέλασης (MRAM) βασίζεται στην ενέργεια μαγνητικής ανισοτροπίας για τη διατήρηση της πληροφορίας και στην αρχή της μαγνητικής αντίστασης για την ανάκτηση πληροφοριών. Το σχήμα 3.1 δείχνει μια απεικόνιση της αρχιτεκτονικής

MRAM. Οι συστοιχίες πολλών κυψελίδων MRAM σχηματίζουν μια συσκευή μνήμης. Ένα τυπικό στοιχείο μιας διάταξης MRAM περιλαμβάνει ένα τρανζίστορ και ένα στοιχείο μαγνητοαντίστασης, του οποίου η αντίσταση αντιστοιχεί στις καταστάσεις «0» και «1». Απαιτείται ένα τρανζίστορ για κάθε στοιχείο MRAM, καθώς η διαφορά μεταξύ των αντιστάσεων και επομένως οι τάσεις δύο καταστάσεων δεν είναι αρκετά υψηλές ώστε να λειτουργούν χωρίς τρανζίστορ. Επιπλέον, το τρανζίστορ παρέχει το ρεύμα που απαιτείται για τη λειτουργία εγγραφής.



Σχήμα 3.1: Σχηματική απεικόνιση μιας συστοιχίας κυττάρων MRAM που αποτελούνται από μαγνητικές επαφές σήραγγας (MTJ).⁵⁴

Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.2, μια συσκευή μνήμης πρέπει να ακολουθεί τουλάχιστον τρεις βασικές απαιτήσεις: (1) η προτεινόμενη συσκευή θα πρέπει να μπορεί να αποθηκεύει πληροφορίες. Εάν οι πληροφορίες αποθηκεύονται για μεγάλες χρονικές περιόδους, ακόμη και χωρίς τροφοδοσία, τότε ονομάζεται μη πτητική συσκευή μνήμης, (2) πρέπει να υπάρχουν μηχανισμοί για την ανάγνωση πληροφοριών από τη συσκευή και (3) πρέπει να υπάρχουν μηχανισμοί για την εγγραφή πληροφοριών στη συσκευή. Για να επιτευχθούν αυτές οι απαιτήσεις στις MRAM πρέπει να εκτελούνται ως εξής οι λειτουργίες: (i) Η λειτουργία ανάγνωσης γίνεται με την ανίχνευση της διαφοράς αντίστασης μεταξύ δύο καταστάσεων μιας συσκευής μαγνητοαντίστασης, (ii) η αποθήκευση πληροφοριών βασίζεται στις ιδιότητες μαγνητικής συγκράτησης, που προκύπτουν από τη μαγνητική ανισοτροπία του στρώματος αποθήκευσης, (iii) η λειτουργία εγγραφής εκτελείται με την αλλαγή του προσανατολισμού της μαγνήτισης του στρώματος αποθήκευσης, η οποία μπορεί να επιτευχθεί με επαγωγή ενός μαγνητικού πεδίου ή με τη χρήση του φαινομένου STT.



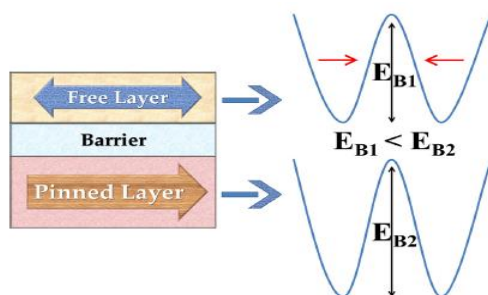
Σχήμα 3.2: Τρεις βασικές απαιτήσεις μιας συσκευής μνήμης.⁵⁴

Το πρώτο στοιχείο αποθήκευσης που χρησιμοποιήθηκε στις MRAM για την αποθήκευση πληροφοριών βασίστηκε στη δομή βαλβίδων σπιν. Όμως το ερευνητικό ενδιαφέρον στις βαλβίδες σπιν μειώθηκε έντονα, καθώς το σήμα ανάγνωσής τους ήταν αρκετά χαμηλό. Πλέον οι MTJ, οι οποίες είναι διατάξεις παρόμοιες με τις βαλβίδες σπιν, είναι το κυρίαρχο στοιχείο αποθήκευσης στις MRAMs για την τελευταία δεκαετία αφού βρέθηκε ότι παρουσιάζουν υψηλό σήμα ανάγνωσης. Η ανάγνωση βασίζεται στην τάση που λαμβάνεται από συσκευές GMR ή MTJ των οποίων η κατάσταση αντίστασης είναι υψηλή ή χαμηλή, ανάλογα με τον σχετικό προσανατολισμό των μαγνητίσεων του σταθερού στρώματος και του ελεύθερου.

Μια συσκευή μνήμης πρέπει να παρέχει τουλάχιστον δυο καταστάσεις bit, ώστε να μπορούν να αντιστοιχούν σε ψηφιακά σήματα των «0» και «1», αντίστοιχα. Στην περίπτωση βαλβίδων σπιν και MTJ, οι καταστάσεις αντίστασης αυτών των συσκευών είναι διαφορετικές όταν οι μαγνητίσεις των δύο μαγνητικών στρωμάτων ευθυγραμμίζονται παράλληλα (χαμηλή αντίσταση) ή αντιπαράλληλα (υψηλή αντίσταση) μεταξύ τους.

Η αρχή αποθήκευσης μιας MRAM βασίζεται στο ενεργειακό φράγμα που απαιτείται για την αλλαγή της μαγνήτισης από τη μια κατεύθυνση στην άλλη (Σχήμα 3.3). Η μαγνήτιση θα σταθεροποιηθεί σε μια συγκεκριμένη κατεύθυνση, εάν το φράγμα ενέργειας για την αντιστροφή μαγνήτισης είναι αρκετά υψηλό ώστε να ξεπεράσει τα εξωτερικά πεδία και την θερμικά υποβοηθούμενη αντιστροφή της μαγνήτισης. Αυτή η αρχή αποθήκευσης είναι παρόμοια με αυτή που χρησιμοποιείται στη μαγνητική εγγραφή, αν και ο τρόπος σχεδιασμού των υλικών και η καταγραφή των πληροφοριών είναι διαφορετικοί.

Σε μια MRAM, η κατεύθυνση της μαγνήτισης του αγκιστρωμένου στρώματος (PL) είναι σταθερή και μόνο η κατεύθυνση της μαγνήτισης του ελεύθερου στρώματος (FL) μεταβάλλεται για να αποθηκεύει τις καταστάσεις «0» και «1». Δεδομένου ότι η κατεύθυνση του στρώματος αναφοράς δεν πρέπει ποτέ να αλλάξει, είναι κατασκευασμένη από υλικά που έχουν ένα τεράστιο ενεργειακό φράγμα. Το ελεύθερο στρώμα έχει σχεδιαστεί με υλικά που έχουν μαγνητική ανισοτροπία, αρκούντως υψηλή ώστε να αποθηκεύουν τη μαγνήτιση για ορισμένα έτη (συνήθως 10 χρόνια στην περίπτωση της μαγνητικής εγγραφής). Ο φραγμός ενέργειας που βοηθά στην αποθήκευση των πληροφοριών είναι τυπικά ανάλογος προς το $K_u V$ (όπου K_u είναι η μαγνητική σταθερά ανισοτροπίας και V είναι ο όγκος του ελεύθερου στρώματος). Αυτή η ενέργεια πρέπει να είναι πολύ μεγαλύτερη (60 φορές, για χρόνο αποθήκευσης μεγαλύτερη από 10 χρόνια) από τη θερμική ενέργεια $k_B T$. Σε ορισμένες περιπτώσεις, το ενεργειακό φράγμα E_B μπορεί να είναι διαφορετικό από το $K_u V$ και επομένως ο συντελεστής θερμικής σταθερότητας γράφεται γενικότερα ως $\Delta (= E_B / k_B T)$. Αν και προτιμάται η υψηλή ανισοτροπία για την αποθήκευση πληροφοριών, η ανισοτροπία αυτών των υλικών δεν μπορεί να είναι υπερβολικά υψηλή, καθώς η κατεύθυνση της μαγνήτισής τους πρέπει να είναι προσανατολισμένη κατά βούληση, για να γράφουν 0 και 1 καταστάσεις [54,55].

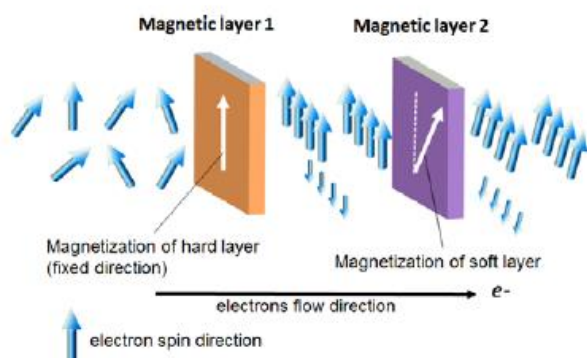


Σχήμα 3.3: Σχετικοί φραγμοί ενέργειας από ελεύθερο στρώμα και σταθερό στρώμα σε μια μαγνητική σήραγγα. Τόσο η E_{B1} όσο και η E_{B2} είναι πολύ μεγαλύτερες από τη θερμική ενέργεια $k_B T$.⁵⁴

3.3 Ροπή Μεταφοράς Σπιν

Οι συμβατικές MRAM χρησιμοποιούν μαγνητικά πεδία για τη λειτουργία εγγραφής. Η ιδέα ότι η διεύθυνση της μαγνητικής ροπής ενός σιδηρομαγνητικού (FM) υλικού μπορεί να μεταβληθεί χωρίς την εφαρμογή εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, αλλά μόνο με την διέλευση ηλεκτρονίων πολωμένου σπιν, εισήχθη για πρώτη φορά από τους John Slonczewski [57] και Luc Berger [58] το 1996. Το φαινόμενο ροπής μεταφοράς σπιν (Spin Transfer Torque, STT) δίνει πλέον τη δυνατότητα αλλαγής της διεύθυνσης της ελεύθερης μαγνήτισης από το ηλεκτρικό ρεύμα και έτσι μια νέα μαγνητική διευθέτηση δημιουργείται χωρίς την εφαρμογή μαγνητικού πεδίου.

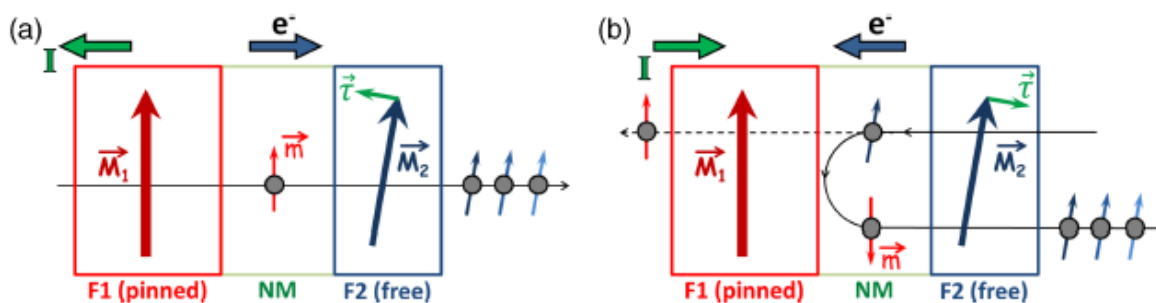
Το σχήμα 3.4 δείχνει μία τυπική συσκευή STT με ένα σταθερό και ελεύθερο στρώμα που χωρίζονται μεταξύ τους με ένα μη μαγνητικό διαχωριστικό στρώμα που μπορεί να είναι ένας αγωγός ή μονωτής. Οι μονωτές είναι χρήσιμοι ως μέσα μεταφοράς σπιν μόνο όταν είναι αρκούντως λεπτοί για να επιτρέψουν φαινόμενα σήραγγας. Τα ηλεκτρόνια έχουν διαφορετικό άξονα πόλωσης του σπιν τους όταν διέρχονται από το ένα σιδηρομαγνητικό στρώμα στο άλλο, για παράδειγμα, από αριστερά προς τα δεξιά. Έτσι, η πολωμένη κατεύθυνση ρεύματος σπιν είναι ευθυγραμμισμένη με εκείνη στο σταθερό στρώμα. Όταν το ρεύμα φτάσει στο ελεύθερο στρώμα, θα αλληλεπιδράσει με τα σπιν του ελεύθερου στρώματος μέσω της σύζευξης ανταλλαγής και θα προσπαθήσει να περιστρέψει την κατεύθυνση των σπιν προς τη διεύθυνση πόλωσης του εισερχόμενου ρεύματος. Εάν η εφαρμοζόμενη πυκνότητα ρεύματος είναι αρκετά υψηλή (πάνω από το όριο αντιστροφής), ο μαγνητισμός του ελεύθερου στρώματος μπορεί να αντιστραφεί [55,56].



Σχήμα 3.4: Αρχή της ροπής μεταφοράς σπιν: Ένα μαγνητικό στρώμα 1 με σταθερή κατεύθυνση μαγνήτισης χρησιμεύει ως πολωτής για την περιστροφή ηλεκτρονίων που ρέουν από τη μια πλευρά στην άλλη. Όταν ο μαγνητισμός των μαλακών στρωμάτων είναι στην ίδια κατεύθυνση με το σκληρό στρώμα (παράλληλα), η συρρίκνωση γίνεται κυρίως από ηλεκτρόνια μειοψηφίας μέσω σκέδασης και όταν οι δύο μαγνήτισεις είναι αντιπαράλληλες, η αντιστροφή γίνεται από τα ηλεκτρόνια πλειοψηφίας.⁵⁵

Στη συνέχεια, ας θεωρήσουμε ότι το ηλεκτρόνιο κινείται εγκάρσια σε δομή που περιλαμβάνει ένα παχύ στρώμα και ένα λεπτό σιδηρομαγνητικό στρώμα όπως φαίνεται στο σχήμα 3.4. Το ηλεκτρόνιο κινείται από το παχύ προς το λεπτό στρώμα. Το ρεύμα φορτίου είναι στην αντίθετη κατεύθυνση, καθώς το ηλεκτρόνιο έχει αρνητικό φορτίο. Το αρχικά μη πολωμένο ρεύμα ηλεκτρονίων θα πολωθεί στη διεύθυνση της μαγνήτισης του παχιού στρώματος όταν αυτή εμφανιστεί. Μια ροπή στρέψης δρα στο F2, τείνοντας να στρέψει τη μαγνήτιση προς την κατεύθυνση των εισερχόμενων σπιν. Μια παράλληλη διάταξη των F1 και F2 σταθεροποιείται (Σχήμα 3.5 a).

Όταν τα ηλεκτρόνια ρέουν προς την αντίθετη κατεύθυνση, από το λεπτό προς το παχύ στρώμα διαπερνούν το F2 αποκτώντας πόλωση του σπιν και τα περισσότερα από αυτά συνεχίζουν ώστε να εισέλθουν στο F1 όπου μάταια εξασκούν ροπή στρέψης στο παχύ σταθερό μαγνητικό στρώμα. Όμως, ορισμένα, κυρίως εκείνα με το αντίθετο σπιν προς το F1, ανακλώνται και επιστρέφουν πίσω στο F1, όπου η κάθετη συνιστώσα της στροφορμής τους απορροφάται τείνοντας να σταθεροποιήσει μια αντιπαράλληλη διάταξη των F1 και F2 (Σχήμα 3.5 b). Στην πράξη, σύμφωνα με τη διεύθυνση του ρεύματος, η ροπή μεταφοράς σπιν τείνει να σταθεροποιήσει ή να αποσταθεροποιήσει τη μαγνητική διάταξη των δυο σιδηρομαγνητικών στρωμάτων [15,21].

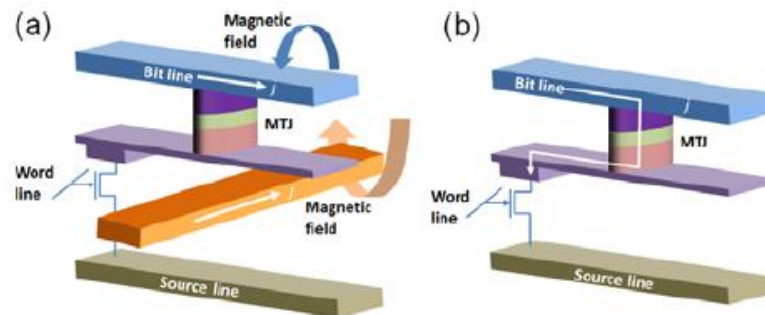


Σχήμα 3.5: Απεικόνιση της ροπής μεταφοράς σπιν σε μια τριστρωματική δομή F1 (αγκιστρωμένο) / NM / F2 (ελεύθερο) (a) Το θετικό ρεύμα τείνει να ευθυγραμμίσει τη μαγνήτιση M_2 παράλληλα με την M_1 . (b) Το αρνητικό ρεύμα τείνει να ωθήσει το M_2 μακριά από το M_1 .²¹

3.4 Ροπή Μεταφοράς Σπιν MRAMs

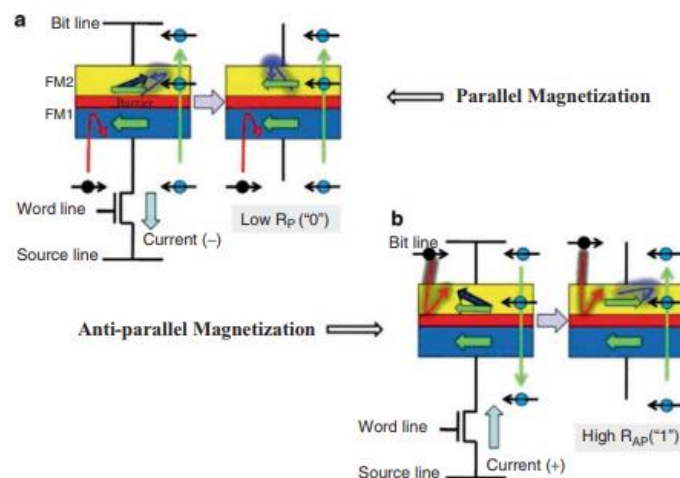
Η διαδικασία εγγραφής της πληροφορίας σε ένα MTJ αντιστοιχεί σε αλλαγή της σχετικής διευθέτησης των δύο μαγνητίσεων. Στην πρώτη γενιά ανάπτυξης των MRAM η εγγραφή γινόταν κυρίως με την εφαρμογή εξωτερικού μαγνητικού πεδίου (Σχήμα 3.6 a). Για τον λόγο αυτό όμως, περιοριζόταν η δυνατότητα σμίκρυνσης των MRAM πέραν ενός ορίου. Πρόσφατα έγινε γνωστό ότι ο έλεγχος της διευθέτησης των δύο μαγνητίσεων σε MTJ μπορεί να γίνει χωρίς την εφαρμογή μαγνητικών πεδίων, μέσω του φαινομένου της ροπής μεταφοράς σπιν (Spin Transfer Torque, STT). Πιο συγκεκριμένα το φαινόμενο της ροπής μεταφοράς σπιν εμφανίζεται σε MTJ στις οποίες οι μαγνητίσεις βρίσκονται υπό γωνία (είναι μη-συγγραμμικές) οπότε υπάρχει μεταφορά σπιν από τα διερχόμενα ηλεκτρόνια στην μαγνήτιση των σιδηρομαγνητικών στρωμάτων. Αυτό οφείλεται στο ότι τα ηλεκτρόνια έχουν διαφορετικό άξονα πόλωσης των σπιν τους όταν διέρχονται από το ένα σιδηρομαγνητικό στρώμα στο άλλο. Η διανυσματική αυτή διαφορά στην στροφορμή σπιν, εμφανίζεται ως ροπή που εφαρμόζεται στην μαγνήτιση του σιδηρομαγνητικού στρώματος. Η ροπή αυτή είναι ικανή να στρέψει τη μαγνήτιση αλλάζοντας έτσι την σχετική διευθέτηση των

μαγνητίσεων. Έτσι οι MTJ αποτελούν τα δομικά στοιχεία μιας νέας γενιάς μνημών RAM που ονομάζεται Spin Transfer Torque Random Access Memory (STT-MRAM) [64].



Σχήμα 3.6: Σχηματική αναπαράσταση (α) συμβατικής μαγνητικής μνήμης MRAM και (β) μαγνητικής μνήμης ροπής στρέψης μεταφοράς του σπιν STT-MRAM. Στην πρώτη περίπτωση, τα βέλη περιστροφής αντιπροσωπεύουν την κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου που παράγεται από τα ηλεκτρόδια.⁵⁵

Η αρχή λειτουργίας εγγραφής σε μία STT-MRAM βασίζεται στην δυνατότητα μεταβολής της διεύθυνσης της μαγνήτισης του ελεύθερου στρώματος, ελέγχοντας τη φορά του ρεύματος. Για να γίνει αυτό κατανοητό έστω ένα απλοϊκό μοντέλο κατά το οποίο τα ηλεκτρόνια με σπιν αντιπαράλληλα στην μαγνήτιση σκεδάζονται πλήρως και ασκούν ροπή σπιν στην μαγνήτιση του υλικού, ενώ τα ηλεκτρόνια με σπιν παράλληλα στην μαγνήτιση του εκάστοτε στρώματος διέρχονται χωρίς σκέδαση και δεν ασκούν ροπή σπιν σε αυτό, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.7 [63].



Σχήμα 3.7: Αρχή της μεταβολής της διεύθυνσης της μαγνήτισης σε μια STT-MRAM μέσω της ροπής μεταφοράς σπιν. (α) Μεταβολή σε παράλληλη κατάσταση και (β) μεταβολή σε αντιπαράλληλη κατάσταση.⁶⁴

Η μνήμη STT-MRAM αναδεικνύεται ως μνήμη βέλτιστης απόδοσης που συνδυάζει τα καλύτερα χαρακτηριστικά των σημερινών συμβατικών μνημών (SRAM, DRAM, Flash κλπ) με τις απαιτήσεις του αύριο διότι παρέχει μη-μεταβλητότητα (όπως οι μνήμες Flash και MRAM), υψηλή αντοχή, και πολύ χαμηλούς χρόνους απόκρισης (latency) ταυτόχρονα [65]. Η Sony Corporation παρουσίασε πρώτη ένα δοκιμαστικό chip στα 180 nm βασισμένο στη λογική της STT-MRAM το 2005 στο IEDM [53], και η Hitachi με το πανεπιστήμιο Tohoku παρουσίασε ένα ολοκληρωμένο κύκλωμα CMOS (200 nm) με μνήμη STT-MRAM 2Mb το 2007 στο ISSCC [67]. Πρόσφατα, η εταιρεία Everspin Technologies, Inc ανακοίνωσε την αποστολή του πρώτου εμπορικά διαθέσιμου STTMRAM chip (64 MB DDR3) στον κόσμο,

το 2013 [68]. Ωστόσο, υπάρχουν ακόμα προκλήσεις για να γίνει η STT-MRAM μια επικρατούσα μνήμη ημιαγωγών.

Για την καλύτερη κατανόηση της αρχής λειτουργίας της STT-MRAM, είναι σημαντική η περιγραφή της διαδικασίας ανάγνωσης και εγγραφής της πληροφορίας μέσω της MTJ. Η ανάγνωση μιας συγκεκριμένης θέσης μνήμης επιτυγχάνεται με τη μέτρηση της ηλεκτρικής της αντίστασης. Αυτή εξαρτάται από το αν τα δυο μαγνητικά στρώματα της συγκεκριμένης επαφής έχουν μαγνήτιση παράλληλη ή όχι. Για παράδειγμα παράλληλη μαγνήτιση σημαίνει «0», ενώ αντιπαράλληλη σημαίνει «1» και φυσικά ηλεκτρική υψηλότερη ένταση. Η εγγραφή γίνεται περνώντας αρκετά υψηλό ρεύμα ώστε να προκαλέσει αντιστροφή της μαγνήτισης στο ελεύθερο μαγνητικό στρώμα ενώ το άλλο παραμένει σταθερό λόγω ύπαρξης ανισοδηρομαγνητικού υποστρώματος.

3.5 Κάθετα STT-MRAMs

Τα MTJ για χρήση στις μαγνητικές μνήμες τυχαίας προσπέλασης (MRAM) τάξης gigabit θα πρέπει να είναι από 30 έως 40 nm. Το περιορισμένο ηλεκτρικό ρεύμα από τέτοια μικρά τρανζίστορ απαιτεί το STT ρεύμα αντιστροφής να είναι μικρότερο από 50 μA και η πυκνότητα ρεύματος να είναι μικρότερη από 1 MA/cm^2 . Η κατεύθυνση της μαγνήτισης πρέπει να σταθεροποιείται έναντι της θερμικής πρόσμιξης για να διατηρηθεί η πληροφορία για περισσότερο από 10 χρόνια. Αυτό αντιστοιχεί στο ενεργειακό φράγμα ΔE μεταξύ δύο σταθερών καταστάσεων με αντίθετες κατευθύνσεις μαγνήτισης τυπικά μεγαλύτερες από 60 $k_B T$, όπου το k_B είναι η σταθερά Boltzmann και το T είναι η θερμοκρασία περιβάλλοντος [70]. Θεωρητικές εκφράσεις του κρίσιμου ρεύματος, I_{c0} , είναι

$$I_{c0} (\text{perpendicular}) = 4\pi e a [2\Delta E] / hg \quad (3.1)$$

και

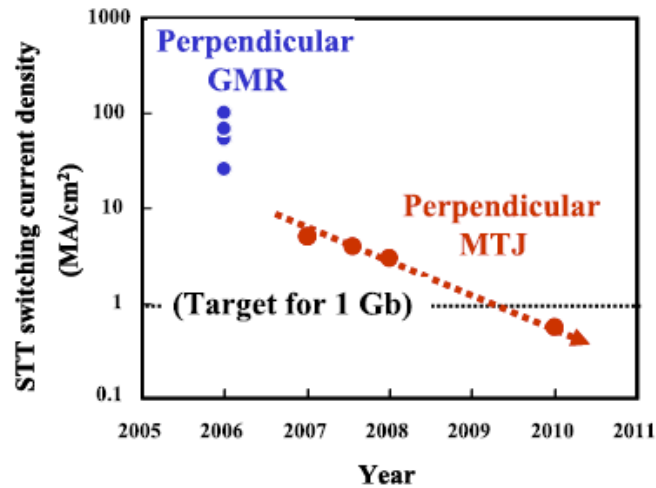
$$I_{c0} (\text{in-plane}) = 4\pi e a [2\Delta E + 2\pi M_s^2 t F^2] / hg \quad (3.2)$$

όπου e , a , h , g , M_s και t αντιστοιχούν στο φορτίο ηλεκτρονίων, στη σταθερά απόσβεσης, στη σταθερά του Planck, στην αποδοτικότητα μεταφοράς σπιν, στη μαγνήτιση κόρου και στο πάχος ενός στρώματος αποθήκευσης πληροφοριών. Αυτές οι δύο εξισώσεις υποδεικνύουν ότι μπορεί να αναμένονται μικρότερες τιμές I_{c0} για κάθετα MTJs (p-MTJs) εάν οι τιμές των παραμέτρων είναι οι ίδιες. Ο δεύτερος όρος στην εξίσωση (3.2) είναι ο διαμαγνητικός όρος και αντανάκλα το γεγονός ότι η τροχιά της κίνησης μαγνητισμού από το STT σε MTJs παράλληλα στο επίπεδο είναι έξω από το επίπεδο του υμενίου [57,58]. Ο δεύτερος όρος είναι συνήθως μια σειρά μεγαλύτερη από τον πρώτο όρο.

Η προέλευση του ΔE των MTJs παράλληλα στο επίπεδο είναι ασθενής ηλεκτρομαγνητική ανισοτροπία του ελλειπτικού κυτταρικού σχήματος, γεγονός που καθιστά την περιοχή των κυττάρων μνήμης γύρω από το $10F^2$ όπου το F είναι το χαρακτηριστικό μέγεθος. Αντίθετα, η ΔE των p-MTJs προέρχεται από την ισχυρή κβαντομηχανική ανισοτροπία που πηγάζει από την ανισοτροπική διάταξη των ατόμων. Επομένως, τα p-MTJs μπορούν να είναι κυκλικά και η περιοχή των κυττάρων μπορεί να είναι τόσο μικρή όσο $6F^2$. Ισχυρή κάθετη μαγνητική ανισοτροπία είναι επίσης ωφέλιμη για να παρέχει ένα μεγάλο ΔE για ένα μικρό bit.

Τα κάθετα STT-MRAMs είναι πολύ ελκυστικά για μνήμες υψηλής πυκνότητας. Ωστόσο, το 2006, δεν υπήρξαν αναφορές για τη μετάβαση των STT σε p-MTJs. Έχουν αναφερθεί μόνο δεδομένα με κάθετες συσκευές γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης (GMR), αλλά η πυκνότητά τους ήταν τεράστια (Σχήμα 3.8). Περαιτέρω, πιστεύεται ότι είναι πολύ δύσκολο να εφαρμοστούν p-MTJs στα STT-MRAM επειδή η κάθετη μαγνητική ανισοτροπία αυξάνει

αναπόφευκτα τον παράγοντα απόσβεσης α στην εξίσωση 3.1, με αποτέλεσμα να αυξάνεται το ρεύμα εγγραφής. Το 2007, αναφέρθηκε η πρώτη STT σε p-MTJs με τη χρήση των δομών των MTJs p-CoFeB / MgO / p-CoFeB. Όπως αναμενόταν, τα p-MTJs έδειξαν χαμηλή τάση και γρήγορο STT με υψηλή θερμική σταθερότητα. Μειώνοντας διαδοχικά την πυκνότητα ρεύματος STT κάτω από 1 MA/cm² έως το 2010 (Σχήμα 3.8). Αυτά τα επιτεύγματα άλλαξαν οριστικά την τάση της έρευνας των STT-MRAMs [56].



Σχήμα 3.8: Ιστορικό της μείωσης της πυκνότητας ρεύματος STT των κάθετων GMR και MTJs.⁵⁶

3.6 Συντελεστής Θερμικής Σταθερότητας

Στις εφαρμογές μνήμης, ένα βασικό χαρακτηριστικό είναι η διατήρηση της μνήμης, δηλαδή, πόσο καιρό το τσιπ μνήμης είναι ικανό να διατηρεί τις πληροφορίες που έχουν γραφτεί σε αυτό. Οι προδιαγραφές εξαρτώνται από την εφαρμογή, αλλά είναι, για παράδειγμα, της τάξης των 10 ετών για εφαρμογές μαζικής αποθήκευσης, όπως σε σκληρούς δίσκους (HDD). Στις MRAM, οι πληροφορίες μπορεί να αλλοιωθούν με ακούσια αλλαγή της μαγνήτισης του στρώματος αποθήκευσης λόγω των θερμικών διακυμάνσεων. Ο ρυθμός αποτυχίας σε ένα τσιπ MRAM των N bit στην κατάσταση αναμονής μπορεί να υπολογιστεί από τα παρακάτω. Η μαγνήτιση του στρώματος αποθήκευσης του κυττάρου μνήμης μπορεί να περιγραφεί ως ένα σύστημα με δύο σταθερές καταστάσεις, όπου διαχωρίζονται από ένα ενεργειακό φράγμα ΔE . Το ΔE προσδιορίζεται από τις ιδιότητες του μαγνητικού υλικού, το σχήμα και τις διαστάσεις του μαγνητικού στοιχείου, δηλαδή, το στρώμα αποθήκευσης MTJ. Σε θερμοκρασία T, ο χαρακτηριστικός θερμικά ενεργοποιημένος χρόνος αντιστροφής δίνεται από το νόμο Arrhenius:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \quad (3.3)$$

όπου k_B είναι η σταθερά Boltzmann και τ_0 είναι χρόνος απόδοσης της τάξης του 1 ns. Για ένα δεδομένο bit, η πιθανότητα να μην έχει αλλάξει τυχαία μετά από ένα χρόνο t είναι

$$P_{\text{no switch}}(t) = \exp(-t/\tau) \quad (3.4)$$

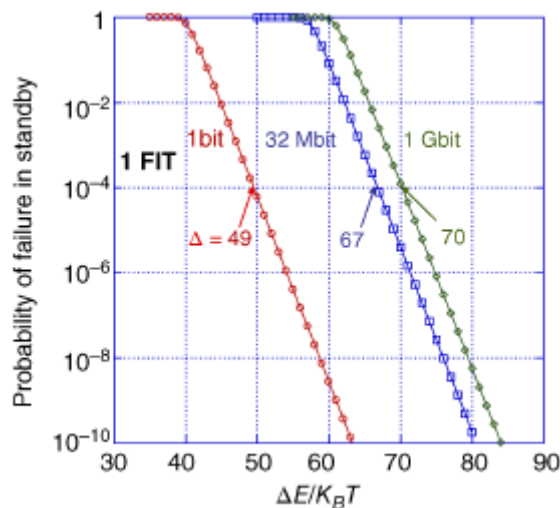
Για N bits, η πιθανότητα για το σύνολο των N bits που δεν έχουν υποστεί καμία εναλλαγή μετά από ένα χρόνο t είναι

$$P_{\text{no switch}}^N(t) = [P_{\text{no switch}}(t)]^N = \exp(-Nt/\tau) \quad (3.5)$$

Συνεπώς, η πιθανότητα να έχει βιώσει τουλάχιστον ένα συμβάν εναλλαγής μετά από ένα χρόνο t , δηλαδή το ρυθμό αποτυχίας σε κατάσταση αναμονής, δίνεται από

$$F(t) = 1 - \exp(-Nt/\tau) = 1 - \exp\left[-\frac{Nt}{\tau_0} \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right)\right] \quad (3.6)$$

Αυτή η έκφραση δείχνει σαφώς ότι ο παράγοντας $\Delta = \Delta E / k_B T$, που ονομάζεται συχνά συντελεστής θερμικής σταθερότητας, παίζει βασικό ρόλο στο ρυθμό αποτυχίας των MRAM σε κατάσταση αναμονής, δηλαδή στην αποτυχία διατήρησης μνήμης. Το σχήμα 3.9 δείχνει τη διακύμανση του ποσοστού αστοχίας κατά τη διάρκεια 10 ετών σε κατάσταση αναμονής (όχι κατά τη διάρκεια μιας λειτουργίας εγγραφής ή ανάγνωσης) ως συνάρτηση του συντελεστή θερμικής σταθερότητας (Δ) για ένα τσιπ MRAM 32 Mbit και 1 Gbit. Προκειμένου η πιθανότητα αστοχίας στο χρόνο (FIT) κατά τη διάρκεια 10 ετών σε κατάσταση αναμονής να είναι κάτω από ένα αποδεκτό επίπεδο 10^{-4} (ο αριθμός αυτός εξαρτάται από το αν η εφαρμογή είναι μνήμη ή λογική και από την πιθανή χρήση διόρθωσης σφάλματος κωδικού), ο συντελεστής θερμικής σταθερότητας πρέπει να είναι μεγαλύτερος από 67 για το τσιπ 32 Mbit και μεγαλύτερος από 70 για το τσιπ 1 Gbit. Όσο μεγαλύτερη είναι η χωρητικότητα μνήμης, τόσο μεγαλύτερος είναι ο συντελεστής θερμικής σταθερότητας [21].



Σχήμα 3.9: Ποσοστό αστοχίας κατά τη διάρκεια 10 ετών σε κατάσταση αναμονής για τσιπ MRAM 1 bit, 32 Mbit ή 1 Gbit ως συνάρτηση του συντελεστή θερμικής σταθερότητας.²¹

3.7 Σύγκριση MRAM με Ανταγωνιστικές Μνήμες

Οι πρόσφατες εξελίξεις στην τεχνολογία MRAM έχουν δείξει ότι είναι ανταγωνιστική με τις υπάρχουσες μνήμες των ημιαγωγών και, μέσω των μοναδικών ιδιοτήτων της, παρέχουν νέες λειτουργίες. Κάθε μία από τις υπάρχουσες τεχνολογίες παρέχει ιδιαίτερα λειτουργικά πλεονεκτήματα, αλλά με μερικές σημαντικές ελλείψεις. Μερικά από τα χαρακτηριστικά που διαθέτει η MRAM είναι η μη πτητικότητα, η αντοχή, η ταχύτητα και η πυκνότητα, ώστε είναι η κατάλληλη μνήμη για μια σειρά εφαρμογών. Ειδικότερα, αν οι στόχοι επιδόσεων και πυκνότητας για τα 90 nm επιτευχθούν εγκαίρως, η MRAM θα είναι ανταγωνιστική με τις άλλες αντίστοιχες μνήμες.

Ο πίνακας 3.1 παραθέτει σημαντικές προδιαγραφές για τρεις γενιές των MRAM αλλά και συγκρίνει τις προδιαγραφές τεσσάρων άλλων τύπων μνήμης με πυκνότητα στα 90 nm. Αυτός ο πίνακας δείχνει ότι καμία άλλη τεχνολογία δεν αναμένεται να έχει ένα συγκρίσιμο σύνολο χαρακτηριστικών απόδοσης σε συνδυασμό με τη μη πτητικότητα. Επιπλέον, η MRAM έχει

μερικά βασικά χαρακτηριστικά που θα εξαλείψουν ή θα ελαχιστοποιήσουν την ανάγκη για ύπαρξη πολλαπλών μνημών σε ορισμένα συστήματα και ως εκ τούτου θα βελτιώσουν την απόδοση και θα μειώσουν το συνολικό κόστος του συστήματος.

Για παράδειγμα, η SRAM έχει εξαιρετικές ταχύτητες ανάγνωσης και εγγραφής και ενσωματώνεται εύκολα στην τεχνολογία λογικών διεργασιών, αλλά έχει σχετικά μεγάλο μέγεθος κυψελών. Χρησιμοποιώντας ένα μόνο τρανζίστορ και πυκνωτή αποθήκευσης ανά κελί, η DRAM παρέχει μια πιο πυκνή αρχιτεκτονική από την SRAM, αλλά έρχεται σε βάρος της αυξημένης πολυπλοκότητας της διαδικασίας. Επιπλέον, η αυξημένη κατανάλωση ισχύος που συνδέεται με τα ποσοστά ανανέωσης χιλιοστών του δευτερολέπτου καθιστά τη DRAM λιγότερο επιθυμητή για φορητά ηλεκτρονικά με περιορισμένη διάρκεια ζωής της μπαταρίας. Συνεπώς, η μη πτητικότητα της MRAM είναι ένα βασικό πλεονέκτημα, καθώς εξαλείφει την ανάγκη για συνεχή ανανέωση.

Η δυνατότητα της μνήμης Flash να αποθηκεύει δεδομένα χωρίς εξωτερική τροφοδοσία παρέχει το πρόσθετο χαρακτηριστικό της μη πτητικότητας που δεν είναι διαθέσιμο στις SRAM και DRAM. Η υψηλή πυκνότητα της μνήμης Flash σε συνδυασμό με την καλή απόδοση στις λειτουργίες ανάγνωσης επισκιάζονται για πολλές εφαρμογές από μια λειτουργία αργής εγγραφής, υψηλής τάσης με περιορισμένη αντοχή ανάγνωσης/εγγραφής. Η μνήμη Flash καταναλώνει ενέργεια περίπου 400 φορές μεγαλύτερη από αυτή των MRAM. Επιπλέον, καθώς τα μεγέθη των κυψελών συρρικνώνονται, αυτά τα κυκλώματα υψηλής τάσης καταλαμβάνουν μεγαλύτερο τμήμα της συνολικής περιοχής που χρησιμοποιείται από τη μνήμη.

Η FeRAM είναι μια άλλη μη πτητική μνήμη, με καλύτερα χαρακτηριστικά εγγραφής από τη Flash, αλλά με τα μειονεκτήματα μιας καταστρεπτικής ανάγνωσης, περιορισμένης αντοχής ανάγνωσης/εγγραφής και σύνθετης διαδικασίας ολοκλήρωσης. Έτσι, πολλά κυκλώματα αναγκάζονται να χρησιμοποιούν αρκετές μνήμες σε μία συσκευή για να ξεπεράσουν αυτούς τους περιορισμούς και να επωφεληθούν από τις ποικίλες ιδιότητες.

Εφόσον η MRAM συνδυάζει την μη πτητικότητα, την αντοχή, την ταχύτητα και την πυκνότητα, έχει τη δυνατότητα να εξαλείψει την ανάγκη συνδυασμού μνημών που χρησιμοποιούνται σε αρκετές εφαρμογές. Η ανάλυση της αναμενόμενης πυκνότητας και η μειωμένη πτητικότητα του συστήματος δείχνει ότι η MRAM θα είναι επίσης ανταγωνιστική από άποψη κόστους. Ο στόχος είναι η εισαγωγή της MRAM σε εφαρμογές που απαιτούν τόσο τη μη πτητικότητα της μνήμης Flash όσο και την τυχαία πρόσβαση υψηλού επιπέδου, υψηλής αντοχής της SRAM. Σε αυτές τις εφαρμογές, η MRAM μειώνει το κόστος αυξάνοντας την πυκνότητα μνήμης, μειώνει την ενέργεια του συστήματος για να βελτιώσει τη διάρκεια ζωής της μπαταρίας και παρέχει μια καλή απόδοση βελτιώνοντας την αποτελεσματικότητα της μεταφοράς δεδομένων [63].

Technology Node	MRAM			FLASH	SRAM	DRAM	FeRAM
	0.6um	0.18um	90nm	90nm	90nm	90nm	90nm
Density	256Kb-1Mb	1Mb-32Mb	4Mb-256Mb	4Mb-64Mb	4Mb-64Mb	16Mb-256Mb	4Mb-64Mb
Wafer Size (mm)	150/200	200	200/300	200/300	200/300	200/300	200/300
Performance (MHz)	16	50-100	75-125	20-100 Read	50-2,000	20-100	15-50
Array Efficiency	40%-60%	40%-60%	40%-60%	25%-40%	50%-80%	40%	40%-60%
Voltage	3.3	3.3/1.8	2.5/1.2	2.5/1.2, 9-12 internal	2.5/1.2	2.5/1.2	2.5/1.2
Δ to CMOS add'l cost	NA	15%-25%	15%-25%	25%	0	15%	15%-25%
Cell Size (um ²)	7.2	0.7-1	0.15-0.25	0.2-0.25	1-1.3	0.25	0.4
Block Size (mm ² /Mb)	12.0	2-3	0.3-0.5	0.6-1	1.2-1.7	0.6	0.8
Endurance	>10 ¹⁵	>10 ¹⁵	>10 ¹⁵	>10 ¹⁵ read, <10 ⁶ write	>10 ¹⁵	>10 ¹⁵	<10 ¹³ read/write
Non-Volatility	YES	YES	YES	YES	NO	NO	YES

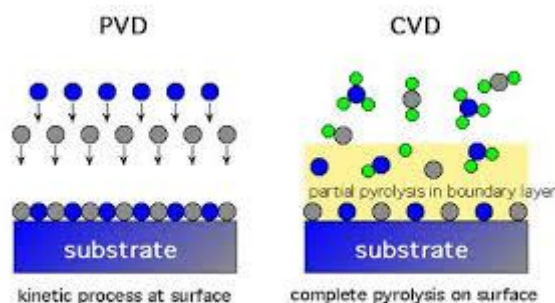
Πίνακας 3.1: Σύγκριση των σημερινών και των προβλεπόμενων προδιαγραφών της MRAM με άλλες τεχνολογίες ενσωματωμένης μνήμης στα 90 nm.⁷²

4.1 Εισαγωγή

Στόχος της εργασίας διπλώματος ειδίκευσης ήταν η διερεύνηση των πολυστρωματικών υμενίων CoFeB/MgO με κάθετη ανισοτροπία για εφαρμογές σε αισθητήρες μαγνητικής σήραγγας που θα χρησιμοποιηθούν στην επόμενη γενεά μαγνητικών μνημών τυχαίας προσπέλασης (MRAM). Για το σκοπό αυτό παρασκευάστηκαν διάφορες σειρές δειγμάτων και η τεχνική ανάπτυξης των υμενίων που χρησιμοποιήθηκε είναι η μέθοδος καθοδικής ιοντοβολής (sputtering). Σε αυτό το κεφάλαιο, θα γίνει μια συνοπτική περιγραφή όλων των πειραματικών τεχνικών που χρησιμοποιήθηκαν για την κατασκευή και τον χαρακτηρισμό των δειγμάτων.

4.2 Μέθοδοι Σύνθεσης Λεπτών Υμενίων

Ως λεπτό υμένιο (φιλμ) ορίζεται ένα λεπτό στρώμα λεπτό στρώμα το πάχος του οποίου κυμαίνεται από μερικά νανόμετρα (nm) έως μερικά μικρόμετρα (μm). Από τις πιο χαρακτηριστικές τεχνικές προετοιμασίας λεπτών υμενίων αποτελούν: α) η χημική εναπόθεση ατμών (chemical vapour deposition, CVD) και β) η φυσική εναπόθεση ατμών (physical vapour deposition, PVD). Η επιλογή κάθε κατηγορίας εξαρτάται από τη φύση του υλικού που θα εναποτεθεί. Οι PVD διαδικασίες ανάπτυξης υμενίων παρουσιάζουν μια σειρά από πλεονεκτήματα έναντι των αντίστοιχων CVD με αποτέλεσμα η χρήση τους να επεκτείνεται όλο και περισσότερο. Συνοπτικά αυτά τα πλεονεκτήματα είναι το χαμηλό κόστος, πιο απλές διατάξεις και τεχνικές και μπορούν να χρησιμοποιηθούν ευκολότερα σε βιομηχανική κλίμακα. Οι χημικές τεχνικές συνηθίζονται στην προετοιμασία ημιαγωγικών λεπτών υμενίων ενώ οι φυσικές τεχνικές περιλαμβάνουν την ιοντοβολή (sputtering).



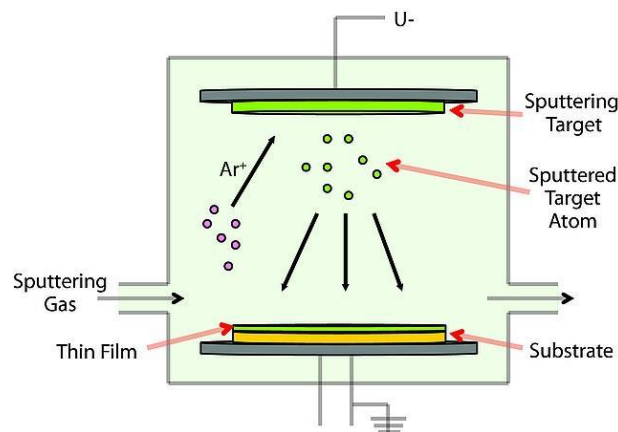
Σχήμα 4.1: Σχηματική απεικόνιση φυσικής και χημικής εναπόθεσης ατμών.

4.3 Εναπόθεση Λεπτών Υμενίων με την Τεχνική της Καθοδικής Ιοντοβολής (sputtering)

Η μέθοδος της ιοντοβολής (sputtering) είναι μία από τις πιο ευρέως διαδεδομένες τεχνικές παρασκευής λεπτών υμενίων, που χρησιμοποιούνται σε ποικίλες τεχνολογικές εφαρμογές [76,77]. Ανακαλύφθηκε για πρώτη φορά το 1852 από τον Άγγλο φυσικό Sir William Grove [78], καθώς παρατηρούσε μια μεταλλική εναπόθεση στο εσωτερικό τοίχωμα μιας γυάλινης καθόδου ενός σωλήνα εκκένωσης, αλλά η εκτεταμένη εφαρμογή του sputtering ξεκίνησε στη δεκαετία του 1960.

Η συσκευή καθοδικής ιοντοβολής αποτελείται από ένα θάλαμο υψηλού κενού όπου η πίεση μπορεί να φτάσει τιμές της τάξης 10^{-6} - 10^{-7} mbar προκειμένου να περιοριστεί η παρουσία ανεπιθύμητων αερίων και στον οποίο γίνεται η εναπόθεση, το στόχο, ένα δισκίο κατασκευασμένο από το υλικό προς εναπόθεση, ο οποίος τοποθετείται μέσα σε θάλαμο και το υπόστρωμα. Σαν υποστρώματα χρησιμοποιούνται συνήθως μικρά δισκία γυαλιού, που τοποθετούνται πάνω σε μια μάσκα και στα οποία καταλήγει το προς εναπόθεση υλικό.

Η βασική αρχή λειτουργίας της μεθόδου στηρίζεται στην εφαρμογή υψηλού δυναμικού σε αέριο χαμηλής πίεσης (συνήθως Ar) με αποτέλεσμα τη δημιουργία πλάσματος. Τα θετικά φορτισμένα ιόντα του αερίου επιταχύνονται από ένα εφαρμοσμένο ηλεκτρικό πεδίο, βομβαρδίζουν την επιφάνεια ενός στόχου, οπισθοσκεδάζονται λόγω κρούσεων μεταξύ προσπίπτοντων ιόντων και επιφανειακών ατόμων και τελικά εναποτίθενται πάνω σε ένα υπόστρωμα όπως φαίνεται στο σχήμα που ακολουθεί.

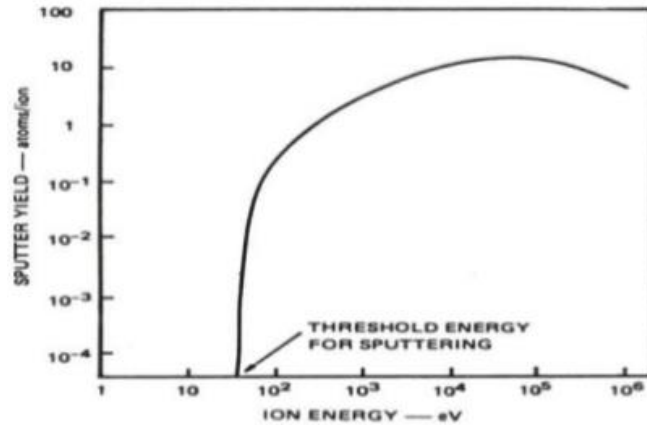


Σχήμα 4.2: Σχηματική απεικόνιση της διαδικασίας εναπόθεσης με sputtering.

Η απόδοση του sputtering είναι ο ρυθμός απομάκρυνσης επιφανειακών ατόμων του υλικού του στόχου κατά τον βομβαρδισμό της επιφάνειάς του με ιόντα. Ως απόδοση του sputtering ορίζεται ο λόγος του μέσου αριθμού των ατόμων που απομακρύνονται από την επιφάνεια του στόχου ανά προσπίπτον ιόν και δίνεται από την σχέση:

$$Y = \frac{\text{Number of sputtered atoms ejected}}{\text{Number of sputtering atom incident}} \quad (4.1)$$

Η απόδοση του sputtering μπορεί να επηρεάζεται από παράγοντες όπως ενέργεια των προσπιπτόντων ιόντων, υλικό του στόχου, γωνίες πρόσπτωσης των σωματιδίων. Τέλος, η απόδοση του στόχου εξαρτάται και από την κρυσταλλική δομή της επιφάνειας του στόχου και τον προσανατολισμό του στόχου [75].



Σχήμα 4.3: Απόδοση ιοντοβολής συναρτήσει της ενέργειας των ιόντων.

4.4 Τεχνικές Sputtering

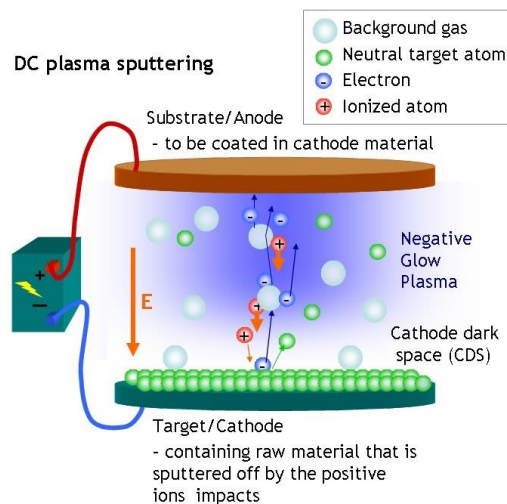
Οι μονάδες sputtering διακρίνονται σε DC και RF. Στη περίπτωση που ο στόχος που χρησιμοποιείται είναι μονωτικό υλικό, μια DC ηλεκτρική πηγή δεν θα ήταν κατάλληλη για τη διαδικασία ιοντοβολής, αφού η επιφάνεια του στόχου θα φορτιζόταν θετικά και κάποια στιγμή θα διακόπτονταν η διαδικασία. Σε αυτή τη περίπτωση προτιμάται μια εναλλασσόμενη πηγή υψηλής συχνότητας RF. Με τον τρόπο αυτό αποφεύγεται το ανεπιθύμητο φαινόμενο της ηλεκτρικής φόρτισης του στόχου και η διακοπή του πλάσματος. Έτσι η RF διαδικασία μπορεί να εφαρμοστεί σε στόχους από μονωτικό υλικό όσο και σε αγωγίματα υλικά. Από την άλλη, η DC μέθοδος μπορεί να εφαρμοστεί μόνο σε αγωγίματα στόχους [76, 82,85,86].

4.4.1 Ιοντοβολή Συνεχούς Τάσης (DC Sputtering)

Το DC sputtering ιστορικά, είναι η πρώτη τεχνική που χρησιμοποιήθηκε και αυτό οφείλεται στην απλότητα της μεθόδου. Αρχικά ο θάλαμος βρίσκεται στις συνθήκες υψηλού κενού. Ένα αδρανές αέριο, όπως το αργό, τοποθετείται μέσα στο θάλαμο που βρίσκεται ο στόχος με ενδεικτική μερική πίεση 0.1 Torr. Κατόπιν, μια υψηλή τάση εφαρμόζεται ανάμεσα στην κάθοδο και την άνοδο και δημιουργείται πλάσμα λόγω ιοντισμού των ιόντων του αερίου. Το πλάσμα περιέχει τόσο ουδέτερα άτομα αερίου όσο και ίσες ποσότητες κατιόντων αργού και ελεύθερων ηλεκτρονίων. Στο ηλεκτρόδιο της καθόδου τοποθετείται ο στόχος του υλικού προς εναπόθεση, ενώ στην άνοδο τοποθετείται το υπόστρωμα στο οποίο πρόκειται να γίνει η εναπόθεση. Τα θετικά ιόντα του πλάσματος επιταχύνονται προς το αρνητικά πολωμένο ηλεκτρόδιο. Η τάση η οποία εφαρμόζεται στην άνοδο μπορεί να φέρει τα ιόντα να έχουν ταχύτητες ακόμα και αρκετές χιλιάδες eV καθώς προσπίπτουν στον στόχο. Καθώς, λοιπόν, προσπίπτουν στο στόχο εξάγουν άτομα του στόχου τα οποία με τη σειρά τους μπορούν να κινηθούν μέσα στο πλάσμα και να συμπυκνωθούν στην επιφάνεια του υποστρώματος.

Οι τυπικές dc τάσεις που εφαρμόζονται στην κάθοδο είναι από 500–5000V. Μία αυτοσυντηρούμενη εκκένωση ή πλάσμα επιτυγχάνεται μόνο όταν η τάση είναι αρκετά υψηλή για να επιταχύνει τα ιόντα να προσκρούσουν πάνω στην επιφάνεια του στόχου και να παραχθούν τα δευτερογενή ηλεκτρόνια έτσι ώστε το κάθε ένα από αυτά να παράγει ικανοποιητικό αριθμό νέων ιόντων και με την σειρά τους αυτά να παράγουν νέα ηλεκτρόνια από την επιφάνεια του στόχου.

Η πίεση επίσης είναι μια σημαντική παράμετρος στη δημιουργία αυτοτελούς αίγλης. Σε πολύ χαμηλές πιέσεις, η μέση ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγάλη. Τότε η πιθανότητα ιονισμού των ατόμων του Ar είναι πολύ μικρή, ώστε αυτά να μην παράγουν ικανοποιητικό αριθμό δευτερευόντων ηλεκτρονίων για να μπορεί να αυτοτροφοδοτηθεί το πλάσμα. Σε μεγαλύτερες πιέσεις, η μέση ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων μειώνεται. Οι επιτυχείς κρούσεις με τα άτομα του Ar είναι περισσότερες, με αποτέλεσμα να δημιουργούνται μεγάλα ρεύματα ιόντων που διαρρέουν την περιοχή και η διαδικασία γίνεται αυτοτροφοδοτούμενη. Τέλος, σε υπερβολικά μεγάλες πιέσεις, τα άτομα του στόχου υπόκεινται σε κρούσεις σκέδασης από τα ιόντα και η εναπόθεση τους στο υπόστρωμα δεν είναι ικανοποιητική. Γι' αυτούς τους λόγους επιδιώκεται μια ενδιάμεση τιμή για την πίεση λειτουργίας της ιοντοβολής της τάξης των μερικών mTorr.



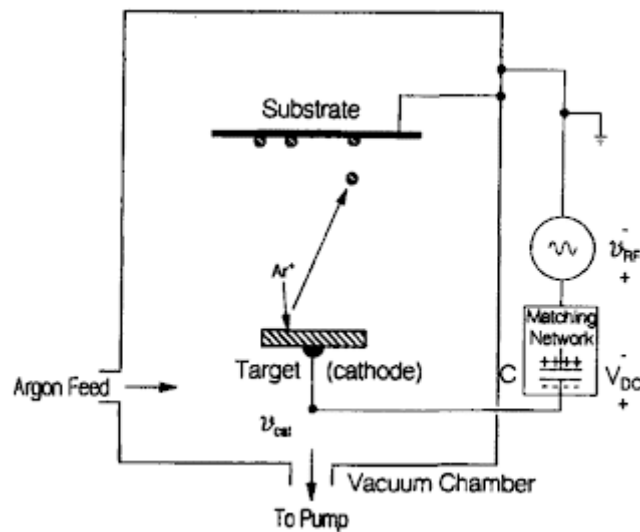
Σχήμα 4.4: Αρχή λειτουργίας DC sputtering.

4.4.2 Ιοντοβολή Εναλλασσόμενης Τάσης (RF Sputtering)

Προκειμένου να επιτευχθεί η εναπόθεση μη αγώγιμων υλικών με ιοντοβολή, χρησιμοποιείται η μέθοδος της ιοντοβολής εναλλασσόμενης τάσης. Ο λόγος είναι ότι τα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια που εκπέμπονται από το στόχο κατά τον βομβαρδισμό του με θετικά ιόντα Ar στη διάρκεια της ιοντοβολής με συνεχή τάση είναι ηλεκτρόνια αγωγιμότητας. Όμως τέτοιου είδους ηλεκτρόνια υπάρχουν μόνο σε μεταλλικά υλικά.

Η λογική πίσω από αυτή την τεχνική βρίσκεται στην εφαρμογή ενός μικρού εναλλασσόμενου σήματος στα ηλεκτρόδια. Για συχνότητες έως και 50 kHz τα δύο είδη φορέων ηλεκτρικού πεδίου μπορούν να παρακολουθούν τις μεταβολές του ηλεκτρικού πεδίου με αποτέλεσμα να βομβαρδίζονται εναλλάξ από θετικά ιόντα η άνοδος και η κάθοδος. Σε υψηλές συχνότητες, τα ηλεκτρόνια θα αρχίσουν να ταλαντώνονται υπό την επίδραση του εναλλασσόμενου πεδίου στην περιοχή του πλάσματος και θα έχουν αρκετή ενέργεια ώστε να ιονίσουν τα άτομα του πλάσματος κοντά στον στόχο επιταχύνοντας έτσι τη διαδικασία. Ως συχνότητα ταλάντωσης της εναλλασσόμενης τάσης με την οποία τροφοδοτείται η πηγή RF, έχει υιοθετηθεί η τιμή $f = 13.56\text{MHz}$. Ο λόγος που χρησιμοποιείται μια τόσο υψηλή συχνότητα σχετίζεται με τη χρονική απόκριση τόσο των ηλεκτρονίων όσο και των θετικών ιόντων Ar στο εναλλασσόμενο ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται.

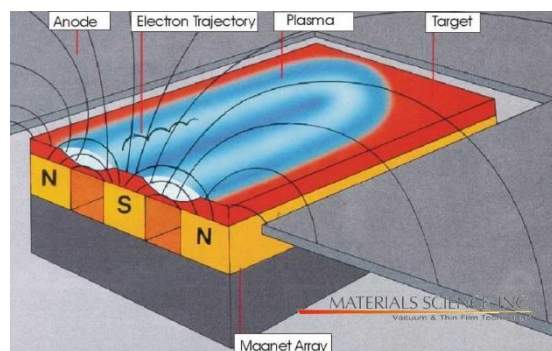
Οι τάσεις RF μπορούν να συζευχθούν χωρητικά ανάμεσα στα ηλεκτρόδια, ενώ η συσσώρευση θετικού φορτίου αναιρείται από τις συγκρούσεις των ηλεκτρονίων στον στόχο. Εξαιτίας της συσσώρευσης ηλεκτρονίων τόσο στην άνοδο όσο και στην κάθοδο εγγυάται ότι τα δύο ηλεκτρόδια θα είναι μονίμως πολωμένα. Τέλος, λόγω της διαφορετικής κινητικότητας των ιόντων από τα ηλεκτρόνια (τα τελευταία είναι πιο δραστήρια) ένα θετικά φορτισμένο ηλεκτρόδιο θα τραβάει προς το μέρος του περισσότερο ρεύμα από τα ηλεκτρόνια από ότι ένα αρνητικά φορτισμένο ηλεκτρόδιο θα τραβάει από τα ιόντα. Για αυτόν τον λόγο η εκκένωση του πλάσματος είναι ασύμμετρη. Λόγω αυτής της ασυμμετρίας τα δυναμικά στα δύο ηλεκτρόδια θα εξαρτώνται από τις επιφάνειές τους.



Σχήμα 4.5: Σχηματικό διάγραμμα που απεικονίζει το σύστημα dc/rf sputtering.

4.4.3 Magnetron Sputtering

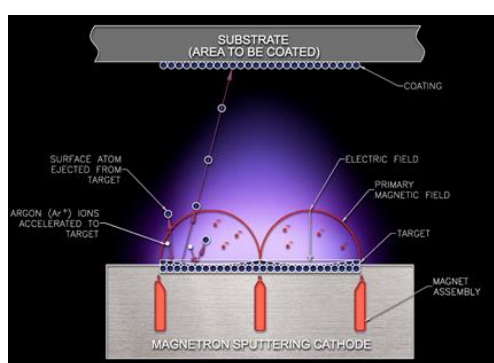
Ο ρυθμός εναπόθεσης της τεχνικής της ιοντοβολής στα μεταλλικά υλικά δεν ξεπερνά τα 1000 Å/min και για τα μη μεταλλικά υλικά τις μερικές εκατοντάδες Å/min στα DC και RF sputtering. Η χρήση μαγνητικού πεδίου συμβάλει στην αύξηση του ρυθμού εναπόθεσης, αφού κάνει πιο αποδοτική τη χρήση των ηλεκτρονίων στον ιονισμό. Η χρήση ενός αξονικού μαγνητικού πεδίου σε μια επίπεδη δίοδο εκκένωσης αίγλης αυξάνει το μήκος διαδρομής του ηλεκτρονίου, επειδή τα ηλεκτρόνια εκτελούν μεγαλύτερη ελικοειδή διαδρομή πριν φτάσουν στην άνοδο.



Σχήμα 4.6: Τα εφαρμοζόμενα πεδία και η κίνηση των ηλεκτρονίων σε επίπεδο magnetron.

Επιπλέον, το μαγνητικό πεδίο συμβάλει έτσι ώστε τα ηλεκτρόνια να βρίσκονται μακριά από τα τοιχώματα του θαλάμου, για να μειωθεί ο ρυθμός επανασύνδεσης των ηλεκτρονίων. Με την εφαρμογή μαγνητικού πεδίου κάθετα στο ηλεκτρικό πεδίο δημιουργείται μια παγίδα, στην οποία τα ηλεκτρόνια παραμένουν κοντά στο στόχο, με αποτέλεσμα να αυξάνεται ο ιονισμός. Γενικότερα, με τη χρήση του magnetrons sputtering επιταχύνονται υψηλοί ρυθμοί εναπόθεσης.

Τα magnetrons που παράγονται σήμερα έχουν χαρακτηριστικές διαστάσεις που κυμαίνονται από μερικά εκατοστά μέχρι και 500cm. λειτουργούν σε τάσεις από 200 έως 900V, σε πιέσεις της περιοχής 0.6 έως 50 mTorr, σε ισχύ πεδίου 50 έως 400 Gauss, και σε ηλεκτρική ισχύς από 1 έως 120kW. Τέλος, η απόδοση του magnetron sputtering κυμαίνεται από 0.1 έως 3.



Σχήμα 4.7: Απεικόνιση λειτουργίας magnetron sputtering.

Το μειονέκτημα της τεχνικής του magnetron sputtering είναι η μικρή ποσότητα υλικού που αξιοποιείται. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι σε ένα μικρό τμήμα του στόχου αλληλεπιδρούν το πλάσμα, το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο.

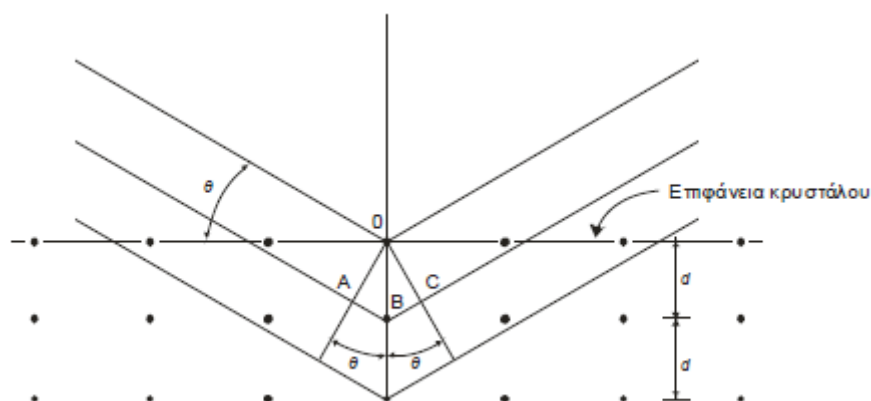
4.5 Περίθλαση Ακτίνων-X (X-Ray Diffraction, XRD)

Η περίθλαση ακτίνων-X είναι μια μη καταστροφική τεχνική που μπορεί να δώσει λεπτομερείς πληροφορίες για τη κρυσταλλογραφική δομή αλλά και την μικροδομή φυσικών και συνθετικών υλικών [79]. Το μήκος κύματος των ακτίνων -X είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με το μήκος των ενδοατομικών αποστάσεων (απόσταση κρυσταλλικών επιπέδων) ενός κρυστάλλου. Η εικόνα περίθλασης που προκύπτει χαρακτηρίζει μονοσήμαντα το υλικό και χρησιμοποιείται για τη δομική ταυτοποίηση των δειγμάτων.

Σε ένα περιθλασίμετρο η παραγωγή των ακτίνων -X γίνεται από μια λυχνία, από την οποία μια δέσμη ηλεκτρονίων υπό υψηλή τάση (~40 kV) προσκρούει σε ένα μεταλλικό στόχο, π.χ. χαλκός (άνοδο). Η άνοδος παράγει ένα συνεχές φάσμα, την λευκή ακτινοβολία (K_{α}) και μονοχρωματική ακτινοβολία μήκους κύματος (K_{β}). Οι ακτίνες αφού διέλθουν από ένα διάφραγμα και μια σχισμή εστίασης, κατευθύνονται στο δείγμα. Μετά την έξοδο της δέσμης από το δείγμα (ανάκλαση επί αυτού) περνάει από άλλες δύο σχισμές και ένα λεπτό έλασμα, που απομακρύνει την ακτινοβολία K_{β} και τη λευκή ακτινοβολία, πριν φτάσει στον ανιχνευτή.

Ο ανιχνευτής κινείται σ' ένα τόξο γωνιών (γωνία 2θ) συλλέγοντας τις ακτίνες-X, που περιθλώνται από τα επίπεδα Miller του κρυστάλλου και μετατρέπει τα φωτόνια σε ηλεκτρικούς παλμούς που αναλύονται και μετρούνται παράγοντας ένα διάγραμμα

συναρτήσει της γωνίας. Η επεξεργασία των δεδομένων XRD στηρίζεται στο νόμο του Bragg, ο οποίος στηρίζεται στην θεώρηση του κρυστάλλου ως μια διάταξη κρυσταλλογραφικών επιπέδων που περιέχουν τα περιοδικά διατεταγμένα άτομα (τα προαναφερθέντα επίπεδα Miller). Τα μήκη κύματος των ακτίνων-X είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με τις αποστάσεις των ατόμων στα κρυσταλλικά υλικά, έτσι οι κρύσταλλοι δρουν σα φράγματα περίθλασης για τις ακτίνες-X. Στο σχήμα 4.8, η δέσμη των ακτίνων-X, προσκρούοντας στη κρυσταλλική επιφάνεια, σκεδάζεται μερικώς από τα άτομα στο πρώτο στρώμα. Ένα άλλο μέρος σκεδάζεται από το δεύτερο και συνεχίζεται η διαδικασία.



Σχήμα 4.8: Περίθλαση ακτίνων-X από κρύσταλλο.

Σύμφωνα με το σχήμα 4.8. πραγματοποιούνται φαινόμενα συμβολής και προκειμένου να υφίστανται συμβολή θα πρέπει να ισχύει ότι:

$$AB + BC = n\lambda \quad (4.2)$$

$$AB = BC = d \sin \theta \quad (4.3)$$

Λαμβάνοντας υπόψιν τις παραπάνω εξισώσεις, η μαθηματική έκφραση του νόμου Bragg δίνεται τελικά από την εξίσωση στη σχέση 4.4

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (4.4)$$

όπου n είναι ακέραιος αριθμός, λ το μήκος κύματος των ακτίνων-X, d η απόσταση μεταξύ δυο κρυσταλλογραφικών επιπέδων και θ η συμπληρωματική της γωνίας πρόσπτωσης.

Οι ανακλάσεις κατά Bragg παρατηρούνται μόνο για συγκεκριμένες γωνίες της δέσμης. Η τυχαία διάταξη των κρυστάλλων στη σκόνη έχει ως αποτέλεσμα να λαμβάνονται όλες οι δυνατές περιθλώμενες δέσμες. Από το νόμο του Bragg μπορεί να προκύψει η σχέση που δίνει τη γωνία ανάκλασης για κάθε επίπεδο hkl του κυβικού συστήματος:

$$\frac{\sin^2 \theta}{(h^2 + k^2 + l^2)} = \frac{\lambda^2}{4a^2} \quad (4.5)$$

όπου, a : σταθερά κυψελίδας (Å). Γνωρίζοντας τις γωνίες θ των ανακλάσεων από το ακτινογράφημα και το μήκος κύματος λ , είναι δυνατό να υπολογιστεί η σταθερά της κυψελίδας, (a) προσδιορίζοντας τα επίπεδα hkl του κρυστάλλου.

4.6 Ανακλαστικότητα Ακτίνων-X (XRR)

Από την άποψη της γεωμετρίας σάρωσης, δεν υπάρχει καμία διαφορά μεταξύ της ανακλαστικότητας ακτίνων-X (X-ray Reflectometry, XRR) και της περίθλασης ακτίνων X (XRD) σε σάρωση θ - 2θ . Απλώς καλύπτουν διαφορετικές περιοχές γωνιών σκέδασης. Η XRD αναφέρεται σε εύρος γωνίας $2\theta \geq 10^\circ$ παρέχει πληροφορίες σχετικά με την κρυσταλλική δομή ενώ η XRR σε $0^\circ \leq 2\theta \leq 10^\circ$ και επιτρέπει την εξαγωγή πληροφοριών σχετικά με την πυκνότητα, το πάχος και την τραχύτητα των επιφανειών και των διεπαφών των λεπτών υμενίων. Η XRR στην κατοπτρική γεωμετρία, μπορεί να περιγραφεί από μια οπτική θεωρία, λόγω του ότι η κρυσταλλικότητα του δείγματος μπορεί να αγνοηθεί όταν οι διατομικές αποστάσεις είναι πολύ μικρότερες από το $\lambda/\cos\theta$, όπου το λ είναι το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας και θ είναι η γωνία πρόσπτωσης. Ο δείκτης διάθλασης ενός υλικού (n), είναι στην πιο γενική περίπτωση ένας μιγαδικός αριθμός ο οποίος μπορεί να δώσει την πληροφορία για την μετατόπιση φάσης και την μείωση πλάτους εξαιτίας των φαινομένων απορρόφησης: Εφόσον οι τιμές του δείκτη διάθλασης είναι πολύ κοντά στην μονάδα μπορούμε να γράψουμε

$$n = 1 - \delta - i\beta = 1 - \frac{N_A r_e \lambda^2 \rho}{2\pi M} (f_0 + \Delta f' - i\Delta f'') \quad (4.6)$$

όπου δ και β είναι αντίστοιχα οι διορθώσεις διασποράς και απορρόφησης, N_A είναι ο αριθμός του Avogadro, r_e η κλαστική ακτίνα του ηλεκτρονίου, ρ η πυκνότητα του υλικού, M η ατομική μάζα και οι όροι f' , f'' περιγράφουν την διασπορά και την απορρόφηση. Προκειμένου για ενώσεις, το M και ο ατομικός παράγοντας σκέδασης που λαμβάνεται σαν ο μέσος όρος των αντίστοιχων τιμών του κάθε ατόμου που υπάρχει στην ένωση με στατιστικό βάρος το ατομικό ποσοστό.

Ο διορθωση διασποράς δ είναι ανάλογη με το πραγματικό μέρος του μέσου συντελεστή ατομικής σκέδασης:

$$\delta = \frac{N_A r_e \lambda^2 \rho}{2\pi M} (f_0 + \Delta f') \quad (4.7)$$

για μικρές γωνίες σκέδασης $f_0 \cong Z$, όπου Z είναι ο αριθμός των ηλεκτρονίων του ατόμου. Ο διορθωση απορρόφησης β μπορεί επίσης να εκφραστεί βάσει του γραμμικού συντελεστή απορρόφησης μ :

$$\beta = \frac{N_A r_e \lambda^2 \rho}{2\pi M} \Delta f'' = \frac{\lambda \mu}{4\pi} \quad (4.8)$$

Η ολική ανάκλαση των ακτίνων -X παρατηρείται για γωνίες πρόσπτωσης κάτω από μια κρίσιμη γωνία θ_c

$$\theta_c = \sqrt{2\delta} = \sqrt{\frac{N_A r_e \lambda^2 \rho}{2\pi M} (f_0 + \Delta f')} \quad (4.9)$$

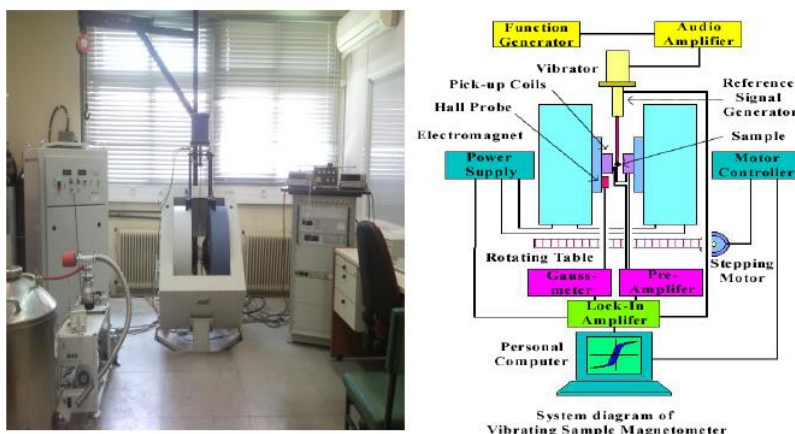
4.7 Μαγνητόμετρο Παλλόμενου Δείγματος (Vibrating Sample Magnetometry, VSM)

Το μαγνητόμετρο παλλόμενου δείγματος, χρησιμοποιείται ευρέως για τη μελέτη των μαγνητικών ιδιοτήτων των υλικών [19]. Σε αυτό το υπό εξέταση δείγμα ταλαντώνεται υπό σταθερή συχνότητα σε διεύθυνση κάθετη στο εφαρμοζόμενο πεδίο το οποίο για να είναι όσο το δυνατόν περισσότερο ομογενές προέρχεται από δύο μεγάλους ηλεκτρομαγνήτες. Η λειτουργία ενός μαγνητόμετρου, βασίζεται στο νόμο του Faraday, σύμφωνα με την παρακάτω εξίσωση

$$V = -NA \frac{dB}{dt} \quad (4.10)$$

όπου, B: η μαγνητική επαγωγή, N: ο αριθμός των σπειρών του πηνίου, A: η διατομή του πηνίου, V: η προκληθείσα τάση.

Όπως παρουσιάζεται και στο σχήμα 4.10, το δείγμα που μελετάται βρίσκεται μέσα σε δειγματοφορέα και είναι κεντραρισμένο ως προς τέσσερα μικρά πηνία που ονομάζονται πηνία μέτρησης (pick up coils). Το δείγμα μαγνητίζεται με τη βοήθεια ηλεκτρομαγνήτη, ο οποίος παράγει ομογενές μαγνητικό πεδίο σταθερής έντασης κάθετο στην επιφάνεια των πηνίων μέτρησης. Το άλλο άκρο του δειγματοφορέα είναι συνδεδεμένο με ηλεκτρομηχανικό ταλαντωτή χαμηλών συχνοτήτων (60 Hz), με αποτέλεσμα το δείγμα να ταλαντώνεται κάθετα στη διεύθυνση του ομογενούς μαγνητικού πεδίου. Η μαγνητική ροή που διέρχεται από τα πηνία μέτρησης προέρχεται αφενός από το πεδίο του ηλεκτρομαγνήτη το οποίο είναι χρονικά σταθερό, αφετέρου από το ταλαντούμενο μαγνητισμένο δείγμα. Λόγω του νόμου του Faraday, επάγεται στα πηνία ηλεκτρεγερτική δύναμη ανάλογη της μαγνητικής ροπής του δείγματος, του πλάτους και της συχνότητας ταλάντωσης. Το σήμα αυτό προενισχύεται και κατόπιν οδηγείται σε έναν Lock-in Amplifier, ταυτόχρονα με ένα σήμα αναφοράς από τον ηλεκτρομηχανικό ταλαντωτή. Ο ενισχυτής αυτός έχει τη ιδιότητα να απομονώνει τον ανεπιθύμητο θόρυβο και να ενισχύει μόνο εκείνο το σήμα που έχει την ίδια φάση και συχνότητα με το σήμα αναφοράς. Στην έξοδο του ενισχυτή το σήμα, αφού ολοκληρωθεί, είναι ανάλογο της μαγνητικής ροπής του δείγματος. Με την εφαρμογή ενός μαγνητομέτρου VSM, λαμβάνεται ένα διάγραμμα μαγνήτισης συνάρτησε του πεδίου και στην περίπτωση ενός ισχυρά μαγνητικού υλικού δίνεται ο χαρακτηριστικός βρόχος υστέρησης, από τον οποίο διεξάγονται χρήσιμες πληροφορίες για τις μαγνητικές ιδιότητες του υλικού.



Σχήμα 4.9: Μαγνητόμετρο Παλλόμενου Δείγματος Πανεπιστημίου Ιωαννίνων (Vibrating Sample Magnetometer-VSM).

5.1 Εισαγωγή

Σε αυτό το κεφάλαιο, παρουσιάζεται η σύνθεση των λεπτών μαγνητικών υμενίων $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$, MgO , $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/\text{MgO}$, $\text{Pt}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/\text{MgO}$, $\text{Ta}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$, $\text{Pt}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/\text{Ta}$ και $\text{Ru}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ τα οποία αναπτύχθηκαν με τη μέθοδο sputtering. Συγκεκριμένα, το κεφάλαιο αυτό, πραγματεύεται το τρόπο παρασκευής των δειγμάτων καθώς και το μαγνητικό, δομικό χαρακτηρισμό των πολυστρωματικών υμενίων που μελετήθηκαν. Τα δείγματα που παράχθηκαν χαρακτηρίζονται μαγνητικά με τη βοήθεια του μαγνητόμετρου παλλόμενου δείγματος και παρουσιάζονται οι βρόχοι υστέρησης (μαγνήτιση δείγματος συναρτήσει εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου). Από τη μελέτη τους, μπορούμε να εξάγουμε σημαντικές πληροφορίες για τη μαγνητική συμπεριφορά των υμενίων όπως η μαγνήτιση κόρου (M_s), το πεδίο κόρου (H_s), η παραμένουσα μαγνήτιση (M_r) και το συνεκτικό πεδίο (H_c). Επίσης ο δομικός χαρακτηρισμός των δειγμάτων έγινε με την τεχνική της ανακλαστικότητας ακτίνων-X (XRR) όπου μας δίνει πληροφορίες ως προς τη γωνία των κορυφών, την απόσταση μεταξύ δυο γειτονικών και παράλληλων ατομικών επιπέδων d_{hkl} και ταυτοποιεί την παρουσία των στοιχείων που αποτελούν το δείγμα. Όλα τα δείγματα έχουν αναπτυχθεί πάνω σε υπόστρωμα πυριτίου. Τέλος, παρουσιάζονται κάποιες ερευνητικές εργασίες οι οποίες έχουν ως αντικείμενο τους τη μελέτη της κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας σε πολυστρωματικά υμενία CoFeB/MgO .

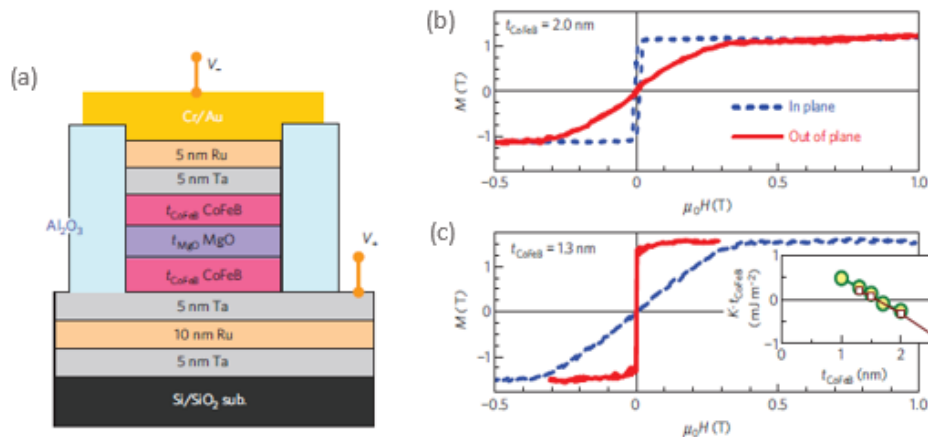
5.2 Κάθετη Μαγνητική Ανισοτροπία με CoFeB

Εφόσον το κράμα CoFeB εναποτίθεται σε μορφή λεπτού υμενίου, όπου η συνεισφορά της ανισοτροπίας σχήματος είναι ισχυρή, αναμένεται ο εύκολος άξονας της μαγνήτισης να βρίσκεται στο επίπεδο του υμενίου για ένα σχετικά μεγάλο πάχος (περισσότερο από 1,5 nm περίπου) ενώ μπορεί να παρουσιάζει κάθετη ανισοτροπία όταν αναπτύσσεται σε ένα μικρό πάχους (<1,5 nm) λόγω της συνεισφοράς της διεπιφανειακής ανισοτροπίας. Δεδομένου ότι η ανισοτροπία σχήματος αυτού του υλικού είναι πολύ υψηλή, είναι, εκ πρώτης όψεως, εκπληκτικό ότι μπορεί να προκληθεί κάθετη ανισοτροπία. Το ενδιαφέρον για το CoFeB οφείλεται στο γεγονός ότι η δομή $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$ έχει αναδειχθεί ως η πιο κοινή δομή για μαγνητικές επαφές σήραγγας (MTJ) λόγω της υψηλής μαγνητοαντίστασης σήραγγας (TMR) σε θερμοκρασία δωματίου (> 500%). Αυτό καθιστά τα κράματα λεπτών υμενίων CoFeB κατάλληλα για σπιντρονικές συσκευές και ειδικότερα για μαγνητικές μνήμες τυχαίας προσπέλασης που χρησιμοποιούν το φαινόμενο μεταφοράς ροπής στρέψης σπιν (STT-MRAM). Μια τυπική σύνθεση για CoFeB με κάθετη ανισοτροπία είναι $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$, αλλά επίσης έχει μελετηθεί και το $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ [22,37].

Οι Ikada et al., [23] στα πλαίσια της μελέτης που πραγματοποίησαν το 2010, παρατήρησαν ΚΜΑ σε μαγνητικές επαφές σήραγγας μέσω των πολυστρωματικών υμενίων CoFeB/MgO που ανέπτυξαν. Επίσης, παρατηρήθηκε ποσοστό TMR ~120%, υψηλή θερμική σταθερότητα και χαμηλό ρεύμα αντιστροφής 49 μA σε διάμετρο 40 nm. Τα δείγματα παρασκευάστηκαν σε θερμικά οξειδωμένο (001) υπόστρωμα πυριτίου με τη μέθοδο RF sputtering σε

θερμοκρασία δωματίου. Οι δομές μαγνητικών επαφών σήραγγας MTJ (Σχήμα 5.1α) αποτελούνται από Ta (5nm)/Ru (10nm)/Ta (5nm)/Co₂₀Fe₆₀B₂₀ (t_{CoFeB} : 1.0nm-1.3nm)/MgO (t_{MgO} : 0.85nm ή 0.9nm)/Co₂₀Fe₆₀B₂₀/Ta (5nm)/Ru (5nm).

Το σχήμα 5.1 (α) απεικονίζει τη δομή μαγνητικών επαφών σήραγγας με κάθετη ανισοτροπία (p-MTJ) και στο σχήμα 5.1 (b), (c) παρουσιάζονται οι καμπύλες μαγνήτισης παράλληλα και κάθετα στο επίπεδο συναρτήσεως του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου (M-H) για μια δομή CoFeB/MgO με πάχος $t_{\text{CoFeB}} = 2.0\text{nm}$ και $t_{\text{CoFeB}} = 1.3\text{nm}$ αντίστοιχα. Λεπτομερέστερα, ο εύκολος άξονας στρέφεται από την κατεύθυνση παράλληλα του επιπέδου προς την κάθετη διεύθυνση όταν το πάχος του CoFeB μειώνεται κάτω από 1.5nm και παρουσιάζει συνεκτικό πεδίο $\mu_0 H_c = 340\text{mT}$ (μ_0 : μαγνητική διαπερατότητα του κενού) για $t_{\text{CoFeB}} = 1.3\text{nm}$ (Σχήμα 5.1c). Η μαγνήτιση κόρου είναι 1.58T. Η σταθερά (ενεργειακή πυκνότητα) της κάθετης ανισοτροπίας σε αυτό το πάχος CoFeB, που καθορίζει τη θερμική σταθερότητα, είναι $2.1 \times 10^5 \text{ Jm}^{-3}$. Επιπλέον το ένθετο του σχήματος 5.1 (c), στο οποίο μετρείται η εξάρτηση t_{CoFeB} του $K = K_b - M_S^2/2\mu_0 + K_i/t_{\text{CoFeB}}$ όπου K_b είναι η συμπαγής (bulk) κρυσταλλική ανισοτροπία και K_i η διεπιφανειακή ανισοτροπία, δείχνει το γράφημα $t \cdot K$ προς το πάχος t και υποδεικνύει τη μετάβαση από κάθετη σε μαγνητική ανισοτροπία παράλληλα στο επίπεδο για πάχος $t_{\text{CoFeB}} = 1.5 \text{ nm}$.

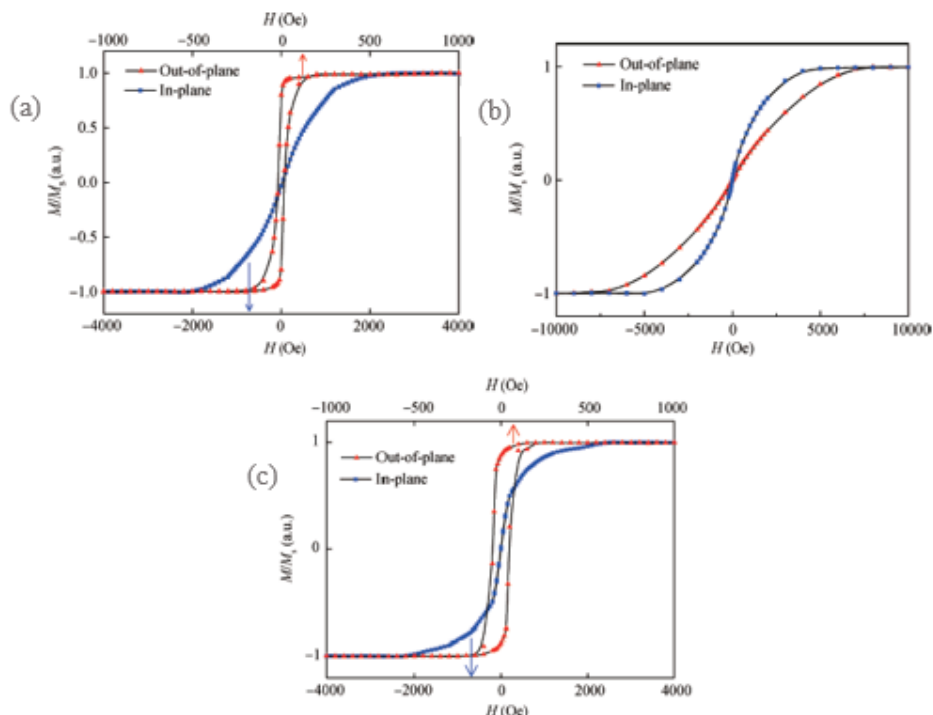


Σχήμα 5.1: (α) Σχηματική διάταξη μιας συσκευής MTJ, καμπύλες μαγνήτισης εντός επιπέδου (παύλες) και εκτός επιπέδου (γραμμές) για CoFeB / MgO με $t_{\text{CoFeB}} = 2.0\text{nm}$ (b) και για $t_{\text{CoFeB}} = 1,3\text{nm}$ (c), το ένθετο δίνει το γράφημα $t \cdot K$ προς το πάχος t όπου οι κύκλοι και τα τετράγωνα λαμβάνονται από μετρήσεις μαγνήτισης και σιδηρομαγνητικού συντονισμού (FMR), αντίστοιχα.²³

Το 2017 η ερευνητική εργασία των Lou et al. [24] επικεντρώθηκε στη μελέτη της κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας (PMA) για μαγνητικές επαφές σήραγγας με βάση το CoFeB / MgO. Συγκεκριμένα, όλα τα δείγματα παρασκευάστηκαν σε ένα άμορφο υπόστρωμα SiO₂ με τη μέθοδο magnetron sputtering και με πίεση που ανέρχεται στα $6.5 \times 10^{-4} \text{ Pa}$. Μελετήθηκαν τρεις διαφορετικές δομές, συμπεριλαμβανομένων δείγμα S1: Substrate/Ta (5nm)/Ru (10nm)/Ta (5nm)/CoFeB (1.2 nm)/MgO (2nm)/Ta (5nm), δείγμα S2: Substrate/Ta (5nm)/Ru (10nm)/Ta (5nm)/CoFeB (1.2nm)/Ta (5nm) και δείγμα S3: Substrate/Ta (5nm)/Ru (10nm)/CoFeB (1.2nm)/MgO (2nm)/Ta (5 nm).

Το στρώμα ηλεκτροδίου CoFeB εναποτίθεται με DC sputtering με στόχο Co₂₀Fe₅₀B₃₀ και το στρώμα MgO εναποτίθεται με RF sputtering. Οι διεργασίες εναπόθεσης πραγματοποιήθηκαν σε θερμοκρασία δωματίου και έπειτα όλα τα δείγματα ανοπτήθηκαν σε φούρνο κενού με πίεση $8.0 \cdot 10^{-4} \text{ Pa}$ και με κάθετο μαγνητικό πεδίο 1T για 1 ώρα σε θερμοκρασία 350°C. Έπειτα, οι μαγνητικές ιδιότητες των δειγμάτων μελετήθηκαν χρησιμοποιώντας Μαγνητόμετρο Παλλόμενου Δείγματος (VSM).

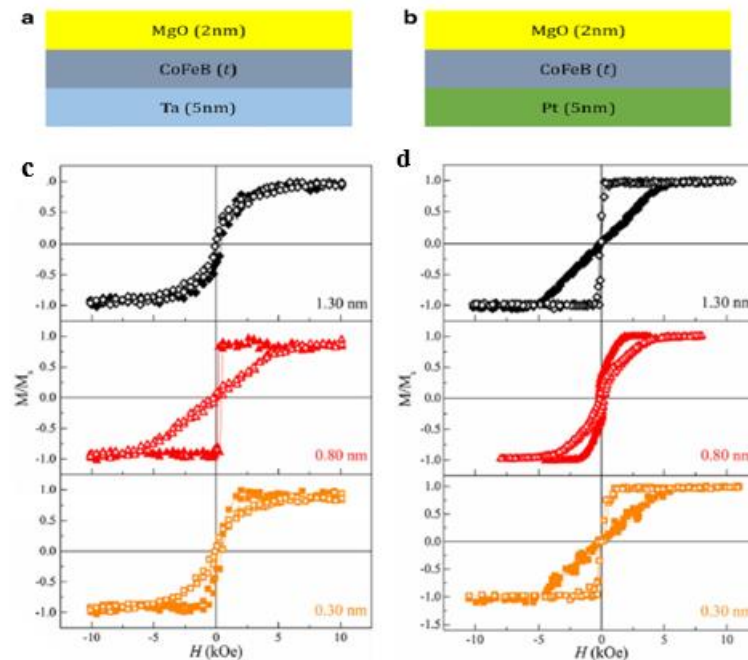
Σύμφωνα με το παρακάτω σχήμα 5.2, στο οποίο απεικονίζονται οι βρόχοι μαγνητικής υστέρησης παράλληλα (μπλε γραμμή) και κάθετα (κόκκινη γραμμή) στο επίπεδο, συμπεραίνεται ότι ο βρόχος μαγνητικής υστέρησης παράλληλα στο επίπεδο για το δείγμα S1 είναι δύσκολο να φτάσει στον κορεσμό και επομένως εμφανίζει κάθετη ανισοτροπία. Αντίθετα το δείγμα S2 μαγνητίζεται πιο εύκολα στο επίπεδο. Αυτό σημαίνει ότι η διεπιφάνεια Ta/CoFeB δε συμβάλλει στην εμφάνιση κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας (ΚΜΑ), αποδεικνύεται ότι το στρώμα MgO παίζει σημαντικό ρόλο στην ΚΜΑ. Τέλος, το σχήμα 5.2(c) δείχνει τις καμπύλες M-H για το δείγμα S3 και στο οποίο το πεδίο κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας μειώνεται καθώς το υμένιο CoFeB εναποτίθεται κατευθείαν στο Ru. Συνοψίζοντας συμπεραίνεται ότι από τα τρία δείγματα Ta/CoFeB/MgO, Ta/CoFeB/Ta και Ru/CoFeB/MgO, η ΚΜΑ προέρχεται κυρίως από τη διεπαφή CoFeB/MgO ενώ οι άλλες απλώς ενισχύουν τη κάθετη ανισοτροπία της δομής CoFeB/MgO/CoFeB.



Σχήμα 5.2: Σχηματική απεικόνιση των βρόχων μαγνητικής υστέρησης παράλληλα και κάθετα στο επίπεδο των δειγμάτων (a) S1: SiO₂ /Ta (5nm)/Ru(10nm)/Ta(5nm)/CoFeB(1.2nm)/MgO(2nm)/Ta (5nm), (b) S2: SiO₂ /Ta(5nm)/Ru(10nm)/Ta (5nm)/CoFeB(1.2nm)/Ta (5nm) και (c) S3: SiO₂ /Ta (5nm)/Ru(10nm)/CoFeB(1.2nm)/MgO(2nm)/Ta(5nm).²⁴

Χαρακτηριστική είναι η έρευνα των Akyol et al. [25] η οποία επικεντρώθηκε στη μελέτη των δομικών και μαγνητικών χαρακτηριστικών των πολυστρωματικών υμενίων Ta (5.0nm)/Co₄₀Fe₄₀B₂₀(t)/MgO (2.0nm) και Pt (5.0nm)/Co₄₀Fe₄₀B₂₀ (t)/MgO (2.0nm), τα οποία εναποτέθηκαν σε ένα θερμικά οξειδωμένο υπόστρωμα Si/SiO₂ με τη μέθοδο magnetron sputtering. Το στρώμα CoFeB και στα δύο δείγματα αναπτύχθηκε σε διάφορα πάχη, $t_{\text{CoFeB}} = 0.3, 0.8$ και 1.3nm (Σχήμα 5.3 a,b). Τα στρώματα (Ta, Pt και CoFeB) εναποτέθηκαν χρησιμοποιώντας τη μέθοδο DC sputtering και το μονωτικό στρώμα (MgO) με RF sputtering. Όλες οι διεργασίες εναπόθεσης και οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε θερμοκρασία δωματίου. Επιπλέον η μαγνήτιση του εύκολου και του δύσκολου άξονα των δυο δειγμάτων μελετήθηκαν χρησιμοποιώντας Μαγνητόμετρο Παλλόμενου Δείγματος (VSM). Το σχήματα 5.3 (c) και (d) απεικονίζουν τις καμπύλες μαγνητικής υστέρησης (M-H) των δομών Ta/Co₄₀Fe₄₀B₂₀ (t)/MgO και Pt/Co₄₀Fe₄₀B₂₀ (t)/MgO για διάφορα πάχη CoFeB,

αντίστοιχα. Το μαγνητικό πεδίο εφαρμόζεται κάθετα (κλειστοί κύκλοι) αλλά και παράλληλα (ανοιχτοί κύκλοι) στο επίπεδο του υμενίου. Από τις μετρήσεις αυτές παρατηρείται ότι επιτυγχάνεται ισχυρή ΚΜΑ στη δομή Ta/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO για το πάχος t_{CoFeB} που κυμαίνεται από ~ 0.3 έως 0.8nm, ενώ από την άλλη πλευρά παρατηρείται πολύ ασθενής ΚΜΑ στη δομή Pt/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO για τα αντίστοιχα πάχη.



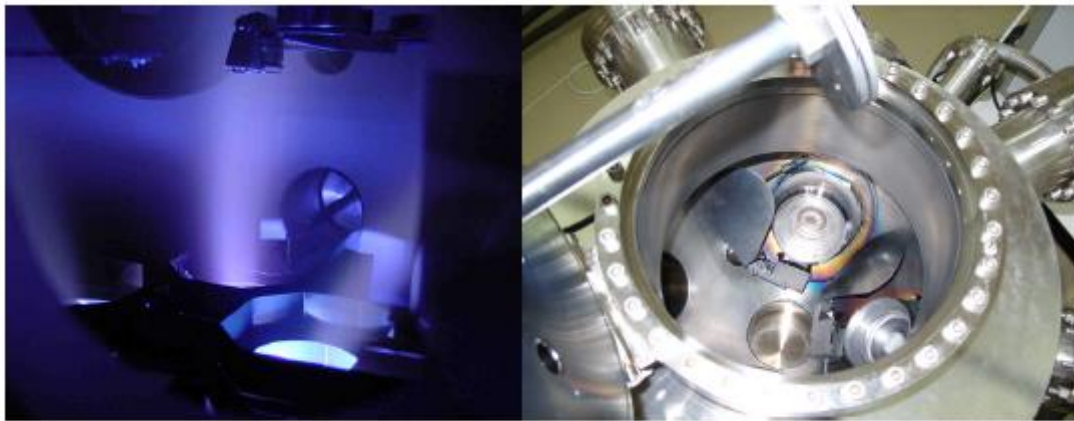
Σχήμα 5.3: Σχηματική απεικόνιση της δομής των υμενίων (a) Ta/CoFeB (t)/MgO και (b) Pt/CoFeB (t)/MgO, c-d Βρόχοι υστέρησης (VSM σε T=300K) για εφαρμοζόμενο εξωτερικό πεδίο παράλληλα (ανοιχτά σχήματα) και κάθετα (συμπαγή σχήματα) στο επίπεδο του υμενίου για διάφορα πάχη Co₄₀Fe₄₀B₂₀.²⁵

5.3 Τεχνικά Χαρακτηριστικά της Μονάδας Ιοντοβολής

Στη παρούσα εργασία για την παρασκευή λεπτών υμενίων χρησιμοποιήθηκε μια συσκευή καθοδικής ιοντοβολής της εταιρίας MANTIS (Εικόνα 5.4, 5.5). Αποτελείται από ένα ημισφαιρικό θάλαμο κενού, από ανοξείδωτο χάλυβα 316, με διάμετρο 500mm και συμβατό με τεχνολογία υπερύψηλού κενού, το οποίο αντλείται από αντλία στροβίλου, υποστηριζόμενη από μηχανική αντλία τύπου scroll με ταχύτητα άντλησης 12.6 m³/h. Διαθέτει τρεις πηγές καθοδικής ιοντοβολής τύπου Magnetron- Sputtering σε συνεστιακή γεωμετρία. Η τροφοδοσία γίνεται από δυο τροφοδοτικά RF/DC. Οι πηγές διαθέτουν πνευματικά ελεγχόμενα διαφράγματα, με αυτοματοποιημένο χρονικό έλεγχο, που επιτρέπει την εναπόθεση πολυστρωματικών διατάξεων.



Εικόνα 5.4: Μονάδα DC/RF Magnetron Sputtering.



Εικόνα 5.5: Εσωτερική όψη του οργάνου.

5.4 Παρασκευή Δειγμάτων - Μαγνητικός Χαρακτηρισμός

Όπως αναγράφεται και στον παρακάτω πίνακα, αρχικά έγινε μια εναπόθεση των μονοστρωματικών υμενίων CoFeB, MgO σε διάφορους χρόνους και πάχη, προκειμένου να γίνει βαθμονόμηση της συσκευής για αυτή την κατηγορία δειγμάτων.

Δείγματα	sec	minutes	Å	nm/minutes	Å/sec
CoFeB	600	10	192	1.92	0.32
MgO	900	15	60.5	0.403	0.067
MgO	2700	45	181.4	0.403	0.067
CoFeB	1200	20	380	1.9	0.317

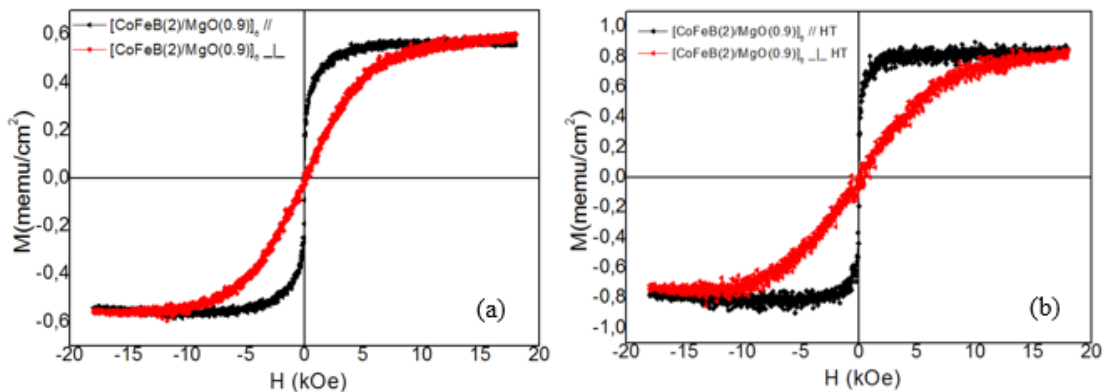
Στη συνέχεια, αναπτύχθηκαν διάφορα δείγματα πολυστρωματικών υμενίων. Σε κάθε περίπτωση δίνεται το πάχος των υμενίων, τα οποία αναγράφονται στις παρενθέσεις και αναφέρονται σε nm, καθώς επίσης και ο αριθμός των επαναλήψεων. Οι συνθήκες εναπόθεσης για όλα τα δείγματα ήταν οι εξής: $P_w = 3.8 \times 10^{-3}$ Torr, $P_b = 9.4 \times 10^{-7}$ Torr με 19.5 sccm Ar. Τα στρώματα CoFeB εναποτέθηκαν σε μια εφαρμοζόμενη ισχύ 60W DC, και τα στρώματα MgO με 120W RF. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε θερμοκρασία δωματίου ($T=300K$) με το μαγνητικό πεδίο να εφαρμόζεται παράλληλα και κάθετα στο επίπεδο του

δείγματος. Τέλος, στα παρακάτω σχήματα παρατίθενται οι βρόχοι υστέρησης των δειγμάτων που εναποτέθηκαν, όπου εμφανίζονται με κόκκινο χρώμα που αντιστοιχεί στη περίπτωση που το πεδίο εφαρμόζεται κάθετα στο επίπεδο του υμενίου, ενώ αυτοί που εμφανίζονται με μαύρο χρώμα αντιστοιχεί στη περίπτωση που το πεδίο εφαρμόζεται παράλληλα σε αυτό.

Στον πίνακα 1 συνοψίζονται οι τιμές των πεδίων κόρου και της μαγνήτισης κόρου των πολυστρωματικών υμενίων, για τις περιπτώσεις όπου το πεδίο εφαρμόζεται παράλληλα και κάθετα στο επίπεδο του υμενίου και τα οποία αναπτύχθηκαν κάτω από τις ίδιες πειραματικές συνθήκες.

- $\text{SiO}/ [\text{MgO} (0.9)/\text{CoFeB} (2)]_6/\text{MgO}$

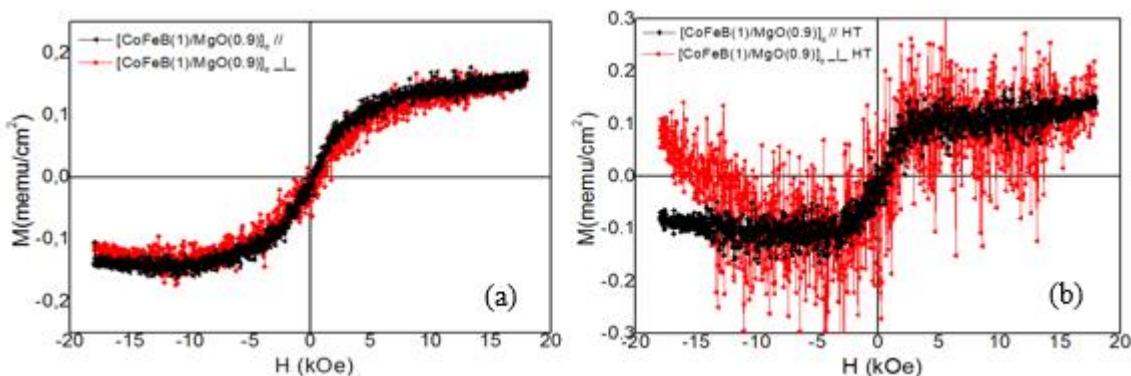
Το δείγμα υπέστη σε θερμική κατεργασία (heat-treatment) για 37 λεπτά στους 300°C και από τον πίνακα 1 παρατηρούμε ότι το δείγμα εμφανίζει ασθενή τάση για διαμόρφωση κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας.



Σχήμα 5.6: Βρόχοι υστέρησης για παράλληλο και κάθετο εφαρμοζόμενο πεδίο b) HT στους 300°C για 37 min.

- $\text{SiO}/ [\text{MgO} (0.9)/\text{CoFeB} (1)]_6/\text{MgO}$

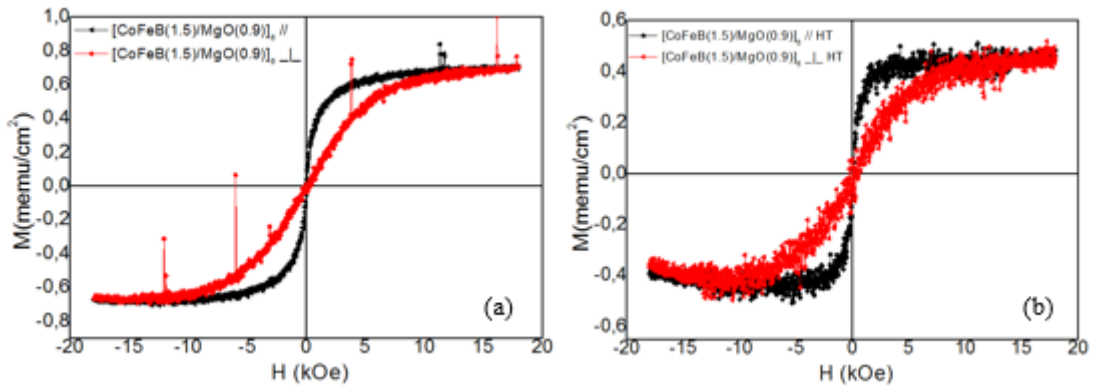
Το δείγμα υπέστη σε θερμική κατεργασία (heat-treatment) για 37 λεπτά στους 300°C και σύμφωνα με το σχήμα παρουσιάζει ασθενή κάθετη ανισοτροπία και ιδιαίτερα μετά την ανόπτηση.



Σχήμα 5.7: Βρόχοι υστέρησης για παράλληλο και κάθετο εφαρμοζόμενο πεδίο b) HT στους 300°C για 37 min.

- SiO/ [MgO (0.9)/CoFeB (1.5)]₆/MgO

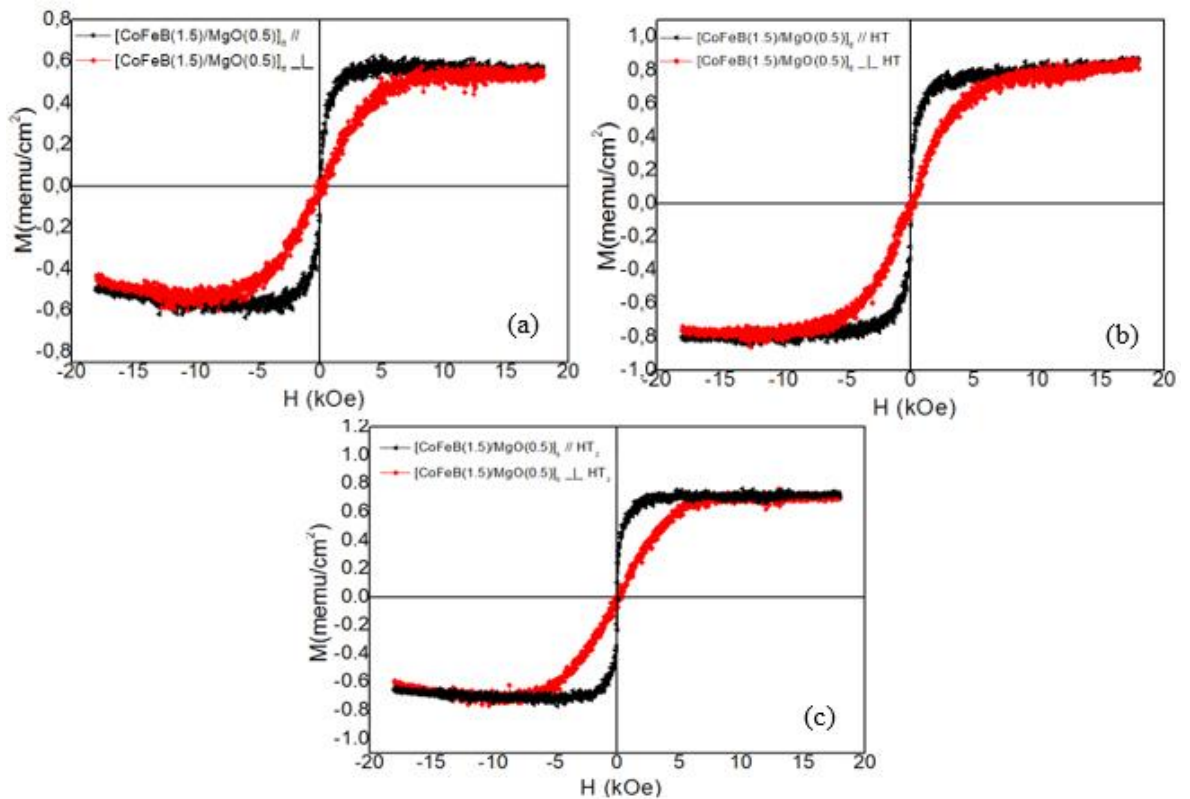
Η τιμή της μαγνήτισης που εφαρμόζεται κάθετα στο επίπεδο ύστερα από θερμική κατεργασία που υπέστη το δείγμα για 37 λεπτά στους 300°C δεν παρουσιάζει κάποια μεταβολή .



Σχήμα 5.8: Βρόχοι υστέρησης για παράλληλο και κάθετο εφαρμοζόμενο πεδίο b) HT στους 300°C για 37 min.

- Si/ [MgO (0.5)/CoFeB (1.5)]₆/MgO

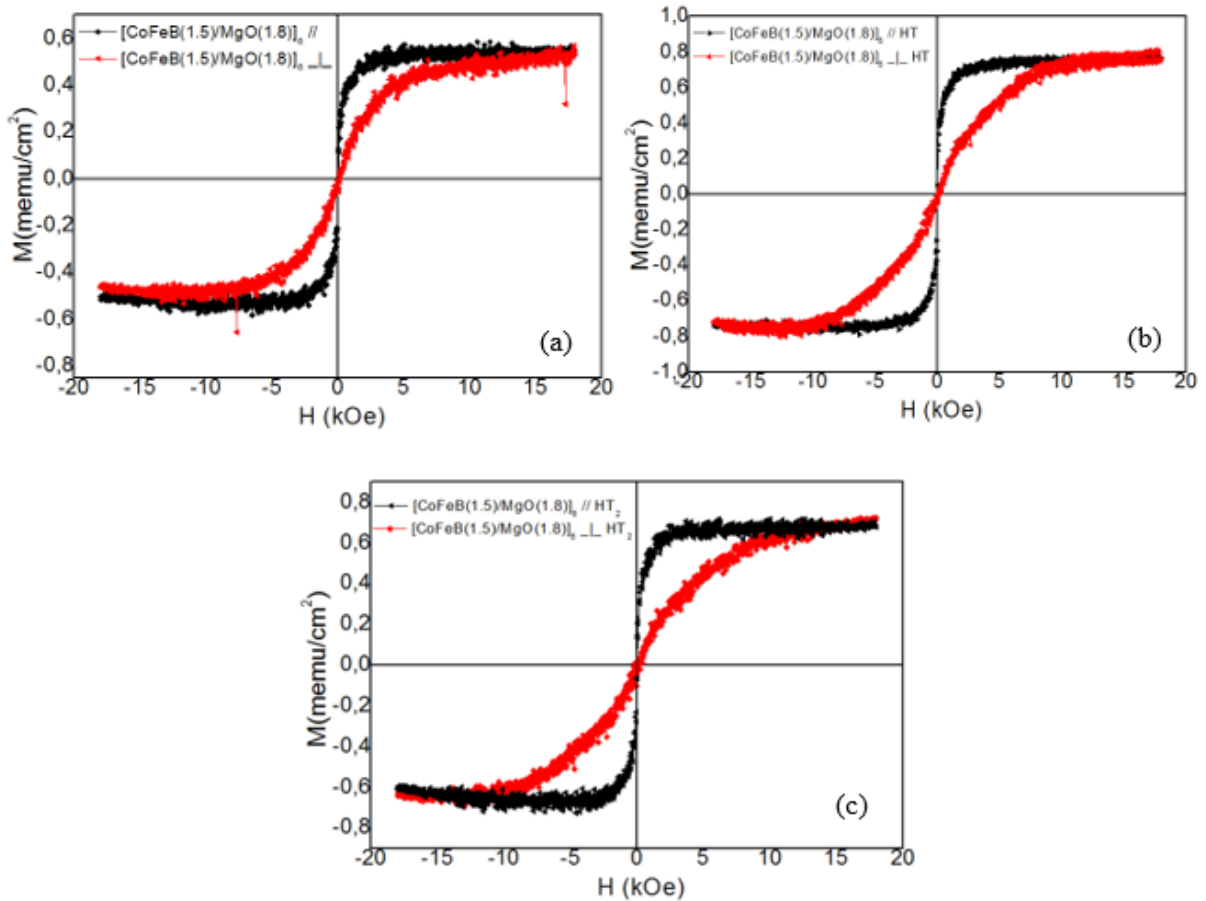
Το δείγμα αρχικά ανοπτήθηκε για 30 λεπτά στους 300°C και έπειτα για 30 λεπτά στους 350°C. Στη περίπτωση της πρώτης θερμικής κατεργασίας βλέπουμε ότι η τιμή της μαγνήτισης παρουσιάζει μια μικρή βελτίωση έναντι της δεύτερης απόπτησης.



Σχήμα 5.9: Βρόχοι υστέρησης για παράλληλο και κάθετο εφαρμοζόμενο πεδίο b) HT στους 300°C για 30 min c) HT στους 350°C για 30 min.

- Si/ [MgO (1.8)/CoFeB (1.5)]₆ /MgO

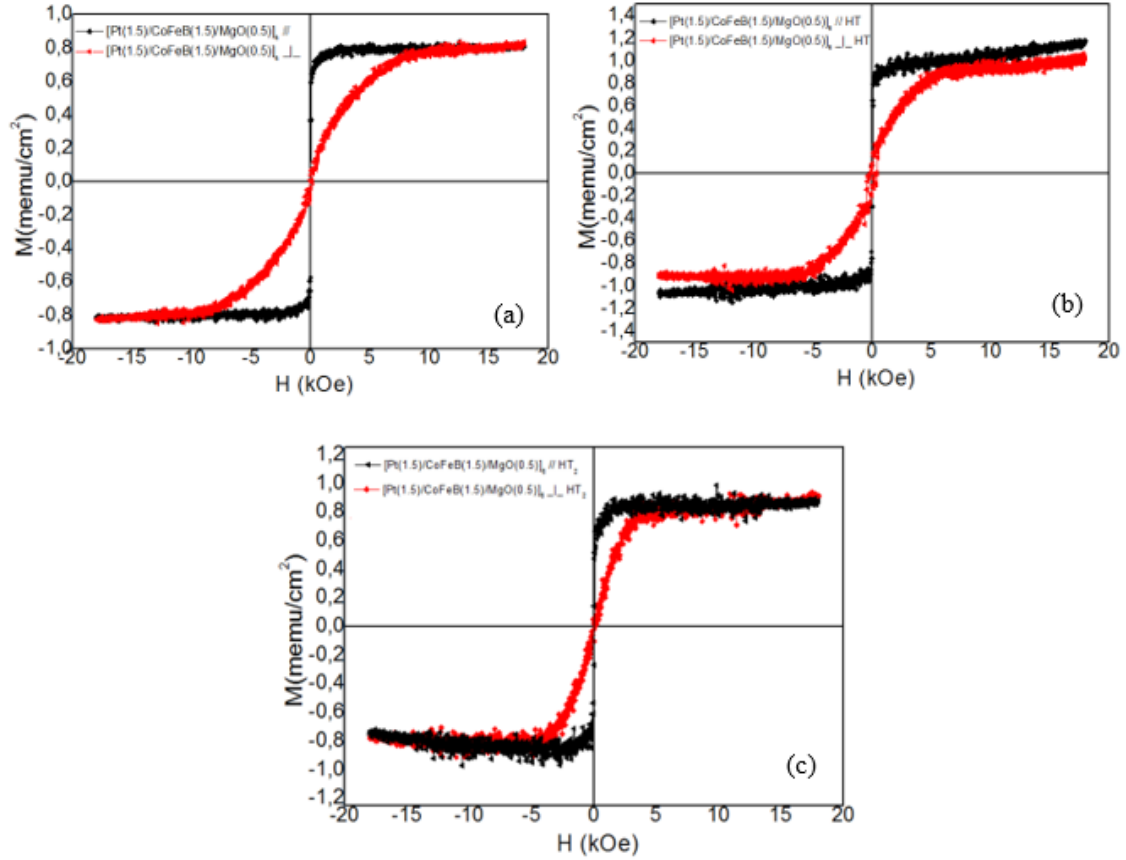
Σύμφωνα με τον πίνακα 1 η τιμή της μαγνήτισης που εφαρμόζεται κάθετα στο επίπεδο έπειτα από ανόπτηση στους 300°C για 30 λεπτά και στη συνέχεια για 30 λεπτά στους 350°C δεν παρουσιάζει κάποια βελτίωση.



Σχήμα 5.10: Βρόχοι υστέρησης για παράλληλο και κάθετο εφαρμοζόμενο πεδίο b) HT στους 300°C για 30 min c) HT στους 350°C για 30 min.

- Si/ [Pt (1.5)/CoFeB (1.5)/MgO (0.5)]₆ /Pt

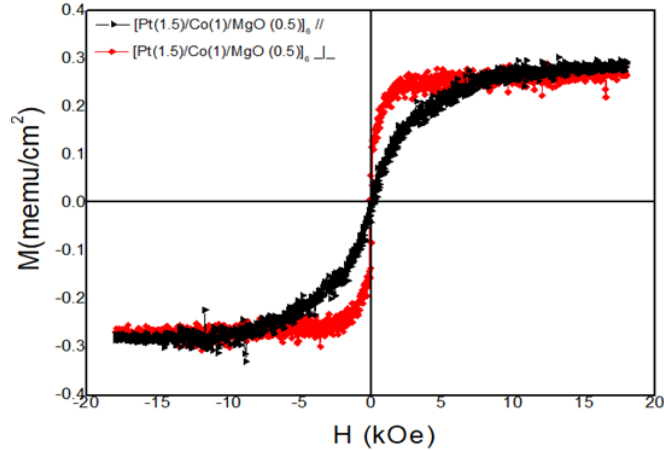
Το δείγμα αρχικά υπέστη σε θερμική κατεργασία για 30 λεπτά στους 300°C και έπειτα για 30 λεπτά στους 350°C. Στη περίπτωση αυτή παρατηρείται ότι το στρώμα Pt έχει συμβάλει στην αύξηση της κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας.



Σχήμα 5.11: Βρόχοι υστέρησης για παράλληλο και κάθετο εφαρμοζόμενο πεδίο b) HT στους 300°C για 30 min c) HT στους 350°C για 30 min.

- Si/ [Pt (1.5)/Co (1)/MgO (0.5)]₆ /Pt

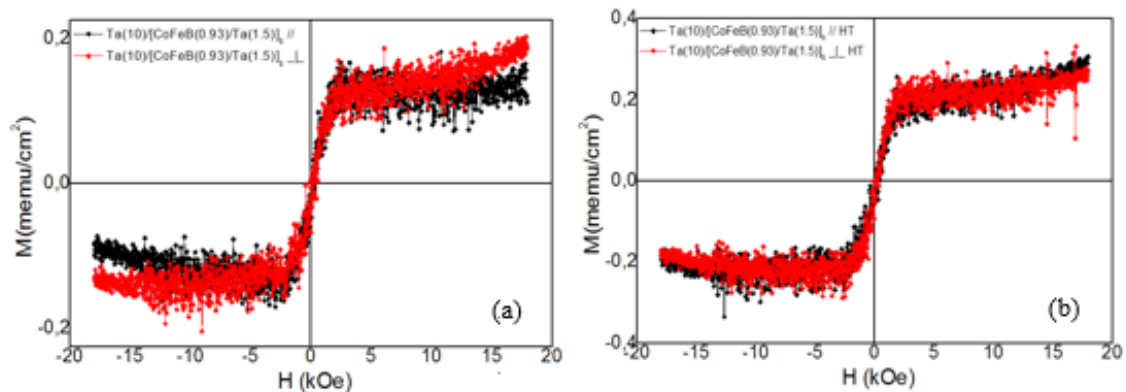
Το συγκεκριμένο δείγμα παρασκευάστηκε προκειμένου να μπορέσουμε να προβούμε σε μια πρώτη σύγκριση μεταξύ αυτού και του δείγματος Si/[Pt (1.5)/CoFeB (1.5)/MgO (0.5)]₆/Pt. Από το σχήμα συμπεραίνεται ότι το συγκεκριμένο δείγμα παρουσιάζει ισχυρή κάθετη μαγνητική ανισοτροπία.



Σχήμα 5.12: Βρόχοι υστέρησης όπου διακρίνονται δυο περιπτώσεις όπου α) το πεδίο εφαρμόζεται παράλληλα στην επιφάνεια του υμενίου (μαύρη γραμμή) και β) το πεδίο εφαρμόζεται κάθετα στην επιφάνεια του υμενίου (κόκκινη γραμμή).

- Si/Ta (10)/[CoFeB (0.93)/Ta(1.5)]₈

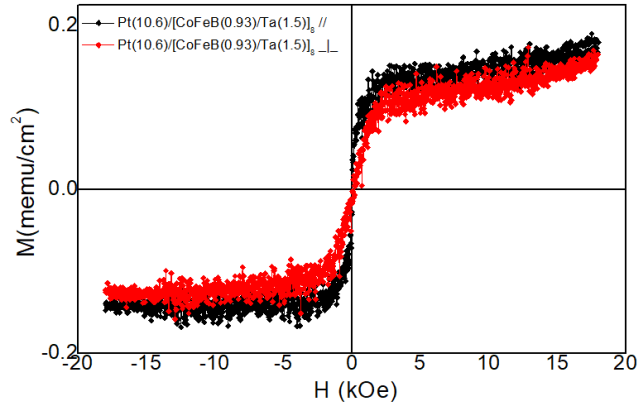
Το δείγμα υπέστη σε θερμική κατεργασία (heat-treatment) για 30 λεπτά στους 325 °C και σύμφωνα με τις τιμές της ανισοτροπίας που παρουσιάζονται στον πίνακα 1 η τιμή της μαγνήτισης δεν εμφανίζει καμία μεταβολή.



Σχήμα 5.13: Βρόχοι υστέρησης για παράλληλο και κάθετο εφαρμοζόμενο πεδίο b) HT στους 325°C για 30 min.

- Si/Pt (10.6)/[CoFeB (0.93)]₆/Ta (1.5)]₈

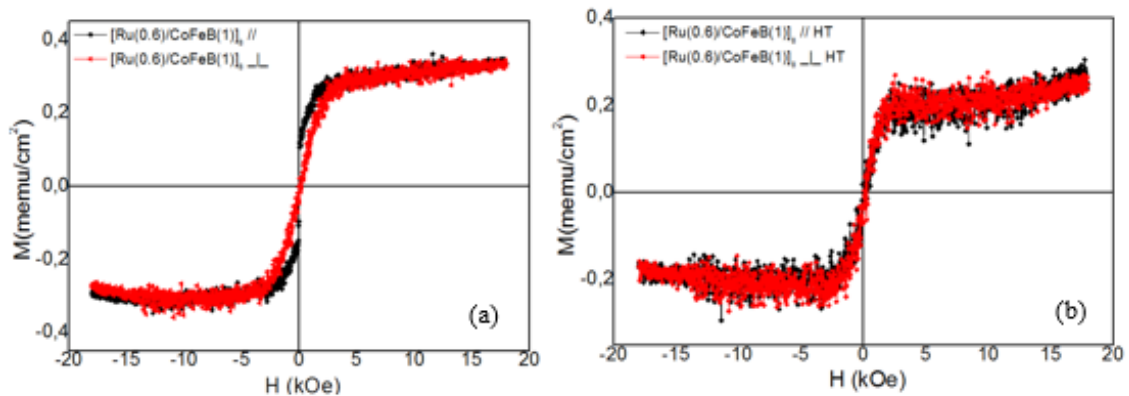
Από το σχήμα παρατηρείται ότι η τιμή του πεδίου που εφαρμόζεται κάθετα στο επίπεδο είναι σχεδόν ίδια με αυτή του πεδίου που εφαρμόζεται παράλληλα στο επίπεδο.



Σχήμα 5.14: Βρόχοι υστέρησης όπου διακρίνονται δυο περιπτώσεις όπου α) το πεδίο εφαρμόζεται παράλληλα στην επιφάνεια του υμενίου (μαύρη γραμμή) και β) το πεδίο εφαρμόζεται κάθετα στην επιφάνεια του υμενίου (κόκκινη γραμμή).

- Si/Ru (10)/[Ru (0.6)/CoFeB (1)]₈/Ru (0.6)

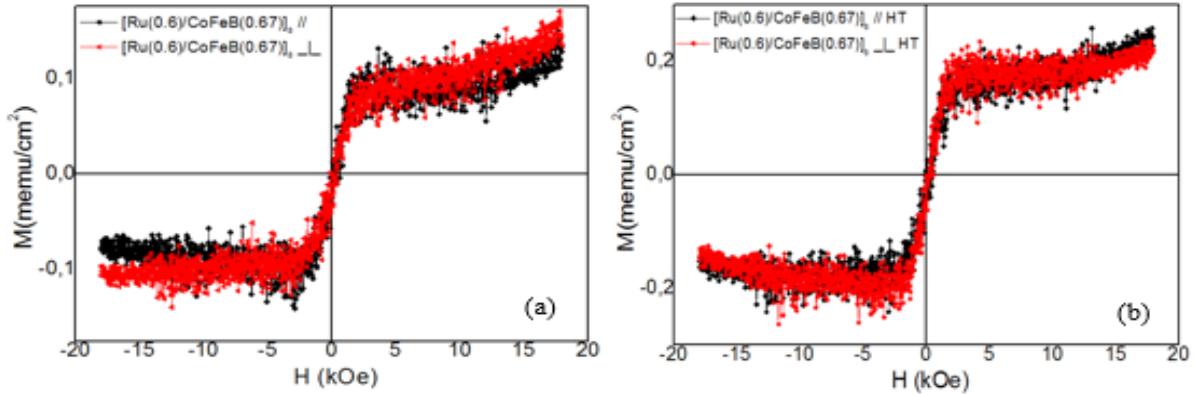
Το δείγμα υπέστη σε θερμική κατεργασία (heat-treatment) για 30 λεπτά στους 325 °C και σύμφωνα με τις τιμές της ανισοτροπίας που παρουσιάζονται στον πίνακα 1 η τιμή της μαγνήτισης δεν εμφανίζει καμία μεταβολή.



Σχήμα 5.15: Βρόχοι υστέρησης για παράλληλο και κάθετο εφαρμοζόμενο πεδίο b) HT στους 325°C για 30 min.

- Si/Ru (10)/[Ru (0.6)/CoFeB (0.67)]₈/Ru (0.6)

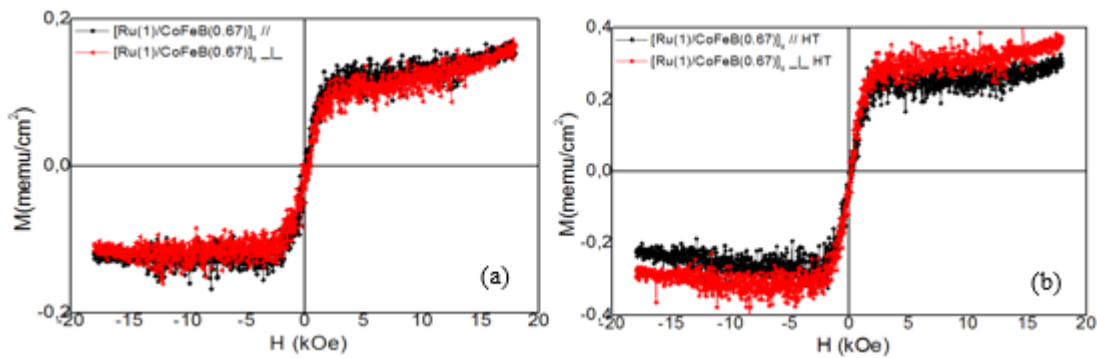
Το δείγμα υπέστη σε θερμική κατεργασία (heat-treatment) για 30 λεπτά στους 325 °C και σύμφωνα με τις τιμές της ανισοτροπίας που παρουσιάζονται στον πίνακα 1 η τιμή της μαγνήτισης δεν εμφανίζει καμία μεταβολή.



Σχήμα 5.16: Βρόχοι υστέρησης για παράλληλο και κάθετο εφαρμοζόμενο πεδίο b) HT στους 325°C για 30 min.

- Si/Ru (10)/[Ru (1)/CoFeB (0.67)]₈/Ru (1)

Το δείγμα υπέστη σε θερμική κατεργασία (heat-treatment) για 30 λεπτά στους 325 °C και σύμφωνα με τις τιμές της ανισοτροπίας που παρουσιάζονται στον πίνακα 1 η τιμή της μαγνήτισης δεν εμφανίζει καμία μεταβολή.



Σχήμα 5.17: Βρόχοι υστέρησης για παράλληλο και κάθετο εφαρμοζόμενο πεδίο b) HT στους 325°C για 30 min.

Πίνακας 1: Συγκεντρωτικός πίνακας όπου παρουσιάζονται οι τιμές των μαγνητικών πεδίων που εφαρμόζονται παράλληλα και κάθετα στο επίπεδο των υμενίων καθώς και η τιμή της ομοαξονικής ανισοτροπίας.

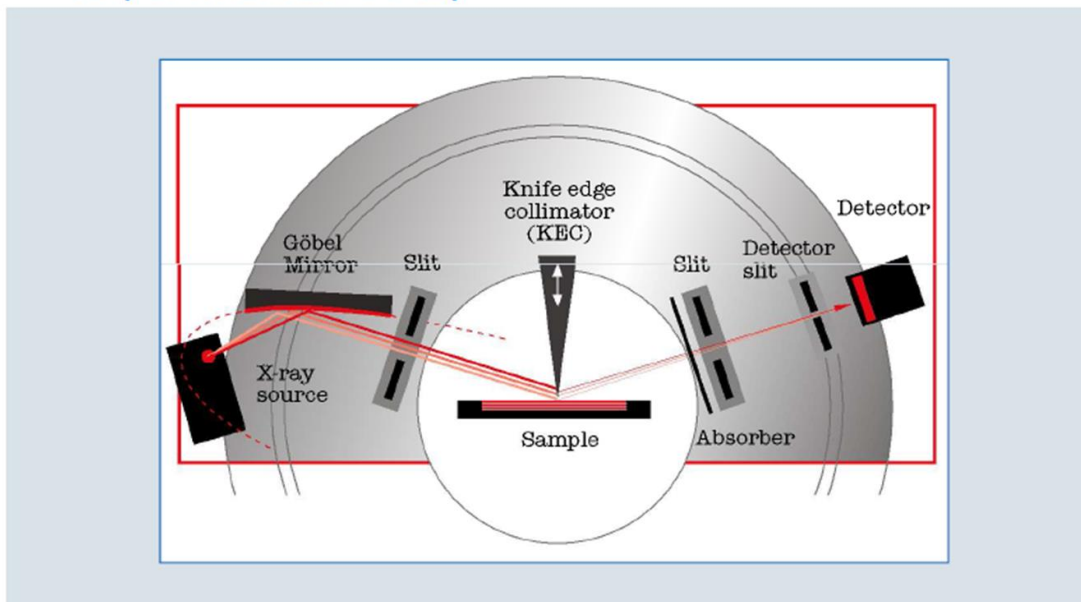
Δείγματα	Hs // (kOe)	M _{st} // (memu/cm ²)	Hs ⊥ (kOe)	K _u = $\frac{(H_{//}-H_{\perp})M_s}{2}$ (erg/cm ²)
SiO/[MgO (0.9)/CoFeB (2)] ₆ /MgO	4.82	0.54	9.62	-2.64
SiO/[MgO (0.9)/CoFeB (2)] ₆ /MgO (HT)	2.93	0.79	10.58	-4.2075
SiO/[MgO (0.9)/CoFeB (1)] ₆ /MgO	8.27	0.13	8.27	0
SiO/[MgO (0.9)/CoFeB (1)] ₆ /MgO (HT)	4.22	0.1	4.21	0.01
SiO/[MgO (0.9)/CoFeB (1.5)] ₆ /MgO	5.25	0.63	8.73	-1.914
SiO/[MgO (0.9)/CoFeB(1.5)] ₆ /MgO (HT)	3.58	0.41	8.87	-2.9095
Si/[MgO (0.5)/CoFeB (1.5)] ₆ /MgO	4.02	0.56	7.35	-1.8315
Si/[MgO (0.5)/CoFeB (1.5)] ₆ /MgO (HT)	3.51	0.73	6.09	-1.419
Si/[MgO (0.5)/CoFeB (1.5)] ₆ /MgO (HT ₂)	2.7	0.64	8.92	-3.421
Si/[MgO (1.8)/CoFeB (1.5)] ₆ /MgO	4.09	0.52	6.81	-1.496
Si/[MgO (1.8)/CoFeB (1.5)] ₆ /MgO (HT)	3.12	0.71	8.59	-3.0085
Si/[MgO (1.8)/CoFeB (1.5)] ₆ /MgO (HT ₂)	4.24	0.66	9.98	-3.157
Si/[Pt (1.5)/CoFeB (1.5)/MgO (1.8)] ₆ /Pt	2.25	0.77	8.14	-3.2395
Si/[Pt (1.5)/CoFeB (1.5)/MgO (1.8)] ₆ /Pt (HT)	2.25	0.95	5.71	-1.903
Si/[Pt (1.5)/CoFeB (1.5)/MgO (1.8)] ₆ /Pt (HT ₂)	2.43	0.83	4.02	-0.8745
Si/[Pt (1.5)/Co (1)/MgO (0.5)] ₆ /Pt	9.2	0.25	3.36	3.212
Si/Ta (10)/[CoFeB (0.93)/ Ta (1.5)] ₈	3.96	0.13	3.96	0
Si/Ta (10)/[CoFeB (0.93)/Ta (1.5)] ₈ (HT)	3.89	0.2	3.89	0
Si/Pt (10.6)/[CoFeB (0.93)] ₆ /Ta (1.5)] ₈	4.64	0.13	4.85	-0.1155
Si/Ru (1)/[Ru (0.6)/CoFeB (1)] ₈ /Ru (0.6)	4.11	0.25	4.24	-0.0715
Si/Ru (1)/[Ru (0.6)/CoFeB (1)] ₈ /Ru (0.6) (HT)	4.24	0.2	4.24	0
Si/Ru (1)/[Ru (0.6)/CoFeB (0.67)] ₈ /Ru (0.6)	4.16	0.09	4.16	0
Si/Ru (1)/[Ru (0.6)/CoFeB (0.67)] ₈ /Ru (0.6) (HT)	4.04	0.17	4.04	0
Si/Ru (1)/[Ru (1)/CoFeB (0.67)] ₈ /Ru (1)	4.93	0.11	4.93	0
Si/Ru (1)/[Ru (1)/CoFeB (0.67)] ₈ /Ru (1) (HT)	3.76	0.17	3.76	0

5.5 Τεχνικά Χαρακτηριστικά Μονάδας Περίθλασης Ακτίνων –X Παράλληλης Δέσμης (XRR)

Τα δεδομένα περίθλασης ακτίνων-X (XRR) συλλέχθηκαν με περιθλασίμετρο τύπου D8 του οίκου Bruker. Συγκεκριμένα η μονάδα μπορεί να περιγραφεί αναλυτικά:

- Άνοδος χαλκού με ισχύ 3.0 kW (20-60 kV).
- Γωνιόμετρο υψηλής ακριβείας με χωριστή κίνηση για γωνίες λυχνίας θ και ανιχνευτή 2θ .
- Παραβολικός καθρέπτης (Goebel mirror) για παραλληλισμό της δέσμης. Σημείωση: Δηλαδή δεν ακολουθεί την γεωμετρία Bragg-Brentano που χρησιμοποιείται στην περίθλαση κόνεων.
- Ανιχνευτής LYNXEYE XE 1D της Bruker με υψηλής ποιότητας το φιλτράρισμα του φθορισμού και της ακτινοβολίας K β .
- Σύστημα διαφραγμάτων προσπίπτουσας δέσμης (Divergence slits) και περιθλώμενης δέσμης (Scattering slits) και εισερχόμενης δέσμης (Receiving slits) φίλτρο για την ακτινοβολία K β του χαλκού από Νικέλιο και συστοιχίες διαφραγμάτων Soller.
- Τράπεζα δείγματος με μικρομετρική ρύθμιση ύψους και δυνατότητα άντλησης από αντλία διαφράγματος για σταθεροποίηση του δείγματος.
- Μαχαίρι αποκοπής της αρχικής δέσμης με μικρομετρική ρύθμιση ύψους.

X-Ray Reflectometry Experimental Setup



Σχήμα 5.18: Η Πειραματική διάταξη του περιθλασιμέτρου παράλληλης δέσμης τύπου D8.

Χάρη στην παράλληλη δέσμη, την ακρίβεια της τοποθέτησης του δείγματος και της ανεξάρτητης κίνησης των γωνιομέτρων το όργανο είναι πολύ χρήσιμο για τις εξής μετρήσεις:

- Μέτρηση ανακλαστικότητας ακτίνων-Χ: Μπορεί να δώσει πληροφορία για τα πάχη, τις πυκνότητες και την επιφανειακή τραχύτητα λεπτών υμενίων και στρωματικών νανοδομών. Η σάρωση είναι « $\theta, 2\theta$ » (δηλαδή $\theta = \theta_D = \theta_I$).
- Μέτρηση περίθλασης ακτίνων-Χ σε εφαπτομενική πρόσπτωση (δηλ. με σταθερό θ_I σε μικρές γωνίες που πλησιάζουν κοντά στην γωνία ολικής ανάκλασης) ώστε να υπάρχει επιφανειακή ευαισθησία. Κατάλληλες για τον κρυσταλλογραφικό χαρακτηρισμό υμενίων και διάκριση του βάθους στο οποίο βρίσκεται η κάθε φάση με προσαρμογή της γωνίας πρόσπτωσης (depth profile).
- Μέτρηση “rocking curve”: Μεταβάλλονται οι γωνίες του ανιχνευτή και της πηγής αλλά με τρόπο ώστε να διατηρείται σταθερή η γωνία Bragg $\theta = (\theta_D + \theta_I)/2$, κατάλληλη για εύρεση της γωνιακής κατανομής προσανατολισμού των κρυσταλλιτών.
- Γενική μέτρηση “Unlock coupled”: Μεταβάλλονται οι γωνίες του ανιχνευτή και της πηγής αλλά με τρόπο ώστε να διατηρείται σταθερή η γωνία $\psi = (\theta_D - \theta_I)/2$ του ανύσματος σκέδασης με το δείγμα.



Εικόνα 5.19: Περιθλασόμετρο ακτίνων –Χ Τμήματος Επιστήμης Υλικών Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

5.5.1 Ανακλαστικότητα Ακτίνων –Χ (XRR) - Μελέτη Λεπτών Υμενίων

Ένα χαρακτηριστικό διάγραμμα XRR παρουσιάζεται στο σχήμα 5.19, στο οποίο εμφανίζονται οι ανακλαστικότητες των μονών στρωμάτων χαλκού (a - c) και των πολλαπλών στρωμάτων κοβαλτίου / χαλκού (d και e), σε υπόστρωμα πυριτίου. Από αυτό το τυπικό διάγραμμα XRR παρατηρούνται συγκεκριμένα χαρακτηριστικά που μπορούν να δώσουν πληροφορίες για τα στρώματα:

- (i) Η θέση της κρίσιμης γωνίας ολικής ανάκλασης (θ_c) εξαρτάται από τη μέση πυκνότητα ηλεκτρονίων, επομένως από αυτήν μπορεί να προσδιοριστεί η μέση πυκνότητα του υμενίου.
- (ii) Οι κροσσοί συμβολής Kiessig που προέρχονται από συμβολή των ακτίνων-Χ που ανακλώνται από την κάτω διεπιφάνεια υμενίου/υποστρώματος με αυτές που ανακλώνται από

την πάνω αέρα/υμενίου, συνδέονται με το συνολικό πάχος του υμενίου. Από την απόσταση δύο συνεχόμενων κροσσών μπορεί να υπολογιστεί το πάχος του υμενίου (Σχήμα 5.19b).

(iii) Σε πολυστρωματικά υμένια υπάρχουν επιπλέον οι κορυφές Bragg που συνδέονται με το πάχος της περιόδου Λ του πολυστρωματικού υμενίου. Επειδή αυτή είναι προφανώς μικρότερη του συνολικού πάχους έχουν μεγαλύτερη περιοδικότητα και έτσι ανάμεσα στους κροσσούς Bragg παρεμβάλλονται κροσσοί Kiessig (Σχήμα 5.19 d,e).

(iv) Οι τιμές τραχύτητας των διαφόρων επιφανειών μπορούν να εξαχθούν από την ανάλυση του διαγράμματος και συγκεκριμένα από τον πόσο γρήγορα φθίνουν οι κροσσοί σε υψηλότερες γωνίες (Σχήμα 5.19 b-e).

Η τιμή θ_m της γωνίας θ στην οποία παρατηρείται ο κροσσός τάξης m , σχετίζεται με το πάχος στρώματος d μέσω

$$\sqrt{\sin^2\theta_m - \sin^2\theta_c} = \frac{m\lambda}{2d} \quad (5.1)$$

η οποία είναι γενίκευση της εξίσωση Bragg όπως τροποποιείται από την επίδραση της διάθλασης. Εφόσον οι γωνίες θ είναι μικρές αυτή η εξίσωση μπορεί να γραφτεί με τη μορφή

$$\theta_m^2 - \theta_c^2 = m^2 \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2 \quad (5.2)$$

Ένας γρήγορος υπολογισμός του πάχους των στρωμάτων μπορεί να γίνει μέσω της σχέσης

$$d \approx \frac{\lambda}{2\Delta_{\text{Kiessig}}} \quad (5.3)$$

Για μια τραχιά επιφάνεια, η διέλευση είναι μεγαλύτερη από ότι για μία ομαλή επιφάνεια και επομένως η ένταση των κροσσών ενισχύεται (Σχήμα 5.12 c). Η αντίθετη περίπτωση μιας ομαλής επιφάνειας, αλλά τραχιάς διεπιφάνειας όπως στο (b) δείχνει μείωση των κροσσών Kiessig λόγω της υψηλής ανακλαστικότητας της επιφάνειας.

Τα φάσματα (d) και (e) αντιστοιχούν στο σύστημα πολλαπλών στρωμάτων, χωρίς τραχύτητα και με τραχύτητα, αντίστοιχα. Το χαρακτηριστικό αυτών των ανιχνεύσεων είναι η εμφάνιση κορυφών που σχετίζονται με το πάχος των στρωμάτων $D = d_{\text{Cu}} + d_{\text{Co}}$, που γενικά υποδηλώνεται ως $D = d_A + d_B$. Η θέση των κορυφών μπορεί να υπολογιστεί με την εξίσωση (5.1), μέσω του τροποποιημένου νόμου Bragg

$$\sqrt{\sin^2\theta_{\text{im,Bragg}} - \sin^2(\theta_c)} = \frac{m\lambda}{2D} \quad (5.4)$$

όπου η κρίσιμη γωνία θ_c υπολογίζεται κατά μέσο όρο για την περίοδο πολλαπλών στρωμάτων ($\theta_c = 0.398$ στην παρούσα περίπτωση).

Ομοίως, για επαρκώς μεγάλες γωνίες θ_i , η απόσταση των λεγόμενων Δ_{Bragg} μπορεί να προσεγγισθεί με

$$D \approx \frac{\lambda}{2\Delta_{\text{Bragg}}} \quad (5.5)$$

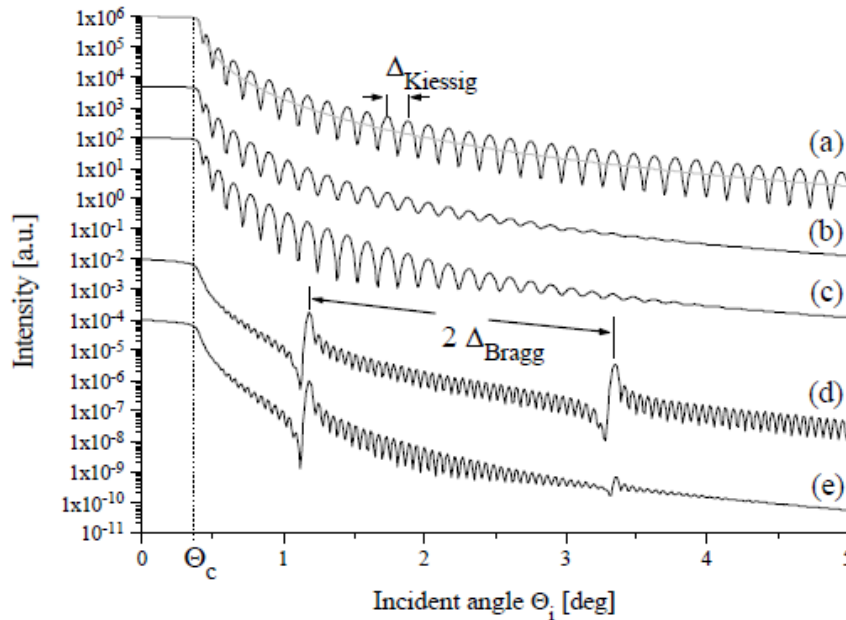
Ο λόγος για αυτό είναι μια πρόσθετη σχέση μεταξύ του πλάτους των μεγίστων κορυφών Bragg και του πάχους των μονών στρωμάτων d_A και d_B . Όταν πληρούνται οι τιμές πάχους

$$m = p \left(\frac{d_A}{d_B} + 1\right) \quad (5.6)$$

Ο αριθμός των κροσσών Kiessig ανάμεσα σε δύο μέγιστα Bragg είναι στις περισσότερες περιπτώσεις $N - 2$ με τον N να είναι ο αριθμός των περιόδων που περιέχονται στο υμένιο.

Αυτή η σχέση γίνεται προφανής όταν συγκρίνουμε τις εξισώσεις (5.5) και (5.3) και γράφουμε το συνολικό πάχος για την πολυστρωματική περίπτωση ως $d = ND$

$$\Delta_{\text{Bragg}} \approx \frac{\lambda}{2D} = N \frac{\lambda}{2d} \approx N \Delta_{\text{Kiessig}} \quad (5.7)$$



Σχήμα 5.20: Φάσματα XRR. (a) - (c): Στρώμα Cu πάχους 30nm σε υπόστρωμα Si. (a) Χωρίς τραχύτητα επιφάνειας ή διεπιφάνειας, η γκριζα γραμμή αντιπροσωπεύει ένα παχύ και λείο στρώμα Cu. (b) Τραχιά επιφάνεια αλλά ομαλή διεπιφάνεια. (c) Ομαλή διεπιφάνεια αλλά τραχιά επιφάνεια. (d) πολλαπλά στρώματα Co / Cu με ομαλές διεπαφές. (e) Πολυστρωματικά υμένια με τραχιές διεπαφές.⁷⁵

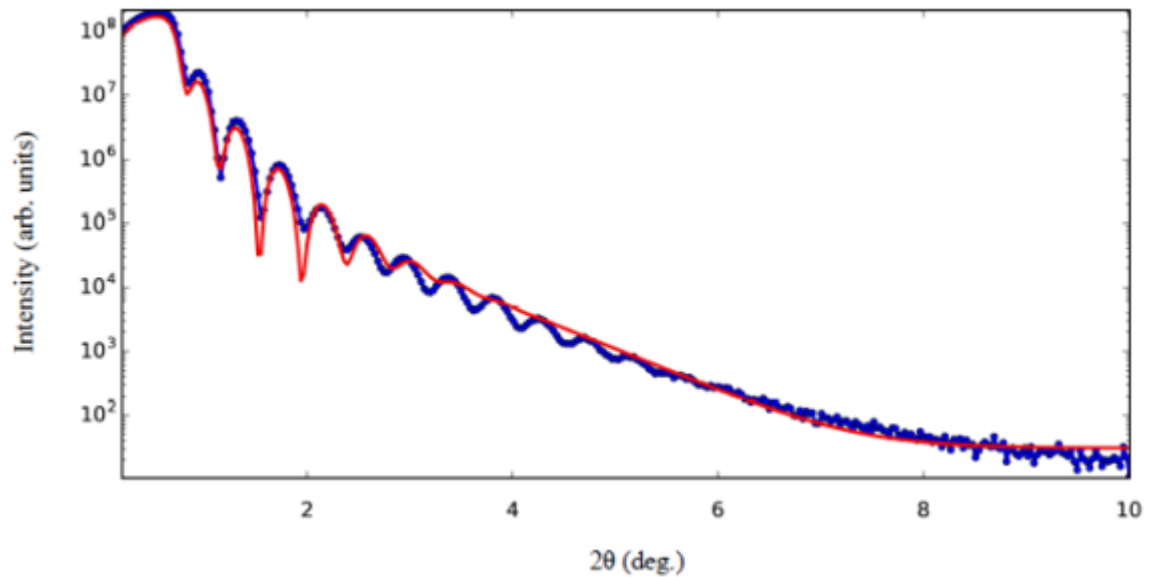
Από τα πειραματικά φάσματα XRR που προέκυψαν από τα δείγματα εξομοιώθηκαν με τη βοήθεια του λογισμικού GenX και παρατίθενται στο παρακάτω παράρτημα. Από αυτά μπορούμε να εξάγουμε τις ακριβείς τιμές του πάχους του κάθε δείγματος. Οι αντίστοιχες τιμές συγκεντρώνονται στον παρακάτω πίνακα. Τα διαγράμματα περίθλασης ακτίνων-X για τα δείγματα που παρασκευάστηκαν απεικονίζονται στο Παράρτημα.

Πίνακας 2: Συγκεντρωτικός πίνακας όπου παρουσιάζονται οι τιμές των πειραματικών και των θεωρητικών παχών για κάθε δείγμα.

Δείγματα	Λ_{nominal} (nm)	Λ_{XRR} (nm)	$\sigma_{\text{CoFeB}} / D_{\text{CoFeB}}$
CoFeB (10 min)	19.2	19.4	0.063
MgO (15 min)	6.05	6.13	-
MgO (45 min)	18.14	18.1	-
CoFeB (20 min)	38	38	0.036
SiO / [MgO (0.9)/CoFeB (2)] ₆ /MgO	2.9	3.73	0.24
SiO/[MgO (0.9)/CoFeB (1)] ₆ /MgO	1.9	2.93	1.41
SiO/[MgO (0.9)/CoFeB (1.5)] ₆ /MgO	2.4	2.99	0.89
Si/[MgO (0.5)/CoFeB (1.5)] ₆ /MgO	2	2.51	0.99
Si/[Pt (1.5)/CoFeB (1.5)/MgO (0.5)] ₆ /Pt	3.5	4.161	0.70
Si/Ru (1)/[Ru (0.6)/CoFeB (1)] ₈ /Ru (0.6)	1.6	1.527	0.72
Si/Ru (10)/[Ru (0.6)/CoFeB (0.67)] ₈ /Ru (0.6)	1.27	1.615	0.96
Si/Ru (10)/[Ru (1)/CoFeB (0.67)] ₈ /Ru (1)	1.67	1.49	0.85

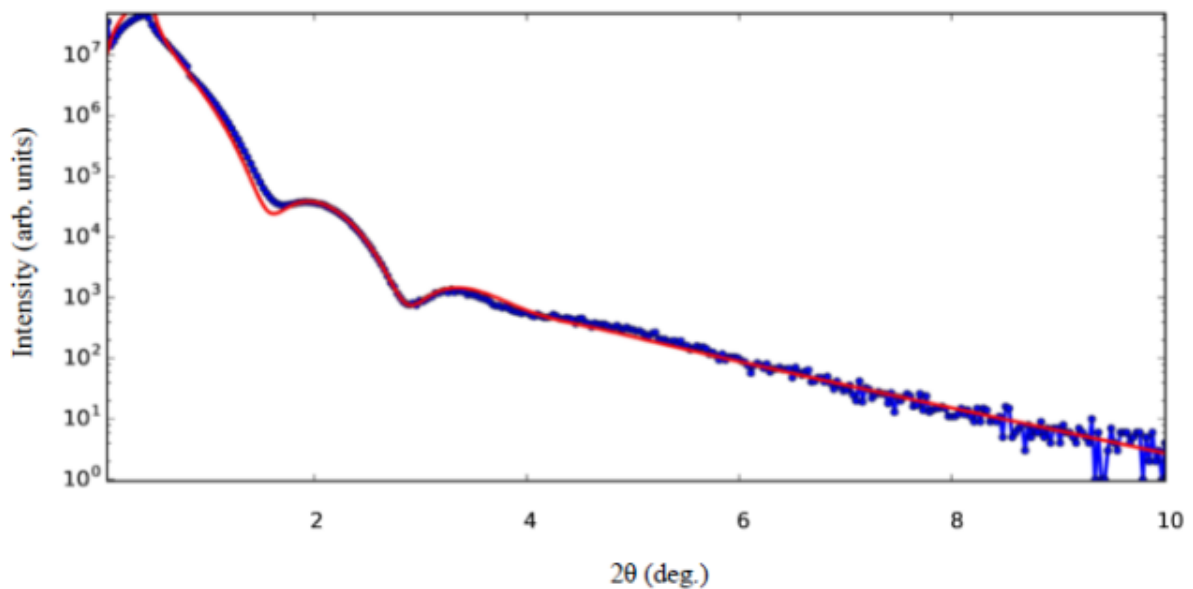
5.6 Παράρτημα

- CoFeB (10min)



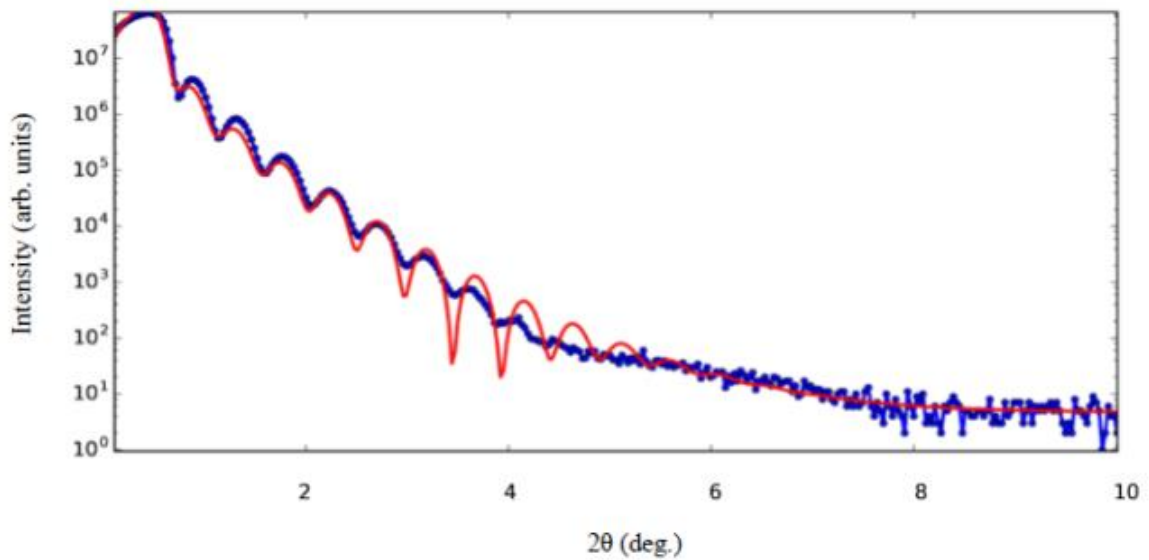
Σχήμα 1: Φάσμα XRR του μονοστρωματικού υμενίου CoFeB (10 min). Τα μπλε σύμβολα αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα, ενώ η κόκκινη γραμμή είναι οι εξομοιώσεις που έγιναν με τη βοήθεια του κώδικα GenX.

- MgO (15 min)



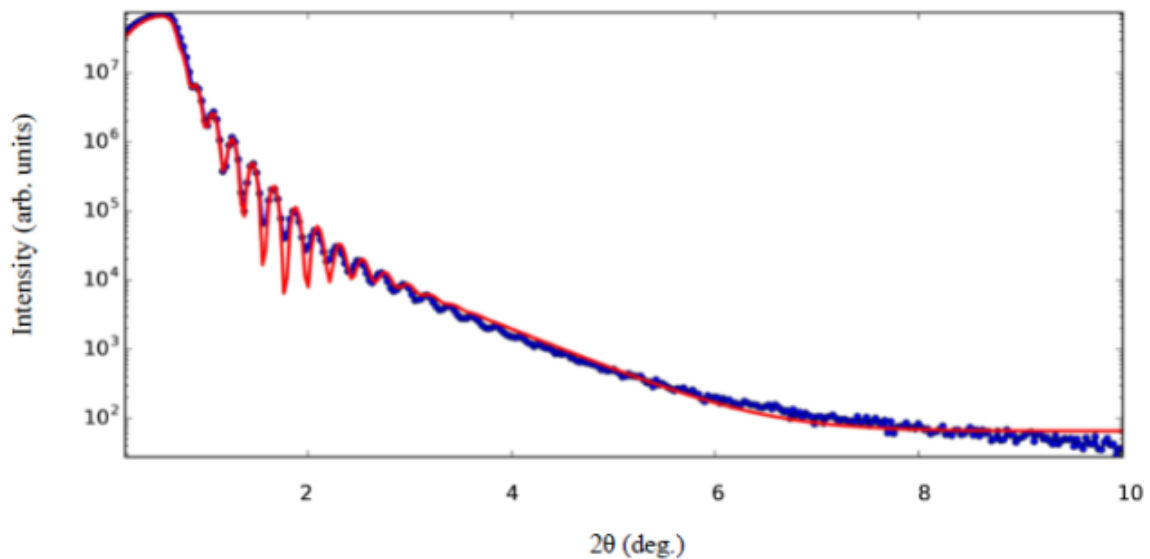
Σχήμα 2: Φάσμα XRR του μονοστρωματικού υμενίου MgO (15 min). Τα μπλε σύμβολα αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα, ενώ η κόκκινη γραμμή είναι οι εξομοιώσεις που έγιναν με τη βοήθεια του κώδικα GenX.

- MgO (45 min)



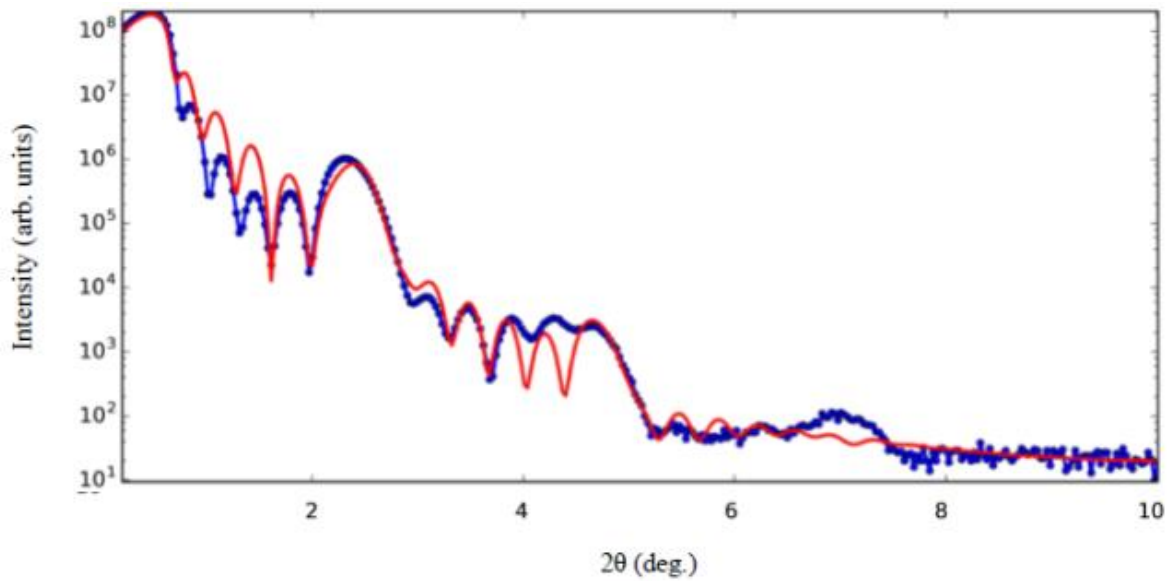
Σχήμα 3: Φάσμα XRR του μονοστρωματικού υμενίου MgO (45 min). Τα μπλε σύμβολα αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα, ενώ η κόκκινη γραμμή είναι οι εξομοιώσεις που έγιναν με τη βοήθεια του κώδικα GenX.

- CoFeB (20 min)



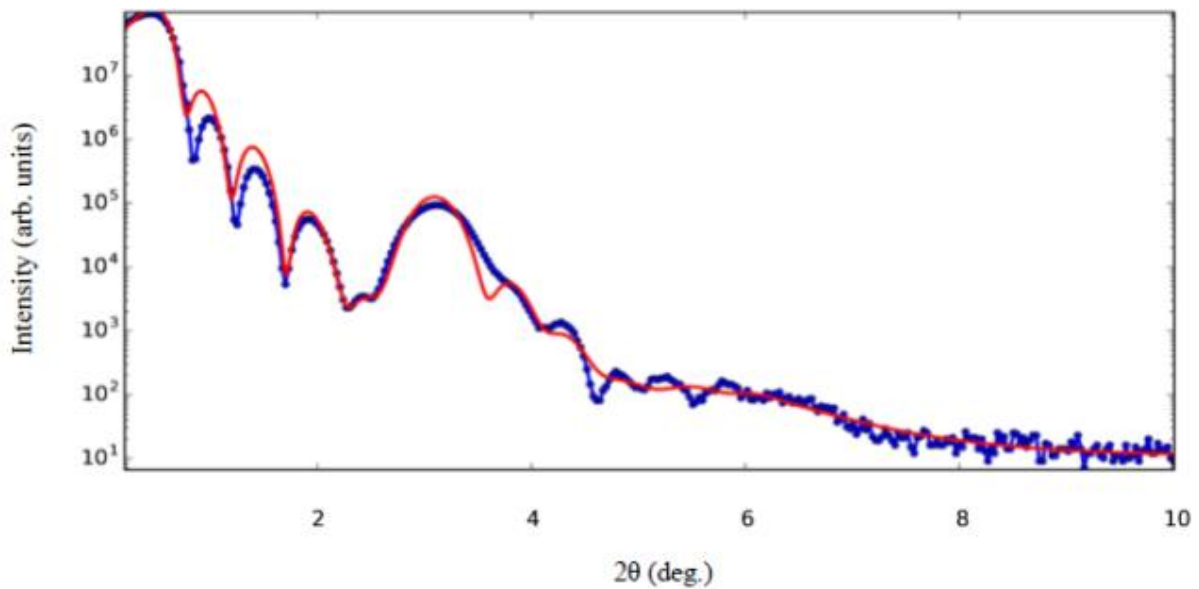
- **Σχήμα 4:** Φάσμα XRR του μονοστρωματικού υμενίου CoFeB (20 min). Τα μπλε σύμβολα αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα, ενώ η κόκκινη γραμμή είναι οι εξομοιώσεις που έγιναν με τη βοήθεια του κώδικα GenX.

- SiO/[MgO (0.9)/CoFeB (2)]₆/MgO



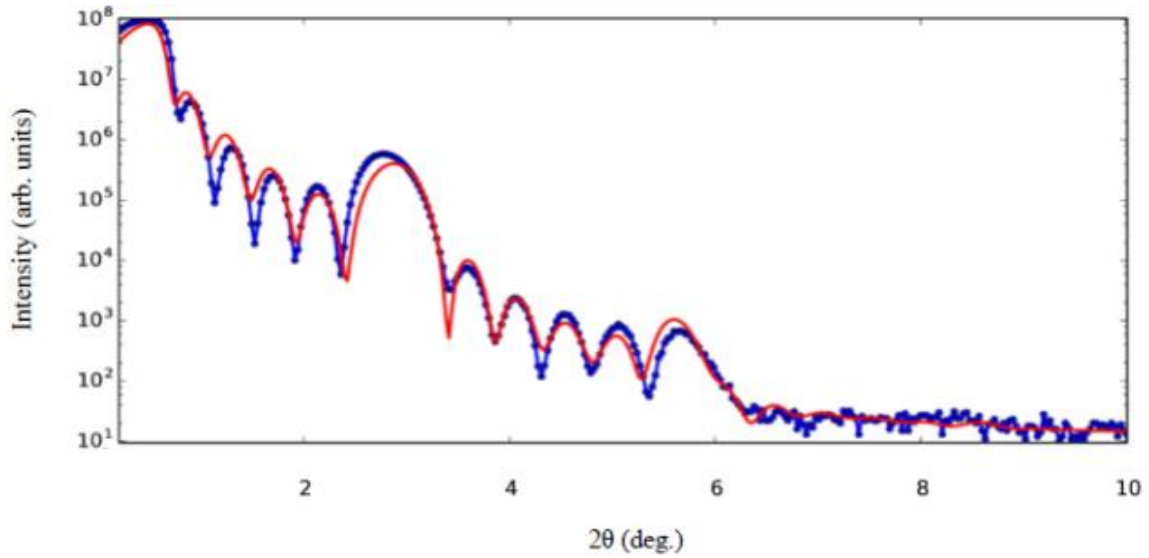
Σχήμα 5: Φάσμα XRR των πολυστρωματικών υμενίων CoFeB/MgO. Τα μπλε σύμβολα αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα, ενώ η κόκκινη γραμμή είναι οι εξομοιώσεις που έγιναν με τη βοήθεια του κώδικα GenX.

- SiO/[MgO (0.9)/CoFeB (1)]₆/MgO



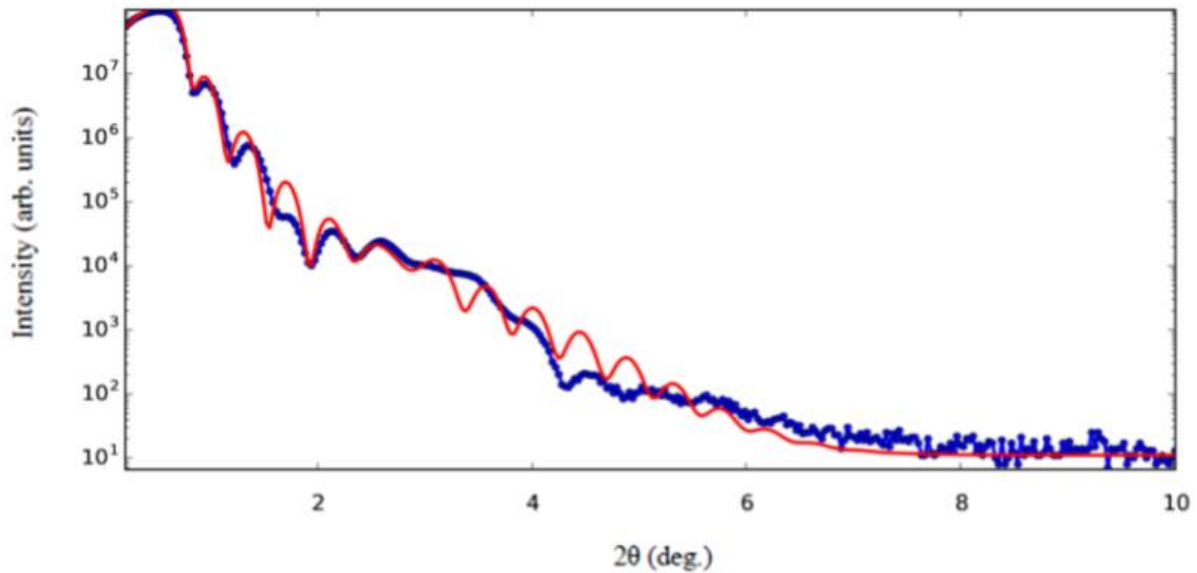
Σχήμα 6: Φάσμα XRR των πολυστρωματικών υμενίων CoFeB/MgO. Τα μπλε σύμβολα αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα, ενώ η κόκκινη γραμμή είναι οι εξομοιώσεις που έγιναν με τη βοήθεια του κώδικα GenX.

- SiO/[MgO (0.9)/CoFeB (1.5)]₆/MgO



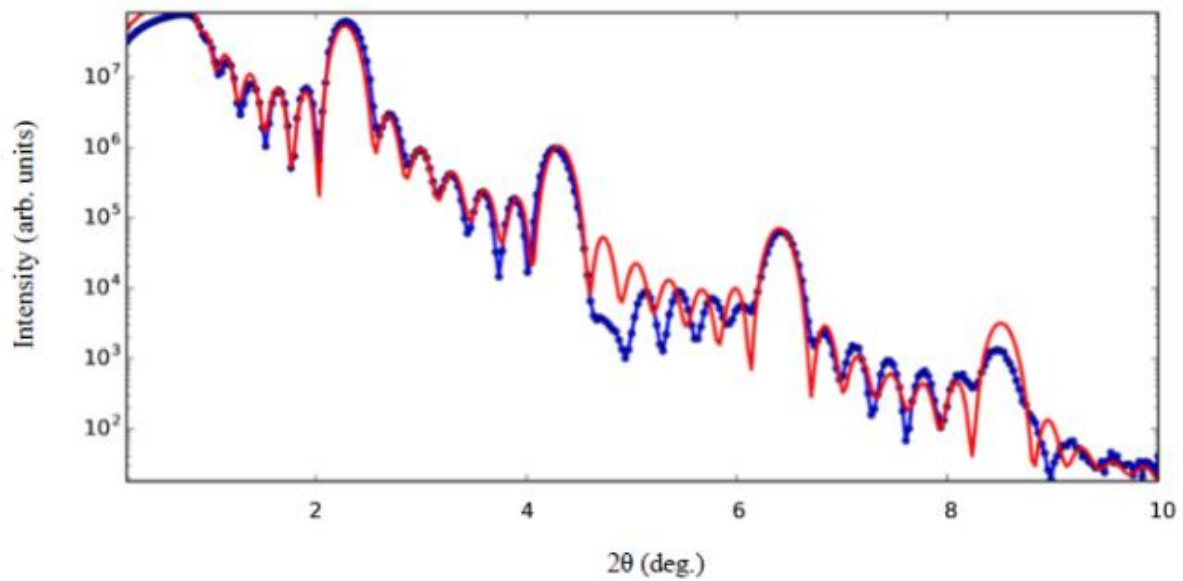
Σχήμα 7: Φάσμα XRR των πολυστρωματικών υμενίων CoFeB/MgO. Τα μπλε σύμβολα αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα, ενώ η κόκκινη γραμμή είναι οι εξομοιώσεις που έγιναν με τη βοήθεια του κώδικα GenX.

- Si/[MgO (0.5)/CoFeB (1.5)]₆/MgO



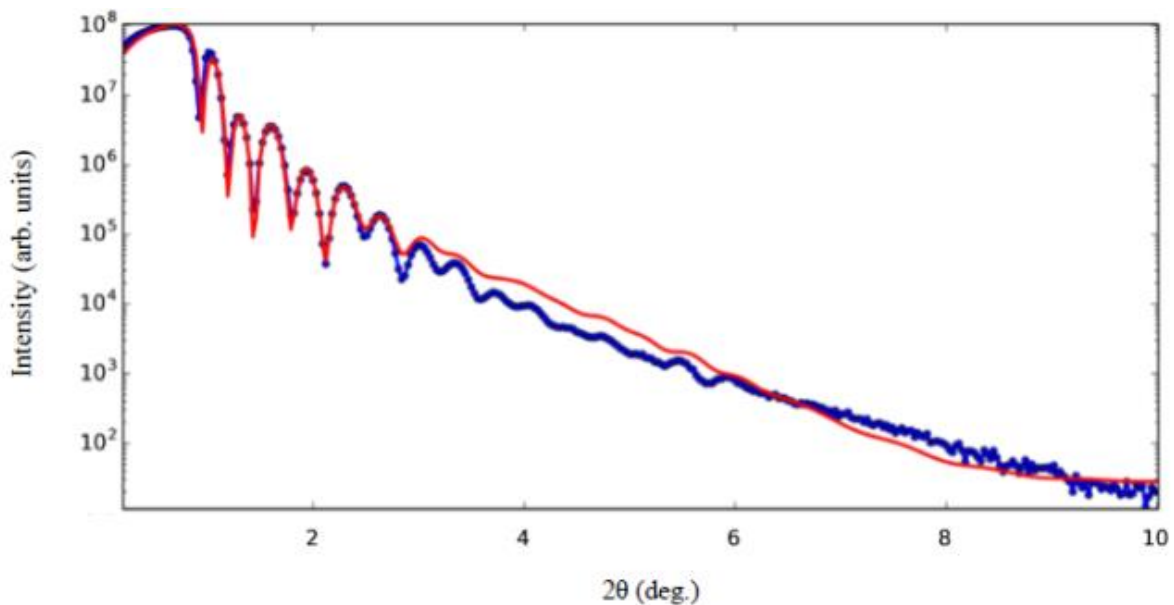
Σχήμα 8: Φάσμα XRR των πολυστρωματικών υμενίων CoFeB/MgO. Τα μπλε σύμβολα αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα, ενώ η κόκκινη γραμμή είναι οι εξομοιώσεις που έγιναν με τη βοήθεια του κώδικα GenX.

- Si/[Pt (1.5)/CoFeB (1.5)/MgO (0.5)]₆/Pt



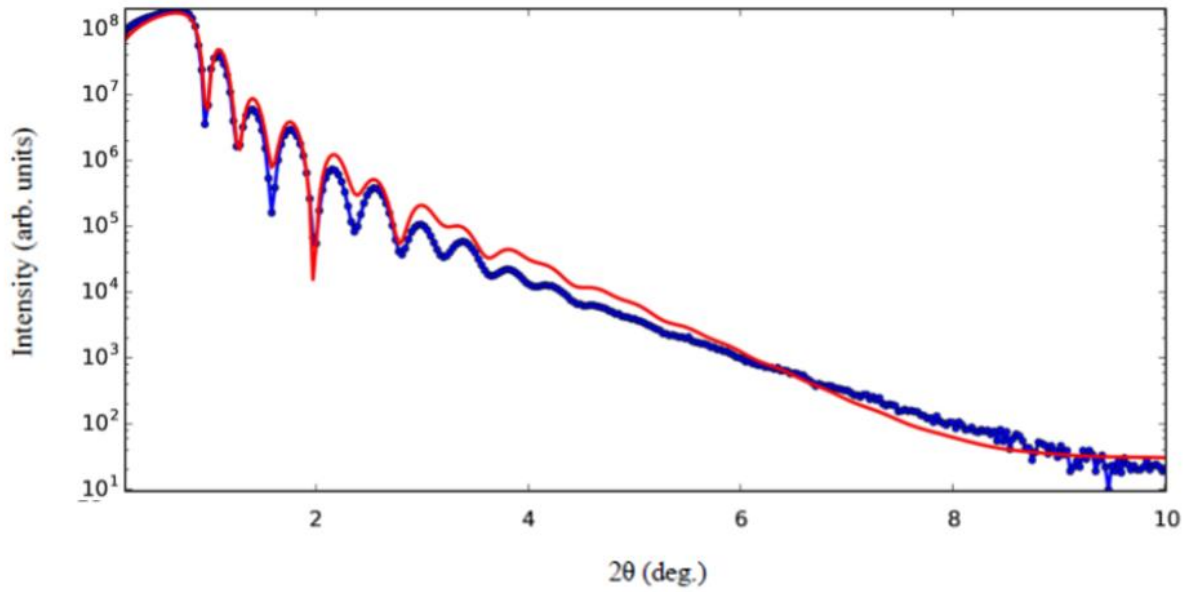
Σχήμα 9: Φάσμα XRR των πολυστρωματικών υμενίων Pt/CoFeB/MgO. Τα μπλε σύμβολα αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα, ενώ η κόκκινη γραμμή είναι οι εξομοιώσεις που έγιναν με τη βοήθεια του κώδικα GenX.

- Si/Ru (1)/[Ru (0.6)/CoFeB (1)]₈/Ru (0.6)



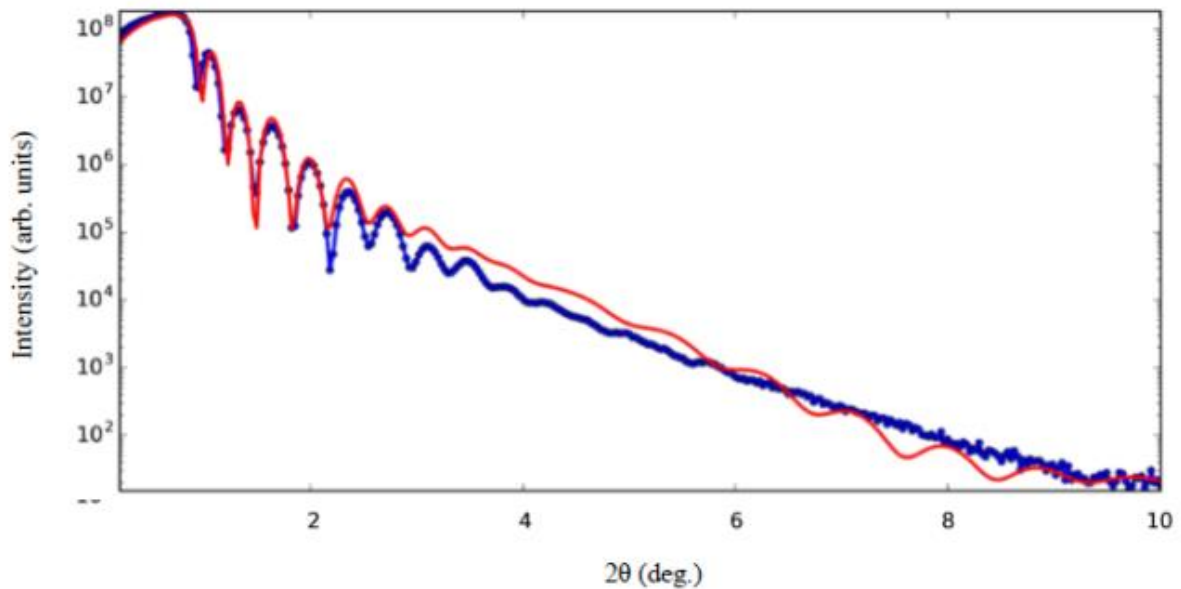
Σχήμα 10: Φάσμα XRR των πολυστρωματικών υμενίων Ru/CoFeB. Τα μπλε σύμβολα αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα, ενώ η κόκκινη γραμμή είναι οι εξομοιώσεις που έγιναν με τη βοήθεια του κώδικα GenX.

- Si/Ru (10)/[Ru (0.6)/CoFeB (0.67)]₈/Ru (0.6)



Σχήμα 11: Φάσμα XRR των πολυστρωματικών υμενίων Ru/CoFeB. Τα μπλε σύμβολα αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα, ενώ η κόκκινη γραμμή είναι οι εξομοιώσεις που έγιναν με τη βοήθεια του κώδικα GenX.

- Si/Ru (10)/[Ru (1)/CoFeB (0.67)]₈/Ru (1)



Σχήμα 12: Φάσμα XRR των πολυστρωματικών υμενίων Ru/CoFeB. Τα μπλε σύμβολα αντιστοιχούν στα πειραματικά δεδομένα, ενώ η κόκκινη γραμμή είναι οι εξομοιώσεις που έγιναν με τη βοήθεια του κώδικα GenX.

5.7 Συμπεράσματα

Συνοψίζοντας, αντικείμενο της παρούσας διπλωματικής εργασίας ήταν η εναπόθεση και ο χαρακτηρισμός λεπτών μονοστρωματικών και πολυστρωματικών υμενίων CoFeB , MgO . Πιο συγκεκριμένα, πραγματοποιήθηκε η ανάπτυξη και μελέτη των εξής δειγμάτων $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$, MgO , $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/\text{MgO}$, $\text{Pt}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/\text{MgO}$, $\text{Ta}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$, $\text{Pt}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/\text{Ta}$ και $\text{Ru}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ τα οποία αναπτύχθηκαν με τη μέθοδο sputtering. Έπειτα, τα συγκεκριμένα δείγματα μελετήθηκαν μαγνητικά με τη βοήθεια του μαγνητόμετρου παλλόμενου δείγματος και δομικά με την τεχνική της ανακλαστικότητας ακτίνων-X (XRR).

Καθοριστικό ρόλο στη διαμόρφωση της κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας παίζουν οι παράμετροι διαμόρφωσης (τα πάχη των επιμέρους στρωμάτων και ο αριθμός N επαναλήψεων της περιόδου) αλλά και η ποιότητα των διεπιφανειών.

Στοχεύοντας προς την κατεύθυνση της ανάπτυξης πολυστρωματικών υμενίων με βελτιωμένες ιδιότητες κάθετης ανισοτροπίας τα συμπεράσματα της παρούσας διατριβής συνοψίζονται στα εξής παρακάτω:

Για την ομάδα δειγμάτων $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/\text{MgO}$ παρατηρήθηκε ότι μόνο τα πολύ λεπτά στρώματα CoFeB τείνουν να αποκτήσουν κάθετη ανισοτροπία. Επίσης ακολουθήθηκε θερμική κατεργασία (heat-treatment), η οποία δεν ενόησε σημαντικά την ενίσχυση της ΚΜΑ και με παρατεταμένη θερμική επεξεργασία μειώνεται ακόμα περισσότερο η κάθετη μαγνήτιση λόγω της υποβάθμισης της ποιότητας των διεπιφανειών.

Για τα δείγματα $\text{Pt}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/\text{MgO}$ ύστερα από τη διπλή θερμική κατεργασία που έχουν υποστεί τα δείγματα εμφανίζουν τάση ανάπτυξης ΚΜΑ. Η απουσία κροσσών Bragg στα διαγράμματα XRR δείχνει ότι υπάρχει εκτεταμένη διάχυση στις διεπιφάνειες.

Τα δείγματα της σειράς $\text{Ta}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/\text{Ta}$ όπως και στα $\text{Pt}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}/\text{Ta}$ δείγματα παρατηρούμε ότι είναι στο όριο εμφάνισης ΚΜΑ και δεν παρατηρήθηκε κάποια βελτίωση μετά από ανόπτηση.

Τέλος, σύμφωνα με το μαγνητικό χαρακτηρισμό των πολυστρωματικών υμενίων της σειράς $\text{Ru}/\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$ παρατηρείται μια οριακή βελτίωση στις τιμές της ΚΜΑ ύστερα από την ανόπτηση. Ομοίως και σε αυτά τα δείγματα η απουσία κροσσών Bragg από τα διαγράμματα XRR δείχνει ότι υπάρχει εκτεταμένη διάχυση στις διεπιφάνειες.

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] William Gilbert, (1958). *De Magnete*, translation published 1893 by Fleury Mottelay.
- [2] C. Kittel, Introduction to solid state physics, 7th ed., Wiley, New York, 1996.
- [3] Piramanayagam, S. N. (2007). *Perpendicular recording media for hard disk drives*. Journal of Applied Physics, 102(1). Available from: <https://doi.org/10.1063/1.2750414>.
- [4] A.N. Bogdanov, U.K. Röbller, Chiral symmetry breaking in magnetic thin films and multilayers, Physical Review Letters, 87 (2001) 037203.
- [5] A. Bogdanov, A. Hubert, Thermodynamically Stable Magnetic Vortex States in Magnetic Crystals, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 138 (1994) 255-269.
- [6] A. Abanov, V.L. Pokrovsky, Skyrmion in a real magnetic film, Physical Review B, 58 (1998) R8889-R8892.
- [7] U.K. Röbller, A.N. Bogdanov, C. Pfleiderer, Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals, Nature, 442 (2006) 797-801.
- [8] F. Jonietz, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, A. Neubauer, W. Münzer, A. Bauer, T. Adams, R. Georgii, P. Böni, R.A. Duine, K. Everschor, M. Garst, A. Rosch, Spin transfer torques in MnSi at ultralow current densities, Science, 330 (2010) 1648-1651.
- [9] W. Jiang, P. Upadhyaya, W. Zhang, G. Yu, M.B. Jungfleisch, F.Y. Fradin, J.E. Pearson, Y. Tserkovnyak, K.L. Wang, O. Heinonen, S.G.E. te Velthuis, A. Hoffmann, Blowing magnetic skyrmion bubbles, Science, 349 (2015) 283-286.
- [10] S. Woo, K. Litzius, B. Kruger, M.Y. Im, L. Caretta, K. Richter, M. Mann, A. Krone, R.M. Reeve, M. Weigand, P. Agrawal, I. Lemesh, M.A. Mawass, P. Fischer, M. Kläui, G.S. Beach, Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets, Nature Materials, 15 (2016) 501-506.
- [11] C. Moreau-Luchaire, S.C. Mouta, N. Reyren, J. Sampaio, C.A. Vaz, N. Van Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhuter, J.M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, A. Fert, Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature, Nature Nanotechnology, 11 (2016) 444-448.
- [12] O. Boulle, J. Vogel, H. Yang, S. Pizzini, D. de Souza Chaves, A. Locatelli, T.O. Mendes, A. Sala, L.D. Buda-Prejbeanu, O. Klein, M. Belmeguenai, Y. Roussigne, A. Stashkevich, S.M. Cherif, L. Aballe, M. Foerster, M. Chshiev, S. Auffret, I.M. Miron, G. Gaudin, Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures, Nature Nanotechnology, 11 (2016) 449-454.
- [13] N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J.E. Bickel, B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, Writing and deleting single magnetic skyrmions, Science, 341 (2013) 636-639.

- [14] Jiang, W. (n.d.). *Skyrmions in Magnetic Multilayers*. 1–93
- [15] J.M.D.Coey. (2009). *Magnetism and magnetic materials*. United States of America : Cambridge University Press.
- [16] Hauet, T., (2017). *Magnetic multilayer for magnetic memories. Habilitation à Diriger des Recherches Thomas Hauet Magnetic multilayer for magnetic memories*. 0-158.
- [17] Παναγιωτόπουλος, Ι. (2010). *Μαγνητικά Υλικά*. Αθήνα: Επιστημονικές και Τεχνολογικές Εκδόσεις Α.Γ.ΠΙΝΕΥΜΑΤΙΚΟΣ.
- [18] Zhang, S. and Zhao, D. (2017). *Advances in Magnetic Materials: Processing, Properties, and Performance*. United States of America: Taylor & Francis Group.
- [19] B. D. Cullity, C.D.Graham, B. C. (2008). *Introduction to magnetic materials*. New Jersey: Wiley-IEEE Press.
- [20] Getzlaff, M. (1965). *Fundamentals of Magnetism*. German : Springer.
- [21] Dieny, B., Goldfarb, R., & Lee, K.-J. (2016). *Introduction to Magnetic Random-Access Memory*. United States: Wiley-IEEE Press.
- [22] Usov, N. A., & Serebryakova, O. N. (1996). Reports on Progress in Physics Related content Magnetic anisotropy in metallic multilayers.
- [23] Ikeda, S., Miura, K., Yamamoto, H., Mizunuma, K., Gan, H. D., Endo, M., Ohno, H. (2010). A perpendicular-anisotropy CoFeB – MgO magnetic tunnel junction. *Nature Materials*, 9(9), 721–724. Available from: <https://doi.org/10.1038/nmat2804>.
- [24] Lou, Y., Zhang, Y., Guo, H., Xu, D., & Zhang, Y. (2017). Study on the mechanism of perpendicular magnetic anisotropy in Ta/CoFeB/MgO system. *Journal of Semiconductors*, 38(6). Available from: <https://doi.org/10.1088/1674-4926/38/6/062003>.
- [25] Akyol, M. (2019). Origin of Interfacial Magnetic Anisotropy in Ta/CoFeB/MgO and Pt/CoFeB/MgO Multilayer Thin Film Stacks. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 32(3), 457–462. Available from: <https://doi.org/10.1007/s10948-019-5005-8>.
- [26] H.X. Yang, M. Chshiev, B. Dieny, J.H. Lee, A. Manchon, K.H. Shin, First-principles investigation of the very large perpendicular magnetic anisotropy at Fe vertical bar MgO and Co vertical bar MgO interfaces, *Physical Review B*, 84 (2011) 054401.
- [27] Moreau-Luchaire, C. et al. *Nat. Nanotech.* 11, 444448 (2016).
- [28] Woo, S. et al. *Nat. Mater.* 15,501-506 (2016).
- [29] Boule, O. et al. *Nat. Nanotech.* 11, 449 454 (2016).
- [30] Anjan Soumyanarayanan et al., *Nature Materials* 16, 898–904 (2017).
- [31] Soong-Geun Je, *PRB* 88, 214401 (2013).
- [32] A. Thiaville, *EPL*, 100 (2012) 57002.

- [33] Jae Hyun Kwon, *Sci. Adv.* 2016; 2 e1501892.
- [34] Kai Di APL106, 052403 (2015).
- [35] Woo, *Nature Materials* 2016, nmat4593.
- [36] Choudhary, P., Sharma, K., Balecha, S., & Mishra, B. (2015). A review on magnetic tunnel junction technology. *Irjet*, 2(4), 1635–1639.
- [37] Zhu, J.-G., & Park, C. (2006). *Review: Magnetic Tunnel Junctions*. 9(11), 36–45.
- [38] Lavrijsen, R. (2006). *MgO based Magnetic Tunnel*. (December), 1–98.
- [39] Makarov, A., Windbacher, T., Sverdlov, V., & Selberherr, S. (2016). CMOS-compatible spintronic devices: A review. *Semiconductor Science and Technology*, 31(11), 1–25. Available from: <https://doi.org/10.1088/0268-1242/31/11/113006>.
- [40] M. Jullière, “Tunneling between ferromagnetic films,” *Phys. Lett. A* 54, pp. 225–226 (1975); doi: 10.1016/0375-9601(75)90174-7.
- [41] Zhu, J.-G., & Park, C. (2006). *Review: Magnetic Tunnel Junctions*. 9(11), 36–45.
- [42] Lavrijsen, R. (2006). *MgO based Magnetic Tunnel*. (December), 1–98.
- [43] Ennen, I., Kappe, D., Rempel, T., Glenske, C., & Hütten, A. (2016). Giant Magnetoresistance: Basic concepts, microstructure, magnetic interactions and applications. *Sensors (Switzerland)*, 16(6). Available from: <https://doi.org/10.3390/s16060904>.
- [44] Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., van Dau F.N., Petro F., Eitenne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. *Phys. Rev. Lett.* 1988;61. Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.2472>.
- [45] Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B.* 1989;39:4828- 4830. Available from: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.4828>.
- [46] N. F. Mott. The Electrical Conductivity of Transition Metals. *Proc. Roy. Soc. A* 1936 153, p 699.
- [47] Webster, J. G., Peng, S. Z., Zhang, Y., Wang, M. X., Zhang, Y. G., & Zhao, W. (2014). Magnetic Tunnel Junctions for Spintronics: Principles and Applications. *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering*, 1936(12), 1–16. Available from: <https://doi.org/10.1002/047134608x.w8231>.
- [48] Levy, P. M. (1994). Giant Magnetoresistance in Magnetic Layered and Granular Materials. *Solid State Physics - Advances in Research and Applications*, 47(C), 367–462. Available from: [https://doi.org/10.1016/S0081-1947\(08\)60642-6](https://doi.org/10.1016/S0081-1947(08)60642-6).
- [49] Zeenath Reddy Tadisina. (2010). *Perpendicular Magnetic Anisotropy Materials for Reduced Current*. (January 2010).

- [50] Joshi, V. K. (2016). Spintronics: A contemporary review of emerging electronics devices. *Engineering Science and Technology, an International Journal*, 19(3), 1503–1513. Available from: <https://doi.org/10.1016/j.jestch.2016.05.002>.
- [51] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, D. Mauri, Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers, *Phys. Rev. B* 43 (1) (1991).
- [52] Giouroudi, I., & Keplinger, F. (2013). Microfluidic biosensing systems using magnetic nanoparticles. *International Journal of Molecular Sciences*, 14(9), 18535–18556. Available from: <https://doi.org/10.3390/ijms140918535>.
- [53] W. Kim, J. H. Jeong, Y. Kim, W. C. Lim, J. H. Kim, J. H. Park, and C. Chung. Extended Scalability of Perpendicular STT- MRAM Towards sub-20nm MTJ Node, in *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*; 2011, p 24.
- [54] Bhatti, S., Sbiaa, R., Hirohata, A., Ohno, H., Fukami, S., & Piramanayagam, S. N. (2017). Spintronics based random access memory: a review. *Materials Today*, 20(9), 530–548. Available from: <https://doi.org/10.1016/j.mattod.2017.07.007>.
- [55] Sbiaa, R., Meng, H., & Piramanayagam, S. N. (2011). Materials with perpendicular magnetic anisotropy for magnetic random access memory. *Physica Status Solidi - Rapid Research Letters*, 5(12), 413–419. Available from: <https://doi.org/10.1002/pssr.201105420>.
- [56] Kurinec, S. K., & Iniewski, K. (2014). *Nanoscale Semiconductor Memories: Technology and Applications*. U.S.: Taylor & Francis Group.
- [57] J. C. Slonczewski, Current-driven excitation of magnetic multilayers, *J. Magn. Magn. Mater.*, 159, L1–L7, June 1996.
- [58] L. Berger, Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current, *Phys. Rev. B*, 54, 9353–9358, October 1996.
- [59] Kaka S. *et al.*, *Nature*, (2005), **437**, 389.
- [60] Grollier J. *et al.*, *Phys. Rev. B*, (2006), **73**, 060409(R).
- [61] X. Chen, C. Zhou, Z. Zhang, J. Chen, X. Zheng, L. Zhang, C.-M. Hu, H. Guo, *Phys. Rev. B* 2017, 95, 115417.
- [62] Sbiaa, R., & Piramanayagam, S. N. (2017). Recent Developments in Spin Transfer Torque MRAM. *Physica Status Solidi - Rapid Research Letters*, 11(12), 1–8. Available from: <https://doi.org/10.1002/pssr.201700163>.
- [63] E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman, *J. Appl. Phys.* 87, 5502 (May 2000).
- [64] Iniewski, K. (2010). *CMOS Processors and Memories*. Canada: Springer.
- [65] E. Chen, D. Apalkov, Z. Diao, A. DriskillSmith, D. Druist, D. Lottis, V Nikitin, X. Tang, S. Watts, S. Wang, S. Wolf, A. Ghosh, J. Lu, S. Poon, M. Stan, W. Butler, S. Gupta, C. Mewes, T. Mewes, and P. Visscher, *IEEE Trans. on Magnetics* 46, 6, 1873 (2010).

- [66] M. Hosomi, H. Yamagishi, Z. Yamamoto, K. Bessho, Y. Higo, K. Yamane, H. Yamada, M. Shoji, H. Hachino, C. Fukumoto, H. Nagao, and H. Kano. *IEDM Technical Digest. IEEE International*, page 459, 2005.
- [67] T. Kawahara, R. Takemura, K. Miura, J. Hayakawa, S. Ikeda, Y. Lee, R. Sasaki, Y. Ito, T. Meguro, F. Matsukura, H. Takahashi, H. Matsuoka, *ISSCC Tech. Dig.*, 480 (2007).
- [68] Everspin technologies, Inc (2012). Everspin debuts first SpinTorque MRAM for high performance storage systems [Press Release]. Retrieved from <http://everspin.com/>.
- [69] Ando, K., Fujita, S., Ito, J., Yuasa, S., Suzuki, Y., Nakatani, Y., Yoda, H. (2014). Spin-transfer torque magnetoresistive random-access memory technologies for normally off computing (invited). *Journal of Applied Physics*, 115(17). Available from: <https://doi.org/10.1063/1.4869828>.
- [70] S. Mangin, D. Ravelosona, J. A. Katine, M. J. Carey, B. D. Terris, and E E. Fullerton, *Nature Mater.* 5, 210 (2006).
- [71] H. Yoda, T. Kishi, T. Nagase, M. Yoshikawa, K. Nishiyama, E. Kitagawa, T. Daibou, M. Amano, N. Shimomura, S. Takahashi, T. Kai, M. Nakayama, H. Aikawa, S. Ikegawa, M. Nagamine, J. Ozeki, S. Mizukami, M. Oogane, Y. Ando, S. Yuasa, K. Yakushiji, H. Kubota, Y. Suzuki, Y. Nakatani, T. Miyazaki, and K. Ando, *Curr. Appl. Phys.* 10, e87 (2010).
- [72] Tehrani, S., Member, S., Slaughter, J. O. N. M., Deherrera, M., Engel, B. N., Rizzo, N. D., Grynkewich, G. (2003). Magnetoresistive Random Access Memory Using Magnetic Tunnel Junctions. *Proceedings of the IEEE*, 91(5), 703–714. Available from: <https://doi.org/10.1109/JPROC.2003.811804>.
- [73] Huai, Y. (2008). 33Spin.Pdf. *AAPPS Bulletin*, 18(6), 33–40. Retrieved from <https://pdfs.semanticscholar.org>.
- [74] Khan, W. (n.d.). *Chapter 2 : Thin Film Deposition*. 28–47.
- [75] Heitmann, S. (2004). Cobalt / Copper Multilayers : Interplay of Microstructure and GMR and Recrystallization as the Key Towards Temperature Stability. *Thesis*.
- [76] M. Ohring, *Materials Science of Thin Films: Deposition and Structure*, Second Edition, Academic Press, New York, USA (2001).
- [77] M. Wuttig and X. Liu, *Ultrathin Metal Films: Magnetic and Structural Properties*, Vol. 206, Springer Tracts in Modern Physics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany (2004).
- [78] W.R. Grove, “On the electro-chemical polarity of gases”, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **142**, 87-101 (1852).

- [79] K.S. Sree Harsha, *Principles of Physical Vapor Deposition of Thin Films*, Elsevier (2006).
- [80] M. Wuttig and X. Liu, *Ultrathin Metal Films: Magnetic and Structural Properties*, Vol. 206, Springer Tracts in Modern Physics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany (2004).
- [81] W.R. Grove, "On the electro-chemical polarity of gases", *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **142**, 87-101 (1852).
- [82] K.S. Sree Harsha, *Principles of Physical Vapor Deposition of Thin Films*, Elsevier (2006).
- [83] M. Nastasi and J.W. Mayer, *Ion Implantation and Synthesis of Materials*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany (2006).
- [84] R.A. Powell and S. Rossnagell, *PVD for Microelectronics: Sputter Deposition Applied to Semiconductor Manufacturing*, Vol. 26, Academic Press (1999).
- [85] A. Rockett, *The Materials Science of Semiconductor*, Springer Science and Business Media, LLC, New York (2008).
- [86] B.E. Aufderheide, *Sputtered Thin Films Coatings, Coatings Technology: Fundamentals, Testing and Processing Techniques*, edited by A.A Tracton, CRC Press, Taylor and Francis Group (2007).
- [87] Paridah, M. ., Moradbak, A., Mohamed, A. ., Owolabi, F. abdulwahab taiwo, Asniza, M., & Abdul Khalid, S. H. . (2016). Advance Deposition Techniques for Thin Film and Coating. Available from: <https://doi.org/http://dx.doi.org/10.5772/57353>.
- [88] Vadalá, M., Zhernenkov, K., Wolff, M., Toperverg, B. P., Westerholt, K., Zabel, H., Freitas, P. P. (2009). Structural characterization and magnetic profile of annealed CoFeBMgO multilayers. *Journal of Applied Physics*, *105*(11). Available from: <https://doi.org/10.1063/1.3139281>.
- [89] L. Nénot and P. Croce, "Caractérisation des surfaces par réflexion rasante de rayons X. Application l'étude du polissage de quelques verres silicates", *Rev. Phys. Appl.* **15**, 761 (1980).
- [90] Han, J. G. (2018). Magnetron Sputtering Technology. *Surface Technology*, 4–7.
- [91] R. L. Pecsoc, L.D.S., T. Cairns, I. G. McWilliam, Απόσωση στα Ελληνικά, Σταύρος Βολιώτης. (Αθήνα 1980).
- [92] Sbiaa, R., Lua, S. Y. H., Law, R., Meng, H., Lye, R., & Tan, H. K. (2011). Reduction of switching current by spin transfer torque effect in perpendicular anisotropy magnetoresistive devices (invited). *Journal of Applied Physics*, *109*(7). Available from: <https://doi.org/10.1063/1.3540361>.

- [93] Suzuki, Y., Miwa, S., Nozaki, T., & Shiota, Y. (2015). *Control of Spins in a Nano-sized Magnet Using Electric-current and Voltage*. 25(1), 17–24.
- [94] Yoshida, C., Noshiro, H., Yamazaki, Y., Sugii, T., Furuya, A., Ataka, T., Uehara, Y. (2016). Electrical-field and spin-transfer torque effects in CoFeB/MgO-based perpendicular magnetic tunnel junction. *AIP Advances*, 6(5), 2–7. Available from: <https://doi.org/10.1063/1.4943764>.