



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ  
ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΣΥΝΘΕΣΗ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΜΟΣ  
ΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΜΕΣΩΝ ΕΓΓΡΑΦΗΣ  
ΝΕΑΣ ΓΕΝΙΑΣ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΕΥΘΥΜΙΟΥ Γ. ΜΑΝΙΟΥ

Πτυχιούχου Φυσικού του Εθνικού και Καποδιστριακού  
Πανεπιστημίου Αθηνών

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ:  
ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΣ ΠΑΡΑΣΚΕΥΑΪΔΗΣ  
ΑΝΑΠΛΗΡΩΤΗΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ε.Μ.Π.

ΑΘΗΝΑ, Δεκέμβριος 2011



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ  
ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

Διδακτορική Διατριβή

ΣΥΝΘΕΣΗ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΜΟΣ  
ΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΜΕΣΩΝ ΕΓΓΡΑΦΗΣ  
ΝΕΑΣ ΓΕΝΙΑΣ

ΕΥΘΥΜΙΟΣ Γ. ΜΑΝΙΟΣ  
Φυσικός

Η ΔΙΑΤΡΙΒΗ ΑΥΤΗ ΕΚΠΟΝΗΘΗΚΕ  
ΣΤΟ ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΥΛΙΚΩΝ  
ΤΟΥ ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ  
ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

1. Κ. ΠΑΡΑΣΚΕΥΑΪΔΗΣ,  
Αν. Καθηγ. Ε.Μ.Π. (Επιβλέπων)
2. Δ. ΝΙΑΡΧΟΣ,  
Ερευν. Α, ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»
3. Α. ΚΩΝΣΤΑ,  
Ομ. Καθηγ. Ε.Μ.Π.

ΕΠΤΑΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ  
ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

1. Κ. ΠΑΡΑΣΚΕΥΑΪΔΗΣ,  
Αν. Καθηγ. Ε.Μ.Π. (Επιβλέπων)
2. Δ. ΝΙΑΡΧΟΣ,  
Ερευν. Α, ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»
3. Α. ΚΩΝΣΤΑ,  
Ομ. Καθηγ. Ε.Μ.Π.
4. Μ. ΠΙΣΣΑΣ  
Ερευν. Α, ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»
5. Κ. ΡΑΠΤΗΣ  
Καθηγ. Ε.Μ.Π.
6. Δ. ΤΣΟΥΚΑΛΑΣ  
Καθηγ. Ε.Μ.Π.
7. Ο. ΚΑΛΟΓΗΡΟΥ  
Καθηγ. Α.Π.Θ.

ΑΘΗΝΑ, Δεκέμβριος 2011

# Περίληψη

Οι διατεταγμένες φάσεις  $L1_0$  (τετραγωνικές FCT) των κραμάτων CoPt και FePt, στη μορφή λεπτών υμενίων, έχουν μελετηθεί εντατικά ως υποψήφιες για χρήση σε μέσα μαγνητικής εγγραφής υπερ-υψηλής πυκνότητας, λόγω της υψηλής μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας τους (τουλάχιστον 20 φορές μεγαλύτερη σε σχέση με τα κράματα CoPtCrX που εξακολουθούν να χρησιμοποιούνται). Ο σκοπός της παρούσας διδακτορικής διατριβής ήταν η συνεισφορά στη συνεχιζόμενη έρευνα, για την παραγωγή υμενίων βασισμένων στο CoPt ή το FePt και με ιδιότητες κατάλληλες για μαγνητική εγγραφή. Σε άλλες μελέτες έχει βρεθεί ότι, με επιλογή των κατάλληλων συνθηκών παρασκευής και τη χρήση μη μαγνητικών πρόσθετων ή/και μη μαγνητικών ενδιάμεσων στρωμάτων, μπορούν να ενισχυθούν κάποιες επιθυμητές ιδιότητες – όπως η κάθετη μαγνητική ανισοτροπία, το μικρότερο μέγεθος των κόκκων, η μείωση της αλληλεπίδρασης μεταξύ κόκκων – των παραγόμενων υμενίων. Στην παρούσα διατριβή, αρχικά γινόταν εναπόθεση των υμενίων CoPt ή FePt σε θερμοκρασία περιβάλλοντος με τη μέθοδο της μαγνητικά υποβοηθούμενης καθοδικής ιοντοβολής και την προσθήκη Ag ή Cu ως μη μαγνητικών πρόσθετων. Ακολουθούσε η ανόπτσή τους σε θερμοκρασίες 500°C – 600°C και για χρόνους 5 min – 40 min, ώστε να προκύψουν υμένια με μία ή περισσότερες από τις επιθυμητές ιδιότητες.

Τα δείγματα που παρασκευάστηκαν και μελετήθηκαν χωρίζονται σε τρεις κύριες κατηγορίες. Η πρώτη κατηγορία περιέχει τα ανοπτημένα διστρωματικά και πολυστρωματικά υμένια Ag/CoPt, που αναπτύχθηκαν πάνω σε υποστρώματα Si(001). Οι μετρήσεις δείχνουν ότι η εναπόθεση ενδιάμεσων στρωμάτων Ag ( $t_{Ag} \approx 1.2 - 1.8$  nm) καθιστά προτιμητέο τον προσανατολισμό (001) των κυψελίδων FCT του  $L1_0$ -CoPt και ενισχύεται η κάθετη μαγνητική ανισοτροπία στα ανοπτημένα διστρωματικά υμένια Ag/CoPt για πάχος του CoPt έως και 50 nm. Για πάχος του CoPt πάνω από 100 nm ή για υμένια χωρίς προσθήκη Ag, ο προτιμητέος προσανατολισμός είναι ο (111). Σύγκριση της εξάρτησης του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ , της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $M_r/M_s$  και των λόγων των εντάσεων των κορυφών ακτίνων-X  $I_{001}/I_{002}$  (μέτρο του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt) και  $I_{002}/I_{111}$  (μέτρο του προτιμητέου προσανατολισμού), από τα πάχη των αρχικών στρωμάτων Ag ή CoPt, δείχνει την ύπαρξη συσχέτισης μεταξύ του σχηματισμού της φάσης  $L1_0$  του CoPt και του προσανατολισμού των κόκκων αυτής της φάσης. Αυτή η συσχέτιση ερμηνεύεται ως το αποτέλεσμα της μείωσης των πλεγματικών παραμορφώσεων κατά τη διάρκεια της ανόπτησης, και της συνακόλουθης μείωσης της απόκλισης από την πλεγματική σταθερά του ενδιάμεσου στρώματος Ag. Η ύπαρξη αυτού του μηχανισμού συσχέτισης υποστηρίζεται και από τις μετρήσεις HIRBS, που δείχνουν μια πολύ ισχυρή τάση του Ag να παραμένει στη διεπιφάνεια υμενίου-Si(001), αλλά και την αναφερόμενη στη βιβλιογραφία τάση του Ag – που αναπτύσσεται πάνω σε Si(001) – να προσανατολίζει τα (001) πλεγματικά του επίπεδα παράλληλα προς το υπόστρωμα για  $t_{Ag} < 2$  nm. Σύγκριση μεταξύ ανοπτημένων διστρωματικών και πολυστρωματικών υμενίων Ag/CoPt δείχνει ότι, στη δεύτερη περίπτωση ο προτιμητέος προσανατολισμός (001) των κυψελίδων FCT του  $L1_0$ -CoPt αρχίζει να εξασθενεί αισθητά για μικρότερο συνολικό πάχος υμενίου. Αυτή η διαφορά μπορεί να εξηγηθεί με την ύπαρξη δομικών ασυνεχειών στην ανάπτυξη των κόκκων CoPt, που οφείλονται στην ύπαρξη ενδιάμεσων διαχωριστικών στρωμάτων (όπου περιέχεται και Ag) κατά την ανόπτηση των πολυστρωματικών υμενίων, όπως προκύπτει από τις μετρήσεις HIRBS.

Η δεύτερη κατηγορία περιέχει τα ανοπτημένα διστρωματικά υμένια Cu/CoPt, που αναπτύχθηκαν πάνω σε υποστρώματα Si(001). Οι μετρήσεις δείχνουν ότι η εναπόθεση ενδιάμεσων στρωμάτων Cu μπορεί να έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση της θερμοκρασίας ανόπτησης, που είναι αναγκαία για

το σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt. Η προσθήκη ενός λεπτού ενδιάμεσου στρώματος Cu ( $t_{\text{Cu}} \approx 1.2 - 2.4 \text{ nm}$ ) κατά την εναπόθεση έχει ως αποτέλεσμα τη σημαντική αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt μετά την ανόπτηση, για πάχος  $t_{\text{CoPt}}$  του αρχικού στρώματος CoPt έως 50 nm. Η σύγκριση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $M_r/M_s$  για διάφορες τιμές του  $t_{\text{CoPt}}$  δείχνει ότι, ο σχηματισμός της διατεταγμένης φάσης L1<sub>0</sub> είναι ευκολότερος (μικρότερη ενέργεια ενεργοποίησης) για παχύτερο αρχικό στρώμα CoPt, άσχετα με την ποσότητα του Cu. Επίσης οι μαγνητικές και κρυσταλλογραφικές μετρήσεις δείχνουν ότι, η ύπαρξη του Cu μειώνει την ενέργεια ενεργοποίησης (και άρα την αντίστοιχη θερμοκρασία ανόπτησης) για το σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt, μέσω της διάχυσης ατόμων Cu μέσα στο CoPt και του σχηματισμού ενός τριαδικού κράματος Cu-Co-Pt. Οι κρυσταλλικοί κόκκοι σε αυτό το κράμα τείνουν να έχουν τυχαίους προσανατολισμούς.

Η τρίτη κατηγορία περιέχει τα ανοπτημένα υμένια FePt, διστρωματικά υμένια Cu/FePt και διστρωματικά υμένια Ag/FePt, που αναπτύχθηκαν πάνω σε υποστρώματα θερμικά οξειδωμένου Si (για συντομία SiO). Η προσθήκη ενός λεπτού ενδιάμεσου στρώματος Cu κατά την εναπόθεση, έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της τιμής του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  κατά περίπου 10% για τα ανοπτημένα υμένια Cu/FePt, σε σύγκριση με τα ανοπτημένα υμένια FePt. Η σχετική παραμένουσα μαγνήτιση  $M_r/M_s$  δεν επηρεάζεται σημαντικά από την προσθήκη Cu. Η προσθήκη ενός λεπτού ενδιάμεσου στρώματος Ag κατά την εναπόθεση, έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της τιμής του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  κατά 50% για τα ανοπτημένα υμένια Ag/FePt, αν το πάχος  $t_{\text{Ag}}$  είναι περίπου το 5% του συνολικού πάχους του υμενίου, ενώ για παχύτερο αρχικό ενδιάμεσο στρώμα Ag το  $H_c$  μειώνεται. Αυτή η συμπεριφορά είναι σε συμφωνία με την υπόθεση ότι – μόνο για μικρές ποσότητες Ag – τα άτομα Ag που διαχέονται με την ανόπτηση παραμένουν σε περιοχές μεταξύ των κόκκων FePt, και άρα συνεισφέρουν στην απομόνωση των κόκκων και την αύξηση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ . Σε αντίθεση με την περίπτωση των υποστρωμάτων Si(001), όταν χρησιμοποιούνται υποστρώματα SiO η προσθήκη Ag δεν προκαλεί σημαντικές αλλαγές στον προσανατολισμό των κόκκων FePt.

# Abstract

CoPt and FePt ordered L1<sub>0</sub> (tetragonal FCT) phase alloys, in the form of thin films, have been extensively studied as candidates for ultra high-density magnetic recording media due to their high magnetocrystalline anisotropy (at least 20 times higher than that of the currently used CoPtCrX alloys). The purpose of the present PhD thesis was to contribute to the ongoing research, for the production of thin films which are based on CoPt or FePt and should be suitable for ultra high-density magnetic recording. In other studies, it has been found that by proper adjustment of the preparation conditions and the use of non-magnetic additives and/or underlayers, the desired properties of the produced films - such as perpendicular anisotropy, smaller grain size, reduction of the interaction between grains - can be enhanced. In the present thesis, the films were initially deposited by magnetron sputtering at ambient temperature with Ag or Cu as non-magnetic additives and then annealed at temperatures in the range 500°C – 600°C for annealing times in the range 5 min – 40 min, in order to produce CoPt or FePt based films with one or more of the desired characteristics.

The produced and studied samples can be divided in three main categories. The first category includes post-annealed Ag/CoPt bilayers and multilayers, that were grown on Si(001) substrates. The measurements show that Ag underlayers can promote (001) texture and perpendicular magnetic anisotropy in the post-annealed Ag/CoPt bilayers. Films without Ag underlayers exhibit a (111) texture. Thin Ag underlayers ( $t_{\text{Ag}} \approx 1.2 - 1.8$  nm) are found to promote a strong (001) texture for CoPt thickness up to 50 nm, which gradually evolves to (111) above 100 nm. A comparison of the evolution of the coercivity  $H_c$ , the relative remnant magnetization  $M_r/M_s$  and the X-rays intensity ratios  $I_{001}/I_{002}$  (measure of chemical ordering in CoPt) and  $I_{002}/I_{111}$  (measure of crystallographic texture), as the thickness of the Ag or CoPt layer increases, suggests that there is correlation between L1<sub>0</sub> formation and development of (001) texture. The correlation is probably a result of the reduction of total strain during the annealing process, and the accompanied reduction of the lattice mismatch with the Ag underlayer. This correlation mechanism is consistent with the HIRBS measurements, which show a very strong tendency of Ag underlayer to remain near film-Si(001) interface during annealing, and the reported in bibliography tendency of Ag grown on Si(001) to adopt a (001) texture for  $t_{\text{Ag}} < 2$  nm. Comparison of crystallographic texture between post-annealed Ag/CoPt bilayers and multilayers, shows that in the case of post-annealed multilayers the (001) texture starts to degrade for lower total film thickness compared to the case of bilayers. This difference can be explained by the structural incoherence in the growth of the CoPt grains, imposed by the presence of intermediate spacer layers (which contain Ag) – as shown by the performed HIRBS measurements – during the annealing process of multilayers.

The second category includes post-annealed Cu/CoPt bilayers, that were grown on Si(001) substrates. The measurements show that Cu underlayers can have as an effect the reduction of the annealing temperature that is required for the formation of the L1<sub>0</sub> phase of CoPt. The deposition of a thin Cu underlayer during sputtering ( $t_{\text{Cu}} \approx 1.2 - 2.4$  nm) was found to promote a high degree of chemical ordering in CoPt for post-annealed CoPt films with CoPt thickness up to 50 nm. Comparison of  $H_c$  and  $M_r/M_s$  for various thicknesses of CoPt indicates that the transformation to the ordered L1<sub>0</sub> phase occurs more easily (lower activation energy) in samples with thicker CoPt layer, irrespectively of the amount of Cu underlayer. Also the magnetic and

crystallographic measurements show that the Cu underlayer motivates the suppression of the activation energy (and therefore of the annealing temperature) for the formation of the L1<sub>0</sub> phase, through the diffusion of Cu atoms into the CoPt film and subsequent formation of a ternary Cu-Co-Pt alloy. The grains in this alloy tend to adopt a random orientation.

The third category includes post-annealed FePt monolayers, Cu/FePt bilayers and Ag/FePt bilayers grown on thermally oxidized Si (in short SiO). The addition of Cu underlayer during sputtering enhances coercivity  $H_c$  by about 10% for the post-annealed Cu/FePt bilayers, in comparison to the post-annealed monolayers. The relative remnant magnetization  $M_r/M_s$  is not affected significantly by the addition of Cu. The addition of Ag underlayer during sputtering enhances coercivity  $H_c$  by about 50% for the post-annealed Ag/FePt bilayers, if the thickness of the initial Ag layer is about 5% of the total film thickness, while for thicker initial Ag layer coercivity  $H_c$  is reduced. This behavior is in agreement with the hypothesis that – only for a small amount of Ag – the defused Ag atoms remain in regions between FePt grains, and therefore contribute in grain isolation and subsequently in coercivity  $H_c$  enhancement. Crystallographic texture is not significantly affected by Ag additive, in the case of SiO substrates.

# Ευχαριστίες

Η παρούσα διδακτορική διατριβή είναι το αποτέλεσμα μιας κοπιαστικής προσπάθειας, που όπως είναι φυσικό πέρασε από αρκετά στάδια και συνοδεύτηκε από πολλές εναλλαγές συναισθημάτων: λύπη και απογοήτευση, όταν αποτύγχαναν οι προσπάθειες παρασκευής ή χαρακτηρισμού και μέτρησης των ιδιοτήτων νέων δειγμάτων ή όταν προέκυπταν σοβαρά τεχνικά προβλήματα που εμπόδιζαν τη χρήση κάποιας αναγκαίας πειραματικής τεχνικής, χαρά και ικανοποίηση, όταν όλα πήγαιναν καλά. Τώρα – μετά και την επιτυχή τελική προφορική παρουσίαση/εξέταση ενώπιον της επταμελούς εξεταστικής επιτροπής – αισθάνομαι, εκτός από ικανοποίηση και ανακούφιση για την ολοκλήρωση της προσπάθειάς μου, και την ανάγκη να εκφράσω εδώ τις θερμές μου ευχαριστίες προς όλους αυτούς που με βοήθησαν.

Κατ' αρχήν θέλω να ευχαριστήσω το Εθνικό Κέντρο Έρευνας των Φυσικών Επιστημών «Δημόκριτος» για την ευκαιρία που μου έδωσε, γιατί η εκπόνηση της διδακτορικής μου διατριβής έγινε στα πλαίσια των υποτροφιών που χορηγούνται από το Κέντρο σε πτυχιούχους των Θετικών Επιστημών.

Πολλές ευχαριστίες οφείλω στον Δρ. Δημήτριο Νιάρχο, Ερευνητή Α' Βαθμίδας στο Ινστιτούτο Επιστήμης Υλικών του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», για την υλική και ηθική στήριξή μου. Ως το μοναδικό μέλος της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής που ανήκει στο επιστημονικό προσωπικό του Ινστιτούτου Επιστήμης Υλικών, όπου εκπονήθηκε η παρούσα διατριβή, είχε αναλάβει την κύρια ευθύνη για την επίβλεψή της. Ήταν αυτός που πρότεινε το θέμα της διατριβής, κατέβαλε κάθε δυνατή προσπάθεια για να εξασφαλιστεί η υλικοτεχνική/εργαστηριακή υποδομή που ήταν απαραίτητη για την ολοκλήρωσή της και φρόντιζε πάντα να υποδεικνύει διαφορετικές κατευθύνσεις που θα μπορούσα να ακολουθήσω. Επίσης δε θα πρέπει να παραλείψω να αναφέρω την ευκαιρία που μου έδωσε – παρά το γεγονός ότι ήμουν ακόμα υποψήφιος διδάκτορας – να εργαστώ σε ένα μεγάλο Ευρωπαϊκό ερευνητικό πρόγραμμα (με αντικείμενο σχετικό με το θέμα της διατριβής μου) για δύο χρόνια, συνεισφέροντας στην περαιτέρω βελτίωση των γνώσεων και των δεξιοτήτων μου αλλά και προσφέροντάς μου σημαντική οικονομική ενίσχυση. Το ερευνητικό πρόγραμμα ήταν το “*Terabit Magnetic Storage Technologies*” (FP7-ICT project *TERAMAGSTOR* Grant Agreem. No 224001 of the EC).

Πολλές ευχαριστίες οφείλω και στα άλλα δύο μέλη της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής, που ανήκουν στο επιστημονικό προσωπικό του Τομέα Φυσικής της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου: τον Αναπ. Καθηγητή του Ε.Μ.Π. Δρ. Κωνσταντίνο Παρασκευαΐδη και την Ομ. Καθηγήτρια του Ε.Μ.Π. Δρ. Αμαλία Κώνστα, που διάβασαν το κείμενο της διατριβής σε διάφορα στάδια της συγγραφής και υπέδειξαν διορθώσεις και αλλαγές που έπρεπε να γίνουν. Ειδικότερα, ο Δρ. Παρασκευαΐδης διάβασε για μία ακόμα φορά όλο το κείμενο, πολύ προσεκτικά λέξη προς λέξη, όταν είχε πρακτικά λάβει την τελική του μορφή και βρήκε διάφορα μικρά λάθη που είχαν μείνει σκόρπια στο κείμενο. Επιπλέον, ήταν ο συνδεδειγμένος κρίκος ανάμεσα στο Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Ε.Μ.Π. και το Ινστιτούτο Επιστήμης Υλικών του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» καθ' όλη τη διάρκεια της εκπόνησης της διατριβής μου, φροντίζοντας να με βοηθάει στην εκπλήρωση όλων των υποχρεώσεών μου προς τη Σχολή. Τέλος σημαντική ήταν και η συνεισφορά του στη θεωρητική μου κατάρτιση, στο γνωστικό αντικείμενο της Φυσικής Στερεάς Κατάστασης και της Επιστήμης Υλικών, αφού ήταν ο βασικός διδάσκων των αντίστοιχων μαθημάτων στο μεταπτυχιακό πρόγραμμα σπουδών του Τομέα Φυσικής της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών.

Ευχαριστώ επίσης τον Δρ. Μιχάλη Πίσσα, Ερευνητή Α' Βαθμίδας στο Ινστιτούτο Επιστήμης Υλικών του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», τον Δρ. Κωνσταντίνο Ράπτη, Καθηγητή του Ε.Μ.Π. στη Σχολή

Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, τον Δρ. Δημήτριο Τσουκαλά, Καθηγητή του Ε.Μ.Π. στη Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών και Διευθυντή του Ινστιτούτου Μικροηλεκτρονικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», και τον Δρ. Ορέστη Καλογήρου, Καθηγητή του Αριστοτέλειου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης στο Τμήμα Φυσικής. που δέχτηκαν να είναι μέλη της επταμελούς εξεταστικής επιτροπής. Ιδιαίτερος θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρ. Πίσσα που, στην καθημερινή μας επαφή κατά τη διάρκεια εκπόνησης της διατριβής μου, ήταν πάντα έτοιμος να λύσει κάθε είδους απορία και να μεταδώσει ένα μέρος από την τεράστια εμπειρία και γνώση που διαθέτει, τόσο σε θεωρητικό όσο και σε πειραματικό επίπεδο. Επίσης είχε σημαντική συνεισφορά στον καθορισμό της δομής του κειμένου της παρούσας διατριβής αλλά και στη μορφοποίηση της τελικής προφορικής παρουσίασης.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ οφείλω και στον Δρ. Δημοσθένη Σταμόπουλο, Συνεργαζόμενο Ερευνητή στο Ινστιτούτο Επιστήμης Υλικών του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος». Η συνεργασία μας ήταν μακρόχρονη (σχεδόν καθ' όλη τη διάρκεια της εκπόνησης της παρούσας διδακτορικής διατριβής) και, παρά το γεγονός ότι δεν αφορούσε το αντικείμενο της διατριβής αλλά την έρευνα σε άλλες θεματικές περιοχές (του γνωστικού αντικειμένου της επιστήμης υλικών) στις οποίες εκείνος δραστηριοποιείται ερευνητικά, ήταν μια ευκαιρία να βελτιώσω σημαντικά τις θεωρητικές γνώσεις και τις πειραματικές δεξιότητές μου αλλά και να εξασκηθώ στη συγγραφή κειμένων που έχουν αυστηρή λογική δομή, παρά το γεγονός ότι δεν περιέχουν μαθηματικές αποδείξεις αλλά βασίζονται σε δεδομένα που προκύπτουν από μετρήσεις. Έτσι, αν και έμμεσα, με βοήθησε πάρα πολύ στην ολοκλήρωση της διδακτορικής μου διατριβής. Δυστυχώς για μένα, η φυσική των λεπτών υμενίων που προορίζονται για χρήση σε μέσα μαγνητικής εγγραφής δεν ανήκει στον (ομολογουμένως αρκετά ευρύ) κύκλο των θεμάτων στα οποία δραστηριοποιείται ερευνητικά. Αν είχαμε συνεργαστεί και σε αυτό το θέμα, είναι βέβαιο ότι η διδακτορική μου διατριβή θα ήταν πολύ καλύτερη. Οι συζητήσεις μας, που ξεκινούσαν από τη σοβαρή ανταλλαγή απόψεων πάνω σε επιστημονικά θέματα και μπορούσαν να καταλήξουν στην ανταλλαγή αστείων, ήταν μια μόνιμη πηγή έμπνευσης αλλά και κουράγιου για να συνεχίσω και να φτάσω ως το τέλος.

Ευχαριστώ πολύ και τον Δρ. Ιωάννη Παναγιωτόπουλο, που τώρα είναι Αναπ. Καθηγητής στο Τμήμα Μηχανικών Επιστήμης Υλικών του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων. Ήταν ο πρώτος που, στα αρχικά στάδια της εκπόνησης της διατριβής μου και παρά το γεγονός ότι τότε βρισκόταν σε μια μεταβατική περίοδο μεταξύ του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» και του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, ασχολήθηκε με την εκπαίδευσή μου στη φυσική των λεπτών υμενίων που είναι κατάλληλα για μαγνητική εγγραφή και στις βασικές τεχνικές που χρειάζονται για το χαρακτηρισμό τους. Η συνεισφορά του υπήρξε σημαντική κυρίως στο κομμάτι της διατριβής που ασχολείται με τα λεπτά υμένα Ag/CoPt. Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω θερμά τον Δρ. Νικόλαο Μουτή, που ήταν συνεργαζόμενος ερευνητής στο Ινστιτούτο Επιστήμης Υλικών του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» κατά το μεγαλύτερο μέρος της περιόδου που δούλευα για την ολοκλήρωση της παρούσας διατριβής. Οι πολλές συζητήσεις μας, που επίσης ξεκινούσαν από τη σοβαρή ανταλλαγή απόψεων πάνω σε επιστημονικά θέματα και μπορούσαν να καταλήξουν στην ανταλλαγή αστείων, με βοήθησαν να λύσω αρκετές απορίες που είχα κατά καιρούς.

Ευχαριστώ τον Δρ. Αθανάσιο Σπηλιώτη, που ανήκει στο προσωπικό του Ινστιτούτου Επιστήμης Υλικών του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» και ασχολήθηκε τους πρώτους μήνες της παρουσίας μου στο εργαστήριο με την εκπαίδευσή μου στην τεχνική του «sputtering», η οποία αποτέλεσε την τεχνική που χρησιμοποιήθηκε για την παρασκευή όλων των δειγμάτων της παρούσας διατριβής. Επίσης, ευχαριστώ τον Δρ. Βασίλειο Ψυχάρη, Ερευνητή Α΄ Βαθμίδας στο Ινστιτούτο Επιστήμης Υλικών του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», που ως διευθυντής του εργαστηρίου κρυσταλλογραφίας του Ινστιτούτου με βοήθησε πολύ σε ότιδήποτε είχε σχέση με την τεχνική της περίθλασης ακτίνων Χ, μεταδίδοντάς μου ένα μικρό κομμάτι της μεγάλης εμπειρίας του. Τον ευχαριστώ επίσης για τη στήριξή του και την υπομονή που έδειξε ως Υπεύθυνος Εκπαίδευσης του Ινστιτούτου.

Τέλος, πάρα πολλές ευχαριστίες οφείλω και στον τεχνικό του Ινστιτούτου Επιστήμης Υλικών και πανταχού παρόντα Βασίλειο Βλεσσίδη, που είναι μονίμως σε κίνηση για να προλάβει τα πάσης φύσεως τεχνικά προβλήματα που παρουσιάζονται το ένα πίσω από το άλλο στα εργαστήρια του Ινστιτούτου. Η συνεισφορά του στη διατριβή μου ξεκινά από την επισκευή/συντήρηση υπολογιστών



και ηλεκτρικών, ηλεκτρονικών και υδραυλικών εξαρτημάτων – όπου βοηθώντας με στα διάφορα προβλήματα που αντιμετώπισα κατά καιρούς μου μετέδωσε και ένα μικρό μέρος από τις γνώσεις του – και φτάνει ως την ψυχολογική υποστήριξη. Χωρίς τη βοήθειά του σε τεχνικά θέματα, θα ήταν απλά αδύνατο να γίνουν όλα τα πειράματα που απαιτούνταν για την ολοκλήρωση της παρούσας διατριβής. Επίσης, η ικανότητά του να βλέπει όλα μα όλα τα πράγματα και από την αστεία πλευρά τους, ήταν μια μόνιμη πηγή ψυχικής ανάτασης.

Πέρα από όσους αναφέρθηκαν παραπάνω, που όλοι τους βοήθησαν με κάποιο άμεσο ή έμμεσο τρόπο στην ολοκλήρωση της διατριβής μου, υπάρχουν και κάποιοι άλλοι που τους οφείλω πολλές ευχαριστίες. Δε συνεργάστηκα με αυτούς για να μπορέσω να ολοκληρώσω τη διατριβή μου, όμως η συνεισφορά τους ήταν εξίσου καθοριστικής σημασίας.

Κατ' αρχήν θέλω να ευχαριστήσω τους γονείς μου Γεώργιο και Ευγενία και τις αδελφές μου Αναστασία και Κωνσταντίνα. Η αγάπη και η ηθική στήριξή τους ήταν μόνιμες πηγές κουράγιου και ψυχικής ανάτασης. Είμαι σίγουρος ότι η χαρά τους για την ολοκλήρωση της προσπάθειάς μου είναι ίδια ή ίσως και μεγαλύτερη από τη δική μου.

Επίσης θέλω να ευχαριστήσω τον Δρ. Παναγιώτη Σταυρινό, που τώρα είναι Αναπ. Καθηγητής στο Τμήμα Μαθηματικών του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών, γιατί όλα ξεκίνησαν από την εξαιρετική συνεργασία που είχαμε κατά την εκπόνηση της διπλωματικής μου εργασίας ως προπτυχιακού φοιτητή του Τμήματος Φυσικής του Πανεπιστημίου Αθηνών. Πέρα από τις γνώσεις που μου μετέδωσε, οι οποίες με βοήθησαν να κατανοήσω τη βαθειά ενότητα μεταξύ Μαθηματικών και Φυσικής, ήταν ο πρώτος που με δίδαξε ότι η επιστήμη απαιτεί πριν από όλα και πάνω από όλα κουράγιο, αντοχή και όρεξη για ενασχόληση με «χαμαλοδουλειές», δηλαδή με συνεχείς και κοπιώδεις υπολογισμούς ή/και μετρήσεις. Η εμπειρία που αποκόμισα από τη συνεργασία μας με βοήθησε να πάρω οριστικά την απόφαση να συνεχίσω για μεταπτυχιακές σπουδές, έχοντας πάρει από πριν μια γεύση της σκληρής δουλειάς που με περίμενε.

Για τη συγγραφή της παρούσας διατριβής χρησιμοποιήθηκε το λογισμικό στοιχειοθέτησης ηλεκτρονικών εγγράφων **L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X** (βλέπε <http://www.latex-project.org/> και <http://ctan.org/>), και συγκεκριμένα έγινε χρήση του ολοκληρωμένου περιβάλλοντος δημιουργίας εγγράφων **proTeXt** (βλέπε <http://www.tug.org/protext/>), που με τη σειρά του βασίζεται στη διανομή **MiKTeX** (βλέπε <http://www.miktex.org/>). Στην αρχή, το **L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X** δείχνει κάπως παράξενο σε σχέση με επεξεργαστές κειμένου όπως το **Microsoft Word**. Προσφέρει όμως μεγάλες ευκολίες στη συγγραφή κειμένων με πολλά σχήματα, πολλές εξισώσεις και πολλές αναφορές και παραπομπές, που γίνονται ακόμα πιο μεγάλες όταν απαιτούνται εκτεταμένες τροποποιήσεις αυτών των κειμένων. Η μετατροπή όλων των σχημάτων και των εικόνων σε αρχεία EPS (Encapsulated PostScript), ώστε να είναι εφικτή η ενσωμάτωσή τους στο αρχείο PostScript που δημιουργείται από το **L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X**, έγινε με το πρόγραμμα **PDFCreator** (βλέπε <http://www.pdfcreator.org/pdfcreator>). Όλες αυτές οι εφαρμογές προσφέρονται δωρεάν στις ηλεκτρονικές διευθύνσεις που αναφέρθηκαν. Θα ήθελα εδώ να εκφράσω τις θερμές μου ευχαριστίες προς τις ομάδες των προγραμματιστών που ασχολούνται με την ανάπτυξή τους. Η ύπαρξη αυτών των εφαρμογών διευκόλυνε πολύ τη συγγραφή της παρούσας διατριβής.

*Ευθύμιος Γ. Μάνιος  
Ινστιτούτο Επιστήμης Υλικών  
Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος»  
Αθήνα, 16/12/2011*

# Περιεχόμενα

Περίληψη	iii
Abstract	v
Ευχαριστίες	vii
Δομή της διατριβής	xviii
Πιο εκτεταμένη περίληψη	xxi
<b>1 Εισαγωγή: Μέσα μαγνητικής εγγραφής – Ανασκόπηση και σύγχρονες τάσεις</b>	<b>1</b>
1.1 Βασικά χαρακτηριστικά μέσων μαγνητικής εγγραφής . . . . .	1
1.2 Μέσα διαμήκους μαγνητικής εγγραφής . . . . .	3
1.2.1 Μέσα με σχεδόν ισότροπη 2D κατανομή αξόνων εύκολης μαγνήτισης . . . . .	3
1.2.2 Μέσα προσανατολισμένης διαμήκους μαγνητικής εγγραφής . . . . .	5
1.2.3 Μέσα μαγνητικής εγγραφής τύπου AFC . . . . .	5
1.3 Μέσα κάθετης μαγνητικής εγγραφής . . . . .	6
1.3.1 Η ανάγκη για την ανάπτυξη υλικών με κάθετη μαγνητική ανισοτροπία . . . . .	6
1.3.2 Περιγραφή ενός μέσου κάθετης μαγνητικής εγγραφής . . . . .	8
1.3.3 Παραλλαγή με τη μαγνήτιση υπό γωνία $45^\circ$ . . . . .	9
<b>2 Μοντέλα δομής και μεταβολής της μαγνήτισης για σιδηρομαγνητικά υλικά</b>	<b>11</b>
2.1 Μαγνητική υστέρηση στα σιδηρομαγνητικά υλικά . . . . .	11
2.1.1 Μοριακό πεδίο Weiss και μαγνητικές περιοχές . . . . .	11
2.1.2 Ποιοτική περιγραφή της υστέρησης . . . . .	15
2.2 Μαγνητικό έργο, διατήρηση ενέργειας και θερμοδυναμικές συναρτήσεις . . . . .	16
2.2.1 Μαγνητικό έργο . . . . .	18
2.2.2 Θερμοδυναμικές συναρτήσεις Helmholtz και Gibbs . . . . .	20
2.2.3 Θερμοδυναμική συνάρτηση Landau και περιγραφή της υστέρησης . . . . .	21
2.3 Αλληλεπίδραση ανταλλαγής . . . . .	23
2.4 Μαγνητική ανισοτροπία . . . . .	24
2.4.1 Ειδικές περιπτώσεις με μεγάλο βαθμό συμμετρίας . . . . .	25
2.4.2 Μηχανισμοί μαγνητικής ανισοτροπίας . . . . .	26
2.5 Ελεύθερη ενέργεια σιδηρομαγνητικών υλικών . . . . .	28
2.6 Ελαχιστοποίηση ελεύθερης ενέργειας και δομή σιδηρομαγνητικών υλικών . . . . .	29
2.6.1 Ανταγωνιστικοί ενεργειακοί όροι και η εμβέλειά τους . . . . .	29
2.7 Το μοντέλο της κίνησης των τοιχωμάτων μαγνητικών περιοχών . . . . .	35
2.7.1 Από τη μικρομαγνητική προσέγγιση στις μαγνητικές περιοχές . . . . .	35
2.8 Το μοντέλο των μη αλληλεπιδρώντων ομοιόμορφα μαγνητισμένων σωματιδίων . . . . .	36
2.8.1 Ελεύθερη ενέργεια ενός σωματιδίου Stoner-Wohlfarth . . . . .	36

2.8.2	Θέσεις ευσταθούς και ασταθούς ισορροπίας . . . . .	38
2.8.3	Συλλογές σωματιδίων Stoner-Wohlfarth . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Περιγραφή πειραματικών τεχνικών</b>	<b>44</b>
3.1	Εναπόθεση λεπτών υμενίων με την τεχνική της καθοδικής ιοντοβολής (sputtering) .	44
3.1.1	Περιγραφή της πειραματικής διάταξης . . . . .	44
3.1.2	Ιοντοβολή συνεχούς τάσης (dc sputtering) . . . . .	47
3.1.3	Ιοντοβολή εναλλασσόμενης τάσης (rf sputtering) . . . . .	48
3.1.4	Μαγνητικά υποβοηθούμενη ιοντοβολή (magnetron sputtering) . . . . .	50
3.2	Δομικός χαρακτηρισμός με περίθλαση ακτίνων X (XRD) . . . . .	51
3.2.1	Περιγραφή της πειραματικής διάταξης και βασική αρχή λειτουργίας . . . . .	51
3.2.2	Σύντομη περιγραφή της περίθλασης ακτίνων X . . . . .	53
3.3	Ποσοτική ανάλυση με τη μέθοδο της φασματοσκοπίας οπισθοσκέδασης Rutherford (RBS) . . . . .	54
3.3.1	Αρχή λειτουργίας της φασματοσκοπίας RBS . . . . .	55
3.4	Μέθοδοι μαγνητικού χαρακτηρισμού και μελέτης της μαγνητικής υστέρησης . . . . .	58
3.4.1	Βασικές κατηγορίες μεθόδων μαγνητικού χαρακτηρισμού . . . . .	58
3.4.2	Υπολογισμός χαρακτηριστικών μεγεθών βρόχων υστέρησης με προσαρμογή ομαλών καμπυλών στα πειραματικά σημεία . . . . .	61
3.5	Μαγνητομετρία VSM . . . . .	62
3.5.1	Περιγραφή της πειραματικής διάταξης και βασική αρχή λειτουργίας . . . . .	62
3.5.2	Μέτρηση συνιστωσών μαγνητικής ροπής – Συνιστώσα παράλληλη προς το πεδίο του ηλεκτρομαγνήτη . . . . .	66
3.5.3	Αφαίρεση συνεισφορών δειγματοφορέα και υποστρώματος σε μαγνητικές μετρήσεις λεπτών υμενίων με τη χρήση μαγνητομέτρου VSM . . . . .	69
<b>4</b>	<b>Τα διμεταλλικά κράματα CoPt και FePt</b>	<b>73</b>
4.1	Διμεταλλικά κράματα – Η δομή των κραμάτων CoPt και FePt . . . . .	73
4.1.1	Μοντέλο του Ising . . . . .	73
4.1.2	Ενέργεια διάταξης διμεταλλικών κραμάτων και μετασχηματισμός τάξης-αταξίας	75
4.1.3	Διμεταλλικά κράματα $Co_{100-x}Pt_x$ και $Fe_{100-x}Pt_x$ . . . . .	77
4.2	Σχέση μεταξύ ανισοτροπίας και συνεκτικού πεδίου $H_c$ σε υμένια CoPt και FePt . .	81
<b>5</b>	<b>Ανάπτυξη κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας σε υμένια CoPt με χρήση ενδιάμεσων στρωμάτων Ag</b>	<b>85</b>
5.1	Συμπεριφορά ανοπτημένων υμενίων CoPt με και χωρίς αρχικό ενδιάμεσο στρώμα Ag	86
5.1.1	Φάσματα XRD ανοπτημένων υμενίων CoPt και ανοπτημένων υμενίων Ag/CoPt	86
5.1.2	Μαγνητικοί βρόχοι υστέρησης ανοπτημένων υμενίων CoPt και ανοπτημένων υμενίων Ag/CoPt . . . . .	89
5.2	Μέτρηση του βαθμού διάχυσης των ατόμων Ag, Co και Pt λόγω ανόπτησης με τη χρήση φασμάτων HIRBS . . . . .	91
5.3	Συσχέτιση μεταξύ του σχηματισμού της φάσης $L1_0$ του CoPt και της ανάπτυξης (001) χρυσταλλογραφικού προσανατολισμού στα ανοπτημένα διστρωματικά υμένια Ag/CoPt . . . . .	94
5.3.1	Μεταβολή του πάχους του ενδιάμεσου στρώματος Ag . . . . .	95
5.3.2	Μεταβολή του πάχους του στρώματος CoPt . . . . .	100
5.4	Συζήτηση σχετικά με το μηχανισμό που εξηγεί την επίδραση του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag . . . . .	103
5.4.1	Τρόπος ανάπτυξης του Ag πάνω σε υπόστρωμα Si(001) . . . . .	104
5.4.2	Περιγραφή του προτεινόμενου μηχανισμού συσχέτισης μεταξύ του προσανατολισμού των πλεγματικών επιπέδων και του σχηματισμού της φάσης $L1_0$ του CoPt . . . . .	105
5.5	Σύγκριση μεταξύ ανοπτημένων διστρωματικών και πολυστρωματικών υμενίων Ag/CoPt	108

5.6	Συνοπτική παρουσίαση βασικών συμπερασμάτων του κεφαλαίου 5 . . . . .	109
<b>6</b>	<b>Μείωση της θερμοκρασίας ανόπτησης για ανάπτυξη της φάσης L1<sub>0</sub> σε υμένια CoPt με χρήση ενδιάμεσου στρώματος Cu</b>	<b>111</b>
6.1	Συμπεριφορά μη ανοπτημένων και ανοπτημένων υμενίων Cu/CoPt . . . . .	111
6.1.1	Αντιπροσωπευτικά κρυσταλλογραφικά δεδομένα υμενίων Cu/CoPt πριν και μετά την ανόπτηση . . . . .	111
6.1.2	Αντιπροσωπευτικοί μαγνητικοί βρόχοι υστέρησης υμενίων Cu/CoPt πριν και μετά την ανόπτηση . . . . .	115
6.2	Μελέτη της επίδρασης που έχει η προσθήκη Cu μέσω ανάλυσης μαγνητικών μετρήσεων σε σειρά ανοπτημένων δειγμάτων . . . . .	118
6.2.1	Εξάρτηση από το πάχος του αρχικού στρώματος Cu . . . . .	120
6.2.2	Εξάρτηση από το πάχος του αρχικού στρώματος CoPt . . . . .	122
6.3	Περαιτέρω μελέτη της επίδρασης του αρχικού στρώματος Cu μέσω συνδυασμένης ανάλυσης φασμάτων XRD και μαγνητικών μετρήσεων . . . . .	124
6.3.1	Βασικά συμπεράσματα από το συνδυασμό φασμάτων XRD και μαγνητικών μετρήσεων . . . . .	124
6.3.2	Συζήτηση σχετικά με το μηχανισμό που εξηγεί την επίδραση του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Cu . . . . .	129
6.4	Συνοπτική παρουσίαση βασικών συμπερασμάτων του κεφαλαίου 6 . . . . .	131
<b>7</b>	<b>Λεπτά υμένια FePt ανεπτυγμένα πάνω σε υποστρώματα θερμικά οξειδωμένου Si</b>	<b>133</b>
7.1	Κρυσταλλογραφικός και μαγνητικός χαρακτηρισμός υμενίων SiO/FePt . . . . .	133
7.1.1	Μεταβολή μαγνητικών και κρυσταλλογραφικών παραμέτρων με το πάχος των υμενίων . . . . .	133
7.1.2	Εξάρτηση των βρόχων υστέρησης από το χρόνο ανόπτησης . . . . .	137
7.2	Κρυσταλλογραφικός και μαγνητικός χαρακτηρισμός υμενίων SiO/Cu/FePt . . . . .	140
7.3	Κρυσταλλογραφικός και μαγνητικός χαρακτηρισμός υμενίων SiO/Ag/FePt . . . . .	143
7.4	Συνοπτική παρουσίαση βασικών συμπερασμάτων του κεφαλαίου 7 . . . . .	146
<b>8</b>	<b>Συμπεράσματα</b>	<b>148</b>
	<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ</b>	<b>153</b>
	<b>A' Συντομογραφίες και σύμβολα που χρησιμοποιήθηκαν στο κείμενο</b>	<b>154</b>
	<b>B' Σημειώσεις και σχόλια</b>	<b>156</b>
B'.1	Σχετικά με τη συμπεριφορά των σιδηρομαγνητικών υλικών . . . . .	156
B'.1.1	Μακροσκοπική περιγραφή των μαγνητισμένων υλικών . . . . .	156
B'.1.2	Θερμοδυναμικοί νόμοι και θερμοδυναμικές συναρτήσεις Helmholtz και Gibbs	159
B'.1.3	Ελεύθερη ενέργεια Landau και μετασταθείς καταστάσεις . . . . .	162
B'.1.4	Γενικά ποιοτικά χαρακτηριστικά της μαγνητικής υστέρησης . . . . .	164
B'.1.5	Σχετικά με τη μορφή των εξισώσεων Maxwell στο εσωτερικό των υλικών . . . . .	169
B'.1.6	Βασικές ιδιότητες στατικού μαγνητικού πεδίου . . . . .	171
B'.1.7	Σχετικά με τη μαγνητική διπολική ροπή και τη μαγνήτιση . . . . .	173
B'.1.8	Μόνιμη κατανομή μαγνήτισης και πεδίο απομαγνήτισης . . . . .	177
B'.1.9	Ενεργειακοί υπολογισμοί σχετιζόμενοι με μαγνητικά πεδία . . . . .	181
B'.1.10	Μαγνητοστατική ενέργεια μαγνητικών υλικών . . . . .	190
B'.1.11	Η προσέγγιση του συνεχούς μέσου για την αλληλεπίδραση ανταλλαγής σε ένα σιδηρομαγνητικό υλικό . . . . .	193
B'.1.12	Ακρότατα ελεύθερης ενέργειας Landau σιδηρομαγνητικών υλικών . . . . .	195
B'.2	Πρόσθετο υλικό σχετικά με τη μαγνητομετρία VSM . . . . .	197

B'.2.1	Αναγωγή της διανυσματικής συνάρτησης $\vec{g}(\vec{x})$ σε ισοδύναμη μορφή που περιέχει τις μερικές παραγώγους μιας βαθμωτής συνάρτησης $Q(A, P)$ , όταν η ολοκλήρωση γίνεται πάνω σε κυκλικό πηνίο με το επίπεδό του κάθετο στον $y$ -άξονα και το δείγμα ταλαντώνεται κατά μήκος του $z$ -άξονα . . . . .	198
B'.2.2	Αναγωγή της συνάρτησης $Q(A, P)$ , των μερικών παραγώγων της και των διανυσματικών συναρτήσεων $\vec{g}_{\hat{n}}(\vec{x} \vec{R}_0)$ για $\hat{n}=\pm\hat{y}$ , σε γραμμικούς συνδυασμούς των ελλειπτικών ολοκληρωμάτων $K(x)$ και $E(x)$ . . . . .	203
B'.2.3	Υπολογισμός της ολικής συνάρτησης $\vec{g}_{tot}(\vec{x})$ για την περίπτωση συστήματος 4 κυκλικών πηνίων αντίχνευσης με τη γεωμετρία του Mallinson . . . . .	206
B'.2.4	Αναγωγή των συναρτήσεων $\vec{g}_{\hat{n}}(\vec{x} \vec{R}_0)$ για $\hat{n}=\pm\hat{z}$ , σε γραμμικούς συνδυασμούς των ελλειπτικών ολοκληρωμάτων $K(x)$ και $E(x)$ – Υπολογισμός της ολικής συνάρτησης $\vec{g}_{tot}(\vec{x})$ για 4 κυκλικά πηνία αντίχνευσης με τη γεωμετρία του Foner . . . . .	208
<b>Βιβλιογραφία</b>		<b>212</b>
<b>Κατάλογος Δημοσιεύσεων κατά την Περίοδο Εκπόνησης της Διατριβής</b>		<b>228</b>

# Κατάλογος Σχημάτων

1.1	Πρόοδος που έχει συντελεστεί στην έρευνα για αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας των εγγεγραμμένων bit . . . . .	2
1.2	Σχηματική αναπαράσταση μιας διάταξης διαμήκους μαγνητικής εγγραφής . . . . .	4
1.3	Αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας των αποθηκευμένων bit πληροφορίας σε μέσα εγγραφής με κάθετη ανισοτροπία . . . . .	7
1.4	Σχηματική αναπαράσταση μιας διάταξης κάθετης μαγνητικής εγγραφής . . . . .	8
1.5	Σχηματική αναπαράσταση μιας διάταξης μαγνητικής εγγραφής με τη μαγνήτιση υπό γωνία $45^\circ$ . . . . .	9
2.1	Σχηματική αναπαράσταση της εμφάνισης του φαινομένου της μαγνητικής υστέρησης σε ένα δισταθές σύστημα, λόγω της μεταβολής που έχει η μορφή της ελεύθερης ενέργειάς του όταν το εξωτερικό πεδίο $H_a$ διαγράφει ένα βρόχο $H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{max}$ . . . . .	15
2.2	Υποθετικές κατανομές $\vec{M}(\vec{x})$ της μαγνήτισης που αντιστοιχούν σε χαμηλή συνολική ενέργεια ενός κομματιού μαγνητικού υλικού . . . . .	31
2.3	Εξάρτηση της ελεύθερης ενέργειας $g_L$ από τις διαστάσεις ενός σφαιρικού κομματιού μαγνητικού υλικού για τις τρεις περιπτώσεις χωρικής κατανομής της μαγνήτισης που περιγράφονται στο σχήμα 2.2 . . . . .	33
2.4	Σωματίδιο S-W (Stoner-Wohlfarth) με μονοαξονική ανισοτροπία και θετική σταθερά ανισοτροπίας $K$ , μέσα σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο $\vec{H}_a$ . . . . .	37
2.5	Αντιπροσωπευτικά παραδείγματα του τρόπου με τον οποίο μεταβάλλονται τα ποιοτικά χαρακτηριστικά της γωνιακής εξάρτησης $g_L(\theta)$ της ελεύθερης ενέργειας, η οποία περιγράφει ένα σωματίδιο S-W που χαρακτηρίζεται από μονοαξονική μαγνητική ανισοτροπία με θετική σταθερά ανισοτροπίας, όταν αλλάζει η ένταση του εξωτερικού πεδίου $\vec{h}_a$ . . . . .	39
2.6	Γραφική αναπαράσταση του συνόλου των σημείων διακλάδωσης ( $\Sigma\Sigma\Delta$ ), για την ελεύθερη ενέργεια $g_L(\theta \vec{h}_a)$ ενός σωματιδίου S-W, και της διαδικασίας υπολογισμού – με γραφική μέθοδο – των καταστάσεων ευσταθούς ισορροπίας μέσα σε εξωτερικό πεδίο $\vec{h}_a$ . . . . .	42
3.1	Η συσκευή μαγνητικά υποβοηθούμενης καθοδικής ιοντοβολής “Edwards E306A Coating System” . . . . .	45
3.2	Σχηματική αναπαράσταση μιας συσκευής καθοδικής ιοντοβολής όπως αυτή που φαίνεται στην εικόνα του σχήματος 3.1 . . . . .	46
3.3	Μορφή της χαρακτηριστικής $J-V$ του πλάσματος, σε μια συσκευή καθοδικής ιοντοβολής, και ρεύμα προς το στόχο για εναλλασσόμενη τάση τροφοδοσίας . . . . .	49
3.4	Σχηματική αναπαράσταση ενός περιθλασίμετρου ακτίνων X (XRD), όπου ο τρόπος που γίνεται η μέτρηση ακολουθεί τη γεωμετρία Bragg-Brentano . . . . .	51
3.5	Παράδειγμα φάσματος RBS . . . . .	56
3.6	Παράδειγματα βρόχων υστέρησης: βρόχοι υστέρησης λεπτού υμενίου FePt(100nm) που έχει εναποτεθεί πάνω σε υπόστρωμα θερμικά οξειδωμένου Si . . . . .	60
3.7	Βρόχοι υστέρησης ανοπτημένων υμενίων SiO/FePt(20nm) και SiO/FePt(30nm) μετρημένοι με VSM . . . . .	62

3.8	Σχηματική αναπαράσταση ενός μαγνητομέτρου ταλαντωνόμενου δείγματος (VSM) όπου τα πηνία ανίχνευσης έχουν διευθετηθεί σύμφωνα με την κάθετη γεωμετρία . . .	63
3.9	Κάθετος προσανατολισμός των πηνίων μέτρησης ενός μαγνητομέτρου VSM (γεωμετρία του Mallinson) . . . . .	67
3.10	Παράλληλος προσανατολισμός των πηνίων μέτρησης ενός μαγνητομέτρου VSM (γεωμετρία του Foner) . . . . .	69
3.11	Γραφική αναπαράσταση της διαδικασίας αφαίρεσης, από τη μαγνήτιση που καταγράφει το μαγνητόμετρο VSM όταν το δείγμα έχει τη μορφή λεπτού υμενίου, των συνεισφορών που προέρχονται από το δειγματοφορέα του μαγνητομέτρου και το υπόστρωμα .	71
4.1	Διάγραμμα φάσεων του διμεταλλικού κράματος $\text{Co}_{100-X}\text{Pt}_X$ . . . . .	78
4.2	Διάγραμμα φάσεων του διμεταλλικού κράματος $\text{Fe}_{100-X}\text{Pt}_X$ . . . . .	79
4.3	Η μοναδιαία κυψελίδα του διμεταλλικού κράματος $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ στην περίπτωση της άτακτης κυβικής και της διατεταγμένης τετραγωνικής φάσης . . . . .	80
5.1	Σύγκριση φασμάτων XRD ανοπτημένων λεπτών υμενίων $\text{Si}(001)/\text{CoPt}(48\text{nm})$ και $\text{Si}(001)/\text{Ag}(1.2\text{nm})/\text{CoPt}(48\text{nm})$ . . . . .	86
5.2	Οι κορυφές $\text{CoPt}(111)$ , $\text{CoPt}(001)$ , $\text{CoPt}(200)$ και $\text{CoPt}(002)$ των φασμάτων XRD του σχήματος 5.1 . . . . .	87
5.3	Σύγκριση βρόχων υστέρησης, μετρημένων με MOKE για εξωτερικό πεδίο $\vec{H} \perp$ υμένιο, των ανοπτημένων λεπτών υμενίων του σχήματος 5.1 . . . . .	89
5.4	Εξάρτηση $H_c = f(\Psi)$ συνεκτικού πεδίου από τη γωνία μεταξύ εξωτερικού πεδίου και κάθετης στην επιφάνεια, για ανοπτημένο υμένιο $\text{Si}(001)/\text{Ag}(1.2\text{nm})/\text{CoPt}(48\text{nm})$ .	91
5.5	Φάσμα HIRBS ενός υμενίου $\text{Si}(001)/[\text{Ag}(0.5\text{nm})/\text{CoPt}(4.5\text{nm})] \times 4$ μετά από ανόπτηση στους $600^\circ\text{C}$ για 40 min . . . . .	92
5.6	Κατανομή ατόμων Ag, Pt και Co με την απόσταση από το υπόστρωμα σε ανοπτημένο υμένιο $\text{Si}(001)/[\text{Ag}(0.5\text{nm})/\text{CoPt}(4.5\text{nm})] \times 4$ , από το φάσμα HIRBS του υμενίου .	93
5.7	Μεταβολή των φασμάτων XRD και των βρόχων υστέρησης MOKE (για εξωτερικό πεδίο $\vec{H} \perp$ υμένιο) με το πάχος $X$ του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag, σε ανοπτημένα υμένια $\text{Si}(001)/\text{Ag}(X)/\text{CoPt}(12\text{nm})$ . . . . .	96
5.8	Εξάρτηση προτιμώμενου προσανατολισμού, βαθμού διάταξης στο CoPt, συνεκτικού πεδίου $H_c^\perp$ και σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης $m_r^\perp$ από πάχος $X$ αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag, σε ανοπτημένα υμένια $\text{Si}(001)/\text{Ag}(X)/\text{CoPt}(12\text{nm})$ . . . . .	98
5.9	Σύγκριση των βρόχων υστέρησης MOKE (μετρημένων για $\vec{H} \perp$ υμένιο) μεταξύ ανοπτημένων υμενίων $\text{Si}(001)/\text{Ag}(X)/\text{CoPt}(12\text{nm})$ και $\text{Si}(001)/\text{Ag}(X)/\text{CoPt}(48\text{nm})$ .	99
5.10	Εξάρτηση συνεκτικού πεδίου $H_c^\perp$ και σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης $m_r^\perp$ από πάχος $X$ αρχικού στρώματος Ag για ανοπτημένα υμένια $\text{Si}(001)/\text{Ag}(X)/\text{CoPt}(12\text{nm})$ και $\text{Si}(001)/\text{Ag}(X)/\text{CoPt}(48\text{nm})$ . . . . .	100
5.11	Εξάρτηση προτιμώμενου προσανατολισμού και βαθμού διάταξης στο CoPt από πάχος $X$ αρχικού στρώματος CoPt, σε ανοπτημένα υμένια $\text{Si}(001)/\text{Ag}(1.2\text{nm})/\text{CoPt}(X)$ .	101
5.12	Σύγκριση του προτιμώμενου προσανατολισμού υμενίων $\text{Si}(001)/\text{Ag}(1.2\text{nm})/\text{CoPt}(X)$ με αυτόν υμενίων $\text{Si}(001)/[\text{Ag}(P)/\text{CoPt}(100\% - P)] \times 4$ μετά την ανόπτηση . . . . .	108
6.1	Φάσματα XRD ενός υμενίου $\text{Si}(001)/\text{Cu}(1.2\text{nm})/\text{CoPt}(48\text{nm})$ , πριν και μετά από ανόπτηση στους $500^\circ\text{C}$ για 30 min . . . . .	112
6.2	Οι κορυφές $\text{CoPt}(111)$ , $\text{CoPt}(001)$ , $\text{CoPt}(200)$ και $\text{CoPt}(002)$ των φασμάτων XRD του σχήματος 6.1 . . . . .	113
6.3	Βρόχοι υστέρησης του υμενίου $\text{Si}(001)/\text{Cu}(1.2\text{nm})/\text{CoPt}(48\text{nm})$ του σχήματος 6.1 πριν και μετά την ανόπτηση, μετρημένοι με MOKE για εξωτερικό πεδίο $\vec{H} \perp$ υμένιο .	115
6.4	Βρόχοι υστέρησης του υμενίου $\text{Si}(001)/\text{Cu}(1.2\text{nm})/\text{CoPt}(48\text{nm})$ του σχήματος 6.1 πριν και μετά την ανόπτηση, μετρημένοι με VSM . . . . .	116

6.5	Μεταβολή της μορφής των μετρημένων με MOKE (για πεδίο $\vec{H} \perp$ υμένιο) βρόχων υστέρησης με το πάχος $X$ του αρχικού στρώματος Cu και το πάχος $Y$ του αρχικού στρώματος CoPt, σε ανοπτημένα υμένα Si(001)/Cu( $X$ )/CoPt( $Y$ ) . . . . .	119
6.6	Εξάρτηση συνεκτικού πεδίου $H_c^\perp$ και σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης $m_r^\perp$ από πάχος $X$ αρχικού στρώματος Cu σε ανοπτημένα υμένα Si(001)/Cu( $X$ )/CoPt( $Y$ ) για $Y = 6, 12, 24, 48$ nm . . . . .	121
6.7	Εξάρτηση συνεκτικού πεδίου $H_c^\perp$ και σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης $m_r^\perp$ από πάχος $Y$ αρχικού στρώματος CoPt σε ανοπτημένα υμένα Si(001)/Cu( $X$ )/CoPt( $Y$ ) για $X = 0.3, 0.6, 1.2, 2.4$ nm . . . . .	123
6.8	Μεταβολή των φασμάτων XRD με το πάχος $X$ του αρχικού στρώματος Cu σε ανοπτημένα υμένα Si(001)/Cu( $X$ )/CoPt(6nm) και Si(001)/Cu( $X$ )/CoPt(12nm) . . .	125
6.9	Μεταβολή των φασμάτων XRD με το πάχος $X$ του αρχικού στρώματος Cu σε ανοπτημένα υμένα Si(001)/Cu( $X$ )/CoPt(24nm) και Si(001)/Cu( $X$ )/CoPt(48nm) . .	126
6.10	Εξάρτηση δομικών και μαγνητικών παραμέτρων, υπολογισμένων από φάσματα XRD και βρόχους υστέρησης που μετρήθηκαν με MOKE για πεδίο $\vec{H} \perp$ υμένιο, από πάχος $t_{Cu}$ αρχικού στρώματος Cu σε ανοπτημένα υμένα Si(001)/Cu( $t_{Cu}$ )/CoPt(24nm) .	127
7.1	Φάσματα XRD ενός υμενίου SiO/FePt(100nm), πριν και μετά από ανόπτηση στους 500°C για 5 min, και οι αντίστοιχοι βρόχοι υστέρησης μετρημένοι με VSM . . . . .	134
7.2	Μελέτη της επίδρασης του συνολικού χρόνου ανόπτησης $t$ στις μαγνητικές ιδιότητες υμενίων SiO/FePt που έχουν ανοπτηθεί στους 500°C . . . . .	138
7.3	Μεταβολή των, μετρημένων με VSM, βρόχων υστέρησης με το πάχος $X$ του αρχικού στρώματος Cu, σε υμένα SiO/Cu( $X$ )/FePt(100nm- $X$ ) συνολικού πάχους 100 nm που έχουν ανοπτηθεί στους 500°C για 5 min . . . . .	140
7.4	Μεταβολή των φασμάτων XRD με το πάχος $X$ του αρχικού στρώματος Cu, σε υμένα SiO/Cu( $X$ )/FePt(100nm- $X$ ) συνολικού πάχους 100 nm που έχουν ανοπτηθεί στους 500°C για 5 min . . . . .	141
7.5	Μελέτη του ρόλου του συνολικού χρόνου ανόπτησης $t$ στην επίδραση που έχει το αρχικό στρώμα Cu στις μαγνητικές ιδιότητες υμενίων SiO/Cu/FePt που έχουν ανοπτηθεί στους 500°C . . . . .	142
7.6	Μεταβολή των φασμάτων XRD με το πάχος $X$ του αρχικού στρώματος Ag σε υμένα SiO/Ag( $X$ )/FePt(30nm) που έχουν ανοπτηθεί στους 600°C για 5 min . . . . .	144
7.7	Μεταβολή της μορφής των βρόχων υστέρησης (μετρημένων με VSM) με το πάχος $X$ του αρχικού στρώματος Ag, σε υμένα SiO/Ag( $X$ )/FePt(30nm) ανοπτημένα στους 600°C για 5 min . . . . .	145
7.8	Εξάρτηση συνεκτικού πεδίου $H_c$ , μαγνήτισης κόρου $M_s$ και σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης $m_r$ με το πάχος $X$ του αρχικού στρώματος Ag, για πεδίο $\vec{H} \parallel$ υμένιο και $\vec{H} \perp$ υμένιο, σε υμένα SiO/Ag( $X$ )/FePt(30nm) ανοπτημένα στους 600°C για 5 min	146
B.1	Παράδειγμα ελεύθερης ενέργειας Landau, όπου σημειώνονται οι μετασταθείς καταστάσεις του συστήματος . . . . .	163



# Κατάλογος Πινάκων

5.1	Αριθμητικές τιμές των ποσοτήτων $I_{001}/I_{002}$ , $I_{002}/I_{111}$ , $H_c^\perp$ και $m_r^\perp$ που εμφανίζονται στα σχήματα 5.8(α)–5.8(γ) . . . . .	97
6.1	Αριθμητικές τιμές του συνεκτικού πεδίου $H_c^\perp$ και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης $m_r^\perp$ από τους βρόχους υστέρησης του σχήματος 6.5. . . . .	120
6.2	Αριθμητικές τιμές των ποσοτήτων $I_{001}/I_{002}$ , $I_{002}/I_{111}$ , $H_c^\perp$ και $m_r^\perp$ , που παρουσιάζονται στα σχήματα 6.10(α) και 6.10(β), και των παραμέτρων της μοναδιαίας κυψελίδας του CoPt, που παρουσιάζονται στο σχήμα 6.10(γ) . . . . .	128
7.1	Αριθμητικές τιμές συνεκτικού πεδίου $H_c$ , σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης $m_r$ (σε πεδίο $\vec{H} \perp$ υμένιο και $\vec{H} \parallel$ υμένιο) και λόγων $I_{001}/I_{002}$ και $I_{002}/I_{111}$ των κορυφών FePt(001), FePt(002) και FePt(111) για ανοπτημένα υμένα SiO/FePt(X) . . . . .	136

# Δομή της διατριβής

Η παρούσα εργασία έχει διαιρεθεί σε 7 κεφάλαια. Στη συνέχεια ακολουθεί μια σύντομη περιγραφή αυτών των κεφαλαίων.

Το κεφάλαιο 1 έχει εισαγωγικό χαρακτήρα. Ο σκοπός του είναι η παρουσίαση των γενικότερων τάσεων, που επικρατούν στην έρευνα για την ανάπτυξη συσκευών μαγνητικής αποθήκευσης πληροφοριών με όλο και μεγαλύτερη χωρητικότητα. Έτσι τοποθετείται η παρούσα διδακτορική διατριβή μέσα στο γενικότερο πλαίσιο της έρευνας σε αυτό τον τομέα και γίνεται πιο κατανοητό το κίνητρο για την εκπόνησή της. Παρουσιάζονται συνοπτικά οι βασικές τεχνολογίες που έχουν χρησιμοποιηθεί στο παρελθόν στα μέσα μαγνητικής εγγραφής (π.χ. απλά μέσα διαμήκους μαγνητικής εγγραφής και μέσα διαμήκους μαγνητικής εγγραφής με αντισιδηρομαγνητικά συζευγμένα στρώματα), και οι νέες τεχνολογίες που έχουν ήδη αρχίσει να χρησιμοποιούνται και βρίσκονται σε φάση περαιτέρω ανάπτυξης (π.χ. μέσα κάθετης μαγνητικής εγγραφής). Επίσης εξηγούνται με ποιοτικό τρόπο οι λόγοι, όπως αυτοί προκύπτουν από τη σχετική βιβλιογραφία, για τους οποίους θεωρείται ότι οι νέες τεχνολογίες μπορούν να ξεπεράσουν τους περιορισμούς που έθεταν οι παλαιότερες.

Το εισαγωγικό κεφάλαιο 1 έχει καθαρά περιγραφικό χαρακτήρα και δεν γίνεται προσπάθεια για εμβάθυνση στη φυσική των σιδηρομαγνητικών υλικών, στην οποία βασίζεται η τεχνολογία των μέσων μαγνητικής αποθήκευσης πληροφοριών. Το κεφάλαιο 2 συμπληρώνει αυτό το κενό και περιγράφει βασικές έννοιες που είναι χρήσιμες σε επόμενα κεφάλαια. Δυστυχώς, η πλήρης παράθεση των σχετικών εννοιών ξεπερνά κατά πολύ τα όρια της παρούσας διδακτορικής διατριβής. Το πόσο πετυχημένος είναι ο συμβιβασμός μεταξύ πληρότητας και συντομίας αφήνεται στην κρίση του αναγνώστη.

Στο κεφάλαιο 3 παρουσιάζονται οι πειραματικές τεχνικές που χρησιμοποιήθηκαν για την παρασκευή των δειγμάτων και την εκτέλεση μετρήσεων σε αυτά. Η ενότητα 3.1 περιγράφει τις βασικές αρχές της τεχνικής της καθοδικής ιοντοβολής (sputtering), που χρησιμοποιήθηκε για την εναπόθεση των λεπτών υμενίων της παρούσας διατριβής. Η ενότητα 3.2 περιέχει μια σύντομη επισκόπηση του τρόπου που χρησιμοποιείται η τεχνική της σκέδασης ακτίνων X (X Ray Diffraction ή απλά XRD) για τη μελέτη της κρυσταλλικής δομής των παραγόμενων δειγμάτων. Η ενότητα 3.3 περιέχει μια σύντομη περιγραφή της τεχνικής που ονομάζεται φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford (Rutherford Back-scattering Spectroscopy ή απλά RBS) και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό του πάχους λεπτών υμενίων και της μεταβολής της στοιχειομετρίας τους με το βάθος (depth profile analysis). Η ενότητα 3.5 είναι αφιερωμένη στην περιγραφή της τεχνικής μαγνητικού χαρακτηρισμού των παραγόμενων δειγμάτων, που ονομάζεται μαγνητομετρία ταλαντωνόμενου δείγματος (Vibrating Sample Magnetometry ή απλά VSM). Η παρουσίαση αυτής της τεχνικής είναι κάπως πιο εκτεταμένη, λόγω της μεγαλύτερης εμπειρίας που συσσωρεύθηκε σε σχέση με άλλες τεχνικές μέτρησης. Μεγάλο μέρος της περιγραφής έχει συμπεριληφθεί στη σημείωση Β'.2 του παραρτήματος Β'.

Στο κεφάλαιο 4 παρουσιάζονται τα χαρακτηριστικά που πρέπει να έχει ένα μέσο μαγνητικής εγγραφής υπερυψηλής πυκνότητας. Τα διμεταλλικά κράματα  $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$  και  $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$  (ή απλά  $\text{CoPt}$  και  $\text{FePt}$ ) ανήκουν στην κατηγορία των σιδηρομαγνητικών υλικών που είναι

κατάλληλα για τέτοιου είδους εφαρμογές. Το χαρακτηριστικό που δίνει σε αυτά τα κράματα την υψηλή μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία που τα χαρακτηρίζει είναι η δυνατότητα σχηματισμού διατεταγμένης δομής, που καλείται υπερδομή ή υπερπλέγμα, όπου υπάρχει εναλλαγή πλεγματοειδών επιπέδων Co και Pt ή Fe και Pt. Παρουσιάζεται μια γενική συνοπτική περιγραφή των μετασχηματισμών τάξης-αταξίας που ευθύνονται για το σχηματισμό τέτοιου είδους διατεταγμένων δομών, όπου εισάγεται η έννοια της παραμέτρου τάξης  $L$ , και μετά γίνεται εξειδίκευση στην περίπτωση των κραμάτων  $\text{Co}_{100-X}\text{Pt}_X$  και  $\text{Fe}_{100-X}\text{Pt}_X$ , όπου δίνονται και τα σχετικά διαγράμματα φάσης. Επιπλέον παρουσιάζεται η κρυσταλλική δομή για την περίπτωση  $X=50$  που μας ενδιαφέρει – όταν έχει σχηματιστεί μια τέλεια υπερδομή με  $L=1$  για θερμοκρασία  $T=0$  K – και η εξάρτηση των κορυφών ενός φάσματος ακτίνων X από την τιμή της  $L$ , και γίνεται μια συζήτηση για τους μηχανισμούς που συνεισφέρουν στη μεγάλη τιμή του συνεκτικού πεδίου των  $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$  και  $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ , όταν έχει σχηματιστεί η διατεταγμένη φάση  $L1_0$ .

Το κεφάλαιο 5 είναι αφιερωμένο στην παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων που προέκυψαν από τις μετρήσεις σε ανοπτημένα υμένια CoPt, τα οποία έχουν αναπτυχθεί πάνω σε υποστρώματα Si(001) με προσθήκη ενδιάμεσων στρωμάτων Ag κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης (για συντομία αρχικών ενδιάμεσων στρωμάτων Ag). Από τα κρυσταλλογραφικά δεδομένα και τα αποτελέσματα των μαγνητικών μετρήσεων, καθίσταται φανερός ο κρίσιμος ρόλος των αρχικών ενδιάμεσων στρωμάτων Ag στην ανάπτυξη υμενίων κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας (perpendicular magnetic anisotropy), στα οποία υπάρχει ισχυρή προτίμηση για ανάπτυξη των κρυσταλλικών κόκκων CoPt με τους άξονες [001] κάθετους προς τα επίπεδα των υμενίων (strong (001) crystallographic texture). Από τα ίδια δεδομένα προκύπτει η ύπαρξη συσχέτισης μεταξύ των τιμών βασικών κρυσταλλογραφικών παραμέτρων και παραμέτρων των βρόχων μαγνητικής υστέρησης, αλλά και συσχέτιση μεταξύ του βαθμού διάταξης των ατόμων (degree of ordering) και του βαθμού προτίμησης για προσανατολισμό των αξόνων [001] των κόκκων CoPt παράλληλα προς κάποια διεύθυνση (texture). Αυτή η συσχέτιση, αν συνδυαστεί με την περιγραφόμενη στη βιβλιογραφία συμπεριφορά του συστήματος Si(001)-Ag και τα αποτελέσματα των μετρήσεων HIRBS (Heavy Ion elastic Rutherford Back Scattering), βοηθάει στην κατανόηση του μηχανισμού που εξηγεί τη δράση του Ag. Ο προτεινόμενος μηχανισμός βασίζεται στην ελαχιστοποίηση της ελαστικής ενέργειας (της ενέργειας που σχετίζεται με τις παραμορφώσεις του πλέγματος). Το κεφάλαιο 5 κλείνει με την ενότητα 5.6, στην οποία παρουσιάζονται συνοπτικά όλα τα βασικά συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό.

Το κεφάλαιο 6 είναι αφιερωμένο στην παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων που προέκυψαν από τις μετρήσεις σε ανοπτημένα υμένια CoPt, τα οποία έχουν αναπτυχθεί πάνω σε υποστρώματα Si(001) με προσθήκη αρχικών ενδιάμεσων στρωμάτων Cu. Από τα αποτελέσματα των μαγνητικών μετρήσεων προκύπτει το συμπέρασμα ότι η προσθήκη Cu αυξάνει αισθητά την τιμή του συνεκτικού πεδίου, ακόμα και αν η ανόπτηση γίνει σε σχετικά χαμηλή θερμοκρασία, σε σχέση με αυτήν που κανονικά θα ήταν αναγκαία για να προχωρήσει σε σημαντικό βαθμό ο σχηματισμός της μαγνητικά σκληρής φάσης  $L1_0$  του CoPt. Ο προτεινόμενος μηχανισμός για την ερμηνεία της παρατηρούμενης συμπεριφοράς βασίζεται στη μείωση του ενεργειακού φραγμού – ο οποίος πρέπει να ξεπεραστεί για να ξεκινήσει η διάχυση ατόμων που είναι απαραίτητη για το σχηματισμό της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$  – μέσω του σχηματισμού ενός τριαδικού κράματος μεταξύ των στοιχείων Cu, Co και Pt και της συνακόλουθης αλλαγής των διαστάσεων της μοναδιαίας κυψελίδας. Πρόκειται για μηχανισμό που υποδεικνύεται τόσο από τα αποτελέσματα των μαγνητικών μετρήσεων όσο και από τα κρυσταλλογραφικά δεδομένα. Το κεφάλαιο 6 κλείνει με την ενότητα 6.4, στην οποία παρουσιάζονται συνοπτικά όλα τα βασικά συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό.

Το κεφάλαιο 7 είναι αφιερωμένο στην παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων που

προέκυψαν από τις μετρήσεις σε ανοπτημένα υμένα FePt, τα οποία έχουν αναπτυχθεί πάνω σε υποστρώματα θερμικά οξειδωμένου Si με ή χωρίς προσθήκη αρχικών ενδιάμεσων στρωμάτων Cu ή Ag. Το κεφάλαιο 7 κλείνει με την ενότητα 7.4, στην οποία παρουσιάζονται συνοπτικά όλα τα βασικά συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό.

# Πιο εκτεταμένη περίληψη

## Σκοπός της παρούσας διατριβής

Αντικείμενο της παρούσας διατριβής είναι η συνεισφορά στην έρευνα που γίνεται για την ανάπτυξη νέων υλικών, τα οποία θα είναι πιο κατάλληλα για χρήση στα μελλοντικά μέσα μαγνητικής εγγραφής υπερυψηλής πυκνότητας, σε σχέση με τα ήδη χρησιμοποιούμενα υλικά. Η παρούσα τεχνολογία – ακόμα και στην περίπτωση της τεχνολογίας κάθετης μαγνητικής εγγραφής που άρχισε να χρησιμοποιείται τα τελευταία χρόνια στη βιομηχανία των σκληρών δίσκων – εξακολουθεί να βασίζεται σε κράματα του τύπου  $\text{CoPtCrX}$  (όπου συνήθως το X είναι B ή Ta), που δεν αφήνουν πολλά περιθώρια για σημαντική περαιτέρω μείωση των διαστάσεων των μαγνητικών σωματιδίων σε ένα μέσο εγγραφής. Τα διμεταλλικά κράματα  $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$  και  $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$  (ή πιο απλά  $\text{CoPt}$  και  $\text{FePt}$ ) είναι μεταξύ των υλικών που συγκεντρώνουν τις περισσότερες πιθανότητες για μελλοντική χρήση σε μέσα μαγνητικής εγγραφής υπερυψηλής πυκνότητας, γιατί χαρακτηρίζονται από ισχυρότερη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία (η αντίστοιχη σταθερά ανισοτροπίας  $K_u$  είναι τουλάχιστον 20 φορές μεγαλύτερη από αυτή των κραμάτων του τύπου  $\text{CoPtCrX}$ ), που επιτρέπει τη σημαντική μείωση των διαστάσεων των μαγνητικών σωματιδίων (και τη συνακόλουθη αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας των εγγεγραμμένων bit) χωρίς απώλεια της θερμικής ευστάθειας.

Τα κράματα  $\text{CoPt}$  και  $\text{FePt}$  έχουν μελετηθεί και στο παρελθόν, με σκοπό τη χρήση τους σε μόνιμους μαγνήτες. Όταν η θερμοκρασία είναι πάνω από τους  $820^\circ\text{C}$  για το  $\text{CoPt}$  και πάνω από τους  $1300^\circ\text{C}$  για το  $\text{FePt}$ , τα άτομα Co και Pt ή Fe και Pt σχηματίζουν FCC κρυσταλλικό πλέγμα με τις πλεγματικές θέσεις να καταλαμβάνονται με τυχαίο τρόπο (άτακτη φάση A1). Κάτω από αυτές τις κρίσιμες τιμές της θερμοκρασίας, το σύστημα υφίσταται ένα μετασχηματισμό τάξης-αταξίας και σχηματίζεται η διατεταγμένη φάση  $\text{L}_{10}$ , με την κρυσταλλική δομή του  $\text{CuAu-I}$ : FCT κρυσταλλικό πλέγμα με τον άξονα [001] (ή άξονα c) να είναι μικρότερος από τους άξονες [100] και [010] (ή άξονες a και b αντίστοιχα) και τα πλεγματικά επίπεδα (002) να είναι εναλλάξ πλήρως κατειλημμένα από άτομα Co ή Pt (για το  $\text{CoPt}$ ) ή από άτομα Fe ή Pt (για το  $\text{FePt}$ ). Αυτή η διατεταγμένη φάση  $\text{L}_{10}$  χαρακτηρίζεται από υψηλή μονοαξονική (κατά μήκος του άξονα [001]) μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία, με την αντίστοιχη σταθερά ανισοτροπίας να παίρνει τις τιμές  $K_u \approx 5 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$  για το  $\text{CoPt}$  και  $K_u \approx 7 \times 10^7 \text{ erg/cm}^3$  για το  $\text{FePt}$ . Επίσης έχουν αναφερθεί, για το συνεκτικό πεδίο  $H_c$ , τιμές που, ανάλογα με τις λεπτομέρειες της διαδικασίας παρασκευής ενός δείγματος, μπορούν να ξεπεράσουν τα 10 kOe.

Η υψηλή ανισοτροπία της φάσης  $\text{L}_{10}$  είναι ο βασικός λόγος που τα κράματα  $\text{CoPt}$  και  $\text{FePt}$  μπορούν να χρησιμοποιηθούν, στην περίπτωση που έχουν τη μορφή λεπτών υμενίων, για την παρασκευή των μαγνητικών μέσων εγγραφής νέας γενιάς. Υπάρχουν όμως και κάποιες άλλες απαιτήσεις που πρέπει να πληρούνται. Κατ' αρχήν, επειδή ο σχηματισμός της διατεταγμένης φάσης  $\text{L}_{10}$  του  $\text{CoPt}$  ή του  $\text{FePt}$  απαιτεί ανόπτηση κατά τη διάρκεια ή μετά την ολοκλήρωση της εναπόθεσης των λεπτών υμενίων, και η διαδικασία της ανόπτησης τείνει να ευνοεί την αύξηση του μέσου μεγέθους των κρυσταλλικών κόκκων και του εύρους

της κατανομής μεγεθών, είναι σημαντικό να επιτύχει κανείς σχετικά χαμηλές θερμοκρασίες ή/και χρόνους ανόπτησης για να γίνει εφικτή η μείωση των διαστάσεων των μαγνητικών σωματιδίων. Άλλα σημαντικά ζητήματα, που συνδέονται άμεσα με την καταλληλότητα των παραγόμενων λεπτών υμενίων για χρήση τους ως μέσων μαγνητικής εγγραφής, είναι τα ακόλουθα:

- α) Απομόνωση των μαγνητικών σωματιδίων, προκειμένου να μειωθεί ο θόρυβος που προκαλείται από τις αλληλεπιδράσεις τους.
- β) Υψηλή τιμή του συνεκτικού πεδίου,  $H_c$ , ώστε να μην είναι εφικτή η αντιστροφή της μαγνήτισης των σωματιδίων από ασθενή μαγνητικά πεδία. Αυτή η απαίτηση δεν είναι ανεξάρτητη από τη βασική απαίτηση για υψηλή ανισοτροπία.
- γ) Μικρό εύρος της κατανομής των πεδίων αντιστροφής (της μαγνήτισης των μαγνητικών σωματιδίων) γύρω από το συνεκτικό πεδίο  $H_c$ . Όσο πιο μικρό είναι αυτό το εύρος, τόσο πιο τετραγωνικό είναι το σχήμα του βρόχου υστέρησης και τόσο αυξάνεται η ευστάθεια του μέσου (π.χ. για εντελώς τετραγωνικό βρόχο, οι μαγνήτισεις των σωματιδίων δεν αντιστρέφονται από πεδία ασθενέστερα του  $H_c$ ). Το εύρος της κατανομής των πεδίων αντιστροφής σχετίζεται άμεσα με το εύρος της κατανομής των μεγεθών των μαγνητικών σωματιδίων, οπότε οι σχετικά ήπιες συνθήκες θερμικής επεξεργασίας μπορούν να βοηθήσουν στη μείωση αυτού του εύρους.
- δ) Υπαρξη προτιμητέου προσανατολισμού για τον άξονα εύκολης μαγνήτισης της φάσης  $L1_0$  (τον άξονα [001]). Σε αυτή την περίπτωση, οι άξονες εύκολης μαγνήτισης των κρυσταλλικών κόκκων που περιέχουν την φάση  $L1_0$  είναι σε μεγάλο βαθμό προσανατολισμένοι προς μια συγκεκριμένη διεύθυνση, οπότε γίνεται πιο τετραγωνικό το σχήμα του βρόχου υστέρησης του μέσου για πεδίο σε αυτή τη διεύθυνση, δηλαδή μειώνεται περαιτέρω το εύρος της κατανομής πεδίων αντιστροφής. Η πιο ενδιαφέρουσα περίπτωση είναι αυτή της κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας, όπου η διεύθυνση του προτιμώμενου προσανατολισμού για τον άξονα [001] είναι κάθετη προς το επίπεδο του υμενίου. Αυτή η διεύθυνση είναι και μαγνητοστατικά πιο ευстаθής και κατά συνέπεια επιτρέπει τη σημαντική περεταίρω αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας των bit αποθηκευμένης πληροφορίας. Η απόδοση των μέσων μαγνητικής εγγραφής που βασίζονται σε υμένα κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας, εξαρτάται από το βαθμό στον οποίο επιτυγχάνεται ο κάθετος προσανατολισμός των αξόνων εύκολης μαγνήτισης των κρυσταλλικών κόκκων.

Έχοντας ως βάση τις γενικές απαιτήσεις που περιγράφηκαν, οι βασικές κατευθυντήριες γραμμές κατά τη διάρκεια της εκπόνησης της διατριβής ήταν οι ακόλουθες:

- α) Ανάπτυξη και μελέτη ιδιοτήτων λεπτών υμενίων που βασίζονται στην φάση  $L1_0$  του CoPt ή του FePt.
- β) Παρασκευή υμενίων με κάθετη μαγνητική ανισοτροπία και προσπάθεια για κατανόηση των μηχανισμών που σχετίζονται με την εμφάνισή της, ώστε να καταστεί εφικτή η βελτιστοποίηση αυτού του χαρακτηριστικού. Στην παρούσα διατριβή, η κάθετη μαγνητική ανισοτροπία και η αρκετά καλή απομόνωση των μαγνητικών σωματιδίων προέκυψαν ταυτόχρονα ως αποτέλεσμα της προσθήκης Ag, οπότε δεν ήταν απαραίτητη η χρήση δύο διαφορετικών πρόσθετων υλικών.
- γ) Χρήση πρόσθετων υλικών που καθιστούν εφικτό το σχηματισμό της φάσης  $L1_0$  με ηπιότερη θερμική επεξεργασία (μείωση θερμοκρασίας ή/και χρόνου ανόπτησης). Όπως

προέκυψε κατά την εκπόνηση της διατριβής, η προσθήκη Cu (σε μικρές ποσότητες) μπορεί να βοηθήσει αρκετά προς αυτή την κατεύθυνση.

## Συνοπτική περιγραφή αποτελεσμάτων

Κατά την εκπόνηση της διατριβής παρασκευάστηκαν κυρίως υμένια CoPt και σε μικρότερο ποσοστό υμένια FePt, με προσθήκη ενδιάμεσων στρωμάτων Ag ή Cu κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, τα οποία στη συνέχεια υποβλήθηκαν σε θερμική επεξεργασία σε συνθήκες υψηλού κενού (ανόπτηση) για να σχηματιστεί η φάση L1<sub>0</sub>. Ακολούθησαν μετρήσεις σε σειρές δειγμάτων<sup>1</sup>, με σκοπό την κατανόηση των μηχανισμών που επηρεάζουν τις μαγνητικές τους ιδιότητες.

Σε ότι αφορά τα υμένια CoPt με πρόσθετο Ag, η μελέτη στόχευε (σύμφωνα και με ό,τι αναφέρθηκε παραπάνω) στην ανάπτυξη κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας και καλής απομόνωσης των μαγνητικών σωματιδίων. Συνοπτικά, τα συμπεράσματα που προέκυψαν, από τη μελέτη των υμενίων CoPt που είχαν αναπτυχθεί πάνω σε υποστρώματα Si(001) και στα οποία είχε γίνει προσθήκη ενδιάμεσων στρωμάτων Ag, είναι τα ακόλουθα:

- 1) Η προσθήκη ενός ενδιάμεσου στρώματος Ag κατάλληλου πάχους (της τάξης του 1 nm) σε ένα λεπτό υμένιο Si(001)/CoPt (κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης) έχει ως αποτέλεσμα την αισθητή αύξηση του βαθμού διάταξης στο CoPt και την εμφάνιση ισχυρής προτίμησης για ανάπτυξη των κρυσταλλικών κόκκων της διατεταγμένης φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt με τον [001] κρυσταλλογραφικό άξονά τους κάθετο προς το επίπεδο του υμενίου (κάθετη μαγνητική ανισοτροπία) κατά το δεύτερο στάδιο της ανόπτησης, σε σύγκριση με ένα υμένιο Si(001)/CoPt χωρίς Ag. Στην περίπτωση ενός υμενίου όπου δεν έχει γίνει προσθήκη Ag, ο προτιμητέος προσανατολισμός ανάπτυξης είναι αυτός κατά τον οποίο στρέφεται ο [111] κρυσταλλογραφικός άξονας των κόκκων του L1<sub>0</sub>-CoPt κάθετα προς το επίπεδο του.
- 2) Η μελέτη των εντάσεων των κορυφών CoPt(001), CoPt(002) και CoPt(111) των μετρήσεων XRD (κρυσταλλογραφικών μετρήσεων) και ο υπολογισμός από αυτές τις εντάσεις των λόγων  $I_{002}/I_{111}$ <sup>2</sup> και  $I_{001}/I_{002}$ <sup>3</sup> έδειξε ότι στα ανοπτημένα διστρωματικά υμένια Si(001)/Ag/CoPt υπάρχει συσχέτιση των τιμών των λόγων  $I_{002}/I_{111}$  και  $I_{001}/I_{002}$ . Συγκεκριμένα παρατηρείται ότι, τόσο για μεταβολή του πάχους του αρχικού στρώματος Ag όσο και για μεταβολή του πάχους του αρχικού στρώματος CoPt, οι μέγιστες (ενδιάμεσες ή ελάχιστες) τιμές του λόγου  $I_{002}/I_{111}$  αντιστοιχούν στις μέγιστες (ενδιάμεσες ή ελάχιστες) τιμές του λόγου  $I_{001}/I_{002}$ . Η συσχέτιση αυτών των λόγων είναι ισχυρή ένδειξη για την ύπαρξη συσχέτισης ανάμεσα στο σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt και την ανάπτυξη κρυσταλλικών κόκκων με προτίμηση για προσανατολισμό του άξονα [001] κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου. Η μελέτη των αποτελεσμάτων των μαγνητικών μετρήσεων δίνει μια επιπλέον επιβεβαίωση για την ύπαρξη αυτής της συσχέτισης.

---

<sup>1</sup>Τα δείγματα περιγράφονται με βάση τη στρωματική τους δομή μετά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης. Γι αυτό, όποτε γίνεται αναφορά σε πάχη στρωμάτων, χρησιμοποιείται ο όρος «αρχικά στρώματα» που αντιστοιχεί στη στρωματική δομή πριν την ανόπτηση.

<sup>2</sup> $I_{002}/I_{111}$ : Χρησιμοποιείται ως μέτρο που χαρακτηρίζει την πιθανή ύπαρξη προτιμητέου προσανατολισμού για τους άξονες εύκολης μαγνήτισης των κρυσταλλικών κόκκων του L1<sub>0</sub>-CoPt σε σχέση με το επίπεδο του υμενίου. Για  $I_{002}/I_{111} \gg 1$  (για  $I_{002}/I_{111} \ll 1$ ) έχουμε πολύ καλής ποιότητας προσανατολισμό των αξόνων [001] (των αξόνων [111]) των κρυσταλλικών κόκκων κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου.

<sup>3</sup> $I_{001}/I_{002}$ : Χρησιμοποιείται ως μέτρο του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt, ή ισοδύναμα του βαθμού που έχει προχωρήσει ο μετασχηματισμός από την άτακτη φάση A1 στη διατεταγμένη φάση L1<sub>0</sub>, γιατί είναι ανάλογος προς το τετράγωνο της παραμέτρου τάξης  $L$  (long-range order parameter  $L$ ).

- 3) Οι ιδιότητες των ανοπτημένων διστρωματικών υμενίων Si(001)/Ag/CoPt εξαρτώνται, όπως προκύπτει τόσο από τις κρυσταλλογραφικές όσο και από τις μαγνητικές μετρήσεις (βλέπε και προηγούμενο συμπέρασμα), από τα πάχη  $t_{Ag}$  και  $t_{CoPt}$  και των δύο αρχικών στρωμάτων Ag και CoPt. Οι μετρήσεις έδειξαν ότι η βέλτιστη τιμή του πάχους  $t_{Ag}$  του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag, για την ανάπτυξη κρυσταλλικών κόκκων με υψηλό βαθμό προτίμησης προς την κάθετη μαγνητική ανισοτροπία, είναι  $t_{Ag} \approx 1.2 - 2.0$  nm. Για πάχη  $t_{Ag}$  σε αυτή την περιοχή τιμών, τα ανοπτημένα διστρωματικά υμένια Si(001)/Ag/CoPt χαρακτηρίζονται από ισχυρό βαθμό προτίμησης για προσανατολισμό του άξονα [001] κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου. Για πάχη  $t_{Ag}$  έξω από αυτή την περιοχή, παρατηρείται προτίμηση για προσανατολισμό του άξονα [111] κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου.
- 4) Η μελέτη των φασμάτων HIRBS<sup>4</sup> ανοπτημένων υμενίων, τα οποία πριν την ανόπτηση είχαν πολυστρωματική δομή Si(001)/[Ag/CoPt]<sub>N</sub>, δείχνει ότι κατά τη διάρκεια της ανόπτησης ο Ag διαχέεται μέσα από τα στρώματα του CoPt κατά τέτοιο τρόπο, ώστε στο τέλος της διαδικασίας ο Ag να είναι συγκεντρωμένος κυρίως στην περιοχή της διεπιφάνειας μεταξύ υποστρώματος Si(001) και υμενίου και στην περιοχή που βρίσκεται κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια του υμενίου. Ειδικά το κατώτατο στρώμα Ag, που βρίσκεται σε επαφή με το υπόστρωμα Si(001), δείχνει μια πολύ ισχυρή τάση να παραμείνει σε αυτή την περιοχή και μετά την ανόπτηση. Αυτή η συμπεριφορά παρατηρείται και στην ειδικότερη περίπτωση των διστρωματικών υμενίων Si(001)/Ag/CoPt: από το στρώμα Ag που τοποθετείται αρχικά μεταξύ του υποστρώματος Si(001) και του στρώματος CoPt, μόνο ένα μικρό ποσοστό διαχέεται στο CoPt κατά την ανόπτηση. Αυτό το αποτέλεσμα είναι μια ισχυρή ένδειξη ότι ο κύριος μηχανισμός, που ευθύνεται για τη συσχέτιση που παρατηρείται ανάμεσα στο σχηματισμό της διατεταγμένης φάσης L1<sub>0</sub> και την ανάπτυξη κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας, έχει σχέση με αλληλεπιδράσεις στις διεπιφάνειες.
- 5) Ο μηχανισμός που προτείνεται για να εξηγηθεί η παρατηρούμενη συσχέτιση βασίζεται στην ελαχιστοποίηση της ελαστικής ενέργειας του συστήματος. Μετά το τέλος της διαδικασίας της ανόπτησης έχει μειωθεί η συνολική ελαστική ενέργεια που σχετίζεται με τις τάσεις που προκαλούν οι παραμορφώσεις του κρυσταλλικού πλέγματος<sup>5</sup> και έχει μειωθεί η διαφορά των πλεγματικών σταθερών μεταξύ Ag και CoPt με στροφή του άξονα [001] της FCT μοναδιαίας κυψελίδας του CoPt κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου. Αυτός ο προσανατολισμός του CoPt συμβαίνει όταν το πάχος του αρχικού στρώματος Ag παίρνει τιμές στην περιοχή  $t_{Ag} \approx 1.2 - 2.0$  nm, όπου ευνοείται η ανάπτυξη Ag πάνω σε υπόστρωμα Si(001) με τον [001] κρυσταλλογραφικό του άξονα κάθετο προς το επίπεδο το υποστρώματος. Η χρήση του υποστρώματος Si(001) βοηθά πολύ στην ανάπτυξη κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας, αφού αφού συνεισφέρει στον κατάλληλο προσανατολισμό των κρυσταλλικών κόκκων του στρώματος Ag, που με τη σειρά του συνεισφέρει στον κατάλληλο προσανατολισμό των κρυσταλλικών κόκκων του CoPt.
- 6) Οι μετρήσεις βρόχων υστέρησης, για διαφορετικούς προσανατολισμούς του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου σε σχέση με το επίπεδο ενός υμενίου Si(001)/Ag/CoPt που έχει υποστεί ανόπτηση, δείχνουν ότι η μεταβολή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  με τη γωνία ως προς την κάθετη στο επίπεδο προσεγγίζει αυτή που προβλέπεται από το θεωρητικό

<sup>4</sup>HIRBS: Heavy Ion elastic Rutherford Back Scattering

<sup>5</sup>Παραμένουσες τάσεις στο μη ανοπτημένο υμένιο αμέσως μετά τη διαδικασία της εναπόθεσης και τάσεις που προκαλούνται κατά το σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub>, λόγω της παραμόρφωσης της μοναδιαίας κυψελίδας του CoPt.



μοντέλο Stoner-Wohlfarth των μη αλληλεπιδρώντων μαγνητικών σωματιδίων. Αυτό δείχνει ότι το μικρό ποσοστό Ag που έχει διαχυθεί μέσα στο CoPt συνεισφέρει αρκετά αποτελεσματικά στην απομόνωση των κόκκων CoPt που σχηματίζονται κατά την ανόπτηση.

- 7) Στην περίπτωση των ανοπτημένων πολυστρωματικών υμενίων Si(001)/[Ag/CoPt]<sub>N</sub>, η προτίμηση για ανάπτυξη των κρυσταλλικών κόκκων L1<sub>0</sub>-CoPt με τον άξονα [001] κάθετο προς το επίπεδο του υμενίου (λόγω της προσθήκης του Ag) αρχίζει να ελαττώνεται αισθητά για μικρότερα πάχη, σε σύγκριση με τα πάχη που απαιτούνται για τα ανοπτημένα διστρωματικά υμένια Si(001)/Ag/CoPt. Πράγματι, η σύγκριση των λόγων  $I_{002}/I_{111}$  – όπως προκύπτουν από τη μελέτη των μετρήσεων XRD για τις δύο κατηγορίες υμενίων – δείχνει ότι στην περίπτωση των ανοπτημένων πολυστρωματικών υμενίων Si(001)/[Ag/CoPt]<sub>N</sub> ο λόγος  $I_{002}/I_{111}$  μειώνεται πιο γρήγορα με την αύξηση του συνολικού πάχους των υμενίων. Αυτή η διαφορά μπορεί να γίνει κατανοητή αν λάβουμε υπόψη τη δομική ασυνέχεια που προκαλείται στην ανάπτυξη των κόκκων του CoPt, λόγω της παρουσίας των ενδιάμεσων διαχωριστικών στρωμάτων που εξακολουθούν να περιέχουν Ag (σε πολύ μικρό αλλά όχι μηδενικό ποσοστό) ακόμα και μετά από παρατεταμένη ανόπτηση.

Σε ότι αφορά τα υμένια CoPt με πρόσθετο Cu, η μελέτη στόχευε (σύμφωνα και με ό,τι αναφέρθηκε παραπάνω) στην παρασκευή υμενίων όπου έχει σχηματιστεί επαρκές ποσοστό της μαγνητικά σκληρής φάσης L1<sub>0</sub>, με ηπιότερες συνθήκες θερμικής επεξεργασίας. Συνοπτικά, τα συμπεράσματα που προέκυψαν, από τη μελέτη των υμενίων CoPt που είχαν αναπτυχθεί πάνω σε υποστρώματα Si(001) και στα οποία είχε γίνει προσθήκη Cu, είναι τα ακόλουθα:

- 1) Η προσθήκη του ενδιάμεσου στρώματος Cu (κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης) δε φαίνεται να ευνοεί την εμφάνιση κάποιου προτιμητέου προσανατολισμού για τους άξονες [001] των κρυσταλλικών κόκκων της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt, που αναπτύσσονται κατά το κατοπινό στάδιο της ανόπτησης. Χωρίς την προσθήκη Cu οι κρυσταλλικοί κόκκοι του L1<sub>0</sub>-CoPt τείνουν αναπτυχθούν κατά τέτοιο τρόπο, ώστε οι κρυσταλλικοί άξονες [111] να είναι κάθετοι προς το επίπεδο του ανοπτημένου υμενίου. Αντίθετα, με την προσθήκη Cu ευνοείται η ανάπτυξη κρυσταλλικών κόκκων του L1<sub>0</sub>-CoPt με τυχαίο προσανατολισμό των αξόνων τους. Αυτό το συμπέρασμα προκύπτει από τον τρόπο που μεταβάλλεται η τιμή του λόγου  $I_{002}/I_{111}$ , των εντάσεων των κορυφών CoPt(002) και CoPt(111) σε ανοπτημένα υμένια, όταν αυξάνεται το πάχος  $t_{Cu}$  του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Cu.
- 2) Αν και το αρχικό ενδιάμεσο στρώμα Cu δε βοηθά στη δημιουργία κάθετης ή άλλου είδους μαγνητικής ανισοτροπίας, φαίνεται ότι είναι πολύ αποτελεσματικό στην αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt και της τιμής του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ , όπως προκύπτει από τη σύγκριση των μετρήσεων XRD και των μαγνητικών μετρήσεων μεταξύ ανοπτημένων υμενίων Si(001)/Cu/CoPt και ανοπτημένων υμενίων Si(001)/CoPt. Επιπλέον, αυτό συμβαίνει παρά το γεγονός ότι – στην περίπτωση του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Cu – η θερμοκρασία της ανόπτησης είναι 500°C, που είναι 100°C χαμηλότερη από τη θερμοκρασία των 600°C που χρησιμοποιήθηκε στα υμένια Si(001)/Ag/CoPt. Η προσθήκη του ενδιάμεσου στρώματος Cu κατά την εναπόθεση, έχει ως αποτέλεσμα να μειωθεί στους 500°C η θερμοκρασία ανόπτησης που απαιτείται για να παραχθεί υμένιο με σχετικά υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων στο CoPt.

- 3) Τόσο οι μετρήσεις XRD, όσο και οι μαγνητικές μετρήσεις σε υμένια Si(001)/Cu/CoPt που έχουν υποστεί ανόπτηση, υποδεικνύουν ότι ο Cu διαχέεται στο CoPt κατά τη διάρκεια της ανόπτησης και τα άτομα Cu, Co και Pt σχηματίζουν ένα τριμερές κράμα. Τα άτομα Cu πιθανότατα καταλαμβάνουν θέσεις του πλέγματος αντικαθιστώντας άτομα Co και όχι άτομα Pt, γιατί τα άτομα Co και τα άτομα Cu έχουν παραπλήσιο μέγεθος ενώ τα άτομα Pt είναι μεγαλύτερα.<sup>6</sup>
- 4) Η τιμή του λόγου  $c/a$  ( $a$ ,  $c$  μήκη αξόνων μοναδιαίας κυψελίδας CoPt) μετά την ανόπτηση, μειώνεται με την αύξηση του πάχους  $t_{Cu}$  του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Cu, όσο αυτό το πάχος δεν ξεπερνά το 5% (περίπου) του συνολικού πάχους σε ένα υμένιο Si(001)/Cu/CoPt. Η μείωση του λόγου  $c/a$  σημαίνει ότι υπάρχει μεγαλύτερη παραμόρφωση της αρχικής κυβικής μοναδιαίας κυψελίδας του A1-CoPt κατά το στάδιο της ανόπτησης, όπου σχηματίζεται L1<sub>0</sub>-CoPt. Αναμένεται ότι αυτός ο μεγαλύτερος βαθμός παραμόρφωσης αντιστοιχεί σε ισχυρότερη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία και, λόγω εξάρτησης του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  από την ανισοτροπία, σε αύξηση της τιμής του  $H_c$ . Πιθανότατα αυτός είναι ο λόγος για την αύξηση της τιμής του  $H_c$  με την αύξηση του πάχους  $t_{Cu}$ . Αν η τιμή του  $t_{Cu}$  ξεπεράσει το όριο του 5% του συνολικού πάχους, τότε η τιμή του  $c/a$  αυξάνεται (πλησιάζοντας προς την τιμή 1) και το  $H_c$  μειώνεται.
- 5) Συνεχίζοντας τους συλλογισμούς που περιγράφονται στο προηγούμενο συμπέρασμα, έχουμε μια πιθανή εξήγηση για τη μείωση της θερμοκρασίας ανόπτησης που απαιτείται για να παραχθεί υμένιο με σχετικά υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων στο CoPt, δηλαδή υμένιο όπου ο μετασχηματισμός της άτακτης φάσης A1 στη διατεταγμένη φάση L1<sub>0</sub> του CoPt έχει προχωρήσει σε ικανοποιητικό βαθμό. Η αλλαγή των μηκών  $a$  και  $c$  των αξόνων της μοναδιαίας κυψελίδας – λόγω της διάχυσης των ατόμων Cu μέσα στο CoPt και – είναι φυσικό να επηρεάζει τις ενεργειακές στάθμες του συστήματος και, κάποιες τιμές του λόγου  $c/a$ , είναι πιθανό να αντιστοιχούν σε μείωση του ενεργειακού φραγμού που εμποδίζει το μετασχηματισμό από A1-CoPt σε L1<sub>0</sub>-CoPt. Μείωση του ενεργειακού φραγμού σημαίνει ότι απαιτείται μικρότερη θερμοκρασία ανόπτησης για να προχωρήσει ο μετασχηματισμός σε ικανοποιητικό βαθμό ή ισοδύναμα μεγαλύτερο ποσό ενέργειας διαθέσιμο για το μετασχηματισμό αν δεν κατεβάσουμε τη θερμοκρασία. Αυτή είναι μια πιθανή εξήγηση για την αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt, τη μείωση της τιμής του λόγου  $c/a$  (που εξαρτάται από το πόσο έχει προχωρήσει ο μετασχηματισμός) και τη συνακόλουθη αύξηση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ , όσο αυξάνεται το πάχος  $t_{Cu}$  (χωρίς να ξεπερνά το όριο που αναφέρθηκε). Αυτό που προκύπτει είναι μια συσχέτιση του λόγου  $c/a$  με το λόγο  $I_{001}/I_{002}$  και το συνεκτικό πεδίο  $H_c$ : κάθε αύξηση (μείωση) του  $c/a$  αντιστοιχεί σε μείωση (αύξηση) των  $I_{001}/I_{002}$  και  $H_c$ .
- 6) Η σύγκριση των βρόχων υστέρησης μεταξύ των ανοπτημένων υμενίων Si(001)/Ag/CoPt και των ανοπτημένων υμενίων Si(001)/Cu/CoPt δείχνει ότι στη δεύτερη κατηγορία υμενίων, όπου η θερμοκρασία ανόπτησης έχει μειωθεί, το εύρος της κατανομής των πεδίων αντιστροφής είναι μικρότερο όπως αναμένεται (όταν οι συνθήκες θερμικής επεξεργασίας είναι ηπιότερες).

Τα υμένια που παρασκευάστηκαν κατά την εκπόνηση της διατριβής ήταν κυρίως υμένια που βασίζονταν στο CoPt και αναπτύχθηκαν πάνω σε υπόστρωμα Si και συγκεκριμένα

<sup>6</sup>Στον περιοδικό πίνακα των στοιχείων, το Co και ο Cu έχουν ατομικούς αριθμούς 27 και 29 αντίστοιχα, ενώ η Pt έχει ατομικό αριθμό 78.

Si(001). Υπήρξε όμως και παρασκευή υμενίων που βασίζονταν στο FePt και αναπτύχθηκαν πάνω σε υποστρώματα θερμικά οξειδωμένου Si, που για συντομία τα καλούμε υποστρώματα SiO. Μία από τις διαφορές του κράματος FePt σε σχέση με το CoPt (σύμφωνα με τη βιβλιογραφία) είναι ότι η μαγνητικά σκληρή φάση L1<sub>0</sub> του απαιτεί για το σχηματισμό της πιο ήπιες συνθήκες θερμικής επεξεργασίας (μικρότερη θερμοκρασία ή/και χρόνος ανόπτησης). Από αυτή την άποψη, το FePt είναι προτιμότερο για χρήση σε υλικά που προορίζονται για μαγνητική εγγραφή. Επιπλέον, η επιφάνεια των υποστρωμάτων SiO είναι άμορφο οξείδιο του Si και όχι κρυσταλλικό Si. Αυτό επιτρέπει να μελετηθεί η επίδραση της προσθήκης Ag ή Cu όταν τα υπό μελέτη υμένια έχουν αναπτυχθεί πάνω σε άμορφο υλικό.

Η αλλαγή του υποστρώματος δεν έχει καθοριστική επίδραση στις ιδιότητες που προκύπτουν, όταν το πρόσθετο υλικό κατά την εναπόθεση είναι Cu, λόγω της ευκολίας με την οποία διαχέεται ο Cu μέσα στο FePt κατά την ανόπτηση. Όταν το πρόσθετο υλικό είναι Ag, παίρνουμε υμένια όπου ο βαθμός διάταξης των ατόμων Fe και Pt και το συνεκτικό πεδίο,  $H_c$ , εξαρτάται από το ποσοστό του Ag, όπως και στην περίπτωση των υποστρωμάτων Si(001), γιατί πιθανότατα αλλάζει ο βαθμός απομόνωσης των κόκκων FePt. Όμως στα υμένια SiO/Ag/FePt δεν φαίνεται να υπάρχει κάποιος προτιμώμενος προσανατολισμός για τους άξονες εύκολης μαγνήτισης των κρυσταλλικών κόκκων FePt. Αυτό είναι μια επιπλέον επιβεβαίωση για τον καθοριστικό ρόλο των υποστρωμάτων Si(001) στην ανάπτυξη κάθετου μαγνητικού προσανατολισμού στα υμένια Si(001)/Ag/CoPt.



# Κεφάλαιο 1

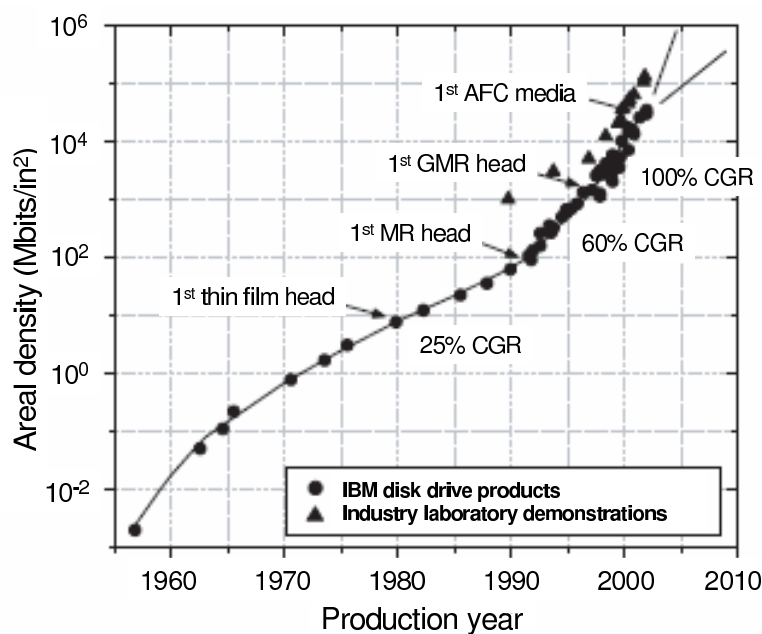
## Εισαγωγή: Μέσα μαγνητικής εγγραφής – Ανασκόπηση και σύγχρονες τάσεις

### 1.1 Βασικά χαρακτηριστικά μέσων μαγνητικής εγγραφής

Η μαγνητική αποθήκευση πληροφοριών (magnetic storage) – που εφευρέθηκε εδώ και πάνω από 100 χρόνια πριν από τον V. Poulsen – έχει δώσει σημαντική ώθηση στην ανάπτυξη άλλων τεχνολογιών, όπως είναι οι συσκευές αναπαραγωγής ήχου και εικόνας και οι ηλεκτρονικοί υπολογιστές [1]. Ειδικότερα, σημαντική ήταν η ανακάλυψη των σκληρών δίσκων, που κατέστησε εφικτή τη γρήγορη και μη σειριακή εγγραφή και ανάγνωση πληροφοριών. Ο πρώτος σκληρός δίσκος κατασκευάστηκε το 1956 στα εργαστήρια της IBM και χαρακτηριζόταν από μεγάλες, για τα δεδομένα της τότε εποχής, τιμές της χωρητικότητας (5 MB) και επιφανειακής πυκνότητας των εγγεγραμμένων bit πληροφορίας (2 kbit/in<sup>2</sup>) [1]. Από τότε η έρευνα, που συντελείται με σκοπό τη μείωση του κόστους και των διαστάσεων των σκληρών δίσκων, με ταυτόχρονη αύξηση της ταχύτητας ανάγνωσης/εγγραφής και της επιφανειακής πυκνότητας εγγραφής (recording areal density), είναι συνεχής.

Στην εποχή μας – παρά την πρόοδο που έχει σημειωθεί στην τεχνολογία κατασκευής και τις επιδόσεις των μνημών στερεάς κατάστασης – η τεχνολογία που βασίζεται στη μαγνητική ανάγνωση/εγγραφή εξακολουθεί να δίνει αποθηκευτικά μέσα που είναι φθηνότερα, ταχύτερα (κατά το στάδιο της εγγραφής) και με πολύ μεγαλύτερη χωρητικότητα. Η συνεχής έρευνα για τη βελτίωση των μαγνητικών μέσων εγγραφής είχε ως αποτέλεσμα – όπως φαίνεται στο σχήμα 1.1 – την αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας εγγραφής των σύγχρονων σκληρών δίσκων κατά έναν παράγοντα μεγαλύτερο από  $10^7$  (σε σχέση με τον πρώτο σκληρό δίσκο), ενώ ειδικά κατά τη χρονική περίοδο 1990–2000 ο ρυθμός αύξησής της είχε ξεπεράσει την τιμή 100%/year [1]. Όμως η περαιτέρω αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας εγγραφής γίνεται όλο και πιο δύσκολη γιατί αντιτίθεται στην ανάγκη για θερμική ευστάθεια (thermal stability) των μέσων μαγνητικής εγγραφής [2, 3].

Σε ένα συμβατικό μέσο μαγνητικής εγγραφής, κάθε εγγεγραμμένο bit πληροφορίας αντιστοιχεί στη μέση τιμή της μαγνήτισης μιας περιοχής που καλείται κυψελίδα πληροφορίας (bit cell) και περικλείει μερικές εκατοντάδες από απομονωμένους ή τουλάχιστον ασθενώς αλληλεπιδρώντες κόκκους/σωματίδια (grains/particles) σιδηρομαγνητικού υλικού [2], που συνήθως καλούνται απλά «μαγνητικά σωματίδια» ή «μαγνητικοί κόκκοι». Με δεδομένο ότι η θερμική διέγερση και οι ενδοσωματιδιακές αλληλεπιδράσεις τείνουν να αυξήσουν την πιθα-



Σχήμα 1.1: Η πρόοδος που έχει συντελεστεί στην έρευνα για αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας των εγγεγραμμένων bit πληροφορίας σε ένα σκληρό δίσκο (σχήμα που προέρχεται από την αναφορά [1]). Η ποσότητα *CGR* είναι το ποσοστό αύξησης της επιφανειακής πυκνότητας ανά έτος.

νότητα για ανθόρμητη αντιστροφή της μαγνήτισης των μαγνητικών σωματιδίων, ο μεγάλος αριθμός σωματιδίων σε κάθε bit και η ασθενής αλληλεπίδραση μεταξύ τους είναι βασικές προϋποθέσεις για τη μείωση του θορύβου λόγω στατιστικών διακυμάνσεων. Επειδή η απαίτηση για μικρές στατιστικές διακυμάνσεις αποκλείει τη μείωση του πλήθους των σωματιδίων σε μια κυψελίδα πληροφορίας, ο πιο άμεσος τρόπος για αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας εγγραφής είναι η μείωση του όγκου των κυψελίδων πληροφορίας μέσω της μείωσης του μεγέθους των μαγνητικών κόκκων.

Όμως όσο τα μαγνητικά σωματίδια γίνονται πιο μικρά, η ενέργεια μαγνητικής ανισοτροπίας (magnetic anisotropy energy) μειώνεται. Η ενέργεια ανισοτροπίας συνιστά έναν ενεργειακό φραγμό που εμποδίζει τη στροφή της μαγνήτισης των σωματιδίων [2, 4] και ο οποίος είναι ανάλογος προς το γινόμενο  $K_u V$ , σύμφωνα με το μοντέλο Stoner-Wohlfarth [5, 6, 7], όπου  $K_u$  η σταθερά μονοαξονικής ανισοτροπίας (uniaxial anisotropy constant) και  $V$  ο όγκος των μαγνητικών σωματιδίων. Η συνεχής μείωση του μεγέθους των μαγνητικών σωματιδίων μειώνει την τιμή αυτού του ενεργειακού φραγμού. Το αποτέλεσμα είναι ότι, όταν το μέγεθός τους πλησιάζει προς κάποια κρίσιμη τιμή που ονομάζεται υπερπαραμαγνητικό όριο (superparamagnetic limit), ο ενεργειακός φραγμός γίνεται συγκρίσιμος με τη θερμική ενέργεια  $k_B T$  ( $k_B$  η σταθερά του Boltzmann,  $T$  η θερμοκρασία) και εμφανίζεται το φαινόμενο του υπερπαραμαγνητισμού (superparamagnetism): τα σωματίδια δεν είναι πλέον σιδηρομαγνητικά και το υλικό απομαγνητίζεται ταχύτατα όταν δεν υπάρχει εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, λόγω των θερμικών διακυμάνσεων [2, 8, 9].

Εφόσον ο ενεργειακός φραγμός είναι ανάλογος του  $K_u V$ , η χρήση υλικών με μεγαλύτερη  $K_u$  μπορεί να βοηθήσει στη διατήρηση του μεγέθους του παρά τη μείωση του όγκου  $V$  και την αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας, με αποτέλεσμα να μη χάνεται η θερμική ευστάθεια του μέσου μαγνητικής εγγραφής [10]. Η επιλογή υλικών με μεγαλύτερη σταθερά ανισοτροπίας  $K_u$  – όπως είναι η  $L1_0$  φάση των διμεταλλικών κραμάτων FePt, FePd και CoPt [2, 10, 11, 12, 13, 14, 15] ή το  $SmCo_5$  [2, 10, 16] – προσφέρει μια διέξοδο στο πρόβλημα της θερμικής ευστάθειας του μέσου εγγραφής, αλλά ταυτόχρονα δημιουργεί προβλήματα σε

άλλους τομείς. Πράγματι, ένα μέσο μαγνητικής εγγραφής πρέπει επίσης να χαρακτηρίζεται και από υψηλή τιμή του λόγου SNR (Signal to Noise Ratio ή λόγος σήμα προς θόρυβο) και εγγραψιμότητα (writability) [17]. Αν πάρουμε για παράδειγμα την περίπτωση της εγγραψιμότητας, η αυξημένη ανισοτροπία αυξάνει και την τιμή του πεδίου που πρέπει να παράγει η κεφαλή εγγραφής για να στραφεί η μαγνήτιση των μαγνητικών σωματιδίων, δηλαδή απαιτείται ισχυρότερο πεδίο για την εγγραφή ενός bit στο μέσο. Αν το πεδίο που απαιτείται είναι αρκετά ισχυρό, θα ξεπερνά τις δυνατότητες της κεφαλής εγγραφής. Αυτή η αντίθεση μεταξύ των απαιτήσεων για εγγραψιμότητα και θερμική ευστάθεια γίνεται ακόμα πιο έντονη αν ληφθεί υπόψη η τεράστια διαφορά στις χρονικές κλίμακες που σχετίζονται με αυτά τα δύο φαινόμενα: ο χρόνος που είναι διαθέσιμος για την εγγραφή ενός bit είναι της τάξης των psec, ενώ ο χρόνος που απαιτείται να διατηρηθεί αυτό το bit παρά την ύπαρξη θερμικών διακυμάνσεων είναι της τάξης των 10 ετών.

Στη συνέχεια ακολουθεί συνοπτική περιγραφή τεχνολογιών που ήδη έχουν χρησιμοποιηθεί με επιτυχία, για την παρασκευή μέσων μαγνητικής με μεγαλύτερη χωρητικότητα, αλλά και τεχνολογιών που προσφέρουν τη δυνατότητα για περαιτέρω βελτιώσεις.

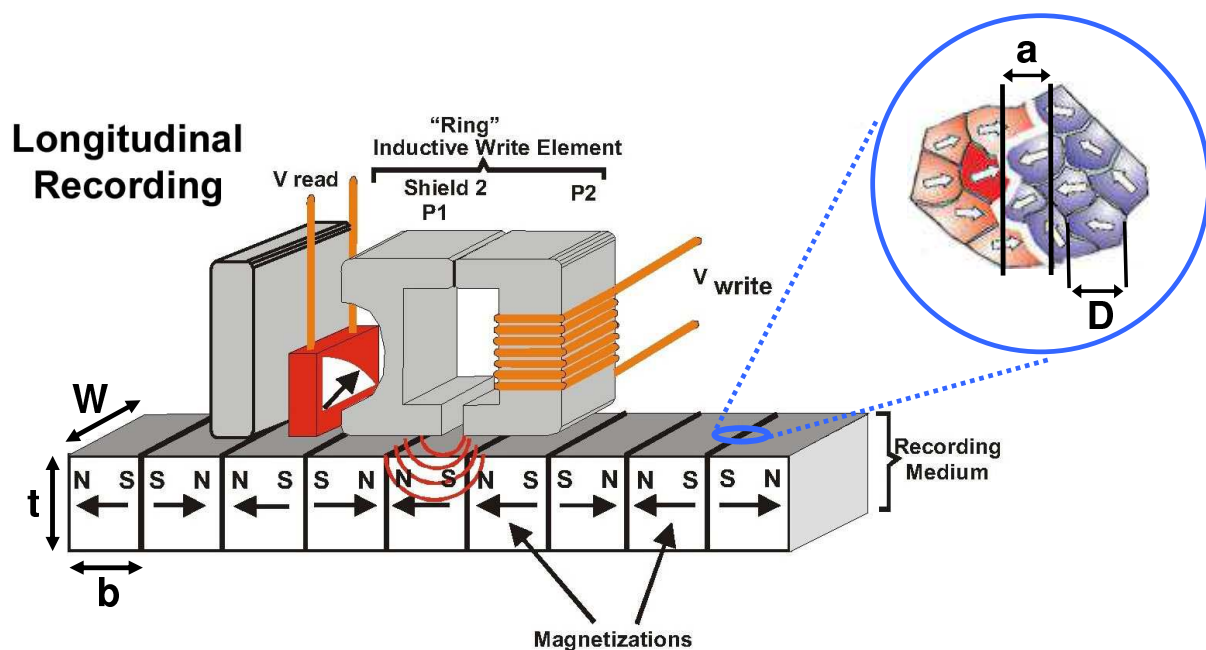
## 1.2 Μέσα διαμήκους μαγνητικής εγγραφής

### 1.2.1 Μέσα με σχεδόν ισότροπη 2D κατανομή αξόνων εύκολης μαγνήτισης

Πρόκειται για την τεχνολογία εγγραφής/ανάγνωσης στην οποία βασιζόταν η κατασκευή όλων των σκληρών δίσκων μέχρι πριν λίγα χρόνια. Στη διαμήκη μαγνητική εγγραφή (longitudinal magnetic recording ή LMR) η μαγνήτιση των εγγεγραμμένων bit είναι παράλληλη προς το επίπεδο του μέσου εγγραφής, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.2. Το σύστημα εγγραφής/ανάγνωσης περιέχει δύο ξεχωριστές κεφαλές που κινούνται μαζί πάνω από το υλικό του δίσκου με μεγάλη ταχύτητα και σε πολύ μικρή απόσταση από αυτό. Η επαγωγική κεφαλή εγγραφής γράφει τα δεδομένα μαγνητίζοντας τις περιοχές που αντιστοιχούν στα bit παράλληλα προς μια συγκεκριμένη διεύθυνση που είναι στο επίπεδο του δίσκου (η φορά της μαγνήτισης καθορίζει την τιμή του bit) [1]. Η κεφαλή ανάγνωσης έχει ένα αισθητήρα GMR (Giant Magneto-Resistance ή γιγάντια μαγνητοαντίσταση) που μετρά το μαγνητικό πεδίο πάνω από την περιοχή μετάβασης μεταξύ περιοχών αντίθετης μαγνήτισης (όπου η χωρική παράγωγός του είναι μεγάλη) [1]. Η ένταση του σήματος που διαβάζει η κεφαλή ανάγνωσης είναι περίπου ανάλογη προς το γινόμενο  $M_r t$ , όπου  $M_r$  η παραμένουσα μαγνήτιση και  $t$  το φυσικό πάχος του μαγνητικού στρώματος όπου γίνεται η εγγραφή [1].

Το μέσο εγγραφής είναι απλά ένα μονό στρώμα μαγνητικού υλικού, που όπως αναφέρθηκε παραπάνω αποτελείται από ασθενώς αλληλεπιδρώντες μαγνητικούς κόκκους [2, 19]. Το υλικό των μαγνητικών κόκκων είναι κάποιο κράμα  $\text{CoPtCrX}$ , όπου  $\text{X}=\text{B}, \text{Ta}$  [1, 19, 20]. Από μακροσκοπική άποψη το μαγνητικό στρώμα έχει τη μορφή λεπτού υμενίου (thin film), που έχει αναπτυχθεί πάνω σε άλλα προϋπάρχοντα στρώματα κατάλληλα προετοιμασμένα ώστε να προκύψουν μαγνητικοί κόκκοι με τον κατάλληλο κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό και την κατάλληλη μέση διάμετρο και κατανομή διαμέτρων [1]. Πάνω από τη δομή που σχηματίζεται εναποτίθεται ένα λεπτό στρώμα άνθρακα και ένα στρώμα που λειτουργεί ως λυπαντικό, για προστασία από την οξείδωση και τη φυσική φθορά που μπορεί να προκαλέσει η επαφή με την κεφαλή εγγραφής/ανάγνωσης αντίστοιχα [1].

Αν και όλες οι μαγνήτισεις των bit είναι παράλληλες προς μια διεύθυνση, δεν ισχύει το ίδιο και για τους μαγνητικούς κόκκους από τους οποίους αποτελούνται. Οι εύκολοι άξονες μαγνήτισης των μαγνητικών κόκκων (μονοαξονικής ανισοτροπίας) ενός bit είναι παράλληλοι



Σχήμα 1.2: Σχηματική αναπαράσταση μιας διάταξης διαμήκους μαγνητικής εγγραφής. Η εικόνα δείχνει τη μορφή των κεφαλών ανάγνωσης και εγγραφής, τον προσανατολισμό της μαγνήτισης στις στοιχειώδεις κυψελίδες πληροφορίας (bit cells) και τον τρόπο που ορίζονται το πάχος  $t$  του μαγνητικού μέσου, το εύρος  $W$  μιας τροχιάς και το μήκος  $b$  ενός bit. Επίσης παρουσιάζονται σχηματικά οι μαγνητικοί κόκκοι, μέσης διαμέτρου  $D$ , που συνιστούν το μαγνητικό μέσο και το εύρος μετάβασης  $a$  μεταξύ διαδοχικών bit. Το σχήμα προέρχεται από τις αναφορές [1, 18]).

προς το επίπεδο του δίσκου αλλά όχι παράλληλοι μεταξύ τους: οι προσανατολισμοί τους είναι σε μεγάλο βαθμό τυχαίο πάνω στο δίσκο, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.2, δηλαδή εμφανίζουν μια 2D συμπεριφορά. Η μαγνήτιση ενός bit είναι η μέση τιμή της μαγνήτισης των κόκκων που περιέχει. Στη συνοριακή επιφάνεια κάθε κυψελίδας που αντιστοιχεί σε ένα bit πληροφορίας συγκεντρώνονται μαγνητικά «φορτία» που αντιστοιχούν σε ελεύθερους μαγνητικούς πόλους [21], όπως φαίνεται στο σχήμα 1.3. Αυτά τα φορτία δημιουργούν ισχυρά διαφεύγοντα μαγνητικά πεδία (stray magnetic fields) στον εξωτερικό χώρο κάθε κυψελίδας πληροφορίας, τα οποία παίρνουν τις μεγαλύτερες τιμές τους στο χώρο μεταξύ διαδοχικών bit. Η μαγνητοστατική αλληλεπίδραση μεταξύ διαδοχικών κυψελίδων πληροφορίας, λόγω της ύπαρξης αυτών των μαγνητικών πεδίων, αυξάνει την πιθανότητα για αυθόρμητη αντιστροφή της μαγνήτισης των μαγνητικών κόκκων (που περιέχουν αυτές οι κυψελίδες) και άρα μειώνει τη θερμική ευστάθεια του μέσου εγγραφής [21].

Ο μόνος τρόπος για να ελαττωθεί αυτή η μαγνητοστατική αλληλεπίδραση, σε ένα μέσο διαμήκους μαγνητικής εγγραφής, είναι η αύξηση της απόστασης μεταξύ διαδοχικών κυψελίδων πληροφορίας μέσω της εισαγωγής ενδιάμεσων περιοχών μετάβασης με κατάλληλο εύρος, το λεγόμενο εύρος μετάβασης  $a$  που απεικονίζεται στο σχήμα 1.2. Για να αυξηθεί η επιφανειακή πυκνότητα των bit, πρέπει αναγκαστικά να αυξηθεί το πλήθος των bit ανά μονάδα επιφάνειας (δηλαδή να μειωθεί το μήκος  $b$  ενός bit που απεικονίζεται στο σχήμα 1.2) και να ελαττωθεί το εύρος μετάβασης  $a$ . Αυτό κάνει την κατάσταση χειρότερη, διότι αυξάνεται το πλήθος των μαγνητικά «φορτισμένων» συνοριακών επιφανειών των κυψελίδων πληροφορίας ανά μονάδα επιφάνειας του μέσου αποθήκευσης και μειώνεται η μεταξύ τους απόσταση, οπότε ενισχύεται η μαγνητοστατική αλληλεπίδραση μεταξύ διαδοχικών κυψελίδων πληροφορίας [21]. Συνεπώς, οι μαγνητοστατικές αλληλεπιδράσεις που υπάρχουν σε ένα μέσο διαμήκους μαγνητικής εγγραφής δεν επιτρέπουν την αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας των bit πέρα



από κάποιο όριο, ακόμα και με τη χρήση μαγνητικών υλικών με μεγάλη σταθερά ανισοτροπίας  $K_u$  [21]. Αυτό το πρόβλημα αντιμετωπίζεται με την ανάπτυξη άλλων τεχνολογιών, όπως η κάθετη μαγνητική εγγραφή που περιγράφεται στην υποενότητα 1.3.

### 1.2.2 Μέσα προσανατολισμένης διαμήκους μαγνητικής εγγραφής

Στην παραπάνω περιγραφή των μέσων διαμήκους μαγνητικής εγγραφής είδαμε ότι οι άξονες εύκολης μαγνήτισης των μαγνητικών κόκκων έχουν σχεδόν τυχαίο προσανατολισμό πάνω στο επίπεδο του μέσου εγγραφής. Η στατιστική κατανομή των προσανατολισμών των αξόνων δεν είναι εντελώς τυχαία αλλά υπάρχει ένα μέγιστό της κατά μήκος μιας τροχιάς που διαγράφει το σύστημα με τις κεφαλές εγγραφής/ανάγνωσης. Έτσι η μέση τιμή της μαγνήτισης (η μαγνήτιση που αντιστοιχεί σε ένα bit) δεν είναι μηδέν αλλά είναι παράλληλη προς την τροχιά. Το μειονέκτημα αυτής της δομής είναι ότι υπάρχει αρκετά μεγάλη διασπορά των προσανατολισμών των αξόνων εύκολης μαγνήτισης γύρω από τη διεύθυνση της τροχιάς. Ειδικότερα υπάρχει ένα ποσοστό μαγνητικών κόκκων που οι άξονές τους είναι κάθετοι προς αυτή τη διεύθυνση και συνεπώς δεν συνεισφέρουν στο σήμα που καταγράφει η κεφαλή ανάγνωσης, αλλά αντίθετα συνεισφέρουν στην αύξηση του θορύβου. Οι συνέπειες αυτής της συμπεριφοράς είναι ότι απαιτείται μεγαλύτερος αριθμός μαγνητικών κόκκων ανά bit, σε σχέση με αυτόν που θα απαιτούνταν αν υπήρχε καλή ευθυγράμμιση των αξόνων εύκολης μαγνήτισης, για να είναι ικανοποιητική η τιμή του λόγου SNR [1, 22].

Ως μέτρο του βαθμού ευθυγράμμισης των αξόνων εύκολης μαγνήτισης των μαγνητικών κόκκων χρησιμοποιείται ο λόγος  $OR = M_r / M_{r\perp}$  (Orientation Ratio), όπου  $M_r$  και  $M_{r\perp}$  είναι η συνιστώσα της παραμένουσας μαγνήτισης παράλληλα και κάθετα προς την τροχιά αντίστοιχα [1]. Σε ένα συμβατικό μέσο διαμήκους μαγνητικής εγγραφής είναι  $OR > 2.5$  [1, 23] και επιτυγχάνεται με κατάλληλη επεξεργασία των υποστρωμάτων όπου γίνεται η εναπόθεση των υλικών του μέσου εγγραφής (π.χ. μηχανική επεξεργασία [24]) ή τροποποίηση της μεθόδου εναπόθεσης ώστε να μη γίνεται ισότροπα (directional deposition) [1].

Τα μειονεκτήματα των συμβατικών μέσων διαμήκους μαγνητικής εγγραφής που σχετίζονται με τη σχετικά μικρή τιμή του λόγου  $OR$  είναι δυνατό να αντιμετωπιστούν με την ανάπτυξη των λεγόμενων μέσων προσανατολισμένης διαμήκους μαγνητικής εγγραφής (oriented longitudinal magnetic recording), όπου οι άξονες εύκολης μαγνήτισης των μαγνητικών κόκκων είναι σε μεγάλο βαθμό προσανατολισμένοι παράλληλα προς τη διεύθυνση της τροχιάς (δηλαδή κυκλικά πάνω στο δίσκο) [1]. Τα μέσα αυτού του τύπου χαρακτηρίζονται από χαμηλότερο θόρυβο [1, 25], ισχυρότερο σήμα, μικρότερη τιμή του εύρους μετάβασης  $a$  και πιο στενή κατανομή των πεδίων αντιστροφής της μαγνήτισης (switching field distribution) [1, 24], οπότε υπάρχουν μεγαλύτερα περιθώρια για αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας των bit [1].

### 1.2.3 Μέσα μαγνητικής εγγραφής τύπου AFC

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η ένταση του σήματος που διαβάζει η κεφαλή ανάγνωσης των συμβατικών μέσων διαμήκους μαγνητικής εγγραφής είναι περίπου ανάλογη προς το «μαγνητικό πάχος»  $M_r t$ , που αντιστοιχεί στην επιφανειακή πυκνότητα της μαγνητικής ροπής. Επιπλέον, το εύρος  $a$  της περιοχής μετάβασης εξαρτάται τόσο από τα χαρακτηριστικά της κεφαλής ανάγνωσης όσο και από τις παραμέτρους του υλικού, όπως είναι το μήκος απομαγνήτισης (demagnetization length)  $M_r t / H_c$  του μαγνητικού στρώματος ( $H_c$  το συνεκτικό πεδίο). Για να γίνει εφικτή η αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας των bit

πέρα από τα όρια που θέτει η τεχνολογία των συμβατικών μέσων διαμήκους μαγνητικής εγγραφής έχει αναπτυχθεί και ένα άλλο είδος μέσων διαμήκους μαγνητικής εγγραφής, όπου γίνεται χρήση μαγνητικών στρωμάτων που είναι αντισιδηρομαγνητικά συζευγμένα, με σκοπό τη μείωση του εύρους μετάβασης και του θορύβου [26, 27, 28, 29, 30, 31]. Λόγω της αντισιδηρομαγνητικής σύζευξης, τα μέσα εγγραφής αυτού του είδους καλούνται AFC μέσα (Anti-Ferromagnetically Coupled media).

Το μέσο εγγραφής αποτελείται από δύο διαφορετικά στρώματα σιδηρομαγνητικού υλικού που ανάμεσά τους υπάρχει ένα στρώμα μη μαγνητικού υλικού. Το πάχος αυτού του ενδιάμεσου στρώματος είναι κατάλληλα επιλεγμένο, ώστε να δημιουργείται αντισιδηρομαγνητική σύζευξη μεταξύ των σιδηρομαγνητικών στρωμάτων. Το πάνω μαγνητικό στρώμα έχει μεγαλύτερο πάχος από το κάτω, είναι μαγνητικά σκληρό (μεγάλο συνεκτικό πεδίο  $H_c$ ) και χαρακτηρίζεται από μεγάλη θερμική ευστάθεια και χαμηλά επίπεδα θορύβου. Το κάτω μαγνητικό στρώμα έχει μικρό συνεκτικό πεδίο και η μετάβασή του στην κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας γίνεται γρήγορα (μικρός χρόνος εφησυχασμού) λόγω και της ύπαρξης του μαγνητικού πεδίου που δημιουργεί το πάνω στρώμα.

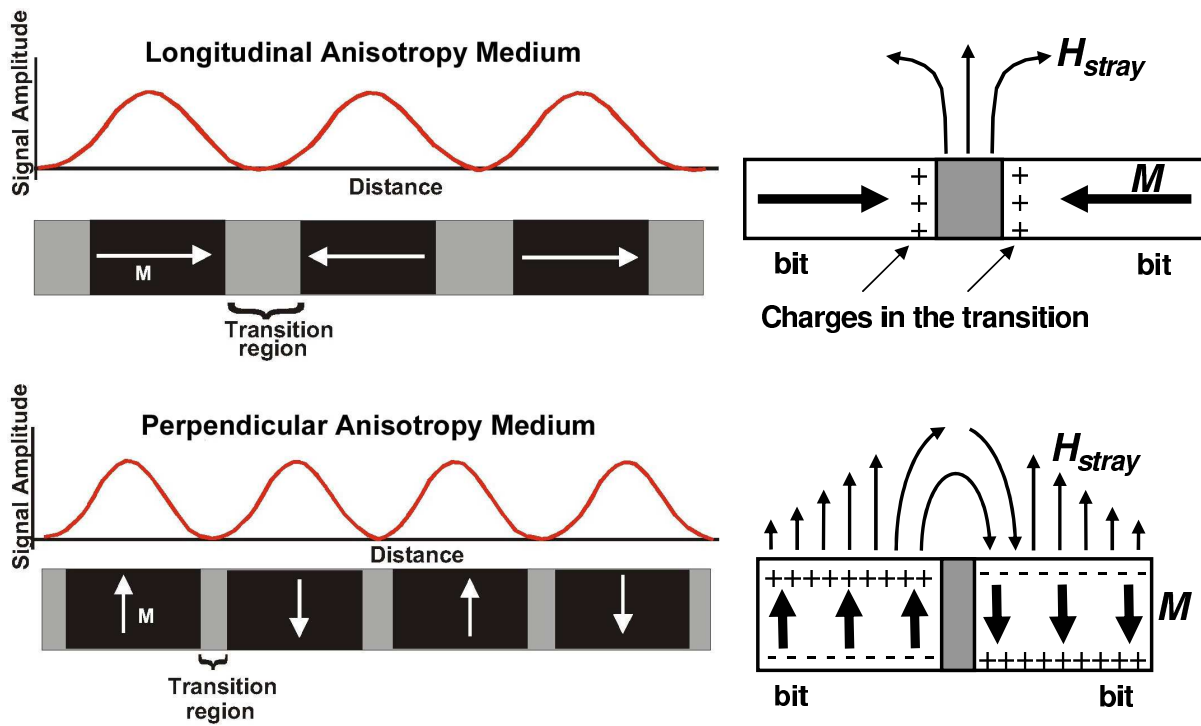
Το μαγνητικό πάχος  $(M_r t)_{\text{eff}}$  που χαρακτηρίζει τη σχηματιζόμενη σύνθετη δομή είναι η διαφορά των γινομένων  $M_r t$  που αντιστοιχούν στα δύο σιδηρομαγνητικά στρώματα και μπορεί να μεταβάλλεται ανεξάρτητα από το φυσικό πάχος του μέσου (το οποίο σχετίζεται με τον ενεργειακό φραγμό που καθορίζει τη θερμική ευστάθεια). Έχει αποδειχτεί ότι σε τέτοιες δομές παρατηρείται αποσύζευξη στο θόρυβο μετάβασης (transition noise, θόρυβος κατά την καταγραφή των περιοχών μετάβασης από την κεφαλή ανάγνωσης) μεταξύ των δύο σιδηρομαγνητικών στρωμάτων και αύξηση του λόγου SNR. Ο θόρυβος στο κάτω στρώμα συζεύγνυται με αυτόν του πάνω στρώματος αλλά με αρνητικό πρόσημο (anticorrelated) και προκαλεί τη μείωσή του [32]. Η παρατηρούμενη μείωση του θορύβου μετάβασης θεωρείται ότι οφείλεται σε μικρή διαφορά των θέσεων όπου εμφανίζονται οι περιοχές μετάβασης στα δύο σιδηρομαγνητικά στρώματα [26].

## 1.3 Μέσα κάθετης μαγνητικής εγγραφής

### 1.3.1 Η ανάγκη για την ανάπτυξη υλικών με κάθετη μαγνητική ανισοτροπία

Η περιγραφή των μέσων κάθετης μαγνητικής εγγραφής ξεκινά με μια σύντομη αναφορά σχετικά με τους λόγους για τους οποίους η ανάγκη για αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας των bit πληροφορίας οδηγεί τελικά στην ανάγκη για ανάπτυξη υλικών με κάθετη μαγνητική ανισοτροπία. Σε ένα μέσο κάθετης μαγνητικής εγγραφής το υλικό χαρακτηρίζεται από υψηλό βαθμό κρυσταλλογραφικού προσανατολισμού: ο κρυσταλλογραφικός άξονας που αντιστοιχεί στον άξονα εύκολης μαγνήτισης ενός τυχαίου μαγνητικού κόκκου του υλικού είναι κάθετος στο επίπεδο του μέσου (με πολύ μικρά περιθώρια απόκλισης). Δηλαδή το μέσο χαρακτηρίζεται από κάθετη μαγνητική ανισοτροπία. Η μέση τιμή της μαγνήτισης σε κάθε bit πληροφορίας είναι πάντοτε κάθετη προς το επίπεδο του μέσου εγγραφής, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.3.

Σε αυτή την περίπτωση τα μαγνητικά φορτία της συνοριακής επιφάνειας μιας κυψελίδας πληροφορίας είναι τοποθετημένα έτσι ώστε να υπάρχουν θετικά και αρνητικά φορτία μόνο στις απέναντι συνοριακές επιφάνειες που ταυτίζονται με τις δύο συνοριακές επιφάνειες του μέσου εγγραφής [21, 33, 34], όπως φαίνεται στο σχήμα 1.3. Αυτός ο τρόπος προσανατολισμού είναι προτιμητέος, γιατί η μαγνητοστατική αλληλεπίδραση μεταξύ των κυψελίδων πληροφορίας είναι ασθενέστερη σε σχέση με την περίπτωση της διαμήκους εγγραφής [21]. Πράγματι τα



Σχήμα 1.3: Στην περίπτωση ενός μέσου κάθετης μαγνητικής εγγραφής (κάτω εικόνες), η ασθενέστερη μαγνητοστατική αλληλεπίδραση γειτονικών κυψελίδων που αντιστοιχούν σε bit πληροφορίας επιτρέπει τη μείωση του εύρους της περιοχής μετάβασης μεταξύ διαδοχικών bit και την επακόλουθη αύξηση της επιφανειακής τους πυκνότητας, σε σύγκριση με ένα μέσο διαμήκους μαγνητικής εγγραφής (πάνω εικόνες). Το σχήμα προέρχεται από τις αναφορές [18, 33, 34]).

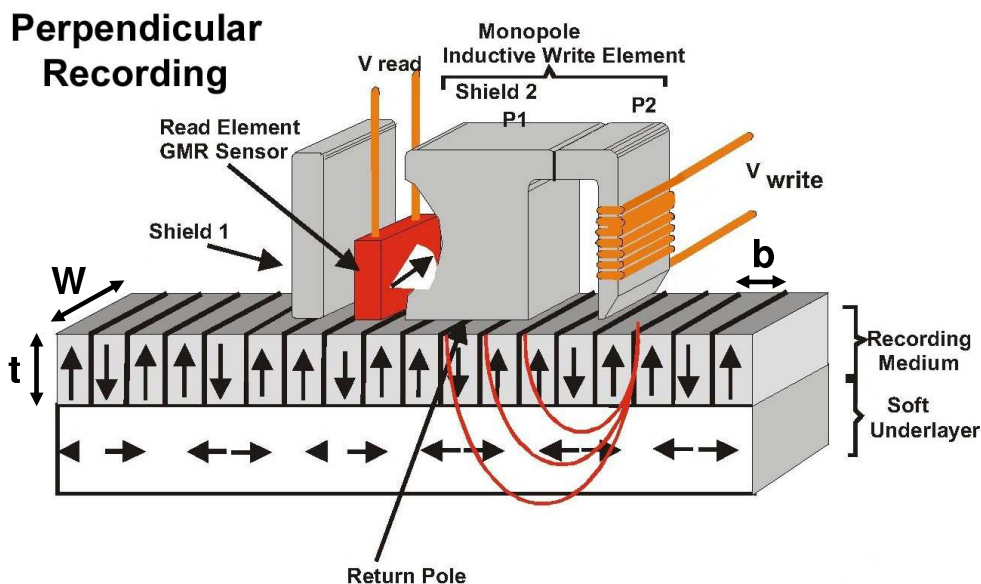
πεδία που δημιουργούνται από τα επιφανειακά μαγνητικά φορτία είναι ισχυρά κυρίως στο χώρο έξω από το μέσο εγγραφής, ενώ είναι αρκετά ασθενή στο χώρο μεταξύ διαδοχικών κυψελίδων πληροφορίας [21, 33, 34].

Μπορούμε να κατανοήσουμε ποιοτικά αυτή την εξασθένιση της αλληλεπίδρασης στον κάθετο προσανατολισμό, αν χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση που δίνει τη δυναμική ενέργεια  $U_{\vec{m}_1, \vec{m}_2}$  της μαγνητοστατικής αλληλεπίδρασης ανάμεσα σε δύο σημειακά [35] μαγνητικά δίπολα ( $\vec{m}_1, \vec{m}_2$  είναι οι μαγνητικές ροπές τους με μέτρα  $m_1 = |\vec{m}_1|$ ,  $m_2 = |\vec{m}_2|$  και  $\vec{x}_1, \vec{x}_2$  οι θέσεις τους):

$$U_{\vec{m}_1, \vec{m}_2} = \frac{\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 - 3(\hat{n} \cdot \vec{m}_1)(\hat{n} \cdot \vec{m}_2)}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^3}, \quad \mu\epsilon \quad \hat{n} = \frac{\vec{x}_1 - \vec{x}_2}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|} \quad (1.1)$$

όπου χρησιμοποιείται το σύστημα μονάδων CGS. Η γεωμετρία των διπόλων που αντιστοιχεί στον προσανατολισμό που έχουν οι μαγνητικές ροπές των στοιχειωδών κυψελίδων πληροφορίας σε ένα μέσο διαμήκους μαγνητικής εγγραφής είναι η ακόλουθη:  $\vec{m}_1 \parallel \vec{m}_2$ ,  $\vec{m}_1 \parallel \hat{n}$ ,  $\vec{m}_2 \parallel \hat{n}$ . Σε αυτή την περίπτωση η δυναμική ενέργεια είναι  $U_{\vec{m}_1, \vec{m}_2} = \pm 2m_1 m_2 / |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^3$ . Στην περίπτωση ενός μέσου κάθετης μαγνητικής εγγραφής, η γεωμετρία των διπόλων που αντιστοιχεί στον προσανατολισμό που έχουν οι μαγνητικές ροπές των στοιχειωδών κυψελίδων πληροφορίας είναι η ακόλουθη:  $\vec{m}_1 \parallel \vec{m}_2$ ,  $\vec{m}_1 \perp \hat{n}$ ,  $\vec{m}_2 \perp \hat{n}$ . Η δυναμική ενέργεια παίρνει τη μορφή  $U_{\vec{m}_1, \vec{m}_2} = \pm m_1 m_2 / |\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^3$ , οπότε είναι φανερό ότι η μαγνητοστατική αλληλεπίδραση είναι ασθενέστερη σε σχέση με την περίπτωση της διαμήκους εγγραφής.

Αυτή η εξασθένιση της αλληλεπίδρασης στην περίπτωση του κάθετου προσανατολισμού επιτρέπει τη μείωση του εύρους  $a$  της μεταβατικής περιοχής ανάμεσα σε διαδοχικά bit πληροφορίας, και άρα την αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας των bit, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.3. Επιπλέον, η μαγνητοστατική συμπεριφορά του συστήματος ευνοεί τα μέσα εγγραφής με



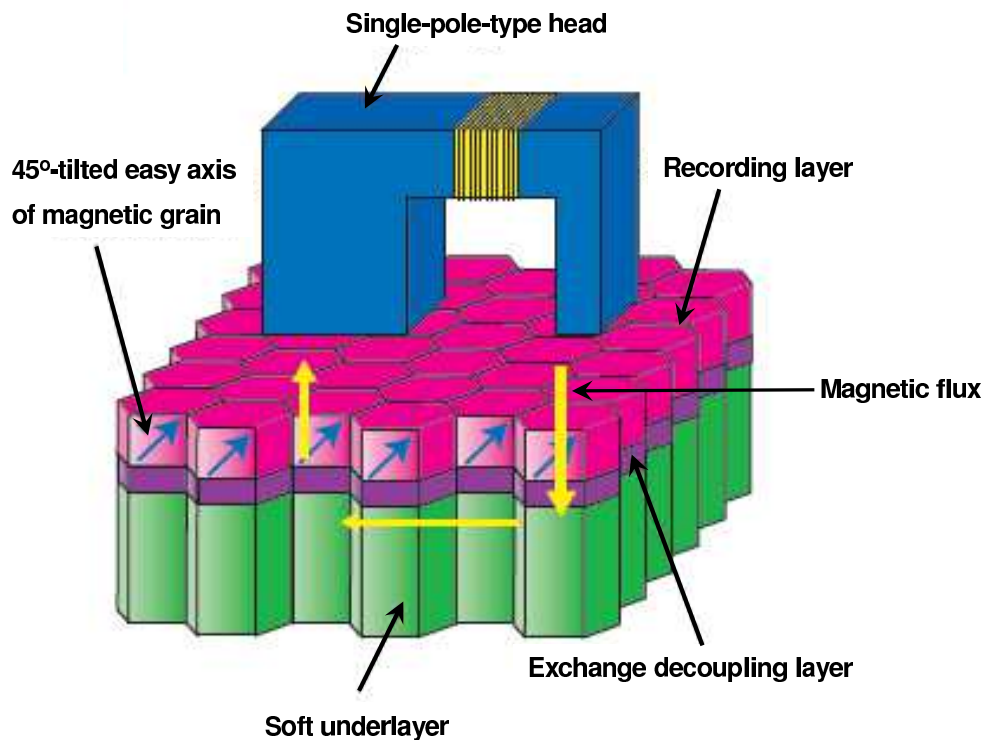
Σχήμα 1.4: Σχηματική αναπαράσταση μιας διάταξης κάθετης μαγνητικής εγγραφής. Η εικόνα δείχνει τη μορφή των κεφαλών ανάγνωσης και εγγραφής και το απαραίτητο στρώμα μαλακού μαγνητικού υλικού. Επίσης φαίνεται ο προσανατολισμός της μαγνήτισης στα bit και οι ποσότητες  $t$  (πάχος μαγνητικού μέσου),  $W$  (εύρος τροχιάς) και  $b$  (μήκος ενός bit). Το σχήμα προέρχεται από την αναφορά [18]).

μικρότερο μήκος  $b$  για τις κυψελίδες πληροφορίας που αντιστοιχούν στα bit πληροφορίας: η υποδιαίρεση μιας περιοχής σε μεγαλύτερο αριθμό bit με διαφορετικούς προσανατολισμούς (πάνω ή κάτω) της μαγνήτισης τείνει να μειώσει τη μαγνητοστατική ενέργεια του συστήματος (ακριβώς όπως ο σχηματισμός μαγνητικών περιοχών μειώνει τη μαγνητοστατική ενέργεια) [36]. Έτσι μπορούμε να μειώσουμε περαιτέρω το μήκος  $b$ , αντισταθμίζοντάς το με αύξηση του πάχους  $t$  για διατήρηση του όγκου, και να έχουμε επιπρόσθετη αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας των bit πληροφορίας (μαζί με την αύξηση λόγω μείωσης του εύρους  $a$  της περιοχής μετάβασης) [21].

Συνεπώς, οι μαγνητοστατικές αλληλεπιδράσεις που υπάρχουν σε ένα μέσο κάθετης μαγνητικής εγγραφής επιτρέπουν την περαιτέρω αύξηση της επιφανειακής πυκνότητας των bit, ξεπερνώντας τους σχετικούς περιορισμούς που θέτει η τεχνολογία της διαμήκους μαγνητικής εγγραφής [21]. Η κάθετη μαγνητική εγγραφή προσφέρει και ένα ακόμα πλεονέκτημα. Στη διαμήκη μαγνητική εγγραφή οι άξονες εύκολης μαγνήτισης των επιμέρους μαγνητικών κόκκων εμφανίζουν μια 2D συμπεριφορά, όπως περιγράφηκε στην υποενότητα 1.2. Στην περίπτωση της κάθετης μαγνητικής εγγραφής οι επιμέρους μαγνητικοί κόκκοι εμφανίζουν 1D συμπεριφορά, λόγω του υψηλού βαθμού προσανατολισμού των αξόνων εύκολης μαγνήτισης κάθετα προς το επίπεδο του μέσου, και άρα το μέσο χαρακτηρίζεται από χαμηλότερη εντροπία και μειωμένο θόρυβο [21]. Αναλυτική ανασκόπηση των πλεονεκτημάτων και μειονεκτημάτων της κάθετης μαγνητικής εγγραφής μπορεί να βρεθεί στις αναφορές [37, 38].

### 1.3.2 Περιγραφή ενός μέσου κάθετης μαγνητικής εγγραφής

Πρόκειται για τεχνολογία εγγραφής/ανάγνωσης που ήδη χρησιμοποιείται και αναμένεται ότι σταδιακά θα επικρατήσει πλήρως λόγω των πλεονεκτημάτων της που περιγράφηκαν παραπάνω. Στην κάθετη μαγνητική εγγραφή (perpendicular magnetic recording ή PMR) η μαγνήτιση των εγγεγραμμένων bit είναι πάντα κάθετη προς το επίπεδο του μέσου εγγραφής, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.4. Το σύστημα εγγραφής/ανάγνωσης περιέχει και πάλι δύο ξε-



Σχήμα 1.5: Σχηματική αναπαράσταση μιας διάταξης μαγνητικής εγγραφής με τη μαγνήτιση υπό γωνία 45°. Η κεφαλή εγγραφής/ανάγνωσης είναι όπως στην περίπτωση της κάθετης μαγνητικής εγγραφής. Στο μέσο εγγραφής, η μόνη διαφορά είναι στο στρώμα του σκληρού μαγνητικού υλικού, όπου οι άξονες εύκολης μαγνήτισης των μαγνητικών κόκκων είναι ομοιόμορφα στραμμένοι κατά περίπου 45° ως προς τη διεύθυνση που είναι κάθετη προς το επίπεδο του μέσου. Το σχήμα προέρχεται από την αναφορά [40]).

χωριστές κεφαλές που κινούνται μαζί πάνω από το υλικό του δίσκου. Η κεφαλή ανάγνωσης βασίζεται και πάλι στη χρήση αισθητήρα GMR αλλά η επαγωγική κεφαλή εγγραφής διαφέρει σχεδιαστικά από αυτές που χρησιμοποιούνται στη διαμήκη μαγνητική εγγραφή. Επιπλέον, εκτός από την κεφαλή εγγραφής, το σύστημα εγγραφής περιλαμβάνει και ένα στρώμα μαλακού μαγνητικού υλικού (Soft Under-Layer ή SUL) κάτω από το στρώμα σκληρού μαγνητικού υλικού που παίζει καθοριστικό ρόλο στη διαδικασία εγγραφής.

### 1.3.3 Παραλλαγή με τη μαγνήτιση υπό γωνία 45°

Η τεχνολογία της κάθετης μαγνητικής εγγραφής μπορεί ξεπεράσει τους περιορισμούς τους διαμήκους μαγνητικής εγγραφής, αλλά όχι χωρίς προβλήματα. Ένα βασικό πρόβλημα στα μέσα κάθετης μαγνητικής εγγραφής είναι η μεγάλη ευαισθησία, της κατανομής των πεδίων αντιστροφής, στις αποκλίσεις των αξόνων εύκολης μαγνήτισης (των μαγνητικών κόκκων) από την τέλεια ευθυγράμμιση: ακόμα και μικρές τέτοιες αποκλίσεις από τη διεύθυνση που είναι κάθετη στο επίπεδο του μέσου εγγραφής, προκαλούν αισθητή αύξηση του εύρους της κατανομής πεδίων αντιστροφής [39, 40]. Για την αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος έχει προταθεί η ανάπτυξη μέσων εγγραφής με τους άξονες εύκολης μαγνήτισης να είναι ομοιόμορφα στραμμένοι κατά περίπου 45° ως προς τη διεύθυνση που είναι κάθετη προς το επίπεδο του μέσου [39, 41].

Οι μικρομαγνητικοί υπολογισμοί που έχουν γίνει δείχνουν ότι τέτοιου είδους μέσα είναι κατάλληλα για μέσα μαγνητικής εγγραφής υπερυψηλής πυκνότητας και πολύ μεγάλου ρυθμού εγγραφής/ανάγνωσης [39, 41]. Το 2005 έγινε εφικτή η παρασκευή τέτοιων μέσων εγγραφής

με εναπόθεση υπό γωνία [40, 42], με την τεχνική της καθοδικής ιοντοβολής (sputtering) . Σε αυτού του είδους τα μέσα εγγραφής, το εύρος της κατανομής πεδίων αντιστροφής δεν επηρεάζεται σε σημαντικό βαθμό από τις ατέλειες που υπάρχουν στην ανάπτυξη του υλικού και η αλλαγή προσανατολισμού της μαγνήτισης των bit (όταν μεταβάλλεται το πεδίο) είναι πολύ πιο απότομη. Έχει προταθεί και μια τροποποίηση αυτού του είδους μέσω εγγραφής, όπου οι άξονες εύκολης μαγνήτισης δεν είναι ομοιόμορφα στραμμένοι κατά  $45^\circ$  ως προς την κάθετο προς το επίπεδο του μέσου αλλά στραμμένοι κατά  $\pm 45^\circ$  με τυχαίο τρόπο, για να μην υπάρχουν μαγνητικά φορτία στις συνοριακές επιφάνειες των τροχιών του δίσκου [43].

## Κεφάλαιο 2

# Μοντέλα δομής και μεταβολής της μαγνήτισης για σιδηρομαγνητικά υλικά

### 2.1 Μαγνητική υστέρηση στα σιδηρομαγνητικά υλικά

#### 2.1.1 Μοριακό πεδίο Weiss και μαγνητικές περιοχές

Η ύπαρξη μαγνητικής υστέρησης είναι στην καρδιά της συμπεριφοράς των σιδηρομαγνητικών υλικών. Όλες οι εφαρμογές όπου απαιτείται η χρήση τέτοιων υλικών – όπως είναι οι ηλεκτρικοί κινητήρες, οι ηλεκτρικές γεννήτριες, οι μεταχηματιστές, οι μόνιμοι μαγνήτες που υπάρχουν σε διάφορες ηλεκτρικές συσκευές και η μαγνητική εγγραφή – βασίζονται σε χαρακτηριστικά των υλικών που σχετίζονται άμεσα με την ύπαρξη μαγνητικής υστέρησης [44]. Πολύ συχνά σε αυτή τη διατριβή θα χρησιμοποιείται ο όρος «μαγνητικά» υλικά αντί για «σιδηρομαγνητικά», αφού πολλές έννοιες που θα αναφερθούν εφαρμόζονται και σε άλλα υλικά με μαγνητικές ιδιότητες.

Ένα μαγνητικό υλικό μπορεί να θεωρηθεί ως μια συνάθροιση μόνιμων μαγνητικών διπολικών ροπών  $\vec{m}_i$ , που σχετίζονται με τις ιδιοστροφορές (spin) των ηλεκτρονίων των ατόμων (που οι ιδιότητές τους περιγράφονται σωστά μόνο με τη χρήση κβαντικής μηχανικής). Αυτές οι μαγνητικές ροπές  $\vec{m}_i$  των ατόμων έχουν την τάξη μεγέθους της μαγνητόνης του Bohr  $\mu_B$

$$|\vec{m}_i| \sim \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.27400915 \times 10^{-21} \text{ erg} \cdot \text{Oe}^{-1} \quad (2.1)$$

όπου  $e$  είναι το στοιχειώδες ηλεκτρικό φορτίο,  $\hbar = h/2\pi$  είναι η ανηγμένη σταθερά του Planck,  $c$  η ταχύτητα του φωτός και  $m_e$  η μάζα του ηλεκτρονίου (η  $\mu_B$  είναι εκφρασμένη στο σύστημα μονάδων CGS). Το πιο απλό φυσικό σύστημα που μπορεί να προκύψει από μια τέτοια συνάθροιση μόνιμων μαγνητικών ροπών είναι ένα ιδεατό παραμαγνητικό υλικό, που ορίζεται ως ένα σύστημα όπου οι επιμέρους μαγνητικές ροπές  $\vec{m}_i$  δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους αλλά υπόκεινται σε θερμική διέγερση [44, 36]. Ως αποτέλεσμα, οι προσανατολισμοί των ροπών  $\vec{m}_i$  είναι εντελώς τυχαίοι και η μαγνήτιση  $\vec{M}$  είναι μηδενική σε κάθε μακροσκοπικό κομμάτι του υλικού [36, 44].

Όμως όταν το παραμαγνητικό υλικό βρεθεί μέσα σε ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_a$ , υπάρχει και η δυναμική ενέργεια  $-\vec{m}_i \cdot \vec{H}_a$  της αλληλεπίδρασης των μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_i$

με αυτό το πεδίο εκτός από την κινητική ενέργεια λόγω θερμικής διέγερσης. Εξαιτίας αυτής της δυναμικής ενέργειας, οι προσανατολισμοί των ροπών  $\vec{m}_i$  δεν είναι πλέον εντελώς τυχαίοι και εμφανίζεται μη μηδενική μαγνήτιση παράλληλη προς το πεδίο [36, 44]. Για να μην είναι αμελητέα η τιμή αυτής της μαγνήτισης, θα πρέπει η δυναμική ενέργεια να έχει τουλάχιστον την ίδια τάξη μεγέθους με τη θερμική ενέργεια [36, 44]. Αυτό σημαίνει, λόγω της σχέσης (2.1), ότι θα πρέπει να είναι  $\mu_B H_a \sim k_B T$  ( $k_B$  η σταθερά του Boltzmann και  $T$  η απόλυτη θερμοκρασία). Σε θερμοκρασία περιβάλλοντος ( $T=300$  K) αυτό συμβαίνει για πεδία της τάξης  $H_a \sim k_B T / \mu_B \sim 10^6$  Oe. Άρα, αν ίσχυε η υπόθεση της μη ύπαρξης αλληλεπίδρασης μεταξύ των μόνιμων μαγνητικών διπολικών ροπών  $\vec{m}_i$ , θα έπρεπε να είναι αδύνατο για εξωτερικά μαγνητικά πεδία της τάξης μεγέθους των  $10-10^2$  Oe να υπερνικήσουν τη θερμική διέγερση και να δημιουργήσουν αρκετά μεγάλη μαγνήτιση (ώστε να μην είναι πρακτικά μηδέν) [36, 44]. Και όμως, στο σχήμα 3.6(β) φαίνεται καθαρά ότι κάτι τέτοιο είναι εφικτό, οπότε η υπόθεση της μη αλληλεπίδρασης των μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_i$  των ατόμων καταρρίπτεται [36, 44].

Για να εξηγήσει τη δυνατότητα των σιδηρομαγνητικών υλικών να εμφανίζουν μεγάλες τιμές μαγνήτισης ακόμα και για ασθενή εξωτερικά μαγνητικά πεδία, ο P. Weiss πρότεινε [45] το 1907 ότι οι στοιχειώδεις μαγνητικές ροπές δεν είναι ανεξάρτητες αλλά είναι πολύ ισχυρά συζευγμένες λόγω της ύπαρξης ενός εσωτερικού μαγνητικού πεδίου  $\vec{H}_W$  [36, 44] – που το ονόμασε μοριακό πεδίο – και που είναι ανάλογο προς τη μαγνήτιση ( $\vec{H}_W \propto \vec{M}$ ). Η ύπαρξη του μοριακού πεδίου  $\vec{H}_W$  εισάγει ένα μηχανισμό θετικής ανάδρασης: η ύπαρξη μη μηδενικής μαγνήτισης  $\vec{M}$  παράγει ένα μη μηδενικό πεδίο  $\vec{H}_W$ , που με τη σειρά του επιδρά σε όλες τις στοιχειώδεις μαγνητικές ροπές προκαλώντας την περαιτέρω ευθυγράμμισή τους και την αύξηση της τιμής της  $\vec{M}$  [44]. Το αποτέλεσμα είναι ότι κάτω από μια κρίσιμη θερμοκρασία – τη λεγόμενη θερμοκρασία Curie  $T_c$  – υπερσχύει αυτός ο μηχανισμός σε σχέση με τις τυχαίες θερμικές διακυμάνσεις και οι στοιχειώδεις μαγνητικές ροπές εμφανίζουν αυθόρμητη διάταξη σε μεγάλη κλίμακα (spontaneous long-range order), οπότε το υλικό γίνεται σιδηρομαγνητικό [36, 44, 46]. Ένα βασικό χαρακτηριστικό της σιδηρομαγνητικής συμπεριφοράς είναι ότι, κάτω από τη θερμοκρασία Curie  $T_c$ , το υλικό αποκτά αυθόρμητη μη μηδενική μαγνήτιση  $\vec{M}$  ακόμα και για μηδενικό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο [44, 46, 47]. Η μετάβαση από την κατάσταση μηδενικής αυθόρμητης μαγνήτισης, για  $T > T_c$ , στη σιδηρομαγνητική κατάσταση, για  $T < T_c$ , είναι μια αλλαγή φάσης δεύτερης τάξης (second order phase transition) [46]. Η γνώση της πειραματικής τιμής της θερμοκρασίας  $T_c$  επιτρέπει την εκτίμηση της τάξης μεγέθους του μοριακού πεδίου  $H_W$  μέσω της σχέσης  $\mu_B H_W \sim k_B T_c$  [36]. Για παράδειγμα, στην περίπτωση του σιδήρου – όπου  $T_c \sim 10^3$  K – παίρνουμε για την τάξη μεγέθους του μοριακού πεδίου την τιμή  $H_W \sim 10^7$  Oe, που είναι ένα πολύ ισχυρό μαγνητικό πεδίο [36].

Η υπόθεση της ύπαρξης του μοριακού πεδίου  $\vec{H}_W$  εξηγεί ποιοτικά τη θερμοκρασιακή εξάρτηση της αυθόρμητης μαγνήτισης  $M_s$ , αλλά εγείρει άλλες σημαντικές εννοιολογικές δυσκολίες. Αν υπήρχε ένα τόσο ισχυρό εσωτερικό μαγνητικό πεδίο, όπως φαίνεται να προκύπτει από την εκτίμηση  $H_W \sim 10^7$  Oe που έγινε για τον σίδηρο, τότε θα περίμενε κανείς από τα σιδηρομαγνητικά υλικά να είναι αυθόρμητα μαγνητισμένα στη μαγνήτιση κόρου άσχετα με τις εξωτερικές συνθήκες [44, 36]. Θα ήταν αδύνατη η ύπαρξη της κατάστασης μηδενικής μαγνήτισης για μηδενικό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο [44, 36]. Οι μαγνητικοί βρόχοι υστέρησης δε θα έπρεπε να υπάρχουν και θα ήταν αδύνατο να μειώσουμε τη μαγνήτιση ενός σιδηρομαγνητικού υλικού από τη μαγνήτιση κόρου στο μηδέν με εξωτερικό πεδίο της τάξης των μερικών δεκάδων Oe, όπως συμβαίνει στο υμένιο FePt του σχήματος 3.6(β), ή ακόμα και της τάξης των  $10^{-2}$  Oe, όπως συμβαίνει σε μονοκρυστάλλους Fe (βλέπε αναφορές [36, 48]). Για να διορθώσει αυτή την έλλειψη αυτοσυνέπειας, ο Weiss θεώρησε [45] ότι ένα σιδηρομαγνητικό υλικό θα πρέπει να είναι διαμερισμένο σε περιοχές που τις ονόμασε μαγνητικές



περιοχές (*magnetic domains*) [44, 36]. Στο εσωτερικό κάθε τέτοιας μαγνητικής περιοχής ο βαθμός ευθυγράμμισης των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών καθορίζεται από το μοριακό πεδίο, και το μέτρο της μαγνήτισης ισούται με την αυθόρμητη μαγνήτιση  $M_s$  [44, 36], αλλά ο προσανατολισμός της αυθόρμητης μαγνήτισης μπορεί να είναι διαφορετικός σε διαφορετικές μαγνητικές περιοχές [44, 36, 49]. Το αποτέλεσμα είναι ότι όταν υπολογίζουμε τη μέση τιμή της μαγνήτισης για όγκους αρκετά μεγάλους ώστε να περιέχουν πολλές μαγνητικές περιοχές, παίρνουμε τιμή που εξαρτάται κυρίως από το σχετικό όγκο των μαγνητικών περιοχών και το σχετικό προσανατολισμό της αυθόρμητης μαγνήτισης στο εσωτερικό αυτών των περιοχών. Το αποτέλεσμα μπορεί να είναι πολύ διαφορετικό από την αυθόρμητη μαγνήτιση και μπορεί να είναι ακόμα και μηδέν [44].

Απαιτήθηκαν αρκετά χρόνια πριν προκύψει μια μικροσκοπική ερμηνεία του μοριακού πεδίου με βάση την κβαντική μηχανική: αποδείχτηκε ότι το μοριακό πεδίο είναι μια φαινομενολογική παράμετρος που περιγράφει το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης ανταλλαγής [36, 50]. Ο πρώτος που έδειξε τη σχέση μεταξύ μοριακού πεδίου και αλληλεπίδρασης ανταλλαγής ήταν ο Heisenberg το 1926. Αρκετός καιρός απαιτήθηκε και πριν γίνει κατανοητή η σημασία της έννοιας των μαγνητικών περιοχών για την περιγραφή της συμπεριφοράς των σιδηρομαγνητικών υλικών. Η τεράστια ποικιλία στα σχήματα των παρατηρούμενων βρόχων υστέρησης είναι άμεση συνέπεια της τεράστιας ποικιλίας δομών που μπορούν να σχηματιστούν από τις μαγνητικές περιοχές των διάφορων σιδηρομαγνητικών υλικών. Στην πραγματικότητα, η ύπαρξη των μαγνητικών περιοχών είναι το αποτέλεσμα μιας ισορροπίας μεταξύ διάφορων ανταγωνιστικών ενεργειακών όρων, που είναι σε γενικές γραμμές οι ακόλουθοι [44, 36, 51]:

(α) Ενέργεια ανταλλαγής (*exchange energy*)  $\mathcal{U}_{EX}$ : Αντιστοιχεί στην αλληλεπίδραση ανταλλαγής που προκύπτει από την εξάρτηση της τιμής της ηλεκτροστατικής ενέργειας από το σχετικό προσανατολισμό των spin των ηλεκτρονίων των ατόμων (και κατ'έπекταση των ατομικών spin) [52, 53] και, στην περίπτωση των σιδηρομαγνητικών υλικών, ευνοεί τον παράλληλο προσανατολισμό των ατομικών μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_i$  για τη δημιουργία ομοιόμορφης μαγνήτισης μέτρου  $M_s$  [51], ενώ όλοι οι προσανατολισμοί της μαγνήτισης είναι ενεργειακά ισοδύναμοι [46, 52, 53]. Η ενέργεια ανταλλαγής παρουσιάζεται στην ενότητα 2.3.

(β) Ενέργεια ανισοτροπίας (*anisotropy energy*)  $\mathcal{U}_{AN}$ : Ενσωματώνει τους ενεργειακούς όρους που αντιστοιχούν σε όλες τις άλλες αλληλεπιδράσεις (όχι την αλληλεπίδραση ανταλλαγής) στις οποίες συμμετέχουν τα ατομικά spin [46, 54], με αποτέλεσμα την άρση της σφαιρικής συμμετρίας της ενέργειας  $\mathcal{U}_{EX}$  ως προς τον προσανατολισμό της μαγνήτισης [54, 55]. Πρόκειται για αλληλεπιδράσεις ασθενείς σε σχέση με την αλληλεπίδραση ανταλλαγής (περιέχουν τον παράγοντα  $1/c^2$  που δεν υπάρχει στην αλληλεπίδραση ανταλλαγής) και οι αντίστοιχες ενέργειες μπορούν να υπολογιστούν με εφαρμογή θεωρίας διαταραχών στη χαμιλτονιανή που περιγράφει την αλληλεπίδραση ανταλλαγής [46, 54]. Μια βασική συνιστώσα της  $\mathcal{U}_{AN}$  είναι η ενέργεια μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας (*magnetocrystalline anisotropy energy*), η οποία ενσωματώνει τους ενεργειακούς όρους που προκύπτουν από τη σύζευξη μεταξύ των ατομικών spin και του ηλεκτρικού πεδίου κρυσταλλικού πλέγματος μέσω της σύζευξης spin και τροχιακής στροφορμής, και ευνοεί τον προσανατολισμό του διανύσματος της μαγνήτισης κατά μήκος διευθύνσεων που καθορίζονται από τις συμμετρίες του κρυσταλλικού πλέγματος [36, 51, 54]. Η ενέργεια ανισοτροπίας παρουσιάζεται στην ενότητα 2.4.

(γ) Μαγνητοελαστική ενέργεια (*magnetoelastic energy*)  $\mathcal{U}_{ME}$ : Αντιστοιχεί στην αλληλεπίδραση μεταξύ της μαγνήτισης και των μηχανικών παραμορφώσεων του πλέγματος και είναι μηδενική σε ένα πλέγμα χωρίς παραμορφώσεις [36, 56]. Εξαιτίας αυτής της αλληλεπίδρασης υπάρχει ένας επιπλέον τρόπος για την ελαχιστοποίηση της συνολικής ελεύθερης ενέργειας ενός μαγνητικού υλικού: ο όρος της ελαστικής ενέργειας ελαχιστοποιείται για διαφορετικές θέσεις των πλεγματικών σημείων, σε σχέση με τις αντίστοιχες θέσεις για μη μαγνητισμένο υλικό, και αυτή η επιπλέον πλεγματική παραμόρφωση εξαρτάται από τη μαγνητική κατάσταση

ση του υλικού. Πρόκειται για το φαινόμενο της μαγνητοσυστολής (magnetostriction) [56]. Αντίστροφα, εξαιτίας αυτής της αλληλεπίδρασης, η ύπαρξη παραμορφώσεων του πλέγματος από εξωτερικό αίτιο μπορεί να προκαλέσει μείωση της ελεύθερης ενέργειας για συγκεκριμένους προσανατολισμούς της μαγνήτισης. Πρόκειται για το φαινόμενο της ανισοτροπίας λόγω μηχανικής τάσης (stress anisotropy) [56]. Δηλαδή η μαγνητοελαστική αλληλεπίδραση συνεισφέρει στην ενέργεια ανισοτροπίας και γι αυτό σε κάποιες εργασίες δεν αντιμετωπίζεται ως ξεχωριστός ενεργειακός όρος αλλά απλά ενσωματώνεται στην ενέργεια ανισοτροπίας  $U_{AN}$  [56]. Η συνεισφορά στην ανισοτροπία προκύπτει όταν η ενέργεια της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας εξαρτάται από τις μηχανικές παραμορφώσεις του πλέγματος σε ένα μαγνητικό υλικό, γιατί μόνο οι μηχανισμοί της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας είναι αρκετά ισχυροί (η αντίστοιχη συνεισφορά λόγω μαγνητικών αλληλεπιδράσεων μεταξύ των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών είναι αμελητέα) [36, 56]. Η συνεισφορά της μαγνητοελαστικής ενέργειας δε θα μας απασχολήσει πολύ στη συνέχεια αυτής της διατριβής.

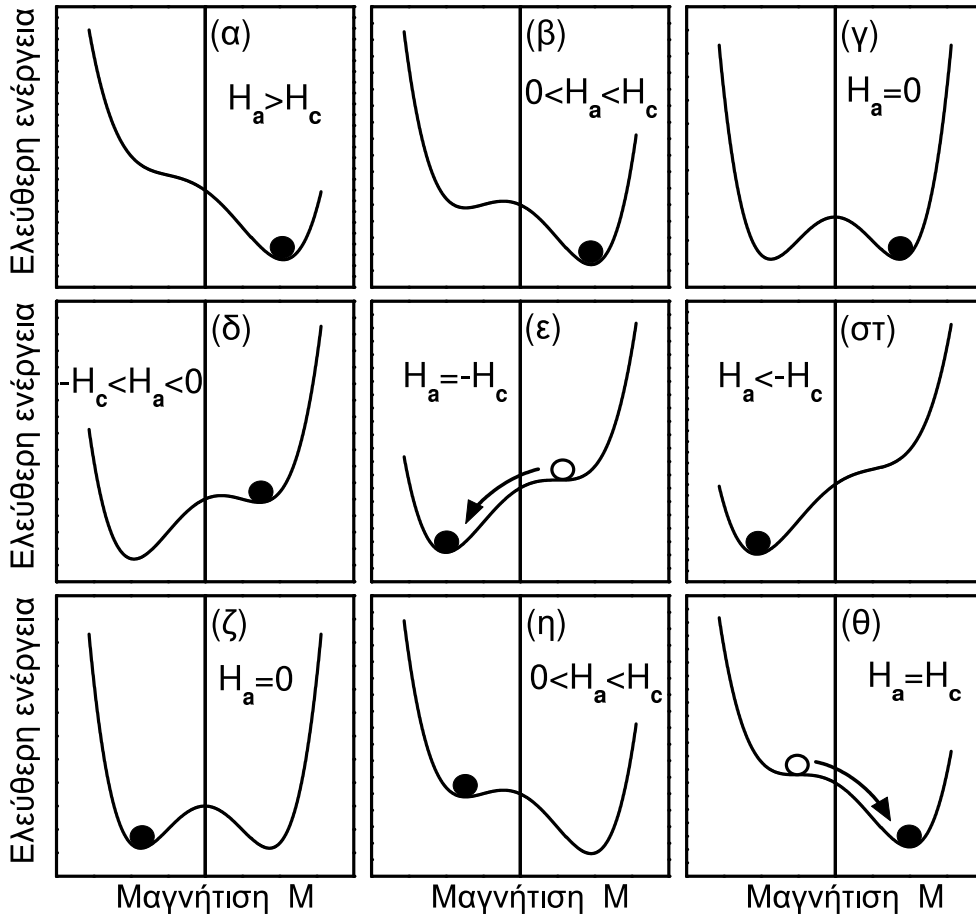
(δ) Μαγνητοστατική ενέργεια (magnetostatic energy)  $U_M$ : Είναι η συνολική ενέργεια που είναι αποθηκευμένη στο μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από ένα μαγνητισμένο υλικό. Σε αντίθεση με την ενέργεια ανταλλαγής, ευνοεί τη δημιουργία κατανομών της μαγνήτισης που δίνουν μηδενική μέση τιμή της μαγνητικής ροπής [44, 36, 51]. Η μαγνητοστατική ενέργεια παρουσιάζεται στην ενότητα 2.2.

Οι μαγνητικές περιοχές που υπάρχουν σε ένα σιδηρομαγνητικό υλικό συνιστούν ένα συμβασμό μέσω του οποίου το σύστημα προσπαθεί να ικανοποιήσει όλες αυτές τις προϋποθέσεις ελαχιστοποιώντας τη συνολική ελεύθερη ενέργεια [44, 36, 51]. Στην περίπτωση ύπαρξης ενός εξωτερικού πεδίου  $\vec{H}_a$  έχουμε, εκτός από αυτούς τους εσωτερικούς μηχανισμούς, και την αλληλεπίδραση της μαγνήτισης  $\vec{M}$  με αυτό το πεδίο. Αυτή η αλληλεπίδραση εισάγει τον επιπλέον όρο  $-\vec{M} \cdot \vec{H}_a$  στη συνολική ελεύθερη ενέργεια που πρέπει να ελαχιστοποιηθεί. Αυτός ο όρος ευνοεί τις μαγνητικές περιοχές όπου η μαγνήτιση  $\vec{M}$  έχει κατεύθυνση παράλληλη προς το πεδίο  $\vec{H}_a$  [44, 36]. Όταν το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$  μεταβάλλεται, μεταβάλλεται και η ενεργειακή ισορροπία του συστήματος, με αποτέλεσμα την τροποποίηση της δομής των μαγνητικών περιοχών (domain structure) του υλικού [44, 36]. Αυτή η αλλαγή της ΔΜΠ (Δομής των Μαγνητικών Περιοχών) γίνεται μέσω δύο ανεξάρτητων διαδικασιών [44, 36]:

(α) Μέσω της κίνησης των διεπιφανειών μεταξύ γειτονικών μαγνητικών περιοχών. Αυτές οι διεπιφάνειες είναι γνωστές ως τοιχώματα των μαγνητικών περιοχών (domain walls) ή μαγνητικά τοιχώματα. Οι μαγνητικές περιοχές των οποίων η μαγνήτιση έχει κατά προσέγγιση την κατεύθυνση του πεδίου  $\vec{H}_a$  είναι προτιμητέες από ενεργειακή άποψη και το μέγεθός τους αυξάνεται εις βάρος του μεγέθους των γειτονικών τους περιοχών, οι οποίες μικραίνουν και μπορούν σταδιακά να εξαφανιστούν (αν η ένταση του πεδίου μεγαλώσει αρκετά). Αυτή είναι κυρίως η διαδικασία μέσω της οποίας μεταβάλλεται η μαγνήτιση για ασθενές εξωτερικό πεδίο [36].

(β) Μέσω της στροφής της μαγνήτισης προς την κατεύθυνση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Αυτή είναι κυρίως η διαδικασία μέσω της οποίας μεταβάλλεται η μαγνήτιση για ισχυρό εξωτερικό πεδίο [36].

Σε πολύ ισχυρό μαγνητικό πεδίο η μαγνήτιση έχει παντού την κατεύθυνση αυτού του πεδίου και πρακτικά έχουμε μια μεγάλη μαγνητική περιοχή που καταλαμβάνει όλο τον όγκο του υλικού. Σε αυτή την κατάσταση η τιμή της μαγνήτισης πλησιάζει προς την τιμή της αυθόρμητης μαγνήτισης  $M_s$ . Αν αρχίσουμε να μειώνουμε το πεδίο, τότε αρχίζουν να εμφανίζονται μαγνητικές περιοχές με διαφορετική κατεύθυνση της μαγνήτισης και η μέση μαγνήτιση του υλικού μειώνεται. Σε πολύ μεγάλο πεδίο με αντίθετη από την αρχική κατεύθυνση, έχει σχηματιστεί μια μεγάλη μαγνητική περιοχή που καταλαμβάνει όλο τον όγκο του υλικού και έχει μαγνήτιση αντίθετη της προηγούμενης.



Σχήμα 2.1: Μεταβολή που έχει η μορφή της ελεύθερης ενέργειας ενός δισταθούς συστήματος, όταν το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$  διαγράφει ένα βρόχο  $H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{max}$  με τη διεύθυνσή του να διατηρείται σταθερή. Σε όλα τα διαγράμματα (α)–(θ), η μαύρη σφαίρα δείχνει την κατάσταση ευσταθούς ισορροπίας που τελικά καταλαμβάνει το σύστημα, από αυτές που είναι διαθέσιμες. Στα διαγράμματα (ε) και (θ) η ένταση  $H_c$  του πεδίου είναι τέτοια ώστε να μηδενίζεται ο ενεργειακός φραγμός που υπάρχει για ασθενέστερα πεδία (διαγράμματα (δ) και (η)). Ο προσανατολισμός που είχε η συνιστώσα  $M$  της μαγνήτισης (η παράλληλη στη διεύθυνση του  $\vec{H}_a$ ) σε ασθενέστερο πεδίο  $\vec{H}_a$  παύει να αντιστοιχεί σε κατάσταση ευσταθούς ισορροπίας (οι λευκές σφαίρες στα (ε) και (θ) αντιστοιχούν σε σαγματικά σημεία) και αντιστρέφεται.

## 2.1.2 Ποιοτική περιγραφή της υστέρησης

Η περιγραφή των σιδηρομαγνητικών υλικών, όπως δόθηκε στην υποενότητα 2.1.1, περιέχει μερικά πολύ βασικά χαρακτηριστικά της συμπεριφοράς τους αλλά δεν εξηγεί γιατί υπάρχει η μαγνητική υστέρηση. Η λεπτομερής περιγραφή του φαινομένου της υστέρησης είναι ένα θέμα που από μόνο του απαιτεί ένα σύγγραμμα πολύ μεγαλύτερο από την παρούσα διατριβή. Μια συνοπτική ποιοτική περιγραφή δίνεται στη σημείωση Β'1.4 (σελίδα 164), όπου υπάρχουν και οι σχετικές παραπομπές. Η ουσία του φαινομένου της υστέρησης είναι ότι η ύπαρξή του εμποδίζει το σύστημα να φτάσει στην κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας [44], που αντιστοιχεί στην ελάχιστη τιμή της ελεύθερης ενέργειας Helmholtz ή Gibbs (ανάλογα με το αν κρατάμε σταθερή τη θερμοκρασία  $T$  ή σταθερό το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$ ). Περισσότερα για αυτό υπάρχουν στη σημείωση Β'1.4. Εδώ απλά δείχνεται το παράδειγμα ενός δισταθούς συστήματος, όπως αυτό που εικονίζεται στο σχήμα 2.1, και περιγράφεται το πως η μαγνήτιση του συστήματος δε μπορεί να οριστεί μονοσήμαντα για κάθε τιμή του εξωτερικού πεδίου αλλά

εξαρτάται από την προηγούμενη ιστορία του συστήματος.

Σε ένα δισταθές σύστημα, όπως αυτό του σχήματος 2.1, η ελεύθερη ενέργεια Landau  $G_L$  (περιγράφεται στη σημείωση Β'.1.3 στη σελίδα 162) έχει, για θερμοκρασία  $T$  μικρότερη από τη θερμοκρασία Curie  $T_c$  και μηδενικό εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$ , τη συμμετρική μορφή που φαίνεται στα σχήματα 2.1(γ) και 2.1(ζ) [57, 58]. Η  $G_L$  έχει δύο τοπικά ελάχιστα, που είναι ενεργειακά ισοδύναμα [57, 58]. Όταν το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$  διαγράφει έναν πλήρη βρόχο  $H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{max}$ , με τη διεύθυνσή του να διατηρείται σταθερή, τότε και η μορφή της  $G_L$  αλλάζει σταδιακά με τον τρόπο που φαίνεται στις υπόλοιπες υποπεριπτώσεις του σχήματος 2.1 [57, 58]. Η υστέρηση είναι αποτέλεσμα του γεγονότος ότι η ελεύθερη ενέργεια Landau  $G_L$  έχει δύο τοπικά ελάχιστα και ο συνολικός χρόνος διαγραφής του πλήρους βρόχου  $H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{max}$  είναι πολύ μικρός σε σχέση με το χρόνο εφησυχασμού  $\tau$ , που απαιτείται για να φτάσει το σύστημα σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας [59].

Όταν το πεδίο  $\vec{H}_a$  παίρνει κάποια τιμή, το σύστημα δεν έχει χρόνο για να φτάσει σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας πριν το  $\vec{H}_a$  μεταβληθεί. Έτσι παραμένει «παγιδευμένο» σε μια κατάσταση που αντιστοιχεί σε τοπικό ελάχιστο, μέχρι να αλλάξει η τιμή του  $\vec{H}_a$  και να γίνει ασταθής η κατάστασή του, ενώ είναι διαθέσιμο ένα νέο τοπικό ελάχιστο. Όμως, όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.1, το τοπικό ελάχιστο όπου ισορροπεί το σύστημα για μια τιμή του πεδίου  $\vec{H}_a$  εξαρτάται από την προηγούμενη ιστορία του πεδίου [57, 58]. Το αποτέλεσμα είναι ότι η απόκριση του συστήματος (η τιμή της μαγνήτισης) δεν εξαρτάται μόνο από την τιμή του πεδίου  $\vec{H}_a$  αλλά και από τις προηγούμενες τιμές του (*history dependence*), οπότε η απόκριση στις μεταβολές του πεδίου  $\vec{H}_a$  είναι ένας βρόχος υστέρησης [59]. Αν η τιμή του πεδίου  $\vec{H}_a$  κρατηθεί σταθερή, τότε παρατηρείται το φαινόμενο του εφησυχασμού, καθώς το σύστημα πλησιάζει σταδιακά προς τη θερμοδυναμική ισορροπία [59].

Η περίπτωση ενός δισταθούς συστήματος φαίνεται πολύ απλουστευμένη σε σχέση με την περίπτωση ενός πραγματικού μαγνητικού υλικού, όπου η ελεύθερη ενέργεια Landau  $G_L$  έχει εξαιρετικά πολύπλοκη μορφή, με τεράστιο αριθμό τοπικών μεγίστων και ελαχίστων. Στην πραγματικότητα όμως, οι ιδιότητες ενός μαγνητικού υλικού μπορούν να περιγραφούν ικανοποιητικά με τη χρήση ενός θεωρητικού μοντέλου – του λεγόμενου “Preisach model of hysteresis” – όπου το υλικό περιγράφεται ως μια στατιστική συλλογή δισταθών συστημάτων [59, 60, 61, 62].

## 2.2 Μαγνητικό έργο, διατήρηση ενέργειας και θερμοδυναμικές συναρτήσεις

Ο υπολογισμός της ενέργειας που είναι αποθηκευμένη στο μαγνητικό πεδίο που δημιουργεί ένα μαγνητικό υλικό είναι ένα αναγκαίο βήμα για προχωρήσει κανείς στην κατανόηση των μαγνητικών φαινομένων, αφού είναι το σημείο αφετηρίας για τον υπολογισμό των ενεργειακών μεταβολών που σχετίζονται με τις διαδικασίες που συμβαίνουν στο εσωτερικό των μαγνητικών υλικών. Με βάση την ενέργεια του μαγνητικού πεδίου, μπορεί ποσοτικοποιηθεί η ποιοτική περιγραφή της ενότητας 2.1 με τον ορισμό και τη χρήση θερμοδυναμικών συναρτήσεων κατάλληλων για το χαρακτηρισμό της μαγνητικής κατάστασης ενός υλικού από θερμοδυναμική άποψη.

Στην πράξη, η μαγνητική κατάσταση ενός υλικού δεν είναι γνωστή από πριν αλλά προκύπτει ως το αποτέλεσμα κάποιας δράσης, όπως είναι η εφαρμογή ενός εξωτερικού πεδίου  $\vec{H}_a$  ή η μεταβολή της θερμοκρασίας  $T$ . Το ζητούμενο εδώ είναι να περιγραφεί η σχέση που υπάρχει μεταξύ του εξωτερικού πεδίου και της προκύπτουσας μαγνήτισης  $\vec{M}$  και κυρίως να εκφραστούν ποσοτικά οι ενεργειακές μεταβολές που προκαλεί μια μεταβολή  $\delta\vec{H}_a$  του πεδίου,

ώστε να γίνει εφικτή η θερμοδυναμική περιγραφή της μεταβολής της μαγνητικής κατάστασης. Αναμένεται ότι θα υπάρχουν διάφοροι μηχανισμοί που συνεισφέρουν στους ενεργειακούς μετασχηματισμούς που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του υλικού, ως αποτέλεσμα της δράσης του εξωτερικού πεδίου. Αυτοί οι μηχανισμοί μπορούν να χωριστούν σε δύο επιμέρους κατηγορίες, ώστε να είναι πιο εύκολος ο υπολογισμός των ενεργειακών μεταβολών αθροίζοντας τους ακόλουθους δύο όρους:

(α) Μεταβολή μαγνητοστατικής ενέργειας  $\mathcal{U}_M$ : Σε πρώτη προσέγγιση το υλικό θεωρείται ως μια απλή συνάθροιση στοιχειωδών μαγνητικών ροπών, χωρίς να μας ενδιαφέρουν οι λεπτομέρειες της δομής του. Δε λαμβάνουμε υπόψη τη λεπτομερή διευσθέτηση των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών μέσα στο υλικό και αγνοούμε κάθε είδος αλληλεπίδρασης που δεν είναι μαγνητοστατικής προέλευσης. Σε αυτό το επίπεδο περιγραφής, το υλικό χαρακτηρίζεται μόνο από τη μακροσκοπική χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x})$  της μαγνήτισης και από το σχήμα του. Η ενέργεια που σχετίζεται με αυτά τα δύο χαρακτηριστικά είναι η λεγόμενη μαγνητοστατική ενέργεια του υλικού [63] και έχει τη μορφή:

$$\mathcal{U}_M = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{x}) \cdot \vec{H}_M(\vec{x}) d^3x = \frac{1}{8\pi} \int |\vec{H}_M(\vec{x})|^2 d^3x \quad (2.2)$$

(το πρώτο ολοκλήρωμα υπολογίζεται μόνο στην περιοχή  $\Omega$  που καταλαμβάνει το υλικό, όπου  $\vec{M} \neq \vec{0}$ , ενώ το δεύτερο ολοκλήρωμα σε όλο το χώρο). Ο υπολογισμός γίνεται θεωρώντας τη δυναμική ενέργεια  $-\vec{m}_i \cdot \vec{B}_{\text{eff}}$  μιας στοιχειώδους μαγνητικής ροπής  $\vec{m}_i$  μέσα στο μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}_{\text{eff}}$  που δημιουργείται από το υπόλοιπο υλικό και αθροίζοντας όλες τις συνεισφορές αυτού του είδους, έτσι ώστε το αποτέλεσμα να περιέχει μόνο μακροσκοπικές μέσες τιμές.<sup>1</sup> Το μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_M$  είναι αυτό που δημιουργείται από τη μαγνήτιση  $\vec{M}$  του υλικού και περιγράφεται από τις εξισώσεις (2.4) που δίνονται παρακάτω. Οι λεπτομέρειες της δομής, όπως είναι η ακριβής θέση των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών στο κρυσταλλικό πλέγμα, ενσωματώνονται σε άλλους ενεργειακούς όρους που συνεισφέρουν ξεχωριστά στη συνολική ενέργεια του υλικού. Ορμώμενοι από τη σχέση (2.2), μπορούμε να ορίσουμε ως χωρική πυκνότητα της μαγνητοστατικής ενέργειας στο εσωτερικό του υλικού την ποσότητα  $f_M(\vec{x}) = -\vec{M}(\vec{x}) \cdot \vec{H}_M(\vec{x})/2$ . Εδώ θα πρέπει να τονιστεί ότι η μαγνητοστατική ενέργεια  $\Delta\mathcal{U}_M$ , στο εσωτερικό ενός στοιχειώδους όγκου  $\Delta V$ , δεν εξαρτάται μόνο από την τιμή της μαγνήτισης στον  $\Delta V$  αλλά από ολόκληρη τη χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x})$  της μαγνήτισης στην περιοχή  $\Omega$  που καταλαμβάνει το υλικό. Αυτό συμβαίνει γιατί το πεδίο  $\vec{H}_M$  σε μια θέση εξαρτάται από ολόκληρη τη χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x})$ . Έτσι, αν κόψουμε ένα κομμάτι του υλικού κρατώντας «παγωμένη» τη μαγνήτιση στο εσωτερικό του, θα έχουμε διαφορετικό πεδίο  $\vec{H}_M$  και διαφορετική πυκνότητα μαγνητοστατικής ενέργειας. Η μεταβολή  $d\mathcal{U}_M$  της μαγνητοστατικής ενέργειας, σε ένα απειροστό θερμοδυναμικό μετασχηματισμό, θα είναι απλά η διαφορά  $d\mathcal{U}_M$  της τιμής της  $\mathcal{U}_M$  μεταξύ αρχικής και τελικής κατάστασης.

(β) Ενεργειακές μεταβολές που σχετίζονται με την αλλαγή της δομής του υλικού: Για τον υπολογισμό της μαγνητοστατικής ενέργειας  $\mathcal{U}_M$  του υλικού θεωρείται ότι η χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x})$  της μαγνήτισης είναι γνωστή εκ των προτέρων, χωρίς να μας απασχολεί το ερώτημα αν είναι πράγματι δυνατό να υπάρξει αυτή η κατανομή. Για να προχωρήσουμε πέρα από αυτό το στάδιο της απλής περιγραφής, πρέπει να ασχοληθούμε με το ερώτημα του κατά πόσο είναι θερμοδυναμικά εφικτό να προκύψει κάποια κατανομή της μαγνήτισης ως αποτέλεσμα κάποιας εξωτερικής δράσης πάνω στο υλικό. Όμως, για να γίνει αυτό απαιτείται να είναι εφικτός ο υπολογισμός του έργου που παράγεται πάνω στο υλικό σε κάθε απειροστή μεταβολή. Με τη

<sup>1</sup>Ο υπολογισμός περιγράφεται στη σημείωση Β'.1.10, που βρίσκεται στη σελίδα 190. Σε αυτή τη σημείωση περιγράφεται πως προκύπτουν οι σχέσεις (Β'.126) και (Β'.127), που είναι οι δύο μορφές της  $\mathcal{U}_M$  στη σχέση (2.2).

χρήση των ενεργειακών σχέσεων που σχετίζονται με τις ενεργειακές μεταβολές των μαγνητικών πεδίων και τη μαγνητοστατική ενέργεια <sup>2</sup>, μπορούμε να υπολογίσουμε το έργο  $\delta W$  που παράγεται πάνω στο μαγνητικό υλικό (από τις εξωτερικές πηγές που δημιουργούν το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_a$ ) σε μια απειροστή μεταβολή. Προκύπτει ότι αυτό το έργο ισούται με τη μεταβολή  $dU_M$  της μαγνητοστατικής ενέργειας, με την προσθήκη ενός επιπλέον όρου. Αυτός ο επιπλέον όρος περιγράφει τα εσωτερικά χαρακτηριστικά του υλικού, που το κάνουν να διαφέρει από μια συνάθροιση μαγνητικών ροπών χωρίς δομή, και μπορεί να γίνει μια εκτίμηση της τιμής του αν είναι γνωστή η σχέση  $\vec{M}(\vec{H})$ . Η σχέση  $\vec{M}(\vec{H})$  παίζει το ρόλο της καταστατικής εξίσωσης του υλικού.

## 2.2.1 Μαγνητικό έργο

Για να δώσουμε ποσοτικό χαρακτήρα στην παραπάνω ποιοτική περιγραφή, ας θεωρήσουμε μια κατασκευή (π.χ. ένα σωληνοειδές πηνίο) με την οποία παράγουμε μαγνητικά πεδία. Αρχικά θεωρούμε την περίπτωση όπου δεν υπάρχουν μαγνητικά σώματα στην περιοχή. Τα ρεύματα αγωγιμότητας που ρέουν στην κατασκευή θα περιγράφονται από μια πυκνότητα ροής  $\vec{J}_a$  και θα δημιουργούν στον κενό χώρο το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}_a = \vec{H}_a$ , που θα καλείται *εφαρμοζόμενο πεδίο* και θα ικανοποιεί τις εξισώσεις:

$$(\alpha) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{H}_a = 0 \quad (\beta) \quad \vec{\nabla} \times \vec{H}_a = \frac{4\pi}{c} \vec{J}_a \quad (2.3)$$

Στη συνέχεια θεωρούμε ότι εισάγουμε πρώτα κάπου στην περιοχή της κατασκευής ένα μαγνητικό υλικό και μετά ξεκινάμε τα ρεύματα που περιγράφονται από την πυκνότητα ροής  $\vec{J}_a$ . Το μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_a$  που δημιουργούν τα ρεύματα επάγει μια μαγνήτιση  $\vec{M}$  στο υλικό, που δεν είναι απαραίτητα ομοιόμορφη. Το μαγνητοστατικό πεδίο  $\vec{H}_M$  που προκαλείται από τη μαγνήτιση  $\vec{M}$  θα ικανοποιεί τις εξισώσεις:

$$(\alpha) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{H}_M = -4\pi \vec{\nabla} \cdot \vec{M} \quad (\beta) \quad \vec{\nabla} \times \vec{H}_M = \vec{0} \quad (2.4)$$

Εξαιτίας της γραμμικότητας των εξισώσεων Maxwell, το ολικό πεδίο  $\vec{H}$  εξαιτίας της ύπαρξης της κατανομής ρευμάτων και της παρουσίας του μαγνητικού υλικού θα είναι το άθροισμα των επιμέρους πεδίων  $\vec{H}_a$  και  $\vec{H}_M$ , οπότε μπορεί να υπολογιστεί και το ολικό πεδίο  $\vec{B}$  από τη σχέση (B'.7). Δηλαδή είναι:

$$\vec{H} = \vec{H}_a + \vec{H}_M \quad \text{και} \quad \vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M} = \vec{H}_a + \vec{H}_M + 4\pi \vec{M} \quad (2.5)$$

Θέλουμε να υπολογίσουμε το έργο που παράγουν οι πηγές της κατανομής ρευμάτων  $\vec{J}_a$  στο μαγνητικό υλικό. Ας υποθέσουμε ότι προσφέρουμε ένα έργο  $\delta W_{\text{ext}}$  και μεταβάλλουμε τα ρεύματα  $\vec{J}_a$ . Αυτό θα αλλάξει το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}_a$  κατά μια ποσότητα  $\delta \vec{B}_a$ . Το μαγνητικό υλικό επηρεάζεται και έχουμε τελικά μια μεταβολή  $\delta \vec{M}$  της μαγνήτισης. Ας υποθέσουμε ότι η μεταβολή είναι τόσο αργή, ώστε να μπορούμε να θεωρήσουμε ότι δεν υπάρχουν θερμικές απώλειες από δινορεύματα (eddy currents). Τότε όλο το έργο  $\delta W_{\text{ext}}$  θα πάει στο συνολικό πεδίο, δηλαδή θα ισούται με το χωρικό ολοκλήρωμα του γινομένου  $\vec{H} \cdot \delta \vec{B} / 4\pi$ .<sup>3</sup> Αυτό το έργο περιέχει κάθε διαδικασία. Περιέχει και το έργο  $\delta W_a$ , που θα απαιτούνταν για να φτιαχτεί

<sup>2</sup>Περιγράφονται αναλυτικά στις σημειώσεις B'.1.9 και B'.1.10 που βρίσκονται στις σελίδες 181 και 190 αντίστοιχα.

<sup>3</sup>Πρόκειται για τη γενική σχέση (B'.106) στη σημείωση B'.1.9, που ο τρόπος που προκύπτει περιγράφεται κυρίως στις σελίδες 181–187.

η κατανομή ρευμάτων  $\vec{J}_a$  αν δεν υπήρχε το μαγνητικό υλικό. Ακολουθώντας και πάλι την ίδια λογική, θα έχουμε ότι το  $\delta\mathcal{W}_a$  είναι το χωρικό ολοκλήρωμα του  $\vec{H}_a \cdot \delta\vec{B}_a / 4\pi$ . Εμάς μας ενδιαφέρουν μόνο οι ενεργειακές μεταβολές που γίνονται όταν υπάρχει το μαγνητικό υλικό, οπότε ορίζουμε ως μαγνητικό έργο τη διαφορά  $\delta\mathcal{W} = \delta\mathcal{W}_{\text{ext}} - \delta\mathcal{W}_a$ . Συνεπώς, θα είναι (ολοκλήρωση σε όλο το χώρο):

$$\begin{aligned} \delta\mathcal{W} &= \delta\mathcal{W}_{\text{ext}} - \delta\mathcal{W}_a = \frac{1}{4\pi} \int (\vec{H} \cdot \delta\vec{B} - \vec{H}_a \cdot \delta\vec{B}_a) d^3x = \\ &= \frac{1}{4\pi} \delta \int \vec{H}_a \cdot \vec{H}_M d^3x + \frac{1}{8\pi} \delta \int |\vec{H}_M|^2 d^3x + \int \vec{H} \cdot \delta\vec{M} d^3x \end{aligned} \quad (2.6)$$

Η τελική μορφή που παίρνει το  $\delta\mathcal{W}$  σε αυτή τη σχέση προέκυψε με χρήση της σχέσης (2.5) και της γενικής ιδιότητας  $\delta(\vec{P} \cdot \vec{Q}) = \delta\vec{P} \cdot \vec{Q} + \vec{P} \cdot \delta\vec{Q}$ . Όμως το χωρικό ολοκλήρωμα του γινομένου  $\vec{H}_a \cdot \vec{H}_M$  στον πρώτο όρο μηδενίζεται, επειδή  $\vec{\nabla} \cdot \vec{H}_a = 0$  και  $\vec{\nabla} \times \vec{H}_M = \vec{0}$ ,<sup>4</sup> ενώ ο δεύτερος όρος είναι η μεταβολή  $\delta\mathcal{U}_M = d\mathcal{U}_M$  της μαγνητοστατικής ενέργειας του υλικού. Έτσι η σχέση (2.6) για το μαγνητικό έργο παίρνει τελικά τη μορφή:

$$\delta\mathcal{W} = d\mathcal{U}_M + \int_{\Omega} \vec{H} \cdot \delta\vec{M} d^3x \quad (2.7)$$

όπου η ολοκλήρωση στο δεύτερο όρο έχει περιοριστεί μόνο στην περιοχή  $\Omega$  που καταλαμβάνει το υλικό, γιατί είναι  $\vec{M} = \vec{0}$  εκτός της  $\Omega$ .

Το ενδιαφέρον στη σχέση (2.7) είναι ότι μας βοηθάει να καταλάβουμε τους τρόπους με τους οποίους αποθηκεύεται ενέργεια στο μαγνητικό υλικό. Η μαγνητοστατική ενέργεια  $\mathcal{U}_M$  είναι ένα είδος ενέργειας υποβάθρου, που η τιμή της καθορίζεται μόνο από τη χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x})$  της μαγνήτισης και το γεωμετρικό σχήμα του υλικού. Άλλες δομικές μεταβολές ή αποκλίσεις, από τις υποθέσεις στις οποίες βασίζεται ο υπολογισμός της  $\mathcal{U}_M$ , συνεισφέρουν στο ενεργειακό ισοζύγιο μέσω του δεύτερου όρου που περιέχει το χωρικό ολοκλήρωμα του  $\vec{H} \cdot \delta\vec{M}$ . Δηλαδή, η ενέργεια που αποθηκεύεται στο υλικό μέσω εσωτερικών μηχανισμών και δομικών μεταβολών, σχετίζεται άμεσα με τη μορφή της καταστατικής εξίσωσης  $\vec{M}(\vec{H})$ . Υλικά με ποιοτικά διαφορετικές  $\vec{M}(\vec{H})$  μπορούν να ταξινομηθούν σε διαφορετικές κατηγορίες. Εδώ πρέπει να τονιστεί ότι, στην περίπτωση υλικών που εμφανίζουν το φαινόμενο της υστέρησης, η  $\vec{M}(\vec{H})$  δεν είναι μια απλή μονότιμη συνάρτηση αλλά η τιμή της εξαρτάται από την προηγούμενη ιστορία του υλικού (τα προηγούμενα πεδία  $\vec{H}$ ). Το κομμάτι  $\delta\mathcal{W} - d\mathcal{U}_M$  της ενέργειας δεν αποθηκεύεται στο υλικό μέσω αντιστρεπτών διαδικασιών και ένα μέρος του μετατρέπεται σε θερμότητα ακριβώς επειδή υπάρχει η υστέρηση.

Η εξίσωση (2.7) μπορεί να γραφτεί και με διαφορετικό τρόπο, όπου θα υπάρχει μόνο ένας όρος. Πράγματι, η μεταβολή της  $\delta\mathcal{U}_M$  μαγνητοστατικής ενέργειας δίνεται από τη σχέση (B'.129) της σημείωσης B'.1.10: είναι το χωρικό ολοκλήρωμα του γινομένου  $-\vec{H}_M \cdot \delta\vec{M}$ . Τότε, επειδή είναι  $\vec{H} = \vec{H}_a + \vec{H}_M$ , η σχέση (2.7) παίρνει την ακόλουθη μορφή:

$$\delta\mathcal{W} = - \int_{\Omega} \vec{H}_M \cdot \delta\vec{M} d^3x + \int_{\Omega} \vec{H} \cdot \delta\vec{M} d^3x = \int_{\Omega} \vec{H}_a \cdot \delta\vec{M} d^3x \quad (2.8)$$

Αυτή η σχέση είναι πιο χρήσιμη στην πράξη από την (2.7). Εκφράζει το μαγνητικό έργο  $\delta\mathcal{W}$  συναρτήσει του εξωτερικά εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου  $\vec{H}_a$ , που περιγράφει τη δράση των εξωτερικών πηγών πεδίου ανεξάρτητα από τις ιδιότητες του υλικού, και της μαγνήτισης  $\vec{M}$ , που χαρακτηρίζει τη μαγνητική κατάσταση του υλικού από μακροσκοπική άποψη. Μάλιστα, επειδή συνήθως το εφαρμοζόμενο πεδίο  $\vec{H}_a$  των συσκευών μέτρησης είναι πρακτικά

<sup>4</sup>Γενική ιδιότητα που δίνεται από τη σχέση (B'.95) στη σελίδα 183.

ομογενές στην περιοχή του χώρου όπου βρίσκεται το υλικό, μπορεί να βγεί έξω από το ολοκλήρωμα και το μαγνητικό έργο εκφράζεται συναρτήσει της συνολικής μαγνητικής ροπής  $\vec{m}$  του υλικού:

$$\delta W = \vec{H}_a \cdot \delta \vec{m}, \quad \text{όπου} \quad \vec{m} = \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{x}) d^3x \quad (2.9)$$

## 2.2.2 Θερμοδυναμικές συναρτήσεις Helmholtz και Gibbs

Οι εξισώσεις (2.7) και (2.8), για έργο  $\delta W$  που παράγεται πάνω σε ένα μαγνητικό υλικό, είναι η αφετηρία για την ανάλυση των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων των μαγνητικών υλικών. Μια σύντομη περιγραφή όλων των θερμοδυναμικών εννοιών που μας χρειάζονται εδώ υπάρχει στις σημειώσεις Β'.1.2 και Β'.1.3. Συνήθως είναι πιο βολικό να βασίσει κανείς την ανάλυσή του στη σχέση (2.8), αφού το εφαρμοζόμενο πεδίο  $\vec{H}_a$  είναι ανεξάρτητο από τη συμπεριφορά του υλικού (όπου υπεθυμίζεται ότι καταλήξαμε σε αυτή τη σχέση για το μαγνητικό έργο θεωρώντας ότι είναι αμελητέες οι θερμικές απώλειες εξαιτίας των δινορευμάτων). Έτσι ο πρώτος θερμοδυναμικός νόμος παίρνει, στην περίπτωση ενός μαγνητικού υλικού, τη μορφή:

$$dU = \delta W + \delta Q = \int_{\Omega} \vec{H}_a \cdot \delta \vec{M} d^3x + \delta Q \quad (2.10)$$

όπου  $dU$  είναι η αλλαγή στην τιμή της καταστατικής συνάρτησης  $U$  της εσωτερικής ενέργειας του υλικού και  $\delta Q$  είναι η ενέργεια που παίρνει το υλικό με τη μορφή θερμότητας, κατά την πραγματοποίηση ενός θερμοδυναμικού μετασχηματισμού. Αν επιπλέον θεωρήσουμε ότι ισχύει η συνήθης πειραματική πρακτική του ομογενούς πεδίου  $\vec{H}_a$ , τότε ισχύει η σχέση (2.9) και ο πρώτος θερμοδυναμικός νόμος παίρνει την απλούστερη μορφή  $dU = \vec{H}_a \cdot \delta \vec{m} + \delta Q$ . Όμως, η πλήρης περιγραφή των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων ενός μαγνητικού υλικού μπορεί να γίνει αρκετά περίπλοκη όταν υπάρχει το φαινόμενο της μαγνητικής υστέρησης. Η μη αντιστρεπτότητα που χαρακτηρίζει το φαινόμενο, δηλώνει ξεκάθαρα ότι δεν έχουμε να κάνουμε με ένα σύστημα που περνάει από διαδοχικές καταστάσεις θερμοδυναμικής ισορροπίας. Έτσι είναι αναγκαία η χρήση εννοιών, που προέρχονται από τη θερμοδυναμική των συστημάτων σε κατάσταση μη ισορροπίας (non-equilibrium thermodynamics), για την πλήρη μελέτη του φαινομένου της υστέρησης. Μπορούμε όμως, σε μια πρώτη προσέγγιση, να γράψουμε χρήσιμες θερμοδυναμικές σχέσεις που προκύπτουν θεωρώντας αντιστρεπτές μεταβολές.

Ας θεωρήσουμε ότι έχουμε ένα μαγνητικό υλικό που ο όγκος του παραμένει αμετάβλητος, κατά τη διάρκεια των θερμοδυναμικών μετασχηματισμών στους οποίους υπόκειται. Αυτό σημαίνει ότι δε μας ενδιαφέρουν στην παρούσα φάση εκείνα τα φαινόμενα, όπου ο όγκος του υλικού μεταβάλλεται λόγω μεταβολής στη θερμοκρασία (θερμική διαστολή) ή το μαγνητικό πεδίο (μαγνητοσυστολή). Αν εκφράσουμε το μαγνητικό έργο μέσω της σχέσης (2.9), τότε η μαγνητική ροπή  $\vec{m}$  (καταστατική μεταβλητή) και το εφαρμοζόμενο πεδίο  $\vec{H}_a$  είναι συζυγείς μεταβλητές ως προς την ενέργεια που δίνεται στο σύστημα με τη μορφή έργου. Έτσι, οι συναρτήσεις Helmholtz  $F(\vec{m}, T)$  και Gibbs  $G(\vec{H}_a, T)$  θα δίνονται από τις ακόλουθες σχέσεις:

$$F = U - TS \quad G = F - \vec{H}_a \cdot \vec{m} = U - TS - \vec{H}_a \cdot \vec{m} \quad (2.11)$$

όπου  $T$  είναι η απόλυτη θερμοκρασία και  $S$  είναι η εντροπία του υλικού (επίσης καταστατική συνάρτηση). Η συνάρτηση Helmholtz  $F$  είναι η κατάλληλη θερμοδυναμική συνάρτηση για την περιγραφή μεταβολών, όπου η μαγνητική ροπή  $\vec{m}$  και η θερμοκρασία  $T$  κρατούνται σταθερές. Σε μια τέτοια μεταβολή είναι πάντα  $dF \leq 0$ . Για μη αντιστρεπτές μεταβολές, το σύστημα εξελίσσεται αυθόρμητα πάντα προς την κατεύθυνση όπου  $dF < 0$  και η κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας αντιστοιχεί στο ολικό ελάχιστο της συνάρτησης Helmholtz  $F$ .



Για αντιστρεπτές μεταβολές με τους περιορισμούς  $d\vec{m} = 0$  και  $dT = 0$  έχουμε  $dF = 0$ . Φυσικά, στα πειράματα έχουμε συνήθως να κάνουμε με διαδικασίες όπου έχουμε στον έλεγχό μας το εφαρμοζόμενο πεδίο  $\vec{H}_a$  και όχι τη μαγνητική ροπή  $\vec{m}$ . Τότε μας ενδιαφέρει η συνάρτηση Gibbs  $G$ . Η συνάρτηση Gibbs  $G$  είναι η κατάλληλη θερμοδυναμική συνάρτηση για την περιγραφή μεταβολών, όπου το εφαρμοζόμενο πεδίο  $\vec{H}_a$  και η θερμοκρασία  $T$  κρατούνται σταθερά. Σε μια τέτοια μεταβολή είναι πάντα  $dG \leq 0$ . Για μη αντιστρεπτές μεταβολές, το σύστημα εξελίσσεται αυθόρμητα πάντα προς την κατεύθυνση όπου  $dG < 0$  και η κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας αντιστοιχεί στο ολικό ελάχιστο της συνάρτησης Gibbs  $G$ . Για αντιστρεπτές μεταβολές με τους περιορισμούς  $d\vec{H}_a = 0$  και  $dT = 0$  έχουμε  $dG = 0$ .

Αν θεωρήσουμε μια αντιστρεπτή μεταβολή χωρίς περιορισμούς, τότε έχουμε για τη συνάρτηση Helmholtz τις εξισώσεις:

$$dF = \vec{H}_a \cdot d\vec{m} - SdT \quad \left[ \frac{\partial F}{\partial \vec{m}} \right]_T = \vec{H}_a \quad \left[ \frac{\partial F}{\partial T} \right]_{\vec{m}} = -S \quad (2.12)$$

και για τη συνάρτηση Gibbs τις εξισώσεις:

$$dG = -\vec{m} \cdot d\vec{H}_a - SdT \quad \left[ \frac{\partial G}{\partial \vec{H}_a} \right]_T = -\vec{m} \quad \left[ \frac{\partial G}{\partial T} \right]_{\vec{H}_a} = -S \quad (2.13)$$

Αυτές οι εξισώσεις μπορούν να χρησιμεύσουν για την εύρεση της καταστατικής εξίσωσης  $\vec{m}(\vec{H}_a, T)$ , αν είναι γνωστή η  $F(\vec{m}, T)$  ή η  $G(\vec{H}_a, T)$ . Αν θεωρήσουμε αντιστρεπτή μεταβολή – όπου το σύστημα είναι σε θερμοδυναμική ισορροπία σε κάθε σημείο της μεταβολής – με σταθερή θερμοκρασία, τότε έχουμε  $dF = \vec{H}_a \cdot d\vec{m}$  και  $dG = -\vec{m} \cdot d\vec{H}_a$  και οι συνολικές μεταβολές  $\Delta F$  και  $\Delta G$  των ελεύθερων ενεργειών μπορούν να υπολογιστούν με ολοκλήρωση μεταξύ της αρχικής και της τελικής κατάστασης του συστήματος:

$$\Delta F = \int_{\text{init}}^{\text{final}} \vec{H}_a \cdot d\vec{m} \quad \Delta G = - \int_{\text{init}}^{\text{final}} \vec{m} \cdot d\vec{H}_a \quad (2.14)$$

Αυτές οι σχέσεις μπορούν να εφαρμοστούν μόνο σε ένα κομμάτι μιας πειραματικής καμπύλης  $\vec{m}(\vec{H}_a)$ , όταν η μη αντιστρεπτότητα λόγω του φαινομένου της υστέρησης και οι αντίστοιχες θερμικές απώλειες μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες.

### 2.2.3 Θερμοδυναμική συνάρτηση Landau και περιγραφή της υστέρησης

Για να γίνει εφικτή η θερμοδυναμική περιγραφή του φαινομένου της υστέρησης, απαιτείται η χρήση θερμοδυναμικών συναρτήσεων που να μπορούν να περιγράψουν ποσοτικά τις καταστάσεις μη ισορροπίας από τις οποίες περνάει το υλικό κατά τη διαγραφή ενός βρόχου υστέρησης, καθώς μεταβάλλεται το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_a$  σε συνθήκες σταθερής θερμοκρασίας  $T$ . Μια θερμοδυναμική συνάρτηση που είναι κατάλληλη για αυτό το σκοπό είναι η θερμοδυναμική συνάρτηση Landau ή ελεύθερη ενέργεια Landau  $G_L$ , που ορίζεται με τον τρόπο που περιγράφεται στη σημείωση Β'.1.3 (βλέπε σελίδα 162). Στην περίπτωση ενός μαγνητικού υλικού όμως υπάρχει μια βασική διαφορά, καθώς η καταστατική μεταβλητή της μαγνήτισης  $\vec{M}$  είναι στην πραγματικότητα και η ίδια μια συνάρτηση της θέσης  $\vec{x}$ . Συνεπώς η θερμοδυναμική συνάρτηση  $G_L$  είναι στην πραγματικότητα ένα συναρτησιακό που δίνει την τιμή της ελεύθερης ενέργειας  $G_L[\vec{M}(\vec{x})|\vec{H}_a, T]$  ενός μαγνητικού υλικού που έχει ομοιόμορφη θερμοκρασία  $T$  και βρίσκεται σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_a$ , όταν υπάρχει ο επιπλέον

περιορισμός ότι θα πρέπει να χαρακτηρίζεται από μια συγκεκριμένη χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x})$  της μαγνήτισης. Ο συμβολισμός  $G_L[\vec{M}(\vec{x})]$  χρησιμοποιείται για να τονίσει το γεγονός ότι η τιμή της  $G_L$  δεν εξαρτάται από την τιμή της μαγνήτισης σε μια συγκεκριμένη θέση αλλά από τη συνολική συναρτησιακή εξάρτηση  $\vec{M}(\vec{x})$ .

Εδώ θα πρέπει να τονίσουμε ότι, για να είναι εφικτή η θερμοδυναμική περιγραφή του φαινομένου της υστέρησης με τον τρόπο που περιγράφουμε στην παρούσα υποενότητα, θα πρέπει να υπάρχει σαφής διαχωρισμός στις χρονικές κλίμακες. Οι χρονικές κλίμακες στις οποίες αναφερόμαστε αφορούν τους χαρακτηριστικούς χρόνους εφησυχασμού του υλικού. Όταν το υλικό βρεθεί σε καθορισμένες συνθήκες, που περιγράφονται από τις εξωτερικά ελεγχόμενες μεταβλητές του εφαρμοζόμενου πεδίου  $\vec{H}_a$  και της θερμοκρασίας  $T$ , ξεκινά μια αυθόρμητη εσωτερική διαδικασία που τείνει να το φέρει σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας. Κατά τη διάρκεια αυτής της εσωτερικής διαδικασίας υπάρχει χρονική μεταβολή στους προσανατολισμούς των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_i$  που συνιστούν το μαγνητικό υλικό. Εμείς ενδιαφερόμαστε για μακροσκοπική περιγραφή του φαινομένου, όπου θα εμφανίζεται μόνο το μακροσκοπικό μέγεθος της μαγνήτισης  $\vec{M}(\vec{x})$ . Για να έχει νόημα ο ορισμός της  $G_L[\vec{M}(\vec{x})|\vec{H}_a, T]$  σε όλες τις ενδιάμεσες καταστάσεις μη ισορροπίας από όπου περνάει το υλικό κατά τη διάρκεια της διαδικασίας, θα πρέπει να είναι πάντα καλά ορισμένη η μακροσκοπικά παρατηρούμενη χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x})$ . Με αυτό τον τρόπο μπορούμε να περιγράψουμε τη διαδικασία χρησιμοποιώντας τη χρονική εξέλιξη της κατανομής  $\vec{M}(\vec{x})$ , που χρησιμεύει ως καταστατική μεταβλητή, χωρίς να φαίνεται η εξάρτηση από τη χρονική μεταβολή των  $\vec{m}_i$ . Αυτό οδηγεί στην απαίτηση για το διαχωρισμό στις χρονικές κλίμακες: ο χαρακτηριστικός χρόνος εφησυχασμού  $\tau_M$ , που απαιτείται ώστε η μαγνήτιση να αποκτήσει μια καλά καθορισμένη χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x})$  ως αποτέλεσμα των εσωτερικών διεργασιών, πρέπει να είναι πολύ μικρότερος από τον αντίστοιχο χρόνο εφησυχασμού  $\tau$ , που περιγράφει το ρυθμό με τον οποίο πλησιάζει συνολικά το υλικό προς τη θερμοδυναμική ισορροπία ( $\tau_M \ll \tau$ ). Αυτή η μεγάλη διαφορά στις χρονικές κλίμακες επιτρέπει τον υπολογισμό των θερμοδυναμικών μέσων τιμών σε δύο στάδια: πρώτα υπολογισμός μέσων τιμών με άθροιση επί όλων των μικροκαταστάσεων που αντιστοιχούν στην ίδια μακροσκοπική χωρική εξάρτηση  $\vec{M}(\vec{x})$ , μετά άθροιση για όλες τις δυνατές συναρτήσεις  $\vec{M}(\vec{x})$ . Ο διαχωρισμός σε δύο στάδια μας επιτρέπει να γράψουμε μια σχέση ανάλογη με την εξίσωση (B'.23):

$$\exp\left(-\frac{G(\vec{H}_a, T)}{k_B T}\right) = \sum_{\vec{M}(\vec{x})} \exp\left(-\frac{G_L[\vec{M}(\vec{x})|H, T]}{k_B T}\right) \quad (2.15)$$

Ο χρόνος εφησυχασμού  $\tau_M$  θα πρέπει να εξαρτάται από το μέγεθος των στοιχειωδών όγκων  $\Delta V$  που χρησιμοποιούνται στη διαδικασία υπολογισμού της μαγνήτισης. Η μαγνήτιση σε μια θέση  $\vec{x}$  είναι η μέση χωρική πυκνότητα  $\vec{M}(\vec{x}) = \sum_{i \in \Delta V} \vec{m}_i / \Delta V$  των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_i$  στο εσωτερικό ενός στοιχειώδους όγκου  $\Delta V$  γύρω από τη θέση  $\vec{x}$ . Ο στοιχειώδης όγκος  $\Delta V$  θα πρέπει να είναι αρκετά μεγάλος, ώστε να περικλείει μεγάλο αριθμό στοιχειωδών μαγνητικών ροπών και να καθιστά εφικτή τη χρήση των μεθόδων της θερμοδυναμικής. Ταυτόχρονα θα πρέπει να έχει μικρότερες διαστάσεις σε σχέση με το χαρακτηριστικό μήκος επί του οποίου αλλάζει σημαντικά η τιμή της μαγνήτισης. Δηλαδή, θα πρέπει να είναι μικρότερος από τις διαστάσεις των μακροσκοπικών δομών που θέλουμε να μπορεί να περιγράψει το θεωρητικό μοντέλο (π.χ. μαγνητικές περιοχές και τοιχώματά τους). Όταν λέμε ότι η μαγνήτιση έχει αποκτήσει μια καλά καθορισμένη χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x})$ , εννοούμε ότι το εσωτερικό κάθε στοιχειώδους όγκου  $\Delta V$  έχει φτάσει σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας ακόμα και αν αυτό δε συμβαίνει για ολόκληρο το υλικό. Έτσι για κάθε στοιχειώδη όγκο  $\Delta V$  ορίζεται μια μαγνητική ροπή  $\vec{M}(\vec{x})\Delta V$  χωρίς στατιστικές διακυ-

μάνσεις. Ο χρόνος εφησυχασμού  $\tau_M$  είναι ο μέσος χρόνος, που απαιτείται για να φτάσουν όλοι οι στοιχειώδεις όγκοι  $\Delta V$  σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, και λογικά θα πρέπει να μεγαλώνει με την αύξωση της τιμής του  $\Delta V$ . Ο ορισμός της  $G_L[\vec{M}(\vec{x})|\vec{H}_a, T]$  έχει νόημα μόνο υπό την προϋπόθεση αυτής της τοπικής θερμοδυναμικής ισορροπίας και της ιδιότητας  $\tau_M \ll \tau$  του αντίστοιχου χρόνου εφησυχασμού.

## 2.3 Αλληλεπίδραση ανταλλαγής

Στην προηγούμενη ενότητα είδαμε ότι η συμπεριφορά των μαγνητικών υλικών χαρακτηρίζεται από την καταστατική εξίσωση  $\vec{M}(\vec{H})$ . Όμως απαιτείται μελέτη της εσωτερικής δομής ενός υλικού, για να καθοριστούν οι διαδικασίες που κάνουν το υλικό να εμφανίζει σε μακροσκοπικό επίπεδο την εξάρτηση  $\vec{M}(\vec{H})$  που το χαρακτηρίζει. Από αυτή την άποψη υπάρχουν δύο βασικοί μηχανισμοί που, μαζί με τις μαγνητοστατικές αλληλεπιδράσεις, καθορίζουν τη συμπεριφορά των μαγνητικών υλικών: η αλληλεπίδραση/σύζευξη ανταλλαγής (exchange coupling) και η ανισοτροπία (anisotropy). Σε αυτή την ενότητα θα ασχοληθούμε με τη αλληλεπίδραση ανταλλαγής. Πρόκειται για κβαντικό φαινόμενο, που είναι το αποτέλεσμα της ηλεκτροστατικής αλληλεπίδρασης μεταξύ των ηλεκτρονίων των ατόμων σε συνδυασμό με την απαγορευτική αρχή του Pauli. Η αλληλεπίδραση ανταλλαγής σχετίζεται με το φαινομενολογικό μοριακό πεδίο  $H_W$ , που όρισε ο Weiss για να εξηγήσει την ύπαρξη των σιδηρομαγνητικών υλικών, και ευνοεί τον παράλληλο προσανατολισμό των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών για τη δημιουργία ομοιόμορφης μαγνήτισης [64].

Η βασική ιδέα για την ερμηνεία της αλληλεπίδρασης ανταλλαγής μπορεί να περιγραφεί αν θεωρήσουμε δύο ηλεκτρόνια. Η απαγορευτική αρχή του Pauli ορίζει ότι η ολική κυματοσυνάρτηση, που είναι το γινόμενο της χωρικής κυματοσυνάρτησης με την κυματοσυνάρτηση του spin, πρέπει να είναι αντισυμμετρική ως προς την ανταλλαγή θέσεων μεταξύ των ηλεκτρονίων. Έτσι θα πρέπει ή η χωρική κυματοσυνάρτηση να είναι συμμετρική και η κυματοσυνάρτηση του spin αντισυμμετρική (spin αντιπαράλληλα, κατάσταση singlet με  $S=0$  για το ολικό spin) ή αντίστροφα να είναι η χωρική κυματοσυνάρτηση αντισυμμετρική και η κυματοσυνάρτηση του spin συμμετρική (spin παράλληλα, κατάσταση triplet με  $S=1$  για το ολικό spin). Όμως η ηλεκτροστατική ενέργεια που αντιστοιχεί στη συμμετρική χωρική κυματοσυνάρτηση είναι διαφορετική από την αντίστοιχη ηλεκτροστατική ενέργεια της αντισυμμετρικής χωρικής κυματοσυνάρτησης, λόγω διαφορετικής μέσης απόστασης των ηλεκτρονίων. Έτσι τελικά προκύπτει μια εξάρτηση της μέσης τιμής της ηλεκτροστατικής ενέργειας των ηλεκτρονίων από το σχετικό προσανατολισμό των spin τους. Το κομμάτι αυτό της χαμιλτονιανής που εξαρτάται από το σχετικό προσανατολισμό των spin έχει τη μορφή:

$$\hat{H}_{\text{spin}} = -2J\hat{S}_1 \cdot \hat{S}_2 = -J(\hat{S}^2 - \hat{S}_1^2 - \hat{S}_2^2) \quad (2.16)$$

όπου  $\hat{S}_1, \hat{S}_2$  είναι οι διανυσματικοί τελεστές των spin των δύο ηλεκτρονίων,  $\hat{S} = \hat{S}_1 + \hat{S}_2$  ο τελεστής του ολικού spin και  $2J = E_{\text{singlet}} - E_{\text{triplet}}$  είναι η διαφορά των ηλεκτροστατικών ενεργειών για τις δύο περιπτώσεις σχετικών προσανατολισμών των ηλεκτρονικών spin [52, 53]. Η σταθερά  $J$  είναι η λεγόμενη σταθερά ή ολοκληρώμα ανταλλαγής. Αν είναι  $J > 0$ , τότε ευνοείται ενεργειακά ο παράλληλος σχετικός προσανατολισμός των spin. Αντίθετα για  $J < 0$  ευνοείται ενεργειακά ο αντιπαράλληλος σχετικός προσανατολισμός [52, 53]. Η χαμιλτονιανή  $\hat{H}_{\text{spin}}$  - που περιγράφει την αλληλεπίδραση ανταλλαγής - εξαρτάται μόνο από το μέτρο  $S(S+1)$  του ολικού spin και όχι από την κατεύθυνσή του, δηλαδή η αλληλεπίδραση ανταλλαγής είναι ισότροπη [52, 46].

Στη γενική περίπτωση ενός μακροσκοπικού υλικού, θα πρέπει να συνυπολογιστούν οι ηλεκτροστατικές αλληλεπιδράσεις ενός τεράστιου αριθμού ηλεκτρονίων που οι κυματοσυναρτήσεις τους είναι εντοπισμένες γύρω από ιόντα. Επιπλέον, στην περίπτωση των μετάλλων, θα πρέπει να συνυπολογιστεί και η συνεισφορά των ηλεκτρονίων που κινούνται σε αποστάσεις μακροσκοπικής κλίμακας (itinerant electrons). Παρά την πολυπλοκότητα του προβλήματος αναγνωρίστηκε, ήδη από τα πρώτα χρόνια ανάπτυξης της κβαντομηχανικής, ότι θα πρέπει να υπάρχουν αλληλεπιδράσεις της μορφής που περιγράφει η εξίσωση (2.16) μεταξύ όλων των γειτονικών ιόντων. Έτσι προκύπτει η χαμιλτονιανή του Heisenberg [64, 53]

$$\hat{H} = - \sum_{i,j} J_{ij} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j = -2 \sum_{i>j} J_{ij} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j \quad (2.17)$$

που χρησιμοποιείται συχνά στη μελέτη τέτοιων προβλημάτων. Το  $\hat{S}_i$  είναι ο διανυσματικός τελεστής του ολικού spin του ιόντος που βρίσκεται στη θέση  $\vec{x}_i$  κάποιου πλέγματος. Το  $J_{ij}$  είναι το ολοκλήρωμα ανταλλαγής που εκφράζει πόσο ισχυρή είναι η αλληλεπίδραση ανταλλαγής μεταξύ των ιόντων που βρίσκονται στις θέσεις  $\vec{x}_i$  και  $\vec{x}_j$  του πλέγματος. Η αλληλεπίδραση ανταλλαγής είναι μικρής εμβέλειας, οπότε ο περιορισμός της άθροισης της σχέσης (2.17) μόνο στους κοντινούς γείτονες δεν επηρεάζει πρακτικά τα αποτελέσματα των υπολογισμών [64, 53]. Για  $J_{ij}>0$  ευνοείται ο παράλληλος σχετικός προσανατολισμός των spin και άρα των αντίστοιχων στοιχειωδών μαγνητικών ροπών, οπότε προκύπτει η σιδηρομαγνητική συμπεριφορά. Η βασική ενεργειακή στάθμη (ground state)  $\mathcal{U}_{EX}^{\text{ground}}$  αντιστοιχεί σε πλήρη ευθυγράμμιση όλων των spin του υλικού προς την ίδια κατεύθυνση, ενώ κάθε απόκλιση από τον παράλληλο σχετικό προσανατολισμό αυξάνει την τιμή της ενέργειας ανταλλαγής  $\mathcal{U}_{EX}$  [64].

## 2.4 Μαγνητική ανισοτροπία

Στην προηγούμενη ενότητα είδαμε ότι η αλληλεπίδραση ανταλλαγής είναι ισότροπη [52, 46]. Αυτό σημαίνει ότι η ενέργεια ανταλλαγής  $\Delta\mathcal{U}_{EX}$  ενός στοιχειώδους όγκου  $\Delta V$  είναι ανεξάρτητη από τον προσανατολισμό της μαγνήτισης  $\vec{M}$ , εφόσον το μέτρο  $|\vec{M}|$  παραμένει σταθερό. Στην πράξη όμως πάντα υπάρχουν φαινόμενα, που έχουν ως αποτέλεσμα την άρση αυτής της σφαιρικής συμμετρίας της ενέργειας ανταλλαγής και την εμφάνιση συγκεκριμένων προσανατολισμών της μαγνήτισης όπου η ενέργεια ελαχιστοποιείται. Αυτό είναι το φαινόμενο της μαγνητικής ανισοτροπίας. Σε αυτή την ενότητα θα δώσουμε μια γενική φαινομενολογική περιγραφή της ανισοτροπίας και στη συνέχεια μια σύντομη περιγραφή των μηχανισμών που ευθύνονται γι αυτή.

Η μακροσκοπική περιγραφή της ανισοτροπίας επιτυγχάνεται με την προσθήκη, στην ενέργεια ανταλλαγής  $\Delta\mathcal{U}_{EX}(|\vec{M}|)$  ενός στοιχειώδους όγκου  $\Delta V$ , ενός επιπλέον ενεργειακού όρου  $\Delta\mathcal{U}_{AN}(\vec{M})$  που εξαρτάται από τον προσανατολισμό της μαγνήτισης. Θεωρούμε έναν στοιχειώδη όγκο  $\Delta V$  με ομοιόμορφη μαγνήτιση  $\vec{M}$  στο εσωτερικό του και σταθερή ομοιόμορφη θερμοκρασία  $T$ , οπότε θα είναι  $|\vec{M}|=M_s(T)$  (όπου  $M_s(T)$  η μαγνήτιση κόρου σε αυτή τη θερμοκρασία) και χρησιμοποιούμε το μοναδιαίο διάνυσμα  $\hat{m}=\vec{M}/M_s$  αντί για τη μαγνήτιση  $\vec{M}$ . Έτσι ορίζεται η χωρική πυκνότητα  $f_{AN}(\hat{m})=\Delta\mathcal{U}_{AN}(\hat{m})/\Delta V$  της ενέργειας ανισοτροπίας. Η εξάρτηση από τον προσανατολισμό  $\hat{m}$  της μαγνήτισης εκφράζεται συνήθως μέσω των γωνιών  $\theta$  και  $\phi$  των σφαιρικών συντεταγμένων και η συνάρτηση  $f_{AN}(\theta, \phi)$  μπορεί να παρασταθεί γραφικά ως μια επιφάνεια ( $m_x=\sin\theta\cos\phi$ ,  $m_y=\sin\theta\sin\phi$ ,  $m_z=\cos\theta$ ). Οι προσανατολισμοί  $\hat{m}$  της μαγνήτισης που ευνοούνται ενεργειακά είναι οι λεγόμενοι άξονες εύκολης μαγνήτισης (easy magnetization axes) και αντιστοιχούν σε τοπικά ελάχιστα της συνάρτησης  $f_{AN}(\hat{m})$ .

Αυτά τα τοπικά ελάχιστα ικανοποιούν τη συνθήκη ισορροπίας

$$\frac{\partial f_{AN}(\hat{m})}{\partial \hat{m}} = 0 \quad (2.18)$$

Οι λύσεις  $\hat{m}$  αυτής της εξίσωσης θα πρέπει να ικανοποιούν την επιπλέον συνθήκη  $|\hat{m}|=1$ , και περιλαμβάνουν και άλλου είδους ακρότατα εκτός από τοπικά ελάχιστα (π.χ. τοπικά μέγιστα, σαγματικά σημεία).

### 2.4.1 Ειδικές περιπτώσεις με μεγάλο βαθμό συμμετρίας

Οι συμμετρίες της ενεργειακής επιφάνειας  $f_{AN}(\hat{m})$  με  $|\hat{m}|=1$  καθορίζουν το πλήθος και τα είδη των ακρότατων τιμών. Συνήθως η  $f_{AN}(\hat{m})$  γράφεται με τη μορφή δυναμοσειράς που περιέχει δυνάμεις των συνιστωσών  $m_x$ ,  $m_y$  και  $m_z$ . Κατά κανόνα η  $f_{AN}(\hat{m})$  παραμένει αναλλοίωτη κάτω από αντιστροφές  $\hat{m} \rightarrow -\hat{m}$ , οπότε το ανάπτυγμα θα περιέχει μόνο δυνάμεις των  $m_x^2$ ,  $m_y^2$  και  $m_z^2$ . Οι συμμετρίες καθορίζουν τη μορφή του αναπτύγματος και βοηθούν στην ταξινόμηση των διάφορων ειδικών περιπτώσεων, όπως είναι η μονοαξονική ανισοτροπία και η κυβική ανισοτροπία. Αυτές οι δύο περιπτώσεις ανισοτροπίας μας ενδιαφέρουν πολύ, γιατί εμφανίζονται στα διμεταλλικά κράματα  $Co_{50}Pt_{50}$  και  $Fe_{50}Pt_{50}$  που είναι τα βασικά υλικά για την παρασκευή των δειγμάτων της παρούσας διατριβής.

#### Μονοαξονική ανισοτροπία (uniaxial anisotropy)

Στην περίπτωση της μονοαξονικής ανισοτροπίας η επιφάνεια  $f_{AN}(\hat{m})$  χαρακτηρίζεται από κυλινδρική συμμετρία γύρω από κάποιον άξονα, τον λεγόμενο άξονα ανισοτροπίας (anisotropy axis), που συνήθως τον ταυτίζουμε με το άξονα  $z$ . Έτσι η  $f_{AN}(\hat{m})$  παραμένει αναλλοίωτη κάτω από στροφές γύρω από τον άξονα ανισοτροπίας και η τιμή της εξαρτάται μόνο από τη γωνία μεταξύ της μαγνήτισης και αυτού του άξονα, δηλαδή μόνο από τη γωνία  $\theta$  (ή ισοδύναμα μόνο από την  $m_z = \cos \theta$ ). Η δυναμοσειρά που περιγράφει την πυκνότητα της ενέργειας ανισοτροπίας θα περιέχει μόνο άρτιες δυνάμεις του  $\cos \theta$  ή ισοδύναμα μόνο άρτιες δυνάμεις του  $\sin \theta$  (επειδή  $\cos^2 \theta + \sin^2 \theta = 1$ ):

$$f_{AN}(\hat{m}) = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + \dots \quad (2.19)$$

όπου οι σταθερές ανισοτροπίας  $K_0, K_1, K_2, K_3, \dots$  έχουν διαστάσεις ενέργειας ανά μονάδα όγκου. Σε αυτή την υποενότητα θα ασχοληθούμε με τη σχετικά απλή περίπτωση, κατά την οποία θεωρούμε ότι μόνο οι  $K_0$  και  $K_1$  είναι μη μηδενικές. Τότε είναι  $f_{AN}(\hat{m}) = K_0 + K_1 \sin^2 \theta$  και διακρίνουμε δύο περιπτώσεις:

(α)  $K_1 > 0$ : Η  $f_{AN}(\hat{m})$  έχει δύο ελάχιστα, ένα για  $\theta=0$  και ένα για  $\theta=\pi$ , δηλαδή η ενέργεια ανισοτροπίας ελαχιστοποιείται όταν η μαγνήτιση είναι παράλληλη προς τον άξονα  $z$  (άξονα ανισοτροπίας) είτε κατά τη θετική είτε κατά την αρνητική φορά. Ο άξονας ανισοτροπίας είναι ένας άξονας εύκολης μαγνήτισης, με τους δύο δυνατούς προσανατολισμούς να είναι ενεργειακά ισοδύναμοι. Αυτό το είδος ανισοτροπίας είναι γνωστό ως ανισοτροπία εύκολου άξονα (easy-axis anisotropy). Αν θεωρήσουμε μικρές αποκλίσεις  $\theta$  της μαγνήτισης από τον άξονα ανισοτροπίας, τότε είναι  $\sin^2 \theta \approx \theta^2$  και  $\cos \theta \approx 1 - \theta^2/2$ , οπότε παίρνουμε  $\sin^2 \theta \approx 2 - 2 \cos \theta$  και  $f_{AN}(\hat{m}) = K_0 + 2K_1 - 2K_1 \cos \theta$ . Ορίζουμε το πεδίο ανισοτροπίας  $\vec{H}_{AN}$  με κατεύθυνση παράλληλη προς τον άξονα εύκολης μαγνήτισης και μέτρο

$$H_{AN} = \frac{2K_1}{M_s} \quad (2.20)$$

οπότε η  $\theta$  θα είναι η γωνία μεταξύ της μαγνήτισης  $\vec{M}=M_s\hat{m}$  και του  $\vec{H}_{AN}$ . Τότε είναι  $\vec{M}\cdot\vec{H}_{AN} = 2K_1 \cos\theta$  και  $f_{AN}(\hat{m}) \approx K_0+2K_1-\vec{M}\cdot\vec{H}_{AN}$ . Δηλαδή η γωνιακή εξάρτηση της ενέργειας είναι με καλή προσέγγιση αυτή που θα προέκυπτε αν υπήρχε ένα μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_{AN}$ . Το πεδίο ανισοτροπίας  $\vec{H}_{AN}$  μας δίνει ένα μέτρο του πόσο έντονο είναι το φαινόμενο της ανισοτροπίας και της ροπής που πρέπει να ασκηθεί για να στραφεί η μαγνήτιση σε άλλη διεύθυνση από αυτήν του άξονα εύκολης μαγνήτισης.

(β)  $K_1<0$ : Η  $f_{AN}(\hat{m})$  έχει ένα ελάχιστο για  $\theta=\pi/2$ , δηλαδή η ενέργεια ανισοτροπίας ελαχιστοποιείται όταν η μαγνήτιση είναι κάθετη προς τον άξονα  $z$  (άξονα ανισοτροπίας). Όλες οι διευθύνσεις που βρίσκονται πάνω στο επίπεδο  $xy$  είναι άξονες εύκολης μαγνήτισης και είναι ενεργειακά ισοδύναμες. Αυτό το είδος ανισοτροπίας είναι γνωστό ως ανισοτροπία εύκολου επιπέδου (*easy-plane anisotropy*).

## Κυβική ανισοτροπία (cubic anisotropy)

Θεωρούμε τώρα την περίπτωση όπου η ενέργεια ανισοτροπίας  $f_{AN}(\hat{m})$  χαρακτηρίζεται από κυβική συμμετρία. Πρόκειται για το είδος ανισοτροπίας που εμφανίζεται όταν υπάρχει σύζευξη του *spin* με το κρυσταλλικό πλέγμα σε κυβικούς κρυστάλλους. Η κυβική συμμετρία συνεπάγεται την ύπαρξη τριών ενεργειακά ισοδύναμων εννοούμενων προσανατολισμών της μαγνήτισης, παράλληλα προς τους άξονες  $x$ ,  $y$  και  $z$ . Η χαμηλότερης τάξης συνεισφορά των  $m_x^2$ ,  $m_y^2$  και  $m_z^2$  στο ανάπτυγμα της  $f_{AN}(\hat{m})$ , που είναι συμβατή με την κυβική συμμετρία, είναι η συνεισφορά δεύτερης τάξης  $m_x^2+m_y^2+m_z^2=|\hat{m}|^2=1$ . Αφού πρόκειται για σταθερή ποσότητα, απομένουν μόνο οι όροι από τέταρτη τάξη και πάνω. Λόγω της κυβικής συμμετρίας, οι όροι τέταρτης τάξης θα είναι οι  $m_x^4+m_y^4+m_z^4$  και  $m_x^2m_y^2+m_y^2m_z^2+m_z^2m_x^2$ . Είναι όμως  $m_x^4+m_y^4+m_z^4+2(m_x^2m_y^2+m_y^2m_z^2+m_z^2m_x^2) = (m_x^2+m_y^2+m_z^2)^2 = 1$ , οπότε μένει μόνο η εξάρτηση από τον όρο  $m_x^2m_y^2+m_y^2m_z^2+m_z^2m_x^2$ . Με την ίδια λογική καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι ο μόνος ανεξάρτητος όρος έκτης τάξης είναι ο  $m_x^2m_y^2m_z^2$ , εξαιτίας του περιορισμού  $m_x^2+m_y^2+m_z^2=|\hat{m}|^2=1$ . Έτσι, στην περίπτωση της κυβικής ανισοτροπίας, το ανάπτυγμα της  $f_{AN}(\hat{m})$  παίρνει την ακόλουθη μορφή:

$$\begin{aligned} f_{AN}(\hat{m}) &= K_0 + K_1(m_x^2m_y^2 + m_y^2m_z^2 + m_z^2m_x^2) + K_2m_x^2m_y^2m_z^2 + \dots = \\ &= K_0 + K_1\sin^2\theta \left( \cos^2\theta + \frac{\sin(2\phi)}{4}\sin^2\theta \right) + \\ &\quad + \frac{K_2}{16}\sin^2\theta\sin^2(2\theta)\sin^2(2\phi) + \dots \end{aligned} \quad (2.21)$$

Σε αυτή την υποενότητα θα ασχοληθούμε με τη σχετικά απλή περίπτωση, κατά την οποία θεωρούμε ότι μόνο οι  $K_0$  και  $K_1$  είναι μη μηδενικές.

### 2.4.2 Μηχανισμοί μαγνητικής ανισοτροπίας

#### Μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία

Όπως αναφέρθηκε ήδη στην υποενότητα Β'.1.11, η ενέργεια των αλληλεπιδράσεων ανταλλαγής των ατομικών *spin* μπορεί να περιέχει όρους που εξαρτώνται από τις συμμετρίες του πλέγματος πάνω στο οποίο βρίσκονται. Εκτός όμως από τις αλληλεπιδράσεις των ατομικών *spin* μεταξύ τους υπάρχουν και οι αλληλεπιδράσεις τους με το πλέγμα, που δίνουν επιπλέον ενεργειακούς όρους οι οποίοι εξαρτώνται από τον προσανατολισμό της μαγνήτισης και συνεισφέρουν στην ενέργεια ανισοτροπίας. Όλοι οι επιπλέον ενεργειακοί όροι που σχετίζονται

με μηχανισμούς σύζευξης spin-πλέγματος συνιστούν τη λεγόμενη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία. Ο κύριος μηχανισμός σύζευξης spin-πλέγματος είναι η σύζευξη μεταξύ spin και τροχιακής στροφορμής (spin-orbit coupling). Αυτού του είδους η σύζευξη είναι το αποτέλεσμα της μαγνητικής αλληλεπίδρασης μεταξύ των μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_{S_i}$  που οφείλονται στα ατομικά spin  $\vec{S}_i$  και των αντίστοιχων μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_{L_i}$  που οφείλονται στις τροχιακές στροφορμές  $\vec{L}_i$  των ατομικών τροχιακών και είναι άθροισμα όρων ανάλογων προς τα φαινόμενα  $\vec{L}_i \cdot \vec{S}_i$ . Εξαιτίας αυτής της σύζευξης, τα ατομικά τροχιακά τείνουν να ακολουθούν τη στροφή των ατομικών spin όταν αλλάζει προσανατολισμό η μαγνήτιση. Όμως, λόγω της ηλεκτροστατικής αλληλεπίδρασης των ατόμων (ή ιόντων) του πλέγματος, είναι πιθανό να μην είναι όλοι οι προσανατολισμοί των ατομικών τροχιακών ενεργειακά ισοδύναμοι. Το αποτέλεσμα μπορεί να είναι η ύπαρξη ανισοτροπικών διορθώσεων της ενέργειας ανταλλαγής, δηλαδή επιπλέον ενεργειακών όρων που εξαρτώνται από τον προσανατολισμό  $\hat{m}$  της μαγνήτισης και συνιστούν τη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία (οι επιπρόσθετες αλληλεπιδράσεις μπορούν να θεωρηθούν ως διαταραχή της χαμιλτονιανής  $\hat{H}$  της εξίσωσης (2.17) και να γίνει υπολογισμός των ανισοτροπικών διορθώσεων της ενέργειας ανταλλαγής με χρήση θεωρίας διαταραχών). Λόγω της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας ευνοείται ο προσανατολισμός της μαγνήτισης κατά μήκος διευθύνσεων που καθορίζονται από τις συμμετρίες του πλέγματος.

Στην πραγματικότητα τα πιθανότερα σενάρια είναι δύο, και το ποιο θα ισχύσει εξαρτάται από τη σχετική ισχύ των αλληλεπιδράσεων που καθορίζουν τη συμπεριφορά ενός ατόμου (ή ιόντος) που καταλαμβάνει μια πλεγματοική θέση. Η αλληλεπίδραση ανταλλαγής είναι πάντα η πιο ισχυρή αλληλεπίδραση, οπότε το σενάριο που θα ισχύσει εξαρτάται από τη σχετική ισχύ των άλλων δύο αλληλεπιδράσεων: της αλληλεπίδρασης με το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται στην περιοχή του ατόμου (ή ιόντος) από τα γειτονικά άτομα (ή ιόντα) του πλέγματος (το λεγόμενο κρυσταλλικό πεδίο) και της σύζευξης spin και τροχιακής στροφορμής. Λόγω αυτών των δύο αλληλεπιδράσεων, τα ατομικά τροχιακά είναι ταυτόχρονα συζευγμένα με το πλέγμα (αλληλεπίδραση με το κρυσταλλικό πεδίο) και τη μαγνήτιση (σύζευξη τροχιακής στροφορμής με το spin), οπότε έχουμε τις περιπτώσεις:

(α) Όταν υπερισχύει η σύζευξη τροχιακών και κρυσταλλικού πεδίου, τότε η τροχιακή στροφορμή  $\vec{L}$  έχει σταθερό προσανατολισμό στο χώρο και το spin  $\vec{S}$  στρέφεται μαζί με τη μαγνήτιση  $\vec{M}$ , ενώ η ενέργεια ανισοτροπίας προκύπτει από τη μεταβαλλόμενη ενέργεια της σύζευξης spin και τροχιακής στροφορμής που είναι ανάλογη προς το γινόμενο  $\vec{L} \cdot \vec{S}$ .

(β) Όταν υπερισχύει η σύζευξη spin και τροχιακής στροφορμής, τότε η τροχιακή στροφορμή  $\vec{L}$  στρέφεται μαζί με το spin  $\vec{S}$  και τη μαγνήτιση  $\vec{M}$ , ενώ η ενέργεια ανισοτροπίας προκύπτει από τις μεταβολές του προσανατολισμού της  $\vec{L}$  σε σχέση με το πλέγμα (δηλαδή από τις μεταβολές της ενέργειας των κυματοσυναρτήσεων των ηλεκτρονίων που στρέφονται μέσα στο κρυσταλλικό πεδίο). Πρόσθετες ανισοτροπικές διορθώσεις της ενέργειας ανταλλαγής, που συνεισφέρουν στην ενέργεια ανισοτροπίας, προκύπτουν από τη μεταβολή του βαθμού αλληλοεπικάλυψης των κυματοσυναρτήσεων των ηλεκτρονίων κατά τη στροφή τους μαζί με τη μαγνήτιση λόγω της σύζευξης spin και τροχιακής στροφορμής.

## Ανισοτροπία σχήματος

Το αίτιο για την ύπαρξη της ανισοτροπίας σχήματος (shape anisotropy) δεν είναι κάποιος νέος φυσικός μηχανισμός, διαφορετικός από αυτούς που έχουμε περιγράψει ως τώρα, αλλά η μαγνητοστατική ενέργεια του υλικού (ενότητα 2.2). Πρέπει όμως να λαμβάνεται υπόψη, γιατί μπορεί να επηρεάσει σε σημαντικό βαθμό τη μαγνητική συμπεριφορά ενός υλικού. Για να δώσουμε ποσοτικό χαρακτήρα στην περιγραφή της ανισοτροπίας σχήματος ας θεωρήσουμε ένα κομμάτι μαγνητισμένου υλικού με ελλειψοειδές σχήμα, που έχει ομοιόμορφη μαγνήτιση

$\vec{M}=M_s\hat{m}$  σε όλη την έκτασή του (μέτρο  $M_s$  και διεύθυνση  $\hat{m}$ ). Τότε, σύμφωνα με τη σχέση (B'.131) της σημείωσης B'.1.10, η πυκνότητα της μαγνητοστατικής ενέργειας στο υλικό έχει τη μορφή [65]:

$$f_M(\hat{m}) = f_M(m_x, m_y, m_z) = \frac{M_s^2}{2}(N_a m_x^2 + N_b m_y^2 + N_c m_z^2) \quad (2.22)$$

όπου  $m_x^2+m_y^2+m_z^2=|\hat{m}|^2=1$  και  $N_a, N_b, N_c$  είναι οι συντελεστές απομαγνήτισης του ελλειψοειδούς κατά μήκος των κύριων αξόνων του  $a, b, c$  με  $N_a+N_b+N_c=4\pi$  (θεωρούμε ως άξονες  $Ox, Oy, Oz$  του συστήματος συντεταγμένων τους  $a, b, c$ ). Δηλαδή η ενεργειακή επιφάνεια  $f_M(\hat{m})$  έχει ελλειψοειδές σχήμα, που όμως είναι συμπληρωματικό προς το ελλειψοειδές σχήμα του μαγνητισμένου υλικού, με την έννοια ότι μεγάλος (μικρός) κύριος άξονας αντιστοιχεί σε μικρό (μεγάλο) συντελεστή απομαγνήτισης και άρα μικρή (μεγάλη)  $f_M(\hat{m})$  όταν η διεύθυνση  $\hat{m}$  της μαγνήτισης είναι παράλληλη προς αυτόν τον άξονα [65]. Στην περίπτωση που το υλικό έχει σχήμα ελλειψοειδούς εκ περιστροφής – όπου οι δύο κύριοι άξονες έχουν το ίδιο μήκος – θα υπάρχει περιστροφική συμμετρία περί τον τρίτο κύριο άξονα, που τον ταυτίζουμε με τον άξονα  $Oz$  και αναλύουμε την  $\hat{m}$  σε συνιστώσες κάθετες ( $m_x, m_y$ ) και παράλληλες ( $m_z$ ) προς αυτόν. Θα είναι τότε  $N_a=N_b=N_\perp, N_c=N_\parallel$  και  $2N_\perp+N_\parallel=4\pi$  και έτσι (επειδή  $m_x=\sin\theta\cos\phi, m_y=\sin\theta\sin\phi, m_z=\cos\theta$ ) η σχέση (2.22) παίρνει την ακόλουθη μορφή [65]:

$$\begin{aligned} f_M(\hat{m}) &= \frac{M_s^2}{2} [N_\perp(m_x^2 + m_y^2) + N_\parallel m_z^2] = \frac{M_s^2}{2} (N_\perp \sin^2 \theta + N_\parallel \cos^2 \theta) = \\ &= \frac{M_s^2}{2} N_\parallel + \frac{M_s^2}{2} (N_\perp - N_\parallel) \sin^2 \theta = \frac{M_s^2}{2} N_\parallel + \frac{M_s^2}{4} (4\pi - 3N_\parallel) \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (2.23)$$

Η ενεργειακή επιφάνεια  $f_M(\hat{m})$  της σχέσης (2.23) έχει τις συμμετρίες που χαρακτηρίζουν τη μονοαξονική ανισοτροπία. Αναφερόμαστε σε αυτήν καλώντας την ανισοτροπία σχήματος, αφού το αίτιό της είναι το γεωμετρικό σχήμα του υλικού [65]. Η σταθερά ανισοτροπίας που προκύπτει από τη σχέση (2.23) είναι:

$$K_M = \frac{M_s^2}{2} (N_\perp - N_\parallel) = \frac{M_s^2}{4} (4\pi - 3N_\parallel) \quad (2.24)$$

Για  $N_\perp > N_\parallel$  (επιμήκες σχήμα) έχουμε ανισοτροπία εύκολου άξονα, με άξονα εύκολης μαγνήτισης τον άξονα της περιστροφικής συμμετρίας. Για  $N_\perp < N_\parallel$  (πεπλατυσμένο σχήμα) έχουμε ανισοτροπία εύκολου επιπέδου, με όλες τις διευθύνσεις που είναι κάθετες στον άξονα της περιστροφικής συμμετρίας να είναι άξονες εύκολης μαγνήτισης ενεργειακά ισοδύναμοι.

## 2.5 Ελεύθερη ενέργεια σιδηρομαγνητικών υλικών

Στις προηγούμενες ενότητες περιγράφηκαν οι τρεις κύριοι όροι που αναμένεται να συνεισφέρουν στη συνολική ενέργεια ενός σιδηρομαγνητικού υλικού: μαγνητοστατική αλληλεπίδραση, αλληλεπίδραση ανταλλαγής, ανισοτροπία. Αφού είναι γνωστή η γενική μορφή όλων των επιμέρους ενεργειακών όρων, μπορούμε να γράψουμε μια έκφραση για την ελεύθερη ενέργεια Landau  $G_L[\vec{M}(\vec{x})|\vec{H}_a, T]$  του υλικού. Αρκεί να προσθέσουμε όλους αυτούς τους ενεργειακούς όρους, λαμβάνοντας υπόψη και την ενέργεια της αλληλεπίδρασης με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_a$ . Έτσι καταλήγουμε στην ακόλουθη εξίσωση, που είναι μια ικανοποιητική προσέγγιση για την τιμή της  $G_L$  όταν θεωρούμε θερμοδυναμικές διαδικασίες όπου η θερμοκρασία  $T$  παραμένει σταθερή (ολοκλήρωση στην περιοχή  $\Omega$  που καταλαμβάνει το υλικό):

$$G_L[\vec{M}(\vec{x})|\vec{H}_a] = \int_\Omega \left( A(\vec{\nabla}\hat{m})^2 + f_{AN}(\hat{m}; \underline{n}) - \frac{M_s}{2} \vec{H}_M \cdot \hat{m} - M_s \vec{H}_a \cdot \hat{m} \right) d^3x \quad (2.25)$$



όπου  $\hat{m}(\vec{x}) = \vec{M}(\vec{x})/M_s$  το μοναδιαίο διανυσματικό πεδίο που περιγράφει πώς αλλάζει η διεύθυνση της μαγνήτισης και  $\underline{n}(\vec{x})$  το τοπικό σύστημα αξόνων εύκολης μαγνήτισης και σταθερών ανισοτροπίας στην περιοχή της θέσης  $\vec{x}$ . Εδώ πρέπει να σημειώσουμε ότι η  $G_L$  εξαρτάται από το μέγεθος του στοιχειώδους όγκου  $\Delta V$  που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό μακροσκοπικών μέσων τιμών όλων των φυσικών μεγεθών, μέσω μιας εξίσωσης της μορφής (B'.1). Αυτή η εξάρτηση, αν και δεν είναι εμφανής, είναι ενσωματωμένη στην εξίσωση (2.25). Η περιγραφή ολοκληρώνεται από τις εξισώσεις (2.4), που η επίλυσή τους δίνει το μαγνητοστατικό πεδίο  $\vec{H}_M(\vec{x})$  που προκαλείται από τη μαγνήτιση  $\vec{M}(\vec{x})$ . Οι εξισώσεις (2.25) και (2.4) συνιστούν ένα αυτοσυνεπές σύστημα εξισώσεων πάνω στο οποίο βασίζεται η μικρομαγνητική προσέγγιση (*micromagnetics*) της περιγραφής των ιδιοτήτων και της συμπεριφοράς ενός μαγνητικού υλικού.

## 2.6 Ελαχιστοποίηση ελεύθερης ενέργειας και δομή σιδηρομαγνητικών υλικών

### 2.6.1 Ανταγωνιστικοί ενεργειακοί όροι και η εμβέλειά τους

Ο διαδικασία υπολογισμού των χωρικών κατανομών  $\vec{M}(\vec{x})$  της μαγνήτισης που δίνουν ακρότατες τιμές στο σηναρτησιακό  $G_L[\vec{M}(\vec{x})|\vec{H}_a]$  θα περιγραφεί στην επόμενη υποενότητα. Εδώ θα προσπαθήσουμε να βγάλουμε συμπεράσματα για την τάξη μεγέθους χαρακτηριστικών παραμέτρων ενός σιδηρομαγνητικού υλικού, με τη χρήση ημιποιοτικών προσεγγιστικών μεθόδων. Τα αποτελέσματα δε θα είναι ακριβή από ποσοτική άποψη, αλλά τα συμπεράσματα που θα προκύψουν έχουν γενική ισχύ σε ότι αφορά τη συμπεριφορά των σιδηρομαγνητικών υλικών. Το πρώτο βήμα είναι η απλοποίηση της εξίσωσης (2.25). Στη γενική περίπτωση ενός υλικού, που χαρακτηρίζεται από ανομοιογένεια ως προς τις ιδιότητές του (π.χ. πολυκρυσταλλικό υλικό, συνάνθροιση απομονωμένων μικρο- ή νανο-σωματιών, κράμα με ανομοιογένεια στην ποσοστιαία σύνθεσή του, συνύπαρξη διαφορετικών φάσεων ενός υλικού), οι τιμές των παραμέτρων  $A$ ,  $\underline{n}$  και  $M_s$  της εξίσωσης (2.25) μπορεί να είναι συναρτήσεις της θέσης. Για απλότητα θα τις θεωρήσουμε σταθερές ποσότητες και θα προσπαθήσουμε να εκφράσουμε την ελεύθερη ενέργεια με τη χρήση αδιάστατων ποσοτήτων. Αν  $V$  είναι ο όγκος της περιοχής  $\Omega$  του χώρου που καταλαμβάνεται από το υλικό και  $H_{AN}$  είναι το πεδίο ανισοτροπίας που ορίζεται από τη σχέση (2.20), τότε ορίζουμε τις ακόλουθες αδιάστατες ποσότητες:

$$g_L = \frac{G_L}{4\pi M_s^2 V} \quad \vec{h}_M = \frac{\vec{H}_M}{4\pi M_s} \quad \vec{h}_a = \frac{\vec{H}_a}{4\pi M_s} \quad \kappa = \frac{H_{AN}}{4\pi M_s} = \frac{K_1}{2\pi M_s^2} \quad (2.26)$$

Ορίζουμε επίσης την αδιάστατη συνάρτηση  $f(\hat{m})$  για την ενέργεια ανισοτροπίας και τις παραμέτρους  $l_{EX}$ ,  $l_W$  και  $l_D$  που έχουν διαστάσεις μήκους:

$$f(\hat{m}) = \frac{f_{AN}(\hat{m})}{2K_1} \quad l_{EX} = \sqrt{\frac{A}{2\pi M_s^2}} \quad l_W = \frac{l_{EX}}{\sqrt{\kappa}} = \sqrt{\frac{A}{K_1}} \quad l_D = l_{EX}\sqrt{\kappa} = \frac{\sqrt{AK_1}}{2\pi M_s^2} \quad (2.27)$$

Η φυσική σημασία των παραμέτρων  $\kappa$ ,  $l_{EX}$ ,  $l_W$  και  $l_D$  θα φανεί στη συνέχεια. Με τη χρήση των παραμέτρων που ορίσαμε, η εξίσωση (2.25) παίρνει την ακόλουθη μορφή:

$$\begin{aligned} g_L[\hat{m}(\vec{x})|\vec{h}_a] &= g_{EX} + g_{AN} + g_M + g_H = \\ &= \frac{1}{V} \int_{\Omega} \left( \frac{l_{EX}^2}{2} (\vec{\nabla} \hat{m})^2 + \kappa f(\hat{m}) - \frac{1}{2} \vec{h}_M \cdot \hat{m} - \vec{h}_a \cdot \hat{m} \right) d^3x \end{aligned} \quad (2.28)$$

(οι  $g_{EX}$ ,  $g_{AN}$ ,  $g_M$  και  $g_H$  αντιστοιχούν στους τέσσερις όρους του ολοκληρώματος που ακολουθεί) ενώ οι εξισώσεις (2.4), που η επίλυσή τους δίνει το μαγνητοστατικό πεδίο  $\vec{H}_M(\vec{x})$  που δημιουργεί η μαγνήτιση  $\vec{M}(\vec{x})=M_s\hat{m}(\vec{x})$ , παίρνουν τη μορφή:

$$(\alpha) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{h}_M = -\vec{\nabla} \cdot \hat{m} \quad (\beta) \quad \vec{\nabla} \times \vec{h}_M = \vec{0} \quad (2.29)$$

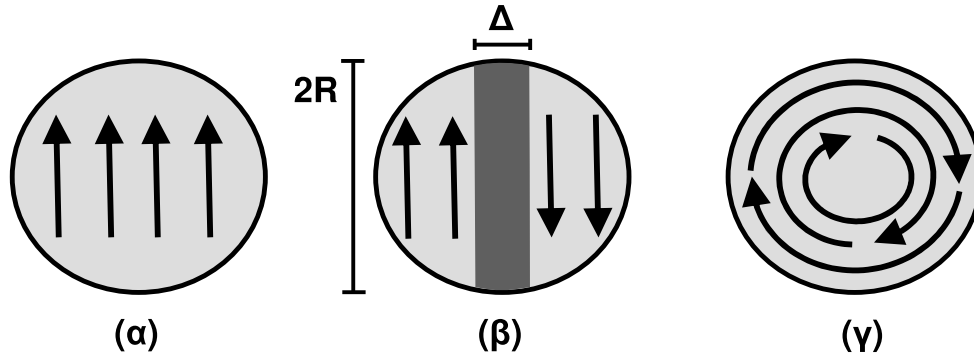
Οι παράμετροι που ορίσαμε χρησιμεύουν στην ταξινόμηση των σιδηρομαγνητικών υλικών. Για παράδειγμα, η παράμετρος  $\kappa=H_{AN}/4\pi M_s$  μας δίνει ένα μέτρο του πόσο ισχυρή είναι η επίδραση της ανισοτροπίας στη συμπεριφορά του υλικού, σε σχέση με την επίδραση των μαγνητοστατικών φαινομένων (μεγαλύτερη  $M_s$  σημαίνει ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο). Έτσι σε μαλακά μαγνητικά υλικά, όπου υπερσχύουν τα μαγνητοστατικά φαινόμενα, προκύπτουν τιμές  $\kappa \ll 1$ . Αντίθετα, στα σκληρά μαγνητικά υλικά η ανισοτροπία είναι πιο ισχυρή και προκύπτουν τιμές  $\kappa \gtrsim 1$ . Με αυτό τον τρόπο έχουμε έναν πολύ φυσικό τρόπο διαχωρισμού των μαλακών από τα σκληρά μαγνητικά υλικά. Επίσης, το χαρακτηριστικό μήκος  $l_{EX}$  ονομάζεται μήκος ανταλλαγής (*exchange length*) και προσφέρει μια φυσική μονάδα μήκους για το διαχωρισμό των μαγνητικών σωμάτων σε «μικρά» και «μεγάλα». Ένα «μικρό» κομμάτι μαγνητικού υλικού τείνει να είναι ομοιομορφα μαγνητισμένο, γιατί υπερσχύει η αλληλεπίδραση ανταλλαγής. Αντίθετα, ένα «μεγάλο» κομμάτι τείνει να αποκτήσει ανομοιομορφη κατανομή της μαγνήτισης, για λόγους ελαχιστοποίησης της μαγνητοστατικής ενέργειας. Για τη φυσική σημασία των χαρακτηριστικών μηκών  $l_W$  και  $l_D$  θα μιλήσουμε στη συνέχεια, αλλά μπορούμε ήδη να παρατηρήσουμε ότι είναι  $l_D \ll l_{EX} \ll l_W$  για μαλακά μαγνητικά υλικά και  $l_W \lesssim l_{EX} \lesssim l_D$  για σκληρά μαγνητικά υλικά.

Για να προχωρήσουμε τους συλλογισμούς μας θεωρούμε ένα κομμάτι μαγνητικού υλικού με γραμμικές διαστάσεις της τάξης μεγέθους ενός μήκους  $R$ , όπως π.χ. ένα σφαιρικό κομμάτι ακτίνας  $R$ . Υποθέτουμε ότι δεν υπάρχει κάποιο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, οπότε είναι  $\vec{h}_a=\vec{0}$  και  $g_H=0$  στην εξίσωση (2.28). Απομένουν οι άλλοι τρεις όροι, που ο καθένας έχει τις δικές του ιδιότητες:

Ενέργεια ανταλλαγής  $g_{EX}$ : Η  $g_{EX}$  ελαχιστοποιείται όταν το μοναδιαίο διάνυσμα  $\hat{m}$  έχει τον ίδιο προσανατολισμό σε όλη την έκταση του υλικού ( $\hat{m}(\vec{x})=\sigma\hat{\theta}$ ), οπότε είναι  $g_{EX}=0$ . Η αλλαγή του προσανατολισμού του  $\hat{m}$  δεν επηρεάζει την τιμή της  $g_{EX}$ . Το μόνο που την επηρεάζει είναι ύπαρξη ανομοιομορφης χωρικής κατανομής  $\hat{m}(\vec{x})$ , λόγω της ύπαρξης της ποσότητας  $(\vec{\nabla}\hat{m})^2 = |\vec{\nabla}m_x|^2 + |\vec{\nabla}m_y|^2 + |\vec{\nabla}m_z|^2$ . Όσο πιο ανομοιομορφη είναι αυτή η κατανομή, τόσο πιο πολύ αυξάνεται η  $g_{EX}$ .

Ενέργεια ανισοτροπίας  $g_{AN}$ : Η  $g_{AN}$  ελαχιστοποιείται όταν το μοναδιαίο διάνυσμα  $\hat{m}(\vec{x})$  προσανατολίζεται τοπικά παράλληλα προς συγκεκριμένες διευθύνσεις (τους άξονες εύκολης μαγνήτισης). Σε αντίθεση με την  $g_{EX}$ , όπου παίζει ρόλο ο σχετικός προσανατολισμός του  $\hat{m}$  για γειτονικές περιοχές του υλικού, η  $g_{AN}$  προκύπτει από μια πυκνότητα ενέργειας  $f(\hat{m})$  που η τιμή της σε μια θέση στο χώρο εξαρτάται μόνο από τον προσανατολισμό του  $\hat{m}$  στη συγκεκριμένη θέση. Αυτό σημαίνει ότι είναι αποδεκτές ενεργειακά καταστάσεις όπου υπάρχει ένα αυθαίρετο μίγμα από περιοχές που το  $\hat{m}$  έχει διαφορετικό προσανατολισμό. Αύξηση της τιμής της  $g_{AN}$  προκύπτει μόνο για απόκλιση του προσανατολισμού του  $\hat{m}$  από τους άξονες εύκολης μαγνήτισης.

Μαγνητοστατική ενέργεια  $g_M$ : Η αρχική έκφραση για τη μαγνητοστατική ενέργεια  $U_M$  είναι η σχέση (2.2). Από τις δύο ισοδύναμες μορφές της σχέσης (2.2) χρησιμοποιείται η πρώτη για να προκύψει η ανηγμένη μορφή  $g_M$  της σχέσης (2.28), όμως η δεύτερη μορφή  $U_M = \int (|\vec{H}_M|^2/8\pi)d^3x$  είναι πιο κατάλληλη για εκτίμηση της τάξης μεγέθους σε σχέση με τους άλλους ενεργειακούς όρους. Το ολοκλήρωμα του  $|\vec{H}_M|^2$  σε όλο το χώρο, παίρνει μικρές τιμές μόνο αν το  $|\vec{H}_M|^2$  είναι μικρό στο μεγαλύτερο μέρος του χώρου. Η μορφή του μαγνητικού πεδίου  $\vec{H}_M=\vec{B}_M$  σχετικά μακριά από το υλικό περιγράφεται ικανοποιητικά από



Σχήμα 2.2: Υποθετικές κατανομές  $\vec{M}(\vec{x})$  της μαγνήτισης που αναμένεται να αντιστοιχούν σε χαμηλή συνολική ελεύθερη ενέργεια  $g_L$ , για ένα κομμάτι μαγνητικού υλικού με σχήμα σφαίρας ακτίνας  $R$ . Το σφαιρικό σχήμα έχει επιλεγεί για λόγους απλότητας, αφού τότε δεν υπάρχει ανισοτροπία σχήματος για το υλικό. Υποθέτουμε ότι τα άλλα είδη ανισοτροπίας που υπάρχουν στο υλικό χαρακτηρίζονται από μονοαξονική συμμετρία με άξονα εύκολης μαγνήτισης παράλληλο προς την κατακόρυφη διεύθυνση. Το σχήμα παρουσιάζει τρεις πιθανές κατανομές της μαγνήτισης: (α) Ομοιόμορφη μαγνήτιση παράλληλη προς τον άξονα εύκολης μαγνήτισης σε όλη την έκταση του υλικού. (β) Δομή με δύο μαγνητικές περιοχές αντίθετης ομοιόμορφης μαγνήτισης παράλληλης προς τον άξονα εύκολης μαγνήτισης, που χωρίζονται από ένα στρώμα υλικού πεπερασμένου πάχους  $\Delta$  όπου η μαγνήτιση στρίβει σταδιακά από τη μια κατεύθυνση στην άλλη (δομή με μαγνητικές περιοχές, domain structure). Αυτό το στρώμα μετάβασης είναι ένα μαγνητικό τοίχωμα και παρουσιάζεται με πιο σκούρο χρώμα. (γ) Δομή όπου η ανομοιομορφία της μαγνήτισης εκτείνεται σε όλο το υλικό, με τη μαγνήτιση να σχηματίζει κλειστούς βρόχους (στροβιλώδης δομή, vortex structure).

το διπολικό πεδίο  $(3(\hat{n} \cdot \vec{m})\hat{n} - \vec{m})/|\vec{x}|^3$  [66], που η τιμή του εξαρτάται μόνο από τη συνολική μαγνητική ροπή  $\vec{m}$  του υλικού. Αν η κατανομή της μαγνήτισης είναι τέτοια ώστε να προκύπτει μηδενική συνολική μαγνητική ροπή, τότε το μακρινό πεδίο είναι πολύ ασθενές και η  $\mathcal{U}_M$  μειώνεται αισθητά. Το συμπέρασμα είναι ότι η μαγνητοστατική ενέργεια ελαχιστοποιείται όταν η μαγνήτιση τείνει να διαγράφει κλειστές διαδρομές μέσα στο υλικό, ώστε να προκύπτει μηδενική συνολική μαγνητική ροπή. Αυτό έρχεται σε αντίθεση με τις απαιτήσεις για ελαχιστοποίηση της ενέργειας ανταλλαγής.

Προς το παρόν δεν έχουμε περιγράψει κάποια διαδικασία ποσοτικού υπολογισμού των κατανομών  $\hat{m}(\vec{x})$  που αντιστοιχούν σε τοπικά ελάχιστα της ελεύθερης ενέργειας  $g_L$ . Όμως, με βάση τις ποιοτικές ιδιότητες των τριών ενεργειακών όρων  $g_{EX}$ ,  $g_{AN}$  και  $g_M$ , το σχήμα 2.2 απεικονίζει τρεις κατανομές της μαγνήτισης που αναμένεται να αντιστοιχούν σε σχετικά χαμηλές τιμές της  $g_L$  (λόγω πολύ μικρής τιμής κάποιων από τους επιμέρους ενεργειακούς όρους) για ένα κομμάτι μαγνητικού υλικού με σχήμα σφαίρας ακτίνας  $R$ . Το σφαιρικό σχήμα διευκολύνει τους συλλογισμούς μας, γιατί απουσιάζει η ανισοτροπία σχήματος. Για ευκολία έχουμε υποθέσει και μονοαξονική ανισοτροπία με άξονα εύκολης μαγνήτισης τον κατακόρυφο άξονα. Έχουμε:

**Κατανομή (α):** Η ύπαρξη ομοιόμορφης μαγνήτισης (σχήμα 2.2(α)), με προσανατολισμό παράλληλο προς τον άξονα εύκολης μαγνήτισης, έχει ως αποτέλεσμα το μηδενισμό των ενεργειών ανταλλαγής και ανισοτροπίας ( $g_{EX}=g_{AN}=0$ ) μειώνοντας τη συνολική ελεύθερη ενέργεια  $g_{La}$ . Όμως, σε αντίθεση με τα άλλα είδη ενέργειας, αυτή η κατανομή έχει μεγάλη μαγνητοστατική ενέργεια  $g_M$ . Αν λάβουμε υπόψη ότι ο συντελεστής απομαγνήτισης για το σφαιρικό σχήμα έχει τιμή  $4\pi/3$ , παίρνουμε την τιμή  $g_M=1/6$ . Έτσι, για την κατανομή (α), η συνολική ελεύθερη ενέργεια είναι:

$$g_{La} = g_{EX} + g_{AN} + g_M = \frac{1}{6} \quad (2.30)$$

που είναι ανεξάρτητη από τις διαστάσεις του κομματιού του μαγνητικού υλικού λόγω της μεγάλης εμβέλειας των μαγνητοστατικών αλληλεπιδράσεων.

**Κατανομή ( $\beta$ ):** Το υλικό είναι χωρισμένο σε δύο περιοχές με αντίθετη μαγνήτιση. Και οι δύο περιοχές δε συνεισφέρουν στις  $g_{EX}$  και  $g_{AN}$ , γιατί η μαγνήτιση στο εσωτερικό τους είναι ομοιόμορφη και παράλληλη προς τον άξονα εύκολης μαγνήτισης. Μόνο το μαγνητικό τοίχωμα – που έχει σκούρο χρώμα στο σχήμα 2.2( $\beta$ ) – συνεισφέρει στις  $g_{EX}$  και  $g_{AN}$ , γιατί εκεί γίνεται σταδιακά η μεταβολή του προσανατολισμού του  $\hat{m}$ . Μπορούμε να φανταστούμε ότι αυτή η μεταβολή γίνεται με στροφή του  $\hat{m}$  εκτός του επιπέδου του σχήματος 2.2 (περισσότερα γι αυτό στην επόμενη ενότητα). Αν θεωρήσουμε ότι η κατακόρυφη διεύθυνση είναι ο άξονας  $z$  και η οριζόντια διεύθυνση που είναι κάθετη προς το επίπεδο της σελίδας είναι ο άξονας  $x$ , τότε για μετατόπιση  $\Delta y = \Delta/2$  μέσα στο μαγνητικό τοίχωμα θα είναι  $|\Delta m_x| = |\Delta m_z| \sim 1$ ,  $|\Delta m_y| \sim 0$  και  $|\vec{\nabla} m_x| = |\vec{\nabla} m_z| \sim 2/\Delta$ ,  $|\vec{\nabla} m_y| \sim 0$ . Έτσι παίρνουμε  $(\vec{\nabla} \hat{m})^2 \sim 8/\Delta^2$  στο εσωτερικό του μαγνητικού τοιχώματος. Το μαγνητικό τοίχωμα καταλαμβάνει ποσοστό της τάξης του  $\Delta/R$  από τον όγκο  $V$  της σφαίρας, οπότε η ολοκλήρωση επί του μαγνητικού τοιχώματος δίνει  $\int_{MT} (\vec{\nabla} \hat{m})^2 d^3x \sim V(8/\Delta^2)(\Delta/R) = (V/R)(8/\Delta)$  και η τάξη μεγέθους της  $g_{EX}$  της σχέσης (2.28) είναι  $g_{EX} \sim (1/R)(4l_{EX}^2/\Delta)$ . Για τον υπολογισμό της  $g_{AN}$  του μαγνητικού τοιχώματος παρατηρούμε ότι είναι  $f(\hat{m}) = \sin^2 \theta/2$ , όπου  $\theta$  η γωνία με τον άξονα εύκολης μαγνήτισης. Η μέση τιμή του  $\sin^2 \theta$  είναι  $\langle \sin^2 \theta \rangle = 1/2$ , οπότε  $\int_{MT} f(\hat{m}) d^3x \sim (V/4)(\Delta/R)$  και η τάξη μεγέθους της  $g_{AN}$  της σχέσης (2.28) είναι  $g_{AN} \sim \kappa \Delta/4R$ . Τέλος, η μαγνητοστατική ενέργεια θα έχει μειωθεί σημαντικά, αφού ο σχηματισμός των μαγνητικών περιοχών δίνει σχεδόν μηδενική συνολική μαγνητική ροπή. Έτσι, για την προσεγγιστική εκτίμηση που θέλουμε να κάνουμε, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι  $g_M \sim 0$ . Έτσι, για την κατανομή ( $\beta$ ), η συνολική ελεύθερη ενέργεια είναι προσεγγιστικά:

$$g_{Lb} = g_{EX} + g_{AN} + g_M \approx \frac{1}{R} \left( \frac{4l_{EX}^2}{\Delta} + \frac{\kappa \Delta}{4} \right) \quad (2.31)$$

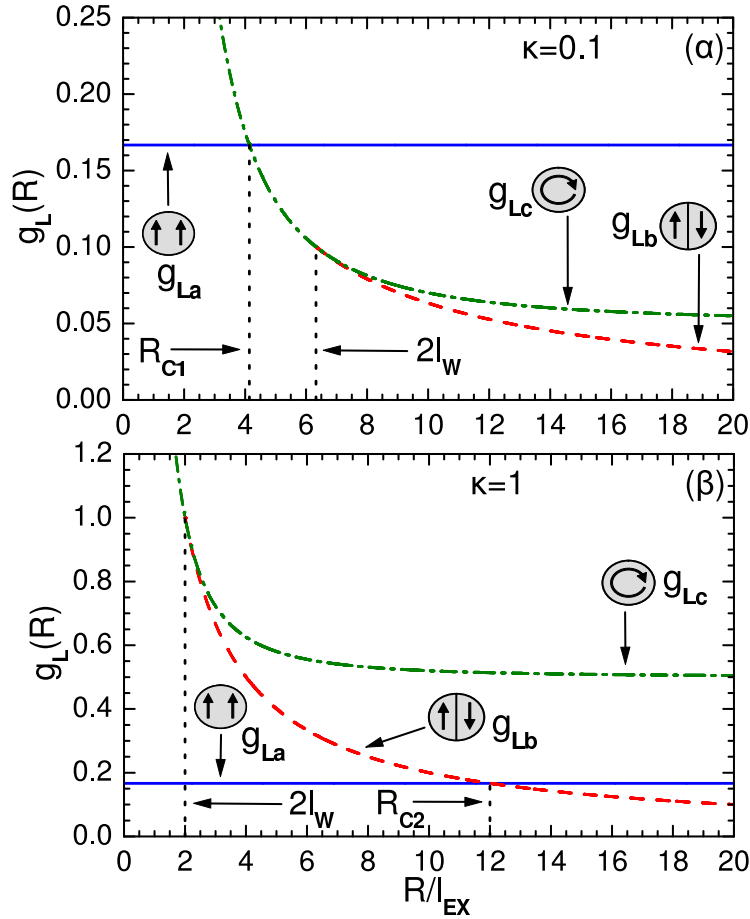
Το πάχος  $\Delta$  του μαγνητικού τοιχώματος θα καθοριστεί και αυτό από την απαίτηση για ελαχιστοποίηση της ελεύθερης ενέργειας, δηλαδή από τη συνθήκη  $dg_{Lb}/d\Delta = 0$ . Από αυτή τη συνθήκη παίρνουμε τις τιμές:

$$\Delta = \frac{4l_{EX}}{\sqrt{\kappa}} = 4l_W \quad g_{Lb} \approx \frac{2l_{EX}\sqrt{\kappa}}{R} = \frac{2l_D}{R} \quad (2.32)$$

Από τη σχέση  $\Delta = 4l_W$  φαίνεται το φυσικό νόημα του χαρακτηριστικού μήκους  $l_W$ : δίνει την τάξη μεγέθους του πάχους του μαγνητικού τοιχώματος που χωρίζει δύο μαγνητικές περιοχές. Για να είναι εφικτή η δημιουργία μαγνητικών περιοχών στο υλικό, θα πρέπει το πάχος των μαγνητικών τοιχωμάτων να είναι μικρότερο από τις διαστάσεις του υλικού:  $R > 2l_W$ . Για μικρότερες διαστάσεις το τοίχωμα τείνει να καταλάβει όλη την έκταση του υλικού και έχουμε ουσιαστικά την περίπτωση της κατανομής ( $\gamma$ ) του σχήματος 2.2( $\gamma$ ).

**Κατανομή ( $\gamma$ ):** Σε αυτή την περίπτωση (σχήμα 2.2( $\gamma$ )) η κατάσταση του υλικού είναι κοντά σε αυτό που θα προέκυπτε αν ήταν  $\Delta = 2R$  στην κατανομή ( $\beta$ ) και όλο το υλικό συνεισφέρει στις  $g_{EX}$  και  $g_{AN}$ . Και σε αυτή την περίπτωση θα έχει μειωθεί σημαντικά η μαγνητοστατική ενέργεια, αφού η κατανομή της μαγνήτισης είναι τέτοια ώστε να δίνει πρακτικά μηδενική συνολική μαγνητική ροπή. Έτσι, για την προσεγγιστική εκτίμηση που θέλουμε να κάνουμε, μπορούμε να θεωρήσουμε και πάλι ότι  $g_M \sim 0$  και να χρησιμοποιήσουμε τη σχέση (2.31) για την περίπτωση που είναι  $\Delta = 2R$ . Έτσι, για την κατανομή ( $\gamma$ ), η συνολική ελεύθερη ενέργεια είναι προσεγγιστικά:

$$g_{Lc} = g_{EX} + g_{AN} + g_M \approx \frac{2l_{EX}^2}{R^2} + \frac{\kappa}{2} \quad (2.33)$$



Σχήμα 2.3: Γραφική αναπαράσταση της εξάρτησης της ελεύθερης ενέργειας  $g_L$  από το λόγο  $R/l_{EX}$  της ακτίνας  $R$  ενός σφαιρικού κομματιού μαγνητικού υλικού προς το μήκος ανταλλαγής  $l_{EX}$ , όταν το υλικό είναι μαγνητικά μαλακό (διάγραμμα (α),  $\kappa=0.1$ ) και μαγνητικά σκληρό (διάγραμμα (β),  $\kappa=1$ ). Σε κάθε διάγραμμα γίνεται σύγκριση των ελεύθερων ενεργειών  $g_{La}$  (ομοιόμορφη μαγνήτιση),  $g_{Lb}$  (δομή με μαγνητικές περιοχές) και  $g_{Lc}$  (στροβιλώδης δομή) που αντιστοιχούν στις δομές των σχημάτων 2.2(α), 2.2(β) και 2.2(γ). Και στα δύο διαγράμματα, η  $g_{Lb}$  σχεδιάζεται μόνο για  $R \geq 2l_W$  και σημειώνεται με κατακόρυφη διακεκομμένη γραμμή η ακτίνα  $R=2l_W$  όπου  $g_{Lb}=g_{Lc}$ . Με τον ίδιο τρόπο σημειώνεται στο διάγραμμα (α) η ακτίνα  $R_{c1}$  όπου  $g_{La}=g_{Lc}$  και στο διάγραμμα (β) η ακτίνα  $R_{c2}$  όπου  $g_{La}=g_{Lb}$ . Όλα τα υλικά με  $\kappa < 1/3$  (με  $\kappa > 1/3$ ) έχουν ποιοτικά τη συμπεριφορά του διαγράμματος (α) (του διαγράμματος (β)).

Οι παραπάνω προσεγγιστικές σχέσεις μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την εξαγωγή κάποιων πρώτων συμπερασμάτων σχετικών με τη συμπεριφορά των σκληρών και των μαλακών μαγνητικών υλικών. Στο σχήμα 2.3(α) παρουσιάζεται ενδεικτικά η εξάρτηση της συνολικής ελεύθερης ενέργειας  $g_L$  από το λόγο  $R/l_{EX}$  για τις τρεις περιπτώσεις κατανομής της μαγνήτισης που μελετήθηκαν, όταν  $\kappa=0.1$  (μαλακό μαγνητικό υλικό). Παρατηρούμε ότι, όταν η ακτίνα  $R$  του κομματιού μαγνητικού υλικού είναι μικρότερη από κάποια κρίσιμη τιμή  $R_{c1}$ , η κατάσταση με τη μικρότερη ελεύθερη ενέργεια  $g_L$  είναι αυτή όπου το υλικό έχει ομοιόμορφη μαγνήτιση. Η ύπαρξη ανομοιομορφίας της μαγνήτισης σε αποστάσεις μικρότερες από το μήκος ανταλλαγής  $l_{EX}$  δεν ευνοείται ενεργειακά, γιατί αυξάνει κατά πολύ την ενέργεια ανταλλαγής και άρα την  $g_L$ . Η κρίσιμη τιμή  $R_{c1}$  της ακτίνας είναι αυτή για την οποία  $g_{La}=g_{Lc}$ .

Από τις σχέσεις (2.30) και (2.33) προκύπτει ότι:

$$R_{c1} = \frac{2\sqrt{3}}{\sqrt{1-3\kappa}} l_{EX} \quad (2.34)$$

Όταν  $\kappa=1/3$  αυτή η σχέση δίνει  $R_{c1} \rightarrow \infty$ , δηλαδή δεν υπάρχει περιοχή τιμών της ακτίνας  $R$  που να εμφανίζεται η στροβιλώδης δομή του σχήματος 2.2(γ). Η ανισοτροπία είναι τόσο μεγάλη, ώστε η στροβιλώδης δομή να είναι ενεργειακά απαγορευμένη άσχετα με το μέγεθος του υλικού. Για  $\kappa > 1/3$  αναγόμαστε ουσιαστικά σε συμπεριφορά όπως αυτή του σχήματος 2.3(β), που αντιστοιχεί στη συμπεριφορά σκληρών μαγνητικών υλικών, ενώ για  $\kappa < 1/3$  έχουμε συμπεριφορά μαλακού μαγνητικού υλικού του τύπου που φαίνεται στο σχήμα 2.3(α). Υπό αυτήν την έννοια, η τιμή  $\kappa=1/3$  είναι το σύνορο μεταξύ μαλακών και σκληρών μαγνητικών υλικών. Μένοντας στη συμπεριφορά που παρουσιάζεται στο σχήμα 2.3(α), βλέπουμε ότι υπάρχει μια περιοχή τιμών  $R_{c1} < R < 2l_W$  για την ακτίνα  $R$  όπου ευνοείται ενεργειακά η στροβιλώδης δομή του σχήματος 2.2(γ). Για  $R > 2l_W$  ευνοείται ο σχηματισμός μαγνητικών περιοχών, όπως στο σχήμα 2.2(β). Εδώ θα πρέπει να σημειώσουμε ότι οι σχέσεις (2.32) και (2.33) είναι προσεγγιστικές και έχει αγνοηθεί η μαγνητοστατική ενέργεια κατά την απόδειξή τους. Εκείνο που είναι φανερό από το σχήμα 2.3(α) είναι ότι για μεγάλες τιμές της ακτίνας  $R$  φαίνεται να ευνοείται ο σχηματισμός των μαγνητικών περιοχών, αλλά οι προσεγγιστικές τιμές των  $g_{Lb}$  και  $g_{Lc}$  δε διαφέρουν τόσο ώστε να μπορεί να προκύψει οριστικό συμπέρασμα. Επιπλέον, αν αυξηθεί αρκετά η ακτίνα  $R$ , θα πρέπει να ευνοείται ενεργειακά η διαίρεση σε περισσότερες από δύο μαγνητικές περιοχές ή οι στροβιλώδεις δομές με πιο πολύπλοκη συμπεριφορά. Όμως δεν αρκεί η προσεγγιστική θεώρηση της παρούσας υποενότητας για τη μελέτη τέτοιων θεμάτων

Στο σχήμα 2.3(β) παρουσιάζεται ενδεικτικά η εξάρτηση της συνολικής ελεύθερης ενέργειας  $g_L$  από το λόγο  $R/l_{EX}$  για τις τρεις περιπτώσεις κατανομής της μαγνήτισης που μελετήθηκαν, όταν  $\kappa=1$  (σκληρό μαγνητικό υλικό). Σε αυτή την περίπτωση υπάρχει μια ουσιαστική ποιοτική διαφορά, σε σχέση με τα μαλακά μαγνητικά υλικά: η στροβιλώδης δομή είναι ενεργειακά απαγορευμένη, λόγω της μεγάλης τιμής που παίρνει η ενέργεια ανισοτροπίας. Η ομοιόμορφη μαγνήτιση ευνοείται και πάλι ενεργειακά για μικρά μεγέθη, ενώ για ακτίνα  $R$  μεγαλύτερη από κάποια κρίσιμη τιμή  $R_{c2}$  ευνοείται η δημιουργία μαγνητικών περιοχών. Η κρίσιμη τιμή  $R_{c2}$  είναι αυτή για την οποία  $g_{La}=g_{Lb}$ . Από τις σχέσεις (2.30) και (2.32) προκύπτει ότι  $R_{c2} \approx 12l_D$ . Η τιμή της  $R_{c2}$  θα ήταν μεγαλύτερη αν είχαμε συμπεριλάβει και μια προσεγγιστική εκτίμηση της μαγνητοστατικής ενέργειας για τη δομή με τις μαγνητικές περιοχές. Για παράδειγμα, υποθέτοντας ότι ο σχηματισμός των δύο μαγνητικών περιοχών μειώνει τη μαγνητοστατική ενέργεια της κατάστασης ομοιόμορφης μαγνήτισης στο μισό (δηλαδή  $g_M \approx 1/12$ ), παίρνουμε την τιμή  $R_{c2} \approx 24l_D$ . Συνήθως χρησιμοποιείται η προσεγγιστική εκτίμηση που είχε γίνει αρχικά από τον C. Kittel, σύμφωνα με την οποία είναι

$$R_{c2} \approx 18l_D \quad (2.35)$$

για το κρίσιμο μέγεθος όπου εμφανίζεται ο σχηματισμός των μαγνητικών περιοχών.

Κλείνοντας αυτή την υποενότητα, θα πρέπει να αναφερθούμε στη σημασία του σχήματος που έχει ένα κομμάτι μαγνητικού υλικού. Οι προηγούμενοι συλλογισμοί έγιναν για σφαιρικό σχήμα. Όμως, επειδή η μαγνητοστατική ενέργεια έχει έντονη εξάρτηση από το σχήμα, η θεώρηση άλλων σχημάτων μπορεί να αλλάξει τις κρίσιμες τιμές των διαστάσεων του κομματιού για τις οποίες εμφανίζεται μετάβαση από τη μία συμπεριφορά στην άλλη. Για παράδειγμα, αν θεωρήσουμε ένα ελλειψοειδές με ένα μεγάλο άξονα και δύο μικρούς άξονες ίσους μεταξύ τους, τότε η κατάσταση με ομοιόμορφη μαγνήτιση παράλληλη προς το μεγάλο άξονα ευνοείται ενεργειακά για μεγαλύτερα μεγέθη (μικρότερη μαγνητοστατική ενέργεια σε σχέση με σφαιρικό σχήμα).

## 2.7 Το μοντέλο της κίνησης των τοιχωμάτων μαγνητικών περιοχών

### 2.7.1 Από τη μικρομαγνητική προσέγγιση στις μαγνητικές περιοχές

Η μικρομαγνητική προσέγγιση που περιγράφηκε στην ενότητα 2.5 δίνει μια πολύ λεπτομερή περιγραφή της δομής και της συμπεριφοράς των σιδηρομαγνητικών υλικών. Είναι μια προσέγγιση που μπορεί να προβλέψει την ύπαρξη των μαγνητικών περιοχών (όπως ήδη διαπιστώθηκε στην απλοποιημένη θεώρηση της υποσημότητας 2.6.1) και λογικά πρέπει να είναι σε θέση να ερμηνεύσει και να προβλέψει τις παρατηρούμενες δομές των μαγνητικών περιοχών σε υλικά που μελετούνται πειραματικά. Όμως η χρήση αυτής της προσέγγισης για τη λεπτομερή περιγραφή πραγματικών υλικών αυξάνει σε πολύ μεγάλο βαθμό τη μαθηματική πολυπλοκότητα του προβλήματος. Πέρα από την ενδογενή πολυπλοκότητα του μαθηματικού φορμαλισμού, υπάρχει και το γεγονός ότι τα πραγματικά υλικά είναι συνήθως συστήματα όπου κυριαρχεί η δομική αταξία. Εξαιτίας αυτής της αταξίας, οι μικρομαγνητικές παράμετροι που περιλαμβάνει η εξίσωση (2.25) για την ελεύθερη ενέργεια  $G_L$  θα εξαρτώνται από τη θέση  $\vec{x}$  μέσα στο υλικό με πολύ ακανόνιστο (πρακτικά τυχαίο) τρόπο, με αποτέλεσμα να πρέπει να επιλυθούν πολύπλοκες στοχαστικές εξισώσεις (αφού οι μεταβλητές των εξισώσεων είναι στην πραγματικότητα τυχαίες μεταβλητές που περιγράφονται από στατιστικές κατανομές). Επιπλέον, ακόμα και αν είχαμε στη διάθεσή μας τις λύσεις αυτών των εξισώσεων, ο καθορισμός των μακροσκοπικών μαγνητικών ιδιοτήτων θα απαιτούσε τον υπολογισμό κατάλληλα ορισμένων στατιστικών μέσων τιμών για να εξομαλυνθούν οι έντονες διακυμάνσεις (που προκαλεί η δομική αταξία) και να αναδειχθούν μόνο τα βασικά χαρακτηριστικά των λύσεων. Ουσιαστικά λοιπόν, η λεπτομερής επίλυση των μικρομαγνητικών εξισώσεων δίνει μεγάλο όγκο πλεονάζουσας πληροφορίας, που δεν είναι απολύτως απαραίτητη για τον καθορισμό των μακροσκοπικών ιδιοτήτων.

Η θεωρία των μαγνητικών περιοχών (*domain theory*) είναι μια προσέγγιση λιγότερο αυστηρή σε σχέση με τους μικρομαγνητικούς υπολογισμούς, αλλά σε πολλές περιπτώσεις (όχι πάντα) συνιστά μια καλή προσέγγιση που μειώνει δραστικά την πολυπλοκότητα των υπολογισμών. Η βάση της θεωρίας είναι η υπόθεση ότι το υλικό υποδιαιρείται σε περιοχές με πρακτικά ομοιόμορφη μαγνήτιση στο εσωτερικό τους, τις λεγόμενες μαγνητικές περιοχές (*magnetic domains*). Οι περιοχές αυτές χωρίζονται από ενδιάμεσα στρώματα υλικού μικρού πάχους, τα λεγόμενα τοιχώματα των μαγνητικών περιοχών (*domain walls*) ή μαγνητικά τοιχώματα, όπου η μαγνήτιση μεταβαίνει γρήγορα από τον προσανατολισμό που έχει σε μια μαγνητική περιοχή σε αυτόν που έχει στη γειτονική της. Τα μαγνητικά τοιχώματα είναι ιδιαίτερα σημαντικά σε αυτή την προσέγγιση, αφού μόνο αυτά συνεισφέρουν στην ενέργεια ανταλλαγής και την ενέργεια ανισοτροπίας. Η εσωτερική δομή ενός μαγνητικού τοιχώματος μπορεί να μελετηθεί κάνοντας χρήση της μικρομαγνητικής προσέγγισης, ώστε να γίνει μια εκτίμηση των ενεργειών ανταλλαγής και ανισοτροπίας που είναι αποθηκευμένες σε αυτό. Στη συνέχεια αγνοείται το πάχος του μαγνητικού τοιχώματος και το χειριζόμαστε σα μια 2-διάστατη επιφάνεια που έχει την ιδιότητα της επιφανειακής τάσης. Έτσι η εκτίμηση του αθροίσματος των ενεργειών ανταλλαγής και ανισοτροπίας που είναι αποθηκευμένες σε όλο το υλικό, ανάγεται στην εκτίμηση της συνολικής επιφάνειας των μαγνητικών τοιχωμάτων κάτω από ορισμένες συνθήκες. Επίσης, η μαγνητοστατική ενέργεια μπορεί να εκφραστεί συναρτήσει των θέσεων και των προσανατολισμών των μαγνητικών τοιχωμάτων. Οι αλλαγές της χωρικής κατανομής  $\vec{M}(\vec{x})$  της μαγνήτισης που προκαλούνται από μια αλλαγή στο εξωτερικό πεδίο, περιγράφονται ως το αποτέλεσμα της μετακίνησης των μαγνητικών τοιχωμάτων.

## 2.8 Το μοντέλο των μη αλληλεπιδρώντων ομοιόμορφα μαγνητισμένων σωματιδίων

Από τις έννοιες που αναπτύχθηκαν στην υποενότητα 2.2 και τις ενότητες 2.5 και 2.7.1, γίνεται φανερό ότι η διαδικασία μέσω της οποίας μεταβάλλεται η μαγνητική κατάσταση ενός υλικού (όταν μεταβληθεί το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$ ) είναι στην πραγματικότητα εξαιρετικά σύνθετη: σχετίζεται με τις μεταβολές που συμβαίνουν σε έναν τεράστιο αριθμό παραμέτρων, ουσιαστικά σε όλο το διανυσματικό πεδίο της μαγνήτισης  $\vec{M}(\vec{x})$  που περιγράφει τη μαγνητική κατάσταση του υλικού. Στην αρχή της ενότητας 2.7.1 είδαμε ότι η εμμονή σε αυτή την απόλυτα γενική μικρομαγνητική προσέγγιση δίνει, αν κάποιος καταφέρει να λύσει τις μικρομαγνητικές εξισώσεις, μια τεράστια ποσότητα πλεονάζουσας πληροφορίας που πρέπει να την «πετάξουμε» υπολογίζοντας κατάλληλα ορισμένες στατιστικές μέσες τιμές. Έτσι έχουν αναπτυχθεί πιο απλά θεωρητικά μοντέλα, που περιγράφουν με αρκετά καλή προσέγγιση κάποια ποσοτικά χαρακτηριστικά της διαδικασίας μεταβολής της μαγνήτισης. Η ενότητα 2.7.1 περιγράφει ένα τέτοιο απλοποιημένο μοντέλο, τη θεωρία των μαγνητικών περιοχών. Στην παρούσα ενότητα θα δούμε ένα άλλο τέτοιο μοντέλο, τη θεωρία των μη αλληλεπιδρώντων ομοιόμορφα μαγνητισμένων σωματιδίων ή σωματιδίων Stoner-Wohlfarth (σωματιδίων S-W για συντομία), από τα ονόματα των E.C. Stoner και E.P. Wohlfarth που την εισήγαγαν το 1948 [5].

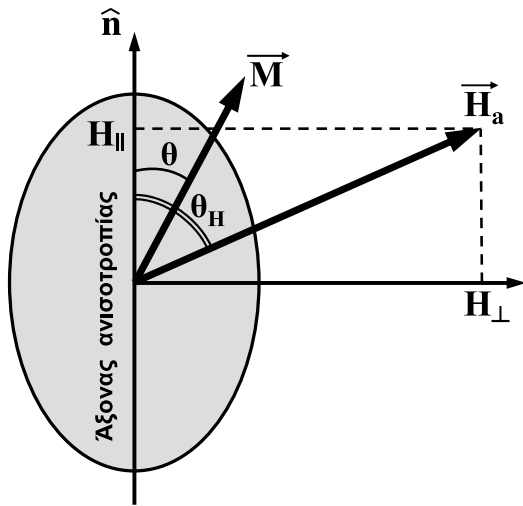
Η βασική ιδέα της θεωρίας των των E.C. Stoner και E.P. Wohlfarth είναι η υπόθεση ότι το υπό μελέτη μαγνητικό υλικό μπορεί να θεωρηθεί ως η συνάθροιση στοιχειδών οντοτήτων που καλούνται σωματίδια S-W. Αυτά τα «σωματίδια» είναι περιοχές του υλικού που, κάτω από όποιεσδήποτε συνθήκες εξωτερικού πεδίου  $\vec{H}_a$  και θερμοκρασίας  $T$ , αποτελούνται από μία μαγνητική περιοχή (*single domain*) και άρα έχουν ομοιόμορφη μαγνήτιση  $\vec{M}$  σε όλο τον όγκο τους. Ο μόνος τρόπος για μεταβολή της  $\vec{M}$  ενός σωματιδίου είναι η ομοιόμορφη στροφή (*uniform rotation* ή *coherent rotation*) της σε όλο τον όγκο του. Συνεπώς η μαγνητική κατάστασή του περιγράφεται πλήρως από ένα και μοναδικό διάνυσμα μαγνήτισης. Τυπική περίπτωση ενός σωματιδίου S-W είναι ένα μαγνητικό σωματίδιο, που είναι αρκετά μικρό ώστε η ελεύθερη ενέργειά του να ελαχιστοποιείται για ομοιόμορφη μαγνήτιση (βλέπε υποενότητα 2.6.1).

Η συμπεριφορά του μακροσκοπικού συστήματος είναι απλά το αποτέλεσμα της υπέρθεσης των συνεισφορών όλων των σωματιδίων, για τα οποία θεωρούμε ότι δεν υπάρχει αλληλεπίδραση μεταξύ τους. Ένα φυσικό σύστημα που η συμπεριφορά του μπορεί να περιγραφεί ικανοποιητικά από τη θεωρία S-W είναι ένα υλικό που αποτελείται από μικρά μαγνητικά σωματίδια μέσα σε μια μη μαγνητική μήτρα που τα κρατά ακίνητα και εξασφαλίζει την ασθενή αλληλεπίδρασή τους. Εδώ όμως θα πρέπει να τονίσουμε ότι ο όρος «σωματίδια» στη θεωρία S-W δε σημαίνει απαραίτητα ότι το υλικό αποτελείται από καλά καθορισμένα διακριτά σωματίδια αλλά έχει ευρύτερη εφαρμογή σε συνεχή συστήματα όπου επαληθεύεται η υπόθεση της ομοιόμορφης μαγνήτισης. Παράδειγμα τέτοιας περίπτωσης είναι η συμπεριφορά μακροσκοπικών 3D (bulk) υλικών με τυχαία κατανομή τοπικής ανισοτροπίας σε ασθενές εξωτερικό πεδίο. Έτσι, αν και θα χρησιμοποιούμε συνεχώς τον όρο «σωματίδιο», τα αποτελέσματα είναι στην πραγματικότητα εφαρμόσιμα σε κάθε σύστημα που μπορεί να υποδιαιρείται σε περιοχές όπου η μαγνήτιση στρέφεται ομοιόμορφα.

### 2.8.1 Ελεύθερη ενέργεια ενός σωματιδίου Stoner-Wohlfarth

Ας θεωρήσουμε ένα μαγνητικό σωματίδιο, σαν αυτά που μελετούνται στην υποενότητα 2.6.1, που είναι αρκετά μικρό ώστε να ευνοείται η δημιουργία μόνο μιας μαγνητικής περιοχής





Το σωματίδιο έχει ομοιόμορφη μαγνήτιση  $\vec{M}$ , που μεταβάλλεται στρεφόμενη με ομοιόμορφο τρόπο σε όλο τον όγκο του όταν μεταβληθεί το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_a$ . Θεωρείται μονοαξονική ανισotropία, με άξονα ανισotropίας  $\hat{n}$ , και σχήμα ελλειψοειδούς εκ περιστροφής, με άξονα περιστροφικής συμμετρίας που ταυτίζεται με τον άξονα ανισotropίας. Η ενέργεια ανισotropίας και η μαγνητοστατική ενέργεια ενσωματώνονται σε έναν όρο της μορφής  $K \sin^2 \theta$ , όπου  $K$  η συνολική σταθερά ανισotropίας και  $\theta$  η γωνία της  $\vec{M}$  με το  $\hat{n}$ . Τα διανύσματα  $\vec{H}_a$ ,  $\hat{n}$  και  $\vec{M}$  είναι στο ίδιο επίπεδο λόγω συμμετρίας και το  $\vec{H}_a$  σχηματίζει γωνία  $\theta_H$  με το  $\hat{n}$ . Είναι  $\theta, \theta_H \in [-\pi, \pi]$ .

Σχήμα 2.4: Σωματίδιο S-W (Stoner-Wohlfarth) μιας μαγνητικής περιοχής, με μονοαξονική ανισotropία και σταθερά ανισotropίας  $K > 0$ , μέσα σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_a$ . Αφού  $K > 0$ , ο  $\hat{n}$  είναι ΑΕΜ (άξονας εύκολης μαγνήτισης).

για ελαχιστοποίηση της ενέργειας ανταλλαγής  $\mathcal{U}_{EX}$ . Η μαγνήτιση θα είναι ομοιόμορφη σε όλο τον όγκο του σωματιδίου με μέτρο ίσο με τη μαγνήτιση κόρου  $M_s$ , δηλαδή σε κάθε θέση  $\vec{x}$  θα έχει τιμή  $\vec{M}(\vec{x}) = M_s \hat{n}$  (το μοναδιαίο  $\hat{n}$  δίνει τον προσανατολισμό της μαγνήτισης), οπότε η ενέργεια ανταλλαγής  $\mathcal{U}_{EX}$  του σωματιδίου είναι μηδενική. Συνεπώς στην εξίσωση (2.25) για την ελεύθερη ενέργεια  $G_L$  του σωματιδίου απομένουν οι άλλοι τρεις όροι: (α) ενέργεια μαγνητοκρυσταλλικής ανισotropίας  $\mathcal{U}_{AN}$ , (β) μαγνητοστατική ενέργεια  $\mathcal{U}_M$  (που είναι το αίτιο της ανισotropίας σχήματος για μη σφαιρικό σχήμα) και (γ) δυναμική ενέργεια αλληλεπίδρασης  $-M_s V \hat{n} \cdot \vec{H}_a$  με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_a$ , όπου  $V$  είναι ο όγκος του σωματιδίου και  $M_s V \hat{n}$  είναι η συνολική μαγνητική ροπή του.

Για απλότητα θεωρείται εδώ η περίπτωση ενός μαγνητικού σωματιδίου, όπως αυτό του σχήματος 2.4, που έχει σχήμα ελλειψοειδούς εκ περιστροφής και χαρακτηρίζεται από μονοαξονική μαγνητοκρυσταλλική ανισotropία με άξονα ανισotropίας που ταυτίζεται με τον άξονα περιστροφικής συμμετρίας του ελλειψοειδούς. Σε αυτή την περίπτωση οι πυκνότητες της ενέργειας μαγνητοκρυσταλλικής ανισotropίας και της μαγνητοστατικής ενέργειας έχουν την ίδια εξάρτηση από τον προσανατολισμό  $\hat{n}$  της μαγνήτισης και συγκεκριμένα δίνονται από τις σχέσεις (2.19) και (2.23) αντίστοιχα, οπότε αθροίζονται σε μια συνολική πυκνότητα ενέργειας ανισotropίας με μονοαξονική συμμετρία:

$$f_K(\hat{n}) = f_o + K \sin^2 \theta \quad (2.36)$$

όπου  $\theta$  είναι η γωνία της μαγνήτισης με τον άξονα ανισotropίας και:

$$f_o = K_0 + \frac{M_s^2}{2} N_{\parallel} \quad K = K_1 + K_M = K_1 + \frac{M_s^2}{2} (N_{\perp} - N_{\parallel}) \quad (2.37)$$

Οι  $K_0$  και  $K_1$  είναι οι σταθερές ανισotropίας  $0^{ns}$  και  $1^{ns}$  τάξης για τη μαγνητοκρυσταλλική ανισotropία (σχέση (2.19)) και οι  $M_s^2 N_{\parallel}/2$  και  $K_M = M_s^2 (N_{\perp} - N_{\parallel})/2$  οι αντίστοιχες σταθερές για την ανισotropία σχήματος (σχέσεις (2.23) και (2.24)).

Η ανάλυση που θα γίνει στη συνέχεια αφορά σωματίδια με μονοαξονική ενέργεια ανισotropίας  $\mathcal{U}_K = V f_K(\hat{n})$ , όπου η πυκνότητα ενέργειας  $f_K(\hat{n})$  δίνεται από τη γενική σχέση (2.36) χωρίς να ενδιαφέρουν οι λεπτομέρειες των μηχανισμών που δίνουν τις τιμές των  $f_o$  και

$K$  (όπως π.χ. η σχέση (2.37)). Η  $f_o$  μπορεί να αγνοηθεί, αφού αντιστοιχεί σε κάποιο σταθερό υπόβαθρο, οπότε έχουμε  $\mathcal{U}_K = KV \sin^2 \theta$ . Υποθέτουμε ότι είναι  $K > 0$ , όπως στο σχήμα 2.4, οπότε ο άξονας ανισοτροπίας είναι ένας AEM. Άρα για μηδενικό εξωτερικό πεδίο, ο προσανατολισμός  $\hat{m}$  της μαγνήτισης είναι παράλληλος προς αυτόν τον άξονα. Αν εφαρμόσουμε εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$  – που σχηματίζει γωνία  $\theta_H$  με τον AEM – τότε το διάνυσμα  $\hat{m}$  στρέφεται κατά μια γωνία  $\theta$  προς τη διεύθυνση του πεδίου, σε μια θέση όπου μηδενίζεται η συνολική ροπή στρέψης  $\vec{N}$  (λόγω ανισοτροπίας και πεδίου  $\vec{H}_a$ ). Και οι δύο γωνίες  $\theta$  και  $\theta_H$  παίρνουν τιμές στο διάστημα  $[-\pi, \pi]$ . Λόγω της περιστροφικής συμμετρίας, το διάνυσμα  $\hat{m}$  μένει πάντα στο επίπεδο που σχηματίζουν ο AEM και το πεδίο  $\vec{H}_a$ , οπότε ουσιαστικά έχουμε να κάνουμε με ένα 2-διάστατο σύστημα και η γωνία μεταξύ των διανυσμάτων  $\hat{m}$  και  $\vec{H}_a$  είναι  $|\theta - \theta_H|$ . Συνεπώς η σχέση (2.25) για την ελεύθερη ενέργεια  $G_L$  ενός σωματιδίου S-W με μονοαξονική ανισοτροπία παίρνει τελικά τη μορφή:

$$G_L(\theta|\vec{H}_a) = \mathcal{U}_K - M_s V \hat{m} \cdot \vec{H}_a = KV \sin^2 \theta - M_s V H_a \cos(\theta - \theta_H) \quad (2.38)$$

όπου η γωνία  $\theta \in [-\pi, \pi]$  είναι η μεταβλητή που περιγράφει την κατάσταση του συστήματος (καταστατική μεταβλητή) και οι  $H_a = |\vec{H}_a|$  και  $\theta_H \in [-\pi, \pi]$  είναι οι παράμετροι που περιγράφουν τις εξωτερικές συνθήκες (παράμετροι ελέγχου). Προφανώς είναι  $G_L(-\pi|\vec{H}_a) = G_L(\pi|\vec{H}_a)$  λόγω της περιοδικότητας των συναρτήσεων  $\cos \theta$  και  $\sin \theta$ . Το ίδιο ισχύει και για τις παραγώγους της  $G_L$ . Εδώ θα πρέπει να αναφέρουμε ότι η  $G_L$  δίνεται από τη σχέση (2.38) και όταν  $K < 0$ . Η μόνη διαφορά είναι ότι ο ενεργειακός όρος  $KV \sin^2 \theta$  αντιστοιχεί πλέον σε ροπή στρέψης που τείνει να προσανατολίσει το διάνυσμα  $\hat{m}$  κάθετα προς τον άξονα ανισοτροπίας. Για απλότητα θα χρησιμοποιήσουμε στη συνέχεια αδιάστατες ποσότητες, όπως κάναμε στην υποενότητα 2.6.1. Ορίζουμε:

$$g_L = \frac{G_L}{2|K|V} \quad \vec{h}_a = \frac{\vec{H}_a}{H_{AN}} = \frac{M_s}{2|K|} \vec{H}_a \quad (2.39)$$

όπου  $H_{AN}$  το πεδίο ανισοτροπίας της ενέργειας  $\mathcal{U}_K = KV \sin^2 \theta$ , οπότε η σχέση (2.38) παίρνει για  $K > 0$  την ισοδύναμη μορφή:

$$g_L(\theta|\vec{h}_a) = \frac{1}{2} \sin^2 \theta - h_a \cos(\theta - \theta_H) = \frac{1}{2} \sin^2 \theta - h_{\parallel} \cos \theta - h_{\perp} \sin \theta \quad (2.40)$$

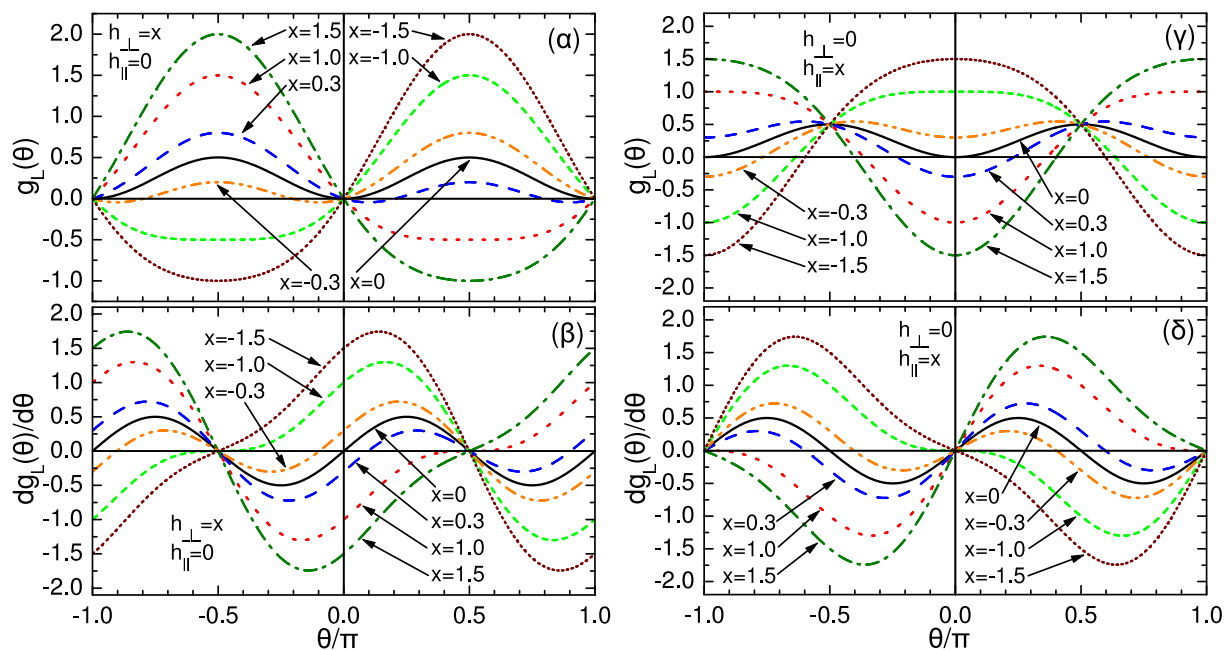
όπου

$$h_{\parallel} = h_a \cos(\theta_H) \quad h_{\perp} = h_a \sin(\theta_H) \quad h_a = |\vec{h}_a| = \sqrt{h_{\parallel}^2 + h_{\perp}^2} \quad (2.41)$$

## 2.8.2 Θέσεις ευσταθούς και ασταθούς ισορροπίας

Η συμπεριφορά της μαγνήτισης του σωματιδίου S-W, όταν μεταβάλλεται το πεδίο  $\vec{h}_a$ , εξαρτάται από τον τρόπο που αλλάζει η συμπεριφορά των καταστάσεων ευσταθούς ισορροπίας (τοπικών ελαχίστων της ελεύθερης ενέργειας  $g_L(\theta|\vec{h}_a)$  του σωματιδίου) ως προς την καταστατική μεταβλητή  $\theta$ , όταν αλλάζουν οι τιμές των παραμέτρων ελέγχου  $h_a$  και  $\theta_H$  (ή ισοδύναμα των  $h_{\parallel}$  και  $h_{\perp}$ ). Από τη μορφή της σχέσης (2.40) είναι φανερό ότι αναμένεται διαφορετικός αριθμός καταστάσεων ευσταθούς ισορροπίας για ασθενές και ισχυρό πεδίο  $\vec{h}_a$ :

(α) Συμπεριφορά σε ασθενές πεδίο: Για  $\vec{h}_a = \vec{0}$  είναι  $g_L = \sin^2 \theta / 2$ , που έχει δύο τοπικά μέγιστα για  $\theta = -\pi/2$  και  $\theta = \pi/2$  ( $\hat{m}$  κάθετο στον άξονα εύκολης μαγνήτισης) και δύο τοπικά ελάχιστα για  $\theta = 0$  και  $\theta = \pm\pi$  ( $\hat{m}$  παράλληλο στον άξονα εύκολης μαγνήτισης). Συνεπώς, για σχετικά ασθενές πεδίο  $\vec{h}_a$  αναμένεται ποιοτικά ίδια συμπεριφορά, δηλαδή δύο τοπικά μέγιστα



Σχήμα 2.5: Αντιπροσωπευτικά παραδείγματα της αλλαγής των ποιοτικών χαρακτηριστικών της ελεύθερης ενέργειας  $g_L(\theta|\vec{h}_a)$  που δίνεται από τη σχέση (2.40), όταν αλλάζει η ένταση του εξωτερικού πεδίου  $\vec{h}_a$ . Το διάγραμμα (α) δείχνει πώς αλλάζει η γωνιακή εξάρτηση  $g_L(\theta)$  όταν μεταβάλλεται η κάθετη συνιστώσα  $h_\perp$ , ενώ είναι  $h_\parallel=0$  για την παράλληλη. Το διάγραμμα (β) δείχνει τη γωνιακή παράγωγο  $dg_L(\theta)/d\theta$  για να είναι εμφανείς οι θέσεις των τοπικών ακροτάτων. Τα διαγράμματα (γ) και (δ) δείχνουν τη μορφή των  $g_L(\theta)$  και  $dg_L(\theta)/d\theta$  αντίστοιχα όταν μεταβάλλεται η παράλληλη συνιστώσα  $h_\parallel$ , ενώ είναι  $h_\perp=0$  για την κάθετη. Και για τους δύο προσανατολισμούς του πεδίου  $\vec{h}_a$ , η  $g_L(\theta)$  έχει δύο τοπικά ελάχιστα και δύο τοπικά μέγιστα όταν  $|\vec{h}_a|<1$ , ενώ όταν  $|\vec{h}_a|>1$  η συμπεριφορά έχει αλλάξει και η  $g_L(\theta)$  έχει ένα τοπικό ελάχιστο και ένα τοπικό μέγιστο. Η μετάβαση από τη μια συμπεριφορά στην άλλη γίνεται όταν  $|\vec{h}_a|=1$ .

(ασταθής ισορροπία) και δύο τοπικά ελάχιστα (ευσταθής ισορροπία), αφού η συνεισφορά της ενέργειας  $-h_a \cos(\theta-\theta_H)$  της αλληλεπίδρασης με το πεδίο είναι αμελητέα. Οι δύο καταστάσεις ευσταθούς ισορροπίας είναι αυτές στις οποίες μπορεί να βρεθεί το σύστημα για μεγάλο χρονικό διάστημα (αν βρεθεί σε άλλη κατάσταση μετά από αλλαγή του πεδίου  $\vec{h}_a$ , τότε υπάρχει ταχύτατη μετάβαση προς κάποιο από τα τοπικά ελάχιστα). Στη γενική περίπτωση, η μία από τις δύο αυτές καταστάσεις είναι ευσταθής (το ολικό ελάχιστο), ενώ η άλλη είναι μετασταθής (σημείωση Β'.1.3 στη σελίδα 162).

(β) Συμπεριφορά σε ισχυρό πεδίο: Για πολύ ισχυρό πεδίο  $\vec{h}_a$  ( $|\vec{h}_a|\gg 1$ ), η σχέση (2.40) ανάγεται πρακτικά στην  $g_L \approx -h_a \cos(\theta-\theta_H)$ , δηλαδή η συνεισφορά της ενέργειας ανισοτροπίας  $\sin^2 \theta/2$  είναι αμελητέα. Σε αυτή την περίπτωση υπάρχει μόνο ένα μέγιστο για  $\theta \approx \theta_H - \pi$  (σχεδόν  $\hat{m} \uparrow \downarrow \vec{h}_a$ ) και μόνο ένα ελάχιστο για  $\theta \approx \theta_H$  (σχεδόν  $\hat{m} \uparrow \uparrow \vec{h}_a$ ). Συνεπώς, για ισχυρό πεδίο  $\vec{h}_a$  αναμένεται ποιοτικά ίδια συμπεριφορά, δηλαδή ένα μέγιστο (ασταθής ισορροπία) και ένα ελάχιστο (κατάσταση ευσταθούς ισορροπίας όπου θα μεταβεί το σύστημα ταχύτατα μετά από αλλαγή του πεδίου  $\vec{h}_a$ ).

Επειδή η ελεύθερη ενέργεια  $g_L$  περιλαμβάνει μόνο τους όρους  $\sin^2 \theta/2$  και  $-h_a \cos(\theta-\theta_H)$ , διαισθητικά αναμένονται μόνο αυτά τα δύο είδη συμπεριφοράς σε ότι αφορά την ύπαρξη καταστάσεων ευσταθούς ισορροπίας. Όμως στην πραγματικότητα, παραμένει το ερώτημα σχετικά με τη συμπεριφορά του συστήματος στην ενδιάμεση περιοχή τιμών του πεδίου  $\vec{h}_a$ , όπου οι δύο ενεργειακοί όροι είναι συγκρίσιμοι. Σύμφωνα με τη θεωρία καταστροφών (catastrophe

theory), η μετάβαση από το ένα είδος συμπεριφοράς της  $g_L$  στο άλλο δε συμβαίνει βαθμιαία πάνω στο  $(h_{\parallel}, h_{\perp})$ -επίπεδο των παραμέτρων ελέγχου αλλά πραγματοποιείται ακαριαία κατά μήκος μιας συνοριακής καμπύλης που το χωρίζει σε δύο υποπεριοχές όπου παρατηρούνται τα δύο είδη συμπεριφορών: την περιοχή για ασθενή πεδία και την περιοχή για ισχυρά πεδία [67]. Η παρουσίαση εννοιών αυτής της θεωρίας είναι πέρα από τους σκοπούς της παρούσας διατριβής [68], αλλά μπορεί κανείς να σχηματίσει διαισθητικά μια εικόνα για το τι συμβαίνει παρατηρώντας τα διαγράμματα του σχήματος 2.5. Σε αυτό παρουσιάζεται γραφικά η επίδραση που έχει, στη γωνιακή εξάρτηση της ελεύθερης ενέργειας  $g_L$ , ο προσανατολισμός του πεδίου  $\vec{h}_a$  παράλληλα ή κάθετα προς τον άξονα εύκολης μαγνήτισης και η μεταβολή του κατά μήκος της επιλεγμένης διεύθυνσης. Στην περίπτωση που το πεδίο  $\vec{h}_a$  μένει πάντα κάθετο προς τον άξονα εύκολης μαγνήτισης (διαγράμματα (α) και (β)) υπάρχουν δύο τοπικά ελάχιστα, όπου είναι  $\partial g_L/\partial\theta=0$  και  $\partial^2 g_L/\partial\theta^2>0$ , και δύο τοπικά μέγιστα, όπου είναι  $\partial g_L/\partial\theta=0$  και  $\partial^2 g_L/\partial\theta^2<0$ , όταν  $|\vec{h}_a|<1$ . Με την αύξηση της έντασης του πεδίου, τα δύο ελάχιστα μετακινούνται όλο και πιο κοντά προς ένα από τα μέγιστα. Για ένταση  $|\vec{h}_a|=1$  εξακολουθεί να υπάρχει ένα από τα αρχικά μέγιστα, ενώ το άλλο μέγιστο και τα δύο ελάχιστα δεν υπάρχουν πια και στη θέση τους έχει μείνει ένα ελάχιστο που όμως έχει μηδενική δεύτερη παράγωγο (έχει  $\partial g_L/\partial\theta=0$  και  $\partial^2 g_L/\partial\theta^2=0$ ). Για  $|\vec{h}_a|>1$  έχουν μείνει πλέον ένα μέγιστο και ένα ελάχιστο. Στην περίπτωση που το πεδίο  $\vec{h}_a$  μένει πάντα παράλληλο προς τον άξονα εύκολης μαγνήτισης (διαγράμματα (γ) και (δ)), παρατηρείται ακριβώς η ίδια συμπεριφορά. Μόνη διαφορά είναι ότι, για  $|\vec{h}_a|<1$ , μετακινούνται τα δύο μέγιστα όλο και πιο κοντά προς ένα από τα ελάχιστα με την αύξηση της έντασης του πεδίου. Η μετάβαση από τη μια συμπεριφορά στην άλλη γίνεται πάλι για  $|\vec{h}_a|=1$ , όπου υπάρχει ένα από τα αρχικά ελάχιστα και ένα μέγιστο με  $\partial g_L/\partial\theta=0$  και  $\partial^2 g_L/\partial\theta^2=0$ . Επειδή ουσιαστικά μας ενδιαφέρουν μόνο τα τοπικά ελάχιστα, που αντιστοιχούν σε καταστάσεις ευσταθούς ισορροπίας, μπορούμε να πούμε για αυτά ότι παρατηρούνται οι ακόλουθες δύο συμπεριφορές: τα δύο τοπικά ελάχιστα πλησιάζουν όσο αυξάνεται η ένταση του πεδίου και ενοποιούνται σε ένα ελάχιστο όταν  $|\vec{h}_a|\geq 1$  ή το ένα από τα δύο τοπικά ελάχιστα χάνει την ευστάθειά του και γίνεται τοπικό μέγιστο όταν  $|\vec{h}_a|\geq 1$ .

Η εξάρτηση της  $g_L$  από τη γωνία  $\theta$  έχει τα ίδια ποιοτικά χαρακτηριστικά για κάθε τιμή της γωνίας  $\theta_H$  του πεδίου  $\vec{h}_a$  με τον AEM: για ασθενές πεδίο  $h_a$  υπάρχουν δύο τοπικά ελάχιστα που, όταν η ένταση  $|\vec{h}_a|$  του πεδίου γίνει μεγαλύτερη από κάποια κρίσιμη τιμή  $h_a(\theta_H)$ , ενοποιούνται σε ένα ελάχιστο ή το ένα ελάχιστο χάνει την ευστάθειά του και γίνεται μέγιστο. Για κάθε γωνία  $\theta_H$ , η κρίσιμη τιμή  $h_a(\theta_H)$  της έντασης του πεδίου – όπου γίνεται η μετάβαση από τη μια συμπεριφορά στην άλλη – χαρακτηρίζεται από το γεγονός ότι στην  $g_L(\theta|\vec{h}_a)$  υπάρχει μια γωνία  $\theta$  για την οποία είναι  $\partial g_L/\partial\theta=0$  και  $\partial^2 g_L/\partial\theta^2=0$ . Το σύνολο των κρίσιμων σημείων  $h_a(\theta_H)$  με αυτή την ιδιότητα συνιστά τη συνοριακή καμπύλη που χωρίζει το  $(h_{\parallel}, h_{\perp})$ -επίπεδο σε δύο υποπεριοχές, μία για ασθενή και μία για ισχυρά πεδία, όπου παρατηρούνται τα δύο είδη συμπεριφοράς. Τα κρίσιμα σημεία καλούνται και σημεία διακλάδωσης ( $\Sigma\Delta$ ) και η συνοριακή καμπύλη σύνολο σημείων διακλάδωσης ( $\Sigma\Sigma\Delta$  – *bifurcation set* [68]). Για να βρούμε τη μορφή του  $\Sigma\Sigma\Delta$  ας θεωρήσουμε ότι η γωνία μεταξύ της μαγνήτισης και του AEM είναι μια τυχαία γωνία  $\theta$ . Οι τιμές του πεδίου  $\vec{h}_a$ , για τις οποίες η  $g_L(\theta|\vec{h}_a)$  έχει ακρότατη τιμή στη γωνία  $\theta$ , προκύπτουν από την απαίτηση να είναι  $\partial g_L/\partial\theta=0$  για ένα τοπικό ακρότατο. Στην περίπτωση της σχέσης (2.40), η συνθήκη  $\partial g_L/\partial\theta=0$  δίνει για το πεδίο  $\vec{h}_a$  τη σχέση:

$$\frac{\partial g_L}{\partial\theta} = \cos\theta\sin\theta + h_{\parallel}\sin\theta - h_{\perp}\cos\theta = 0 \quad (2.42)$$

ή ισοδύναμα, όταν  $\cos \theta \neq 0$ , τη σχέση:

$$h_{\perp} = h_{\parallel} \tan \theta + \sin \theta \quad (2.43)$$

Αυτή η σχέση ορίζει μια ευθεία στο  $(h_{\parallel}, h_{\perp})$ -επίπεδο των παραμέτρων ελέγχου, που τέμνει τον άξονα  $h_{\perp}$  στο σημείο  $\sin \theta$  και σχηματίζει γωνία  $\theta$  με τον άξονα  $h_{\parallel}$ . Η ελεύθερη ενέργεια  $g_L$  έχει ακρότατο στη γωνία  $\theta$  για όλα πεδία  $\vec{h}_a = (h_{\parallel}, h_{\perp})$  κατά μήκος αυτής της ευθείας. Τα πεδία  $\vec{h}_a = (h_{\parallel}, h_{\perp})$  αυτής της ευθείας για τα οποία ικανοποιείται η επιπλέον συνθήκη  $\partial^2 g_L / \partial \theta^2 = 0$  ανήκουν στο  $\Sigma\Sigma\Delta$ . Αυτή η επιπλέον συνθήκη δίνει τη σχέση:

$$\frac{\partial^2 g_L}{\partial \theta^2} = \cos^2 \theta - \sin^2 \theta + h_{\parallel} \cos \theta + h_{\perp} \sin \theta = 0 \quad (2.44)$$

Η απαίτηση να ισχύουν ταυτόχρονα οι συνθήκες (2.42) και (2.44) δίνει ένα σύστημα εξισώσεων που έχει μια μονοσήμαντα ορισμένη λύση για κάθε γωνία  $\theta$ :

$$h_{\parallel} = -\cos^3 \theta \quad h_{\perp} = \sin^3 \theta \quad (2.45)$$

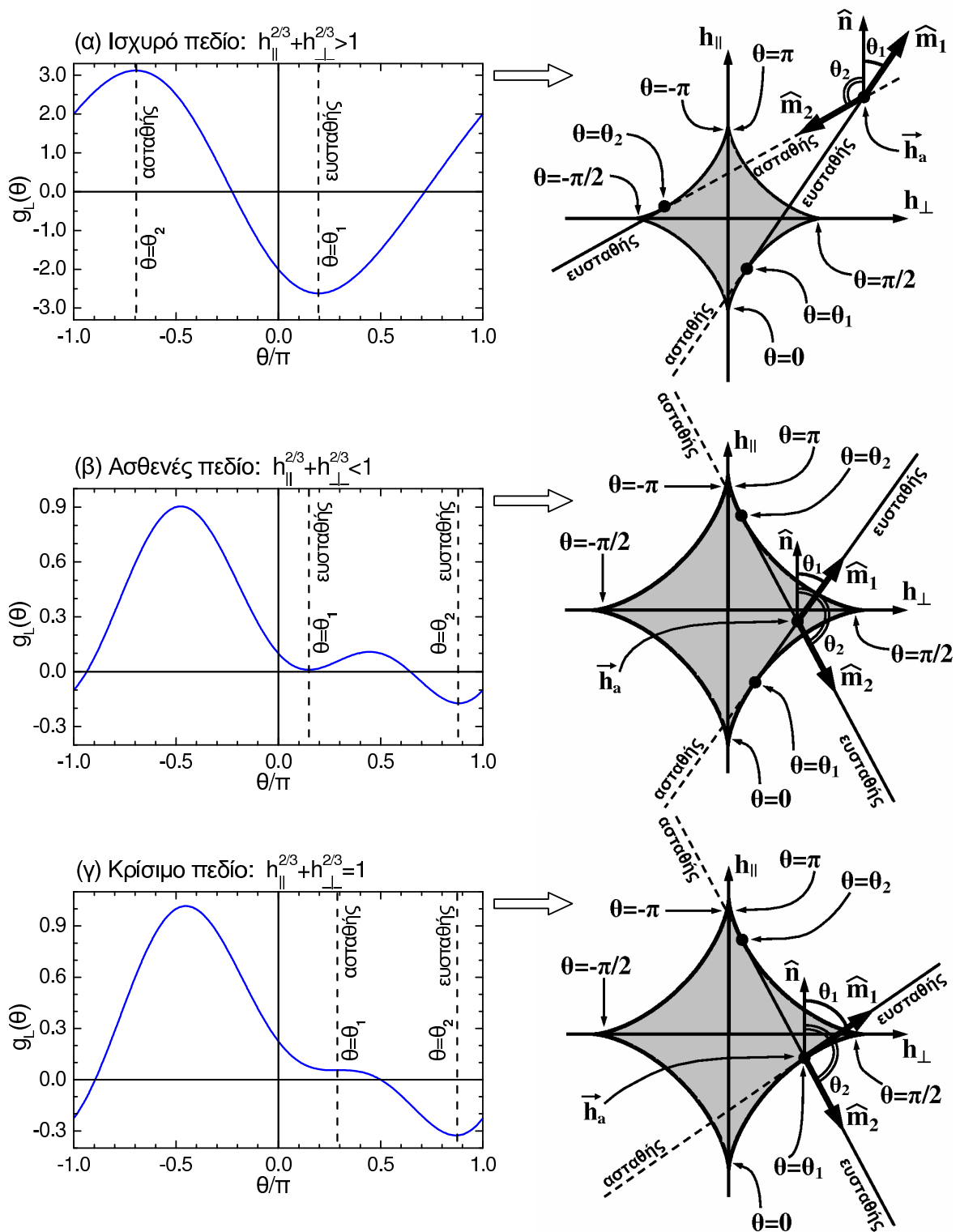
Αυτές οι σχέσεις συνιστούν την παραμετρική εξίσωση  $\vec{h}_a(\theta)$  του  $\Sigma\Sigma\Delta$ , όπου η παράμετρος  $\theta$  είναι η γωνία μεταξύ της μαγνήτισης και του AEM. Στο σχήμα 2.6 παριστάνεται γραφικά το  $\Sigma\Sigma\Delta$  στο  $(h_{\parallel}, h_{\perp})$ -επίπεδο. Αν χρησιμοποιήσουμε την ιδιότητα  $\cos^2 \theta + \sin^2 \theta = 1$ , η παραμετρική εξίσωση (2.45) ανάγεται σε μία από τις ισοδύναμες εξισώσεις (που συνδέονται μέσω της σχέσης (2.41)):

$$(\alpha) \quad h_{\parallel}^{2/3} + h_{\perp}^{2/3} = 1 \quad (\beta) \quad h_a = \frac{1}{[(\cos \theta_H)^{2/3} + (\sin \theta_H)^{2/3}]^{3/2}} \quad (2.46)$$

Το  $\Sigma\Sigma\Delta$  και οι εξισώσεις που το περιγράφουν μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον πλήρη προσδιορισμό των καταστάσεων ευσταθούς ισορροπίας, και του προσανατολισμού  $\hat{m}$  της μαγνήτισης σε αυτές, για μια οποιαδήποτε τιμή του εξωτερικού πεδίου  $\vec{h}_a$ . Η διαδικασία παριστάνεται γραφικά στο σχήμα 2.6 και βασίζεται στη σχέση μεταξύ της καμπύλης που ορίζει το  $\Sigma\Sigma\Delta$  και των ευθειών της σχέσης (2.43). Αν θεωρήσουμε ένα πεδίο  $\vec{h}_a(\theta) = (-\cos^3 \theta, \sin^3 \theta)$  της καμπύλης που ορίζει το  $\Sigma\Sigma\Delta$ , τότε η εφαπτομένη της καμπύλης στο  $\vec{h}_a(\theta)$  θα έχει την ίδια παράγωγο  $d\vec{h}_a(\theta)/d\theta = (3\cos^2 \theta \sin \theta, 3\cos \theta \sin^2 \theta)$  με την καμπύλη. Η ολοκλήρωση αυτής της σχέσης δίνει για την εφαπτομένη την παραμετρική εξίσωση:  $h_{\parallel}(\lambda) = -\cos^3 \theta + 3\lambda \cos^2 \theta \sin \theta$ ,  $h_{\perp}(\lambda) = \sin^3 \theta + 3\lambda \cos \theta \sin^2 \theta$ . Με απαλοιφή της παραμέτρου  $\lambda$  καταλήγουμε στην εξίσωση (2.43), δηλαδή η εφαπτομένη του  $\Sigma\Sigma\Delta$  στο πεδίο  $\vec{h}_a(\theta) = (-\cos^3 \theta, \sin^3 \theta)$  είναι η ευθεία  $h_{\perp} = h_{\parallel} \tan \theta + \sin \theta$  που δίνει η εξίσωση (2.43). Άρα η εφαπτομένη  $h_{\perp} = h_{\parallel} \tan \theta + \sin \theta$  καθορίζει όλα τα πεδία  $\vec{h}_a$  που δίνουν στην ελεύθερη ενέργεια  $g_L$  ακρότατη τιμή, για τη συγκεκριμένη γωνία  $\theta$  μεταξύ της κατεύθυνσης  $\hat{m}$  της μαγνήτισης και του AEM. Η δεύτερη παράγωγος  $\partial^2 g_L / \partial \theta^2$  καθορίζει τι είδους ακρότατο δίνει κάθε πεδίο  $\vec{h}_a$  κατά μήκος της εφαπτομένης. Αν συνδυάσουμε την εξίσωση  $h_{\perp} = h_{\parallel} \tan \theta + \sin \theta$  της εφαπτομένης με την τιμή  $\partial^2 g_L / \partial \theta^2 = \cos^2 \theta - \sin^2 \theta + h_{\parallel} \cos \theta + h_{\perp} \sin \theta$  της δεύτερης παραγωγού, καταλήγουμε στην ακόλουθη εξίσωση:

$$\frac{\partial^2 g_L}{\partial \theta^2} = \frac{h_{\parallel} + \cos^3 \theta}{\cos \theta} = \frac{h_{\perp} - \sin^3 \theta}{\sin \theta} \quad (2.47)$$

που καθορίζει την  $\partial^2 g_L / \partial \theta^2$  κατά μήκος της εφαπτομένης (η πρώτη μορφή είναι χρήσιμη όταν  $\sin \theta = 0$  και η δεύτερη όταν  $\cos \theta = 0$ ). Ας χρησιμοποιήσουμε τη δεύτερη μορφή της σχέσης (2.47). Όταν  $0 < \theta < \pi$  (δεξιά του άξονα  $h_{\parallel}$  στο σχήμα 2.6) είναι  $\sin \theta > 0$ . Τότε είναι: (α)  $\partial^2 g_L / \partial \theta^2 > 0$  στην ημιευθεία  $h_{\perp} = h_{\parallel} \tan \theta + \sin \theta$  με  $h_{\perp} > \sin^3 \theta$ , δηλαδή προκύπτουν τοπικά ελάχιστα και άρα ευσταθής ισορροπία, και (β)  $\partial^2 g_L / \partial \theta^2 < 0$  στην ημιευθεία



Σχήμα 2.6: Γραφική αναπαράσταση του υπολογισμού των καταστάσεων ευσταθούς ισορροπίας της ελεύθερης ενέργειας  $g_L(\theta|\vec{h}_a)$  (εξίσωση (2.40)) ενός σωματιδίου S-W (σχήμα 2.4) μέσα σε εξωτερικό πεδίο  $\vec{h}_a$ . Σε κάθε περίπτωση, η κλειστή καμπύλη του  $(h_{\parallel}, h_{\perp})$ -επιπέδου που έχει σκιασμένο το εσωτερικό της είναι το σύνολο των σημείων διακλάδωσης ( $\Sigma\Sigma\Delta$ , εξισώσεις (2.45) και (2.46)). Για ένα πεδίο  $\vec{h}_a$ , οι πιθανοί προσανατολισμοί  $\hat{m}$  της μαγνήτισης βρίσκονται χαράσσοντας όλες τις επαπτόμενες της καμπύλης  $\Sigma\Sigma\Delta$  που περνούν από το  $\vec{h}_a$ . Τα σημεία επαφής δίνουν τις πιθανές τιμές της γωνίας  $\theta$  (σχήμα 2.4) και η θέση του  $\vec{h}_a$  σε σχέση με αυτά καθορίζει την ευστάθεια/αστάθεια των καταστάσεων ισορροπίας (εξίσωση (2.47)). Στις περιπτώσεις (α), (β) και (γ) φαίνεται το πλήθος των καταστάσεων ευσταθούς ισορροπίας για πεδίο  $\vec{h}_a$  στο εξωτερικό, το εσωτερικό και πάνω στην καμπύλη  $\Sigma\Sigma\Delta$  αντίστοιχα.

$h_{\perp}=h_{\parallel}\tan\theta+\sin\theta$  με  $h_{\perp}<\sin^3\theta$ , δηλαδή προκύπτουν τοπικά μέγιστα και άρα ασταθής ισορροπία. Όταν  $-\pi<\theta<0$  (αριστερά του άξονα  $h_{\parallel}$  στο σχήμα 2.6) είναι  $\sin\theta<0$ , οπότε αντιστρέφονται τα πρόσημα της  $\partial^2g_L/\partial\theta^2$  και τα πεδία  $\vec{h}_a$  πάνω στην εφαπτομένη  $h_{\perp}=h_{\parallel}\tan\theta+\sin\theta$  που δίνουν ευσταθή ή ασταθή ισορροπία.

Ας θεωρήσουμε λοιπόν ένα πεδίο  $\vec{h}_a$  πάνω στο  $(h_{\parallel}, h_{\perp})$ -επίπεδο. Σύμφωνα με τα παραπάνω, η ελεύθερη ενέργεια  $g_L$  μπορεί να πάρει ακρότατη τιμή για το συγκεκριμένο πεδίο μόνο αν αυτό είναι πάνω σε κάποια εφαπτόμενη της καμπύλης που ορίζει το  $\Sigma\Sigma\Delta$ . Βρίσκουμε όλες τις ευθείες που περνούν από τη θέση  $\vec{h}_a$  του  $(h_{\parallel}, h_{\perp})$ -επιπέδου και ταυτόχρονα εφάπτονται στην καμπύλη που ορίζει το  $\Sigma\Sigma\Delta$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 2.6. Κάθε εφαπτόμενη θα έχει αναγκαστικά τη μορφή  $h_{\perp}=h_{\parallel}\tan\theta+\sin\theta$ , οπότε η γωνία  $\theta$  που σχηματίζει με τον άξονα  $h_{\parallel}$  είναι η γωνία μεταξύ μαγνήτισης και AEM για την οποία προκύπτει η ακρότατη τιμή της  $g_L$ . Το αν η ακρότατη τιμή αντιστοιχεί σε ευσταθή ή ασταθή κατάσταση ισορροπίας καθορίζεται από τη θέση που έχει στο  $(h_{\parallel}, h_{\perp})$ -επίπεδο το σημείο επαφής της εφαπτόμενης στο  $\Sigma\Sigma\Delta$ , σύμφωνα με τα παραπάνω. Στο σχήμα 2.6 βλέπουμε ότι, όπως αναμένεται, προκύπτει μία κατάσταση ευσταθούς ισορροπίας (δύο καταστάσεις ευσταθούς ισορροπίας) για πεδία στο εξωτερικό (για πεδία στο εσωτερικό) της κλειστής καμπύλης  $h_{\perp}^{2/3}+h_{\parallel}^{2/3}=1$  που ορίζει το  $\Sigma\Sigma\Delta$ .

### 2.8.3 Συλλογές σωματιδίων Stoner-Wohlfarth

Η περιγραφή που δόθηκε παραπάνω αφορά την περίπτωση ενός απομονωμένου σωματιδίου Stoner-Wohlfarth. Το επόμενο στάδιο είναι να θεωρηθούν μακροσκοπικά συστήματα που είναι στατιστικές συλλογές από μη αλληλεπιδρώντα σωματίδια αυτού του είδους. Οι ιδιότητες ενός τέτοιου συστήματος θα είναι απλά το αποτέλεσμα της υπέρθεσης των συνεισφορών των επιμέρους σωματιδίων και μπορούν να περιγραφούν πλήρως αν είναι γνωστή η κατανομή πιθανότητας  $P(\hat{n}, K)$  αξόνων εύκολης μαγνήτισης  $\hat{n}$  και των σταθερών ανισοτροπίας  $K$ . Ας θεωρήσουμε την απλουστευμένη περίπτωση μιας συλλογής σωματιδίων που έχουν τον ίδιο άξονα εύκολης μαγνήτισης  $\hat{n}$  (ισχυρή τάση για προσανατολισμό των αξόνων εύκολης μαγνήτισης προς συγκεκριμένη διεύθυνση) και την ίδια σταθερά ανισοτροπίας  $K$ . Σε αυτή την περίπτωση μπορεί να υπολογιστεί σχετικά εύκολα η εξάρτηση της τιμής του συνεκτικού πεδίου  $h_c$  από τη γωνία  $\theta_H$  του εξωτερικού πεδίου με τον άξονα εύκολης μαγνήτισης. Για  $\theta_H \leq 45^\circ$ , το  $h_c$  ταυτίζεται με το κρίσιμο πεδίο  $h_a$  που δίνεται από τη σχέση (2.46(β)). Για  $\theta_H > 45^\circ$ , η μαγνήτιση μηδενίζεται για πεδίο  $h_c$  μικρότερο από το  $h_a$ . Σε αυτή την περίπτωση το  $h_c$  δίνεται από τη σχέση:

$$h_c = \frac{\sin(2\theta)}{2\sin(\theta + \theta_H)} \quad (2.48)$$

όπου η γωνία  $\theta$  προσδιορίζεται μονοσήμαντα από την  $\theta_H$  με τον τρόπο που περιγράφεται γραφικά στο σχήμα 2.6.

## Κεφάλαιο 3

# Περιγραφή πειραματικών τεχνικών

Σε αυτό το κεφάλαιο περιγράφονται οι πειραματικές τεχνικές που χρησιμοποιήθηκαν για την παρασκευή, το δομικό χαρακτηρισμό και τη μελέτη της μαγνητικής συμπεριφοράς των λεπτών υμενίων Ag/CoPt, Cu/CoPt, Ag/FePt και Cu/FePt που παρουσιάζονται στην παρούσα διατριβή. Για όλα τα υμένια, το πρώτο στάδιο της παρασκευής ήταν η εναπόθεση των διαδοχικών στρωμάτων σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, με τη μέθοδο της μαγνητικά υποβοηθούμενης καθοδικής ιοντοβολής. Με την ολοκλήρωση αυτού του πρώτου σταδίου, τα υμένια περιέχουν μόνο τη μαγνητικά μαλακή φάση A1 του CoPt ή του FePt. Στη συνέχεια, το δεύτερο και τελικό στάδιο ήταν η ανόπτηση (θέρμανση σε συνθήκες υψηλού κενού) των υμενίων σε διάφορες θερμοκρασίες και για διάφορες χρονικές διάρκειες, με σκοπό να σχηματιστεί η μαγνητικά σκληρή φάση L1<sub>0</sub> του CoPt ή του FePt (λεπτομέρειες δίνονται στα κεφάλαια 5–7 όπου παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα).

Μετά την παρασκευή των υμενίων ακολουθούσε ο χαρακτηρισμός τους, ο οποίος βασίστηκε κυρίως στην τεχνική της περίθλασης ακτίνων X και την εκτέλεση μαγνητικών μετρήσεων. Από την ανάλυση των περιθλασιγραμμάτων ακτίνων X μπορούν να εξαχθούν συμπεράσματα για την κρυσταλλική δομή των υμενίων, τη στατιστική κατανομή του προσανατολισμού του [001] κρυσταλλογραφικού άξονα (είναι ο άξονας εύκολης μαγνήτισης της φάσης L1<sub>0</sub>) και τις διαστάσεις των μοναδιαίων κυψελίδων. Οι ακτίνες X χρησιμοποιήθηκαν και για τον υπολογισμό του ρυθμού εναπόθεσης των επιμέρους συστατικών των λεπτών υμενίων, με τη χρήση της τεχνικής της σκέδασης ακτίνων X σε χαμηλές γωνίες. Για τις μαγνητικές μετρήσεις χρησιμοποιήθηκαν δύο διαφορετικές τεχνικές, η μαγνητομετρία MOKE (μαγνητοοπτικό φαινόμενο Kerr) και η μαγνητομετρία VSM (μαγνητόμετρο ταλαντωνόμενου δείγματος).

### 3.1 Εναπόθεση λεπτών υμενίων με την τεχνική της καθοδικής ιοντοβολής (sputtering)

#### 3.1.1 Περιγραφή της πειραματικής διάταξης

Η μέθοδος της καθοδικής ιοντοβολής (sputtering) είναι ευρύτατα διαδεδομένη στην ανάπτυξη υμενίων για διάφορες τεχνολογικές εφαρμογές. Μια από αυτές τις εφαρμογές είναι η ανάπτυξη μαγνητικών μέσων εγγραφής, τόσο σε εργαστηριακή όσο και σε βιομηχανική κλίμακα. Για την εναπόθεση των υμενίων που παρουσιάζονται στην παρούσα διατριβή χρησιμοποιήθηκε μια συσκευή ιοντοβολής της εταιρίας Edwards, που είναι εγκατεστημένη στο ΙΕΥ του ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ», και συγκεκριμένα το μοντέλο E 306A Coating System. Στο σχήμα 3.1 παρουσιάζεται αυτή η συσκευή. Επιπλέον, στο σχήμα 3.2 παρουσιάζεται μια σχηματική αναπαράσταση, που δείχνει τα βασικά υποσυστήματα στα οποία



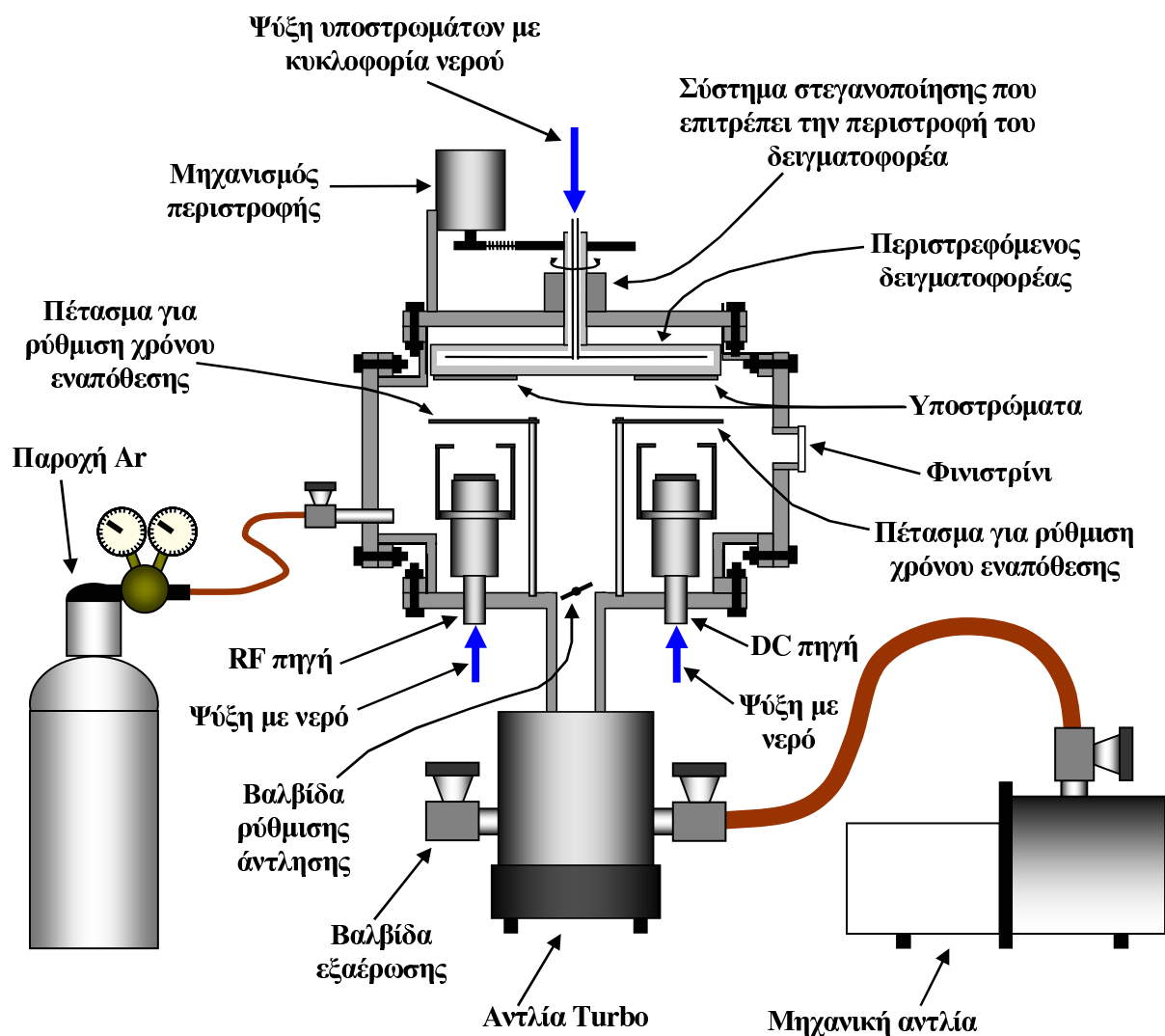


Σχήμα 3.1: Εικόνα της συσκευής μαγνητικά υποβοηθούμενης καθοδικής ιοντοβολής της “Edwards”, μοντέλο “E 306A Coating System”, που είναι εγκατεστημένη στο ΙΕΥ του ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ». Η συγκεκριμένη συσκευή χρησιμοποιήθηκε για την παρασκευή των λεπτών υμενίων της παρούσας διατριβής.

βασίζεται η λειτουργία της συσκευής. Η ιοντοβολή είναι ανώμαλη αυτοτελής εκκένωση αίγλης, που επιτυγχάνεται με μια συσκευή όπως αυτή που παριστάνεται γραφικά στο σχήμα 3.2. Η λεπτομερής περιγραφή φαινομένων αυτού του είδους είναι αντικείμενο της φυσικής πλάσματος και ξεφεύγει από τους σκοπούς της παρούσας διατριβής. Εδώ θα περιοριστούμε απλά σε μια συνοπτική ποιοτική περιγραφή του τρόπου που δημιουργείται το πλάσμα στις συσκευές καθοδικής ιοντοβολής και του τρόπου με τον οποίο συνεισφέρει στην εναπόθεση υλικών σε υποστρώματα. Περισσότερες λεπτομέρειες μπορούν να βρεθούν στις αναφορές [69, 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76, 77] και τις παραπομπές που δίνονται εκεί.

Μια συσκευή καθοδικής ιοντοβολής – όπως αυτή που παριστάνεται γραφικά στο σχήμα 3.2 – αποτελείται από ένα θάλαμο υψηλού κενού, όπου η πίεση μπορεί να κατέβει και να φτάσει σε τιμές της τάξης των  $10^{-7}$  torr, ώστε η παρουσία ανεπιθύμητων αερίων να είναι απειροελάχιστη. Για να επιτευχθεί τόσο υψηλό κενό χρησιμοποιούνται δύο αντλίες συνδεδεμένες σε σειρά: μια μηχανική και μια τούρμπο (turbo) αντλία. Αρχικά τίθεται σε λειτουργία η μηχανική αντλία και επιτυγχάνεται χαμηλό κενό, που αντιστοιχεί σε πίεση της τάξης του 0.1 torr. Όταν η πίεση φτάσει σε αυτή την τιμή, τίθεται σε λειτουργία και η αντλία τούρμπο. Μετά από παρατεταμένη χρήση της αντλίας τούρμπο για χρονικό διάστημα αρκετών ωρών, όπου η λειτουργία της πρέπει να υποστηρίζεται διαρκώς από τη μηχανική αντλία, η πίεση μειώνεται σταδιακά και φτάνει σε τιμές της τάξης των  $10^{-6}$ – $10^{-7}$  torr που αντιστοιχούν σε συνθήκες υψηλού κενού. Ο θάλαμος είναι γειωμένος και στο άνω μέρος του υπάρχει ψυχόμενο (με νερό) περιστρεφόμενο τύμπανο. Αυτό το τύμπανο παίζει το ρόλο του δειγματοφορέα, αφού πάνω σε αυτό τοποθετούνται τα υποστρώματα στα οποία πρόκειται να γίνει η εναπόθεση των διάφορων υλικών.

Στο εσωτερικό του θαλάμου είναι τοποθετημένες οι πηγές (guns), που είναι υπεύθυνες για την παραγωγή του προς εναπόθεση υλικού. Οι πηγές αποτελούνται από δύο σπλισμούς, την κάθοδο στην οποία εφαρμόζεται συνεχής ή εναλλασσόμενη τάση και ένα γειωμένο κυλινδρικό κομμάτι που παίζει το ρόλο της ανόδου. Η κάθοδος έχει κυκλική μορφή και πάνω της



Σχήμα 3.2: Σχηματική αναπαράσταση ενός συστήματος καθοδικής ιοντοβολής. Τα υποσυστήματα που εμφανίζονται στην αναπαράσταση αντιστοιχούν σε αυτά που είναι ενσωματωμένα στη συσκευή “Edwards E306A Coating System” που φαίνεται στην εικόνα του σχήματος 3.1.

τοποθετείται το υλικό από το οποίο θα γίνει η εναπόθεση. Αυτό είναι γνωστό ως στόχος επειδή βάλλεται από θετικά ιόντα, τα οποία με μεταφορά της ορμής εκδιώκουν ουδέτερα άτομα προς την κατεύθυνση του υποστρώματος, όπου και εναποτίθονται. Κατά την χρούση μπορεί να απελευθερωθούν, εκτός από τα ουδέτερα άτομα, και προσροφημένα αέρια, αρνητικά ιόντα, ακτίνες X, φωτόνια του ορατού φάσματος, καθώς και δευτερεύοντα ηλεκτρόνια. Όπως θα φανεί παρακάτω, ο ρόλος των τελευταίων είναι πολύ σημαντικός, καθώς είναι υπεύθυνα για τη δημιουργία των ιόντων που βάζουν τον στόχο.

Για να αποφευχθεί ο βομβαρδισμός με ιόντα των άλλων σημείων της καθόδου, εκτός από το στόχο, αυτά περιβάλλονται από ένα γειωμένο αλουμινένιο κύλινδρο. Το άνω μέρος αυτού του κυλίνδρου αποτελείται από ένα δακτύλιο με άνοιγμα ίδιας διαμέτρου με αυτήν του στόχου. Ο δακτύλιος βρίσκεται εντός μιας περιοχής που ονομάζεται περιοχή του Crooke και η ιδιαίτερη σημασία της θα φανεί στη συνέχεια. Χάρη στο δακτύλιο, η μετακίνηση των ατόμων του υλικού εναπόθεσης προς το υπόστρωμα είναι ανεμπόδιστη. Το κυλινδρικό στέλεχος με την δακτυλιοειδή βάση αποτελεί μέρος της ανόδου, η οποία επίσης περιλαμβάνει τα γειωμένα τοιχώματα του θαλάμου, το τύμπανο και τα διαφράγματα.

### 3.1.2 Ιοντοβολή συνεχούς τάσης (dc sputtering)

Αρχικά ο θάλαμος βρίσκεται στις συνθήκες υψηλού κενού που περιγράφονται στην υποενότητα 3.1.1. Για τη δημιουργία του πλάσματος εισάγεται σε αυτόν πολύ μικρή ποσότητα ευγενούς αερίου, το οποίο στις περισσότερες περιπτώσεις είναι Ar. Μέσω μιας βαλβίδας τύπου πεταλούδας είναι δυνατό να ρυθμιστεί με ακρίβεια ο ρυθμός άντλησης, ώστε να επιτευχθεί πίεση της τάξης των mtorr για το Ar που βρίσκεται στο θάλαμο. Στη συνέχεια εφαρμόζονται υψηλές τάσεις στις καθόδους των πηγών, από τροφοδοτικά που χαρακτηρίζονται από πολύ μεγάλη εμπέδηση εξόδου. Αρχικά εμφανίζεται ένα πολύ μικρό ρεύμα, λόγω εκκένωσης ενός μικρού αριθμού ηλεκτρονίων, που στη συνέχεια ιονίζουν τα άτομα του Ar με τα οποία συγκρούονται. Καθώς η τάση αυξάνεται, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα δημιουργούν περισσότερους φορείς φορτίου. Αυτό επιτυγχάνεται λόγω της αυξημένης ενέργειας που έχουν εφενός τα ηλεκτρόνια κατά την κρούση τους με τα ουδέτερα άτομα του αερίου (οπότε αυξάνεται ο ιονισμός του Ar) και αφετέρου τα ιόντα του Ar κατά την κρούση τους με το στόχο (οπότε και απελευθερώνονται περισσότερα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια).

Με τον πολλαπλασιασμό των φορέων φορτίου αυξάνεται το ρεύμα, η τάση όμως παραμένει σταθερή λόγω της πολύ μεγάλης εμπέδησης του τροφοδοτικού. Τελικά, όταν ο αριθμός των ηλεκτρονίων είναι τέτοιος ώστε να παράγονται αρκετά ιόντα Ar (τα οποία με τη σειρά τους παράγουν τον ίδιο αριθμό δευτερευόντων ηλεκτρονίων), η διαδικασία γίνεται αυτοτελής και το πλάσμα αρχίζει να φωτοβολεί (αίγλη). Η έναρξη της αίγλης συνοδεύεται από πτώση της τάσης και απότομη αύξηση του ρεύματος. Ο βομβαρδισμός της καθόδου αρχικά δεν είναι ομοιόμορφος, αλλά συγκεντρώνεται στην άκρη της καθόδου ή άλλες ανωμαλίες της επιφάνειας. Καθώς εφαρμόζεται μεγαλύτερη ισχύς, ο βομβαρδισμός εκτείνεται σε μεγαλύτερη επιφάνεια και σχηματίζεται ομοιόμορφη πυκνότητα ρεύματος. Περαιτέρω αύξηση της ισχύος οδηγεί σε μεγαλύτερη τάση και πυκνότητα ρεύματος, και το πλάσμα βρίσκεται πλέον στην επιθυμητή κατάσταση λειτουργίας για την εναπόθεση του υλικού.

Η πίεση 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 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 εναπόθεσή 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.

Το πλάσμα που παράγεται από την πηγή χαρακτηρίζεται από συγκεκριμένες περιοχές. Γειτονικά της καθόδου είναι ένα ιδιαίτερα φωτεινό στρώμα, γνωστό ως αίγλη καθόδου, που η ακτινοβολία του εξαρτάται από τα προσπίπτοντα ιόντα και το υλικό του στόχου. Στην περιοχή αίγλης καθόδου είναι που συμβαίνει η ουδετεροποίηση των ιόντων Ar πριν προσπέσουν στον στόχο και ταυτόχρονα η έναρξη της επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων προς την άνοδο. Το μεγαλύτερο μέρος της επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων και των ιόντων Ar λαμβάνει χώρα στην επόμενη περιοχή, που είναι γνωστή και ως σκοτεινός χώρος καθόδου (χώρος του Crooke), και όπου αναπτύσσεται κατά το μεγαλύτερο μέρος της η διαφορά δυναμικού μεταξύ ανόδου και καθόδου. Ακολουθεί η περιοχή αρνητικής αίγλης, όπου τα ηλεκτρόνια (έχοντας αποκτήσει αρκετή ενέργεια από τη φάση της επιτάχυνσής τους στη σκοτεινή περιοχή καθόδου), συγκρούονται με τα άτομα του Ar και τα ιονίζουν. Πέρα από αυτή την περιοχή είναι ο επόμενος σκοτεινός χώρος (χώρος του Faraday), όπου συσσωρεύονται τα ηλεκτρόνια έχοντας

χάσει την περισσότερη ενέργειά τους (μετά τις κρούσεις στην περιοχή αρνητικής αίγλης). Ακολουθούν οι περιοχές θετικής στήλης, ο σκοτεινός χώρος ανόδου και η αίγλη ανόδου, μέσω των οποίων τα ηλεκτρόνια οδηγούνται με ήπιο τρόπο στην άνοδο (τύμπανο).

*Τα ουδέτερα άτομα που αποβάλλονται με την ιοντοβολή από το στόχο διέρχονται μέσα από το πλάσμα ανεμπόδιστα, λόγω του μηδενικού φορτίου τους, και προσπίπτουν στο ψυχόμενο υπόστρωμα. Εκεί, αφού ψυθούν πολύ γρήγορα, δημιουργούν την αρχική κρυσταλλική δομή του υμενίου. Πρόκειται δηλαδή για σωμάτια με υψηλή θερμοκρασία στην αέρια φάση τους και μικρή θερμοχωρητικότητα, τα οποία χάνουν την ενέργειά τους ακαριαία όταν έρθουν σε επαφή με το ψυχρό υπόστρωμα μεγάλης θερμοχωρητικότητας. Χάνοντας ενέργεια ενσωματώνονται στο υλικό που έχει ήδη εναποτεθεί, χωρίς να σχηματίζουν απαραίτητα τη φάση ισορροπίας.*

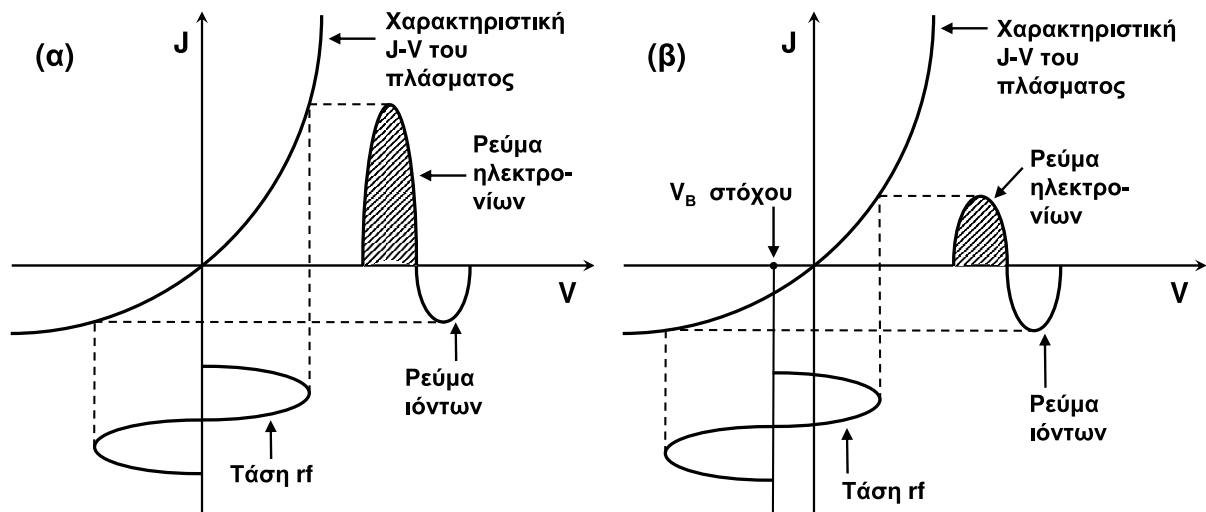
### 3.1.3 Ιοντοβολή εναλλασσόμενης τάσης (rf sputtering)

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 τον στόχο κατά τον βομβαρδισμό του με θετικά ιόντα Ar στην διάρκεια της ιοντοβολής με συνεχή τάση, είναι ηλεκτρόνια αγωγιμότητας. Όμως τέτοιου είδους ηλεκτρόνια υπάρχουν μόνο σε μεταλλικά υλικά. Ένας στόχος από μονωτή με πάχος 0.1 cm θα χρειαζόταν «εξωπραγματική» τάση της τάξης των  $10^{12}$  V, προκειμένου να προκύψει μια τυπική τιμή πυκνότητας ρεύματος της τάξης του 1 mA/cm<sup>2</sup>.

Ως συχνότητα ταλάντωσης, της εναλλασσόμενης τάσης με την οποία τροφοδοτείται η πηγή rf, έχει υιοθετηθεί η τιμή  $f=13.56$  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. Για συχνότητες έως και 50 kHz τα δύο αυτά είδη φορέων ηλεκτρικού φορτίου μπορούν και παρακολουθούν τις μεταβολές του ηλεκτρικού πεδίου, με αποτέλεσμα να βομβαρδίζονται εναλλάξ από θετικά ιόντα η άνοδος και η κάθοδος. Τα ιόντα ακολουθούν την ταλάντωση του πεδίου παρά την πολύ μεγαλύτερη μάζα τους. Για συχνότητες ταλάντωσης του πεδίου της τάξης των μερικών MHz, η ενέργεια των ηλεκτρονίων και το πλήθος τους στο πλάσμα διατηρούνται σε υψηλά επίπεδα. Σε αντίθεση με την περίπτωση του συνεχούς πεδίου, όπου τα ηλεκτρόνια χάνουν την ενέργειά τους και οδηγούνται προς την άνοδο μετά την επιτάχυνσή τους από το πεδίο και τη σύγκρουσή τους με τα άτομα του Ar, σε εναλλασσόμενο πεδίο εξακολουθούν να επιταχύνονται προς την αντίθετη φορά. Λόγω της υψηλής συχνότητας, η μέση διαδρομή τους κατά την εκάστοτε διεύθυνση του πεδίου είναι πολύ μικρότερη από την απόσταση ανόδου-καθόδου και τα ηλεκτρόνια παραμένουν για μεγαλύτερο χρόνο στο πλάσμα. Το αποτέλεσμα είναι να ιονίζονται περισσότερα από ένα άτομα Ar από ένα και μόνο ηλεκτρόνιο, οπότε μειώνεται σημαντικά η ανάγκη για δημιουργία επιπλέον δευτερευόντων ηλεκτρονίων.

Ένα άλλο πλεονέκτημα της χρήσης εναλλασσόμενης τάσης είναι ότι αυτή μπορεί να συνδεθεί με οποιαδήποτε μορφή εμπέδησης, οπότε τα ηλεκτρόδια δε χρειάζεται κατ' ανάγκη να είναι αγώγιμα. Προκειμένου να επιτυγχάνεται η μέγιστη παροχή ισχύος στο φορτίο (πλάσμα, ηλεκτρόδια, στόχος), το κύκλωμα τροφοδοσίας rf είναι συζευγμένο με την πηγή rf μέσω ενός πυκνωτή μεταβλητής χωρητικότητας. Ρυθμίζοντας τη χωρητικότητα του πυκνωτή, μπορούμε να ρυθμίσουμε την τιμή της εμπέδησης που παρεμβάλεται μεταξύ τροφοδοσίας και πηγής sputtering και να πετύχουμε μια τιμή όπου η ανακλώμενη ισχύς θα είναι μηδενική (προσαρμογή εμπέδησης). Τότε η παρεχόμενη από την τροφοδοσία ισχύς καταναλώνεται πλήρως.

Σε υψηλές συχνότητες, όπου η κινητικότητα των ηλεκτρονίων και των ιόντων διαφέρει αισθητά, τα θετικά ιόντα Ar δεν προλαβαίνουν – σε αντίθεση με τα ηλεκτρόνια – να αντιδράσουν στις αλλαγές του πεδίου. Εάν το πρόσημο τη τάσης στην πηγή (και κατ' επέκταση στο



Σχήμα 3.3: Μορφή της χαρακτηριστικής  $J-V$  (ρεύμα ως συνάρτηση της τάσης) του πλάσματος, σε μια συσκευή καθοδικής ιοντοβολής, και ρεύμα  $J(t)$  προς το στόχο για εναλλασσόμενη τάση τροφοδοσίας  $V(t)$ , για την περίπτωση μηδενικής μέσης τιμής της  $V(t)$  (διάγραμμα (α)) και την περίπτωση αυτοπόλωσης σε τάση  $V_B < 0$  (διάγραμμα (β)). Στην περίπτωση (α) υπάρχει πλεονάζον ρεύμα ηλεκτρονίων, ενώ στην περίπτωση (β) το άθροισμα είναι μηδενικό. Το σχήμα προέρχεται από τις αναφορές [70, 74].

στόχο πάνω σε αυτή) ήταν πάντα το ίδιο με αυτό του κυκλώματος τροφοδοσίας rf, τότε ο στόχος θα ήταν θετικά φορτισμένος κατά τη διάρκεια του μισού κύκλου της εναλλασσόμενης τάσης. Σε αυτή την περίπτωση θα δεχόταν πολύ μεγαλύτερο πλήθος ηλεκτρονίων από το πλήθος των θετικών ιόντων που θα δεχόταν κατά τη διάρκεια του άλλου μισού κύκλου, λόγω ακριβώς τη μεγαλύτερης κινητικότητας των ηλεκτρονίων, με αποτέλεσμα το πλεόνασμα αρνητικού φορτίου κατά τη διάρκεια ενός πλήρους κύκλου. Στο σχήμα 3.3 παρουσιάζεται η χαρακτηριστική  $J-V$  του πλάσματος, που είναι μη γραμμική. Πιο συγκεκριμένα μοιάζει ποιοτικά πάρα πολύ με τη χαρακτηριστική  $I-V$  μιας διόδου, ακριβώς εξαιτίας της διαφορετικής κινητικότητας θετικών ιόντων και ηλεκτρονίων στις μεγάλες συχνότητες:

(α) για αρνητική τάση του στόχου έχουμε ροή θετικών ιόντων προς αυτόν, οπότε το ρεύμα φτάνει σε κάποια μέγιστη τιμή (τιμή κόρου) και δεν αλλάζει με περαιτέρω αύξηση της τάσης,

(β) για θετική τάση έχουμε ροή ηλεκτρονίων προς το στόχο, οπότε η μεγάλη κινητικότητα των ηλεκτρονίων προκαλεί την εύκολη αύξηση του ρεύματος με την αύξηση της τάσης.

Λόγω αυτής της μορφής της χαρακτηριστικής  $J-V$ , η ιοντοβολή rf καλείται συχνά και ιοντοβολή διόδου. Αν η μέση τιμή της εναλλασσόμενης τάσης ήταν μηδενική, τότε από τη μορφή της χαρακτηριστικής προκύπτει ότι όντως θα υπήρχε πλεόνασμα αρνητικού φορτίου σε έναν πλήρη κύκλο, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3(α). Όμως η ύπαρξη του πυκνωτή δεν επιτρέπει τη διαρροή αρνητικού φορτίου κατά τη διάρκεια ενός πλήρους κύκλου (η συνολική ποσότητα φορτίου που θα περάσει μέσα από το κύκλωμα μέσα σε έναν πλήρη κύκλο πρέπει να είναι μηδέν). Αυτός ο περιορισμός επιβάλλει τη μετατόπιση της μέσης τιμής της τάσης του συστήματος σε μια αρνητική τιμή  $V_B$ , ώστε το συνολικό φορτίο πάνω σε ένα ηλεκτρόδιο να είναι μηδέν κατά τη διάρκεια ενός πλήρους κύκλου, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3(β).

Με αυτό τον τρόπο το σύστημα αυτοπολώνεται. Ο στόχος έχει αρνητική τάση κατά το μεγαλύτερο μέρος ενός πλήρους κύκλου και βάλλεται από θετικά ιόντα Ar. Εντούτοις υπάρχει ένα μικρό μέρος του κύκλου όπου ο στόχος είναι θετικά πολωμένος, οπότε είναι λογικό να υποτεθεί ότι σε αυτή την περίπτωση συμβαίνει ιοντοβολή του υποστρώματος. Στην πραγματικότητα όμως δε συμβαίνει κάτι τέτοιο, γιατί το ηλεκτρόδιο του υποστρώματος α-

ποτελείται από το τύμπανο και τα τοιχώματα του θαλάμου, δηλαδή έχει πολύ μεγαλύτερη επιφάνεια από το ηλεκτρόδιο του στόχου. Το ισοδύναμο κύκλωμα του συστήματος αντιστοιχεί σε δύο πυκνωτές συνδεδεμένους σε σειρά, όπου ο ένας (με τους οπλισμούς μικρών διαστάσεων) αντιστοιχεί στη γειτονική περιοχή του στόχου και ο άλλος (με τους οπλισμούς μεγάλων διαστάσεων) αντιστοιχεί στη γειτονική περιοχή του υποστρώματος. Επειδή η χωρητική αντίσταση είναι αντιστρόφως ανάλογη της χωρητικότητας και άρα αντιστρόφως ανάλογη του μεγέθους των οπλισμών, η μεγαλύτερη διαφορά δυναμικού αναπτύσσεται στον πυκνωτή με τη μικρότερη επιφάνεια. Συγκεκριμένα μπορεί να δείχτεί ότι ο λόγος των τάσεων  $V_1$  και  $V_2$  για δύο πυκνωτές με επιφάνειες  $A_1$  και  $A_2$  είναι ίσος με

$$\frac{V_2}{V_1} = \left( \frac{A_1}{A_2} \right)^4. \quad (3.1)$$

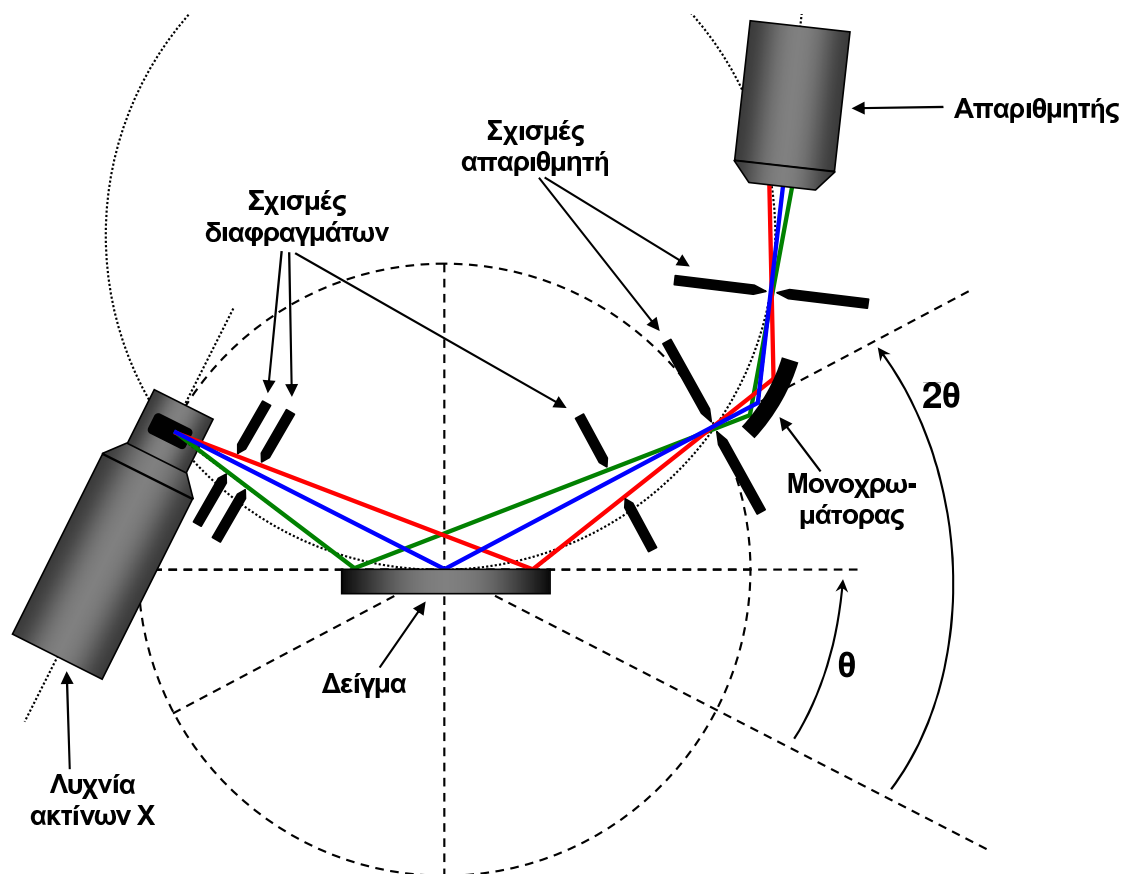
Το εκθετικό τέταρτης τάξης εξασφαλίζει ότι η πτώση τάσης, στην περιοχή που είναι γειτονική στο ηλεκτρόδιο του υποστρώματος, είναι μικρή και δεν ευνοείται ο βαμβαρδισμός του από ιόντα κατά τη χρονική περίοδο που παρουσιάζει δυναμικό χαμηλότερο από αυτό της πηγής.

### 3.1.4 Μαγνητικά υποβοηθούμενη ιοντοβολή (magnetron sputtering)

Όταν το πλάσμα βρίσκεται μέσα σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, τότε ασκείται επιπλέον στα ηλεκτρόνια η δύναμη Lorentz. Σε ένα ηλεκτρόνιο θα ασκείται ταυτόχρονα δύναμη από το ηλεκτρικό πεδίο  $\vec{E}$  και το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}$ , οπότε η εξίσωση κίνησής του θα είναι

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.2)$$

όπου  $m_e$ ,  $-e$  και  $\vec{v}$  είναι αντίστοιχα η μάζα, το φορτίο και η ταχύτητα του ηλεκτρονίου. Όταν υπάρχει συνιστώσα της ταχύτητας κάθετη στο μαγνητικό πεδίο, η δύναμη Lorentz έχει την τάση να εκτρέψει το ηλεκτρόνιο από την αρχική του τροχιά και να το αναγκάσει να διαγράψει ελικοειδή τροχιά. Το φαινόμενο αυτό αξιοποιείται στις σύγχρονες συσκευές ιοντοβολής, με σκοπό να αναγκαστούν τα ηλεκτρόνια να διαγράψουν μεγαλύτερες τροχιές εντός του πλάσματος και να είναι πιο αποτελεσματικά στον ιονισμό των ατόμων του Ar. Στη μαγνητικά υποβοηθούμενη ιοντοβολή τα ηλεκτρόνια δε φτάνουν στην άνοδο, αλλά περιορίζονται στο χώρο κοντά στο στόχο. Αυτό επιτυγχάνεται με την τοποθέτηση μαγνήτη στο πίσω μέρος του στόχου, ο οποίος παράγει ένα μαγνητικό πεδίο που έχει συνιστώσα παράλληλη στην επιφάνεια του στόχου. Το πεδίο έχει μη αμελητέες τιμές κυρίως στην περιοχή της αίγλης καθόδου και στον σκοτεινό χώρο του Crooke. Οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές ξεκινούν από το στόχο τέμνοντάς τον κάθετα και σταδιακά κάμπτονται και αποκτούν μια συνιστώσα παράλληλη προς αυτόν. Εξακολουθώντας να είναι καμπυλωμένες, καταλήγουν τελικά να κλείνουν το μαγνητικό κύκλωμα, τέμνοντάς πάλι κάθετα το στόχο. Σε αντίθεση με το ηλεκτρικό πεδίο, που έχει την τάση να οδηγήσει τα ηλεκτρόνια στην άνοδο, το μαγνητικό πεδίο έχει την τάση να τα επαναφέρει στο στόχο.



Σχήμα 3.4: Σχηματική αναπαράσταση ενός περιθλασίμετρου ακτίνων X (XRD), όπου ο τρόπος που γίνεται η μέτρηση ακολουθεί τη γεωμετρία Bragg-Brentano.

## 3.2 Δομικός χαρακτηρισμός με περίθλαση ακτίνων X (XRD)

### 3.2.1 Περιγραφή της πειραματικής διάταξης και βασική αρχή λειτουργίας

Η περίθλαση ακτίνων X (X Ray Diffraction ή απλά XRD) είναι μια πειραματική τεχνική που συναντάται σε όλα σχεδόν τα εργαστήρια και αποτελεί ένα χρήσιμο, εύχρηστο και γρήγορο (σε σχέση με άλλες τεχνικές) πειραματικό εργαλείο για τον καθορισμό ενός ευρέος φάσματος δομικών ιδιοτήτων των πολυκρυσταλλικών/κοκκωδών υλικών. Με τη βοήθεια της συγκεκριμένης τεχνικής γίνεται ο καθορισμός της κρυσταλλικής δομής των κρυσταλλικών κόκκων και επιπλέον είναι δυνατόν να εξαχθούν χρήσιμες πληροφορίες για το μέγεθός τους και την ύπαρξη προτιμητέου προσανατολισμού ανάπτυξης (texture) και κατανομής μηχανικών τάσεων.

Ο χαρακτηρισμός ενός δείγματος με XRD έχει ολικό χαρακτήρα, λόγω του ότι οι ακτίνες X προσπίπτουν σε μια αρκετά μεγάλη επιφάνεια και διεισδύουν σε αρκετά μεγάλο βάθος κάτω από την επιφάνειά του. Ειδικότερα, στην περίπτωση των λεπτών υμενίων που είναι το αντικείμενο του ενδιαφέροντός μας στην παρούσα διατριβή, οι ακτίνες X διαπερνούν τα δείγματα και διεισδύουν και στα υποστρώματα πάνω στα οποία έχουν αναπτυχθεί. Το αποτέλεσμα είναι ότι στα φάσματα XRD που δίνει το περιθλασίμετρο, είναι δυνατό να περιλαμβάνονται και κορυφές XRD που αντιστοιχούν στα υποστρώματα.

Για τη μελέτη των δειγμάτων της παρούσας διατριβής χρησιμοποιήθηκε το περιθλασσίμετρο ακτίνων X (X Ray Diffractometer ή και πάλι απλά XRD) Siemens-D500 του ΙΕΥ του ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ», με την πηγή και τον ανιχνευτή σε διάταξη που ακολουθεί τη γεωμετρία Bragg-Brentano ή αλλιώς γεωμετρία  $\theta$ - $2\theta$ . Στο σχήμα 3.4 φαίνεται η σχηματική αναπαράσταση ενός περιθλασσίμετρου αυτού του τύπου. Η λυχνία (ή πηγή) εκπέμπει μια αποκλίνουσα δέσμη ακτίνων X, η οποία αποτελείται από φωτόνια που προέρχονται από μεταβάσεις ηλεκτρονίων σε ιονισμένα άτομα χαλκού: ηλεκτρόνιο των εσώτερων ηλεκτρονικών στοιβάδων L (τροχιακά p και s) και M μεταβαίνει προς τη στοιβάδα K όπου έχει μείνει κενή η θέση ενός ηλεκτρονίου μετά από ιονισμό του ατόμου. Από αυτές τις μεταβάσεις παράγονται φωτόνια που οι ενέργειές τους δίνουν αντίστοιχα τις φασματικές γραμμές  $K_{\alpha 1}$ ,  $K_{\alpha 2}$  και  $K_{\beta}$  του φάσματος εκπομπής του χαλκού, με λόγο πιθανοτήτων (άρα και σχετικών εντάσεων στην εκπεμπόμενη δέσμη) 5:2.5:1. Στη συνέχεια, η αποκλίνουσα δέσμη ακτίνων X περνάει από ένα ζεύγος διαδοχικών διαφραγμάτων και κατευθύνεται προς το δείγμα.

Μετά την περίθλασή της από τα κρυσταλλικά πλέγματα των κόκκων, συγκλίνει (περνώντας από ένα διάφραγμα) και αμέσως μετά ευθυγραμμίζεται περνώντας μέσα από μια διάταξη σχισμών. Το τελικό στάδιο, πριν την καταγραφή της έντασης της δέσμης, είναι η διέλευσή της μέσα από ένα μονοχρωμάτορα (μονοκρύσταλλο γραφίτη), όπου απορροφούνται τα φωτόνια που η ενέργειά τους αντιστοιχεί στη φασματική γραμμή  $K_{\beta}$ . Μένει μόνο η ακτινοβολία  $K_{\alpha}$  που ανιχνεύεται από τον απαριθμητή. Η ακτινοβολία  $K_{\alpha}$  που καταγράφεται τελικά περιέχει τις κορυφές  $K_{\alpha 1}$  και  $K_{\alpha 2}$ , που είναι πολύ κοντινές ( $\lambda_{\alpha 1} = 1.5406 \text{ \AA}$  και  $\lambda_{\alpha 2} = 1.5444 \text{ \AA}$ ) και ο διαχωρισμός τους είναι ανέφικτος. Η αναπόφευκτη συνύπαρξη των δύο συνιστωσών  $K_{\alpha 1}$  και  $K_{\alpha 2}$  της ακτινοβολίας με πολύ κοντινά μήκη κύματος, έχει ως συνέπεια τη διαπλάτυνση των κορυφών ενός φάσματος XRD για μικρές και μεσαίες τιμές της γωνίας ανάκλασης  $2\theta$ . Για μεγάλες τιμές της  $2\theta$  παρατηρούνται διακριτές κορυφές που προέρχονται από ανακλάσεις των δύο συνιστωσών της ακτινοβολίας από τα ίδια πλεγματικά επίπεδα ( $hkl$ ).

Το βασικό χαρακτηριστικό της γεωμετρίας Bragg-Brentano είναι η τοποθέτηση της λυχνίας ακτίνων X και των σχισμών ευθυγράμμισης πάνω σε ένα νοητό κύκλο εστίασης (*focusing circle*). Επιπλέον, αυτός ο κύκλος εστίασης εφάπτεται συνεχώς στην επιφάνεια του δείγματος και το σημείο επαφής ισαπέχει πάντα από τη λυχνία και τις σχισμές ευθυγράμμισης: η λυχνία και οι σχισμές είναι συνεχώς πάνω και σε ένα δεύτερο κύκλο με κέντρο το σημείο επαφής δείγματος και κύκλου εστίασης. Αυτό που επιτυγχάνεται με αυτή τη διαμόρφωση είναι ότι, όταν η προσπίπτουσα δέσμη σχηματίζει γωνία  $\theta$  με το επίπεδο της επιφάνειας του δείγματος, τότε η αντίστοιχη γωνία μεταξύ προσπίπτουσας και ανακλώμενης (αυτής που κατευθύνεται από την επιφάνεια του δείγματος προς τις σχισμές ευθυγράμμισης και τον απαριθμητή) δέσμης είναι  $2\theta$ . Το δείγμα στρέφεται με σταθερή γωνιακή ταχύτητα  $\omega$  και το σύστημα σχισμών-απαριθμητή με γωνιακή ταχύτητα  $2\omega$ , περί σταθερό άξονα που είναι κάθετος προς στο επίπεδο του κύκλου εστίασης και διέρχεται από το σημείο επαφής του με το δείγμα, έτσι ώστε η σχέση γωνιών  $\theta$ - $2\theta$  να εξακολουθεί να ισχύει καθ' όλη τη διάρκεια μιας μέτρησης XRD.

Το αποτέλεσμα αυτού του τρόπου μέτρησης είναι ότι μόνο για ορισμένες τιμές της γωνίας  $\theta$  καταγράφεται ανακλώμενη δέσμη από τον απαριθμητή. Αναγκαίες συνθήκες για να υπάρξει ανακλώμενη δέσμη προς τον απαριθμητή για μια γωνία  $\theta$  είναι: (α) να υπάρχουν πλεγματικά επίπεδα ( $hkl$ ) παράλληλα προς την επιφάνεια του δείγματος, (β) να είναι ενισχυτική η συμβολή των ανακλώμενων από διαδοχικά πλεγματικά επίπεδα της οικογένειας ( $hkl$ ) για αυτή την τιμή της  $\theta$ . Η διαφορά δρόμου μεταξύ των ανακλώμενων από δύο διαδοχικά πλεγματικά επίπεδα ( $hkl$ ), που απέχουν απόσταση  $d_{hkl}$ , είναι  $\Delta x = 2d_{hkl}\sin\theta$  και η αντίστοιχη διαφορά φάσης είναι  $\Delta\varphi = 2\pi\Delta x/\lambda = 4\pi d_{hkl}\sin\theta/\lambda$  ( $\lambda$  το μήκος κύματος των ακτίνων X). Η απαίτηση για ενισχυτική συμβολή ικανοποιείται μόνο αν η  $\Delta\varphi$  είναι ακέραιο πολλαπλάσιο



του  $2\pi$ , οπότε καταλήγουμε στο γνωστό νόμο του Bragg

$$n\lambda = 2d_{hkl}\sin\theta \quad (3.3)$$

όπου  $n$  (ακέραιος) είναι η τάξη της ανάκλασης. Βέβαια, στην κρυσταλλογραφία συνηθίζεται η μορφή της σχέσης (3.3) χωρίς τον ακέραιο  $n$  και με χρήση δεικτών  $(hkl)$  που δεν είναι πρώτοι μεταξύ τους. Ο νόμος του Bragg είναι αναγκαία συνθήκη για να υπάρξει ανακλώμενη δέσμη αλλά όχι ικανή.

Στην πράξη, η διάταξη που περιγράψαμε δεν είναι κατάλληλη για τη μελέτη μονοκρυστάλλων. Χρησιμοποιείται σε πολυκρυσταλλικά υλικά. Σε ένα πολυκρυσταλλικό υλικό που είναι ισότροπο, όπως είναι ένα δείγμα σε μορφή σκόνης ή ένα δείγμα όπου δεν υπάρχει προτιμητέος προσανατολισμός ανάπτυξης των κρυσταλλιτών, ο προσανατολισμός των κρυσταλλιτών είναι εντελώς τυχαίος: κάθε διεύθυνση στο χώρο καλύπτεται από το ίδιο ποσοστό κρυσταλλιτών. Άρα, για κάθε τιμή των δεικτών  $(hkl)$ , θα υπάρχει (με το ίδιο πάντα ποσοστό) ένα μεγάλο πλήθος κρυσταλλιτών που έχουν τα επίπεδα  $(hkl)$  προσανατολισμένα παράλληλα προς την επιφάνεια του δείγματος. Για κάθε τιμή της γωνίας  $\theta$  (μεταξύ προσπίπτουσας και επιφάνειας του δείγματος) που ικανοποιεί τη σχέση του Bragg, θα υπάρχει ένα μεγάλο πλήθος κρυσταλλιτών που δίνει ανάκλαση, με την προϋπόθεση ότι η συγκεκριμένη ανάκλαση δεν είναι απαγορευμένη λόγω κάποιας συμμετρίας. Άρα ο απαριθμητής στη θέση  $2\theta$  θα καταγράφει ανακλώμενη δέσμη σημαντικής έντασης. Στο φάσμα XRD ενός τέτοιου δείγματος, κάθε παρατηρούμενη κορυφή είναι το αποτέλεσμα της συνεισφοράς ενός μεγάλου αριθμού κρυσταλλιτών με τον ίδιο προσανατολισμό. Σε ένα δείγμα, όπου υπάρχει προτιμητέος προσανατολισμός ανάπτυξης των κρυσταλλιτών, δεν είναι όλοι οι προσανατολισμοί ισοπίθανοι. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την τροποποίηση των εντάσεων των κορυφών. Αν ο προτιμητέος προσανατολισμός είναι πολύ ισχυρός, είναι δυνατό να έχουμε πρακτικά μηδενική ένταση για κάποιες κορυφές.

### 3.2.2 Σύντομη περιγραφή της περίθλασης ακτίνων X

Ας συμβολίσουμε με  $\vec{k}_i$  το κυματόνισμα του αντιστοιχεί στην προσπίπτουσα δέσμη ακτίνων X. Αυτό θα έχει μέτρο  $|\vec{k}_i| = 2\pi/\lambda$ . Αν είναι  $\theta_i$  γωνία που σχηματίζει η διεύθυνση της προσπίπτουσας δέσμης με την επιφάνεια του δείγματος, τότε υπάρχει μία ανακλώμενη δέσμη που η διεύθυνσή της σχηματίζει γωνία  $\theta_f = \theta_i$  με την επιφάνεια του δείγματος. Επειδή η σκέδαση είναι ελαστική, θα ισχύει ότι  $|\vec{k}_f| = |\vec{k}_i| = 2\pi/\lambda$  για το μέτρο του κυματόνισματος  $\vec{k}_f$  που χαρακτηρίζει την ανακλώμενη δέσμη. Το διάνυσμα σκέδασης  $\vec{Q}$  ορίζεται ως η διαφορά των δύο κυματόνισμάτων

$$\vec{Q} = \vec{k}_f - \vec{k}_i \quad (3.4)$$

και έχει μέτρο

$$|\vec{Q}| = |\vec{k}_f - \vec{k}_i| = \frac{4\pi}{\lambda} \sin\theta \quad (3.5)$$

όπου είναι  $\theta = \theta_f = \theta_i$ .

Στην κινηματική θεωρία σκέδασης, το αποτέλεσμα της σκέδασης υπολογίζεται αθροίζοντας τις επιμέρους συνιστώσες της σκεδασμένης H/M ακτινοβολίας από όλα τα κέντρα σκέδασης και λαμβάνοντας υπόψη τη διαφορά φάσης (λόγω του διαφορετικού δρόμου από κάθε κέντρο σκέδασης). Για την περίπτωση των ακτίνων X, τα κέντρα σκέδασης είναι τα άτομα του κρυσταλλικού πλέγματος και πιο συγκεκριμένα τα ηλεκτρόνια των ηλεκτρονικών φλοιών. Σε αυτή την προσέγγιση θεωρείται ότι η ακτινοβολία σκεδάζεται ασθενώς και δεν λαμβάνουν χώρα πολλαπλές σκεδάσεις στα άτομα του πλέγματος. Σε έναν κρύσταλλο τα

άτομα σχηματίζουν μια περιοδική δομή, καταλαμβάνοντας συγκεκριμένες θέσεις στο χώρο που περιγράφονται από διανύσματα της μορφής  $\vec{r}_{mn_a n_b n_c} = \vec{r}_m + n_a \vec{a} + n_b \vec{b} + n_c \vec{c}$ , όπου  $\vec{r}_m$  είναι η θέση ενός ατόμου μέσα στη μοναδιαία κυψελίδα,  $n_a, n_b, n_c$  είναι εκέροι με τιμές μεταξύ 0 και  $N_a - 1, N_b - 1, N_c - 1$  αντίστοιχα και  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  είναι τα θεμελιώδη διανύσματα μετατόπισης του πλέγματος ( $N_a, N_b, N_c$  είναι το πλήθος των κυψελίδων ενός κρυστάλλου πεπερασμένου μεγέθους κατά μήκος των διευθύνσεων  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  αντίστοιχα). Το ολικό πλάτος της σχεδασμένης από τον κρύσταλλο ακτινοβολίας θα δίνεται από από ένα άθροισμα της μορφής

$$A(\vec{Q}) \propto \sum_{mn_a n_b n_c} f_m e^{i\vec{Q} \cdot \vec{r}_{mn_a n_b n_c}} = \sum_m f_m e^{i\vec{Q} \cdot \vec{r}_m} \sum_{n_a=0}^{N_a-1} e^{i\vec{Q} n_a \cdot \vec{a}} \sum_{n_b=0}^{N_b-1} e^{i\vec{Q} n_b \cdot \vec{b}} \sum_{n_c=0}^{N_c-1} e^{i\vec{Q} n_c \cdot \vec{c}}. \quad (3.6)$$

Ο πρώτος παράγοντας σε αυτό το γινόμενο καλείται παράγοντας ατομικής δομής, συμβολίζεται με  $F$  και ενσωματώνει όλη την πληροφορία για τη σχετική διάταξη των ατόμων μέσα στη μοναδιαία κυψελίδα:

$$F(\vec{Q}) = \sum_m f_m e^{i\vec{Q} \cdot \vec{r}_m}. \quad (3.7)$$

Σύμφωνα με τη σχέση (3.6), για να υποστεί η προσπίπτουσα δέσμη σημαντική ανάκλαση θα πρέπει η γωνία  $\theta$  να είναι τέτοια ώστε το διάνυσμα  $\vec{Q}$  να είναι ένα διάνυσμα του αντιστρόφου πλέγματος. Δηλαδή θα πρέπει να είναι  $\vec{Q}_{hkl} = h\vec{A} + k\vec{B} + l\vec{C}$ , όπου  $\vec{A}, \vec{B}, \vec{C}$  είναι τα θεμελιώδη διανύσματα του αντιστρόφου πλέγματος και  $h, k, l$  ακέροι. Αν λάβουμε υπ' όψιν ότι ισχύει η σχέση  $|\vec{Q}_{hkl}| = 2\pi/d_{hkl}$ , τότε η σχέση (3.5) είναι στην ουσία η σχέση του Bragg:  $\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta_B$ , όπου  $\theta_B$  είναι η γωνία Bragg για την οποία παρατηρείται ανάκλαση από τα πλεγματικά επίπεδα ( $hkl$ ). Επειδή το διάνυσμα σκέδασης  $\vec{Q}_{hkl}$  είναι κάθετο στα πλεγματικά επίπεδα ( $hkl$ ), η περίθλαση ακτίνων X στη γεωμετρία  $\theta$ - $2\theta$  μας δίνει ένα μέτρο του πλήθους των κρυσταλλικών κόκκων ενός πολυκρυσταλλικού υλικού που έχουν τα πλεγματικά τους επίπεδα ( $hkl$ ) παράλληλα προς την επιφάνεια του δείγματος. Παίρνουμε δηλαδή πληροφορία σχετική με την πιθανή ύπαρξη προτιμητέου προσανατολισμού των κρυσταλλογραφικών αξόνων κατά την ανάπτυξη των κρυσταλλικών κόκκων.

### 3.3 Ποσοτική ανάλυση με τη μέθοδο της φασματοσκοπίας οπισθοσκέδασης Rutherford (RBS)

Η φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford (Rutherford Back scattering Spectroscopy ή RBS) είναι μια από τις πιο συχνά χρησιμοποιούμενες πειραματικές τεχνικές για την εύρεση του είδους των ατόμων (ποιοτική ανάλυση) και της σχετικής αναλογίας τους (στοιχειομετρία, ποσοτική ανάλυση) στην επιφάνεια ενός δείγματος και λίγο κάτω από αυτή. Ειδικότερα, είναι μια εξαιρετική τεχνική για χρήση στην περίπτωση υλικών που έχουν τη μορφή λεπτών υμενίων και μπορεί χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό του πάχους τους και της μεταβολής της στοιχειομετρίας με το βάθος (depth profile analysis). Έχουμε δηλαδή μια ακριβή εικόνα για το πώς μεταβάλλεται η σχετική αναλογία των ατόμων ως συνάρτηση της απόστασης από την επιφάνεια του υμενίου. Λόγω της δυνατότητας της να δίνει ακριβή ποσοτικά αποτελέσματα, η τεχνική RBS χρησιμοποιείται ως πρότυπο για να συγκριθούν τα αποτελέσματα από άλλες τεχνικές. Για λόγους συντομίας, η φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford θα καλείται απλά «φασματοσκοπία RBS» σε όλο το υπόλοιπο κείμενο της παρούσας διατριβής, ενώ τα φάσματα που προκύπτουν θα καλούνται «φάσματα RBS».

Λεπτομέρειες για την αρχή λειτουργίας της φασματοσκοπίας RBS μπορούν να βρεθούν στις αναφορές [78, 79, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 87, 88, 89, 90]. Στην υποενότητα που ακολουθεί δίνεται μόνο μια πολύ συνοπτική περιγραφή.

### 3.3.1 Αρχή λειτουργίας της φασματοσκοπίας RBS

Στην πιο συνήθη και απλή περίπτωση της οπισθοσκέδασης Rutherford, έχουμε μια μονο-ενεργειακή δέσμη ιόντων (συνήθως  $H^+$  ή  $He^+$  με ενέργεια 0.5–2.5 MeV) που κατευθύνεται προς ένα στόχο. Τα ιόντα της δέσμης σχεδιάζονται πάνω στους πυρήνες των ατόμων του υλικού και η πληροφορία για τη δομή του υλικού προκύπτει από την ανάλυση των ενεργειών των ιόντων, που γυρίζουν προς τα πίσω (υπό κάποια γωνία σε σχέση με τη διεύθυνση της προσπίπτουσας δέσμης) αφού έχουν υποστεί σκέδαση.

Κατά την κρούση ενός ιόντος της δέσμης με πυρήνα από άτομο του υλικού, μεταφέρεται ενέργεια από το προσπίπτον ιόν στο αρχικά ακίνητο άτομο του υλικού. Ο λόγος  $K$  της ενέργειας  $E_1$  μετά τη σκέδαση προς την ενέργεια  $E_0$  πριν τη σκέδαση (ο λεγόμενος κινητικός παράγοντας) είναι [79, 80]:

$$\frac{E_1}{E_0} = K = \left[ \frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cos \theta}{M_2 + M_1} \right]^2 \quad (3.8)$$

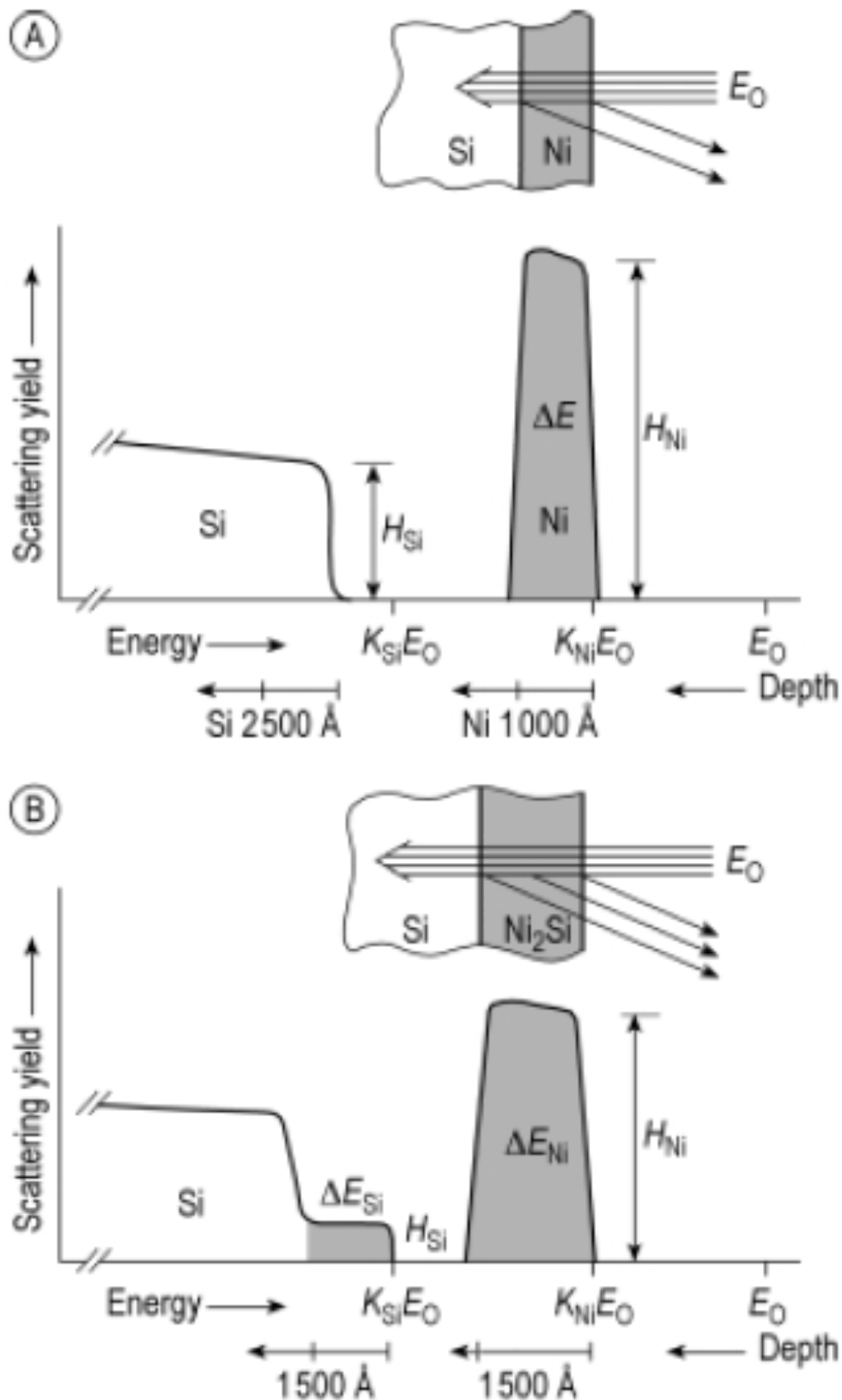
όπου  $\theta$  είναι η γωνία σκέδασης (γωνία μεταξύ προσπίπτουσας και σκεδαζόμενης δέσμης),  $M_1$  η μάζα ενός ιόντος της δέσμης και  $M_2$  η μάζα ενός ατόμου στόχου. Για να υπάρξει οπισθοσκέδαση θα πρέπει να είναι  $M_1 < M_2$ . Η ενέργεια  $E_0$  και η μάζα  $M_1$  είναι προκαθορισμένες και συνιστούν χαρακτηριστικά της προσπίπτουσας δέσμης, ενώ η γωνία  $\theta$  και η ενέργεια  $E_1$  μπορούν να μετρηθούν. Τότε από τη σχέση (3.8) μπορεί να υπολογιστεί η τιμή της μάζας  $M_2$ . Η ελάχιστη τιμή του λόγου  $K$  αντιστοιχεί σε γωνία σκέδασης  $\theta=180^\circ$ :

$$K_{\min} = \left( \frac{E_1}{E_0} \right)_{\min} = \left( \frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \right)^2 \quad (3.9)$$

Έτσι η γραφική παράσταση του αριθμού σκεδαζόμενων ιόντων συναρτήσει της ενέργειας  $E_1$  (το λεγόμενο φάσμα RBS) εμφανίζει για κάθε είδος ατόμων μια κορυφή συγκεκριμένου εύρους  $\Delta E$  (π.χ. βλέπε φάσμα σχήματος 5.5 στη σελίδα 92).

Στην πραγματικότητα τα πράγματα δεν είναι τόσο απλά. Η ενέργεια ενός οπισθοσκεδαζόμενου ιόντος δίνεται από τη σχέση (3.8) μόνο για σκέδαση πάνω σε άτομο που βρίσκεται στην επιφάνεια του στόχου. Όμως η δέσμη των ιόντων εισέρχεται στο εσωτερικό του στόχου και ένα ιόν μπορεί να οπισθοσκεδαστεί (συγκρουόμενο με άτομο στόχο) σε οποιοδήποτε σημείο κατά μήκος της διαδρομής της δέσμης. Για την περιοχή ενεργειών που χρησιμοποιείται στη φασματοσκοπία RBS, η τροχιά των ιόντων που δεν έχουν οπισθοσκεδαστεί είναι ευθεία γραμμή, που κατά μήκος της τα ιόντα χάνουν σταδιακά ενέργεια, κυρίως λόγω διέγερσης ή ιονισμού ατόμων του στόχου. Η επιπλέον απώλεια ενέργειας  $dE/dx$  ανά μονάδα μήκους λόγω αυτών των διαδικασιών έχει ως αποτέλεσμα τη διεύρυνση των κορυφών στο φάσμα RBS ενός λεπτού υμενίου.

Στο σχήμα 3.5(A) δείχνεται το φάσμα RBS ενός υμενίου Ni πάχους 100 nm που έχει εναποτεθεί πάνω σε υπόστρωμα Si, για να εξηγηθούν ποιοτικά όσα αναφέρθηκαν. Μόνο ιόντα που σχεδιάζονται από την πάνω επιφάνεια του υμενίου Ni έχουν ενέργεια  $E_1$  που δίνεται από τη σχέση (3.8):  $E_1 = K_{Ni} E_0$ . Τα ιόντα που δε σχεδιάζονται στην πάνω επιφάνεια του υμενίου Ni κινούνται στο εσωτερικό του χάνοντας σταδιακά ενέργεια. Άρα, τα ιόντα που σχεδιάζονται από άτομα Ni πάνω στη διεπιφάνεια Si-Ni θα έχουν ενέργεια  $E_1 < K_{Ni} E_0$ . Επιπλέον, κατά τη διαδρομή τους μέσα στο υμένιο Ni μετά τη σκέδαση χάνουν πάλι ενέργεια. Συνεπώς, τα



Σχήμα 3.5: Παράδειγμα απλού φάσματος RBS. Δείχνεται σχηματικά το φάσμα RBS που προκύπτει από δέση ιόντων  $He^+$  με ενέργεια της τάξης του MeV για δύο περιπτώσεις: (A) Ένα υμένιο Ni πάχους 100 nm που έχει εναποτεθεί πάνω σε υπόστρωμα Si. (B) Το ίδιο υμένιο μετά από αντίδραση με το υπόστρωμα Si και το σχηματισμό  $Ni_2Si$ . Το σχήμα αυτό προέρχεται από την αναφορά [78].

ιόντα που σκεδάστηκαν από άτομα Ni πάνω στη διεπιφάνεια Si-Ni θα έχουν (κατά την έξοδό τους από το υμένιο) ενέργεια μικρότερη από αυτά που σκεδάστηκαν στην πάνω επιφάνεια του υμενίου Ni, κατά ένα ποσό ενέργειας  $\Delta E$ . Το αποτέλεσμα είναι μια φαρδιά κορυφή εύρους  $\Delta E$  στο φάσμα RBS. Το εύρος  $\Delta E$  της κορυφής σχετίζεται άμεσα με το πάχος του υμενίου Ni. Για τα άτομα Si, ο κινητικός παράγοντας είναι μικρότερος σε σχέση με αυτόν του Ni ( $K_{Si} < K_{Ni}$ ), λόγω της μικρότερης μάζας τους. Επειδή δεν υπάρχουν άτομα Si στην πάνω επιφάνεια του υμενίου, το ενεργειακό φάσμα που δημιουργείται από τη σκέδαση σε άτομα Si ξεκινά από ενέργεια χαμηλότερη από  $K_{Si}E_0$  και εκτείνεται ως τη μηδενική ενέργεια, αφού το υπόστρωμα Si έχει πρακτικά άπειρο πάχος για τη δέσμη ιόντων.

Για την οπισθοσκέδαση Rutherford, η πιθανότητα σκέδασης ενός ιόντος της δέσμης πάνω σε άτομο του υμενίου περιγράφεται από τη διαφορική ενεργό διατομή για δυναμικό Coulomb [78]:

$$\sigma(E, \theta) = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{4 [(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_2 \cos \theta]^2}{M_2 \sin^4 \theta (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (3.10)$$

όπου  $E$  η ενέργεια,  $\theta$  η γωνία σκέδασης,  $(M_1, Z_1)$  η μάζα και ο ατομικός αριθμός ενός ιόντος της δέσμης,  $(M_2, Z_2)$  η μάζα και ο ατομικός αριθμός ενός ατόμου του στόχου και  $e$  το ηλεκτρικό φορτίο του ηλεκτρονίου. Η διαφορική ενεργός διατομή  $\sigma(E, \theta)$  ορίζεται έτσι ώστε η ποσότητα  $\sigma(E, \theta)d\Omega$  να είναι η πιθανότητα να σκεδαστεί κάποιο ιόν της δέσμης πάνω σε κάποιο άτομο του στόχου και μετά τη σκέδαση να κινείται σε τέτοια διεύθυνση ώστε να βρίσκεται στο εσωτερικό στερεάς γωνίας  $d\Omega$  που σχηματίζει γωνία  $\theta$  με την προσπίπτουσα δέσμη. Η σχέση (3.10) ισχύει με μεγάλη ακρίβεια για την τυπική περίπτωση που γίνεται χρήση δέσμης ιόντων  $He^+$  με ενέργεια 1–2 MeV, ενώ υπάρχουν αποκλίσεις για υψηλότερες και χαμηλότερες ενέργειες [80].

Για μια δέσμη ιόντων, όπου ο συνολικός αριθμός ιόντων που πέφτουν πάνω στο υμένιο/στόχο είναι  $Q$  και ο συνολικός αριθμός ιόντων που οπισθοσκεδάζονται από άτομα του τύπου A είναι  $Q_A$  (ή αλλιώς το λεγόμενο Back-Scattering Yield  $Y_A$  κατά τη συνήθη διεθνή ορολογία), θα είναι [78]:

$$Q_A = Q N_A \sigma_A \Delta\Omega \quad (3.11)$$

όπου  $N_A$  είναι η επιφανειακή πυκνότητα (σε atoms/cm<sup>2</sup>) των ατόμων τύπου A στο υμένιο,  $\sigma_A$  η διαφορική ενεργός διατομή σκέδασης (σε cm<sup>2</sup>/sr) από άτομα του τύπου A και  $\Delta\Omega$  είναι η στερεά γωνία του ανιχνευτή που καταγράφει τα οπισθοσκεδασμένα ιόντα. Για ένα υμένιο που περιέχει δύο τύπους ατόμων A και B με αναλογία  $A_m B_n$  είναι  $m/n = N_A/N_B$ , οπότε από τη σχέση (3.11) έχουμε [78]:

$$\frac{m}{n} = \frac{N_A}{N_B} = \frac{Q_A \sigma_B(E, \theta)}{Q_B \sigma_A(E, \theta)} \quad (3.12)$$

όπου παρατηρούμε ότι ο λόγος  $m/n$  εξαρτάται μόνο από τους λόγους  $Q_A/Q_B$  και  $\sigma_B/\sigma_A$  που μπορούν να μετρηθούν ή να υπολογιστούν εύκολα ενώ δεν περιέχονται οι ποσότητες  $Q$  και  $\Delta\Omega$  που είναι δύσκολο να μετρηθούν [78].

Ένα φάσμα RBS περιέχει πληροφορίες για τα είδη και τις μάζες των ατόμων του στόχου πάνω στα οποία σκεδάζονται τα ιόντα, την αναλογία των ατόμων σε ένα επιφανειακό στρώμα του στόχου (ως εκεί που μπορεί να φτάσει η δέσμη πριν εξασθενίσει) σε συνάρτηση με το βάθος από την επιφάνεια του στόχου και το πάχος κάθε στρώματος όταν υπάρχει στρωματική δομή κοντά στην επιφάνεια του στόχου. Ο υπολογισμός των μαζών των ατόμων από τις ενέργειες των οπισθοσκεδαζόμενων ιόντων βασίζεται ουσιαστικά στη σχέση (3.8), όπου στην πράξη γίνεται ανίχνευση για  $\theta \approx 170^\circ$  λόγω του μεγέθους του ανιχνευτή [78]. Ο υπολογισμός της αναλογίας των ατόμων βασίζεται ουσιαστικά στη σχέση (3.12).

Ένα οπτικοποιημένο παράδειγμα φαίνεται στο σχήμα 3.5(B), όπου δείχνεται το φάσμα RBS του υμενίου του σχήματος 3.5(A) μετά από αντίδραση με το υπόστρωμα Si και το σχηματισμό Ni<sub>2</sub>Si. Μετά την αντίδραση, το εύρος  $\Delta E_{Ni}$  της κορυφής που αντιστοιχεί στο Ni έχει αυξηθεί, λόγω της παρουσίας ατόμων Si που δίνουν μια επιπλέον συνεισφορά στις ενεργειακές απώλειες. Το σήμα που αντιστοιχεί στο Si έχει ένα επιπλέον «σκαλοπάτι» (το γραμμοσκιασμένο κομμάτι του σήματος Si), σε σχέση με το σχήμα 3.5(A), που ξεκινά από την ενέργεια  $K_{Si}E_0$  και αντιστοιχεί στο Si που υπάρχει μέσα στο υμένιο Ni<sub>2</sub>Si. Οι γραμμοσκιασμένες περιοχές στο φάσμα του σχήματος 3.5(B) δίνουν ένα μέτρο των αριθμών των ιόντων που έχουν σκεδαστεί πάνω σε άτομα Ni ή Si (δηλαδή των αριθμών  $Q_{Ni}$  και  $Q_{Si}$ ). Από τη γνώση των  $Q_{Ni}$  και  $Q_{Si}$  και τη σχέση (3.12) μπορεί να υπολογιστεί ο λόγος  $N_{Ni}/N_{Si}$ .

Με τη γνώση της αναλογίας ατόμων στα στρώματα ενός υμενίου, είναι εφικτός ο υπολογισμός του πάχους των διαφόρων στρωμάτων από τις ενέργειες των σκεδαζόμενων ιόντων. Αυτός ο υπολογισμός βασίζεται στη γνώση των απωλειών ενέργειας των ιόντων κατά την κίνησή τους μέσα στο υμένιο πριν και μετά τη σκέδαση. Πράγματι, η διαφορά ενέργειας  $\Delta E$  μεταξύ ενός ιόντος που σκεδάστηκε στην επιφάνεια του υμενίου και ενός ιόντος που σκεδάστηκε σε βάθος  $x$  από την επιφάνεια δίνεται από μια σχέση της μορφής  $\Delta E = [S]x$ , όπου το  $[S]$  καλείται συντελεστής απώλειας ενέργειας [80]. Ο συντελεστής  $[S]$  εξαρτάται από τις απώλειες ενέργειας  $dE/dX$  (λόγω διέγερσης ή ιονισμού των ατόμων του υμενίου) ανά μονάδα μήκους των εισερχόμενων και εξερχόμενων διαδρομών των ιόντων, τον κινητικό παράγοντα  $K$  και τον προσανατολισμό του υμενίου σε σχέση τόσο με την προσπίπτουσα δέσμη όσο και με τον ανιχνευτή [80].

Για στόχους που περιέχουν πολλά στοιχεία, που μπορεί να δίνουν αλληλοεπικαλυπτόμενες κορυφές στο φάσμα RBS, η ανάλυση του φάσματος γίνεται με χρήση κατάλληλου λογισμικού που προσομοιώνει τη διαδικασία της σκέδασης. Ένα ευρέως χρησιμοποιούμενο πρόγραμμα αυτού του είδους είναι το RUMP [85].

## 3.4 Μέθοδοι μαγνητικού χαρακτηρισμού και μελέτης της μαγνητικής υστέρησης

### 3.4.1 Βασικές κατηγορίες μεθόδων μαγνητικού χαρακτηρισμού

Για το μαγνητικό χαρακτηρισμό και τη μελέτη των ιδιοτήτων δειγμάτων που έχουν μαγνητικές ιδιότητες, έχουν αναπτυχθεί διάφορες μέθοδοι. Αυτές μπορούν να χωριστούν σε τρεις μεγάλες κατηγορίες [91, 92]:

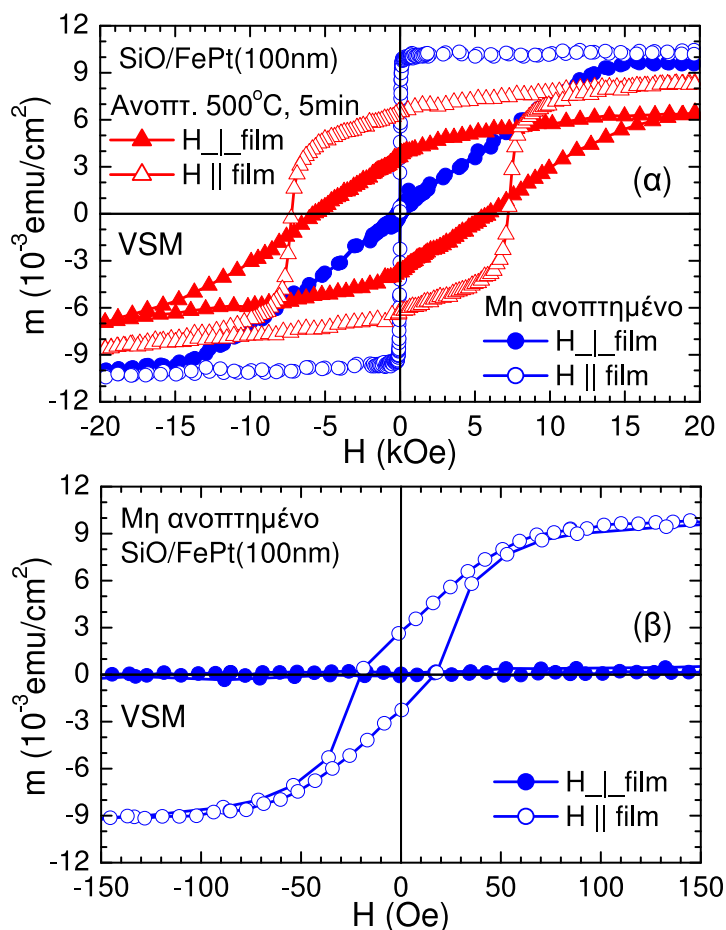
- Τις μεθόδους μέτρησης δύναμης (force methods): Σε αυτές γίνεται μέτρηση της δύναμης που ασκείται στο δείγμα όταν αυτό βρίσκεται μέσα σε ένα μη ομογενές μαγνητικό πεδίο. Αυτή είναι η παλαιότερη κατηγορία τεχνικών και χαρακτηρίζεται από αρκετά μεγάλη ευαισθησία. Φυσικά με αυτή τη μέθοδο είναι δύσκολο να μετρήσουμε την τιμή της μαγνήτισης σε ένα πραγματικά ομοιόμορφο μαγνητικό πεδίο, αφού η ύπαρξη βαθμίδας μαγνητικού πεδίου είναι απαραίτητη για να ασκηθεί δύναμη σε μια μαγνητική διπολική ροπή [92]. Επιπλέον, όταν γίνεται χρήση αυτής της τεχνικής, δεν είναι εύκολο να δημιουργηθούν πρωτόκολλα μετρήσεων όπου θα καταγράφεται η μαγνήτιση του δείγματος ως συνάρτηση του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου ή της κρυσταλλογραφικής διεύθυνσης [92].
- Τις επαγωγικές μεθόδους μέτρησης (induction methods): Σε αυτές η μέτρηση της μαγνήτισης του δείγματος γίνεται με έμμεσο τρόπο μέσω της μέτρησης του σήμα-

τος που επάγεται σε ένα σύστημα πηνίων ανίχνευσης (detection coils ή pick up coils). Το επαγόμενο σήμα είναι αποτέλεσμα της κίνησης του δείγματος ή των πηνίων ανίχνευσης μέσα σε ένα ομογενές μαγνητικό πεδίο. Η μαγνητομετρία ταλαντωμένου δείγματος (*Vibrating Sample Magnetometry* ή *VSM*) είναι μια μέθοδος μέτρησης που υπάγεται σε αυτή την κατηγορία: στην ουσία αυτό που μετράει το σύστημα είναι η εναλλασσόμενη (AC) τάση που προκαλείται στα πηνία ανίχνευσης μέσω του φαινομένου της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής, λόγω εξαναγκασμένης ταλαντωτικής κίνησης της μαγνητικής ροπής του δείγματος [91, 92]. Μια άλλη γνωστή τεχνική που μπορεί να υπαχθεί σε αυτή τη γενική κατηγορία είναι η μαγνητομετρία *SQUID* (*Superconducting Quantum Interference Device*), όπου το μετρούμενο σήμα είναι πάλι τάση που – μέσω μιας επαφής Josephson – συνδέεται με τη μαγνητική ροή του μαγνητικού πεδίου του αργά κινούμενου δείγματος μέσα από τα υπεραγώγιμα πηνία ανίχνευσης.

- Τις έμμεσες μεθόδους μέτρησης (indirect methods): Σε αυτές γίνεται μέτρηση της τιμής μιας ιδιότητας του δείγματος που εξαρτάται άμεσα από την τιμή της μαγνήτισής του. Το μειονέκτημα μιας τέτοιας τεχνικής μέτρησης είναι ότι αναγκαστικά περιορίζεται σε συγκεκριμένες κατηγορίες υλικών, όπου εμφανίζεται το φυσικό φαινόμενο στο οποίο βασίζεται [92]. Επιπλέον σε κάποιες περιπτώσεις απαιτείται να υπάρχει εκ των προτέρων γνώση (σε αρκετά μεγάλο βαθμό) για τη δομή του υλικού, ώστε να είναι εφικτός ο υπολογισμός της μαγνήτισης από τα αποτελέσματα των μετρήσεων. Το πλεονέκτημα μιας τέτοιας μεθόδου είναι ότι η εφαρμογή της σε υλικά που εμφανίζουν έντονα το φυσικό φαινόμενο στο οποίο βασίζεται, μπορεί να δώσει αποτελέσματα εξαιρετικής ακρίβειας λόγω πολύ μεγάλης ευαισθησίας [92]. Παραδείγματα φαινομένων πάνω στα οποία βασίζονται τέτοιου είδους τεχνικές μέτρησης της μαγνήτισης είναι το μαγνητοοπτικό φαινόμενο Faraday (στροφή του επιπέδου πόλωσης της διερχόμενης δέσμης, σε σχέση με το επίπεδο πόλωσης της προσπίπτουσας δέσμης για γραμμικά πολωμένο φως, λόγω αλληλεπίδρασης με τα μαγνητικά δίπολα που υπάρχουν στο υλικό), το μαγνητοοπτικό φαινόμενο Kerr (στροφή του επιπέδου πόλωσης της ανακλώμενης δέσμης, σε σχέση με το επίπεδο πόλωσης της προσπίπτουσας δέσμης για γραμμικά πολωμένο φως, λόγω αλληλεπίδρασης με τα μαγνητικά δίπολα που υπάρχουν στο υλικό), το σιδηρομαγνητικό φαινόμενο Hall και ο σιδηρομαγνητικός συντονισμός μικροκυμάτων.

Με τη χρήση πειραματικών μεθόδων σαν αυτές που μόλις περιγράφηκαν μπορεί να γίνει μελέτη της υστερητικής συμπεριφοράς σιδηρομαγνητικών υλικών. Το πειραματικό γεγονός που συνήθως θεωρείται ως η πιο σαφής και ευδιάκριτη εκδήλωση της ύπαρξης μαγνητικής υστέρησης στα σιδηρομαγνητικά υλικά είναι ο βρόχος υστέρησης, όπου η συνιστώσα  $M_{\parallel}(H)$  της μαγνήτισης  $\vec{M}$  του υλικού που είναι παράλληλη προς τη διεύθυνση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου  $\vec{H}$  δεν είναι μονότιμη συνάρτηση του πεδίου αλλά έχει τιμή που εξαρτάται από την προηγούμενη ιστορία του πεδίου [44]. Διατηρώντας σταθερή τη διεύθυνση του πεδίου και διαγράφοντας βρόχο  $H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{max}$ , παρατηρούμε ότι οι τιμές που παίρνει η  $M_{\parallel}(H)$  είναι διαφορετικές για κάθε έναν από τους κλάδους  $H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{max}$  και  $-H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{max}$ . Ένα άλλο βασικό χαρακτηριστικό της μαγνητικής υστέρησης που παρατηρείται στα σιδηρομαγνητικά υλικά είναι ότι για κάθε σιδηρομαγνητικό υλικό υπάρχει μια θερμοκρασία  $T_c$ , η ονομαζόμενη θερμοκρασία Curie, πάνω από την οποία εξαφανίζεται το φαινόμενο της υστέρησης και η μαγνήτιση γίνεται μονότιμη συνάρτηση του εφαρμοζόμενου πεδίου [44].

Παραδείγματα βρόχων υστέρησης μπορούν να βρεθούν σε πολλά σημεία αυτής της διατριβής. Μια χαρακτηριστική περίπτωση φαίνεται στο σχήμα 3.6, όπου παρουσιάζονται βρόχοι υστέρησης ενός υμενίου FePt(100nm) που έχει αναπτυχθεί πάνω σε οξειδωμένο Si πριν και



Σχήμα 3.6: (α) Παρουσιάζονται, ως παραδείγματα βρόχων υστέρησης, οι βρόχοι υστέρησης ενός λεπτού υμενίου FePt πάχους 100 nm που έχει εναποτεθεί πάνω σε υπόστρωμα θερμικά οξειδωμένου Si (SiO για συντομία). Έχουν μετρηθεί με VSM πριν (κύκλοι) και μετά (τρίγωνα) από ανόπτηση στους 500°C για 5 min για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένο (γεμισμένα σύμβολα) και  $\vec{H} \parallel$  υμένο (κενά σύμβολα). (β) Παρουσιάζονται, για την περιοχή των ασθενών πεδίων, οι βρόχοι υστέρησης πριν την ανόπτηση.

μετά από ανόπτηση και για διαφορετικούς προσανατολισμούς του εξωτερικού πεδίου  $\vec{H}$ . Είναι εμφανής η εξάρτηση της μορφής του βρόχου υστέρησης από την επεξεργασία που έχει γίνει (εδώ πρόκειται για την ανόπτηση) και τον προσανατολισμό του πεδίου. Γενικά υπάρχει μεγάλη ποικιλία στα σχήματα των βρόχων υστέρησης, οπότε είναι αναγκαία η χρήση ενός μικρού αριθμού παραμέτρων που να δίνουν ένα βασικό χαρακτηρισμό των ιδιοτήτων των βρόχων [44]. Δύο παράμετροι που χρησιμεύουν για έναν αρχικό χαρακτηρισμό είναι η παραμένουσα μαγνήτιση  $M_r$  (remanence) και το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  (coercive field), που είναι τα σημεία τομής ενός βρόχου  $M_{\parallel}(H)$  με τον κατακόρυφο άξονα  $M$  και τον οριζόντιο άξονα  $H$  αντίστοιχα. Η παραμένουσα μαγνήτιση  $M_r$  είναι η μαγνήτιση που επιτυγχάνεται με εφαρμογή ενός μεγάλου εξωτερικού πεδίου και τον ακόλουθο μηδενισμό του και εκφράζει το γεγονός ότι ένα σιδηρομαγνητικό υλικό μπορεί να εξακολουθεί να έχει μη μηδενική μαγνήτιση ακόμα και μετά την απομάκρυνση της εξωτερικής διέγερσης/πεδίου. Το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  είναι το πεδίο που απαιτείται για να μειώσουμε τη μαγνήτιση από  $M_r$  σε μηδέν και εκφράζει την ένταση του εφαρμοζόμενου πεδίου που απαιτείται για να αντιστραφεί η μαγνήτιση. Το εύρος των τιμών που μπορεί να πάρει το συνεκτικό πεδίο είναι τεράστιο και κυμαίνεται από τιμές της τάξης του Oe, που είναι χαρακτηριστική συμπεριφορά των μαλακών μαγνητικών υλικών, μέχρι τιμές της τάξης των  $10^3$ – $10^4$  Oe, που είναι χαρακτηριστική συμπεριφορά των σκληρών



μαγνητικών υλικών. Για παράδειγμα, στο σχήμα 3.6 το συνεκτικό πεδίο του υμενίου πριν την ανόπτηση έχει τιμή της τάξης των δεκάδων  $Oe$  και μετά την ανόπτηση τιμή της τάξης των  $7 kOe$ . Μια επιπλέον χρήσιμη παράμετρος είναι η μαγνήτιση κόρου (*saturation magnetization*)  $M_s$ , που είναι η τιμή της μαγνήτισης όταν η ένταση  $H_a$  του εξωτερικού πεδίου γίνει πάρα πολύ μεγάλη. Η  $M_s$  λέγεται και *αυθόρμητη μαγνήτιση* (*spontaneous magnetization*), γιατί δίνει την τιμή της μαγνήτισης σε μια μαγνητική περιοχή.

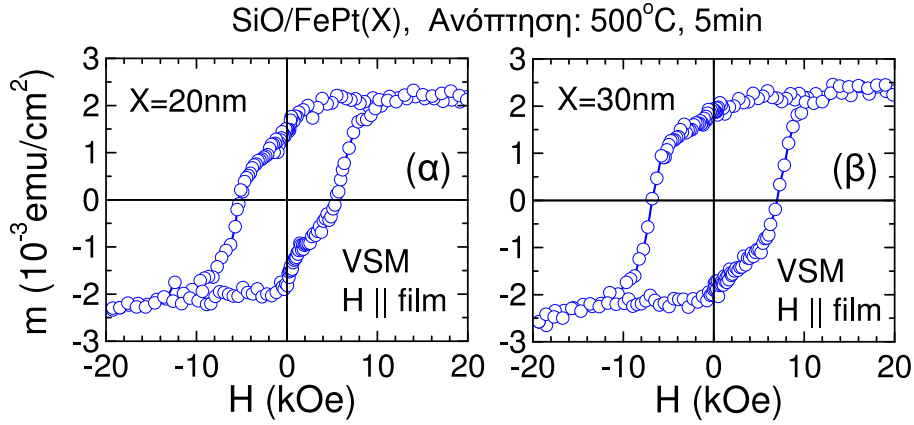
Οι βρόχοι υστέρησης είναι κάτι που πάντα παρουσιάζεται και συζητείται όταν γίνεται μελέτη των ιδιοτήτων σιδηρομαγνητικών υλικών. Η χρήση βρόχων υστέρησης είναι τόσο συνηθισμένη, που συχνά δεν αναφέρονται κάποια μη τετριμμένα θέματα που σχετίζονται με τη χρήση τους. Κατ' αρχήν ο βρόχος υστέρησης που καταγράφεται για ένα υλικό δε μπορεί απλά να θεωρηθεί ως ενδογενής ιδιότητα του ίδιου του υλικού, αλλά είναι μάλλον το αποτέλεσμα ενός αριθμού βημάτων που πρέπει να γίνουν και σχετίζονται με τη μέθοδο μέτρησης, τη γεωμετρία του δείγματος (σε πολλές περιπτώσεις η γεωμετρία είναι προκαθορισμένη και δεν μπορούμε να δώσουμε στο δείγμα σχήμα που να διευκολύνει τις μετρήσεις) και διάφορες άλλες μη τετριμμένες συμβάσεις [44]. Για παράδειγμα το μαγνητικό πεδίο και η μαγνήτιση είναι διανυσματικές ποσότητες, και αυτό θα έπρεπε να φαίνεται σε μια πλήρη αναπαράσταση  $\vec{M}(\vec{H})$  ενός βρόχου υστέρησης. Αντίθετα, πολλά πειράματα και θεωρητικές ερμηνείες χρησιμοποιούν μια βαθμωτή αναπαράσταση, όπου παρουσιάζεται μόνο η συνιστώσα  $M_{\parallel}$  της μαγνήτισης που είναι παράλληλη προς το πεδίο ως συνάρτηση της έντασης  $H$  του πεδίου. Αυτή η βαθμωτή περιγραφή θεωρείται απλή και ξεκάθαρη και είναι πολύ βολική για την αναγνώριση μιας προτιμητέας κατεύθυνσης για τη μαγνήτιση, όταν στο υλικό υπάρχει κάποιου είδους ανισοτροπία. Δεν μπορεί όμως να θεωρηθεί πλήρης, αφού δε δίνει πληροφορίες για τη συμπεριφορά της συνιστώσας  $M_{\perp}$  της μαγνήτισης που είναι κάθετη προς το πεδίο [44]. Για παράδειγμα, όταν  $M_{\parallel}=0$  – για εξωτερικό πεδίο ίσο με το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  – τότε η  $M_{\perp}$  τιμή έχει; Είναι και αυτή μηδέν ή όχι, λόγω στροφής της  $\vec{M}$  κάθετα προς τη διεύθυνση του εξωτερικού πεδίου; Έχοντας ξεκαθαρίσει ότι το θέμα δεν είναι τόσο απλό και χωράει πολλή συζήτηση, αναφέρουμε εδώ ότι σε όλα τα πειραματικά δεδομένα της παρούσας διατριβής ακολουθείται η συνήθης σύμβαση, όπου όταν μιλάμε για βρόχο υστέρησης εννοούμε τη βαθμωτή αναπαράσταση  $M_{\parallel}(H)$ : σε κάθε περίπτωση όπου στο κείμενο δεν αναφέρεται ρητά κάτι διαφορετικό για τη μαγνήτιση  $M(H)$ , θα εννοείται πάντα ότι πρόκειται για τη συνιστώσα  $M_{\parallel}(H)$  της  $\vec{M}(\vec{H})$  που είναι παράλληλη προς το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}$ .

Στις ενότητες που ακολουθούν την ενότητα 3.4 δίνεται η περιγραφή των μεθόδων που χρησιμοποιήθηκαν για το μαγνητικό χαρακτηρισμό των δειγμάτων που παρασκευάστηκαν κατά την εκπόνηση της παρούσας διατριβής: η ενότητα 3.5 είναι αφιερωμένη στην παρουσίαση της μαγνητομετρίας VSM.

### 3.4.2 Υπολογισμός χαρακτηριστικών μεγεθών βρόχων υστέρησης με προσαρμογή ομαλών καμπυλών στα πειραματικά σημεία

Τα χαρακτηριστικά μεγέθη των βρόχων υστέρησης MOKE, όπως το συνεκτικό πεδίο  $H_c$ , η μαγνήτιση κόρου  $M_s$  και η σχετική παραμένουσα μαγνήτιση  $m_r=M_r/M_s$ , υπολογίζονται πάνω στις ομαλές καμπύλες που προκύπτουν μετά από προσαρμογή (fitting) εξισώσεων της μορφής

$$M(H, z) = M_0 + M_s \tanh\left(\frac{H - H_0 + zH_c}{W}\right) \quad (3.13)$$



Σχήμα 3.7: Βρόχοι υστέρησης ενός υμενίου SiO/FePt(20nm) (διάγραμμα (α)) και ενός υμενίου SiO/FePt(30nm) (διάγραμμα (β)) που έχουν υποστεί ανόπτηση στους 500°C για 5 min, μετρημένοι με VSM για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \parallel \text{υμενίο}$ .

ή της μορφής

$$M(H, z) = M_0 + M_{S1} \tanh\left(\frac{H - H_0 + zH_{C1}}{W_1}\right) + M_{S2} \tanh\left(\frac{H - H_0 + zH_{C2}}{W_2}\right) \quad (3.14)$$

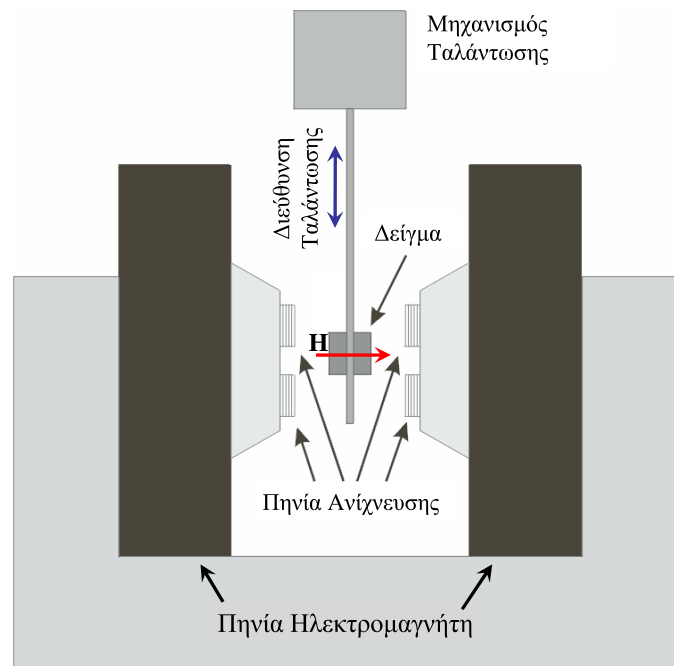
όπου  $z = \pm 1$ , στα κανονικοποιημένα πειραματικά σημεία  $M/M_{max} = f(H)$  με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων ( $z = +1$  για τον κλάδο καθόδου του βρόχου υστέρησης όπου το πεδίο μειώνεται από την τιμή  $H_{max}$  και  $z = -1$  για τον κλάδο ανόδου του βρόχου υστέρησης όπου το πεδίο αυξάνεται από την τιμή  $-H_{max}$ ). Η ίδια ακριβώς τεχνική χρησιμοποιείται και για τους βρόχους υστέρησης που προκύπτουν από μετρήσεις VSM ή SQUID, με τη διαφορά ότι η προσαρμογή δε γίνεται πάνω στα κανονικοποιημένα πειραματικά σημεία  $M/M_{max} = f(H)$  αλλά στα πειραματικά σημεία  $m/S = f(H)$  ( $m$  είναι η συνολική μαγνητική ροπή του υμενίου,  $S$  είναι το εμβαδόν της επιφάνειάς του και  $m/S$  είναι η μαγνητική ροπή ανά μονάδα επιφάνειας).

## 3.5 Μαγνητομετρία VSM

### 3.5.1 Περιγραφή της πειραματικής διάταξης και βασική αρχή λειτουργίας

Η τεχνική της μαγνητομετρίας ταλαντωνόμενου δείγματος αναδείχτηκε αρχικά κυρίως από τον Foner [92] το 1959 και από τότε έχει εξελιχθεί σε μια καθολικά αποδεκτή μέθοδο εκτέλεσης μαγνητικών μετρήσεων σε μαγνητικά ή υπεραγώγιμα δείγματα, τόσο για ερευνητικούς σκοπούς όσο και για βιομηχανικές εφαρμογές. Για λόγους συντομίας, η μαγνητομετρία ταλαντωνόμενου δείγματος θα αποκαλείται απλά «μαγνητομετρία VSM», το μαγνητόμετρο ταλαντωνόμενου δείγματος (Vibrating Sample Magnetometer) θα αποκαλείται «μαγνητόμετρο VSM» και οι αντίστοιχες μαγνητικές μετρήσεις θα αποκαλούνται «μαγνητικές μετρήσεις VSM» σε όλο το υπόλοιπο κείμενο της παρούσας διατριβής.

Σε όλες τις περιπτώσεις όπου δείγματα της παρούσας διατριβής υποβλήθηκαν σε μαγνητικές μετρήσεις VSM, χρησιμοποιήθηκε το μαγνητόμετρο VSM LakeShore του ΙΕΥ του ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ». Το σχήμα 3.8 δείχνει τη σχηματική αναπαράσταση ενός μαγνητομέτρου VSM αυτού του τύπου, όπου φαίνονται τα βασικά του τμήματα: ο ηλεκτρομαγνήτης που παράγει ένα συνεχές (DC) και μεγάλης ομοιογένειας (τουλάχιστον στην περιοχή μεταξύ των δύο πηνίων του ηλεκτρομαγνήτη) μαγνητικό πεδίο, ο μηχανισμός ταλάντωσης (vibration



Σχήμα 3.8: Σχηματική αναπαράσταση ενός μαγνητομέτρου ταλαντωνόμενου δείγματος (Vibrating Sample Magnetometer ή VSM) όπως αυτό που χρησιμοποιείται στο ΙΕΥ του ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ», όπου τα πηνία ανίχνευσης έχουν τοποθετηθεί σύμφωνα με την κάθετη γεωμετρία που φαίνεται στα σχήματα 3.9(α) και 3.9(β). Οι άξονες των πηνίων ανίχνευσης είναι οριζόντιοι, παράλληλοι μεταξύ τους και σχηματίζουν κατακόρυφο επίπεδο. Ο μηχανισμός ταλάντωσης αναγκάζει το δείγμα να εκτελέσει κατακόρυφη ταλαντωτική κίνηση, κατά μήκος ενός άξονα που βρίσκεται στο ίδιο κατακόρυφο επίπεδο, ενώ το πεδίο  $\vec{H}$  που παράγει ο ηλεκτρομαγνήτης έχει οριζόντια διεύθυνση με δυναμικές γραμμές παράλληλες προς τους άξονες των πηνίων ανίχνευσης. Τα πηνία ανίχνευσης είναι συνδεδεμένα σε σειρά κατά τέτοιο τρόπο, ώστε το ρεύμα να περνά μέσα από το κάθε ένα από αυτά με τη φορά που φαίνεται στο σχήμα 3.9(β). Το αποτέλεσμα είναι ότι το σύστημα μετράει τη συνιστώσα της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}$  του δείγματος που είναι παράλληλη προς το πεδίο  $\vec{H}$ .

unit) που προκαλεί ταλαντωτική κίνηση του δείγματος μέσα στο μαγνητικό πεδίο του ηλεκτρομαγνήτη και τα πηνία ανίχνευσης (detection coils) στα οποία δημιουργείται τάση AC από ηλεκτρομαγνητική επαγωγή (λόγω της χρονικά μεταβαλλόμενης μαγνητικής ροής που προκαλεί η ταλάντωση του δείγματος). Η διεύθυνση της εξαναγκασμένης ταλάντωσης του δείγματος είναι η κατακόρυφη, ενώ το ομογενές πεδίο DC του ηλεκτρομαγνήτη έχει οριζόντια διεύθυνση. Τα 4 πηνία ανίχνευσης έχουν κυλινδρικό σχήμα. Οι άξονες αυτών των κυλίνδρων είναι οριζόντιοι, παράλληλοι μεταξύ τους και παράλληλοι προς τις δυναμικές γραμμές του ομογενούς πεδίου DC, ενώ επιπλέον βρίσκονται και στο ίδιο κατακόρυφο επίπεδο. Ο τρόπος που έχουν συνδεθεί τα πηνία είναι τέτοιος, ώστε οι φορές των ρευμάτων που προκαλεί η ηλεκτρομαγνητική επαγωγή να είναι αυτές που φαίνονται στο σχήμα 3.9(β). Το αποτέλεσμα αυτής της συνδεσμολογίας είναι ότι το σήμα που καταγράφει το σύστημα είναι ανάλογο προς την οριζόντια συνιστώσα της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}$  του δείγματος που είναι παράλληλη προς το πεδίο  $\vec{H}$ .

Όπως ήδη αναφέρθηκε στην αρχή της υποενοότητας, η λειτουργία ενός μαγνητομέτρου VSM βασίζεται στη μέτρηση της τάσης AC (ηλεκτρεγερτικής δύναμης ή για συντομία ΗΕΔ) που δημιουργείται στα πηνία ανίχνευσης μέσω του φαινομένου της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής. Αν είναι  $\Phi_{tot}(t)$  η (χρονικά μεταβαλλόμενη) συνολική μαγνητική ροή μέσα από τα πηνία ανίχνευσης – που οφείλεται στο μαγνητικό πεδίο του ταλαντωνόμενου δείγματος – τότε η ΗΕΔ  $\mathcal{E}_{tot}(t)$  που επάγεται στα πηνία ανίχνευσης θα δίνεται από το νόμο του Faraday,

που έχει τη μορφή

$$\mathcal{E}_{tot}(t) = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi_{tot}(t)}{dt} \quad (3.15)$$

στο σύστημα μονάδων CGS [93]. Ο υπολογισμός της μαγνητικής ροής και της χρονικής παραγώγου της μπορεί να γίνει είτε άμεσα, δουλεύοντας στο σύστημα αναφοράς όπου είναι ακίνητα τα πηνία ανίχνευσης και ταλαντώνεται το δείγμα (οπότε πρέπει να υπολογίσουμε τη μαγνητική ροή που προκαλεί το μαγνητικό πεδίο του ταλαντωνόμενου δείγματος και να πάρουμε μερική παράγωγο ως προς χρόνο), είτε έμμεσα δουλεύοντας στο σύστημα αναφοράς όπου είναι ακίνητο το δείγμα και ταλαντώνονται τα πηνία ανίχνευσης (οπότε υπολογίζουμε τη μαγνητική ροή του μαγνητοστατικού πεδίου του δείγματος και εκτελούμε παραγωγή ως προς το χρόνο με τη διαδρομή ολοκλήρωσης να μεταβάλλεται χρονικά) [94]. Συνήθως χρησιμοποιείται η πρώτη μέθοδος και γίνεται χρήση της λεγόμενης αρχής της αμοιβαιότητας (principle of reciprocity) [95]. Μια μορφή αυτής της αρχής θα αποδείξουμε στη συνέχεια, καθώς θα περιγράψουμε τη διαδικασία υπολογισμού της AC ΗΕΔ.

Αν θεωρήσουμε σε μία θέση  $\vec{x}$  ένα δείγμα πολύ μικρών διαστάσεων, ώστε πρακτικά να μπορούμε να θεωρήσουμε ότι πρόκειται για σημειακό μαγνητικό δίπολο με μαγνητική διπολική ροπή  $\vec{m}$ , τότε το διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}(\vec{x}')$  που περιγράφει το μαγνητικό πεδίο του δείγματος σε μια θέση  $\vec{x}'$  κατά μήκος ενός κλειστού βρόχου  $C$  θα είναι  $\vec{A}(\vec{x}') = (\vec{m} \times (\vec{x}' - \vec{x})) / |\vec{x}' - \vec{x}|^3$  [66]. Εδώ θα πρέπει να τονιστεί ότι στην πραγματικότητα αυτή η σχέση, για το διανυσματικό δυναμικό του πρακτικά σημειακού δείγματος με μαγνητική ροπή  $\vec{m}$ , είναι απολύτως σωστή μόνο για την περίπτωση του στατικού μαγνητικού πεδίου που προκύπτει όταν το δείγμα είναι ακίνητο. Μπορεί όμως να χρησιμοποιηθεί χωρίς πρόβλημα και στην περίπτωση του δείγματος που εκτελεί ταλαντωτική κίνηση σε ένα μαγνητόμετρο VSM, επειδή η χαμηλή συχνότητα ταλάντωσης (συνήθως πρόκειται για μια τιμή που δεν υπερβαίνει τα 100 Hz) αντιστοιχεί σε μήκος κύματος που υπερβαίνει κατά πολύ τις διαστάσεις του μαγνητομέτρου [96]. Η μαγνητική ροή  $\Phi(\vec{x})$ , του πεδίου του δείγματος που είναι στη θέση  $\vec{x}$  και έχει μαγνητική ροπή  $\vec{m}$ , μέσα από τον κλειστό βρόχο  $C$  [97] θα είναι:

$$\begin{aligned} \Phi(\vec{x}) &= \oint_C \vec{A}(\vec{x}') \cdot d\vec{x}' = \oint_C \frac{\vec{m} \times (\vec{x}' - \vec{x})}{|\vec{x}' - \vec{x}|^3} \cdot d\vec{x}' = \oint_C \vec{m} \cdot \frac{(\vec{x}' - \vec{x}) \times d\vec{x}'}{|\vec{x}' - \vec{x}|^3} = \\ &= \vec{m} \cdot \oint_C \frac{d\vec{x}' \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Όμως το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα  $\oint_C d\vec{x}' \times (\vec{x} - \vec{x}') / |\vec{x} - \vec{x}'|^3$  που εμφανίζεται στην τελική μορφή της σχέσης (3.16) είναι στην ουσία το ολοκλήρωμα που προκύπτει από την εφαρμογή του νόμου των Biot και Savart [98]. Δηλαδή, αν  $\vec{B}(\vec{x})$  είναι ένα εικονικό μαγνητικό πεδίο που αντιστοιχεί σε ένα εικονικό ρεύμα  $I$  στο βρόχο  $C$  (δηλαδή ένα πεδίο που θα παραγόταν στη θέση  $\vec{x}$  αν ο βρόχος  $C$  ήταν αγωγίμος και κυκλοφορούσε κατά μήκος του κάποιο ρεύμα  $I$ ), τότε η μαγνητική ροή  $\Phi(\vec{x})$  της σχέσης (3.16) θα συνδέεται με αυτό το πεδίο μέσω της σχέσης  $\Phi(\vec{x}) = c\vec{m} \cdot \vec{B}(\vec{x}) / I$  [98], όπου  $c$  η ταχύτητα του φωτός στο κενό. Αυτή η σχέση εκφράζει την αρχή της αμοιβαιότητας μεταξύ ενός σημειακού μαγνητικού διπόλου και ενός βρόχου ρεύματος. Το εικονικό πεδίο  $\vec{B}(\vec{x})$  είναι ένα μαγνητοστατικό πεδίο που η μορφή του εξαρτάται από το σχήμα και τη θέση του κλειστού βρόχου  $C$ , και μέσα σε αυτό το πεδίο ταλαντώνεται το δείγμα. Η εξάρτηση της μαγνητικής ροής  $\Phi(\vec{x})$  από το χρόνο μπαίνει με έμμεσο τρόπο, μέσω της χρονικής εξάρτησης  $\vec{x} = \vec{x}(t)$  της θέσης του κινούμενου δείγματος.

Σύμφωνα με τη γενική σχέση (3.15), η ΗΕΔ  $\mathcal{E}(t)$  που δημιουργείται στον κλειστό βρόχο  $C$  μέσω του φαινομένου της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής θα είναι [99]

$$\mathcal{E}(t) = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi(\vec{x}(t))}{dt} = -\frac{1}{c} \frac{d\vec{x}(t)}{dt} \cdot \vec{\nabla} \Phi(\vec{x}(t)) = -\frac{1}{c} \vec{v}(t) \cdot \vec{\nabla} \left( \vec{m} \cdot \frac{c}{I} \vec{B}(\vec{x}(t)) \right) \quad (3.17)$$

όπου  $\vec{v}(t) = d\vec{x}(t)/dt$  είναι η στιγμιαία ταχύτητα του σημειακού διπόλου. Αν συμβολίσουμε με  $\partial/\partial x_k$  τον τελεστή της μερικής παραγωγίσης κατά την κατεύθυνση  $\hat{k}$  (μοναδιαίο διάνυσμα) της ταχύτητας  $\vec{v}$  και με  $B_m$  τη συνιστώσα του εικονικού μαγνητικού πεδίου  $\vec{B}$  κατά την κατεύθυνση της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}$ , τότε θα είναι  $\vec{v}(t)=v(t)\hat{k}$ ,  $B_m=\vec{m}\cdot\vec{B}/m$ ,  $\vec{v}(t)\cdot\vec{\nabla}=v(t)\hat{k}\cdot\vec{\nabla}=v(t)\partial/\partial x_k$  και η σχέση (3.17) παίρνει τη μορφή

$$\mathcal{E}(t) = -mg(\vec{x}(t))v(t), \quad \mu\epsilon \quad g(\vec{x}) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{B_m(\vec{x})}{I} \right) = \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\vec{m}\cdot\vec{B}(\vec{x})}{I} \right) \quad (3.18)$$

Η συνάρτηση  $g(\vec{x})$  ονομάζεται συνάρτηση ευαισθησίας (*sensitivity function*) [99]. Αν ο κλειστός βρόχος  $C$  αντιστοιχεί σε ένα αγωγίμο σύρμα που είναι σπείρα ενός από τα πηνία ανίχνευσης ενός μαγνητομέτρου VSM, τότε η συνάρτηση  $g(\vec{x})$  δίνει τη χωρική κατανομή της ευαισθησίας της σπείρας, δηλαδή την εξάρτηση της έντασης του σήματος  $\mathcal{E}(t)$  από τη θέση του σημειακού διπόλου  $\vec{m}$  [99]. Η συνάρτηση ευαισθησίας  $g(\vec{x})$  εμπεριέχει όλη την πληροφορία που έχει σχέση με τη γεωμετρία της σπείρας  $C$ . Κατ' επέκταση, η συνολική συνάρτηση ευαισθησίας (που περιέχει τις συνεισφορές από όλες τις σπείρες όλων των πηνίων ανίχνευσης) εμπεριέχει όλη την πληροφορία για τη γεωμετρία του μετρητικού συστήματος. Θεωρώντας την ταλαντωτική κίνηση

$$\vec{x}(t) = \vec{x}_o + \hat{k}A \sin(\omega t) \quad (3.19)$$

με σταθερή κατεύθυνση  $\hat{k}$ , κυκλική συχνότητα  $\omega$  και πολύ μικρό πλάτος  $A$ , που κάνει το δίπολο σε ένα μαγνητόμετρο VSM, έχουμε για την ταχύτητα τη σχέση  $\vec{v}(t) = \hat{k}\omega A \cos(\omega t)$ . Επειδή το πλάτος  $A$  είναι πολύ μικρό, μπορούμε να κρατήσουμε μόνο το μηδενικό όρο  $g(\vec{x}_o)$  από το ανάπτυγμα της συνάρτησης ευαισθησίας  $g(\vec{x})$  περί το σημείο ισοροπίας  $\vec{x}_o$  της ταλαντωτικής κίνησης. Έτσι η σχέση (3.18) παίρνει τελικά τη μορφή

$$\mathcal{E}(t) = -mg(\vec{x}_o)\omega A \cos(\omega t) \quad (3.20)$$

που αντιστοιχεί σε σήμα ημιτονοειδούς μορφής, το οποίο είναι ανάλογο προς τη μαγνητική ροπή του διπόλου. Από τη διαδικασία που ακολουθήθηκε για την απόδειξη αυτής της σχέσης προκύπτουν αμέσως οι ακόλουθες σημαντικές παρατηρήσεις:

- (α) Αυτή η σχέση ισχύει με πολύ μεγάλη ακρίβεια μόνο στις περιπτώσεις που οι διαστάσεις του δείγματος που πρόκειται να μετρηθεί είναι πολύ μικρές, οπότε μπορούμε πρακτικά να θεωρήσουμε ότι πρόκειται για σημειακό μαγνητικό δίπολο. Η σχέση έχει την ίδια μορφή και στη γενικότερη περίπτωση ολόκληρου του συστήματος πηνίων ανίχνευσης, το οποίο συνήθως περιλαμβάνει πολλά πηνία που το καθένα αποτελείται από πολλές σπείρες. Απλά η συνάρτηση ευαισθησίας που χαρακτηρίζει ολόκληρο το σύστημα πηνίων είναι το άθροισμα των επιμέρους συναρτήσεων ευαισθησίας των σπειρών των πηνίων.
- (β) Επειδή η διαδικασία της μέτρησης με ένα μαγνητόμετρο VSM δε δίνει άμεσα τη μαγνητική ροπή του δείγματος, αλλά δίνει μια τάση που είναι ανάλογη προς αυτή, ο υπολογισμός της μαγνητικής ροπής απαιτεί να είναι γνωστός ο συντελεστής που συνδέει τις δύο ποσότητες. Στην πράξη, ο υπολογισμός αυτού του συντελεστή επιτυγχάνεται με τη διαδικασία της βαθμονόμησης (*calibration*): εκτελείται μέτρηση για ένα πρότυπο δείγμα που η μαγνητική του ροπή είναι ήδη γνωστή με πολύ μεγάλη ακρίβεια και υπολογίζεται ο συντελεστής αναλογίας που συνδέει τη μετρούμενη τάση με αυτή τη μαγνητική ροπή.

### 3.5.2 Μέτρηση συνιστωσών μαγνητικής ροπής – Συνιστώσα παράλληλη προς το πεδίο του ηλεκτρομαγνήτη

Η μορφή στην οποία γράφτηκε η ΗΕΔ που δημιουργείται σε μια σπείρα ενός πηνίου ανίχνευσης, όπως δίνεται από τη σχέση (3.20), περιέχει όλη την απαραίτητη πληροφορία. Έχει όμως ένα μειονέκτημα: με τον τρόπο που είναι γραμμένη δεν φαίνεται ξεκάθαρα ο διανυσματικός χαρακτήρας της μαγνητικής ροπής και η δυνατότητα που δίνει η τεχνική της μαγνητομετρίας VSM για τη μέτρηση της συνιστώσας της σε μια οποιαδήποτε διεύθυνση. Στη σχέση (3.20) εμφανίζεται μόνο το μέτρο  $m$  της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}$  του δείγματος, ενώ δεν συμπεριλαμβάνεται με εμφανή τρόπο κάποια πληροφορία για τη διεύθυνση και τη φορά. Στην πραγματικότητα όλη αυτή η πληροφορία είναι ενσωματωμένη στη συνάρτηση ευαισθησίας  $g(\vec{x})$ , μέσω του εσωτερικού γινομένου  $\vec{m} \cdot \vec{B}(\vec{x})$  που εμφανίζεται στον ορισμό της  $g(\vec{x})$  στη σχέση (3.18). Αν χρησιμοποιήσουμε αυτή τη δεύτερη μορφή της  $g(\vec{x})$ , τότε η σχέση (3.20) μπορεί να πάρει την ακόλουθη ισοδύναμη μορφή:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(t) &= -\vec{m} \cdot \vec{g}(\vec{x}_o) \omega A \cos(\omega t) = \\ &= -(m_x g_x(\vec{x}_o) + m_y g_y(\vec{x}_o) + m_z g_z(\vec{x}_o)) \omega A \cos(\omega t) \end{aligned} \quad (3.21)$$

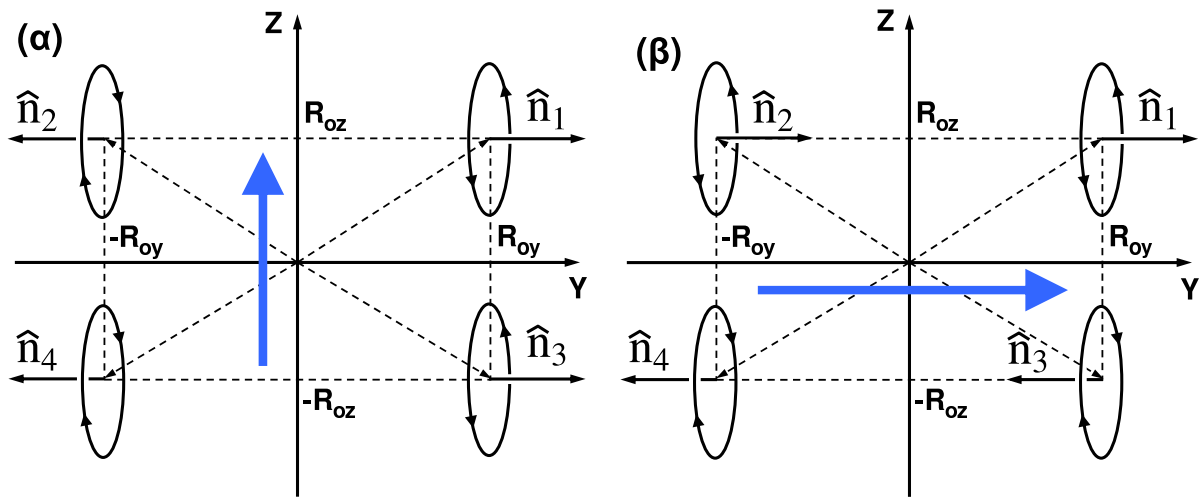
όπου η διανυσματική συνάρτηση  $\vec{g}(\vec{x})$  δίνεται [94] από την ακόλουθη σχέση<sup>1</sup>:

$$\begin{aligned} \vec{g}(\vec{x}) &= (\hat{k} \cdot \vec{\nabla}) \left( \frac{\vec{B}(\vec{x})}{I} \right) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\vec{B}(\vec{x})}{I} \right) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial x_k} \oint_C \frac{d\vec{x}' \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} = \\ &= \frac{1}{c} \oint_C d\vec{x}' \times \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} \right) = \\ &= \frac{1}{c} \oint_C d\vec{x}' \times \left( \frac{\hat{k}}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} - 3(\hat{k} \cdot (\vec{x} - \vec{x}')) \frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^5} \right) \end{aligned} \quad (3.22)$$

Η τελική μορφή της σχέσης (3.22) προέκυψε με την εφαρμογή των κανόνων της μερικής παραγώγισης και την παρατήρηση ότι είναι  $\partial \vec{x} / \partial x_k = \hat{k}$  και  $\partial \vec{x}' / \partial x_k = \vec{0}$ . Η διανυσματική συνάρτηση  $\vec{g}(\vec{x})$  περιέχει την ίδια πληροφορία με τη βαθμωτή συνάρτηση ευαισθησίας  $g(\vec{x})$ .

Από τη σχέση (3.21) βλέπουμε ότι η ΗΕΔ  $\mathcal{E}(t)$  για μια σπείρα  $C$  είναι ανάλογη προς ένα γραμμικό συνδυασμό όλων των συνιστωσών  $m_x$ ,  $m_y$  και  $m_z$  της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}$  του δείγματος, με συντελεστές  $g_x(\vec{x}_o)$ ,  $g_y(\vec{x}_o)$  και  $g_z(\vec{x}_o)$  αντίστοιχα. Αν όμως χρησιμοποιήσουμε περισσότερες από μία συρμάτινες σπείρες – επιλέγοντας κατάλληλα το πλήθος τους, το σχήμα τους, τις θέσεις τους στο χώρο και τον τρόπο σύνδεσής τους σε σειρά (που θα καθορίσει τη φορά του ρεύματος σε κάθε σπείρα) – μπορούμε να πάρουμε μια ολική συνάρτηση  $\vec{g}_{tot}(\vec{x})$ , που θα μηδενίζονται οι δύο από τις τρεις συνιστώσες της στη θέση  $\vec{x} = \vec{x}_o$  (όποιες θέλουμε). Σε αυτή την περίπτωση, η  $\mathcal{E}_{tot}(t)$  θα είναι ανάλογη προς μία μόνο από τις συνιστώσες της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}$  του δείγματος. Γενικά, έχουν αναφερθεί στη βιβλιογραφία διάφορες διατάξεις πηνίων ανίχνευσης σε ένα μαγνητόμετρο VSM, που κάνουν δυνατή τη μέτρηση οποιασδήποτε συνιστώσας της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}$  [92, 94, 95, 99, 100]. Εμείς εδώ δε θα περιγράψουμε όλες τις δυνατές περιπτώσεις, αφού κάτι τέτοιο ξεφεύγει από τους στόχους της παρούσας διατριβής. Για πλήρη παρουσίαση των διάφορων γεωμετριών που έχουν χρησιμοποιηθεί κατά καιρούς, μπορεί κανείς να δει τις αναφορές [92, 94, 95, 99, 100] και τις αναφορές που δίνονται εκεί. Εδώ θα περιοριστούμε στο να δώσουμε μια σύντομη περιγραφή δύο πολύ συνηθισμένων γεωμετριών που κάνουν χρήση 4 πηνίων ανίχνευσης: της γεωμετρίας του Mallinson [94, 95] (βλέπε σχήματα 3.9(α) και 3.9(β)) και της γεωμετρίας

<sup>1</sup>Βλέπε αναφορά [98] για την τιμή του λόγου  $\vec{B}(\vec{x})/I$  στη σχέση (3.22)



Σχήμα 3.9: Γραφική αναπαράσταση του τρόπου που είναι διευθετημένα τα 4 πηνία ανίχνευσης ενός μαγνητομέτρου VSM όταν χρησιμοποιείται ο κάθετος προσανατολισμός. Πρόκειται για τη λεγόμενη γεωμετρία του Mallinson [94, 95]. Και στις δύο περιπτώσεις (α) και (β), τα 4 πηνία είναι τοποθετημένα στις συμμετρικές θέσεις  $\vec{R}_{01} = (0, R_{0y}, R_{0z})$ ,  $\vec{R}_{02} = (0, -R_{0y}, R_{0z})$ ,  $\vec{R}_{03} = (0, R_{0y}, -R_{0z})$  και  $\vec{R}_{04} = (0, -R_{0y}, -R_{0z})$  και τα μοναδιαία διανύσματα  $\hat{n}_1$ ,  $\hat{n}_2$ ,  $\hat{n}_3$  και  $\hat{n}_4$  (που έχουν διευθύνσεις κάθετες προς τα επίπεδα των κυκλικών πηνίων με φορά που συνδέεται με τη φορά ροής του ρεύματος με τον κανόνα δεξιόστροφου κοχλίου) είναι παράλληλα προς τον οριζόντιο άξονα  $y$ , ο οποίος είναι κάθετος προς τον άξονα  $z$  ταλάντωσης του δείγματος. Τα πηνία είναι συνδεδεμένα σε σειρά κατά τέτοιο τρόπο ώστε, όταν το δείγμα είναι τοποθετημένο στη θέση  $\vec{x}=\vec{0}$ , η συνολική ΗΕΔ  $\mathcal{E}_{tot}(t)$  να είναι ανάλογη μόνο προς μία συνιστώσα της μαγνήτισης  $\vec{m}$  του δείγματος. Τα ανοιχτόχρωμα μεγάλα βέλη δείχνουν ποιά είναι αυτή η συνιστώσα σε κάθε περίπτωση. Στην περίπτωση (α), ο τρόπος που είναι συνδεδεμένα τα πηνία έχει ως αποτέλεσμα τα ρεύματα να έχουν τέτοια φορά ώστε  $\hat{n}_1 = -\hat{n}_2 = \hat{n}_3 = -\hat{n}_4 = \hat{y}$ . Με αυτή τη διεύθυνση, η  $\mathcal{E}_{tot}(t)$  είναι ανάλογη προς την κατακόρυφη συνιστώσα  $m_z$ . Στην περίπτωση (β), ο τρόπος που είναι συνδεδεμένα τα πηνία δίνει  $\hat{n}_1 = \hat{n}_2 = -\hat{n}_3 = -\hat{n}_4 = \hat{y}$  και η  $\mathcal{E}_{tot}(t)$  είναι ανάλογη προς την οριζόντια συνιστώσα  $m_y$ .

του Foner [92, 94] (βλέπε σχήματα 3.10(α) και 3.10(β)). Και στις δύο αυτές περιπτώσεις, η διεύθυνση ταλάντωσης του δείγματος ταυτίζεται με τον κατακόρυφο άξονα  $z$ . Αυτό σημαίνει ότι θέτουμε  $\hat{k}=\hat{z}$  και  $\partial/\partial x_k = \partial/\partial z$  στη σχέση (3.22). Επιπλέον, εδώ θεωρούμε ότι όλες οι σπείρες των πηνίων ανίχνευσης έχουν κυκλικό σχήμα με την ίδια ακτίνα  $\rho$ . Έχουν όμως χρησιμοποιηθεί και άλλα σχήματα για τις σπείρες (π.χ. τετράγωνο).

Στην περίπτωση της γεωμετρίας του Mallinson χρησιμοποιείται ο κάθετος προσανατολισμός των πηνίων ανίχνευσης: όλες οι σπείρες έχουν τυλιχθεί έτσι, ώστε τα επίπεδά τους να είναι κάθετα προς κάποιον οριζόντιο άξονα, που εδώ θα τον ταυτίσουμε με τον άξονα  $y$ . Άρα, για μια τυχαία σπείρα  $C$ , θα είναι  $\hat{n}=\pm\hat{y}$  για το μοναδιαίο κάθετο (προς την επιφάνειά της) διάνυσμα  $\hat{n}$  (βλέπε σχήματα 3.9(α) και 3.9(β)). Αυτή η τοποθέτηση των πηνίων ονομάζεται κάθετος προσανατολισμός, ακριβώς επειδή για κάθε σπείρα το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα  $\hat{n}$  είναι κάθετο προς τον άξονα ταλάντωσης του δείγματος ( $\hat{n}\perp\hat{z}$ ). Θα συμβολίσουμε με  $g_{\pm\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  τις διανυσματικές συναρτήσεις που παίρνουμε από τη σχέση (3.22), όταν το κέντρο της κυκλικής σπείρας  $C$  έχει διάνυσμα θέσης  $\vec{R}_0$  και είναι  $\hat{n}=\pm\hat{y}$  για το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα. Ο υπολογισμός του επικαμπύλιου ολοκληρώματος που δίνει τις  $g_{\pm\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  είναι μακροσκελής και δεν παρουσιάζεται εδώ. Υπάρχει όμως λεπτομερής περιγραφή της διαδικασίας υπολογισμού στις ενότητες Β'.2.1 (βλέπε σελίδα 198) και Β'.2.2 (βλέπε σελίδα 203) του παραρτήματος Β'. Από τον υπολογισμό προκύπτει ότι  $g_{-\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0) = -g_{+\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$ , ότι οι  $g_{\pm\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  εξαρτώνται μόνο από τη διαφορά  $\vec{x}-\vec{R}_0$  και ότι δίνονται από μια σχέση της

μορφής

$$\vec{g}_{\pm\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0) = \pm \left[ f_x^+(x - R_{0x})(y - R_{0y})(z - R_{0z})\hat{x} + f_y^+(z - R_{0z})\hat{y} + f_z^+(y - R_{0y})\hat{z} \right] \quad (3.23)$$

όπου οι ποσότητες  $f_x^+$ ,  $f_y^+$  και  $f_z^+$  δεν είναι σταθερές, αλλά είναι συναρτήσεις των τετραγώνων  $(x - R_{0x})^2$ ,  $(y - R_{0y})^2$  και  $(z - R_{0z})^2$  (βλέπε σχέσεις (B'.182) και (B'.186) της σημείωσης B'.2.1) και η ακριβής μορφή τους δίνεται από τις σχέσεις (B'.183)–(B'.185) της σημείωσης B'.2.1 και τις σχέσεις (B'.201)–(B'.203) της σημείωσης B'.2.2. Οι δύο συνδεσμολογίες που περιγράφονται στα σχήματα 3.9(α) και 3.9(β) είναι εφικτές ακριβώς εξαιτίας της μορφής που έχουν οι συναρτήσεις  $\vec{g}_{\pm\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$ . Πράγματι, αν θεωρήσουμε 4 όμοιες σπείρες τοποθετημένες στις συμμετρικές θέσεις  $\vec{R}_{01}$ ,  $\vec{R}_{02}$ ,  $\vec{R}_{03}$  και  $\vec{R}_{04}$  που φαίνονται στα σχήματα 3.9(α) και 3.9(β) και τοποθετήσουμε το δείγμα στη θέση  $\vec{x}_o = \vec{0}$ , τότε θα έχουμε για την ολική διανυσματική συνάρτηση  $\vec{g}_{tot}(\vec{x})$  σε κάθε μία από τις δύο περιπτώσεις:

$$\begin{aligned} (\alpha) \quad \hat{n}_1 = -\hat{n}_2 = \hat{n}_3 = -\hat{n}_4 = \hat{y} : \\ \vec{g}_{tot}^\alpha(\vec{0}) = \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{0}|\vec{R}_{01}) - \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{0}|\vec{R}_{02}) + \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{0}|\vec{R}_{03}) - \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{0}|\vec{R}_{04}) = \\ = -4f_z^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)R_{0y}\hat{z} \end{aligned} \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} (\beta) \quad \hat{n}_1 = \hat{n}_2 = -\hat{n}_3 = -\hat{n}_4 = \hat{y} : \\ \vec{g}_{tot}^\beta(\vec{0}) = \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{0}|\vec{R}_{01}) + \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{0}|\vec{R}_{02}) - \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{0}|\vec{R}_{03}) - \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{0}|\vec{R}_{04}) = \\ = -4f_y^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)R_{0z}\hat{y} \end{aligned} \quad (3.25)$$

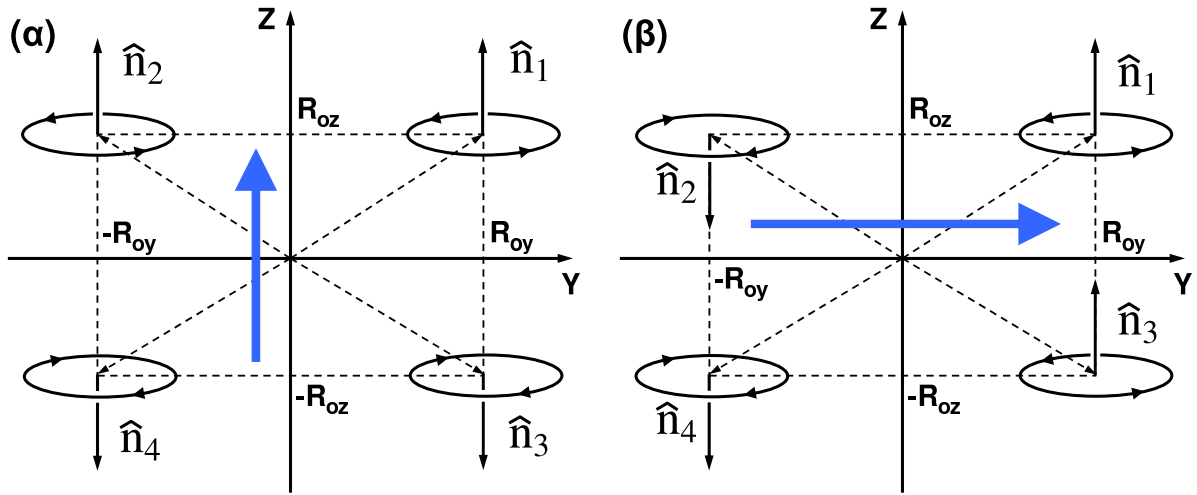
(βλέπε σχέσεις (B'.205)–(B'.208) της ενότητας B'.2.3). Βλέπουμε ότι στην περίπτωση (α) είναι  $\vec{g}_{tot}^\alpha(\vec{0}) \parallel \hat{z}$  και η συνολική ΗΕΔ  $\mathcal{E}_{tot}^\alpha(t) = -\vec{m} \cdot \vec{g}_{tot}^\alpha(\vec{0}) \omega A \cos(\omega t)$  εξαρτάται μόνο από την κατακόρυφη συνιστώσα  $m_z$ , ενώ στην περίπτωση (β) είναι  $\vec{g}_{tot}^\beta(\vec{0}) \parallel \hat{y}$  και η συνολική ΗΕΔ  $\mathcal{E}_{tot}^\beta(t) = -\vec{m} \cdot \vec{g}_{tot}^\beta(\vec{0}) \omega A \cos(\omega t)$  εξαρτάται μόνο από την οριζόντια συνιστώσα  $m_y$ .

Στην περίπτωση της γεωμετρίας του *Foner* χρησιμοποιείται ο παράλληλος προσανατολισμός των πηνίων ανίχνευσης: όλες οι σπείρες έχουν τυλιχθεί έτσι, ώστε τα επίπεδά τους να είναι παράλληλα προς τον άξονα  $z$  (άξονα ταλάντωσης). Άρα, για μια τυχαία σπείρα  $C$ , θα είναι  $\hat{n} = \pm \hat{z}$  για το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα  $\hat{n}$  (βλέπε σχήματα 3.10(α) και 3.10(β)). Θα συμβολίσουμε με  $g_{\pm\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  τις διανυσματικές συναρτήσεις που παίρνουμε από τη σχέση (3.22), για κυκλική σπείρα με κέντρο  $\vec{R}_0$  και μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα  $\hat{n} = \pm \hat{z}$ . Η διαδικασία υπολογισμού γι αυτή την περίπτωση περιγράφεται στην ενότητα B'.2.4 (βλέπε σελίδα 208) του παραρτήματος Β' και προκύπτει μια σχέση της μορφής

$$\vec{g}_{\pm\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_0) = \pm \left[ f_{*x}^+(x - R_{0x})\hat{x} + f_{*y}^+(y - R_{0y})\hat{y} + f_{*z}^+(z - R_{0z})\hat{z} \right] \quad (3.26)$$

όπου οι ποσότητες  $f_{*x}^+ = f_{*y}^+$  και  $f_{*z}^+$  είναι και πάλι συναρτήσεις των τετραγώνων  $(x - R_{0x})^2$ ,  $(y - R_{0y})^2$  και  $(z - R_{0z})^2$  (βλέπε σχέσεις (B'.217)–(B'.219) της ενότητας B'.2.4). Η μορφή των συναρτήσεων  $\vec{g}_{\pm\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  καθιστά δυνατή τη μέτρηση των επιμέρους συνιστωσών με χρήση των συνδεσμολογιών που περιγράφονται στα σχήματα 3.10(α) και 3.10(β). Πράγματι, αν θεωρήσουμε 4 όμοιες σπείρες τοποθετημένες στις ίδιες συμμετρικές θέσεις  $\vec{R}_{01}$ ,  $\vec{R}_{02}$ ,  $\vec{R}_{03}$  και  $\vec{R}_{04}$  που χρησιμοποιούνται και στην περίπτωση του κάθετου προσανατολισμού πηνίων και τοποθετήσουμε το δείγμα στη θέση  $\vec{x}_o = \vec{0}$ , τότε θα έχουμε για την ολική διανυσματική συνάρτηση  $\vec{g}_{tot}(\vec{x})$  σε κάθε μία από τις δύο περιπτώσεις που φαίνονται στα σχήματα 3.10(α)





Σχήμα 3.10: Γραφική αναπαράσταση του τρόπου που είναι διευθετημένα τα 4 πηνία ανίχνευσης ενός μαγνητομέτρου VSM όταν χρησιμοποιείται ο παράλληλος προσανατολισμός. Πρόκειται για τη λεγόμενη γεωμετρία του Foner [92, 94]. Και στις δύο περιπτώσεις (α) και (β), τα 4 πηνία είναι τοποθετημένα στις συμμετρικές θέσεις  $\vec{R}_{01} = (0, R_{0y}, R_{0z})$ ,  $\vec{R}_{02} = (0, -R_{0y}, R_{0z})$ ,  $\vec{R}_{03} = (0, R_{0y}, -R_{0z})$  και  $\vec{R}_{04} = (0, -R_{0y}, -R_{0z})$  και τα μοναδιαία διανύσματα  $\hat{n}_1$ ,  $\hat{n}_2$ ,  $\hat{n}_3$  και  $\hat{n}_4$  (που έχουν διευθύνσεις κάθετες προς τα επίπεδα των κυκλικών πηνίων με φορά που συνδέεται με τη φορά ροής του ρεύματος με τον κανόνα δεξιόστροφου κοχλίου) είναι παράλληλα προς τον κατακόρυφο άξονα z, ο οποίος ταυτίζεται με τον άξονα ταλάντωσης του δείγματος. Τα πηνία είναι συνδεδεμένα σε σειρά κατά τέτοιο τρόπο ώστε, όταν το δείγμα είναι τοποθετημένο στη θέση  $\vec{x}=\vec{0}$ , η συνολική ΗΕΔ  $\mathcal{E}_{tot}(t)$  να είναι ανάλογη μόνο προς μία συνιστώσα της μαγνήτισης  $\vec{m}$  του δείγματος. Τα ανοιχτόχρωμα μεγάλα βέλη δείχνουν ποιά είναι αυτή η συνιστώσα σε κάθε περίπτωση. Στην περίπτωση (α), ο τρόπος που είναι συνδεδεμένα τα πηνία έχει ως αποτέλεσμα τα ρεύματα να έχουν τέτοια φορά ώστε  $\hat{n}_1=\hat{n}_2=-\hat{n}_3=-\hat{n}_4=\hat{z}$ . Με αυτή τη διευθέτηση, η  $\mathcal{E}_{tot}(t)$  είναι ανάλογη προς την κατακόρυφη συνιστώσα  $m_z$ . Στην περίπτωση (β), ο τρόπος που είναι συνδεδεμένα τα πηνία δίνει  $\hat{n}_1=-\hat{n}_2=\hat{n}_3=-\hat{n}_4=\hat{z}$  και η  $\mathcal{E}_{tot}(t)$  είναι ανάλογη προς την οριζόντια συνιστώσα  $m_y$ .

και 3.10(β):

$$\begin{aligned}
 (\alpha) \quad & \hat{n}_1 = \hat{n}_2 = -\hat{n}_3 = -\hat{n}_4 = \hat{z} : \\
 & \vec{g}_{tot}^\alpha(\vec{0}) = \vec{g}_z(\vec{0}|\vec{R}_{01}) + \vec{g}_z(\vec{0}|\vec{R}_{02}) - \vec{g}_z(\vec{0}|\vec{R}_{03}) - \vec{g}_z(\vec{0}|\vec{R}_{04}) = \\
 & = -4f_{*z}^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)R_{0z}\hat{z}
 \end{aligned} \tag{3.27}$$

$$\begin{aligned}
 (\beta) \quad & \hat{n}_1 = -\hat{n}_2 = \hat{n}_3 = -\hat{n}_4 = \hat{z} : \\
 & \vec{g}_{tot}^\beta(\vec{0}) = \vec{g}_z(\vec{0}|\vec{R}_{01}) - \vec{g}_z(\vec{0}|\vec{R}_{02}) + \vec{g}_z(\vec{0}|\vec{R}_{03}) - \vec{g}_z(\vec{0}|\vec{R}_{04}) = \\
 & = -4f_{*y}^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)R_{0y}\hat{y}
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

(βλέπε σχέσεις (B'.205) της ενότητας B'.2.3 και (B'.220)–(B'.222) της ενότητας B'.2.4).

### 3.5.3 Αφαίρεση συνεισφορών δειγματοφορέα και υποστρώματος σε μαγνητικές μετρήσεις λεπτών υμενίων με τη χρήση μαγνητομέτρου VSM

Κατά τη διάρκεια μιας μαγνητικής μέτρησης VSM, το μαγνητόμετρο καταγράφει στην πραγματικότητα ένα σήμα που περιέχει και τη συνεισφορά του δειγματοφορέα όπου έχει τοποθετηθεί το προς μέτρηση δείγμα. Στην ειδική περίπτωση που το δείγμα έχει τη μορφή

λεπτού υμενίου, το σήμα που καταγράφεται περιέχει επιπλέον και τη συνεισφορά του υποστρώματος πάνω στο οποίο έχει αναπτυχθεί το υμένιο. Ο βαθμός, στον οποίο αυτές οι δύο συνεισφορές μπορούν να αλλοιώσουν το αποτέλεσμα μιας μαγνητικής μέτρησης VSM που γίνεται σε υμένιο, εξαρτάται από το πάχος του υμενίου. Η συνολική μαγνητική ροπή ενός υμενίου με σχετικά μικρό πάχος μπορεί να είναι συγκρίσιμη ή ακόμα και μικρότερη από τη μαγνητική ροπή που καταγράφεται λόγω της συνεισφοράς του δειγματοφορέα ή/και του υποστρώματος. Σε αυτή την περίπτωση το αποτέλεσμα της μέτρησης δεν μπορεί να αξιοποιηθεί αν δεν προηγηθεί η αφαίρεση των σημάτων δειγματοφορέα και υποστρώματος.

Η διαδικασία της αφαίρεσης βασίζεται στην ιδέα ότι η μετρούμενη συνιστώσα  $m$  της μαγνητικής ροπής που είναι παράλληλη προς το εξωτερικό πεδίο (ή και οποιονδήποτε άλλο άξονα) είναι απλά το άθροισμα των τριών συνεισφορών που αναφέρθηκαν

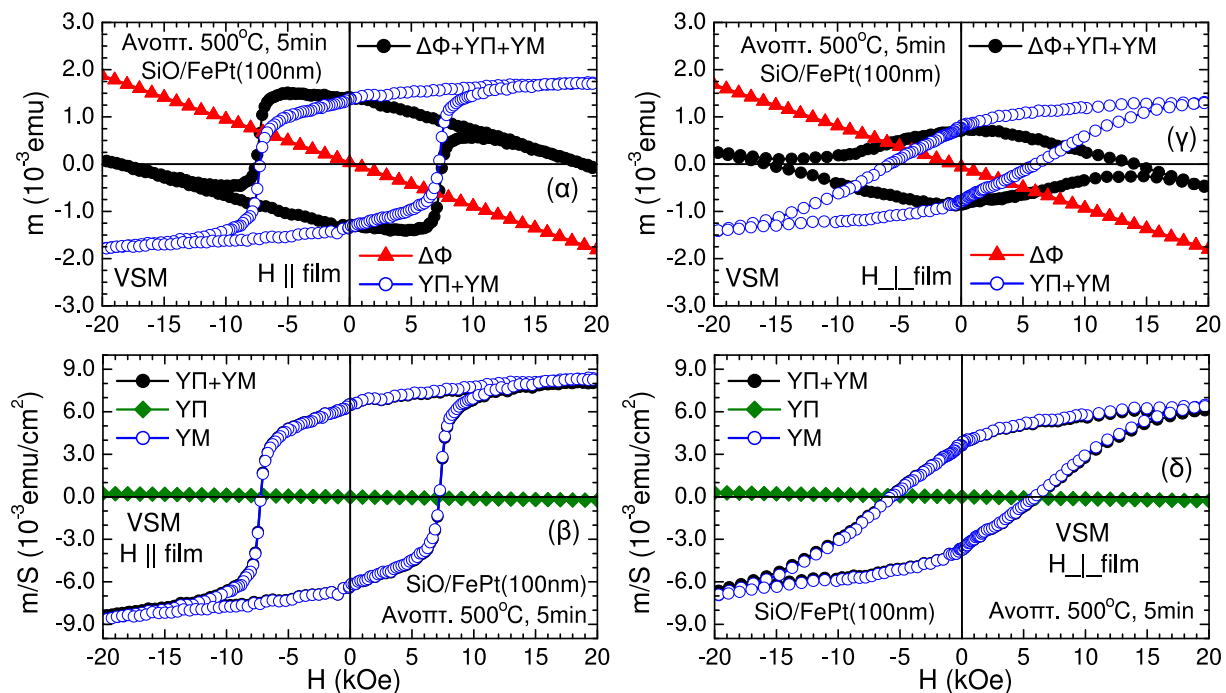
$$m = m_{\Delta\Phi} + m_{\Upsilon\Pi} + m_{\Upsilon\text{M}} = m_{\Delta\Phi} + S (M_{\Upsilon\Pi}^S + M_{\Upsilon\text{M}}^S) \quad (3.29)$$

όπου  $m_{\Delta\Phi}$ ,  $m_{\Upsilon\Pi}$  και  $m_{\Upsilon\text{M}}$  είναι η μαγνητική ροπή του δειγματοφορέα, του υποστρώματος και του υμενίου αντίστοιχα,  $S$  είναι το εμβαδόν της επιφάνειας του υμενίου και τέλος  $M_{\Upsilon\Pi}^S = m_{\Upsilon\Pi}/S$  και  $M_{\Upsilon\text{M}}^S = m_{\Upsilon\text{M}}/S$  είναι η μαγνητική ροπή ανά μονάδα επιφάνειας του υποστρώματος και του υμενίου αντίστοιχα. Με βάση αυτή τη σχέση χρειάζονται δύο επιπλέον ξεχωριστές μετρήσεις για να καθοριστούν οι τιμές των  $m_{\Delta\Phi}$  και  $M_{\Upsilon\Pi}^S$  και να γίνει εφικτός ο υπολογισμός της  $M_{\Upsilon\text{M}}^S$  του υμενίου: (α) μια δεύτερη μέτρηση του δειγματοφορέα χωρίς να έχει προστεθεί δείγμα μας δίνει την  $m_{\Delta\Phi}$ , που αφαιρείται από την  $m$  και μένει το άθροισμα  $M_{\Upsilon\Pi}^S + M_{\Upsilon\text{M}}^S = (m - m_{\Delta\Phi})/S$ , (β) μια τρίτη μέτρηση του δειγματοφορέα με ένα υπόστρωμα του ίδιου τύπου (και από την ίδια «παρτίδα») μας δίνει την  $m_{\Delta\Phi} + S' M_{\Upsilon\Pi}^S$  (με  $S'$  το εμβαδόν της επιφάνειας του δεύτερου αυτού υποστρώματος) από όπου υπολογίζεται η  $M_{\Upsilon\Pi}^S$ , αφαιρείται από το άθροισμα  $M_{\Upsilon\Pi}^S + M_{\Upsilon\text{M}}^S$  και δίνει τελικά την  $M_{\Upsilon\text{M}}^S$ .

Στην πράξη τα πράγματα δεν είναι πάντα τόσο απλά. Υπάρχει η πιθανότητα αντίδρασης του υλικού του υμενίου με το υλικό του υποστρώματος. Υπάρχουν ακόμα και περιπτώσεις που η κάτω επιφάνεια του υποστρώματος είναι αρκετά πορώδης ώστε να συμβεί διάχυση μορίων, από την επιφάνεια όπου έχει τοποθετηθεί το υπόστρωμα κατά το στάδιο της παρασκευής (π.χ. το υπόστρωμα έχει τοποθετηθεί πάνω σε ένα λεπτό στρώμα θερμοαγωγικής πάστας) προς το υπόστρωμα. Η πιθανότητα να συμβεί κάποια από αυτές τις δύο διαδικασίες είναι μεγαλύτερη όταν το υπόστρωμα θερμαίνεται κατά τη διάρκεια της διαδικασίας εναπόθεσης (in situ annealing) ή μετά από αυτή (ex situ annealing). Σε αυτές τις περιπτώσεις η  $m_{\Delta\Phi}$  της σχέσης (3.29) υπολογίζεται με τον ίδιο τρόπο και ισχύει η  $M_{\Upsilon\Pi}^S + M_{\Upsilon\text{M}}^S = (m - m_{\Delta\Phi})/S$ , όμως η  $M_{\Upsilon\Pi}^S$  δεν είναι πλέον ίδια με αυτή που θα προκύψει από τη μέτρηση ενός άλλου υποστρώματος από την ίδια «παρτίδα» και η μέθοδος που περιγράφηκε δεν αφαιρεί πλήρως τη συνεισφορά του υποστρώματος αλλά μόνο προσεγγιστικά.

Επιπλέον, αυτό που προκύπτει μετά από μια μέτρηση είναι καμπύλες μαγνητικής ροπής  $m(H)$  συναρτήσεως του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου ή  $m(T)$  συναρτήσεως της θερμοκρασίας, οπότε οι ποσότητες  $m_{\Delta\Phi}$ ,  $M_{\Upsilon\Pi}^S$  και  $M_{\Upsilon\text{M}}^S$  που εμφανίζονται στη σχέση (3.29) είναι συναρτήσεις του  $H$  ή της  $T$  (ανάλογα με το είδος της μέτρησης). Σε αυτή την περίπτωση, η διαδικασία αφαίρεσης των συνεισφορών δειγματοφορέα και υποστρώματος απλοποιείται πολύ αν οι συναρτήσεις  $m_{\Delta\Phi}$  και  $M_{\Upsilon\Pi}^S$  έχουν απλή μορφή. Για παράδειγμα, στην περίπτωση μετρήσεων συναρτήσεως του πεδίου, η πιο απλή μορφή που μπορούν να έχουν οι  $m_{\Delta\Phi}(H)$  και  $M_{\Upsilon\Pi}^S(H)$  είναι η γραμμική (διαμαγνητική ή παραμαγνητική εξάρτηση). Προϋπόθεση για αυτή την απλή συμπεριφορά είναι η μη ύπαρξη προσμίξεων με πιο περίπλοκη μαγνητική συμπεριφορά (π.χ. σιδηρομαγνητική) στο δειγματοφορέα και το υπόστρωμα.

Μια τέτοια περίπτωση δείχνεται στο σχήμα 3.11: παριστάνεται γραφικά η διαδικασία αφαίρεσης των συνεισφορών  $m_{\Delta\Phi}(H)$  και  $M_{\Upsilon\Pi}^S(H)$  από την καμπύλη  $m(H)$  που προκύπτει με μέτρηση σε θερμοκρασία περιβάλλοντος του βρόχου υστέρησης ενός υμενίου FePt(100nm)



Σχήμα 3.11: Γραφική αναπαράσταση της διαδικασίας αφαίρεσης, από τη μαγνητική ροπή που καταγράφει το μαγνητόμετρο VSM όταν το δείγμα έχει τη μορφή λεπτού υμενίου (ΥΜ=υμένιο), των συνεισφορών που προέρχονται από το δειγματοφορέα ( $\Delta\Phi$ =δειγματοφορέας) του μαγνητομέτρου και το υπόστρωμα (ΥΠ=υπόστρωμα) όπου έχει αναπτυχθεί το υμένιο. Το σχήμα περιγράφει τη διαδικασία για την περίπτωση ενός υμενίου SiO/FePt(100nm) που έχει υποστεί ανόπτηση στους 500°C για 5 min, και έχει μετρηθεί στο μαγνητόμετρο VSM του ΙΕΥ του ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ» για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \parallel$  υμένιο (γραφήματα (α) και (β)) και  $\vec{H} \perp$  υμένιο (γραφήματα (γ) και (δ)). Αρχικά (γραφήματα (α) και (γ)) αφαιρείται η συνεισφορά του δειγματοφορέα, που είναι η πιο σημαντική, και στη συνέχεια η συνεισφορά (γραφήματα (β) και (δ)) του υποστρώματος, που μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα για σχετικά παχιά υμένια όπως αυτό του παρόντος σχήματος.

που έχει εναποτεθεί πάνω σε θερμικά οξειδωμένο Si και στη συνέχεια έχει υποστεί ανόπτηση στους 500°C για 5 min. Ο δειγματοφορέας και το υπόστρωμα εμφανίζουν αυστηρά διαμαγνητική συμπεριφορά και είναι εύκολη η αφαίρεση των ευθειών  $m_{\Delta\Phi}(H)$  και  $M_{\Upsilon\Pi}^S(H)$  μετά από υπολογισμό της κλίσης τους με μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων. Για πεδίο 20 kOe, παίρνουμε για το δειγματοφορέα μαγνητική ροπή  $m_{\Delta\Phi}$  της τάξης των  $-2 \times 10^{-3}$  emu, που έχει την ίδια τάξη μεγέθους με την  $m_{\Upsilon\Pi} + m_{\Upsilon\text{M}}$  (με αντίθετο πρόσημο).

Η παραμόρφωση που προκαλεί στο βρόχο υστέρησης η συνεισφορά του δειγματοφορέα είναι σημαντική ακόμα και για σχετικά παχιά υμένια, όπως αυτό του σχήματος 3.11. Αντίθετα η παραμόρφωση που προκαλεί η συνεισφορά του υποστρώματος είναι σχεδόν αμελητέα για ένα υμένιο αυτού του πάχους: για πεδίο 20 kOe η  $M_{\Upsilon\text{M}}^S$  είναι της τάξης των  $8 \times 10^{-3}$  emu/cm<sup>2</sup>, ενώ η  $M_{\Upsilon\Pi}^S$  είναι μια τάξη μεγέθους μικρότερη. Η παραμόρφωση που προκαλεί η συνεισφορά του υποστρώματος είναι αισθητή μόνο για αρκετά μικρότερα πάχη (της τάξης των 10 με 20 nm), οπότε η αντίστοιχη διόρθωση είναι απαραίτητη.

Στην περίπτωση που οι εξαρτήσεις  $m_{\Delta\Phi}(H)$  και  $M_{\Upsilon\Pi}^S(H)$  δεν είναι γραμμικές, μπορούμε και πάλι να προχωρήσουμε στη διαδικασία αφαίρεσής τους με τον τρόπο που έχουμε περιγράψει. Απλά είναι λίγο πιο δύσκολος ο υπολογισμός, αφού πρέπει να προσαρμόσουμε με μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων μη γραμμικές ομαλές συναρτήσεις πάνω στα πειραματικά σημεία των  $m_{\Delta\Phi}(H)$  και  $M_{\Upsilon\Pi}^S(H)$ . Συναρτήσεις όπως αυτές που αναφέρονται στην υποενότητα 3.4.2 είναι συνήθως πολύ καλή επιλογή για να χρησιμοποιηθούν ως ομαλές καμπύλες

που θα προσαρμοστούν στα πειραματικά σημεία των μη γραμμικών  $m_{\Delta\Phi}(H)$  και  $M_{\Upsilon\Pi}^S(H)$ . Η αφαίρεση ομαλών καμπυλών που περιγράφουν τις  $m_{\Delta\Phi}(H)$  και  $M_{\Upsilon\Pi}^S(H)$  προκύπτοντας από μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων είναι απαραίτητη, αφού η απλή αφαίρεση πειραματικών καμπυλών σημείο προς σημείο παράγει καμπύλες όπου ο θόρυβος είναι αυξημένος.

## Κεφάλαιο 4

# Τα διμεταλλικά κράματα CoPt και FePt

### 4.1 Διμεταλλικά κράματα – Η δομή των κραμάτων CoPt και FePt

#### 4.1.1 Μοντέλο του Ising

Μια πολύ συνηθισμένη πρακτική, για την ανάλυση της συμπεριφοράς και την περιγραφή των ιδιοτήτων μακροσκοπικών φυσικών συστημάτων, είναι η θεώρηση των υποσυστημάτων από τα οποία αποτελούνται και η μελέτη των μεταξύ τους αλληλεπιδράσεων. Σε κάποιες περιπτώσεις είναι δυνατό να δοθεί εξήγηση για τις παρατηρούμενες ιδιότητες ενός φυσικού συστήματος, θεωρώντας τους ως μια απλή «υπέρθηση» αντίστοιχων ιδιοτήτων των επιμέρους υποσυστημάτων, που με τη σειρά τους μπορούν να θεωρηθούν ανεξάρτητα. Όμως υπάρχουν και πολλές περιπτώσεις όπου αυτό δεν είναι εφικτό. Οι μικροσκοπικές δομικές μονάδες – που συνιστούν τα επιμέρους υποσυστήματα από τα οποία αποτελείται το συνολικό μακροσκοπικό σύστημα – «συνεργάζονται» μεταξύ τους, με αποτέλεσμα να εμφανίζουν μια συγχροτημένη συλλογική συμπεριφορά [101, 102, 103]. Οι μικροσκοπικές δομικές μονάδες συμπεριφέρονται με τέτοιο τρόπο, ώστε το συνολικό σύστημα να εμφανίζει μια μακροσκοπική «συλλογική» ιδιότητα που η τιμή της είναι ένα μέτρο του «βαθμού συλλογικότητας» [101, 102, 103].

Επιπλέον, ο βαθμός στον οποίο εμφανίζεται αυτή η συλλογική συμπεριφορά εξαρτάται και από το πόσο ισχυρές είναι οι δυνάμεις αλληλεπίδρασης μεταξύ των δομικών μονάδων, σε σχέση με άλλες δυνάμεις – όπως είναι για παράδειγμα η θερμική διέγερση – που αντιτίθενται σε αυτήν [101, 102, 103]. Έτσι, το συνολικό μακροσκοπικό σύστημα μπορεί να εμφανίσει χαρακτηριστικές αλλαγές του τρόπου που συμπεριφέρεται, οι οποίες μπορούν να περιγραφούν ως μεταβάσεις από την αταξία στην τάξη (ή και αντίστροφα) ή ως αλλαγές φάσης από μια κατάσταση σε μια άλλη [47, 101, 102, 103]. Ειδικότερα, υπάρχει κάποια κρίσιμη θερμοκρασία (που η τιμή της εξαρτάται και από άλλες εξωτερικές παραμέτρους, όπως π.χ. εξωτερικό πεδίο) πάνω από την οποία η θερμική διέγερση είναι αρκετά έντονη ώστε να μην είναι δυνατή η εμφάνιση της συλλογικής συμπεριφοράς, οπότε η αντίστοιχη μακροσκοπική «συλλογική» ιδιότητα παίρνει τιμή μηδέν.

Όλα τα φαινόμενα αυτού του είδους, όπου ένα φυσικό σύστημα εμφανίζει αυθόρμητα μια μακροσκοπική ιδιότητα ως αποτέλεσμα της συλλογικής συμπεριφοράς ενός μεγάλου αριθμού μικροσκοπικών δομικών μονάδων, περιγράφονται με το γενικό όρο συλλογικά φαινόμενα (cooperative phenomena) [101, 102, 103]. Τρία από τα πιο γνωστά συλλογικά φαινόμενα είναι, σύμφωνα με τις αναφορές [101, 102, 103], τα ακόλουθα:

(α) Η σιδηρομαγνητική συμπεριφορά (που είναι και το φυσικό χαρακτηριστικό των συστημάτων που μας ενδιαφέρουν στην παρούσα διατριβή), όπου ο παράλληλος προσανατολισμός των spin προκαλεί την αυθόρμητη εμφάνιση μαγνήτισης σε μακροσκοπική κλίμακα.

(β) Η υπεραγώγιμη συμπεριφορά, όπου το υλικό συμπεριφέρεται σαν ένα κβαντικό σύστημα με μακροσκοπική κυματοσυνάρτηση.

(γ) Ο μετασχηματισμός τάξης-αταξίας σε κράματα (order-disorder transformation in alloys), όπου στην κατάσταση πλήρους τάξης για θερμοκρασία  $T=0$  K τα άτομα είναι τοποθετημένα σε συγκεκριμένες θέσεις ώστε να σχηματίζουν μια περιοδική δομή που συνήθως καλείται υπερδομή (superstructure) ή υπερπλέγμα (superlattice). Το υπερπλέγμα θεωρείται ότι αποτελείται από υποπλέγματα που σχηματίζουν τα άτομα των στοιχείων που συνιστούν το κράμα. Για θερμοκρασία  $T>0$  K, η θερμική διέγερση προκαλεί αμοιβαία διάχυση των ατόμων των διαφορετικών στοιχείων και μερική καταστροφή της τέλει υπερδομής των 0 K [47, 102]. Πάνω από κάποια κρίσιμη θερμοκρασία  $T_c$ , δεν υπάρχει υπερδομή και τα άτομα των στοιχείων καταλαμβάνουν πλεγματικές θέσεις με εντελώς τυχαίο τρόπο [47, 102].

Εκτός από τα κράματα, υπάρχουν πολλές άλλες περιπτώσεις που για το υπό μελέτη σύστημα μπορεί να θεωρηθεί ότι οι δομικές του μονάδες είναι τοποθετημένες στο χώρο έτσι ώστε να σχηματίζουν ένα πλέγμα, όπου πρακτικά υπάρχει αλληλεπίδραση μόνο μεταξύ των κοντινότερων γειτόνων (η ακρίβεια αυτής της προσέγγισης εξαρτάται από το σύστημα) [104]. Η πιο απλή περίπτωση τέτοιας προσέγγισης είναι το λεγόμενο μοντέλο του Ising [104, 105, 106]. Σε αυτό το μοντέλο, το σύστημα θεωρείται ως ένα αυστηρά περιοδικό  $n$ -διάστατο ( $n = 1, 2, 3$ ) πλέγμα. Σε κάθε θέση  $\vec{x}_i$  του πλέγματος βρίσκεται μια δομική μονάδα η οποία μπορεί να βρεθεί μόνο σε δύο καταστάσεις, ενώ το συνολικό πλήθος των δομικών μονάδων είναι  $N$ . Οι δύο καταστάσεις σε μια θέση  $\vec{x}_i$  μπορούν να περιγραφούν από μια μεταβλητή  $S_i$ , η οποία συνήθως καλείται spin γιατί μπορεί να πάρει μόνο τις τιμές  $S_i=+1$  (spin πάνω) και  $S_i=-1$  (spin κάτω), όπως συμβαίνει με τον κβαντικό αριθμό του spin των ηλεκτρονίων. Αν δε ληφθούν υπόψη οι άλλοι βαθμοί ελευθερίας (π.χ. αυτοί που αντιστοιχούν σε ταλαντώσεις γύρω από τα πλεγματικά σημεία λόγω θερμικής διέγερσης), τότε η κατάσταση του συστήματος περιγράφεται από το σύνολο  $\{S_i\}$  όλων των μεταβλητών  $S_i$ .

Η χαμιλτονιανή  $\mathcal{H}_{IS}$  του συστήματος στο μοντέλο του Ising είναι συνάρτηση όλων των  $S_i$  και έχει εξ ορισμού την ακόλουθη μορφή [47, 104, 105, 106]:

$$\mathcal{H}_{IS}(\{S_i\}) = - \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij}(\vec{x}_i - \vec{x}_j) S_i S_j - H \sum_{i=1}^N S_i \quad (4.1)$$

όπου το σύμβολο  $\langle ij \rangle$  σημαίνει άθροιση μόνο για τους κοντινότερους γείτονες. Στην ουσία, η χαμιλτονιανή  $\mathcal{H}_{IS}$  της σχέσης (4.1) είναι ειδική περίπτωση της χαμιλτονιανής του Heisenberg. Δεν υπάρχει διαφορά μεταξύ των  $\langle ij \rangle$  και  $\langle ji \rangle$ , οπότε το άθροισμα επί όλων των ζευγών  $\langle ij \rangle$  περιέχει  $zN/2$  όρους, όπου  $z$  είναι το πλήθος των κοντινότερων γειτόνων μιας πλεγματικής θέσης. Οι ποσότητες  $J_{ij}(\vec{x}_i - \vec{x}_j)$  αντιστοιχούν στην ενέργεια αλληλεπίδρασης γειτονικών spin που βρίσκονται στις θέσεις  $\vec{x}_i$  και  $\vec{x}_j$  του πλέγματος, ενώ το άθροισμα  $-H \sum_i S_i$  αντιστοιχεί στην ενέργεια αλληλεπίδρασης του συστήματος spin με κάποιο εξωτερικό πεδίο  $H$  (π.χ. μαγνητικό πεδίο στη θεωρία του σιδηρομαγνητισμού). Η συμπεριφορά του συστήματος που περιγράφεται από τη χαμιλτονιανή  $\mathcal{H}_{IS}$  εξαρτάται από τη γεωμετρία του πλέγματος. Η γεωμετρία μπαίνει στην περιγραφή του συστήματος μέσω των  $z$  και  $J_{ij}(\vec{x}_i - \vec{x}_j)$  [106].

Παρά τη φαινομενική του απλότητα, το μοντέλο του Ising μπορεί να περιγράψει τα βασικά χαρακτηριστικά πολλών συλλογικών φαινομένων που παρατηρούνται σε πραγματικά συστήματα [47, 104, 107], ειδικά κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία όπου δεν παίζει σημαντικό ρόλο

η ακριβής μορφή των δυνάμεων μεταξύ των δομικών μονάδων [47, 104]. Για την απλοποιημένη περίπτωση που  $J_{ij}(\vec{x}_i - \vec{x}_j) = J = \text{σταθ.}$ , η θερμοδυναμική συμπεριφορά του 1-διάστατου μοντέλου του Ising μπορεί να μελετηθεί με αναλυτικές μεθόδους και προκύπτει ότι δεν εμφανίζονται αλλαγές φάσης [106]. Η μελέτη με αναλυτικές και όχι προσεγγιστικές μεθόδους μπορεί να συνεχιστεί μέχρι και για το 2-διάστατο μοντέλο του Ising [108, 109, 110], όπου αποδεικνύεται ότι σε αυτή την περίπτωση υπάρχει αλλαγή φάσης [108, 109, 110]: κάτω από κάποια κρίσιμη θερμοκρασία το σύστημα εμφανίζει αυθόρμητα μια μακροσκοπική ιδιότητα (π.χ. τη μαγνήτιση στη θεωρία του σιδηρομαγνητισμού).

#### 4.1.2 Ενέργεια διάταξης διμεταλλικών κραμάτων και μετασχηματισμός τάξης-αταξίας

Το συλλογικό φαινόμενο που μας αποσχολεί σε αυτή την υποενότητα είναι ο μετασχηματισμός τάξης-αταξίας σε κράματα και μάλιστα μόνο στην πιο απλή περίπτωση των δυαδικών ή διμεταλλικών κραμάτων (binary alloys). Η πλήρης ανάπτυξη των σχετικών εννοιών, θα γέμιζε από μόνη της μια διδακτορική διατριβή. Εδώ θα αρκестούμε μόνο σε μια συνοπτική παρουσίασή τους. Το μοντέλο του Ising είναι πολύ χρήσιμο στην περιγραφή και κατανόηση αυτού του είδους μετασχηματισμών [47, 102]. Μάλιστα, η εφαρμογή του (βασισμένη σε προσεγγιστικές μεθόδους) στη μελέτη των κραμάτων προηγήθηκε χρονικά από την εφαρμογή του στη μελέτη του σιδηρομαγνητισμού [104, 105]. Η σχέση που χρησιμοποιείται είναι η (4.1), με τη διαφορά ότι οι ποσότητες που εμφανίζονται έχουν διαφορετικό νόημα. Η ενέργεια που αντιστοιχεί στη χαμιλτονιανή είναι η λεγόμενη ενέργεια διάταξης (*ordering energy*) του κράματος.

Έτσι, αν θεωρήσουμε ένα κράμα που περιέχει  $N_A$  άτομα του μεταλλικού στοιχείου  $A$  ( $A$ -άτομα) και  $N_B$  άτομα του μεταλλικού στοιχείου  $B$  ( $B$ -άτομα), συμβολίζουμε με  $\mathcal{U}_{MK}(\vec{x}_i - \vec{x}_j)$  την ενέργεια αλληλεπίδρασης μεταξύ ενός ατόμου του στοιχείου  $M$  και ενός ατόμου του στοιχείου  $K$  όπου  $MK = AA, BB, AB, BA$  [47, 102, 106]. Εννοείται ότι είναι  $N_A + N_B = N$  και  $\mathcal{U}_{AB}(\vec{x}_i - \vec{x}_j) = \mathcal{U}_{BA}(\vec{x}_i - \vec{x}_j)$ . Επιπλέον, αν σε μια θέση  $\vec{x}_i$  του πλέγματος υπάρχει ένα  $A$ -άτομο τότε θεωρούμε ότι είναι  $S_i = +1$ , ενώ είναι  $S_i = -1$  στην περίπτωση που υπάρχει ένα  $B$ -άτομο. Αντί για τις μεταβλητές  $S_i$  μπορούν να χρησιμοποιηθούν οι μεταβλητές  $c_i = (1 - S_i)/2$  [47]. Είναι  $c_i = 0$  όταν στη θέση  $\vec{x}_i$  υπάρχει  $A$ -άτομο και  $c_i = 1$  όταν στη θέση  $\vec{x}_i$  υπάρχει  $B$ -άτομο. Θέτοντας  $J_{ij} = [2\mathcal{U}_{AB}(\vec{x}_i - \vec{x}_j) - \mathcal{U}_{AA}(\vec{x}_i - \vec{x}_j) - \mathcal{U}_{BB}(\vec{x}_i - \vec{x}_j)]/4$  και  $H = \sum_{\langle ij \rangle} [\mathcal{U}_{BB}(\vec{x}_i - \vec{x}_j) - \mathcal{U}_{AA}(\vec{x}_i - \vec{x}_j)]/2$  και κάνοντας χρήση των μεταβλητών  $c_i$  στη σχέση (4.1), παίρνουμε για τη χαμιλτονιανή  $\mathcal{H}_{AL}$  - που αντιστοιχεί στην ενέργεια διάταξης του κράματος - την ακόλουθη σχέση [47]:

$$\mathcal{H}_{AL}(\{c_i\}) = \sum_{\langle ij \rangle} [(1 - c_i)(1 - c_j)\mathcal{U}_{AA}(\vec{x}_i - \vec{x}_j) + c_i c_j \mathcal{U}_{BB}(\vec{x}_i - \vec{x}_j) + (c_i + c_j - 2c_i c_j)\mathcal{U}_{AB}(\vec{x}_i - \vec{x}_j)] \quad (4.2)$$

Η χαμιλτονιανή  $\mathcal{H}_{AL}$  της σχέσης (4.2) για την ενέργεια διάταξης διαφέρει από την  $\mathcal{H}_{IS}$  της σχέσης (4.1) μόνο κατά μια σταθερή (ως προς τα  $c_i$ ) ποσότητα [47]. Η  $\mathcal{H}_{AL}$  όπως γράφτηκε εδώ περιέχει μόνο ενέργειες αλληλεπίδρασης ατόμων ανά ζεύγη και μόνο μεταξύ κοντινότερων γειτόνων, αλλά υπάρχουν και γενικεύσεις που περιέχουν ενέργειες αλληλεπίδρασης ανά τριάδες ή τετράδες και πιο μακρινούς γείτονες [47].

Αν θεωρηθεί η απλοποιημένη περίπτωση όπου οι ενέργειες αλληλεπίδρασης  $\mathcal{U}_{AA}$ ,  $\mathcal{U}_{BB}$  και  $\mathcal{U}_{AB}$  είναι σταθερές ως προς  $\vec{x}_i$ ,  $\vec{x}_j$ , η σχέση (4.2) παίρνει την ακόλουθη μορφή [102, 106]:

$$\mathcal{H}_{AL} = N_{AA}\mathcal{U}_{AA} + N_{BB}\mathcal{U}_{BB} + N_{AB}\mathcal{U}_{AB} \quad (4.3)$$

όπου  $N_{AA}$ ,  $N_{BB}$  και  $N_{AB}$  είναι αντίστοιχα τα πλήθη των ζευγών  $AA$ ,  $BB$  και  $AB$  που είναι κοντινότεροι γείτονες. Οι ποσότητες αυτές δεν είναι ανεξάρτητες, αλλά η απαρίθμηση κοντινότερων γειτόνων δίνει περιορισμούς: είναι  $zN_A=2N_{AA}+N_{AB}$  και  $zN_B=2N_{BB}+N_{AB}$  με  $N_A+N_B=N$  [102, 106]. Έτσι, η σχέση (4.3) παίρνει την ισοδύναμη μορφή [102, 106]:

$$\mathcal{H}_{AL} = -N_{AB}\mathcal{U}_o + C_{AB} = 2N_{AA}\mathcal{U}_o + C_{AA} = 2N_{BB}\mathcal{U}_o + C_{BB} \quad (4.4)$$

όπου οι ενέργειες  $C_{AB} = z(N_A\mathcal{U}_{AA}+N_B\mathcal{U}_{BB})/2$ ,  $C_{AA} = zN\mathcal{U}_{BB}/2+zN_A(\mathcal{U}_{AB}-\mathcal{U}_{BB})$  και  $C_{BB} = zN\mathcal{U}_{AA}/2+zN_B(\mathcal{U}_{AB}-\mathcal{U}_{AA})$  είναι σταθερές ποσότητες και δεν συνεισφέρουν στις θερμοδυναμικές μεταβολές, ενώ η ενέργεια  $\mathcal{U}_o$  έχει τιμή:

$$\mathcal{U}_o = \frac{1}{2}(\mathcal{U}_{AA} + \mathcal{U}_{BB}) - \mathcal{U}_{AB} \quad (4.5)$$

και είναι αυτή που καθορίζει τη θερμοδυναμική συμπεριφορά του συστήματος [102, 106]. Όταν  $\mathcal{U}_o > 0$ , η ενέργεια του κράματος μειώνεται με το σχηματισμό ζευγών  $AB$  σε βάρος των ζευγών  $AA$  και  $BB$ . Τότε οι κοντινότεροι γείτονες ενός ατόμου τείνουν να είναι άτομα του άλλου στοιχείου, σε συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα που υπάρχουν για τις διατεταγμένες δομές [102]. Αντίθετα, όταν  $\mathcal{U}_o < 0$ , η ενέργεια του κράματος μειώνεται με αύξηση των ζευγών  $AA$  και  $BB$ . Τότε τα άτομα του ίδιου στοιχείου τείνουν να μένουν κοντά και, σε χαμηλές θερμοκρασίες, σχηματίζονται περιοχές που περιέχουν μόνο το στοιχείο  $A$  ή μόνο το στοιχείο  $B$  [102].

Σε ότι αφορά την προέλευση της ενέργειας διάταξης, έχει προταθεί ότι σχετίζεται με την ελαστική ενέργεια λόγω των παραμορφώσεων που προκαλεί στο κρυσταλλικό πλέγμα η ύπαρξη των δύο ειδών ατόμων [111]. Αυτό μπορεί να γίνει κατανοητό αν βασιστούμε στην υπόθεση ότι η ύπαρξη των ατόμων του ενός στοιχείου προκαλεί παραμορφώσεις στο πλέγμα των ατόμων του άλλου στοιχείου και η συνολική ελαστική ενέργεια ελαχιστοποιείται όταν αυτές οι παραμορφώσεις κατανέμονται όσο πιο ομοιόμορφα γίνεται. Το υλικό συμπεριφέρεται σαν να υπάρχει μια μικρής εμβέλειας απωστική δύναμη (*effective short range repulsive force*) μεταξύ ατόμων του ίδιου στοιχείου [111], οπότε προκύπτει η τάση των ατόμων του ενός στοιχείου να περιβάλλονται από άτομα του άλλου στοιχείου, που είναι μια χαρακτηριστική ιδιότητα των υπερδομών όπως αναφέρθηκε παραπάνω [102]. Επιπλέον, σύμφωνα με την αναφορά [111], οι παραμορφώσεις του πλέγματος σχετίζονται με τη διαφορά μεγέθους των ατόμων των δύο στοιχείων. Αν η διαφορά μεγέθους είναι πολύ μικρή, τότε οι παραμορφώσεις του πλέγματος θα είναι επίσης πολύ μικρές και η μικρής εμβέλειας απωστική δύναμη που αναφέρθηκε θα είναι πολύ ασθενής για να προκαλέσει τη δημιουργία υπερδομής. Αντίθετα αν η διαφορά μεγέθους είναι πολύ μεγάλη, η ενέργεια για την ανάμιξη των στοιχείων είναι θετική και δεν διαλύονται το ένα στο άλλο, οπότε πάλι είναι αδύνατος ο σχηματισμός υπερδομής. Αναμένεται ότι η ενέργεια διάταξης και η διαλυτότητα έχουν τις κατάλληλες τιμές για το σχηματισμό υπερδομής, μόνο όταν η διαφορά μεγέθους των ατόμων των δύο στοιχείων βρίσκεται μέσα σε κάποια σχετικά περιορισμένη περιοχή τιμών [111].

Στη σχέση (4.4) βασίζονται προσεγγιστικές μέθοδοι υπολογισμού, της θερμοδυναμικής συμπεριφοράς διμεταλλικών κραμάτων για την περίπτωση 3-διάστατων πλεγμάτων, όπως είναι η προσέγγιση Bragg–Williams [102, 106, 112, 113, 114] και η προσέγγιση Bethe–Peierls [102, 106, 115, 116], ενώ υπάρχουν και γενικεύσεις της προσέγγισης Bethe–Peierls που δεν μένουν μόνο στις αλληλεπιδράσεις μεταξύ κοντινότερων γειτόνων [117]. Οι προσεγγίσεις αυτές βασίζονται στη χρήση δύο παραμέτρων τάξης που ορίζονται με στατιστικό τρόπο. Πρόκειται για την παράμετρο τάξης μικρής κλίμακας (*short-range* ή *short-distance* ή *local order parameter*) ή απλά τοπική παράμετρο τάξης  $\sigma$  [102, 106, 115, 116] και την παράμετρο τάξης μεγάλης κλίμακας (*long-range* ή *long-distance order parameter*) ή απλά παράμετρο



τάξης  $L$  [102, 106, 112, 113, 114, 118]. Στην προσέγγιση Bragg–Williams θεωρείται ότι η ενέργεια διάταξης και η αντίστοιχη εντροπία ενός κράματος εξαρτώνται μόνο από την παράμετρο τάξης  $L$ , ενώ στην προσέγγιση Bethe–Peierls υπάρχει εξάρτηση και από την τοπική παράμετρο τάξης  $\sigma$ .

Περιγράφουμε εδώ σύντομα την προσέγγιση Bragg–Williams ξεκινώντας με τον ορισμό της παραμέτρου τάξης  $L$ , που είναι απαραίτητη έννοια για την κατανόηση των φασμάτων XRD δειγμάτων που περιέχουν κράματα  $\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x$  ή  $\text{Fe}_{100-x}\text{Pt}_x$ . Αν ονομάσουμε  $a$ -θέσεις (ονομάσουμε  $b$ -θέσεις) τις πλεγματικές θέσεις που καταλαμβάνονται από  $A$ -άτομα (καταλαμβάνονται από  $B$ -άτομα) στην τέλεια υπερδομή που υπάρχει όταν  $T=0$  K, τότε η παράμετρος τάξης  $L$  είναι ένα μέτρο του κατά πόσο οι πλεγματικές θέσεις καταλαμβάνονται από τα σωστά άτομα [102]. Στην κατάσταση πλήρους τάξης είναι  $L=1$ , ενώ για πλήρη έλλειψη τάξης (εντελώς τυχαία η κατανομή των ατόμων σε πλεγματικές θέσεις) είναι  $L=0$  [102, 106]. Η παράμετρος τάξης  $L$  ορίζεται με διάφορους ισοδύναμους τρόπους [102, 106, 118, 119] ως εξής:

$$L = r_a + r_b - 1 = \frac{r_a N - N_A}{N_B} = 1 - w_a \frac{N}{N_B} = \frac{r_b N - N_B}{N_A} = 1 - w_b \frac{N}{N_A} \quad (4.6)$$

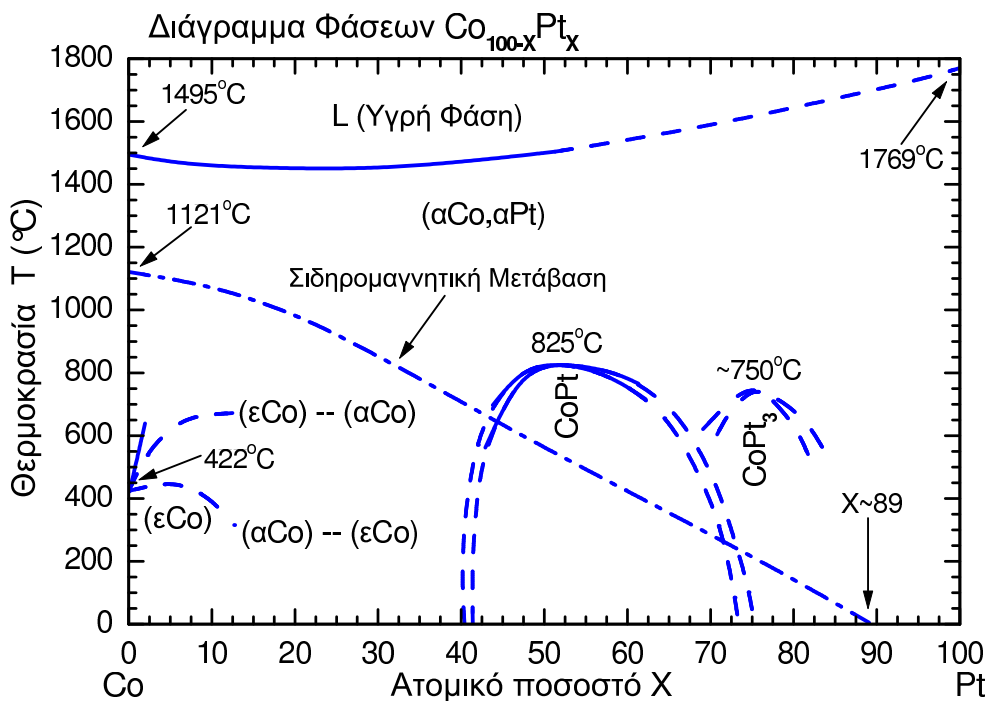
όπου  $r_a$  είναι το ποσοστό των  $a$ -θέσεων που έχουν καταληφθεί σωστά από  $A$ -άτομα και  $w_a=1-r_a$  το ποσοστό των  $a$ -θέσεων που έχουν καταληφθεί από  $B$ -άτομα, ενώ  $r_b$  και  $w_b=1-r_b$  είναι οι αντίστοιχες ποσότητες για τις  $b$ -θέσεις.

Η τοπική παράμετρος τάξης  $\sigma$  είναι ένα μέτρο (κατά μέσο όρο) του κατά πόσο ένα άτομο είναι «περικυκλωμένο» από άτομα του άλλου στοιχείου [102]. Είναι  $\sigma=1$  όταν όλοι οι κοντινότεροι γείτονες είναι άτομα του άλλου στοιχείου (στην κατάσταση πλήρους τάξης), ενώ είναι  $\sigma=0$  όταν οι μισοί είναι του ίδιου στοιχείου και οι άλλοι μισοί του άλλου [102, 106].

### 4.1.3 Διμεταλλικά κράματα $\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x$ και $\text{Fe}_{100-x}\text{Pt}_x$

Σε αυτή την υποενότητα ασχολούμαστε με τα διμεταλλικά κράματα, που συνιστούν το βασικό συστατικό των δειγμάτων που μελετώνται στην παρούσα διατριβή. Πρόκειται για τα διμεταλλικά κράματα  $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$  και  $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$  (ή πιο απλά  $\text{CoPt}$  και  $\text{FePt}$ ). Στο σχήμα 4.1 παρουσιάζεται το διάγραμμα φάσεων του διμεταλλικού κράματος  $\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x$  και στο σχήμα 4.2 παρουσιάζεται το διάγραμμα φάσεων του διμεταλλικού κράματος  $\text{Fe}_{100-x}\text{Pt}_x$ , όπου  $X$  είναι το ποσοστό των ατόμων Pt σε ένα κράμα. Και στις δύο περιπτώσεις υπάρχει μια περιοχή θερμοκρασιών ( $T < 825^\circ\text{C}$  για το  $\text{Co}_{100-x}\text{Pt}_x$  και  $T < 1300^\circ\text{C}$  για το  $\text{Fe}_{100-x}\text{Pt}_x$ ), όπου για  $X \sim 50$  η διατεταγμένη φάση  $L1_0$  του  $\text{CoPt}$  ή του  $\text{FePt}$  είναι θερμοδυναμικά ευσταθής γιατί αντιστοιχεί σε τοπικό ελάχιστο της ελεύθερης ενέργειας Landau  $G_L$  του υλικού. Συνεπώς για  $X \sim 50$  και σχετικά χαμηλή θερμοκρασία  $T$  επιτρέπεται θερμοδυναμικά η ύπαρξη περιοχών στο υλικό όπου έχει σχηματιστεί η φάση διατεταγμένη  $L1_0$ . Το αν θα έχει όντως σχηματιστεί αυτή η φάση εξαρτάται από την προηγούμενη ιστορία του υλικού. Αν το υλικό έχει κρατηθεί μόνιμα σε χαμηλή θερμοκρασία  $T$ , τότε η πιθανότητα μιας τοπικής ενεργειακής διακύμανσης (λόγω θερμικής διέγερσης) συγκρίσιμης με το ενεργειακό φράγμα που χωρίζει το τοπικό ελάχιστο της φάσης  $L1_0$  από αυτό της άτακτης φάσης  $A1$  είναι πολύ μικρή. Απαιτείται θέρμανση για να αυξηθεί η θερμοκρασία  $T$  και η αντίστοιχη πιθανότητα της ενεργειακής διακύμανσης, ώστε να είναι πρακτικά εφικτός ο σχηματισμός της φάσης  $L1_0$ .

Στο σχήμα 4.3 παρουσιάζεται η δομή της μοναδιαίας κυψελίδας του διμεταλλικού κράματος  $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$  στην περίπτωση της άτακτης φάσης  $A1$  και της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$ . Στο σχήμα 4.3(α) φαίνεται η περίπτωση της πλήρους αταξίας (άτακτη φάση ή φάση  $A1$ ), όπου το πλέγμα είναι εδροκεντρωμένο κυβικό (πλέγμα FCC). Η πιθανότητα κατάληψης μιας πλεγματικής θέσης από άτομο Co ή Pt είναι 0.5, δηλαδή τα άτομα Co και Pt είναι τοποθετημένα με εντελώς τυχαίο τρόπο στις θέσεις που προβλέπονται από την περιοδικότητα του



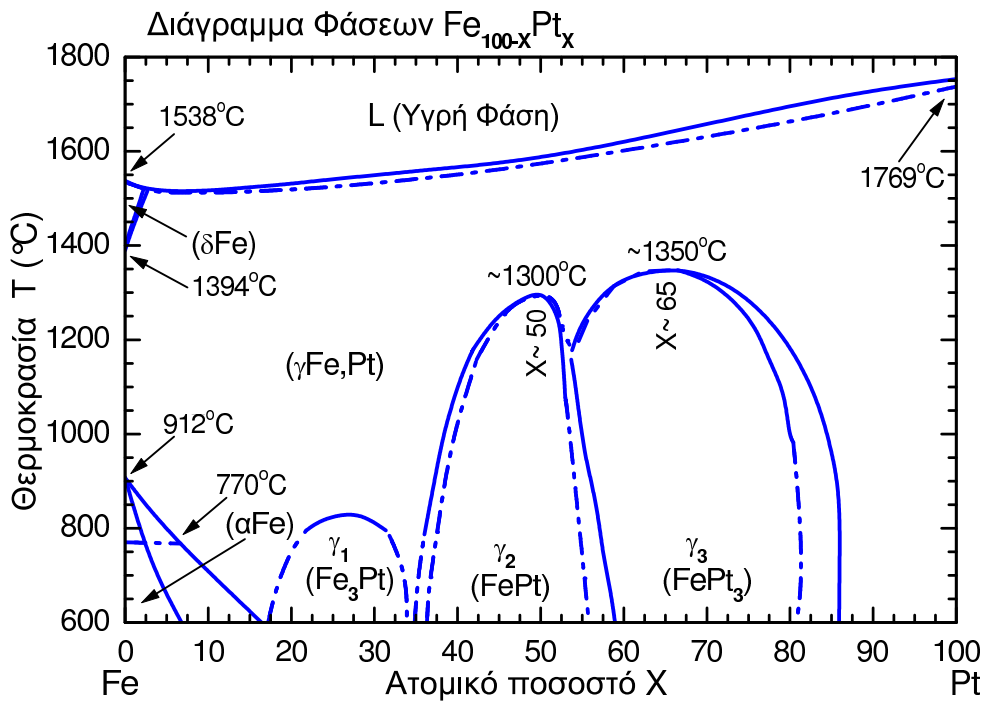
Σχήμα 4.1: Διάγραμμα φάσεων του διμεταλλικού κράματος  $\text{Co}_{100-X}\text{Pt}_X$ , όπου  $X$  είναι το ποσοστό ατόμων Pt [120]. Υπάρχει μια περιοχή θερμοκρασιών  $T < 825^\circ\text{C}$ , όπου για  $X \sim 50$  η διατεταγμένη φάση  $L1_0$  του  $\text{CoPt}$  είναι θερμοδυναμικά ευσταθής.

πλέγματος FCC. Στο σχήμα 4.3(β) φαίνεται η περίπτωση της πλήρους τάξης (διατεταγμένη φάση ή φάση  $L1_0$ ), όπου το πλέγμα είναι εδροκεντρωμένο τετραγωνικό (πλέγμα FCT). Οι κρυσταλλογραφικοί άξονες  $[100]$  και  $[010]$  έχουν το ίδιο μήκος  $a$ , που είναι μεγαλύτερο από την πλεγματική σταθερά της κυψελίδας FCC της φάσης A1, ενώ ο άξονας  $[001]$  έχει μήκος  $c$  μικρότερο από αυτήν. Τα άτομα Co και Pt είναι τοποθετημένα με τέτοιο τρόπο ώστε τα πλεγματικά επίπεδα<sup>1</sup> (002) να είναι εναλλάξ πλήρως κατειλημμένα από άτομα Co ή Pt. Η δομή της μοναδιαίας κυψελίδας του διμεταλλικού κράματος  $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$  είναι ακριβώς η ίδια, με μόνη διαφορά τις τιμές των πλεγματικών σταθερών  $a$  και  $c$ . Οι διαστάσεις των κυψελίδων, οι ομάδες συμμετρίας τους και οι κορυφές που δίνουν τα κράματα  $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$  και  $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$  σε πειράματα XRD δίνονται στις αναφορές [121, 122].

Για ένα μακροσκοπικό πολυκρυσταλλικό δείγμα  $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$  ή  $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ , που στη γενική περίπτωση είναι μίγμα των δύο φάσεων A1 και  $L1_0$ , μπορούμε να περιγράψουμε ποσοτικά το βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt ή των ατόμων Fe και Pt χρησιμοποιώντας την παράμετρο τάξης  $L$ , που ορίζεται από τη σχέση (4.6). Για την πλήρως άτακτη φάση A1 του  $\text{CoPt}$  είναι  $r_{\text{Co}}=r_{\text{Pt}}=0.5$ , δηλαδή σε κάθε θέση του πλέγματος είναι εξίσου πιθανό να υπάρχει άτομο Co ή άτομο Pt, οπότε παίρνουμε  $L=r_{\text{Co}}+r_{\text{Pt}}-1=0$  για την παράμετρο τάξης (μηδενική τάξη). Στην πλήρως διατεταγμένη κατάσταση, όπου όλη η ποσότητα  $\text{CoPt}$  έχει μετασχηματιστεί στη φάση  $L1_0$ , είναι  $r_{\text{Co}}=r_{\text{Pt}}=1$  και άρα  $L=1$ . Για τιμές  $0 < L < 1$  έχουμε ένα ποσοτικό κριτήριο για το βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt σε ένα δείγμα  $\text{CoPt}$ . Τα ίδια ακριβώς ισχύουν και για ένα μακροσκοπικό πολυκρυσταλλικό δείγμα  $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ .

Στην αναφορά [123] αποδεικνύεται ότι η ένταση μιας κορυφής XRD με δείκτες  $(hkl)$  είναι  $I_{hkl} \propto |F_{hkl}|^2$ , όπου η ποσότητα  $F_{hkl}$  είναι ο παράγοντας δομής (structure factor)  $F(\vec{Q})$  της σχέσης (3.7). Στο κεφάλαιο 12 αυτής της αναφοράς αποδεικνύεται ότι, στην περίπτωση ενός

<sup>1</sup>Πλεγματικά επίπεδα (002): πλεγματικά επίπεδα κάθετα στον άξονα  $[001]$  (άξονα  $c$ ) με απόσταση  $c/2$  μεταξύ διαδοχικών επιπέδων.



Σχήμα 4.2: Διάγραμμα φάσεων του διμεταλλικού κράματος  $Fe_{100-X}Pt_X$ , όπου  $X$  είναι το ποσοστό ατόμων Pt [120, 119]. Υπάρχει μια περιοχή θερμοκρασιών  $T < 1300^\circ C$ , όπου για  $X \sim 50$  η διατεταγμένη φάση  $L_{10}$  του FePt είναι θερμοδυναμικά ευσταθής.

κράματος  $Co_{100-X}Pt_X$ , ο παράγοντας δομής  $F_{hkl}$  μπορεί να πάρει μη μηδενικές τιμές μόνο στις ακόλουθες δύο περιπτώσεις:

Περίπτωση (α):

$$F = 4(\chi_{Co}f_{Co} + \chi_{Pt}f_{Pt}) \quad (4.7)$$

όταν όλοι οι δείκτες  $h, k, l$  είναι ή άρτιοι ή περιττοί, οπότε έχουμε μια θεμελιώδη κορυφή (fundamental peak).

Περίπτωση (β):

$$F = 2L(f_{Co} - f_{Pt}) \quad (4.8)$$

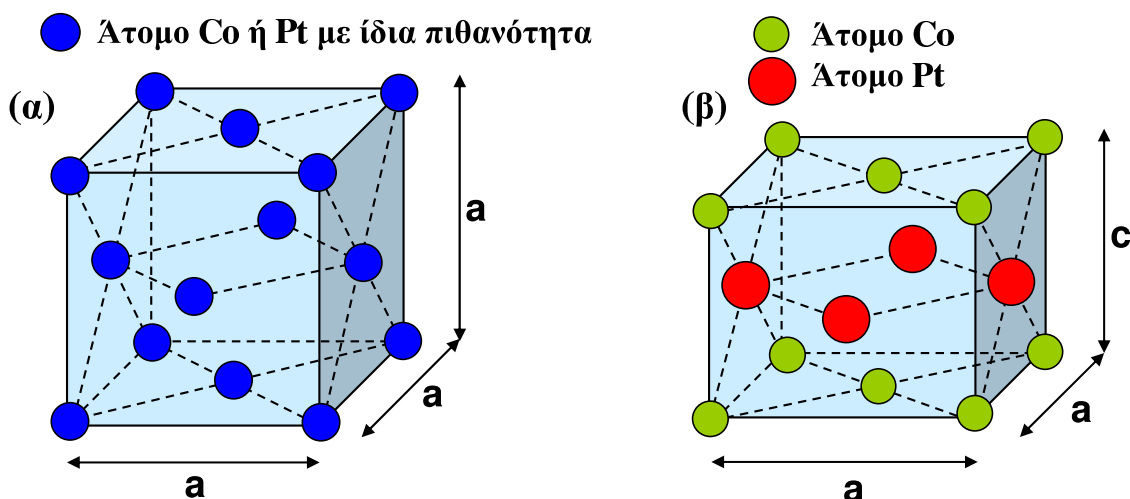
όταν  $h+k$ =άρτιος και  $k+l$ =περιττός, οπότε έχουμε μια κορυφή υπερδομής (superstructure peak). Οι ποσότητες  $f_{Co}$  και  $f_{Pt}$  είναι οι ατομικοί παράγοντες δομής του Co και της Pt αντίστοιχα, ενώ οι ποσότητες  $\chi_{Co}=(100-X)/100$  και  $\chi_{Pt}=X/100$  είναι οι αναλογίες των ατόμων Co και Pt αντίστοιχα στο δυαδικό κράμα. Από τις σχέσεις που δίνονται είναι φανερό ότι οι εντάσεις των κορυφών υπερδομής (θεμελιωδών κορυφών) εξαρτώνται (δεν εξαρτώνται) από την παράμετρο τάξης  $L$ . Για το Al-CoPt είναι  $L=0$  (μηδενική τάξη) και άρα οι κορυφές υπερδομής μηδενίζονται. Για το κράμα CoPt είναι  $\chi_{Co}=\chi_{Pt}=0.5$ . Σύμφωνα με τα παραπάνω, η κορυφή (001) είναι μια κορυφή υπερδομής και η κορυφή (002) είναι μια θεμελιώδης κορυφή. Άρα για το λόγο των των εντάσεων των δύο κορυφών έχουμε:

$$\frac{I_{001}}{I_{002}} = \left| \frac{F_{001}}{F_{002}} \right|^2 \propto L^2 \quad (4.9)$$

Για την περίπτωση των κορυφών XRD του FePt έχουμε την ίδια συμπεριφορά.

Με βάση όσα αναφέραμε παραπάνω για τα φάσματα XRD των κραμάτων CoPt και FePt, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε:

- Το λόγο  $I_{001}/I_{002}$  των εντάσεων των κορυφών (001) και (002) ως μέτρο του βαθμού διάταξης των ατόμων, επειδή είναι ανάλογος προς το τετράγωνο της παραμέτρου τάξης



Σχήμα 4.3: Η μοναδιαία κυψελίδα του κράματος  $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$  στην περίπτωση της άτακτης  $A1$  και της διατεταγμένης  $L1_0$  φάσης. Η δομή της μοναδιαίας κυψελίδας του κράματος  $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$  είναι ακριβώς η ίδια, με μόνη διαφορά τις τιμές των πλεγματικών σταθερών. Στην περίπτωση (α) της πλήρους αταξίας, το πλέγμα είναι εδροκεντρωμένο κυβικό (πλέγμα FCC) και τα άτομα Co και Pt είναι τοποθετημένα με εντελώς τυχαίο τρόπο στα πλεγματικά σημεία. Στην περίπτωση (β) της πλήρους τάξης, το πλέγμα είναι εδροκεντρωμένο τετραγωνικό (πλέγμα FCT) και τα (002) πλεγματικά επίπεδα είναι εναλλάξ πλήρως κατειλημμένα από άτομα Co ή Pt. Για το κράμα  $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ , η δομή της μοναδιαίας κυψελίδας είναι πανομοιότυπη με αυτή του  $\text{Co}_{50}\text{Pt}_{50}$ .

μεγάλης κλίμακας  $L$  του δυαδικού κράματος [123, 124]. Για να δοθεί μια αίσθηση του βαθμού διάταξης, συγκρίνεται ο λόγος  $I_{001}/I_{002}$  που χαρακτηρίζει ένα δείγμα με την τιμή  $[I_{001}/I_{002}]_{DB}$  της βάσης δεδομένων JCPDS-ICDD που αντιστοιχεί σε πολυκρυσταλλικό CoPt ή FePt σε μορφή σκόνης, που έχει μετασχηματιστεί πλήρως στη φάση  $L1_0$  και ο προσανατολισμός των κρυσταλλικών κόκκων είναι εντελώς τυχαίος. Είναι  $[I_{001}/I_{002}]_{DB}=1.286$  για CoPt [121] και  $[I_{001}/I_{002}]_{DB}=1.765$  για FePt [122].

- Το λόγο  $I_{002}/I_{111}$  των εντάσεων των θεμελιωδών κορυφών (002) και (111) [123, 124] ως μέτρο που χαρακτηρίζει τον προτιμώμενο προσανατολισμό των κρυσταλλικών κόκκων CoPt ή FePt σε σχέση με το επίπεδο του υμενίου. Για να δοθεί μια αίσθηση του βαθμού οποίο υπάρχει προτιμώμενος προσανατολισμός, συγκρίνεται ο λόγος  $I_{002}/I_{111}$  που χαρακτηρίζει ένα δείγμα με την τιμή  $[I_{002}/I_{111}]_{DB}$  της βάσης δεδομένων JCPDS-ICDD που – όπως αναφέρθηκε ήδη – αντιστοιχεί σε εντελώς τυχαίο προσανατολισμό των κρυσταλλικών κόκκων CoPt ή FePt. Είναι  $[I_{002}/I_{111}]_{DB}=0.28$  για CoPt [121] και  $[I_{002}/I_{111}]_{DB}=0.17$  για FePt [122]. Μια τιμή του λόγου  $I_{002}/I_{111}$  μεγαλύτερη από την  $[I_{002}/I_{111}]_{DB}$  τουλάχιστον κατά μια τάξη μεγέθους σημαίνει ότι επικρατεί ο (001) προσανατολισμός, δηλαδή τα πλεγματικά επίπεδα (001) τείνουν να είναι προσανατολισμένα παράλληλα προς την επιφάνεια του υμενίου. Μια τιμή του λόγου  $I_{002}/I_{111}$  μικρότερη από την  $[I_{002}/I_{111}]_{DB}$  τουλάχιστον κατά μια τάξη μεγέθους σημαίνει ότι επικρατεί ο (111) προσανατολισμός, δηλαδή τα πλεγματικά επίπεδα (111) τείνουν να είναι προσανατολισμένα παράλληλα προς την επιφάνεια του υμενίου. Για τυχαίο προσανατολισμό των κρυσταλλικών κόκκων είναι  $I_{002}/I_{111} \sim [I_{002}/I_{111}]_{DB}$ .

## 4.2 Σχέση μεταξύ ανισοτροπίας και συνεκτικού πεδίου $H_c$ σε υμένια CoPt και FePt

Στη γενική περίπτωση ενός σιδηρομαγνητικού υλικού, η μαγνήτιση μπορεί να αλλάξει κυρίως μέσω δύο μηχανισμών: κίνηση των των μαγνητικών τοιχωμάτων (domain wall motion) και στροφή της μαγνήτισης μέσα στις μαγνητικές περιοχές (domain magnetization rotation) [125]. Σε μικροσκοπικό επίπεδο βέβαια, και οι δύο μηχανισμοί σχετίζονται με τη στροφή των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών των ατόμων. Όταν λειτουργεί ο μηχανισμός της κίνησης των μαγνητικών τοιχωμάτων, αυτό που συμβαίνει είναι ότι πάνω στην επιφάνεια ενός τοιχώματος που χωρίζει δύο μαγνητικές περιοχές έχουμε στροφή των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών από την κατεύθυνση που έχουν στη μία μαγνητική περιοχή στην κατεύθυνση που έχουν στην άλλη. Έτσι έχουμε κίνηση του τοιχώματος που χωρίζει δύο μαγνητικές περιοχές, αφού το μέγεθος της μίας αυξάνει σε βάρος του μεγέθους της άλλης. Η ενέργεια που απαιτείται για να μετακινηθούν τα τοιχώματα που χωρίζουν τις μαγνητικές περιοχές του υλικού, είναι στην ουσία η ενέργεια που πρέπει να δαπανηθεί για τη στροφή των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών και προσφέρεται από το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_a$ .

Για να αλλάξει η μαγνήτιση του υλικού με το μηχανισμό κίνησης των μαγνητικών τοιχωμάτων, το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο θα πρέπει να είναι αρκετά ισχυρό ώστε τα τοιχώματα των μαγνητικών περιοχών να μπορούν να κινηθούν περνώντας μέσα από διάφορες ασυνέχειες που υπάρχουν στο κρυσταλλικό πλέγμα του υλικού. Τέτοιου είδους ασυνέχειες είναι:

(α) Τα σύνορα μεταξύ των κρυσταλλικών κόκκων ενός πολυκρυσταλλικού υλικού (grain boundaries).

(β) Τα σύνορα μεταξύ διαφορετικών φάσεων του υλικού που συνυπάρχουν σε ένα δείγμα γιατί δεν έχει ολοκληρωθεί ο μετασχηματισμός από μια φάση σε μια άλλη (phase boundaries).

(γ) Διάφορες ατέλειες του κρυσταλλικού πλέγματος (crystal imperfections).

Αυτού του είδους οι ασυνέχειες συνιστούν τα λεγόμενα κέντρα καρφώματος (pinning sites ή pinning centers), που δυσχεραίνουν την κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών και μπορεί να έχουν ως αποτέλεσμα την υψηλή τιμή του συνεκτικού πεδίου του υλικού [126, 127]. Όταν λειτουργεί ο μηχανισμός της στροφής της μαγνήτισης, οι στοιχειώδεις μαγνητικές ροπές μιας μαγνητικής περιοχής στρέφονται σταδιακά από την κατεύθυνση ενός από τους άξονες εύκολης μαγνήτισης στην κατεύθυνση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Το συνεκτικό πεδίο  $H_c$ , δηλαδή η ένταση του πεδίου που απαιτείται για να μηδενιστεί η μαγνήτιση και να αλλάξει η φορά της, καθορίζεται από την ευκολότερη από αυτές τις δύο διαδικασίες [127].

Στην ειδική περίπτωση των πολυκρυσταλλικών λεπτών υμενίων CoPt ή FePt, η βασική διαφορά μεταξύ ενός μη ανοπτημένου και ενός ανοπτημένου υμενίου είναι ο σχηματισμός της διατεταγμένης τετραγωνικής φάσης  $L1_0$  κατά τη διάρκεια της ανόπτησης. Στο σχήμα 3.6(α) (στη σελίδα 60) παρουσιάζονται, ως αντιπροσωπευτικό δείγμα της μορφής που έχουν οι βρόχοι υστέρησης λεπτών υμενίων CoPt ή FePt πριν και μετά την ανόπτηση, οι βρόχοι υστέρησης (μετρημένοι με VSM) ενός υμενίου SiO/FePt(100nm) πριν και μετά από ανόπτηση στους 500°C για 5 min. Το σχήμα 3.6(β) δείχνει τη μορφή που έχουν οι βρόχοι υστέρησης του μη ανοπτημένου υμενίου για χαμηλές τιμές του πεδίου. Θα ασχοληθούμε πρώτα με την περίπτωση του μη ανοπτημένου υμενίου, που περιέχει μόνο την άτακτη κυβική φάση A1. Στο σχήμα 3.6(β) παρατηρούμε ότι ο βρόχος υστέρησης του μη ανοπτημένου υμενίου, για εξωτερικό μαγνητικό πεδίο παράλληλο στο επίπεδό του, χαρακτηρίζεται από χαμηλές τιμές για το πεδίο κόρου  $H_{sat}$  και το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  (της τάξης των μερικών δεκάδων Oe). Έτσι, στην κλίμακα της τάξης των δεκάδων kOe του σχήματος 3.6(α), ο βρόχος υστέρησης

έχει τετραγωνικό σχήμα.

Οι χαμηλές τιμές των πεδίων  $H_{sat}$  και  $H_c$  πριν την ανόπτηση είναι πιθανότατα συνέπεια της «ισοτροπίας» που χαρακτηρίζει τη φάση A1. Πράγματι – λόγω της ύπαρξης πολλαπλών αξόνων εύκολης μαγνήτισης στη μοναδιαία κυψελίδα FCC της άτακτης φάσης A1 – ο μηχανισμός της στροφής της μαγνήτισης μέσα στις μαγνητικές περιοχές μπορεί να πραγματοποιηθεί και με ασθενή μαγνητικά πεδία, στην περίπτωση του μη ανοπτημένου υμενίου. Επιπλέον δεν υπάρχουν σύνορα μεταξύ διαφορετικών φάσεων, αφού το μη ανοπτημένο υμένιο περιέχει μόνο τη φάση A1. Συνεπώς απομένουν μόνο τα σύνορα μεταξύ των κρυσταλλικών κόκκων και οι ατέλειες του κρυσταλλικού πλέγματος για να λειτουργήσουν ως κέντρα καρφώματος που εμποδίζουν την κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών. Υπο φυσιολογικές συνθήκες αρκούν μαγνητικά πεδία της τάξης των μερικών δεκάδων ή εκατοντάδων Oe για αντιστροφή της μαγνήτισης μέσω κίνησης των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών, όταν υπάρχουν μόνο αυτού του είδους τα κέντρα καρφώματος [125]. Το αποτέλεσμα είναι ότι, στην περίπτωση του μη ανοπτημένου υμενίου, αρκεί η χρήση σχετικά ασθενών πεδίων για να φτάσει η μαγνήτιση την κατάσταση κόρου και στη συνέχεια να αντιστραφεί ο προσανατολισμός της. Δηλαδή προκύπτουν μικρές τιμές για τα  $H_{sat}$  και  $H_c$ : το πολύ της τάξης των λίγων εκατοντάδων Oe [125].

Όταν το υμένιο υποστεί τη διαδικασία της ανόπτησης, τότε η ισχυρή μονοαξονική μαγνητική ανισοτροπία (uniaxial magnetic anisotropy) της φάσης L1<sub>0</sub> έχει ως αποτέλεσμα τη σκληρή μαγνητική συμπεριφορά με τη μεγάλη τιμή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  που παρατηρείται στο σχήμα 3.6(α). Γενικά, ένα ανοπτημένο υμένιο CoPt ή FePt αποτελείται από ένα μίγμα της άτακτης φάσης A1 και της διατεταγμένης φάσης L1<sub>0</sub>. Σε ένα τμήμα του υλικού όπου έχει σχηματιστεί η φάση L1<sub>0</sub>, αναμένεται ότι τα σύνορα μεταξύ γειτονικών περιοχών του κρυσταλλικού πλέγματος με διαφορετικό προσανατολισμό του άξονα εύκολης μαγνήτισης (άξονα  $c$ ) θα λειτουργούν ως πολύ αποτελεσματικά κέντρα καρφώματος [128]. Πράγματι, για να μετακινηθεί ένα μαγνητικό τοίχωμα περνώντας μέσα από ένα σύνορο αυτού του τύπου, θα πρέπει να αλλάξει προσανατολισμό η μαγνήτιση στο τμήμα του υλικού που αποσπάται από τη μια μαγνητική περιοχή για να ενσωματωθεί στη γειτονική της. Όμως αυτή η στροφή της μαγνήτισης θα πρέπει να πραγματοποιηθεί υπερνικώντας την πολύ ισχυρή ροπή στρέψης που προκαλεί η υψηλή μονοαξονική μαγνητική ανισοτροπία της φάσης L1<sub>0</sub>. Επίσης αναμένεται ότι τα σύνορα μεταξύ περιοχών που περιέχουν τη διατεταγμένη φάση L1<sub>0</sub> και περιοχών που περιέχουν την άτακτη φάση A1 θα λειτουργούν ως επιπλέον κέντρα καρφώματος των μαγνητικών τοιχωμάτων, αν και θα πρέπει να είναι λιγότερο αποτελεσματικά [128]. Αυτό συμβαίνει επειδή στην περίπτωση ενός συνόρου αυτού του τύπου, το σύνορο αντιστοιχεί σε μετάβαση από την ισχυρή μονοαξονική ανισοτροπία της φάσης L1<sub>0</sub> στη συμπεριφορά της φάσης A1 που χαρακτηρίζεται από πολλαπλούς (ισοδύναμους μεταξύ τους) άξονες εύκολης μαγνήτισης [128].

Σύμφωνα με την αναφορά [128], το βασικό αίτιο για την υψηλή τιμή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  στα υμένα CoPt ή FePt που έχουν υποστεί ανόπτηση είναι η ύπαρξη των δύο ειδών συνόρων που αναφέρθηκαν, τα οποία λειτουργούν ανασταλτικά (ως κέντρα καρφώματος) στην κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων:

(α) των συνόρων αντί-φάσης (*antiphase boundaries*) μεταξύ υποπεριοχών, μιας περιοχής που περιέχει τη διατεταγμένη φάση L1<sub>0</sub> του CoPt ή του FePt, με διαφορετικό προσανατολισμό του άξονα  $c$ ,

(β) των συνόρων L1<sub>0</sub>/A1 (*L1<sub>0</sub>/A1 boundaries* ή *ordered/disordered phase boundaries* ή *FCT/FCC boundaries*) μεταξύ περιοχών που περιέχουν τις διαφορετικές φάσεις του CoPt ή του FePt.

Για ένα ανοπτημένο υμένιο, που η μαγνήτισή του είναι αρχικά στον κόρο, απαιτείται ένα ισχυρό μαγνητικό πεδίο  $H=H_c$  φοράς αντίθετης από την αρχική μαγνήτιση, ώστε να κινηθούν τα

μαγνητικά τοιχώματα μέσα από τα κέντρα καρφώματος και να φτάσει το σύστημα στην κατάσταση όπου υπάρχει μεγάλος αριθμός μαγνητικών περιοχών με τυχαίους προσανατολισμούς και μηδενική συνολική μαγνήτιση. Η μαλακή μαγνητική συμπεριφορά των υμενίων που περιέχουν μόνο τη φάση A1 του CoPt ή του FePt είναι αποτέλεσμα της απουσίας συνόρων αυτού του είδους.

Στα αρχικά στάδια της διαδικασίας της ανόπτησης, όπου ξεκινά ο μετασχηματισμός της A1 στην L1<sub>0</sub> φάση, οι περιοχές όπου έχει γίνει ο μετασχηματισμός έχουν τη μορφή απομονωμένων σωματιδίων της φάσης L1<sub>0</sub> που είναι εμβαπτισμένα σε μια μήτρα που αποτελείται από τη φάση A1. Σε αυτά τα αρχικά στάδια δεν υπάρχουν σύνορα αντί-φάσης. Η τιμή του συνεκτικού πεδίου εξαρτάται μόνο από το συνολικό εμβαδόν των συνοριακών επιφανειών L1<sub>0</sub>/A1 και αναμένεται ότι θα αυξάνεται με την αύξηση αυτού του εμβαδού (όσο προχωράει ο μετασχηματισμός). Καθώς προχωράει ο μετασχηματισμός, κατά τη διάρκεια της ανόπτησης, εμφανίζονται και σύνορα αντί-φάσης. Όσο αυξάνει το ποσοστό του υλικού που έχει μετασχηματιστεί στη φάση L1<sub>0</sub>, υπάρχει μια ταυτόχρονη αύξηση του συνολικού εμβαδού τόσο των συνοριακών επιφανειών L1<sub>0</sub>/A1 όσο και των συνοριακών επιφανειών αντί-φάσης. Το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  αυξάνεται όσο αυξάνει το εμβαδόν των συνοριακών επιφανειών. Για μεγάλους χρόνους ανόπτησης, όταν πλέον όλο το CoPt ή FePt έχει μετασχηματιστεί και υπάρχει μόνο η φάση L1<sub>0</sub>, απομένουν μόνο οι συνοριακές επιφάνειες αντί-φάσης και η τιμή του συνεκτικού πεδίου εξαρτάται από το συνολικό τους εμβαδό.

Αυτή η μεταβολή των συνολικών εμβαδών των συνοριακών επιφανειών κάθε είδους σχετίζεται άμεσα με τη μεταβολή της χωρικής πυκνότητας των συνόρων γειτονικών περιοχών: όσο αυξάνεται (μειώνεται) ο αριθμός τους σε μια περιοχή του χώρου, τόσο αυξάνεται (μειώνεται) και το συνολικό εμβαδόν τους. Συνοπτικά, στην αναφορά [128] προτείνεται ότι το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  σε υμένα CoPt ή FePt αυξάνεται με την αύξηση του ποσοστού  $f_{FCT}$  του όγκου που καταλαμβάνει η φάση L1<sub>0</sub>, λόγω της αύξησης της χωρικής πυκνότητας των συνόρων L1<sub>0</sub>/A1 ή/και των συνόρων αντί-φάσης που λειτουργούν ως κέντρα καρφώματος των μαγνητικών τοιχωμάτων.

Σε άλλες αναφορές, θεωρείται ότι η υψηλή τιμή του συνεκτικού πεδίου των ανοπτημένων υμενίων CoPt ή FePt είναι κυρίως το αποτέλεσμα της συνεισφοράς των συνόρων L1<sub>0</sub>/A1 [129] ή των συνόρων μεταξύ δίδυμων χρυσταλλικών κόκκων (twin boundaries) [130]. Άσχετα πάντως με τον τύπο των συνοριακών επιφανειών που συνεισφέρουν σε μεγαλύτερο βαθμό στο μηχανισμό που προκαλεί τη μεγάλη τιμή του συνεκτικού πεδίου, στην αναφορά [128] δείχνεται ότι το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  ικανοποιεί μια γραμμική σχέση της μορφής  $H_c = f_{FCT} \cdot H_c^{max}$  σε ένα υμένιο όπου το ποσοστό  $f_{FCT}$  του όγκου της φάσης L1<sub>0</sub> είναι μικρότερο από 100% (εξακολουθούν να υπάρχουν και οι δύο φάσεις). Η ύπαρξη άμεσης σχέσης μεταξύ του ποσοστού  $f_{FCT}$  και του συνεκτικού πεδίου έχει παρουσιαστεί και σε παλαιότερες αναφορές [131, 132, 133, 134].

Ο μηχανισμός στροφής της μαγνήτισης μπορεί επίσης να συνεισφέρει στην υψηλή τιμή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  ενός ανοπτημένου υμενίου CoPt ή FePt, ειδικά στην περίπτωση όπου οι χρυσταλλικοί κόκκοι αλληλεπιδρούν ασθενώς (συμπεριφέρονται σα σωματίδια Stoner-Wohlfarth): εξαιτίας της υψηλής ανιστροπίας της φάσης L1<sub>0</sub> η αντιστροφή της μαγνήτισης με στροφή απαιτεί ισχυρά μαγνητικά πεδία. Πέρα όμως από αυτό, ο μηχανισμός στροφής της μαγνήτισης είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός στην περίπτωση των πολύ ισχυρών μαγνητικών πεδίων, όπου η μαγνήτιση του υμενίου πλησιάζει την κατάσταση κόρου. Η ύπαρξη του μηχανισμού της στροφής μπορεί να εξηγήσει τη χαμηλότερη μαγνήτιση κόρου που δείχνουν οι μετρήσεις των βρόχων υστέρησης για τα ανοπτημένα υμένα, σε σχέση με τα υμένα που δεν έχουν υποστεί ανόπτηση. Τα τμήματα των βρόχων υστέρησης που είναι σχεδόν οριζόντια αντιστοιχούν σε καταστάσεις της μαγνήτισης όπου η κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων έχει ολοκληρωθεί και ο αριθμός των μαγνητικών περιοχών είναι ο ελάχιστος

δυνατός (αν το υλικό ήταν μονοκρυσταλλός θα είχε απομείνει μόνο μια μαγνητική περιοχή).

Όμως ο μηχανισμός της στροφής της μαγνήτισης εξακολουθεί να υφίσταται όσο υπάρχουν περιοχές όπου η μαγνήτιση δεν έχει προσανατολιστεί παράλληλα προς το μαγνητικό πεδίο. Εξαιτίας της μεγάλης μονοαξονικής μαγνητικής ανισοτροπίας της διατεταγμένης φάσης L1<sub>0</sub>, ο πλήρης προσανατολισμός της μαγνήτισης παράλληλα προς το πεδίο δεν είναι εύκολο να πραγματοποιηθεί στα ανοπτημένα υμένια. Έτσι, η μαγνήτιση  $M(H)$  αυξάνει αργά με το πεδίο  $H$  [126, 135] μέσω του μηχανισμού της στροφής, όταν το πεδίο είναι ισχυρό. Αναμένεται ότι, για πάρα πολύ ισχυρά μαγνητικά πεδία, η μαγνήτιση κόρου  $M_s$  ενός υμενίου πριν και μετά την ανόπτηση θα έχουν την ίδια τιμή.



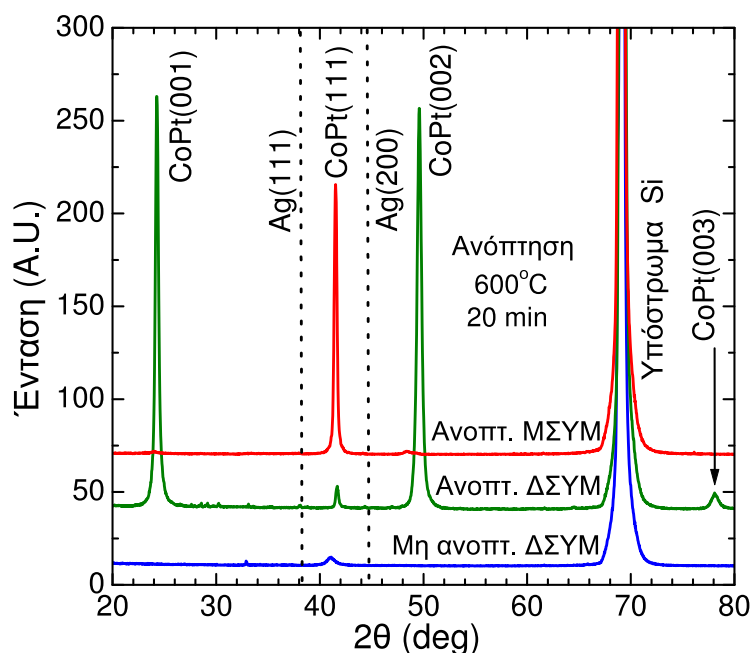
## Κεφάλαιο 5

# Ανάπτυξη κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας σε υμένια CoPt με χρήση ενδιάμεσων στρωμάτων Ag

Σε αυτό το κεφάλαιο επικεντρώνουμε την προσοχή μας στην ανάπτυξη υμενίων που το βασικό συστατικό τους είναι η μαγνητικά σκληρή φάση  $L1_0$  του CoPt και χαρακτηρίζονται από κάθετη μαγνητική ανισοτροπία. Στη βιβλιογραφία αναφέρονται διάφορες μέθοδοι για την παρασκευή υμενίων CoPt ή FePt με αυτό το χαρακτηριστικό. Αυτές οι μέθοδοι συνήθως περιλαμβάνουν την επιλογή κατάλληλων συνθηκών εναπόθεσης και ανόπτησης [124, 136, 137, 138, 139, 140, 141, 142], οι οποίες είναι δυνατό να συνδυαστούν με την επιλογή κατάλληλου υποστρώματος, όπως MgO [124, 138, 139, 143, 144, 140, 141] ή SrTiO<sub>3</sub> [139] ή Si [145, 146, 147, 148, 149, 150, 151, 152, 153, 154] ή SiO<sub>2</sub> (οξειδωμένο Si ή γυαλί) [15, 136, 137, 142, 153, 155, 156, 157, 158, 159, 160, 161, 162, 163, 164, 165, 166, 167, 168, 169, 170, 171, 172] και την προσθήκη κατάλληλων μη μαγνητικών υλικών, όπως Ag [143, 145, 146, 148, 149, 150, 151, 152, 153, 158, 161, 165, 168, 169, 170, 172], C [153, 163, 164, 173, 167, 168, 170, 172], B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [155, 156, 157], SiO<sub>2</sub> [160, 162, 172], BN [144], B<sub>4</sub>C [147], MgO [15, 173, 167, 170, 171, 172], Cr [15], CrRu [159, 166, 173, 167] και TiN [154].

Σε αρκετές περιπτώσεις, η προσθήκη αυτών των υλικών εξυπηρετεί ταυτόχρονα και έναν άλλο σκοπό, που είναι η ελαχιστοποίηση της αλληλεπίδρασης μεταξύ των κρυσταλλικών κόκκων του μαγνητικού υλικού (του CoPt ή FePt). Πρόκειται για υλικά που διαχέονται στο εσωτερικό του υμενίου σε κάποια φάση της διαδικασίας παρασκευής χωρίς να αναμειγνύονται με το μαγνητικό υλικό αλλά σχηματίζουν μια μήτρα που στο εσωτερικό της βρίσκονται οι κρυσταλλικοί κόκκοι του. Σε άλλες περιπτώσεις, το πρόσθετο υλικό έχει τη μορφή στρώματος μεταξύ υποστρώματος και υμενίου (underlayer) και η παρουσία του βοηθά στη δημιουργία κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας. Δεν αποκλείεται και η συνδυασμένη χρήση διαφορετικών πρόσθετων υλικών, άλλο για ελαχιστοποίηση της αλληλεπίδρασης των κρυσταλλικών κόκκων του μαγνητικού υλικού και άλλα για τη δημιουργία κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας, ή ενός μόνο υλικού και για τους δύο λόγους. Χαρακτηριστική τέτοια περίπτωση είναι η χρήση Si ως υποστρώματος σε συνδυασμό με τη χρήση Ag ως πρόσθετου υλικού [145, 146, 149, 150, 151, 152, 153] όπου, όπως αναφέρεται και παρακάτω στο παρόν κεφάλαιο, ο Ag συνεισφέρει ταυτόχρονα στη μείωση των μαγνητικών αλληλεπιδράσεων και τη δημιουργία κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας.

Χρησιμοποιούνται οι ακόλουθες συντομογραφίες σε αυτό το κεφάλαιο: ΜΣΥΜ = μονοστρωματικό υμένιο, ΔΣΥΜ = διστρωματικό υμένιο, ΠΣΥΜ = πολυστρωματικό υμένιο.



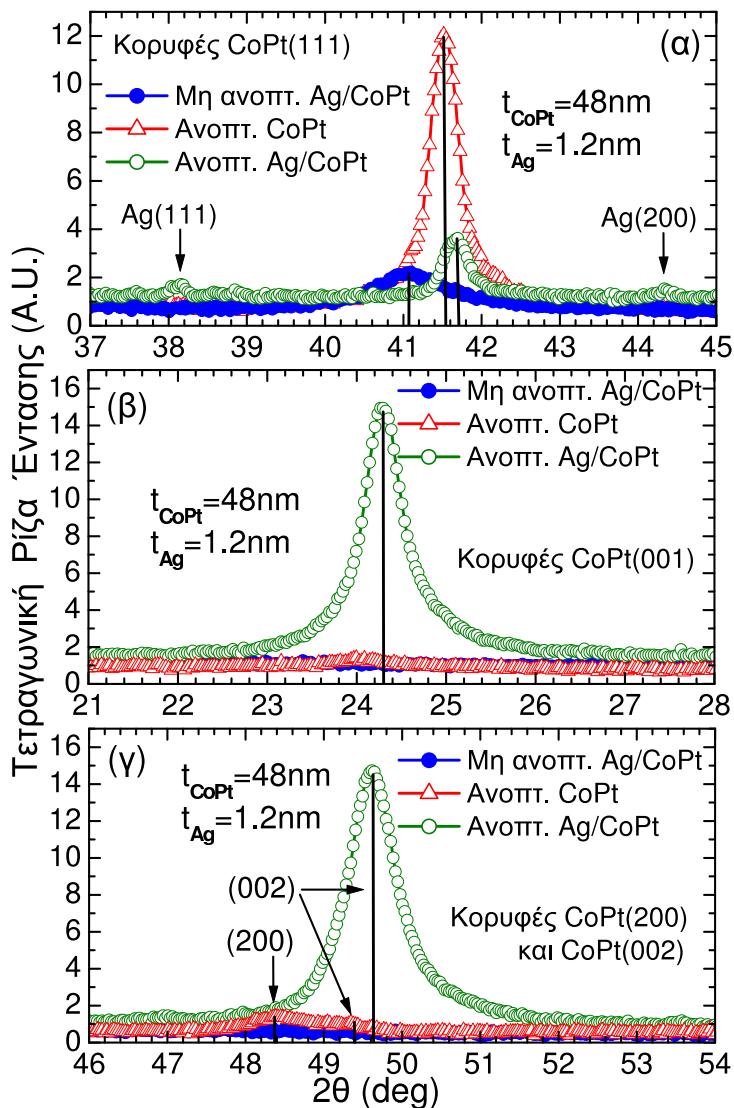
ΜΣΥΜ: Si(001)/CoPt(48nm), ΔΣΥΜ: Si(001)/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) Μεταβολή Παραμέτρων Μοναδιαίας Κυψελίδας του CoPt						
Δείγμα	$2\theta_{001}$ (deg)	$2\theta_{111}$ (deg)	$a$ (Å)	$c$ (Å)	$c/a$	$V$ (Å <sup>3</sup> )
ΔΣΥΜ μη ανοπτημένο	—	41.094	—	—	—	—
ΜΣΥΜ ανοπτημένο	24.044	41.521	3.8013	3.7012	0.9737	53.483
ΔΣΥΜ ανοπτημένο	24.295	41.672	3.8018	3.6635	0.9636	52.950

Σχήμα 5.1: Φάσματα XRD ενός ΔΣΥΜ Si(001)/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm), πριν (κάτω) και μετά (μέσον) από ανόπτηση στους 600°C για 20 min. Αυτά τα φάσματα του ΔΣΥΜ συγκρίνονται με το φάσμα XRD ενός ΜΣΥΜ Si(001)/CoPt(48nm), ανοπτημένου στους 600°C για 20 min (πάνω). Διακρίνεται καθαρά η κορυφή CoPt(111) και στις τρεις περιπτώσεις, ενώ στην περίπτωση του ανοπτημένου ΔΣΥΜ είναι ευδιάκριτες και οι κορυφές CoPt(001), CoPt(002) και CoPt(003). Οι κατακόρυφες διακεκομμένες γραμμές δείχνουν τις αναμενόμενες θέσεις των ισχυρότερων κορυφών του Ag:  $2\theta \approx 38.15^\circ$  για την κορυφή Ag(111) και  $2\theta \approx 44.32^\circ$  για την κορυφή Ag(200). Λεπτομερής παρουσίαση των κορυφών των CoPt και Ag γίνεται στις αναφορές [121, 174]. Ο πίνακας δίνει τις αριθμητικές τιμές χαρακτηριστικών χρυσταλλογραφικών παραμέτρων. Στο μη ανοπτημένο ΔΣΥΜ διακρίνεται μόνο η κορυφή CoPt(111), οπότε δεν είναι εφικτός ο υπολογισμός.

## 5.1 Συμπεριφορά ανοπτημένων υμενίων CoPt με και χωρίς αρχικό ενδιάμεσο στρώμα Ag

### 5.1.1 Φάσματα XRD ανοπτημένων υμενίων CoPt και ανοπτημένων υμενίων Ag/CoPt

Η πρώτη σοβαρή απόδειξη, για την επίδραση που έχει στις δομικές ιδιότητες των ανοπτημένων υμενίων Si/CoPt η προσθήκη ενός ενδιάμεσου στρώματος Ag κατά την προγενέστερη φάση της εναπόθεσης, προκύπτει από την άμεση σύγκριση των φασμάτων XRD τέτοιων υμενίων με και χωρίς ενδιάμεσο στρώμα Ag. Μια αντιπροσωπευτική περίπτωση αυτών των μετρήσεων παρουσιάζεται στα σχήματα 5.1 και 5.2, που δείχνουν τη σύγκριση των φασμάτων XRD ενός ΜΣΥΜ Si/CoPt(48nm) και ενός ΔΣΥΜ Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) ανοπτημένων στους 600°C για 20 min. Τα δύο υμένια παρασκευάστηκαν μαζί, κατά την ίδια περίοδο



Σχήμα 5.2: Τα διαγράμματα (α), (β) και (γ) δείχνουν με μεγαλύτερη λεπτομέρεια τα διαστήματα γωνιών γύρω από τις κορυφές CoPt(111), CoPt(001) και CoPt(002) αντίστοιχα, για τα φάσματα XRD του σχήματος 5.1. Παρουσιάζεται η τετραγωνική ρίζα της έντασης  $I$  ως συνάρτηση της γωνίας  $2\theta$ , για να φανούν πιο καθαρά οι ασθενείς κορυφές. Στο διάγραμμα (β) φαίνονται αμυδρά οι εξαιρετικά ασθενείς κορυφές Ag(111) και Ag(200).

εναπόθεσης και την ίδια περίοδο ανόπτησης. Για λόγους πληρότητας έχει προστεθεί και το φάσμα XRD του ΔΣΥΜ Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) πριν την ανόπτησή του (όπως ήταν αμέσως μετά την εναπόθεση). Το πρώτο που παρατηρούμε είναι ότι οι κορυφές του Ag είναι τόσο ασθενείς, που δεν είναι ορατές στο σχήμα 5.1. Στο σχήμα 5.2(α) – όπου παρουσιάζεται η τετραγωνική ρίζα της έντασης – φαίνονται αμυδρά οι κορυφές Ag(111) και Ag(200), που είναι οι δύο ισχυρότερες κορυφές του Ag [174]. Η συνολική ποσότητα του Ag είναι πολύ μικρή για να δώσει ευκρινείς κορυφές.

Στο φάσμα του μη ανοπτημένου ΔΣΥΜ Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) εμφανίζεται μόνο μια ασθενής και ευρεία κορυφή CoPt(111), πράγμα που δείχνει ότι οι κρυσταλλικοί κόκκοι CoPt που σχηματίζονται κατά την εναπόθεση είναι πολύ μικροί και επιπλέον επικρατεί ο (111) κρυσταλλογραφικός προσανατολισμός. Η απουσία κάθε άλλης κορυφής του CoPt δείχνει ότι το υμένιο περιέχει μόνο την άτακτη φάση A1 του CoPt: λείπουν οι χαρακτηριστικές κορυφές

υπερδομής<sup>1</sup> της διατεταγμένης φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt. Η ανάπτυξη (111) κρυσταλλογραφικού προσανατολισμού ήταν αναμενόμενη, διότι στην FCC δομή η επιφανειακή πυκνότητα πλεγματοτικών σημείων είναι μέγιστη στα επίπεδα (111) και η επιφανειακή ενέργεια ελαχιστοποιείται [146].

Η ανόπτηση που ακολουθεί έχει ως αποτέλεσμα όχι μόνο το σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt, αλλά επιπλέον προκαλεί την αύξηση του μεγέθους των κρυσταλλικών κόκκων μέσω της διαδικασίας της τήξης και ανακρυστάλλωσης (sintering) ή της διαδικασίας της συνένωσης (coalescence) κόκκων [175, 176]. Συνεπώς τα φάσματα XRD των ανοπτημένων υμενίων θα πρέπει να επιδεικνύουν πιο έντονες και στενές κορυφές σε σύγκριση με τα αντίστοιχα φάσματα πριν την ανόπτηση. Πράγματι στο ανοπτημένο υμένιο Si/CoPt(48nm) – που στη γενική περίπτωση είναι μίγμα FCC-CoPt και L1<sub>0</sub>-CoPt – παρατηρείται μια ισχυρή και στενή κορυφή CoPt(111), αλλά οι υπόλοιπες κορυφές του CoPt είναι πολύ ασθενείς. Είναι φανερό ότι αυτό το υμένιο επιδεικνύει ισχυρό (111) κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό. Αυτό το εύρημα συμφωνεί με τα ευρήματα της δημοσίευσης [177], όπου αναφέρεται ότι (στην περίπτωση του FePt) έχουμε ελαχιστοποίηση της επιφανειακής ενέργειας στα επίπεδα (111) και για τις δύο κρυσταλλικές δομές: την FCC και την L1<sub>0</sub>. Αφού το ανοπτημένο υμένιο Si/CoPt(48nm) παρουσιάζει – ως μίγμα FCC-CoPt και L1<sub>0</sub>-CoPt – προσανατολισμό (111), συμπεραίνουμε ότι η επιφανειακή ενέργεια είναι ο επικρατέστερος όρος στη συνολική ελαστική ενέργεια του υμενίου.

Το γεγονός ότι οι κορυφές CoPt(001) και CoPt(002) του υμενίου Si/CoPt(48nm) μετά την ανόπτηση είναι πολύ ασθενείς, υποδεικνύει την ύπαρξη σχετικά χαμηλού βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt. Η ύπαρξη L1<sub>0</sub>-CoPt στο ανοπτημένο υμένιο προκύπτει κυρίως από το γεγονός ότι η κορυφή CoPt(111) στο φάσμα του είναι μετατοπισμένη κατά μια γωνία  $\Delta(2\theta) \approx +0.5^\circ$  σε σχέση με την αντίστοιχη κορυφή του μη ανοπτημένου υμενίου. Αυτή η μετατόπιση είναι αποτέλεσμα της αλλαγής του μήκους των αξόνων της μοναδιαίας κυψελίδας κατά το μετασχηματισμό από τη φάση A1 στη φάση L1<sub>0</sub>. Το τελικό συμπέρασμα που προκύπτει από το φάσμα του ανοπτημένου υμενίου Si/CoPt(48nm) είναι ότι χαρακτηρίζεται:

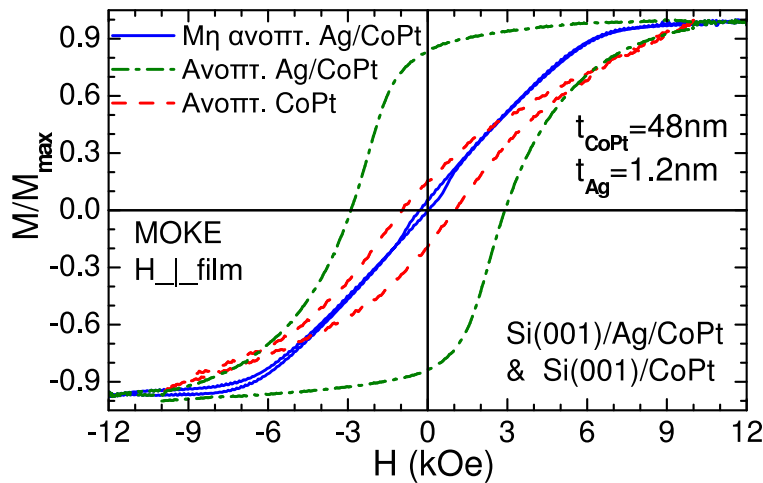
- (α) από σχετικά χαμηλό βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt,
- (β) από (111) προσανατολισμό.

Το ανοπτημένο ΔΣΥΜ Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) επιδεικνύει ικανοποιητικό βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt και ισχυρό (001) κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό. Πράγματι, παρατηρώντας το φάσμα του, βλέπουμε ισχυρές και στενές κορυφές CoPt(001) και CoPt(002). Επίσης, η κορυφή CoPt(003) ξεχωρίζει καθαρά από το υπόβαθρο, ενώ η κορυφή CoPt(111) είναι ασθενής. Η παρουσία των κορυφών υπερδομής CoPt(001) και CoPt(003) είναι μια ξεκάθαρη απόδειξη για την ύπαρξη της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt.<sup>2</sup> Επιπλέον, η ύπαρξη των κορυφών CoPt(00l) δείχνει – σε συνδυασμό με το γεγονός ότι η κορυφή CoPt(111) είναι ασθενής – ότι έχει αναπτυχθεί ισχυρός (001) κρυσταλλογραφικός προσανατολισμός. Για να γίνουμε πιο σαφείς, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τα ποσοτικά κριτήρια που περιγράψαμε στην εισαγωγή του κεφαλαίου: τους λόγους  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  των εντάσεων των κορυφών CoPt(001), CoPt(111) και CoPt(002). Παρατηρούμε ότι είναι  $I_{001}/I_{002} \approx 1$ , που σημαίνει ότι όντως έχουμε έναν ικανοποιητικό βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt, και  $I_{002}/I_{111} \gg 1$ , που σημαίνει ότι πράγματι έχει αναπτυχθεί ισχυρός (001) κρυσταλλογραφικός προσανατολισμός. Η απουσία της κορυφής CoPt(200) από το φάσμα του ανοπτημένου ΔΣΥΜ Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) είναι πιθανότατα αποτέλεσμα του συνδυασμού της επαρκούς διάταξης των ατόμων Co και Pt με τον ισχυρό (001) προσανατολισμό.

Το τελικό συμπέρασμα που προκύπτει από τη σύγκριση που έγινε είναι ότι η παρουσία του

<sup>1</sup> Κορυφές CoPt(hkl) με  $h+k$ =άρτιος και  $k+l$ =περιττός, που υπάρχουν μόνο στη διατεταγμένη φάση L1<sub>0</sub> του CoPt (βλέπε αναφορές [118, 121] και υποενότητα 4.1.3).

<sup>2</sup> Βλέπε υποενότητα 4.1.3 και αναφορά [118].



Σχήμα 5.3: Κανονικοποιημένοι βρόχοι υστέρησης, μετρημένοι με MOKE για πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο, των υμενίων που τα XRD φάσματά τους παρουσιάζονται στα σχήματα 5.1 και 5.2. Πρόκειται για το ΔΣΥΜ Si(001)/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm), πριν (συνεχής γραμμή) και μετά (διακεκομμένη γραμμή με παύλες και τελείες) την ανόπτηση στους 600°C για 20 min, και του ανοπτημένου ΜΣΥΜ Si(001)/CoPt(48nm) (διακεκομμένη γραμμή με παύλες).

ενδιάμεσου στρώματος Ag: (α) ευνοεί το σχηματισμό της φάσης  $L1_0$  του CoPt και αυξάνει το βαθμό της διάταξης των ατόμων Co και Pt, (β) προκαλεί την ανάπτυξη ισχυρού (001) προσανατολισμού. Η ταυτόχρονη εμφάνιση αυτών των δύο χαρακτηριστικών μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι πιθανότατα η ανάπτυξη του (001) προσανατολισμού συνδέεται άμεσα με τη διαδικασία σχηματισμού της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$  του CoPt. Σε επόμενη ενότητα αυτού του κεφαλαίου θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα μετρήσεων πάνω σε ανοπτημένα ΔΣΥΜ Si/Ag/CoPt, όπου θα μεταβάλλεται ή το πάχος του στρώματος Ag ή το πάχος του στρώματος CoPt. Εκεί θα φανεί ξεκάθαρα ότι όντως υπάρχει συσχέτιση μεταξύ αυτών των δύο διαδικασιών.

### 5.1.2 Μαγνητικοί βρόχοι υστέρησης ανοπτημένων υμενίων CoPt και ανοπτημένων υμενίων Ag/CoPt

Μετά τη σύγκριση των φασμάτων XRD, περνάμε στη σύγκριση των μαγνητικών βρόχων υστέρησης των ανοπτημένων υμενίων Si/CoPt με και χωρίς ενδιάμεσο στρώμα Ag. Έτσι βλέπουμε την επίδραση της προσθήκης ενός ενδιάμεσου στρώματος Ag στις μαγνητικές ιδιότητες των υμενίων, που είναι και το βασικό ζητούμενο. Μια αντιπροσωπευτική περίπτωση αυτών των μετρήσεων παρουσιάζεται στο σχήμα 5.3, όπου δείχνονται οι κανονικοποιημένοι βρόχοι υστέρησης MOKE – για πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο – των υμενίων που τα XRD φάσματά τους παρουσιάστηκαν στα σχήματα 5.1 και 5.2: οι βρόχοι του ΔΣΥΜ Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) πριν και μετά την ανόπτηση και του ανοπτημένου ΜΣΥΜ Si/CoPt(48nm). Τα χαρακτηριστικά αυτών των βρόχων είναι σε πλήρη συμφωνία με τα φάσματα XRD. Το μη ανοπτημένο υμένιο Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) είναι μαγνητικά πολύ μαλακό, ως αποτέλεσμα της απουσίας της σκληρής μαγνητικά φάσης  $L1_0$  του CoPt.

Μια πρόσθετη πιθανή αιτία είναι το μικρό μέγεθος των κρυσταλλικών κόκκων στο μη ανοπτημένο υμένιο, όπως προέκυψε από τις ασθενείς και ευρείες κορυφές στο XRD φάσμα του: πιθανότατα υπάρχει ένα μεγάλο ποσοστό κόκκων που είναι μικρότεροι από το υπερπαραμαγνητικό όριο (superparamagnetic limit) και είναι αδύνατο να αποκτήσουν σιδηρομαγνητική συμπεριφορά. Η σχετική παραμένουσα μαγνήτιση  $m_r^\pm$  είναι πρακτικά μηδενική

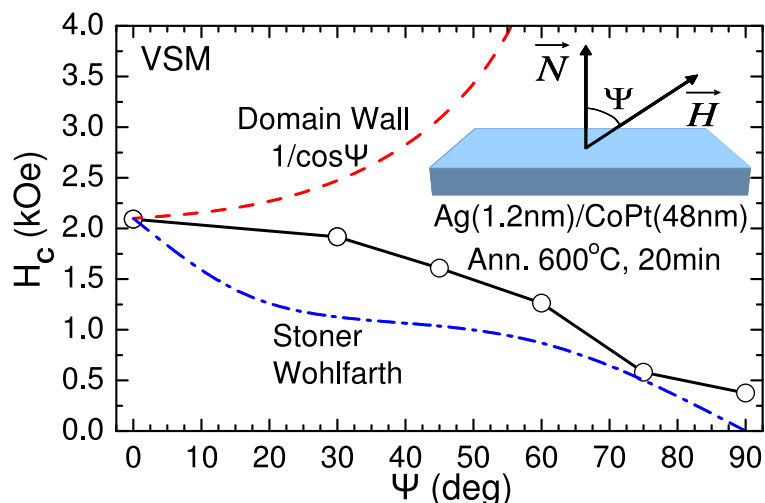
και το συνεκτικό πεδίο  $H_c^\perp$  είναι μικρότερο από 100 Oe. Εδώ θα πρέπει επίσης να αναφέρουμε και το απομαγνητίζον πεδίο  $\vec{H}_d$ , που επιρεάζει τη μαγνητική συμπεριφορά του υμενίου για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο. Η υψηλή τιμή  $H_{sat}^\perp \approx 8$  kOe του πεδίου κόρου και το γεγονός ότι είναι  $m_r^\perp \approx 0$  για τη σχετική παραμένουσα μαγνήτιση είναι κυρίως αποτελέσματα της ύπαρξης του απομαγνητίζοντος πεδίου  $\vec{H}_d$ . Για  $\vec{H} \parallel$  υμένιο αναμένεται ότι ο βρόχος υστέρησης του μη ανοπτημένου υμενίου θα είναι σχεδόν τετραγωνικός (όπως είναι στο σχήμα 6.4 στη σελίδα 116).

Για το ανοπτημένο υμένιο Si/CoPt(48nm) έχουμε  $H_c^\perp \approx 1$  kOe, που είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο συνεκτικό πεδίο του μη ανοπτημένου υμενίου. Αυτό είναι αποτέλεσμα του γεγονότος ότι σχηματίζεται μια μικρή ποσότητα της σκληρής μαγνητικά φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt, κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της ανόπτησης. Επιπλέον σχετίζεται πιθανότατα και με το γεγονός ότι η ανόπτηση οδηγεί στο σχηματισμό μεγαλύτερων κρυσταλλικών κόκκων, που επιδρούν στην τιμή του συνεκτικού πεδίου [178, 179]. Η μικρή τιμή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  για  $\vec{H} \perp$  υμένιο συμφωνεί με τα αποτελέσματα των φασμάτων XRD (υποενότητα 5.1.1), που έδειξαν σχετικά χαμηλό βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt και (111) κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό. Ο προτιμώμενος προσανατολισμός του άξονα εύκολης μαγνήτισης (άξονα c) της FCT μοναδιαίας κυψελίδας δεν είναι η διεύθυνση που είναι κάθετη προς το επίπεδο του υμενίου. Οι κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις που τείνουν να προσανατολιστούν κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου είναι οι διευθύνσεις  $\langle 111 \rangle$ , οπότε το συνεκτικό πεδίο μπορεί να είναι μεγαλύτερο κατά μήκος διευθύνσεων που δεν είναι κάθετες προς το επίπεδο του υμενίου. Η τιμή  $m_r^\perp \approx 0.1$  της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης είναι επίσης σε συμφωνία με τον (111) κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό. Πράγματι, η παραμένουσα μαγνήτιση (μετά το μηδενισμό του εξωτερικού πεδίου) τείνει να προσανατολιστεί παράλληλα προς τον άξονα εύκολης μαγνήτισης, που δεν είναι κάθετος προς το επίπεδο του υμενίου.

Τέλος, είναι φανερό ότι το ανοπτημένο υμένιο Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) είναι μαγνητικά αρκετά σκληρό για  $\vec{H} \perp$  υμένιο:  $H_c^\perp \approx 3$  kOe και  $m_r^\perp \approx 0.9$ . Η τιμή 0.9 της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης συμφωνεί με τα αποτελέσματα των φασμάτων XRD (υποενότητα 5.1.1), που έδειξαν ισχυρό (001) κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό. Σε αυτή την περίπτωση, ο προτιμώμενος προσανατολισμός του άξονα εύκολης μαγνήτισης (άξονα c της FCT μοναδιαίας κυψελίδας) είναι κάθετος προς το επίπεδο του υμενίου και η σχετική παραμένουσα μαγνήτιση  $m_r^\perp$  παίρνει μεγάλη τιμή. Η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt είναι ισχυρότερη από την ανισοτροπία σχήματος (που σχετίζεται με το απομαγνητίζον πεδίο  $\vec{H}_d$ ) και η διεύθυνση που είναι κάθετη προς το επίπεδο του υμενίου γίνεται ο άξονας εύκολης μαγνήτισης που χαρακτηρίζει όλο το υμένιο. Στη συνέχεια θα δούμε ότι αυτό επιβεβαιώνεται και από τις μαγνητικές μετρήσεις VSM.

Με δεδομένο ότι (όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή του κεφαλαίου) οι μαγνητικές μετρήσεις MOKE για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \parallel$  υμένιο θεωρούνται μη αξιόπιστες, λόγω της ύπαρξης υψηλού θορύβου, έγιναν μετρήσεις μαγνητικών βρόχων υστέρησης σε επιλεγμένα δείγματα και με τη μέθοδο VSM. Με αυτό τον τρόπο έγιναν μετρήσεις βρόχων υστέρησης για διάφορους προσανατολισμούς του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου  $\vec{H}$  σε σχέση με το επίπεδο των υμενίων. Εδώ παρουσιάζονται τα αποτελέσματα τέτοιων μετρήσεων για ένα νέο ΔΣΥΜ Si(001)/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm), ανοπτημένο στους 600°C για 20 min (είναι διαφορετικό από αυτό των σχημάτων 5.1, 5.2 και 5.3). Το σχήμα 5.4 δείχνει την εξάρτηση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  από τη γωνία  $\Psi$  που σχηματίζει το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}$  με τη διεύθυνση  $\vec{N}$  που είναι κάθετη στο επίπεδο του υμενίου. Είναι φανερό ότι το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  παίρνει τη μέγιστη τιμή του για  $\Psi=0^\circ$ , δηλαδή για  $\vec{H} \perp$  υμένιο. Στη συνέχεια το  $H_c$  μειώνεται με την αύξηση της γωνίας  $\Psi$  και ελαχιστοποιείται για  $\Psi=90^\circ$ , δηλαδή για  $\vec{H} \parallel$  υμένιο.

Αυτή η συμπεριφορά είναι ότι ακριβώς αναμένεται από ένα υμένιο όπου η διεύθυνση  $\vec{N}$ ,

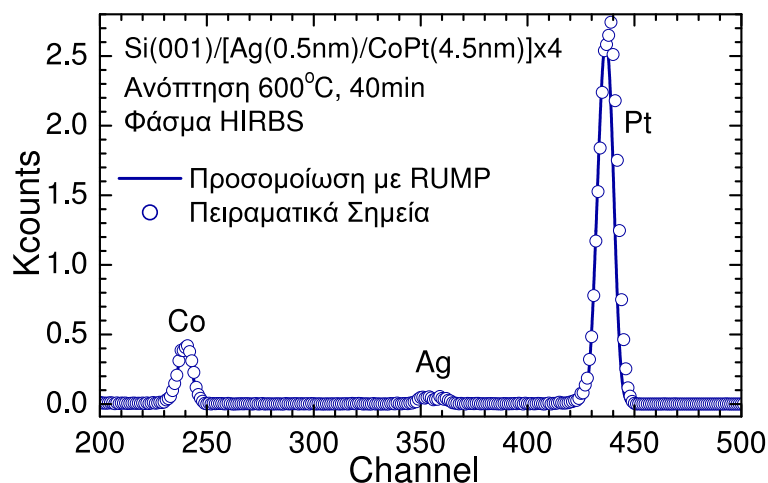


Σχήμα 5.4: Γωνιακή εξάρτηση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  (συνεχής γραμμή με κύκλους) ενός άλλου ΔΣΥΜ Si(001)/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) ανοπτημένου στους 600°C για 20 min. Αυτή η πειραματική καμπύλη προέκυψε από μετρήσεις βρόχων υστέρησης με VSM και συγκρίνεται με την πρόβλεψη που δίνει το μοντέλο Stoner-Wohlfarth (διακεκομμένη γραμμή με παύλες και τελείες) και την καμπύλη  $1/\cos\Psi$  που προκύπτει από το μοντέλο που περιγράφει την κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών (διακεκομμένη γραμμή με παύλες). Το ενσωματωμένο σχήμα δείχνει τον προσανατολισμό του εξωτερικού πεδίου κατά τη μέτρηση:  $\Psi$  είναι η γωνία μεταξύ του μοναδιαίου διανύσματος  $\vec{N}$  που είναι κάθετο στο επίπεδο του υμενίου και του εξωτερικού πεδίου  $\vec{H}$ .

που είναι κάθετη προς το επίπεδο του υμενίου, είναι ο άξονας εύκολης μαγνήτισης. Βλέπουμε λοιπόν ότι και οι μετρήσεις VSM επιβεβαιώνουν το συμπέρασμα που διατυπώθηκε παραπάνω: η ύπαρξη ισχυρού (001) κρυσταλλογραφικού προσανατολισμού, σε συνδυασμό με το γεγονός ότι ο η FCT μοναδιαία κυψελίδα χαρακτηρίζεται από μονοαξονική μαγνητική ανισοτροπία με τον άξονα c (δηλαδή τον άξονα [001]) να είναι ο άξονας εύκολης μαγνήτισης, έχουν ως αποτέλεσμα ένα υμένιο που επιδεικνύει κάθετη μαγνητική ανισοτροπία. Η γωνία  $\Psi$  μπορεί να θεωρηθεί ως η γωνία μεταξύ του εφαρμοζόμενου εξωτερικού πεδίου και του άξονα εύκολης μαγνήτισης της μονοαξονικής μαγνητικής ανισοτροπίας. Η πειραματική καμπύλη  $H_c(\Psi)$  συγκρίνεται στο σχήμα 5.4 με τις θεωρητικές γωνιακές εξαρτήσεις που αναμένονται για: (α) στροφή της μαγνήτισης με βάση το μοντέλο των σωματιδίων Stoner-Wohlfarth (S-W) [5, 6, 7], (β) αλλαγή της μαγνήτισης με βάση το μοντέλο που περιγράφει την κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών. Η σύγκριση με αυτά τα δύο θεωρητικά μοντέλα δείχνει ότι η πειραματική καμπύλη  $H_c(\Psi)$  είναι πιο κοντά στη θεωρητική καμπύλη που αναμένεται για τα σωματίδια S-W, υποδεικνύοντας ότι ίσως ο μηχανισμός της στροφής της μαγνήτισης συνεισφέρει σε μεγαλύτερο βαθμό στην αντιστροφή της μαγνήτισης του υμενίου.

## 5.2 Μέτρηση του βαθμού διάχυσης των ατόμων Ag, Co και Pt λόγω ανόπτησης με τη χρήση φασμάτων HIRBS

Τα μη ανοπτημένα ΔΣΥΜ και ΠΣΥΜ με στρώματα Ag και CoPt περιέχουν μόνο την άτακτη φάση A1 του CoPt (όπως είδαμε και στα φάσματα XRD της υποενότητας 5.1.1), όπου τα άτομα Co και Pt καταλαμβάνουν θέσεις στο κρυσταλλικό πλέγμα με εντελώς τυχαίο τρόπο. Για να σχηματιστεί η διατεταγμένη φάση  $L1_0$  του CoPt, όπου πλέον τα άτομα Co και



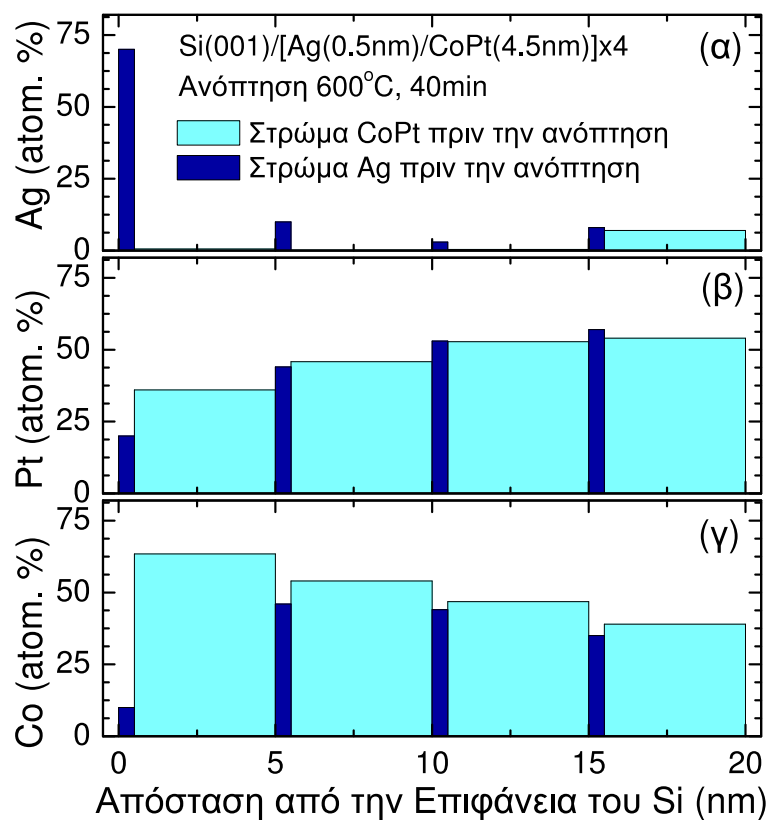
Σχήμα 5.5: Φάσμα HIRBS ενός ΠΣΥΜ Si(001)/[Ag(0.5nm)/CoPt(4.5nm)] $\times$ 4 (4 Ag(0.5nm)/CoPt(4.5nm)) συνολικού πάχους 20 nm, ανοπτημένου στους 600°C για 40 min. Η συνεχής γραμμή είναι η θεωρητική καμπύλη που προκύπτει με προσαρμογή (fitting) στα πειραματικά δεδομένα (ανοικτοί κύκλοι), μέσω προσομοίωσης με το πρόγραμμα RUMP.

Pt καταλαμβάνουν συγκεκριμένες θέσεις στο πλέγμα, απαιτείται μια μικρής κλίμακας αμοιβαία διάχυση (inter-diffusion) ατόμων Co και Pt μεταξύ γειτονικών περιοχών. Η ανόπτηση των δειγμάτων στους 600°C παρέχει την ενέργεια που απαιτείται για να ξεκινήσει αυτή η διάχυση μικρής κλίμακας και να σχηματιστεί L1<sub>0</sub>-CoPt. Επειδή όμως η θερμοκρασία των 600°C δεν είναι μικρή, αναμένεται ότι θα εμφανιστεί και μια μεγαλύτερης κλίμακας αμοιβαία διάχυση ατόμων Ag, Co και Pt μεταξύ των δύο ειδών στρωμάτων (μαγνητικά στρώματα CoPt, στρώματα Ag) κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της ανόπτησης.

Για να ελεγχθεί πειραματικά το αν και σε ποιο βαθμό υπάρχει αυτή η διάχυση ατόμων μεταξύ διαφορετικών στρωμάτων, έγιναν μετρήσεις σε επιλεγμένα δείγματα με τη μέθοδο της Ελαστικής Οπισθοσκέδασης Rutherford Βαρέων Ιόντων (Heavy Ion elastic Rutherford Back Scattering ή HIRBS). Με αυτές τις μετρήσεις είναι δυνατό να προσδιοριστεί με μεγάλη ακρίβεια η μεταβολή της ατομικής στοιχειομετρίας των Ag, Pt και Co, ως συνάρτηση της απόστασης από το υπόστρωμα του Si, και να βρεθούν οι διαφορές που υπάρχουν στο υμένιο πριν και μετά την ανόπτηση. Εξαιτίας του μικρού πάχους (της τάξης των μερικών δεκάδων nm) των δειγμάτων, χρησιμοποιήθηκε δέσμη <sup>12</sup>C<sup>+++</sup> ενέργειας 8 MeV, με FWHM (εύρος που αντιστοιχεί στο μισό του μεγίστου της έντασης ή Full Width at Half Maximum) ίσο με 67 keV, στερεά γωνία 2.54 msr (steradian είναι η μονάδα μέτρησης στερεάς γωνίας στο σύστημα μονάδων SI με σύμβολο sr) και συνολικό φορτίο δέσμης 32  $\mu$ Cb. Ο ανιχνευτής ήταν ανιχνευτής Si με την επιφάνειά του στραμμένη κατά 170° σε σχέση με την κατεύθυνση της δέσμης.

Τα δείγματα που μετρήθηκαν ήταν ΔΣΥΝ και (κυρίως) ΠΣΥΜ υμένια Si/Ag/CoPt μετά την ανόπτησή τους. Ο λόγος που μετρήθηκαν κυρίως πολυστρωματικά υμένια ήταν για να ελεγχθεί γενικά η συμπεριφορά του Ag κατά την ανόπτηση, άσχετα με τη θέση στην οποία έχει εναποτεθεί. Μια αντιπροσωπευτική περίπτωση αυτών των μετρήσεων παρουσιάζεται στο σχήμα 5.5, που δείχνει το φάσμα HIRBS ενός ΠΣΥΜ Si/[Ag(0.5nm)/CoPt(4.5nm)] $\times$ 4 ανοπτημένου στους 600°C για 40 min. Στα σχήματα 5.6(α)–5.6(γ) παρουσιάζεται η στρωματική δομή του υμενίου, όπως έχει διαμορφωθεί μετά τη διαδικασία της ανόπτησης. Για να υπολογιστεί η στρωματική δομή του υμενίου από το φάσμα HIRBS, έγινε προσομοίωση με το πρόγραμμα RUMP. Κατά τη διάρκεια της προσομοίωσης υπολογίστηκαν οι ατομικές στοιχειομετρίες των Ag, Co και Pt στο εσωτερικό του ανοπτημένου υμενίου, ως συναρτήσεις





Σχήμα 5.6: Ατομικές στοιχειομετρίες των Ag, Pt και Co (διαγράμματα (α), (β) και (γ) αντίστοιχα) ως συναρτήσεις της απόστασης από την επιφάνεια του υποστρώματος Si(001). Προκύπτουν από την επεξεργασία του φάσματος HIRBS του σχήματος 5.5. Τα διαγράμματα έχουν τη μορφή ιστογραμμάτων, όπου οι σκουρόχρωμες (οι ανοιχτόχρωμες) μπάρες αντιστοιχούν σε περιοχές που ήταν 100% κατειλημμένες από Ag (από CoPt) πριν τη διαδικασία της ανόπτωσης.

της απόστασης από την επιφάνεια του υποστρώματος Si. Στο σχήμα 5.5, οι ανοικτοί κύκλοι είναι το πειραματικό φάσμα και η καμπύλη με τη συνεχή γραμμή είναι το αποτέλεσμα αυτής της προσομοίωσης. Η ανάλυση του φάσματος HIRBS έδειξε ότι:

(α) Το υμένιο είναι συνεχές.

(β) Υπάρχει πράγματι αμοιβαία διάχυση ατόμων Ag, Co και Pt μεταξύ των στρωμάτων Ag και CoPt κατά τη διάρκεια της ανόπτωσης

(γ) Αυτή η διάχυση είναι μικρή. Το αποτέλεσμα είναι ότι η ανάμιξη των ατόμων ατόμων Ag, Co και Pt δεν είναι πλήρης, ακόμα και για τη σχετικά μεγάλη θερμοκρασία ανόπτωσης των 600°C και τον αυξημένο χρόνο ανόπτωσης των 40 min. Γι αυτό το λόγο είναι πιο βολικό να περιγράψουμε τη στρωματική δομή του υμενίου μετά την ανόπτωση ως μια αλληλουχία/διαδοχή από «μαγνητικά» (με καθαρό CoPt πριν την ανόπτωση) και «διαχωριστικά» (με καθαρό Ag πριν την ανόπτωση) στρώματα με πάχη 4.5 nm και 0.5 nm αντίστοιχα, που βρίσκονται σε πλήρη αντιστοιχία με την πολυστρωματική δομή του υμενίου πριν την ανόπτωση.

Οι ατομικές στοιχειομετρίες (σε ποσοστά επί τοις εκατό)  $X_{Ag}$ ,  $X_{Pt}$  και  $X_{Co}$ , των Ag, Pt και Co αντίστοιχα, παρουσιάζονται στα σχήματα 5.6(α)–5.6(γ) με τη μορφή ιστογραμμάτων: οι σκουρόχρωμες μπάρες παριστάνουν τα «διαχωριστικά» στρώματα του ανοπτημένου υμενίου, ενώ οι ανοιχτόχρωμες μπάρες παριστάνουν τα «μαγνητικά» στρώματά του. Τα κύρια συμπεράσματα που προκύπτουν από τη μελέτη των ιστογραμμάτων 5.6(α)–5.6(γ) είναι τα ακόλουθα:

- Στο εσωτερικό των μαγνητικών στρωμάτων είναι  $X_{Ag} \approx 0$ , με μοναδική εξαίρεση το

τελευταίο μαγνητικό στρώμα στην επιφάνεια του υμενίου. Αλλά και στα διαχωριστικά στρώματα που βρίσκονται στο εσωτερικό του υμενίου, το ποσοστό  $X_{Ag}$  του Ag παίρνει μικρές – αλλά όχι μηδενικές – τιμές. Συμπεραίνουμε ότι ο Ag δείχνει μια πολύ ισχυρή τάση να παραμένει μακριά από τα μαγνητικά στρώματα και να συγκεντρώνεται κοντά στη διεπιφάνεια υμενίου–υποστρώματος, καθώς επίσης και στην πάνω περιοχή (κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια) του υμενίου. Ειδικότερα, το πρώτο διαχωριστικό στρώμα (αυτό που είναι κοντά στο υπόστρωμα Si) αποτελείται κυρίως από Ag.

- Στην περίπτωση ενός ΔΣΥΜ, όπου στο μη ανοπτημένο υμένιο ο Ag υπάρχει μόνο με τη μορφή ενός ενδιάμεσου στρώματος μεταξύ του στρώματος CoPt και του Si, αναμένεται ότι η μεγαλύτερη ποσότητα Ag θα παραμείνει κοντά στο υπόστρωμα κατά τη διάρκεια της ανόπτησης. Αυτή η ισχυρή τάση του Ag να μη διαχέεται στο εσωτερικό του μαγνητικού στρώματος CoPt – κατά τη διάρκεια της ανόπτησης του ΔΣΥΜ – δείχνει ότι η αλληλεπίδραση μεταξύ Ag και CoPt – που οδηγεί στην ανάπτυξη του (001) κρυσταλλογραφικού προσανατολισμού – θα πρέπει να λαμβάνει χώρα κυρίως στη διεπιφάνεια των δύο στρωμάτων. Στην περίπτωση ενός ΠΣΥΜ, η μικρή ποσότητα Ag που εξακολουθεί να παραμένει στο εσωτερικό του υμενίου και μετά την ανόπτηση (οι μη μηδενικές τιμές  $X_{Ag}$  στα εσωτερικά διαχωριστικά στρώματα) μπορεί να έχει ως αποτέλεσμα τη μερική καταστροφή της δομικής συνοχής (structural incoherence) στην ανάπτυξη των κρυσταλλικών κόκκων CoPt κατά τη διάρκεια της ανόπτησης.
- Μετά την ανόπτηση παρατηρούνται για τα άτομα Pt και Co κάποιες αποκλίσεις από τη στοιχειομετρία  $Co_{50}Pt_{50}$ , που εξαρτώνται από την απόσταση από την επιφάνεια του υποστρώματος Si. Το ποσοστό  $X_{Co}$  των ατόμων Co αυξάνεται όταν κινούμαστε από την ελεύθερη επιφάνεια του υμενίου προς την επιφάνεια του υποστρώματος. Το ποσοστό  $X_{Pt}$  των ατόμων Pt έχει την ακριβώς αντίθετη συμπεριφορά, δηλαδή μειώνεται όσο πλησιάζουμε στην επιφάνεια του υποστρώματος. Αυτή η βαθμίδα στην κατανομή των ατόμων Pt και Co μπορεί να εξηγηθεί με το σχηματισμό κραμάτων Co–Si στη διεπιφάνεια υμενίου–υποστρώματος.
- Η Pt διαχέεται μέσα στα στρώματα Ag πιο εύκολα από το Co. Γι αυτό, το ποσοστό  $X_{Pt}$  των ατόμων της Pt μεταβάλλεται ομαλά με την απόσταση από την επιφάνεια του υποστρώματος Si, ενώ το ποσοστό  $X_{Co}$  των ατόμων του Co μειώνεται στο εσωτερικό των διαχωριστικών στρωμάτων. Αυτή η διαφορά μεταξύ Pt και Co σχετίζεται άμεσα με το γεγονός ότι το Co αναμιγνύεται πολύ δύσκολα (σχεδόν καθόλου) με τον Ag [120].

### 5.3 Συσχέτιση μεταξύ του σχηματισμού της φάσης $L1_0$ του CoPt και της ανάπτυξης (001) κρυσταλλογραφικού προσανατολισμού στα ανοπτημένα διστρωματικά υμένια Ag/CoPt

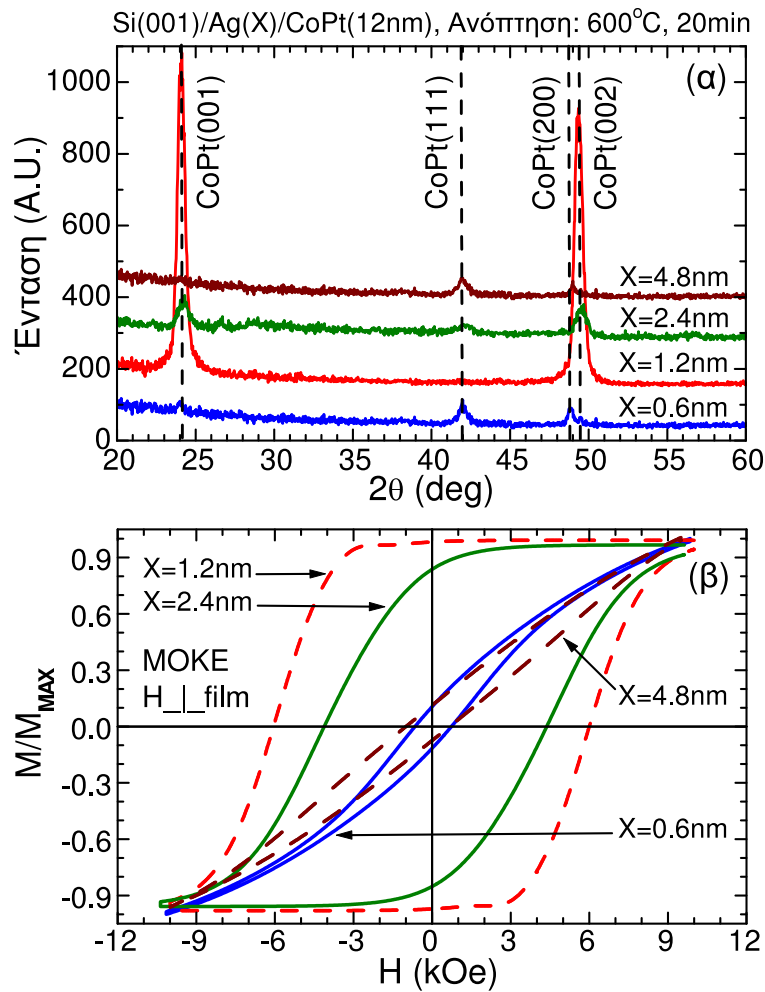
Στην ενότητα 5.1 είδαμε τον καθοριστικό ρόλο του ενδιάμεσου στρώματος Ag στην αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt και την ανάπτυξη του (001) προσανατολισμού και της αντίστοιχης κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας στα ανοπτημένα ΔΣΥΜ Si/Ag/CoPt, όπως προκύπτει από τα φάσματα XRD και τις αντίστοιχες μαγνητικές μετρήσεις. Επιπλέον η ανάλυση των φασμάτων HIRBS στην ενότητα 5.2 έδειξε ότι η επίδραση του ενδιάμεσου στρώματος Ag στις ιδιότητες του ΔΣΥΜ είναι κυρίως το αποτέλεσμα αλληλεπίδρασης των

στρώματων Ag και CoPt στη μεταξύ τους διεπιφάνεια, αφού η διάχυση του Ag στο στρώμα CoPt που έχει εναποτεθεί από πάνω του είναι μηδαμινή. Αυτό είναι μια καλή αρχή για την κατανόηση του μηχανισμού που σχετίζεται με την συνεισφορά του Ag. Βασικό χαρακτηριστικό αυτού του μηχανισμού είναι ότι για να εκδηλωθεί απαιτείται να υποβάλουμε τα ΔΣΥΜ στη διαδικασία της ανόπτησης. Αυτό πιθανότατα σημαίνει ότι σχετίζεται άμεσα με τις αλλαγές/μετασχηματισμούς που λαμβάνουν χώρα στο υμένιο κατά τη διάρκεια της θέρμανσής του. Επειδή κάποιες από αυτές τις αλλαγές – όπως είναι αυτές που σχετίζονται με την ελαχιστοποίηση της συνολικής ελαστικής ενέργειας του υμενίου – είναι πιθανόν να παρουσιάζουν εξάρτηση από το πάχος του υμενίου, η λήψη φασμάτων XRD και μαγνητικών βρόχων υστέρησης από ανοπτημένα ΔΣΥΜ με μεταβαλλόμενο το πάχος  $t_{Ag}$  του στρώματος Ag ή το πάχος  $t_{CoPt}$  του στρώματος CoPt μπορεί να μας βοηθήσει στο να κατανοήσουμε καλύτερα τη φύση αυτού του μηχανισμού.

### 5.3.1 Μεταβολή του πάχους του ενδιάμεσου στρώματος Ag

Ακολουθώντας αυτή τη συλλογιστική πορεία πραγματοποιήθηκαν αρχικά μετρήσεις σε διστρωματικά υμένια Si/Ag( $X$ )/CoPt(12nm) ανοπτημένα στους 600°C για 20 min, όπου το πάχος  $t_{Ag}=X$  του ενδιάμεσου στρώματος Ag μεταβαλλόταν από την τιμή  $X=0$  nm (όχι προσθήκη ενδιάμεσου στρώματος Ag) μέχρι μια τιμή κοντά στα 5 nm. Για πάχος Ag  $X \approx 5$  nm ή και μεγαλύτερο, τα ανοπτημένα ΔΣΥΜ χαρακτηρίζονται – όπως θα δούμε στη συνέχεια – από τον ίδιο σχετικά χαμηλό βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt και τον (111) κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό που χαρακτηρίζει και τα ανοπτημένα ΜΣΥΜ Si/CoPt (βλέπε υποενότητα 5.1.1). Δηλαδή φαίνεται ότι ο μηχανισμός, μέσω του οποίου η προσθήκη του ενδιάμεσου στρώματος Ag ενισχύει το βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt και την ανάπτυξη (001) προσανατολισμού, λειτουργεί ικανοποιητικά μόνο αν το πάχος του στρώματος Ag είναι μικρό (μόνο μερικά nm). Η τιμή  $t_{CoPt}=12$  nm για το πάχος του στρώματος CoPt επιλέχθηκε έτσι, ώστε το στρώμα να μην είναι πολύ λεπτό ή πολύ παχύ. Στην περίπτωση ενός πολύ λεπτού στρώματος CoPt, το μικρό μέγεθος των κρυσταλλικών κόκκων CoPt που αναμένεται ότι θα σχηματίζονταν ίσως να δυσκόλευε την ανάπτυξη της φάσης  $L1_0$  του CoPt [178, 180, 181]. Στην περίπτωση ενός στρώματος CoPt μεγάλου πάχους, είναι πιθανό η επίδραση του Ag (που είδαμε ότι σχετίζεται με αλληλεπίδραση στη διεπιφάνεια μεταξύ Ag και CoPt) να περιορίζεται κυρίως στις περιοχές του στρώματος CoPt που είναι κοντά στο στρώμα Ag. Αυτό μπορεί να δώσει μέτριες τιμές για το βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt και το βαθμό του (001) προσανατολισμού που χαρακτηρίζουν όλο το υμένιο, ενώ εμείς θέλουμε να είναι έντονο το φαινόμενο γιατί ελπίζουμε ότι σε αυτή την περίπτωση θα φαίνεται πιο καθαρά η μεταβολή των ιδιοτήτων αυτών με το πάχος του στρώματος Ag.

Το σχήμα 5.7(α) παρουσιάζει ενδεικτικά μερικά χαρακτηριστικά φάσματα XRD που προέκυψαν από αυτές τις μετρήσεις, ενώ το σχήμα 5.7(β) παρουσιάζει τους αντίστοιχους βρόχους υστέρησης MOKE για πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο. Στον πίνακα 5.1 δίνονται οι αριθμητικές τιμές των λόγων  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  που προκύπτουν από τα φάσματα XRD και του συνεκτικού πεδίου  $H_c^\perp$  και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r^\perp$  που προκύπτουν από τους βρόχους υστέρησης (για  $\vec{H} \perp$  υμένιο). Με μια απλή επισκόπηση των δύο σχημάτων (αλλά και των αριθμητικών τιμών που παρουσιάζονται στον πίνακα) παρατηρούμε ότι υπάρχει μια περιοχή τιμών για το πάχος του στρώματος Ag κοντά στην τιμή  $X=1.2$  nm, όπου τα υμένια παρουσιάζουν υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt και (001)-προσανατολισμού, που συνοδεύονται από μεγάλες τιμές του συνεκτικού πεδίου  $H_c^\perp$  και σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r^\perp$ . Για μικρότερες ή μεγαλύτερες τιμές του πάχους του στρώματος Ag έχουμε σταδιακή μείωση των τιμών αυτών των ποσοτήτων στα επίπεδα των τιμών που προκύπτουν χωρίς την προσθήκη του ενδιάμεσου στρώματος Ag.



Σχήμα 5.7: Μεταβολή των φασμάτων XRD και των βρόχων υστέρησης – μετρημένων με MOKE για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμενίου – με το πάχος  $X$  του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag, σε ΔΣΥΜ Si(001)/Ag( $X$ )/CoPt(12nm) ανοπτημένα στους 600°C για 20 min. Παρουσιάζονται τα φάσματα XRD (διάγραμμα (α)) και οι κανονικοποιημένοι βρόχοι υστέρησης (διάγραμμα (β)) ανοπτημένων ΔΣΥΜ, για τις χαρακτηριστικές αντιπροσωπευτικές περιπτώσεις όπου το πάχος  $X$  παίρνει τις τιμές  $X=0.6, 1.2, 2.4, 4.8$  nm.

Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την επεξεργασία όλων των μετρήσεων XRD και MOKE που έγιναν για μεταβαλλόμενο πάχος του ενδιάμεσου στρώματος Ag παρουσιάζονται αναλυτικά στα σχήματα 5.8(α)–5.8(γ) και στον πίνακα 5.1. Μετρήσεις έγιναν για δείγματα με πάχος στρώματος Ag  $X=0, 0.3, 0.6, 1.2, 1.8, 2.4, 4.8$  nm. Στα σχήματα 5.8(α)–5.8(γ) παρουσιάζονται ως συναρτήσεις του πάχους  $X$  οι ποσότητες: (α)  $H_c^\perp$  και  $m_r^\perp$  (για  $\vec{H} \perp$  υμενίου), (β)  $H_c^\perp$  και  $I_{001}/I_{002}$ , (γ)  $m_r^\perp$  και  $I_{002}/I_{111}$ . Ο λόγος που παρουσιάζονται μαζί οι ποσότητες  $H_c^\perp$  και  $I_{001}/I_{002}$  είναι επειδή αναμένεται ότι ο μεγαλύτερος βαθμός σχηματισμού της φάσης  $L1_0$  του CoPt θα πρέπει να αντιστοιχεί σε μεγαλύτερο συνεκτικό πεδίο, υπό την προϋπόθεση ότι το CoPt δεν είναι πλήρως διατεταγμένο [128, 132, 133, 134, 131]. Αυτό σημαίνει ότι το ποσοστό του CoPt που έχει μετασχηματιστεί σε  $L1_0$ -CoPt είναι λιγότερο από 100%. Σε αυτή την περίπτωση αναμένεται ότι η αύξηση του ποσοστού του  $L1_0$ -CoPt θα προκαλέσει αύξηση της πυκνότητας των κέντρων καρφώματος (pinning sites) που εμποδίζουν την κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων (magnetic domain walls), οπότε θα αυξηθεί το συνεκτικό πεδίο [128]. Επιπλέον αναμένεται ότι για ισχυρότερο (001) προσανατολισμό, η σχετική παραμένουσα μαγνήτιση  $m_r^\perp$  κάθετα στο επίπεδο του υμενίου θα τείνει να αυξηθεί. Πράγματι,

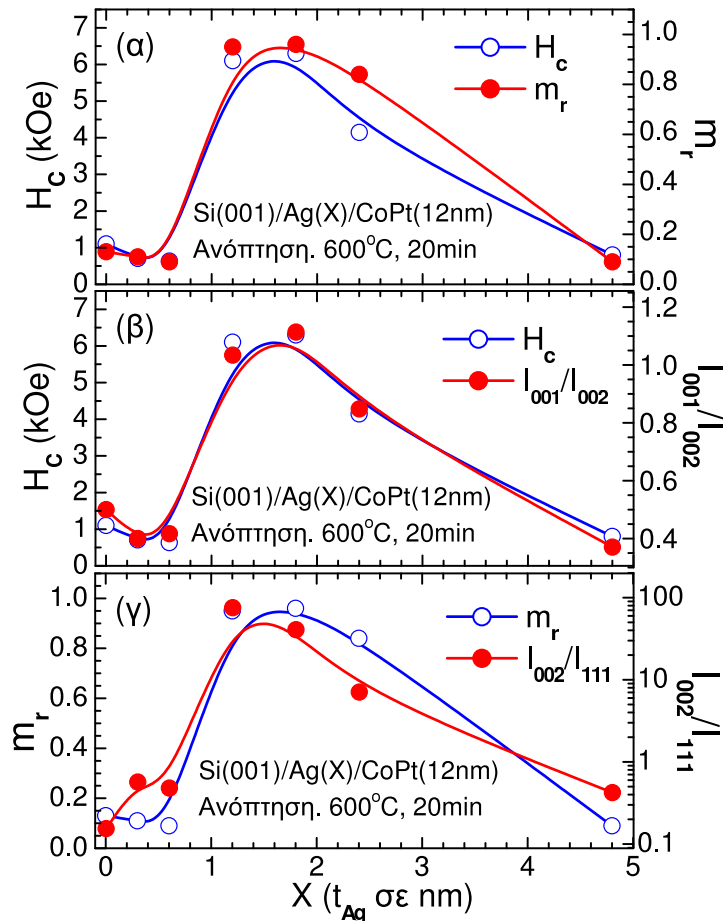
Si(001)/Ag(X)/CoPt(12nm), Ανόπτηση: 600°C, 20 min				
$X$ ( $t_{Ag}$ σε nm)	CoPt- $I_{001}/I_{002}$ (διάταξη)	CoPt- $I_{002}/I_{111}$ (προσανατολισμός)	$H_c$ (Oe) ( $\vec{H} \perp$ υμένιο)	$M_r/M_s$ ( $\vec{H} \perp$ υμένιο)
0.0	0.50	0.15	1100	0.13
0.3	0.40	0.57	708	0.11
0.6	0.42	0.48	635	0.09
1.2	1.03	75.45	6100	0.95
1.8	1.11	40.75	6300	0.96
2.4	0.85	7.08	4143	0.84
4.8	0.37	0.42	800	0.09

Πίνακας 5.1: Ο πίνακας δίνει τις αριθμητικές τιμές των ποσοτήτων  $I_{001}/I_{002}$  (μέτρο του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt),  $I_{002}/I_{111}$  (μέτρο του (001)-προσανατολισμού),  $H_c$  και  $m_r=M_r/M_s$  που εμφανίζονται στα διαγράμματα (α)–(γ) του σχήματος 5.8. Οι τιμές που εμφανίζονται για  $X=0.6, 1.2, 2.4, 4.8$  nm είναι αυτές που προκύπτουν από τα φάσματα XRD και τους βρόχους υστέρησης MOKE που παρουσιάζονται στο σχήμα 5.7.

για ισχυρότερο (001) προσανατολισμό, ο βαθμός ευθυγράμμισης του άξονα εύκολης μαγνήτισης (δηλαδή του άξονα  $c$  ή άξονα [001]) των κρυσταλλικών κόκκων σε διεύθυνση κάθετη στο επίπεδο του υμενίου θα ενισχυθεί. Συνεπώς η παραμένουσα μαγνήτιση στη διεύθυνση κάθετα στο επίπεδο του υμενίου αναμένεται να αυξηθεί, αφού για μηδενικό πεδίο τείνει να προσανατολιστεί κατά μήκος του άξονα εύκολης μαγνήτισης. Για αυτό το λόγο οι ποσότητες  $m_r^\perp$  και  $I_{002}/I_{111}$  παρουσιάζονται μαζί.

Παρατηρώντας τα σχήματα 5.8(β) και 5.8(γ) βλέπουμε ότι πράγματι υπάρχει ισχυρή συσχέτιση μεταξύ του συνεκτικού πεδίου  $H_c^\perp$  και του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt, αλλά και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r^\perp$  με το βαθμό του (001) προσανατολισμού. Αυτό βέβαια δεν σημαίνει απαραίτητα ότι το  $H_c^\perp$  εξαρτάται μόνο από το βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt και η  $m_r^\perp$  μόνο από τον προτιμητέο προσανατολισμό των κρυσταλλικών κόκκων. Επιπλέον, αν παρατηρήσουμε το σχήμα 5.8(α), βλέπουμε ότι υπάρχει συσχέτιση και μεταξύ των  $H_c^\perp$  και  $m_r^\perp$ . Συνεπώς, από τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στα σχήματα 5.8(α)–5.8(γ) και τον πίνακα 5.1, γίνεται φανερό ότι υπάρχει ισχυρή συσχέτιση μεταξύ και των τεσσάρων ποσοτήτων  $I_{001}/I_{002}$ ,  $I_{002}/I_{111}$ ,  $H_c^\perp$  και  $m_r^\perp$ : όταν μεγιστοποιείται (ελαχιστοποιείται) η μία από αυτές, συμβαίνει το ίδιο και με τις υπόλοιπες. Ειδικότερα, η συσχέτιση μεταξύ των λόγων  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  δείχνει συσχέτιση της διαδικασίας σχηματισμού της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt με την ανάπτυξη (001) κρυσταλλογραφικού προσανατολισμού: τα δείγματα με υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt χαρακτηρίζονται επίσης από πολύ καλό (001) προσανατολισμό. Αυτό δείχνει ότι θα πρέπει να υπάρχει συσχέτιση μεταξύ των αντίστοιχων μηχανισμών ή ότι υπάρχει ένας ενιαίος μηχανισμός μέσω του οποίου προχωρούν αυτές οι δύο διαδικασίες. Ένα άλλο συμπέρασμα που προκύπτει από αυτές τις μετρήσεις είναι ότι αυτή η συσχέτιση μεταξύ των δύο διαδικασιών προκαλείται από την ύπαρξη του ενδιάμεσου στρώματος Ag: είναι η μεταβολή του πάχους  $X$  αυτού του στρώματος που προκαλεί τη μεταβολή των τιμών των ποσοτήτων  $I_{001}/I_{002}$ - $H_c^\perp$  και  $I_{002}/I_{111}$ - $m_r^\perp$ .

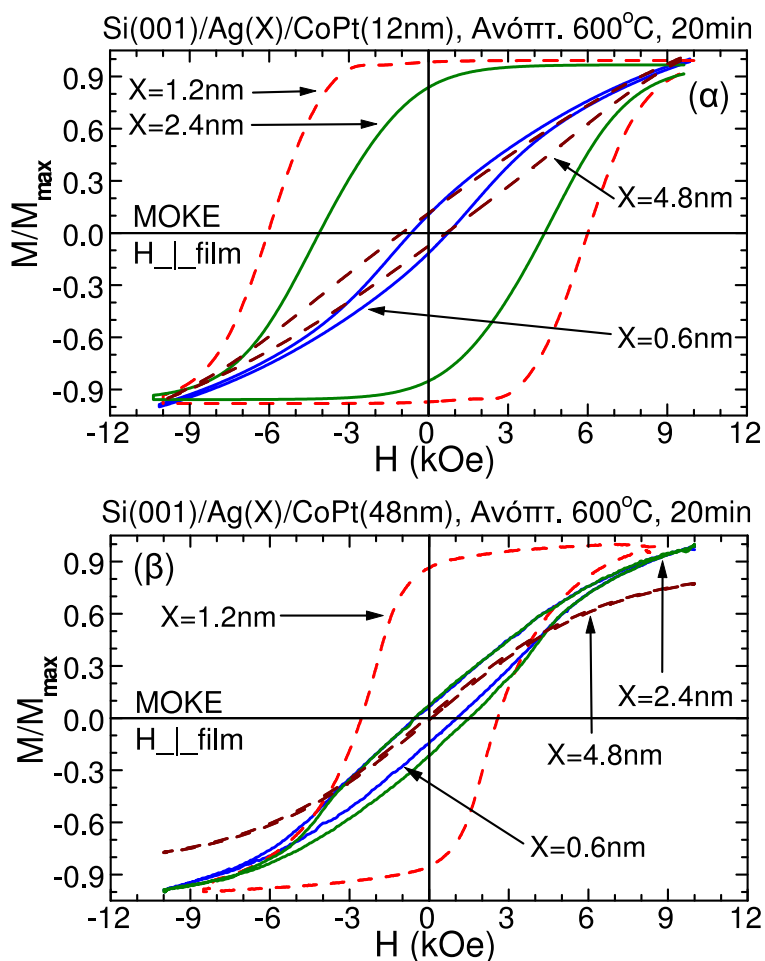
Για να σχηματιστεί μια πιο πλήρης εικόνα για τον τρόπο που μεταβάλλονται οι ιδιότητες των ανοπτημένων ΔΣΥΜ με το πάχος  $X$  του ενδιάμεσου στρώματος Ag, πραγματοποιήθηκαν και μαγνητικές μετρήσεις MOKE σε ΔΣΥΜ Si/Ag( $X$ )/CoPt(48nm) ανοπτημένα στους 600°C για 20 min. Το ζητούμενο είναι να βρεθεί αν αυτές οι νέες μετρήσεις θα επαληθεύσουν το συμπέρασμα που προκύπτει από τις μετρήσεις που έχουν παρουσιαστεί μέχρι τώρα: ότι ο μηχανισμός που βρίσκεται πίσω από την επίδραση του στρώματος Ag σχετίζεται με αλληλεπίδραση στη διεπιφάνεια μεταξύ Ag και CoPt. Σε αυτή την περίπτωση η επίδραση



Σχήμα 5.8: Μεταβολή του λόγων  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  των εντάσεων των XRD κορυφών CoPt(001), CoPt(002) και CoPt(111), του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r = M_r/M_s$  με το πάχος  $X$  του Ag, για ΔΣΥΜ Si(001)/Ag(X)/CoPt(12nm) ανοπτημένα στους 600°C για 20 min. Οι μαγνητικές μετρήσεις έγιναν με MOKE για  $\vec{H} \perp$  υμενίο. Ο υπολογισμός έγινε για  $X=0, 0.3, 0.6, 1.2, 1.8, 2.4, 4.8$  nm. Αναλυτικά παρουσιάζονται ως συναρτήσεις του  $X$  οι ποσότητες: (α)  $H_c$  (αριστερός άξονας) και  $m_r$  (δεξιός άξονας), (β)  $H_c$  (αριστερός άξονας) και λόγος εντάσεων  $I_{001}/I_{002}$  (μέτρο του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt, δεξιός άξονας), (γ)  $m_r$  (αριστερός άξονας) και λόγος εντάσεων  $I_{002}/I_{111}$  (μέτρο προτιμητέου προσανατολισμού, δεξιός άξονας). Σε κάθε περίπτωση, οι ανοικτοί (γεμισμένοι) κύκλοι αντιστοιχούν στον αριστερό (δεξιό) άξονα.

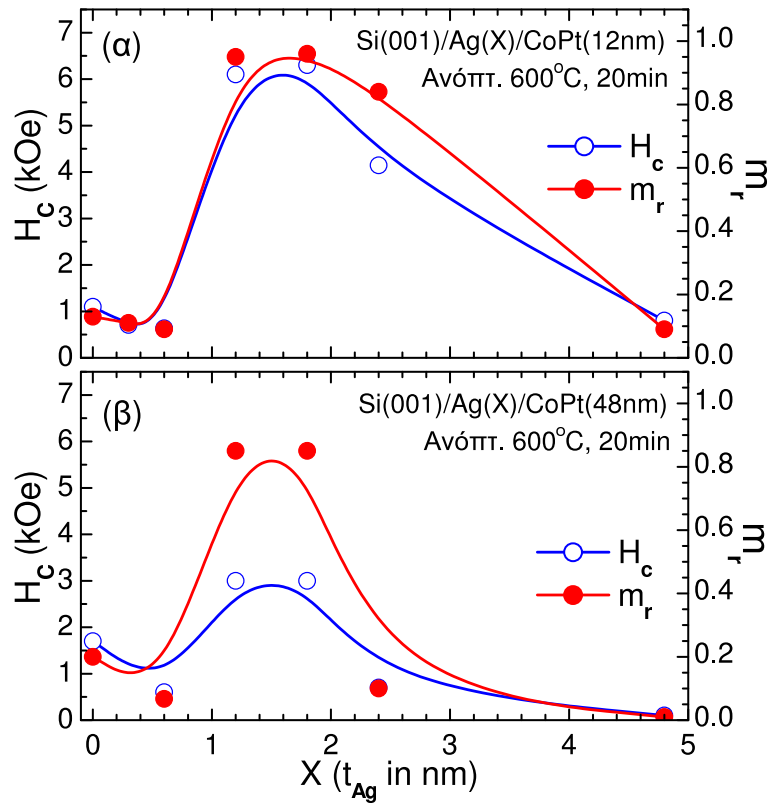
του Ag, που έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση των τιμών των ποσοτήτων  $I_{001}/I_{002}-H_c^\perp$  και  $I_{002}/I_{111}-m_r^\perp$ , θα πρέπει να είναι ισχυρή κυρίως στις περιοχές του στρώματος CoPt που είναι κοντά στη διεπιφάνεια των δύο στρωμάτων. Άρα για τις περιοχές του στρώματος CoPt που είναι κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια του υμενίου, και κατά συνέπεια συνεισφέρουν σε μεγαλύτερο βαθμό στην ανακλώμενη δέσμη φωτός του μαγνητομέτρου KERR που χρησιμοποιείται στις μαγνητικές μετρήσεις MOKE, αναμένεται ότι το συνεκτικό πεδίο  $H_c^\perp$  και η σχετική παραμένουσα μαγνήτιση  $m_r^\perp$  θα έχουν μικρότερες τιμές σε σχέση με τις αντίστοιχες τιμές των περιοχών που βρίσκονται κοντά στη διεπιφάνεια Ag-CoPt. Λογικά λοιπόν οι βρόχοι υστέρησης των ανοπτημένων υμενίων Si/Ag(X)/CoPt(48nm) θα πρέπει να χαρακτηρίζονται από μικρότερες τιμές των ποσοτήτων  $H_c^\perp$  και  $m_r^\perp$  σε σχέση με τα ανοπτημένα υμενία Si/Ag(X)/CoPt(12nm).

Τα σχήματα 5.9 και 5.10 παρουσιάζουν συγκριτικά τα αποτελέσματα που έδωσαν οι μετρήσεις των βρόχων υστέρησης σε πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμενίο για αυτές τις δύο κατηγορίες υμενίων.



Σχήμα 5.9: Σύγκριση των βρόχων υστέρησης – μετρημένων με MOKE για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμενίου – μεταξύ υμενίων Si(001)/Ag(X)/CoPt(12nm) (διάγραμμα (α)) και Si(001)/Ag(X)/CoPt(48nm) (διάγραμμα (β)) ανοπτημένων στους 600°C για 20 min. Παρουσιάζονται οι κανονικοποιημένοι βρόχοι υστέρησης για τις αντιπροσωπευτικές περιπτώσεις όπου το πάχος του αρχικού στρώματος Ag είναι  $X=0.6, 1.2, 2.4, 4.8$  nm.

Στα σχήματα 5.9(α) και 5.9(β) γίνεται άμεση σύγκριση των κανονικοποιημένων βρόχων υστέρησης MOKE, σε πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμενίου για τις χαρακτηριστικές αντιπροσωπευτικές περιπτώσεις όπου το πάχος του στρώματος Ag είναι  $X= 0.6, 1.2, 2.4, 4.8$  nm, των υμενίων με 12 nm CoPt με τους αντίστοιχους βρόχους υστέρησης των υμενίων με 48 nm CoPt. Στα σχήματα 5.10(α) και 5.10(β) γίνεται η σύγκριση των τιμών του συνεκτικού πεδίου  $H_c^\perp$  και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r^\perp$  που προκύπτουν από τους βρόχους υστέρησης. Για να είναι άμεση η σύγκριση έχει χρησιμοποιηθεί η ίδια κλίμακα στους άξονες των σχημάτων 5.9(α) και 5.9(β) και των σχημάτων 5.10(α) και 5.10(β). Παρατηρούμε ότι πράγματι στην περίπτωση των υμενίων με το παχύτερο στρώμα CoPt προκύπτουν μικρότερες τιμές για τις ποσότητες  $H_c^\perp$  και  $m_r^\perp$  σε σχέση με τις αντίστοιχες τιμές της περίπτωσης των υμενίων με το λεπτότερο στρώμα CoPt. Η διαφορά είναι μεγάλη στην περίπτωση του συνεκτικού πεδίου  $H_c^\perp$ , όπου έχουμε μείωση της τάξης του 50% στις μέγιστες τιμές που μπορεί να πάρει (από  $H_c^\perp \approx 6.5$  kOe για 12 nm CoPt σε  $H_c^\perp \approx 3$  kOe για 48 nm CoPt), ενώ είναι μικρότερη στην περίπτωση της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r^\perp$ . Για την  $m_r^\perp$  έχουμε μόνο μείωση της τάξης του 10% στις μέγιστες τιμές που μπορεί να πάρει (από  $m_r^\perp \approx 0.95$  για 12 nm CoPt σε  $m_r^\perp \approx 0.85$  για 48 nm CoPt). Βλέπουμε λοιπόν ότι και αυτές οι συγκριτικές μετρήσεις επιβεβαιώνουν το σενάριο σύμφωνα με το οποίο ο μηχανισμός που βρίσκεται πίσω από την



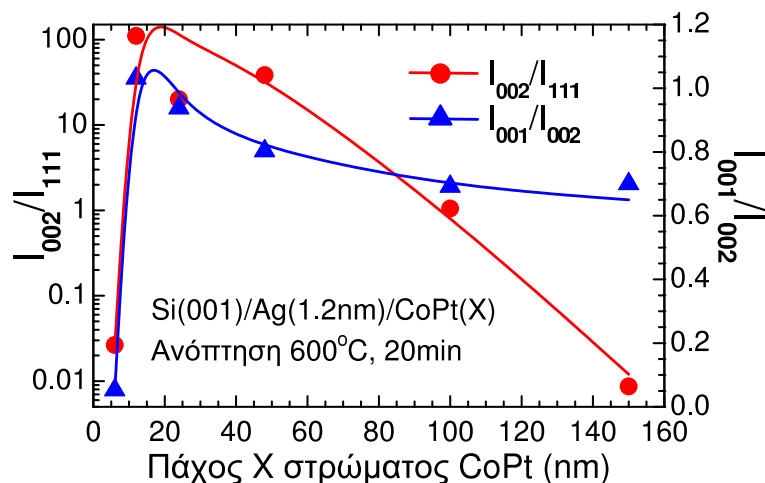
Σχήμα 5.10: Παρουσιάζονται οι τιμές του συνεκτικού πεδίου  $H_c^\perp$  (ανοικτοί κύκλοι) και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r^\perp$  (γεμισμένοι κύκλοι) ως συναρτήσεις του πάχους  $X$  του αρχικού στρώματος Ag για ανοπτημένα υμένα Si(001)/Ag( $X$ )/CoPt(12nm) και Si(001)/Ag( $X$ )/CoPt(48nm). Οι μετρήσεις έγιναν με MOKE για  $\vec{H} \perp$  υμένο και για τις τιμές  $X=0, 0.3, 0.6, 1.2, 1.8, 2.4, 4.8$  nm του πάχους  $X$ . Σε κάθε περίπτωση, οι ανοικτοί (γεμισμένοι) κύκλοι αντιστοιχούν στον αριστερό (δεξιό) άξονα.

επίδραση του στρώματος Ag σχετίζεται με αλληλεπίδραση στη διεπιφάνεια μεταξύ Ag και CoPt. Επιπλέον παρατηρούμε ότι και στα δείγματα με 48 nm CoPt υπάρχει συσχέτιση των ποσοτήτων  $H_c^\perp$  και  $m_r^\perp$ , όπως αυτή που έχει παρατηρηθεί στα δείγματα με 12 nm CoPt: όταν μεγιστοποιείται (ελαχιστοποιείται) η μία από αυτές, συμβαίνει το ίδιο και με την άλλη. Και για τα δύο πάχη του στρώματος CoPt, οι τιμές του πάχους  $X$  του ενδιάμεσου στρώματος Ag όπου παρατηρούνται οι βέλτιστες τιμές των ποσοτήτων  $H_c^\perp$  και  $m_r^\perp$  είναι στην περιοχή 1.2–1.8 nm. Αυτή η ανεξαρτησία των τιμών του πάχους  $X$  του Ag όπου παρατηρούνται οι καλύτερες τιμές για αυτές τις ποσότητες είναι μία ακόμα ένδειξη ότι η διάχυση του Ag στο CoPt είναι μηδαμινή και η επίδραση του Ag είναι κυρίως αποτέλεσμα αλληλεπίδρασης στη διεπιφάνεια των δύο στρωμάτων Ag και CoPt: αν η διάχυση του Ag στο CoPt ήταν βασικό κομμάτι του σχετικού μηχανισμού, τότε οι βέλτιστες τιμές θα έπρεπε να εμφανίζονται για κάποιο ποσοστό της ποσότητας του Ag και όχι για κάποια συγκεκριμένη απόλυτη τιμή του πάχους  $X$  του Ag. Σε αυτή την περίπτωση, η αλλαγή του πάχους του CoPt θα έδινε (για το ίδιο ποσοστό Ag) διαφορετική τιμή για το πάχος του Ag όπου οι μετρήσεις θα έδιναν τις βέλτιστες τιμές των  $H_c^\perp$  και  $m_r^\perp$ .

### 5.3.2 Μεταβολή του πάχους του στρώματος CoPt

Εκτός από τις μετρήσεις που εκτελέστηκαν για μεταβαλλόμενο πάχος του ενδιάμεσου στρώματος Ag, έγιναν και μετρήσεις με μεταβαλλόμενο το πάχος του στρώματος CoPt. Σε





Σχήμα 5.11: Μεταβολή του βαθμού του (001)-προσανατολισμού ( $I_{002}/I_{111}$ , αριστερός άξονας, λογαριθμική κλίμακα, κύκλοι) και του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt ( $I_{001}/I_{002}$ , δεξιός άξονας, τρίγωνα) με το πάχος  $X$  του στρώματος CoPt, σε ΔΣΥΜ Si(001)/Ag(1.2nm)/CoPt( $X$ ) ανοπτημένα στους 600°C για 20 min. Ο υπολογισμός έγινε για  $X=6, 12, 24, 48, 100, 150$  nm.

αυτές τις μετρήσεις η μεταβλητή  $X$  είναι το πάχος  $t_{\text{CoPt}}$  του στρώματος CoPt. Το πάχος του ενδιάμεσου στρώματος Ag κρατήθηκε σταθερό στην τιμή  $t_{\text{Ag}}=1.2$  nm, που όπως είδαμε στην υποενότητα 5.3.1 βρίσκεται στην περιοχή τιμών του πάχους  $t_{\text{Ag}}$  για τις οποίες επιτυγχάνονται οι βέλτιστες τιμές για όλες τις ποσότητες  $I_{001}/I_{002}$ ,  $I_{002}/I_{111}$ ,  $H_c^\perp$  και  $m_r^\perp$ . Για τις μετρήσεις αυτού του είδους παρασκευάστηκαν ΔΣΥΜ Si/Ag(1.2nm)/CoPt( $X$ ) που στη συνέχεια υπέστησαν ανόπτηση στους 600°C για 20 min. Το πάχος  $X$  του στρώματος CoPt είχε τις τιμές  $X=6, 12, 24, 48, 100, 150$  nm, δηλαδή παρασκευάστηκαν υμένα που το συνολικό τους πάχος έπαιρνε από πολύ μικρές έως αρκετά μεγάλες τιμές. Το σχήμα 5.11 παρουσιάζει τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τις μετρήσεις XRD που έγιναν για μεταβαλλόμενο πάχος  $X$  του στρώματος CoPt. Δείχνει τον τρόπο που μεταβάλλεται με το πάχος  $X$  ο λόγος  $I_{001}/I_{002}$  των ολοκληρωμένων εντάσεων των κορυφών (001) και (002) (ως μέτρο του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt και ο λόγος  $I_{002}/I_{111}$  των ολοκληρωμένων εντάσεων των κορυφών (002) και (111) (ως μέτρο του βαθμού του (001)-προσανατολισμού). Η πρώτη και πιο σημαντική παρατήρηση είναι ότι υπάρχει και εδώ, όπως και στην περίπτωση του μεταβλητού πάχους του Ag, συσχέτιση των τιμών των λόγων  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$ : τα δείγματα με υψηλό (χαμηλό) βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt στο CoPt χαρακτηρίζονται επίσης από πολύ καλό (όχι καλό) (001)-προσανατολισμό. Συνεπώς και αυτές οι μετρήσεις συμφωνούν με το σενάριο που προέκυψε από τις προηγούμενες: πρέπει να υπάρχει συσχέτιση μεταξύ των αντίστοιχων μηχανισμών ή υπάρχει ένας ενιαίος μηχανισμός μέσω του οποίου προχωρούν αυτές οι δύο διαδικασίες. Επιπλέον, η σύγκριση των τιμών των λόγων  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  που προκύπτουν από το σχήμα 5.11 με τις τιμές 1.286 και 0.28 αντίστοιχα [121] – που είναι οι τιμές των  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  που αντιστοιχούν σε μακροσκοπικών διαστάσεων 3D (bulk) πολυκρυσταλλικό CoPt που περιέχει μόνο τη φάση L1<sub>0</sub>-CoPt και με εντελώς τυχαίο τον προσανατολισμό των κρυσταλλικών κόκκων – δίνει μερικές επιπλέον πληροφορίες σχετικά με τον τρόπο που αλλάζει ο προτιμητέος προσανατολισμός των κρυσταλλικών κόκκων του CoPt καθώς αυξάνεται το πάχος  $X$  αυτού του στρώματος.

Κατ' αρχήν παρατηρούμε ότι, για πάχος CoPt  $X=6$  nm, τόσο ο λόγος  $I_{001}/I_{002}$  όσο και ο λόγος  $I_{002}/I_{111}$  παίρνουν πολύ μικρές τιμές. Συγκεκριμένα είναι  $I_{001}/I_{002} \approx 0.05 \ll 1.286$ , πράγμα που είναι ενδεικτικό πολύ χαμηλού βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt στο CoPt (η τιμή 0.05 είναι μικρότερη κατά 2 τάξεις μεγέθους από την τιμή 1.286). Ακόμα είναι

$I_{002}/I_{111} \approx 0.02$ , που είναι τιμή μια τάξη μεγέθους μικρότερη από την τιμή 0.28 για τυχαίο προσανατολισμό. Αυτό είναι ενδεικτικό για την ύπαρξη (111) προτιμητέου προσανατολισμού: οι κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις  $\langle 111 \rangle$  τείνουν να είναι προσανατολισμένες κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου. Ο λόγος για τον πολύ χαμηλό βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt είναι πιθανότατα το μικρό μέγεθος που αναμένεται να έχουν οι κρυσταλλικοί κόκκοι του CoPt [178] σε ένα υμένιο τόσο μικρού πάχους ( $X=6$  nm). Ο πολύ χαμηλός βαθμός διάταξης των ατόμων Co και Pt που παρατηρήθηκε στις μετρήσεις μας για πολύ λεπτά υμένια CoPt συμφωνεί και με τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στις αναφορές [180, 181]. Σε ότι αφορά την ύπαρξη (111) προτιμητέου προσανατολισμού, πρέπει λογικά να είναι άμεση συνέπεια του πολύ χαμηλού βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt: ο πολύ χαμηλός βαθμός διάταξης σημαίνει ότι ο μετασχηματισμός από την A1 στην L1<sub>0</sub> φάση του CoPt έχει προχωρήσει ελάχιστα και άρα ο (111) θα είναι ο προτιμητέος προσανατολισμός για λόγους ελαχιστοποίησης της επιφανειακής ενέργειας, όπως συμβαίνει με το FCC-CoPt που δεν έχει υποστεί ανόπτηση [146].

Όταν το πάχος  $X$  του στρώματος CoPt αυξάνεται και παίρνει τιμές στην περιοχή 15–20 nm, τότε και οι δύο λόγοι  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  παίρνουν τις μέγιστες τιμές τους. Συγκεκριμένα είναι  $I_{001}/I_{002} \approx 1.03$ , που είναι κοντά στην τιμή 1.286, και  $I_{002}/I_{111} \approx 110$ , που είναι κατά 3 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την τιμή 0.28. Αυτές οι τιμές δείχνουν ότι υπάρχει ένας καλός (επαρκής) βαθμός διάταξης των ατόμων Co και Pt και ένας πολύ ισχυρός (001) προτιμητέος προσανατολισμός: ο σχηματισμός της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt έχει προχωρήσει σε αρκετά μεγάλο βαθμό και οι κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις  $\langle 001 \rangle$  (που κατά τα γνωστά αντιστοιχούν στον άξονα εύκολης μαγνήτισης) παρουσιάζουν μια πολύ ισχυρή τάση να είναι προσανατολισμένες κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου. Για ανοπτημένα ΔΣΥΜ Si/Ag(1.2nm)/CoPt( $X$ ) όπου το πάχος  $X$  είναι μεγαλύτερο από 20 nm, οι τιμές και των δύο λόγων  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  μειώνονται συνεχώς καθώς αυξάνουμε το  $X$ . Παρατηρούμε όμως ότι η εξάρτηση του λόγου  $I_{001}/I_{002}$  από το πάχος  $X$  φαίνεται να είναι λιγότερο έντονη από την εξάρτηση του λόγου  $I_{002}/I_{111}$ : ο ρυθμός μείωσης του λόγου  $I_{001}/I_{002}$  γίνεται όλο και μικρότερος με την αύξηση του πάχους  $X$  και τείνει σχεδόν να μηδενιστεί για παχιά υμένια με πάχος CoPt  $X \geq 150$  nm, ενώ ο λόγος  $I_{002}/I_{111}$  συνεχίζει να μειώνεται σταθερά όσο αυξάνουμε το  $X$ . Φαίνεται ότι η συσχέτιση μεταξύ των δύο λόγων (και άρα των αντιστοιχών μηχανισμών) γίνεται σταδιακά λιγότερο έντονη όταν το πάχος  $X$  παίρνει μεγάλες τιμές. Αυτή η παρατήρηση είναι σε συμφωνία με το γεγονός ότι ο Ag διαχέεται ελάχιστα στο CoPt. Πράγματι, εφόσον η δράση του Ag είναι κυρίως αποτέλεσμα αλληλεπίδρασης στη διεπιφάνεια Ag–CoPt, είναι αναμενόμενο ότι για μεγάλες τιμές του πάχους  $X$  η ύπαρξη αυτής της αλληλεπίδρασης δεν επηρεάζει αισθητά τη συμπεριφορά του CoPt: το CoPt τείνει να συμπεριφερθεί σαν να μην υπάρχει ο Ag. Πιο συγκεκριμένα έχουμε τα ακόλουθα συμπεράσματα:

(α) Φαίνεται ότι ο βαθμός διάταξης των ατόμων Co και Pt στο CoPt δεν επηρεάζεται σε μεγάλο βαθμό από την επιφανειακή ενέργεια. Έτσι για παχιά στρώματα CoPt (όπου τα αποτελέσματα της αλληλεπίδρασης Ag–CoPt είναι αμελητέα) ο βαθμός διάταξης των ατόμων Co και Pt (που χαρακτηρίζεται από το λόγο  $I_{001}/I_{002}$ ) δεν επηρεάζεται πολύ από τη μεταβολή του πάχους, σαν να πρόκειται για μακροσκοπικών διαστάσεων 3D (bulk) CoPt.

(β) Τα υμένια όπου το στρώμα του CoPt έχει πάχος έως και 50 nm συνεχίζουν να δείχνουν αρκετά ισχυρό (001) προτιμητέο προσανατολισμό. Στη συνέχεια, καθώς αυξάνουμε κι άλλο το πάχος  $X$  του CoPt, έχουμε σταδιακή μετάβαση στον (111) προτιμητέο προσανατολισμό: για  $X \approx 110$  nm ο λόγος  $I_{002}/I_{111}$  παίρνει περίπου την τιμή 0.28 που αντιστοιχεί σε τυχαίο προσανατολισμό των κρυσταλλικών κόκκων, ενώ για  $X \approx 150$  nm τα υμένια παρουσιάζουν αρκετά ισχυρό (111) προτιμητέο προσανατολισμό. Φαίνεται ότι ο προτιμητέος προσανατολισμός επηρεάζεται αρκετά από την επιφανειακή ενέργεια και ότι, για μεγάλα πά-

χη  $X$  του CoPt αυτή η επιφανειακή ενέργεια είναι ο επικρατέστερος όρος στη συνολική ελαστική ενέργεια του ανοπτημένου υμενίου. Με αυτό τον τρόπο μπορεί να εξηγηθεί η ανάπτυξη του (111) προτιμητέου προσανατολισμού στα υμένα με μεγάλο πάχος  $X$  του CoPt: το ανοπτημένο υμένιο παρουσιάζει, ως μίγμα FCC-CoPt και  $L1_0$ -CoPt, ελαχιστοποίηση της επιφανειακής ενέργειας στα επίπεδα (111) [177]. Η επικράτηση του (001) προτιμητέου προσανατολισμού στα υμένα όπου το στρώμα CoPt έχει πάχος  $X \leq 50$  nm δείχνει ότι εκεί θα πρέπει να υπάρχει κάποιος άλλος όρος της συνολικής ελαστικής ενέργειας που είναι ο επικρατέστερος. Πιθανότατα αυτός ο όρος είναι το κομμάτι της ελαστικής ενέργειας που σχετίζεται με τις παραμορφώσεις (strains) του κρυσταλλικού πλέγματος. Στην ενότητα 5.4, αυτός ο ενεργειακός όρος θα είναι το βασικό συστατικό του σεναρίου που θα διατυπώσουμε για να εξηγήσουμε την ανάπτυξη του (001) προσανατολισμού και τη συσχέτιση μεταξύ του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt και του προσανατολισμού στα ανοπτημένα ΔΣΥΜ Si/Ag/CoPt. Η μετάβαση από το ένα είδος προσανατολισμού στο άλλο υποδεικνύει την ύπαρξη ανταγωνισμού μεταξύ των δύο ενεργειακών όρων [149].

## 5.4 Συζήτηση σχετικά με το μηχανισμό που εξηγεί την επίδραση του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag

Σε αυτή την ενότητα θα προσπαθήσουμε να διατυπώσουμε κάποιο σενάριο σχετικά με το ποιός μπορεί να είναι ο μηχανισμός που εξηγεί την επίδραση του Ag στις ιδιότητες των ανοπτημένων υμενίων CoPt, όταν αυτός προστεθεί κατά το στάδιο της εναπόθεσης (πριν την ανόπτηση) ως ένα ενδιάμεσο στρώμα μεταξύ του CoPt και του υποστρώματος Si(001). Αρχικά, είδαμε στην ενότητα 5.1 την καθοριστική συνεισφορά του ενδιάμεσου στρώματος Ag στην ανάπτυξη του (001) προσανατολισμού και της αντίστοιχης κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας σε ανοπτημένα ΔΣΥΜ Si/Ag/CoPt, με ταυτόχρονη αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt σε σύγκριση με τα ΜΣΥΜ Si/CoPt. Από τα φάσματα HIRBS της ενότητας 5.2 είδαμε ότι η διάχυση του Ag στο στρώμα CoPt κατά τη διάρκεια της ανόπτησης είναι πολύ μικρή, αφού ο Ag παρουσιάζει μια πολύ ισχυρή τάση να παραμείνει κοντά στο υπόστρωμα Si(001). Αυτό δείχνει ότι η επίδραση του Ag είναι κυρίως το αποτέλεσμα αλληλεπίδρασης μεταξύ του στρώματος Ag και του στρώματος CoPt που εκδηλώνεται στη μεταξύ τους διεπιφάνεια. Επιπλέον στην ενότητα 5.3 είδαμε ότι ο τρόπος που αλλάζουν τα φάσματα XRD και οι μαγνητικοί βρόχοι υστέρησης για πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο είναι σε συμφωνία με αυτό το συμπέρασμα. Πράγματι στο σχήμα 5.11 βλέπουμε ότι για ανοπτημένα ΔΣΥΜ με  $t_{\text{CoPt}} > 20$  nm έχουμε μείωση του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt στο CoPt και του βαθμού του (001) προσανατολισμού (που σταδιακά μετατρέπεται σε (111) προσανατολισμό) με την αύξηση του  $t_{\text{CoPt}}$ . Συμπεραίνουμε ότι επηρεάζονται κυρίως οι περιοχές του στρώματος CoPt που είναι κοντά στη διεπιφάνεια Ag-CoPt, οπότε για μεγάλες τιμές του  $t_{\text{CoPt}}$  υπερισχύει η συμπεριφορά που θα επεδείκνυε το CoPt αν δεν είχε προστεθεί το ενδιάμεσο στρώμα Ag. Επειδή ο ισχυρός (111) προσανατολισμός που παρουσιάζουν τα ΔΣΥΜ με μεγάλο  $t_{\text{CoPt}}$  έχει άμεση σχέση με την ελαχιστοποίηση της επιφανειακής ενέργειας, είναι λογικό να υποθέσουμε ότι η σταδιακή επικράτηση του (001) προσανατολισμού κατά τη μείωση του πάχους  $t_{\text{CoPt}}$  σχετίζεται με την επικράτηση ενός άλλου όρου της συνολικής ελαστικής ενέργειας του υμενίου. Αυτός ο άλλος ενεργειακός όρος θα πρέπει να μεγιστοποιείται για σχετικά λεπτά υμένα με  $t_{\text{CoPt}} \approx 15$  nm, όπως φαίνεται από τη μεγιστοποίηση του λόγου  $I_{002}/I_{111}$  στο σχήμα 5.11. Όμως σε αυτά τα σχετικά λεπτά υμένα η συνεισφορά της αλληλεπίδρασης στη διεπιφάνεια Ag-CoPt επηρεάζει σε μεγαλύτερο βαθμό τη συνολική συμπεριφορά του συστήματος. Άρα

αυτός ο ενεργειακός όρος θα πρέπει να σχετίζεται με τη διεπιφάνεια ανάμεσα στα δύο στρώματα. Η πιο εύλογη υπόθεση είναι ότι πρόκειται για το κομμάτι της ελαστικής ενέργειας του υμενίου που σχετίζεται με τις παραμορφώσεις (strains) του κρυσταλλικού πλέγματος στη διεπιφάνεια των δύο στρωμάτων. Η ελαχιστοποίηση αυτού του όρου της ενέργειας, που λογικά είναι ο επικρατέστερος όταν το  $t_{\text{CoPt}}$  είναι σχετικά μικρό, θα πρέπει να βρίσκεται πίσω από το μηχανισμό που εξηγεί την επίδραση του Ag. Ένα ακόμα συμπέρασμα που προκύπτει από το σχήμα 5.11, όπου μεταβάλλεται το  $t_{\text{CoPt}}$ , είναι η ύπαρξη συσχέτισης του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt με την ανάπτυξη του (001) προσανατολισμού. Αυτός ο συσχετισμός παρατηρείται και στα σχήματα 5.8 και 5.10, όπου μεταβάλλεται το  $t_{\text{Ag}}$ . Η ύπαρξη εξάρτησης από το πάχος  $t_{\text{Ag}}$ , όταν κρατάμε σταθερό το πάχος  $t_{\text{CoPt}}$ , μπορεί να εξηγηθεί μόνο αν υποθέσουμε ότι οι ιδιότητες του ενδιάμεσου στρώματος Ag εξαρτώνται από την τιμή του πάχους  $t_{\text{Ag}}$ .

#### 5.4.1 Τρόπος ανάπτυξης του Ag πάνω σε υπόστρωμα Si(001)

Επειδή το ενδιάμεσο στρώμα Ag εναποτίθεται απ' ευθείας πάνω στο υπόστρωμα Si(001) είναι χρήσιμο να αναφερθούν εδώ κάποια πράγματα σχετικά με τις ιδιότητες του συστήματος Ag-Si(001) και τον τρόπο που μεταβάλλονται με το πάχος  $t_{\text{Ag}}$ , όπως αυτές περιγράφονται στη βιβλιογραφία. Σύμφωνα με τις αναφορές [182, 183, 184, 185, 186, 187, 188] τα πιο σημαντικά χαρακτηριστικά της συμπεριφοράς του συστήματος Ag-Si(001) είναι συνοπτικά τα ακόλουθα:

(α) Στο σύστημα Ag-Si(001) υπάρχει μεγάλη διαφορά των τιμών των πλεγματικών σταθερών μεταξύ Ag και Si. Συγκεκριμένα είναι  $a_{\text{Si}}=5.431 \text{ \AA}$  (κρυσταλλική δομή διαμαντιού) και  $a_{\text{Ag}}=4.086 \text{ \AA}$  (FCC-πλέγμα) [174]. Παρά τη μεγάλη αυτή διαφορά, ο λόγος της πλεγματικής σταθεράς του Ag προς την πλεγματική σταθερά του Si είναι πάρα πολύ κοντά στην τιμή 3:4 (συγκεκριμένα είναι  $a_{\text{Ag}}/a_{\text{Si}}=0.7523$  και  $3/4=0.75$ ). Συνεπώς η απόκλιση μεταξύ των τιμών  $4a_{\text{Ag}}=16.344 \text{ \AA}$  και  $3a_{\text{Si}}=16.293 \text{ \AA}$  είναι πολύ μικρή ( $(4a_{\text{Ag}}-3a_{\text{Si}})/3a_{\text{Si}} = 0.31\%$ ) και τα δύο πλέγματα μπορούν να ταιριάζουν αρκετά καλά ώστε να υπάρξει επιταξιακή ανάπτυξη του Ag πάνω στο Si(001).

(β) Έχει εξακριβωθεί ότι, κατά την επιταξιακή ανάπτυξη του Ag πάνω στο Si(001), ο τρόπος ανάπτυξης είναι η λεγόμενη ανάπτυξη κατά Stranski-Krastanov (SK τρόπος ανάπτυξης ή SK mode of growth [189, 190]). Στα αρχικά στάδια της ανάπτυξης ο Ag αναπτύσσεται σχηματίζοντας 2D νησίδες, με το Si που βρίσκεται μεταξύ των νησίδων να μένει ακάλυπτο (τρόπος ανάπτυξης σε διαδοχικά στρώματα). Η σχέση του προσανατολισμού των πλεγματικών επιπέδων μεταξύ του Ag και του Si, σε αυτές τις 2D νησίδες, είναι  $(001)_{\text{Ag}} \parallel (001)_{\text{Si}}$  και ο Ag επιδεικνύει (001) κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό. Τα πλεγματικά επίπεδα (001) του Ag είναι παράλληλα προς το επίπεδο του υποστρώματος Si και οι άξονες  $\langle 001 \rangle$  είναι κάθετοι προς αυτό. Αυτός ο τρόπος ανάπτυξης συνεχίζεται μέχρι η κάλυψη του υποστρώματος Si από το 2D στρώμα του Ag να φτάσει σε μια κρίσιμη τιμή, που είναι περίπου 0.5 ML [191]. Το μέσο πάχος του στρώματος Ag που αντιστοιχεί σε αυτή την τιμή είναι 2 nm [190, 191]. Από αυτή την τιμή και πάνω ο τρόπος ανάπτυξης του Ag γίνεται σταδιακά 3D. Όταν η κάλυψη του υποστρώματος με Ag φτάνει την τιμή 1 ML, ο Ag έχει σχηματίσει 3D νησίδες. Κατά τη μετάβαση από τον 2D στο 3D τρόπο ανάπτυξης, παρατηρείται σταδιακή μετάβαση από τις  $\langle 001 \rangle$  προτιμητέες διευθύνσεις ανάπτυξης στις διευθύνσεις  $\langle 111 \rangle$ . Ο Ag επιδεικνύει (111) κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό εξαιτίας της χαμηλότερης επιφανειακής ενέργειας των πλεγματικών επιπέδων (111) στους FCC κρυστάλλους. Αυτή η συμπεριφορά παρατηρείται και όταν το σύστημα Ag-Si(001) θερμανθεί (η κρίσιμη τιμή του πάχους του Ag ίσως να είναι διαφορετική σε μεγαλύτερες θερμοκρασίες).

(γ) Ακόμα και με τη χρήση της τεχνικής της καθοδικής ιοντοβολής (sputtering), είναι

δυνατόν να παραχθούν σχεδόν «επιταξιακά» ανεπτυγμένοι κόκκοι Ag που επιδεικνύουν (001) χρυσταλλογραφικό προσανατολισμό κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης Ag. Για να γίνει αυτό απαιτείται χαμηλή ισχύς κατά τη διάρκεια της εναπόθεσης.

#### 5.4.2 Περιγραφή του προτεινόμενου μηχανισμού συσχέτισης μεταξύ του προσανατολισμού των πλεγματικών επιπέδων και του σχηματισμού της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt

Ο προτεινόμενος μηχανισμός, για την εξήγηση της της επίδρασης του ενδιάμεσου στρώματος Ag και της παρατηρούμενης συσχέτισης μεταξύ του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt και της ανάπτυξης (001) προσανατολισμού, βασίζεται στην ελαχιστοποίηση της ελαστικής ενέργειας μέσω της διαδικασίας της ανόπτησης. Πιο συγκεκριμένα, αναφερόμαστε στο κομμάτι της ελαστικής ενέργειας που σχετίζεται με τις παραμορφώσεις σε μικροσκοπικό επίπεδο του χρυσταλλικού πλέγματος (microstrains). Όπως θα δούμε στη συνέχεια ο μηχανισμός αυτός μπορεί να ερμηνεύσει, τουλάχιστον ποιοτικά, τα πειραματικά αποτελέσματα. Η συσχέτιση των παραμορφώσεων του χρυσταλλικού πλέγματος (microstrain minimization) με την ανάπτυξη (001) προσανατολισμού δεν είναι μια εντελώς νέα ιδέα. Στις αναφορές [149, 150] παρουσιάζονται πειραματικά αποτελέσματα που δείχνουν την ύπαρξη αυτής της συσχέτισης, για την περίπτωση παρόμοιων υμενίων που έχουν προκύψει μετά από την ανόπτηση πολυστρωματικών δομών Ag/CoPt. Σε αυτές τις αναφορές υπολογίζονται οι μικροσκοπικές παραμορφώσεις του χρυσταλλικού πλέγματος, στη μορφή ποσοστού επί τοις εκατό, μέσω της ανάλυσης του προφίλ των κορυφών των φασμάτων XRD (XRD-peak profile analysis). Το συμπέρασμα που προκύπτει από αυτή την ανάλυση είναι ότι η ελάχιστη (μέγιστη) παραμόρφωση του πλέγματος παρατηρείται στα δείγματα με το μέγιστο (ελάχιστο) βαθμό του (001) προσανατολισμού. Δηλαδή, ο προσανατολισμός του άξονα *c* (άξονα [001]) σε διεύθυνση κάθετη προς το επίπεδο του υμενίου – με τα αντίστοιχα πλεγματικά επίπεδα (001) να είναι παράλληλα προς αυτό – ελαχιστοποιεί τις πλεγματικές παραμορφώσεις και το αντίστοιχο κομμάτι της ελαστικής ενέργειας.

Γιατί όμως συμβαίνει αυτό; Και γιατί η παρουσία του ενδιάμεσου στρώματος Ag έχει ενισχυτική επίδραση στην εμφάνιση αυτού του φαινομένου; Σύμφωνα με τον Y.-N. Hsu και τους συνεργάτες του, ο λόγος που συμβαίνει αυτό σχετίζεται με τις τιμές που έχουν οι πλεγματικές σταθερές του Ag και του CoPt. Πράγματι, στην αναφορά [146], ο Y.-N. Hsu και οι συνεργάτες του αναφέρουν ότι η παρουσία – πάνω στο υπόστρωμα Si(001) – ενός ενδιάμεσου στρώματος Ag με (001) προσανατολισμό, μπορεί να επάγει τον ίδιο προσανατολισμό σε λεπτά υμένια FePt που έχουν αναπτυχθεί επιταξιακά πάνω σε αυτό το ενδιάμεσο στρώμα. Ταυτόχρονα μειώνει τη θερμοκρασία ανόπτησης που απαιτείται για το σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub>-FePt. Χωρίς την προσθήκη ενδιάμεσου στρώματος Ag, τα υμένια που εναποτίθενται απευθείας πάνω στο υπόστρωμα Si(001) περιέχουν μόνο την άτακτη φάση A1-FePt. Βλέπουμε και εδώ την ύπαρξη συσχέτισης ανάμεσα στη διαδικασία σχηματισμού της φάσης L1<sub>0</sub>-FePt και τον προσανατολισμό των (001) πλεγματικών επιπέδων του FePt παράλληλα προς το επίπεδο του υμενίου. Επειδή η πλεγματική σταθερά του Ag [174] είναι λίγο μεγαλύτερη από την πλεγματική σταθερά του FePt [122] (και επίσης από την πλεγματική σταθερά του CoPt [121]), η επιταξιακή ανάπτυξη του FePt (ή όμοια του CoPt) με τα πλεγματικά επίπεδα FePt(001) (ή όμοια τα επίπεδα CoPt(001)) προσανατολισμένα παράλληλα προς τα πλεγματικά επίπεδα Ag(001) μπορεί να επιτευχθεί με παραμόρφωση της μοναδιαίας κυψελίδας του FePt (ή όμοια του CoPt) που θα περιλαμβάνει επιμήκυνση των αξόνων που είναι παράλληλοι προς τη μεταξύ τους διεπιφάνεια.

Όμως αυτή ακριβώς η παραμόρφωση είναι βασικό συστατικό στοιχείο της διαδικασίας μετασχηματισμού από την FCC στην φάση  $L1_0$ , τόσο του FePt όσο και του CoPt: ενώ στη φάση A1 είναι  $a = b = c$ , κατά το σχηματισμό της φάσης  $L1_0$  οι άξονες  $a$  και  $b$  επιμηκύνονται και ο άξονας  $c$  συστέλλεται. Αυτή η συνύπαρξη της διαφοράς στις πλεγματικές σταθερές των δύο στρωμάτων και της παραμόρφωσης της μοναδιαίας κυψελίδας, που είναι εγγενές χαρακτηριστικό του μετασχηματισμού από την FCC στην  $L1_0$  κρυσταλλική δομή, είναι πιθανότατα η αιτία που δημιουργεί το μηχανισμό μέσω του οποίου συσχετίζεται ο σχηματισμός της φάσης  $L1_0$  με τη διαδικασία προσανατολισμού των (001) πλεγματικών επιπέδων του FePt ή του CoPt παράλληλα προς το επίπεδο του υμενίου. Από την ενέργεια που είναι αποθηκευμένη στο κρυσταλλικό πλέγμα με τη μορφή ελαστικής ενέργειας σχετιζόμενης με την παραμόρφωση του πλέγματος, που προκαλείται από τη διαφορά των πλεγματικών σταθερών (lattice mismatch) μεταξύ του Ag και του FCC-FePt (του FCC-CoPt), καταναλώνεται ένα μέρος για να πραγματοποιηθεί η επιμήκυνση των αξόνων  $a$  και  $b$  και η συστολή του άξονα  $c$  του FePt (του CoPt) κατά το σχηματισμό της φάσης  $L1_0$ . Κατ' αυτόν τον τρόπο ελαττώνεται η ελαστική ενέργεια του συστήματος και ταυτόχρονα μειώνεται το ύψος του ενεργειακού φραγμού που εμποδίζει την αμοιβαία διάχυση των μορίων Fe και Pt (των μορίων Co και Pt), που πρέπει να συντελεστεί ώστε να σχηματιστεί η διατεταγμένη φάση  $L1_0$  από την άτακτη φάση A1. Συνεπώς μειώνεται η ανάγκη για προσφορά ενέργειας από το περιβάλλον με τη μορφή θερμικής ενέργειας. Αυτό σημαίνει ότι ή μπορούμε να χαμηλώσουμε τη θερμοκρασία ανόπτησης που απαιτείται για να πραγματοποιηθεί ο μετασχηματισμός ή μπορούμε να μην το κάνουμε, άπτε σε αυτή την περίπτωση ο μετασχηματισμός προχωρά σε μεγαλύτερο βαθμό σε σχέση με την περίπτωση που δεν έχει προστεθεί ενδιάμεσο στρώμα Ag και επιτυγχάνεται υψηλότερος βαθμός διάταξης των ατόμων Co και Pt για τον ίδιο χρόνο θέρμανσης. Ταυτόχρονα, ο προσανατολισμός των (001) πλεγματικών επιπέδων του FePt (του CoPt) παράλληλα προς το επίπεδο του υμενίου στρέφει τους άξονες  $a$  και  $b$  που επιμηκύνονται παράλληλα προς τα (001) πλεγματικά επίπεδα του Ag, που είναι επίσης παράλληλα προς το επίπεδο του υμενίου. Αυτός ο προσανατολισμός προκαλεί μείωση της διαφοράς των πλεγματικών σταθερών στη διεπιφάνεια των δύο στρωμάτων και έχει ως αποτέλεσμα την ελαχιστοποίηση των πλεγματικών παραμορφώσεων και της αντίστοιχης ελαστικής ενέργειας. Άρα ο προσανατολισμός των (001) πλεγματικών επιπέδων του FePt ή του CoPt παράλληλα προς το επίπεδο του υμενίου μεγιστοποιεί το – προερχόμενο από την ελαστική ενέργεια του συστήματος – ποσό ενέργειας που είναι διαθέσιμο για να χρησιμοποιηθεί για το σχηματισμό της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$ . Με αυτό τον τρόπο προκύπτει πράγματι ένας μηχανισμός που συσχετίζει τη δημιουργία του (001) κρυσταλλογραφικού προσανατολισμού με το σχηματισμό της φάσης  $L1_0$  του FePt ή του CoPt και έχει ως αποτέλεσμα τα υμένια με ισχυρό (001) προσανατολισμό να έχουν ταυτόχρονα και υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt: ο ισχυρός (001) προσανατολισμός ελαχιστοποιεί την ενέργεια που είναι αποθηκευμένη στο κρυσταλλικό πλέγμα και η απελευθερούμενη ενέργεια συνεισφέρει στο σχηματισμό της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$ .

Για να είναι όμως πιο ολοκληρωμένη η εικόνα, θα πρέπει κανείς να συμπεριλάβει και άλλους επιπλέον όρους που συνεισφέρουν στη συνολική ελαστική ενέργεια του συστήματος. Για παράδειγμα υπάρχει και η επιφανειακή ενέργεια, που φαίνεται να κυριαρχεί σε κάποιες περιπτώσεις (όπως είναι τα ανοπτημένα  $\Delta\Sigma\Gamma\text{M}$  Si/Ag/CoPt με παχύ στρώμα CoPt που είδαμε στις προηγούμενες ενότητες αυτού του κεφαλαίου). Μια αρκετά λεπτομερής μελέτη των αιτιών που οδηγούν στην εμφάνιση του (001) κρυσταλλογραφικού προσανατολισμού σε λεπτά υμένια FePt γίνεται και από τον J.-S. Kim και τους συνεργάτες του στην αναφορά [177]. Σε αυτή την εργασία αναφέρονται λεπτομερώς οι επιμέρους συνιστώσες της συνολικής ελαστικής ενέργειας του συστήματος. Συγκεκριμένα, οι επιμέρους συνιστώσες της συνολικής ενέργειας ενός πολυκρυσταλλικού υλικού χωρίζονται σε τρεις κατηγορίες:

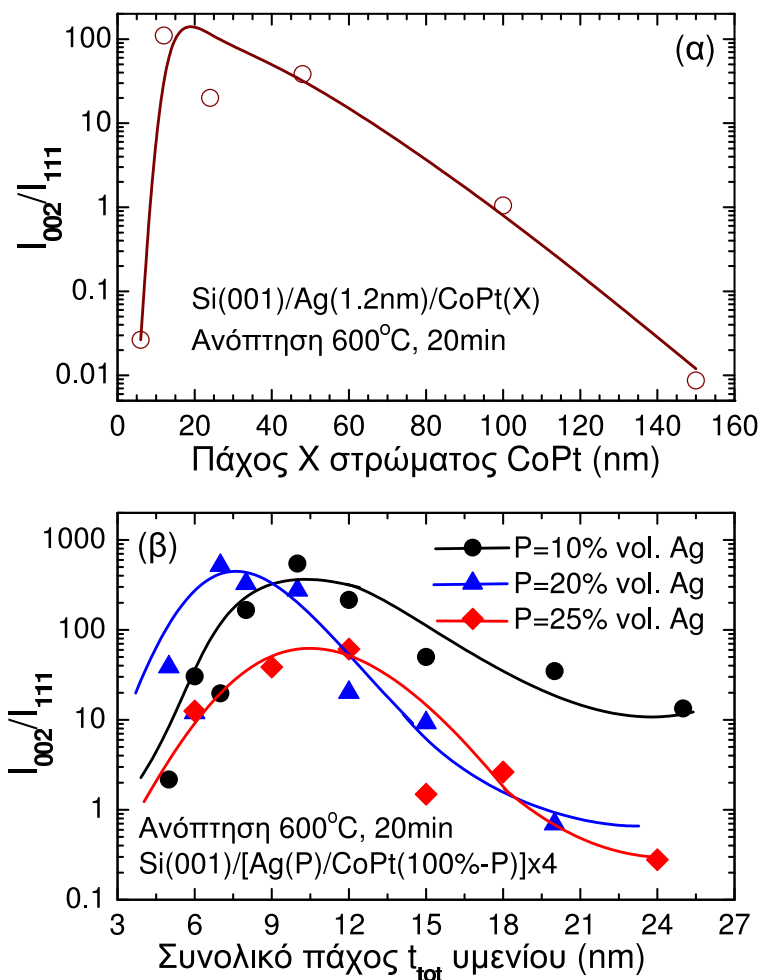
(α) *Επιφανειακή ενέργεια*, που χαρακτηρίζεται από την ύπαρξη ανισοτροπίας [192]. Πράγ-

ματι υπάρχει εξάρτηση της επιφανειακής ενέργειας από τους δείκτες Miller ( $hkl$ ) των πλεγματικών επιπέδων που είναι παράλληλα προς την ελεύθερη επιφάνεια του υμενίου. Αυτός ο όρος της ενέργειας ελαχιστοποιείται όταν τα πλεγματικά επίπεδα (111) του  $L1_0$ -FePt είναι προσανατολισμένα παράλληλα προς το επίπεδο του υμενίου.

(β) Ελαστική ενέργεια που σχετίζεται με τις παραμορφώσεις κατά μήκος των αξόνων που είναι παράλληλοι προς την επιφάνεια του υμενίου (*biaxial in-plane strain*). Αυτού του είδους οι παραμορφώσεις προκαλούνται από διάφορα αίτια, όπως είναι η εναπομένουσα παραμόρφωση του υμενίου μετά την εναπόθεση [192], η διαφορά μεταξύ των συντελεστών θερμικής διαστολής του υμενίου και του υποστρώματος [193] (ή στην περίπτωσή μας και μεταξύ δύο διαδοχικών στρωμάτων του υμενίου) και μείωση του καταλαμβανόμενου από το υμένιο όγκου μέσω της εξάλειψης των πλεγματικών ατελειών και της ανάπτυξης των κρυσταλλικών κόκκων κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της ανόπτησης [194]. Αυτός ο όρος της ενέργειας ελαχιστοποιείται όταν τα πλεγματικά επίπεδα (100) του  $L1_0$ -FePt είναι προσανατολισμένα παράλληλα προς το επίπεδο του υμενίου.

(γ) Ελαστική ενέργεια που σχετίζεται με τις παραμορφώσεις του κρυσταλλικού πλέγματος, που προκαλούνται λόγω της αλλαγής του μήκους των αξόνων  $a$  και  $c$  της μοναδιαίας κυψελίδας κατά το μετασχηματισμό από την κυβική FCC δομή στην τετραγωνική FCT δομή. Αυτός ο όρος της ενέργειας χαρακτηρίζεται από ισχυρή ανισοτροπία, δηλαδή η τιμή της ενέργειας εξαρτάται από τον προσανατολισμό των πλεγματικών επιπέδων σε σχέση με το επίπεδο του υμενίου [177]. Επιπλέον είναι ο ισχυρότερος όρος της συνολικής ενέργειας του συστήματος και ελαχιστοποιείται όταν τα πλεγματικά επίπεδα (001) του  $L1_0$ -FePt είναι προσανατολισμένα παράλληλα προς το επίπεδο του υμενίου [177]. Σύμφωνα με τα αποτελέσματα των υπολογισμών της αναφοράς [177], η ανάπτυξη υμενίων  $L1_0$ -FePt με (001) προτιμητέο κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό είναι αποτέλεσμα της ύπαρξης αυτού του όρου στη συνολική ενέργεια του συστήματος.

Ο μηχανισμός που μόλις περιγράψαμε μπορεί, αν συνδυαστεί με τη συμπεριφορά του συστήματος Ag-Si(001) που παρουσιάστηκε στην υποενότητα 5.4.1, να δώσει πράγματι μια εξήγηση για την παρατηρούμενη συμπεριφορά των ανοπτημένων ΔΣΥΜ Si/Ag/CoPt. Στο σχήμα 5.8 και τον αντίστοιχο πίνακα 5.1, η περιοχή όπου το πάχος  $t_{Ag}$  του ενδιάμεσου στρώματος Ag είναι μικρότερο από 1.2 nm θα πρέπει να αντιστοιχεί στο πρώτο στάδιο της διαδικασίας ανάπτυξης του Ag πάνω στο υπόστρωμα Si(001): ο Ag αναπτύσσεται σχηματίζοντας 2D νησίδες όπου τα (001) κρυσταλλογραφικά επίπεδα είναι προσανατολισμένα παράλληλα προς το επίπεδο του υμενίου και με το Si που βρίσκεται μεταξύ των νησίδων να καλύπτεται μόνο από CoPt και όχι από Ag/CoPt. Με την αύξηση της τιμής του  $t_{Ag}$ , αυξάνεται και η κάλυψη του υποστρώματος Si με Ag. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να αυξάνεται το ποσοστό των περιοχών του στρώματος CoPt που αναπτύσσονται πάνω στον Ag όπου, μέσω του μηχανισμού που έχει περιγραφεί, αυξάνεται ο βαθμός διάταξης των ατόμων Co και Pt (λόγος  $I_{001}/I_{002}$ ) και ο βαθμός προσανατολισμού των (001) κρυσταλλογραφικών επιπέδων παράλληλα προς το επίπεδο του υμενίου (λόγος  $I_{002}/I_{111}$ ) με την αύξηση του  $t_{Ag}$ . Στην πραγματικότητα, παρατηρώντας το σχήμα 5.8, βλέπουμε ότι αυτή η αύξηση των λόγων  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  είναι αισθητή κυρίως για τιμές του πάχους του στρώματος Ag που είναι μεγαλύτερες από  $t_{Ag} \approx 0.6$  nm. Η περιοχή όπου το πάχος  $t_{Ag}$  του ενδιάμεσου στρώματος Ag είναι μεγαλύτερο από 1.8–2 nm θα πρέπει να αντιστοιχεί στο στάδιο όπου ο τρόπος ανάπτυξης του Ag πάνω στο υπόστρωμα Si(001) κυριαρχείται σταδιακά από την εμφάνιση 3D νησίδων όπου τα (111) κρυσταλλογραφικά επίπεδα είναι προσανατολισμένα παράλληλα προς το επίπεδο του υμενίου. Σε αυτή την περιοχή τιμών, ο μηχανισμός εξασθενεί με την αύξηση του πάχους  $t_{Ag}$ . Η ανάπτυξη του Ag στη μορφή νησίδων με (111) προτιμητέο προσανατολισμό διαταράσσει τη δομική συνοχή της ανάπτυξης κρυσταλλικών κόκκων CoPt με (001) προτιμητέο προσανατολισμό. Το πάχος  $t_{Ag}$  του ενδιάμεσου στρώματος Ag για το οποίο οι λόγοι  $I_{001}/I_{002}$  και



Σχήμα 5.12: Σύγκριση των βαθμών του (001) προσανατολισμού (λόγος  $I_{002}/I_{111}$ , λογαριθμική κλίμακα) μεταξύ ανοπτημένων ΔΣΥΜ και ΠΣΥΜ. Το γράφημα (α) παρουσιάζει το λόγο  $I_{002}/I_{111}$  ως συνάρτηση του πάχους  $X$  του στρώματος CoPt, σε ΜΣΥΜ Si(001)/Ag(1.2nm)/CoPt( $X$ ) ανοπτημένα στους 600°C για 20 min. Το γράφημα (β) παρουσιάζει το λόγο  $I_{002}/I_{111}$  ως συνάρτηση του συνολικού πάχους  $t_{tot}$  του υμενίου για πολυστρωματικά υμένα της μορφής Si(001)/[Ag( $P$ )/CoPt(100%– $P$ )]x4 ανοπτημένα στους 600°C για 20 min, όπου το κατ' όγκο ποσοστό  $P$  του Ag παίρνει τις τιμές  $P=10\%$  (κύκλοι),  $P=20\%$  (τρίγωνα) και  $P=25\%$  (ρόμβοι).

$I_{002}/I_{111}$  παίρνουν τις βέλτιστες τιμές τους είναι στην περιοχή τιμών 1.2–2 nm.

## 5.5 Σύγκριση μεταξύ ανοπτημένων διστρωματικών και πολυστρωματικών υμενίων Ag/CoPt

Στην ενότητα 5.2 παρουσιάστηκαν φάσματα HIRBS ανοπτημένων πολυστρωματικών υμενίων, που δείχνουν το βαθμό διάχυσης των ατόμων Ag, Co και Pt. Από τη μελέτη αυτών των φασμάτων είχε υποτεθεί ότι οι μικρές ποσότητες Ag που παραμένουν μετά την ανόπτηση στα εσωτερικά διαχωριστικά στρώματα είναι πιθανό να διακόψουν τη δομική συνοχή των κρυσταλλικών κόκκων CoPt που αναπτύσσονται κατά τη διάρκεια της ανόπτησης. Τα κρυσταλλογραφικά δεδομένα του σχήματος 5.12 επιβεβαιώνουν αυτό το σενάριο γιατί, όπως θα δούμε αμέσως μετά, δείχνουν ότι η προσθήκη αρχικών ενδιάμεσων στρωμάτων Ag στο εσωτερικό των υμενίων έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση του συνολικού πάχους του υμενίου για το οποίο καταστρέφεται ο κάθετος προσανατολισμός των αξόνων εύκολης μαγνήτισης



των κρυσταλλικών κόκκων CoPt.

Το σχήμα 5.12(α) δείχνει την εξάρτηση του λόγου  $I_{002}/I_{111}$  από το πάχος  $X$  του αρχικού στρώματος CoPt, που προκύπτει από τα φάσματα XRD ανοπτημένων ΔΣΥΜ Si/Ag/CoPt όπου το πάχος του αρχικού στρώματος Ag ήταν 1.2 nm. Το σχήμα 5.12(β) δείχνει την εξάρτηση του λόγου  $I_{002}/I_{111}$  από το συνολικό πάχος του υμενίου, που προκύπτει από τα φάσματα XRD ανοπτημένων πολυστρωματικών υμενίων Si/Ag/CoPt όπου το ποσοστό του Ag είναι 10% (κύκλοι), 20% (τρίγωνα) και 25% (ρόμβοι). Τα ποσοστά αυτά αντιστοιχούν στο συνολικό πάχος των αρχικών στρωμάτων Ag ή ισοδύναμα στο ποσοστό του όγκου που καταλαμβάνει ο Ag.

Παρατηρώντας το σχήμα 5.12(β) γίνεται φανερό ότι, η αύξηση του Ag έχει ως αποτέλεσμα τη σταδιακή συνολική (για όλες τις τιμές του συνολικού πάχους) μείωση του βαθμού προτίμησης για ανάπτυξη κρυσταλλικών κόκκων CoPt με τον άξονα [001] κάθετο προς το επίπεδο ενός ανοπτημένου πολυστρωματικού υμενίου. Αυτή η συμπεριφορά είναι όντως συμβατή με την υπόθεση της διακοπής της δομικής συνοχής λόγω της παρουσίας του Ag σε περιοχές που βρίσκονται στο εσωτερικό του υμενίου.

Επιπλέον, μια απλή σύγκριση των τιμών του λόγου  $I_{002}/I_{111}$  μεταξύ των σχημάτων 5.12(α) και 5.12(β) δείχνει ότι, στην περίπτωση των ανοπτημένων πολυστρωματικών υμενίων η τιμή του  $I_{002}/I_{111}$  φθίνει πιο γρήγορα με την αύξηση του πάχους του υμενίου σε σχέση με την περίπτωση των ανοπτημένων ΔΣΥΜ. Πράγματι, η σύγκριση δείχνει ότι για συνολικό πάχος υμενίου περίπου 9–12 nm είναι  $I_{002}/I_{111} \approx 500$  για ανοπτημένα πολυστρωματικά υμενία ενώ είναι  $I_{002}/I_{111} \approx 100$  για ανοπτημένα ΔΣΥΜ. Σε αντίθεση με αυτή τη συμπεριφορά, η τιμή του λόγου  $I_{002}/I_{111}$  είναι ήδη μικρότερη από 40 στην περίπτωση ενός ανοπτημένου πολυστρωματικού υμενίου που το συνολικό του πάχος έχει ξεπεράσει τα 15 nm, ενώ στην περίπτωση ενός ανοπτημένου ΔΣΥΜ είναι  $I_{002}/I_{111} \approx 50$  ακόμα και για συνολικό πάχος γύρω στα 50 nm. Συνεπώς, ο βαθμός προτίμησης για ανάπτυξη κρυσταλλικών κόκκων CoPt με τον άξονα [001] κάθετο προς το επίπεδο του υμενίου φθίνει πολύ πιο γρήγορα στην περίπτωση ανοπτημένων πολυστρωματικών υμενίων. Αυτή η συμπεριφορά επιβεβαιώνει την υπόθεση της διακοπής της δομικής συνοχής λόγω της παρουσίας του Ag.

## 5.6 Συνοπτική παρουσίαση βασικών συμπερασμάτων του κεφαλαίου 5

Το κεφάλαιο αυτό ήταν αφιερωμένο στην παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων που προέκυψαν από τις μετρήσεις σε ανοπτημένα υμενία CoPt, τα οποία έχουν αναπτυχθεί πάνω σε υποστρώματα Si(001) με προσθήκη ενδιάμεσων στρωμάτων Ag κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης (για συντομία αρχικών ενδιάμεσων στρωμάτων Ag). Επίσης ήταν αφιερωμένο στη μελέτη των μηχανισμών, μέσω των οποίων η προσθήκη αυτών των αρχικών ενδιάμεσων στρωμάτων Ag έχει ως αποτέλεσμα την παρασκευή υμενίων με υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων στο CoPt και ισχυρή κάθετη μαγνητική ανισοτροπία. Η διαδικασία παρασκευής ήταν η ακόλουθη: εναπόθεση των υμενίων με magnetron sputtering σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, στη μορφή ΔΣΥΜ Si(001)/Ag/CoPt ή ΠΣΥΜ Si(001)/[Ag/CoPt]<sub>N</sub>, που στη συνέχεια θερμάνθηκαν σε συνθήκες υψηλού κενού (ανόπτηση), σε θερμοκρασίες της τάξης των 600°C και για χρόνους της τάξης των 20–30 min.

Στην περίπτωση των υμενίων που είχαν τη μορφή ΔΣΥΜ Si(001)/Ag/CoPt πριν την ανόπτηση, οι μετρήσεις έδειξαν ότι το βέλτιστο πάχος του αρχικού στρώματος Ag – για την ανάπτυξη ισχυρής κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας μετά την ανόπτηση – είναι  $t_{Ag} \approx 1.2$ –1.8 nm. Επίσης έδειξαν ότι υπάρχει ισχυρή συσχέτιση του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt στο κράμα CoPt με τον προτιμώμενο προσανατολισμό των αξόνων εύκολης μαγνήτι-

σης (αξόνων [001] ή αξόνων  $c$ ) των κρυσταλλικών κόκκων CoPt: τα υμένια με μεγαλύτερο βαθμό διάταξης εμφανίζουν και μεγαλύτερο βαθμό ευθυγράμμισης των αξόνων [001] των κόκκων CoPt κάθετα προς το επίπεδό τους. Αυτή η συσχέτιση διάταξης ατόμων και προσανατολισμού δείχνει ότι οι δύο διαδικασίες συμβαίνουν ταυτόχρονα: κατά το σχηματισμό της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$  του CoPt σε ένα υμένιο, οι άξονες [001] των σχηματιζόμενων κόκκων CoPt προσανατολίζονται κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου, γιατί προφανώς έτσι ελαχιστοποιείται η συνολική ενέργεια του σχηματιζόμενου υμενίου.

Λαμβάνοντας υπόψη και τα αποτελέσματα των μετρήσεων HIRBS – που δείχνουν ότι ένα πολύ μεγάλο ποσοστό (τουλάχιστον της τάξης του 75–80 %) του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag παραμένει στη θέση του και μετά την ανόπτηση – ο μηχανισμός που προτείνεται, για να εξηγηθεί ο προσανατολισμός των κρυσταλλικών κόκκων κατά το σχηματισμό της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$  του CoPt, είναι η ελαχιστοποίηση της ελαστικής ενέργειας που σχετίζεται με τις πλεγματικές παραμορφώσεις. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία, για  $t_{Ag} < 2$  nm ο Ag αναπτύσσεται πάνω σε ένα υπόστρωμα Si(001) με τον κρυσταλλογραφικό άξονα [001] κάθετο στο επίπεδό του. Λόγω αύξησης του μήκους  $a$  των αξόνων [100] και [010] της μοναδιαίας κυψελίδας του CoPt κατά το σχηματισμό της  $L1_0$  φάσης του, μειώνεται η διαφορά με την πλεγματική σταθερά του Ag και συμφέρει ενεργειακά ο προσανατολισμός του άξονα [001] μιας κυψελίδας CoPt κάθετα προς το επίπεδο του υποστρώματος.

Στην περίπτωση των υμενίων που είχαν τη μορφή ΠΣΥΜ Si(001)/[Ag/CoPt]<sub>N</sub> πριν την ανόπτηση, ο Ag στο εσωτερικό του υμενίου παραμένει μετά την ανόπτηση κυρίως στις περιοχές όπου είχαν εναποτεθεί τα αρχικά ενδιάμεσα στρώματα Ag. Το αποτέλεσμα είναι ότι σε υμένια που προέρχονται από την ανόπτηση ΠΣΥΜ, η κάθετη μαγνητική ανισοτροπία φθίνει πιο γρήγορα με την αύξηση του συνολικού πάχους σε σχέση με τα υμένια που προέρχονται από την ανόπτηση ΔΣΥΜ, γιατί πιθανότατα διακόπτεται η δομική συνοχή των κόκκων CoPt που σχηματίζονται.

## Κεφάλαιο 6

# Μείωση της θερμοκρασίας ανόπτησης για ανάπτυξη της φάσης L1<sub>0</sub> σε υμένια CoPt με χρήση ενδιάμεσου στρώματος Cu

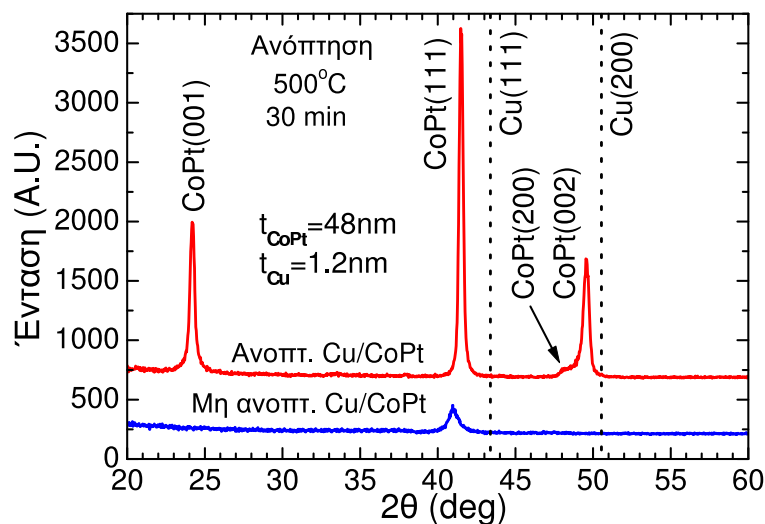
Σε αυτό το κεφάλαιο ασχολούμαστε με την παρασκευή και την μελέτη των ιδιοτήτων λεπτών υμενίων, που το βασικό τους συστατικό είναι και πάλι το CoPt που κρυσταλλώνεται στην υψηλής μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας L1<sub>0</sub> κρυσταλλική δομή με την FCT μοναδιαία κυψελίδα. Τώρα όμως, αυτό που μας ενδιαφέρει κυρίως είναι ο σχηματισμός της σκληρής μαγνητικής φάσης L1<sub>0</sub> με όσο το δυνατόν πιο ήπιες συνθήκες θερμικής επεξεργασίας. Κατά τη διάρκεια των δοκιμών που έγιναν βρέθηκε ότι η προσθήκη Cu μπορεί να βοηθήσει σε σημαντικό βαθμό προς αυτή την κατεύθυνση. Στις ενότητες που ακολουθούν παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων που έγιναν σε υμένια Cu/CoPt.

Εδώ πρέπει να τονίσουμε ότι όταν αναφερόμαστε σε πάχη στρωμάτων Cu ή CoPt εννοούμε τα πάχη που έχουν μετά την εναπόθεση και πριν την ανόπτηση, αφού η διάχυση που συμβαίνει κατά την ανόπτηση μπορεί να καταστρέψει τη στρώμα προς στρώμα δομή που έχει προκύψει από την εναπόθεση. Γι αυτό μιλάμε πάντα για το πάχος  $t_{Cu}$  του αρχικού στρώματος Cu ή το πάχος  $t_{CoPt}$  του αρχικού στρώματος CoPt, εννοώντας τα πάχη στη στρωματική δομή όπως ήταν πριν την ανόπτηση.

### 6.1 Συμπεριφορά μη ανοπτημένων και ανοπτημένων υμενίων Cu/CoPt

#### 6.1.1 Αντιπροσωπευτικά κρυσταλλογραφικά δεδομένα υμενίων Cu/CoPt πριν και μετά την ανόπτηση

Όπως και στην περίπτωση των ανοπτημένων υμενίων Si/Ag/CoPt του κεφαλαίου 5, η πρώτη σοβαρή πειραματική ένδειξη – για την επίδραση που έχει στις δομικές ιδιότητες των ανοπτημένων υμενίων Si/CoPt η προσθήκη ενός ενδιάμεσου στρώματος Cu κατά την προγενέστερη φάση της εναπόθεσης – προκύπτει από τη μελέτη των φασμάτων XRD υμενίων Si/Cu/CoPt πριν και μετά τη διαδικασία της ανόπτησης. Μια αντιπροσωπευτική περίπτωση αυτών των μετρήσεων παρουσιάζεται στα σχήματα 6.1 και 6.2, που δείχνουν τη σύγκριση των φασμάτων XRD ενός υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) πριν (όπως ήταν αμέσως μετά την εναπόθεση) και μετά την ανόπτησή του στους 500°C για 30 min. Το ενδιάμεσο στρώμα Cu

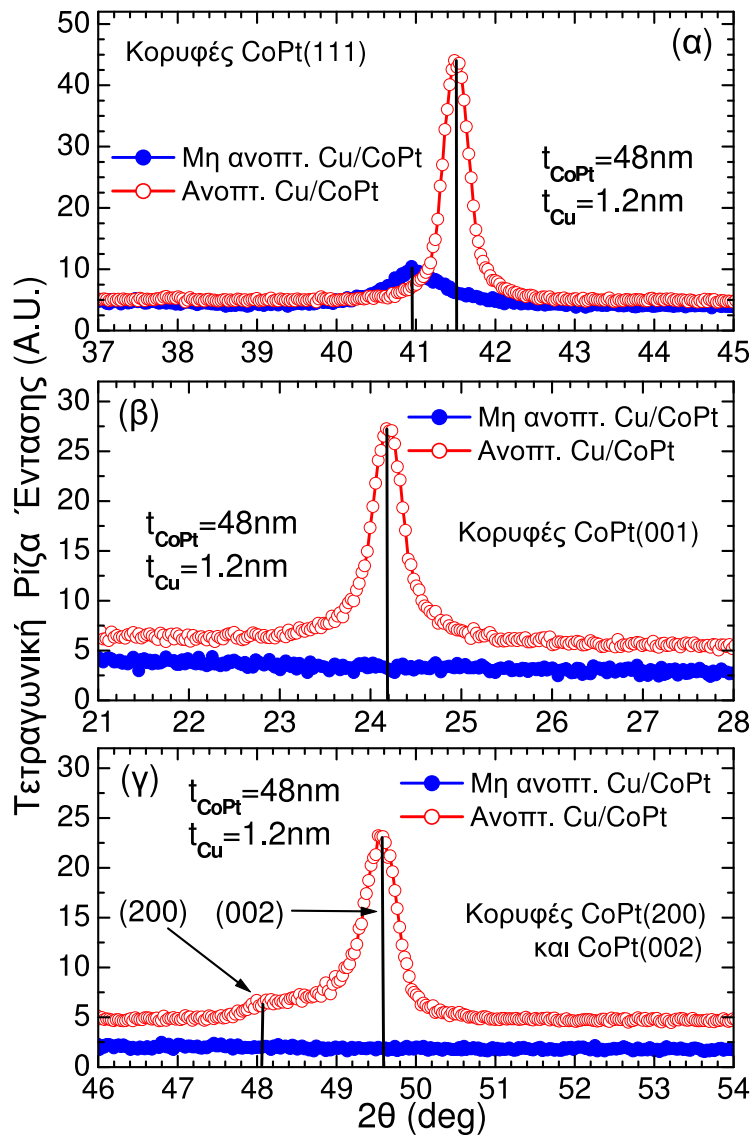


Σχήμα 6.1: Φάσματα XRD ενός υμενίου Si(001)/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm), πριν (κάτω) και μετά (πάνω) από ανόπτηση στους 500°C για 30 min. Διακρίνεται καθαρά η κορυφή CoPt(111) πριν και μετά την ανόπτηση και οι κορυφές CoPt(001), CoPt(200) και CoPt(002) μετά την ανόπτηση. Οι κατακόρυφες διακεκομμένες γραμμές δείχνουν τις θέσεις όπου ήταν αναμενόμενο να εμφανιστούν οι δύο ισχυρότερες κορυφές του Cu:  $2\theta \approx 43.33^\circ$  για την κορυφή Cu(111) και  $2\theta \approx 50.48^\circ$  για την κορυφή Cu(200). Λεπτομερής παρουσίαση των κορυφών των CoPt και Cu γίνεται στις αναφορές [121, 195].

είχε εναποτεθεί πριν την εναπόθεση του στρώματος CoPt κατά την ίδια περίοδο λειτουργίας της συσκευής sputtering. Εδώ πρέπει να σημειώσουμε ότι δεν έχει νόημα να γίνει άμεση σύγκριση των εντάσεων των κορυφών XRD που φαίνονται στα σχήματα 5.1 και 5.2 (βλέπε σελίδες 86 και 87) με τις εντάσεις των αντίστοιχων κορυφών που φαίνονται στα σχήματα 6.1 και 6.2. Οι κλίμακες είναι διαφορετικές στα δύο σχήματα, εξαιτίας της διαφορετικής στατιστικής που έχει χρησιμοποιηθεί στις δύο μετρήσεις.

Παρατηρούμε ότι, όπως και στην περίπτωση του σχήματος 5.1 όπου οι κορυφές του Ag είναι πολύ ασθενείς για να γίνουν αντιληπτές, έτσι και στο σχήμα 6.1 δεν παρατηρούνται κορυφές του Cu. Εδώ όμως, σε αντίθεση με τα αποτελέσματα της υποενότητας 5.1.1, δεν παρατηρούνται κορυφές Cu ούτε στην περίπτωση των σχημάτων 6.2(α)–6.2(γ), όπου παρουσιάζεται η τετραγωνική ρίζα της έντασης για να φανούν πιο καθαρά οι κορυφές που ίσως υπάρχουν αλλά είναι πολύ ασθενείς για να φανούν στην κλίμακα του σχήματος 6.1. Μια πιθανή ερμηνεία για αυτή την έλλειψη έστω και ασθενών κορυφών Cu στις μετρήσεις XRD – που έχουν γίνει στο ανοπτημένο υμένιο Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) – είναι ότι δε σχηματίζονται κρυσταλλικοί κόκκοι Cu για να δώσουν κορυφές Cu στο φάσμα XRD. Αυτή η υπόθεση είναι σε συμφωνία με τα αποτελέσματα που θα παρουσιαστούν στις επόμενες ενότητες αυτού του κεφαλαίου, και δείχνουν ότι κατά τη διάρκεια της ανόπτησης θα πρέπει να συμβαίνει ισχυρή διάχυση του Cu στο CoPt και σχηματισμός τριμερούς κράματος των Cu, Co και Pt.

Στο φάσμα του μη ανοπτημένου υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) εμφανίζεται η εικόνα που είδαμε και στην υποενότητα 5.1.1 για το υμένιο Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) πριν την ανόπτησή του: μόνο μια ασθενής και ευρεία κορυφή CoPt(111). Αυτό σημαίνει ότι οι κρυσταλλικοί κόκκοι CoPt που σχηματίζονται κατά την εναπόθεση είναι πολύ μικροί, επικρατεί ο (111) κρυσταλλογραφικός προσανατολισμός (για ελαχιστοποίηση επιφανειακής ενέργειας [146]) και περιέχεται μόνο η άτακτη φάση A1 του CoPt. Η απόδειξη για ύπαρξη μόνο της άτακτης φάσης A1 είναι η απουσία κορυφών υπερδομής της διατεταγμένης φάσης L1<sub>0</sub> του



Σχήμα 6.2: Τα διαγράμματα (α), (β) και (γ) δείχνουν με μεγαλύτερη λεπτομέρεια τα διαστήματα γωνιών γύρω από τις κορυφές CoPt(111), CoPt(001) και CoPt(002) αντίστοιχα, για τα φάσματα XRD του σχήματος 6.1. Παρουσιάζεται η τετραγωνική ρίζα της έντασης  $I$  ως συνάρτηση της γωνίας  $2\theta$ , για να φανούν πιο καθαρά οι ασθενείς κορυφές που είναι πιθανό να υπάρχουν.

CoPt.<sup>1</sup>

Η ανόπτηση που ακολουθεί γίνεται στη θερμοκρασία των 500°C, που είναι μια θερμοκρασία τουλάχιστον 100°C χαμηλότερη από τις θερμοκρασίες ανόπτησης που αναφέρονται συνήθως στη βιβλιογραφία (από 600°C–650°C και πάνω) για το σύστημα CoPt. Μετά τη διαδικασία της ανόπτησης αναμένεται φυσιολογικά η αύξηση του μεγέθους των κρυσταλλικών κόκκων μέσω των διαδικασιών τήξης και ανακρυστάλλωσης (sintering) ή/και τη διαδικασία της συνένωσης (coalescence) κόκκων [175, 176]. Συγκρίνοντας τα φάσματα του υμενίου πριν και μετά την ανόπτηση, στα σχήματα 6.1 και 6.2, παρατηρούμε ότι πράγματι η κορυφή CoPt(111) (η μόνη κορυφή που παρατηρείται και στα δύο φάσματα) γίνεται πολύ πιο ισχυρή και αρκετά πιο στενή όταν το δείγμα έχει υποστεί τη διαδικασία της ανόπτησης.

Παράλληλα αναμένεται και αλλαγή της κρυσταλλικής δομής του ανοπτημένου υμενίου

<sup>1</sup>Δεν υπάρχουν οι κορυφές CoPt( $hkl$ ) με  $h+k$ =άρτιος και  $k+l$ =περιττός, που συνδέονται άμεσα με την ύπαρξη της διατεταγμένης φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt (βλέπε αναφορές [118, 121] και υποενότητα 4.1.3).

Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) σε σχέση με τη δομή πριν την ανόπτηση, ως αποτέλεσμα του σχηματισμού της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$  του CoPt. Λόγω της σχετικά χαμηλής θερμοκρασίας ανόπτησης των  $500^\circ\text{C}$ , αναμένεται φυσιολογικά ότι ο βαθμός σχηματισμού του  $L1_0$ -CoPt (και άρα ο βαθμός διάταξης των ατόμων Co και Pt στο πλέγμα) θα είναι σχετικά μικρός. Όμως, όπως θα δούμε στη συνέχεια, δεν συμβαίνει κάτι τέτοιο στην περίπτωση του ανοπτημένου υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm).

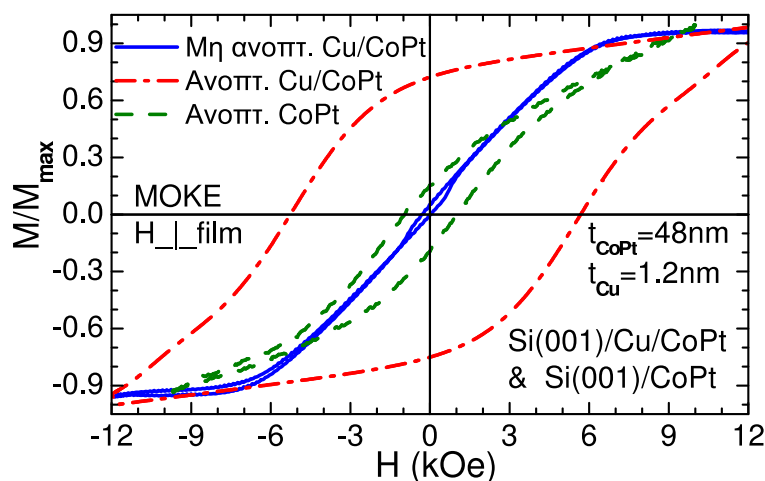
Περαιτέρω εξέταση του φάσματος XRD του υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) μετά την ανόπτηση (στα σχήματα 6.1 και 6.2) οδηγεί στο συμπέρασμα ότι χαρακτηρίζεται από σχετικά υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt, παρά το γεγονός ότι η θερμοκρασία της ανόπτησης έχει μειωθεί στους  $500^\circ\text{C}$ , και ταυτόχρονα από έλλειψη προτιμητέου προσανατολισμού ανάπτυξης. Αυτά τα δύο χαρακτηριστικά του φάσματος XRD του ανοπτημένου υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) θα συζητηθούν εδώ με μεγαλύτερη λεπτομέρεια. Κατ' αρχήν παρατηρείται η χαρακτηριστική κορυφή CoPt(001) της φάσης  $L1_0$  του CoPt, καθώς και η επίσης χαρακτηριστική διαίρεση της κορυφής CoPt(200) της φάσης A1 του CoPt σε δύο ξεχωριστές κορυφές CoPt(200) και CoPt(002), ως αποτέλεσμα του σπασίματος συμμετρίας που προκύπτει από την παραμόρφωση της κυβικής μοναδιαίας κυψελίδας FCC (κατά τη διάρκεια σχηματισμού της τετραγωνικής φάσης  $L1_0$  του CoPt). Η κορυφή CoPt(200) είναι πολύ ασθενής, αλλά δεν απουσιάζει εντελώς από το φάσμα του ανοπτημένου υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm). Η κορυφή CoPt(111) είναι η ισχυρότερη κορυφή στο φάσμα του ανοπτημένου υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm), όπως συμβαίνει με το φάσμα XRD του ανοπτημένου υμενίου Si/CoPt(48nm) στα σχήματα 5.1 και 5.2, και σε αντίθεση με την ασθενή κορυφή CoPt(111) στο φάσμα του ανοπτημένου υμενίου Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) στα ίδια σχήματα.

Αν για το ανοπτημένο υμένιο Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) κάνουμε χρήση των λόγων  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  των εντάσεων των κορυφών CoPt(001), CoPt(111) και CoPt(002), ως μέτρων του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt και του προτιμώμενου κρυσταλλογραφικού προσανατολισμού αντίστοιχα, τότε οδηγούμαστε στα ακόλουθα συμπεράσματα:

(α) Είναι  $I_{001}/I_{002} \approx 1.27$ . Αυτή η τιμή του λόγου  $I_{001}/I_{002}$  είναι πολύ καλή, αν τη συγκρίνουμε με την τιμή 1.286 που αντιστοιχεί σε πολυκρυσταλλικό CoPt με τη μορφή σκόνης, που έχει μετασχηματιστεί πλήρως στη φάση  $L1_0$  και ο προσανατολισμός των κρυσταλλικών κόκκων είναι εντελώς τυχαίος [121]. Αυτό δείχνει ότι η ανόπτηση του διστρωματικού υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm), που προκύπτει μετά την εναπόθεση, στους  $500^\circ\text{C}$  για 30 min οδηγεί στο σχηματισμό ενός υμενίου που χαρακτηρίζεται από σχετικά υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt.

(β) Είναι  $I_{002}/I_{111} \approx 0.3$ , που είναι πολύ κοντά στην τιμή 0.28 που αντιστοιχεί στο δείγμα της αναφοράς [121] με τον εντελώς τυχαίο προσανατολισμό των κρυσταλλικών κόκκων. Σε αυτή την περίπτωση αναμένεται ότι θα υπάρχει μια σχεδόν τυχαία κατανομή των προτιμητέων διευθύνσεων ανάπτυξης των αξόνων των κρυσταλλικών κόκκων, και άρα μια σχεδόν τυχαία κατανομή των προτιμητέων προσανατολισμών του άξονα εύκολης μαγνήτισης (άξονα  $c$ ) της μοναδιαίας κυψελίδας FCT. Αν αυτό το σενάριο ανταποκρίνεται στην πραγματικότητα, τότε αναμένεται ότι δε θα υπάρχει συνεισφορά του παράγοντα της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας στη συνολική μαγνητική ανισοτροπία του ανοπτημένου υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm).

Παρατηρούμε λοιπόν ότι η προσθήκη του ενδιάμεσου στρώματος Cu – κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης – δε φαίνεται να ευνοεί την εμφάνιση κάποιου προτιμητέου προσανατολισμού ανάπτυξης των διευθύνσεων των αξόνων των κρυσταλλικών κόκκων στο υμένιο Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm), μετά την ολοκλήρωση και της διαδικασίας της ανόπτησης. Αντιθέτως, ο βαθμός διάταξης των ατόμων Co και Pt φαίνεται να ενισχύεται σημαντικά στο ανοπτημένο υμένιο Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm), αν τον συγκρίνουμε με το βαθμό διάτα-

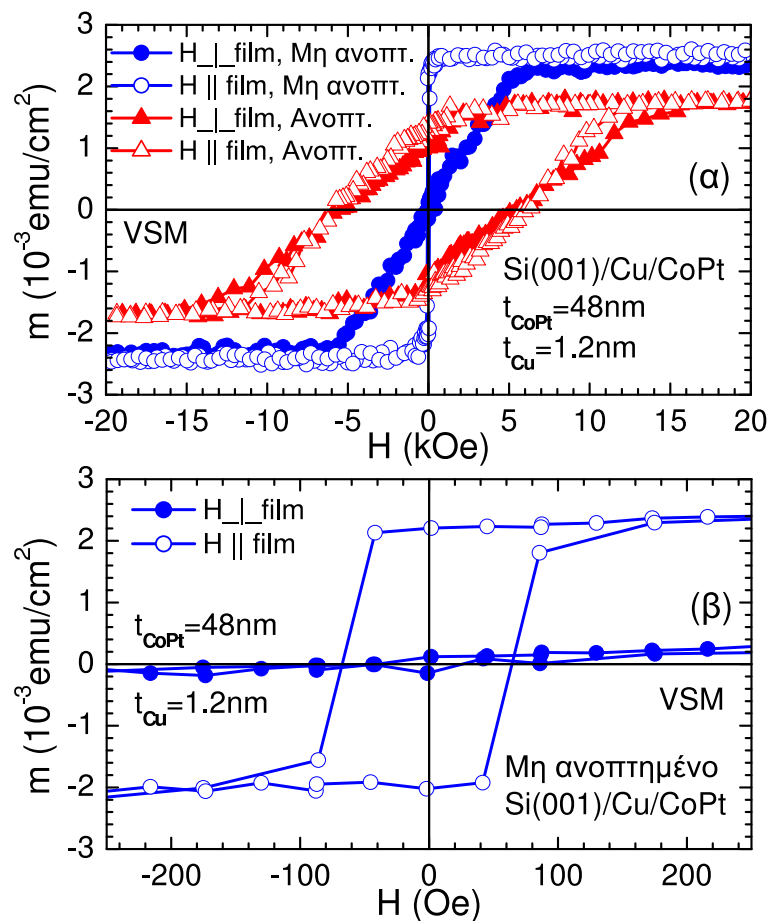


Σχήμα 6.3: Κανονικοποιημένοι βρόχοι υστέρησης (μετρημένοι με MOKE για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο) ενός υμενίου Si(001)/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) πριν (συνεχής γραμμή) και μετά (διακεκομμένη γραμμή με παύλες και τελείες) από ανόπτηση στους 500°C για 30 min. Πρόκειται για το υμένιο του οποίου τα αντίστοιχα φάσματα XRD παρουσιάζονται στα σχήματα 6.1 και 6.2. Για σύγκριση έχει προστεθεί ο κανονικοποιημένος βρόχος υστέρησης ενός υμενίου Si(001)/CoPt(48nm), ανοπτημένου στις ίδιες συνθήκες (διακεκομμένη γραμμή με παύλες).

ξης των ατόμων Co και Pt σε ένα ανοπτημένο υμένιο Si/CoPt(48nm) σαν αυτό που το φάσμα του παρουσιάζεται στα σχήματα 5.1 και 5.2. Επιπλέον, αυτό συμβαίνει παρά το γεγονός ότι – στην περίπτωση του ενδιάμεσου στρώματος Cu – η θερμοκρασία της ανόπτησης είναι 500°C, που είναι 100°C χαμηλότερη από τη θερμοκρασία των 600°C που χρησιμοποιήθηκε στα δείγματα που δίνουν τα φάσματα των σχημάτων 5.1 και 5.2 (ενώ οι χρόνοι ανόπτησης δε διαφέρουν σημαντικά). Πιο συγκεκριμένα βλέπουμε ότι στην περίπτωση του υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) – που η ανόπτησή του γίνεται στους 500°C – είναι  $I_{001}/I_{002} \approx 1.27$ , ενώ στην περίπτωση του υμενίου Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) – που η ανόπτησή του γίνεται στους 600°C – είναι  $I_{001}/I_{002} \approx 1$  για το λόγο που χρησιμεύει ως μέτρο του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt. Η προσθήκη του ενδιάμεσου στρώματος Cu κατά την εναπόθεση, έχει ως αποτέλεσμα να μειωθεί στους 500°C η θερμοκρασία ανόπτησης που απαιτείται για να παραχθεί υμένιο με σχετικά υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων Co και Pt.

### 6.1.2 Αντιπροσωπευτικοί μαγνητικοί βρόχοι υστέρησης υμενίων Cu/CoPt πριν και μετά την ανόπτηση

Για να ολοκληρωθεί αυτή η αρχική συζήτηση πάνω στις ιδιότητες των ανοπτημένων υμενίων Si/CoPt, όταν κατά την εναπόθεση έχει προστεθεί ένα επιπλέον ενδιάμεσο στρώμα Cu, παρουσιάζονται εδώ και τα αντίστοιχα αποτελέσματα των μετρήσεων των μαγνητικών βρόχων υστέρησης. Έτσι προκύπτει και μια πρώτη εικόνα για την επίδραση της προσθήκης ενός ενδιάμεσου στρώματος Cu στις μαγνητικές ιδιότητες που έχουν τα υμένια, αφού ολοκληρωθεί η παρασκευή τους με το στάδιο της ανόπτησης. Στα σχήματα 6.3 και 6.4 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων των μαγνητικών βρόχων υστέρησης των υμενίων που τα XRD φάσματά τους παρουσιάστηκαν στα σχήματα 6.1 και 6.2. Συγκεκριμένα, παρουσιάζονται οι βρόχοι υστέρησης του υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) πριν και μετά την ανόπτηση, μετρημένοι με MOKE για πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο (σχήμα 6.3, κανονικοποιημένοι βρόχοι υστέρησης) και με VSM για πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο και  $\vec{H} \parallel$  υμένιο (σχήμα 6.4(α), επιφανειακή πυκνότητα μαγνητικής ροπής). Στο σχήμα 6.3 έχει προστεθεί για σύγκριση και ο βρόχος υστέρησης



Σχήμα 6.4: (α) Βρόχοι υστέρησης ενός υμενίου Si(001)/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) πριν (κύκλοι) και μετά (τρίγωνα) από ανόπτηση στους 500°C για 30 min, που μετρήθηκαν με VSM για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο (γεμισμένα σύμβολα) και  $\vec{H} \parallel$  υμένιο (κενά σύμβολα). Πρόκειται για το υμένιο του οποίου τα αντίστοιχα φάσματα XRD παρουσιάζονται στα σχήματα 6.1 και 6.2. Η μαγνητική ροπή  $m$  είναι εκφρασμένη σε μονάδες emu/cm<sup>2</sup>. (β) Οι βρόχοι υστέρησης πριν την ανόπτηση, όπου η κλίμακα που χρησιμοποιείται στον άξονα  $H$  των πεδίων έχει επιλεγεί ώστε να φαίνεται η μορφή του βρόχου υστέρησης  $m(H)$  σε χαμηλά πεδία.

ενός υμενίου Si/CoPt(48nm), ανοπτημένου στις ίδιες συνθήκες. Το σχήμα 6.4(β) εστιάζει στην περιοχή των χαμηλών πεδίων, για να φανεί καλύτερα η συμπεριφορά του υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) πριν την ανόπτηση.

Όπως αναμενόταν από τα φάσματα XRD της υποενοότητας 6.1.1, που έδειξαν απουσία της μαγνητικά σκληρής φάσης  $L1_0$  του CoPt πριν την ανόπτηση, το μη ανοπτημένο υμένιο Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) είναι μαγνητικά πολύ μαλακό. Αυτό φαίνεται και στα δύο σχήματα 6.3 και 6.4. Ειδικότερα, στο σχήμα 6.4(β) φαίνεται ότι το συνεχτικό πεδίο  $H_c$  έχει τιμή μικρότερη από 100 Oe και για τις δύο διευθύνσεις του εξωτερικού πεδίου  $\vec{H}$ . Επιπλέον στα σχήματα 6.4(α) και 6.4(β) παρατηρούμε ότι για  $\vec{H} \parallel$  υμένιο ο βρόχος υστέρησης του μη ανοπτημένου υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) έχει σχεδόν τετραγωνικό σχήμα: είναι  $m_r^{\parallel} \approx 1$  για τη σχετική παραμένουσα μαγνήτιση και η τιμή της μαγνητικής ροπής χρειάζεται μόλις λίγες δεκάδες Oe για να αλλάξει από την τιμή  $m_s \approx 2.5 \times 10^{-3}$  emu/cm<sup>2</sup>, που αντιστοιχεί στον θετικό κόρο, στην τιμή  $-m_s$  του αρνητικού κόρου. Αντίθετα, για  $\vec{H} \perp$  υμένιο είναι  $m_r^{\perp} \approx 0$  (φαίνεται και στα δύο σχήματα 6.3 και 6.4), ενώ το πεδίο κόρου είναι  $H_{\text{sat}}^{\perp} \approx 6$  kOe (φαίνεται στα σχήματα 6.3 και 6.4(α)). Ο άξονας εύκολης μαγνήτισης είναι παράλληλος προς το επίπεδο του υμενίου. Εφόσον, πριν την ανόπτηση, το υμένιο Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) περιέχει



μόνο την άτακτη φάση A1 του CoPt, που είναι ισότροπη, αυτή η διαφορά των βρόχων υστέρησης για πεδίο παράλληλο και κάθετο προς το επίπεδό του πρέπει να είναι αποτέλεσμα της ύπαρξης του πεδίου απομαγνήτισης που επηρεάζει τα αποτελέσματα των μετρήσεων κυρίως για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο. Το ανοπτημένο υμένιο Si/CoPt(48nm) χαρακτηρίζεται από υψηλότερες τιμές του συνεκτικού πεδίου  $H_c^\perp$  και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r^\perp$  σε σχέση με το μη ανοπτημένο υμένιο Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm), όπως φαίνεται στο σχήμα 6.3 για  $\vec{H} \perp$  υμένιο. Και πάλι όμως αυτές οι τιμές δεν αρκούν για να χαρακτηριστεί μαγνητικά σκληρό.

Σε αντίθεση με τις προηγούμενες συμπεριφορές, το υμένιο Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) μετά την ανόπτηση είναι προφανώς μαγνητικά σκληρό, αφού στο σχήμα 6.3 βλέπουμε ότι είναι  $H_c^\perp \approx 6$  kOe και  $m_r^\perp \approx 0.7$ . Σύμφωνα με τα συμπεράσματα που προέκυψαν στην υποενότητα 6.1.1, από τη μελέτη των φασμάτων XRD των σχημάτων 6.1 και 6.2, το υμένιο θα πρέπει να χαρακτηρίζεται από μια σχεδόν τυχαία κατανομή των προτιμητέων προσανατολισμών του άξονα εύκολης μαγνήτισης (άξονα  $c$ ) της μοναδιαίας κυψελίδας FCT του CoPt. Άρα αναμένεται ότι αυτή θα είναι περίπου η τιμή του συνεκτικού πεδίου για όλους τους προσανατολισμούς του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου  $\vec{H}$ . Παρατηρώντας τους βρόχους υστέρησης του υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) μετά την ανόπτηση στο σχήμα 6.4(α) για  $\vec{H} \perp$  υμένιο και  $\vec{H} \parallel$  υμένιο, βλέπουμε ότι πράγματι το συνεκτικό πεδίο έχει πρακτικά την ίδια τιμή και για τους δύο προσανατολισμούς του πεδίου. Συγκεκριμένα παίρνουμε τις τιμές  $H_c^\perp \approx 5.4$  kOe και  $H_c^\parallel \approx 5.6$  kOe, που είναι πολύ κοντά στην τιμή 6 kOe που προέκυψε από το σχήμα 6.3. Η ομοιότητα των βρόχων υστέρησης για τους δύο προσανατολισμούς του πεδίου  $\vec{H}$  δεν περιορίζεται στις τιμές που παίρνει το συνεκτικό πεδίο  $H_c$ , αλλά είναι γενικότερη: οι βρόχοι υστέρησης του ανοπτημένου υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) στο σχήμα 6.4(α) διαφέρουν ελάχιστα για  $\vec{H} \perp$  υμένιο και  $\vec{H} \parallel$  υμένιο και η σχετική παραμένουσα μαγνήτιση παίρνει τις τιμές  $m_r^\perp \approx 0.6$  και  $m_r^\parallel \approx 0.7$  (σε συμφωνία με το σχήμα 6.3 που έδωσε την τιμή 0.7).

Το γεγονός ότι οι βρόχοι υστέρησης του σχήματος 6.4(α) είναι σχεδόν όμοιοι για πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο και  $\vec{H} \parallel$  υμένιο, στην περίπτωση του υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) μετά την ανόπτηση, δείχνει ότι σε αυτή την περίπτωση η επίδραση του πεδίου απομαγνήτισης στο σχήμα του βρόχου υστέρησης είναι η ίδια και για τους δύο προσανατολισμούς. Πράγματι, ένα από τα συμπεράσματα που είχαν εξαχθεί στην υποενότητα 6.1.1 από τη μελέτη των φασμάτων XRD των σχημάτων 6.1 και 6.2, ήταν ότι στο ανοπτημένο υμένιο Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) υπάρχει μια σχεδόν τυχαία κατανομή των προτιμητέων προσανατολισμών του άξονα εύκολης μαγνήτισης (άξονα  $c$ ) της μοναδιαίας κυψελίδας FCT-CoPt και άρα δε θα πρέπει να υπάρχει συνεισφορά του παράγοντα της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας στη συνολική μαγνητική ανισοτροπία του υμενίου. Έτσι απομένει ο παράγοντας του πεδίου απομαγνήτισης, που η ακριβής επίδρασή του εξαρτάται από τις λεπτομέρειες της δομής των κρυσταλλικών κόκκων του υμενίου. Βλέπουμε δηλαδή ότι τελικά, τόσο πριν όσο και μετά τη διαδικασία της ανόπτησης, η διαφορά μεταξύ των βρόχων υστέρησης για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο και  $\vec{H} \parallel$  υμένιο καθορίζεται μόνο από το πεδίο απομαγνήτισης. Όμως, ενώ πριν την ανόπτηση του υμενίου υπάρχει σαφής διαφορά των βρόχων υστέρησης για  $\vec{H} \perp$  υμένιο και  $\vec{H} \parallel$  υμένιο, μετά την ανόπτηση δεν παρατηρείται κάποια ουσιαστική διαφορά μεταξύ τους για τους δύο προσανατολισμούς του πεδίου. Αυτό είναι μια επιπλέον σαφής ένδειξη, μαζί με το γεγονός ότι οι κορυφές XRD γίνονται πιο έντονες και στενές, ότι οι δομές των κρυσταλλικών κόκκων πριν και μετά την ανόπτηση του υμενίου είναι τελείως διαφορετικές.

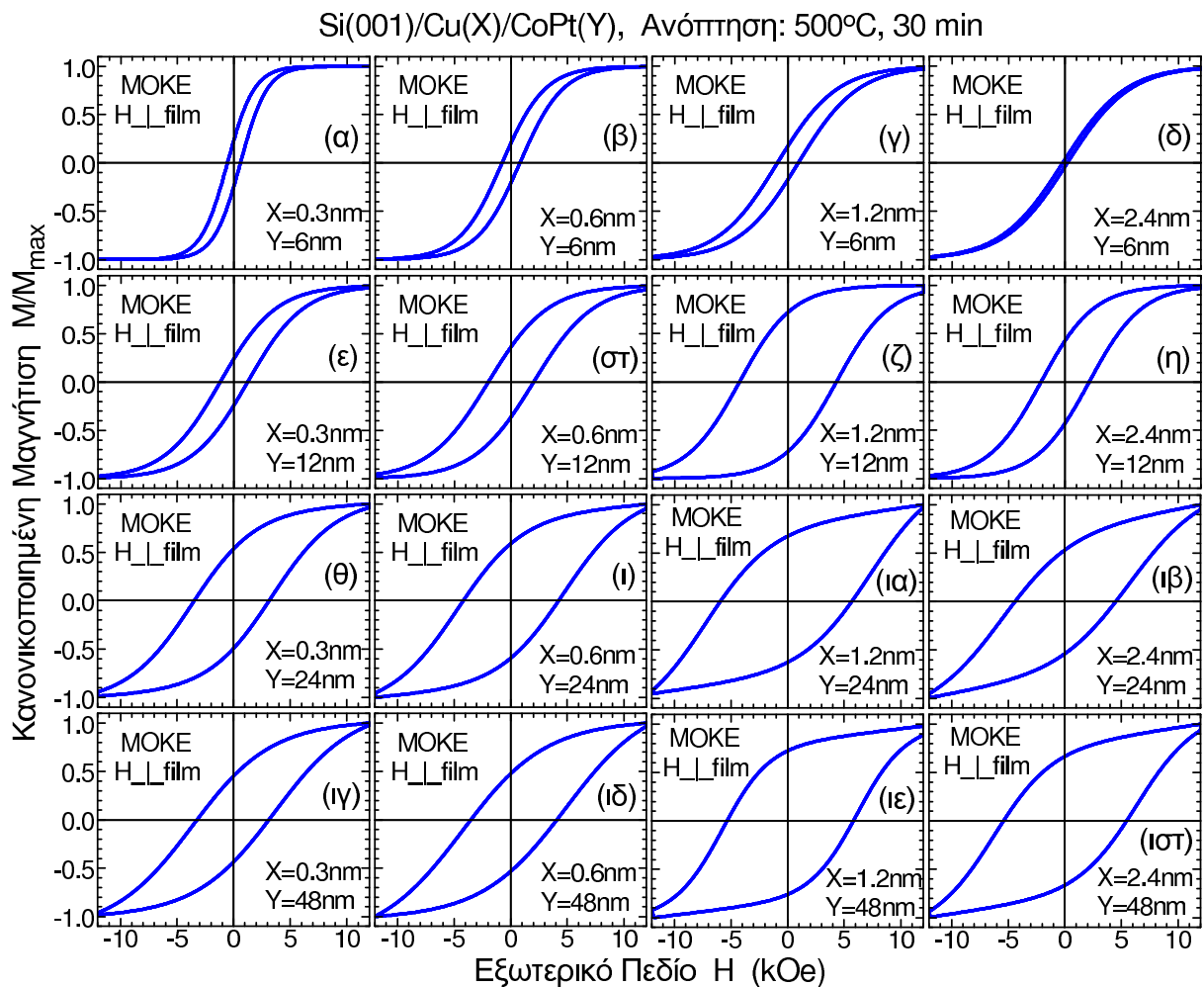
Τέλος, σε συμφωνία με τη συζήτηση της υποενότητας 6.1.1, παρατηρούμε ότι στην περίπτωση του υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) – που η ανόπτησή του γίνεται στους

500°C – η τιμή του συνεκτικού πεδίου είναι  $H_c^\perp \approx 6$  kOe, ενώ στην περίπτωση του υμενίου Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) – που η ανόπτησή του γίνεται στους 600°C (βλέπε σχήμα 5.3 στη σελίδα 89) – η τιμή του συνεκτικού πεδίου είναι  $H_c^\perp \approx 3$  kOe. Βλέπουμε ότι ο μεγαλύτερος βαθμός διάταξης των ατόμων Co και Pt, που χαρακτηρίζει το ανοπτημένο υμένιο Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm), αντιστοιχεί και σε μεγαλύτερη τιμή του συνεκτικού πεδίου, παρά τη χαμηλότερη θερμοκρασία ανόπτησης. Επιπλέον, η μαγνητική ροπή στην κατάσταση κόρου είναι  $m_s = 1.7 \times 10^{-3}$  emu/cm<sup>2</sup> μετά την ανόπτηση, που είναι μικρότερη από την αντίστοιχη τιμή  $m_s = 2.5 \times 10^{-3}$  emu/cm<sup>2</sup> πριν την ανόπτηση (αναλυτική συζήτηση σχετικά με αυτό το θέμα υπάρχει στην ενότητα 4.2 στη σελίδα 81).

## 6.2 Μελέτη της επίδρασης που έχει η προσθήκη Cu μέσω ανάλυσης μαγνητικών μετρήσεων σε σειρά ανοπτημένων δειγμάτων

Στην ενότητα 6.1, παρουσιάστηκαν φάσματα XRD και μαγνητικοί βρόχοι υστέρησης ενός υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) πριν και μετά από ανόπτηση στους 500°C. Διαπιστώθηκε μεγάλη αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt και του συνεκτικού πεδίου του βρόχου υστέρησης, σε σύγκριση με ένα υμένιο Si/CoPt(48nm) που του έχει γίνει ανόπτηση στη μεγαλύτερη θερμοκρασία των 600°C, ενώ υπάρχει αισθητή βελτίωση αυτών των δύο χαρακτηριστικών ακόμα και στην περίπτωση που η σύγκριση γίνεται με ένα υμένιο Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) που έχει ανοπτηθεί στη θερμοκρασία των 600°C. Επιπλέον διαπιστώθηκε, από την τιμή  $I_{002}/I_{111} \approx 0.3$  του λόγου των εντάσεων των κορυφών CoPt(002) και CoPt(111) του φάσματος XRD μετά την ανόπτηση, ότι υπάρχει μια σχεδόν τυχαία κατανομή των προτιμητέων προσανατολισμών του άξονα εύκολης μαγνήτισης (άξονα *c*) της μοναδιαίας κυψελίδας FCT-CoPt. Τέλος, η απουσία έστω και ασθενών κορυφών του Cu στο φάσμα XRD του υμενίου μετά την ανόπτηση ίσως σημαίνει ότι τα άτομα Cu που υπάρχουν δεν έχουν σχηματίσει κρυσταλλικούς κόκκους, που θα μπορούσαν να δώσουν χαρακτηριστικές κορυφές του Cu (σε αντιδιαστολή με αυτή τη συμπεριφορά, στο φάσμα του ανοπτημένου υμενίου Si/Ag(1.2nm)/CoPt(48nm) της υποενότητας 5.1.1 υπήρχαν ασθενείς κορυφές του Ag). Ίσως τα άτομα Cu έχουν διαχυθεί σε πολύ μεγάλο βαθμό μέσα στο CoPt και έχουν ενσωματωθεί στην κρυσταλλική του δομή. Αν αυτή η διάχυση είναι βασικό συστατικό του μηχανισμού, μέσω του οποίου η προσθήκη Cu προκαλεί αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt και του συνεκτικού πεδίου του βρόχου υστέρησης σε χαμηλότερη θερμοκρασία ανόπτησης, τότε αυτό θα πρέπει να φαίνεται στον τρόπο που αλλάζουν τα φάσματα XRD και οι μαγνητικοί βρόχοι υστέρησης όταν μεταβάλλεται το πάχος  $t_{Cu}$  του αρχικού στρώματος Cu ή το πάχος  $t_{CoPt}$  του αρχικού στρώματος CoPt.

Ακολουθώντας αυτή τη συλλογιστική πορεία πραγματοποιήθηκαν αρχικά μαγνητικές μετρήσεις MOKE σε μια σειρά δειγμάτων (με το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}$  κάθετο προς τις επιφάνειες των δειγμάτων), που περιλάμβανε υμένια Si/Cu/CoPt μετά την ανόπτησή τους στους 500°C για 30 min. Τα πάχη που είχαν τα δύο στρώματα των υμενίων σε αυτή τη σειρά δειγμάτων πριν τη διαδικασία της ανόπτησης ήταν τα ακόλουθα:  $t_{Cu} = X = 0.3, 0.6, 1.2, 2.4$  nm για το πάχος του αρχικού στρώματος Cu και  $t_{CoPt} = Y = 6, 12, 24, 48$  nm για το πάχος του αρχικού στρώματος CoPt (παρασκευάστηκαν δείγματα με όλους τους δυνατούς συνδυασμούς των παραπάνω τιμών). Οι βρόχοι υστέρησης που προέκυψαν από αυτές τις μετρήσεις παρουσιάζονται στο σχήμα 6.5. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την επεξεργασία αυτών των μετρήσεων MOKE παρουσιάζονται αναλυτικά στους πίνακες 6.1(A) και 6.1(B) και τα σχήματα 6.6 και 6.7. Τα σχήματα 6.6(α) και 6.6(β) (τα σχήματα 6.7(α) και 6.7(β)) δείχνουν



Σχήμα 6.5: Μεταβολή της μορφής των μετρημένων με MOKE (εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο) βρόχων υστέρησης με το πάχος  $t_{\text{Cu}}=X$  του αρχικού στρώματος Cu και το πάχος  $t_{\text{CoPt}}=Y$  του αρχικού στρώματος CoPt, σε υμένα Si(001)/Cu(X)/CoPt(Y) που έχουν υποστεί ανόπτηση στους 500°C για 30 min. Οι τιμές που παίρνουν το πάχος  $X$  του αρχικού στρώματος Cu και το πάχος  $Y$  του αρχικού στρώματος CoPt είναι  $X = 0.3, 0.6, 1.2, 2.4$  nm και  $Y = 6, 12, 24, 48$  nm αντίστοιχα.

αντίστοιχα την εξάρτηση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r$  από το πάχος  $t_{\text{Cu}}$  του αρχικού στρώματος Cu (από το πάχος  $t_{\text{CoPt}}$  του αρχικού στρώματος CoPt).

Αυτό που γίνεται αμέσως αντιληπτό, παρατηρώντας τα σχήματα 6.6 και 6.7, είναι ότι το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  και η σχετική παραμένουσα μαγνήτιση  $m_r$  έχουν ποιοτικά το ίδιο είδος εξάρτησης τόσο από το πάχος  $t_{\text{Cu}}$  όσο και από το πάχος  $t_{\text{CoPt}}$ . Όμως, αυτή η ποιοτικά όμοια συμπεριφορά δεν είναι απαραίτητα το αποτέλεσμα της ύπαρξης κάποιου είδους συσχέτισης μεταξύ του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt και του βαθμού στον οποίο υπάρχει κάποια προτίμηση στον προσανατολισμό των αξόνων των κρυσταλλικών κόκκων, όπως συμβαίνει στην περίπτωση των ανοπτημένων υμενίων Si/Ag/CoPt του κεφαλαίου 5. Στην πραγματικότητα, από τη μελέτη των φασμάτων XRD, προκύπτει ότι δεν ευσταθεί αυτό το σενάριο στην περίπτωση των ανοπτημένων υμενίων Si/Cu/CoPt. Πράγματι, ήδη από τη μελέτη του φάσματος XRD του υμενίου Si/Cu(1.2nm)/CoPt(48nm) που παρασκευάστηκε αρχικά (βλέπε υποενότητα 6.1.1), προέκυψε μια εντελώς διαφορετική συμπεριφορά από αυτή που παρατηρήθηκε στα δείγματα του κεφαλαίου 5: ο σχετικά υψηλός βαθμός διάταξης των ατόμων στο CoPt δεν συνοδεύεται από κάποιο προτιμητέο προσανατολισμό ανάπτυξης.

(A) Συνεκτικό πεδίο $H_c$ Si(001)/Cu(X)/CoPt(Y), Ανόπτηση: 500°C, 30 min				
X, Y	Y = 6 nm	Y = 12 nm	Y = 24 nm	Y = 48 nm
X = 0.3 nm	0.62 kOe	1.21 kOe	3.21 kOe	2.99 kOe
X = 0.6 nm	0.77 kOe	1.99 kOe	4.00 kOe	3.56 kOe
X = 1.2 nm	1.02 kOe	4.26 kOe	5.38 kOe	5.41 kOe
X = 2.4 nm	0.23 kOe	1.93 kOe	4.04 kOe	5.08 kOe

(B) Σχετική παραμένουσα μαγνήτιση $M_r/M_s$ Si(001)/Cu(X)/CoPt(Y), Ανόπτηση: 500°C, 30 min				
X, Y	Y = 6 nm	Y = 12 nm	Y = 24 nm	Y = 48 nm
X = 0.3 nm	0.25	0.24	0.52	0.44
X = 0.6 nm	0.18	0.36	0.61	0.51
X = 1.2 nm	0.19	0.72	0.78	0.84
X = 2.4 nm	0.04	0.40	0.57	0.75

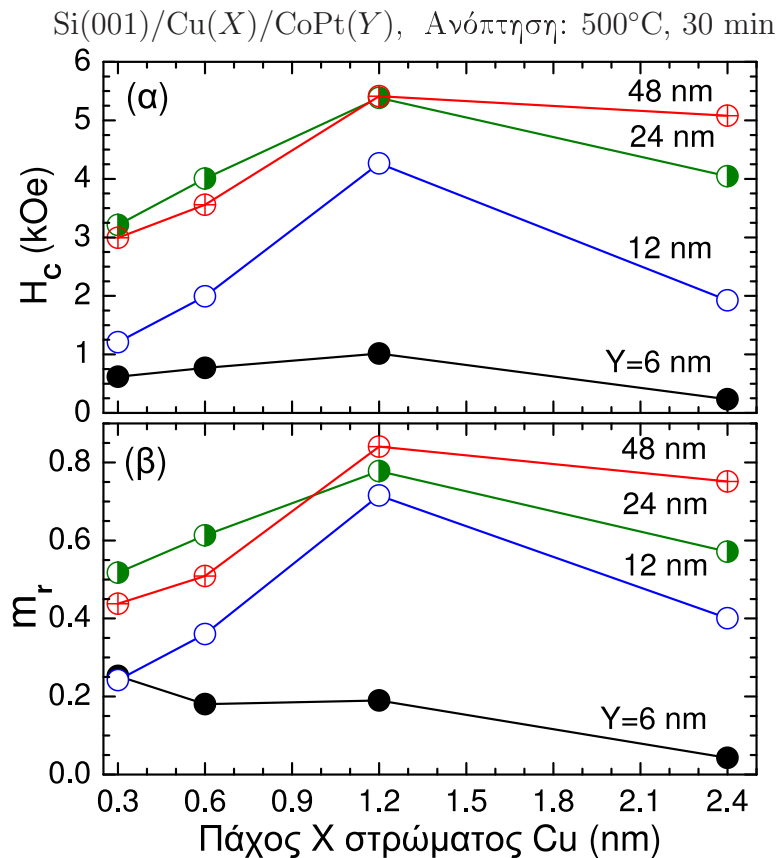
Πίνακας 6.1: Οι πίνακες (A) και (B) δίνουν τις αριθμητικές τιμές του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r=M_r/M_s$  αντίστοιχα, που υπολογίζονται από τους βρόχους υστέρησης (α)–(ιστ) του σχήματος 6.5.

Παρακάτω θα παρουσιαστούν και άλλα φάσματα XRD που ενισχύουν την υπόθεση ότι δεν υπάρχει συσχέτιση του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt και του προσανατολισμού των αξόνων των κρυσταλλικών κόκκων.

### 6.2.1 Εξάρτηση από το πάχος του αρχικού στρώματος Cu

Αρχικά θεωρούμε την εξάρτηση των  $H_c$  και  $m_r$  από το πάχος  $t_{Cu}$  του αρχικού στρώματος Cu, που παρουσιάζεται στο σχήμα 6.6. Παρατηρούμε ότι στα υμένια με  $t_{CoPt}=6$  nm, δηλαδή αυτά όπου το πάχος του αρχικού στρώματος CoPt πριν την εναπόθεση είναι μικρό, τόσο το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  όσο και η σχετική παραμένουσα μαγνήτιση  $m_r$  έχουν μικρές τιμές: είναι πάντα  $H_c \leq 1.02$  kOe και  $m_r \leq 0.25$ , άσχετα από την τιμή του πάχους  $t_{Cu}$  (βλέπε πίνακες 6.1(A) και 6.1(B)). Αυτό το εύρημα είναι σε συμφωνία με ανάλογη συμπεριφορά είχε παρατηρηθεί και στα υμένια Si/Ag/CoPt του κεφαλαίου 5, όπου είχε βρεθεί χαμηλός βαθμός διάταξης των ατόμων στο CoPt για  $t_{CoPt}=6$  nm (που αντιστοιχεί σε μαγνητικά μαλακό υλικό). Το γεγονός ότι αυτή η συμπεριφορά παρατηρείται σε πολύ λεπτά υμένια CoPt όπου έχει γίνει χρήση δύο διαφορετικών πρόσθετων υλικών, ενισχύει το σενάριο που διατυπώθηκε στο κεφάλαιο 5: σε ένα πολύ λεπτό υμένιο αναμένεται να είναι μικρό και το μέγεθος των κρυσταλλικών κόκκων, πράγμα που δυσκολεύει το σχηματισμό της φάσης  $L1_0$  του CoPt [178, 180, 181].

Επιπλέον, για  $t_{CoPt}=12$  nm, οι γραφικές παραστάσεις  $H_c=f(t_{Cu})$  και  $m_r=f(t_{Cu})$  είναι αισθητά πιο πάνω από τις αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις για  $t_{CoPt}=6$  nm στα σχήματα 6.6(α) και 6.6(β). Για  $t_{CoPt}=24$  nm και  $t_{CoPt}=48$  nm, οι γραφικές παραστάσεις  $H_c=f(t_{Cu})$  και  $m_r=f(t_{Cu})$  είναι λίγο πιο πάνω από τις αντίστοιχες για  $t_{CoPt}=12$  nm, ενώ μεταξύ τους δεν υπάρχει σημαντική διαφορά. Από αυτές τις παρατηρήσεις γίνεται εμφανές ότι, ανεξάρτητα από το πάχος του αρχικού στρώματος Cu, οι τιμές του συνεκτικού πεδίου και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης των ανοπτημένων υμενίων Si/Cu/CoPt τείνουν να αυξηθούν με την αύξηση του πάχους του στρώματος CoPt. Αυτή η αυξητική τάση είναι έντονη στα πολύ λεπτά υμένια ( $t_{CoPt} \approx 6-12$  nm) και σταδιακά εξασθενεί όσο αυξάνεται το πάχος των υμενίων. Εφόσον η τιμή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  συνδέεται άμεσα με το ποσοστό της διατεταγμένης



Σχήμα 6.6: Μεταβολή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  (διάγραμμα (α)) και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r = M_r/M_s$  (διάγραμμα (β)) με το πάχος  $t_{Cu} = X$  του αρχικού στρώματος Cu, σε υμένα Si(001)/Cu(X)/CoPt(Y) ανοπτημένα στους 500°C για 30 min, όπου  $Y = 6, 12, 24, 48$  nm. Οι μαγνητικές μετρήσεις έγιναν με MOKE για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο και είναι αυτές που παρουσιάζονται στο σχήμα 6.5. Οι αριθμητικές τιμές των ποσοτήτων  $H_c$  και  $m_r$  φαίνονται αναλυτικά στους πίνακες 6.1(A) και 6.1(B).

φάσης  $L1_0$  του CoPt (βλέπε συζήτηση στην ενότητα 4.2 και αναφορά [128]), προκύπτει το συμπέρασμα ότι η διαδικασία μετασχηματισμού της άτακτης φάσης A1 στη διατεταγμένη φάση  $L1_0$  (ordering process) πραγματοποιείται πιο εύκολα σε δείγματα με παχύτερο στρώμα CoPt [180, 181].

Από ενεργειακή άποψη, αυτό σημαίνει ότι ο ενεργειακός φραγμός που εμποδίζει την έναρξη της διαδικασίας σχηματισμού (και καθιστά απαραίτητη την προσφορά ενέργειας με τη μορφή θερμότητας κατά την ανόπτηση) γίνεται χαμηλότερος με την αύξηση του πάχους του στρώματος CoPt. Μια πιθανή εξήγηση – για αυτή την εξάρτηση του ενεργειακού φραγμού από το πάχος του CoPt – είναι η εξάρτηση των χαρακτηριστικών της μικροδομής (microstructural characteristics) του υμενίου, όπως είναι η πυκνότητα και η κατανομή των παραμορφώσεων και τάσεων, από το πάχος του [180]. Πιθανότατα αυτός είναι ένας από τους βασικούς λόγους που η αυξητική τάση των  $H_c$  και  $m_r$  γίνεται λιγότερο έντονη όταν αυξάνεται το πάχος  $t_{CoPt}$ : αναμένεται ότι, για παχιά υμένα, τα χαρακτηριστικά της μικροδομής στο εσωτερικό τους δε θα επηρεάζονται έντονα από περαιτέρω αύξηση του πάχους [181].

Το πιο σημαντικό συμπέρασμα που προκύπτει από τη μελέτη των σχημάτων 6.6(a) και 6.6(β) είναι το γεγονός ότι η ποσότητα του Cu, που είναι απαραίτητη για να έχει ένα ανοπτημένο υμένο Si/Cu/CoPt τις βέλτιστες τιμές συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r$ , δεν είναι σταθερή και ανεξάρτητη από την ποσότητα του CoPt. Κατ' αρχήν, παρατηρούμε ότι όταν  $t_{CoPt} = 12, 24, 48$  nm, οι τιμές τόσο του  $H_c$  όσο και της  $m_r$  αυξάνον-

ται με την αύξηση του  $t_{Cu}$  για  $t_{Cu} < 1.2$  nm. Αντίθετα τείνουν να μειωθούν με την αύξηση του  $t_{Cu}$ , όταν αυτό παίρνει μεγαλύτερες τιμές. Βλέπουμε δηλαδή ότι οι μαγνητικές ιδιότητες βελτιώνονται με την αύξηση της ποσότητας Cu που έχει προστεθεί σε ένα υμένιο CoPt αλλά αυτό έχει κάποιο όριο, πέρα από το οποίο η αύξηση της ποσότητας Cu έχει αρνητικά αποτελέσματα.

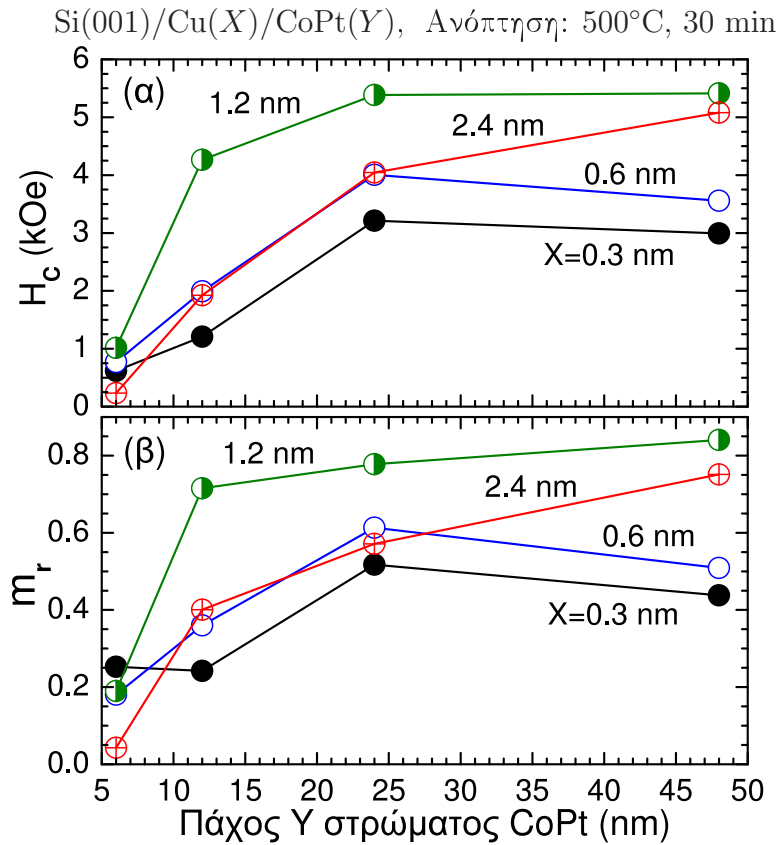
Οι μέγιστες τιμές για το  $H_c$  και την  $m_r$ , όταν είναι  $t_{CoPt} = 12, 24, 48$  nm, προκύπτουν για πάχος του αρχικού στρώματος Cu στην περιοχή  $t_{Cu} \approx 1.2$  nm. Αν το πάχος  $t_{Cu}$  του αρχικού στρώματος Cu πάρει μικρή  $t_{Cu} \leq 0.3$  nm ή μεγάλη  $t_{Cu} \geq 2.4$  nm τιμή, δεν προκύπτουν το ίδιο καλές τιμές. Όμως η μεγιστοποίηση των τιμών των  $H_c$  και  $m_r$  σε αυτή η περιοχή τιμών του  $t_{Cu}$  δεν ισχύει απαραίτητα για  $t_{CoPt}$  έξω από την περιοχή τιμών 12–48 nm. Πράγματι βλέπουμε ότι, για πολύ λεπτά υμένια με  $t_{CoPt}=6$  nm, δεν υπάρχει ουσιαστική βελτίωση των τιμών και των δύο ποσοτήτων  $H_c$  και  $m_r$  με την αύξηση του  $t_{Cu}$  σε τιμές μεγαλύτερες των 0.3 nm. Φαίνεται ότι για τόσο λεπτά υμένια η ποσότητα Cu που αντιστοιχεί σε  $t_{Cu} \approx 0.3$  nm είναι ήδη αρκετά μεγάλη, οπότε η περαιτέρω αύξηση δεν επιφέρει ουσιαστικές βελτιώσεις στις μαγνητικές ιδιότητες: η περιοχή του  $t_{Cu}$  όπου βελτιστοποιούνται οι τιμές και των δύο ποσοτήτων  $H_c$  και  $m_r$  είναι χαμηλότερα από  $t_{Cu} \approx 1.2$  nm. Επιπλέον, στις γραφικές παραστάσεις  $H_c=f(t_{Cu})$  και  $m_r=f(t_{Cu})$  για  $t_{CoPt} = 12, 24, 48$  nm, η κλίση στο τμήμα  $1.2 \text{ nm} \leq t_{Cu} \leq 2.4 \text{ nm}$  τείνει να μειωθεί όσο μεγαλώνει η τιμή του  $t_{CoPt}$ . Μάλιστα, για  $t_{CoPt}=48$  nm, η κλίση γίνεται σχεδόν μηδενική.

Βλέπουμε λοιπόν – από τις γραφικές παραστάσεις  $H_c=f(t_{Cu})$  και  $m_r=f(t_{Cu})$  των σχημάτων 6.6(α) και 6.6(β) – ότι παρατηρείται μια συμπεριφορά που υποδεικνύει ότι η περιοχή τιμών του  $t_{Cu}$ , όπου μεγιστοποιούνται οι τιμές των  $H_c(t_{Cu})$  και  $m_r(t_{Cu})$ , τείνει να μετακινηθεί προς τα πάνω όσο αυξάνεται το πάχος του αρχικού στρώματος CoPt. Αυτή η συμπεριφορά υποδηλώνει ότι η αναλογία μεταξύ Cu και CoPt παίζει μεγάλο ρόλο στη βελτιστοποίηση των τιμών των  $H_c$  και  $m_r$ .

### 6.2.2 Εξάρτηση από το πάχος του αρχικού στρώματος CoPt

Στην προηγούμενη υποενότητα – όπου μελετήθηκαν οι γραφικές παραστάσεις  $H_c=f(t_{Cu})$  και  $m_r=f(t_{Cu})$ , που παρουσιάζονται στα σχήματα 6.6(α) και 6.6(β) – προέκυψε το συμπέρασμα ότι το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  και η σχετική παραμένουσα μαγνήτιση  $m_r$  θα πρέπει να επηρεάζονται σε σημαντικό βαθμό από την αναλογία μεταξύ Cu και CoPt. Αυτό γίνεται περισσότερο εμφανές αν κάποιος παρατηρήσει τη συμπεριφορά των γραφικών παραστάσεων  $H_c=f(t_{CoPt})$  και  $m_r=f(t_{CoPt})$  που παρουσιάζονται στα σχήματα 6.7(α) και 6.7(β).

Αρχικά, παρατηρούμε ότι – για  $t_{Cu}=0.3$  nm και  $t_{Cu}=0.6$  nm – είναι εμφανής η ύπαρξη μεγίστων στις γραφικές παραστάσεις  $H_c=f(t_{CoPt})$  και  $m_r=f(t_{CoPt})$ , στην περιοχή τιμών του  $t_{CoPt}$  κοντά στα 24 nm. Δηλαδή, όσο μεγαλώνει η ποσότητα του CoPt τόσο βελτιώνονται οι τιμές των  $H_c$  και  $m_r$ , αλλά υπάρχει κάποια κρίσιμη τιμή του πάχους  $t_{CoPt}$  πάνω από την οποία αρχίζουν να φθίνουν οι τιμές των  $H_c$  και  $m_r$ . Αντιθέτως, για  $t_{Cu}=1.2$  nm, δεν παρατηρείται τέτοιου είδους συμπεριφορά: οι τιμές των  $H_c$  και  $m_r$  δεν μειώνονται όταν το πάχος  $t_{CoPt}$  είναι στην περιοχή τιμών  $24 \text{ nm} \leq t_{CoPt} \leq 48 \text{ nm}$ . Αυτό σημαίνει ότι, όταν  $t_{Cu}=1.2$  nm, οι μέγιστες τιμές που μπορούν να πάρουν το  $H_c$  και η  $m_r$  επιτυγχάνονται για  $t_{CoPt} > 24$  nm. Για  $t_{Cu}=2.4$  nm, οι γραφικές παραστάσεις  $H_c=f(t_{CoPt})$  και  $m_r=f(t_{CoPt})$  βρίσκονται κάτω από τις αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις για  $t_{Cu}=1.2$  nm (άρα είναι μικρότερες οι τιμές των  $H_c$  και  $m_r$ ). Αυτό δείχνει ότι η ποσότητα Cu που αντιστοιχεί σε  $t_{Cu}=2.4$  nm είναι περισσότερη από όση απαιτείται για να προκύψουν υμένια με τις βέλτιστες τιμές των  $H_c$  και  $m_r$ , όταν το πάχος του αρχικού στρώματος CoPt είναι στην περιοχή τιμών  $6 \text{ nm} \leq t_{CoPt} \leq 48 \text{ nm}$ . Επιπλέον, στις γραφικές παραστάσεις  $H_c=f(t_{CoPt})$  και  $m_r=f(t_{CoPt})$  για  $t_{Cu}=2.4$  nm, οι τιμές των  $H_c$  και  $m_r$  αυξάνονται με την αύξηση του πάχους  $t_{CoPt}$  σε όλη την περιοχή τιμών



Σχήμα 6.7: Μεταβολή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  (διάγραμμα (α)) και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r = M_r/M_s$  (διάγραμμα (β)) με το πάχος  $t_{\text{CoPt}} = Y$  του αρχικού στρώματος CoPt, σε υμένια Si(001)/Cu(X)/CoPt(Y) ανοπτημένα στους 500°C για 30 min, όπου  $X = 0.3, 0.6, 1.2, 2.4$  nm. Οι μαγνητικές μετρήσεις έγιναν με MOKE για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο και είναι αυτές που παρουσιάζονται στο σχήμα 6.5. Οι αριθμητικές τιμές των ποσοτήτων  $H_c$  και  $m_r$  φαίνονται αναλυτικά στους πίνακες 6.1(A) και 6.1(B).

$6 \text{ nm} \leq t_{\text{CoPt}} \leq 48 \text{ nm}$ . Αυτό σημαίνει ότι, όταν  $t_{\text{Cu}} = 2.4 \text{ nm}$ , οι μέγιστες τιμές που μπορούν να πάρουν το συνεκτικό πεδίο  $H_c(t_{\text{CoPt}})$  και η σχετική παραμένουσα μαγνήτιση  $m_r(t_{\text{CoPt}})$  επιτυγχάνονται μόνο όταν το πάχος του αρχικού στρώματος CoPt παίρνει τιμές μεγαλύτερες από 48 nm.

Από την παρατηρούμενη συμπεριφορά των γραφικών παραστάσεων  $H_c = f(t_{\text{CoPt}})$  και  $m_r = f(t_{\text{CoPt}})$  γίνεται φανερό ότι η αύξηση του πάχους  $t_{\text{Cu}}$  του αρχικού στρώματος Cu επηρεάζει αισθητά την περιοχή τιμών του πάχους  $t_{\text{CoPt}}$  του αρχικού στρώματος CoPt στην οποία προκύπτουν οι καλύτερες μαγνητικές ιδιότητες των ανοπτημένων υμενίων Si/Cu/CoPt: η αύξηση του  $t_{\text{Cu}}$  έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του  $t_{\text{CoPt}}$  για το οποίο μεγιστοποιούνται οι τιμές των  $H_c(t_{\text{CoPt}})$  και  $m_r(t_{\text{CoPt}})$ . Αυτού του είδους η συσχέτιση των  $t_{\text{Cu}}$  και  $t_{\text{CoPt}}$  υποδηλώνει και πάλι ότι ο παράγοντας που παίζει καθοριστικό ρόλο στη βελτιστοποίηση των τιμών των  $H_c$  και  $m_r$  δεν είναι η ακριβής ποσότητα Cu αλλά η αναλογία μεταξύ Cu και CoPt ή αλλιώς το ποσοστό του Cu. Άρα συνιστά ένα επιπλέον στοιχείο που συμφωνεί με την υπόθεση που είχε διατυπωθεί στην αρχή της ενότητας 6.2: ότι η διάχυση είναι βασικό συστατικό του μηχανισμού, μέσω του οποίου η προσθήκη Cu προκαλεί αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt και του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  του βρόχου υστέρησης σε χαμηλότερη θερμοκρασία ανόπτησης (βλέπε συζήτηση στην ενότητα 4.2 και αναφορά [128] για άμεση σχέση μεταξύ του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και του ποσοστού της διατεταγμένης φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt).

Από ενεργειακή άποψη, αυτό σημαίνει ότι η διάχυση του Cu μέσα στο CoPt έχει ως

αποτέλεσμα τη μείωση της ενέργειας που απαιτείται (*activation energy*) για την πραγματοποίηση του μετασχηματισμού από την A1 στην L1<sub>0</sub> φάση του CoPt [196], με συνεπακόλουθο την αύξηση του ποσοστού της φάσης L1<sub>0</sub>, του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt και του συνεκτικού πεδίου. Η υπόθεση, ότι υπάρχει ισχυρή αμοιβαία διάχυση μεταξύ των στρώματων Cu και CoPt κατά τη διάρκεια της ανόπτησης και ότι η (βελτιωτική) επίδραση του Cu στις δομικές και μαγνητικές ιδιότητες των ανοπτημένων υμενίων είναι αποτέλεσμα αυτής της διάχυσης, είναι σε συμφωνία με τα αποτελέσματα που περιγράφονται στις αναφορές [196, 197, 198, 199]. Όμως, αν η ποσότητα Cu αυξηθεί πολύ ( $t_{Cu}$  πάνω από 1–2 nm για τα πάχη CoPt που παρουσιάζονται στα σχήματα 6.5, 6.6 και 6.7), τότε φαίνεται ότι εμποδίζεται ο σχηματισμός της διατεταγμένης φάσης L1<sub>0</sub>-CoPt.

### 6.3 Περαιτέρω μελέτη της επίδρασης του αρχικού στρώματος Cu μέσω συνδυασμένης ανάλυσης φασμάτων XRD και μαγνητικών μετρήσεων

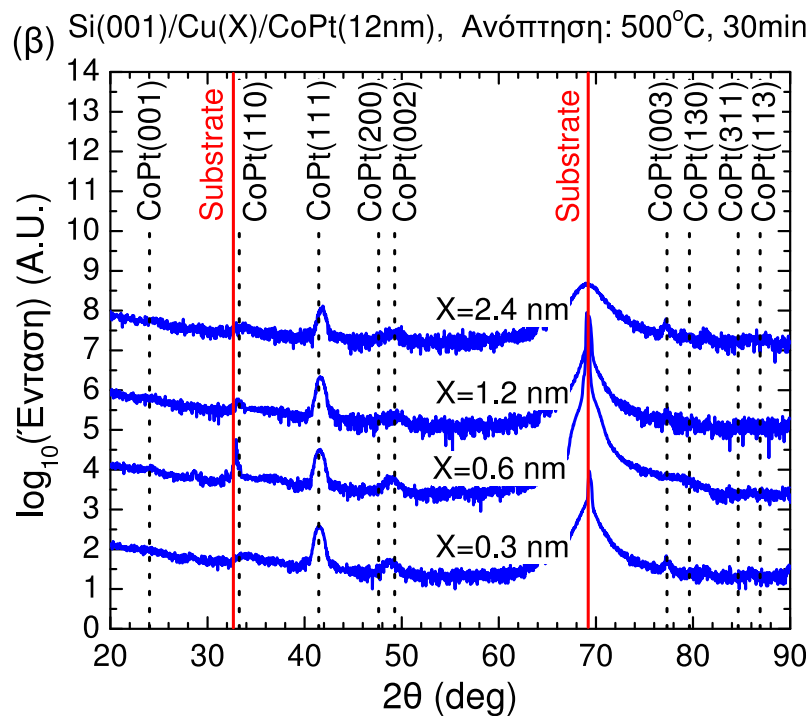
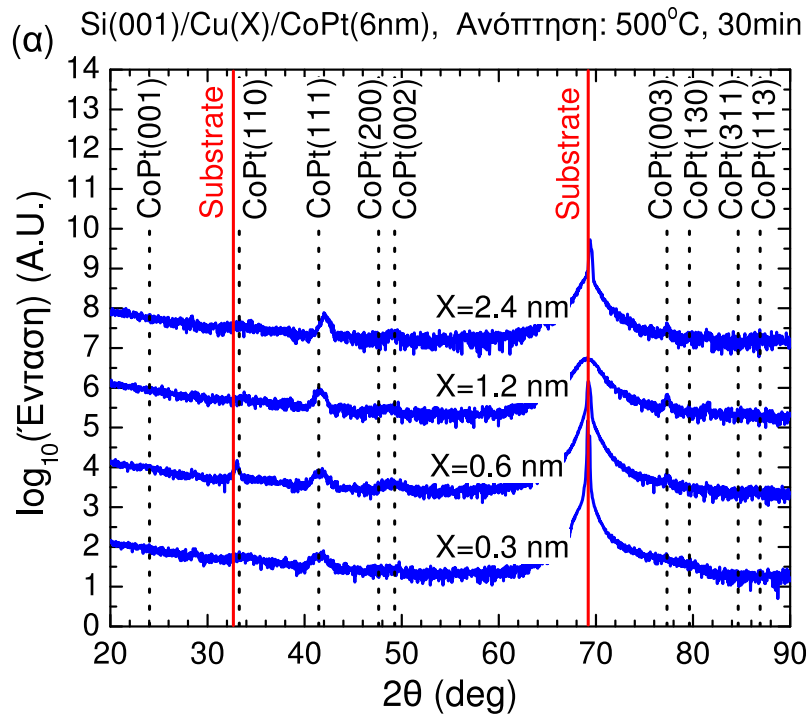
Στην προσπάθεια κατανόησης του μηχανισμού, μέσω του οποίου η προσθήκη Cu προκαλεί αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt και του συνεκτικού πεδίου του βρόχου υστέρησης σε χαμηλότερη θερμοκρασία ανόπτησης, παρουσιάστηκαν στην ενότητα 6.2 οι βρόχοι υστέρησης MOKE μιας σειράς δειγμάτων Si/Cu/CoPt ανοπτημένων στους 500°C για 30 min. Τα αντίστοιχα φάσματα XRD θα παρουσιαστούν σε αυτή την ενότητα. Προτιμήθηκε να γίνει πρώτα η παρουσίαση των μαγνητικών μετρήσεων γιατί, για μετρήσεις MOKE με εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}$  κάθετο προς τις επιφάνειες των δειγμάτων, είναι εύκολο να πάρουμε βρόχους υστέρησης καλής ποιότητας (με πολύ μικρό θόρυβο) ακόμα και για τα πολύ λεπτά υμένια της σειράς δειγμάτων. Μπορούν έτσι να προσδιοριστούν τα ποσοτικά χαρακτηριστικά των βρόχων υστέρησης (συνεκτικό πεδίο κ.τ.λ.) και να εξαχθούν συμπεράσματα. Αντίθετα, για τα φάσματα XRD δεν είναι εύκολος ο προσδιορισμός ποσοτικών χαρακτηριστικών (π.χ. θέσεις και σχετικές εντάσεις κάποιων κορυφών) για τα πιο λεπτά από αυτά.

Πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις με ακτίνες X για όλα τα υμένια των οποίων οι βρόχοι υστέρησης παρουσιάζονται στο σχήμα 6.5. Τα φάσματα XRD από αυτές τις μετρήσεις παρουσιάζονται στα σχήματα 6.8 και 6.9.

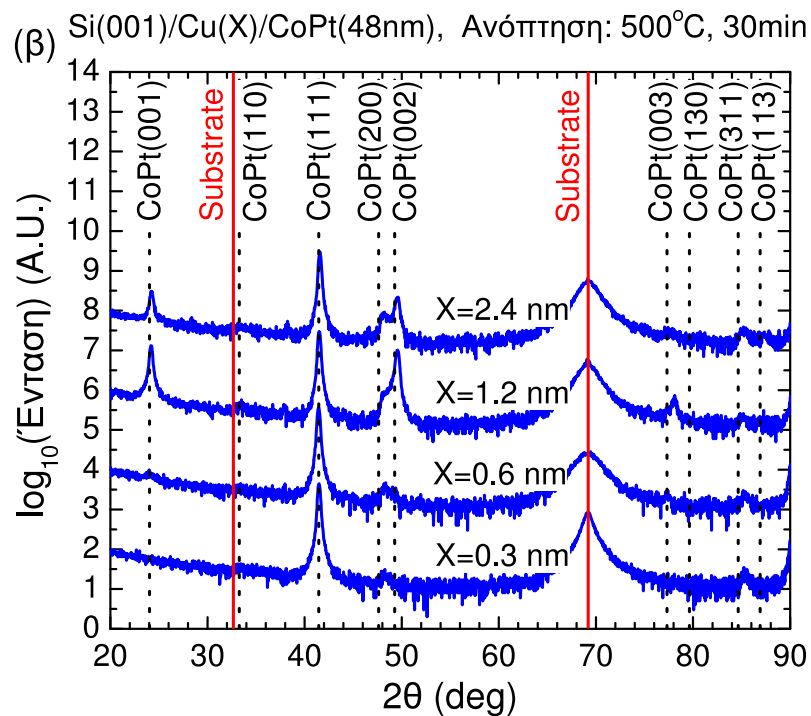
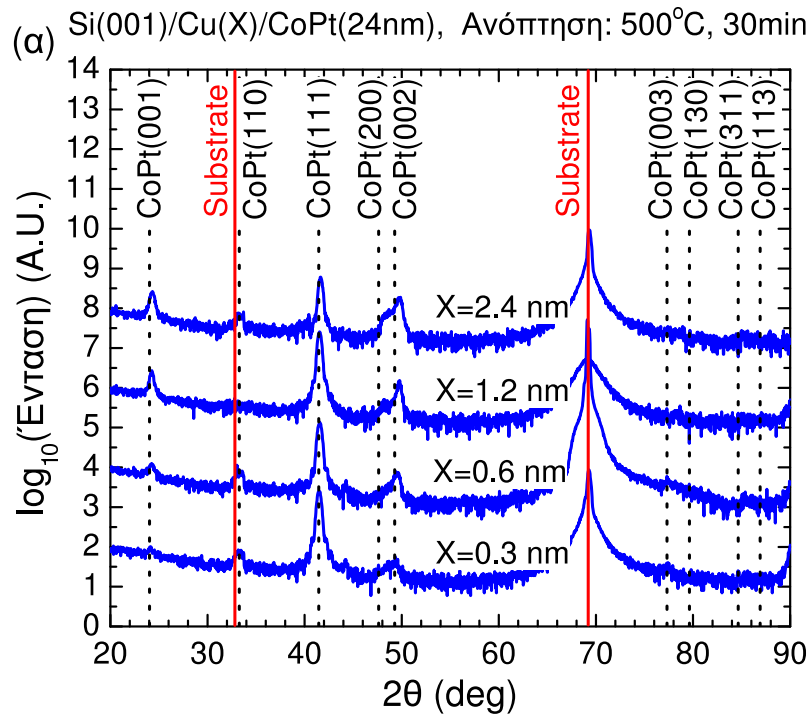
#### 6.3.1 Βασικά συμπεράσματα από το συνδυασμό φασμάτων XRD και μαγνητικών μετρήσεων

Στα σχήματα 6.10(α)–6.10(γ) παρουσιάζονται συνδυασμένα τα αποτελέσματα που προέκυψαν από επεξεργασία μετρήσεων MOKE (για πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο) και μετρήσεων XRD, οι οποίες έγιναν σε υμένια Si/Cu( $t_{Cu}$ )/CoPt(24nm) με  $t_{Cu}=0.3, 0.6, 1.2, 2.4$  nm ανοπτημένα στους 500°C για 30 min, σε μια προσπάθεια να εξαχθούν περαιτέρω συμπεράσματα για την επίδραση του Cu. Όλες οι παράμετροι παρουσιάζονται ως συναρτήσεις του πάχους  $t_{Cu}$  του αρχικού στρώματος Cu. Το σχήμα 6.10(α) δείχνει το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  και το λόγο  $I_{001}/I_{002}$  των εντάσεων των XRD κορυφών CoPt(001) και CoPt(002) (ως μέτρο του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt), το σχήμα 6.10(β) δείχνει τη σχετική παραμένουσα μαγνήτιση  $m_r$  και το λόγο  $I_{002}/I_{111}$  των εντάσεων των XRD κορυφών CoPt(002) και CoPt(111) (ως μέτρο του προτιμώμενου προσανατολισμού) και το σχήμα 6.10(γ) δείχνει το λόγο  $c/a$  των μηκών των αξόνων και τον όγκο  $V$  της μοναδιαίας κυψελίδας του CoPt. Οι πίνακες 6.2(A) και 6.2(B) περιέχουν τις αριθμητικές των ποσοτήτων που παρουσιάζονται στα σχήματα 6.10(α)–6.10(γ) και επιπλέον περιέχουν τα μήκη  $a$  και  $c$  των αξόνων της μοναδιαίας



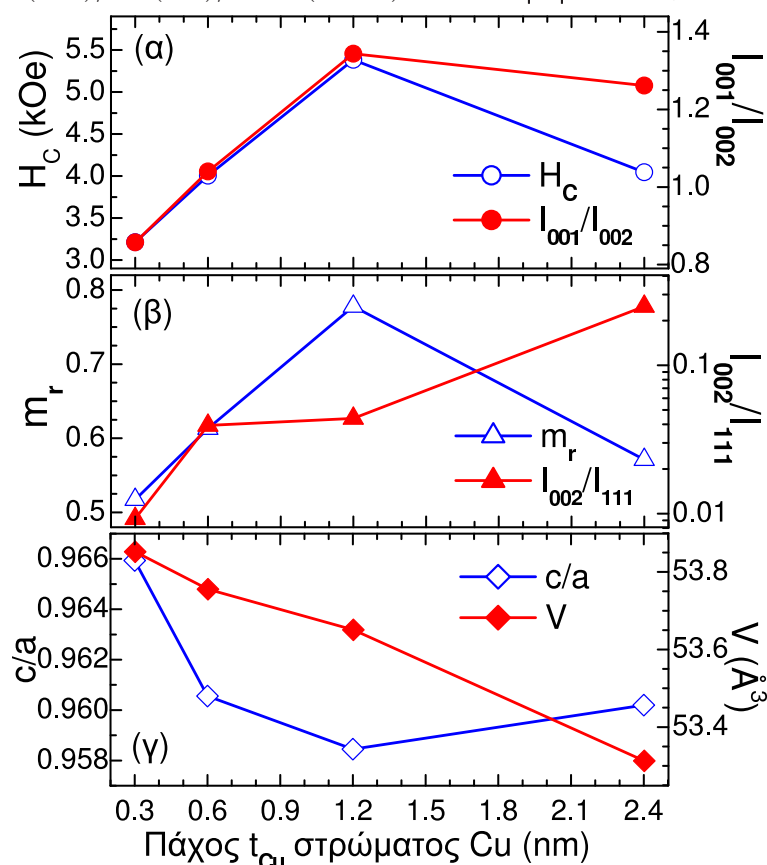


Σχήμα 6.8: Μεταβολή των φασμάτων XRD με το πάχος  $X$  του αρχικού στρώματος Cu σε υμένια Si(001)/Cu( $X$ )/CoPt(6nm) (διάγραμμα (α)) και Si(001)/Cu( $X$ )/CoPt(12nm) (διάγραμμα (β)) ανοπτημένα στους 500°C για 30 min. Τα φάσματα XRD στο (α) αντιστοιχούν στους βρόχους υστέρησης (α)–(δ) του σχήματος 6.5, ενώ τα φάσματα στο (β) αντιστοιχούν στους βρόχους υστέρησης (ε)–(η) του σχήματος 6.5. Οι κατακόρυφες συνεχείς γραμμές δείχνουν τις θέσεις των φασμάτων όπου εμφανίζονται κορυφές που οφείλονται στα υποστρώματα Si, ενώ οι κατακόρυφες διακεκομμένες γραμμές δείχνουν τις θέσεις που αντιστοιχούν σε αναμενόμενες κορυφές CoPt, σύμφωνα με τη βάση δεδομένων JCPDS-ICDD [121]. Δε σημειώνονται οι θέσεις όλων των αναμενόμενων κορυφών CoPt με κατακόρυφες διακεκομμένες γραμμές, αλλά μόνο αυτές που είναι κοντά σε κάποια κορυφή που εμφανίζεται στα πειραματικά φάσματα.



Σχήμα 6.9: Μεταβολή των φασμάτων XRD με το πάχος  $X$  του αρχικού στρώματος Cu σε υμένια Si(001)/Cu( $X$ )/CoPt(24nm) (διάγραμμα (α)) και Si(001)/Cu( $X$ )/CoPt(48nm) (διάγραμμα (β)) ανοπτημένα στους 500°C για 30 min. Τα φάσματα XRD στο (α) αντιστοιχούν στους βρόχους υστέρησης (θ)–(ιβ) του σχήματος 6.5, ενώ τα φάσματα στο (β) αντιστοιχούν στους βρόχους υστέρησης (ιγ)–(ιστ) του σχήματος 6.5. Οι κατακόρυφες συνεχείς γραμμές δείχνουν τις θέσεις των φασμάτων όπου εμφανίζονται κορυφές που οφείλονται στα υποστρώματα Si, ενώ οι κατακόρυφες διακεκομμένες γραμμές δείχνουν τις θέσεις που αντιστοιχούν σε αναμενόμενες κορυφές CoPt, σύμφωνα με τη βάση δεδομένων JCPDS-ICDD [121]. Δε σημειώνονται οι θέσεις όλων των αναμενόμενων κορυφών CoPt με κατακόρυφες διακεκομμένες γραμμές, αλλά μόνο αυτές που είναι κοντά σε κάποια κορυφή που εμφανίζεται στα πειραματικά φάσματα.

Si(001)/Cu( $t_{Cu}$ )/CoPt(24nm), Ανόπτηση: 500°C, 30 min



Σχήμα 6.10: Συγκριτική παρουσίαση της μεταβολής δομικών (φάσματα XRD) και μαγνητικών (μετρήσεις MOKE για πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο) παραμέτρων με το πάχος  $t_{Cu}$  του αρχικού στρώματος Cu, για υμένια Si(001)/Cu( $t_{Cu}$ )/CoPt(24nm) ανοπτημένα στους 500°C για 30 min. Παρουσιάζονται: (α) συνεκτικό πεδίο  $H_c$  (αριστερός άξονας, κενοί κύκλοι) και λόγος CoPt- $I_{001}/I_{002}$  (βαθμός διάταξης στο CoPt, δεξιός άξονας, γεμισμένοι κύκλοι), (β) σχετική παραμένουσα μαγνήτιση  $m_r$  (αριστερός άξονας, κενά τρίγωνα) και λόγος CoPt- $I_{002}/I_{111}$  (προτιμητέος προσανατολισμός κόκκων CoPt, δεξιός άξονας, γεμισμένα τρίγωνα), (γ) λόγος  $c/a$  των μηκών των αξόνων (αριστερός άξονας, κενοί ρόμβοι) και όγκος  $V$  (δεξιός άξονας, γεμισμένοι ρόμβοι) της μοναδιαίας κυψελίδας του CoPt.

κυψελίδας του CoPt για κάθε τιμή του πάχους  $t_{Cu}$ . Οι τιμές του λόγου  $c/a$  και του όγκου  $V$  που εμφανίζονται στο σχήμα 6.10(γ) και τον πίνακα 6.2(B) έχουν υπολογιστεί από τις τιμές που παίρνουν οι γωνίες  $2\theta_{001}$  και  $2\theta_{111}$  στις οποίες εμφανίζονται οι κορυφές CoPt(001) και CoPt(111) αντίστοιχα (και οι τιμές των  $2\theta_{001}$  και  $2\theta_{111}$  δίνονται στον πίνακα 6.2(B)).

Όπως και στην περίπτωση του σχήματος 5.8(β) (σελίδα 98) του κεφαλαίου 5, έτσι και στο σχήμα 6.10(α) παρατηρείται συσχέτιση μεταξύ του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt: οι αυξομειώσεις του  $H_c$  τείνουν να ακολουθούν αυτές του λόγου  $I_{001}/I_{002}$ . Αυτή η συμπεριφορά συμφωνεί με τη γενική συζήτηση που γίνεται στην ενότητα 4.2. Επίσης όπως φαίνεται, με σύγκριση των σχημάτων 6.10(α) και 6.10(β), οι αυξομειώσεις της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r$  ακολουθούν αυτές του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  (έχει ήδη παρουσιαστεί και στα σχήματα 6.6 και 6.7).

Όμως, σε αντίθεση με τη συμπεριφορά των μαγνητικών παραμέτρων  $H_c$  και  $m_r$ , δεν προκύπτει συσχέτιση των λόγων  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  από τη σύγκριση των σχημάτων 6.10(α) και 6.10(β). Αντί γι αυτό, η τιμή του λόγου  $I_{002}/I_{111}$  τείνει να αυξάνεται με την αύξηση του πάχους  $t_{Cu}$  του αρχικού στρώματος Cu. Από την τιμή  $I_{002}/I_{111}=0.009$  που έχει

(A) Μεταβολή Κρυσταλλογραφικών και Μαγνητικών Παραμέτρων με το Πάχος $t_{Cu}$ Υμένια: Si(001)/Cu( $t_{Cu}$ )/CoPt(24nm), Ανόπτηση: 500°C, 30 min				
$t_{Cu}$ (nm)	CoPt- $I_{001}/I_{002}$	CoPt- $I_{002}/I_{111}$	$H_c$ (kOe)	$M_r/M_s$
0.3	0.857	0.009	3.21	0.52
0.6	1.040	0.039	4.00	0.61
1.2	1.344	0.044	5.38	0.78
2.4	1.262	0.249	4.04	0.57

(B) Μεταβολή Παραμέτρων Μοναδιαίας Κυψελίδας του CoPt με το Πάχος $t_{Cu}$ Υμένια: Si(001)/Cu( $t_{Cu}$ )/CoPt(24nm), Ανόπτηση: 500°C, 30 min						
$t_{Cu}$ (nm)	$2\theta_{001}$ (deg)	$2\theta_{111}$ (deg)	$a$ (Å)	$c$ (Å)	$c/a$	$V$ (Å <sup>3</sup> )
0.3	24.118	41.426	3.8202	3.6900	0.966	53.852
0.6	24.224	41.456	3.8250	3.6741	0.961	53.755
1.2	24.276	41.486	3.8253	3.6664	0.959	53.651
2.4	24.298	41.576	3.8150	3.6631	0.960	53.313

Πίνακας 6.2: Ο πίνακας (A) δίνει τις αριθμητικές τιμές του λόγου  $I_{001}/I_{002}$  των κορυφών XRD CoPt(001) και CoPt(002), του λόγου  $I_{002}/I_{111}$  των κορυφών XRD CoPt(002) και CoPt(111), του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r$  που εμφανίζονται στα διαγράμματα (α)-(β) του σχήματος 6.10. Ο πίνακας (B) δίνει τις αριθμητικές τιμές των παραμέτρων της μοναδιαίας κυψελίδας του CoPt για κάθε περίπτωση (διάγραμμα (γ) του σχήματος 6.10).

για  $t_{Cu}=0.3$  nm, αυξάνεται σταδιακά και παίρνει την τιμή  $I_{002}/I_{111}=0.25$  για  $t_{Cu}=2.4$  nm. Η τιμή  $I_{002}/I_{111}=0.009$  αντιστοιχεί σε προσανατολισμό των κρυσταλλικών κόκκων CoPt με τους  $\langle 111 \rangle$  άξονές τους κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου, ενώ η τιμή  $I_{002}/I_{111}=0.25$  είναι κοντά στην τιμή 0.28 που παίρνουμε για τυχαία προσανατολισμένους κρυσταλλικούς κόκκους. Το συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι, η προσθήκη ενός στρώματος Cu (κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης) έχει ως αποτέλεσμα την ανάπτυξη κρυσταλλικών κόκκων CoPt (κατά την ανόπτηση που ακολουθεί), που οι άξονές τους τείνουν να είναι τυχαία προσανατολισμένοι. Αυτή η τάση για τυχαίο προσανατολισμό γίνεται πιο έντονη όσο αυξάνεται το πάχος  $t_{Cu}$  του αρχικού στρώματος Cu, σε αντίθεση με τα ανοπτημένα υμένα Si/CoPt όπου οι κρυσταλλικοί κόκκοι του CoPt τείνουν να έχουν τους  $\langle 111 \rangle$  άξονές τους κάθετους προς τα επίπεδα των υμενίων (π.χ. φάσμα XRD ανοπτημένου υμενίου Si/CoPt(48nm) στα σχήματα 5.1 και 5.2).

Αν λάβουμε υπόψη και τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο σχήμα 6.10(γ) και τον πίνακα 6.2(B), μπορούμε να εξάγουμε μερικά ακόμα συμπεράσματα σχετικά με τις συνέπειες που έχει η προσθήκη Cu στις ιδιότητες των υμενίων Si/Cu/CoPt μετά την ανόπτηση. Πρώτα παρατηρούμε τη συσχέτιση μεταξύ του λόγου  $I_{001}/I_{002}$  που παρουσιάζεται στο σχήμα 6.10(a) και του λόγου  $c/a$  που παρουσιάζεται στο σχήμα 6.10(γ): η τιμή του λόγου  $I_{001}/I_{002}$  αυξάνεται (μειώνεται) όταν η τιμή του λόγου  $c/a$  μειώνεται (αυξάνεται). Η ύπαρξη αυτής της συσχέτισης θεωρείται πολύ φυσική και αναμενόμενη, γιατί η αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt και η αύξηση της παραμόρφωσης της μοναδιαίας κυψελίδας CoPt είναι διαδικασίες που συμβαίνουν ταυτόχρονα κατά το σχηματισμό της διατεταγμένης τετραγωνικής φάσης  $L1_0$  του CoPt, όπως περιγράφεται στην υποενότητα 4.1.3. Πράγματι, καθώς αυξάνεται ο βαθμός διάταξης των ατόμων Co και Pt στο εδροκεντρωμένο πλέγμα και σχηματίζεται σταδιακά η υπερδομή, με την εναλλαγή πλεγματοειδών επιπέδων που τείνουν να περιέχουν μόνο άτομα Co ή μόνο άτομα Pt, το δυναμικό αλληλεπίδρασης των ατόμων γίνεται ανισότροπο και η κυβική κυψελίδα ( $c/a=1$ ) παραμορφώνεται και γίνεται τετραγωνική ( $c/a<1$ ). Η αύξηση (μείωση) του βαθμού διάταξης, και η συνακόλουθη αύξηση (μείωση) της τιμής του λόγου  $I_{001}/I_{002}$ , αντιστοιχεί σε αύξηση (μείωση) της παραμόρφωσης της

μοναδιαίας κυψελίδας CoPt και άρα σε μείωση (αύξηση) του λόγου  $c/a$ .

Η παρατηρούμενη συσχέτιση μεταξύ των λόγων  $I_{001}/I_{002}$  και  $c/a$  μπορεί να βοηθήσει στην καλύτερη κατανόηση της συσχέτισης μεταξύ του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και του λόγου  $I_{001}/I_{002}$ , συμπληρώνοντας τη γενική συζήτηση της ενότητας 4.2, όπου περιγράφεται ο μηχανισμός μέσω του οποίου συνδέεται το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  με τη μονοαξονική μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία της φάσης  $L1_0$  σε υμένα CoPt ή FePt που έχουν υποστεί ανόπτηση. Όσο πιο πολύ πλησιάζει το κράμα CoPt προς την κατάσταση της τέλει υπερδομής (σχήμα 4.3(β) στη σελίδα 80), δηλαδή όσο αυξάνεται ο βαθμός διάταξης και η παραμόρφωση της μοναδιαίας κυψελίδας, τόσο αυξάνεται και η ανισοτροπία του ηλεκτροστατικού δυναμικού του πλέγματος και μαζί με αυτήν η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία (λόγω της σύζευξης spin-πλέγματος που περιγράφεται στην υποενότητα 2.4.2). Το αντίθετο συμβαίνει όταν μειώνεται ο βαθμός διάταξης. Το αποτέλεσμα είναι ότι από τις αυξήσεις (μειώσεις) του βαθμού διάταξης, ο οποίος συνδέεται άμεσα με τις τιμές των λόγων  $I_{001}/I_{002}$  και  $c/a$ , προκύπτουν αυξήσεις (μειώσεις) της μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας και του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ . Συνεπώς η συσχέτιση των ποσοτήτων  $H_c$ ,  $I_{001}/I_{002}$  και  $c/a$ , που παρατηρείται στο σχήμα 6.10, είναι αναμενόμενη.

Κλείνοντας αυτή την υποενότητα, παρατηρούμε στο σχήμα 6.10(γ) ότι ο όγκος  $V$  της μοναδιαίας κυψελίδας CoPt μειώνεται συνεχώς με την αύξηση του πάχους  $t_{Cu}$  του αρχικού στρώματος Cu, ανεξάρτητα από το είδος της εξάρτησης των υπόλοιπων ποσοτήτων που εμφανίζονται στα σχήματα 6.10(α)–6.10(γ). Αν λάβουμε υπόψη ότι η πλεγματική σταθερά  $a_{Cu}=3.615 \text{ \AA}$  του Cu [195, 200] είναι μικρότερη από τα μήκη  $a=3.803 \text{ \AA}$  και  $c=3.701 \text{ \AA}$  των αξόνων της μοναδιαίας κυψελίδας FCT του CoPt [121], τότε η μείωση του όγκου  $V$  της μοναδιαίας κυψελίδας με την αύξηση της ποσότητας Cu είναι μια ακόμα ένδειξη που συμφωνεί με την υπόθεση της διάχυσης των ατόμων Cu στο CoPt, η οποία προέκυψε από τη μελέτη των βρόχων υστέρησης του σχήματος 6.5. Πράγματι, η μείωση του όγκου  $V$  μπορεί να εξηγηθεί πολύ εύκολα αν θεωρήσουμε ότι τα άτομα Cu καταλαμβάνουν πλεγματικές θέσεις, με αποτέλεσμα τη δημιουργία τριμερούς κράματος από άτομα Cu, Co και Pt [201]. Επειδή τα άτομα Cu και Co έχουν παραπλήσιο μέγεθος, ενώ τα άτομα Pt είναι αρκετά μεγαλύτερα, το πιο πιθανό σενάριο είναι ότι τα άτομα Cu καταλαμβάνουν πλεγματικές θέσεις Co στο πλέγμα και σχηματίζεται ένα τριμερές κράμα του τύπου  $Cu_xCo_{1-x}Pt$  [201].

Επιπλέον, η ανυπαρξία κορυφών Cu σε όλα τα φάσματα XRD ανοπτημένων υμενίων Si/Cu/CoPt του παρόντος κεφαλαίου, δείχνει ότι δε σχηματίζονται κρυσταλλικοί κόκκοι Cu. Αυτό είναι μια επιπλέον επιβεβαίωση για το σχηματισμό του κράματος  $Cu_xCo_{1-x}Pt$ . Σε αντιδιαστολή θυμίζουμε ότι, στην περίπτωση προσθήκης Ag, το σχήμα 5.2 δείχνει ότι στο φάσμα XRD ενός ανοπτημένου υμενίου Si/Ag/CoPt υπάρχουν (έστω και αμυδρές) κορυφές Ag. Άρα όλα τα πειραματικά δεδομένα στηρίζουν το σενάριο, σύμφωνα με το οποίο τα άτομα του Cu διαχέονται μέσα στο πλέγμα του CoPt και σχηματίζεται ένα τριμερές κράμα του τύπου  $Cu_xCo_{1-x}Pt$  [201], σε συμφωνία με ότι περιγράφεται στις αναφορές [196, 197, 198, 199]. Φυσικά, αν η ποσότητα του Cu που θα προστεθεί είναι μεγάλη σε σχέση με την ποσότητα του CoPt, τότε δεν αποκλείεται ο σχηματισμός κρυσταλλικών κόκκων Cu, όπως θα δούμε ότι συμβαίνει σε δείγματα που μελετώνται στο κεφάλαιο 7 (π.χ. βλέπε σχήμα 7.4 στη σελίδα 141).

### 6.3.2 Συζήτηση σχετικά με το μηχανισμό που εξηγεί την επίδραση του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Cu

Ο σκοπός της παρούσας υποενότητας είναι να περιγραφεί με συντομία ένα εύλογο σενάριο που να δικαιολογεί την επίδραση που έχουν τα αρχικά ενδιάμεσα στρώματα Cu στις δομικές και μαγνητικές ιδιότητες των υμενίων Si/Cu/CoPt μετά την ανόπτηση, και κυρίως

το γεγονός ότι η θερμοκρασία ανόπτησης που απαιτείται για την επίτευξη ικανοποιητικού βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt μπορεί να μειωθεί στους 500°C. Το σενάριο αυτό θα βασίζεται στα συμπεράσματα της υποενότητας 6.3.1, που προέκυψαν από τη μελέτη των πειραματικών δεδομένων που παρουσιάζονται εκεί. Σε αυτό θα πρέπει να λαμβάνεται υπόψη ότι ο ρόλος της ανόπτησης είναι η προσφορά θερμικής ενέργειας στο σύστημα, για να ξεπεραστεί ο ενεργειακός φραγμός που εμποδίζει τη διάταξη των ατόμων Co και Pt (και το σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt) μέσω αμοιβαίας διάχυσης. Άρα, είναι φανερό ότι η επίδραση του Cu θα πρέπει να σχετίζεται με τη μείωση του ενεργειακού φραγμού που εμποδίζει το σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub>, γιατί μόνο τότε είναι δυνατό να προκύψουν ικανοποιητικά αποτελέσματα παρά τη μείωση της θερμοκρασίας ανόπτησης.

Σύμφωνα με τα συμπεράσματα που προέκυψαν στις υποενότητες 6.2.1 και 6.2.2 (από τη μελέτη σχημάτων 6.6 και 6.7), ο καθοριστικός παράγοντας για τη μεγιστοποίηση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r$  σε ένα ανοπτημένο υμένιο Si/Cu/CoPt είναι το ποσοστό  $x$  του Cu. Η κρίσιμη τιμή  $x_c$  αυτού του ποσοστού είναι της τάξης του 5%, όπως προκύπτει από τα σχήματα 6.6 και 6.7. Για τιμές του  $x$  κάτω (πάνω) από αυτό το ποσοστό, η αύξηση του Cu που προστίθεται κατά την εναπόθεση προκαλεί αύξηση (μείωση) των τιμών των  $H_c$  και  $m_r$ . Επίσης, σύμφωνα με τα συμπεράσματα της υποενότητας 6.3.1, κατά την ανόπτηση ενός υμενίου Si/Cu/CoPt που έχει αρχικά διστρωματική δομή (μετά το στάδιο της εναπόθεσης), τα άτομα Cu διαχέονται εύκολα στο CoPt και σχηματίζεται κράμα  $Cu_xCo_{1-x}Pt$  στην περιοχή του στρώματος CoPt που είναι κοντά στο στρώμα Cu. Σε αυτή την περιοχή που σχηματίζεται κράμα  $Cu_xCo_{1-x}Pt$ , αλλάζουν οι διαστάσεις της μοναδιαίας κυψελίδας και άρα αλλάζει η τιμή της ενέργειας που είναι αποθηκευμένη στο κρυσταλλικό πλέγμα (ηλεκτροστατικής προέλευσης ενέργεια αλληλεπίδρασης των ατόμων). Η τιμή της ενέργειας που είναι αποθηκευμένη στο πλέγμα θα πρέπει να είναι μεγαλύτερη για το  $Cu_xCo_{1-x}Pt$ , σε σχέση με την αντίστοιχη ενέργεια του CoPt, για να έχει θετική επίδραση η προσθήκη Cu. Φαίνεται ότι όντως αυτό συμβαίνει όταν  $0 < x < 5\%$ .

Λόγω αυτής της αύξησης της ενέργειας του συστήματος, για  $0 < x < 5\%$ , μειώνεται το ύψος του ενεργειακού φραγμού που εμποδίζει το σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt. Άρα απαιτείται μικρότερη ενέργεια για το σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub>. Αν δεν αλλάξει η θερμοκρασία και ο χρόνος ανόπτησης, σε σχέση με την περίπτωση που  $x=0$ , τότε η θερμότητα που προσφέρεται κατά τη διάρκειά της επαρκεί για να προχωρήσει ο σχηματισμός της φάσης L1<sub>0</sub> σε μεγαλύτερο βαθμό και να αυξηθεί ο βαθμός διάταξης των ατόμων Co και Pt. Υπάρχει όμως και η δυνατότητα να επιτευχθεί ο ίδιος βαθμός διάταξης των ατόμων Co και Pt, σε σχέση με την περίπτωση που  $x=0$ , αν μειωθεί η θερμοκρασία ή ο χρόνος ανόπτησης (και άρα η αντίστοιχη προσφερόμενη θερμότητα). Έτσι εξηγείται γιατί μπορεί να μειωθεί η θερμοκρασία ανόπτησης όταν έχει προστεθεί Cu. Κατά τη διάρκεια της ανόπτησης, ο Cu διαχέεται σταδιακά σε όλο το CoPt και διευκολύνεται σε όλη του την έκταση ο σχηματισμός της φάσης L1<sub>0</sub>, λόγω μείωσης του ύψους του ενεργειακού φραγμού.

Σε ότι αφορά τις μαγνητικές ιδιότητες, η αύξηση της τιμής του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  με την αύξηση του ποσοστού  $x$  του Cu (όσο το  $x$  σεν ξεπερνά την κρίσιμη τιμή  $x_c \approx 5\%$ ) μπορεί να γίνει κατανοητή αν βασιστούμε στη γενική συζήτηση της ενότητας 4.2. Η αύξηση του ποσοστού  $x$  έχει ως αποτέλεσμα να προχωρήσει ο σχηματισμός της φάσης L1<sub>0</sub> σε μεγαλύτερο βαθμό, δηλαδή να αυξηθεί το ποσοστό της φάσης L1<sub>0</sub> στο CoPt. Λόγω της ισχυρής μονοαξονικής ανισοτροπίας της φάσης L1<sub>0</sub>, τα σύνορα αντί-φάσης (antiphase boundaries) και τα σύνορα μεταξύ περιοχών με διαφορετικές φάσεις (ordered/disordered phase boundaries) είναι πολύ αποτελεσματικά κέντρα καρφώματος (pinning centers), που εμποδίζουν την κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων [128]. Η αύξηση του ποσοστού της φάσης L1<sub>0</sub> στο CoPt, προκαλεί την αύξηση της χωρικής πυκνότητας των δύο ειδών συνόρων, και κατά συνέπεια

αύξηση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ .<sup>2</sup> Επιπλέον, τα άτομα Cu που διαχέονται στο CoPt δημιουργούν πλεγματικές ατέλειες, οι οποίες λειτουργούν ως επιπλέον κέντρα καρφώματος που προκαλούν περαιτέρω αύξηση του  $H_c$  [199]. Με αυτόν τον τρόπο ερμηνεύεται η αύξηση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ , που προκαλεί η αύξηση του ποσοστού x του Cu, μέσω της αύξησης των κέντρων καρφώματος.

Αυτή η αύξηση των κέντρων καρφώματος ίσως να ευθύνεται και για την αύξηση της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r$ , που συμβαίνει μαζί με την αύξηση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ . Πράγματι, όταν αφαιρεθεί το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο από ένα δείγμα με μαγνήτιση σε κατάσταση κόρου, τα κέντρα καρφώματος εμποδίζουν το μηδενισμό της μαγνήτισης (γιατί εμποδίζουν την κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων) και το υλικό αποκτά μη μηδενική παραμένουσα μαγνήτιση. Είναι λογικό να υποθέσουμε ότι η αύξηση των κέντρων καρφώματος, λόγω αύξησης του ποσοστού x του Cu, καθιστά αυτή τη διαδικασία πιο αποτελεσματική και αυξάνει την τιμή της παραμένουσας μαγνήτισης.

Ένα ερώτημα που παραμένει είναι αν το κράμα που σχηματίζεται με τη διάχυση του Cu στο CoPt είναι ομοιόμορφο ή τα άτομα Cu συγκεντρώνονται κυρίως σε συγκεκριμένες περιοχές. Σύμφωνα με την αναφορά [199], στην περίπτωση της εναπόθεσης Cu σε ήδη μαγνητικά σκληρά υμένα που περιέχουν L1<sub>0</sub>-FePt (από προηγούμενη ανόπτηση) και πραγματοποίησης νέας ανόπτησης, τα άτομα του Cu τείνουν να διαχέονται μέσω των συνόρων των κρυσταλλικών κόκκων. Στην περίπτωση των δειγμάτων του παρόντος κεφαλαίου, η εναπόθεση των στρωμάτων Cu και CoPt γίνεται στην ίδια περίοδο λειτουργίας της συσκευής sputtering και ακολουθεί μόνο μια ανόπτηση για το σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub>. Είναι όμως πιθανό να συμβαίνει και εδώ κάτι ανάλογο. Μάλιστα – μια τέτοια προτίμηση των ατόμων Cu για τις συνοριακές περιοχές μεταξύ κρυσταλλικών κόκκων – ίσως είναι η εξήγηση για κάποια από τα χαρακτηριστικά των δειγμάτων αυτού του κεφαλαίου, όπως π.χ. είναι η ύπαρξη κάποιου κρίσιμου ποσοστού  $x_c$  του Cu πάνω από το οποίο δε σχηματίζεται εύκολα η μαγνητικά σκληρή φάση L1<sub>0</sub>. Σύμφωνα με αυτό το σενάριο, όταν το ποσοστό x του Cu είναι μικρό, τα άτομα Cu τείνουν πράγματι να συγκεντρώνονται στις συνοριακές περιοχές μεταξύ κρυσταλλικών κόκκων. Εκεί συνεισφέρουν στο σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub>, μέσω της μείωσης του ενεργειακού φραγμού λόγω αλλαγής των πλεγματικών σταθερών, όπως περιγράφηκε παραπάνω. Όταν όμως το ποσοστό του Cu αυξηθεί πολύ, τότε αυξάνεται η συγκέντρωση των ατόμων Cu και στο εσωτερικό των κρυσταλλικών κόκκων. Αυτά τα άτομα Cu είναι πλεγματικές ατέλειες που δυσκολεύουν το σχηματισμό της διατεταγμένης δομής των ατόμων Co και Pt που αντιστοιχεί στη φάση L1<sub>0</sub>.

## 6.4 Συνοπτική παρουσίαση βασικών συμπερασμάτων του κεφαλαίου 6

Το κεφάλαιο αυτό ήταν αφιερωμένο στην παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων που προέκυψαν από τις μετρήσεις σε ανοπτημένα υμένα CoPt, τα οποία έχουν αναπτυχθεί πάνω σε υποστρώματα Si(001) με προσθήκη ενδιάμεσου στρώματος Cu κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης (για συντομία αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Cu). Επίσης ήταν αφιερωμένο στη μελέτη των μηχανισμών, μέσω των οποίων η προσθήκη αυτών των αρχικών ενδιάμεσων στρωμάτων Cu έχει ως αποτέλεσμα την παρασκευή υμενίων με υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων στο CoPt και μεγάλη τιμή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ , παρά το γεγονός ότι η θερμοκρασία κατά το τελικό στάδιο της ανόπτησης έχει μειωθεί αισθητά. Η διαδικασία παρασκευής ήταν η ακόλουθη: εναπόθεση των υμενίων με magnetron sputtering σε

<sup>2</sup>Βλέπε αναφορά [128] και ενότητα 4.2.

θερμοκρασία περιβάλλοντος, στη μορφή ΔΣΥΜ Si(001)/Cu/CoPt, που στη συνέχεια θερμάνθηκαν σε συνθήκες υψηλού κενού (ανόπτηση), σε θερμοκρασίες της τάξης των 500°C και για χρόνους της τάξης των 20–30 min.

Οι μετρήσεις έδειξαν ότι η θερμοκρασία ανόπτησης που απαιτείται για την επίτευξη επαρκούς βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt μπορεί να μειωθεί από 600°C–700°C, που είναι η θερμοκρασία ανόπτησης που απαιτείται για ΜΣΥΜ CoPt, σε 500°C στην περίπτωση των ΔΣΥΜ Cu/CoPt. Επίσης βρέθηκε ότι ο χρόνος ανόπτησης, που απαιτείται για να πάρει το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  τιμές της τάξης των 6–7 kOe, είναι της τάξης των 30 min. Σε ότι αφορά τον προσανατολισμό των αξόνων εύκολης μαγνήτισης (αξόνων [001] ή αξόνων  $c$ ) των κρυσταλλικών κόκκων CoPt, οι κρυσταλλογραφικές μετρήσεις έδειξαν ότι όσο πιο μεγάλο είναι το πάχος  $t_{Cu}$  του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Cu τόσο πιο τυχαίος είναι ο προσανατολισμός των κρυσταλλικών κόκκων του CoPt.

Από τις μαγνητικές μετρήσεις προκύπτει ότι η αύξηση του αρχικού πάχους  $t_{Cu}$  έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του αρχικού πάχους  $t_{CoPt}$ , για το οποίο μεγιστοποιείται η τιμή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  που χαρακτηρίζει τα ανοπτημένα ΔΣΥΜ Cu/CoPt. Αυτή η μεγιστοποίηση του  $H_c$  παρατηρείται όταν το  $t_{Cu}$  είναι περίπου το 5% του συνολικού πάχους του υμενίου. Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να εξηγηθεί μόνο αν δεχτούμε ότι πραγματοποιείται σε σημαντικό βαθμό αμοιβαία διάχυση μεταξύ των στρωμάτων Cu και CoPt κατά την ανόπτηση. Τα αποτελέσματα των κρυσταλλογραφικών μετρήσεων είναι σε συμφωνία με αυτό το σενάριο και επιπλέον δείχνουν ότι σχηματίζεται ένα τριαδικό κράμα  $Cu_xCo_{1-x}Pt$ .

Η ερμηνεία για τη μείωση της θερμοκρασίας ανόπτησης που απαιτείται για το σχηματισμό της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$  του CoPt σχετίζεται με τις διαφορετικές πλεγματικές σταθερές που προκύπτουν από την αντικατάσταση ατόμων του CoPt από άτομα Cu, λόγω της διάχυσης του Cu. Η αλλαγή των πλεγματικών σταθερών αλλάζει την ενέργεια του κρυσταλλικού πλέγματος και τροποποιεί την τιμή του ενεργειακού φραγμού που εμποδίζει την αμοιβαία διάχυση των ατόμων Co και Pt για το σχηματισμό του πλέγματος FCT της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$ . Η υπόθεση που γίνεται είναι ότι υπάρχει μείωση της τιμής του ενεργειακού φραγμού και άρα απαιτείται λιγότερη θερμική ενέργεια (δηλαδή μικρότερη θερμοκρασία ή/και χρόνος ανόπτησης) για να σχηματιστεί η διατεταγμένη φάση  $L1_0$ .



## Κεφάλαιο 7

# Λεπτά υμένια FePt ανεπτυγμένα πάνω σε υποστρώματα θερμικά οξειδωμένου Si

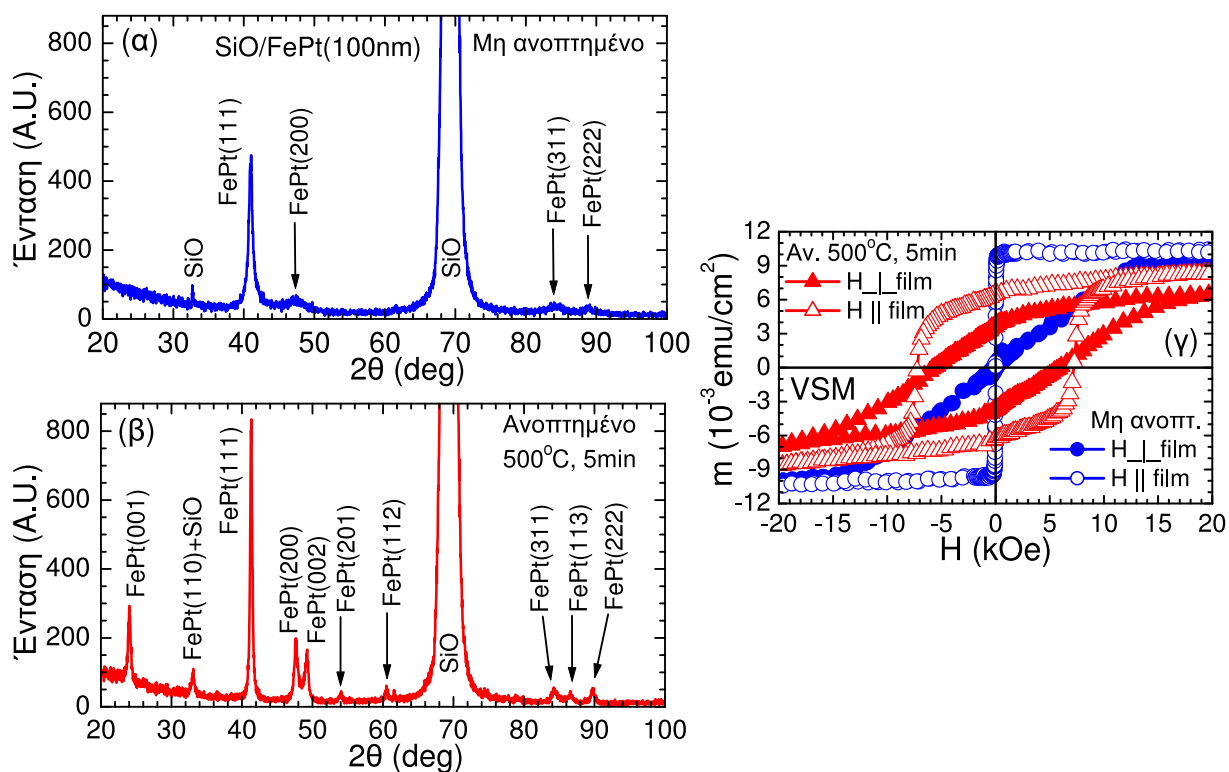
Σε αυτό το κεφάλαιο ασχολούμαστε με την παρασκευή και την μελέτη των ιδιοτήτων λεπτών υμενίων, που το βασικό τους συστατικό είναι και πάλι υλικό που κρυσταλλώνεται στην υψηλής μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας  $L1_0$  κρυσταλλική δομή με την FCT μοναδιαία κυψελίδα. Τώρα όμως δεν πρόκειται για CoPt αλλά για FePt. Ένα πλεονέκτημα που έχει το FePt, σε σχέση με το CoPt, είναι ότι οι συνθήκες της θερμικής επεξεργασίας είναι ηπιότερες. Στη βιβλιογραφία αναφέρονται χαμηλότερες θερμοκρασίες ή/και χρόνοι ανόπτησης. Αυτό παρατηρείται και στα πειραματικά αποτελέσματα του παρόντος κεφαλαίου: οι θερμοκρασίες και κυρίως οι χρόνοι ανόπτησης, που απαιτούνται για το σχηματισμό της  $L1_0$  φάσης του FePt σε ικανοποιητικό βαθμό, μπορούν να μειωθούν.

Σε όλο το παρόν κεφάλαιο, αλλά και σε οποιοδήποτε άλλο σημείο της διατριβής γίνεται αναφορά σε υμένια που έχουν αναπτυχθεί πάνω σε υποστρώματα θερμικά οξειδωμένου Si, τα υποστρώματα αναφέρονται απλά ως «υποστρώματα SiO». Εδώ πρέπει να τονίσουμε ότι όταν αναφερόμαστε σε πάχη στρωμάτων Cu ή Ag ή FePt εννοούμε τα πάχη που έχουν μετά την εναπόθεση και πριν την ανόπτηση, αφού η διάχυση που συμβαίνει κατά την ανόπτηση μπορεί να καταστρέψει τη στρώμα προς στρώμα δομή που έχει προκύψει από την εναπόθεση. Γι αυτό μιλάμε πάντα για το πάχος  $t_{Cu}$  του αρχικού στρώματος Cu ή το πάχος  $t_{Ag}$  του αρχικού στρώματος Ag ή το πάχος  $t_{FePt}$  του αρχικού στρώματος FePt, εννοώντας τα πάχη στη στρωματική δομή όπως ήταν πριν την ανόπτηση.

### 7.1 Κρυσταλλογραφικός και μαγνητικός χαρακτηρισμός υμενίων SiO/FePt

#### 7.1.1 Μεταβολή μαγνητικών και κρυσταλλογραφικών παραμέτρων με το πάχος των υμενίων

Στην παρούσα υποενότητα παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων XRD και των μαγνητικών μετρήσεων που έγιναν σε υμένια τα οποία αναπτύχθηκαν πάνω σε υποστρώματα SiO. Στο σχήμα 7.1 δείχνονται αντιπροσωπευτικά φάσματα XRD των υμενίων SiO/FePt πριν και μετά από ανόπτηση, μαζί με τους αντίστοιχους βρόχους υστέρησης μετρημένους με VSM. Ως θερμοκρασία ανόπτησης έχουν επιλεγεί οι  $500^\circ C$ , ώστε να είναι εφικτή μια ικανοποιητική τιμή για το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  (λόγω του σχηματισμού επαρκούς ποσοστού της



Σχήμα 7.1: Φάσματα XRD ενός υμενίου SiO/FePt(100nm), πριν (διάγραμμα (α)) και μετά (διάγραμμα (β)) από ανόπτηση στους 500°C για 5 min. Στο διάγραμμα (γ) παρουσιάζονται οι βρόχοι υστέρησης του ίδιου υμενίου, που αντιστοιχούν στα φάσματα (α) και (β). Έχουν μετρηθεί με VSM πριν (κύκλοι) και μετά (τρίγωνα) την ανόπτηση για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο (γεμισμένα σύμβολα) και  $\vec{H} \parallel$  υμένιο (κενά σύμβολα). Είναι οι ίδιοι βρόχοι υστέρησης με αυτούς του σχήματος 3.6.

$L1_0$  φάσης), ακόμα και για σχετικά μικρούς χρόνους ανόπτησης της τάξης των 5 min. Συγκεκριμένα, στο σχήμα 7.1(α) παρουσιάζεται το φάσμα XRD ενός υμενίου SiO/FePt(100nm) πριν γίνει ανόπτηση, ενώ στο σχήμα 7.1(β) παρουσιάζεται το αντίστοιχο φάσμα XRD μετά από ανόπτηση στους 500°C για 5 min. Έχει προστεθεί για ευκολία το σχήμα 7.1(γ), όπου δείχνονται οι βρόχοι υστέρησης που αντιστοιχούν στα φάσματα των σχημάτων 7.1(α) και 7.1(β) για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο και  $\vec{H} \parallel$  υμένιο. Ουσιαστικά πρόκειται για τους ίδιους βρόχους υστέρησης με αυτούς του σχήματος 3.6.

Στις υποενότητες 5.1.1 και 6.1.1, όπου γίνεται η περιγραφή και ο σχολιασμός των κρυσταλλογραφικών δεδομένων που παρουσιάζονται στα σχήματα 5.1, 5.2, 6.1 και 6.2, υπάρχει μια σχετικά λεπτομερής περιγραφή των αλλαγών που προκαλεί η διαδικασία της ανόπτησης στη δομή υμενίων CoPt. Ποιοτικά, το ίδιο είδος αλλαγών παρατηρείται και στο FePt, οπότε δε θα δοθεί και εδώ αναλυτική περιγραφή τους. Απλά αναφέρουμε ότι από το σχήμα 7.1(α) είναι εμφανές ότι πριν την ανόπτηση υπάρχει μόνο η άτακτη και μαγνητικά μαλακή A1 φάση του FePt με FCC μοναδιαία κυψελίδα, καθώς παρατηρούνται μόνο θεμελιώδεις κορυφές FePt, δηλαδή κορυφές FePt(hkl) όπου όλοι οι δείκτες  $h$ ,  $k$ ,  $l$  είναι ή άρτιοι ή περιττοί (βλέπε αναφορές [118, 122] και υποενότητα 4.1.3). Στο σχήμα 7.1(γ) επιβεβαιώνεται ότι το υμένιο SiO/FePt(100nm) είναι μαγνητικά μαλακό πριν την ανόπτηση (βρόχοι υστέρησης με κύκλους). Η διαφορά των βρόχων υστέρησης για τους δύο προσανατολισμούς του εξωτερικού πεδίου οφείλονται στην ύπαρξη του πεδίου απομαγνήτισης.

Από το σχήμα 7.1(β) είναι εμφανές ότι μετά την ανόπτηση υπάρχουν και κορυφές υπερδομής, δηλαδή κορυφές FePt(hkl) όπου  $h+k$ =άρτιος και  $k+l$ =περιττός (βλέπε αναφορές [118, 122] και υποενότητα 4.1.3). Συγκεκριμένα, παρατηρούνται οι κορυφές υπερδομής

FePt(001), FePt(110), FePt(201) και FePt(112). Η ύπαρξή τους επιβεβαιώνει ότι μετά την ανόπτηση έχει σχηματιστεί η διατεταγμένη και μαγνητικά σκληρή  $L1_0$  φάση του FePt με FCC μοναδιαία κυψελίδα. Επιλέον παρατηρείται διαχωρισμός των θεμελιωδών κορυφών FePt(200) και FePt(311), που υπάρχουν στο φάσμα του σχήματος 7.1(α), σε ξεχωριστές κορυφές FePt(200), FePt(002) και FePt(311), FePt(113) στο φάσμα του σχήματος 7.1(β). Αυτός ο χαρακτηριστικός διαχωρισμός είναι μια ακόμα επιβεβαίωση του σχηματισμού της  $L1_0$  φάσης μετά την ανόπτηση, γιατί δείχνει ότι η μοναδιαία κυψελίδα δεν είναι πλέον κυβική αλλά τετραγωνική (βλέπε αναφορές [118, 122] και υποενότητα 4.1.3). Αν συγκριθεί η τιμή 0.27, που έχει ο λόγος  $I_{002}/I_{111}$  των εντάσεων κορυφών FePt(002) και FePt(111) για το ανοπτημένο υμένιο SiO/FePt(100nm), με την τιμή 0.17, που ισχύει για τυχαία προσανατολισμένους κρυσταλλικούς κόκκους  $L1_0$ -FePt ενός δείγματος σε μορφή σκόνης [122], προκύπτει το συμπέρασμα ότι δε φαίνεται να υπάρχει ισχυρή προτίμηση για κάποιου είδους προσανατολισμό των αξόνων των κρυσταλλικών κόκκων στο υμένιο. Μόνο μια σημαντική διαφορά από την τιμή 0.17, δηλαδή μια διαφορά στην τάξη μεγέθους, θα ήταν σαφής ένδειξη για ύπαρξη προτιμώμενου προσανατολισμού.

Στο σχήμα 7.1(γ) επιβεβαιώνεται ότι το υμένιο SiO/FePt(100nm) είναι μαγνητικά σκληρό μετά την ανόπτηση (βρόχοι υστέρησης με τρίγωνα). Πράγματι, η τιμή του συνεκτικού πεδίου για εξωτερικό πεδίο παράλληλο και κάθετο στην επιφάνεια του υμενίου είναι  $H_c^{\parallel}=7.3$  kOe και  $H_c^{\perp}=5.7$  kOe αντίστοιχα. Για τις τιμές της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης είναι  $m_r^{\parallel}=0.76$  και  $m_r^{\perp}=0.55$  αντίστοιχα, και ο βρόχος υστέρησης για πεδίο  $\vec{H} \parallel$  υμένιο έχει πιο τετραγωνικό σχήμα. Από τη συμπεριφορά των βρόχων υστέρησης προκύπτει ότι είναι λίγο πιο εύκολο να μαγνητίσουμε το υμένιο παράλληλα προς το επίπεδό του (και αντίστοιχα πιο δύσκολο να το απομαγνητίσουμε), οπότε προκύπτει το συμπέρασμα ότι οι άξονες που είναι παράλληλοι προς το πεδίο είναι AEM (άξονες εύκολης μαγνήτισης). Διαφορές για διαφορετικούς προσανατολισμούς πάνω στο επίπεδο δεν βρέθηκαν, οπότε το επίπεδο του ανοπτημένου υμενίου SiO/FePt(100nm) είναι EEM (επίπεδο εύκολης μαγνήτισης). Το υμένιο εμφανίζει μια (όχι πολύ ισχυρή) παράλληλη μαγνητική ανισοτροπία. Αυτό φαίνεται κυρίως από τη διαφορά των τιμών  $H_c^{\parallel}$  και  $H_c^{\perp}$  του συνεκτικού πεδίου για τους δύο προσανατολισμούς του εξωτερικού πεδίου, που σημαίνει ότι η διαφοράς μεταξύ των αντίστοιχων βρόχων υστέρησης δεν οφείλονται μόνο στην ύπαρξη του πεδίου απομαγνήτισης (η ύπαρξή του δεν επηρεάζει την τιμή του συνεκτικού πεδίου) όπως συμβαίνει πριν την ανόπτηση.

Για να ελεγχθεί πιθανή εξάρτηση των βασικών μαγνητικών και κρυσταλλογραφικών παραμέτρων ενός ανοπτημένου υμενίου SiO/FePt από το πάχος του, παρασκευάστηκαν και άλλα υμένια SiO/FePt( $X$ ) κάτω από τις ίδιες συνθήκες και με σταδιακά μειούμενο πάχος  $X$ . Ο πίνακας 7.1 περιέχει αποτελέσματα από τις μαγνητικές μετρήσεις και τις μετρήσεις ακτίνων  $X$  που έγιναν σε όλα τα ανοπτημένα υμένια SiO/FePt( $X$ ). Συγκεκριμένα, περιέχει τις αριθμητικές τιμές του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r$  για υμένια SiO/FePt( $X$ ), που έχουν υποστεί ανόπτηση στους 500°C για 5 min. Οι τιμές αυτές προέρχονται από μαγνητικές μετρήσεις με VSM για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο και  $\vec{H} \parallel$  υμένιο. Μαζί με αυτές δείχνονται και οι τιμές των λόγων  $I_{001}/I_{002}$  (διάταξη ατόμων Fe και Pt) και  $I_{002}/I_{111}$  (προσανατολισμός κόκκων FePt) των ολοκληρωμένων εντάσεων των κορυφών FePt(001), FePt(002) και FePt(111) από τα αντίστοιχα φάσματα XRD. Οι τιμές για  $X=100$  nm είναι αυτές που προκύπτουν από τους βρόχους υστέρησης και τα φάσματα XRD του σχήματος 7.1.

Για τις τιμές που περιέχονται στον πίνακα 7.1 δεν προκύπτει κάποια συγκεκριμένη τάση, δηλαδή δεν φαίνεται να υπάρχει τάση για αύξηση ή μείωση των τιμών τους με το πάχος  $X$  του υμενίου. Μοναδική πιθανή εξαίρεση είναι το υμένιο SiO/FePt(100nm), για το οποίο φαίνεται να είναι λίγο μεγαλύτερες οι τιμές του λόγου  $I_{001}/I_{002}$  και των τιμών του συνεκτικού πεδίου

Μεταβολή Κρυσταλλογραφικών και Μαγνητικών Παραμέτρων με το Πάχος του FePt Υμένια (ΥΜ): SiO/FePt( <i>X</i> ), Ανόπτηση: 500°C, 5 min						
<i>X</i> (nm) ( <i>t</i> <sub>FePt</sub> )	<i>H<sub>c</sub></i> (kOe) ( $\vec{H} \perp \text{ΥΜ}$ )	<i>m<sub>r</sub></i> ( $\vec{H} \perp \text{ΥΜ}$ )	<i>H<sub>c</sub></i> (kOe) ( $\vec{H} \parallel \text{ΥΜ}$ )	<i>m<sub>r</sub></i> ( $\vec{H} \parallel \text{ΥΜ}$ )	FePt- <i>I</i> <sub>001</sub> / <i>I</i> <sub>002</sub> (διάταξη)	FePt- <i>I</i> <sub>002</sub> / <i>I</i> <sub>111</sub> (προσανατολισμός)
20	4.4	0.57	5.2	0.73	1.03	1.32
30	4.8	0.58	6.4	0.70	1.00	0.93
40	4.5	0.56	6.2	0.70	0.96	1.06
50	4.7	0.51	5.9	0.70	0.90	1.65
60	4.7	0.53	5.9	0.80	0.97	0.38
70	4.6	0.56	5.9	0.76	0.96	1.04
80	4.3	0.58	6.3	0.73	0.86	2.34
90	4.6	0.54	5.9	0.75	0.89	1.04
100	5.7	0.55	7.3	0.76	1.12	0.27

Πίνακας 7.1: Αριθμητικές τιμές του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r$  για υμένια SiO/FePt(*X*), που έχουν υποστεί ανόπτηση στους 500°C για 5 min. Προέρχονται από μαγνητικές μετρήσεις με VSM για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο και  $\vec{H} \parallel$  υμένιο. Μαζί με αυτές δείχνονται και οι τιμές των λόγων  $I_{001}/I_{002}$  (διάταξη ατόμων Fe και Pt) και  $I_{002}/I_{111}$  (προσανατολισμός κόκκων FePt) των ολοκληρωμένων εντάσεων των XRD κορυφών FePt(001), FePt(002) και FePt(111).

$H_c$  για τους δύο προσανατολισμούς. Και πάλι όμως η διαφορά δεν είναι μεγάλη. Γενικά, οι διαφορές που παρατηρούνται δεν είναι ιδιαίτερα μεγάλες και μπορούν να δικαιολογηθούν από τις διαφορετικές συνθήκες εναπόθεσης ή/και ανόπτησης μεταξύ διαφορετικών περιόδων λειτουργίας των συσκευών sputtering και θέρμανσης των δειγμάτων, αφού οι πραγματικές συνθήκες λειτουργίας δεν είναι απολύτως σταθερές και είναι πιθανό να υπάρχουν μικρές διακυμάνσεις γύρω από τις ονομαστικές συνθήκες.

Το τελικό συμπέρασμα είναι ότι δε φαίνεται να υπάρχει εξάρτηση των τιμών των  $H_c$ ,  $m_r$ ,  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  από το πάχος  $X=t_{\text{FePt}}$  του υμένιου SiO/FePt, όταν είναι  $X \geq 20$  nm. Αυτή η συμπεριφορά είναι ίδια με τη συμπεριφορά που παρατηρήθηκε στην περίπτωση των υμενίων Si/Cu/CoPt του κεφαλαίου 6, όπου οι τιμές των  $H_c$  και  $m_r$  άλλαζαν σημαντικά με το πάχος του CoPt μόνο για τα πολύ λεπτά υμένια (βλέπε σχήμα 6.6 και τη συζήτηση που σχετίζεται με αυτό στην υποενότητα 6.2.1). Επιπλέον, αυτή η συμπεριφορά είναι σε συμφωνία με τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στην αναφορά [181], όπου η εξάρτηση των μαγνητικών και κρυσταλλογραφικών ιδιοτήτων από το πάχος των ανοπτημένων υμενίων FePt γίνεται όλο και πιο ασθενής με την αύξηση της τιμής αυτού του πάχους.

Εδώ θα πρέπει να αναφερθεί ότι – στην περίπτωση των υμενίων SiO/FePt(20nm) και SiO/FePt(30nm) που έχουν υποστεί ανόπτηση στους 500°C για 5 min – οι βρόχοι υστέρησης για πεδίο  $\vec{H} \parallel$  υμένιο συμπεριφέρονται σαν να υπάρχουν δύο φάσεις, μια μαγνητικά σκληρή φάση που καθορίζει την τιμή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και μια λιγότερο σκληρή φάση, όπως φαίνεται στα σχήματα 3.7(α) και 3.7(β) (σελίδα 62). Αντίθετα, για τα υμένια SiO/FePt(*X*) με πάχος  $X > 30$  nm, οι βρόχοι υστέρησης (μετά την ανόπτηση) για πεδίο  $\vec{H} \parallel$  υμένιο εμφανίζουν ποιοτικά την ίδια συμπεριφορά με αυτή που παρατηρείται στην περίπτωση του υμένιου SiO/FePt(100nm) του σχήματος 7.1 (όπου δεν παρατηρείται συμπεριφορά που να υπονοεί την ύπαρξη δύο φάσεων).

Επιπλέον φαίνεται ότι, για τα υμένια FePt που παρουσιάζονται εδώ, ο σχηματισμός της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$  του FePt κατά την ανόπτηση είναι πιο εύκολος, σε σύγκριση με τα υμένια FePt που παρουσιάζονται σε κάποιες εργασίες που υπάρχουν στη διεθνή βιβλιογραφία. Για παράδειγμα, για τα υμένια FePt που παρουσιάζονται στην αναφορά [180], η τιμές του

συνεκτικού πεδίου  $H_c$  είναι αρκετά μικρότερες από 1 kOe, όταν το πάχος τους είναι της τάξης των 20 nm. Αντίθετα, για τα υμένια FePt που παρουσιάζονται εδώ, παρατηρούνται σχετικά μεγάλες τιμές για το συνεκτικό πεδίο  $H_c$  (της τάξης των 5–6 kOe), ακόμα και όταν το πάχος τους είναι της τάξης των 20 nm και παρά το γεγονός ότι ο χρόνος ανόπτησης είναι μικρότερος (μόνο 5 min) σε σχέση με τον αντίστοιχο χρόνο στην αναφορά [180] (15 min). Αυτή η διαφορά υποδηλώνει ότι έχει προχωρήσει σε μεγαλύτερο βαθμό ο σχηματισμός της μαγνητικά σκληρής φάσης  $L1_0$  στην περίπτωση των υμενίων FePt που παρουσιάζονται εδώ, παρά το μικρότερο χρόνο ανόπτησης σε σχέση με την αναφορά [180] (η θερμοκρασία της ανόπτησης είναι 500°C και στις δύο περιπτώσεις).

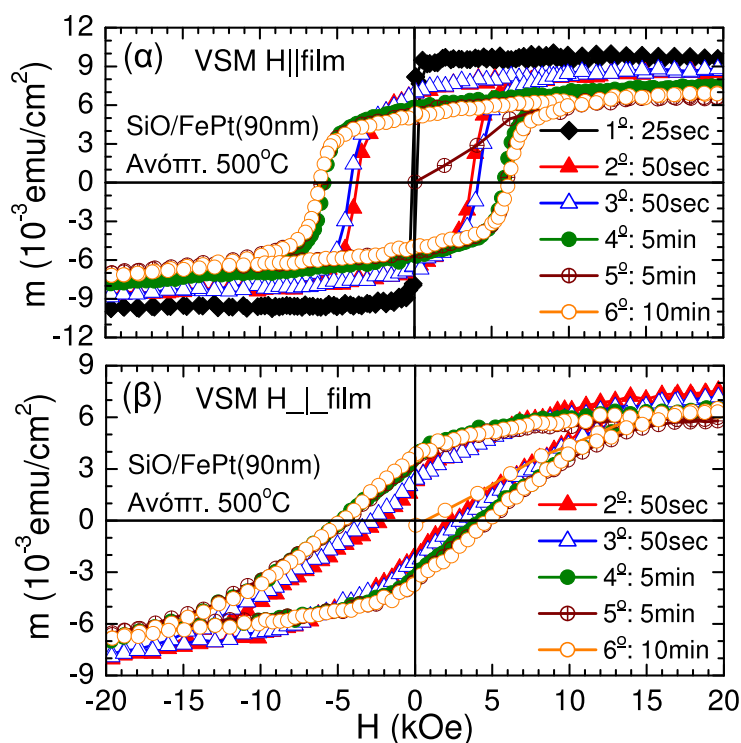
Πιθανότατα αυτή η διαφορά οφείλεται στο διαφορετικό τύπο των στόχων που χρησιμοποιούνται στις δύο περιπτώσεις, για την εναπόθεση των υμενίων FePt με τη μέθοδο του sputtering. Για την εναπόθεση των υμενίων FePt που παρουσιάζονται εδώ, χρησιμοποιήθηκε ένας στόχος που περιέχει ομοιόμορφο μίγμα  $Fe_{50}Pt_{50}$ . Σύμφωνα με το σενάριο που υποθέτουμε ότι ισχύει, στην περίπτωση αυτή δεν υπάρχουν μεγάλες χωρικές διακυμάνσεις στην ατομική στοιχειομετρία 50% Fe–50% Pt των υμενίων, μετά από το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης (πολύ καλή ομοιομορφία στην ατομική στοιχειομετρία). Συνεπώς, για το σχηματισμό της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$  του FePt στο κατοπινό στάδιο της ανόπτησης, απαιτείται αμοιβαία διάχυση των ατόμων Fe και Pt σε μικρή κλίμακα (short scale diffusion) που είναι συγκρίσιμη με τις αποστάσεις μεταξύ των ατόμων.

Αντίθετα, για την εναπόθεση των υμενίων FePt που παρουσιάζονται στην αναφορά [180], χρησιμοποιήθηκε ένας στόχος Pt πάνω στον οποίο είχαν τοποθετηθεί κομμάτια Fe. Στην περίπτωση αυτή αναμένεται ότι οι χωρικές διακυμάνσεις, στην ατομική στοιχειομετρία 50% Fe–50% Pt των υμενίων μετά από το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης, θα είναι μεγαλύτερες σε σχέση με την περίπτωση των υμενίων της παρούσας διατριβής. Φυσικά, σε μεγάλη κλίμακα, θα έχουμε και πάλι την ατομική στοιχειομετρία 50% Fe–50% Pt, αλλά θα υπάρχουν μικρές διακυμάνσεις αυτής της στοιχειομετρίας σε χωρική κλίμακα μεγαλύτερη από τις αποστάσεις μεταξύ των ατόμων. Συνεπώς, για το σχηματισμό της διατεταγμένης φάσης  $L1_0$  του FePt στο κατοπινό στάδιο της ανόπτησης, απαιτείται αμοιβαία διάχυση των ατόμων Fe και Pt σε μεγαλύτερη κλίμακα, σε σύγκριση με την περίπτωση του στόχου που είναι ομοιόμορφο μίγμα. Από ενεργειακή άποψη, αυτό σημαίνει ότι – λόγω των χωρικών διακυμάνσεων μεγαλύτερης κλίμακας στη στοιχειομετρία των υμενίων πριν την ανόπτηση – μεγαλώνει ο ενεργειακός φραγμός που πρέπει να ξεπεραστεί (με την προσφορά θερμικής ενέργειας κατά την ανόπτηση) για να σχηματιστεί η διατεταγμένη φάση  $L1_0$  του FePt, μέσω αμοιβαίας διάχυσης των ατόμων Fe και Pt.

Το σενάριο αυτό φαίνεται να είναι συνεπές και με τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στα κεφάλαια 5 και 6 της παρούσας διατριβής, για την περίπτωση των υμενίων CoPt. Για την εναπόθεση των υμενίων CoPt που παρουσιάζονται στα κεφάλαια 5 και 6 χρησιμοποιήθηκε ένας στόχος Co πάνω στον οποίο είχαν τοποθετηθεί κομμάτια Pt. Αυτός μπορεί να είναι ένας από τους λόγους για τα σχετικά φτωχά αποτελέσματα που προκύπτουν, για τα υμένια CoPt της παρούσας διατριβής, όταν η θερμοκρασία ανόπτησης είναι 600°C ή μικρότερη. Αξιολογικά αποτελέσματα προέκυψαν μόνο με προσθήκη Ag ή Cu κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης.

### 7.1.2 Εξάρτηση των βρόχων υστέρησης από το χρόνο ανόπτησης

Σε όλα τα υμένια που παρουσιάστηκαν στην υποενότητα 7.1.1, οι συνθήκες ανόπτησης ήταν πάντα οι ίδιες: 500°C για 5 min. Η παράμετρος που μεταβαλλόταν ήταν το συνολικό πάχος του υμενίου. Η μελέτη των μαγνητικών και χρυσταλλογραφικών μετρήσεων έδειξε ότι



Σχήμα 7.2: Μελέτη της επίδρασης του συνολικού χρόνου ανόπτησης  $t$  στις μαγνητικές ιδιότητες υμενίων SiO/FePt που έχουν ανοπτηθεί στους 500°C. Παρουσιάζονται οι βρόχοι υστέρησης, μετρημένοι με VSM για πεδίο  $\vec{H}||\text{υμένιο}$  (διάγραμμα (α)) και  $\vec{H}\perp\text{υμένιο}$  (διάγραμμα (β)), ενός υμενίου SiO/FePt(90nm) που έχει υποστεί τις ακόλουθα διαδοχικά στάδια ανόπτησης: 1<sup>ο</sup> για 25 sec, 2<sup>ο</sup> για 50 sec, 3<sup>ο</sup> για 50 sec, 4<sup>ο</sup> για 5 min, 5<sup>ο</sup> για 5 min, 6<sup>ο</sup> για 10 min.

δε φαίνεται να υπάρχει εξάρτηση των τιμών των βασικών μαγνητικών και κρυσταλλογραφικών παραμέτρων  $H_c$ ,  $m_r$ ,  $I_{001}/I_{002}$  και  $I_{002}/I_{111}$  από το πάχος  $X=t_{\text{FePt}}$  του υμενίου SiO/FePt, όταν είναι  $X \geq 20$  nm. Στην παρούσα υποενοότητα μελετάμε ένα υμένιο σχετικά μεγάλου πάχους  $t_{\text{FePt}}$ , ώστε να μην επηρεαστούν αισθητά από την τιμή του  $t_{\text{FePt}}$  τα αποτελέσματα που θα προκύψουν, ενώ αυτό που μας ενδιαφέρει είναι η χρονική εξέλιξη του μετασχηματισμού της άτακτης φάσης A1 στη διατεταγμένη φάση L1<sub>0</sub> του FePt. Το πάχος του υπό μελέτη υμενίου SiO/FePt είναι 90 nm. Η διαδικασία που ακολουθείται είναι η ακόλουθη: αρχικά γίνεται η εναπόθεση σε θερμοκρασία δωματίου, ώστε να περιέχεται μόνο η άτακτη φάση A1 του FePt, και στη συνέχεια το υμένιο υποβάλλεται σε διαδοχικές διαδικασίες ανόπτησης στους 500°C. Αμέσως μετά από κάθε ανόπτηση (και πριν την επόμενη) γίνονται μετρήσεις.

Εδώ θα πρέπει να γίνει μια πολύ σημαντική παρατήρηση σχετικά με τη διαδικασία της ανόπτησης. Τα δείγματα τοποθετούνται πάνω σε ένα ανοξειδωτο μεταλλικό θερμαντικό στοιχείο (heater) και στερεώνονται με θερμοαγώγιμη πάστα. Το θερμαντικό στοιχείο θερμαίνεται μέσω της ροής ηλεκτρικού ρεύματος σε καλώδια που υπάρχουν στο εσωτερικό του. Τα δείγματα, λόγω της πολύ μικρής μάζας και των μικρών διαστάσεών τους αλλά και λόγω της θερμοαγώγιμης πάστας, αποκτούν σχεδόν ακαριαία τη θερμοκρασία της επιφάνειας του θερμαντικού στοιχείου. Όμως, όπως είναι αναμενόμενο στην περίπτωση του θερμαντικού στοιχείου, απαιτείται κάποιο χρονικό διάστημα πριν η θερμοκρασία φτάσει στην επιθυμητή τιμή. Συγκεκριμένα, απαιτείται περίπου 1 min για να αυξηθεί η θερμοκρασία του θερμαντικού στοιχείου από τη θερμοκρασία δωματίου στους 500°C. Για χρόνους ανόπτησης μικρότερους από 1 min, η θερμοκρασία του θερμαντικού στοιχείου (και άρα του δείγματος) δε φτάνει στην τιμή των 500°C.

Γενικά, κατά τη διάρκεια μιας ανόπτησης, απαιτείται κάποιο χρονικό διάστημα για τη θέρ-

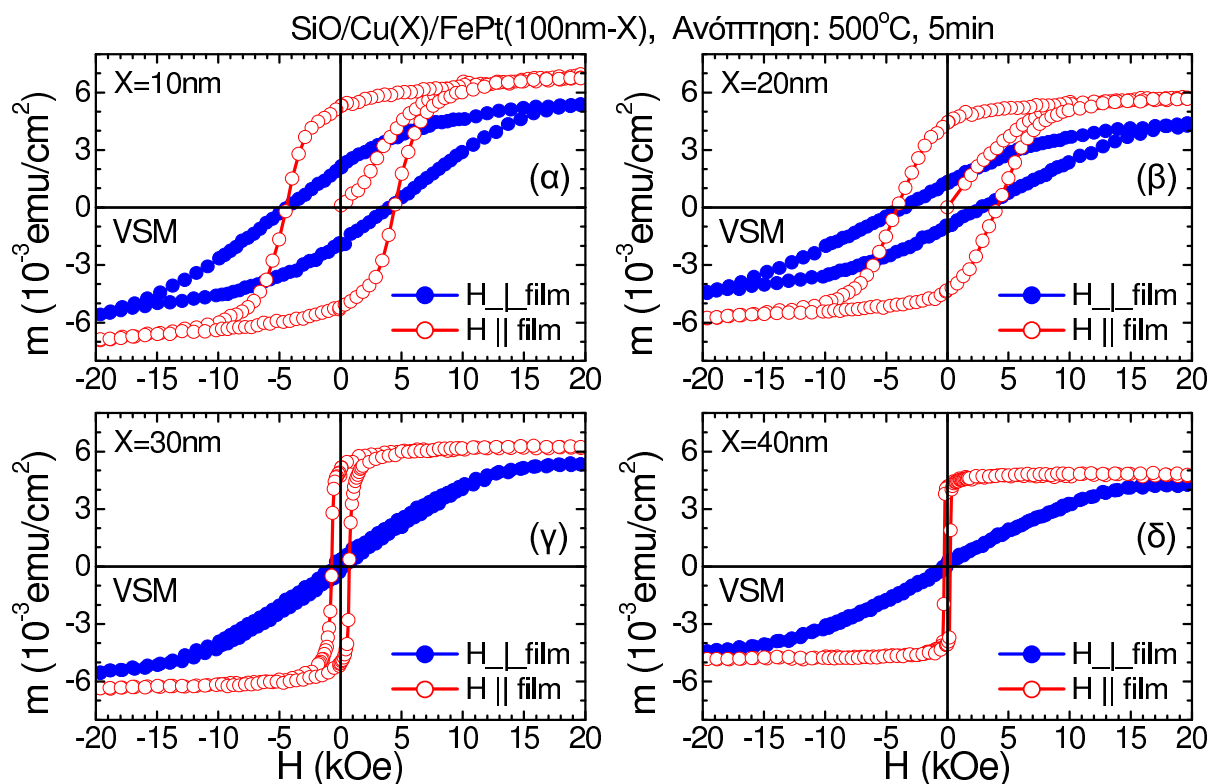
μανση του θερμαντικού στοιχείου στην επιθυμητή θερμοκρασία και κάποιο χρονικό διάστημα για ψυχθεί το θερμαντικό στοιχείο στη θερμοκρασία δωματίου μετά το κλείσιμο της παροχής ρεύματος, όπου η ψύξη προκύπτει ως το αποτέλεσμα της αποβολής θερμότητας από την επιφάνεια του θερμαντικού στοιχείου με τη μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας (δεν υπάρχουν άλλοι μηχανισμοί μεταφοράς θερμότητας λόγω συνθηκών υψηλού κενού στο θάλαμο της ανόπτησης). Για αυτό το λόγο, θα έπρεπε κανονικά να οριστεί ως «χρόνος ανόπτησης» το χρονικό διάστημα κατά το οποίο η θερμοκρασία είναι αρκετά μεγάλη, ώστε να μπορεί να ξεπεραστεί ο ενεργειακός φραγμός που σχετίζεται με το σχηματισμό της διατεταγμένης φάσης L1<sub>0</sub> του FePt μέσω αμοιβαίας διάχυσης των ατόμων Fe και Pt.

Για τα υμένια FePt που παρασκευάστηκαν στα πλαίσια της παρούσας διατριβής, η κρίσιμη θερμοκρασία κάτω από την οποία δεν παρατηρούνται μεταβολές που να υποδηλώνουν το σχηματισμό της φάσης L1<sub>0</sub> είναι περίπου ίση με 200°C. Πράγματι, για θέρμανση ενός (αρχικά μη ανοπτημένου) υμενίου σε θερμοκρασία μέχρι και 200°C, οι μετρήσεις XRD δε δείχνουν τις χαρακτηριστικές κορυφές υπερδομής της φάσης L1<sub>0</sub> και οι μαγνητικές μετρήσεις δε δείχνουν την ύπαρξη μαγνητικά σκληρής φάσης. Έτσι, κανονικά θα έπρεπε να οριστεί ως «χρόνος ανόπτησης» το χρονικό διάστημα που ξεκινά από τη στιγμή που η θερμοκρασία ξεπερνά τους 200°C κατά το στάδιο της θέρμανσης και λήγει τη στιγμή που η θερμοκρασία πέφτει στους 200°C κατά το στάδιο της ψύξης. Όμως, ο χρόνος για θέρμανση από τη θερμοκρασία δωματίου στους 200°C (μετά το άνοιγμα της παροχής ρεύματος) είναι περίπου ο ίδιος με το χρόνο για ψύξη από τους 500°C ή 600°C στους 200°C (μετά το κλείσιμο της παροχής ρεύματος). Έτσι, ορίζεται ως «χρόνος ανόπτησης» το χρονικό διάστημα από το άνοιγμα ως το κλείσιμο της παροχής ρεύματος.

Για τους χρόνους  $\Delta t_{an}$  των διαδοχικών σταδίων της ανόπτησης και τις αντίστοιχες μέγιστες τιμές  $T_{max}$  της θερμοκρασίας, έχουμε τις ακόλουθες τιμές: 1° στάδιο  $\Delta t_{an}^1=25$  sec,  $T_{max}^1=175^\circ\text{C}$ , 2° στάδιο  $\Delta t_{an}^2=50$  sec,  $T_{max}^2=360^\circ\text{C}$ , 3° στάδιο  $\Delta t_{an}^3=50$  sec,  $T_{max}^3=360^\circ\text{C}$ , 4° στάδιο  $\Delta t_{an}^4=5$  min,  $T_{max}^4=500^\circ\text{C}$ , 5° στάδιο  $\Delta t_{an}^5=5$  min,  $T_{max}^5=500^\circ\text{C}$ , και 6° στάδιο  $\Delta t_{an}^6=10$  min,  $T_{max}^6=500^\circ\text{C}$ . Τα αποτελέσματα των μαγνητικών μετρήσεων VSM, μετά από κάθε ένα από αυτά τα στάδια της ανόπτησης, παρουσιάζονται στο σχήμα 7.2. Το σχήμα 7.2(α) δείχνει τους βρόχους υστέρησης για πεδίο  $\vec{H} \parallel$  υμένιο και το σχήμα 7.2(β) δείχνει τους αντίστοιχους βρόχους υστέρησης για πεδίο  $\vec{H} \perp$  υμένιο.

Μετά το 1° στάδιο, όπου η θερμοκρασία φτάνει ως τους 175°C, δεν παρατηρείται σχηματισμός της μαγνητικά σκληρής φάσης L1<sub>0</sub> του FePt. Ο βρόχος υστέρησης είναι πανομοιότυπος με αυτόν που δίνουν οι μετρήσεις πριν την ανόπτηση. Μετά το 2° στάδιο – όπου η θερμοκρασία φτάνει ως τους 360°C – το υμένιο είναι ήδη αρκετά σκληρό μαγνητικά, με συνεκτικό πεδίο  $H_c^{\parallel} \approx 3.5$  kOe. Η τιμή αυτή του  $H_c^{\parallel}$  υποδηλώνει ότι ακόμα και στο μικρό χρονικό διάστημα των 50 sec έχει προχωρήσει σε ικανοποιητικό βαθμό ο σχηματισμός της μαγνητικά σκληρής φάσης L1<sub>0</sub>. Μετά το 3° στάδιο – όπου η θερμοκρασία και πάλι φτάνει ως τους 360°C – δεν παρατηρούνται σημαντικές μεταβολές σε σχέση με το 2° στάδιο, με συνεκτικό πεδίο να παίρνει την τιμή  $H_c^{\parallel} \approx 4.2$  kOe. Μετά το 4° στάδιο – όπου η θερμοκρασία φτάνει ως τους 500°C – παρατηρείται μια σαφής αύξηση του συνεκτικού πεδίου, που παίρνει την τιμή  $H_c^{\parallel} \approx 5.5$  kOe. Αυτή η αύξηση της τιμής του  $H_c^{\parallel}$  υποδηλώνει ότι έχει προχωρήσει σε μεγαλύτερο βαθμό ο σχηματισμός της μαγνητικά σκληρής φάσης L1<sub>0</sub>.

Τα δύο τελευταία στάδια της ανόπτησης δε συνεισφέρουν σημαντικά στην περαιτέρω αύξηση της τιμής του συνεκτικού πεδίου, που παίρνει την τιμή  $H_c^{\parallel} \approx 6$  kOe και παραμένει πρακτικά σταθερό. Αυτό που φαίνεται να αλλάζει είναι ότι το σχήμα του βρόχου υστέρησης για  $\vec{H} \parallel$  υμένιο γίνεται λίγο πιο τετραγωνικό μετά από κάθε νέα ανόπτηση (η αλλαγή είναι πολύ μικρή). Φαίνεται ότι ο χρόνος ανόπτησης των 5 min είναι επαρκής σε ότι αφορά τη μέγιστη τιμή που μπορεί να πάρει το συνεκτικό πεδίο, τουλάχιστον στην περίπτωση που η θερμοκρασία



Σχήμα 7.3: Μεταβολή των φασμάτων XRD με το πάχος  $X$  του αρχικού στρώματος Cu σε υμένα SiO/Cu( $X$ )/FePt(100nm- $X$ ) συνολικού πάχους 100 nm που έχουν ανοπτηθεί στους 500°C για 5 min.

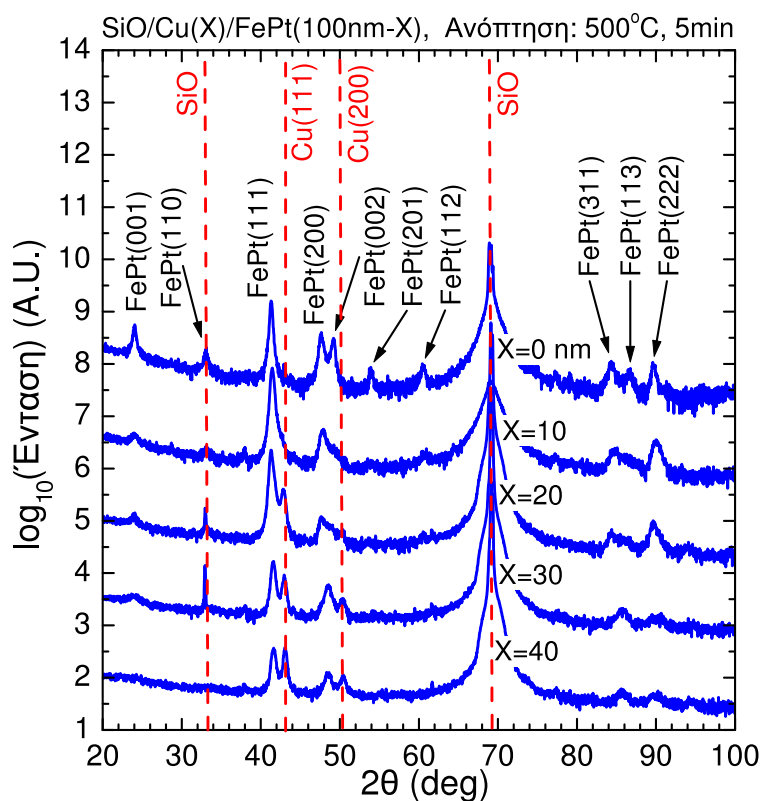
της ανόπτησης είναι οι 500°C. Για μεγαλύτερους χρόνους ανόπτησης, δεν αλλάζει σημαντικά η μορφή του βρόχου υστέρησης και η τιμή του συνεκτικού πεδίου. Πιθανότατα αυτό σημαίνει ότι μετά τα 5 min δεν προχωρά περαιτέρω ο μετασχηματισμός της άτακτης φάσης A1 στη διατεταγμένη φάση  $L1_0$  του FePt.

## 7.2 Κρυσταλλογραφικός και μαγνητικός χαρακτηρισμός υμενίων SiO/Cu/FePt

Από τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στην υποενότητα 7.1.2, προέκυψε το συμπέρασμα ότι ένας χρόνος ανόπτησης της τάξης των 5 min είναι επαρκής, προκειμένου να προκύψουν υμένα SiO/FePt με τη μέγιστη δυνατή τιμή που μπορεί να επιτευχθεί για το συνεκτικό πεδίο  $H_c$ , όταν η θερμοκρασία ανόπτησης είναι κοντά στους 500°C.

Στο σχήμα 7.3 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα μαγνητικών μετρήσεων VSM που έγιναν σε υμένα SiO/Cu( $X$ )/FePt(100nm- $X$ ) συνολικού πάχους 100 nm, τα οποία αρχικά εναποτέθηκαν με τη μορφή διστρωματικών υμενίων πάνω σε υποστρώματα SiO και στη συνέχεια υποβλήθηκαν στη διαδικασία της ανόπτησης για 5 min στους 500°C. Το πάχος του αρχικού στρώματος Cu αυξάνεται κατά 10% σε κάθε υμένο αυτής της σειράς δειγμάτων, παίρνοντας διαδοχικά τις τιμές  $X=10, 20, 30, 40$  nm. Οι μαγνητικές ιδιότητες του υμενίου SiO/Cu(10nm)/FePt(90nm) με αρχικό ενδιάμεσο στρώμα Cu πάχους  $X=10$  nm είναι παρόμοιες με αυτές του υμενίου SiO/FePt(90nm), του οποίου οι ιδιότητες φαίνονται στον πίνακα 7.1 (στη σελίδα 136). Ποσοτικά, παρατηρείται μια αύξηση της τιμής του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  κατά 10%, σε σύγκριση με τη μέση τιμή του συνεκτικού πεδίου των υμενίων SiO/FePt( $X$ ) του πίνακα 7.1 με πάχη  $X=20, \dots, 90$  nm, η οποία είναι 5.9 kOe για προσανα-





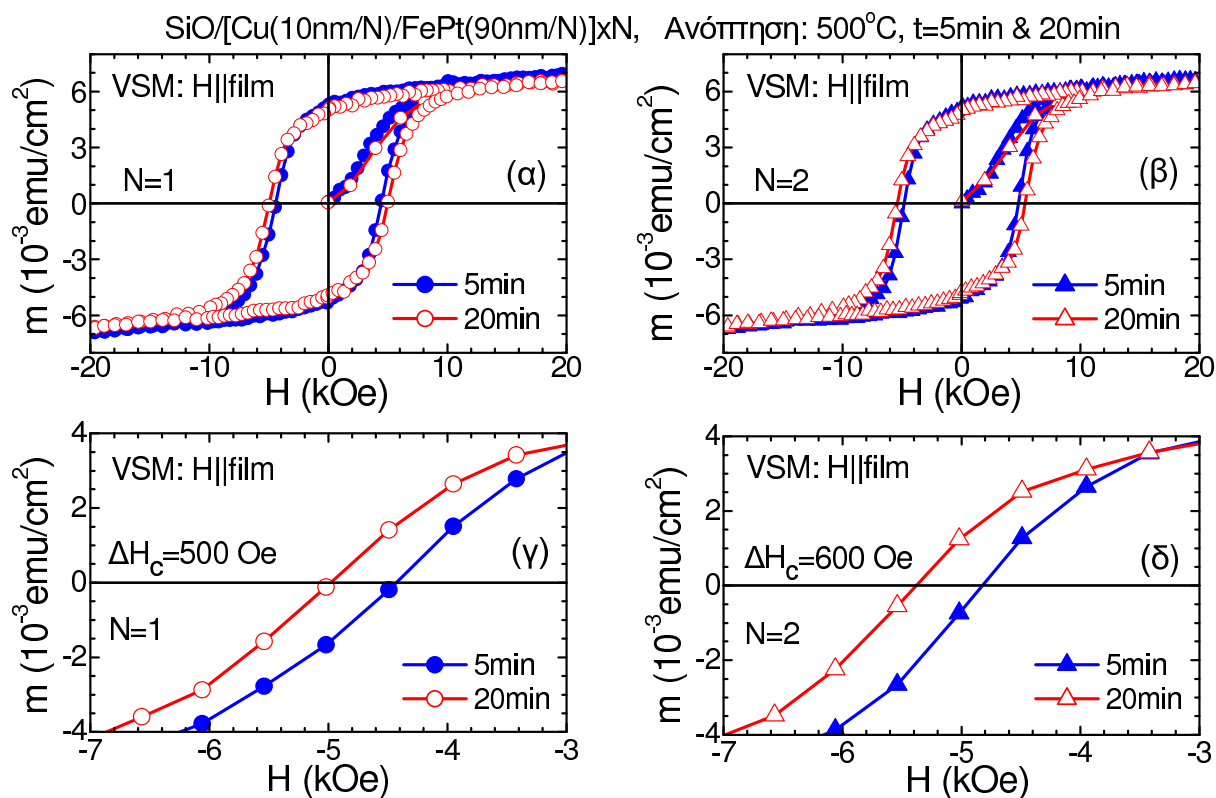
Σχήμα 7.4: Μεταβολή των φασμάτων XRD με το πάχος  $X$  του αρχικού στρώματος Cu σε υμένια SiO/Cu( $X$ )/FePt(100nm- $X$ ) συνολικού πάχους 100 nm που έχουν ανοπτηθεί στους 500°C για 5 min. Οι κατακόρυφες διακεκομμένες γραμμές δείχνουν τις θέσεις των φασμάτων όπου εμφανίζονται κορυφές Cu ή κορυφές που οφείλονται στα υποστρώματα SiO, ενώ στο φάσμα XRD που αντιστοιχεί σε  $X=0$  (υμένιο FePt χωρίς προσθήκη Cu) σημειώνονται οι κορυφές FePt που είναι εμφανείς.

τολισμό του πεδίου  $\vec{H} \parallel$  υμένιο. Η σύγκριση γίνεται με τη μέση τιμή των συνεκτικών πεδίων των υμενίων και όχι με την τιμή του συνεκτικού πεδίου ενός συγκεκριμένου υμενίου, γιατί – όπως έχει ήδη περιγραφεί στην υποενότητα 7.1.1 – υπάρχουν διακυμάνσεις στις τιμές των ιδιοτήτων διαφορετικών δειγμάτων που έχουν παρασκευαστεί κάτω από τις ίδιες ονομαστικές συνθήκες αλλά σε διαφορετικές περιόδους λειτουργίας των εναπόθεσης ή/και ανόπτησης.

Στο σχήμα 7.4 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα μετρήσεων XRD που έγιναν στα υμένια SiO/Cu( $X$ )/FePt(100nm- $X$ ) συνολικού πάχους 100 nm, των οποίων οι βρόχοι υστέρησης έχουν παρουσιαστεί στο σχήμα 7.3. Για σύγκριση με τα υπόλοιπα φάσμα XRD, έχει προστεθεί και το φάσμα ενός υμενίου SiO/FePt(100nm) πάχους 100 nm, το οποίο αντιστοιχεί σε  $X=0$  nm. Παρατηρούμε ότι, όταν το πάχος του αρχικού στρώματος Cu είναι  $X=10$  nm, οι εντάσεις των κορυφών υπερδομής<sup>1</sup> FePt(001), FePt(110), FePt(201) και FePt(112) είναι μικρότερες, σε σχέση με τις αντίστοιχες κορυφές υπερδομής για  $X=0$  nm (χωρίς αρχικό ενδιάμεσο στρώμα Cu). Επιπλέον, για  $X=10$  nm, ο διαχωρισμός των θεμελιωδών<sup>2</sup> κορυφών FePt(200) και FePt(311) δεν φαίνεται τόσο καθαρά, όσο στην περίπτωση που  $X=0$  nm. Αυτές οι διαφορές υποδηλώνουν ότι ο βαθμός διάταξης των ατόμων Fe και Pt είναι μικρότερος στην περίπτωση που  $X=10$  nm. Όμως η διαφορά δεν πρέπει να είναι σημαντική, αφού

<sup>1</sup> Κορυφές FePt( $hkl$ ) με  $h+k$ =άρτιος και  $k+l$ =περιττός, που υπάρχουν μόνο στη διατεταγμένη φάση L1<sub>0</sub> του FePt (βλέπε αναφορές [118, 121] και υποενότητα 4.1.3).

<sup>2</sup> Κορυφές FePt( $hkl$ ) όπου όλοι οι δείκτες  $h, k, l$  είναι ή άρτιοι ή περιττοί. Όταν υπάρχουν χυσαλλικοί κόκκοι της φάσης L1<sub>0</sub>, όπου η κυψελίδα δεν είναι κυβική, οι κορυφές FePt( $hkl$ ) δεν αντιστοιχούν στην ίδια γωνία  $2\theta$  για όλες τις μεταθέσεις των ( $hkl$ ), όπως συμβαίνει στην φάση A1 (βλέπε αναφορά [118] και υποενότητα 4.1.3).



Σχήμα 7.5: Μελέτη του ρόλου του συνολικού χρόνου ανόπτησης  $t$  στην επίδραση που έχει το αρχικό στρώμα Cu στις μαγνητικές ιδιότητες υμενίων SiO/Cu/FePt που έχουν ανοπτηθεί στους 500°C. Παρουσιάζονται οι βρόχοι υστέρησης (μετρημένοι με VSM για πεδίο  $\vec{H}||\text{υμενίου}$ ) υμενίων συνολικού πάχους 100 nm με 10% κατ' όγκο Cu, για συνολικό χρόνο ανόπτησης 5 min και 20 min. Πρόκειται για ένα υμένιο SiO/Cu(10nm)/FePt(90nm) ( $N=1$ , διαγράμματα (α) και (γ)) και ένα υμένιο SiO/[Cu(5nm)/FePt(45nm)] $\times 2$  ( $N=2$ , διαγράμματα (β) και (δ)). Το διάγραμμα (γ) (διάγραμμα (δ)) δείχνει τη μορφή των βρόχων υστέρησης του διαγράμματος (α) (διαγράμματος (β)) στην περιοχή των αρνητικών πεδίων γύρω από τις τιμές των συνεκτικών πεδίων  $H_c$  των δειγμάτων.

οι μαγνητικές μετρήσεις δε δείχνουν μείωση της τιμής του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ . Τέλος, για  $X=10$  nm, παρατηρούνται μικρές ασυμμετρίες στις κορυφές FePt(111) και FePt(002). Αυτές οι ασυμμετρίες εμφανίζονται στις γωνίες  $2\theta$  που αντιστοιχούν στις κορυφές Cu(111) και Cu(200), πράγμα που υποδηλώνει το σχηματισμό μικρών κρυσταλλικών κόκκων Cu.

Από τη μελέτη των φασμάτων XRD των υμενίων SiO/Cu( $X$ )/FePt(100nm- $X$ ) με  $X=20, 30, 40$  nm, προκύπτει το συμπέρασμα ότι η περαιτέρω αύξηση του πάχους του αρχικού στρώματος Cu έχει ως αποτέλεσμα τα βαθμιαία εξασθένιση των εντάσεων των κορυφών υπερδομής FePt(001), FePt(110), FePt(201) και FePt(112) και του διαχωρισμού των θεμελιωδών κορυφών FePt(200) και FePt(311). Αυτό σημαίνει ότι, με την αύξηση του ποσοστού του Cu, μειώνεται σταδιακά ο βαθμός διάταξης των ατόμων<sup>3</sup> Fe και Pt, πράγμα που εξηγεί γιατί τα υμένια γίνονται σταδιακά όλο και πιο μαλακά μαγνητικά υλικά. Αντίθετα με τη συμπεριφορά των κορυφών του FePt, η περαιτέρω αύξηση του πάχους του αρχικού στρώματος Cu έχει ως αποτέλεσμα την ενίσχυση των εντάσεων των κορυφών Cu(111) και Cu(200).

Ένα θέμα που πρέπει ακόμα να διερευνηθεί είναι η επίδραση που έχει η προσθήκη του αρχικού στρώματος Cu στις μαγνητικές ιδιότητες του υμενίου, σε σχέση με τη διάρκεια της διαδικασίας της ανόπτησης. Σύμφωνα με τη συζήτηση που έγινε στο κεφάλαιο 6 για την περίπτωση των υμενίων CoPt, η επίδραση του Cu - στις μαγνητικές ιδιότητες που έχει ένα

<sup>3</sup>H αλλιώς το ποσοστό της διατεταγμένης φάσης L1<sub>0</sub> του FePt.

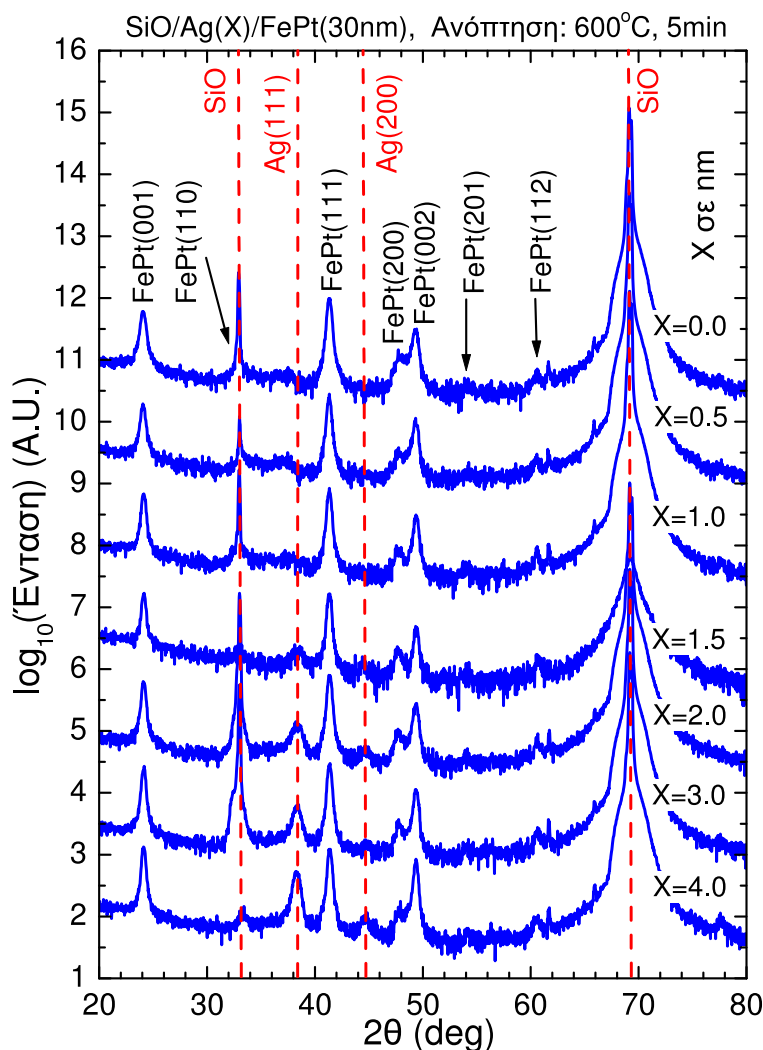
υμένιο SiO/Cu/FePt μετά την ανόπτηση – είναι αποτέλεσμα της διάχυσης του Cu στο FePt και του σχηματισμού τριμερούς κατά τη διάρκεια της ανόπτησης. Αν ένας χρόνος ανόπτησης της τάξης των 5 min δεν επαρκεί για να προχωρήσει αυτή η διαδικασία, τότε για μεγαλύτερους χρόνους ανόπτησης είναι πιθανό να προκύψουν ιδιότητες οι οποίες θα διαφέρουν αρκετά από αυτές που προκύπτουν από τις μετρήσεις που φαίνονται στα σχήματα 7.3 και 7.4. Για να διερευνηθεί αυτή η πιθανότητα έγιναν μετρήσεις για διαφορετικούς συνολικούς χρόνους ανόπτησης.

Στο σχήμα 7.5 φαίνονται τα αποτελέσματα μετρήσεων αυτού του είδους. Παρουσιάζονται οι βρόχοι υστέρησης τεσσάρων ανοπτημένων υμενίων, μετρημένοι με VSM για πεδίο  $\vec{H} \parallel$  υμένιο. Πρόκειται για δύο υμένια που πριν την ανόπτηση έχουν τη στρωματική δομή SiO/Cu(10nm)/FePt(90nm) (2 στρώματα, σχήματα 7.5(α) και 7.5(γ)) και έχουν υποστεί ανόπτηση στους 500°C, το ένα για 5 min και το άλλο για 20 min, και δύο υμένια που πριν την ανόπτηση έχουν τη στρωματική δομή SiO/[Cu(5nm)/FePt(45nm)] $\times$ 2 (4 στρώματα, σχήματα 7.5(β) και 7.5(δ)) και έχουν υποστεί ανόπτηση με τον ίδιο τρόπο. Τα σχήματα 7.5(α) και 7.5(β) δείχνουν τους βρόχους υστέρησης για όλες τις τιμές του μαγνητικού πεδίου, ενώ τα σχήματα 7.5(γ) και 7.5(δ) επικεντρώνουν στις τιμές του μαγνητικού πεδίου όπου οι βρόχοι υστέρησης τέμνουν τον οριζόντιο άξονα (δείχνονται τα αρνητικά πεδία). Αυτό που παρατηρείται είναι ότι η τιμή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  αυξάνεται όταν ο χρόνος ανόπτησης αυξηθεί στα 20 min, αλλά η αύξηση δεν είναι σημαντική: πρόκειται για μια αύξηση της τάξης των 500 Oe. Αυτή αντιστοιχεί σε αύξηση περίπου κατά 10%, σχέση με την τιμή που προκύπτει για 5 min ανόπτησης. Σε αυτήν προστίθεται μια ακόμα αύξηση κατά 10%, όταν κατά το στάδιο της εναπόθεσης χρησιμοποιείται η στρωματική δομή SiO/[Cu(5nm)/FePt(45nm)] $\times$ 2 αντί για τη στρωματική δομή SiO/Cu(10nm)/FePt(90nm). Το συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι η αύξηση του χρόνου ανόπτησης έχει μικρή αλλά μη μηδενική επίδραση στη μορφή του βρόχου υστέρησης και την τιμή του συνεκτικού πεδίου, όταν έχουν προστεθεί στρώματα Cu κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης.

### 7.3 Κρυσταλλογραφικός και μαγνητικός χαρακτηρισμός υμενίων SiO/Ag/FePt

Το σενάριο με βάση το οποίο ερμηνεύτηκαν τα πειραματικά αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στο 5<sup>ο</sup> κεφάλαιο, όπου για κατάλληλο πάχος του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag προκύπτουν υμένια Ag/CoPt με ισχυρή κάθετη μαγνητική ανισοτροπία μετά την ανόπτηση, βασίζεται στην αλληλεπίδραση μεταξύ του Ag που εξακολουθεί να παραμένει κοντά στο υπόστρωμα Si(001) μετά την ανόπτηση και του υποστρώματος Si(001). Ταυτόχρονα όμως, το σενάριο προβλέπει ότι το μικρό ποσοστό Ag που διαχέεται στο CoPt κατά την ανόπτηση παραμένει σε περιοχές μεταξύ των κόκκων FePt και άρα συνεισφέρει στην απομόνωση των κόκκων CoPt και την αύξηση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ .

Στην παρούσα ενότητα γίνεται χρήση αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag σε υμένια FePt, τα οποία όμως αναπτύσσονται πάνω σε υποστρώματα SiO όπου το επιφανειακό οξείδιο είναι άμορφο υλικό. Με αυτό τον τρόπο δεν υπάρχει η αλληλεπίδραση μεταξύ Ag και κρυσταλλικού Si, όπου για λόγους ελαχιστοποίησης της ελαστικής ενέργειας ο Ag πάνω στο υπόστρωμα Si(001) αποκτά συγκεκριμένο προσανατολισμό που επιρεάζει με τη σειρά του τον προσανατολισμό των κόκκων του μαγνητικού κράμματος. Συνεπώς δεν αναμένεται η ανάπτυξη υμενίων με ισχυρή κάθετη μαγνητική ανισοτροπία, παρά την προσθήκη Ag. Παραμένει όμως ο δεύτερος μηχανισμός που σχετίζεται με την απομόνωση των κόκκων του μαγνητικού κράμματος. Έτσι, αν επαληθευτεί και εδώ το σενάριο του κεφαλαίου 5, αναμένεται σημαντική ενίσχυση του βαθμού διάταξης στο κράμα FePt και της αντίστοιχης τιμής του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ .

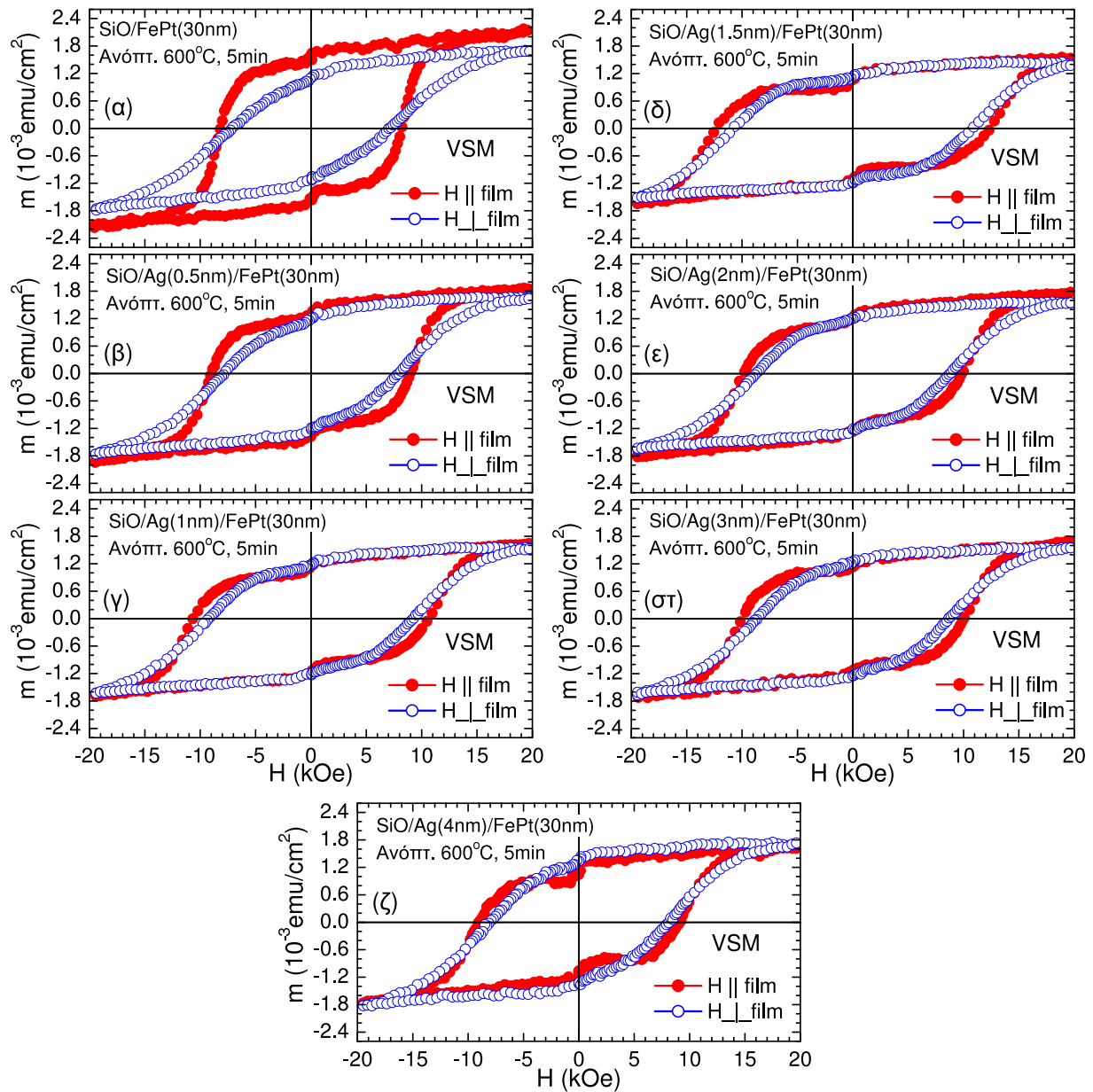


Σχήμα 7.6: Μεταβολή των φασμάτων XRD με το πάχος  $X$  του αρχικού στρώματος Ag σε υμένα SiO/Ag( $X$ )/FePt(30nm) που έχουν ανοπτηθεί στους 600°C για 5 min. Οι κατακόρυφες διακεκομμένες γραμμές δείχνουν τις θέσεις των φασμάτων όπου εμφανίζονται κορυφές Ag ή κορυφές που οφείλονται στα υποστρώματα SiO, ενώ στο φάσμα XRD που αντιστοιχεί σε  $X=0$  nm (υμένιο FePt χωρίς προσθήκη Ag) σημειώνονται οι κορυφές FePt που είναι εμφανείς.

για κάποιες τιμές του πάχους του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag.

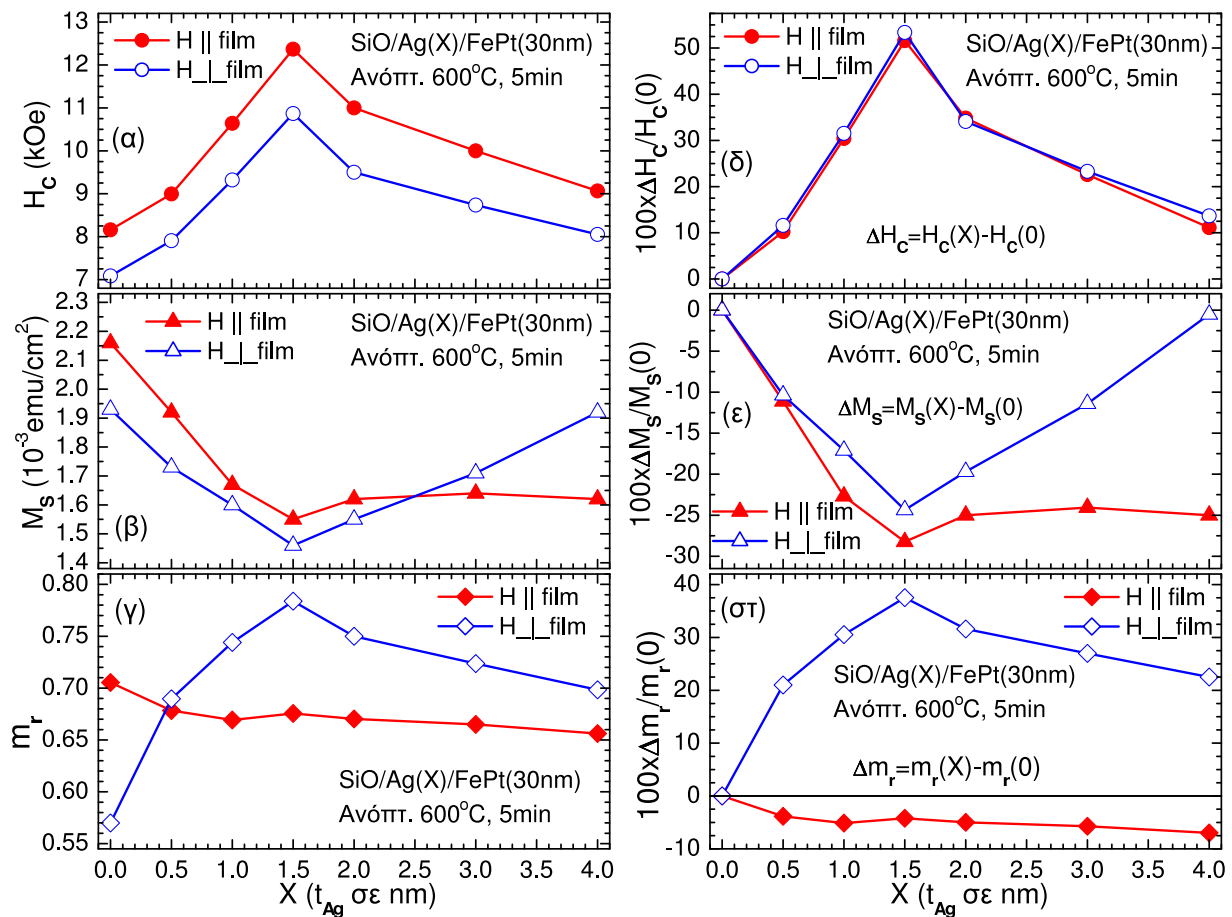
Στα σχήματα 7.6 και 7.7 παρουσιάζονται αντίστοιχα τα αποτελέσματα μετρήσεων XRD και μαγνητικών μετρήσεων VSM που έγιναν σε υμένα SiO/Ag( $X$ )/FePt(30nm) με 30 nm πάχος για το αρχικό στρώμα FePt, τα οποία αρχικά εναποτέθηκαν με τη μορφή διστρωματικών υμενίων πάνω σε υποστρώματα SiO και στη συνέχεια υποβλήθηκαν στη διαδικασία της απόπτησης για 5 min στους 600°C. Το πάχος του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag έχει τις τιμές  $X=0.0$  nm (χωρίς προσθήκη Ag) και  $X = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 3.0, 4.0$  nm. Όπως αναμένεται, δεν προκύπτει από αυτές τις μετρήσεις κάθετη μαγνητική ανισοτροπία και κάποια αντίστοιχη προτίμηση για προσανατολισμό των αξόνων εύκολης μαγνήτισης κάθετα προς τα επίπεδα των υμενίων.

Στο σχήμα 7.8 παρουσιάζεται η μεταβολή των βασικών παραμέτρων – που χαρακτηρίζουν το σχήμα των βρόχων υστέρησης – με το πάχος  $X$  του αρχικού στρώματος Ag, όπως προκύπτει από τη μελέτη των βρόχων υστέρησης του σχήματος 7.7. Για  $X \sim 1.5$  nm, τιμή που αντιστοιχεί περίπου στο 5% του συνολικού πάχους του υμενίου, μεγιστοποιείται η τιμή του συνεχτικού πεδίου  $H_c$  και ελαχιστοποιείται η τιμή της μαγνήτισης κόρου  $M_s$ . Για αυτή



ΥΜ: SiO/Ag(X)/FePt(30nm), Ανόπτηση: 600°C για 5 min, Μετρήσεις: VSM				
X (nm)	$H_c$ (kOe, $\vec{H} \parallel \Upsilon\text{M}$ )	$M_r/M_s$ ( $\vec{H} \parallel \Upsilon\text{M}$ )	$H_c$ (kOe, $\vec{H} \perp \Upsilon\text{M}$ )	$M_r/M_s$ ( $\vec{H} \perp \Upsilon\text{M}$ )
0.0	8.2	0.71	7.1	0.57
0.5	9.0	0.68	7.9	0.69
1.0	10.6	0.67	9.3	0.74
1.5	12.4	0.68	10.9	0.78
2.0	11.0	0.67	9.5	0.75
3.0	10.0	0.67	8.7	0.72
4.0	9.1	0.66	8.1	0.70

Σχήμα 7.7: Μεταβολή της μορφής των βρόχων υστέρησης με το πάχος  $X$  του αρχικού στρώματος Ag, σε υμένα SiO/Ag( $X$ )/FePt(30nm) που έχουν υποστεί ανόπτηση στους 600°C για 5 min. Οι μετρήσεις έχουν γίνει με VSM για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \parallel \Upsilon\text{M}$  (γεμισμένοι κύκλοι) και  $\vec{H} \perp \Upsilon\text{M}$  (κενοί κύκλοι) και παρουσιάζονται στα διαγράμματα (α)–(ζ). Η μαγνητικές ροπές  $m$  είναι εκφρασμένες σε μονάδες  $\text{emu}/\text{cm}^2$ . Ο πίνακας δίνει τις τιμές του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $M_r/M_s$  των βρόχων υστέρησης.



Σχήμα 7.8: Μεταβολή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  (διάγραμμα (α)), της μαγνήτισης κόρου  $M_s$  (διάγραμμα (β)) και της σχετικής παραμένουσας μαγνήτισης  $m_r = M_r/M_s$  (διάγραμμα (γ)) με το πάχος  $X$  του αρχικού στρώματος Ag, σε υμένια  $\text{SiO}/\text{Ag}(X)/\text{FePt}(30\text{nm})$  που έχουν υποστεί ανόπτηση στους  $600^\circ\text{C}$  για 5 min. Τα διαγράμματα (δ), (ε) και (στ) δείχνουν τις αντίστοιχες ποσοστιαίες μεταβολές σε σύγκριση με τις τιμές των  $H_c$ ,  $M_s$  και  $M_r/M_s$  για  $X=0$  nm (υμένιο FePt χωρίς προσθήκη Ag). Οι αριθμητικές τιμές των ποσοτήτων  $H_c$  και  $m_r$  φαίνονται αναλυτικά στον πίνακα που έχει ενσωματωθεί στο σχήμα 7.7.

την τιμή του πάχους του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag, προκύπτει δείγμα που είναι μαγνητικά πιο σκληρό από όλα τα άλλα δείγματα αυτής της σειράς υμενίων. Η πιο απλή εξήγηση για αυτή τη συμπεριφορά είναι ότι για μεγαλύτερες ποσότητες Ag, και επειδή ο Ag έχει την τάση να μην αναμιγνύεται με το FePt, ο Ag που διαχέεται στο FePt θα συμβάλει στη δημιουργία μικρότερων κόκκων FePt και την αντίστοιχη μείωση της τιμής του συνεκτικού πεδίου.

## 7.4 Συνοπτική παρουσίαση βασικών συμπερασμάτων του κεφαλαίου 7

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάστηκαν πειραματικά αποτελέσματα από μετρήσεις που έγιναν σε υμένια FePt, τα οποία εναποτέθηκαν πάνω σε υποστρώματα SiO (θερμικά οξειδωμένο Si) σε θερμοκρασία περιβάλλοντος και στη συνέχεια υποβλήθηκαν στη διαδικασία της ανόπτησης για διαφορετικές θερμοκρασίες και χρόνους για την ανάπτυξη της μαγνητικά σκληρής  $L1_0$  φάσης. Σε κάποιες περιπτώσεις έγινε προσθήκη ενός ενδιάμεσου στρώματος Cu ή Ag,

κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης, για τη μελέτη της επίδρασης που έχει η προσθήκη αυτών των υλικών στις ιδιότητες των υμενίων που προκύπτουν, μετά το τελικό στάδιο της ανόπτησης, και τη σύγκριση με τις ιδιότητες αντίστοιχων υμενίων CoPt.

Τα βασικά συμπεράσματα που προέκυψαν από τη μελέτη των μετρήσεων XRD και των μαγνητικών μετρήσεων που έγιναν στα ανοπτημένα υμένια SiO/FePt, SiO/Cu/FePt και SiO/Ag/FePt είναι δύο: (α) η συνεισφορά του Cu, στη βελτίωση του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt ή το FePt και της τιμής του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  μετά την ανόπτηση, είναι σημαντική μόνο όταν η θερμοκρασία ανόπτησης είναι σημαντικά μικρότερη σε σχέση με αυτή που απαιτείται για να προκύψουν ικανοποιητικές τιμές αυτών των δύο παραμέτρων χωρίς προσθήκη Cu, (β) ο καθοριστικός ρόλος του Si στην ανάπτυξη κάθετης μαγνητικής ανισοτροπίας, αφού η προσθήκη αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag δεν προκαλεί την εμφάνιση τέτοιου είδους ανισοτροπίας όταν χρησιμοποιούνται υπόστρώματα SiO, που το οξείδιο στην επιφάνειά τους είναι άμορφο υλικό.

# Κεφάλαιο 8

## Συμπεράσματα

Στο παρόν μικρό και τελικό κεφάλαιο παρουσιάζονται συγκεντρωτικά όλα τα βασικά συμπεράσματα που προέκυψαν στα κεφάλαια 5–7, στα οποία περιέχεται ο κύριος όγκος των πειραματικών αποτελεσμάτων της παρούσας διατριβής.

Το 5<sup>ο</sup> κεφάλαιο ήταν αφιερωμένο στην παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων που προέκυψαν από τις μετρήσεις σε ανοπτημένα υμένια CoPt, τα οποία έχουν αναπτυχθεί πάνω σε υποστρώματα Si(001) με προσθήκη ενδιάμεσων στρωμάτων Ag κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης (για συντομία αρχικών ενδιάμεσων στρωμάτων Ag). Επίσης ήταν αφιερωμένο στη μελέτη των μηχανισμών, μέσω των οποίων η προσθήκη αυτών των αρχικών ενδιάμεσων στρωμάτων Ag έχει ως αποτέλεσμα την παρασκευή υμενίων με υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων στο CoPt και ισχυρή κάθετη μαγνητική ανισοτροπία. Η διαδικασία παρασκευής ήταν η ακόλουθη: εναπόθεση των υμενίων με magnetron sputtering σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, στη μορφή ΔΣΥΜ Si(001)/Ag/CoPt ή ΠΣΥΜ Si(001)/[Ag/CoPt]<sub>N</sub>, που στη συνέχεια θερμάνθηκαν σε συνθήκες υψηλού κενού (ανόπτηση), σε θερμοκρασίες της τάξης των 600°C και για χρόνους της τάξης των 20–30 min.

Τα βασικά συμπεράσματα που προέκυψαν από τη μελέτη των μετρήσεων που έγιναν στα ανοπτημένα ΔΣΥΜ και ΠΣΥΜ Si/Ag/CoPt είναι τα ακόλουθα:

- Η προσθήκη ενός ενδιάμεσου στρώματος Ag κατάλληλου πάχους σε λεπτά υμένια Si/CoPt (κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης) έχει ως αποτέλεσμα την αισθητή αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt και την εμφάνιση ισχυρής προτίμησης για ανάπτυξη των κρυσταλλικών κόκκων του L1<sub>0</sub>-CoPt με τον [001] κρυσταλλογραφικό άξονά τους κάθετο προς το επίπεδο του υμενίου (προτιμητέος (001) προσανατολισμός) κατά το δεύτερο στάδιο της ανόπτησης, σε σύγκριση με τα υμένια Si/CoPt χωρίς Ag. Στην περίπτωση των ΜΣΥΜ Si/CoPt (χωρίς Ag), ο προτιμητέος προσανατολισμός ανάπτυξης είναι αυτός κατά τον οποίο στρέφεται ο κρυσταλλογραφικός άξονας [111] των κόκκων του L1<sub>0</sub>-CoPt κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου (προτιμητέος (111) προσανατολισμός).
- Η μελέτη των εντάσεων των κορυφών CoPt(001), CoPt(002) και CoPt(111) των φασμάτων XRD και ο υπολογισμός από αυτές τις εντάσεις των λόγων  $I_{002}/I_{111}$  (χρησιμοποιείται ως ένα μέτρο του βαθμού προτίμησης του (001) προσανατολισμού κατά την ανάπτυξη των κρυσταλλικών κόκκων του L1<sub>0</sub>-CoPt) και  $I_{001}/I_{002}$  (χρησιμοποιείται ως ένα μέτρο του βαθμού διάταξης των ατόμων Co και Pt) έδειξε ότι: στα ανοπτημένα ΔΣΥΜ υπάρχει συσχέτιση των τιμών των λόγων  $I_{002}/I_{111}$  και  $I_{001}/I_{002}$ . Συγκεκριμένα παρατηρείται ότι, τόσο για μεταβολή του πάχους του στρώματος Ag όσο και για μεταβολή του πάχους στρώματος CoPt, οι μέγιστες (ενδιάμεσες ή ελάχιστες) τιμές του λόγου  $I_{002}/I_{111}$  αντιστοιχούν στις μέγιστες (ενδιάμεσες ή ελάχιστες) τιμές του



λόγου  $I_{001}/I_{002}$ . Η συσχέτιση αυτών των λόγων είναι ισχυρή ένδειξη για την ύπαρξη συσχέτισης ανάμεσα στο σχηματισμό της φάσης  $L1_0$  του CoPt και την ανάπτυξη κρυσταλλικών κόκκων με προτίμηση για προσανατολισμό του άξονα [001] κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου. Η μελέτη των αποτελεσμάτων των μαγνητικών μετρήσεων δίνει μια επιπλέον επιβεβαίωση για την ύπαρξη αυτής της συσχέτισης.

- Οι ιδιότητες των ανοπτημένων  $\Delta\Sigma\Upsilon\text{M}$  Si/Ag/CoPt εξαρτώνται, όπως προκύπτει τόσο από τις κρυσταλλογραφικές όσο και από τις μαγνητικές μετρήσεις (βλέπε και προηγούμενο συμπέρασμα), από τα πάχη  $t_{\text{Ag}}$  και  $t_{\text{CoPt}}$  και των δύο στρώματων Ag και CoPt. Οι μετρήσεις έδειξαν ότι η βέλτιστη τιμή του πάχους  $t_{\text{Ag}}$  του ενδιάμεσου στρώματος Ag, για την ανάπτυξη κρυσταλλικών κόκκων με υψηλό βαθμό προτίμησης του (001) προσανατολισμού στα ανοπτημένα  $\Delta\Sigma\Upsilon\text{M}$ , είναι  $t_{\text{Ag}} \approx 1.2\text{--}2.0$  nm. Για πάχη του στρώματος Ag σε αυτή την περιοχή τιμών, τα ανοπτημένα  $\Delta\Sigma\Upsilon\text{M}$  χαρακτηρίζονται από ισχυρό βαθμό προτίμησης του (001) προσανατολισμού. Για πάχη του  $t_{\text{Ag}}$  έξω από αυτή την περιοχή, στα ανοπτημένα  $\Delta\Sigma\Upsilon\text{M}$  τείνουν να αναπτύσσονται κόκκοι με (111) προτιμητέο προσανατολισμό (περιλαμβάνεται και η περίπτωση  $t_{\text{Ag}}=0$  nm που αντιστοιχεί στα  $\text{M}\Sigma\Upsilon\text{M}$  Si/CoPt).
- Η μελέτη των φασμάτων HIRBS των ανοπτημένων  $\text{Π}\Sigma\Upsilon\text{M}$  Si/Ag/CoPt δείχνει ότι κατά τη διάρκεια της διαδικασίας της ανόπτησης ο Ag διαχέεται μέσα από τα στρώματα του CoPt κατά τέτοιο τρόπο, ώστε στο τέλος της διαδικασίας ο Ag να είναι συγκεντρωμένος κυρίως στην περιοχή της διεπιφάνειας μεταξύ υποστρώματος Si(001) και υμενίου και στην περιοχή που βρίσκεται κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια του υμενίου. Ειδικά το κατώτατο στρώμα Ag, που βρίσκεται σε επαφή με το υπόστρωμα Si(001), δείχνει μια πολύ ισχυρή τάση να παραμείνει σε αυτή την περιοχή και μετά την ανόπτηση. Αυτή η συμπεριφορά παρατηρείται και στην ειδικότερη περίπτωση των  $\Delta\Sigma\Upsilon\text{M}$  υμενίων Si/Ag/CoPt: από το στρώμα Ag που τοποθετείται μεταξύ του υποστρώματος Si(001) και του στρώματος CoPt, μόνο ένα μικρό ποσοστό διαχέεται στο CoPt. Αυτό το αποτέλεσμα είναι μια ισχυρή ένδειξη ότι ο κύριος μηχανισμός, που ευθύνεται για τη συσχέτιση που παρατηρείται ανάμεσα στο σχηματισμό της φάσης  $L1_0$  του CoPt και την ανάπτυξη κρυσταλλικών κόκκων με προτιμητέο (001) προσανατολισμό, έχει σχέση με αλληλεπιδράσεις στις διεπιφάνειες.
- Ο μηχανισμός που προτείνεται για να εξηγηθεί η παρατηρούμενη συσχέτιση βασίζεται στην ελαχιστοποίηση της ελαστικής ενέργειας του συστήματος. Μετά το τέλος της διαδικασίας της ανόπτησης έχει μειωθεί η συνολική ελαστική ενέργεια που σχετίζεται με τις τάσεις που προκαλούν οι παραμορφώσεις του κρυσταλλικού πλέγματος (παραμένουσες τάσεις του μη ανοπτημένου υμενίου λόγω της διαδικασίας εναπόθεσης, και τάσεις που προκαλούνται κατά τη διάρκεια του σχηματισμού της φάσης  $L1_0$  του CoPt που συνοδεύεται από παραμόρφωση της μοναδιαίας κυψελίδας του CoPt) και έχει μειωθεί η διαφορά των πλεγματικών σταθερών μεταξύ Ag και CoPt με στροφή του άξονα [001] της  $L1_0$ -CoPt μοναδιαίας κυψελίδας κάθετα προς το επίπεδο του υμενίου.
- Στην περίπτωση των ανοπτημένων  $\text{Π}\Sigma\Upsilon\text{M}$ , η προτίμηση για ανάπτυξη των κρυσταλλικών κόκκων του  $L1_0$ -CoPt με τον [001] άξονά τους κάθετο προς το επίπεδο του υμενίου (λόγω της προσθήκης του Ag) αρχίζει να ελαττώνεται αισθητά για μικρότερα πάχη, σε σύγκριση με τα πάχη που απαιτούνται για τα ανοπτημένα  $\Delta\Sigma\Upsilon\text{M}$ . Πράγματι, η σύγκριση των λόγων  $I_{002}/I_{111}$  – όπως προκύπτουν από τη μελέτη των φασμάτων XRD – μεταξύ ανοπτημένων  $\text{M}\Sigma\Upsilon\text{M}$  και  $\text{Π}\Sigma\Upsilon\text{M}$  δείχνει ότι στην περίπτωση των  $\text{Π}\Sigma\Upsilon\text{M}$  ο λόγος  $I_{002}/I_{111}$  μειώνεται πιο γρήγορα με την αύξηση του συνολικού πάχους των

υμενίων, σε σχέση με την περίπτωση των ΔΣΥΜ. Αυτή η διαφορά μπορεί να γίνει κατανοητή αν λάβουμε υπόψη τη δομική ασυνέχεια που προκαλείται στην ανάπτυξη των κόκκων του CoPt, λόγω της παρουσίας των ενδιάμεσων διαχωριστικών στρώματων που εξακολουθούν να περιέχουν Ag (σε σύγκριση με τα μαγνητικά στρώματα που περιέχουν μόνο Co και Pt) ακόμα και μετά από παρατεταμένη ανόπτηση.

Το 6<sup>ο</sup> κεφάλαιο ήταν αφιερωμένο στην παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων που προέκυψαν από τις μετρήσεις σε ανοπτημένα υμένα CoPt, τα οποία έχουν αναπτυχθεί πάνω σε υποστρώματα Si(001) με προσθήκη ενδιάμεσου στρώματος Cu κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης (για συντομία αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Cu). Επίσης ήταν αφιερωμένο στη μελέτη των μηχανισμών, μέσω των οποίων η προσθήκη αυτών των αρχικών ενδιάμεσων στρώματων Cu έχει ως αποτέλεσμα την παρασκευή υμενίων με υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων στο CoPt και μεγάλη τιμή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ , παρά το γεγονός ότι η θερμοκρασία κατά το τελικό στάδιο της ανόπτησης έχει μειωθεί αισθητά. Η διαδικασία παρασκευής ήταν η ακόλουθη: εναπόθεση των υμενίων με magnetron sputtering σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, στη μορφή ΔΣΥΜ Si(001)/Cu/CoPt, που στη συνέχεια θερμάνθηκαν σε συνθήκες υψηλού κενού (ανόπτηση), σε θερμοκρασίες της τάξης των 500°C και για χρόνους της τάξης των 20–30 min.

Τα βασικά συμπεράσματα που προέκυψαν από τη μελέτη των μετρήσεων που έγιναν στα ανοπτημένα ΔΣΥΜ Si/Cu/CoPt είναι τα ακόλουθα:

- Η προσθήκη του ενδιάμεσου στρώματος Cu – κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης – δε φαίνεται να ευνοεί την εμφάνιση κάποιου προτιμητέου προσανατολισμού για τους άξονες [001] των κρυσταλλικών κόκκων της φάσης L1<sub>0</sub> του CoPt, που αναπτύσσονται κατά το κατοπινό στάδιο της ανόπτησης. Χωρίς την προσθήκη Cu οι κρυσταλλικοί κόκκοι του L1<sub>0</sub>-CoPt τείνουν αναπτυχθούν κατά τέτοιο τρόπο, ώστε οι [111] άξονές τους να είναι κάθετοι προς το επίπεδο ενός ανοπτημένου υμενίου. Αντίθετα, με την προσθήκη Cu ευνοείται η ανάπτυξη κρυσταλλικών κόκκων L1<sub>0</sub>-CoPt με τυχαίο προσανατολισμό των αξόνων τους. Αυτό το συμπέρασμα προκύπτει από τον τρόπο που μεταβάλλεται η τιμή του λόγου  $I_{002}/I_{111}$ , των εντάσεων των κορυφών CoPt(002) και CoPt(111) σε ανοπτημένα υμένα, όταν αυξάνεται το πάχος  $t_{Cu}$  του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Cu.
- Αν και το αρχικό ενδιάμεσο στρώμα Cu δε βοηθά στη δημιουργία κάθετης ή άλλου είδους μαγνητικής ανισοτροπίας, φαίνεται ότι είναι πολύ αποτελεσματικό στην αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt και της τιμής του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ , όπως προκύπτει από τη σύγκριση των φασμάτων XRD και των μαγνητικών μετρήσεων μεταξύ ανοπτημένων υμενίων Si/Cu/CoPt και ανοπτημένων υμενίων Si/CoPt. Επιπλέον, αυτό συμβαίνει παρά το γεγονός ότι – στην περίπτωση του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Cu – η θερμοκρασία της ανόπτησης είναι 500°C, που είναι 100°C χαμηλότερη από τη θερμοκρασία των 600°C που χρησιμοποιήθηκε στα υμένα Si/Ag/CoPt. Η προσθήκη του ενδιάμεσου στρώματος Cu κατά την εναπόθεση, έχει ως αποτέλεσμα να μειωθεί στους 500°C η θερμοκρασία ανόπτησης που απαιτείται για να παραχθεί υμένιο με σχετικά υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων στο CoPt.
- Τόσο τα φάσματα XRD όσο και οι μαγνητικές μετρήσεις σε υμένα Si/Cu/CoPt που έχουν υποστεί ανόπτηση υποδεικνύουν ότι ο Cu διαχέεται στο CoPt κατά τη διάρκεια της ανόπτησης και τα άτομα Cu, Co και Pt σχηματίζουν ένα τριμερές κράμα. Τα άτομα Cu πιθανότατα καταλαμβάνουν θέσεις του πλέγματος αντικαθιστώντας άτομα Co και όχι άτομα Pt, γιατί τα άτομα Co και τα άτομα Cu έχουν παραπλήσιο μέγεθος (ενώ τα άτομα Pt είναι μεγαλύτερα) [201].

- Η τιμή του λόγου  $c/a$  ( $a$ ,  $c$  μήκη αξόνων μοναδιαίας κυψελίδας CoPt) μετά την ανόπτηση, μειώνεται με την αύξηση του πάχους  $t_{Cu}$  του αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Cu, όσο αυτό το πάχος δεν ξεπερνά το 5% του συνολικού πάχους σε ένα υμένιο Si/Cu/CoPt. Η μείωση του λόγου  $c/a$  σημαίνει ότι υπάρχει μεγαλύτερη παραμόρφωση της αρχικής κυβικής μοναδιαίας κυψελίδας FCC του A1-CoPt κατά το στάδιο της ανόπτησης, όπου σχηματίζεται L1<sub>0</sub>-CoPt. Αναμένεται ότι αυτός ο μεγαλύτερος βαθμός παραμόρφωσης αντιστοιχεί σε ισχυρότερη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία και, λόγω εξάρτησης του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  από την ανισοτροπία, σε αύξηση της τιμής του  $H_c$ . Πιθανότατα αυτός είναι ο λόγος για την αύξηση της τιμής του  $H_c$  με την αύξηση του πάχους  $t_{Cu}$ . Αν η τιμή του  $t_{Cu}$  ξεπεράσει το όριο του 5% του συνολικού πάχους, τότε η τιμή του  $c/a$  αυξάνεται (πλησιάζοντας προς την τιμή 1) και η  $H_c$  μειώνεται.
- Συνεχίζοντας τους συλλογισμούς που περιγράφονται στο προηγούμενο συμπέρασμα, έχουμε μια πιθανή εξήγηση για τη μείωση της θερμοκρασίας ανόπτησης που απαιτείται για να παραχθεί υμένιο με σχετικά υψηλό βαθμό διάταξης των ατόμων στο CoPt. Η αλλαγή των μηκών  $a$  και  $c$  των αξόνων της μοναδιαίας κυψελίδας είναι φυσικό να επηρεάζει τις ενεργειακές στάθμες του συστήματος και, για κάποιες τιμές του λόγου  $c/a$ , είναι πιθανό να υπάρξει μείωση του ενεργειακού φραγμού που εμποδίζει το μετασχηματισμό από A1-CoPt σε L1<sub>0</sub>-CoPt. Μείωση του ενεργειακού φραγμού σημαίνει ότι απαιτείται μικρότερη θερμοκρασία ανόπτησης για να προχωρήσει ο μετασχηματισμός σε ικανοποιητικό βαθμό ή ισοδύναμα μεγαλύτερο ποσό ενέργειας διαθέσιμο για το μετασχηματισμό αν δεν κατεβάσουμε τη θερμοκρασία. Αυτή είναι μια πιθανή εξήγηση για την αύξηση του βαθμού διάταξης των ατόμων στο CoPt, τη μείωση της τιμής του  $c/a$  (που εξαρτάται από το πόσο έχει προχωρήσει ο μετασχηματισμός) και τη συνακόλουθη αύξηση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ , όσο αυξάνεται το πάχος  $t_{Cu}$  (χωρίς να ξεπερνά το όριο που αναφέρθηκε). Αυτό που προκύπτει είναι μια συσχέτιση του λόγου  $c/a$  με το λόγο  $I_{001}/I_{002}$  (βαθμό διάταξης των ατόμων στο CoPt) και το συνεκτικό πεδίο  $H_c$ : κάθε αύξηση (μείωση) του  $c/a$  αντιστοιχεί σε μείωση (αύξηση) των  $I_{001}/I_{002}$  και  $H_c$ .

Το 7<sup>ο</sup> κεφάλαιο ήταν αφιερωμένο στην παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων που προέκυψαν από τις μετρήσεις σε ανοπτημένα υμένια FePt, τα οποία έχουν αναπτυχθεί πάνω σε υποστρώματα SiO (υποστρώματα θερμικά οξειδωμένου Si) χωρίς προσθήκη άλλων υλικών ή με προσθήκη ενδιάμεσων στρωμάτων Cu κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης (για συντομία αρχικών ενδιάμεσων στρωμάτων Cu) ή με προσθήκη ενδιάμεσου στρώματος Ag κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης (για συντομία αρχικού ενδιάμεσου στρώματος Ag). Τα υμένια αυτά παρασκευάστηκαν για σύγκριση με τα υμένια CoPt, αφού η φάση L1<sub>0</sub> του FePt απαιτεί ηπιότερες συνθήκες θερμοκρασίας για το σχηματισμό της και η επιφάνεια των υποστρωμάτων είναι άμορφο υλικό.

Η διαδικασία παρασκευής ήταν κατά περίπτωση η ακόλουθη: (α) εναπόθεση των υμενίων με magnetron sputtering σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, στη μορφή MΣΥΜ SiO/FePt ή στη μορφή ΔΣΥΜ SiO/Cu/FePt ή ΠΣΥΜ SiO/[Cu/FePt]<sub>N</sub>, που στη συνέχεια υπέστησαν ανόπτηση σε θερμοκρασίες της τάξης των 500°C και για χρόνους της τάξης των 5–20 min. (β) για την περίπτωση της προσθήκης Ag, εναπόθεση των υμενίων με magnetron sputtering σε θερμοκρασία περιβάλλοντος, στη μορφή ΔΣΥΜ SiO/Ag/FePt, που στη συνέχεια υπέστησαν ανόπτηση σε θερμοκρασίες της τάξης των 600°C και για χρόνους της τάξης των 5 min.

Τα βασικά συμπεράσματα που προέκυψαν από τη μελέτη των μετρήσεων που έγιναν στα ανοπτημένα MΣΥΜ SiO/FePt, στα ανοπτημένα ΔΣΥΜ και ΠΣΥΜ SiO/Cu/FePt και στα ανοπτημένα ΔΣΥΜ SiO/Ag/FePt είναι τα ακόλουθα:

- Στην περίπτωση των υμενίων SiO/FePt, η επιλογή θερμοκρασίας ανόπτησης 500°C είναι επαρκής για την παρασκευή υμενίων στα οποία η μαγνητικά σκληρή φάση L1<sub>0</sub> του FePt έχει σχηματιστεί σε ικανοποιητικό βαθμό, ώστε να προκύπτει σχετικά ικανοποιητική τιμή για το συνεκτικό πεδίο  $H_c$ . Βρέθηκε ότι, για θερμοκρασία ανόπτησης της τάξης των 500°C, αρκεί χρόνος ανόπτησης 5 min για να επιτευχθεί μια ικανοποιητική τιμή για το συνεκτικό πεδίο  $H_c$ , της τάξης των 6 kOe.
- Ο άξονας εύκολης μαγνήτισης των υμενίων SiO/FePt είναι παράλληλος προς το επίπεδο τους, αν και αυτή η παράλληλη μαγνητική ανισοτροπία δεν είναι πολύ ισχυρή. Με αυτά τα συμπεράσματα των μαγνητικών μετρήσεων συμφωνούν και τα συμπεράσματα των χρυσταλλογραφικών μετρήσεων που δε δείχνουν να υπάρχει κάποια σαφής τάση για προσανατολισμό των αξόνων (001) των κυψελίδων του L1<sub>0</sub>-FePt προς κάποια κατεύθυνση. Αύξηση του χρόνου ανόπτησης πάνω από 5 min, για θερμοκρασία ανόπτησης της τάξης των 500°C, δε βελτιώνει ουσιαστικά την τιμή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  αλλά αυξάνει την τετραγωνικότητα του βρόχου υστέρησης για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H} \parallel \text{υμένιο}$ .
- Η προσθήκη ενός ενδιάμεσου στρώματος Cu, κατά το αρχικό στάδιο της εναπόθεσης, μπορεί να αυξήσει την τιμή του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  του υμενίου SiO/Cu/FePt μετά την ανόπτηση κατά περίπου 10% (στην καλύτερη περίπτωση) σε σχέση με το αντίστοιχο υμένιο SiO/FePt, όταν η θερμοκρασία ανόπτησης είναι της τάξης των 500°C. Η ποσότητα του Cu πρέπει να είναι τέτοια, ώστε το πάχος αυτού του αρχικού στρώματος Cu να μην ξεπερνά το 5–10% του συνολικού πάχους του υμενίου. Αυτή η αύξηση 10% της τιμής του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  μπορεί να βελτιωθεί περαιτέρω με αύξηση του χρόνου ανόπτησης. Παρατηρείται ότι οι διαφορές στις μαγνητικές ιδιότητες των υμενίων SiO/FePt και SiO/Cu/FePt δεν είναι τόσο μεγάλες, σε αντίθεση με ότι παρατηρήθηκε στα υμένια Si/CoPt και Si/Cu/CoPt του κεφαλαίου 6, όπου η θερμοκρασία ανόπτησης των 500°C ήταν χαμηλή για να προχωρήσει σε ικανοποιητικό βαθμό ο σχηματισμός της φάσης L1<sub>0</sub> στο CoPt χωρίς προσθήκη Cu.
- Η αλλαγή του υποστρώματος δεν έχει καθοριστική επίδραση στις ιδιότητες που προκύπτουν, όταν το πρόσθετο υλικό κατά την εναπόθεση είναι Cu, λόγω της ευκολίας με την οποία διαχέεται ο Cu μέσα στο FePt κατά την ανόπτηση. Όταν το πρόσθετο υλικό είναι Ag, παίρνουμε υμένια όπου ο βαθμός διάταξης των ατόμων Fe και Pt και το συνεκτικό πεδίο,  $H_c$ , εξαρτάται από το ποσοστό του Ag, όπως και στην περίπτωση των υποστρωμάτων Si(001), γιατί πιθανότατα αλλάζει ο βαθμός απομόνωσης των κόκκων FePt. Η προσθήκη ενός λεπτού ενδιάμεσου στρώματος Ag κατά την εναπόθεση, έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της τιμής του συνεκτικού πεδίου  $H_c$  κατά 50% για τα ανοπτημένα υμένια Ag/FePt, αν το πάχος  $t_{Ag}$  είναι περίπου το 5% του συνολικού πάχους του υμενίου, ενώ για παχύτερο αρχικό ενδιάμεσο στρώμα Ag το  $H_c$  μειώνεται. Αυτή η συμπεριφορά είναι σε συμφωνία με την υπόθεση ότι – μόνο για μικρές ποσότητες Ag – τα άτομα Ag που διαχέονται με την ανόπτηση παραμένουν σε περιοχές μεταξύ των κόκκων FePt, και άρα συνεισφέρουν στην απομόνωση των κόκκων και την αύξηση του συνεκτικού πεδίου  $H_c$ . Όμως στα υμένια SiO/Ag/FePt δεν φαίνεται να υπάρχει κάποιος προτιμώμενος προσανατολισμός για τους άξονες εύκολης μαγνήτισης των χρυσταλλικών κόκκων FePt. Αυτό είναι μια επιπλέον επιβεβαίωση για τον καθοριστικό ρόλο των υποστρωμάτων Si(001) στην ανάπτυξη κάθετου μαγνητικού προσανατολισμού στα υμένια Si(001)/Ag/CoPt.

# ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ

# Παράρτημα Α΄

## Συντομογραφίες και σύμβολα που χρησιμοποιήθηκαν στο κείμενο

Τα μεγέθη που εμφανίζονται στην παρούσα διατριβή είναι εκφρασμένα στο **CGS-Gaussian** σύστημα μονάδων κατά κανόνα. Σε κάθε περίπτωση που σε κάποια εξίσωση που εμφανίζεται στο κείμενο δεν αναφέρεται ρητά ποιο σύστημα μονάδων έχει χρησιμοποιηθεί, θα εννοείται πάντα ότι έγινε χρήση του συστήματος **CGS-Gaussian**.

$A$	Exchange Stiffness Constant, Συντελεστής Ακαμψίας ή Συντελεστής Σκληρότητας της Αλληλεπίδρασης Ανταλλαγής.
A.U.	Arbitrary Units, Αυθαίρετες Μονάδες Μέτρησης.
$\mathcal{E}$	Ηλεκτρεγερτική Δύναμη (HEΔ): Το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα του ηλεκτρικού πεδίου $\vec{E}$ κατά μήκος κλειστής διαδρομής.
FCC	Face Centered Cubic crystalline lattice, Το Εδροκεντρωμένο Κυβικό κρυσταλλικό πλέγμα.
FCT ή L1 <sub>0</sub>	Face Centered Tetragonal crystalline lattice, Το Εδροκεντρωμένο Τετραγωνικό κρυσταλλικό πλέγμα.
FWHM	Full Width at Half Maximum, Εύρος που αντιστοιχεί στο Μισό του Μεγίστου της Έντασης μιας κορυφής σε ένα φάσμα Ακτίνων-Χ.
$\vec{H}, \vec{B}$	Διανυσματικά πεδία για την περιγραφή του μαγνητικού πεδίου. Για ιστορικούς λόγους, πολλές φορές ο όρος μαγνητικό πεδίο χρησιμοποιείται μόνο για το πεδίο $\vec{H}$ , ενώ το πεδίο $\vec{B}$ καλείται μαγνητική επαγωγή ή πυκνότητα μαγνητικής ροής. Σε αυτή τη διατριβή θα χρησιμοποιούμε και για τα δύο πεδία τον όρο μαγνητικό πεδίο χωρίς κίνδυνο σύγχυσης, αφού κάθε φορά θα υπάρχει το αντίστοιχο σύμβολο $\vec{H}$ ή $\vec{B}$ . Η σχέση $\vec{H} = \vec{B} - 4\pi\vec{M}$ μας επιτρέπει να διαχωρίζουμε τη συνεισφορά στο $\vec{B}$ των ρευμάτων αγωγιμότητας από αυτήν της μαγνήτισης $\vec{M}$ .
$\vec{H}_a$	Το εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο ή απλά το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο (applied magnetic field) σε ένα υλικό. Είναι $\vec{H}_a = \vec{B}_a$ .
$H_c$	Συνεκτικό πεδίο (coercivity): ένταση πεδίου για αντιστροφή της συνιστώσας της μαγνήτισης που είναι παράλληλη προς το $\vec{H}_a$ .
$\vec{H}_M$	Το μαγνητικό πεδίο που οφείλεται στην ύπαρξη της μαγνήτισης $\vec{M}$ ενός υλικού. Είναι $\vec{H}_M = \vec{B}_M - 4\pi\vec{M}$ .
HIRBS	Heavy Ion Elastic Rutherford Back Scattering, Ελαστική Οπισθοσκέδαση Rutherford Βαρέων Ιόντων.

$I_{001}/I_{002}$	Ο λόγος των εντάσεων των κορυφών (001) και (002) σε ένα φάσμα Ακτίνων-Χ. Σε φάσματα CoPt ή FePt μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως ένα μέτρο του βαθμού της FCT-τάξης.
$I_{002}/I_{111}$	Ο λόγος των εντάσεων των κορυφών (002) και (111) σε ένα φάσμα Ακτίνων-Χ. Σε φάσματα CoPt ή FePt μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως ένα μέτρο του βαθμού στον οποίο υπάρχει ανάπτυξη των κρυσταλλικών κόκκων με τον <i>c</i> -άξονα κάθετο προς την επίπεδη επιφάνεια του δείγματος (προτιμητέος (001)-προσανατολισμός).
MOKE	Magneto-Optical Kerr Effect, Μαγνητο-Οπτικό Φαινόμενο Kerr.
$\vec{M}$	Η μαγνήτιση στο εσωτερικό ενός υλικού.
$M_r$	Παραμένουσα μαγνήτιση όταν μηδενιστεί το πεδίο, αφού πρώτα το δείγμα έχει οδηγηθεί σε κατάσταση κόρου.
$M_s$	Μαγνήτιση κόρου, αυθόρμητη μαγνήτιση στο εσωτερικό μιας μαγνητικής περιοχής.
$m_r = M_r/M_s$	Σχετική παραμένουσα μαγνήτιση.
$\mu_B$	Μαγνητόνη του Bohr: μονάδα μέτρησης της μαγνητικής ροπής.
S-W	Stoner-Wohlfarth.
$T$	Η θερμοκρασία σε K ή °C.
$T_c$	Κρίσιμη θερμοκρασία.
$U_{AN}, f_{AN}$	$U_{AN}$ : Anisotropy Energy, Ενέργεια Ανισοτροπίας σε ένα μαγνητικό υλικό, και $f_{AN}$ : η χωρική πυκνότητα της ενέργειας ανισοτροπίας.
$U_{EX}, f_{EX}$	$U_{EX}$ : Exchange Energy, Ενέργεια (της Αλληλεπίδρασης) Ανταλλαγής σε ένα μαγνητικό υλικό, και $f_{EX}$ : η χωρική πυκνότητα της ενέργειας ανταλλαγής.
$U_M$	Magnetostatic Energy, Μαγνητοστατική Ενέργεια μιας μακροσκοπικής χωρικής κατανομής $\vec{M}(\vec{x})$ της μαγνήτισης.
VSM	Vibrating Sample Magnetometry, Μαγνητομετρία Ταλαντωνόμενου Δείγματος (η τεχνική) ή Vibrating Sample Magnetometer, Μαγνητόμετρο Ταλαντωνόμενου Δείγματος (η μετρητική διάταξη).
XRD	X-Rays Diffraction, Περίθλαση Ακτίνων-Χ (η τεχνική) ή X-Ray Diffractometer, Περιθλασσίμετρο Ακτίνων-Χ (η μετρητική διάταξη).
AEM, EEM	Άξονας Εύκολης Μαγνήτισης (Easy Magnetization Axis): Διεύθυνση προσανατολισμού της μαγνήτισης όπου η $f_{AN}$ παρουσιάζει τοπικό ελάχιστο, και Επίπεδο Εύκολης Μαγνήτισης (Easy Magnetization Plane): Επίπεδο όπου όλες οι διευθύνσεις είναι ενεργειακά ισοδύναμοι AEM.
APMEΠ	Ανεξάρτητος/τη από το Ρυθμό Μεταβολής του Εξωτερικού Πεδίου ή Ανεξαρτησία από το Ρυθμό Μεταβολής του Εξωτερικού Πεδίου.
ΔΜΠ	Δομή Μαγνητικών Περιοχών (Domain Structure).
ΔΣΥΜ	Δι-Στρωματικό ΥΜένιο (bi-layer).
ΕΡΜΕΠ	Εξαρτώμενος/νη από το Ρυθμό Μεταβολής του Εξωτερικού Πεδίου ή Εξάρτηση από το Ρυθμό Μεταβολής του Εξωτερικού Πεδίου.
ΜΣΥΜ	Μονο-Στρωματικό ΥΜένιο (mono-layer).
ΠΣΥΜ	Πολυ-Στρωματικό ΥΜένιο (multi-layer).
ΣΣΔ	Σύνολο Σημείων Διακλάδωσης (Bifurcation Set): Με τον τρόπο που χρησιμοποιείται σε αυτή τη διατριβή σημαίνει το σύνορο μεταξύ υποπεριοχών του χώρου των παραμέτρων ελέγχου (που περιγράφουν τις εξωτερικές συνθήκες, όπως π.χ. εξωτερικό πεδίο $\vec{H}_a$ ή θερμοκρασία $T$ ) του συστήματος, όπου η ελεύθερη ενέργεια $G_L$ έχει διαφορετική συμπεριφορά σε ότι αφορά την ύπαρξη ευσταθών καταστάσεων ισορροπίας (τοπικών ελαχίστων).

# Παράρτημα Β΄

## Σημειώσεις και σχόλια

Το παρόν παράρτημα περιλαμβάνει σημειώσεις, σχόλια και συμπληρωματικές πληροφορίες που σχετίζονται κυρίως με έννοιες που είναι απαραίτητες για την περιγραφή σιδηρομαγνητικών υλικών, όπως τα λεπτά υμένα της παρούσας διατριβής. Περιλαμβάνονται επίσης συμπληρωματικές πληροφορίες που σχετίζονται με τις πειραματικές τεχνικές που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα διατριβή. **Κάθε σημείωση έχει τη μορφή μιας ξεχωριστής και αριθμημένης ενότητας ή υποενότητας. Η παραπομπή στις πληροφορίες που περιέχει μια σημείωση του παρόντος παραρτήματος γίνεται με απλή αναφορά του αριθμού της αντίστοιχης ενότητας.**

Σε ότι αφορά το συμβολισμό των ολοκληρωμάτων, σε αυτό το παράρτημα αλλά και σε ολόκληρη τη διατριβή, δε χρησιμοποιείται 3 φορές το σύμβολο ολοκλήρωσης  $\int$  για να υποδηλώσει χωρικό ολοκλήρωμα ούτε 2 φορές για να υποδηλώσει επιφανειακό ολοκλήρωμα. Το χωρικό ολοκλήρωμα υποδηλώνεται από το στοιχείο όγκου  $d^3x$ , το επιφανειακό ολοκλήρωμα από το στοιχείο επιφάνειας  $d\vec{a} = \hat{n}da$  ( $da$  το στοιχειώδες εμβαδό και  $\hat{n}$  το μοναδιαίο διάνυσμα κάθετο στην επιφάνεια) και το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα από το στοιχείο μετατόπισης  $d\vec{x} = \hat{n}dl$  ( $dl$  το στοιχειώδες μήκος τόξου και  $\hat{n}$  το μοναδιαίο διάνυσμα εφαπτόμενο στην καμπύλη) κατά μήκος της καμπύλης.

### Β΄.1 Σχετικά με τη συμπεριφορά των σιδηρομαγνητικών υλικών

#### Β΄.1.1 Μακροσκοπική περιγραφή των μαγνητισμένων υλικών

Ένα βασικό χαρακτηριστικό των μαγνητισμένων υλικών είναι ότι μπορούν να παράγουν στατικά μαγνητικά πεδία, τόσο στο εσωτερικό τους όσο και στο γύρω χώρο. Όμως, σύμφωνα με τις εξισώσεις του Maxwell, στη μορφή που έχουν για ηλεκτρικά φορτία και ρεύματα στο κενό [202, 203], ένα στατικό μαγνητικό πεδίο μπορεί να παραχθεί μόνο από στάσιμα ηλεκτρικά ρεύματα. Έτσι προκύπτει το ερώτημα για την προέλευση των ρευμάτων που ευθύνονται για το πεδίο που παράγει ένα μαγνητισμένο υλικό. Η απάντηση που δόθηκε, διαισθητικά στην αρχή από τον Ampère, είναι ότι πρόκειται για ρεύματα που δε γίνονται αντιληπτά σε μακροσκοπική κλίμακα αλλά σχετίζονται με την κίνηση ηλεκτρικών φορτίων σε μοριακή κλίμακα. Μια πλήρης ποσοτική απάντηση απαιτεί τη χρήση σχετικιστικής κβαντομηχανικής για τον υπολογισμό των τιμών των διπολικών μαγνητικών ροπών των ατόμων ενός υλικού, με άθροιση των διπολικών μαγνητικών ροπών που οφείλονται στις τροχιακές στροφορμές και τα spin των ηλεκτρονίων τους (η συνεισφορά των πυρήνων των ατόμων μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα λόγω της πολύ μικρότερης τιμής του λόγου φορτίο προς μάζα).

Η κβαντική φύση των μαγνητικών ροπών που ευθύνονται για τις ιδιότητες των μαγνητικών υλικών εγείρει ένα ερώτημα σχετικά με το πως θα πρέπει αυτές να ενσωματωθούν στην κλασική περιγραφή που επιτυγχάνεται με τις μακροσκοπικές εξισώσεις του Maxwell. Η λύση που συνήθως



ακολουθείται είναι η θεώρηση ως δεδομένης της ύπαρξης σημειακών και μόνιμων στοιχειωδών μαγνητικών διπολικών ροπών στο εσωτερικό της μαγνητισμένης ύλης και η ακόλουθη περιγραφή ενός μαγνητισμένου υλικού ως μιας συνάθροισης τέτοιων στοιχειωδών μαγνητικών ροπών. Με την αποδοχή της ύπαρξης αυτών των μαγνητικών ροπών ως πηγών μαγνητικού πεδίου, που πρέπει να ληφθούν υπόψη μαζί με τα ηλεκτρικά φορτία που είναι πηγές ηλεκτρικού πεδίου, γίνεται εφικτή η περιγραφή της συμπεριφοράς των μαγνητισμένων υλικών με τη χρήση των εξισώσεων του Maxwell στα πλαίσια της κλασικής φυσικής.

Ένα δεύτερο ερώτημα που προκύπτει σχετίζεται με το χειρισμό της εξαιρετικά σύνθετης και χαοτικής κίνησης των στοιχειωδών φορέων ηλεκτρικού φορτίου και μαγνητικής ροπής στο εσωτερικό των μαγνητισμένων υλικών. Η προσπάθεια για λεπτομερή περιγραφή είναι ενέφικτη και, σε τελική ανάλυση, στερείται νοήματος. Στην επιστήμη των υλικών αυτό που ενδιαφέρει είναι η μακροσκοπική συμπεριφορά ενός υλικού, οπότε η χωρική κλίμακα που χρησιμοποιείται είναι τέτοια ώστε να εξαλείφονται τέτοιου είδους περιττές πολυπλοκότητες από την ποσοτική περιγραφή των ιδιοτήτων του. Ο χώρος υποδιαιρείται σε περιοχές που έχουν στοιχειώδη όγκο  $\Delta V$ , ο οποίος πρέπει να είναι αρκετά μικρός σε σχέση με τη χαρακτηριστική χωρική κλίμακα που ενδιαφέρει σε κάθε περίπτωση, αλλά ταυτόχρονα πρέπει να είναι αρκετά μεγάλος σε σχέση με τη μοριακή χωρική κλίμακα (ώστε να περιλαμβάνεται ένας μεγάλος αριθμός φορέων ηλεκτρικού φορτίου και μαγνητικής ροπής). Στη συνέχεια υπολογίζονται, στο εσωτερικό τέτοιων στοιχειωδών όγκων  $\Delta V$ , οι χωρικές μέσες τιμές όλων των μεγεθών που μας ενδιαφέρουν.

Έτσι, αντί να χρησιμοποιείται η ποσότητα  $F_{micro}(\vec{x})$  που περιγράφει κάποιο φυσικό μέγεθος στη μικροσκοπική κλίμακα, ορίζεται σε κάθε σημείο  $\vec{x}$  του χώρου μια μακροσκοπική τοπική μέση τιμή:

$$F(\vec{x}) = \langle F_{micro}(\vec{x}) \rangle = \frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} F_{micro}(\vec{x} - \vec{x}') d^3 x' \quad (B'.1)$$

όπου η ολοκλήρωση γίνεται περί το σημείο  $\vec{x}$  που θεωρείται ότι είναι στο κέντρο ενός στοιχειώδους όγκου  $\Delta V$ . Οι λεπτομέρειες της ατομικής κλίμακας χάνονται, αλλά το κέρδος είναι ότι δουλεύουμε με ομαλές χωρικές συναρτήσεις  $F(\vec{x})$  κατάλληλες για τη μελέτη φυσικών φαινομένων σε κλίμακες μεγαλύτερες του στοιχειώδους όγκου  $\Delta V$ .

Για λόγους πληρότητας πρέπει να αναφέρουμε εδώ ότι η χρήση της σχέσης (B'.1), για τον υπολογισμό της μακροσκοπικής μέσης τιμής ενός μικροσκοπικού μεγέθους, μπορεί να δημιουργήσει προβλήματα [202, 203]. Γενικότερα, για τον υπολογισμό της μακροσκοπικής χωρικής μέσης τιμής  $F(\vec{x}, t)$  ενός μικροσκοπικού φυσικού μεγέθους  $F_{micro}(\vec{x}, t)$  μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως στατιστικό βάρος μια πραγματική συνάρτηση  $w(\vec{x})$  με  $w(\vec{x}) \geq 0$ . Έτσι η μακροσκοπική μέση τιμή  $F(\vec{x}, t)$  στη θέση  $\vec{x}$  τη χρονική στιγμή  $t$  ορίζεται με το ολοκλήρωμα (η ολοκλήρωση γίνεται σε όλο τον 3-διάστατο χώρο):

$$F(\vec{x}, t) = \langle F_{micro}(\vec{x}, t) \rangle = \int w(\vec{x}') F_{micro}(\vec{x} - \vec{x}', t) d^3 x' \quad \text{όπου} \quad \int w(\vec{x}') d^3 x' = 1 \quad (B'.2)$$

Η  $w(\vec{x})$  πρέπει να είναι σφαιρικά συμμετρική ως προς  $\vec{x} = \vec{0}$ , δηλαδή πρέπει να είναι  $w(\vec{x}) = w(|\vec{x}|)$  ώστε ο υπολογισμός να μην εισάγει στην  $F(\vec{x}, t)$  ανισοτροπία που δεν είναι ενδογενές χαρακτηριστικό του συστήματος, και να είναι πρακτικά σταθερή σε μια περιοχή  $|\vec{x}| \leq R$ , όπου η ακτίνα  $R$  εξαρτάται από την επιθυμητή χωρική κλίμακα της μακροσκοπικής περιγραφής. Η πιο απλή επιλογή είναι  $w(\vec{x}) = 1/\Delta V$  ( $\Delta V = 4\pi R^3/3$ ) για  $|\vec{x}| \leq R$  και  $w(\vec{x}) = 0$  για  $|\vec{x}| > R$  και δίνει τη σχέση (B'.1). Όμως η ασυνέχεια αυτής της  $w(\vec{x})$  για  $|\vec{x}| = R$  μπορεί να δώσει μέσες τιμές  $F(\vec{x}, t)$  που δεν έχουν αρκετά ομαλή συμπεριφορά, ώστε να είναι κατάλληλες για την περιγραφή της συμπεριφοράς μακροσκοπικών υλικών [202, 203]. Αυτό αντιμετωπίζεται με την επιλογή μιας συνάρτησης  $w(\vec{x})$  που έχει ομαλή συμπεριφορά και επιπλέον μηδενίζεται ασυμπτωτικά όταν  $|\vec{x}| \rightarrow \infty$  (π.χ.  $w(\vec{x}) \propto \exp(-a|\vec{x}|^2)$  με  $a > 0$ ). Για περισσότερες λεπτομέρειες βλέπε τις αναφορές [202, 203].

Τα φαινόμενα που μας απασχολούν σε αυτή τη διατριβή έχουν κατά βάση μαγνητοστατικό χαρακτήρα. Δεν ασχολούμαστε με φαινόμενα που σχετίζονται με γρήγορα μεταβαλλόμενα ηλεκτρομαγνητικά πεδία, οπότε οι σχέσεις της μαγνητοστατικής μπορούν να χρησιμοποιηθούν και σε όλες εκείνες τις περιπτώσεις όπου οι χρονικές μεταβολές είναι τόσο αργές ώστε η χρονική εξέλιξη να

μπορεί να θεωρηθεί ως μια διαδοχή από συστήματα σε στάσιμη κατάσταση: συνήθως αυτό σημαίνει ότι αρκεί απλή χρονική παραγωγή των μαγνητοστατικών σχέσεων, χωρίς να απαιτείται να λάβουμε υπόψη τον κυματικό χαρακτήρα των ηλεκτρομαγνητικών πεδίων. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, ένα υλικό με μαγνητικές ιδιότητες χαρακτηρίζεται από το γεγονός ότι μπορεί αυτό το ίδιο να δημιουργήσει μαγνητικό πεδίο στο γύρω χώρο, ως αποτέλεσμα της ατομικής του δομής, ενώ τα μικροσκοπικά ρεύματα που ευθύνονται για την ύπαρξη αυτού του μαγνητικού πεδίου σχετίζονται με την κίνηση των ηλεκτρονίων των ατόμων και την ιδιοστροφορμή τους (spin). Θα συμβολίζουμε την πυκνότητα ροής αυτών των μικροσκοπικών ρευμάτων με  $\vec{J}_{micro}(\vec{x})$ . Ακολουθώντας τη συλλογιστική πορεία που περιγράφηκε παραπάνω, ορίζουμε το λεγόμενο ρεύμα μαγνήτισης (ολοκλήρωση σε όλο το χώρο):

$$\vec{J}_M(\vec{x}) = \left\langle \vec{J}_{micro}(\vec{x}) \right\rangle = \int w(\vec{x}') \vec{J}_{micro}(\vec{x} - \vec{x}') d^3x' \quad (B'.3)$$

που πρέπει να το λάβουμε υπόψη στη συνολική πυκνότητα ρεύματος  $\vec{J}(\vec{x})$  των εξισώσεων Maxwell. Στην περίπτωση που το υλικό διαρρέεται επίσης και από ρεύματα αγωγιμότητας, μπορούμε να ορίσουμε το διανυσματικό πεδίο  $\vec{J}_F(\vec{x})$  ως τη μακροσκοπική μέση τιμή της πυκνότητας ροής αυτών των ρευμάτων αγωγιμότητας με μια σχέση όμοια με την (B'.3) (συμβολίζεται με  $\vec{J}_F$  γιατί πρόκειται για φορτία που κινούνται ελεύθερα στο υλικό).

Το βασικό χαρακτηριστικό του  $\vec{J}_M(\vec{x})$  είναι ότι δε σχετίζεται με μακροσκοπική ροή φορτίων μέσα στο υλικό, αλλά περιγράφει βρόχους ρεύματος που περιορίζονται σε ατομική κλίμακα. Αυτό σημαίνει ότι η καθαρή ροή φορτίου μέσα από οποιαδήποτε επιφάνεια στο εσωτερικό του υλικού είναι αναγκαστικά μηδέν: δεν υπάρχει ρεύμα  $I_M$  σε μακροσκοπική κλίμακα. Άρα, με βάση το θεώρημα της απόκλισης, είναι  $\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_M(\vec{x}) = 0$  και το πεδίο  $\vec{J}_M(\vec{x})$  μπορεί να γραφεί ως ο στροβιλισμός ενός άλλου διανυσματικού πεδίου:

$$\vec{J}_M(\vec{x}) = c \vec{\nabla} \times \vec{M}(\vec{x}) \quad (B'.4)$$

όπου η ταχύτητα του φωτός  $c$  μπαίνει για συμβατότητα με τον ορισμό της μαγνητικής ροής. Πράγματι, αποδεικνύεται (με ολοκλήρωση κατά παράγοντες) ότι η συνολική μαγνητική ροπή  $\vec{m}$  που οφείλεται στο ρεύμα μαγνήτισης  $\vec{J}_M = c \vec{\nabla} \times \vec{M}$  ενός μαγνητισμένου υλικού είναι:

$$\vec{m} = \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{x}) d^3x \quad (B'.5)$$

όπου  $\Omega$  είναι η περιοχή του χώρου που καταλαμβάνει το μαγνητισμένο υλικό.

Το πεδίο  $\vec{M}(\vec{x})$  είναι η μαγνήτιση και, σύμφωνα με τη σχέση (B'.5), περιγράφει την πυκνότητα της μαγνητικής ροπής. Είναι [202, 203]:

$$\vec{M}(\vec{x}) = \left\langle \sum_i \vec{m}_i \delta(\vec{x} - \vec{x}_i) \right\rangle \quad (B'.6)$$

όπου η άθροιση περιλαμβάνει όλες τις μαγνητικές ροπές στο υλικό. Αν θεωρηθεί ο ορισμός (B'.1) της μέσης τιμής, τότε είναι  $\vec{M}(\vec{x}) = \sum_{i \in \Delta V} \vec{m}_i / \Delta V$ , όπου  $\sum_{i \in \Delta V} \vec{m}_i$  είναι το άθροισμα των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_i$  στο εσωτερικό του στοιχειώδους όγκου  $\Delta V$  (που έχει στο κέντρο του τη θέση  $\vec{x}$ ). Η χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x})$  της μαγνήτισης θεωρείται ότι χαρακτηρίζει τη μαγνητική κατάσταση ενός μαγνητισμένου υλικού από μακροσκοπική άποψη. Το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}(\vec{x})$  που δημιουργείται από το υλικό είναι ταυτόσημο με αυτό που δημιουργείται από μια συνεχή κατανομή ρευμάτων που περιγράφεται από την πυκνότητα ρεύματος  $\vec{J}_M(\vec{x})$ . Αν υπάρχουν και ρεύματα αγωγιμότητας στο υλικό, με αντίστοιχη πυκνότητα  $\vec{J}_F(\vec{x})$ , τότε το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}(\vec{x})$  που δημιουργείται από το υλικό είναι αυτό που προκύπτει από τη συνολική πυκνότητα ρεύματος  $\vec{J}_F(\vec{x}) + \vec{J}_M(\vec{x})$ . Επειδή η πυκνότητα ρεύματος  $\vec{J}_M(\vec{x})$  δεν είναι γνωστή, συνήθως χρησιμοποιείται σε υπολογισμούς που σχετίζονται με μαγνητισμένα υλικά το πεδίο  $\vec{H}(\vec{x})$  που ορίζεται από τη σχέση:

$$\vec{H}(\vec{x}) = \vec{B}(\vec{x}) - 4\pi \vec{M}(\vec{x}) \quad (B'.7)$$

Το πεδίο που θεωρείται θεμελιώδες και περιγράφει πλήρως όλες τις ενδογενείς ιδιότητες του μαγνητικού πεδίου, τις σχέσεις του με τις πηγές του και την επίδρασή του σε ρεύματα αγωγιμότητας

και μαγνητισμένα υλικά είναι το  $\vec{B}$ . Όμως, όταν πρόκειται για το εσωτερικό μαγνητισμένων υλικών, το πεδίο  $\vec{H}$  γίνεται πολύ σημαντικό. Το πεδίο  $\vec{H}$  σχετίζεται με τα ρεύματα αγωγιμότητας, που είναι αυτά που μπορούμε να ελέγχουμε στο εργαστήριο. Η σχέση (B'.7) μας επιτρέπει να διαχωρίζουμε στους υπολογισμούς μας τη συνεισφορά στο  $\vec{B}$  των ρευμάτων αγωγιμότητας από αυτήν της μαγνητισής  $\vec{M}$ . Για ιστορικούς λόγους, πολλές φορές ο όρος μαγνητικό πεδίο χρησιμοποιείται μόνο για το πεδίο  $\vec{H}$ , ενώ το πεδίο  $\vec{B}$  καλείται μαγνητική επαγωγή ή πυκνότητα μαγνητικής ροής. Σε αυτή τη διατριβή θα χρησιμοποιούμε και για τα δύο πεδία τον όρο μαγνητικό πεδίο χωρίς κίνδυνο σύγχυσης, αφού κάθε φορά θα υπάρχει το αντίστοιχο σύμβολο  $\vec{H}$  ή  $\vec{B}$ .

Με δεδομένη τη γενική σχέση  $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M}$ , οι μαγνητικές ιδιότητες ενός ομογενούς υλικού θεωρούνται πλήρως καθορισμένες όταν είναι γνωστή η συναρτησιακή εξάρτηση  $\vec{B}(\vec{H})$  ή  $\vec{M}(\vec{H})$ , η λεγόμενη καταστατική εξίσωση. Αν επιπλέον το υλικό είναι ισότροπο και χωρίς το φαινόμενο της υστέρησης, η καταστατική εξίσωση παίρνει απλή μορφή:

$$\vec{B} = \mu\vec{H}, \quad \vec{M} = \chi\vec{H}, \quad \mu = 1 + 4\pi\chi \quad (\text{B'.8})$$

όπου  $\mu$  είναι η μαγνητική επιτρεπτότητα (magnetic permeability) και  $\chi$  η μαγνητική επιδεκτικότητα (magnetic susceptibility) του υλικού.

## B'.1.2 Θερμοδυναμικοί νόμοι και θερμοδυναμικές συναρτήσεις Helmholtz και Gibbs

Θεωρούμε ένα μακροσκοπικό σύστημα, που αλληλεπιδρά με το περιβάλλον (το σύνολο «σύστημα + περιβάλλον» αποτελεί ένα κλειστό σύστημα). Το περιβάλλον το φανταζόμαστε σαν ένα είδος τεράστιας δεξαμενής, που οι μεταβολές στο υπό μελέτη σύστημα δεν επηρεάζουν αισθητά η θερμοδυναμική του κατάσταση. Όλες οι μεταβολές που συμβαίνουν στο περιβάλλον παραγματοποιούνται με πολύ αργό ρυθμό, εξαιτίας της πολύ μικρής επίδρασης από το υπό μελέτη σύστημα, οπότε μπορεί να θεωρηθεί ότι παραμένει πάντα σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας και οι μεταβολές του είναι αντιστρεπτές. Η αλληλεπίδραση του υπό μελέτη συστήματος με το περιβάλλον μπορεί να πραγματοποιηθεί με την παραγωγή έργου  $\delta W$  από το περιβάλλον πάνω στο σύστημα ή με τη ροή θερμότητας  $\delta Q$  από το περιβάλλον προς το σύστημα (ή μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το σύστημα παράγει έργο  $-\delta W$  και προσφέρει θερμότητα  $-\delta Q$  στο περιβάλλον). Σε αυτή την υποενοότητα θα περιοριστούμε στην περίπτωση συστημάτων με ομογενείς ιδιότητες.

Υπάρχουν δύο θεμελιώδεις νόμοι που διέπουν τη συμπεριφορά των μακροσκοπικών συστημάτων:

(Α) *Πρώτος νόμος της θερμοδυναμικής*: Εκφράζει την αρχή διατήρησης της ενέργειας. Κάθε αλλαγή  $dU$  στην εσωτερική ενέργεια του συστήματος είναι το άθροισμα όλων των ειδών ενέργειας που παίρνει από το περιβάλλον:

$$dU = \delta W + \delta Q \quad (\text{B'.9})$$

Η εσωτερική ενέργεια  $U$  του υπό μελέτη συστήματος είναι μια καταστατική συνάρτηση (γράφουμε  $dU$  για να τονίσουμε ότι είναι η διαφορά μεταξύ κάποιας αρχικής και κάποιας τελικής τιμής). Το έργο  $\delta W$  είναι μια ποσότητα που μπορεί να εκφραστεί στη μορφή:

$$\delta W = \sum_{\mu} H_{\mu} dX_{\mu} \quad (\text{B'.10})$$

όπου για κάθε ζευγάρι  $(H_{\mu}, X_{\mu})$  λέμε ότι είναι συζυγείς μεταβλητές (conjugate variables). Κάθε  $X_{\mu}$  είναι μια καταστατική μεταβλητή, που περιγράφει μια ιδιότητα του συστήματος, και το  $dX_{\mu}$  είναι ένα είδος γενικευμένης μετατόπισης. Κάθε  $H_{\mu}$  είναι ένα είδος γενικευμένης δύναμης, που περιγράφει τη δράση ενός εξωτερικού αιτίου πάνω στο σύστημα. Η θερμότητα  $\delta Q$  είναι το κομμάτι της ενέργειας που προσφέρεται στο σύστημα, που δε μπορεί να γραφεί στη μορφή της σχέσης (B'.10).

(Β) *Δεύτερος νόμος της θερμοδυναμικής*: Δείχνει την κατεύθυνση προς την οποία τείνει να εξελιχθεί αυθόρμητα το σύστημα. Η μαθηματική διατύπωση του νόμου εισάγει μια δεύτερη καταστατική συνάρτηση, την εντροπία  $S$  του συστήματος. Ας υποθέσουμε ότι το σύστημα βρίσκεται

σε επαφή με μια δεξαμενή θερμότητας (thermal bath), που την αντιλαμβανόμαστε ως ένα σύστημα που (λόγω του «μεγέθους» της) μπορεί να θεωρηθεί ότι όλες οι μεταβολές της είναι αντιστρεπτές παρά την αλληλεπίδρασή της με το υπό μελέτη σύστημα. Ειδικότερα θεωρούμε ότι η θερμοκρασία  $T_{TB}$  της δεξαμενής θερμότητας παραμένει πάντα σταθερή παρά την ανταλλαγή θερμότητας με το υπό μελέτη σύστημα. Το υπό μελέτη σύστημα και η δεξαμενή θερμότητας συνιστούν ένα ενιαίο σύστημα που είναι απομονωμένο. Σύμφωνα με το δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο, για κάθε είδος αντιστρεπτής ή μη αντιστρεπτής μεταβολής της κατάστασης του ενιαίου συστήματος, η συνολική εντροπία  $\mathcal{S}_{\text{tot}} = \mathcal{S} + \mathcal{S}_{TB}$  δε γίνεται να μειωθεί:  $d\mathcal{S}_{\text{tot}} = d\mathcal{S} + d\mathcal{S}_{TB} \geq 0$ . Επιπλέον, επειδή για τη δεξαμενή θερμότητας η μεταβολή είναι αντιστρεπτή, θα ισχύει η ισότητα  $\delta Q_{TB} = T_{TB} d\mathcal{S}_{TB}$  για τη θερμότητα  $\delta Q_{TB}$  που προσφέρεται στη δεξαμενή θερμότητας. Επειδή το ενιαίο σύστημα είναι απομονωμένο, θα είναι  $\delta Q = -\delta Q_{TB}$  για τη θερμότητα που προσφέρεται στο υπό μελέτη σύστημα. Έτσι η ανισότητα  $d\mathcal{S}_{\text{tot}} \geq 0$  παίρνει τη μορφή:

$$d\mathcal{S} \geq \frac{\delta Q}{T_{TB}} \quad (\text{B'.11})$$

Αυτή η συνθήκη ικανοποιείται για κάθε είδος αντιστρεπτής ή μη αντιστρεπτής μεταβολής της κατάστασης του συστήματος. Σε αυτή τη μορφή, ο δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος εκφράζεται μέσω της θερμοκρασίας  $T_{TB}$  που δεν είναι καταστατική μεταβλητή του υπό μελέτη συστήματος. Κατά τη διάρκεια της μεταβολής, η θερμοκρασία  $T$  του υπό μελέτη συστήματος συνήθως δεν παραμένει σταθερή. Θα πρέπει όμως να είναι  $T_{\text{ini}} = T_{\text{fin}} = T_{TB}$  όπου  $T_{\text{ini}}$  η αρχική θερμοκρασία του υπό μελέτη συστήματος (πριν την έναρξη της μεταβολής) και  $T_{\text{fin}}$  η τελική θερμοκρασία του (μετά το τέλος της μεταβολής), αφού θεωρούμε ότι υπάρχει ανταλλαγή θερμότητας μόνο κατά τη διάρκεια της μεταβολής. Έτσι η συνθήκη (B'.11) μπορεί να γραφτεί στη μορφή

$$d\mathcal{S} \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (\text{B'.12})$$

όπου  $T$  η θερμοκρασία του υπό μελέτη συστήματος στην αρχή και το τέλος της μεταβολής. Η ισότητα στη σχέση (B'.12) ισχύει μόνο για αντιστρεπτές μεταβολές, οπότε είναι  $\delta Q = Td\mathcal{S}$ . Τότε το ζεύγος  $(T, \mathcal{S})$  είναι συζυγείς μεταβλητές ως προς την ενέργεια που δίνεται με τη μορφή θερμότητας, όπως συμβαίνει για τα ζεύγη  $(H_\mu, X_\mu)$  ως προς την ενέργεια που δίνεται με τη μορφή έργου.

Οι θερμοδυναμικοί μετασχηματισμοί μπορούν να λάβουν χώρα κάτω από διάφορους περιορισμούς, όπως π.χ. σταθερή θερμοκρασία, σταθερή εντροπία κλπ. Σε κάθε περίπτωση μπορούμε να ορίσουμε μια θερμοδυναμική συνάρτηση ή θερμοδυναμικό δυναμικό (thermodynamic potential), που περιγράφει πως θα εξελιχθεί μια αυθόρμητη μεταβολή. Επιπλέον μια θερμοδυναμική συνάρτηση μας δίνει και το μέγιστο ποσό της αποθηκευμένης εσωτερικής ενέργειας, που μπορεί να αποδοθεί από το σύστημα με τη μορφή έργου κάτω από τους υπάρχοντες περιορισμούς. Γι αυτό μια θερμοδυναμική συνάρτηση καλείται συνήθως και ελεύθερη ενέργεια. Εδώ ενδιαφερόμαστε κυρίως για δύο τέτοιες συναρτήσεις (η εξάρτηση μιας  $f$  από τα  $H_\mu$  ή τα  $X_\mu$  γράφεται ως  $f(\underline{H})$  ή  $f(\underline{X})$  αντίστοιχα):

(α) *Ελεύθερη ενέργεια Helmholtz* ή *συνάρτηση Helmholtz*  $F(\underline{X}, T)$ : Χρησιμοποιείται για την περιγραφή συστημάτων που κρατούνται σε σταθερή θερμοκρασία ( $dT = 0$ ) και αλληλεπιδρούν με το περιβάλλον μόνο με ανταλλαγή θερμότητας  $\delta Q$ , ενώ είναι μηχανικά απομονωμένα ( $dX_\mu = 0$ ). Ορίζεται από τη σχέση:

$$F(\underline{X}, T) = \mathcal{U} - T\mathcal{S} \quad (\text{B'.13})$$

Από το δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο έχουμε  $-Td\mathcal{S} \leq -\delta Q$ , οπότε θα είναι:

$$\begin{aligned} dF &= d(\mathcal{U} - T\mathcal{S}) = d\mathcal{U} - Td\mathcal{S} - \mathcal{S}dT \leq d\mathcal{U} - \delta Q - \mathcal{S}dT = \\ &= \delta\mathcal{W} - \mathcal{S}dT = \sum_{\mu} H_{\mu}dX_{\mu} - \mathcal{S}dT \end{aligned}$$

ή πιο συνοπτικά

$$dF \leq \delta\mathcal{W} - \mathcal{S}dT = \sum_{\mu} H_{\mu}dX_{\mu} - \mathcal{S}dT \quad (\text{B'.14})$$

Άρα, ένας μετασχηματισμός όπου είναι  $dT = 0$  και  $dX_\mu = 0$  θα πρέπει να υπακούει στην ανισότητα  $dF \leq 0$ . Αν ο μετασχηματισμός είναι αντιστρεπτός, τότε ισχύει η ισότητα  $dF = 0$ . Στη γενικότερη περίπτωση ενός αντιστρεπτού μετασχηματισμού, όπου δεν υπάρχουν οι περιορισμοί  $dT = 0$  και  $dX_\mu = 0$ , ισχύει  $dF = \delta W - SdT = \sum_\mu H_\mu dX_\mu - SdT$ . Από αυτό το διαφορικό προκύπτουν οι μερικές παράγωγοι

$$\left[ \frac{\partial F}{\partial X_\mu} \right]_T = H_\mu \quad \left[ \frac{\partial F}{\partial T} \right]_{\underline{X}} = -S \quad (\text{B'.15})$$

(β) *Ελεύθερη ενέργεια Gibbs ή συνάρτηση Gibbs  $G(\underline{H}, T)$* : Χρησιμοποιεί για την περιγραφή συστημάτων που κρατούνται σε σταθερή θερμοκρασία ( $dT = 0$ ) και αλληλεπιδρούν με το περιβάλλον τόσο με ανταλλαγή θερμότητας  $\delta Q$  όσο και με παραγωγή έργου  $\delta W$ , αλλά με τις γενικευμένες δυνάμεις σταθερές ( $dH_\mu = 0$ ). Ορίζεται από τη σχέση:

$$G(\underline{H}, T) = \mathcal{U} - TS - \sum_\mu H_\mu X_\mu = F - \sum_\mu H_\mu X_\mu \quad (\text{B'.16})$$

Ξεκινώντας και πάλι από την ανισότητα  $-TdS \leq -\delta Q$  και δουλεύοντας όπως στην περίπτωση της συνάρτησης Helmholtz, έχουμε τη γενική ανισότητα:

$$dG \leq \delta W - d\left(\sum_\mu H_\mu X_\mu\right) - SdT = -\sum_\mu X_\mu dH_\mu - SdT \quad (\text{B'.17})$$

Στη γενική περίπτωση ενός αντιστρεπτού μετασχηματισμού ισχύει η ισότητα, οπότε από το διαφορικό προκύπτουν οι μερικές παράγωγοι

$$\left[ \frac{\partial G}{\partial H_\mu} \right]_T = -X_\mu \quad \left[ \frac{\partial G}{\partial T} \right]_{\underline{H}} = -S \quad (\text{B'.18})$$

Ένας μετασχηματισμός όπου είναι  $dT = 0$  και  $dH_\mu = 0$  θα πρέπει να υπακούει στην ανισότητα  $dG \leq 0$ . Αν ο μετασχηματισμός είναι αντιστρεπτός, τότε ισχύει η ισότητα  $dG = 0$ .

Ένας αυθόρμητος μετασχηματισμός μπορεί να συμβεί μόνο σε ένα σύστημα που είναι αρχικά σε κατάσταση μη ισορροπίας. Αυτή η κατάσταση μη ισορροπίας θα χρειάζεται κάποιες άλλες παραμέτρους για να περιγραφεί, επιπλέον αυτών που η τιμή τους κρατείται σταθερή (και είναι πιθανό οι νέες παράμετροι να έχουν εξάρτηση από τη θέση). Οι επιπλέον παράμετροι μεταβάλλονται με το χρόνο, μέχρι τη στιγμή που η θερμοδυναμική συνάρτηση φτάνει στο ολικό ελάχιστό της στην κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας. Αυτή θα πρέπει να είναι μια κατάσταση ευσταθούς ισορροπίας, για να παραμείνει εκεί το σύστημα. Ας υποθέσουμε ότι (με τη θερμοκρασία πάντα σταθερή) σε μια μικροσκοπική περιοχή του συστήματος συμβαίνει αυθόρμητα μια μικρή διακύμανση  $\Delta X_\mu > 0$ , τότε θα πρέπει τοπικά να αυξηθεί η αντίστοιχη γενικευμένη δύναμη  $H_\mu$  από τις γειτονικές περιοχές του συστήματος για να επαναφέρει την  $X_\mu$  σε αυτή τη μικρή περιοχή στην τιμή της κατάστασης ισορροπίας. Άρα η διακύμανση  $\Delta X_\mu > 0$  επάγει μια διακύμανση  $\Delta H_\mu > 0$  που τείνει να απεναφέρει το σύστημα στην ισορροπία. Από αυτό το ποιοτικό επιχείρημα καταλαβαίνουμε ότι η ευστάθεια της κατάστασης ισορροπίας απαιτεί να ισχύει η συνθήκη

$$\left[ \frac{\partial X_\mu}{\partial H_\mu} \right]_T > 0 \quad (\text{B'.19})$$

Τότε από τις σχέσεις (B'.15) και (B'.18) θα έχουμε τις σχέσεις:

$$\left[ \frac{\partial^2 F}{\partial X_\mu^2} \right]_T = \left[ \frac{\partial H_\mu}{\partial X_\mu} \right]_T > 0 \quad \left[ \frac{\partial^2 G}{\partial H_\mu^2} \right]_T = - \left[ \frac{\partial X_\mu}{\partial H_\mu} \right]_T < 0 \quad (\text{B'.20})$$

που είναι αναγκαίες συνθήκες για την ευστάθεια της κατάστασης θερμοδυναμικής ισορροπίας.

### B'.1.3 Ελεύθερη ενέργεια Landau και μετασταθείς καταστάσεις

Στη σημείωση B'.1.2 αναφερθήκαμε στο γεγονός ότι κάθε αυθόρμητος μετασχηματισμός σε ένα μακροσκοπικό σύστημα, σε συνθήκες σταθερής θερμοκρασίας και εξωτερικής διέγερσης/πεδίου, τείνει να μειώσει την τιμή της ελεύθερης ενέργειας Gibbs. Στην κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, η ελεύθερη ενέργεια Gibbs παίρνει την ελάχιστη τιμή της. Πριν όμως το σύστημα φτάσει στη θερμοδυναμική ισορροπία, υπάρχει η περίπτωση να βρεθεί σε μια μετασταθή κατάσταση, που είναι μια κατάσταση ευσταθούς ισορροπίας του συστήματος (όπου οι αλληλεπιδράσεις που ασκούνται σε αυτό τείνουν να το επαναφέρουν στη συγκεκριμένη κατάσταση). Το σύστημα μπορεί να μείνει σε μια τέτοια μετασταθή κατάσταση μόνο για κάποιο πεπερασμένο χρονικό διάστημα, αφού η θερμική διέγερση τείνει να το οδηγήσει τελικά προς την κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας. Το φαινόμενο της υστέρησης σχετίζεται άμεσα με την ύπαρξη τέτοιων μετασταθών καταστάσεων και για αυτό θα γίνει εδώ μια πολύ σύντομη περιγραφή τους.

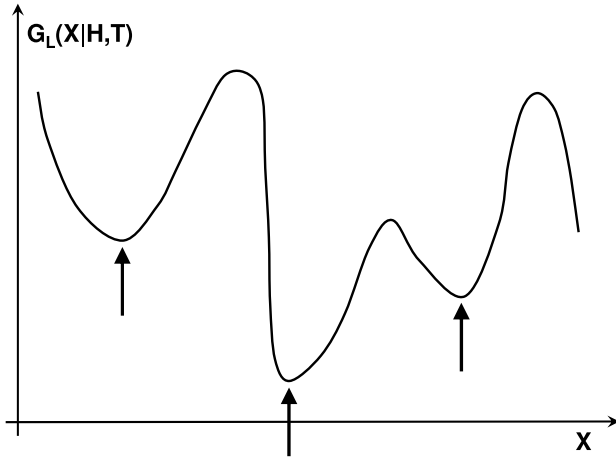
Για να είναι πιο απλή η περιγραφή, θα θεωρήσουμε ότι για το σύστημα υπάρχουν μόνο δύο συζυγείς μεταβλητές  $(H, X)$  ως προς την ενέργεια που του δίνεται με τη μορφή έργου ( $H$  =εξωτερική διέγερση/πεδίο,  $X$  =καταστατική μεταβλητή ή γενικευμένη «θέση» του συστήματος). Για τον ίδιο λόγο, θα περιοριστούμε σε περιπτώσεις όπου το σύστημα έχει την ιδιότητα που ονομάζεται τοπική μνήμη: η κατάσταση του συστήματος σε κάθε χρονική στιγμή χαρακτηρίζεται πλήρως από τις τιμές των  $H, X$  και της θερμοκρασίας  $T$ . Η ελεύθερη ενέργεια Gibbs του συστήματος θα είναι  $G(H, T) = F - HX$  ( $F$  η ελεύθερη ενέργεια Helmholtz). Η  $G$  είναι η θερμοδυναμική συνάρτηση που χρησιμοποιείται για να περιγράψει αυθόρμητες μεταβολές του συστήματος που γίνονται με σταθερά τα  $H$  και  $T$ : κατά τη διάρκεια μιας αυθόρμητης μεταβολής, από μια αρχική κατάσταση μη ισορροπίας προς την κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, μειώνεται συνεχώς η τιμή της  $G$ .

Η έναρξη αυθόρμητης μεταβολής συνεπάγεται την ύπαρξη κάποιων εσωτερικών βαθμών ελευθερίας που αλλάζουν με το χρόνο, ενώ τα  $H$  και  $T$  μένουν σταθερά. Θεωρούμε την περίπτωση όπου αυτοί οι εσωτερικοί βαθμοί ελευθερίας εκπροσωπούνται από την ίδια τη μεταβλητή  $X$  (σε συμφωνία με την ιδιότητα της τοπικής μνήμης). Αυτό σημαίνει ότι η  $X$  αλλάζει με το χρόνο κατά τη διάρκεια της αυθόρμητης μεταβολής και ότι ο χαρακτηριστικός χρόνος εφυσυχασμού  $\tau_X$ , που απαιτείται ώστε η  $X$  να αποκτήσει μια καλά καθορισμένη μακροσκοπική τιμή ως αποτέλεσμα των εσωτερικών διεργασιών, είναι πολύ μικρότερος από τον αντίστοιχο χρόνο εφυσυχασμού  $\tau$ , που περιγράφει το ρυθμό με τον οποίο πλησιάζει συνολικά το σύστημα προς τη θερμοδυναμική ισορροπία. Το σύστημα περνάει από διαδοχικές καταστάσεις μη ισορροπίας με καλά καθορισμένη τιμή της  $X$ , και η ενέργεια που αντιστοιχεί σε κάθε τέτοια κατάσταση θα είναι (συνάρτηση της  $X$  με δεδομένες τις τιμές των  $H$  και  $T$ ):

$$G_L(X|H, T) = F(X, T) - HX \quad (\text{B'.21})$$

Η  $G_L(X|H, T)$  είναι η λεγόμενη ελεύθερη ενέργεια Landau, που χρησιμοποιήθηκε από τον L.D. Landau στη φαινομενολογική θεωρία του για τις αλλαγές φάσης. Ο ορισμός της μοιάζει με αυτόν της ελεύθερης ενέργειας Gibbs  $G$ , όμως είναι διαφορετικός: η  $G$  είναι συνάρτηση μόνο των  $H$  και  $T$  και η  $X$  πρέπει να εκφραστεί μέσω μιας καταστατικής εξίσωσης  $X(H, T)$ , ενώ η  $G_L$  δίνει την ελεύθερη ενέργεια στην περίπτωση όπου το σύστημα βρίσκεται σε κατάσταση που η  $X$  έχει μια συγκεκριμένη τιμή. Για θερμοκρασία  $T=0$  K είναι  $G_L^0(X|H) = G_L(X|H, T=0) = U(X) - HX$ , δηλαδή η  $G_L^0(X|H)$  είναι απλά η συνολική ενέργεια του συστήματος όπου ο όρος  $-HX$  αντιστοιχεί στη δυναμική ενέργεια αλληλεπίδρασης με το πεδίο  $H$ . Η  $G_L(X|H, T)$  είναι η γενίκευση της  $G_L^0(X|H)$  που περιλαμβάνει τα αποτελέσματα της αύξησης της εντροπίας  $S$  του συστήματος λόγω θέρμανσης.

Το φυσικό νόημα της  $G_L$  γίνεται πιο κατανοητό, αν θεωρήσουμε τη σχέση που δίνει τη  $G$  στη στατιστική μηχανική. Στη στατιστική μηχανική η ελεύθερη ενέργεια Gibbs  $G(H, T)$  συνδέεται με τη συνάρτηση επιμερισμού  $Z(H, T)$  μέσω της σχέσης  $G(H, T) = -k_B T \ln Z(H, T)$  ( $k_B$  είναι η σταθερά Boltzmann και  $\ln$  είναι ο φυσικός λογάριθμος). Η συνάρτηση επιμερισμού αρκεί για να καθορίσει



Πιθανή μορφή της ελεύθερης ενέργειας Landau  $G_L(X|H,T)=F(X,T)-HX$  που ορίζεται σε ένα σύστημα, του οποίου η κατάσταση σε κάθε χρονική στιγμή χαρακτηρίζεται πλήρως από τις τιμές των συζυγών μεταβλητών  $H$  (εξωτερική διέγερση/πεδίο) και  $X$  (γενικευμένη «θέση» του συστήματος) και τη θερμοκρασία  $T$ .

Σχήμα Β'.1: Παράδειγμα ελεύθερης ενέργειας Landau  $G_L$ . Τα βέλη δείχνουν τα τοπικά ελάχιστα της  $G_L$ , που αντιστοιχούν σε μετασταθείς καταστάσεις του συστήματος.

όλες τις θερμοδυναμικές ιδιότητες του συστήματος και δίνεται από ένα άθροισμα της μορφής:

$$Z(H,T) = \exp\left(-\frac{G(H,T)}{k_B T}\right) = \sum_i \exp\left(-\frac{E_i - HX_i}{k_B T}\right) \quad (\text{B'.22})$$

πάνω σε όλες τις επιτρεπτές μικροκαταστάσεις  $i$  του συστήματος, όπου  $E_i$  η ενέργεια της μικροκατάστασης  $i$  αν ήταν  $H = 0$  για το εξωτερικό πεδίο. Η πιθανότητα να βρεθεί το σύστημα σε μια μικροκατάσταση  $i$  είναι  $P(i) = \exp[-(E_i - HX_i)/k_B T]/Z(H,T)$ . Ας υποθέσουμε ότι κάνουμε την άθροιση της σχέσης (B'.22) σε δύο βήματα: πρώτα αθροίζουμε για όλες τις μικροκαταστάσεις  $i$  όπου η  $X$  έχει μια συγκεκριμένη τιμή και μετά για όλες τις δυνατές τιμές της  $X$ . Τότε είναι:

$$\exp\left(-\frac{G(H,T)}{k_B T}\right) = \sum_X \sum_{X_i=X} \exp\left(-\frac{E_i - HX_i}{k_B T}\right) = \sum_X \exp\left(-\frac{G_L(X|H,T)}{k_B T}\right) \quad (\text{B'.23})$$

δηλαδή η πρώτη άθροιση, για  $X_i=X=\text{σταθ}$ , δίνει την  $G_L(X|H,T)$ :

$$\exp\left(-\frac{G_L(X|H,T)}{k_B T}\right) = \sum_{X_i=X} \exp\left(-\frac{E_i - HX_i}{k_B T}\right) \quad (\text{B'.24})$$

Η πιθανότητα να πάρει κάποια τιμή η  $X$  είναι  $P(X) = \exp[-G_L(X|H,T)/k_B T]/Z(H,T)$

Κατά τη διάρκεια της ανθόρμητης μεταβολής, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι στο σύστημα ασκούνται δύο ανταγωνιστικές δυνάμεις: η εσωτερική δύναμη  $[\partial F/\partial X]_T$  και το εξωτερικό πεδίο  $H$ . Όταν υπάρχει ισορροπία ανάμεσα στις δύο δυνάμεις θα είναι  $[\partial F/\partial X]_T = H$ . Αν χρησιμοποιήσουμε αυτή την ισότητα στην παραγωγή της σχέσης (B'.21), τότε συμπεραίνουμε ότι για σύστημα σε κατάσταση ισορροπίας η  $G_L(X|H,T)$  πρέπει να παίρνει κάποια ακρότατη τιμή:

$$\left[\frac{\partial G_L}{\partial X}\right]_{H,T} = 0 \quad (\text{B'.25})$$

Για ευσταθή ισορροπία αυτή η ακρότατη τιμή είναι ένα τοπικό ελάχιστο, δηλαδή ικανοποιεί την επιπλέον συνθήκη:

$$\left[\frac{\partial^2 G_L}{\partial X^2}\right]_{H,T} > 0 \quad (\text{B'.26})$$

Κάθε τοπικό ελάχιστο της  $G_L(X|H,T)$  είναι μια πιθανή μετασταθείς κατάσταση, στην οποία μπορεί να βρεθεί το σύστημα (βλέπε σχήμα Β'.1). Για μικρές χρονικές περιόδους, οι ασκούμενες δυνάμεις τείνουν να κρατήσουν το σύστημα σε αυτή την κατάσταση. Όμως σε μεγαλύτερες χρονικές

κλίμακες, η θερμική διέγερση προσφέρει στο σύστημα τη δυνατότητα να «εξερευνήσει» και άλλες καταστάσεις. Το σύστημα μπορεί να μεταβεί, τοπικά και για μικρά χρονικά διαστήματα, σε υψηλότερες τιμές ενέργειας μέσω τυχαίων θερμικών διακυμάνσεων. Η πιθανότητα μιας θερμικής διακύμανσης συγκρίσιμη με το ενεργειακό φράγμα που χωρίζει γειτονικά ελάχιστα είναι μη μηδενική. Όταν πραγματοποιηθεί αυτή η πιθανότητα, μπορεί να γίνει τοπικά μετάβαση στη νέα διαθέσιμη μετασταθής κατάσταση. Μέσω αυτού του μηχανισμού, το σύστημα «απλώνεται» σε όλο και μεγαλύτερες περιοχές του φασικού χώρου. Τελικά – μετά από χρόνο της τάξης μεγέθους του χρόνου εφησυχασμού  $\tau$  – θα βρεθεί στην κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, όπου η πιθανότητα κατάληψης μιας οποιασδήποτε κατάστασης δίνεται από τη στατιστική του Boltzmann.

## B'.1.4 Γενικά ποιοτικά χαρακτηριστικά της μαγνητικής υστέρησης

### Η ύπαρξη μη τοπικής μνήμης

Η περιγραφή των σιδηρομαγνητικών υλικών, όπως δόθηκε στην υποενότητα 2.1.1, περιέχει μερικά πολύ βασικά χαρακτηριστικά της συμπεριφοράς τους αλλά δεν εξηγεί γιατί υπάρχει η μαγνητική υστέρηση. Η μαγνητική υστέρηση σχετίζεται με το γεγονός ότι η γνώση του εφαρμοζόμενου πεδίου  $\vec{H}_a$  και της μαγνήτισης  $\vec{M}$  δεν επαρκεί για να καθορίσει τη μελλοντική εξέλιξη του σιδηρομαγνητικού υλικού στο οποίο γίνεται μια μαγνητική μέτρηση: οι τιμές των  $\vec{H}_a$  και  $\vec{M}$  και της μεταβολής  $d\vec{H}_a$  του πεδίου δεν καθορίζουν μονοσήμαντα τη μεταβολή  $d\vec{M}$  της μαγνήτισης. Αυτή η αδυναμία καθορισμού της μεταβολής  $d\vec{M}$  σχετίζεται με τη σειρά της με το γεγονός ότι η μαγνήτιση  $\vec{M}$ , έτσι όπως ορίζεται και χρησιμοποιείται στις πειραματικές μαγνητικές μετρήσεις, δεν επαρκεί για να περιγράψει πλήρως τη μαγνητική κατάσταση του υλικού. Η μαγνητική κατάσταση ενός υλικού είναι πλήρως καθορισμένη μόνο όταν είναι γνωστή η  $\Delta\text{MPI}$  (δομή των μαγνητικών περιοχών) [44, 204]. Όμως η μαγνήτιση  $\vec{M}$  σε μια μαγνητική μέτρηση είναι η μέση τιμή της μαγνητικής ροπής ανά μονάδα όγκου, υπολογισμένη σε όγκους που περιέχουν πολλές μαγνητικές περιοχές.

Η χρήση αυτής της μέσης τιμής έχει ως αποτέλεσμα να χάνεται μεγάλη ποσότητα πληροφορίας σχετικά με τη μαγνητική κατάσταση του υλικού, οπότε αναμένεται ότι θα υπάρχει ένα μεγάλο πλήθος από  $\Delta\text{MPI}$  που αντιστοιχούν στην ίδια μέση τιμή  $\vec{M}$  [44, 204]. Για δεδομένες τιμές των  $\vec{H}_a$  και  $\vec{M}$ , είναι η προηγούμενη ιστορία του υλικού που καθορίζει ποιά από αυτές τις  $\Delta\text{MPI}$  θα προκύψει και πως θα μεταβληθεί αυτή η δομή, όταν υπάρξει και νέα μεταβολή  $d\vec{H}_a$  του πεδίου [204]. Από κάθε σημείο  $(\vec{H}_a, \vec{M})$  ενός γενικευμένου  $(\vec{H}_a, \vec{M})$ -χώρου ξεκινάει ένας τεράστιος (πρακτικά άπειρος) αριθμός διαφορετικών καμπυλών  $\vec{M}(\vec{H}_a)$  που περιγράφουν τη μελλοντική εξέλιξη του σιδηρομαγνητικού υλικού, και η προηγούμενη ιστορία του θα καθορίσει ποιά από αυτές τις καμπύλες θα ακολουθήσει τελικά [204, 205]. Ένα σύστημα με αυτή τη συμπεριφορά καλείται σύστημα με μη τοπική μνήμη (nonlocal memory [205]). Η ύπαρξη μη τοπικής μνήμης είναι άλλο ένα βασικό χαρακτηριστικό της υστέρησης που παρατηρείται στα σιδηρομαγνητικά υλικά.

### Πολυπλοκότητα της μορφής της ελεύθερης ενέργειας

Ο λόγος που αναμένεται η ύπαρξη μεγάλου αριθμού από  $\Delta\text{MPI}$  για δεδομένες τιμές των  $\vec{H}_a$  και  $\vec{M}$  είναι ο μεγάλος βαθμός δομικής αταξίας (structural disorder) που χαρακτηρίζει τα πραγματικά υλικά [204]. Υπάρχουν οι κρυσταλλικοί κόκκοι (grains) στα πολυκρυσταλλικά υλικά, οι εξαρθρώσεις (dislocations) και οι παραμορφώσεις (deformations) του κρυσταλλικού πλέγματος, οι διακυμάνσεις στις αναλογίες των ατόμων, η συνύπαρξη διαφορετικών φάσεων σε διαφορετικές περιοχές του υλικού (phase separation), η επιφανειακή τραχύτητα (surface roughness) στην περίπτωση των λεπτών υμενίων, οι τυχαίες διακυμάνσεις στο σχήμα και το μέγεθος των σωματιδίων για συστήματα από απομονωμένα σωματίδια και πολλά άλλα πιθανά αίτια που αυξάνουν τη δομική αταξία. Οι αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής, οι αλληλεπιδράσεις που προκαλούν τη μαγνητική ανισοτροπία και οι μαγνητοστατικές αλληλεπιδράσεις συνιστούν ένα μηχανισμό σύζευξης μεταξύ αυτών των αιτιών της δομικής αταξίας και της μαγνήτισης  $\vec{M}$  [204, 60]. Το αποτέλεσμα είναι ότι η τιμή της ελεύθερης



ενέργειας Landau  $G_L$  του σιδηρομαγνητικού υλικού εξαρτάται από τις λεπτομέρειες της ΔΜΠ και η  $G_L$  παρουσιάζει εξαιρετικά πολύπλοκη μορφή, με μεγάλο αριθμό από τοπικά ακρότατα (μέγιστα, ελάχιστα και σαγματικά σημεία) [204, 60].

Τα τοπικά ελάχιστα της ελεύθερης ενέργειας  $G_L$ , για σταθερά το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$  και τη θερμοκρασία  $T$ , είναι καταστάσεις ευσταθούς ισορροπίας (μετασταθείς καταστάσεις ή *metastable states* [206]) και αντιστοιχούν σε ΔΜΠ που έχουν πολύ μεγαλύτερη πιθανότητα να παρατηρηθούν λόγω του μεγαλύτερου χρόνου ζωής τους: αν το σύστημα βρεθεί σε κατάσταση μη ευσταθούς ισορροπίας, λόγω κάποιας εξωτερικής διέγερσης, μεταβαίνει ταχύτατα προς το πιο κοντινό τοπικό ελάχιστο. Αν η θερμοκρασία  $T$  είναι αρκετά χαμηλή και οι ενεργειακοί φραγμοί που χωρίζουν ένα τοπικό ελάχιστο από τα γειτονικά του είναι αρκετά μεγάλοι, τότε το σύστημα μπορεί να μείνει παγιδευμένο σε αυτό το τοπικό ελάχιστο για πολύ μεγάλο χρονικό διάστημα, παρά το γεγονός ότι ένα τέτοιο τοπικό ελάχιστο δεν αντιστοιχεί σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας του συστήματος [204, 206]. Για  $T \rightarrow 0$  K αυτό το χρονικό διάστημα τείνει στο άπειρο, σε αντίθεση με ότι συμβαίνει για  $T > 0$  K. Για  $T > 0$  K το σύστημα θα εξελιχθεί σταδιακά προς την κατάσταση της θερμοδυναμικής ισορροπίας, όπου η πιθανότητα πραγματοποίησης κάθε δομής δίνεται από τη στατιστική του Boltzmann [206].

## Το φαινόμενο Barkhausen

Αυτή η περιγραφή ισχύει μόνο για σταθερό εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$ . Όταν το πεδίο  $\vec{H}_a$  αλλάζει με το χρόνο, τότε αλλάζει μαζί με αυτό και η μορφή της ελεύθερης ενέργειας  $G_L$ , εξαιτίας του ενεργειακού όρου  $-\vec{M} \cdot \vec{H}_a$  (η θερμοκρασία  $T$  διατηρείται σταθερή κατά τη μεταβολή). Αυτό έχει σαν συνέπεια τη συνεχή μεταβολή του πλήθους, των θέσεων (σε ένα γενικευμένο χώρο όπου κάθε σημείο αντιστοιχεί σε μία ΔΜΠ) και των ειδών των τοπικών ακρότατων, λόγω της συνεχούς μεταβολής της τιμής του πεδίου  $\vec{H}_a$  [204]. Κατά τη συνεχή μεταβολή του  $\vec{H}_a$ , θα έρθει κάποια στιγμή που η τιμή του θα είναι τέτοια ώστε η υπάρχουσα ΔΜΠ του υλικού να μην είναι πλέον μια ευσταθής κατάσταση: για αυτή την τιμή του  $\vec{H}_a$ , η ΔΜΠ του υλικού δεν αντιστοιχεί πλέον σε τοπικό ελάχιστο της  $G_L$  αλλά σε σαγματικό σημείο. Η υπάρχουσα ΔΜΠ γίνεται ασταθής και το σύστημα μεταβαίνει γρήγορα (αρκετά γρήγορα ώστε το πεδίο  $\vec{H}_a$  να μπορεί να θεωρηθεί σταθερό κατά τη διάρκεια της μετάβασης) προς μια νέα ΔΜΠ που αντιστοιχεί στο κοντινότερο τοπικό ελάχιστο της  $G_L$  [204, 60, 206]. Η μεταβολή της ΔΜΠ μπορεί να είναι τοπική, με μετακίνηση ενός μαγνητικού τοιχώματος προς μια γειτονική θέση ευσταθούς ισορροπίας, ή να περιλαμβάνει εκτεταμένες μεταβολές που εκτείνονται σε μεγάλο τμήμα του όγκου του υλικού, όπως συμβαίνει όταν σχηματίζονται νέες μαγνητικές περιοχές αντίστροφης μαγνήτισης [204].

Ο μηχανισμός που περιγράφηκε, μέσω του οποίου η μεταβολή του εξωτερικού πεδίου  $\vec{H}_a$  προκαλεί μεταβολή της μαγνήτισης  $\vec{M}$ , ονομάζεται *φαινόμενο Barkhausen* [204, 60, 206] (*Barkhausen effect*) από το όνομα του H. Barkhausen που τον παρατήρησε πειραματικά για πρώτη φορά το 1919. Παρατήρησε ότι η μεταβολή της μαγνήτισης με το πεδίο δεν γίνεται με συνεχή τρόπο αλλά περιλαμβάνει πολλές ασυνεχείς μεταβολές, τα λεγόμενα *άλματα Barkhausen* [204, 60, 206] (*Barkhausen jumps*): η μαγνήτιση μένει σχεδόν αμετάβλητη για μια περιοχή τιμών του πεδίου και κάποια στιγμή εταβάλλεται πολύ γρήγορα, για να ακολουθήσει νέα περιοχή τιμών του πεδίου όπου μένει σχεδόν αμετάβλητη κ.ο.κ. Έτσι η πειραματική καμπύλη  $M_{\parallel}(H_a)$  δεν είναι στην πραγματικότητα ομαλή αλλά μοιάζει να αποτελείται από διαδοχικά «σκαλοπάτια» και η παράγωγός της  $dM_{\parallel}(H_a)/dH_a$  παρουσιάζει πολύ έντονες διακυμάνσεις. Σε κάθε περιοχή τιμών του πεδίου όπου η μαγνήτιση μένει σχεδόν αμετάβλητη ( $dM_{\parallel}(H_a)/dH_a \approx 0$ ), η ΔΜΠ παραμορφώνεται με ομαλό τρόπο (*smooth springlike distortion*) λόγω της αλλαγής του εξωτερικού πεδίου και η ελεύθερη ενέργεια  $G_L$  αυξάνεται λόγω του έργου που παράγει το εξωτερικό πεδίο [204]. Αντίθετα, κάθε απότομη μεταβολή της μαγνήτισης ( $dM_{\parallel}(H_a)/dH_a$  πολύ μεγάλη) αντιστοιχεί σε τιμές του πεδίου όπου η ΔΜΠ γίνεται ασταθής (σαγματικό σημείο της ελεύθερης ενέργειας  $G_L$ ) και πραγματοποιείται μετάβαση προς μια νέα ευσταθή ΔΜΠ χαμηλότερης ελεύθερης ενέργειας  $G_L$  (τοπικό ελάχιστο της  $G_L$ ) μέσω άλματος *Barkhausen* [204].

## Σύνδεση με τη στατιστική μηχανική και τη θερμοδυναμική

Ο διαχωρισμός αυτών των δύο διαδικασιών μεταβολής της μαγνήτισης δεν είναι απόλυτος. Σε ένα πραγματικό υλικό είναι δυνατό να συνυπάρχουν και οι δύο διαδικασίες (η μία σε κάποιες περιοχές του υλικού και η άλλη σε κάποιες άλλες). Αυτό που προκύπτει είναι μια εξαιρετικά περίπλοκη δομή, όπου το εύρος των περιοχών τιμών του πεδίου με  $dM_{\parallel}(H_a)/dH_a \approx 0$  και το μέγεθος της παραγωγού  $dM_{\parallel}(H_a)/dH_a$  κατά τις απότομες μεταβολές δεν έχουν συγκεκριμένες τάξεις μεγέθους. Αντίθετα, οι τιμές τους απλώνονται σε ένα μεγάλο εύρος από κλίμακες τιμών, εμφανίζοντας χαοτική συμπεριφορά που μπορεί να περιγραφεί μόνο με τη χρήση στατιστικών μεθόδων [204]. Αυτός ο χαοτικός (πρακτικά τυχαίος) χαρακτήρας του φαινομένου Barkhausen, που έχει σχέση με το μεγάλο βαθμό δομικής αταξίας σε ένα πραγματικό υλικό, καθιστά αναγκαία τη χρήση στατιστικών μεθόδων για την περιγραφή του φαινομένου και της διαδικασίας μεταβολής της μαγνήτισης [204].

Ο μεγάλος βαθμός δομικής αταξίας των υλικών, καθιστά γενικότερα αναγκαία τη χρήση στατιστικών μεθόδων για την περιγραφή των ΔΜΠ. Εκτός ίσως από πολύ ειδικές περιπτώσεις, είναι πρακτικά ανώφελη η προσπάθεια λεπτομερούς περιγραφής μιας ΔΜΠ λόγω μεγάλης πολυπλοκότητας, ακριβώς όπως είναι ανώφελη η προσπάθεια λεπτομερούς περιγραφής μιας μικροκατάστασης ενός μακροσκοπικού συστήματος. Αντί για αυτό εφαρμόζονται μέθοδοι ανάλογες με αυτές της στατιστικής μηχανικής [204]. Στη στατιστική μηχανική δε μας ενδιαφέρει η λεπτομερής περιγραφή των μικροκαταστάσεων ενός μακροσκοπικού συστήματος αλλά αρκούμαστε στη στατιστική περιγραφή τους. Λεπτομερής περιγραφή δίνεται μόνο για τις μακροκαταστάσεις του συστήματος, που χαρακτηρίζονται από καλά καθορισμένες τιμές κάποιων μακροσκοπικά παρατηρούμενων φυσικών μεγεθών. Σε κάθε μία μακροκατάσταση αντιστοιχεί μια ολόκληρη συλλογή από στατιστικά ισοδύναμες μικροκαταστάσεις, που διαφέρουν η μία από την άλλη ως προς τις λεπτομέρειές τους αλλά δίνουν τις ίδιες μέσες τιμές για όλα τα μακροσκοπικά φυσικά μεγέθη. Με την ίδια λογική, όταν μιλάμε για τη μαγνητική κατάσταση ενός σιδηρομαγνητικού υλικού δεν εννοούμε μια συγκεκριμένη ΔΜΠ. Αυτό που εννοούμε πραγματικά είναι μια συλλογή από στατιστικά ισοδύναμες ΔΜΠ, που δίνουν την ίδια μακροσκοπική χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x})$  της μαγνήτισης για την κλίμακα μήκους που έχει επιλεγεί [204].

Σύμφωνα με τα παραπάνω, σε ένα μαγνητικό υλικό όπου η ελεύθερη ενέργεια  $G_L$  έχει αρκετά πολύπλοκη δομή ώστε να εμφανίζεται το φαινόμενο Barkhausen κατά τη συνεχή μεταβολή του εξωτερικού πεδίου, η ύπαρξη του φαινομένου της μαγνητικής υστέρησης είναι θερμοδυναμικά επιβεβλημένη. Πράγματι η εμφάνιση της υστέρησης σχετίζεται άμεσα με το γεγονός ότι η διάχυση θερμότητας, από το υλικό προς τη δεξαμενή θερμότητας που χρησιμοποιείται για να διατηρηθεί σταθερή η θερμοκρασία του, είναι μια μη αντιστρεπτή διαδικασία [207]. Για να γίνει πιο σαφές τι εννοούμε, θα περιγράψουμε πως προκύπτει αυτό το συμπέρασμα. Κάθε άλμα Barkhausen συνιστά μια αυθόρμητη μεταβολή του συστήματος, κατά την οποία μειώνεται η συνολική ελεύθερη ενέργειά του ( $\Delta G_L < 0$ ) [206]. Ένα μέρος από την ενέργεια που ελευθερώνεται από αυτή τη μείωση θερμαίνει τοπικά το υλικό [60, 59, 61, 62] και άρα εμφανίζεται αυθόρμητη διάχυση θερμότητας από το υλικό προς τη δεξαμενή θερμότητας, όπως απαιτεί ο δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος [208, 209, 210], μέχρι να εξισωθεί και πάλι η θερμοκρασία του υλικού με αυτήν της δεξαμενής [206].

Καθώς το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$  διαγράφει ένα βρόχο  $H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{max}$  (διατηρώντας σταθερή τη διεύθυνσή του), το σύστημα περνάει από διαδοχικές καταστάσεις μη θερμοδυναμικής ισορροπίας και χάνει ενέργεια με μη αντιστρεπτό τρόπο σε κάθε άλμα Barkhausen [60, 206, 207, 59, 61, 62]. Άρα, όταν το πεδίο διαγράφει τον κλάδο  $-H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow H_{max}$ , δε γίνεται το σύστημα να περάσει από τις ίδιες μαγνητικές καταστάσεις από τις οποίες πέρασε κατά τη διαγραφή του κλάδου  $H_{max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{max}$ . Αυτό θα απαιτούσε αντιστροφή της διαδικασίας και αυθόρμητη διάχυση θερμότητας από τη δεξαμενή προς το υλικό ώστε αυτό θερμανθεί (δηλαδή να προκύψει αυθόρμητα μια βαθμίδα θερμότητας), πράγμα που έρχεται σε αντίθεση με το δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο [207, 208, 209, 210]. Ο δεύτερος θερμοδυναμικός νόμος καθορίζει και τη φορά διαγραφής ενός βρόχου υστέρησης: ένας βρόχος υστέρησης  $M_{\parallel}(H_a)$  διαγράφεται πάντα με φορά αντίθετη των δεικτών του ρολογιού [207]. Η αντιστροφή φορά διαγραφής θα σήμαινε ότι είναι εφικτή, κατά την πραγματοποίηση ενός κυκλικού θερμοδυναμικού μετασχηματισμού, η πλήρης μετατροπή

της θερμότητας που δίνει μια δεξαμενή θερμότητας σε έργο. Όμως και πάλι αυτό απαγορεύεται από το δεύτερο θερμοδυναμικό νόμο [207, 208, 209, 210].

## Υστέρηση εξαρτώμενη από το ρυθμό μεταβολής του εξωτερικού πεδίου

Η προσέγγιση που ακολουθήθηκε, σε ότι παρουσιάστηκε ως τώρα στην παρούσα υποενότητα, είναι η λεγόμενη προσέγγιση της υστέρησης που είναι ανεξάρτητη από το ρυθμό μεταβολής  $d\vec{H}_a/dt$  του εξωτερικού πεδίου (*rate-independent hysteresis*) [206, 211, 57]. Σε αυτή την προσέγγιση (για συντομία ΑΡΜΕΠ=Ανεξάρτητη από το Ρυθμό Μεταβολής του Εξωτερικού Πεδίου) υποθέτουμε ότι ο ρυθμός μεταβολής του εξωτερικού πεδίου  $\vec{H}_a$  είναι τόσο μικρός, ώστε να μπορεί να θεωρηθεί ότι η τιμή του παραμένει πρακτικά αμετάβλητη κατά το χρονικό διάστημα που απαιτείται για να ολοκληρωθεί ένα άλμα Barkhausen [206, 211]. Αν  $\tau_H$  είναι ο χρόνος που απαιτείται για να μεταβληθεί αισθητά η τιμή του πεδίου  $\vec{H}_a$  και  $\tau_{BJ}$  ο μέσος χρόνος που διαρκεί ένα άλμα Barkhausen, τότε η προσέγγιση της ΑΡΜΕΠ υστέρησης είναι μια αρκετά καλή προσέγγιση για  $\tau_{BJ} \ll \tau_H$ . Ο χρόνος  $\tau_{BJ}$  σχετίζεται με τις λεπτομέρειες της μη αντιστρεπτής διαδικασίας, μέσω της οποίας η ενέργεια που ελευθερώνεται σε ένα άλμα Barkhausen μετατρέπεται σε θερμότητα και στη συνέχεια διαχέεται προς τη δεξαμενή θερμότητας [206, 211]. Για παράδειγμα, σε μεταλλικά σιδηρομαγνητικά υλικά ο κύριος μηχανισμός είναι η δημιουργία δινορευμάτων (eddy currents) γύρω από τα κινούμενα τοιχώματα των μαγνητικών περιοχών [211].

Ο ρόλος του εξωτερικού πεδίου περιορίζεται απλά στο να καθιστά ασταθή τη μαγνητική κατάσταση του συστήματος, αναγκάζοντάς το να πραγματοποιήσει ένα άλμα Barkhausen προς μια νέα μαγνητική κατάσταση που αντιστοιχεί σε τοπικό ελάχιστο της ελεύθερης ενέργειας  $G_L$ . Η χρονική εξέλιξη του συστήματος δεν εξαρτάται από το ρυθμό μεταβολής του πεδίου αλλά καθορίζεται από την ακολουθία των τοπικών ελαχίστων της ελεύθερης ενέργειας  $G_L$  από τα οποία περνάει το σύστημα, πραγματοποιώντας διαδοχικά άλματα Barkhausen [60, 206, 59, 61, 62, 211, 57]. Η εξάρτηση  $\vec{M}(\vec{H}_a)$  της μαγνήτισης  $\vec{M}$  από το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$  δεν επηρεάζεται από το ρυθμό μεταβολής του  $\vec{H}_a$  [211].

Όταν ο ρυθμός μεταβολής του εξωτερικού πεδίου  $\vec{H}_a$  είναι αρκετά μεγάλος, ώστε να υπάρχει σημαντική μεταβολή της τιμής του κατά το χρονικό διάστημα που απαιτείται για να ολοκληρωθεί ένα άλμα Barkhausen ( $\tau_{BJ} \sim \tau_H$  ή  $\tau_{BJ} > \tau_H$ ), τότε η προσέγγιση της ΑΡΜΕΠ υστέρησης δεν είναι επαρκής: η χρονική εξέλιξη του συστήματος δε μπορεί πλέον να περιγραφεί ως μια ακολουθία από αυθόρμητα άλματα Barkhausen [206, 211]. Σε αυτή την περίπτωση, η χρονική εξέλιξη του συστήματος καθοδηγείται από το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$  (*driven by the external field*) και η μορφή της εξάρτησης  $\vec{M}(\vec{H}_a)$  της μαγνήτισης από αυτό εξαρτάται από το ρυθμό μεταβολής (*rate-dependent hysteresis*) του πεδίου (για συντομία ΕΡΜΕΠ=Εξαρτώμενη από το Ρυθμό Μεταβολής του Εξωτερικού Πεδίου) [206, 211, 212].

Στην πραγματικότητα υπάρχει και ένας επιπλέον μηχανισμός που μπορεί να συνεισφέρει στη δημιουργία της ΕΡΜΕΠ υστέρησης, ο οποίος εξακολουθεί να υφίσταται ακόμα και αν υποθέσουμε ότι η ελεύθερη ενέργεια  $G_L$  έχει τόσο απλή συμπεριφορά ώστε να εμφανίζει μόνο ένα ελάχιστο (και όχι άλλα ακρότατα). Πρόκειται για τη χρονική καθυστέρηση που εμφανίζει η απόκριση (μαγνήτιση)  $\vec{M}(t)$  του συστήματος σε σχέση με την εξωτερική διέγερση (πεδίο)  $\vec{H}_a(t)$ , όταν ο ρυθμός μεταβολής του πεδίου είναι μεγάλος [212, 213]. Το σύστημα δεν ανταποκρίνεται ποτέ ακαριαία στις μεταβολές του πεδίου, γιατί απαιτείται χρόνος για αλλαγή της δομής του και διάχυση της παραγόμενης θερμότητας, αλλά στην πράξη η χρονική καθυστέρηση είναι αισθητή μόνο για πολύ γρήγορες μεταβολές του πεδίου. Η χρονική καθυστέρηση έχει ως αποτέλεσμα να μην είναι μονότιμη η εξάρτηση  $\vec{M}(\vec{H}_a)$  και το σύστημα εμφανίζει υστέρηση που γίνεται πιο έντονη όσο αυξάνεται ο ρυθμός μεταβολής του πεδίου  $\vec{H}_a$  [212, 213]. Σε ένα πραγματικό σιδηρομαγνητικό υλικό συνυπάρχουν και οι δύο μηχανισμοί δημιουργίας υστέρησης: η υστέρηση που σχετίζεται με το φαινόμενο Barkhausen και η υστέρηση λόγω χρονικής καθυστέρησης της απόκρισης του συστήματος [212].

## Θερμικός εφησυχασμός – Ανταγωνισμός με το φαινόμενο Barkhausen

Κλείνουμε αυτή την υποσημείωση με μια σύντομη περιγραφή του φαινομένου του θερμικού εφησυχασμού (thermal relaxation) που παρατηρείται στα σιδηρομαγνητικά υλικά, όπου – λόγω των θερμικών διακυμάνσεων σε κάθε θερμοκρασία  $T > 0$  K – εμφανίζεται μια σχετικά αργή μεταβολή  $\vec{M}(t)$  της μαγνήτισης με το χρόνο ακόμα και αν δεν υπάρξει κάποια εξωτερική διέγερση (δηλαδή ακόμα και αν θερμοκρασία  $T$  και πεδίο  $\vec{H}_a$  κρατηθούν σταθερά) [211, 214, 59]. Αυτή σχετίζεται με το γεγονός ότι, λόγω των θερμικών διακυμάνσεων για  $T > 0$  K, ένα σιδηρομαγνητικό υλικό δεν πρόκειται να παραμείνει επ άπειρο σε μια αρχική μαγνητική κατάσταση που αντιστοιχεί σε τοπικό ελάχιστο της ελεύθερης ενέργειας  $G_L$  [211].

Πράγματι, θεωρούμε μια στατιστική συλλογή (statistical ensemble) από όμοια συστήματα, όπου κάθε σύστημα αντιστοιχεί στο υπό μελέτη σιδηρομαγνητικό υλικό. Επιπλέον ορίζουμε τη μαγνήτιση  $\vec{M}$  ως τη μέση τιμή, επί της στατιστικής συλλογής (statistical ensemble average), της μαγνητικής ροπής ανά μονάδα όγκου. Το αποτέλεσμα των θερμικών διακυμάνσεων είναι ότι, με την πάροδο του χρόνου, εμφανίζονται όλο και περισσότερα συστήματα της συλλογής που έχουν μεταβεί προς άλλα τοπικά ελάχιστα της ελεύθερης ενέργειας  $G_L$  [211, 214], οπότε αλλάζει με το χρόνο η πιθανότητα κατάληψης μιας μαγνητικής κατάστασης από κάποιο σύστημα της συλλογής. Αυτά τα άλματα Barkhausen προς άλλα τοπικά ελάχιστα λόγω θερμικής διέγερσης (thermally activated Barkhausen jumps) είναι ο μηχανισμός μέσω του οποίου το υλικό πλησιάζει σταδιακά προς την κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, όπου πλέον οι πιθανότητες κατάληψης είναι χρονικά αμετάβλητες [211]. Στη θερμοδυναμική ισορροπία η πιθανότητα κατάληψης, μιας οποιασδήποτε μαγνητικής κατάστασης από κάποιο σύστημα της στατιστικής συλλογής, δίνεται από τη στατιστική του Boltzmann [211, 214]. Πριν όμως το υλικό φτάσει στην κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας, η χρονική μεταβολή των πιθανοτήτων κατάληψης προκαλεί τη χρονική εξάρτηση  $\vec{M}(t)$  της μαγνήτισης.

Παραπάνω αναφέραμε ότι τα τοπικά ελάχιστα της ελεύθερης ενέργειας  $G_L$  ενός σιδηρομαγνητικού υλικού δεν αντιστοιχούν σε καταστάσεις θερμοδυναμικής ισορροπίας. Παρά το γεγονός αυτό, τα τοπικά ελάχιστα είναι εξαιρετικά σταθερές καταστάσεις από θερμοδυναμική άποψη: η πιθανότητα να βρεθεί κάποιο σύστημα της στατιστικής συλλογής σε μια από τις μαγνητικές καταστάσεις που βρίσκονται σε μια μικρή περιοχή του φασικού χώρου γύρω από ένα τοπικό ελάχιστο είναι πολύ μεγαλύτερη σε σχέση με τις αντίστοιχες πιθανότητες γειτονικών περιοχών (που αντιστοιχούν σε μεγαλύτερες τιμές της  $G_L$ ). Αν το σύστημα της συλλογής βρεθεί σε κατάσταση μη ευσταθούς ισορροπίας (λόγω κάποιας εξωτερικής διέγερσης όπως είναι μια αλλαγή στο πεδίο) τότε η πιθανότητα μετάβασης ανά μονάδα χρόνου προς το πιο κοντινό τοπικό ελάχιστο είναι πολύ μεγάλη, και άρα πρακτικά υπάρχει ταχύτατη μετάβαση προς αυτό το τοπικό ελάχιστο. Όμως για  $T > 0$  K υπάρχουν τυχαίες τοπικές ενεργειακές διακυμάνσεις (οι θερμικές διακυμάνσεις). Κάποιο σύστημα της συλλογής μπορεί να μεταβεί, για μικρό χρονικό διάστημα, σε υψηλότερες τιμές ενέργειας λόγω αυτών των διακυμάνσεων. Το αποτέλεσμα είναι ότι υπάρχει πολύ μικρή (αλλά μη μηδενική) πιθανότητα ανά μονάδα χρόνου να δοθεί η ενέργεια για να ξεπεραστεί ο ενεργειακός φραγμός που χωρίζει αυτό το τοπικό ελάχιστο από τα γειτονικά του.

Έτσι, ενώ αρχικά όλα τα συστήματα της στατιστικής συλλογής είναι παγιδευμένα στην περιοχή του φασικού χώρου γύρω από κάποιο αρχικό τοπικό ελάχιστο (μηδενική πιθανότητα κατάληψης άλλων περιοχών), σταδιακά αυξάνεται η πιθανότητα κατάληψης όλο και μεγαλύτερων περιοχών. Τελικά, μετά από χρόνο της τάξης μεγέθους του χρόνου εφησυχασμού  $\tau_{\text{EQ}}$ , το σιδηρομαγνητικό υλικό θα βρεθεί στην κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας (όπου η πιθανότητα κατάληψης ακολουθεί τη στατιστική του Boltzmann). Ο χρόνος εφησυχασμού  $\tau_{\text{EQ}}$  σχετίζεται με τη θερμοδυναμική συμπεριφορά του υλικού όταν οι εξωτερικές συνθήκες (θερμοκρασία  $T$  και εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$ ) κρατούνται σταθερές. Αν υπάρχει χρονική μεταβολή των εξωτερικών συνθηκών, τότε η θερμοδυναμική συμπεριφορά του υλικού και η ύπαρξη του φαινομένου της υστέρησης εξαρτώνται και από τις τιμές των αντίστοιχων χαρακτηριστικών χρόνων.

Ας πάρουμε για παράδειγμα την περίπτωση της χρονικής μεταβολής του εξωτερικού πεδίου  $\vec{H}_a$ . Τότε, η συμπεριφορά του υλικού εξαρτάται από τη σχέση μεταξύ του χρόνου εφησυχασμού  $\tau_{\text{EQ}}$  και του χρόνου  $\tau_{\text{H}}$  που απαιτείται για αισθητή μεταβολή της τιμής του πεδίου. Στην ακραία περίπτωση

που ισχύει  $\tau_H \gg \tau_{EQ}$ , αναμένεται ότι ο θερμικός εφησυχασμός θα είναι το φαινόμενο που επηρεάζει περισσότερο τη συμπεριφορά του υλικού και θα απουσιάζει το φαινόμενο της υστέρησης: μετά από κάθε μεταβολή του πεδίου υπάρχει όλος ο διαθέσιμος χρόνος για να φτάσει το υλικό στην κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας πριν το πεδίο μεταβληθεί ξανά, οπότε οι πειραματικές μετρήσεις θα δείχνουν πάντα το υλικό σε θερμοδυναμική ισορροπία [57, 214]. Κατά την αντιστροφή του προσανατολισμού του πεδίου, η καμπύλη  $M_{\parallel}(H_a)$  περνάει από την αρχή των αξόνων και η συνολική μαγνήτιση του υλικού αντιστρέφεται σταδιακά μέσω της αλλαγής του όγκου περιοχών με διαφορετικές μαγνήτισεις (σαν μίγμα φάσεων όπου αλλάζει το ποσοστό του όγκου που καταλαμβάνουν στο υλικό μέχρι να ολοκληρωθεί ο μετασχηματισμός από τη μία φάση στην άλλη) [57, 214]. Στην αντίθετη ακραία περίπτωση, όπου  $\tau_{EQ} \rightarrow \infty$  και άρα  $\tau_H \ll \tau_{EQ}$  (συμβαίνει για χαμηλή θερμοκρασία  $T$  ή/και μεγάλους ενεργειακούς φραγμούς μεταξύ γειτονικών τοπικών ελαχίστων), το υλικό θα μείνει πρακτικά επ'άπειρο στην αρχική μαγνητική κατάσταση (που αντιστοιχεί σε τοπικό ελάχιστο της ελεύθερης ενέργειας  $G_L$ ) όσο δεν αλλάζει η τιμή του πεδίου [57, 214]. Η μαγνητική κατάσταση του υλικού μπορεί να αλλάξει μόνο μέσω διαδοχικών αλμάτων Barkhausen καθώς μεταβάλλεται η τιμή του πεδίου [57, 214].

Η συμπεριφορά των πραγματικών σιδηρομαγνητικών υλικών είναι πάντα κάπου μεταξύ των δύο ακραίων περιπτώσεων που περιγράφηκαν, ως αποτέλεσμα του ανταγωνισμού μεταξύ των δύο μηχανισμών: ο θερμικός εφησυχασμός τείνει να φέρει το υλικό σε θερμοδυναμική ισορροπία και το φαινόμενο Barkhausen το αναγκάζει να μεταβεί σε καταστάσεις μη θερμοδυναμικής ισορροπίας (τα τοπικά ελάχιστα). Οι διαφορετικές χρονικές κλίμακες των δύο μηχανισμών συνιστούν ένα επιπλέον αίτιο για την εξάρτηση της μορφής της  $\vec{M}(\vec{H}_a)$  από το ρυθμό μεταβολής του πεδίου  $\vec{H}_a$  [57, 214]. Ποιοτικά, αυτό το αίτιο διαφέρει από τα άλλα αίτια που προκαλούν αυτή την εξάρτηση, αφού υπάρχει χρονική μεταβολή της μαγνήτισης ακόμα και για στατικό εξωτερικό πεδίο [214].

### B'.1.5 Σχετικά με τη μορφή των εξισώσεων Maxwell στο εσωτερικό των υλικών

Οι θεμελιώδεις νόμοι των ηλεκτρομαγνητικών φαινομένων είναι οι εξισώσεις του Maxwell που περιγράφουν τη συμπεριφορά του ηλεκτρικού πεδίου  $\vec{E}(\vec{x}, t)$  και του μαγνητικού πεδίου  $\vec{B}(\vec{x}, t)$ :

$$\text{Νόμος Coulomb : } \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho \quad (\text{B'.27})$$

$$\text{Γενικευμένος νόμος Ampère : } \vec{\nabla} \times \vec{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad (\text{B'.28})$$

$$\text{Νόμος Faraday : } \vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0} \quad (\text{B'.29})$$

$$\text{Απουσία μαγνητικών μονοπόλων : } \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{B'.30})$$

Οι εξισώσεις είναι εκφρασμένες σε διαφορική μορφή στο CGS-Gaussian σύστημα μονάδων ( $c$  η ταχύτητα του φωτός στο κενό). Το ηλεκτρικό πεδίο  $\vec{E}(\vec{x}, t)$ , το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}(\vec{x}, t)$ , η πυκνότητα ηλεκτρικού φορτίου  $\rho(\vec{x}, t)$  και η πυκνότητα ρεύματος  $\vec{J}(\vec{x}, t)$  που εμφανίζονται σε αυτές τις εξισώσεις είναι μακροσκοπικές μέσες τιμές υπολογισμένες με τον τρόπο που περιγράφει η σχέση (B'.1) ή ακόμα καλύτερα με τον τρόπο που περιγράφει η σχέση (B'.2) [202, 203]. Οι εξισώσεις (B'.27) και (B'.28) περιγράφουν τη σχέση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου με τις πηγές του, τις  $\rho(\vec{x}, t)$  και  $\vec{J}(\vec{x}, t)$ , ενώ οι (B'.29) και (B'.30) περιγράφουν ενδογενείς ιδιότητες του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου. Για να ολοκληρωθεί η περιγραφή απαιτείται να υπάρχει ένας ποσοτικός νόμος και για την αντίστροφη διαδικασία, δηλαδή ένας νόμος που να περιγράφει την επίδραση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου στα φορτισμένα σωμάτια. Αυτός ο νόμος είναι η εξίσωση του Lorentz  $\vec{F} = q(\vec{E} + (\vec{v}/c) \times \vec{B})$ , που δίνει τη δύναμη  $\vec{F}$  που ασκείται σε ένα σωματίο ηλεκτρικού φορτίου  $q$  που κινείται με ταχύτητα  $\vec{v}$  μέσα σε ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Με βάση αυτή την εξίσωση, και την παρατήρηση ότι για έναν πολύ μικρό όγκο  $\Delta V$  που περιέχει φορτίο  $\Delta q$  είναι  $\vec{J} = \rho\vec{v}$ ,  $\Delta q = \rho\Delta V$  και  $\vec{v}\Delta q = \vec{J}\Delta V$ , η δύναμη  $\vec{f}$  ανά μονάδα

όγκου που ασκείται τοπικά σε μια συνεχή κατανομή φορτίων και ρευμάτων είναι:

$$\vec{f} = \rho \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right) = \rho \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{J} \times \vec{B} \quad (\text{B'.31})$$

Ο νόμος του Coulomb, που δίνεται από την εξίσωση (B'.27), εκφράζει το γεγονός ότι τα ηλεκτρικά φορτία είναι πηγές ηλεκτρικού πεδίου: από τα θετικά φορτία ξεκινούν δυναμικές γραμμές του πεδίου  $\vec{E}$  και στα αρνητικά φορτία καταλήγουν τέτοιες δυναμικές γραμμές. Όμως – σε αντίθεση με τα ηλεκτρικά φορτία – δεν υπάρχουν ελεύθεροι μαγνητικοί πόλοι, όπως δείχνει η εξίσωση (B'.30): οι δυναμικές γραμμές του πεδίου  $\vec{B}$  είναι πάντα κλειστές καμπύλες (ή εκτείνονται ως το άπειρο). Επιπλέον, η ισχύς της εξίσωσης (B'.30) σε όλο το χώρο είναι, από μαθηματική άποψη, αναγκαία και ικανή συνθήκη για την ύπαρξη ενός διανυσματικού πεδίου  $\vec{A}(\vec{x}, t)$  τέτοιου ώστε να ισχύει η σχέση:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (\text{B'.32})$$

Το πεδίο  $\vec{A}(\vec{x}, t)$  είναι το διανυσματικό δυναμικό, και η εξίσωση (B'.32) είναι ο ορισμός του, από όπου προκύπτει ότι είναι ένα πεδίο που δεν ορίζεται μονοσήμαντα (απαιτείται και η γνώση της απόκλισης  $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}$  εκτός από τη γνώση του στροβιλισμού  $\vec{\nabla} \times \vec{A}$ ). Η ανυπαρξία μαγνητικών μονοπόλων που εκφράζει η εξίσωση (B'.30) είναι ο λόγος που είναι μηδέν το δεξί σκέλος και στην εξίσωση (B'.29): δεν υπάρχουν μαγνητικά ρεύματα για να δώσουν μη μηδενική συνεισφορά όπως στο δεξί σκέλος της εξίσωσης (B'.28). Η εξίσωση (B'.29) είναι ο νόμος του Faraday για την ηλεκτρομαγνητική επαγωγή. Τέλος, η εξίσωση (B'.28) είναι νόμος του Ampère που – στην περίπτωση χρονικά μεταβαλλόμενων πεδίων – πρέπει να γενικευθεί με τον πρόσθετο όρο  $(1/c)\partial\vec{E}/\partial t$ , που αντιστοιχεί στο λεγόμενο ρεύμα μετατόπισης  $\vec{J}_D = (1/4\pi)\partial\vec{E}/\partial t$  και είναι απαραίτητος για να είναι οι 4 εξισώσεις του Maxwell (B'.27)–(B'.30) ένα αυτοσυνεπές σύστημα εξισώσεων και να μην παραβιάζεται η αρχή διατήρησης του ηλεκτρικού φορτίου, η οποία εκφράζεται από την εξίσωση συνέχειας:

$$\text{Διατήρηση ηλεκτρικού φορτίου:} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{B'.33})$$

Το ρεύμα μετατόπισης  $\vec{J}_D = (1/4\pi)\partial\vec{E}/\partial t$  έχει σημαντική τιμή μόνο για γρήγορα μεταβαλλόμενα πεδία (υψηλές συχνότητες), αλλιώς είναι αμελητέο και μπορεί να αγνοηθεί.

Οι εξισώσεις του Maxwell (B'.27)–(B'.30) έχουν γενική ισχύ και μπορούν να εφαρμοστούν σε κάθε περίπτωση. Όμως, στη γενική περίπτωση, δεν είναι πάντα δυνατή η χρήση τους σε αυτή τη μορφή. Πράγματι, στην περίπτωση ηλεκτρομαγνητικών πεδίων μέσα στην ύλη, η συνολική πυκνότητα ηλεκτρικού φορτίου  $\rho(\vec{x}, t)$  και η συνολική πυκνότητα ρεύματος  $\vec{J}(\vec{x}, t)$  εμπεριέχουν συνιστώσες που δεν είναι πλήρως γνωστές από πριν (και άρα οι εξισώσεις δεν είναι δυνατό να επιλυθούν), γιατί σχετίζονται με τις ηλεκτρικές και μαγνητικές ιδιότητες του υλικού μέσα στο οποίο υπάρχουν τα πεδία. Απαιτούνται κάποιες επιπλέον παραδοχές σχετικά με τη φύση των φορτίων και των ρευμάτων που συνιστούν τις πυκνότητες  $\rho$  και  $\vec{J}$  αντίστοιχα για να προχωρήσει κάποιος περισσότερο και να γράψει τις εξισώσεις του Maxwell (B'.27)–(B'.30) σε μια ισοδύναμη μορφή όπου θα εμφανίζονται με ξεκάθαρο τρόπο οι ηλεκτρικές και μαγνητικές ιδιότητες του υλικού.

Ας θεωρήσουμε αρχικά την περίπτωση στάσιμων κατανομών φορτίων και ρευμάτων. Όταν υπάρχουν υλικά με μαγνητικές ιδιότητες, η μακροσκοπική περιγραφή της συνεισφοράς των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_i$  γίνεται με τη χρήση του πεδίου της μαγνήτισης  $\vec{M} = \sum_{i \in \Delta V} \vec{m}_i / \Delta V$ . Τότε, η  $\vec{J}(\vec{x})$  εμπεριέχει και την πυκνότητα  $\vec{J}_M(\vec{x}) = c\vec{\nabla} \times \vec{M}(\vec{x})$  του ρεύματος μαγνήτισης, μαζί με την πυκνότητα  $\vec{J}_f(\vec{x})$  του ρεύματος αγωγιμότητας:

$$\vec{J}(\vec{x}) = \vec{J}_f(\vec{x}) + c\vec{\nabla} \times \vec{M}(\vec{x}) \quad (\text{B'.34})$$

Με όμοιο τρόπο, όταν υπάρχουν υλικά με διηλεκτρικές ιδιότητες, η μακροσκοπική περιγραφή της συνεισφοράς των στοιχειωδών ηλεκτρικών ροπών  $\vec{p}_i$  (που χαρακτηρίζουν τις ατομικές κατανομές φορτίου) γίνεται με χρήση του μεγέθους της πόλωσης  $\vec{P} = \sum_{i \in \Delta V} \vec{p}_i / \Delta V$ . Τότε, η  $\rho(\vec{x})$  εμπεριέχει και την πυκνότητα φορτίου  $-\vec{\nabla} \cdot \vec{P}(\vec{x})$ , μαζί με την πυκνότητα  $\rho_f(\vec{x})$  των μη δέσιμων ηλεκτρικών φορτίων:

$$\rho(\vec{x}) = \rho_f(\vec{x}) - \vec{\nabla} \cdot \vec{P}(\vec{x}) \quad (\text{B'.35})$$

Στη γενικότερη περίπτωση, που έχουμε εξάρτηση από το χρόνο, η ολική πυκνότητα ρεύματος περιλαμβάνει έναν επιπλέον όρο που σχετίζεται με τη χρονική μεταβολή της πόλωσης. Έτσι είναι:

$$\rho(\vec{x}, t) = \rho_f(\vec{x}, t) - \vec{\nabla} \cdot \vec{P}(\vec{x}, t) \quad (\text{B'.36})$$

$$\vec{J}(\vec{x}, t) = \vec{J}_f(\vec{x}, t) + c\vec{\nabla} \times \vec{M}(\vec{x}, t) + \frac{\partial \vec{P}(\vec{x}, t)}{\partial t} \quad (\text{B'.37})$$

από όπου προκύπτει άμεσα ότι είναι:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_f + \frac{\partial \rho_f}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{B'.38})$$

δηλαδή η εξίσωση συνέχειας ισχύει και για τα μη δέσμια ηλεκτρικά φορτία. Αν τώρα ορίσουμε την ηλεκτρική μετατόπιση  $\vec{D}$  και το μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}$  με τις σχέσεις

$$\vec{D}(\vec{x}, t) = \vec{E}(\vec{x}, t) + 4\pi\vec{P}(\vec{x}, t) \quad \vec{H}(\vec{x}, t) = \vec{B}(\vec{x}, t) - 4\pi\vec{M}(\vec{x}, t) \quad (\text{B'.39})$$

και αντικαταστήσουμε στις εξισώσεις Maxwell τις  $\rho(\vec{x}, t)$  και  $\vec{J}(\vec{x}, t)$  από τις σχέσεις (B'.36) και (B'.37) αντίστοιχα, τότε οι εξισώσεις Maxwell παίρνουν τελικά την ισοδύναμη μορφή:

$$\text{Νόμος Coulomb : } \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 4\pi\rho_f \quad (\text{B'.40})$$

$$\text{Γενικευμένος νόμος Ampère : } \vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \vec{J}_f \quad (\text{B'.41})$$

$$\text{Νόμος Faraday : } \vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0} \quad (\text{B'.42})$$

$$\text{Απουσία μαγνητικών μονοπόλων : } \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{B'.43})$$

που είναι η μορφή που χρησιμοποιείται για ηλεκτρομαγνητικά πεδία μέσα στην ύλη.

## B'.1.6 Βασικές ιδιότητες στατικού μαγνητικού πεδίου

Η μαγνητοστατική ασχολείται με τα μαγνητικά φαινόμενα που προκαλούνται από στάσιμα ηλεκτρικά ρεύματα. Αφού δεν υπάρχει χρονική μεταβολή των ρευμάτων, η χρονική παράγωγος της πυκνότητας φορτίων στην εξίσωση συνέχειας (B'.33) είναι μηδέν και άρα ισχύει η σχέση  $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$  για την πυκνότητα ρεύματος  $\vec{J}$  σε μια συνεχή κατανομή ρευμάτων. Αυτό σημαίνει ότι οι ολοκληρωτικές καμπύλες του διανυσματικού πεδίου  $\vec{J}$  (γραμμές ρεύματος ή *current lines*) είναι αναγκαστικά κλειστοί βρόχοι. Πολλοί γειτονικοί κλειστοί βρόχοι συνιστούν ένα σωλήνα ροής ηλεκτρικού ρεύματος (*flux tube of electric current*), που περιορίζεται από γραμμές ρεύματος κάθετες προς την ενεργό διατομή του σωλήνα και όπου το επιφανειακό ολοκλήρωμα της πυκνότητας ροής ρεύματος  $\vec{J}$  επί της επιφάνειας της ενεργού διατομής είναι σταθερό κατά μήκος αυτού του σωλήνα ροής. Η τιμή αυτού του επιφανειακού ολοκληρώματος είναι το ηλεκτρικό ρεύμα  $I$  που ρέει κατά μήκος του σωλήνα ροής. Λόγω της σχέσης  $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$ , μπορούμε να θεωρήσουμε ότι ολόκληρη η συνεχής κατανομή ρευμάτων αποτελείται από τέτοιου είδους σωλήνες ροής, που ο καθένας από αυτούς είναι στην ουσία ένας κλειστός βρόχος ρεύματος. Άρα στη μαγνητοστατική μπορούμε πολύ εύκολα να μεταβαίνουμε από σχέσεις που αφορούν βρόχους ρεύματος σε σχέσεις που αφορούν συνεχείς κατανομές ρευμάτων. Αν θεωρήσουμε ένα πολύ μικρό τμήμα, μήκους  $\Delta l$  και εμβαδού ενεργού διατομής  $\Delta S$ , ενός σωλήνα ροής που διαρρέεται από ρεύμα  $I$ , τότε μπορούμε πολύ εύκολα να αντικαταστήσουμε το στοιχείο  $I\hat{n}\Delta l$  ( $\hat{n}$  είναι το μοναδιαίο εφαπτόμενο διάνυσμα κατά μήκος ενός κλειστού βρόχου) ενός επικαμπύλιου ολοκληρώματος με το στοιχείο  $\vec{J}\Delta l\Delta S$  ενός χωρικού ολοκληρώματος.

Η βασική εξίσωση της μαγνητοστατικής είναι ο νόμος των Biot-Savart, που εκφράζει ποσοτικά το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}(\vec{x})$  – που δημιουργείται σε μια θέση  $\vec{x}$  του χώρου από ένα κλειστό βρόχο  $C$  τυχαίου σχήματος που διαρρέεται από ρεύμα  $I$  – μέσω του ακόλουθου επικαμπύλιου ολοκληρώματος (CGS-Gaussian σύστημα μονάδων,  $c$  η ταχύτητα του φωτός στο κενό):

$$\vec{B}(\vec{x}) = \frac{I}{c} \oint_C \frac{d\vec{x}' \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} \quad (\text{B'.44})$$

Αν έχουμε μια στάσιμη συνεχή κατανομή ρευμάτων, τότε (όπως περιγράφηκε στην αρχή αυτής της σημείωσης) μπορούμε να την θεωρήσουμε ως μια συνάνθροιση κλειστών βρόχων ρεύματος και να αντικαταστήσουμε το στοιχείο  $Id\vec{x}'$  του επικαμπύλιου ολοκληρώματος (B'.44) με το στοιχείο  $\vec{J}(\vec{x}')d^3x'$  ενός χωρικού ολοκληρώματος. Το συνολικό πεδίο της συνεχούς κατανομής θα είναι το άθροισμα των πεδίων των επιμέρους βρόχων (επαλληλία λόγω γραμμικότητας εξισώσεων Maxwell), δηλαδή το χωρικό ολοκλήρωμα

$$\vec{B}(\vec{x}) = \frac{1}{c} \int \frac{\vec{J}(\vec{x}') \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} d^3x' \quad (\text{B'.45})$$

όπου η ολοκλήρωση γίνεται σε όλο τον 3-διάστατο χώρο.

Από τη σχέση (B'.45) προκύπτουν άμεσα κάποιες πολύ βασικές ιδιότητες των στατικών μαγνητικών πεδίων, που για να τις αποδείξουμε θα κάνουμε χρήση της συνάρτησης  $\delta(\vec{x})$  του Dirac και των ακόλουθων διανυσματικών ταυτοτήτων:

$$\vec{\nabla} \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) = -\vec{\nabla}' \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) = -\frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} \quad (\text{B'.46})$$

$$\vec{\nabla}^2 \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) = -4\pi\delta(\vec{x} - \vec{x}') \quad (\text{B'.47})$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{F}(\vec{x})) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{F}(\vec{x})) - \vec{\nabla}^2 \vec{F}(\vec{x}) \quad (\text{B'.48})$$

Ας ξεκινήσουμε από το νόμο των Biot-Savart στη μορφή της σχέσης (B'.45,) που δίνει το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}(\vec{x})$  μιας στάσιμης κατανομής ρευμάτων με πυκνότητα ροής  $\vec{J}(\vec{x})$ . Θα έχουμε:

$$\begin{aligned} \vec{B}(\vec{x}) &= \frac{1}{c} \int \frac{\vec{J}(\vec{x}') \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} d^3x' = -\frac{1}{c} \int \frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} \times \vec{J}(\vec{x}') d^3x' = \\ &= \frac{1}{c} \int \vec{\nabla} \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) \times \vec{J}(\vec{x}') d^3x' = \frac{1}{c} \int \vec{\nabla} \times \left( \frac{\vec{J}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3x' \end{aligned}$$

όπου η τελευταία ισότητα ισχύει γιατί το  $\vec{J}(\vec{x}')$  είναι σταθερή ποσότητα για παραγωγίσεις ως προς  $\vec{x}$ . Με αλλαγή σειράς μεταξύ διαφορίσης ως προς  $\vec{x}$  και χωρικής ολοκλήρωσης ως προς  $\vec{x}'$  παίρνουμε τελικά την ακόλουθη σχέση:

$$\vec{B}(\vec{x}) = \vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{c} \int \frac{\vec{J}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' \right) \quad (\text{B'.49})$$

Η σχέση (B'.49) δείχνει ότι το στατικό πεδίο  $\vec{B}(\vec{x})$  που δίνει νόμος των Biot-Savart έχει όντως τη μορφή που προβλέπει η γενική σχέση (B'.32) και συνεπώς ικανοποιεί την εξίσωση (B'.30).

Στη συνέχεια χρησιμοποιούμε τη σχέση (B'.49) για να υπολογίσουμε το στροβιλισμό του μαγνητικού πεδίου  $\vec{B}(\vec{x})$ . Με χρήση των ταυτοτήτων (B'.46), (B'.47) και (B'.48) και το μηδενισμό όλων των παραγώγων της  $\vec{J}(\vec{x}')$  ως προς  $\vec{x}$ , θα έχουμε:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{x}) &= \frac{1}{c} \vec{\nabla} \times \left( \vec{\nabla} \times \int \frac{\vec{J}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' \right) = \\ &= \frac{1}{c} \vec{\nabla} \cdot \left( \vec{\nabla} \cdot \int \frac{\vec{J}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' \right) - \frac{1}{c} \vec{\nabla}^2 \int \frac{\vec{J}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' = \\ &= \frac{1}{c} \vec{\nabla} \cdot \int \vec{J}(\vec{x}') \cdot \vec{\nabla} \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3x' - \frac{1}{c} \int \vec{J}(\vec{x}') \vec{\nabla}^2 \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3x' = \\ &= -\frac{1}{c} \vec{\nabla} \cdot \int \vec{J}(\vec{x}') \cdot \vec{\nabla}' \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3x' + \frac{4\pi}{c} \int \vec{J}(\vec{x}') \delta(\vec{x} - \vec{x}') d^3x' = \\ &= -\frac{1}{c} \vec{\nabla} \cdot \left( \int \vec{\nabla}' \cdot \left( \frac{\vec{J}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3x' - \int \frac{\vec{\nabla}' \cdot \vec{J}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' \right) + \frac{4\pi}{c} \vec{J}(\vec{x}) \end{aligned}$$



Από τα δύο χωρικά ολοκληρώματα που βρίσκονται μέσα στη μεγάλη παρένθεση, το πρώτο μετατρέπεται (με χρήση του θεωρήματος της απόκλισης) σε επιφανειακό ολοκλήρωμα πάνω σε κλειστή επιφάνεια που τείνει στο άπειρο. Αυτό το επιφανειακό ολοκλήρωμα μηδενίζεται όταν η κατανομή ρευμάτων περιορίζεται σε μια περιοχή του χώρου με πεπερασμένες διαστάσεις. Όμως, ακόμα και αν δεν έχει πεπερασμένες διαστάσεις, αρκεί να είναι  $|\vec{x} - \vec{x}'| \vec{J}(\vec{x}') \rightarrow 0$  για  $|\vec{x}'| \rightarrow \infty$  για να μηδενιστεί το επιφανειακό ολοκλήρωμα στο άπειρο. Το δεύτερο ολοκλήρωμα μέσα στη μεγάλη παρένθεση μηδενίζεται επίσης, αφού είναι  $\vec{\nabla}' \cdot \vec{J}(\vec{x}') = 0$  για στάσιμα ρεύματα, οπότε παίρνουμε τελικά τη σχέση

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{x}) = \frac{4\pi}{c} \vec{J}(\vec{x}) \quad (\text{B'.50})$$

που είναι ο νόμος του Ampère σε διαφορική μορφή.

Εδώ θα πρέπει να τονίσουμε ότι το γεγονός πως ισχύει η σχέση (B'.49) δε σημαίνει απαραίτητα ότι η ποσότητα μέσα στην παρένθεση είναι το διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}(\vec{x})$ . Στη γενική περίπτωση οι σχέσεις (B'.32) και (B'.50) δίνουν, σε συνδυασμό με την ταυτότητα (B'.48), τη σχέση  $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla}^2 \vec{A} = (4\pi/c) \vec{J}$ . Η σχέση (B'.32) που ορίζει το διανυσματικό δυναμικό δεν έχει μια μοναδική λύση ως προς  $\vec{A}(\vec{x})$ . Αν όμως επιλέξουμε να ισχύει η συνθήκη  $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$  (η λεγόμενη βαθμίδα Coulomb), τότε παίρνουμε για το διανυσματικό δυναμικό τη διαφορική εξίσωση του Poisson  $\vec{\nabla}^2 \vec{A} = -(4\pi/c) \vec{J}$ . Αν δοθούν κατάλληλες συνοριακές συνθήκες, τότε η διαφορική εξίσωση του Poisson έχει μία μοναδική λύση. Στην περίπτωση που δεν υπάρχουν άλλες πηγές μαγνητικού πεδίου εκτός από τη συνεχή κατανομή ρευμάτων που περιγράφει η  $\vec{J}(\vec{x})$ , και επιπλέον η  $\vec{J}(\vec{x})$  τείνει στο μηδέν αρκετά γρήγορα για  $|\vec{x}| \rightarrow \infty$ , αυτή η μοναδική λύση έχει όντως τη μορφή:

$$\vec{A}(\vec{x}) = \frac{1}{c} \int \frac{\vec{J}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' \quad (\text{B'.51})$$

όπου η ολοκλήρωση γίνεται σε όλο τον 3-διάστατο χώρο.

### B'.1.7 Σχετικά με τη μαγνητική διπολική ροπή και τη μαγνητίση

Σε αυτή τη σημείωση θα κάνουμε χρήση της συνθήκης άθροισης του Einstein (οι επαναλαμβανόμενοι δείκτες υπονοούν άθροιση) και των πλήρως αντισυμμετρικών συμβόλων  $\epsilon_{jhc}$  με τα  $j, h, c$  να παίρνουν τιμές στο  $\{1, 2, 3\}$ . Τα πλήρως αντισυμμετρικά σύμβολα  $\epsilon_{jhc}$  παίρνουν εξ' ορισμού την τιμή +1 για κάθε άρτια μετάθεση  $(jhc)$  της τριάδας (123), την τιμή -1 για κάθε περιττή μετάθεση της τριάδας και την τιμή 0 σε κάθε άλλη περίπτωση, και εμφανίζονται με φυσικό τρόπο στον ορισμό του εξωτερικού γινομένου διανυσμάτων. Πράγματι, το εξωτερικό γινόμενο  $\vec{P} \times \vec{Q}$  δύο διανυσμάτων  $\vec{P}$  και  $\vec{Q}$  έχει συνιστώσες που δίνονται από τη σχέση  $(\vec{P} \times \vec{Q})_j = \epsilon_{jhc} P_h Q_c$ , ενώ για το τριπλό γινόμενο είναι  $\vec{P} \cdot (\vec{Q} \times \vec{R}) = \epsilon_{jhc} P_j Q_h R_c$ . Επιπλέον, επειδή είναι  $\epsilon_{jhc} = \epsilon_{hck} = \epsilon_{ckj}$ , παίρνουμε την ιδιότητα  $\vec{P} \cdot (\vec{Q} \times \vec{R}) = \vec{Q} \cdot (\vec{R} \times \vec{P}) = \vec{R} \cdot (\vec{P} \times \vec{Q})$  της κυκλικής μετάθεσης για το τριπλό γινόμενο. Τέλος τα πλήρως αντισυμμετρικά σύμβολα συνδέονται με τα σύμβολα δέλτα Kronecker  $\delta_{hk}$ . Μια βασική σχέση που τα συνδέει είναι (εννοείται συνθήκη άθροισης) η ακόλουθη

$$\epsilon_{hkl} \epsilon_{hmn} = \delta_{km} \delta_{ln} - \delta_{kn} \delta_{lm} \quad (\text{B'.52})$$

που αποδεικνύεται πολύ εύκολα εξετάζοντας τις επιμέρους συνιστώσες. Σε αυτή τη σχέση βασίζεται η απόδειξη πολλών ταυτοτήτων που σχετίζονται με το εξωτερικό γινόμενο ή το στροβιλισμό διανυσματικών πεδίων.

### Ιδιότητες στάσιμης κατανομής ρευμάτων που έπονται από την $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$

Θεωρούμε μια στάσιμη συνεχή κατανομή ρευμάτων που περιγράφεται από μια πυκνότητα ροής  $\vec{J}(\vec{x})$ . Ο μηδενισμός της χρονικής παραγωγού στην εξίσωση συνέχειας (B'.33) δίνει την εξίσωση

$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$  για τη στάσιμη κατανομή. Ας υποθέσουμε επιπλέον ότι η κατανομή ρευμάτων είναι περιορισμένη σε μια πεπερασμένων διαστάσεων περιοχή  $\Omega$  του χώρου ( $\vec{J}(\vec{x}) = \vec{0}$  για  $\vec{x} \notin \Omega$ ). Έστω  $S$  μια ομαλή κλειστή επιφάνεια, τέτοια ώστε να περιέχει στο εσωτερικό της ολόκληρη την περιοχή  $\Omega$ . Τότε παντού πάνω στην επιφάνεια  $S$  θα είναι  $\vec{J}(\vec{x}) = \vec{0}$ . Αν θεωρήσουμε δύο βαθμωτές συναρτήσεις  $f$  και  $g$  της θέσης  $\vec{x}$  με ομαλή συμπεριφορά, τότε το επιφανειακό ολοκλήρωμα της διανυσματικής συνάρτησης  $fg\vec{J}$  πάνω στην κλειστή επιφάνεια  $S$  θα είναι μηδέν. Όμως, σύμφωνα με το θεώρημα της απόκλισης, το επιφανειακό ολοκλήρωμα της  $fg\vec{J}$  πάνω στην  $S$  ισούται με το χωρικό ολοκλήρωμα της  $\vec{\nabla} \cdot (fg\vec{J}) = \vec{\nabla}(fg) \cdot \vec{J} + fg\vec{\nabla} \cdot \vec{J}$  στην περιοχή  $\bar{S}$  του χώρου που βρίσκεται στο εσωτερικό της επιφάνειας  $S$ . Είναι όμως  $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$  παντού στο χώρο και η  $\vec{J}$  παίρνει μη μηδενικές τιμές μόνο στο εσωτερικό της περιοχής  $\Omega \subseteq \bar{S}$ , οπότε το μηδενικό επιφανειακό ολοκλήρωμα της  $fg\vec{J}$  στην επιφάνεια  $S$  ισούται με το χωρικό ολοκλήρωμα της  $\vec{\nabla}(fg) \cdot \vec{J}$  στην περιοχή  $\Omega$ . Δηλαδή καταλήγουμε στη σχέση:

$$\int_{\Omega} \vec{\nabla}(fg) \cdot \vec{J} d^3x = \int_{\Omega} (f\vec{J} \cdot \vec{\nabla}g + fg\vec{\nabla} \cdot \vec{J}) d^3x = 0 \quad (\text{B'.53})$$

Αν θέσουμε  $f = x_k$  και  $g = 1$ , τότε παίρνουμε  $\vec{\nabla}(fg) = \hat{e}_k$  (μοναδιαίο διάνυσμα  $k$ -άξονα) και η (B'.53) δίνει

$$\int_{\Omega} J_k(\vec{x}) d^3x = 0 \quad (\text{B'.54})$$

για τις συνιστώσες της  $\vec{J}$ . Αν θέσουμε  $f = x_h$  και  $g = x_k$ , τότε παίρνουμε  $\vec{\nabla}(fg) = x_h\hat{e}_k + x_k\hat{e}_h$  και η (B'.53) δίνει

$$\int_{\Omega} (x_h J_k(\vec{x}) + x_k J_h(\vec{x})) d^3x = 0 \quad (\text{B'.55})$$

για τις συνιστώσες της  $\vec{J}$ , που με τη χρήση της ιδιότητας (B'.52) μας δίνει την ισοδύναμη σχέση

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} x_h J_k(\vec{x}) d^3x &= \frac{1}{2} \int_{\Omega} (x_h J_k(\vec{x}) - x_k J_h(\vec{x})) d^3x = \\ &= \frac{1}{2} \int_{\Omega} (\delta_{hm}\delta_{kn} - \delta_{hm}\delta_{km}) x_m J_n(\vec{x}) d^3x = \\ &= \frac{1}{2} \int_{\Omega} \epsilon_{jhk}\epsilon_{jmn} x_m J_n(\vec{x}) d^3x = \frac{1}{2} \epsilon_{jhk} \int_{\Omega} [\vec{x} \times \vec{J}(\vec{x})]_j d^3x \end{aligned} \quad (\text{B'.56})$$

Γενικά, για δύο διανυσματικά πεδία  $\vec{P}(\vec{x})$  και  $\vec{Q}(\vec{x})$  που ικανοποιούν μια σχέση της μορφής (B'.55), θα ισχύει μια σχέση της μορφής (B'.56).

Ας θεωρήσουμε τώρα ένα διάνυσμα  $\vec{a}$  που δεν εξαρτάται από τη θέση  $\vec{x}$ . Τότε η σχέση (B'.56) δίνει την:

$$\begin{aligned} \vec{a} \cdot \int_{\Omega} \vec{x} J_k(\vec{x}) d^3x &= a_h \int_{\Omega} x_h J_k(\vec{x}) d^3x = \frac{1}{2} \epsilon_{jhk} a_h \int_{\Omega} [\vec{x} \times \vec{J}(\vec{x})]_j d^3x = \\ &= -\frac{1}{2} \epsilon_{khj} a_h \int_{\Omega} [\vec{x} \times \vec{J}(\vec{x})]_j d^3x = \\ &= -\frac{1}{2} \left[ \vec{a} \times \int_{\Omega} (\vec{x} \times \vec{J}(\vec{x})) d^3x \right]_k \end{aligned} \quad (\text{B'.57})$$

Αν χρησιμοποιήσουμε τον ορισμό της μαγνητικής διπολικής ροπής της χωρικά περιορισμένης κατανομής ρευμάτων (που θα δούμε πως προκύπτει στη συνέχεια της σημείωσης):

$$\vec{m} = \frac{1}{2c} \int_{\Omega} \vec{x} \times \vec{J}(\vec{x}) d^3x \quad (\text{B'.58})$$

τότε η σχέση (B'.57) παίρνει την πολύ απλή μορφή:

$$\frac{\vec{a}}{c} \cdot \int_{\Omega} \vec{x} J_k(\vec{x}) d^3x = -[\vec{a} \times \vec{m}]_k = [\vec{m} \times \vec{a}]_k \quad (\text{B'.59})$$

## Μαγνητική διπολική ροπή $\vec{m}$ από ανάπτυγμα του διανυσματικού δυναμικού

Όταν μια κατανομή ρευμάτων είναι ιδιαίτερα πολύπλοκη – όπως αναμένεται να είναι αυτές που υπάρχουν στο εσωτερικό των μαγνητικών υλικών – είναι πιο εύκολο να υπολογίσουμε τα βασικά χαρακτηριστικά του δημιουργούμενου μαγνητικού πεδίου, αφήνοντας την πιο λεπτομερή περιγραφή για προσεγγίσεις μεγαλύτερης τάξης. Από ποσοτική άποψη, όταν λέμε ότι υπολογίζουμε τα βασικά χαρακτηριστικά του πεδίου, εννοούμε ότι κρατάμε τον πρώτο ή τους πρώτους όρους κάποιου αναπτύγματος. Για να γίνουμε πιο σαφείς, ας θεωρήσουμε ότι έχουμε μια στάσιμη χωρική κατανομή ρευμάτων με πυκνότητα  $\vec{J}(\vec{x}')$  που είναι περιορισμένη σε μια περιοχή  $\Omega$  του χώρου με πεπερασμένες διαστάσεις. Τότε θα υπάρχει κάποιο  $R > 0$ , ώστε να είναι  $|\vec{x}'| < R$  για όλες τις θέσεις  $\vec{x}'$  στο εσωτερικό της  $\Omega$ . Σε αυτή την περίπτωση, η χωρική ολοκλήρωση στη σχέση (B'.51) για το διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}(\vec{x})$  της  $\vec{J}(\vec{x}')$  περιορίζεται στο εσωτερικό της περιοχής  $\Omega$  όπου είναι  $\vec{J}(\vec{x}') \neq \vec{0}$ :

$$\vec{A}(\vec{x}) = \frac{1}{c} \int_{\Omega} \frac{\vec{J}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3 x' \quad (\text{B'.60})$$

Το διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}(\vec{x})$  μπορεί να πάρει αρκετά απλή μορφή όταν  $|\vec{x}| \gg R > |\vec{x}'|$ , δηλαδή για μεγάλες αποστάσεις  $|\vec{x}|$  σε σχέση με τις διαστάσεις της περιοχής  $\Omega$ , αν γράψουμε το πηλίκο  $1/|\vec{x} - \vec{x}'|$  με τη μορφή δυναμοσειράς και κρατήσουμε μόνο τον πρώτο μη μηδενικό όρο. Για να το κάνουμε αυτό ξεκινάμε γράφοντας το πηλίκο  $1/|\vec{x} - \vec{x}'|$  με τη μορφή αναπτύγματος Taylor περί το σημείο  $\vec{x}$ , από το οποίο κρατάμε μόνο τους πρώτους όρους:

$$\frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} = \frac{1}{|\vec{x}|} + \sum_{N=1}^{\infty} \frac{(-1)^N}{N!} (\vec{x}' \cdot \vec{\nabla})^N \left( \frac{1}{|\vec{x}|} \right) = \frac{1}{|\vec{x}|} + \frac{\vec{x} \cdot \vec{x}'}{|\vec{x}|^3} + \dots \quad (\text{B'.61})$$

Τότε, για κάθε συνιστώσα του διανυσματικού δυναμικού  $\vec{A}(\vec{x})$  που δίνει η σχέση (B'.60), θα έχουμε το ανάπτυγμα ( $k = 1, 2, 3 = x, y, z$ ):

$$A_k(\vec{x}) = \frac{1}{c} \int_{\Omega} \frac{J_k(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3 x' = \frac{1}{c|\vec{x}|} \int_{\Omega} J_k(\vec{x}') d^3 x' + \frac{\vec{x}}{c|\vec{x}|^3} \cdot \int_{\Omega} \vec{x}' J_k(\vec{x}') d^3 x' + \dots \quad (\text{B'.62})$$

Ο πρώτος όρος είναι μηδενικός, λόγω της ιδιότητας (B'.54), ενώ στο δεύτερο όρο υπολογίζεται το ολοκλήρωμα με χρήση της ιδιότητας (B'.59). Έτσι το ανάπτυγμα (B'.62) παίρνει τη μορφή:

$$A_k(\vec{x}) = \frac{1}{|\vec{x}|^3} [\vec{m} \times \vec{x}]_k + \dots \quad (\text{B'.63})$$

όπου η μαγνητική διπολική ροπή  $\vec{m}$  της χωρικά περιορισμένης στάσιμης κατανομής ρευμάτων με πυκνότητα  $\vec{J}(\vec{x}')$  δίνεται από τη σχέση (B'.58). Ο όρος που εμφανίζεται είναι ο πρώτος μη μηδενικός όρος στο ανάπτυγμα του διανυσματικού δυναμικού αυτής της κατανομής ρευμάτων και δίνει το διανυσματικό δυναμικό του μαγνητικού πεδίου όταν η κατανομή ρευμάτων θεωρείται με καλή προσέγγιση μια σημειακή μαγνητική διπολική ροπή  $\vec{m}$  που βρίσκεται στη θέση  $\vec{x}' = \vec{0}$ . Δηλαδή, το διανυσματικό δυναμικό:

$$\vec{A}(\vec{x}) = \frac{\vec{m} \times \vec{x}}{|\vec{x}|^3}, \quad \text{όπου} \quad \vec{m} = \frac{1}{2c} \int_{\Omega} \vec{x}' \times \vec{J}(\vec{x}') d^3 x' \quad (\text{B'.64})$$

περιγράφει με πολύ καλή προσέγγιση το μαγνητικό πεδίο της κατανομής ρευμάτων  $\vec{J}(\vec{x}')$  όταν  $|\vec{x}| \gg R > |\vec{x}'|$  (όπου  $\vec{x}$  το σημείο παρατήρησης του πεδίου και  $\vec{x}'$  η μεταβλητή ολοκλήρωσης στο εσωτερικό της κατανομής). Η διανυσματική ποσότητα  $\vec{m}$  της σχέσης (B'.64) είναι η μαγνητική διπολική ροπή ή απλά μαγνητική ροπή της κατανομής ρευμάτων  $\vec{J}(\vec{x}')$ , ενώ το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}(\vec{x}) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{x})$  που προκύπτει από το διανυσματικό δυναμικό της σχέσης (B'.64) είναι το λεγόμενο διπολικό μαγνητικό πεδίο που προκύπτει από τη μαγνητική ροπή  $\vec{m}$ .

Συνήθως μας ενδιαφέρουν πραγματικά μόνο περιοχές του χώρου που είναι μακριά από την περιοχή  $\Omega$  που περιέχει την κατανομή ρευμάτων, ενώ οι λεπτομέρειες του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό

της  $\Omega$  και κοντά σε αυτήν δεν παίζουν σημαντικό ρόλο. Για να διευκολυνθούμε σε αυτές τις περιπτώσεις εισάγουμε την έννοια της στοιχειώδους μαγνητικής ροπής, που την εννοούμε ως μια σημειακή πηγή  $\vec{m}$  η οποία δημιουργεί διπολικό μαγνητικό πεδίο με διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}(\vec{x}) = (\vec{m} \times \vec{x}) / |\vec{x}|^3$  παντού στο χώρο εκτός από τη θέση  $\vec{x} = \vec{0}$ . Αν θεωρήσουμε ότι η σημειακή πηγή  $\vec{m}$  είναι σε μια θέση  $\vec{x}_o \neq \vec{0}$ , τότε το διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}(\vec{x})$  και το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}(\vec{x})$  που δημιουργεί σε κάθε σημείο  $\vec{x} \neq \vec{x}_o$  θα είναι:

$$\vec{A}(\vec{x}) = \frac{\vec{m} \times (\vec{x} - \vec{x}_o)}{|\vec{x} - \vec{x}_o|^3}, \quad \vec{B}(\vec{x}) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{x}) = \frac{3(\hat{n} \cdot \vec{m})\hat{n} - \vec{m}}{|\vec{x} - \vec{x}_o|^3} \quad \text{όπου} \quad \hat{n} = \frac{\vec{x} - \vec{x}_o}{|\vec{x} - \vec{x}_o|} \quad (\text{B'.65})$$

Το διπολικό μαγνητικό πεδίο της σχέσης (B'.65) μπορεί να περιγραφεί και από ένα βαθμωτό δυναμικό  $\Phi(\vec{x})$  της μορφής:

$$\Phi(\vec{x}) = \frac{\vec{m} \cdot (\vec{x} - \vec{x}_o)}{|\vec{x} - \vec{x}_o|^3} \quad (\text{B'.66})$$

Πράγματι είναι πολύ εύκολο να επαληθεύσουμε ότι για το διπολικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}(\vec{x})$  της σχέσης (B'.65) είναι  $\vec{B}(\vec{x}) = -\vec{\nabla}\Phi(\vec{x})$ . Η σχέση (B'.65) για το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}(\vec{x})$  της σημειακής πηγής  $\vec{m}$  είναι ακριβής όταν  $\vec{x} \neq \vec{x}_o$  αλλά δεν περιγράφει σωστά τον τρόπο που συμπεριφέρεται το πεδίο  $\vec{B}(\vec{x})$  όταν  $\vec{x} \rightarrow \vec{x}_o$ . Η εξίσωση Maxwell (B'.30) πρέπει να ισχύει παντού στο χώρο, δηλαδή ακόμα και στη θέση  $\vec{x} = \vec{x}_o$ , αλλά το πεδίο  $\vec{B}(\vec{x})$  της σχέσης (B'.65) δεν την ικανοποιεί όταν  $\vec{x} \rightarrow \vec{x}_o$ . Απαιτείται μια διόρθωση στη σχέση (B'.65) που να τροποποιεί την τιμή του πεδίου  $\vec{B}(\vec{x})$  μόνο για  $\vec{x} = \vec{x}_o$ , αφήνοντάς την αμετάβλητη για  $\vec{x} \neq \vec{x}_o$ . Αυτή η διόρθωση είναι ανάλογη της συνάρτησης  $\delta(\vec{x} - \vec{x}_o)$  του Dirac.

### Μαγνητική διπολική ροπή $\vec{m}$ και μαγνήτιση $\vec{M}$

Το ρεύμα μαγνήτισης  $\vec{J}_M(\vec{x})$  ορίζεται από τη σχέση (B'.3) ως η μέση μακροσκοπική τιμή (βλέπε τη σημείωση B'.1.1) των μικροσκοπικών ρευμάτων που ευθύνονται για την ύπαρξη των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_i$  ενός μαγνητικού υλικού και, επειδή δε σχετίζεται με ροή ηλεκτρικών φορτίων σε μακροσκοπική κλίμακα, έχει την ιδιότητα  $\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_M(\vec{x}) = 0$ . Λόγω αυτής της ιδιότητας, το  $\vec{J}_M(\vec{x})$  μπορεί να γραφεί ως ο στροβιλισμός ενός άλλου διανυσματικού πεδίου:

$$\vec{J}_M(\vec{x}) = c\vec{\nabla} \times \vec{M}(\vec{x}) \quad (\text{B'.67})$$

όπου η ταχύτητα του φωτός  $c$  μπαίνει για συμβατότητα με τον ορισμό της μαγνητικής ροπής. Το διανυσματικό πεδίο  $\vec{M}(\vec{x})$  είναι η μαγνήτιση του υλικού. Η μαγνητική ροπή  $\vec{m}$  που αντιστοιχεί στην πυκνότητα ρεύματος  $\vec{J}_M(\vec{x})$  προκύπτει με εφαρμογή της γενικής σχέσης (B'.58), που αποδείχτηκε για οποιαδήποτε στάσιμη κατανομή ρευμάτων η οποία δε σχετίζεται απαραίτητα μόνο με ρεύματα αγωγιμότητας. Πράγματι έστω, κατά τα γνωστά,  $\Omega$  η περιοχή του χώρου που καταλαμβάνει το μαγνητικό υλικό. Ας θεωρήσουμε μια περιοχή  $\Omega_o$  του χώρου που περιέχει ολόκληρη την περιοχή  $\Omega$  (είναι  $\Omega \subset \Omega_o$ ). Σε όλο το χώρο έξω από την περιοχή  $\Omega$  δεν υπάρχει μαγνητικό υλικό, οπότε το ρεύμα μαγνήτισης και η μαγνήτιση θα είναι αναγκαστικά μηδέν:  $\vec{J}_M(\vec{x}) = \vec{0}$  και  $\vec{M}(\vec{x}) = \vec{0}$  για  $\vec{x} \notin \Omega$ . Τότε από τις σχέσεις (B'.58) και (B'.67) έχουμε:

$$\vec{m} = \frac{1}{2c} \int_{\Omega} \vec{x} \times \vec{J}_M(\vec{x}) d^3x = \frac{1}{2c} \int_{\Omega_o} \vec{x} \times \vec{J}_M(\vec{x}) d^3x = \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} \vec{x} \times (\vec{\nabla} \times \vec{M}(\vec{x})) d^3x \quad (\text{B'.68})$$

Για τις συνιστώσες της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}$  θα είναι:

$$\begin{aligned} m_j &= \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} \left[ \vec{x} \times (\vec{\nabla} \times \vec{M}) \right]_j d^3x = \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} \epsilon_{jkh} x_h \left[ \vec{\nabla} \times \vec{M} \right]_k d^3x = \\ &= \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} \epsilon_{kjh} \epsilon_{kmn} x_h \partial_m M_n d^3x = \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} (\delta_{jm} \delta_{hn} - \delta_{jn} \delta_{hm}) x_h \partial_m M_n d^3x = \\ &= \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} (x_n \partial_j M_n - x_m \partial_m M_j) d^3x = \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} \left[ \vec{x} \cdot \partial_j \vec{M} - (\vec{x} \cdot \vec{\nabla}) M_j \right] d^3x \quad (\text{B'.69}) \end{aligned}$$

Αν κάνουμε χρήση του συμπτυγμένου συμβολισμού  $[\vec{x} \cdot \vec{\nabla} \vec{M}]_j = \vec{x} \cdot \partial_j \vec{M}$  και  $[(\vec{x} \cdot \vec{\nabla}) \vec{M}]_j = (\vec{x} \cdot \vec{\nabla}) M_j$ , όπου  $\vec{\nabla} \vec{M}$  είναι τανυστικό πεδίο με συνιστώσες  $\partial_j M_k$  και είναι η διανυσματική παράγωγος του διανυσματικού πεδίου  $\vec{M}$ , τότε μπορούμε να γράψουμε τη σχέση (B'.69) στη μορφή:

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} [\vec{x} \cdot \vec{\nabla} \vec{M} - (\vec{x} \cdot \vec{\nabla}) \vec{M}] d^3x \quad (\text{B'.70})$$

Από τη σχέση (B'.69) ή την ισοδύναμη σχέση (B'.70) μπορούμε, με παραγοντική ολοκλήρωση, να καταλήξουμε σε μια τελική σχέση που περιέχει και το χωρικό ολοκλήρωμα της μαγνήτισης  $\vec{M}(\vec{x})$ . Πράγματι είναι:

$$\begin{aligned} m_j &= \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} (x_n \partial_j M_n - x_m \partial_m M_j) d^3x = \\ &= \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} [\partial_j (x_n M_n) - \partial_j x_n M_n - \partial_m (x_m M_j) + \partial_m x_m M_j] d^3x = \\ &= \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} [\partial_j (x_n M_n) - \delta_{jn} M_n - \partial_m (x_m M_j) + \delta_{mm} M_j] d^3x = \\ &= \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} [\partial_j (x_n M_n) - M_j - \partial_m (x_m M_j) + 3M_j] d^3x = \\ &= \int_{\Omega_o} M_j d^3x + \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} \partial_j (x_n M_n) d^3x - \frac{1}{2} \int_{\Omega_o} \partial_m (x_m M_j) d^3x = \\ &= \int_{\Omega_o} M_j d^3x + \frac{1}{2} \oint_{\partial\Omega_o} (x_n M_n) n_j da - \frac{1}{2} \oint_{\partial\Omega_o} (x_m M_j) n_m da \end{aligned} \quad (\text{B'.71})$$

Η τελική μορφή της σχέσης (B'.71) προκύπτει με εφαρμογή του θεωρήματος της απόκλισης που μετατρέπει τα χωρικά ολοκλήρωμα σε επιφανειακά ολοκλήρωμα στην κλειστή συνοριακή επιφάνεια  $\partial\Omega_o$  της περιοχής  $\Omega_o$  του χώρου. Οι ποσότητες  $n_k$  με  $k=1, 2, 3$  είναι οι συνιστώσες  $\hat{n}(\vec{x})$  του μοναδιαίου διανυσματικού πεδίου που είναι κάθετο σε κάθε σημείο της κλειστής επιφάνειας  $\partial\Omega_o$ , με φορά προς τα έξω. Όμως ολόκληρη η επιφάνεια  $\partial\Omega_o$  βρίσκεται στην περιοχή του χώρου έξω από την περιοχή  $\Omega$ , όπου η μαγνήτιση είναι μηδενική. Άρα, τα επιφανειακά ολοκλήρωμα της σχέσης (B'.71) μηδενίζονται και μένει μόνο το χωρικό ολοκλήρωμα ως προς τη μαγνήτιση, όπου και πάλι συνεισφέρει μόνο η περιοχή  $\Omega$ . Τελικά προκύπτει ότι είναι:

$$\vec{m} = \frac{1}{2c} \int_{\Omega} \vec{x} \times \vec{J}_M(\vec{x}) d^3x = \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{x}) d^3x \quad (\text{B'.72})$$

που είναι η σχέση (B'.5).

## B'.1.8 Μόνιμη κατανομή μαγνήτισης και πεδίο απομαγνήτισης

### Διανυσματικό και βαθμωτό δυναμικό για μόνιμη κατανομή μαγνήτισης

Σε αυτή τη σημείωση θα ασχοληθούμε με την περίπτωση ενός υλικού όπου η χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x})$  της μαγνήτισης είναι γνωστή εκ των προτέρων και παραμένει αμετάβλητη με το χρόνο, ενώ ταυτόχρονα δεν υπάρχουν ρεύματα αγωγιμότητας και χρονικά μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο ή διηλεκτρικές ιδιότητες. Αυτό σημαίνει ότι είναι  $\vec{J}_f = \vec{0}$ ,  $\partial \vec{E} / \partial t = \vec{0}$  και  $\vec{P} = \vec{0}$  στις εξισώσεις Maxwell (B'.41) και (B'.43). Συνήθως αυτές οι συνθήκες αντιστοιχούν σε σκληρά σιδηρομαγνητικά υλικά, όπου η μαγνήτιση είναι πρακτικά ανεξάρτητη από το εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_a$  όταν αυτό δεν έχει μεγάλη ένταση. Δε μας απασχολεί η προηγούμενη ιστορία του υλικού, πριν καταλήξει στη χωρική κατανομή μαγνήτισης  $\vec{M}(\vec{x})$ , αλλά ενδιαφερόμαστε μόνο για τις ιδιότητες του στατικού μαγνητικού πεδίου  $\vec{B}_M$  που δημιουργείται από αυτή την  $\vec{M}(\vec{x})$ . Για το αντίστοιχο πεδίο  $\vec{H}_M$  θα είναι  $\vec{H}_M = \vec{B}_M - 4\pi \vec{M}$ , ενώ οι εξισώσεις του Maxwell (B'.41) και (B'.43) δίνουν τις εξισώσεις:

$$(\alpha) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B}_M = 0, \quad (\beta) \quad \vec{\nabla} \times \vec{H}_M = \vec{0} \quad (\text{B'.73})$$

Μπορούμε να γράψουμε τις εξισώσεις (B'.73) σε μια ισοδύναμη μορφή που περιέχει μόνο το πεδίο  $\vec{B}_M$ :

$$(\alpha) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B}_M = 0, \quad (\beta) \quad \vec{\nabla} \times \vec{B}_M = \frac{4\pi}{c} \vec{J}_M \quad \mu\epsilon \quad \vec{J}_M = c\vec{\nabla} \times \vec{M} \quad (\text{B'.74})$$

Από την εξίσωση (B'.74)(α) έπεται ότι υπάρχει διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}_M$  τέτοιο ώστε  $\vec{B}_M = \vec{\nabla} \times \vec{A}_M$ . Κάνοντας αυτή την αντικατάσταση στην εξίσωση (B'.74)(β) και χρησιμοποιώντας τη διανυσματική ταυτότητα (B'.48), με την απαίτηση να ισχύει για την απόκλιση  $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_M$  (που δεν την καθορίζει μονοσήμαντα ο ορισμός  $\vec{B}_M = \vec{\nabla} \times \vec{A}_M$  του πεδίου  $\vec{A}_M$ ) η συνθήκη  $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_M = 0$  (η λεγόμενη βαθμίδα Coulomb), προκύπτει για το διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}_M$  η διαφορική εξίσωση Poisson:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A}_M = -\frac{4\pi}{c} \vec{J}_M = -4\pi \vec{\nabla} \times \vec{M} \quad (\text{B'.75})$$

που η επίλυσή της για τη γενική περίπτωση ενός υλικού πεπερασμένων διαστάσεων απαιτεί τη θεωρηση κατάλληλων συνοριακών συνθηκών για το δυναμικό  $\vec{A}_M$ , στις συνοριακές επιφάνειες όπου η μαγνήτιση  $\vec{M}$  μεταβάλλεται με ασυνεχή τρόπο, και τη χρήση συναρτήσεων Green. Ευτυχώς, αυτή η επίπονη διαδικασία μπορεί να παρακαμφθεί και να αποδειχτεί η γενική σχέση που δίνει το διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}_M$  με έμμεσο τρόπο, κάνοντας χρήση της σχέσης  $\vec{A}(\vec{x}) = \vec{m} \times (\vec{x} - \vec{x}') / |\vec{x} - \vec{x}'|^3$  που δίνει το διανυσματικό δυναμικό στη θέση  $\vec{x}$  για το διπολικό μαγνητικό πεδίο που δημιουργεί μια στοιχειώδης μαγνητική ροπή  $\vec{m}$  στη θέση  $\vec{x}'$ . Αν θεωρήσουμε ένα στοιχειώδη μακροσκοπικό όγκο  $\Delta V$  του υλικού γύρω από μια θέση  $\vec{x}'$ , η συνολική μαγνητική ροπή που περιέχεται σε αυτόν θα είναι  $\vec{M}(\vec{x}') \Delta V$ . Το διανυσματικό δυναμικό που οφείλεται στη μαγνητική ροπή αυτού του στοιχειώδους όγκου θα είναι  $\Delta \vec{A}(\vec{x}) = \vec{M}(\vec{x}') \Delta V \times (\vec{x} - \vec{x}') / |\vec{x} - \vec{x}'|^3$ . Το διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}_M$  που οφείλεται σε όλο υλικό θα είναι η επαλληλία όλων αυτών των συνεισφορών:

$$\vec{A}_M(\vec{x}) = \int_{\Omega} \frac{\vec{M}(\vec{x}') \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} d^3 x' \quad (\text{B'.76})$$

όπου η ολοκλήρωση γίνεται σε όλη την περιοχή  $\Omega$  του χώρου που καταλαμβάνει το υλικό, με την προϋπόθεση ότι η χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x}')$  της μαγνήτισης είναι συνεχής στο εσωτερικό της  $\Omega$ . Η ολοκλήρωση μόνο στο εσωτερικό της περιοχής  $\Omega$  ενσωματώνει το γεγονός ότι στη μακροσκοπική περιγραφή ενός υλικού πεπερασμένων διαστάσεων, η μαγνήτιση μηδενίζεται με ασυνεχή τρόπο πάνω στην επιφάνεια  $S$  του υλικού (το σύνορο της περιοχής  $\Omega$ ). Αν χρησιμοποιήσουμε τη διανυσματική ταυτότητα (B'.46) και εφαρμόσουμε ολοκλήρωση κατά παράγοντες, η σχέση (B'.76) παίρνει τελικά την ακόλουθη μορφή:

$$\begin{aligned} \vec{A}_M(\vec{x}) &= \int_{\Omega} \frac{\vec{M}(\vec{x}') \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} d^3 x' = \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{x}') \times \vec{\nabla}' \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3 x' = \\ &= \int_{\Omega} \frac{\vec{\nabla}' \times \vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3 x' - \int_{\Omega} \vec{\nabla}' \times \left( \frac{\vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3 x' = \\ &= \int_{\Omega} \frac{\vec{\nabla}' \times \vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3 x' - \oint_S \frac{\hat{n}(\vec{x}') \times \vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} da' \end{aligned} \quad (\text{B'.77})$$

όπου  $\hat{n}(\vec{x}')$  το μοναδιαίο διανυσματικό πεδίο κάθετο προς τη συνοριακή επιφάνεια  $S$  της περιοχής  $\Omega$  με φορά προς τα έξω. Το χωρικό ολοκλήρωμα του στροβιλισμού  $\vec{\nabla}' \times \vec{P}(\vec{x}')$  ενός διανυσματικού πεδίου  $\vec{P}(\vec{x}')$  γίνεται επιφανειακό ολοκλήρωμα του εξωτερικού γινομένου  $\hat{n} \times \vec{P}(\vec{x}')$  με εφαρμογή του θεωρήματος της απόκλισης για την απόκλιση  $\vec{\nabla}' \cdot (\vec{w} \times \vec{P}(\vec{x}'))$ , όπου  $\vec{w}$  αυθαίρετο σταθερό διάνυσμα.

Εκτός από τις εξισώσεις (B'.74) υπάρχει και ένας άλλος ισοδύναμος τρόπος γραφής των εξισώσεων (B'.73) που περιέχει μόνο το πεδίο  $\vec{H}_M$ :

$$(\alpha) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{H}_M = 4\pi \rho_M \quad \mu\epsilon \quad \rho_M = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M}, \quad (\beta) \quad \vec{\nabla} \times \vec{H}_M = \vec{0} \quad (\text{B'.78})$$

Από την (B'.78)(β) έπεται ότι υπάρχει βαθμωτό δυναμικό  $\Phi_M$  τέτοιο ώστε  $\vec{H}_M = -\vec{\nabla}\Phi_M$ . Κάνοντας αυτή την αντικατάσταση στη σχέση (B'.78)(α), προκύπτει για το βαθμωτό δυναμικό  $\Phi_M$  η διαφορική εξίσωση Poisson:

$$\vec{\nabla}^2\Phi_M = -4\pi\rho_M = 4\pi\vec{\nabla} \cdot \vec{M} \quad (\text{B'.79})$$

Όπως και στην περίπτωση του διανυσματικού δυναμικού, μπορεί να αποδειχτεί με έμμεσο τρόπο η γενική σχέση που δίνει το βαθμωτό δυναμικό  $\Phi_M$  ενός υλικού πεπερασμένων διαστάσεων, κάνοντας χρήση της σχέσης  $\Phi(\vec{x}) = \vec{m} \cdot (\vec{x} - \vec{x}') / |\vec{x} - \vec{x}'|^3$  που δίνει το βαθμωτό δυναμικό στη θέση  $\vec{x}$  για το διπολικό μαγνητικό πεδίο που δημιουργεί μια στοιχειώδης μαγνητική ροπή  $\vec{m}$  στη θέση  $\vec{x}'$ . Αν θεωρήσουμε ένα στοιχειώδη μακροσκοπικό όγκο  $\Delta V$  του υλικού γύρω από μια θέση  $\vec{x}'$ , η συνολική μαγνητική ροπή που περιέχεται σε αυτόν θα είναι  $\vec{M}(\vec{x}')\Delta V$ . Το βαθμωτό δυναμικό που οφείλεται στη μαγνητική ροπή αυτού του στοιχειώδους όγκου θα είναι  $\Delta\Phi(\vec{x}) = \vec{M}(\vec{x}')\Delta V \cdot (\vec{x} - \vec{x}') / |\vec{x} - \vec{x}'|^3$ . Το διανυσματικό δυναμικό  $\Phi_M$  που οφείλεται σε όλο υλικό θα είναι η επαλληλία αυτών των συνεισφορών από ολόκληρη την περιοχή  $\Omega$  του χώρου που καταλαμβάνει. Αν εφαρμόσουμε ολοκλήρωση κατά παράγοντες και χρησιμοποιήσουμε το θεώρημα της απόκλισης, έχουμε τελικά την ακόλουθη σχέση για το βαθμωτό δυναμικό  $\Phi_M$ :

$$\begin{aligned} \Phi_M(\vec{x}) &= \int_{\Omega} \frac{\vec{M}(\vec{x}') \cdot (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} d^3x' = \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{x}') \cdot \vec{\nabla}' \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3x' = \\ &= - \int_{\Omega} \frac{\vec{\nabla}' \cdot \vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' + \int_{\Omega} \vec{\nabla}' \cdot \left( \frac{\vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3x' = \\ &= - \int_{\Omega} \frac{\vec{\nabla}' \cdot \vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' + \oint_S \frac{\hat{n}(\vec{x}') \cdot \vec{M}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} da' \end{aligned} \quad (\text{B'.80})$$

όπου  $\hat{n}(\vec{x}')$  το μοναδιαίο διανυσματικό πεδίο κάθετο προς τη συνοριακή επιφάνεια  $S$  της περιοχής  $\Omega$  με φορά προς τα έξω. Και πάλι αυτή η σχέση ισχύει με την προϋπόθεση ότι η χωρική κατανομή  $\vec{M}(\vec{x}')$  της μαγνήτισης είναι συνεχής στο εσωτερικό της περιοχής  $\Omega$ .

$$\vec{K}_M = -c(\hat{n} \times \vec{M}) \quad \sigma_M = \hat{n} \cdot \vec{M} \quad (\text{B'.81})$$

$$\vec{A}_M(\vec{x}) = \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{x}') \times \frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} d^3x' = \frac{1}{c} \int_{\Omega} \frac{\vec{J}_M(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' + \frac{1}{c} \oint_S \frac{\vec{K}_M(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} da' \quad (\text{B'.82})$$

$$\Phi_M(\vec{x}) = \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{x}') \cdot \frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} d^3x' = \int_{\Omega} \frac{\rho_M(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} d^3x' + \oint_S \frac{\sigma_M(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} da' \quad (\text{B'.83})$$

## Πεδίο απομαγνήτισης

Μεταξύ των περιπτώσεων, όπου η μαγνητική κατάσταση του υλικού είναι γνωστή εκ των προτέρων και παραμένει σταθερή, συγκαταλέγεται και μια περίπτωση που παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον. Πρόκειται για την περίπτωση όπου η μαγνήτιση είναι ομοιόμορφη παντού στο εσωτερικό του υλικού ( $\vec{M}(\vec{x}) = \vec{M} = \text{σταθ}$ ). Συχνά αυτή η προσέγγιση είναι ένα καλό σημείο αφετηρίας για την περιγραφή πιο περίπλοκων δομών. Αφού η  $\vec{M}(\vec{x})$  είναι σταθερή, θα είναι  $\vec{\nabla} \cdot \vec{M} = 0$  στο εσωτερικό του υλικού και άρα στη σχέση (B'.80) που δίνει το βαθμωτό δυναμικό απομένει μόνο η συνεισφορά του επιφανειακού ολοκληρώματος, όπου η σταθερή  $\vec{M}$  βγαίνει έξω από την ολοκλήρωση. Επιπλέον, και στην περίπτωση της πρώτης από τις δύο μορφές της σχέσης (B'.83), η σταθερή  $\vec{M}$  βγαίνει έξω από την ολοκλήρωση και ο όρος που απομένει εκφράζεται μέσω της σχέσης (B'.46). Έτσι παίρνουμε τις ακόλουθες ισοδύναμες μορφές για το βαθμωτό δυναμικό ομοιόμορφης μαγνήτισης:

$$\Phi_M(\vec{x}) = -\vec{M} \cdot \vec{\nabla} \int_{\Omega} \frac{d^3x'}{|\vec{x} - \vec{x}'|} = \vec{M} \cdot \oint_S \frac{\hat{n}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} da' \quad (\text{B'.84})$$

Προκύπτει δηλαδή ότι το βαθμωτό δυναμικό είναι σε κάθε θέση ανάλογο προς τη μαγνήτιση  $\vec{M}$  με σταθερά αναλογίας που εξαρτάται αποκλειστικά από το γεωμετρικό σχήμα του υλικού. Για το

μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_M = -\vec{\nabla}\Phi_M$  που δημιουργείται από την ομοιόμορφη μαγνήτιση  $\vec{M}$  θα έχουμε με παραγωγή (γίνεται χρήση της συνθήκης άθροισης Einstein κατά τον υπολογισμό) της πρώτης από τις ισοδύναμες μορφές της σχέσης (B'.84):

$$\begin{aligned}\vec{H}_M(\vec{x}) &= -\vec{\nabla}\Phi_M(\vec{x}) = \vec{\nabla} \left( \vec{M} \cdot \vec{\nabla} \int_{\Omega} \frac{d^3x'}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) = \vec{\nabla} \left( M_k \partial_k \int_{\Omega} \frac{d^3x'}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) = \\ &= M_k \partial_k \vec{\nabla} \int_{\Omega} \frac{d^3x'}{|\vec{x} - \vec{x}'|} = M_k \int_{\Omega} \partial_k \vec{\nabla} \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3x' = \\ &= \vec{M} \cdot \int_{\Omega} \vec{\nabla} \vec{\nabla} \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3x'\end{aligned}\quad (\text{B'.85})$$

Με την ίδια λογική, θα έχουμε με παραγωγή της δεύτερης από τις ισοδύναμες μορφές της σχέσης (B'.84), όπου γίνεται χρήση της συνθήκης άθροισης, της σχέσης (B'.46) και του τελεστή  $\otimes$  που συμβολίζει το τανυστικό γινόμενο:

$$\begin{aligned}\vec{H}_M(\vec{x}) &= -\vec{\nabla}\Phi_M(\vec{x}) = -\vec{\nabla} \left( \vec{M} \cdot \oint_S \frac{\hat{n}(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} da' \right) = -\vec{\nabla} \left( M_k \oint_S \frac{n_k(\vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|} da' \right) = \\ &= -M_k \oint_S n_k(\vec{x}') \vec{\nabla} \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) da' = -\vec{M} \cdot \oint_S \vec{\nabla} \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) \otimes \hat{n}(\vec{x}') da'\end{aligned}\quad (\text{B'.86})$$

Συνεπώς το μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_M(\vec{x})$  που δημιουργεί το ομοιόμορφα μαγνητισμένο υλικό έχει τη μορφή:

$$\vec{H}_M(\vec{x}) = -\tilde{N}(\vec{x})\vec{M}\quad (\text{B'.87})$$

όπου  $\tilde{N}(\vec{x})$  είναι ένα συμμετρικό τανυστικό πεδίο 2<sup>ης</sup> τάξης με συνιστώσες ( $j, k = 1, 2, 3 = x, y, z$ ):

$$N_{jk}(\vec{x}) = - \int_{\Omega} \partial_j \partial_k \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3x' = \oint_S \partial_j \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) n_k(\vec{x}') da'\quad (\text{B'.88})$$

Η σχέση αναλογίας (B'.87) είναι μια γραμμική σχέση μεταξύ πινάκων:

$$\begin{pmatrix} H_{Mx}(\vec{x}) \\ H_{My}(\vec{x}) \\ H_{Mz}(\vec{x}) \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} N_{xx}(\vec{x}) & N_{xy}(\vec{x}) & N_{xz}(\vec{x}) \\ N_{yx}(\vec{x}) & N_{yy}(\vec{x}) & N_{yz}(\vec{x}) \\ N_{zx}(\vec{x}) & N_{zy}(\vec{x}) & N_{zz}(\vec{x}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix}\quad (\text{B'.89})$$

Το μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_M(\vec{x})$  της σχέσης (B'.87), που προκύπτει από ένα ομοιόμορφα μαγνητισμένο υλικό, ονομάζεται συνήθως πεδίο απομαγνήτισης (*demagnetizing field*) γιατί στο εσωτερικό του μαγνητισμένου υλικού τείνει πάντα να προσανατολιστεί αντίθετα από τη μαγνήτιση  $\vec{M}$  που το προκαλεί. Το συμμετρικό τανυστικό πεδίο  $\tilde{N}(\vec{x})$  της σχέσης (B'.88) που παίζει το ρόλο του συντελεστή αναλογίας στη σχέση (B'.87) ονομάζεται τανυστής απομαγνήτισης (*demagnetizing tensor*). Εδώ θα πρέπει να τονίσουμε ότι τα δύο πεδία  $\vec{H}_M(\vec{x})$  και  $\tilde{N}(\vec{x})$  σε μια θέση  $\vec{x}$  εξαρτώνται από το γεωμετρικό σχήμα του υλικού αλλά όχι από τις διαστάσεις του [215]. Πράγματι, αν θεωρήσουμε ένα μετασχηματισμό ομοιότητας  $\vec{x}'' - \vec{x} = \lambda(\vec{x}' - \vec{x})$  με  $\lambda > 0$  για τη μεταβλητή ολοκλήρωσης  $\vec{x}'$ , παίρνουμε τη μεταβλητή  $\vec{x}''$  που αντιστοιχεί σε ένα κομμάτι υλικού με το ίδιο άκρβώς σχήμα αλλά με μέγεθος αλλαγμένο κατά έναν παράγοντα  $\lambda$ . Τότε στη σχέση (B'.88) θα είναι  $d^3x'' = \lambda^3 d^3x'$  και  $\partial_j \partial_k (|\vec{x} - \vec{x}''|^{-1}) = \lambda^{-3} \partial_j \partial_k (|\vec{x} - \vec{x}'|^{-1})$ , οπότε οι συνιστώσες  $N_{jk}(\vec{x})$  του τανυστή απομαγνήτισης παραμένουν αμετάβλητες μετά το μετασχηματισμό ομοιότητας. Επειδή οι πηγές του πεδίου απομαγνήτισης  $\vec{H}_M(\vec{x})$  είναι τα μαγνητικά φορτία στην επιφάνεια  $S$  του υλικού, φαίνεται εκ' πρώτης όψεως ότι θα μπορούσαμε να μηδενίσουμε το  $\vec{H}_M(\vec{x})$  στο εσωτερικό του, θεωρώντας όλο και μεγαλύτερα κομμάτια του υλικού και στέλνοντας τα επιφανειακά μαγνητικά φορτία στο άπειρο. Όμως, είδαμε ότι το πεδίο απομαγνήτισης είναι ανεξάρτητο από τις διαστάσεις του υλικού. Η επίδραση των επιφανειακών μαγνητικών φορτίων δεν εξασθενεί με την αύξηση των διαστάσεων του υλικού και το τελικό αποτέλεσμα στο όριο των διαστάσεων στο άπειρο εξακολουθεί να εξαρτάται από το γεωμετρικό σχήμα, δηλαδή τον τρόπο που τείνουν τα φορτία στο άπειρο [215].



Το ίχνος  $Tr[\tilde{N}(\vec{x})]$ , δηλαδή το άθροισμα των συνιστωσών  $N_{kk}(\vec{x})$  της κύριας διαγωνίου που είναι ανεξάρτητο από το σύστημα συντεταγμένων, δεν εξαρτάται από τη θέση  $\vec{x}$ . Το μόνο που παίζει ρόλο είναι αν αυτή η θέση είναι στο εσωτερικό ή το εξωτερικό της περιοχής  $\Omega$  που καταλαμβάνει το υλικό. Πράγματι, αν χρησιμοποιήσουμε την πρώτη από τις σχέσεις (B'.88) και τη σχέση (B'.47), θα έχουμε (χρήση συνθήκης άθροισης):

$$\begin{aligned} Tr[\tilde{N}(\vec{x})] &= N_{kk}(\vec{x}) = - \int_{\Omega} \partial_k \partial_k \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3 x' = \\ &= - \int_{\Omega} \nabla^2 \left( \frac{1}{|\vec{x} - \vec{x}'|} \right) d^3 x' = 4\pi \int_{\Omega} \delta(\vec{x} - \vec{x}') d^3 x' \end{aligned} \quad (B'.90)$$

που είναι ίσο με  $4\pi$  (είναι ίσο με 0) για θέσεις  $\vec{x}$  στο εσωτερικό (για θέσεις  $\vec{x}$  στο εξωτερικό) της περιοχής  $\Omega$  που καταλαμβάνει το υλικό [216]. Η ασυνέχεια του ίχνους  $Tr[\tilde{N}(\vec{x})]$  πάνω στη συνοριακή επιφάνεια  $S$  της  $\Omega$  (από  $4\pi$  σε 0) σχετίζεται με την ασυνέχεια του μαγνητικού πεδίου  $\vec{H}_M(\vec{x})$  πάνω στην  $S$ . Επειδή σε κάθε θέση  $\vec{x}$  ο τανυστής απομαγνήτισης  $\tilde{N}(\vec{x})$  είναι συμμετρικός, μπορεί να διαγωνιοποιηθεί. Δηλαδή μπορεί να βρεθεί ένα ορθοκανονικό σύστημα αξόνων  $Oxyz$  ως προς το οποίο μηδενίζονται όλες οι μη διαγώνιες συνιστώσες  $N_{jk}(\vec{x})$  και η σχέση (B'.89) ανάγεται στην ακόλουθη σχέση:

$$H_{Mx}(\vec{x}) = -N_a(\vec{x})M_x \quad H_{My}(\vec{x}) = -N_b(\vec{x})M_y \quad H_{Mz}(\vec{x}) = -N_c(\vec{x})M_z \quad (B'.91)$$

όπου  $N_a(\vec{x}), N_b(\vec{x}), N_c(\vec{x})$  είναι οι ιδιοτιμές του τανυστή απομαγνήτισης στη θέση  $\vec{x}$  και  $Ox, Oy, Oz$  οι ιδιοδιευθύνσεις που καθορίζονται από τα αντίστοιχα ιδιοδιανύσματα. Στη γενική περίπτωση τυχαίου σχήματος της περιοχής  $\Omega$  αυτή η διαδικασία δεν απλοποιεί αισθητά τους υπολογισμούς, γιατί αναμένεται ότι τα ιδιοδιανύσματα θα εξαρτώνται από τη θέση  $\vec{x}$  όπως συμβαίνει και με τις ιδιοτιμές. Μπορεί να αποδειχτεί ότι, στην περίπτωση που το σχήμα του κομματιού μαγνητισμένου υλικού είναι ελλειψοειδές, οι ιδιοτιμές  $N_a, N_b, N_c$  και οι αντίστοιχες ιδιοδιευθύνσεις είναι σταθερές ανεξάρτητες από τη θέση  $\vec{x}$ . Οι ιδιοδιευθύνσεις ταυτίζονται με τους τρεις κύριους άξονες  $a, b, c$  του ελλειψοειδούς [215]. Σε αυτή την περίπτωση η ομοιόμορφη μαγνήτιση  $\vec{M}$  δημιουργεί ομοιόμορφο μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_M$  παντού στο εσωτερικό του υλικού:  $H_{Mx} = -N_a M_x, H_{My} = -N_b M_y, H_{Mz} = -N_c M_z$  με  $N_a + N_b + N_c = 4\pi$  λόγω της γενικής ιδιότητας που εκφράζεται με τη σχέση (B'.90) [215, 216]. Επιπλέον, αν η ομοιόμορφη μαγνήτιση  $\vec{M}$  είναι παράλληλη προς έναν από τους κύριους άξονες του ελλειψοειδούς, το πεδίο  $\vec{H}_M$  είναι παράλληλο προς αυτή: είναι  $\vec{H}_M = -N\vec{M}$  όπου ο συντελεστής  $N$  είναι ο λεγόμενος συντελεστής απομαγνήτισης (demagnetizing factor) που ταυτίζεται με τη συνιστώσα του τανυστή απομαγνήτισης για το συγκεκριμένο κύριο άξονα [215, 216]. Για σχήματα διαφορετικά από το ελλειψοειδές οι υπολογισμοί για το ανομοιόμορφο πεδίο απομαγνήτισης  $\vec{H}_M(\vec{x})$  διευκολύνονται με την εφαρμογή μεθόδων που βασίζονται στη χρήση μετασχηματισμών Fourier όλων των ποσοτήτων που εξαρτώνται από τη θέση  $\vec{x}$  [217, 218, 219, 220, 221].

### B'.1.9 Ενεργειακοί υπολογισμοί σχετιζόμενοι με μαγνητικά πεδία

Ο υπολογισμός της ενέργειας που είναι αποθηκευμένη σε ένα μαγνητικό πεδίο και η μελέτη των διαφόρων ειδικών περιπτώσεων είναι ένα αναγκαίο βήμα για προχωρήσει κανείς στην κατανόηση των μαγνητικών φαινομένων, αφού είναι το σημείο αφετηρίας για τον υπολογισμό των ενεργειακών μεταβολών που σχετίζονται με τις διαδικασίες που συμβαίνουν στο εσωτερικό των μαγνητικών υλικών. Θα ασχοληθούμε κυρίως με στατικά μαγνητικά πεδία. Εξ' ορισμού, η ενέργεια  $\mathcal{U}$  που είναι αποθηκευμένη σε ένα μαγνητικό πεδίο είναι ίση με το έργο  $\mathcal{W}$  που πρέπει να δαπανηθεί για να τοποθετηθούν οι πηγές του πεδίου (δηλαδή τα ρεύματα) στις θέσεις τους. Όμως ο υπολογισμός δεν είναι τόσο απλός, όπως στην περίπτωση του ηλεκτροστατικού πεδίου, γιατί η μαγνητική συνιστώσα της δύναμης Lorentz είναι ανάλογη προς το εξωτερικό γινόμενο  $\vec{v} \times \vec{B}$ . Συνεπώς είναι πάντα κάθετη προς την ταχύτητα  $\vec{v}$  των κινούμενων σωματιών που συνιστούν τα ρεύματα και δεν παράγει έργο. Παρ' όλα αυτά το θέμα δεν τελειώνει εδώ, αφού η δημιουργία μιας στάσιμης κατανομής ρευμάτων

και του αντίστοιχου μαγνητικού πεδίου περιλαμβάνει μια αρχική μεταβατική περίοδο κατά την οποία ρεύματα και πεδίο πρέπει να μεταβληθούν από μηδέν στις τελικές τους τιμές. Όσο αργά και να γίνει αυτή η μεταβολή επάγονται ηλεκτρεγερτικές δυνάμεις (ή για συντομία ΗΕΔ), λόγω του φαινομένου της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής, οι οποίες αντιστέκονται σε αυτήν. Αυτό απαιτεί από τις πηγές των ρευμάτων να παράγουν έργο για να υπερνικήσουν τις ΗΕΔ, και αυτό το έργο είναι που αποθηκεύεται ως ενέργεια του μαγνητικού πεδίου. Η διαδικασία του υπολογισμού βασίζεται στην ολοκληρωτική μορφή του νόμου (Β'.42) του Faraday, που δίνει την ΗΕΔ  $\mathcal{E}$  (έργο ανά μονάδα φορτίου) σε ένα κλειστό βρόχο  $C$  [97] λόγω χρονικής μεταβολής της μαγνητικής ροής:

$$\mathcal{E} = \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{x} = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \oint_C \vec{A} \cdot d\vec{x} \quad (\text{B'.92})$$

Σημειώνουμε εδώ ότι, στη γενική περίπτωση που μεταβάλλεται χρονικά και ο ίδιος ο βρόχος  $C$ , το ηλεκτρικό πεδίο  $\vec{E}$  που εμφανίζεται σε αυτή την εξίσωση είναι αυτό που καταγράφεται στο σύστημα ηρεμίας του κάθε στοιχειώδους μήκους  $d\vec{x}$ .

Επίσης, σε αυτή τη σημείωση θα μας χρειαστεί το θεώρημα αμοιβαιότητας για στάσιμες κατανομές ρευμάτων αγωγιμότητας. Ας θεωρήσουμε δύο κατανομές ρευμάτων αγωγιμότητας που περιγράφονται από τις πυκνότητες ρεύματος  $\vec{J}_{f1}(\vec{x})$  και  $\vec{J}_{f2}(\vec{x})$  και δημιουργούν μαγνητικά πεδία που περιγράφονται από τα διανυσματικά δυναμικά  $\vec{A}_1(\vec{x})$  και  $\vec{A}_2(\vec{x})$  αντίστοιχα. Το κάθε διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}_k(\vec{x})$  θα συνδέεται με την αντίστοιχη πυκνότητα ρεύματος  $\vec{J}_{fk}(\vec{x})$  μέσω της σχέσης (Β'.51). Επίσης το κάθε μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}_k(\vec{x})$  θα ικανοποιεί το νόμο του Ampère στη μορφή της σχέσης (Β'.41), που στην παρούσα περίπτωση παίρνει τη μορφή  $\vec{\nabla} \times \vec{B} = (4\pi/c)\vec{J}_f$  (είναι  $\vec{M} = \vec{0}$  και  $\partial\vec{D}/\partial t = \vec{0}$  γιατί μας ενδιαφέρουν μόνο τα πεδία που δημιουργούν τα στάσιμα ρεύματα αγωγιμότητας). Τότε, κάνοντας χρήση της γενικής σχέσης (Β'.32) και της διανυσματικής ταυτότητας  $\vec{\nabla} \cdot (\vec{P} \times \vec{Q}) = (\vec{\nabla} \times \vec{P}) \cdot \vec{Q} - \vec{P} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{Q})$ , θα έχουμε (η χωρική ολοκλήρωση γίνεται σε όλο τον 3-διάστατο χώρο):

$$\begin{aligned} \int \vec{J}_{f1} \cdot \vec{A}_2 d^3x &= \frac{c}{4\pi} \int (\vec{\nabla} \times \vec{B}_1) \cdot \vec{A}_2 d^3x = \\ &= \frac{c}{4\pi} \int \vec{\nabla} \cdot (\vec{B}_1 \times \vec{A}_2) d^3x + \frac{c}{4\pi} \int \vec{B}_1 \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{A}_2) d^3x = \\ &= \frac{c}{4\pi} \int \vec{\nabla} \cdot (\vec{B}_1 \times \vec{A}_2) d^3x + \frac{c}{4\pi} \int \vec{B}_1 \cdot \vec{B}_2 d^3x \end{aligned}$$

Με χρήση του θεωρήματος της απόκλισης, το χωρικό ολοκλήρωμα του πρώτου όρου μετατρέπεται σε επιφανειακό ολοκλήρωμα της ποσότητας  $\vec{B}_1 \times \vec{A}_2$  πάνω σε μια κλειστή επιφάνεια που τείνει προς το άπειρο. Αν οι πυκνότητες ρεύματος  $\vec{J}_{f1}(\vec{x})$  και  $\vec{J}_{f2}(\vec{x})$  είναι περιορισμένες σε περιοχή πεπερασμένου όγκου ή τείνουν προς το μηδέν πολύ γρήγορα όταν  $|\vec{x}| \rightarrow \infty$ , τότε και το επιφανειακό ολοκλήρωμα θα τείνει στο μηδέν όταν η επιφάνεια τείνει στο άπειρο. Απομένει μόνο ο δεύτερος όρος. Κάνοντας την ίδια διαδικασία για το χωρικό ολοκλήρωμα του γινομένου  $\vec{J}_{f2} \cdot \vec{A}_1$ , βρίσκουμε το ίδιο αποτέλεσμα. Έτσι καταλήγουμε στο θεώρημα αμοιβαιότητας για στάσιμες κατανομές ρευμάτων αγωγιμότητας (ολοκλήρωση σε όλο το χώρο):

$$\int \vec{J}_{f1}(\vec{x}) \cdot \vec{A}_2(\vec{x}) d^3x = \int \vec{J}_{f2}(\vec{x}) \cdot \vec{A}_1(\vec{x}) d^3x = \frac{c}{4\pi} \int \vec{B}_1(\vec{x}) \cdot \vec{B}_2(\vec{x}) d^3x \quad (\text{B'.93})$$

Φυσικά, αν είναι  $\Omega_i$  η περιοχή του χώρου όπου είναι περιορισμένη η κατανομή μαγνήτισης  $\vec{J}_i$  ( $i = 1, 2$ ), τότε έχουμε:

$$\int_{\Omega_1} \vec{J}_{f1}(\vec{x}) \cdot \vec{A}_2(\vec{x}) d^3x = \int_{\Omega_2} \vec{J}_{f2}(\vec{x}) \cdot \vec{A}_1(\vec{x}) d^3x = \frac{c}{4\pi} \int \vec{B}_1(\vec{x}) \cdot \vec{B}_2(\vec{x}) d^3x \quad (\text{B'.94})$$

όπου η ολοκλήρωση εξακολουθεί να εκτείνεται σε όλο τον 3-διάστατο χώρο για το γινόμενο  $\vec{B}_1 \cdot \vec{B}_2$ .

Επιπλέον, θα μας χρειαστεί το θεώρημα που αφορά το χωρικό ολοκλήρωμα του εσωτερικού γινομένου δύο διανυσματικών πεδίων  $\vec{P}(\vec{x})$  και  $\vec{Q}(\vec{x})$ , που το ένα είναι σωληνοειδές ( $\vec{\nabla} \cdot \vec{P} = 0$ ) και το

άλλο είναι αστρόβιλο ( $\vec{\nabla} \times \vec{Q} = \vec{0}$ ). Υποθέτουμε λοιπόν ότι έχουμε δύο διανυσματικά πεδία  $\vec{P}(\vec{x})$  και  $\vec{Q}(\vec{x})$  με ομαλή συμπεριφορά και με την ιδιότητα  $|\vec{x}|^2 \vec{P}(\vec{x}) \rightarrow \vec{0}$  και  $|\vec{x}|^2 \vec{Q}(\vec{x}) \rightarrow \vec{0}$  όταν  $|\vec{x}| \rightarrow \infty$ , ενώ επιπλέον ικανοποιούν παντού στο χώρο τις ιδιότητες  $\vec{\nabla} \cdot \vec{P} = 0$  και  $\vec{\nabla} \times \vec{Q} = \vec{0}$ . Επειδή είναι  $\vec{\nabla} \times \vec{Q} = \vec{0}$ , θα υπάρξει βαθμωτό πεδίο  $f$  με  $\vec{Q} = \vec{\nabla} f$  και  $|\vec{x}| f(\vec{x}) \rightarrow \vec{0}$  για  $|\vec{x}| \rightarrow \infty$ , και θα είναι  $\vec{P} \cdot \vec{Q} = \vec{P} \cdot \vec{\nabla} f = \vec{\nabla} \cdot (f \vec{P}) - f(\vec{\nabla} \cdot \vec{P}) = \vec{\nabla} \cdot (f \vec{P})$  (γιατί  $\vec{\nabla} \cdot \vec{P} = 0$ ). Άρα, σύμφωνα με το θεώρημα της απόκλισης, το ολοκλήρωμα του πεδίου  $\vec{P} \cdot \vec{Q}$  σε όλο το χώρο ανάγεται σε επιφανειακό ολοκλήρωμα του πεδίου  $f \vec{P}$  πάνω σε κλειστή επιφάνεια που τείνει στο άπειρο. Αυτό με τη σειρά του θα τείνει στο μηδέν, λόγω γρήγορου μηδενισμού των πεδίων στο άπειρο, οπότε έχουμε τελικά:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{P}(\vec{x}) = 0, \quad \vec{\nabla} \times \vec{Q}(\vec{x}) = \vec{0} \quad \Rightarrow \quad \int \vec{P}(\vec{x}) \cdot \vec{Q}(\vec{x}) d^3x = 0 \quad (\text{B'.95})$$

όπου η ολοκλήρωση εκτείνεται σε όλο τον 3-διάστατο χώρο. Από αυτή τη γενική ιδιότητα μπορούμε να αποδείξουμε εύκολα ένα άλλο θεώρημα αμοιβαιότητας για κατανομές μαγνήτισης. Ας θεωρήσουμε δύο κατανομές μαγνήτισης  $\vec{M}_1(\vec{x})$  και  $\vec{M}_2(\vec{x})$  που δημιουργούν μαγνητικά πεδία  $\vec{B}_1(\vec{x})$  και  $\vec{B}_2(\vec{x})$  αντίστοιχα. Για τα αντίστοιχα πεδία  $\vec{H}_i(\vec{x})$  θα είναι  $\vec{B}_i = \vec{H}_i + 4\pi \vec{M}_i$  ( $i = 1, 2$ ). Αφού δεν υπάρχουν ρεύματα αγωγιμότητας, έπεται από το νόμο του Ampère ότι είναι  $\vec{\nabla} \times \vec{H}_i = \vec{0}$  και από τη γενική ιδιότητα  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_i = 0$  έπεται ότι είναι  $\vec{\nabla} \cdot \vec{H}_i = -4\pi \vec{\nabla} \cdot \vec{M}_i$  ( $i = 1, 2$ ). Από τις σχέσεις  $\vec{B}_i = \vec{H}_i + 4\pi \vec{M}_i$  θα έχουμε  $\vec{H}_1 \cdot \vec{M}_2 = (\vec{H}_1 \cdot \vec{B}_2 - \vec{H}_1 \cdot \vec{H}_2) / 4\pi$  και  $\vec{H}_2 \cdot \vec{M}_1 = (\vec{H}_2 \cdot \vec{B}_1 - \vec{H}_2 \cdot \vec{H}_1) / 4\pi$ . Όμως, επειδή είναι  $\vec{\nabla} \times \vec{H}_i = \vec{0}$  και  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_i = 0$ , έπεται από τη γενική σχέση (B'.95) ότι τα ολοκληρώματα των γινομένων  $\vec{H}_1 \cdot \vec{B}_2$  και  $\vec{H}_2 \cdot \vec{B}_1$  σε όλο το χώρο είναι μηδέν. Έτσι, αν υπολογίσουμε τα χωρικά ολοκληρώματα των γινομένων  $\vec{H}_1 \cdot \vec{M}_2$  και  $\vec{H}_2 \cdot \vec{M}_1$ , θα καταλήξουμε στο θεώρημα αμοιβαιότητας για στάσιμες κατανομές μαγνήτισης:

$$\int \vec{H}_1(\vec{x}) \cdot \vec{M}_2(\vec{x}) d^3x = \int \vec{H}_2(\vec{x}) \cdot \vec{M}_1(\vec{x}) d^3x = -\frac{1}{4\pi} \int \vec{H}_1(\vec{x}) \cdot \vec{H}_2(\vec{x}) d^3x \quad (\text{B'.96})$$

όπου η ολοκλήρωση εκτείνεται σε όλο τον 3-διάστατο χώρο. Φυσικά, αν είναι  $\Omega_i$  η περιοχή του χώρου όπου είναι περιορισμένη η κατανομή μαγνήτισης  $\vec{M}_i$  ( $i = 1, 2$ ), τότε έχουμε:

$$\int_{\Omega_2} \vec{H}_1(\vec{x}) \cdot \vec{M}_2(\vec{x}) d^3x = \int_{\Omega_1} \vec{H}_2(\vec{x}) \cdot \vec{M}_1(\vec{x}) d^3x = -\frac{1}{4\pi} \int \vec{H}_1(\vec{x}) \cdot \vec{H}_2(\vec{x}) d^3x \quad (\text{B'.97})$$

όπου η ολοκλήρωση εξακολουθεί να εκτείνεται σε όλο τον 3-διάστατο χώρο για το γινόμενο  $\vec{H}_1 \cdot \vec{H}_2$ .

## Έργο για δημιουργία βρόχων ρεύματος αγωγιμότητας

Ξεκινάμε από την απλή περίπτωση ενός βρόχου ρεύματος και σταδιακά θα γενικεύσουμε για την περίπτωση μιας συνεχούς χωρικής κατανομής ρευμάτων. Θεωρούμε έναν ακίνητο κλειστό αγωγό βρόχο  $C$ , με πολύ μικρό αλλά μη μηδενικό το εμβαδό  $\Delta S$  της ενεργού διατομής του, που διαρρέεται από ρεύμα  $I$ . Για να είναι αρκετά γενικός ο υπολογισμός, θεωρούμε επιπλέον ότι υπάρχουν και μαγνητικά υλικά στην περιοχή του χώρου που είναι ο βρόχος. Εξαιτίας του ρεύματος  $I$  του βρόχου και της παρουσίας των μαγνητικών υλικών, θα δημιουργείται ένα στατικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}(\vec{x})$  με αντίστοιχο διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}(\vec{x})$ . Θέλουμε να μεταβάλουμε το ρεύμα του βρόχου από  $I$  σε  $I + \delta I$  με πολύ αργό ρυθμό, ώστε να μην αλλοιωθεί ο στατικός χαρακτήρας του πεδίου. Έτσι θεωρούμε ότι η χρονική διάρκεια  $\Delta t$  της μεταβολής είναι πολύ μεγάλη, ώστε η χρονικές παράγωγοι των πεδίων να είναι πολύ μικρές και τα πεδία να θεωρούνται στατικά στην πράξη. Εξαιτίας του επιπλέον ρεύματος  $\delta I$ , δημιουργείται από το βρόχο  $C$  στο χώρο ένα επιπλέον μαγνητικό πεδίο που επιρεάζει με τη σειρά του τα μαγνητικά υλικά και το πεδίο που αυτά δημιουργούν. Το αποτέλεσμα είναι μια μεταβολή  $\delta \vec{B}(\vec{x})$  του συνολικού μαγνητικού πεδίου και μια αντίστοιχη μεταβολή  $\delta \vec{A}(\vec{x})$  του συνολικού διανυσματικού δυναμικού, οπότε μεταβάλλεται κατά:

$$\delta \Phi = \delta \oint_C \vec{A}(\vec{x}) \cdot d\vec{x} = \oint_C \delta \vec{A}(\vec{x}) \cdot d\vec{x} \quad (\text{B'.98})$$

η μαγνητική ροή μέσα από το βρόχο  $C$ . Εξαιτίας αυτής της μεταβολής της μαγνητικής ροής επάγεται κάποια ΗΕΔ  $\mathcal{E} = -(1/c)\delta\Phi/\Delta t$  στο βρόχο  $C$  που τείνει να αλλάξει το ρεύμα  $I$  για να αντισταθμίσει τη μεταβολή  $\delta\Phi$ : επάγεται ένα μεταβατικό ηλεκτρικό πεδίο  $\vec{E}$  για να αλλάξει την κίνηση των φορτισμένων σωματιών που συνιστούν το ρεύμα. Για να κρατηθεί το αρχικό ρεύμα  $I$  σταθερό, ώστε να καταφέρουμε να είναι  $I+\delta I$  το ρεύμα που θα προκύψει τελικά, πρέπει να ασκηθούν εξωτερικές δυνάμεις  $\vec{F} = -q\vec{E}$  που να ακυρώνουν τα αποτελέσματα του μεταβατικού πεδίου  $\vec{E}$  ( $q$  το φορτίο ενός σωματιού). Άλλωστε, αυτή η αντιστάθμιση των δυνάμεων είναι που κάνει πολύ αργή τη μεταβολή και δεν καταστρέφεται ο σχεδόν στατικός χαρακτήρας των πεδίων. Αν είναι  $\Delta q$  το συνολικό φορτίο που κινείται στο βρόχο  $C$  κατά τη διάρκεια του χρόνου  $\Delta t$ , τότε είναι  $\Delta q = I\Delta t$ , οπότε το έργο που παράγουν οι δυνάμεις που εμποδίζουν τη μεταβολή του αρχικού ρεύματος  $I$  θα είναι:

$$\delta W = \oint_C \vec{F} \cdot d\vec{x} = -\Delta q \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{x} = -\Delta q \mathcal{E} = -I\Delta t \mathcal{E} = -I\Delta t \left( -\frac{1}{c} \frac{\delta\Phi}{\Delta t} \right) = \frac{I}{c} \delta\Phi \quad (\text{B'.99})$$

Συνδυάζοντας τις σχέσεις (B'.98) και (B'.99), παίρνουμε την ακόλουθη έκφραση για το έργο που πρέπει να προσφερθεί ώστε να γίνει πολύ αργά η μεταβολή κατά  $\delta I$  του ρεύματος  $I$  του βρόχου  $C$ :

$$\delta W_C(I) = \frac{1}{c} \oint_C I \delta \vec{A}(\vec{x}) \cdot d\vec{x} \quad (\text{B'.100})$$

Αυτή είναι μια απόλυτα γενική σχέση, που δεν κάνει συγκεκριμένες υποθέσεις για το διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}(\vec{x})$ . Στην ειδική περίπτωση που δεν υπάρχουν μαγνητικά υλικά, οπότε το πεδίο οφείλεται αποκλειστικά στην ύπαρξη του βρόχου ρεύματος, η μεταβολή  $\delta \vec{A}(\vec{x})$  υπολογίζεται άμεσα από τη σχέση που δίνει το διανυσματικό δυναμικό ενός βρόχου ρεύματος.

Επιστρέφοντας στη γενική περίπτωση που υπάρχουν και μαγνητικά υλικά, ας συμβολίσουμε με  $\vec{J}_f$  την πυκνότητα ροής του ρεύματος ( $f$  γιατί μιλάμε για ρεύμα αγωγιμότητας) που περνάει από μια ενεργό διατομή του βρόχου  $C$  και με  $\hat{n}$  το μοναδιαίο διάνυσμα που είναι κάθετο στην ενεργό διατομή, και άρα είναι εφαπτόμενο στην κλειστή καμπύλη που περιγράφει το σχήμα του βρόχου  $C$ . Τότε είναι  $I = \vec{J}_f \cdot \hat{n} \Delta S$  και η σχέση (B'.100) παίρνει τη μορφή:

$$\delta W_C(I) = \frac{1}{c} \oint_C \Delta S (\vec{J}_f \cdot \delta \vec{A}) dl \quad (\text{B'.101})$$

όπου  $dl$  είναι το στοιχείο μήκους του βρόχου (με την ιδιότητα  $d\vec{x} = \hat{n} dl$ ) και  $\Delta S$  το εμβαδόν της ενεργού διατομής του βρόχου ρεύματος. Το έργο αυτό  $\delta W_C(I)$ , που προσφέρεται από τις πηγές που παράγουν το ρεύμα αγωγιμότητας, αποθηκεύεται ως επιπλέον ενέργεια  $\delta \mathcal{U}_C(I)$  στο μαγνητικό πεδίο.

Στην ακόμα γενικότερη περίπτωση θεωρούμε ότι έχουμε  $N$  βρόχους  $C_1, \dots, C_N$  που διαρρέονται αντίστοιχα από ρεύματα αγωγιμότητας  $I_1, \dots, I_N$  και έχουν εμβαδά ενεργού διατομής  $\Delta S_1, \dots, \Delta S_N$ . Για να είναι αρκετά γενικό το σενάριο, συμπεριλαμβάνουμε και την περίπτωση να είναι  $I_n = 0$  ή/και  $\delta I_n = 0$  για τα ρεύματα ή/και τις μεταβολές των ρευμάτων αντίστοιχα, κάποιων από τους βρόχους  $C_n$  (όπου  $n \in \{1, \dots, N\}$ ). Έτσι, δεν έχουμε μόνο το περιορισμένο σενάριο της απλής μεταβολής του ρεύματος βρόχων που ήδη υπάρχουν, αλλά συμπεριλαμβάνουμε και την περίπτωση να μπορούν να προστεθούν νέοι βρόχοι ρεύματος όταν γίνεται μια μεταβολή: η περίπτωση  $I_n = 0$  με  $\delta I_n \neq 0$  περιγράφει προσθήκη βρόχου που δεν υπήρχε, ενώ η περίπτωση  $I_n \neq 0$  με  $\delta I_n = 0$  περιγράφει υπάρχοντα βρόχο που δεν αλλάζει το ρεύμα του. Ως αποτέλεσμα της μεταβολής  $\delta I_1, \dots, \delta I_N$ , δημιουργείται στο χώρο ένα επιπλέον μαγνητικό πεδίο που επηρεάζει με τη σειρά του τα μαγνητικά υλικά και μεταβάλλει το πεδίο που αυτά δημιουργούν. Έστω  $\delta \vec{A}(\vec{x})$  η μεταβολή του συνολικού διανυσματικού δυναμικού των ρευμάτων αγωγιμότητας και των μαγνητικών υλικών. Σε αυτή την περίπτωση, το συνολικό έργο που πρέπει να προσφερθεί για να γίνει πολύ αργά η μεταβολή  $\delta I_1, \dots, \delta I_N$  είναι (ακολουθώντας τη λογική της σχέσης (B'.99)):

$$\delta W_{\text{tot}} = \sum_{k=1}^N \oint_{C_k} \vec{F} \cdot d\vec{x} = - \sum_{k=1}^N \Delta q_k \mathcal{E}_k = - \sum_{k=1}^N I_k \Delta t \mathcal{E}_k = \frac{1}{c} \sum_{k=1}^N I_k \delta \Phi_k \quad (\text{B'.102})$$

που με την αντικατάσταση:

$$\delta\Phi_k = \oint_{C_k} \delta\vec{A}(\vec{x}) \cdot d\vec{x}$$

δίνει τελικά τη σχέση:

$$\delta W_{\text{tot}} = \frac{1}{c} \sum_{k=1}^N \oint_{C_k} I_k \delta\vec{A}(\vec{x}) \cdot d\vec{x} = \frac{1}{c} \sum_{k=1}^N \oint_{C_k} \Delta S_k (\vec{J}_{fk} \cdot \delta\vec{A}) dl \quad (\text{B'.103})$$

που είναι η γενίκευση των σχέσεων (B'.100) και (B'.101), όπου  $\vec{J}_{fk}$  η πυκνότητα ροής του ρεύματος αγωγιμότητας στο βρόχο  $C_k$ . Το έργο αυτό  $\delta W_{\text{tot}}$  που προσφέρεται αποθηκεύεται ως επιπλέον ενέργεια  $\delta\mathcal{U}$  στο μαγνητικό πεδίο.

### Έργο για δημιουργία συνεχούς κατανομής ρευμάτων αγωγιμότητας

Εδώ θα γενικεύσουμε τη σχέση (B'.103), ώστε να μπορεί να συμπεριλάβει την περίπτωση μιας συνεχούς κατανομής ρευμάτων αγωγιμότητας που περιγράφεται από μια πυκνότητα ροής  $\vec{J}_f(\vec{x})$ . Για τον υπολογισμό θα βασιστούμε στη θεμελιώδη ιδιότητα μιας στάσιμης συνεχούς κατανομής ρευμάτων, που αναφέρεται στην σημείωση B'.1.6: για την πυκνότητα  $\vec{J}_f$  των στάσιμων ρευμάτων θα είναι  $\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_f = 0$  και μπορούμε να θεωρήσουμε ότι ολόκληρη η κατανομή αποτελείται από νοητούς σωλήνες ροής που ισοδυναμούν με κλειστούς βρόχους ρεύματος. Ας υποθέσουμε ότι η πυκνότητα ρεύματος  $\vec{J}_f$  μεταβάλλεται κατά  $\delta\vec{J}_f$  με πολύ αργό ρυθμό (πρακτικά μηδέν), ώστε η ιδιότητα  $\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_f = 0$  να εξακολουθεί να ισχύει με όσο μεγάλη ακρίβεια θέλουμε, αντί για τη γενική ιδιότητα που περιγράφει η εξίσωση συνέχειας (B'.38). Τότε είναι  $\vec{\nabla} \cdot \delta\vec{J}_f = 0$  και η κατανομή  $\delta\vec{J}_f$  μπορεί επίσης να θεωρηθεί ότι αποτελείται από κλειστούς βρόχους ρεύματος. Συνεπώς αναγόμεστε στη διαδικασία υπολογισμού για ένα σύστημα διακριτών βρόχων, που μας έδωσε τη σχέση (B'.103), όπου όμως το άθροισμα θα πρέπει να μετατραπεί σε χωρικό ολοκλήρωμα για την περίπτωση της συνεχούς κατανομής ρευμάτων (με το γινόμενο  $\Delta S dl$  να αντικαθίσταται από το στοιχείο όγκου  $dV = d^3x$ ). Έτσι η μεταβολή  $\delta\mathcal{U}$  της ενέργειας που είναι αποθηκευμένη στο μαγνητικό πεδίο, το οποίο δημιουργείται από την κατανομή ρευμάτων αγωγιμότητας και τα υπάρχοντα μαγνητικά υλικά, θα δίνεται από τη σχέση (η ολοκλήρωση γίνεται σε όλο τον 3-διάστατο χώρο):

$$\delta\mathcal{U} = \delta W_{\text{tot}} = \frac{1}{c} \int \vec{J}_f(\vec{x}) \cdot \delta\vec{A}(\vec{x}) d^3x \quad (\text{B'.104})$$

όπου  $\delta\vec{A}(\vec{x})$  είναι η συνολική μεταβολή του διανυσματικού δυναμικού ρευμάτων αγωγιμότητας και μαγνητικών υλικών εξαιτίας της μεταβολής  $\delta\vec{J}_f(\vec{x})$  των ρευμάτων αγωγιμότητας. Αν θεωρήσουμε μια πολύ αργή διαδικασία, κατά την οποία γίνεται μετάβαση από μια αρχική κατάσταση  $\Sigma_0$  με πλήρη απουσία ρευμάτων αγωγιμότητας σε μια τελική κατάσταση  $\Sigma$  με πυκνότητα ρευμάτων αγωγιμότητας  $\vec{J}_f(\vec{x})$ , τότε η διαφορά ενέργειας του μαγνητικού πεδίου μεταξύ των δύο καταστάσεων θα δίνεται από ένα ολοκλήρωμα της μορφής (η χωρική ολοκλήρωση γίνεται σε όλο τον 3-διάστατο χώρο):

$$\Delta\mathcal{U} = \frac{1}{c} \int \left( \int_{\Sigma_0}^{\Sigma} \vec{J}_f(\vec{x}) \cdot \delta\vec{A}(\vec{x}) \right) d^3x \quad (\text{B'.105})$$

και θα είναι το έργο που πρέπει να δαπανηθεί για να δημιουργηθεί η κατανομή ρευμάτων αγωγιμότητας με πυκνότητα  $\vec{J}_f(\vec{x})$ . Σημειώνεται ότι στην κατάσταση  $\Sigma_0$  δεν αποκλείεται να υπάρχει ήδη μαγνητικό πεδίο εξαιτίας της ύπαρξης των μαγνητικών υλικών.

Η σχέση (B'.104) έχει γενική ισχύ και εφαρμόζεται για οποιονδήποτε συνδυασμό ρευμάτων αγωγιμότητας και μαγνητικών υλικών. Αν χρησιμοποιήσουμε τις εξισώσεις του Maxwell και κάποιες ταυτότητες του διανυσματικού λογισμού, μπορούμε να γράψουμε τη σχέση (B'.104) σε μια ισοδύναμη μορφή που περιέχει μόνο πεδία. Πράγματι, μπορούμε να δουλέψουμε όπως στην απόδειξη της σχέσης (B'.93). Ξεκινάμε από το νόμο του Ampère στη μορφή της σχέσης (B'.41), που στην παρούσα περίπτωση παίρνει τη μορφή  $\vec{\nabla} \times \vec{H} = (4\pi/c)\vec{J}_f$  (γιατί έχουμε στατικά πεδία και άρα

είναι  $\partial \vec{D}/\partial t = \vec{0}$ ), και τη γενική σχέση  $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$  που συνδέει το μαγνητικό πεδίο με το διανυσματικό δυναμικό. Αν συνδυάσουμε αυτές τις δύο σχέσεις και κάνουμε χρήση της γενικής διανυσματικής ταυτότητας  $\vec{\nabla} \cdot (\vec{P} \times \vec{Q}) = (\vec{\nabla} \times \vec{P}) \cdot \vec{Q} - \vec{P} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{Q})$ , τότε μπορούμε να μετασχηματίσουμε τη σχέση (B'.104) με τον ακόλουθο τρόπο (η χωρική ολοκλήρωση γίνεται σε όλο τον 3-διάστατο χώρο):

$$\begin{aligned} \delta \mathcal{U} &= \frac{1}{c} \int \vec{J}_f \cdot \delta \vec{A} d^3x = \frac{1}{4\pi} \int (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \cdot \delta \vec{A} d^3x = \\ &= \frac{1}{4\pi} \int \vec{\nabla} \cdot (\vec{H} \times \delta \vec{A}) d^3x + \frac{1}{4\pi} \int \vec{H} \cdot (\vec{\nabla} \times \delta \vec{A}) d^3x = \\ &= \frac{1}{4\pi} \int \vec{\nabla} \cdot (\vec{H} \times \delta \vec{A}) d^3x + \frac{1}{4\pi} \int \vec{H} \cdot \delta (\vec{\nabla} \times \vec{A}) d^3x = \\ &= \frac{1}{4\pi} \int \vec{\nabla} \cdot (\vec{H} \times \delta \vec{A}) d^3x + \frac{1}{4\pi} \int \vec{H} \cdot \delta \vec{B} d^3x \end{aligned}$$

Με χρήση του θεωρήματος της απόκλισης, το χωρικό ολοκλήρωμα του πρώτου όρου μετατρέπεται σε επιφανειακό ολοκλήρωμα της ποσότητας  $\vec{H} \times \delta \vec{A}$  πάνω σε μια κλειστή επιφάνεια που τείνει προς το άπειρο. Αν οι πηγές του μαγνητικού πεδίου είναι περιορισμένες σε περιοχή πεπερασμένου όγκου ή τείνουν προς το μηδέν πολύ γρήγορα όταν  $|\vec{x}| \rightarrow \infty$ , τότε και το επιφανειακό ολοκλήρωμα της ποσότητας  $\vec{H} \times \delta \vec{A}$  θα τείνει στο μηδέν. Απομένει μόνο ο δεύτερος όρος, δηλαδή είναι (ολοκλήρωση σε όλο τον 3-διάστατο χώρο):

$$\delta \mathcal{U} = \frac{1}{4\pi} \int \vec{H}(\vec{x}) \cdot \delta \vec{B}(\vec{x}) d^3x \quad (\text{B'.106})$$

Αυτή είναι επίσης μια σχέση με γενική ισχύ, και η άθροιση των μεταβολών  $\delta \mathcal{U}$  δίνει μια σχέση ανάλογη της σχέσης (B'.105):

$$\Delta \mathcal{U} = \frac{1}{4\pi} \int \left( \int_{\Sigma_0}^{\Sigma} \vec{H}(\vec{x}) \cdot \delta \vec{B}(\vec{x}) \right) d^3x \quad (\text{B'.107})$$

Αυτή η σχέση δίνει το έργο που πρέπει να δαπανηθεί για να δημιουργηθεί μια κατανομή ρευμάτων αγωγιμότητας, εκφρασμένο με τρόπο που δίνει έμφαση στις μεταβολές της μαγνητικής κατάστασης των μαγνητικών υλικών που υπάρχουν στην περιοχή. Αυτές οι σταδιακές μεταβολές είναι αποτέλεσμα της μαγνητικής αλληλεπίδρασης των υλικών με την κατανομή ρευμάτων αγωγιμότητας κατά τη διάρκεια του σταδιακού «χτισίματός» της. Αν είναι γνωστή η «καταστατική εξίσωση»  $\vec{B}(\vec{H})$ , τότε το έργο  $\Delta \mathcal{U}$  μπορεί να υπολογιστεί. Όπως και στην περίπτωση της σχέσης (B'.105), σημειώνεται ότι στην κατάσταση  $\Sigma_0$  δεν είναι απαραίτητα μηδέν το μαγνητικό πεδίο. Αν για παράδειγμα υπάρχουν στην περιοχή σιδηρομαγνητικά υλικά, τότε αυτά μπορεί να είναι ήδη μαγνητισμένα στην κατάσταση  $\Sigma_0$  όπου δεν υπάρχουν ακόμα τα ρεύματα αγωγιμότητας. Σε αυτή την περίπτωση υπάρχει ήδη κάποια ποσότητα ενέργειας  $\mathcal{U}(\Sigma_0)$  αποθηκευμένη στο σύστημα πριν ξεκινήσουμε να δημιουργούμε ρεύματα αγωγιμότητας. Αυτή η ποσότητα ενέργειας δε συμπεριλαμβάνεται στην ενέργεια που δίνει η σχέση (B'.107) και πρέπει να υπολογιστεί ξεχωριστά με κάποιον άλλο τρόπο. Αυτόν τον υπολογισμό θα τον κάνουμε στη σημείωση B'.1.10 θεωρώντας τα μαγνητικά υλικά ως συναθροίσεις στοιχειωδών μαγνητικών ροπών.

Οι σχέσεις (B'.104), (B'.105), (B'.106) και (B'.107) έχουν γενική ισχύ και μπορούν να εφαρμοστούν σε κάθε περίπτωση, όμως η ολοκλήρωση μεταξύ των μαγνητικών καταστάσεων  $\Sigma_0$  και  $\Sigma$  είναι γενικά πολύ δύσκολη. Υπάρχουν όμως και ενδιαφέρουσες περιπτώσεις όπου αυτή η ολοκλήρωση γίνεται απλή. Μια τέτοια ειδική περίπτωση έχουμε όταν απουσιάζουν πλήρως τα μαγνητικά υλικά και έχουμε μόνο ρεύματα αγωγιμότητας. Τότε τα διανυσματικά δυναμικά προέρχονται μόνο από τα ρεύματα αγωγιμότητας και μπορούμε να κάνουμε χρήση του θεωρήματος αμοιβαιότητας που δίνεται από τη σχέση (B'.93) για τις πυκνότητες ρεύματος  $\vec{J}_f(\vec{x})$  και  $\delta \vec{J}_f(\vec{x})$  και τα αντίστοιχα διανυσματικά δυναμικά  $\vec{A}(\vec{x})$  και  $\delta \vec{A}(\vec{x})$ . Σύμφωνα με αυτό το θεώρημα θα είναι:

$$\int \vec{J}_f \cdot \delta \vec{A} d^3x = \int \delta \vec{J}_f \cdot \vec{A} d^3x = \frac{c}{4\pi} \int \vec{B} \cdot \delta \vec{B} d^3x = \frac{c}{8\pi} \int \delta \vec{B}^2 d^3x$$

οπότε, επειδή  $\delta(\vec{J}_f \cdot \vec{A}) = \delta\vec{J}_f \cdot \vec{A} + \vec{J}_f \cdot \delta\vec{A}$ , θα είναι και:

$$\int \vec{J}_f \cdot \delta\vec{A} d^3x = \int \delta\vec{J}_f \cdot \vec{A} d^3x = \frac{1}{2} \int \delta(\vec{J}_f \cdot \vec{A}) d^3x$$

Έτσι, όταν έχουμε μόνο ρεύματα αγωγιμότητας με πυκνότητα ροής  $\vec{J}_f(\vec{x})$ , η σχέση (B'.105) για την ενέργεια του μαγνητικού πεδίου παίρνει τη μορφή:

$$U = \frac{1}{2c} \int \vec{J}_f(\vec{x}) \cdot \vec{A}(\vec{x}) d^3x = \frac{1}{8\pi} \int |\vec{B}(\vec{x})|^2 d^3x \quad (\text{B'.108})$$

όπου δε γράφουμε  $\Delta U$ , γιατί είναι  $U(\Sigma_o)=0$  για μηδενικά ρεύματα αγωγιμότητας κατά την απουσία μαγνητικών υλικών. Το διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}$  της κατανομής ρευμάτων αγωγιμότητας  $\vec{J}_f$ , στην πρώτη από τις δύο εκφράσεις της σχέσης (B'.108), θα συνδέεται με την  $\vec{J}_f$  μέσω μιας σχέσης της μορφής (B'.51). Αν κάνουμε αυτή την αντικατάσταση, τότε παίρνουμε μια σχέση που περιέχει μόνο την πυκνότητα ροής  $\vec{J}_f$ .

Μια άλλη ειδική περίπτωση έχουμε όταν υπάρχουν μαγνητικά υλικά όπου η σχέση μεταξύ των πεδίων  $\vec{B}$  και  $\vec{H}$  είναι γραμμική και τα υλικά ισότροπα, δηλαδή ισχύουν οι σχέσεις (B'.8)  $\vec{B}=\mu\vec{H}$  και  $\vec{M}=\chi\vec{H}$ . Τότε ανατρέχουμε στη μορφή (B'.107) της γενικής σχέσης για την ενέργεια του μαγνητικού πεδίου, που παίρνει τη μορφή:

$$U = \int \frac{\mu(\vec{x})}{8\pi} |\vec{H}(\vec{x})|^2 d^3x = \int \frac{1}{8\pi\mu(\vec{x})} |\vec{B}(\vec{x})|^2 d^3x \quad (\text{B'.109})$$

όπου και πάλι είναι  $U(\Sigma_o)=0$  για μηδενικά ρεύματα αγωγιμότητας, λόγω της γραμμικής συμπεριφοράς των υλικών. Για  $\mu=1$  έχουμε την περίπτωση της σχέσης (B'.108). Διαισθητικά, η ποσότητα μέσα στο χωρικό ολοκλήρωμα θα μπορούσε να ερμηνευθεί ως η πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου. Όμως αυτή είναι μια ανεξάρτητη φυσική υπόθεση, που δεν προκύπτει ως λογική συνέπεια της διαδικασίας απόδειξης της σχέσης (B'.109). Στην παρούσα διατριβή θα θεωρούμε συνήθως ότι οι ολοκληρωτέες ποσότητες – σε τέτοιου είδους ολοκληρώματα που δίνουν την ενέργεια μαγνητικών πεδίων – είναι όντως ενεργειακές πυκνότητες, εισάγοντάς αυτή την παραδοχή ως μια επιπλέον υπόθεση της θεωρίας των μαγνητικών υλικών.

## Ενέργεια μαγνητικής ροπής μέσα σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο

Θεωρούμε δύο συνεχείς κατανομές ρευμάτων αγωγιμότητας με πυκνότητες ροής  $\vec{J}_m$  και  $\vec{J}_a$  και ενδιαφερόμαστε για την ενέργεια της μεταξύ τους μαγνητικής αλληλεπίδρασης. Η κατανομή  $\vec{J}_m$  είναι περιορισμένη σε μια περιοχή  $\Omega$  του χώρου, με πεπερασμένες διαστάσεις που είναι πολύ μικρότερες από την κλίμακα που μας ενδιαφέρει. Οι δύο κατανομές ρευμάτων βρίσκονται σε μεγάλη απόσταση (σε σχέση με τις διαστάσεις της  $\Omega$ ) και έτσι το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}_a$  που παράγει η κατανομή  $\vec{J}_a$  είναι σχεδόν ομοιόμορφο στην περιοχή  $\Omega$ . Το  $\vec{B}_a$  θα καλείται *εφαρμοζόμενο πεδίο*. Δε μας ενδιαφέρουν οι λεπτομέρειες της κατανομής  $\vec{J}_m$  στο εσωτερικό της περιοχής  $\Omega$ , αλλά θέλουμε να κάνουμε χρήση μόνο της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}$  της κατανομής  $\vec{J}_m$ . Αν συμβολίσουμε με  $\vec{A}_m$  και  $\vec{A}_a$  τα διανυσματικά δυναμικά που δημιουργούν οι κατανομές ρευμάτων  $\vec{J}_m$  και  $\vec{J}_a$  αντίστοιχα, τότε η ενέργεια που χρειάζεται για να δημιουργηθεί η συνολική κατανομή  $\vec{J}_m + \vec{J}_a$  θα δίνεται από τη σχέση (B'.108):

$$\begin{aligned} U &= \frac{1}{2c} \int (\vec{J}_m + \vec{J}_a) \cdot (\vec{A}_m + \vec{A}_a) d^3x = \\ &= \frac{1}{2c} \int \vec{J}_m \cdot \vec{A}_m d^3x + \frac{1}{2c} \int \vec{J}_a \cdot \vec{A}_a d^3x + \frac{1}{2c} \int (\vec{J}_m \cdot \vec{A}_a + \vec{J}_a \cdot \vec{A}_m) d^3x \quad (\text{B'.110}) \end{aligned}$$

Στην τελική μορφή αυτής της σχέσης, οι δύο πρώτοι όροι συνιστούν την ενέργεια που απαιτείται για να δημιουργηθούν οι δύο κατανομές  $\vec{J}_m$  και  $\vec{J}_a$  χωριστά, όταν η μία δεν υπάρχει για να αλληλεπιδράσει με την άλλη. Ο τρίτος όρος είναι αυτός που μας ενδιαφέρει και εκφράζει την ενέργεια  $U_m$  της μαγνητικής αλληλεπίδρασης των δύο κατανομών. Σύμφωνα με το θεώρημα αμοιβαιότητας, στη

μορφή της σχέσης (B'.93), οι δύο συνεισφορές της  $\mathcal{U}_m$  είναι ίσες. Συνεπώς η  $\mathcal{U}_m$  γράφεται τελικά στη μορφή

$$\mathcal{U}_m = \frac{1}{c} \int_{\Omega} \vec{J}_m \cdot \vec{A}_a d^3x \quad (\text{B'.111})$$

όπου η ολοκλήρωση σε όλο το χώρο έχει αναχθεί σε ολοκλήρωση στην περιοχή  $\Omega$  όπου  $\vec{J}_m \neq 0$ . Η  $\mathcal{U}_m$  είναι η ενέργεια αλληλεπίδρασης της κατανομής  $\vec{J}_m$  με το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}_a$ .

Επειδή έχουμε υποθέσει ότι το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}_a$  – και άρα το διανυσματικό δυναμικό  $\vec{A}_a$  – είναι σχεδόν ομοιόμορφο μέσα στην περιοχή  $\Omega$ , μπορούμε να πάρουμε το ανάπτυγμα Taylor του  $\vec{A}_a$  ως προς κάποιο σημείο (που το θεωρούμε ως την αρχή  $\vec{0}$  των αξόνων) στο εσωτερικό της  $\Omega$  και να κρατήσουμε μόνο τον πρώτο μη μηδενικό όρο. Ξεκινώντας από τη σχέση (B'.111), θα έχουμε (εννοείται συνθήκη άθροισης):

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_m &= \frac{1}{c} \int_{\Omega} \vec{J}_m(\vec{x}) \cdot \vec{A}_a(\vec{x}) d^3x = \frac{1}{c} \int_{\Omega} J_{mk}(\vec{x}) A_{ak}(\vec{x}) d^3x = \\ &= \frac{1}{c} \int_{\Omega} J_{mk}(\vec{x}) \left[ A_{ak}(\vec{0}) + \vec{x} \cdot \vec{\nabla} A_{ak}(\vec{0}) + \dots \right] d^3x = \\ &= \frac{1}{c} A_{ak}(\vec{0}) \int_{\Omega} J_{mk}(\vec{x}) d^3x + \frac{1}{c} \vec{\nabla} A_{ak}(\vec{0}) \cdot \int_{\Omega} \vec{x} J_{mk}(\vec{x}) d^3x + \dots \end{aligned} \quad (\text{B'.112})$$

Όμως, για μια στάσιμη κατανομή ρευμάτων  $\vec{J}_m$  που είναι περιορισμένη στην περιοχή  $\Omega$ , θα ισχύουν οι γενικές ιδιότητες που δίνονται από τις σχέσεις (B'.54) και (B'.59). Άρα ο πρώτος όρος του αθροίσματος στη σχέση (B'.112) μηδενίζεται και η εφαρμογή της σχέσης (B'.59) δίνει τελικά τη σχέση:

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_m &= \left[ \vec{m} \times \vec{\nabla} A_{ak}(\vec{0}) \right]_k + \dots = \epsilon_{khj} m_h \partial_j A_{ak}(\vec{0}) + \dots = \\ &= m_h \epsilon_{hjk} \partial_j A_{ak}(\vec{0}) + \dots = m_h \left[ \vec{\nabla} \times \vec{A}_a(\vec{0}) \right]_h + \dots = \vec{m} \cdot \vec{B}_a(\vec{0}) + \dots \end{aligned} \quad (\text{B'.113})$$

όπου  $\vec{B}_a(\vec{0})$  είναι η τιμή του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου στη θέση όπου βρίσκεται η μαγνητική ροπή  $\vec{m}$  (η κατανομή θεωρείται πλέον «σημειακή»).

Θα υπολογίσουμε τώρα την ενέργεια αλληλεπίδρασης με διαφορετικό τρόπο, που θα δούμε ότι οδηγεί σε άλλο αποτέλεσμα. Θα αγνοήσουμε το έργο που απαιτείται για να δημιουργήσουμε την κατανομή ρευμάτων  $\vec{J}_m$ , όταν υπάρχει ήδη το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}_a$  της κατανομής ρευμάτων  $\vec{J}_a$  κατά τη φάση της δημιουργίας, και θα λάβουμε υπόψη μόνο τις μηχανικές δυνάμεις που ασκούνται στη δημιουργημένη κατανομή ρευμάτων  $\vec{J}_m$  όταν βρίσκεται μέσα στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}_a$ . Θεωρούμε ότι η  $\vec{J}_m$  είναι στάσιμη σε ένα σύστημα αναφοράς που κινείται μαζί με την περιοχή  $\Omega$ , η οποία μπορεί να εκτελεί ελεύθερα μεταφορική ή περιστροφική κίνηση. Συνεπώς η μαγνητική ροπή  $\vec{m}$  της κατανομής ρευμάτων  $\vec{J}_m$  συμπεριφέρεται σα διάνυσμα σταθερού μέτρου, που μπορεί να αλλάζει θέση και προσανατολισμό. Η δύναμη που ασκείται στη μαγνητική ροπή  $\vec{m}$  από το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}_a$  βρίσκεται από τη σχέση που δίνει τη συνολική δύναμη  $\vec{F}_m$  που ασκείται στην κατανομή  $\vec{J}_m$ , με χρήση του αναπτύγματος Taylor του πεδίου  $\vec{B}_a$ . Η δύναμη  $\vec{F}_m$  θα είναι το άθροισμα όλων των τοπικών συνεισφορών της μαγνητικής συνιστώσας της δύναμης Lorentz. Έτσι, παίρνοντας μόνο τη μαγνητική συνιστώσα από τη σχέση (B'.31), προκύπτει ότι για την  $i$ -συνιστώσα  $F_{mi}$  της συνολικής μαγνητικής δύναμης  $\vec{F}_m$  θα είναι:

$$\begin{aligned} F_{mi} &= \frac{1}{c} \int_{\Omega} \left[ \vec{J}_m(\vec{x}) \times \vec{B}_a(\vec{x}) \right]_i d^3x = \frac{1}{c} \epsilon_{ijk} \int_{\Omega} J_{mj}(\vec{x}) B_{ak}(\vec{x}) d^3x = \\ &= \frac{1}{c} \epsilon_{ijk} \int_{\Omega} J_{mj}(\vec{x}) \left[ B_{ak}(\vec{0}) + \vec{x} \cdot \vec{\nabla} B_{ak}(\vec{0}) + \dots \right] d^3x = \\ &= \frac{1}{c} \epsilon_{ijk} \left[ B_{ak}(\vec{0}) \int_{\Omega} J_{mj}(\vec{x}) d^3x + \vec{\nabla} B_{ak}(\vec{0}) \cdot \int_{\Omega} \vec{x} J_{mj}(\vec{x}) d^3x + \dots \right] \end{aligned} \quad (\text{B'.114})$$

Εφαρμόζουμε και πάλι τις γενικές ιδιότητες που δίνονται από τις σχέσεις (B'.54) και (B'.59). Από τη σχέση (B'.54) προκύπτει ότι ο πρώτος όρος του αθροίσματος στη σχέση (B'.114) μηδενίζεται.



Στη συνέχεια, η εφαρμογή της σχέσης (B'.59) και της γενικής ιδιότητας (B'.52) δίνει τελικά στη σχέση (B'.114) την ακόλουθη μορφή:

$$\begin{aligned} F_{mi} &= \epsilon_{ijk} \left[ \vec{m} \times \vec{\nabla} B_{ak}(\vec{0}) \right]_j + \dots = \epsilon_{ijk} \epsilon_{jhr} m_h \partial_r B_{ak}(\vec{0}) + \dots = \\ &= -\epsilon_{jik} \epsilon_{jhr} m_h \partial_r B_{ak}(\vec{0}) + \dots = (\delta_{ir} \delta_{kh} - \delta_{ih} \delta_{kr}) m_h \partial_r B_{ak}(\vec{0}) + \dots = \\ &= m_k \partial_i B_{ak}(\vec{0}) - m_i \partial_k B_{ak}(\vec{0}) + \dots = \left[ \partial_i (\vec{m} \cdot \vec{B}_a(\vec{x})) - m_i (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_a(\vec{x})) \right]_{\vec{x}=\vec{0}} + (B'.115) \end{aligned}$$

όπου η  $\vec{m}$  θεωρήθηκε σταθερή ποσότητα στις παραγωγίσεις. Λόγω της γενικής ιδιότητας  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_a = 0$ , έχουμε τελικά τη σχέση:

$$\vec{F}_m = \left[ \vec{\nabla} (\vec{m} \cdot \vec{B}_a(\vec{x})) \right]_{\vec{x}=\vec{0}} + \dots \quad (B'.116)$$

Λαμβάνοντας υπόψη τη γενική σχέση  $\vec{F}_m = -\vec{\nabla} U_m$  της μηχανικής, που συνδέει δύναμη και δυναμική ενέργεια, μπορούμε να ορίσουμε την ποσότητα:

$$U_m = -\vec{m} \cdot \vec{B}_a(\vec{0}) + \dots \quad (B'.117)$$

ως τη δυναμική ενέργεια της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}$ , όπου  $\vec{B}_a(\vec{0})$  είναι η τιμή του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου στη θέση της μαγνητικής ροπής. Από αυτή τη σχέση μπορούμε να υπολογίσουμε τη ροπή στρέψης  $\vec{N}_m$  που ασκείται στη μαγνητική ροπή  $\vec{m}$  από το πεδίο  $\vec{B}_a$ , χωρίς να χρειαστεί να δουλέψουμε πάλι με αναπτύγματα Taylor. Θεωρούμε ότι η δυναμική ενέργεια της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}$  που βρίσκεται στη θέση  $\vec{x}$  είναι  $U_m(\vec{x}) = -\vec{m} \cdot \vec{B}_a(\vec{x})$  και υποθέτουμε ότι η  $\vec{m}$  στρέφεται κατά μια γωνία  $\delta\theta$  (χωρίς να αλλάξει το μέτρο της  $|\vec{m}|$  και η θέση της  $\vec{x}$ ) γύρω από άξονα που η κατεύθυνσή του δίνεται από ένα μοναδιαίο διάνυσμα  $\hat{n}$ . Τότε η μεταβολή της  $\vec{m}$  είναι  $\delta\vec{m} = (\hat{n} \times \vec{m}) \delta\theta$  και η μεταβολή της δυναμικής ενέργειας είναι  $\delta U_m = -\vec{B}_a \cdot \delta\vec{m} = -\vec{B}_a \cdot (\hat{n} \times \vec{m}) \delta\theta = -\hat{n} \cdot (\vec{m} \times \vec{B}_a) \delta\theta$ . Όμως, εξ' ορισμού, η ποσότητα  $-\delta U_m / \delta\theta$  είναι η συνιστώσα  $\hat{n} \cdot \vec{N}_m$  της ροπής στρέψης  $\vec{N}_m$  στην κατεύθυνση του  $\hat{n}$ . Επειδή αυτό ισχύει για τυχαία επιλεγμένο  $\hat{n}$ , έπεται ότι η ροπή στρέψης στη μαγνητική ροπή από το πεδίο  $\vec{B}_a$  είναι  $\vec{N}_m = \vec{m} \times \vec{B}_a$ . Αν λοιπόν θεωρήσουμε ότι η κατανομή ρευμάτων  $\vec{J}_m$  είναι πρακτικά σημειακή και αντιπροσωπεύεται μόνο από τη μαγνητική ροπή  $\vec{m}$  που είναι σε μια θέση  $\vec{x}$ , τότε έχουμε:

$$U_m(\vec{x}) = -\vec{m} \cdot \vec{B}_a(\vec{x}) \quad \vec{F}_m(\vec{x}) = \vec{\nabla} (\vec{m} \cdot \vec{B}_a(\vec{x})) \quad \vec{N}_m(\vec{x}) = \vec{m} \times \vec{B}_a(\vec{x}) \quad (B'.118)$$

για τη δυναμική ενέργεια  $U_m(\vec{x})$ , τη δύναμη  $\vec{F}_m(\vec{x})$  και τη ροπή στρέψης  $\vec{N}_m(\vec{x})$  που οφείλονται στην αλληλεπίδραση με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}_a$ . Αν θεωρήσουμε δύο στοιχειώδεις (με την έννοια των σημειακών πηγών πεδίου) μαγνητικές ροπές  $\vec{m}_1$  και  $\vec{m}_2$  στις θέσεις  $\vec{x}_1$  και  $\vec{x}_2$  αντίστοιχα, τότε η δυναμική ενέργεια για τη μεταξύ τους αλληλεπίδραση είναι η δυναμική ενέργεια της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}_2$  στο διπολικό μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}_1$  που δημιουργεί η μαγνητική ροπή  $\vec{m}_1$ :

$$U_{\vec{m}_1, \vec{m}_2} = -\vec{m}_2 \cdot \vec{B}_1(\vec{x}_2) = \frac{\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 - 3(\hat{n} \cdot \vec{m}_1)(\hat{n} \cdot \vec{m}_2)}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|^3}, \quad \text{όπου } \hat{n} = \frac{\vec{x}_1 - \vec{x}_2}{|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|} \quad (B'.119)$$

Στη γενική περίπτωση δύο μη σημειακών πηγών μαγνητικού πεδίου, αυτή η σχέση είναι μια πρώτη προσέγγιση της ενέργειας της μαγνητοστατικής τους αλληλεπίδρασης που αγνοεί το σχήμα τους και την χωρική κατανομή των ρευμάτων αγωγιμότητας ή/και της μαγνήτισης στο εσωτερικό τους. Είναι όμως μια πολύ καλή προσέγγιση όταν η σχετική τους απόσταση είναι μεγάλη σε σχέση με τις διαστάσεις τους. Στην αναφορά [221] δίνεται μια πιο ακριβής προσέγγιση, για την περίπτωση της μαγνητοστατικής αλληλεπίδρασης δύο μαγνητισμένων σωματιδίων πεπερασμένων διαστάσεων με τυχαία σχήματα και χωρικές κατανομές μαγνήτισης, με αφετηρία τη σχέση (B'.126) που θα αποδείξουμε παρακάτω για τη μαγνητοστατική ενέργεια.

Παρατηρούμε ότι οι εξισώσεις (B'.113) και (B'.117) δίνουν αντίθετα αποτελέσματα. Αυτή η διαφορά έχει βαθύτερο φυσικό νόημα και σχετίζεται με το τι επιλέγουμε να θεωρήσουμε ως το υπό μελέτη σύστημα και τι ως τον εξωτερικό κόσμο. Η σχέση (B'.117) δεν αντιπροσωπεύει την ολική ενέργεια της αλληλεπίδρασης μεταξύ των κατανομών  $\vec{J}_m$  και  $\vec{J}_a$ , αλλά μόνο το μηχανικό έργο που

παράγουν οι δυνάμεις που δρουν στη μαγνητική ροπή. Δεν περιλαμβάνει το έργο που πρέπει να προσφέρουν οι πηγές ενέργειας για να κρατηθεί αμετάβλητη η δομή των κατανομών  $\vec{J}_m$  και  $\vec{J}_a$ , καθώς η μαγνητική ροπή κινείται μέσα στο εξωτερικό πεδίο. Όταν δε μας ενδιαφέρει αυτό το έργο, τότε η σχέση (B'.117) γίνεται η πιο κατάλληλη. Στις εξισώσεις που περιγράφουν τη μακροσκοπική συμπεριφορά των μαγνητικών υλικών, θεωρούμε τις ατομικές μαγνητικές ροπές ως στοιχειώδεις και μόνιμες. Έτσι η ενέργεια που σχετίζεται με το σχηματισμό τους (και που προκύπτει από σχετικιστικούς κβαντομηχανικούς υπολογισμούς σχετιζόμενους με την ιδιότητα του spin) συνιστά απλά ένα σταθερό υπόβαθρο ενέργειας που δε λαμβάνεται υπόψη. Απομένει μόνο η ενέργεια αλληλεπίδρασης αυτών των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών, που προκύπτει με χρήση της σχέσης (B'.119), που με τη σειρά της είναι συνέπεια της σχέσης (B'.117).

### B'.1.10 Μαγνητοστατική ενέργεια μαγνητικών υλικών

Στα σχόλια που ακολουθούν την απόδειξη της σχέσης (B'.107) είχε αναφερθεί ότι, όταν υπάρχουν μαγνητικά υλικά που είναι ήδη μαγνητισμένα στην κατάσταση  $\Sigma_0$  όπου είναι μηδενικά τα ρεύματα αγωγιμότητας, η ενέργεια  $\Delta U$  που δίνει αυτή η σχέση δε συμπεριλαμβάνει την ενέργεια  $U(\Sigma_0)$  (αυτή που είναι ήδη αποθηκευμένη στο μαγνητικό πεδίο των υλικών στην κατάσταση  $\Sigma_0$ ). Αυτή η ενέργεια  $U(\Sigma_0)$  είναι η λεγόμενη μαγνητοστατική ενέργεια των μαγνητικών υλικών και μπορούμε πλέον να επιχειρήσουμε τον υπολογισμό της, αφού γνωρίζουμε τη δυναμική ενέργεια που έχει μια μαγνητική ροπή μέσα σε πεδίο. Έτσι ορίζουμε, ως μαγνητοστατική ενέργεια ενός υλικού με μαγνητικές ιδιότητες, αυτή που υπολογίζεται αν το υλικό θεωρηθεί απλά ως μια συνάθροιση από μόνιμες στοιχειώδεις μαγνητικές ροπές και ληφθούν υπόψη μόνο οι μεταξύ τους μαγνητοστατικές αλληλεπιδράσεις. Πρόκειται για το μηχανικό έργο που πρέπει να δαπανηθεί για να «χτιστεί» το υλικό, φέρνοντας μία προς μία τις μαγνητικές ροπές από το άπειρο στην τελική τους θέση. Δεν ενδιαφερόμαστε για την ακριβή θέση των μαγνητικών ροπών, αλλά μας αρκεί η μέση πυκνότητά τους που περιγράφεται από τη μαγνήτιση  $\vec{M}(\vec{x})$  του υλικού. Η μαγνητοστατική ενέργεια που θα υπολογιστεί με αυτό τον τρόπο θα εξαρτάται μόνο από μακροσκοπικά μαγνητικά μεγέθη: τη μαγνήτιση  $\vec{M}(\vec{x})$  και το μακροσκοπικά παρατηρούμενο μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_M(\vec{x})$  που δημιουργείται από αυτή τη μαγνήτιση. Οι λεπτομέρειες της δομής, όπως είναι η ακριβής θέση των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών, ενσωματώνονται σε άλλους ενεργειακούς όρους που συνεισφέρουν ξεχωριστά στη συνολική ενέργεια του συστήματος.

Σύμφωνα με τη λογική που περιγράψαμε, θεωρούμε ότι το μαγνητικό υλικό – που καταλαμβάνει μια πεπερασμένων διαστάσεων περιοχή  $\Omega$  του χώρου με όγκο  $V(\Omega)=V$  – αποτελείται από ένα πολύ μεγάλο αριθμό στοιχειωδών μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_i$ . Αν είναι  $\vec{B}_i(\vec{x})$  το διπολικό μαγνητικό πεδίο (σχέση (B'.65)) που δημιουργεί στο χώρο μία στοιχειώδης μαγνητική ροπή  $\vec{m}_i$ , τότε το συνολικό πεδίο που δημιουργείται από όλες τους είναι  $\sum_{i \in \Omega} \vec{B}_i(\vec{x})$ . Για κάθε θέση  $\vec{x}$  μέσα στο υλικό θεωρούμε έναν στοιχειώδη όγκο  $\Delta V$  με τη θέση  $\vec{x}$  στο κέντρο του, ο οποίος πρέπει να είναι μικρός αλλά ταυτόχρονα να έχει μακροσκοπικές διαστάσεις (ώστε να χωράει πολλές στοιχειώδεις μαγνητικές ροπές). Όπως αναφέραμε, δε μας ενδιαφέρει η ακριβής θέση των μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_i$  μέσα στον  $\Delta V$  αλλά μόνο η τιμή της μαγνήτισης  $\vec{M}(\vec{x}) = \sum_{i \in \Delta V} \vec{m}_i / \Delta V$ . Παρομοίως, δε μας απασχολούν οι μικροσκοπικής κλίμακας λεπτομέρειες του συνολικού πεδίου  $\sum_{i \in \Omega} \vec{B}_i(\vec{x})$  αλλά μόνο μια μακροσκοπική μέση τιμή του. Κρατάμε λοιπόν μόνο μια μακροσκοπική μέση τιμή του πεδίου που, ακολουθώντας τη λογική της σχέσης (B'.1), ορίζεται σε κλίμακα που αντιστοιχεί σε έναν στοιχειώδη όγκο  $\Delta V$  (γύρω από το σημείο  $\vec{x}$ ) ως εξής (βλέπε τη σημείωση B'.1.1 για τις μακροσκοπικές μέσες τιμές):

$$\vec{B}_M(\vec{x}) = \frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} \sum_{i \in \Omega} \vec{B}_i(\vec{x} - \vec{x}') d^3 x' \quad (\text{B'.120})$$

Το πεδίο  $\vec{B}_M(\vec{x})$  είναι το μαγνητοστατικό πεδίο που δημιουργείται από το μαγνητικό υλικό, όπως αυτό καταγράφεται σε μια θέση  $\vec{x}$  σε μακροσκοπική κλίμακα. Μπορούμε επίσης να ορίσουμε σε μια θέση  $\vec{x}$  τη μακροσκοπική μέση τιμή  $\vec{B}_{\Delta V}(\vec{x})$  του πεδίου, που δημιουργούν μόνο οι μαγνητικές ροπές  $\vec{m}_i$

οι οποίες είναι μέσα σε έναν όγκο  $\Delta V$  γύρω από τη θέση  $\vec{x}$ . Για αυτή τη μέση τιμή θα έχουμε:

$$\begin{aligned}\vec{B}_{\Delta V}(\vec{x}) &= \frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} \sum_{i \in \Delta V} \vec{B}_i(\vec{x} - \vec{x}') d^3 x' = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i \in \Delta V} \int_{\Delta V} \vec{B}_i(\vec{x} - \vec{x}') d^3 x' = \\ &= \frac{1}{\Delta V} \sum_{i \in \Delta V} \frac{8\pi}{3} \vec{m}_i = \frac{8\pi}{3} \frac{1}{\Delta V} \sum_{i \in \Delta V} \vec{m}_i = \frac{8\pi}{3} \vec{M}(\vec{x})\end{aligned}\quad (\text{B'.121})$$

Η σχέση (B'.121) θα μας χρειαστεί στη συνέχεια κατά τον υπολογισμό της μαγνητοστατικής ενέργειας.

Ας θεωρήσουμε τώρα μια τυχαία στοιχειώδη μαγνητική ροπή, που την ονομάζουμε  $\vec{m}_o$ . Γύρω από τη θέση  $\vec{x}_o$  της  $\vec{m}_o$  θεωρούμε έναν στοιχειώδη όγκο  $\Delta V$ . Επειδή δε μας ενδιαφέρει η ακριβής θέση των μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_i$  στον όγκο  $\Delta V$ , μπορούμε να θεωρήσουμε ότι καταλαμβάνουν θέσεις με τυχαίο τρόπο μέσα σε αυτόν (φυσικά με την προϋπόθεση ότι δε μπορεί δύο από αυτές να είναι στην ίδια θέση), σα να πρόκειται για άμορφο υλικό ή για κάποιου είδους ρευστό. Η δυναμική ενέργεια της  $\vec{m}_o$  θα είναι  $\mathcal{U}_o = -\vec{m}_o \cdot \vec{B}_{\text{eff}}(\vec{x}_o)$ , όπου  $\vec{B}_{\text{eff}}(\vec{x}_o)$  είναι το πεδίο που «αισθάνεται» η  $\vec{m}_o$ . Για να υπολογίσουμε το πεδίο  $\vec{B}_{\text{eff}}(\vec{x}_o)$  θεωρούμε ξεχωριστά τη συνεισφορά  $\vec{B}_{\text{near}}(\vec{x}_o)$  των μαγνητικών ροπών που βρίσκονται στο εσωτερικό του όγκου  $\Delta V$  (γειτονικές προς την  $\vec{m}_o$ ) από τη συνεισφορά  $\vec{B}_{\text{far}}(\vec{x}_o)$  των μαγνητικών ροπών που βρίσκονται στο εξωτερικό του  $\Delta V$  (μακρινές προς την  $\vec{m}_o$ ). Σε ότι αφορά το πεδίο  $\vec{B}_{\text{far}}(\vec{x}_o)$ , αρκεί να χρησιμοποιήσουμε τη μακροσκοπική μέση τιμή του (αφού οι πηγές  $\vec{m}_i$  αυτού του πεδίου είναι πολύ μακριά). Θεωρούμε δηλαδή ότι το πεδίο που δημιουργούν οι μαγνητικές ροπές εκτός του  $\Delta V$  έχει την τιμή  $\vec{B}_{\text{far}}(\vec{x}_o) = \vec{B}_M(\vec{x}_o) - \vec{B}_{\Delta V}(\vec{x}_o)$ . Για τον υπολογισμό του πεδίου  $\vec{B}_{\text{near}}(\vec{x}_o)$ , θα πρέπει να αθροίσουμε όλα τα διπολικά πεδία  $\vec{B}_i(\vec{x}_o) = (3\hat{n}_i(\hat{n}_i \cdot \vec{m}_i) - \vec{m}_i) / |\vec{x}_i - \vec{x}_o|^3$  για  $i \in \Delta V$ , όπου  $\hat{n}_i = (\vec{x}_i - \vec{x}_o) / |\vec{x}_i - \vec{x}_o|$ . Λόγω της τυχαιότητας των θέσεων  $\vec{x}_i$ , οι όροι αυτού του αθροίσματος αλληλοεξουδετερώνονται και δίνουν τελικά άθροισμα  $\vec{B}_{\text{near}}(\vec{x}_o) = \vec{0}$ . Συνεπώς είναι τελικά:

$$\vec{B}_{\text{eff}}(\vec{x}_o) = \vec{B}_{\text{near}}(\vec{x}_o) + \vec{B}_{\text{far}}(\vec{x}_o) = \vec{B}_M(\vec{x}_o) - \vec{B}_{\Delta V}(\vec{x}_o) = \vec{B}_M(\vec{x}_o) - \frac{8\pi}{3} \vec{M}(\vec{x}_o) \quad (\text{B'.122})$$

και άρα η δυναμική ενέργεια της μαγνητικής ροπής  $\vec{m}_o$  είναι:

$$\mathcal{U}_o = -\vec{m}_o \cdot \vec{B}_{\text{eff}}(\vec{x}_o) = -\vec{m}_o \cdot \left( \vec{B}_M(\vec{x}_o) - \frac{8\pi}{3} \vec{M}(\vec{x}_o) \right) \quad (\text{B'.123})$$

Αν αθροίσουμε για όλες τις στοιχειώδεις μαγνητικές ροπές και λάβουμε υπόψη ότι  $\vec{M}(\vec{x}) = \sum_{i \in \Delta V} \vec{m}_i / \Delta V$ , καταλήγουμε τελικά στην ακόλουθη σχέση για τη μαγνητοστατική ενέργεια  $\mathcal{U}$  όλου του υλικού:

$$\begin{aligned}\mathcal{U} &= -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{x}) \cdot \left( \vec{B}_M(\vec{x}) - \frac{8\pi}{3} \vec{M}(\vec{x}) \right) d^3 x = \\ &= -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{x}) \cdot \vec{B}_M(\vec{x}) d^3 x + \frac{4\pi}{3} \int_{\Omega} |\vec{M}(\vec{x})|^2 d^3 x\end{aligned}\quad (\text{B'.124})$$

όπου ο συντελεστής 1/2 μπαίνει γιατί κάθε στοιχειώδης μαγνητική ροπή συνεισφέρει δύο φορές στο ολοκλήρωμα (μία ως πηγή πεδίου και μία ως υπόθεμα που βρίσκεται στο πεδίο των άλλων μαγνητικών ροπών).

Συνήθως είναι πιο βολικό να υπάρχουν πεδία  $\vec{H}$  αντί για πεδία  $\vec{B}$ , στη σχέση που δίνει τη μαγνητοστατική ενέργεια  $\mathcal{U}$ . Έτσι, χρησιμοποιώντας τη γενική σχέση  $\vec{B}_M = \vec{H}_M + 4\pi \vec{M}$ , μπορούμε να γράψουμε τη σχέση (B'.124) στην ακόλουθη μορφή:

$$\mathcal{U} = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{x}) \cdot \vec{H}_M(\vec{x}) d^3 x - \frac{2\pi}{3} \int_{\Omega} |\vec{M}(\vec{x})|^2 d^3 x \quad (\text{B'.125})$$

Σε αυτό το σημείο αξίζει τον κόπο να ασχοληθούμε λίγο με αυτή τη σχέση. Αν ο πιο σημαντικός όρος της συνολικής ενέργειας του συστήματος ήταν ο δεύτερος όρος της σχέσης (B'.125), δηλαδή ο όρος που περιέχει το χωρικό ολοκλήρωμα της ποσότητας  $-(2\pi/3)|\vec{M}|^2$ , τότε η ελαχιστοποίηση της ενέργειας θα απαιτούσε να μεγιστοποιηθεί το μέτρο  $|\vec{M}|$  της μαγνήτισης σε κάθε στοιχειώδη

όγκο, με ευθυγράμμιση των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών παράλληλα προς μια κοινή κατεύθυνση. Όμως δε συμβαίνει κάτι τέτοιο στην πραγματικότητα, αφού κατά κανόνα αυτός ο όρος είναι ο λιγότερο σημαντικός. Ειδικότερα, στην περίπτωση των σιδηρομαγνητικών υλικών, η ευθυγράμμιση των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών είναι αποτέλεσμα της σύζευξης ανταλλαγής (exchange coupling) και όχι της μαγνητοστατικής αλληλεπίδρασης [36, 50, 51, 222]. Η σύζευξη ανταλλαγής δίνει, στην προσέγγιση μέσου πεδίου, έναν ενεργειακό όρο με θετικό πρόσημο και πυκνότητα ενέργειας  $f_{EX}$  που είναι ανάλογη προς την ποσότητα  $|\vec{M}|^2$  [36, 49, 222]. Η ελαχιστοποίηση αυτού του όρου απαιτεί επίσης την ευθυγράμμιση των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών παράλληλα προς μια κοινή κατεύθυνση [36, 50, 51, 222]. Όμως ο συντελεστής αναλογίας της πυκνότητας ενέργειας  $f_{EX}$  είναι πολύ μεγαλύτερος (τουλάχιστον 3 τάξεις μεγέθους), σε σχέση με το συντελεστή αναλογίας του δεύτερου όρου της μαγνητοστατικής ενέργειας (B'.125), όπου η ενεργειακή πυκνότητα είναι ανάλογη προς  $|\vec{M}|^2$  [36, 63]. Συνεπώς, ο δεύτερος όρος της σχέσης (B'.125) για τη μαγνητοστατική ενέργεια μπορεί να αγνοηθεί, αφού πάντα είναι αμελητέος σε σχέση με την ενέργεια ανταλλαγής  $U_{EX}$ . Αντίθετα, ο πρώτος όρος της σχέσης (B'.125) για τη μαγνητοστατική ενέργεια, μπορεί σε κάποιες περιπτώσεις (π.χ. ομοιόμορφη μαγνήτιση σε υλικό μεγάλου όγκου) να γίνει συγκρίσιμος με την ενέργεια ανταλλαγής  $U_{EX}$  ή και μεγαλύτερος από αυτή. Γι αυτό το λόγο κρατάμε μόνο τον πρώτο όρο της σχέσης (B'.125) και ορίζουμε ως μαγνητοστατική ενέργεια ενός μαγνητικού υλικού την ποσότητα:

$$U_M = U + \frac{2\pi}{3} \int_{\Omega} |\vec{M}(\vec{x})|^2 d^3x = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \vec{M}(\vec{x}) \cdot \vec{H}_M(\vec{x}) d^3x \quad (B'.126)$$

Επειδή είναι  $\vec{M}=\vec{0}$  έξω από την περιοχή  $\Omega$  του χώρου που καταλαμβάνεται από το μαγνητικό υλικό, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η ολοκλήρωση του γινομένου  $\vec{M} \cdot \vec{H}_M$  εκτείνεται σε όλο τον 3-διάστατο χώρο. Τότε, με χρήση της γενικής σχέσης  $\vec{B}_M = \vec{H}_M + 4\pi\vec{M}$ , η εξίσωση (B'.126) μπορεί να γραφεί σε μια ισοδύναμη μορφή που περιέχει μόνο το πεδίο  $\vec{H}_M$ . Πράγματι είναι  $\vec{M} = (\vec{B}_M - \vec{H}_M)/4\pi$  και  $-\vec{M} \cdot \vec{H}_M/2 = -\vec{B}_M \cdot \vec{H}_M/8\pi + |\vec{H}_M|^2/8\pi$ . Όμως ισχύει η θεμελιώδης ιδιότητα  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B}_M = 0$  και επιπλέον είναι  $\vec{\nabla} \times \vec{H}_M = \vec{0}$  (το  $\vec{H}_M$  δε σχετίζεται με ρεύματα αγωγιμότητας). Άρα, από τη γενική ιδιότητα που περιγράφεται με τη σχέση (B'.95), έπεται ότι το ολοκλήρωμα του γινομένου  $\vec{B}_M \cdot \vec{H}_M$  σε όλο το χώρο μηδενίζεται. Έτσι, μένει μόνο το χωρικό ολοκλήρωμα του όρου  $|\vec{H}_M|^2/8\pi$  και η σχέση (B'.126) για τη μαγνητοστατική ενέργεια ενός μαγνητικού υλικού, παίρνει τη μορφή:

$$U_M = \frac{1}{8\pi} \int |\vec{H}_M(\vec{x})|^2 d^3x \quad (B'.127)$$

όπου τονίζεται ότι πλέον η ολοκλήρωση είναι σε όλο το χώρο.

Ενδιαφέρον θα έχει να υπολογίσουμε τη μεταβολή  $\delta U_M$  της μαγνητοστατικής ενέργειας, για να μπορούμε να τη χρησιμοποιούμε σε περιπτώσεις όπου απαιτείται ο υπολογισμός μεταβολών. Αν ξεκινήσουμε από τη σχέση (B'.126), θα έχουμε:

$$\delta U_M = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \delta(\vec{M} \cdot \vec{H}_M) d^3x = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} (\delta\vec{M} \cdot \vec{H}_M + \vec{M} \cdot \delta\vec{H}_M) d^3x$$

Εδώ κάνουμε χρήση του θεωρήματος αμοιβαιότητας που δίνεται από τη σχέση (B'.97) για τις κατανομές μαγνήτισης  $\vec{M}(\vec{x})$  και  $\delta\vec{M}(\vec{x})$  και τα μαγνητικά πεδία  $\vec{H}_M(\vec{x})$  και  $\delta\vec{H}_M(\vec{x})$  που προκύπτουν αντίστοιχα από αυτές, οπότε έχουμε τη σχέση:

$$\int_{\Omega} \vec{M} \cdot \delta\vec{H}_M d^3x = \int_{\Omega} \vec{H}_M \cdot \delta\vec{M} d^3x = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \delta(\vec{M} \cdot \vec{H}_M) d^3x$$

και η μεταβολή  $\delta U_M$  της μαγνητοστατικής ενέργειας γράφεται στη μορφή:

$$\delta U_M = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \delta(\vec{M}(\vec{x}) \cdot \vec{H}_M(\vec{x})) d^3x = - \int_{\Omega} \vec{H}_M(\vec{x}) \cdot \delta\vec{M}(\vec{x}) d^3x \quad (B'.128)$$

Για την περίπτωση της σχέσης (B'.127) ο υπολογισμός της  $\delta U_M$  είναι τετριμμένος και έχουμε τελικά τη σχέση:

$$\delta U_M = - \int_{\Omega} \vec{H}_M(\vec{x}) \cdot \delta\vec{M}(\vec{x}) d^3x = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \vec{H}_M(\vec{x}) \delta\vec{H}_M(\vec{x}) d^3x \quad (B'.129)$$

όπου στη δεύτερη μορφή η ολοκλήρωση είναι σε όλο το χώρο.

Στη σχέση (B'.126) το μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_M(\vec{x})$  που δημιουργείται από το μαγνητισμένο υλικό μπορεί να εκφραστεί συναρτήσει της κατανομής μαγνήτισης  $\vec{M}(\vec{x})$  του υλικού με τη χρήση των σχέσεων που παρουσιάζονται στη σημείωση B'.1.8 για την περιγραφή του πεδίου  $\vec{H}_M(\vec{x})$ . Ειδικά, στην περίπτωση που θεωρούμε ένα υλικό με ομοιόμορφη μαγνήτιση  $\vec{M}$ , μπορούμε να αντικαταστήσουμε το πεδίο  $\vec{H}_M(\vec{x})$  μέσω των σχέσεων (B'.87) και (B'.88). Ξεκινώντας από τη σχέση (B'.126) και θεωρώντας ομοιόμορφη μαγνήτιση θα έχουμε, με αντικατάσταση από τη σχέση (B'.87):

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_M &= -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \vec{M} \cdot \vec{H}_M(\vec{x}) d^3x = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} M_j H_{Mj}(\vec{x}) d^3x = -\frac{1}{2} M_j \int_{\Omega} H_{Mj}(\vec{x}) d^3x = \\ &= -\frac{1}{2} M_j \int_{\Omega} (-N_{jk}(\vec{x}) M_k) d^3x = \frac{1}{2} M_j M_k \int_{\Omega} N_{jk}(\vec{x}) d^3x \end{aligned} \quad (\text{B'.130})$$

όπου έγινε χρήση της συνθήκης άθροισης του Einstein. Όταν η περιοχή  $\Omega$  που καταλαμβάνει το μαγνητισμένο υλικό έχει ελλειψοειδές σχήμα, αναγόμαστε στην περίπτωση που η μη διαγώνιες συνιστώσες  $N_{jk}$  μηδενίζονται και οι διαγώνιες συνιστώσες είναι σταθερές ποσότητες στο εσωτερικό της περιοχής  $\Omega$ . Αν είναι  $V$  ο όγκος της περιοχής  $\Omega$  με το ελλειψοειδές σχήμα, τότε η σχέση (B'.130) παίρνει τη μορφή:

$$\mathcal{U}_M = \frac{1}{2} V (N_a M_x^2 + N_b M_y^2 + N_c M_z^2) \quad (\text{B'.131})$$

Παρατηρούμε ότι η πυκνότητα μαγνητοστατικής ενέργειας  $\mathcal{U}_M/V$  είναι ανεξάρτητη από το μέγεθος του μαγνητισμένου υλικού. Εξαρτάται μόνο από τους συντελεστές απομαγνήτισης  $N_a, N_b, N_c$  κατά μήκος των κύριων αξόνων  $a, b, c$  του ελλειψοειδούς. Αν θεωρήσουμε ομοιόμορφη μαγνήτιση κατά μήκος ενός από τους κύριους άξονες του ελλειψοειδούς, τότε η σχέση (B'.131) παίρνει ακόμα πιο απλή μορφή:

$$\mathcal{U}_M = \frac{1}{2} NV |\vec{M}|^2 \quad (\text{B'.132})$$

### B'.1.11 Η προσέγγιση του συνεχούς μέσου για την αλληλεπίδραση ανταλλαγής σε ένα σιδηρομαγνητικό υλικό

Αν και η αλληλεπίδραση ανταλλαγής είναι ένα καθαρά κβαντικό φαινόμενο που συμβαίνει σε ατομικό επίπεδο, στην παρούσα διατριβή ενδιαφερόμαστε για τον τρόπο που επηρεάζει τη συμπεριφορά ενός μαγνητικού υλικού σε μακροσκοπικό επίπεδο, όπου το υλικό αντιμετωπίζεται ως συνεχές μέσο. Σε αυτή την περίπτωση μπορούμε να αγνοήσουμε τη διακριτή φύση του πλέγματος, που στις κορυφές του βρίσκονται τα spin της χαμιλτονιανής του Heisenberg, και να πάρουμε από τη σχέση (2.17) μια εξίσωση όπου η ενέργεια θα εξαρτάται μόνο από το μακροσκοπικό μέγεθος της μαγνήτισης  $\vec{M}$  [222, 49]. Κατά τα γνωστά, η μαγνήτιση σε μια θέση  $\vec{x}$  ορίζεται ως η μέση χωρική πυκνότητα  $\vec{M}(\vec{x}) = \sum_{i \in \Delta V} \vec{m}_i / \Delta V$  των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών  $\vec{m}_i$  στο εσωτερικό ενός στοιχειώδους όγκου  $\Delta V$  γύρω από τη θέση  $\vec{x}$ . Ο στοιχειώδης όγκος  $\Delta V$  θα είναι αρκετά μεγάλος, ώστε να περικλείει μεγάλο αριθμό στοιχειωδών μαγνητικών ροπών, αλλά ταυτόχρονα πρέπει να είναι μικρότερος από τις διαστάσεις των μαγνητικών περιοχών και των τοιχωμάτων τους (η πληροφορία της ύπαρξης μαγνητικών περιοχών δεν πρέπει να «χάνεται» εξαιτίας της διαδικασίας υπολογισμού της μέσης τιμής).

Σε ένα μακροσκοπικό κομμάτι κάποιου σιδηρομαγνητικού υλικού θα υπάρχουν μικρές αποκλίσεις από την πλήρη ευθυγράμμιση των των ατομικών spin (και των αντίστοιχων στοιχειωδών μαγνητικών ροπών), εξαιτίας της επίδρασης και άλλων παραγόντων (π.χ. θερμική διέγερση, μαγνητοστατική αλληλεπίδραση). Το αποτέλεσμα αυτών των αποκλίσεων είναι η προσθήκη, στη βασική στάθμη  $\mathcal{U}_{EX}^{\text{ground}}$  της ενέργειας ανταλλαγής, ενός επιπλέον ποσού ενέργειας. Είναι η λεγόμενη ενέργεια μη ομοιομορφίας  $\mathcal{U}_{\text{non-u}}$  (non-uniformity energy [49, 223]), που εξαρτάται μόνο από τις αλλαγές στη διεύθυνση της μαγνήτισης  $\vec{M}$  ή με άλλα λόγια από τις μερικές παραγώγους του  $\hat{m}(\vec{x}) = \vec{M}(\vec{x})/M_s$  ( $\hat{m}$  είναι μοναδιαίο διάνυσμα και  $M_s$  η μαγνήτιση κόρου). Επειδή οι άλλες αλληλεπιδράσεις στις

οποίες υπόκεινται οι στοιχειώδεις μαγνητικές ροπές είναι ασθενείς σε σύγκριση με την αλληλεπίδραση ανταλλαγής [46], έπεται ότι η αλλαγή της διεύθυνσης των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών είναι πολύ αργή: σημαντικές αλλαγές συμβαίνουν μόνο σε αποστάσεις που είναι μεγάλες σε σύγκριση με τις ενδοατομικές αποστάσεις [49].

Αν θεωρήσουμε μια στοιχειώδη μεταβολή  $d\hat{m}(\vec{x})$  με  $|\hat{m}(\vec{x})|=1$ , τότε αυτή ισοδυναμεί με στροφή κατά μια στοιχειώδη γωνία  $d\phi=|d\hat{m}(\vec{x})|=|(d\vec{x}\cdot\vec{\nabla})\hat{m}(\vec{x})|$ . Αφού μας ενδιαφέρει η προσέγγιση συνεχούς μέσου, θα χειριστούμε τα spin σαν κλασικά διανύσματα  $\vec{S}_i$  μέτρου  $S$ . Η αλλαγή της διεύθυνσης των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών είναι πολύ αργή, πότε η γωνία  $\phi_{ij}$  μεταξύ των spin  $\vec{S}_i=S\hat{m}_i$  και  $\vec{S}_j=S\hat{m}_j$  των γειτονικών πλεγματοικών θέσεων  $\vec{x}_i$  και  $\vec{x}_j$  θα είναι πολύ μικρή ( $\phi_{ij}\approx 0$ ), οπότε θα είναι  $\cos(\phi_{ij})\approx 1-\phi_{ij}^2/2$  και  $\vec{S}_i\cdot\vec{S}_j=S^2\cos(\phi_{ij})\approx S^2-S^2\phi_{ij}^2/2$ . Όμως, λόγω της σχέσης  $d\phi=|(d\vec{x}\cdot\vec{\nabla})\hat{m}(\vec{x})|$ , θα είναι και  $\phi_{ij}\approx|(\vec{x}_{ij}\cdot\vec{\nabla})\hat{m}(\vec{x}_j)|$  όπου  $\vec{x}_{ij}=\vec{x}_i-\vec{x}_j$ . Ο υπολογισμός μπορεί να απλοποιηθεί, αν στη χαμιλτονιανή της εξίσωσης (2.17) θέσουμε  $J_{ij}=J$  για τους κοντινότερους γείτονες και  $J_{ij}=0$  σε κάθε άλλη περίπτωση. Τότε παίρνουμε για την ενέργεια ανταλλαγής (το σύμβολο  $\langle ij \rangle$  σημαίνει άθροιση μόνο για τους κοντινότερους γείτονες):

$$\begin{aligned} U_{EX} &= -\sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -J \sum_{\langle ij \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -JS^2 \sum_{\langle ij \rangle} \cos(\phi_{ij}) \approx \\ &\approx -JS^2 \sum_{\langle ij \rangle} 1 + \frac{JS^2}{2} \sum_{\langle ij \rangle} \phi_{ij}^2 = U_{EX}^{\text{ground}} + \frac{JS^2}{2} \sum_{\langle ij \rangle} \phi_{ij}^2 \approx \\ &\approx U_{EX}^{\text{ground}} + \frac{JS^2}{2} \sum_{\langle ij \rangle} \left| (\vec{x}_{ij} \cdot \vec{\nabla}) \hat{m}(\vec{x}_j) \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{B'.133})$$

Για απλότητα θεωρούμε κυβικό πλέγμα με πλεγματοική σταθερά  $a$ . Το  $\vec{x}_{ij}$  θα είναι ένα διάνυσμα μετατόπισης του πλέγματος με μέτρο  $a$ , οπότε ο τελεστής  $(1/a)\vec{x}_{ij}\cdot\vec{\nabla}$  ανάγεται σε έναν από τους τελεστές μερικής παραγωγισής  $\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z$  ανάλογα με την κατεύθυνση του διανύσματος  $\vec{x}_{ij}$ . Στην προσέγγιση του συνεχούς μέσου αντικαθιστούμε την άθροιση με ολοκλήρωση, όπου το στοιχείο όγκου είναι  $d^3x=a^3$ . Έτσι καταλήγουμε τελικά στην ακόλουθη σχέση για την ενέργεια ανταλλαγής σε κυβικό πλέγμα (ολοκλήρωση στην περιοχή  $\Omega$  που καταλαμβάνει το μαγνητικό υλικό):

$$U_{EX} = U_{EX}^{\text{ground}} + A \int_{\Omega} \left( |\vec{\nabla} m_x|^2 + |\vec{\nabla} m_y|^2 + |\vec{\nabla} m_z|^2 \right) d^3x \quad \mu\epsilon \quad A = \frac{kJS^2}{a} \quad (\text{B'.134})$$

όπου  $k$  είναι ο αριθμός των πλεγματοικών θέσεων ανά μοναδιαία κυψελίδα του κυβικού πλέγματος [222, 223]. Συνήθως το άθροισμα των τετραγώνων μέσα στην παρένθεση γράφεται για συντομία σε πιο συμπυκνόμενη μορφή<sup>1</sup>:  $|\vec{\nabla} \hat{m}|^2 = \sum_j |\vec{\nabla} m_j|^2 = |\vec{\nabla} m_x|^2 + |\vec{\nabla} m_y|^2 + |\vec{\nabla} m_z|^2$ . Έτσι η εξίσωση (B'.134) γράφεται στην ακόλουθη πιο σύντομη μορφή:  $U_{EX} = U_{EX}^{\text{ground}} + A \int_{\Omega} (\vec{\nabla} \hat{m})^2 d^3x$ . Η πιο γενική μορφή που μπορεί να πάρει αυτή η σχέση, ώστε να συμπεριλαμβάνει και την περίπτωση μη κυβικού πλέγματος, είναι η ακόλουθη:

$$U_{EX} = U_{EX}^{\text{ground}} + \int_{\Omega} \sum_{j,h,k=1}^3 A_{jh}(\vec{x}) \frac{\partial M_k(\vec{x})}{\partial x_j} \frac{\partial M_k(\vec{x})}{\partial x_h} d^3x \quad \mu\epsilon \quad A_{jh} \sim \frac{JS^2}{aM_s^2} \quad (\text{B'.135})$$

όπου  $A_{jh}$  είναι ένα θετικά ορισμένο συμμετρικό τανυστικό πεδίο που ενσωματώνει τις συμμετρίες του κρυσταλλικού πλέγματος και  $a$  η απόσταση των κοντινότερων γειτόνων [222, 49, 223]. Η ενέργεια  $U_{EX}^{\text{ground}}$  είναι μια σταθερή ποσότητα για σταθερή θερμοκρασία  $T$  και μπορεί να ενσωματωθεί στο ενεργειακό υπόβαθρο, όταν μελετάμε διαδικασίες με σταθερή  $T$ . Η ολοκληρωτέα ποσότητα  $f_{EX}(\vec{\nabla} \hat{M}) = \sum_{j,h,k} A_{jh} \partial_j M_k \partial_h M_k$  της σχέσης (B'.135) μπορεί να θεωρηθεί ως η χωρική πυκνότητα της ενέργειας μη ομοιομορφίας, που οφείλεται στην ύπαρξη της αλληλεπίδρασης ανταλλαγής. Παρατηρούμε ότι η  $f_{EX}$  περιέχει παραγώγους της μαγνήτισης, οπότε η τιμή της σε μια θέση δεν εξαρτάται

<sup>1</sup>Το  $|\vec{\nabla} \hat{m}|^2$  είναι στην πραγματικότητα το μέτρο της διανυσματικής παραγώγου  $\vec{\nabla} \hat{m}$  του διανυσματικού πεδίου  $\hat{m}$ , όπου το  $\vec{\nabla} \hat{m}$  είναι τανυστικό πεδίο με συνιστώσες  $\partial_j m_k$

μόνο από τη μαγνήτιση σε αυτή τη θέση αλλά και από τη μαγνήτιση στις γειτονικές θέσεις. Στη γενική περίπτωση της σχέσης (B'.135) η εξάρτηση δεν έχει τόσο απλή μορφή ώστε να μπορούμε να γράψουμε  $f_{EX} = f_{EX}(|\vec{M}|)$  ή έστω  $f_{EX} = f_{EX}(|\vec{M}_x|, |\vec{M}_y|, |\vec{M}_z|)$ . Παρόλα αυτά είναι πολύ εύκολο να διαπιστωθεί ότι η  $f_{EX}$  παραμένει αναλλοίωτη κάτω από στροφές του συστήματος συντεταγμένων ή αλλαγές της διεύθυνσης της μαγνήτισης  $\vec{M}$ . Δηλαδή η  $f_{EX}$  είναι ανεξάρτητη από τον προσανατολισμό της  $\vec{M}$ .

Η χαμιλτονιανή  $\hat{H}$  του Heisenberg, που δίνεται από την εξίσωση (2.17) και περιγράφει τη δυναμική των ατομικών spin λόγω της αλληλεπίδρασης ανταλλαγής, εξαρτάται μόνο από το σχετικό προσανατολισμό των ατομικών spin και όχι από τον προσανατολισμό τους στο χώρο. Η σφαιρική συμμετρία που χαρακτηρίζει την ενέργεια ανταλλαγής  $U_{EX} = \langle \hat{H} \rangle$  είναι αποτέλεσμα αυτής της ιδιότητας της χαμιλτονιανής  $\hat{H}$ . Όμως η χαμιλτονιανή  $\hat{H}$  περιέχει και τα ολοκληρώματα ανταλλαγής  $J_{ij}$  που εξαρτώνται από τις σχετικές θέσεις  $\vec{x}_{ij} = \vec{x}_i - \vec{x}_j$  των ατομικών spin στο πλέγμα (κρυσταλλικό πλέγμα ή άλλου είδους περιοδική υπερδομή). Αυτό σημαίνει ότι οι συμμετρίες του πλέγματος πάνω στο οποίο βρίσκονται τα ατομικά spin είναι ενσωματωμένες στη χαμιλτονιανή  $\hat{H}$  μέσω των  $J_{ij}$  και άρα οι ιδιοτιμές και οι ιδιοκαταστάσεις της  $\hat{H}$  υπακούουν σε αυτές τις συμμετρίες. Έτσι η εξάρτηση  $J_{ij} = J_{ij}(\vec{x}_{ij})$  λειτουργεί ως ένας μηχανισμός σύζευξης μεταξύ του πλέγματος και των ατομικών spin.

## B'.1.12 Ακρότατα ελεύθερης ενέργειας Landau σιδηρομαγνητικών υλικών

### Η μικρομαγνητική προσέγγιση

Σε αυτή τη σημείωση δίνεται η περιγραφή μιας πιο ακριβούς ποσοτικής μεθόδου, που χρησιμοποιείται για τον καθορισμό των κατανομών  $\vec{M}(\vec{x})$  της μαγνήτισης που μπορούν να εμφανιστούν σε ένα μαγνητικό υλικό. Οι πραγματοποιησικές κατανομές  $\vec{M}(\vec{x})$ , για κάποια τιμή του εξωτερικού πεδίου  $\vec{H}_a$ , είναι οι μετασταθείς καταστάσεις του συστήματος και συνιστούν τη βάση για την περιγραφή των ιδιοτήτων του που σχετίζονται με την υστέρηση. Οι μετασταθείς καταστάσεις του συστήματος για εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$  αντιστοιχούν στα τοπικά ελάχιστα του συναρτησιακού  $G_L[\vec{M}(\vec{x})|\vec{H}_a]$  της ελεύθερης ενέργειας Landau, το οποίο δίνεται από τη σχέση (2.25).

Ο προσδιορισμός των κατανομών  $\vec{M}(\vec{x})$  που αντιστοιχούν σε τοπικά ακρότατα του συναρτησιακού  $G_L$  προκύπτει από τη συνθήκη  $\delta G_L = 0$ : μια κατανομή μαγνήτισης  $\vec{M}(\vec{x})$  δίνει ακρότατη τιμή στο συναρτησιακό της ελεύθερης ενέργειας αν και μόνο αν είναι  $\delta G_L = 0$  για κάθε μεταβολή  $\delta \vec{M}(\vec{x})$  της  $\vec{M}(\vec{x})$ . Για τα τοπικά ελάχιστα (μετασταθείς καταστάσεις), θα πρέπει επιπλέον να είναι θετική η μεταβολή 2<sup>ης</sup> τάξης του  $G_L$ :  $\delta^2 G_L > 0$ . Η επίλυση του προβλήματος λογισμού μεταβολών του προσδιορισμού των ακρότατων τιμών δίνει τις λεγόμενες εξισώσεις του Brown, που συνιστούν την ακριβή ποσοτική μέθοδο που αναφέρθηκε.

Οι εξισώσεις του Brown έχουν τη μορφή μιας συνθήκης ευστάθειας που πρέπει να ικανοποιείται όταν το σύστημα βρίσκεται σε μια μετασταθή κατάσταση. Αυτή η συνθήκη ευστάθειας, που είναι αναγκαία αλλά όχι απαραίτητα ικανή συνθήκη, εκφράζεται μέσω ενός ενεργού μαγνητικού πεδίου  $\vec{H}_{\text{eff}}$  που ορίζεται από τη σχέση:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \frac{2}{M_s} \vec{\nabla} \cdot (A \vec{\nabla} \hat{m}) - \frac{1}{M_s} \frac{\partial f_{AN}}{\partial \hat{m}} + \vec{H}_M + \vec{H}_a \quad (\text{B'.136})$$

σε κάθε σημείο του υλικού, όπου θυμίζουμε ότι το μοναδιαίο διανυσματικό πεδίο  $\hat{m}(\vec{x})$  αντιστοιχεί στον προσανατολισμό της μαγνήτισης και ορίζεται από τη σχέση  $\hat{m}(\vec{x}) = \vec{M}(\vec{x})/M_s$ . Το ενεργό πεδίο  $\vec{H}_{\text{eff}}$  περιλαμβάνει το εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_a$ , που είναι ανεξάρτητο από το υλικό, και το μαγνητικό πεδίο  $\vec{H}_M$ , που δημιουργείται από την κατανομή μαγνήτισης του ίδιου του υλικού. Αυτοί οι δύο όροι είναι αναμενόμενοι, αφού πρόκειται για μαγνητικά πεδία που υπάρχουν στο εσωτερικό του υλικού. Εκτός από τα  $\vec{H}_a$  και  $\vec{H}_M$ , το  $\vec{H}_{\text{eff}}$  περιλαμβάνει και δύο επιπλέον όρους που οφείλονται στην ύπαρξη της αλληλεπίδρασης ανταλλαγής και την ανισοτροπία. Αυτοί οι όροι σχετίζονται με τη δομή του υλικού και δε συνιστούν υπαρκτά μακροσκοπικά μαγνητικά πεδία που να μπορούν να περιγραφούν μέσω των εξισώσεων του Maxwell. Η συνθήκη ευστάθειας έχει τη μορφή

ενός ζευγαριού εξισώσεων, της εξίσωσης:

$$\hat{m} \times \vec{H}_{\text{eff}} = \vec{0} \quad (\text{B'.137})$$

που πρέπει να ισχύει σε κάθε σημείο στο εσωτερικό του υλικού και της συνοριακής συνθήκης:

$$\frac{\partial \hat{m}}{\partial n} = \vec{0} \quad (\text{B'.138})$$

που πρέπει να ισχύει σε κάθε σημείο στην επιφάνεια του υλικού. Η εξίσωση (B'.137) εκφράζει την απαίτηση να είναι παράλληλη η μαγνήτιση και το ενεργό πεδίο σε κάθε σημείο στο εσωτερικό του υλικού, ώστε να μην ασκείται ροπή στρέψης στη μαγνήτιση από το ενεργό πεδίο. Στην περίπτωση ύπαρξης επιφανειακής ανισοτροπίας είναι πιθανό να μη μηδενίζεται η παράγωγος  $\partial \hat{m} / \partial n$  στην επιφάνεια, λόγω ύπαρξης επιπρόσθετης ροπής στρέψης στη μαγνήτιση των επιφανειακών στρωμάτων του υλικού.

Η επίλυση του συστήματος των εξισώσεων (B'.137) και (B'.138) απαιτεί να είναι γνωστές εκ των προτέρων οι λεγόμενες μικρομαγνητικές παράμετροι που σχετίζονται με τη δομή του υλικού και περιέχονται στην εξίσωση (2.25) για την ελεύθερη ενέργεια  $G_L$  του υλικού: πρέπει να είναι γνωστές οι παράμετροι  $A$  και  $M_s$  και η μορφή της συνάρτησης  $f_{AN}(\hat{m}; \underline{n})$  που περιγράφει την ενέργεια ανισοτροπίας (είναι πιθανό οι τιμές των  $A$  και  $M_s$  και η μορφή της  $f_{AN}(\hat{m}; \underline{n})$  να μην είναι οι ίδιες σε όλο το υλικό αλλά να εξαρτώνται από τη θέση  $\vec{x}$ ). Επιπλέον πρέπει να είναι γνωστό το σχήμα του υλικού και το εξωτερικό πεδίο  $\vec{H}_a$ . Το διανυσματικό πεδίο  $\hat{m}(\vec{x})$  πρέπει να είναι τέτοιο ώστε, όταν υπολογιστεί το πεδίο  $\vec{H}_{\text{eff}}$  από αυτό, να ικανοποιείται η σχέση (B'.137).

### Συνθήκη ευστάθειας από ακρότατα ελεύθερης ενέργειας

Στην ενότητα 2.5 παρουσιάζεται η σχέση (ολοκλήρωση στην περιοχή  $\Omega$  του χώρου που καταλαμβάνει το υλικό):

$$G_L[\vec{M}(\vec{x})|\vec{H}_a] = \int_{\Omega} \left( A|\vec{\nabla}\hat{m}|^2 + f_{AN}(\hat{m}; \underline{n}) - \frac{M_s}{2}\vec{H}_M \cdot \hat{m} - M_s\vec{H}_a \cdot \hat{m} \right) d^3x \quad (\text{B'.139})$$

για την ελεύθερη ενέργεια Landau  $G_L$  ενός σιδηρομαγνητικού υλικού, που θεωρείται μια ικανοποιητική προσέγγιση όταν μελετάμε θερμοδυναμικές διαδικασίες όπου η θερμοκρασία  $T$  παραμένει σταθερή. Το ζητούμενο είναι να βρεθούν τα διανυσματικά πεδία  $\hat{m}(\vec{x})$  που δίνουν ακρότατες τιμές στο συναρτησιακό  $G_L$ , ικανοποιώντας τον επιπλέον περιορισμό  $|\hat{m}(\vec{x})|=1$  (μοναδιαία διανυσματικά πεδία). Σύμφωνα με τη θεωρία του λογισμού των μεταβολών έχουμε τη συνθήκη: αν ένα διανυσματικό πεδίο  $\hat{m}(\vec{x})$  δίνει ακρότατη τιμή στο συναρτησιακό  $G_L$ , τότε για κάθε μεταβολή  $\delta \hat{m}(\vec{x})$  αυτού του διανυσματικού πεδίου η αντίστοιχη μεταβολή του συναρτησιακού θα είναι  $\delta G_L = 0$ . Κάνοντας τον υπολογισμό της  $\delta G_L$ , μπορούμε να βρούμε τα πεδία  $\hat{m}(\vec{x})$  που ικανοποιούν τη συνθήκη  $\delta G_L = 0$ . Αν κάνουμε χρήση της ιδιότητας  $\delta \vec{H}_a = 0$  του εξωτερικού πεδίου (ανεξάρτητο από εσωτερικές παραμέτρους του συστήματος), τότε θα έχουμε:

$$\begin{aligned} \delta G_L &= \int_{\Omega} \left( \delta(A|\vec{\nabla}\hat{m}|^2) + \delta f_{AN}(\hat{m}; \underline{n}) - \frac{M_s}{2}\delta(\vec{H}_M \cdot \hat{m}) - M_s\delta(\vec{H}_a \cdot \hat{m}) \right) d^3x = \\ &= \int_{\Omega} \left( 2\vec{\nabla} \cdot (A\vec{\nabla}\hat{m} \cdot \delta\hat{m}) - 2[\vec{\nabla} \cdot (A\vec{\nabla}\hat{m})] \cdot \delta\hat{m} + \frac{\partial f_{AN}}{\partial \hat{m}} \cdot \delta\hat{m} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{M_s}{2}(\delta\vec{H}_M \cdot \hat{m} + \vec{H}_M \cdot \delta\hat{m}) - M_s\vec{H}_a \cdot \delta\hat{m} \right) d^3x \quad (\text{B'.140}) \end{aligned}$$

Αν εφαρμόσουμε το θεώρημα αμοιβαιότητας για κατανομές μαγνήτισης στις κατανομές  $M_s\hat{m}$  και  $M_s\delta\hat{m}$  και τα μαγνητικά πεδία  $\vec{H}_M$  και  $\delta\vec{H}_M$  που δημιουργούνται αντίστοιχα από αυτές, τότε έχουμε τη σχέση:

$$\int_{\Omega} \left( \delta\vec{H}_M \cdot \hat{m} + \vec{H}_M \cdot \delta\hat{m} \right) d^3x = 2 \int_{\Omega} \vec{H}_M \cdot \delta\hat{m} d^3x \quad (\text{B'.141})$$



Επιπλέον, αν συμβολίσουμε με  $S$  την κλειστή επιφάνεια που είναι το σύνορο της περιοχής  $\Omega$  και με  $\hat{n}$  το μοναδιαίο διανυσματικό πεδίο που είναι πάντα κάθετο προς την  $S$  με φορά προς τα έξω, τότε η εφαρμογή του θεωρήματος της απόκλισης δίνει τη σχέση:

$$\int_{\Omega} \vec{\nabla} \cdot (A \vec{\nabla} \hat{m} \cdot \delta \hat{m}) d^3x = \oint_S \hat{n} \cdot (A \vec{\nabla} \hat{m} \cdot \delta \hat{m}) da = \oint_S A \frac{\partial \hat{m}}{\partial n} \cdot \delta \hat{m} da \quad (B'.142)$$

Με αντικατάσταση των σχέσεων (B'.141) και (B'.142) στη σχέση (B'.140) καταλήγουμε στη σχέση:

$$\begin{aligned} \delta G_L = & - \int_{\Omega} \left( 2 \vec{\nabla} \cdot (A \vec{\nabla} \hat{m}) - \frac{\partial f_{AN}}{\partial \hat{m}} + M_s \vec{H}_M + M_s \vec{H}_a \right) \cdot \delta \hat{m} d^3x + \\ & + 2 \oint_S A \frac{\partial \hat{m}}{\partial n} \cdot \delta \hat{m} da \end{aligned} \quad (B'.143)$$

Αν χρησιμοποιήσουμε το ενεργό πεδίο  $\vec{H}_{\text{eff}}$  που δίνεται από τη σχέση (B'.136), η σχέση (B'.143) παίρνει τη μορφή:

$$\delta G_L = - \int_{\Omega} M_s \vec{H}_{\text{eff}} \cdot \delta \hat{m} d^3x + 2 \oint_S A \frac{\partial \hat{m}}{\partial n} \cdot \delta \hat{m} da \quad (B'.144)$$

Αυτή θα ήταν η τελική σχέση για τη μεταβολή  $\delta G_L$ , αν η  $\delta \hat{m}$  μπορούσε να πάρει αυθαίρετες τιμές. Όμως δεν είναι εντελώς αυθαίρετη, γιατί είναι  $|\hat{m}|=1$ . Λόγω αυτού του περιορισμού, η  $\delta \hat{m}$  θα έχει αναγκαστικά τη μορφή που αντιστοιχεί σε απειροστή στροφή γύρω από κάποιον άξονα:  $\delta \hat{m} = \delta \vec{\theta} \times \hat{m}$  ( $\delta \theta = |\delta \vec{\theta}|$  είναι η γωνία της στροφής και  $\hat{N} = \delta \vec{\theta} / \delta \theta$  ο άξονας γύρω από τον οποίο γίνεται). Έτσι η  $\delta G_L$  παίρνει τελικά τη μορφή:

$$\begin{aligned} \delta G_L = & - \int_{\Omega} M_s \vec{H}_{\text{eff}} \cdot (\delta \vec{\theta} \times \hat{m}) d^3x + 2 \oint_S A \frac{\partial \hat{m}}{\partial n} \cdot (\delta \vec{\theta} \times \hat{m}) da = \\ = & - \int_{\Omega} M_s (\hat{m} \times \vec{H}_{\text{eff}}) \cdot \delta \vec{\theta} d^3x + 2 \oint_S A \left( \hat{m} \times \frac{\partial \hat{m}}{\partial n} \right) \cdot \delta \vec{\theta} da \end{aligned} \quad (B'.145)$$

Το συναρτησιακό  $G_L$  παίρνει ακρότατη τιμή αν και μόνο αν  $\delta G_L = 0$  για κάθε στροφή  $\delta \vec{\theta}$ . Συνεπώς θα πρέπει να είναι  $\hat{m} \times \vec{H}_{\text{eff}} = \vec{0}$  στο εσωτερικό της περιοχής  $\Omega$ , δηλαδή προκύπτει η σχέση (B'.137). Επιπλέον, θα πρέπει να είναι:

$$\hat{m} \times \frac{\partial \hat{m}}{\partial n} = \vec{0} \quad (B'.146)$$

στο σύνορο της περιοχής  $\Omega$ . Όμως, επειδή η παραγωγή του  $|\hat{m}|^2 = \hat{m}^2 = 1$  δίνει  $\hat{m} \cdot \partial \hat{m} / \partial n = 0$ , η συνοριακή συνθήκη που εκφράζει η εξίσωση (B'.146) μπορεί να πάρει λίγο πιο απλή μορφή. Πράγματι, ένα τυχαίο διανυσματικό πεδίο  $\vec{Q}$  μπορεί πάντα να γραφεί στη μορφή  $\vec{Q} = \vec{Q}_{\perp} + \vec{Q}_{\parallel}$ , όπου  $\vec{Q}_{\perp} = (\hat{m} \cdot \vec{Q}) \cdot \hat{m}$  είναι η κάθετη προς το  $\hat{m}$  συνιστώσα και  $\vec{Q}_{\parallel} = (\hat{m} \times \vec{Q}) \times \hat{m}$  είναι η παράλληλη προς το  $\hat{m}$  συνιστώσα. Αν  $\vec{Q} = \partial \hat{m} / \partial n$ , τότε είναι  $\partial \hat{m} / \partial n = (\hat{m} \times \partial \hat{m} / \partial n) \times \hat{m}$  και η σχέση (B'.146) είναι ισοδύναμη με τη σχέση (B'.138).

Από τις εξισώσεις (B'.137) και (B'.138) προκύπτουν τα πεδία  $\hat{m}(\vec{x})$  που δίνουν ακρότατες τιμές στο συναρτησιακό  $G_L$ . Δεν αντιστοιχούν απαραίτητα όλες οι ακρότατες τιμές σε ελάχιστα. Στην πραγματικότητα πρέπει να γίνεται έλεγχος της ευστάθειας κάθε λύσης για μικρές διαταραχές: αν για μια λύση  $\hat{m}(\vec{x})$  της  $\delta G_L = 0$  είναι  $\delta G_L > 0$  για κάθε διαταραχή  $\hat{m}(\vec{x}) + \Delta \hat{m}(\vec{x})$ , τότε η λύση αντιστοιχεί σε τοπικό ελάχιστο. Ισοδύναμα θα είναι  $\delta^2 G_L > 0$  για μια λύση  $\hat{m}(\vec{x})$  που αντιστοιχεί σε τοπικό ελάχιστο.

## B'.2 Πρόσθετο υλικό σχετικά με τη μαγνητομετρία VSM

Η παρούσα σημείωση και οι υποσημειώσεις της περιλαμβάνουν συμπληρωματικές πληροφορίες, σχετιζόμενες με την περιγραφή της λειτουργίας ενός μαγνητομέτρου VSM.

**B'.2.1** Αναγωγή της διανυσματικής συνάρτησης  $\vec{g}(\vec{x})$  σε ισοδύναμη μορφή που περιέχει τις μερικές παραγώγους μιας βαθμωτής συνάρτησης  $Q(A, P)$ , όταν η ολοκλήρωση γίνεται πάνω σε κυκλικό πηνίο με το επίπεδό του κάθετο στον  $y$ -άξονα και το δείγμα ταλαντώνεται κατά μήκος του  $z$ -άξονα

Θέλουμε να υπολογίσουμε το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα

$$\vec{g}(\vec{x}) = \frac{1}{c} \oint_C d\vec{x}' \times \left( \frac{\hat{k}}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} - 3(\hat{k} \cdot (\vec{x} - \vec{x}')) \frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^5} \right) \quad (\text{B'.147})$$

(σχέση (3.22) της σελίδας 66) για την περίπτωση που είναι  $\hat{k} = \hat{z}$  για τον άξονα ταλάντωσης του δείγματος και ο κλειστός βρόχος  $C$  είναι κύκλος  $K(\vec{R}_0, \rho, \hat{n})$  με κέντρο το σημείο  $\vec{R}_0$ , ακτίνα  $\rho$  και το επίπεδό του κάθετο προς ένα μοναδιαίο διάνυσμα  $\hat{n}$ . Πάντα η φορά του  $\hat{n}$  συνδέεται με τη φορά διαγραφής του κύκλου  $K(\vec{R}_0, \rho, \hat{n})$  με τον κανόνα του δεξιόστροφου κοχλία. Αν  $\vec{x}' = \vec{x}'(\theta)$  με  $\theta \in [0, 2\pi]$  είναι η παραμετρική εξίσωση του κύκλου  $K(\vec{R}_0, \rho, \hat{n})$  (όπου  $\theta$  είναι γωνία σε  $rad$ ), τότε για την παράγωγο  $d\vec{x}'(\theta)/d\theta$  ισχύει η γενική σχέση

$$K(\vec{R}_0, \rho, \hat{n}) : \frac{d\vec{x}'(\theta)}{d\theta} = \hat{n} \times (\vec{x}'(\theta) - \vec{R}_0) \quad \mu\epsilon \quad \theta \in [0, 2\pi] \quad (\text{B'.148})$$

Αυτή η σχέση ισχύει για κάθε κύκλο με επίπεδο κάθετο στο  $\hat{n}$  και είναι ένα είδος γενικευμένου ορισμού του κυκλικού σχήματος. Αν τη δούμε ως διαφορική εξίσωση, τότε από τις αρχικές συνθήκες  $\vec{x}'(0) = \vec{x}'_0$  μπορούμε να υπολογίσουμε την ακτίνα  $\rho$  του κύκλου και να βρούμε τη μορφή της  $\vec{x}'(\theta)$ . Έτσι η σχέση (B'.147) παίρνει τη μορφή

$$\begin{aligned} \vec{g}_{\hat{n}}(\vec{x}|\vec{R}_0) &= \frac{1}{c} \oint_{K(\vec{R}_0, \rho, \hat{n})} d\vec{x}' \times \left( \frac{\hat{z}}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} - 3(\hat{z} \cdot (\vec{x} - \vec{x}')) \frac{\vec{x} - \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^5} \right) = \\ &= \frac{1}{c} \int_0^{2\pi} \frac{d\vec{x}'(\theta)}{d\theta} \times \left( \frac{\hat{z}}{|\vec{x} - \vec{x}'(\theta)|^3} - 3(\hat{z} \cdot (\vec{x} - \vec{x}'(\theta))) \frac{\vec{x} - \vec{x}'(\theta)}{|\vec{x} - \vec{x}'(\theta)|^5} \right) d\theta = \\ &= \frac{1}{c} \int_0^{2\pi} \left( \hat{n} \times (\vec{x}'(\theta) - \vec{R}_0) \right) \times \left( \frac{\hat{z}}{|\vec{x} - \vec{x}'(\theta)|^3} - \right. \\ &\quad \left. - 3(\hat{z} \cdot (\vec{x} - \vec{x}'(\theta))) \frac{\vec{x} - \vec{x}'(\theta)}{|\vec{x} - \vec{x}'(\theta)|^5} \right) d\theta \quad (\text{B'.149}) \end{aligned}$$

για την περίπτωση  $C=K(\vec{R}_0, \rho, \hat{n})$  που μας ενδιαφέρει εδώ. Ο συμβολισμός  $\vec{g}_{\hat{n}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  χρησιμοποιείται για να δείξει την εξάρτηση από τη θέση  $\vec{R}_0$  του κέντρου του κύκλου και τη φορά διαγραφής  $\hat{n}$ . Αν κάνουμε την αλλαγή παραμέτρου  $\theta=2\pi-\phi$ , τότε έχουμε την παραμετρική εξίσωση  $\vec{x}'' = \vec{x}''(\phi) = \vec{x}'(2\pi-\phi) = \vec{x}'(\theta)$  του κύκλου  $K(\vec{R}_0, \rho, -\hat{n})$  με τα ίδια γεωμετρικά χαρακτηριστικά και την αντίθετη φορά διαγραφής. Επειδή  $d\vec{x}''(\phi)/d\phi = -d\vec{x}'(\theta)/d\theta$ , η εφαρμογή αυτής της αλλαγής παραμέτρου στις (B'.148) και (B'.149) δίνει

$$K(\vec{R}_0, \rho, -\hat{n}) : \frac{d\vec{x}''(\phi)}{d\phi} = -\hat{n} \times (\vec{x}''(\phi) - \vec{R}_0), \quad \vec{g}_{-\hat{n}}(\vec{x}|\vec{R}_0) = -\vec{g}_{+\hat{n}}(\vec{x}|\vec{R}_0) \quad (\text{B'.150})$$

οπότε αρκεί ο υπολογισμός της  $\vec{g}_{+\hat{n}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  για να ξέρουμε και την τιμή της  $\vec{g}_{-\hat{n}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$ .

Σε αυτή την ενότητα θα μελετήσουμε την περίπτωση που τα πηνία ανίχνευσης ενός μαγνητομέτρου VSM έχουν τοποθετηθεί έτσι ώστε να είναι  $\hat{n} = \pm \hat{y}$  (άξονες πηνίων ανίχνευσης πάντα κάθετοι προς τον κατακόρυφο  $z$ -άξονα ταλάντωσης του δείγματος). Σύμφωνα με την ιδιότητα (B'.150), είναι

αρκετό να υπολογίσουμε τη συνάρτηση  $\vec{g}_{+\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  για τον κύκλο  $K(\vec{R}_0, \rho, \hat{y})$  που περιγράφεται από την παραμετρική εξίσωση

$$K(\vec{R}_0, \rho, \hat{y}) : \quad \vec{x}'(\theta) = \vec{R}_0 + \rho(\cos \theta \hat{z} + \sin \theta \hat{x}) \quad \mu\epsilon \quad \theta \in [0, 2\pi] \quad (\text{B'.151})$$

της οποίας το διαφορικό δίνεται από τη σχέση

$$K(\vec{R}_0, \rho, \hat{y}) : \quad d\vec{x}'(\theta) = \hat{y} \times (\vec{x}'(\theta) - \vec{R}_0) d\theta = \rho(-\sin \theta \hat{z} + \cos \theta \hat{x}) d\theta \quad (\text{B'.152})$$

Από αυτές τις σχέσεις έχουμε για τα σημεία  $\vec{x}'$  του κύκλου  $K(\vec{R}_0, \rho, \hat{y})$ :

$$\vec{x} - \vec{x}' = \vec{x} - \vec{R}_0 - \rho(\cos \theta \hat{z} + \sin \theta \hat{x}) \quad (\text{B'.153})$$

$$\hat{z} \cdot (\vec{x} - \vec{x}') = z - R_{0z} - \rho \cos \theta \quad (\text{B'.154})$$

$$|\vec{x} - \vec{x}'|^2 = \left| \vec{x} - \vec{R}_0 \right|^2 + \rho^2 - 2\rho(z - R_{0z}) \cos \theta - 2\rho(x - R_{0x}) \sin \theta \quad (\text{B'.155})$$

$$\hat{z} \times d\vec{x}' = \rho \cos \theta \hat{y} d\theta \quad (\text{B'.156})$$

$$\begin{aligned} (\vec{x} - \vec{x}') \times d\vec{x}' &= -\rho(y - R_{0y}) \sin \theta \hat{x} d\theta + \\ &+ [\rho(x - R_{0x}) \sin \theta + \rho(z - R_{0z}) \cos \theta - \rho^2] \hat{y} d\theta - \\ &- \rho(y - R_{0y}) \cos \theta \hat{z} d\theta \end{aligned} \quad (\text{B'.157})$$

Για να απλοποιήσουμε τους υπολογισμούς, ορίζουμε τις ποσότητες  $A, B, C, P, \theta_o, q$  και  $k$  ως εξής:

$$\begin{aligned} A &= \left| \vec{x} - \vec{R}_0 \right|^2 + \rho^2, & B &= -2\rho(z - R_{0z}), & C &= -2\rho(x - R_{0x}), \\ P &= \sqrt{B^2 + C^2}, & B &= P \cos \theta_o, & C &= P \sin \theta_o, & q &= 1/\sqrt{A + P}, & k &= \sqrt{2P/(A + P)}. \end{aligned} \quad (\text{B'.158})$$

Αν χρησιμοποιήσουμε τις ποσότητες που ορίσαμε, τότε η σχέση (B'.155) που δίνει την τιμή της απόστασης  $R(\theta) = |\vec{x} - \vec{x}'|$  μπορεί να πάρει την ισοδύναμη μορφή

$$\begin{aligned} K(\vec{R}_0, \rho, \hat{y}) : \quad R(\theta) &= \sqrt{A + B \cos \theta + C \sin \theta} = \\ &= \sqrt{A + P \cos \theta \cos \theta_o + P \sin \theta \sin \theta_o} = \sqrt{A + P \cos(\theta - \theta_o)} \end{aligned} \quad (\text{B'.159})$$

Από τις σχέσεις (B'.151)–(B'.159) μπορούμε να υπολογίσουμε τους δύο όρους της προς ολοκλήρωση ποσότητας της σχέσης (B'.149) για  $\hat{n} = +\hat{y}$ . Ο υπολογισμός δίνει, όταν  $\vec{x}' \in K(\vec{R}_0, \rho, \hat{y})$ , για τον πρώτο όρο την ακόλουθη σχέση:

$$\frac{d\vec{x}' \times \hat{z}}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} = \frac{(\hat{y} \times (\vec{x}' - \vec{R}_0)) \times \hat{z}}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} d\theta = -\rho \frac{\cos \theta d\theta}{R^3(\theta)} \hat{y} \quad (\text{B'.160})$$

και για το δεύτερο όρο την ακόλουθη σχέση:

$$\begin{aligned} &(\hat{z} \cdot (\vec{x} - \vec{x}')) \frac{d\vec{x}' \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^5} = (\hat{z} \cdot (\vec{x} - \vec{x}')) \frac{(\hat{y} \times (\vec{x}' - \vec{R}_0)) \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^5} d\theta = \\ &= \frac{1}{R^5(\theta)} \left( \rho(y - R_{0y})(z - R_{0z}) \sin \theta - \rho^2(y - R_{0y}) \cos \theta \sin \theta \right) d\theta \hat{x} + \\ &+ \frac{1}{R^5(\theta)} \left( \rho^2(z - R_{0z}) - [\rho^3 + \rho(z - R_{0z})^2] \cos \theta - \rho(x - R_{0x})(z - R_{0z}) \sin \theta + \right. \\ &\quad \left. + \rho^2(z - R_{0z}) \cos^2 \theta + \rho^2(x - R_{0x}) \cos \theta \sin \theta \right) d\theta \hat{y} + \\ &+ \frac{1}{R^5(\theta)} \left( \rho(y - R_{0y})(z - R_{0z}) \cos \theta - \rho^2(y - R_{0y}) \cos^2 \theta \right) d\theta \hat{z} \end{aligned} \quad (\text{B'.161})$$

Κάνοντας χρήση των σχέσεων (B'.160) και (B'.161), μπορούμε να ανάγουμε τα επικαμπύλια ολοκληρώματα της σχέσης (B'.149) για  $\hat{n} = +\hat{y}$  σε ορισμένα ολοκληρώματα της μεταβλητής  $\theta$ . Για

να προχωρήσουμε παρακάτω, και να δείξουμε ότι όντως μπορεί να γίνει αυτή η αναγωγή, θα χρειαστεί να ορίσουμε εδώ το ορισμένο ολοκλήρωμα

$$Q = Q(A, B, C) = \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{R(\theta)} = \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{\sqrt{A + B\cos\theta + C\sin\theta}} \quad (\text{B'.162})$$

που είναι συνάρτηση των ποσοτήτων  $A, B, C$ . Στην παραγματικότητα, εξαιτίας της σχέσης (B'.159), το ορισμένο ολοκλήρωμα  $Q$  αξαρτάται μόνο από τις μεταβλητές  $A$  και  $P$  και η εξάρτηση από τις μεταβλητές  $B$  και  $C$  μπαίνει μόνο έμμεσα, μέσω της εξάρτησης από τη μεταβλητή  $P$ . Πράγματι, αν ξεκινήσουμε από τη σχέση (B'.162) και γράψουμε τον παρονομαστή στη δεύτερη ισοδύναμη μορφή του (την  $R(\theta) = \sqrt{A + P\cos(\theta - \theta_0)}$  όπως στη σχέση (B'.159)), τότε θα έχουμε:

$$\begin{aligned} Q &= \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{R(\theta)} = \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{\sqrt{A + P\cos(\theta - \theta_0)}} = \int_{-\theta_0}^{2\pi - \theta_0} \frac{d\theta'}{\sqrt{A + P\cos\theta'}} = \\ &= \int_0^{2\pi} \frac{d\theta'}{\sqrt{A + P\cos\theta'}} \end{aligned} \quad (\text{B'.163})$$

που προκύπτει αν κάνουμε την αντικατάσταση  $\theta - \theta_0 = \theta'$  και παρατηρήσουμε ότι η ολοκλήρωση στο διάστημα  $[0, 2\pi]$  και το διάστημα  $[-\theta_0, 2\pi - \theta_0]$  δίνουν το ίδιο αποτέλεσμα (γιατί πάντα η ολοκλήρωση μιας περιοδικής συνάρτησης κατά μήκος ενός διαστήματος με μήκος μιας περιόδου δίνει αποτέλεσμα ανεξάρτητο από το σημείο έναρξης της ολοκλήρωσης). Στη νέα αυτή μορφή βλέπουμε ότι όντως το ορισμένο ολοκλήρωμα  $Q$  εξαρτάται μόνο από τις δύο μεταβλητές  $A$  και  $P$ , συμβολικά  $Q = Q(A, P)$ , ενώ είναι ανεξάρτητο από την τρίτη μεταβλητή  $\theta_0$  εξαιτίας της περιοδικότητας της συνάρτησης  $R(\theta)$ . Χειριζόμενοι το ολοκλήρωμα  $Q$  ως συνάρτηση των  $A$  και  $P$  μπορούμε να υπολογίσουμε τις μερικές παραγώγους 1ης και 2ης τάξης ως προς  $B$  και  $C$  με εφαρμογή των κανόνων μερικής παραγωγίσης σύνθετων συναρτήσεων. Λαμβάνοντας υπόψη ότι  $\partial A/\partial B = \partial A/\partial C = 0$ ,  $\partial B/\partial A = \partial C/\partial A = 0$  και  $\partial P/\partial A = 0$ , θα είναι:

$$\frac{\partial Q}{\partial B} = \frac{\partial P}{\partial B} \frac{\partial Q}{\partial P} = \frac{B}{P} \frac{\partial Q}{\partial P}, \quad \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial B} = \frac{B}{P} \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P}, \quad \frac{\partial^2 Q}{\partial B \partial P} = \frac{\partial P}{\partial B} \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} = \frac{B}{P} \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} \quad (\text{B'.164})$$

$$\frac{\partial Q}{\partial C} = \frac{\partial P}{\partial C} \frac{\partial Q}{\partial P} = \frac{C}{P} \frac{\partial Q}{\partial P}, \quad \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial C} = \frac{C}{P} \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P}, \quad \frac{\partial^2 Q}{\partial C \partial P} = \frac{\partial P}{\partial C} \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} = \frac{C}{P} \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} \quad (\text{B'.165})$$

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial B^2} = \frac{\partial}{\partial B} \left( \frac{B}{P} \frac{\partial Q}{\partial P} \right) = \frac{\partial}{\partial B} \left( \frac{B}{P} \right) \frac{\partial Q}{\partial P} + \frac{B}{P} \frac{\partial^2 Q}{\partial B \partial P} = \frac{C^2}{P^3} \frac{\partial Q}{\partial P} + \frac{B^2}{P^2} \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} \quad (\text{B'.166})$$

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial C^2} = \frac{\partial}{\partial C} \left( \frac{C}{P} \frac{\partial Q}{\partial P} \right) = \frac{\partial}{\partial C} \left( \frac{C}{P} \right) \frac{\partial Q}{\partial P} + \frac{C}{P} \frac{\partial^2 Q}{\partial C \partial P} = \frac{B^2}{P^3} \frac{\partial Q}{\partial P} + \frac{C^2}{P^2} \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} \quad (\text{B'.167})$$

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial B \partial C} = \frac{\partial}{\partial B} \left( \frac{C}{P} \frac{\partial Q}{\partial P} \right) = \frac{\partial}{\partial B} \left( \frac{C}{P} \right) \frac{\partial Q}{\partial P} + \frac{C}{P} \frac{\partial^2 Q}{\partial B \partial P} = -\frac{BC}{P^3} \frac{\partial Q}{\partial P} + \frac{BC}{P^2} \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} \quad (\text{B'.168})$$

Παρατηρώντας τις ποσότητες που εμφανίζονται στις σχέσεις (B'.160) και (B'.161), είναι εύκολο να καταλάβει κανείς ότι η ολοκλήρωση κατά μήκος του κύκλου  $K(\vec{R}_0, \rho, \hat{y})$  ανάγεται στον υπολογισμό του ολοκληρώματος (B'.162) και κάποιων μερικών παραγώγων του, όπως θα δούμε αμέσως μετά. Αρχικά, με εφαρμογή των κανόνων μερικής παραγωγίσης στο ολοκλήρωμα της σχέσης (B'.162), καταλήγουμε άμεσα στις ακόλουθες σχέσεις για τις μερικές παραγώγους:

$$\frac{\partial Q}{\partial A} = -\frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{R^3(\theta)}, \quad \frac{\partial Q}{\partial B} = -\frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos\theta d\theta}{R^3(\theta)}, \quad \frac{\partial Q}{\partial C} = -\frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \frac{\sin\theta d\theta}{R^3(\theta)} \quad (\text{B'.169})$$

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial A^2} = \frac{3}{4} \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{R^5(\theta)}, \quad \frac{\partial^2 Q}{\partial B^2} = \frac{3}{4} \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2\theta d\theta}{R^5(\theta)}, \quad \frac{\partial^2 Q}{\partial C^2} = \frac{3}{4} \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2\theta d\theta}{R^5(\theta)} \quad (\text{B'.170})$$

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial B} = \frac{3}{4} \int_0^{2\pi} \frac{\cos\theta d\theta}{R^5(\theta)}, \quad \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial C} = \frac{3}{4} \int_0^{2\pi} \frac{\sin\theta d\theta}{R^5(\theta)}, \quad \frac{\partial^2 Q}{\partial B \partial C} = \frac{3}{4} \int_0^{2\pi} \frac{\cos\theta \sin\theta d\theta}{R^5(\theta)} \quad (\text{B'.171})$$

Αν χρησιμοποιήσουμε τις σχέσεις (B'.164)–(B'.168), μπορούμε να αντικαταστήσουμε τις μερικές παραγώγους ως προς  $A$ ,  $B$  και  $C$  στις σχέσεις (B'.169)–(B'.171) με μερικές παραγώγους ως προς  $A$  και  $P$ . Τότε τα ολοκληρώματα των σχέσεων (B'.169)–(B'.171) μπορούν να γραφούν στην ακόλουθη μορφή:

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{R^3(\theta)} = -2 \frac{\partial Q}{\partial A}, \quad \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta d\theta}{R^3(\theta)} = -\frac{2B}{P} \frac{\partial Q}{\partial P}, \quad \int_0^{2\pi} \frac{\sin \theta d\theta}{R^3(\theta)} = -\frac{2C}{P} \frac{\partial Q}{\partial P} \quad (\text{B'.172})$$

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{R^5(\theta)} = \frac{4}{3} \frac{\partial^2 Q}{\partial A^2}, \quad \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta d\theta}{R^5(\theta)} = \frac{4B}{3P} \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P}, \quad \int_0^{2\pi} \frac{\sin \theta d\theta}{R^5(\theta)} = \frac{4C}{3P} \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \quad (\text{B'.173})$$

$$\int_0^{2\pi} \frac{\cos^2 \theta d\theta}{R^5(\theta)} = \frac{4}{3P^3} \left( B^2 P \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} + C^2 \frac{\partial Q}{\partial P} \right), \quad \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \theta d\theta}{R^5(\theta)} = \frac{4}{3P^3} \left( C^2 P \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} + B^2 \frac{\partial Q}{\partial P} \right) \quad (\text{B'.174})$$

$$\int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta \sin \theta d\theta}{R^5(\theta)} = \frac{4BC}{3P^3} \left( P \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} - \frac{\partial Q}{\partial P} \right) \quad (\text{B'.175})$$

Στη συνέχεια μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τις σχέσεις (B'.169)–(B'.171) ή τις ισοδύναμες σχέσεις (B'.172)–(B'.175) για να υπολογίσουμε όλα τα ορισμένα ολοκληρώματα που θα προκύψουν κατά τον υπολογισμό του επικαμπύλιου ολοκληρώματος της σχέσης (B'.149) για  $\hat{n}=+\hat{y}$ . Για να υπολογίσουμε τον πρώτο όρο αυτού του επικαμπύλιου ολοκληρώματος, παίρνουμε το ολοκλήρωμα της ποσότητας (B'.160) και χρησιμοποιούμε τις σχέσεις (B'.169) και (B'.172), οπότε καταλήγουμε στη σχέση:

$$\oint_{K(\vec{R}_0, \rho, +\hat{y})} \frac{d\vec{x}' \times \hat{z}}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} = -\rho \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta d\theta}{R^3(\theta)} \hat{y} = 2\rho \frac{\partial Q}{\partial B} \hat{y} = \frac{2\rho B}{P} \frac{\partial Q}{\partial P} \hat{y} \quad (\text{B'.176})$$

Για να υπολογίσουμε το δεύτερο όρο του επικαμπύλιου ολοκληρώματος (B'.149) για  $\hat{n}=+\hat{y}$ , παίρνουμε το ολοκλήρωμα της ποσότητας (B'.161) και χρησιμοποιούμε τις σχέσεις (B'.170), (B'.171)

και (B'.173)–(B'.175), οπότε καταλήγουμε στη σχέση:

$$\begin{aligned}
& \frac{3}{4} \oint_{K(\vec{R}_0, \rho, +\hat{y})} (\hat{z} \cdot (\vec{x} - \vec{x}')) \frac{d\vec{x}' \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^5} = \\
& = \frac{3}{4} \int_0^{2\pi} \frac{1}{R^5(\theta)} \left( \rho(y - R_{0y})(z - R_{0z}) \sin \theta - \rho^2(y - R_{0y}) \cos \theta \sin \theta \right) d\theta \hat{x} + \\
& + \frac{3}{4} \int_0^{2\pi} \frac{1}{R^5(\theta)} \left( \rho^2(z - R_{0z}) - [\rho^3 + \rho(z - R_{0z})^2] \cos \theta - \rho(x - R_{0x})(z - R_{0z}) \sin \theta + \right. \\
& \quad \left. + \rho^2(z - R_{0z}) \cos^2 \theta + \rho^2(x - R_{0x}) \cos \theta \sin \theta \right) d\theta \hat{y} + \\
& + \frac{3}{4} \int_0^{2\pi} \frac{1}{R^5(\theta)} \left( \rho(y - R_{0y})(z - R_{0z}) \cos \theta - \rho^2(y - R_{0y}) \cos^2 \theta \right) d\theta \hat{z} = \\
& = \left[ \rho(y - R_{0y})(z - R_{0z}) \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial C} - \rho^2(y - R_{0y}) \frac{\partial^2 Q}{\partial B \partial C} \right] \hat{x} + \\
& + \left[ \rho^2(z - R_{0z}) \frac{\partial^2 Q}{\partial A^2} - [\rho^3 + \rho(z - R_{0z})^2] \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial B} - \rho(x - R_{0x})(z - R_{0z}) \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial C} + \right. \\
& \quad \left. + \rho^2(z - R_{0z}) \frac{\partial^2 Q}{\partial B^2} + \rho^2(x - R_{0x}) \frac{\partial^2 Q}{\partial B \partial C} \right] \hat{y} + \\
& + \left[ \rho(y - R_{0y})(z - R_{0z}) \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial B} - \rho^2(y - R_{0y}) \frac{\partial^2 Q}{\partial B^2} \right] \hat{z} = \\
& = \frac{BC}{2P^3} (y - R_{0y}) \left[ 2\rho^2 \frac{\partial Q}{\partial P} - 2\rho^2 P \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} - P^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] \hat{x} - \\
& - \frac{B}{4\rho P} \left[ 2\rho^2 P \left( \frac{\partial^2 Q}{\partial A^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} \right) + (P^2 + 4\rho^4) \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] \hat{y} - \\
& - \frac{1}{2P^3} (y - R_{0y}) \left[ 2\rho^2 C^2 \frac{\partial Q}{\partial P} + 2\rho^2 B^2 P \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} + B^2 P^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] \hat{z} \tag{B'.177}
\end{aligned}$$

Αν αντικαταστήσουμε τις σχέσεις (B'.176) και (B'.177) στη σχέση (B'.149) για  $\hat{n}=+\hat{y}$ , τότε καταλήγουμε στις ακόλουθες σχέσεις για τις συνιστώσες  $g_x^+$ ,  $g_y^+$  και  $g_z^+$  της διανυσματικής συνάρτησης  $\vec{g}_{+\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$ :

$$\begin{aligned}
g_x^+(\vec{x}|\vec{R}_0) & = -\frac{2BC}{cP^3} (y - R_{0y}) \left[ 2\rho^2 \frac{\partial Q}{\partial P} - 2\rho^2 P \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} - P^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] = \\
& = -\frac{8\rho^2}{cP^3} (x - R_{0x})(y - R_{0y})(z - R_{0z}) \left[ 2\rho^2 \frac{\partial Q}{\partial P} - 2\rho^2 P \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} - P^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] \tag{B'.178} \\
g_y^+(\vec{x}|\vec{R}_0) & = \frac{B}{c\rho P} \left[ 2\rho^2 \frac{\partial Q}{\partial P} + 2\rho^2 P \left( \frac{\partial^2 Q}{\partial A^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} \right) + (P^2 + 4\rho^4) \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] = \\
& = -\frac{2}{cP} (z - R_{0z}) \left[ 2\rho^2 \frac{\partial Q}{\partial P} + 2\rho^2 P \left( \frac{\partial^2 Q}{\partial A^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} \right) + (P^2 + 4\rho^4) \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] \tag{B'.179} \\
g_z^+(\vec{x}|\vec{R}_0) & = \frac{2}{cP^3} (y - R_{0y}) \left[ 2\rho^2 C^2 \frac{\partial Q}{\partial P} + 2\rho^2 B^2 P \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} + B^2 P^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] = \\
& = \frac{8\rho^2}{cP^3} (y - R_{0y}) \left[ 2\rho^2 (x - R_{0x})^2 \frac{\partial Q}{\partial P} + 2\rho^2 P (z - R_{0z})^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} + \right. \\
& \quad \left. + P^2 (z - R_{0z})^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] \tag{B'.180}
\end{aligned}$$

όπου υπενθυμίζεται ότι οι ποσότητες  $A$ ,  $B$ ,  $C$  και  $P$  έχουν οριστεί στη σχέση (B'.158). Παρατηρούμε ότι η διανυσματική συνάρτηση  $\vec{g}_{+\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  εξαρτάται στην πραγματικότητα μόνο από τη διαφορά  $\vec{X} = \vec{x} - \vec{R}_0$  που έχει συνιστώσες  $(X, Y, Z) = (x - R_{0x}, y - R_{0y}, z - R_{0z})$  ως προς το σύστημα

Οαγyz:

$$\vec{g}_{+\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0) = \vec{g}_{+\hat{y}}(\vec{x} - \vec{R}_0) = \vec{g}_{+\hat{y}}(\vec{X}) \quad (\text{B'.181})$$

Η εξάρτηση από τα διανύσματα  $\vec{x}$  και  $\vec{R}_0$  μπαίνει μόνο έμμεσα, μέσω της εξάρτησης από το διάνυσμα  $\vec{X}$ . Επιπλέον, όπως έχουμε δει από την απόδειξη της σχέσης (B'.163), το ορισμένο ολοκλήρωμα  $Q$  εξαρτάται μόνο από τις δύο μεταβλητές  $A$  και  $P$ . Άρα και όλες οι (1ης και 2ης τάξης) μερικές παράγωγοι του  $Q$  ως προς  $A$  και  $P$  (που εμφανίζονται στις σχέσεις (B'.176)–(B'.180)) θα εξαρτώνται μόνο από τις δύο μεταβλητές  $A$  και  $P$ , που με τη σειρά τους εξαρτώνται μόνο από τα τετράγωνα  $X^2 = (x - R_{0x})^2$ ,  $Y^2 = (y - R_{0y})^2$  και  $Z^2 = (z - R_{0z})^2$  των συνιστωσών της διαφοράς  $\vec{X} = \vec{x} - \vec{R}_0$ . Συνεπώς, όλες οι μερικές παράγωγοι του  $Q$  παραμένουν αναλλοίωτες κάτω από μετασχηματισμούς που αλλάζουν τα πρόσημα κάποιων από τις συνιστώσες  $X$ ,  $Y$  και  $Z$  του διανύσματος  $\vec{X} = \vec{x} - \vec{R}_0$ . Γενικότερα, όλες οι ποσότητες της μορφής [...] στις σχέσεις (B'.178)–(B'.180) (ό,τι περιέχεται μέσα στις αγκύλες) εξαρτώνται μόνο από τα τετράγωνα  $X^2$ ,  $Y^2$  και  $Z^2$  και παραμένουν αναλλοίωτες κάτω από μετασχηματισμούς που αλλάζουν τα πρόσημα κάποιων από τις  $X$ ,  $Y$  και  $Z$ . Συνοπτικά μπορούμε να πούμε ότι η συνάρτηση  $\vec{g}_{+\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  έχει την ακόλουθη μορφή:

$$\vec{g}_{+\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0) = \vec{g}_{+\hat{y}}(\vec{X}) = f_x^+ XY Z \hat{x} + f_y^+ Z \hat{y} + f_z^+ Y \hat{z} \quad (\text{B'.182})$$

όπου οι συναρτήσεις  $f_x^+ = f_x^+(X^2, Y^2, Z^2)$ ,  $f_y^+ = f_y^+(X^2, Y^2, Z^2)$  και  $f_z^+ = f_z^+(X^2, Y^2, Z^2)$  δίνονται από τις σχέσεις:

$$\begin{aligned} f_x^+(X^2, Y^2, Z^2) &= -\frac{8\rho^2}{cP^3} \left[ 2\rho^2 \frac{\partial Q}{\partial P} - 2\rho^2 P \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} - P^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] = \\ &= \frac{16\rho^4}{cP^3} \left[ -\frac{\partial Q}{\partial P} + P \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} + 2(X^2 + Z^2) \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] \end{aligned} \quad (\text{B'.183})$$

$$\begin{aligned} f_y^+(X^2, Y^2, Z^2) &= -\frac{2}{cP} \left[ 2\rho^2 \frac{\partial Q}{\partial P} + 2\rho^2 P \left( \frac{\partial^2 Q}{\partial A^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} \right) + (P^2 + 4\rho^4) \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] = \\ &= -\frac{4\rho^2}{cP} \left[ \frac{\partial Q}{\partial P} + P \left( \frac{\partial^2 Q}{\partial A^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} \right) + 2(\rho^2 + X^2 + Z^2) \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] \end{aligned} \quad (\text{B'.184})$$

$$\begin{aligned} f_z^+(X^2, Y^2, Z^2) &= \frac{8\rho^2}{cP^3} \left[ 2\rho^2 X^2 \frac{\partial Q}{\partial P} + 2\rho^2 P Z^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} + P^2 Z^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] = \\ &= \frac{16\rho^4}{cP^3} \left[ X^2 \frac{\partial Q}{\partial P} + P Z^2 \frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} + 2Z^2 (X^2 + Z^2) \frac{\partial^2 Q}{\partial A \partial P} \right] \end{aligned} \quad (\text{B'.185})$$

Τέλος, λόγω της γενικής ιδιότητας (B'.150), καταλήγουμε στην ακόλουθη σχέση για τη συνάρτηση  $\vec{g}_{-\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$ :

$$\vec{g}_{-\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0) = -\vec{g}_{+\hat{y}}(\vec{X}) = -(f_x^+ XY Z \hat{x} + f_y^+ Z \hat{y} + f_z^+ Y \hat{z}) \quad (\text{B'.186})$$

## B'.2.2 Αναγωγή της συνάρτησης $Q(A, P)$ , των μερικών παραγώγων της και των διανυσματικών συναρτήσεων $\vec{g}_{\hat{n}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$ για $\hat{n} = \pm \hat{y}$ , σε γραμμικούς συνδυασμούς των ελλειπτικών ολοκληρωμάτων $K(x)$ και $E(x)$

Το ολοκλήρωμα  $Q$  (που ορίζεται με τη σχέση (B'.162) ή την ισοδύναμη (B'.163)) και όλες οι μερικές παράγωγοί του, που απαιτούνται για να ολοκληρώσουμε τον υπολογισμό του επικαμπύλιου ολοκληρώματος της σχέσης (B'.149) για  $\hat{n} = \pm \hat{y}$ , μπορούν να εκφραστούν ως γραμμικοί συνδυασμοί ελλειπτικών ολοκληρωμάτων. Συγκεκριμένα, αρκεί να χρησιμοποιηθούν το πλήρες ελλειπτικό ολοκλήρωμα πρώτου είδους  $K(x)$  και το πλήρες ελλειπτικό ολοκλήρωμα δεύτερου είδους  $E(x)$ . Αυτά

ορίζονται [224, 225, 226] για  $|x| \leq 1$  ως εξής:

$$\begin{aligned} K(x) &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\theta}{\sqrt{1-x^2\sin^2\theta}} = \frac{\pi}{2} \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{(2n)!}{2^{2n}(n!)^2} \right]^2 x^{2n} \right) \quad \text{και} \\ E(x) &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1-x^2\sin^2\theta} d\theta = \frac{\pi}{2} \left( 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{(2n)!}{2^{2n}(n!)^2} \right]^2 \frac{x^{2n}}{2n-1} \right) \end{aligned} \quad (\text{B'.187})$$

από όπου παίρνουμε, με εφαρμογή των κανόνων παραγωγίσης, τις σχέσεις [224, 225, 226]:

$$\frac{dK(x)}{dx} = \frac{E(x)}{x(1-x^2)} - \frac{K(x)}{x}, \quad \frac{dE(x)}{dx} = \frac{E(x) - K(x)}{x} \quad (\text{B'.188})$$

$$\frac{d^2K(x)}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left( \frac{E(x)}{x(1-x^2)} - \frac{K(x)}{x} \right) = \frac{3x^2-1}{x^2(1-x^2)^2} E(x) + \frac{1-2x^2}{x^2(1-x^2)} K(x) \quad (\text{B'.189})$$

Για να δείξουμε ότι το ολοκλήρωμα  $Q$  μπορεί όντως να εκφραστεί ως γραμμικός συνδυασμός ελλειπτικών ολοκληρωμάτων, θα ξεκινήσουμε από τη σχέση (B'.163). Στη σχέση αυτή κάνουμε την αντικατάσταση  $\theta' = 2\phi$ , οπότε είναι  $\cos \theta' = \cos(2\phi) = 1 - 2\sin^2 \phi$  και το ολοκλήρωμα  $Q$  παίρνει τελικά τη μορφή:

$$\begin{aligned} Q &= \int_0^{2\pi} \frac{d\theta'}{\sqrt{A+P\cos\theta'}} = 2 \int_0^{\pi} \frac{d\phi}{\sqrt{A+P-2P\sin^2\phi}} = \\ &= 4 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\phi}{\sqrt{A+P-2P\sin^2\phi}} = \frac{4}{\sqrt{A+P}} K \left( \sqrt{\frac{2P}{A+P}} \right) = 4qK(k) \end{aligned} \quad (\text{B'.190})$$

όπου οι ποσότητες  $q$  και  $k$  που εμφανίζονται στην τελευταία ισότητα της σχέσης (B'.190) έχουν οριστεί στη σχέση (B'.158). Η αναγωγή από ολοκλήρωμα στο διάστημα  $[0, \pi]$  σε ολοκλήρωμα στο διάστημα  $[0, \pi/2]$  στη σχέση (B'.190) γίνεται αν παρατηρήσουμε ότι το ολοκλήρωμα στο διάστημα  $[\pi/2, \pi]$  ανάγεται στο ολοκλήρωμα στο διάστημα  $[0, \pi/2]$  με το μετασχηματισμό  $\phi = \pi - \phi'$ . Συνεπώς, το ολοκλήρωμα  $Q$  ανάγεται τελικά στο πλήρες ελλειπτικό ολοκλήρωμα πρώτου είδους  $K(k)$  με  $k = \sqrt{2P/(A+P)}$ .

Από τις σχέσεις (B'.158), (B'.188), (B'.189) και (B'.190) μπορούμε να υπολογίσουμε τις μερικές παραγώγους του ολοκληρώματος  $Q$ , με εφαρμογή των κανόνων παραγωγίσης σύνθετων συναρτήσεων. Ξεκινώντας από τη σχέση (B'.158) έχουμε:

$$\frac{\partial q}{\partial A} = \frac{\partial q}{\partial P} = -\frac{q^3}{2} \quad (\text{B'.191})$$

$$\frac{\partial^2 q}{\partial A^2} = \frac{\partial^2 q}{\partial P^2} = \frac{\partial^2 q}{\partial A \partial P} = \frac{3q^5}{4} \quad (\text{B'.192})$$

για τις μερικές παραγώγους της ποσότητας  $q$  και

$$\frac{\partial k}{\partial A} = \frac{\partial}{\partial A} (\sqrt{2P}q) = -\sqrt{2P} \frac{q^3}{2}, \quad \frac{\partial k}{\partial P} = \frac{\partial}{\partial P} (\sqrt{2P}q) = -\sqrt{2P} \frac{q}{2P} (Pq^2 - 1) \quad (\text{B'.193})$$

$$\frac{\partial^2 k}{\partial A^2} = \frac{\partial^2}{\partial A^2} (\sqrt{2P}q) = \sqrt{2P} \frac{3q^5}{4}, \quad \frac{\partial^2 k}{\partial P^2} = \frac{\partial^2}{\partial P^2} (\sqrt{2P}q) = \sqrt{2P} \frac{q}{4P^2} (Pq^2 - 1)(3Pq^2 + 1) \quad (\text{B'.194})$$

$$\frac{\partial^2 k}{\partial A \partial P} = \frac{\partial^2}{\partial A \partial P} (\sqrt{2P}q) = \sqrt{2P} \frac{q^3}{4P} (3Pq^2 - 1) \quad (\text{B'.195})$$

για τις μερικές παραγώγους της ποσότητας  $k$ . Στη συνέχεια, ξεκινώντας από τη σχέση (B'.190) και χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (B'.191–B'.195), έχουμε:

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial A} &= 4 \frac{\partial q}{\partial A} K(k) + 4q \frac{\partial k}{\partial A} \frac{dK(k)}{dk} = -2q^3 \left( K(k) - \sqrt{2P}q \frac{dK(k)}{dk} \right) = \\ &= -\frac{2q^3}{1-k^2} E(k) = -\frac{2q}{A-P} E(k) \end{aligned} \quad (\text{B'.196})$$



$$\begin{aligned}
\frac{\partial Q}{\partial P} &= 4\frac{\partial q}{\partial P}K(k) + 4q\frac{\partial k}{\partial P}\frac{dK(k)}{dk} = -2q^2\left(qK(k) + \frac{\sqrt{2P}}{P}(Pq^2 - 1)\frac{dK(k)}{dk}\right) = \\
&= \frac{2q}{P}\left(\frac{1 - Pq^2}{1 - k^2}E(k) - K(k)\right) = \frac{2q}{P}\left(\frac{A}{A - P}E(k) - K(k)\right) \quad (\text{B'.197})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 Q}{\partial A^2} &= 4\frac{\partial^2 q}{\partial A^2}K(k) + 4\left(2\frac{\partial q}{\partial A}\frac{\partial k}{\partial A} + q\frac{\partial^2 k}{\partial A^2}\right)\frac{dK(k)}{dk} + 4q\left(\frac{\partial k}{\partial A}\right)^2\frac{d^2K(k)}{dk^2} = \\
&= 3q^5K(k) + 5\sqrt{2P}q^6\frac{dK(k)}{dk} + 2Pq^7\frac{d^2K(k)}{dk^2} = \\
&= \frac{q^5}{1 - k^2}\left(\frac{2(2 - k^2)}{1 - k^2}E(k) - K(k)\right) = \frac{q}{A^2 - P^2}\left(\frac{4A}{A - P}E(k) - K(k)\right) \quad (\text{B'.198})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 Q}{\partial P^2} &= 4\frac{\partial^2 q}{\partial P^2}K(k) + 4\left(2\frac{\partial q}{\partial P}\frac{\partial k}{\partial P} + q\frac{\partial^2 k}{\partial P^2}\right)\frac{dK(k)}{dk} + 4q\left(\frac{\partial k}{\partial P}\right)^2\frac{d^2K(k)}{dk^2} = \\
&= 3q^5K(k) + \sqrt{2P}\frac{q^2}{P^2}(Pq^2 - 1)(5Pq^2 + 1)\frac{dK(k)}{dk} + \frac{2q^3}{P}(Pq^2 - 1)^2\frac{d^2K(k)}{dk^2} = \\
&= \frac{q(Pq^2 - 1)}{P^2(1 - k^2)}\left(\frac{(5Pq^2 + 1)(1 - k^2) + (Pq^2 - 1)(3k^2 - 1)}{1 - k^2}K(k) + \right. \\
&\quad \left. + \frac{(1 - k^2)(1 + 4Pq^2 - 2P^2q^4) + (1 - 2k^2)(1 - Pq^2)^2}{Pq^2 - 1}E(k)\right) = \\
&= \frac{q}{A^2 - P^2}\left(-\frac{2A(A^2 - 3P^2)}{P^2(A - P)}E(k) + \frac{2A^2 - 3P^2}{P^2}K(k)\right) \quad (\text{B'.199})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 Q}{\partial A\partial P} &= 4\frac{\partial^2 q}{\partial A\partial P}K(k) + 4\left(\frac{\partial q}{\partial A}\frac{\partial k}{\partial P} + \frac{\partial q}{\partial P}\frac{\partial k}{\partial A} + q\frac{\partial^2 k}{\partial A\partial P}\right)\frac{dK(k)}{dk} + \\
&\quad + 4q\frac{\partial k}{\partial A}\frac{\partial k}{\partial P}\frac{d^2K(k)}{dk^2} = \\
&= 3q^5K(k) + \sqrt{2P}\frac{q^4}{P}(5Pq^2 - 2)\frac{dK(k)}{dk} + 2q^5(Pq^2 - 1)\frac{d^2K(k)}{dk^2} = \\
&= \frac{q^3}{P(1 - k^2)}\left(\frac{(5Pq^2 - 2)(1 - k^2) + (Pq^2 - 1)(3k^2 - 1)}{1 - k^2}E(k) + \right. \\
&\quad \left. + (1 - Pq^2)K(k)\right) = \\
&= \frac{q}{A^2 - P^2}\left(-\frac{A^2 + 3P^2}{P(A - P)}E(k) + \frac{A}{P}K(k)\right) \quad (\text{B'.200})
\end{aligned}$$

για τις μερικές παραγώγους του ολοκληρώματος  $Q$ . Παρατηρώντας τις σχέσεις (B'.196)–(B'.200) συμπεραίνουμε ότι όλες οι μερικές παράγωγοι 1ης και 2ης τάξης του ολοκληρώματος  $Q$  ως προς τις μεταβλητές  $A$  και  $P$  μπορούν πράγματι να γραφούν με τη μορφή γραμμικών συνδυασμών των ελλειπτικών ολοκληρωμάτων  $E(k)$  και  $K(k)$  με  $k = \sqrt{2P/(A + P)}$ . Επιπλέον, σε όλες τις περιπτώσεις, οι συντελεστές αυτών των γραμμικών συνδυασμών είναι συναρτήσεις που περιέχουν μόνο τις ποσότητες  $A$ ,  $P$  και  $q = 1/\sqrt{A + P}$ . Άρα και όλες οι μερικές παράγωγοι του  $Q$  εξαρτώνται πράγματι μόνο από τα  $A$  και  $P$ .

Τώρα μπορούμε να ολοκληρώσουμε τον υπολογισμό των τιμών των συναρτήσεων  $\vec{g}_{\pm\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$ , υπολογίζοντας τις  $f_x^+$ ,  $f_y^+$  και  $f_z^+$ . Πράγματι, η γνώση των τιμών των  $f_x^+$ ,  $f_y^+$  και  $f_z^+$  καθορίζει πλήρως τις τιμές των  $\vec{g}_{\pm\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  μέσω των σχέσεων (B'.182) και (B'.186). Η αντικατάσταση των σχέσεων (B'.196)–(B'.200) στις σχέσεις (B'.183)–(B'.185) δίνει τελικά τις ακόλουθες σχέσεις για τις  $f_x^+$ ,  $f_y^+$

και  $f_z^+$ :

$$f_x^+(X^2, Y^2, Z^2) = \frac{16\rho^4 q}{cP^4(A^2 - P^2)} \left[ (4A^2 - 5P^2)K(k) - \frac{4A(A^2 - 2P^2)}{A - P}E(k) + 2(X^2 + Z^2) \left( A \cdot K(k) - \frac{A^2 + 3P^2}{A - P}E(k) \right) \right] \quad (\text{B'.201})$$

$$f_y^+(X^2, Y^2, Z^2) = \frac{8\rho^2 q}{cP^2(A^2 - P^2)} \left[ P^2 \left( K(k) - \frac{4A}{A - P}E(k) \right) - (\rho^2 + X^2 + Z^2) \left( A \cdot K(k) - \frac{A^2 + 3P^2}{A - P}E(k) \right) \right] \quad (\text{B'.202})$$

$$f_z^+(X^2, Y^2, Z^2) = \frac{16\rho^4 q}{cP^4(A^2 - P^2)} \left[ -2(A^2 - P^2)X^2 \left( K(k) - \frac{A}{A - P}E(k) \right) + Z^2 \left( (2A^2 - 3P^2)K(k) - \frac{2A(A^2 - 3P^2)}{A - P}E(k) \right) + 2Z^2(X^2 + Z^2) \left( A \cdot K(k) - \frac{A^2 + 3P^2}{A - P}E(k) \right) \right] \quad (\text{B'.203})$$

όπου θυμίζουμε ότι είναι  $(X, Y, Z) = (x - R_{0x}, y - R_{0y}, z - R_{0z})$ ,  $A = \rho^2 + X^2 + Y^2 + Z^2$ ,  $P = 2\rho\sqrt{X^2 + Z^2}$ ,  $q = 1/\sqrt{A + P}$  και  $k = \sqrt{2P/(A + P)}$  (βλέπε σχέση (B'.158)).

### B'.2.3 Υπολογισμός της ολικής συνάρτησης $\vec{g}_{tot}(\vec{x})$ για την περίπτωση συστήματος 4 κυκλικών πηνίων ανίχνευσης με τη γεωμετρία του Mallinson

Θεωρούμε κατακόρυφη ταλάντωση ( $z$ -άξονας) του δείγματος και ένα σύστημα 4 κυκλικών πηνίων ανίχνευσης, που έχουν την ίδια ακτίνα  $\rho$  και είναι τοποθετημένα έτσι ώστε τα κέντρα των κύκλων να είναι στις συμμετρικές θέσεις  $\vec{R}_{01} = (0, R_{0y}, R_{0z})$ ,  $\vec{R}_{02} = (0, -R_{0y}, R_{0z})$ ,  $\vec{R}_{03} = (0, R_{0y}, -R_{0z})$  και  $\vec{R}_{04} = (0, -R_{0y}, -R_{0z})$  και τα μοναδιαία κάθετα διανύσματα  $\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{n}_3$  και  $\hat{n}_4$  να είναι όλα παράλληλα μεταξύ τους. Η θέση τοποθέτησης του δείγματος είναι η  $\vec{x}=\vec{0}$ , δηλαδή το κέντρο συμμετρίας του ορθογωνίου που ορίζουν τα σημεία με διανύσματα θέσης τα  $\vec{R}_j$  ( $j=1, 2, 3, 4$ ). Τα πηνία είναι συνδεδεμένα σε σειρά, ώστε το σύστημα μέτρησης να καταγράφει μια συνολική ΗΕΔ  $\mathcal{E}_{tot}(t)$  που (με βάση τη σχέση (3.21) της σελίδας 66 για  $\vec{x}_o=\vec{0}$ ) δίνεται από τη σχέση

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{tot}(t) &= \mathcal{E}_1(t) + \mathcal{E}_2(t) + \mathcal{E}_3(t) + \mathcal{E}_4(t) = \\ &= -\vec{m} \cdot [\vec{g}_{\hat{n}_1}(\vec{0}|\vec{R}_{01}) + \vec{g}_{\hat{n}_2}(\vec{0}|\vec{R}_{02}) + \vec{g}_{\hat{n}_3}(\vec{0}|\vec{R}_{03}) + \vec{g}_{\hat{n}_4}(\vec{0}|\vec{R}_{04})] \omega A \cos(\omega t) = \\ &= -\vec{m} \cdot \vec{g}_{tot}(\vec{0}) \omega A \cos(\omega t) \end{aligned} \quad (\text{B'.204})$$

όπου η συνάρτηση  $\vec{g}_{tot}(\vec{x})$  έχει τη μορφή

$$\vec{g}_{tot}(\vec{x}) = \vec{g}_{\hat{n}_1}(\vec{x}|\vec{R}_{01}) + \vec{g}_{\hat{n}_2}(\vec{x}|\vec{R}_{02}) + \vec{g}_{\hat{n}_3}(\vec{x}|\vec{R}_{03}) + \vec{g}_{\hat{n}_4}(\vec{x}|\vec{R}_{04}) \quad (\text{B'.205})$$

Όταν ακολουθείται η γεωμετρία του Mallinson, τα πηνία είναι προσανατολισμένα κατά τον τρόπο που φαίνεται στα σχήματα 3.9(a) και 3.9(β) της σελίδας 67, όπου τα μοναδιαία κάθετα διανύσματα  $\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{n}_3$  και  $\hat{n}_4$  είναι παράλληλα προς έναν οριζόντιο άξονα που τον ταυτίζουμε με τον  $y$ -άξονα. Λόγω της μορφής που έχουν οι συναρτήσεις  $\vec{g}_{\hat{n}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  όταν  $\hat{n} \parallel \hat{y}$  (βλέπε σχέσεις (B'.182), (B'.186) και (B'.201)–(B'.203)), οι τρόποι σύνδεσης των πηνίων σε σειρά με τρόπο που να δίνει ενδιαφέρον αποτέλεσμα είναι οι ακόλουθοι δύο:

σχήμα 3.9(a): φορά ρεύματος σε κάθε πηνίο τέτοια ώστε  $\hat{n}_1 = -\hat{n}_2 = \hat{n}_3 = -\hat{n}_4 = \hat{y}$  και

σχήμα 3.9(β): φορά ρεύματος σε κάθε πηνίο τέτοια ώστε  $\hat{n}_1=\hat{n}_2=-\hat{n}_3=-\hat{n}_4=\hat{y}$ .

Για  $j=1,2,3,4$  ορίζουμε τα διανύσματα  $\vec{X}_j = \vec{x} - \vec{R}_{0j}$ , με συνιστώσες που έχουν τη μορφή  $(X_1, Y_1, Z_1) = (x, y - R_{0y}, z - R_{0z})$ ,  $(X_2, Y_2, Z_2) = (x, y + R_{0y}, z - R_{0z})$ ,  $(X_3, Y_3, Z_3) = (x, y - R_{0y}, z + R_{0z})$  και  $(X_4, Y_4, Z_4) = (x, y + R_{0y}, z + R_{0z})$ . Αν λάβουμε υπόψη τις ιδιότητες (B'.182) και (B'.186), τότε θα έχουμε για τους δύο τρόπους σύνδεσης των πηνίων τις σχέσεις:

$$\begin{aligned}\vec{g}_{tot}^{\alpha}(\vec{x}) &= \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_{01}) - \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_{02}) + \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_{03}) - \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_{04}) = \\ &= \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{X}_1) - \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{X}_2) + \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{X}_3) - \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{X}_4) = \\ &= (f_{1x}^+ X_1 Y_1 Z_1 - f_{2x}^+ X_2 Y_2 Z_2 + f_{3x}^+ X_3 Y_3 Z_3 - f_{4x}^+ X_4 Y_4 Z_4) \hat{x} + \\ &\quad + (f_{1y}^+ Z_1 - f_{2y}^+ Z_2 + f_{3y}^+ Z_3 - f_{4y}^+ Z_4) \hat{y} + (f_{1z}^+ Y_1 - f_{2z}^+ Y_2 + f_{3z}^+ Y_3 - f_{4z}^+ Y_4) \hat{z} \quad (B'.206)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\vec{g}_{tot}^{\beta}(\vec{x}) &= \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_{01}) + \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_{02}) - \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_{03}) - \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{x}|\vec{R}_{04}) = \\ &= \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{X}_1) + \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{X}_2) - \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{X}_3) - \vec{g}_{\hat{y}}(\vec{X}_4) = \\ &= (f_{1x}^+ X_1 Y_1 Z_1 + f_{2x}^+ X_2 Y_2 Z_2 - f_{3x}^+ X_3 Y_3 Z_3 - f_{4x}^+ X_4 Y_4 Z_4) \hat{x} + \\ &\quad + (f_{1y}^+ Z_1 + f_{2y}^+ Z_2 - f_{3y}^+ Z_3 - f_{4y}^+ Z_4) \hat{y} + (f_{1z}^+ Y_1 + f_{2z}^+ Y_2 - f_{3z}^+ Y_3 - f_{4z}^+ Y_4) \hat{z} \quad (B'.207)\end{aligned}$$

όπου έχουμε χρησιμοποιήσει το συμβολισμό  $f_{jx}^+ = f_x^+(X_j^2, Y_j^2, Z_j^2)$ ,  $f_{jy}^+ = f_y^+(X_j^2, Y_j^2, Z_j^2)$  και  $f_{jz}^+ = f_z^+(X_j^2, Y_j^2, Z_j^2)$  για  $j=1, 2, 3, 4$ . Υποθέτοντας ότι το δείγμα έχει τοποθετηθεί με ακρίβεια στο κέντρο συμμετρίας των σημείων που ορίζουν τα  $\vec{R}_j$  ( $j=1, 2, 3, 4$ ), δηλαδή στη θέση  $\vec{x}=\vec{0}$ , θα έχουμε τις σχέσεις  $(X_1, Y_1, Z_1) = (0, -R_{0y}, -R_{0z})$ ,  $(X_2, Y_2, Z_2) = (0, R_{0y}, -R_{0z})$ ,  $(X_3, Y_3, Z_3) = (0, -R_{0y}, R_{0z})$  και  $(X_4, Y_4, Z_4) = (0, R_{0y}, R_{0z})$ , οπότε παίρνουμε  $f_{jx}^+ = f_x^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)$ ,  $f_{jy}^+ = f_y^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)$  και  $f_{jz}^+ = f_z^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)$  για  $j=1, 2, 3, 4$ . Σε αυτή την περίπτωση οι  $\vec{g}_{tot}^{\alpha}(\vec{0})$  και  $\vec{g}_{tot}^{\beta}(\vec{0})$  έχουν την ακόλουθη πολύ απλή μορφή:

$$\vec{g}_{tot}^{\alpha}(\vec{0}) = -4f_z^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)R_{0y}\hat{z}, \quad \vec{g}_{tot}^{\beta}(\vec{0}) = -4f_y^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)R_{0z}\hat{y} \quad (B'.208)$$

Σύμφωνα με τη σχέση (B'.204), η συνολική ΗΕΔ  $\mathcal{E}_{tot}(t)$  για τους δύο τρόπους σύνδεσης των πηνίων θα είναι

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_{tot}^{\alpha}(t) &= -4m_z f_z^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2) R_{0y} \omega A \cos(\omega t), \\ \mathcal{E}_{tot}^{\beta}(t) &= -4m_y f_y^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2) R_{0z} \omega A \cos(\omega t)\end{aligned} \quad (B'.209)$$

δηλαδή στην περίπτωση (α) εξαρτάται μόνο από την κατακόρυφη  $z$ -συνιστώσα και στην περίπτωση (β) μόνο από την οριζόντια  $y$ -συνιστώσα της μαγνήτισης  $\vec{m}$  του δείγματος. Φυσικά, η ταύτιση της οριζόντιας διεύθυνσης με τον  $y$ -άξονα είναι αυθαίρετη. Θα μπορούσαμε να την είχαμε ταυτίσει με τον  $x$ -άξονα, οπότε θα είχαμε την  $x$ -συνιστώσα της μαγνήτισης. Η ουσία είναι ότι, με κατάλληλη επιλογή του προσανατολισμού και της συνδεσμολογίας των πηνίων, η τάση που μετράει το σύστημα μπορεί να είναι ανάλογη προς όποια συνιστώσα της μαγνήτισης  $\vec{m}$  επιθυμούμε.

Αυτό το συμπέρασμα ισχύει μόνο αν το δείγμα τοποθετηθεί με πολύ μεγάλη ακρίβεια στη θέση  $\vec{x} = \vec{0}$ . Αν το δείγμα δεν τοποθετηθεί με προσοχή, με αποτέλεσμα να βρεθεί σε κάποια θέση  $\vec{x} = \vec{x}_o \neq \vec{0}$ , τότε οι σχέσεις (B'.208) και (B'.209) ΔΕΝ ισχύουν και η  $\mathcal{E}_{tot}(t) = -\vec{m} \cdot \vec{g}_{tot}(\vec{x}_o) \omega A \cos(\omega t)$  ΔΕΝ εξαρτάται μόνο από μία συνιστώσα της  $\vec{m}$ . Σε αυτή την περίπτωση, το σήμα που καταγράφει το σύστημα είναι στην πραγματικότητα ένας γραμμικός συνδυασμός των τριών συνιστωσών  $m_x$ ,  $m_y$  και  $m_z$  και η φυσική ερμηνεία των αποτελεσμάτων γίνεται πολύ δύσκολη.

### B'.2.4 Αναγωγή των συναρτήσεων $\vec{g}_{\hat{n}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$ για $\hat{n}=\pm\hat{z}$ , σε γραμμικούς συνδυασμούς των ελλειπτικών ολοκληρωμάτων $K(x)$ και $E(x)$ – Υπολογισμός της ολικής συνάρτησης $\vec{g}_{tot}(\vec{x})$ για 4 κυκλικά πηνία ανίχνευσης με τη γεωμετρία του Foner

Σε αυτή την ενότητα εξετάζουμε την περίπτωση που τα πηνία ανίχνευσης ενός μαγνητομέτρου VSM έχουν τοποθετηθεί έτσι, ώστε να είναι  $\hat{n}=\pm\hat{z}$  (άξονες πηνίων ανίχνευσης πάντα παράλληλοι προς τον κατακόρυφο  $z$ -άξονα ταλάντωσης του δείγματος). Σύμφωνα με την ιδιότητα (B'.150), είναι αρκετό να υπολογίσουμε τη συνάρτηση  $\vec{g}_{+\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  για τον κύκλο  $K(\vec{R}_0, \rho, \hat{z})$ . Γι αυτό τον κύκλο θα ισχύουν για  $\theta \in [0, 2\pi]$  οι εξισώσεις

$$\begin{aligned} K(\vec{R}_0, \rho, \hat{z}) : \quad \vec{x}'(\theta) &= \vec{R}_0 + \rho(\cos \theta \hat{x} + \sin \theta \hat{y}) \\ d\vec{x}'(\theta) &= \hat{z} \times (\vec{x}'(\theta) - \vec{R}_0) d\theta = \rho(-\sin \theta \hat{x} + \cos \theta \hat{y}) d\theta \end{aligned} \quad (\text{B'.210})$$

Η απόσταση  $R(\theta) = |\vec{x} - \vec{x}'|$  δίνεται και πάλι από μια σχέση της μορφής (B'.159). Εδώ όμως εμφανίζονται, στη θέση των ποσοτήτων  $A, B, C, P, \theta_o, q$  και  $k$ , οι ποσότητες  $A_*, B_*, C_*, P_*, \theta_{*o}, q_*$  και  $k_*$  που ορίζονται ως εξής:

$$\begin{aligned} A_* &= A = |\vec{x} - \vec{R}_0|^2 + \rho^2, & B_* &= -2\rho(x - R_{0x}), & C_* &= -2\rho(y - R_{0y}), \\ P_* &= \sqrt{B_*^2 + C_*^2}, & B_* &= P_* \cos \theta_{*o}, & C_* &= P_* \sin \theta_{*o}, \\ q_* &= 1/\sqrt{A_* + P_*}, & k_* &= \sqrt{2P_*/(A_* + P_*)} \end{aligned} \quad (\text{B'.211})$$

Επιπλέον, μπορούμε και σε τούτη την περίπτωση να ορίσουμε μια συνάρτηση  $Q_*(A_*, P_*)$ , που θα ορίζεται από μια σχέση η οποία θα έχει την ίδια ακριβώς μορφή με τη σχέση (B'.162) ή την ισοδύναμη σχέση (B'.163) (με τα  $A_*, B_*, C_*$  και  $P_*$  στη θέση των  $A, B, C$  και  $P$ ). Αυτό σημαίνει ότι η συνάρτηση  $Q_*(A_*, P_*)$  έχει τις ίδιες ακριβώς ιδιότητες με την  $Q(A, P)$ : για τα  $Q_*, A_*, B_*, C_*, P_*, q_*$  και  $k_*$  ισχύουν όλες οι σχέσεις (B'.190)–(B'.200) που ισχύουν και για τα  $Q, A, B, C, P, q$  και  $k$ . Συνεπώς, μπορούμε να προχωρήσουμε άμεσα στον υπολογισμό της τιμής της συνάρτησης  $\vec{g}_{\hat{n}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  της σχέσης (B'.149) όταν  $\hat{n}=\pm\hat{z}$ . Για τους δύο όρους του επικαμπύλιου ολοκληρώματος της σχέσης (B'.149) όταν  $\hat{n}=\pm\hat{z}$ , ο υπολογισμός δίνει (για  $\vec{x}' \in K(\vec{R}_0, \rho, \hat{z})$ ) τη σχέση

$$\begin{aligned} \oint_{K(\vec{R}_0, \rho, \pm\hat{z})} \frac{d\vec{x}' \times \hat{z}}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} &= \rho \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta d\theta}{R^3(\theta)} \hat{x} + \rho \int_0^{2\pi} \frac{\sin \theta d\theta}{R^3(\theta)} \hat{y} = -2\rho \frac{\partial Q_*}{\partial B_*} \hat{x} - 2\rho \frac{\partial Q_*}{\partial C_*} \hat{y} = \\ &= -\frac{2\rho B_*}{P_*} \frac{\partial Q_*}{\partial P_*} \hat{x} - \frac{2\rho C_*}{P_*} \frac{\partial Q_*}{\partial P_*} \hat{y} \end{aligned} \quad (\text{B'.212})$$

για τον πρώτο όρο και τη σχέση

$$\begin{aligned}
& \frac{3}{4} \oint_{K(\vec{R}_0, \rho, +\hat{z})} (\hat{z} \cdot (\vec{x} - \vec{x}')) \frac{d\vec{x}' \times (\vec{x} - \vec{x}')}{|\vec{x} - \vec{x}'|^5} = \\
& = \frac{3}{4} \rho (z - R_{0z})^2 \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta d\theta}{R^5(\theta)} \hat{x} + \frac{3}{4} \rho (z - R_{0z})^2 \int_0^{2\pi} \frac{\sin \theta d\theta}{R^5(\theta)} \hat{y} + \\
& + \frac{3}{4} (z - R_{0z}) \left[ \rho^2 \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{R^5(\theta)} - \rho (x - R_{0x}) \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta d\theta}{R^5(\theta)} - \right. \\
& \quad \left. - \rho (y - R_{0y}) \int_0^{2\pi} \frac{\sin \theta d\theta}{R^5(\theta)} \right] \hat{z} = \\
& = \rho (z - R_{0z})^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial B_*} \hat{x} + \rho (z - R_{0z})^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial C_*} \hat{y} + \\
& + (z - R_{0z}) \left[ \rho^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_*^2} - \rho (x - R_{0x}) \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial B_*} - \rho (y - R_{0y}) \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial C_*} \right] \hat{z} = \\
& = \frac{\rho B_*}{P_*} (z - R_{0z})^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial P_*} \hat{x} + \frac{\rho C_*}{P_*} (z - R_{0z})^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial P_*} \hat{y} + \\
& + \frac{1}{2} (z - R_{0z}) \left[ 2\rho^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_*^2} + P_* \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial P_*} \right] \hat{z} \tag{B'.213}
\end{aligned}$$

για το δεύτερο όρο. Αν αντικαταστήσουμε τις σχέσεις (B'.212) και (B'.213) στη σχέση (B'.149) για  $\hat{n} = +\hat{z}$ , τότε καταλήγουμε στις ακόλουθες σχέσεις για τις συνιστώσες  $g_{*x}^+$ ,  $g_{*y}^+$  και  $g_{*z}^+$  της διανυσματικής συνάρτησης  $\vec{g}_{+\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$ :

$$\begin{aligned}
g_{*x}^+(\vec{x}|\vec{R}_0) & = -\frac{2\rho B_*}{cP_*} \left[ \frac{\partial Q_*}{\partial P_*} + 2(z - R_{0z})^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial P_*} \right] = \\
& = \frac{4\rho^2}{cP_*} (x - R_{0x}) \left[ \frac{\partial Q_*}{\partial P_*} + 2(z - R_{0z})^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial P_*} \right] \tag{B'.214}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
g_{*y}^+(\vec{x}|\vec{R}_0) & = -\frac{2\rho C_*}{cP_*} \left[ \frac{\partial Q_*}{\partial P_*} + 2(z - R_{0z})^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial P_*} \right] = \\
& = \frac{4\rho^2}{cP_*} (y - R_{0y}) \left[ \frac{\partial Q_*}{\partial P_*} + 2(z - R_{0z})^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial P_*} \right] \tag{B'.215}
\end{aligned}$$

$$g_{*z}^+(\vec{x}|\vec{R}_0) = -\frac{2}{c} (z - R_{0z}) \left[ 2\rho^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_*^2} + P_* \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial P_*} \right] \tag{B'.216}$$

Παρατηρούμε και εδώ ότι η διανυσματική συνάρτηση  $\vec{g}_{+\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  εξαρτάται στην πραγματικότητα μόνο από τη διαφορά  $\vec{X} = \vec{x} - \vec{R}_0$  και ότι όλες οι ποσότητες της μορφής [...] στις σχέσεις (B'.214)–(B'.216) (ό,τι περιέχεται μέσα στις αγκύλες) εξαρτώνται μόνο από τα τετράγωνα των συνιστωσών  $X$ ,  $Y$  και  $Z$  του διανύσματος  $\vec{X}$ . Συνεπώς, από τη μορφή των σχέσεων (B'.214)–(B'.216) και την ιδιότητα (B'.150) είναι φανερό ότι οι συναρτήσεις  $\vec{g}_{\pm\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  έχουν την ακόλουθη μορφή:

$$\vec{g}_{\pm\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_0) = \vec{g}_{\pm\hat{z}}(\vec{x} - \vec{R}_0) = \vec{g}_{\pm\hat{z}}(X, Y, Z) = \pm (f_{*x}^+ X \hat{x} + f_{*y}^+ Y \hat{y} + f_{*z}^+ Z \hat{z}) \tag{B'.217}$$

όπου οι συναρτήσεις  $f_{*x}^+ = f_{*x}^+(X^2, Y^2, Z^2)$ ,  $f_{*y}^+ = f_{*y}^+(X^2, Y^2, Z^2)$  και  $f_{*z}^+ = f_{*z}^+(X^2, Y^2, Z^2)$  δίνονται από τις σχέσεις:

$$\begin{aligned} f_{*x}^+(X^2, Y^2, Z^2) &= f_{*y}^+(X^2, Y^2, Z^2) = \frac{4\rho^2}{cP_*} \left[ \frac{\partial Q_*}{\partial P_*} + 2Z^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial P_*} \right] = \\ &= \frac{8\rho^2 q_*}{cP_*^2 (A_*^2 - P_*^2)} \left[ - (A_*^2 - P_*^2) \left( K(k_*) - \frac{A_*}{A_* - P_*} E(k_*) \right) + \right. \\ &\quad \left. + Z^2 \left( A_* \cdot K(k_*) - \frac{A_*^2 + 3P_*^2}{A_* - P_*} E(k_*) \right) \right] \quad (B'.218) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_{*z}^+(X^2, Y^2, Z^2) &= -\frac{2}{c} \left[ 2\rho^2 \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_*^2} + P_* \frac{\partial^2 Q_*}{\partial A_* \partial P_*} \right] = \\ &= \frac{2q_*}{c(A_*^2 - P_*^2)} \left[ 2\rho^2 \left( K(k_*) - \frac{4A_*}{A_* - P_*} E(k_*) \right) - \right. \\ &\quad \left. - \left( A_* \cdot K(k_*) - \frac{A_*^2 + 3P_*^2}{A_* - P_*} E(k_*) \right) \right] \quad (B'.219) \end{aligned}$$

Όταν ακολουθείται η γεωμετρία του Foner, τα 4 πηνία είναι τοποθετημένα στις γνωστές συμμετρικές θέσεις  $\vec{R}_{01} = (0, R_{0y}, R_{0z})$ ,  $\vec{R}_{02} = (0, -R_{0y}, R_{0z})$ ,  $\vec{R}_{03} = (0, R_{0y}, -R_{0z})$  και  $\vec{R}_{04} = (0, -R_{0y}, -R_{0z})$  και είναι προσανατολισμένα κατά τον τρόπο που φαίνεται στα σχήματα 3.10(a) και 3.10(β) της σελίδας 69, όπου τα μοναδιαία κάθετα διανύσματα  $\hat{n}_1, \hat{n}_2, \hat{n}_3$  και  $\hat{n}_4$  είναι παράλληλα προς τον κατακόρυφο  $z$ -άξονα. Λόγω της μορφής που έχουν οι συναρτήσεις  $\vec{g}_{\hat{n}}(\vec{x}|\vec{R}_0)$  όταν  $\hat{n} \parallel \hat{z}$  (βλέπε σχέσεις (B'.217)–(B'.219)), οι τρόποι σύνδεσης των πηνίων σε σειρά με τρόπο που να δίνει ενδιαφέρον αποτέλεσμα είναι οι ακόλουθοι δύο:

σχήμα 3.10(a): φορά ρεύματος σε κάθε πηνίο τέτοια ώστε  $\hat{n}_1 = \hat{n}_2 = -\hat{n}_3 = -\hat{n}_4 = \hat{z}$  και

σχήμα 3.10(β): φορά ρεύματος σε κάθε πηνίο τέτοια ώστε  $\hat{n}_1 = -\hat{n}_2 = \hat{n}_3 = -\hat{n}_4 = \hat{z}$ .

Κάνοντας και πάλι χρήση των διανυσμάτων  $\vec{X}_j = \vec{x} - \vec{R}_{0j}$  για  $j = 1, 2, 3, 4$ , με συνιστώσες  $(X_1, Y_1, Z_1) = (x, y - R_{0y}, z - R_{0z})$ ,  $(X_2, Y_2, Z_2) = (x, y + R_{0y}, z - R_{0z})$ ,  $(X_3, Y_3, Z_3) = (x, y - R_{0y}, z + R_{0z})$  και  $(X_4, Y_4, Z_4) = (x, y + R_{0y}, z + R_{0z})$  και λαμβάνοντας υπόψη την ιδιότητα (B'.217), έχουμε για τους δύο τρόπους σύνδεσης των πηνίων τις σχέσεις:

$$\begin{aligned} \vec{g}_{tot}^\alpha(\vec{x}) &= \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_{01}) + \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_{02}) - \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_{03}) - \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_{04}) = \\ &= \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{X}_1) + \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{X}_2) - \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{X}_3) - \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{X}_4) = \\ &= (f_{*1x}^+ X_1 + f_{*2x}^+ X_2 - f_{*3x}^+ X_3 - f_{*4x}^+ X_4) \hat{x} + \\ &\quad + (f_{*1y}^+ Y_1 + f_{*2y}^+ Y_2 - f_{*3y}^+ Y_3 - f_{*4y}^+ Y_4) \hat{y} + \\ &\quad + (f_{*1z}^+ Z_1 + f_{*2z}^+ Z_2 - f_{*3z}^+ Z_3 - f_{*4z}^+ Z_4) \hat{z} \quad (B'.220) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{g}_{tot}^\beta(\vec{x}) &= \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_{01}) - \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_{02}) + \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_{03}) - \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{x}|\vec{R}_{04}) = \\ &= \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{X}_1) - \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{X}_2) + \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{X}_3) - \vec{g}_{\hat{z}}(\vec{X}_4) = \\ &= (f_{*1x}^+ X_1 - f_{*2x}^+ X_2 + f_{*3x}^+ X_3 - f_{*4x}^+ X_4) \hat{x} + \\ &\quad + (f_{*1y}^+ Y_1 - f_{*2y}^+ Y_2 + f_{*3y}^+ Y_3 - f_{*4y}^+ Y_4) \hat{y} + \\ &\quad + (f_{*1z}^+ Z_1 - f_{*2z}^+ Z_2 + f_{*3z}^+ Z_3 - f_{*4z}^+ Z_4) \hat{z} \quad (B'.221) \end{aligned}$$

όπου έχουμε χρησιμοποιήσει το συμβολισμό  $f_{*jx}^+ = f_{*x}^+(X_j^2, Y_j^2, Z_j^2)$ ,  $f_{*jy}^+ = f_{*y}^+(X_j^2, Y_j^2, Z_j^2)$  και  $f_{*jz}^+ = f_{*z}^+(X_j^2, Y_j^2, Z_j^2)$  για  $j=1, 2, 3, 4$ . Υποθέτοντας ότι το δείγμα έχει τοποθετηθεί με ακρίβεια στη θέση  $\vec{x} = \vec{0}$ , θα έχουμε  $(X_1, Y_1, Z_1) = (0, -R_{0y}, -R_{0z})$ ,  $(X_2, Y_2, Z_2) = (0, R_{0y}, -R_{0z})$ ,  $(X_3, Y_3, Z_3) = (0, -R_{0y}, R_{0z})$  και  $(X_4, Y_4, Z_4) = (0, R_{0y}, R_{0z})$ , οπότε παίρνουμε  $f_{*jx}^+ = f_{*x}^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)$ ,

$f_{*jy}^+ = f_{*y}^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)$  και  $f_{*jz}^+ = f_{*z}^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)$  για  $j=1, 2, 3, 4$ . Σε αυτή την περίπτωση οι  $\vec{g}_{tot}^\alpha(\vec{0})$  και  $\vec{g}_{tot}^\beta(\vec{0})$  έχουν την ακόλουθη πολύ απλή μορφή:

$$\vec{g}_{tot}^\alpha(\vec{0}) = -4f_{*z}^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)R_{0z}\hat{z}, \quad \vec{g}_{tot}^\beta(\vec{0}) = -4f_{*y}^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)R_{0y}\hat{y} \quad (B'.222)$$

Σύμφωνα με τη σχέση (B'.204), η συνολική ΗΕΔ  $\mathcal{E}_{tot}(t)$  για τους δύο τρόπους σύνδεσης των πηνίων θα είναι

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{tot}^\alpha(t) &= -4m_z f_{*z}^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)R_{0z}\omega A \cos(\omega t), \\ \mathcal{E}_{tot}^\beta(t) &= -4m_y f_{*y}^+(0, R_{0y}^2, R_{0z}^2)R_{0y}\omega A \cos(\omega t) \end{aligned} \quad (B'.223)$$

δηλαδή στην περίπτωση (α) εξαρτάται μόνο από την κατακόρυφη  $z$ -συνιστώσα και στην περίπτωση (β) μόνο από την οριζόντια  $y$ -συνιστώσα της μαγνήτισης  $\vec{m}$  του δείγματος. Άρα και στην περίπτωση της γεωμετρίας του *Foner* είναι δυνατό, με κατάλληλη επιλογή του προσανατολισμού και της συνδεσμολογίας των πηνίων, να μετρηθεί όποια συνιστώσα της μαγνήτισης  $\vec{m}$  επιθυμούμε.

# Βιβλιογραφία

- [1] A. Moser, K. Takano, D.T. Margulies, M. Albrecht, Y. Sonobe, Y. Ikeda, S. Sun and E.E. Fullerton “*Magnetic recording: advancing into the future*” **J. Phys. D: Appl. Phys.** **35** (2002) **R157**.
- [2] D. Weller and A. Moser “*Thermal Effect Limits in Ultrahigh-Density Magnetic Recording*” **IEEE Trans. Magn.** **35** (1999) **4423**.
- [3] M.L. Plumer, J. van Ek and D. Weller (Editors) “*The Physics of Ultra-High-Density Magnetic Recording*” (Springer – Springer Series in Surface Sciences, 2001), Chapter 5: “*Thermal Effects in High-Density Recording Media*”; Chapter 6: “*Dynamic Effects in High-Density Recording Media*”.
- [4] P.-L. Lu and S.H. Charap “*Thermal instability at 10 Gbit/in<sup>2</sup> magnetic recording*” **IEEE Trans. Magn.** **30** (1994) **4230**.
- [5] E.C. Stoner and E.P. Wohlfarth “*A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys*” **Phil. Trans. Roy. Soc. London A** **240** (1948) **599**.
- [6] R.H. Victora “*Predicted time dependence of the switching field for magnetic materials*” **Phys. Rev. Lett.** **63** (1989) **457**; D. Walton “*Comment on Predicted time dependence of the switching field for magnetic materials*” **Phys. Rev. Lett.** **65** (1990) **1170**.
- [7] H. Pfeiffer “*Determination of anisotropy field distribution in particle assemblies taking into account thermal fluctuations*” **Phys. Status Solidi A** **118** (1990) **295**.
- [8] C.P. Bean and J.D. Livingston “*Superparamagnetism*” **J. Appl. Phys.** **30** (1959) **120S**.
- [9] Charap “*Thermal stability of recorded information at high densities*” **IEEE Trans. Magn.** **33** (1997) **978**.
- [10] D. Weller, A. Moser, L. Folks, M.E. Best, W. Lee, M.F. Toney, M. Schwickert, J.-U. Thiele and M.F. Doerner “*High  $K_u$  Materials Approach to 100 Gbits/in<sup>2</sup>*” **IEEE Trans. Magn.** **36** (2000) **10**.
- [11] K.R. Coffey, M.A. Parker and J.K. Howard “*High anisotropy  $L_{10}$  thin films for longitudinal recording*” **IEEE Trans. Magn.** **31** (1995) **2737**.
- [12] M. Yanagisawa, N. Shiota, H. Yamaguchi and Y. Suganuma “*Corrosion-resisting Co-Pt thin film medium for high density recording*” **IEEE Trans. Magn.** **19** (1983) **1638**.



- [13] J.-P. Wang, J.-M. Qiu, T.A. Taton and B.-S. Kim “*Direct Preparation of Highly Ordered  $L1_0$  Phase FePt Nanoparticles and Their Shape-Assisted Assembly*” **IEEE Trans. Magn.** **42** (2006) 3042.
- [14] B.A. Jones, J.D. Dutson, K. O’Grady, B.J. Hickey, D. Li, N. Poudyal and J.P. Liu “*Magnetic Properties of FePt Nanoparticles Annealed With NaCl*” **IEEE Trans. Magn.** **42** (2006) 3066.
- [15] A.-C. Sun, J.-H. Hsu, P.C. Kuo and H.L. Huang “*Magnetic Properties of Percolated Perpendicular FePt-MgO Films*” **IEEE Trans. Magn.** **43** (2007) 2130.
- [16] T. Osaka, Y. Yamashita, J. Sayama, T. Asahi, J. Ariake, K. Harada and K. Ouchi “*Fabrication of  $SmCo_5$  Double-Layered Perpendicular Magnetic Recording Media*” **IEEE Trans. Magn.** **43** (2007) 2109.
- [17] H.J. Richter and A.Y. Dobin “*Angle effects at high-density magnetic recording*” **J. Magn. Mater.** **287** (2005) 41.
- [18] E. Grochowski and R. Fontana “*Hitachi Hard Disk Drive Technology*” (Hitachi Global Storage Technologies, San Jose Research Center).
- [19] M. Doerner, X. Bian, M. Madison, K. Tang, Q. Peng, A. Polcyn, T. Arnoldussen, M.F. Toney, M. Mirzamaani, K. Takano, E. Fullerton, D. Margulies, M. Schabes, K. Rubin, M. Pinarbasi, S. Yuan, M. Parker and D. Weller “*Demonstration of 35 Gbits/in<sup>2</sup> in Media on Glass Substrates*” **IEEE Trans. Magn.** **37** (2001) 1052.
- [20] M.F. Toney, E.E. Marinero, M.F. Doerner and P.M. Rice “*High anisotropy CoPtCrB magnetic recording media*” **J. Appl. Phys.** **94** (2003) 4018.
- [21] M.L. Plumer, J. van Ek and D. Weller (Editors) “*The Physics of Ultra-High-Density Magnetic Recording*” (Springer – Springer Series in Surface Sciences, 2001), Chapter 8: “*Perpendicular Recording Media*”.
- [22] D.N. Lambeth “*Hard disk media: future problems and possible solutions*” **Vacuum** **59** (2000) 522.
- [23] M. Yu, G. Choe and K.E. Johnson “*Systematic study of in-plane magnetic anisotropy in CoCrPtB/Cr media*” **J. Appl. Phys.** **91** (2002) 7071.
- [24] J.P. Wang, M. Alex, L.P. Tan and M.L. Yan “*Effects of orientation on the time decay of magnetization for cobalt-alloy thin film media*” **J. Appl. Phys.** **85** (1999) 4997.
- [25] W.R. Bennett, B. Zhang and H.J. Richter “*Influence of Orientation Ratio on Reverse Erase-Edge Noise and Track-Edge Dipole Distribution*” **IEEE Trans. Magn.** **34** (1998) 743.
- [26] D.T. Margulies, N. Supper, H. Do, M.E. Schabes, A. Berger, A. Moser, P.M. Rice, P. Arnett, M. Madison, B. Lengsfeld, H. Rosen, K. Tang, A. Polcyn and E.E. Fullerton “*Understanding and optimizing laminated recording media*” **J. Appl. Phys.** **97** (2005) 10N109.

- [27] E.E. Fullerton, D.T. Margulies, M.E. Schabes, M. Carey, B. Gurney, A. Moser, M. Best, G. Zeltzer, K. Rubin and H. Rosen “*Antiferromagnetically coupled magnetic media layers for thermally stable high-density recording*” **Appl. Phys. Lett.** **77** (2000) **3806**.
- [28] B.R. Acharya, A. Ajan, E.N. Abarra, A. Inomata and I. Okamoto “*Contribution of the magnetic anisotropy of the stabilization layer to the thermal stability of synthetic ferrimagnetic media*” **Appl. Phys. Lett.** **80** (2002) **85**.
- [29] Z.S. Shan, S.S. Malhotra, D.C. Stafford, G. Bertero and D. Wachenschwanz “*Minor and major-loop studies of magnetic and reversal properties for synthetic antiferromagnetically coupled media*” **Appl. Phys. Lett.** **81** (2002) **2412**.
- [30] D.T. Margulies, A. Berger, A. Moser, M.E. Schabes and E.E. Fullerton “*The energy barriers in antiferromagnetically coupled media*” **Appl. Phys. Lett.** **82** (2003) **3701**.
- [31] S.I. Pang, S.N. Piramanayagam and J.P. Wang “*Thermal stability investigations on laminated antiferromagnetically coupled media*” **J. Appl. Phys.** **91** (2002) **8620**.
- [32] A. Moser, N.F. Supper, A. Berger, D.T. Margulies and E.E. Fullerton “*Noise subtraction in antiferromagnetically coupled magnetic recording media*” **Appl. Phys. Lett.** **86** (2005) **262501**.
- [33] D. Litvinov, M.H. Kryder and S. Khizroev “*Physics of perpendicular magnetic recording: Playback*” **J. Appl. Phys.** **93** (2003) **9155**.
- [34] D. Litvinov and S. Khizroev “*Perpendicular magnetic recording: Playback*” **J. Appl. Phys.** **97** (2005) **071101**.
- [35] Στη γενική περίπτωση δύο μη σημειακών πηγών μαγνητικού πεδίου (όπως π.χ. οι κυψελίδες που αντιστοιχούν στα bit πληροφορίας ενός μέσου μαγνητικής εγγραφής), η σχέση (1.1) είναι μόνο μια πρώτη προσέγγιση της ενέργειας της μαγνητοστατικής τους αλληλεπίδρασης που αγνοεί το σχήμα τους και τη χωρική κατανομή των ρευμάτων αγωγιμότητας ή/και της μαγνήτισης στο εσωτερικό τους. Θεωρείται καλή προσέγγιση μόνο όταν η σχετική τους απόσταση είναι μεγάλη σε σχέση με τις διαστάσεις τους. Στις αναφορές [221, 227, 228] δίνεται μια πιο ακριβής προσέγγιση, βασισμένη στον υπολογισμό της συνολικής μαγνητοστατικής ενέργειας, για την περίπτωση της μαγνητοστατικής αλληλεπίδρασης μαγνητισμένων σωματιδίων πεπερασμένων διαστάσεων με τυχαία σχήματα και χωρικές κατανομές μαγνήτισης. Ο υπολογισμός της μαγνητοστατικής ενέργειας σχετίζεται τον υπολογισμό του πεδίου απομαγνήτισης, που περιγράφεται στις αναφορές [217, 218, 219, 220].
- [36] C. Kittel “*Physical Theory of Ferromagnetic Domains*” **Rev. Modern Phys.** **21** (1949) **541**.
- [37] R. Wood, Y. Sonobe, Z. Jin and B. Wilson “*Perpendicular recording: the promise and the problems*” **J. Magn. Magn. Mater.** **235** (2001) **1**.
- [38] H. Muraoka, Y. Nakamura “*Overview of read/write scheme for perpendicular magnetic recording utilizing single-pole head and double layer media*” **J. Magn. Magn. Mater.** **235** (2001) **10**.

- [39] K.-Z. Gao and H.N. Bertram “*Magnetic Recording Configuration for Densities Beyond 1 Tb/in<sup>2</sup> and Data Rates Beyond 1 Gb/s*” **IEEE Trans. Magn.** **38** (2002) **3675**.
- [40] J.-P. Wang “*Magnetic Data Storage: Tilting for the top*” **Nature Materials** **4** (2005) **191**.
- [41] J.P. Wang, Y.Y. Zou, C.H. Hee, T.C. Chong and Y.F. Zheng “*Approaches to Tilted Magnetic Recording for Extremely High Areal Density*” **IEEE Trans. Magn.** **39** (2003) **1930**.
- [42] M. Albrecht, G. Hu, I.L. Guhr, T.C. Ulbrich, J. Boneberg, P. Leiderer and Günter Scharf “*Magnetic multilayers on nanospheres*” **Nature Materials** **4** (2005) **203**.
- [43] L. Guan and J.-G. Zhu “*Bicrystal structure of tilted perpendicular media for ultra-high-density recording*” **J. Appl. Phys.** **93** (2003) **7735**.
- [44] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Section 1.1: “*Hysteresis loops*”.
- [45] P. Weiss “*L’hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique*” **J. de Phys.** **6** (1907) **661**.
- [46] L.D. Landau and E.M. Lifshitz “*Electrodynamics of Continuous Media*” (1st Edition, Pergamon Press Ltd., 1960), Section 36: “*Ferromagnetics near the Curie point*”.
- [47] K. Binder “*Theory of first-order phase transitions*” **Rep. Prog. Phys.** **50** (1987) **783**.
- [48] H.J. Williams and W. Shockley “*A Simple Domain Structure in an Iron Crystal Showing a Direct Correlation with the Magnetization*” **Phys. Rev.** **75** (1949) **178**.
- [49] L.D. Landau and E.M. Lifshitz “*Electrodynamics of Continuous Media*” (1st Edition, Pergamon Press Ltd., 1960), Section 39: “*The domain structure of ferromagnetics*”.
- [50] S. Blundell “*Magnetism in Condensed Matter*” (Oxford University Press Inc. – Oxford Master Series in Condensed Matter Physics, 2001), Section 5.1: “*Ferromagnetism*”.
- [51] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Subsection 6.1.3: “*Competing energies*”.
- [52] L.D. Landau and E.M. Lifshitz “*Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory*” (3rd Edition, Pergamon Press Ltd., 1977), Section 62: “*Exchange interaction*”.
- [53] S. Blundell “*Magnetism in Condensed Matter*” (Oxford University Press Inc. – Oxford Master Series in Condensed Matter Physics, 2001), Subsection 4.2.1: “*Origin of exchange*”.
- [54] L.D. Landau and E.M. Lifshitz “*Electrodynamics of Continuous Media*” (1st Edition, Pergamon Press Ltd., 1960), Section 37: “*The magnetic anisotropy energy*”.

- [55] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Section 5.2: “*Anisotropy*”.
- [56] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Subsection 5.3.2: “*Magnetostriction and stress anisotropy*”.
- [57] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Section 2.2: “*Rate-independent hysteresis*”.
- [58] M.A. Pinto “*Morphology of Micromagnetics*” **Phys. Rev. B** **38** (1988) **6824**; A. Aharoni “*Comment on Morphology of micromagnetics*” **Phys. Rev. B** **43** (1991) **8670**; M.A. Pinto “*Reply to Comment on Morphology of micromagnetics*” **Phys. Rev. B** **43** (1991) **8671**.
- [59] V. Basso, C. Beatrice, M. LoBue, P. Tiberto and G. Bertotti “*Connection between hysteresis and thermal relaxation in magnetic materials*” **Phys. Rev. B** **61** (2000) **1278**.
- [60] G. Bertotti “*Energetic and Thermodynamic Aspects of Hysteresis*” **Phys. Rev. Lett.** **76** (1996) **1739**.
- [61] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Chapter 13: “*Collections of Bistable Units*”; Chapter 14: “*Hysteresis in Preisach Systems*”.
- [62] M. LoBue, V. Basso, C.P. Sasso, and G. Bertotti “*Entropy and entropy production in magnetic systems with hysteresis*” **J. Appl. Phys.** **97** (2005) **10E513**.
- [63] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Subsection 4.1.1: “*A magnetic body as an assembly of magnetic moments*”.
- [64] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Subsection 5.1.2: “*Weiss molecular field*”.
- [65] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Subsection 5.3.3: “*Shape anisotropy*”.
- [66] J.D. Jackson “*Classical Electrodynamics*” (2nd Edition, John Wiley & Sons Inc., 1975), Section 5.6: “*Magnetic Fields of a Localized Current Distribution, Magnetic Moment*”.
- [67] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Subsection 8.1.1: “*The astroid*”.
- [68] Για την περιγραφή των εννοιών της Θεωρίας Καταστροφών και τη μελέτη των Σημείων Διακλάδωσης και των εφαρμογών τους στη μελέτη του φαινομένου της μαγνητικής υστέρησης, δίνονται οι ακόλουθες παραπομπές:  
 (Α) [http://en.wikipedia.org/wiki/Catastrophe\\_theory](http://en.wikipedia.org/wiki/Catastrophe_theory).  
 (Β) V.I. Arnold “*Catastrophe Theory*” (3rd Edition, Springer-Verlag, Berlin, 1992).  
 (Γ) R. Gilmore “*Catastrophe Theory for Scientists and Engineers*” (Dover, New York, 1993).  
 (Δ) J. Hale and H. Kocak “*Dynamics and Bifurcations*” (Springer-Verlag, New York, 1991).  
 (Ε) G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Section

- 2.2: “Rate-independent hysteresis”.
- (Z) M.A. Pinto “Catastrophe Model for Micromagnetics” **Phys. Rev. Lett.** **59** (1987) 2798.
- (H) Η αναφορά [58].
- [69] D.E. Harrison Jr. “Theory of the Sputtering Process” **Phys. Rev.** **102** (1956) 1473.
- [70] H.S. Butler and G.S. Kino “Plasma Sheath Formation by Radio-Frequency Fields” **Phys. Fluids** **6** (1963) 1346.
- [71] P. Sigmund “Theory of Sputtering I, Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets” **Phys. Rev.** **184** (1969) 383; P. Sigmund “Errata on: Theory of Sputtering I, Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets” **Phys. Rev.** **187** (1969) 768.
- [72] J.A. Thornton “Magnetron sputtering: basic physics and application to cylindrical magnetrons” **J. Vac. Sci. Technol.** **15** (1978) 171.
- [73] P. Sigmund “Theory of sputtering and molecular scattering: Mechanisms and Theory of Physical Sputtering by Particle Impact” **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B** **27** (1987) 1.
- [74] S. Swann “Magnetron Sputtering” **Phys. Technol.** **19** (1988) 67.
- [75] J. Musil and J. Vlček “Magnetron sputtering of films with controlled texture and grain size” **Materials Chemistry and Physics** **54** (1998) 116.
- [76] J. Musil “Low-pressure magnetron sputtering” **Vacuum** **50** (1998) 363.
- [77] P.J. Kelly and R.D. Arnell “Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications” **Vacuum** **56** (2000) 159.
- [78] H. Bubert and H. Jenett “Surface and Thin Film Analysis: Principles, Instrumentation, Applications” (Wiley-VCH Verlag GmbH, 2002), Section 3.5: “Rutherford Back-scattering Spectroscopy (RBS)”.
- [79] L.C. Feldman and J.W. Mayer “Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis” (North Holland, New York, 1986).
- [80] J.A. Leavitt, L.C. McIntyre and M.R. Weller (Editors: J.R. Tesmer and M. Nastasi) “Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis” (Materials Research Society, Pittsburg, 1995), p. 37–81.
- [81] M.L. Swanson (Editors: J.R. Tesmer and M. Nastasi) “Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis” (Materials Research Society, Pittsburg, 1995), p. 231–300.
- [82] S. Humphries “Principles of Charged Particle Acceleration” (John Wiley and Sons, New York, 1986).
- [83] E. Steinbauer, P. Bauer, M. Gerets-Chläger, G. Bortels, J.P. Biersack and P. Burger, **Nucl. Instr. Meth. B** **85** (1994) 642–649.

- [84] J.C. Banks, B.L. Doyle, J.A. Knapp, D. Werho, R.B. Gregory, M. Antony, T.Q. Hurd and A.C. Diebold, **Nucl. Instr. Meth. B** **136–138** (1998) **1223–1228**.
- [85] L.R. Doolittle, **Nucl. Instr. Meth. B** **9** (1985) **344–351**; **Nucl. Instr. Meth. B** **15** (1986) **227–231**.
- [86] J.A. Davies, W.N. Lennard and I.V. Mitchell (Editors: J.R. Tesmer and M. Nastasi) “*Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis*” (Materials Research Society, Pittsburg, 1995), p. **343–363**.
- [87] S. Mantl, **Nucl. Instr. Meth. B** **80–81** (1993) **895–900**.
- [88] N.R. Parikh, G.S. Sandhu, N. Yu, W.K. Chu, T.E. Jackman, J.M. Baribeau and D.C. Houghton, **Thin Solid Films** **163** (1988) **455–460**.
- [89] K. Nakajima, A. Konishi and K. Kimura, **Phys. Rev. Lett.** **83** (1999) **1802–1805**.
- [90] J.W.M. Frenken and J.F. van der Veen, **Phys. Rev. Lett.** **54** (1985) **134–137**.
- [91] Oxford Instruments - Scientific Research Division “*Technical Bulletin: Vibrating Sample Magnetometry - Review of the technique*” (Oxford Research Instruments).
- [92] S. Foner “*Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer*” **Rev. Sci. Instrum.** **30** (1959) **548**.
- [93] J.D. Jackson “*Classical Electrodynamics*” (2nd Edition, John Wiley & Sons Inc., 1975), Section 6.1: “*Faraday’s Law of Induction*”.
- [94] A.W. Pacyna “*General theory of the signal induced in a vibrating magnetometer*” **J.Phys.E: Sci. Instrum.** **15** (1982) **663**.
- [95] J. Mallinson “*Magnetometer Coils and Reciprocity*” **J. Appl. Phys.** **37** (1966) **2514**.
- [96] J.D. Jackson “*Classical Electrodynamics*” (2nd Edition, John Wiley & Sons Inc., 1975), Section 9.3: “*Magnetic Dipole and Electric Quadrupole Fields*”.
- [97] Για το μαγνητικό πεδίο  $\vec{B}$  ισχύει η σχέση  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{x}, t) = 0$  σε κάθε σημείο του χώρου, οπότε είναι  $\vec{B}(\vec{x}, t) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{x}, t)$  με  $\vec{A}$  το διανυσματικό δυναμικό. Συνεπώς η μαγνητική ροή μέσα από μια ανοιχτή επιφάνεια  $S$  δεν εξαρτάται από τη μορφή της επιφάνειας, αλλά μόνο από τη μορφή της κλειστής καμπύλης  $C$  που αποτελεί το σύνορο  $\partial S$  της  $S$ , αφού το επιφανειακό ολοκλήρωμα μετατρέπεται σε επικαμπύλιο μέσω του θεωρήματος του Stokes.
- [98] J.D. Jackson “*Classical Electrodynamics*” (2nd Edition, John Wiley & Sons Inc., 1975), Section 5.2: “*Biot and Savart Law*”.
- [99] A. Zieba and S. Foner “*Detection coil, sensitivity function, and sample geometry effects for vibrating sample magnetometers*” **Rev. Sci. Instrum.** **53** (1982) **1344**; A. Zieba and S. Foner “*Erratum: Detection coil, sensitivity function, and sample geometry effects for vibrating sample magnetometers [Rev. Sci. Instrum. 53, 1344 (1982)]*” **Rev. Sci. Instrum.** **62** (1991) **2293**.

- [100] E.O. Samwel, T. Bolhuis and J.C. Lodder “*An alternative approach to vector vibrating sample magnetometer detection coil setup*” **Rev. Sci. Instrum.** **69** (1998) **3204**.
- [101] H. Haken “*Cooperative phenomena in systems far from thermal equilibrium and in nonphysical systems*” **Rev. Modern Phys.** **47** (1975) **67**.
- [102] F.C. Nix and W. Shockley “*Order-Disorder Transformations in Alloys*” **Rev. Modern Phys.** **10** (1938) **1**.
- [103] F. Zwicky “*On Cooperative Phenomena*” **Phys. Rev.** **43** (1933) **270**.
- [104] S.G. Brush “*History of the Lenz-Ising Model*” **Rev. Modern Phys.** **39** (1967) **883**.
- [105] P.R. Weiss “*The Application of the Bethe-Peierls Method to Ferromagnetism*” **Phys. Rev.** **74** (1948) **1493**.
- [106] K. Huang “*Statistical Mechanics*” (2nd Edition, John Wiley & Sons Inc., 1987), Chapter 14: “*The Ising Model*”.
- [107] L.J. De Jongh and A.R. Miedema “*Experiments on simple magnetic model systems*” **Adv. Phys.** **23** (1974) **1**.
- [108] L. Onsager “*Crystal Statistics I: A Two-Dimensional Model with an Order-Disorder Transition*” **Phys. Rev.** **65** (1944) **117**.
- [109] C.N. Yang “*The Spontaneous Magnetization of a Two-Dimensional Ising Model*” **Phys. Rev.** **85** (1952) **808**.
- [110] K. Huang “*Statistical Mechanics*” (2nd Edition, John Wiley & Sons Inc., 1987), Chapter 15: “*The Onsager Solution*”.
- [111] W. Hume-Rothery and H.M. Powell “*On the Theory of Super-Lattice Structures in Alloys*” **Zeits. f. Krist.** **91** (1935) **23**.
- [112] W.L. Bragg and E.J. Williams “*The Effect of Thermal Agitation on Atomic Arrangement in Alloys*” **Proc. Roy. Soc. London A** **145** (1934) **699**.
- [113] W.L. Bragg and E.J. Williams “*The Effect of Thermal Agitation on Atomic Arrangement in Alloys II*” **Proc. Roy. Soc. London A** **151** (1935) **540**.
- [114] E.J. Williams “*The Effect of Thermal Agitation on Atomic Arrangement in Alloys III*” **Proc. Roy. Soc. London A** **152** (1935) **231**.
- [115] H.A. Bethe “*Statistical Theory of Superlattices*” **Proc. Roy. Soc. London A** **150** (1935) **552**.
- [116] R. Peierls “*Statistical Theory of Superlattices with Unequal Concentrations of the Components*” **Proc. Roy. Soc. London A** **154** (1936) **207**.
- [117] T.S. Chang “*An Extension of Bethe’s Theory of Order-Disorder Transitions in Metallic Alloys*” **Proc. Roy. Soc. London A** **161** (1937) **546**.

- [118] B.E. Warren “*X-ray Diffraction*” (Dover, New York, 1990), Section 12.2: “*Long-Range Order in Binary Compositions*”.
- [119] Y. Liu, D.J. Sellmyer and D. Shindo “*Handbook of Advanced Magnetic Materials, Vol. I: Advanced Magnetic Materials – Nanostructural Effects*” (Springer Science+Business Media Inc., 2006), Section 6.3.1: “*FePt-Based Magnets*”.
- [120] T.B. Massalski “*Binary Alloy Phase Diagrams*” (ASM International, 1996).
- [121] FCT-CoPt: JCPDS-ICDD database, card No 43-1358.  
Μήκη αξόνων μοναδιαίας κυψελίδας του FCT-CoPt:  $a = 3.803 \text{ \AA}$  και  $c = 3.701 \text{ \AA}$ .  
Από τις εντάσεις των κορυφών (001), (111) και (002) προκύπτουν οι ακόλουθες τιμές για τους λόγους των εντάσεων:  $I_{001}/I_{002}=1.286$  και  $I_{002}/I_{111}=0.28$ .
- [122] FCC-FePt: JCPDS-ICDD database, card No 29-0717 and 29-0718.  
FCT-FePt: JCPDS-ICDD database, card No 43-1359.  
Μήκη αξόνων μοναδιαίας κυψελίδας του FCT-FePt:  $a = 3.852 \text{ \AA}$  και  $c = 3.713 \text{ \AA}$ .  
Από τις εντάσεις των κορυφών (001), (111) και (002) προκύπτουν οι ακόλουθες τιμές για τους λόγους των εντάσεων του FCT-FePt:  $I_{001}/I_{002}=1.765$  και  $I_{002}/I_{111}=0.17$ .
- [123] B.E. Warren “*X-ray Diffraction*” (Dover, New York, 1990).
- [124] K. Barmak, J. Kim, L.H. Lewis, K.R. Coffey, M.F. Toney, A.J. Kellock and J.-U. Thiele “*On the relationship of magnetocrystalline anisotropy and stoichiometry in epitaxial  $L1_0$  CoPt (001) and FePt (001) thin films*” **J. Appl. Phys.** **98** (2005) **033904**.
- [125] B.D. Cullity “*Introduction to Magnetic Materials*” (Addison-Wesley Publishing Company, 1972), Κεφάλαιο 9.
- [126] B.D. Cullity “*Introduction to Magnetic Materials*” (Addison-Wesley Publishing Company, 1972).
- [127] J.D. Livingston “*A review of coercivity mechanisms*” **J. Appl. Phys.** **52** (1981) **2544**.
- [128] R.A. Ristau, K. Barmak, L.H. Lewis, K.R. Coffey and J.K. Howard “*On the relationship of high coercivity and  $L1_0$  ordered phase in CoPt and FePt thin films*” **J. Appl. Phys.** **86** (1999) **4527**.
- [129] S. Jeong, Y.-N. Hsu, D.E. Laughlin and M.E. McHenry “*Atomic ordering and coercivity mechanism in FePt and CoPt polycrystalline thin films*” **IEEE Trans. Magn.** **37** (2001) **1299**.
- [130] M.H. Hong, K. Hono and M. Watanabe “*Microstructure of FePt/Pt magnetic thin films with high perpendicular coercivity*” **J. Appl. Phys.** **84** (1998) **4403**.
- [131] A.Y. Yermakov and V.V. Maykov, **Fiz. Met. Metalloved.** **60** (1985) **113**.
- [132] Y.S. Shur, L.M. Magat, G.V. Ivanova, A.I. Mitsek, A.S. Yermolenko and O.A. Ivanov, **Fiz. Met. Metalloved.** **26** (1968) **241**.
- [133] G.V. Ivanova, L.M. Magat, L.V. Solina and Y.S. Shur, **Fiz. Met. Metalloved.** **32** (1971) **543**.



- [134] N.I. Vlasova, N.N. Shchegoleva and Y.S. Shur, **Fiz. Met. Metalloved.** **58** (1984) **676**.
- [135] H. Hauser, D.C. Jiles, Y. Melikhov, L. Li and R. Grössinger “*An approach to modeling the dependence of magnetization on magnetic field in the high field regime*” **J. Magn. Magn. Mater.** **300** (2006) **273**.
- [136] H. Zeng, M.L. Yan, N. Powers and D.J. Sellmyer “*Orientation-controlled nonepitaxial  $L1_0$  CoPt and FePt films*” **Appl. Phys. Lett.** **80** (2002) **2350**.
- [137] M.L. Yan, N. Powers and D.J. Sellmyer “*Highly oriented nonepitaxially grown  $L1_0$  FePt films*” **J. Appl. Phys.** **93** (2003) **8292**.
- [138] T. Shima, T. Moriguchi, T. Seki, S. Mitani and K. Takanashi “*Fabrication of  $L1_0$  ordered FePt alloy films by monatomic layer sputter deposition*” **J. Appl. Phys.** **93** (2003) **7238**.
- [139] R.F.C. Farrow, D. Weller, R.F. Marks, M.F. Toney, A. Cebollada and G.R. Harp “*Control of the axis of chemical ordering and magnetic anisotropy in epitaxial FePt films*” **J. Appl. Phys.** **79** (1996) **5967**.
- [140] F. Casoli, L. Nasi, F. Albertini, S. Fabbri, C. Bocchi, F. Germini, P. Luches, A. Rota and S. Valeri “*Morphology evolution and magnetic properties improvement in FePt epitaxial films by in situ annealing after growth*” **J. Appl. Phys.** **103** (2008) **043912**.
- [141] B. Laenens, F.M. Almeida, N. Planckaert, K. Temst, J. Meersschaut, A. Vantomme, C. Rentenberger, M. Rennhofer and B. Sepiol “*Interplay between structural and magnetic properties of  $L1_0$ -FePt(001) thin films directly grown on MgO(001)*” **J. Appl. Phys.** **105** (2009) **073913**.
- [142] Y.S. Yu, T.A. George, W.L. Li, L.P. Yue, W.D. Fei, H. Li, M. Liu and D.J. Sellmyer “*Effects of total thickness on (001) texture, surface morphology, and magnetic properties of  $[Fe/Pt]_n$  multilayer films by monatomic layer deposition*” **J. Appl. Phys.** **108** (2010) **073906**.
- [143] Z. Zhang, K. Kang and T. Suzuki “*Magnetic and magneto-optical properties of ultrathin  $Fe_{50}Pt_{50}$  films with Ag layers inserted*” **J. Appl. Phys.** **93** (2003) **7163**.
- [144] B.-H. Li, C. Feng, X. Gao, J. Teng, G.-H. Yu, X. Xing and Z.-Y. Liu “*Magnetic properties and microstructure of FePt/BN nanocomposite films with perpendicular magnetic anisotropy*” **Appl. Phys. Lett.** **91** (2007) **152502**.
- [145] Y.-N. Hsu, S. Jeong, D.E. Laughlin and D.N. Lambeth “*Effects of Ag underlayers on the microstructure and magnetic properties of epitaxial FePt thin films*” **J. Appl. Phys.** **89** (2001) **7068**.
- [146] Y.-N. Hsu, S. Jeong, D.E. Laughlin and D.N. Lambeth “*The effects of Ag underlayer and Pt intermediate layers on the microstructure and magnetic properties of epitaxial FePt thin films*” **J. Magn. Magn. Mater.** **260** (2003) **282**.
- [147] F.J. Yang, H. Wang, H.B. Wang, X. Cao, C.P. Yang, Q. Li, M.J. Zhou, Y.M. Chong and W.J. Zhang “*Microstructure and magnetic properties of (001) oriented FePt/ $B_4C$  composite films*” **J. Appl. Phys.** **102** (2007) **106101**.

- [148] S. Stavroyiannis, I. Panagiotopoulos, D. Niarchos, J.A. Christodoulides, Y. Zhang and G.C. Hadjipanayis “*CoPt/Ag nanocomposites for high density recording media*” **Appl. Phys. Lett.** **73** (1998) **3453**.
- [149] V. Karanasos, I. Panagiotopoulos, D. Niarchos, H. Okumura and G.C. Hadjipanayis “*CoPt/Ag nanocomposites with (001) texture*” **Appl. Phys. Lett.** **79** (2001) **1255**.
- [150] V. Karanasos, I. Panagiotopoulos and D. Niarchos “*Texture and strain in CoPt/Ag nanocomposite films*” **J. Magn. Magn. Mater.** **249** (2002) **471**.
- [151] E. Manios, V. Karanasos, D. Niarchos and I. Panagiotopoulos “*(001) Textured CoPt/Ag films and nanocomposites: the effect of Ag underlayers*” **J. Magn. Magn. Mater.** **272-276** (2004) **2169**.
- [152] E. Manios, D. Stamopoulos, I. Panagiotopoulos and D. Niarchos “*Correlation between crystallographic texture and the degree of L1<sub>0</sub>-ordering in post-annealed Ag/CoPt bilayers and comparison with Ag/CoPt nanocomposites*” **J. Phys.: Conf. Ser.** **153** (2009) **012060**.
- [153] D.J. Sellmyer, M. Yan, Y. Xu and R. Skomski “*High-Anisotropy Nanocluster Films for High-Density Perpendicular Recording*” **IEEE Trans. Magn.** **41** (2005) **560**.
- [154] G.R. Trichy, D. Chakraborti, J. Narayan and J.T. Prater “*Structure-magnetic property correlations in the epitaxial FePt system*” **Appl. Phys. Lett.** **92** (2008) **102504**.
- [155] C.P. Luo, S.H. Liou, L. Gao, Y. Liu and D.J. Sellmyer “*Nanostructured FePt:B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin films with perpendicular magnetic anisotropy*” **Appl. Phys. Lett.** **77** (2000) **2225**.
- [156] D.J. Sellmyer, C.P. Luo, M.L. Yan and Y. Liu “*High-anisotropy nanocomposite films for magnetic recording*” **IEEE Trans. Magn.** **37** (2001) **1286**.
- [157] M.L. Yan, H. Zeng, N. Powers and D.J. Sellmyer “*L1<sub>0</sub>, (001)-oriented FePt:B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> composite films for perpendicular recording*” **J. Appl. Phys.** **91** (2002) **8471**.
- [158] S.X. Xue, H. Wang, H.B. Wang, F.J. Yang, J.A. Wang, X. Cao, Y. Gao, Z.B. Huang, Z.Y. Li, Q. Li and S.P. Wong “*(001) textured CoPt-Ag nanocomposite films for high-density perpendicular magnetic recording*” **J. Magn. Magn. Mater.** **306** (2006) **332**.
- [159] Z.L. Zhao, J. Ding, J.S. Chen and J.P. Wang “*Coercivity enhancement by Ru pinning layer in FePt thin films*” **J. Appl. Phys.** **93** (2003) **7753**.
- [160] Y.-C. Wu, L.-W. Wang and C.-H. Lai “*Low-temperature ordering of (001) granular FePt films by inserting ultrathin SiO<sub>2</sub> layers*” **Appl. Phys. Lett.** **91** (2007) **072502**.
- [161] Y. Shao, M.L. Yan and D.J. Sellmyer “*Effects of rapid thermal annealing on nanostructure, texture and magnetic properties of granular FePt:Ag films for perpendicular recording*” **J. Appl. Phys.** **93** (2003) **8152**.
- [162] C.P. Luo and D.J. Sellmyer “*Structural and magnetic properties of FePt:SiO<sub>2</sub> granular thin films*” **Appl. Phys. Lett.** **75** (1999) **3162**.

- [163] M.L. Yan, X.Z. Li, L. Gao, S.H. Liou, D.J. Sellmyer, R.J.M. van de Veerdonk and K.W. Wierman “Fabrication of nonepitaxially grown double-layered FePt:C/FeCoNi thin films for perpendicular recording” **Appl. Phys. Lett.** **83** (2003) 3332.
- [164] M.L. Yan, R.F. Sabirianov, Y.F. Xu, X.Z. Li and D.J. Sellmyer “L<sub>10</sub> Ordered FePt:C Composite Films With (001) Texture” **IEEE Trans. Magn.** **40** (2004) 2470.
- [165] X.-H. Xu, Z.-G. Yang, H.-S. Wu “A high (001)-oriented CoPt/Ag film deposited on glass substrate” **J. Magn. Magn. Mater.** **295** (2005) 106.
- [166] Z.L. Zhao, J.P. Wang, J.S. Chen and J. Ding “Control of magnetization reversal process with pinning layer in FePt thin films” **Appl. Phys. Lett.** **81** (2002) 3612.
- [167] H.H. Li, J.F. Hu, G. Ju, G.M. Chow and J.S. Chen “Effects of CrRu-SiO<sub>x</sub> underlayer with MgO intermediate layer on the microstructure and magnetic properties of FePt-C thin film” **J. Appl. Phys.** **109** (2011) 07A736.
- [168] F. Wang, J. Zhang, J. Zhang and X.-H. Xu “FePt:C/Fe graded and nongraded films with controllable coercivity fabricated by magnetron sputtering and postannealing” **J. Appl. Phys.** **109** (2011) 07B731.
- [169] J.-L. Tsai, H.-W. Tai and H.-T. Tzeng “Magnetic properties and microstructure of Ag<sub>2</sub>Se/FePt particulate films” **J. Appl. Phys.** **109** (2011) 07A713.
- [170] L. Zhang, Y.K. Takahashi, K. Hono, B.C. Stipe, J.-Y. Juang and M. Grobis “L<sub>10</sub>-ordered FePtAg-C granular thin film for thermally assisted magnetic recording media” **J. Appl. Phys.** **109** (2011) 07B703.
- [171] A. Perumal, Y.K. Takahashi, T.O. Seki and K. Hono “Particulate structure of L<sub>10</sub> ordered ultrathin FePt films for perpendicular recording” **Appl. Phys. Lett.** **92** (2008) 132508.
- [172] A. Perumal, L. Zhang, Y.K. Takahashi and K. Hono “FePtAg-C nanogranular films fabricated on a heat resistant glass substrate for perpendicular magnetic recording” **J. Appl. Phys.** **108** (2010) 083907.
- [173] J.S. Chen, B.C. Lim, J.F. Hu, B. Liu, G.M. Chow and G. Ju “Low temperature deposited L<sub>10</sub> FePt-C (001) films with high coercivity and small grain size” **Appl. Phys. Lett.** **91** (2007) 132506.
- [174] Ag: JCPDS-ICDD database, card No 04-0783.  
FCC-πλέγμα με πλεγματική σταθερά  $a = 4.086 \text{ \AA}$ .
- [175] Z.R. Dai, S. Sun and Z.L. Wang “Phase Transformation, Coalescence, and Twinning of Monodisperse FePt Nanocrystals” **Nano Letters** **1** (2001) 443.
- [176] T.J. Klemmer, C. Liu, N. Shukla, X.W. Wu, D. Weller, M. Tanase, D.E. Laughlin and W.A. Soffa “Combined reactions associated with L<sub>10</sub> ordering” **J. Magn. Magn. Mater.** **266** (2003) 79.
- [177] J.-S. Kim, Y.-M. Koo, B.-J. Lee and S.-R. Lee “The origin of (001) texture evolution in FePt thin films on amorphous substrates” **J. Appl. Phys.** **99** (2006) 053906.

- [178] D.H. Ping, M. Ohnuma, K. Hono, M. Watanabe, T. Iwasa and T. Masumoto “*Microstructures of FePt-Al-O and FePt-Ag nanogranular thin films and their magnetic properties*” **J. Appl. Phys.** **90** (2001) 4708.
- [179] E.F. Kneller and F.E. Luborsky “*Particle Size Dependence of Coercivity and Remanence of Single-Domain Particles*” **J. Appl. Phys.** **34** (1963) 656.
- [180] P.T.L. Minh, N.P. Thuy and N.T.N. Chan “*Thickness dependence of the phase transformation in FePt alloy thin films*” **J. Magn. Magn. Mater.** **277** (2004) 187.
- [181] M.F. Toney, W.-Y. Lee, J.A. Hedstrom and A. Kellock “*Thickness and growth temperature dependence of structure and magnetism in FePt thin films*” **J. Appl. Phys.** **93** (2003) 9902.
- [182] X.F. Lin, K.J. Wan and J. Nogami “*Ag on the Si(001) surface: Growth of the first monolayer at room temperature*” **Phys. Rev. B** **47** (1993) 13491.
- [183] X.F. Lin, K.J. Wan and J. Nogami “*Surface reconstructions in the Ag/Si(001) system*” **Phys. Rev. B** **49** (1994) 7385.
- [184] N. Doraiswamy, G. Jayaram and L.D. Marks “*Unusual island structures in Ag growth on Si(100)-(2×1)*” **Phys. Rev. B** **51** (1995) 10167.
- [185] K. Kimura, K. Ohshima and M. Mannami “*Initial stage of Ag growth on Si(001) studied by high-resolution Rutherford-backscattering spectroscopy*” **Phys. Rev. B** **52** (1995) 5737.
- [186] M.H. von Hoegen, T. Schmidt, G. Meyer, D. Winau and K.H. Rieder “*Lattice accommodation of low-index planes: Ag(111) on Si(001)*” **Phys. Rev. B** **52** (1995) 10764.
- [187] J.C. Glueckstein, M.M.R. Evans and J. Nogami “*Surface un wetting during growth of Ag on Si(001)*” **Phys. Rev. B** **54** (1996) R11066.
- [188] J.H. Je, T.S. Kang and D.Y. Noh “*Epitaxial and island growth of Ag/Si(001) by rf magnetron sputtering*” **J. Appl. Phys.** **81** (1997) 6716.
- [189] A. Zangwill “*Physics at Surfaces*” (Cambridge University Press, 1988).
- [190] J.A. Venables “*Introduction to Surface and Thin Film Processes*” (Cambridge University Press, 2001).
- [191] Η μονάδα μέτρησης ML (monolayer) χρησιμοποιείται ως ένα μέτρο της επιφανειακής πυκνότητας ατόμων και εκφράζεται σε atoms/m<sup>2</sup>. Το 1 ML αντιστοιχεί στην επιφανειακή πυκνότητα ενός μονού στρώματος από άτομα. Το πάχος  $d$  ενός στρώματος ατόμων μπορεί να εκφραστεί σε μονάδες ML μέσω της σχέσης  $\rho_s = \rho_v \cdot d$ , που συνδέει την επιφανειακή πυκνότητα ατόμων  $\rho_s$  (atoms/m<sup>2</sup>) με τη χωρική πυκνότητα ατόμων (atoms/m<sup>3</sup>) του υλικού.
- [192] C.V. Thompson and R. Carel “*Texture development in polycrystalline thin films*” **Mater. Sci. Eng. B** **32** (1995) 211.

- [193] F. Witt and R.W. Vook “*Thermally Induced Strains in Cubic Metal Films*” **J. Appl. Phys.** **39** (1968) 2773.
- [194] W. Zeiger, W. Bruckner, J. Schumann, W. Pitschke and H. Worch “*Stress development in FeAl8 thin films during heat treatment*” **Thin Solid Films** **370** (2000) 315.
- [195] Cu: JCPDS-ICDD database, card No 04-0836.  
FCC-πλέγμα με πλεγματική σταθερά  $a = 3.615 \text{ \AA}$ .
- [196] W.M. Liao, Y.P. Lin, F.T. Yuan and S.K. Chen “*Ordering enhancement of Cu underlayer on CoPt thin films*” **J. Magn. Mater.** **272-276** (2004) 2175.
- [197] T. Maeda, T. Kai, A. Kikitsu, T. Nagase and J.-I. Akiyama “*Reduction of ordering temperature of an FePt-ordered alloy by addition of Cu*” **Appl. Phys. Lett.** **80** (2002) 2147.
- [198] C.L. Platt, K.W. Wierman, E.B. Svedberg, R. van de Veerdonk, J.K. Howard, A.G. Roy and D.E. Laughlin “*L1<sub>0</sub> ordering and microstructure of FePt thin films with Cu, Ag, and Au additive*” **J. Appl. Phys.** **92** (2002) 6104.
- [199] S.K. Chen, F.T. Yuan and T.S. Chin “*Effect of interfacial diffusion on microstructure and magnetic properties of Cu/FePt bilayer thin films*” **J. Appl. Phys.** **97** (2005) 073902.
- [200] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin “*Solid State Physics*” (Saunders College Publishing, 1976).
- [201] (α) Στον Περιοδικό Πίνακα των στοιχείων βλέπουμε ότι το Co και ο Cu έχουν ατομικούς αριθμούς 27 και 29 αντίστοιχα. Συνεπώς αναμένεται ότι τα άτομα Co θα έχουν παραπλήσιο μέγεθος με τα άτομα Cu. Αντίθετα, η Pt έχει ατομικό αριθμό 78. Αναμένεται ότι είναι πιο εύκολο να συμβεί αμοιβαία διάχυση μεταξύ Cu και Co.  
(β) Αναμένεται ότι ο όγκος  $V$  της μοναδιαίας κυψελίδας θα πρέπει να μείνει αμετάβλητος, αν τα άτομα Cu που έχουν διαχυθεί μέσα στο CoPt δεν καταλάβουν θέσεις του κρυσταλλικού πλέγματος CoPt αλλά καταλήξουν σε ενδιάμεσες θέσεις που δεν προβλέπονται από την περιοδική του δομή.
- [202] G. Russakoff “*A Derivation of the Macroscopic Maxwell Equations*” **American Journal of Physics** **38** (1970) 1188.
- [203] J.D. Jackson “*Classical Electrodynamics*” (2nd Edition, John Wiley & Sons Inc., 1975), Section 6.7: “*Derivation of the Equations of Macroscopic Electromagnetism*”.
- [204] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Section 1.2: “*General characterization of hysteresis*”.
- [205] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Subsection 2.1.3: “*Hysteresis: Memory and branching*”.
- [206] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Subsection 2.1.4: “*Hysteresis: Metastability*”.
- [207] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Subsection 2.1.2: “*Hysteresis: Dissipation*”.

- [208] L.E. Reichl *“A Modern Course in Statistical Physics”* (2nd Edition, John Wiley & Sons Inc., 1998), Subsection 2.D.3: *“Second Law: Heat Flows Spontaneously from High Temperatures to Low Temperatures”*.
- [209] L.D. Landau and E.M. Lifshitz *“Statistical Physics - Part 1”* (3rd Edition, Pergamon Press Ltd., 1980), Section 7: *“Entropy”*; Section 8: *“The law of increase of entropy”*; Section 13: *“Work and quantity of heat”*.
- [210] F. Reif *“Fundamentals of Statistical and Thermal Physics”* (McGraw-Hill Inc., 1965), Section 3.11: *“Thermodynamic laws and basic statistical relations”*.
- [211] G. Bertotti *“Hysteresis in Magnetism”* (Academic Press Inc., 1998), Section 1.3: *“Time-dependent phenomena”*.
- [212] G. Bertotti *“Hysteresis in Magnetism”* (Academic Press Inc., 1998), Section 2.3: *“Rate-dependent hysteresis”*.
- [213] G. Bertotti *“Hysteresis in Magnetism”* (Academic Press Inc., 1998), Subsection 2.1.1: *“Hysteresis: Lag”*.
- [214] G. Bertotti *“Hysteresis in Magnetism”* (Academic Press Inc., 1998), Section 2.4: *“Thermal relaxation”*.
- [215] G. Bertotti *“Hysteresis in Magnetism”* (Academic Press Inc., 1998), Subsection 3.2.3: *“Demagnetizing fields”*.
- [216] R.C. O’Handley *“Modern Magnetic Materials: Principles and Applications”* (John Wiley & Sons Inc., 2000), Section 2.3: *“Demagnetizing fields and factors”*.
- [217] M. Beleggia and M. De Graef *“On the computation of the demagnetization tensor field for an arbitrary particle shape using a Fourier space approach”* **J. Magn. Magn. Mater.** **263 (2003) L1**.
- [218] S. Tandon, M. Beleggia, Y. Zhu and M. De Graef *“On the computation of the demagnetization tensor for uniformly magnetized particles of arbitrary shape. Part I: Analytical approach”* **J. Magn. Magn. Mater.** **271 (2004) 9**.
- [219] S. Tandon, M. Beleggia, Y. Zhu and M. De Graef *“On the computation of the demagnetization tensor for uniformly magnetized particles of arbitrary shape. Part II: Numerical approach”* **J. Magn. Magn. Mater.** **271 (2004) 27**.
- [220] M. Beleggia, S. Tandon, Y. Zhu and M. De Graef *“On the computation of the demagnetization tensor for particles of arbitrary shape”* **J. Magn. Magn. Mater.** **272-276 (2004) E1197**.
- [221] M. Beleggia, S. Tandon, Y. Zhu and M. De Graef *“On the magnetostatic interactions between nanoparticles of arbitrary shape”* **J. Magn. Magn. Mater.** **278 (2004) 270**.
- [222] S. Blundell *“Magnetism in Condensed Matter”* (Oxford University Press Inc. – Oxford Master Series in Condensed Matter Physics, 2001), Subsection 4.2.7: *“Continuum approximation”*.

- [223] G. Bertotti “*Hysteresis in Magnetism*” (Academic Press Inc., 1998), Subsection 6.1.1: “*Space dependent free energy densities*”.
- [224] [http://en.wikipedia.org/wiki/Elliptic\\_integral](http://en.wikipedia.org/wiki/Elliptic_integral).
- [225] M. Abramowitz and I.A. Stegun “*Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*” (Dover, New York, 1964).
- [226] G.B. Arfken and H.J. Weber “*Mathematical Methods for Physicists*” (Elsevier Academic Press, 6th Edition, 2005), Section 5.8: “*Elliptic Integrals*”.
- [227] M. Beleggia and M. De Graef “*General magnetostatic shape-shape interactions*” **J. Magn. Magn. Mater.** **285** (2005) L1.
- [228] M. De Graef and M. Beleggia “*General magnetostatic shape-shape interaction forces and torques*” **J. Magn. Magn. Mater.** **321** (2009) L45.

# Κατάλογος Δημοσιεύσεων κατά την Περίοδο Εκπόνησης της Διατριβής

Το μεγαλύτερο μέρος των αποτελεσμάτων, που προέκυψαν στα πλαίσια της εκπόνησης της παρούσας διδακτορικής διατριβής, έχει παρουσιαστεί σε δημοσιεύσεις που έχουν τη μορφή είτε εργασιών σε διεθνή επιστημονικά περιοδικά με κριτές είτε κεφαλαίων ενσωματωμένων σε βιβλία. Πρόκειται για την κατηγορία (Α) του καταλόγου που ακολουθεί. Παράλληλα όμως με την εκπόνηση της διδακτορικής διατριβής, υπήρξε ενασχόληση και με άλλα θέματα μεγάλου ερευνητικού ενδιαφέροντος, με τη μορφή συνεργασίας με ερευνητές του «Ινστιτούτου Επιστήμης Υλικών» του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» που είναι ειδικοί σε αυτά τα θέματα ή συμμετοχής σε ερευνητικά προγράμματα. Οι παράλληλες αυτές δραστηριότητες εντάσσονται στη γενική θεματική περιοχή της έρευνας που γίνεται στα μαγνητικά υλικά και οι αντίστοιχες δημοσιεύσεις περιέχονται στην κατηγορία (Β) του καταλόγου που ακολουθεί. Αναλυτικά, ο κατάλογος των δημοσιεύσεων είναι ο ακόλουθος:

## A) Δημοσιεύσεις που Προέκυψαν κατά την Εκπόνηση της Διατριβής

### A1) Δημοσιεύσεις σε Διεθνή Περιοδικά με Κριτή:

1. E. Manios, V. Karanasos, D. Niarchos and I. Panagiotopoulos “(001) *Textured CoPt/Ag films and nanocomposites: the effect of Ag underlayers*”, **J. Magn. Magn. Mater.** **272–276 (2004) 2169–2170.**  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2003.12.896>
2. L. Castaldi, I. Raptis, E. Manios and D. Niarchos “*Fabrication and characterization of magnetically hard CoPt ordered submicron structures*”, **J. Optoelectron. Adv. Mater.** **7 (2005) 1605–1609.**  
**Web-Link:** [http://inoe.inoe.ro/joam/arhiva/pdf7\\_3/Castaldi.pdf](http://inoe.inoe.ro/joam/arhiva/pdf7_3/Castaldi.pdf)
3. E. Manios, V. Alexandrakis and D. Niarchos “*Reduction of annealing temperature for the growth of the hard magnetic L1<sub>0</sub> phase of CoPt in Cu/CoPt bilayers grown on Si(001)*”, **J. Magn. Magn. Mater.** **316 (2007) E166–E168.**  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2007.02.075>
4. E. Manios, D. Stamopoulos, N. Moutis, M. Pissas and D. Niarchos “*Magnetic measurements in thin film specimens: Rejecting the contribution of the substrate*”, **J. Magn. Magn. Mater.** **320 (2008) 3264–3271.**  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2008.06.020>
5. E. Manios, D. Stamopoulos, I. Panagiotopoulos and D. Niarchos “*Correlation between crystallographic texture and the degree of L1<sub>0</sub>-ordering in post-annealed Ag/CoPt bilayers and comparison with Ag/CoPt nanocomposites*”, **J. Phys.: Conf. Ser.** **153 (2009) 012060 (12 pages).**  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/153/1/012060>



A2) Δημοσιεύσεις με τη Μορφή Βιβλίων ή Κεφαλαίων σε Βιβλία:

1. E. Manios, I. Panagiotopoulos and D. Niarchos “*Tailoring the magnetic properties of  $L1_0$ -structured thin films for use in high density magnetic recording media*”.

It is **Chapter 4** of the book “*Magnetism and Superconductivity in Low-Dimensional Systems: Utilization in Future Applications*”.

Editor: Dimosthenis Stamopoulos.

**Publications:** NOVA Science Publishers, Inc. – New York, 2008  
**ISBN:** 978-1-60456-730-4

B) Άλλες Δημοσιεύσεις της Ίδιας Περιόδου

B1) Δημοσιεύσεις σε Διεθνή Περιοδικά με Κριτή:

1. D. Stamopoulos, E. Manios, M. Pissas and D. Niarchos “*Pronounced  $T_c$  enhancement and magnetic memory effects in hybrid films*”, **Supercond. Sci. Technol.** **17** (2004) L51–L54.  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1088/0953-2048/17/11/L01>
2. D. Stamopoulos, M. Pissas and E. Manios “*Ferromagnetic-superconducting hybrid films and their possible applications: A direct study in a model combinatorial film*”, **Phys. Rev. B** **71** (2005) 014522 (6 pages).  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.71.014522>
3. D. Stamopoulos and E. Manios “*The nucleation of superconductivity in superconducting-ferromagnetic hybrid films*”, **Supercond. Sci. Technol.** **18** (2005) 538–551.  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1088/0953-2048/18/4/026>
4. D. Stamopoulos, E. Manios, M. Pissas and D. Niarchos “*Modulation of the properties of a low- $T_c$  superconductor by anisotropic ferromagnetic particles*”, **Physica C** **437–438** (2006) 289–292.  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1016/j.physc.2005.12.043>
5. D. Stamopoulos, E. Manios and M. Pissas “*Enhancement of superconductivity by exchange bias*”, **Phys. Rev. B** **75** (2007) 014501 (5 pages).  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.75.014501>
6. D. Stamopoulos, E. Manios and M. Pissas “*Stray-fields-based magnetoresistance mechanism in  $Ni_{80}Fe_{20}$ - $Nb$ - $Ni_{80}Fe_{20}$  trilayered hybrids*”, **Phys. Rev. B** **75** (2007) 184504 (9 pages).  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.75.184504>
7. D. Stamopoulos, E. Manios and M. Pissas “*Synergy of exchange bias with superconductivity in ferromagnetic-superconducting layered hybrids: the influence of in-plane and out-of-plane magnetic order on superconductivity*”, **Supercond. Sci. Technol.** **20** (2007) 1205–1222.  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1088/0953-2048/20/12/022>
8. D. Stamopoulos, E. Manios, V. Gogola, D. Benaki, P. Bouziotis, D. Niarchos and M. Pissas “*Bare and protein-conjugated  $Fe_3O_4$  ferromagnetic nanoparticles for utilization in magnetically assisted hemodialysis: biocompatibility with human blood cells*”, **Nanotechnology** **19** (2008) 505101 (13 pages).  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1088/0957-4484/19/50/505101>

9. D. Stamopoulos, V. Gogola, E. Manios, E. Gourni, D. Benaki, D. Niarchos and M. Pissas “*Biocompatibility and Solubility of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-BSA Conjugates with Human Blood*”, **Current Nanoscience** **5** (2009) 177–181.  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.2174/157341309788185424>
10. D. Stamopoulos, E. Manios, E. Gourni, V. Gogola, E. Gjoka, D. Benaki, M. Pissas and P. Bouziotis “*Surveying the Response of Transport Channels of Intact RBC Membranes upon AgNO<sub>3</sub> Administration: an Atomic Force Microscopy Study*”, **Cell. Physiol. Biochem.** **24** (2009) 33–44.  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1159/000227811>
11. D. Stamopoulos, E. Manios, V. Gogola, D. Niarchos and M. Pissas “*On the Biocompatibility of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> Ferromagnetic Nanoparticles with Human Blood Cells*”, **J. Nanosci. Nanotechnol.** **10** (2010) 6110–6115.  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1166/jnn.2010.2616>
12. V. Alexandrakis, Th. Speliotis, E. Manios, D. Niarchos, J. Fidler, J. Lee and G. Varvaro “*Hard/graded exchange spring composite media based on FePt*”, **J. Appl. Phys.** **109** (2011) 07B729 (3 pages).  
**Web-Link:** <http://dx.doi.org/10.1063/1.3556773>

**B2) Δημοσιεύσεις με τη Μορφή Βιβλίων ή Κεφαλαίων σε Βιβλία:**

1. D. Stamopoulos and E. Manios “*Superconducting-Ferromagnetic Hybrid Structures and their Possible Applications*”.  
It is **Chapter 4** of the book “*Superconductivity, Magnetism and Magnets*”.  
Editor: Lannie K. Tran.  
**Publications:** NOVA Science Publishers, Inc. – New York, 2006  
**ISBN:** [1-59454-845-5](#)
2. D. Stamopoulos, E. Manios and M. Pissas “*Exchange Biased and Plain Superconducting-Ferromagnetic Layered Hybrids*”  
**Publications:** NOVA Science Publishers, Inc. – New York, 2009  
**ISBN:** [978-1-60692-643-7](#)