

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΜΕΤΑΛΛΕΙΩΝ-ΜΕΤΑΛΛΟΥΡΓΩΝ ΤΟΜΕΑΣ ΜΕΤΑΛΛΟΥΡΓΙΑΣ & ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΤΙΤΛΟΣ: «Συσχέτιση και προσομοίωση μαγνητικών ιδιοτήτων με παραμένουσες τάσεις σε χαλυβδόφυλλα»

Ον/μο φοιτητή: Παύλος Όμηρος

Επιβλέπων: κ. Ευάγγελος Χριστοφόρου

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

ΑΘΗΝΑ, ΟΚΤΩΒΡΙΟΣ 2016



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΜΕΤΑΛΛΕΙΩΝ-ΜΕΤΑΛΛΟΥΡΓΩΝ ΤΟΜΕΑΣ ΜΕΤΑΛΛΟΥΡΓΙΑΣ & ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΥΛΙΚΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΤΙΤΛΟΣ: «Συσχέτιση και προσομοίωση μαγνητικών ιδιοτήτων με παραμένουσες τάσεις σε χαλυβδόφυλλα»

Ον/μο φοιτητή: Παύλος Όμηρος

Επιβλέπων: κ. Ευάγγελος Χριστοφόρου Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή επιτροπή στις 25 / 10	0 / 16
Ευάγγελος Χριστοφόρου, Καθηγητής Ε.Μ.Π.,	(Υπογραφή)
Γεώργιος Φούρλαρης, Καθηγητής Ε.Μ.Π.,	(Υπογραφή)
Σπύρος Παπαευθυμίου, Επ. Καθηγητής Ε.Μ.Π.,	(Υπογραφή)

A@HNA, OKTΩBPIO Σ 2016

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η παρούσα διπλωματική εργασία πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια του προπτυχιακού προγράμματος σπουδών της σχολής Μηχανικών Μεταλλείων – Μεταλλουργών Μηχανικών.

Πρωτίστως, αισθάνομαι την ανάγκη να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα αυτής της προσπάθειας, Καθηγητή κ. Ευάγγελο Χριστοφόρου, ο οποίος αποτέλεσε για μένα πρότυπο ανθρώπου και επιστήμονα. Με τις συχνές συναντήσεις και συζητήσεις μας πάνω σε ζητήματα επιστημονικού και ερευνητικού ενδιαφέροντος, αποτέλεσε τον εμπνευστή για το θέμα της διπλωματικής μου εργασίας.

Θέλω ιδιαιτέρως να ευχαριστήσω τον Καθηγητή κ. Γεώργιο Φούρλαρη για την προσεκτική ανάγνωση της εργασίας μου αλλά, κυρίως, για τις πολύτιμες γνώσεις που μου προσέφερε κατά τη διάρκεια των σπουδών μου.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ στον Επίκουρο Καθηγητή κ. Σπύρο Παπαπευθυμίου για την προσεκτική ανάγνωση της εργασίας μου, τις πολύτιμες υποδείξεις του για την εκπόνηση της Πρακτικής Άσκησης ΙΙ στο ΕΛ.Κ.Ε.ΜΕ., αλλά προπάντων για τη δυνατότητα που μου έδωσε να παρακολουθήσω τα μαθήματά του – ως ένα επιπλέον εφόδιο – δίνοντάς μου αντίστοιχες βεβαιώσεις συμμετοχής και γραπτής εξέτασης.

Καθοριστική ήταν η συνεργασία μου με τη Διδάκτορα της σχολής κα. Πολυξένη Βουρνά, για τη συμβολή και καθοδήγησή της. Ήταν πρόθυμη να επιλύσει οποιαδήποτε απορία μου και να με διευκολύνει σε κάθε πρόβλημα που αντιμετώπισα.

Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω το Διδάκτορα. κ. Πέτρο Τσακιρίδη (Ι.Δ.Α.Χ.) και την κα Ελένη Μαγγιώρου, υποψήφια διδάκτορα του Ε.Μ.Π. στο τμήμα Μηχανικών Μεταλλείων – Μεταλλουργών Μηχανικών, για τις πολύτιμες οδηγίες τους και για τη βοήθειά τους στην πειραματική διαδικασία της εργασίας μου.

Τέλος, νιώθω την ανάγκη να δηλώσω την ευγνωμοσύνη μου στην οικογένειά μου για την απέραντη αγάπη και την υποστήριξή της σε όλα τα χρόνια των σπουδών μου.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα διπλωματική εργασία μελετά τη συσχέτιση ανάμεσα στη μικροδομή και τις μαγνητικές ιδιότητες ενός μονοφασικού σιδηρομαγνητικού υλικού. Πρόκειται για ηλεκτρικό χάλυβα με μη προσανατολισμένους κόκκους, ο οποίος περιέχει πυρίτιο (Si) της τάξης του 2% κ.β. και είναι θερμικά πλήρως κατεργασμένος. Πιο συγκεκριμένα, εξετάζεται η μαγνητική συμπεριφορά σε δείγματα που έχουν υποστεί μονοαξονική εφελκυστική καταπόνηση με δύο διαφορετικούς ρυθμούς παραμόρφωσης (5 mm / min και 20 mm / min, αντίστοιχα). Για το σκοπό αυτό, χρησιμοποιήθηκαν τρεις (3) διαφορετικές μαγνητικές μέθοδοι: η μονολιθική μέθοδος καθώς και δύο επιφανειακές και ο εφελκυσμός των δειγμάτων πραγματοποιήθηκε με μηχάνημα INSTRON ηλεκτρομηχανικού τύπου.

της μικροδομής του Όσον αφορά στον προσδιορισμό υλικού μελέτης κατασκευάσθηκαν δοκίμια ακολουθώντας τα στάδια του εγκιβωτισμού, της λείανσης, της στίλβωσης και της γημικής προσβολής. Μέρος των δοκιμίων αυτών μελετήθηκε στο μικροσκόπιο ηλεκτρονικής σάρωσης (SEM) προκειμένου να ταυτοποιηθεί η χημεία του υλικού και να παρατηρηθεί η μορφολογία των κόκκων του. Άλλα δοκίμια μελετήθηκαν μέσω της τεχνικής δομικού χαρακτηρισμού (EBSD), με αποτέλεσμα να εξάγονται συμπεράσματα για τις περιεχόμενες φάσεις στο εσωτερικό του υλικού και τους κρυσταλλογραφικούς προσανατολισμούς που εμφανίζουν οι κόκκοι του. Επιπλέον, ένας αριθμός δοκιμίων οδηγήθηκε στο όργανο της περίθλασης ακτίνων X (XRD) για να προσδιορισθούν τα κύρια κρυσταλλογραφικά επίπεδα που εμφανίζουν οι κόκκοι του και να ταυτοποιηθούν οι φάσεις του υλικού. Και με τα τρία (3) αυτά όργανα, το υλικό μελετήθηκε τόσο ως προς την ελαστική όσο και ως προς την πλαστική παραμόρφωσή του.

Από την ως άνω πειραματική διαδικασία και σε συνδυασμό με το θεωρητικό μέρος και τη σχετική βιβλιογραφία αποδείχθηκε ότι εντός της ελαστικής περιοχής αυτή η κατηγορία ηλεκτρικού χάλυβα βελτιώνει της μαγνητικές της ιδιότητες, ενώ στην πλαστική περιοχή παρουσιάζει δυσκολία μαγνήτισης. Επιπλέον, η συμπεριφορά αυτή του υλικού δε μεταβάλλεται ανάλογα με το ρυθμό παραμόρφωσής του (δηλαδή 5 mm / min και 20 mm / min, αντίστοιχα).

 \boldsymbol{II}

ABSTRACT

This thesis studies the relationship between microstructure and magnetic properties of a single-phase ferromagnetic material. It is electrical steel with non-oriented grains, which contains silicon (Si) of about 2% w/w and is thermally fully treated. More specifically, magnetic behavior in samples having undergone uniaxial tensile strain in two different strain rates (5 mm / min and 20 mm / min, respectively) is examined. For this purpose, three (3) different magnetic methods were used: the monolithic method as well as two surface ones. Sample tensile processing was performed using INSTRON instrument of electromechanical type.

As regards the determination of the microstructure of the study material samples, they were manufactured through the stages of metallographic specimen preparation and more specifically mounting, grinding, polishing and etching. A number of these samples was studied in the Scanning Electron Microscope (SEM) in order to identify the chemistry of the material and to observe the morphology of the grains. Other samples were studied by the technique of Electron BackScatter Diffraction (EBSD), in order to draw conclusions regarding the phases appearing within the material and the crystallographic orientations the grains demonstrated. Furthermore, a number of samples were taken to the instrument of the X-ray diffraction (XRD) so as to determine the main crystallographic planes exhibited by the grains and to identify the phases of the material. The afore mentioned three (3) instruments were used in the study of the material regarding both its elastic and plastic deformation.

The above experimental procedure in combination with the theoretical research and the literature, demonstrated that this category of the electrical steel in question improves its magnetic properties within the elastic region, while in the plastic region, it presents difficulty in magnetization. Additionally, the behavior of the material remains unchanged depending on the deformation rate (i.e., 5 mm / min and 20 mm / min, respectively).

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ	I
ПЕРІЛНҰН	II
ABSTRACT	III
ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ	IV
ΛΙΣΤΑ ΕΙΚΟΝΩΝ	VI
ΛΙΣΤΑ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ – ΠΙΝΑΚΩΝ	XI

ΘΕΩΡΙΑ

1.	ΔΟΜΗ	ΤΗΣ ΥΛΗΣ1
	1.1. l	Η δομή του ατόμου
	1.2.	Ο μαγνητισμός της ύλης
	1.2.1	. Μαγνητική διπολική ροπή
	1.2.2	 Ατομικές μαγνητικές ροπές
	1.2.3	Β. Συμπεριφορά του ατόμου σε εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό
		πεδίο9
	1.2.4	. Παράμετροι & φυσικά μεγέθη που προσδιορίζουν τις ιδιότητες
		ενός μαγνήτη10
2.	MIKPC	ΣΚΟΠΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΟΥ ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΥ12
	2.1.	Γο μοριακό πεδίο στο εσωτερικό της ύλης12
	2.2.	Η προέλευση του διαμαγνητισμού14
	2.3.	Η προέλευση του παραμαγνητισμού17
	2.4. 1	Η θεωρία του σιδηρομαγνητισμού19
3.	ΜΑΓΝ	ΗΤΙΚΕΣ ΠΕΡΙΟΧΕΣ – ΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΤΟΙΧΩΜΑΤΑ 23
	3.1. l	Δοντέλο Weiss
	3.2.	Ιροέλευση μαγνητικών περιοχών
	3.3.	Δομή μαγνητικού τοιχώματος
	3.4.	Αλληλεπιδράσεις μεγάλης & μικρής εμβέλειας
	3.4. <i>2</i> 3.5. 2	Αλληλεπιδράσεις μεγάλης & μικρής εμβέλειας
	3.4. 3.5. 3.5.	Αλληλεπιδράσεις μεγάλης & μικρής εμβέλειας
	3.4. 3.5. 3.5. 3.5.	Αλληλεπιδράσεις μεγάλης & μικρής εμβέλειας
	3.4. 4 3.5. 2 3.5. 3.5. 3.5.	Αλληλεπιδράσεις μεγάλης & μικρής εμβέλειας
	3.4. 4 3.5. 2 3.5. 3.5. 3.5.	 Αλληλεπιδράσεις μεγάλης & μικρής εμβέλειας
4.	3.4. 3.5. 3.5. 3.5. 3.5. 3.5. АОМН	 Αλληλεπιδράσεις μεγάλης & μικρής εμβέλειας
4.	3.4. 4 3.5. 2 3.5. 3.5. 3.5. 3.5. АОМН КРҮΣТ	 Αλληλεπιδράσεις μεγάλης & μικρής εμβέλειας
4. 5.	3.4. 4 3.5. 2 3.5. 3.5. 3.5. 3.5. 3.5. АОМН КРҮΣТ МНХА	 Αλληλεπιδράσεις μεγάλης & μικρής εμβέλειας
4. 5.	3.4. 4 3.5. 2 3.5. 3.5. 3.5. 3.5. ΔΟΜΗ ΚΡΥΣΊ ΜΗΧΑ ΥΛΙΚΩ	 Αλληλεπιδράσεις μεγάλης & μικρής εμβέλειας
4 . 5 .	3.4. 4 3.5. 2 3.5. 3.5. 3.5. 3.5. 3.5. 3.5. 3.5. 3.5	 Αλληλεπιδράσεις μεγάλης & μικρής εμβέλειας

	5.2.1. Κράματα σιδήρου – πυριτίου	38
6.	ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΣ ΧΑΛΥΒΑΣ	40
	6.1. Κατηγοριοποίηση	40
	6.2. Χρήση	41
	6.3. Ιδιοσυστασία του υλικού	43
7.	ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΑΚΑΣΙΑ	47
	7.1. Υλικό αναφοράς (as – received sample)	47
	7.2. Μεθοδολογία	47
	7.2.1. Δοκιμές μονοαξονικής εφελκυστικής καταπόνησης	47
	7.3. Μετρήσεις μαγνητικής διαπερατότητας	51
	7.3.1. Μονολιθική μέθοδος	51
	7.3.2. Επιφανειακή μέθοδος Ι	56
	7.3.3. Επιφανειακή μέθοδος ΙΙ	61
8.	ΣΤΑΔΙΑ ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑΣ ΔΟΚΙΜΙΩΝ	62
	8.1. Εγκιβωτισμός	62
	8.2. Λείανση	63
	8.3. Στίλβωση	65
0	8.4. Προσβολή	67
9.	$\begin{array}{c} OPI \mathbf{A} NOAOI IA \\ A I I I I I I I I$	69
	9.1. Ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σαρώσης (SEM)	69 כד
	9.2. Mit $\chi av f \mu a \pi \epsilon \rho i \theta \lambda a \sigma f \zeta a \kappa t i v \omega v A (ARD)$	כו כד
	9.2.1. Noµoç 100 Bragg	כו גר
	9.2.2. Entroyi μ (koog aktivoportag	74
	9.2.5. Πειραματική διαταζή του AKD	75
	9.3. Four signation β and \beta	70 77
	9.3.2 Π souscripting a state of the state of the state of the souscies of the souscies of the state of the souscies of the state of the souscies of the source of the souscies of the sousc	/ /
	9.3.3. Βασικά μέρη του συστήματος FBSD	79
	934 Βαθμονόμηση – Αυτόματη ταυτοποίηση	80
	935 Σύνολο σημειακών πόλων	00
	936 Ανάστοοφες στερεονοαφικές πορβολές	
10	ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ	
	10.1. Αποτελέσματα SEM	85
		. 101
	10.3. Αποτελέσματα EBSD	. 102
	10.4. Αποτελέσματα μαγνητικών μετρήσεων	. 106
	10.4.1. Μονολιθική μέθοδος	106
	10.4.2. Επιφανειακή μέθοδος Ι	. 114
	10.4.3. Επιφανειακή μέθοδος ΙΙ	116
11	ΣΥΖΗΤΗΣΗ – ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	. 118
12	ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΡΕΥΝΑ	. 125
13	ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ	. 126
14	ПАРАРТНМА	

ΛΙΣΤΑ ΕΙΚΟΝΩΝ

Θεωρητικό μέρος

Εικόνα 1–1:	Η κίνηση του ηλεκτρονίου – τροχιακή και περιστροφική – γύ τον πυρήνα και γύρω από τον εαυτό του	ρω από (σελ.2)
Εικόνα 1–2:	 α) Διέγερση ηλεκτρονίου λόγω απορρόφησης ενέργειας β) Μ ηλεκτρονίου σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση – εκπομα ενέργειας 	ίετάβαση τή (σελ.2)
Εικόνα 1–3:	Ενεργειακή σειρά πλήρωσης των ατομικών τροχιακών με ηλε	εκτρόνια (σελ.4)
Εικόνα 1–4:	Το ηλεκτρόνιο λόγω της τροχιακής κίνησης ισοδυναμεί με έν μαγνήτη	α μικρό (σελ.5)
Εικόνα 1–5:	Το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από ένα μαγνητικό δία ίδιο με το μαγνητικό πεδίο ενός ραβδόμορφου μαγνήτη	τολο είναι (σελ.6)
Εικόνα 1–6:	Η μαγνητική ροπή spin περιστρέφεται γύρω από το εξωτερικο μαγνητικό πεδίο που είναι παράλληλο στον άξονα z κι έχει μ παράλληλη με τον άξονα z	ό z (σελ.9)
Εικόνα 1–7:	Άρση του περιστροφικού εκφυλισμού κατά την τοποθέτηση το σε ένα μαγνητικό πεδίο. Η στάθμη <i>l</i> = 1 καταλήγει σε μία τρ σταθμών συμμετρικά διατεταγμένων ως προς την αρχική – δ Zeeman	του ατόμου ιάδα ιαχωρισμός (σελ.10)
Εικόνα 2–1:	Υπολογισμός της συνεισφοράς από την επιφάνεια της «κοιλό στο H_m . (Τα πρόσημα εκφράζουν μαγνητικά φορτία)	τητας» (σελ.12)
Εικόνα 3–1:	Μαγνητικές περιοχές σιδηρομαγνητικού υλικού	.(σελ.23)
Εικόνα 3–2:	Συμπεριφορά μαγνητικών περιοχών σύμφωνα με το μοντέλο Weiss	(σελ.24)
Εικόνα 3–3:	Τομή κυλίνδρου διαιρούμενου σε δύο αντιπαράλληλες μαγνητικές περιοχές με μήκος που τείνει στο άπειρο ως προς z	τον άξονα (σελ.25)
Εικόνα 3–4:	Δομή μαγνητικού τοιχώματος 180°	(σελ.27)
Εικόνα 3–5:	(a) Κατανομή ελεύθερων πόλων ατέλειας στο εσωτερικό μαγ περιοχής, (b) βελονοειδείς μαγνητικές περιοχές γύρω από το έγκλεισμα, (c) μείωση της μαγνητοστατικής ενέργειας εγκλεί όταν αυτό τέμνεται από ένα μαγνητικό τοίχωμα	νητικής ίσματος . (σελ.31)

Εικόνα 4–1:	Έγκλειστες μαγνητικές περιοχές σε κρύσταλλο κυβικού συστήματος με εύκολους άξονες μαγνήτισης <100>
Εικόνα 4–2:	Ερμηνεία του μοτίβου διακλαδισμένου μαγνητικού τοιχώματος (fir tree pattern). Οι γραμμές που εμφανίζονται στις πλευρές του κόκκου είναι παράλληλες στα επίπεδα {100}
Εικόνα 6–1:	Κατηγοριοποίηση ηλεκτρικών χαλύβων (σελ.40)

Πειραματικό μέρος

Εικόνα 7–1:	Διαστάσεις (μήκος και πλάτος) του υλικού αναφοράς (as – rece	eived
	sample)	. (σελ.47)
Εικόνα 7–2:	Μηχανή εφελκυσμού INSTRON	(σελ.48)
Εικόνα 7–3:	Σχήμα εφελκυόμενων δειγμάτων σύμφωνα με το πρότυπο	
	E8	(σελ.49)
Εικόνα 7–4:	Υστερησιογράφος του εργαστηρίου Μεταλλογνωσίας	(σελ.51)
Εικόνα 7–5:	Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης των πηνίων του μαγνη	τικού
	υστερησιογράφου του εργαστηρίου Μεταλλογνωσίας	(σελ.52)
Εικόνα 7–6:	Πλατφόρμα αλληλεπίδρασης (graphical user interface) του	
	υστερησιογράφου του εργαστηρίου Μεταλλογνωσίας	(σελ.53)
Εικόνα 7–7:	Κυματομορφή του σήματος διέγερσης που παράγεται από το λα	ογισμικό
	και επιβάλλεται στο πηνίο διέγερσης της διάταξης του	
	υστερησιογράφου	(σελ.54)
Εικόνα 7–8:	Κυματομορφή του σήματος λήψης λαμβανόμενη, μέσω κάρτας	;, από το
	πηνίο λήψης της διάταξης του υστερησιογράφου	(σελ.54)
Εικόνα 7–9:	Κυματομορφή του ψηφιακά φιλτραρισμένου σήματος λήψης	(σελ.55)
Εικόνα 7–10): Βρόχος υστέρησης στον οποίο απεικονίζονται τα χαρακτηρισ	τικά
	μεγέθη που προσδιορίζουν τις μαγνητικές ιδιότητες του προς	μέτρηση
	υλικού	(σελ.55)

Εικόνα 7–1	l: Βρόχος υστέρησης (μαύρο χρώμα) και βρόχος μαγνητικής	
	διαπερατότητας (μπλε χρώμα)	(σελ.56)
Εικόνα 7–12	2: Διάταξη πηνίων	(σελ.57)
Εικόνα 7–13	3: Σήμα διέγερσης	(σελ.57)
Εικόνα 7–14	4: Τάση εξόδου	(σελ.58)
Εικόνα 7–15	5: Μετρητική διάταξη μαγνητικού σήματος εξόδου	(σελ.59)
Εικόνα 7–16	5: Γεννήτρια συχνοτήτων	(σελ.59)
Εικόνα 7–17	7: Διπολικό τροφοδοτικό	(σελ.60)
Εικόνα 7–18	3: Ψηφιακός παλμογράφος	(σελ.60)
Εικόνα 7–19	9: Μαγνητική παράμετρος	(σελ.60)
Εικόνα 7–20	D: (α) Πλαϊνή όψη και (β) άνοψη του μαγνητικού αισθητήρα, ο ο προσδιορίζει την επιφανειακή μαγνητική διαπερατότητα	ποίος (σελ.61)
Εικόνα 8–1:	Λειαντικά χαρτιά	(σελ.64)
Εικόνα 8–2:	(α) Μικροδομή υλικού που δεν έχει υποστεί χημική προσβολή, κόκκων μονοφασικού υλικού μετά από χημική προσβολή και (Διάκριση κόκκων υλικού με περισσότερες από μία φάσεις μετά χημική προσβολή	(β) Όρια γ) ι από (σελ.67)
Εικόνα 9–1:	Σχηματική παρουσίαση της λειτουργίας του ηλεκτρονικού μικρ σάρωσης	οσκόπιου (σελ.70)
Εικόνα 9–2:	Χρωματική απεικόνιση της διείσδυσης των ηλεκτρονίων στο δείγμα	(σελ.71)
Εικόνα 9–3:	Όργανο SEM	. (σελ.72)
Εικόνα 9–4:	Μικροδομή και στοιχειακή ανάλυση του αρχικού υλικού (as – sample)	received (σελ.73)
Εικόνα 9–5:	Περίθλαση των ακτίνων Χ	. (σελ.74)

Εικόνα 9–6: Μηχάνημα περίθλασης ακτίνων Χ (XRD)	6)
Εικόνα 9–7: Τα κύρια μέρη του συστήματος EBSD)
Εικόνα 9–8: Σύστημα EBSD ενσωματωμένο με το σύστημα EDS (σελ.80	り
Εικόνες 10–1 έως 10–22: εικόνες δευτερογενών και οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων που παρουσιάζουν τους κόκκους της επιφάνειας και μίας κάθετης τομής του υλικού στους δύο (2) ρυθμούς μονοαξονικής εφελκυστικής καταπόνησης))
Εικόνα 10–23: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του	
αρχικού υλικού (as – received sample) (σελ.101)
Εικόνα 10–24: Ταυτοποίηση φάσεων, μέσω της τεχνικής EBSD, σε δείγμα του	
αρχικού υλικού (as – received sample) (σελ.102	:)
Εικόνα 10–25: Ταυτοποίηση φάσεων, μέσω της τεχνικής EBSD, σε δείγμα που έχει	
υποστεί ελαστική παραμόρφωση (σελ.103)
Εικόνα 10–26: Ταυτοποίηση φάσεων, μέσω της τεχνικής EBSD, σε δείγμα που έχει	
υποστεί πλαστική παραμόρφωση (σελ.103)
Εικόνα 10–27: Προσδιορισμός του προτιμητέου κρυσταλλογραφικού ιστού	
ανάπτυξης, μέσω ανάστροφων στερεογραφικών προβολών (IPF), στο	
δείγμα του αρχικού υλικού (as – received sample) (σελ.104)
Εικόνα 10–28: Προσδιορισμός του προτιμητέου κρυσταλλογραφικού ιστού	
ανάπτυξης, μέσω ανάστροφων στερεογραφικών προβολών (IPF), σε	
δείγμα που έχει υποστεί ελαστική παραμόρφωση (σελ.104))
Εικόνα 10–29: Προσδιορισμός του προτιμητέου κρυσταλλογραφικού ιστού	
ανάπτυξης, μέσω ανάστροφων στερεογραφικών προβολών (IPF), σε	
δείγμα που έχει υποστεί πλαστική παραμόρφωση (σελ.105)
Εικόνα 10–30: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας του αρχικού	
υλικού (as – received sample) (σελ.107))

Εικόνες 10–33 // 10–34: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας παραμορφωμένων δειγμάτων στην περιοχή διαρροής για ρυθμούς παραμόρφωσης 5 mm / min & 20 mm / min, αντίστοιχα (σελ.109)

Εικόνες 10–35 // 10–40: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας πλαστικά παραμορφωμένων δειγμάτων για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min & 20 mm / min, αντίστοιχα (σελ.110 – 113)

Εικόνες 10–41: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του αρχικού υλικού (as – received sample) με την επιφανειακή μέθοδο Ι (σελ.114)

Εικόνα 10-44: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του αρχικού υλικού (as – received sample) με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ (σελ.116)

Εικόνες 10–45 // 10–47: Κυματομορφές μαγνητικής διαπερατότητας ελαστικά και πλαστικά παραμορφωμένου υλικού, αντίστοιχα, για ρυθμούς παραμόρφωσης 5 mm / min και 20 mm / min (σελ.117)

ΛΙΣΤΑ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ – ΠΙΝΑΚΩΝ

Διαγράμματα (ανά κεφάλαιο)

Διάγραμμα 2-1:	Προσδιορισμός της αυθόρμητης μαγνήτισης Μ (Τ) μέσω της	
	συνάρτησης Langevin (σε	ελ.22)
Διάγραμμα 2-2:	Γραφική παράσταση της M (T) (σε	:λ.22)
Διάγραμμα 7–1:	Καμπύλη παραμόρφωσης δειγμάτων αναφοράς (as – received samples) μετά από δοκιμές μονοαξονικού εφελκυσμού για δύο διαφορετικούς ρυθμούς παραμόρφωσης	(2) :λ.50)
Διάγραμμα 10–1	: Διμερές διάγραμμα φάσεων σιδήρου (Fe) – πυριτίου (Si)(σε	λ.86)
Διάγραμμα 12–1	: Συσχετισμός μαγνητικής διαπερατότητας του υλικού στην ελα και την πλαστική περιοχή για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min (σελ	
Διάγραμμα 12–2	: συσχετισμός μαγνητικής διαπερατότητας του υλικού στην ελα και την πλαστική περιοχή για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm /	στική
	min (σελ	124)

Πίνακες (ανά κεφάλαιο)

Πίνακας 7–1:	Χημική σύσταση (wt%) του υλικού αναφοράς (as – received
	sample) (σελ.47)
Πίνακας 7–2:	Μηχανικές ιδιότητες του υλικού αναφοράς (as – received sample),
	όπως προκύπτουν από τις δοκιμές μονοαξονικού εφελκυσμού για τους
	δύο (2) διαφορετικούς ρυθμούς παραμόρφωσης (σελ.50)

ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ 1. ΔΟΜΗ ΤΗΣ ΥΛΗΣ

1.1. Η δομή του ατόμου

Τα άτομα αποτελούνται από τρία (3) βασικά είδη σωματιδίων και πιο συγκεκριμένα από τα πρωτόνια (p⁺), τα νετρόνια (n) και τα ηλεκτρόνια (e⁻). Σύμφωνα με το σύγχρονο πρότυπο του ατόμου, θεωρείται ότι αυτό αποτελείται από ένα μικρό πυρήνα ($\approx 10^{-14} m$) που περιβάλλεται από ένα νέφος ηλεκτρονίων. Ο πυρήνας αποτελείται από τα πρωτόνια (p⁺) και τα νετρόνια (n). Το ηλεκτρόνιο (e⁻) έχει πολύ μικρότερη μάζα από τα άλλα δύο (2) προαναφερθέντα σωματίδια (9.109×10⁻²⁸ gr. έναντι 1.673×10⁻²⁴ gr. του πρωτονίου και 1.675×10⁻²⁴ gr. του νετρονίωυ) και αρνητικό ηλεκτρικό φορτίο που είναι ίσο με $-1.602 \times 10^{-19} C$ (Coulombs). Το πρωτόνιο (p⁺) διαθέτει φορτίο ίσου μεγέθους αλλά αντίθετου πρόσημου από το ηλεκτρόνιο (e⁻), ενώ το νετρόνιο (n) δε διαθέτει ηλεκτρικό φορτίο. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι ιδιότητες των υλικών καθορίζονται – κατά κύριο λόγο – από τα ηλεκτρόνια (e⁻) κι ιδιαίτερα από τα ηλεκτρόνια των εξωτερικών στοιβάδων.

Ο αριθμός των πρωτονίων που περιέχονται στον πυρήνα ενός στοιχείου προσδιορίζει τον ατομικό αριθμό του στοιχείου αυτού. Όσον αφορά στα ουδέτερα άτομα, ο αριθμός των ηλεκτρονίων (e⁻) ισούται με τον αριθμό των πρωτονίων (p⁺), δηλαδή αυτό που είναι γνωστό ως «ατομικός αριθμός». Κάθε στοιχείο έχει διαφορετικό ατομικό αριθμό, ο οποίος αποτελεί την «ταυτότητά» του.

<u>Η ηλεκτρονική δομή των ατόμων</u>: Τα ηλεκτρόνια (e⁻) κινούνται γύρω από τον πυρήνα σε καθορισμένες τροχιές ή ενεργειακές στοιβάδες που καθορίζονται από τους κβαντικούς αριθμούς, η έννοια των οποίων αναλύεται στη συνέχεια. Το απλούστερο άτομο είναι αυτό του υδρογόνου (H) στο οποίο ένα μόνο ηλεκτρόνιο (e⁻) κινείται γύρω από τον πυρήνα (στην προκειμένη περίπτωση ο πυρήνας αποτελείται αποκλειστικά από ένα πρωτόνιο (p⁺)). Το ηλεκτρόνιο (e⁻) αυτό μπορεί να κινηθεί μόνο σε καθορισμένες τροχιές που καθορίζονται από την κβαντομηχανική.



Εικόνα 1–1: Η κίνηση του ηλεκτρονίου – τροχιακή και περιστροφική – γύρω από τον πυρήνα και γύρω από τον εαυτό του

Στην κανονική του κατάσταση, το ηλεκτρόνιο (e⁻) κινείται στην τροχιά χαμηλότερης ενέργειας, ενώ σε διηγερμένες καταστάσεις μπορεί να κινείται σε τροχιές υψηλότερης ενέργειας. Κατά τη μετάβαση από μία τροχιά υψηλότερης ενέργειας στην τροχιά με την αμέσως χαμηλότερη ενέργεια, το ηλεκτρόνιο (e⁻) εκπέμπει ένα φωτόνιο ενέργειας $\Delta E = hv$ (εξίσωση Planck), όπου το σύμβολο h δηλώνει τη σταθερά του Planck, η οποία ισούται με $6.63 \times 10^{-34} J \cdot s$ και v η συχνότητα του φωτονίου.

Η κίνηση του ηλεκτρονίου (e⁻) είναι αρκετά περίπλοκη κι ενδέχεται να είναι επίσης ελλειπτική. Επιπλέον, σύμφωνα με την αρχή της απροσδιοριστίας του Heisenberg, η θέση και η ροπή του ηλεκτρονίου (e⁻) δε μπορούν να προσδιορισθούν ταυτόχρονα. Κατά συνέπεια, αντί της θέσης του ηλεκτρονίου (e⁻), έχει γίνει αποδεκτό να χρησιμοποιείται η έννοια της κατανομής της ηλεκτρονιακής πυκνότητας προκειμένου να παρασταθεί η κίνηση του ηλεκτρονίου (e⁻) γύρω από τον πυρήνα.



Εικόνα 1–2: **a**) Διέγερση ηλεκτρονίου λόγω απορρόφησης ενέργειας **β**) Μετάβαση ηλεκτρονίου σε χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση – εκπομπή ενέργειας

<u>Κβαντικοί αριθμοί</u>: Σύμφωνα με τη σύγχρονη ατομική θεωρία, η κίνηση των ηλεκτρονίων (e⁻) γύρω από τον πυρήνα δεν προσδιορίζεται μόνο από έναν κύριο

κβαντικό αριθμό, αλλά από τέσσερις (4) αριθμούς: i) κύριος κβαντικός αριθμός (n), ii) δευτερεύων κβαντικός αριθμός (l), iii) μαγνητικός κβαντικός αριθμός (m_l) και iv) κβαντικός αριθμός του spin (m_s).

Πιο συγκεκριμένα, ο κύριος κβαντικός αριθμός αντιπροσωπεύει τις κύριες ενεργειακές στάθμες του ηλεκτρονίου (e⁻) καθορίζοντας την περιοχή του χώρου με τη μέγιστη πιθανότητα να βρεθεί ένα ηλεκτρόνιο (e⁻) που έχει αυτόν τον αριθμό. Οι τιμές που λαμβάνει αυτός ο αριθμός είναι ακέραιες και κυμαίνονται από το 1 έως και το 7. Όσο μεγαλύτερη είναι η τιμή του αριθμού αυτού, τόσο πιο μακριά από τον πυρήνα βρίσκεται η περιοχή μέγιστης πιθανότητας της θέσης του ηλεκτρονίου (e⁻) και τόσο μεγαλύτερη η ενέργειά του. Οι στοιβάδες χαρακτηρίζονται με τα γράμματα K, L, M, N, κ.λ.π..

Όσον αφορά στο δευτερεύοντα κβαντικό αριθμό l, αυτός καθορίζει τις ενεργειακές υποστάθμες που περιλαμβάνει η κάθε ενεργειακή στάθμη, προσδιορίζοντας κατ'αυτόν τον τρόπο μία υποπεριοχή μέσα στην οποία εμφανίζεται η μέγιστη πιθανότητα να βρεθεί το ηλεκτρόνιο (e⁻). Οι τιμές που λαμβάνει ο αριθμός l είναι 0, 1, 2, 3, ..., n – 1. Οι υποστοιβάδες χαρακτηρίζονται με τα γράμματα s, p, d, f και σε αυτές εμπεριέχονται τα αντίστοιχα τροχιακά (s, p, d, f).

Ο μαγνητικός κβαντικός αριθμός m_1 καθορίζει τον προσανατολισμό στο χώρο ενός ηλεκτρονιακού τροχιακού. Πρέπει να σημειωθεί ότι η επίδραση αυτού του αριθμού στην ενέργεια του ηλεκτρονίου (e⁻) είναι μικρή. Ο αριθμός των επιτρεπτών προσανατολισμών ενός τροχιακού εξαρτάται από την τιμή του αριθμού l του τροχιακού. Επομένως, ο αριθμός m_1 μπορεί να πάρει τις ακέραιες τιμές από – l έως και + l.

Τέλος, ο κβαντικός αριθμός του spin m_s καθορίζει δύο (2) διαφορετικές διευθύνσεις περιστροφής (spin) του ηλεκτρονίου (e⁻) γύρω από τον εαυτό του. Οι διευθύνσεις αυτές – προς τη μία ή την άλλη φορά – προσδιορίζονται από τις τιμές του αριθμού του spin που είναι ίσος με + $\frac{1}{2}$ ή με – $\frac{1}{2}$. Ο αριθμός του spin επηρεάζει πολύ λίγο την ενέργεια του ηλεκτρονίου (e⁻). Δύο ηλεκτρόνια (e⁻) μπορεί να βρίσκονται στο ίδιο ακριβώς τροχιακό όπου το ένα έχει θετικό αριθμό spin ενώ το άλλο έχει αρνητικό αριθμό spin.

<u>Απαγορευτική αρχή του Pauli</u>: Σύμφωνα με αυτήν την αρχή, δεν είναι δυνατόν στο ίδιο άτομο να υπάρχουν δύο ηλεκτρόνια (e⁻) που να έχουν ίδιους και τους τέσσερις (4) κβαντικούς αριθμούς τους (n, l, m_l, m_s). <u>Αρχή Ελάχιστης Ενέργειας</u>: Τα ηλεκτρόνια (e⁻) καταλαμβάνουν πρώτα τα διαθέσιμα ατομικά τροχιακά χαμηλότερης ενέργειας και εν συνεχεία – εφ'όσον υπάρχει περίσσεια ηλεκτρονίων (e⁻) – καταλαμβάνουν τροχιακά υψηλότερης ενέργειας δημιουργώντας μία δομή με τη μικρότερη δυνατή ενέργεια.

Εικόνα 1-3: Ενεργειακή σειρά πλήρωσης των ατομικών τροχιακών με ηλεκτρόνια

<u>Αρχή Hund</u>: Σε ένα άτομο το οποίο διαθέτει μεγάλο αριθμό ηλεκτρονίων (e⁻), παρατηρείται πλήρωση των τροχιακών με τις μικρότερες δυνατές ενέργειες, σύμφωνα με την αρχή αποκλεισμού του Pauli. Παρ'όλ'αυτά, δεν είναι δυνατό να προσδιορισθεί ο τρόπος κατανομής των ηλεκτρονίων (e⁻) από τις πολλές καταστάσεις που αντιστοιχούν σε ένα δεδομένο συνδυασμό των n και l. Παραδείγματος χάριν, έξι καταστάσεις 2p, οι οποίες αντιστοιχούν στους αριθμούς m_l = – 1, 0, +1, όπου για κάθε διαφορετική τιμή του αριθμού m_l αντιστοιχούν δύο (2) τιμές m_s = ± ½. Όσον αφορά σε δύο (2) ηλεκτρόνια (e⁻), αυτά ενδέχεται είτε να αποκτήσουν παράλληλα spins – δηλαδή ίδιο αριθμό m_s – με αποτέλεσμα να τοποθετηθούν σε διαφορετικές καταστάσεις m_l. Βάσει φασματοσκοπικών παρατηρήσεων, έχει επιβεβαιωθεί ότι τα ηλεκτρόνια (e⁻) που βρίσκονται στο ίδιο n, l τροχιακό προτιμούν να έχουν παράλληλα spins (ίδιο δηλαδή αριθμό m_s). Η πρόταση αυτή αποτελεί τον κανόνα Hund [1],[2].

1.2. Ο μαγνητισμός της ύλης

1.2.1. Μαγνητική διπολική ροπή

Η τροχιακή κίνηση του ηλεκτρονίου προκαλεί ένα βρόχο ρεύματος, ο οποίος με τη σειρά του προκαλεί μία μαγνητική διπολική ροπή. Η τροχιά ενός ηλεκτρονίου ισοδυναμεί με κυκλικό ρεύμα και από τον ηλεκτρομαγνητισμό είναι γνωστό ότι τα κυκλικά ρεύματα ισοδυναμούν με μαγνήτες.



Εικόνα 1-4: Το ηλεκτρόνιο λόγω της τροχιακής κίνησης ισοδυναμεί με ένα μικρό μαγνήτη

Για την εξήγηση των μαγνητικών ιδιοτήτων των υλικών χρησιμοποιούνται έννοιες που στηρίζονται στην ιδέα της μαγνητικής διπολικής ροπής. Έστω ένας βρόχος ρεύματος, ο οποίος διαρρέεται από ρεύμα Ι. Ενώ θα μπορούσε να θεωρηθεί ότι πρόκειται για ένα πηνίο που διαρρέεται από ρεύμα, για λόγους απλότητας υποτίθεται ότι ο βρόχος του ρεύματος βρίσκεται σε ένα επίπεδο. Η επιφάνεια που ορίζεται από το ρεύμα είναι Α. Έστω u_n το μοναδιαίο διάνυσμα που εξέρχεται από την επιφάνεια Α. Η φορά αυτού του μοναδιαίου διανύσματος είναι τέτοια ώστε το ρεύμα να ακολουθεί τη φορά των δεικτών του ρολογιού. Σε αυτήν την περίπτωση, η μαγνητική διπολική ροπή -ή απλά μαγνητική ροπή $μ_m$ – ορίζεται από την ακόλουθη σχέση:

$$\vec{\mu}_m = I A \vec{u}_n. \tag{1.1}$$

Όταν μία μαγνητική ροπή βρεθεί μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο, τότε επενεργεί σε αυτή μία ροπή, η οποία τείνει να την περιστρέψει και να ευθυγραμμίσει τον άξονά της με το μαγνητικό πεδίο. Επιπροσθέτως, δεδομένου ότι η μαγνητική ροπή αποτελεί ένα βρόχο ρεύματος, πρέπει να σημειωθεί ότι γύρω από αυτή δημιουργείται ένα μαγνητικό πεδίο \vec{B} , το οποίο παρουσιάζει την ίδια μορφή με το πεδίο που δημιουργείται γύρω από μία μαγνητική ράβδο. Ο υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου \vec{B} μπορεί να

πραγματοποιηθεί χρησιμοποιώντας το ρεύμα Ι και τη γεωμετρία του. Για παράδειγμα, το πεδίο \vec{B} σε ένα σημείο P, το οποίο βρίσκεται σε απόσταση r από τον άξονα του πηνίου και στο κέντρο αυτού, είναι ευθέως ανάλογο της μαγνητικής ροπής αλλά αντιστρόφως ανάλογο της τρίτης δύναμης της απόστασης (r^3), ισχύει δηλαδή η σχέση $\vec{B} \propto \vec{\mu}_m / r^3$.



Εικόνα 1–5: Το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από ένα μαγνητικό δίπολο είναι ίδιο με το μαγνητικό πεδίο ενός ραβδόμορφου μαγνήτη

1.2.2. Ατομικές μαγνητικές ροπές

Ένα ηλεκτρόνιο (e⁻) που περιστρέφεται γύρω από ένα άτομο συμπεριφέρεται ως ένας βρόχος ρεύματος κι έχει μαγνητική διπολική ροπή, η οποία ονομάζεται τροχιακή μαγνητική ροπή, μ_{τροχ} (orbital magnetic moment). Έστω ότι η γωνιακή συχνότητα του ηλεκτρονίου (e⁻) συμβολίζεται με «ω»⁻ το ρεύμα *I* του περιστρεφόμενου ηλεκτρονίου (e⁻) είναι ίσο με:

$$I = Φορτίο που ρέει ανά μονάδα χρόνου = -\frac{e}{\pi ερίοδος} = -\frac{e\omega}{2\pi}.$$
 (1.2)

Εάν r είναι η ακτίνα της τροχιάς, τότε η μαγνητική διπολική ροπή δίνεται από τη σχέση:

$$\mu_{\tau\rhoo\chi} = I\left(\pi r^2\right) = -\frac{e\omega r^2}{2}.$$
(1.3)

Όμως, η ταχύτητα υ του ηλεκτρονίου (e⁻) είναι ίση με ωr και η τροχιακή στροφορμή του

$$L = (m_e \upsilon) r = m_e \omega r^2. \tag{1.4}$$

Εφαρμόζοντας αυτήν τη σχέση στη $\mu_{\text{tooy.}}$, προκύπτει ότι:

$$\mu_{\tau\rho\sigma\chi.} = -\frac{e}{2m_e}L. \tag{1.5}$$

Επομένως, η μαγνητική ροπή είναι ανάλογη της τροχιακής στροφορμής και τα δύο μεγέθη συνδέονται μεταξύ τους με έναν παράγοντα που περιλαμβάνει το λόγο της μάζας προς το φορτίο του ηλεκτρονίου (e⁻). Ο αριθμητικός παράγοντας που συσχετίζει την τροχιακή στροφορμή με τη μαγνητική ροπή είναι ίσος με $\frac{e}{2m_e}$ και ονομάζεται γυρομαγνητικός λόγος. Όπως είναι γνωστό, το αρνητικό πρόσημο της εξίσωσης (1.5) υποδεικνύει ότι η $\mu_{τροχ}$ έχει αντίθετη φορά από την τροχιακή στροφορμή *L*. Το αρνητικό πρόσημο οφείλεται στο αρνητικό φορτίο του ηλεκτρονίου (e⁻).

Επιπλέον, το ηλεκτρόνιο (e⁻) παρουσιάζει και μία εσωτερική στροφορμή S, η οποία αντιστοιχεί στο spin του. Σε αυτό οφείλεται η ύπαρξη της μαγνητικής ροπής spin του ηλεκτρονίου (e⁻), η οποία συμβολίζεται με το «μ_{spin}». Η σχέση που συνδέει το μέγεθος μ_{spin} με τη στροφορμή S δεν είναι η ίδια με την εξίσωση (1.5). Σε αυτήν την περίπτωση, ο γυρομαγνητικός λόγος είναι διπλάσιος από ό,τι προηγουμένως και πιο συγκεκριμένα:

$$\mu_{spin} = -\frac{e}{m_e} S \,. \tag{1.6}$$

Επομένως, η συνολική μαγνητική ροπή του ηλεκτρονίου (e⁻) αποτελείται από τη μ_{spin} , και τη μ_{spin} , οι οποίες προστίθενται με τον ακόλουθο τρόπο. Και τα δύο είδη μαγνητικών ροπών, δηλαδή, αποτελούν διανυσματικές ποσότητες, με αποτέλεσμα να μη χρησιμοποιείται το αλγεβρικό άθροισμά τους για την άθροισή τους. Επιπλέον, η συνολική μαγνητική ροπή $\mu_{\alpha \tau \dot{o} \mu o v}$ του ατόμου εξαρτάται από την τροχιακή κίνηση και τα spins όλων των ηλεκτρονίων (e⁻). Πρέπει να επισημανθεί ότι η συνολική μαγνητική ροπή δεν εξαρτάται από τα ηλεκτρόνια (e⁻) τα οποία βρίσκονται στις συμπληρωμένες υποστοιβάδες, επειδή για κάθε ηλεκτρόνιο (e⁻) με συγκεκριμένη \vec{L} (ή \vec{S}), υπάρχει ένα αντίστοιχο ηλεκτρόνιο (e⁻) με αντίθετο \vec{L} (ή \vec{S}), δηλαδή αλληλοαναιρούνται. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι το διάνυσμα \vec{L} είναι χωροκβαντισμένο μέσω της m_i όπου

κατειλημμένες. Με άλλα λόγια, σε μία συμπληρωμένη υποστοιβάδα, το συνολικό spin των ηλεκτρονίων είναι ίσο με το μηδέν και δεν υπάρχει καθόλου μ_{spin}. Επομένως, στη συνολική μαγνητική ροπή ενός ατόμου, συντελούν μόνο οι μη συμπληρωμένες υποστοιβάδες.

Έστω ότι μελετάται άτομο, το οποίο – εκτός από τις συμπληρωμένες εσωτερικές υποστοιβάδες – περιλαμβάνει κι ένα ηλεκτρόνιο (e⁻) που περιστρέφεται σε ένα s τροχιακό (l=0). Σε αυτήν την περίπτωση, η τροχιακή μαγνητική ροπή είναι ίση με το μηδέν και η μαγνητική ροπή οφείλεται αποκλειστικά στο spin αυτού του ηλεκτρονίου (e⁻), δηλαδή $\mu_{artóμov} = \mu_{spin}$. Όταν εφαρμόζεται εξωτερικό μαγνητικό πεδίο στη διεύθυνση z, η μαγνητική ροπή δε μπορεί απλά να περιστραφεί και να ευθυγραμμισθεί με αυτό το πεδίο, καθώς, σύμφωνα με την κβαντομηχανική θεωρία, η στροφορμή spin πρέπει να είναι χωροκβαντισμένη. Έτσι, η συνιστώσα της S στον άξονα z, δηλαδή η S_z , πρέπει να ισούται με $m_s\hbar$, όπου το $m_s = \pm \frac{1}{2}$ αποτελεί το μαγνητικό κβαντικό αριθμό του spin. Η ροπή που επενεργεί στο περιστρεφόμενο ηλεκτρόνιο (e⁻), δηλαδή η μετάπτωση του έξωτερικού μαγνητικού πεδίου (εικ.1–6). Η μετάπτωση που λαμβάνει χώρα είναι ίση με $S_z = -\frac{1}{2}\hbar$ και δημιουργεί μία μέση μαγνητική ροπή μ_z παράλληλη προς το πεδίο, η οποία δίνεται από την εξίσωση (1.6) όπου η τιμή του S ισούται με S_z [3]:

$$\mu_z = -\frac{e}{m_e} S_z = -\frac{e}{m_e} \left(m_s \hbar \right) = \frac{e\hbar}{2m_e} = \beta .$$
(1.7)



Εικόνα 1–6: Η μαγνητική ροπή spin περιστρέφεται γύρω από το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο που είναι παράλληλο στον άξονα z κι έχει μ_z παράλληλη με τον άξονα z

1.2.3. Συμπεριφορά του ατόμου σε εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο

Όταν ένα υλικό τοποθετείται εντός μαγνητικού πεδίου, ασκούνται στα ηλεκτρόνιά του μαγνητικές δυνάμεις. Ωστόσο, ο τρόπος με τον οποίο επιδρά ένα εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο σε ένα υλικό διαφέρει από υλικό σε υλικό. Αυτό οφείλεται στη διαφορετική ατομική και μοριακή δομή στην οποία συνίσταται το κάθε υλικό.

Στα περισσότερα υλικά, τα ηλεκτρόνια εμφανίζονται στα άτομα υπό τη μορφή ζεύγους όπου αναπτύσσουν αντιπαράλληλα spins και αλληλοαναιρούνται. Αντιθέτως, το spin των ασύζευκτων ηλεκτρονίων – εάν υπάρχουν στο υλικό – δημιουργεί ένα εσωτερικό μαγνητικό πεδίο το οποίο αλληλεπιδρά σε μεγαλύτερο βαθμό με ένα επιβαλλόμενο εξωτερικό πεδίο. Η ενέργεια αλληλεπίδρασης μιας μαγνητικής ροπής μ'ένα μαγνητικό πεδίο δίνεται από τη σχέση:

$$U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \tag{1.8}$$

Κατ'αντιστοιχία, εάν η εφαρμογή του μαγνητικού πεδίου πραγματοποιηθεί κατά τον άξονα των z, δηλ. H_z, η ενέργεια αλληλεπίδρασης μιας μαγνητικής ροπής με ένα μαγνητικό πεδίο γίνεται:

$$U = -\mu_z B \tag{1.9}$$

με αποτέλεσμα ένα ηλεκτρόνιο με κβαντικό αριθμό m_ℓ να έχει ενέργεια:

$$U = -\mu_z B = -\mu_B m_I B \tag{1.10}$$

Για την περίπτωση που ένα ηλεκτρόνιο βρίσκεται στο τροχιακό p κι έχει l = 1, ο μαγνητικός κβαντικός αριθμός m_l μπορεί να πάρει τις τιμές +1, 0, – 1. Όταν δεν επιβάλλεται εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, τα ηλεκτρόνια σε αυτά τα τροχιακά εμφανίζουν την ίδια ενέργεια. Όταν, όμως, εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο ο «εκφυλισμός» αυτός παύει να υφίσταται, με αποτέλεσμα το ηλεκτρόνιο που έχει $m_l = +1$ να ανέρχεται ενεργειακά κατά το μέγεθος $\mu_B B$, αυτό με τιμή $m_l = 0$ να παραμένει στο ίδιο επίπεδο και το τρίτο που εμφανίζει $m_l = -1$ να υποβαθμίζεται ενεργειακά κατά ένα αντίστοιχο μέγεθος $\mu_B B$. Σύμφωνα με το φαινόμενο Zeeman, ο παρατηρητής διακρίνει τρεις γραμμές αντί για μία. Το φαινόμενο αυτό καλείται «κανονικό φαινόμενο Zeeman» και ο διαχωρισμός των φασματικών γραμμών είναι πολύ μικρός.



Εικόνα 1–7: Άρση του περιστροφικού εκφυλισμού κατά την τοποθέτηση του ατόμου σε ένα μαγνητικό πεδίο. Η στάθμη l = 1 καταλήγει σε μία τριάδα σταθμών συμμετρικά διατεταγμένων ως προς την αρχική – διαχωρισμός Zeeman

1.2.4. Παράμετροι και φυσικά μεγέθη που προσδιορίζουν τις ιδιότητες ενός μαγνήτη

Όταν εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο σε ένα υλικό, τότε η μαγνητική επαγωγή στο εσωτερικό του υλικού (B_{equt}) δίνεται από τη σχέση:

$$B_{\varepsilon\sigma\omega\tau} = B_0 + \mu_0 M \xrightarrow{B_0 = \mu_0 H} B_{\varepsilon\sigma\omega\tau} = \mu_0 H + \mu_0 M$$
(1.11)
$$\implies B_{\varepsilon\sigma\omega\tau} = \mu_0 (H + M)$$

όπου:

- B₀: μαγνητική επαγωγή μαγνητικού πεδίου
- > μ_0 : μαγνητική διαπερατότητα κενού ($c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$)
- Μ: μαγνήτιση (μαγνητική ροπή ανά μονάδα όγκου)
- Η: ένταση μαγνητικού πεδίου

Επιπλέον, πρέπει να αναφερθεί ότι η μαγνήτιση του υλικού συνδέεται με την ένταση του μαγνητικού πεδίου μέσω της σχέσης:

$$\boldsymbol{M} = \boldsymbol{\chi}_m \boldsymbol{H} \tag{1.12}$$

όπου χ_m : η μαγνητική επιδεκτικότητα.

Επομένως, σύμφωνα με τις σχέσεις (1.11) και (1.12), ισχύει ότι:

$$\begin{cases} \boldsymbol{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.} = \mu_0(\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M}) \\ \boldsymbol{M} = \chi_m \boldsymbol{H} \end{cases} \implies \boldsymbol{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.} = \mu_0(\boldsymbol{H} + \chi_m \boldsymbol{H}) \tag{1.13}$$

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

Ακόμα, η μαγνητική διαπερατότητα του υλικού ορίζεται ως:

$$\mu = \mu_r \mu_0 \tag{1.14}$$

όπου $\mu_r = (1 + \chi_m)$ ή $\mu_r = \frac{B}{\mu_0 H}$ είναι η σχετική διαπερατότητα [47].

Επομένως, η σχέση (1.13) μετασχηματίζεται σε:

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

$$\xrightarrow{\mu = \mu_r \mu_0} \boldsymbol{B}_{\varepsilon\sigma\omega\tau.} = \mu \boldsymbol{H}$$
(1.15)

2. ΜΙΚΡΟΣΚΟΠΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΟΥ ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΥ

2.1. Το μοριακό πεδίο στο εσωτερικό της ύλης

Το μαγνητικό πεδίο, στο οποίο οφείλεται η αλληλεπίδραση ενός ατόμου ή ενός μορίου με ατομικά ρεύματα, είναι το μοριακό πεδίο $\vec{B}_m = \mu_0 \vec{H}_m$. Ορισμένα εκπαιδευτικά βιβλία το ορίζουν ως «τοπικό πεδίο» και είναι το μαγνητικό πεδίο σε μία μοριακή (ή ατομική) θέση στο υλικό. Αν εξαιρεθεί το ένα μόριο (ή άτομο) που βρίσκεται στο υπό εξέταση σημείο, αυτό το πεδίο παράγεται από όλες τις εξωτερικές πηγές και όλα τα μοριακά δίπολα του υλικού. Προφανώς, το \vec{B}_m δε χρειάζεται να είναι το ίδιο με το μακροσκοπικό πεδίο της μαγνητικής επαγωγής, αν και εφ'όσον αυτό συνδέεται με τη δύναμη που ασκείται σε ένα στοιχειώδες ρεύμα, οι διαστάσεις του οποίου – σε σύγκριση με τις μοριακές διαστάσεις – είναι μεγάλες.

Η διαδικασία που ακολουθείται για τον υπολογισμό του μοριακού ηλεκτρικού πεδίου σε ένα διηλεκτρικό μπορεί να εφαρμοσθεί και στον υπολογισμό του μοριακού πεδίου. Έστω ένα υλικό σώμα αυθαίρετου σχήματος, το οποίο, για ευκολία, θεωρείται ομοιόμορφα μαγνητισμένο με μαγνήτιση \vec{M} . Από το σώμα αυτό, αφαιρείται ένα μικρό κομμάτι υλικού, αφήνοντας μία σφαιρική κοιλότητα που περιβάλλει το σημείο στο οποίο πρόκειται να υπολογισθεί το μοριακό πεδίο.



Εικόνα 2–1: Υπολογισμός της συνεισφοράς από την επιφάνεια της «κοιλότητας» στο H_m . (Τα πρόσημα εκφράζουν μαγνητικά φορτία)

Το υλικό που απομένει αντιμετωπίζεται – μακροσκοπικά – ως συνεχές μέσο. Εν συνεχεία, το υλικό τοποθετείται εκ νέου εντός της κοιλότητας, μόριο προς μόριο, εκτός

από το μόριο στο κέντρο της κοιλότητας στο σημείο όπου υπολογίζεται το μοριακό πεδίο. Τα μόρια που επανατοποθετούνται αντιμετωπίζονται ως μεμονωμένα δίπολα ή ομάδες διπόλων όχι ως συνεχές μέσο.

Πρέπει να σημειωθεί ότι το μακροσκοπικό πεδίο \vec{H} , δηλαδή η μαγνητική ένταση του δείγματος, εκφράζεται – μέσω της εξίσωσης $\vec{H}(r) = \frac{1}{4\pi} \int_{V} \frac{J \times (r - r')}{|r - r'|^{3}} dv' - \nabla \varphi^{*}(r) \mu \epsilon$ $\varphi^{*}(r) = \frac{1}{4\pi} \int_{V} \frac{\rho_{M} dv'}{|r - r'|} + \frac{1}{4\pi} \int_{S} \frac{\sigma_{M} d\alpha'}{|r - r'|} - \omega \varsigma:$

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{J \times (r - r')}{|r - r|^3} dv' + \frac{1}{4\pi} \int \rho_M \frac{(r - r')}{|r - r|^3} dv' + \frac{1}{4\pi} \int \sigma_M \frac{(r - r')}{|r - r|^3} d\alpha'$$
(2.1)

με $\rho_M(r') \equiv -\nabla \cdot M(r')$ είναι η πυκνότητα μαγνητικού πόλου και $\sigma_M(r') \equiv M(r') \cdot n$ η επιφανειακή πυκνότητα της ισχύος μαγνητικού πόλου, όπου οι ολοκληρώσεις πραγματοποιούνται σε όλες τις πηγές: \vec{J} , ρ_M και σ_M . Το μοριακό πεδίο \vec{H}_m εκφράζεται με παρόμοιο τρόπο, εκτός από το γεγονός ότι σε αυτήν την περίπτωση υπάρχουν επιπλέον συνεισφορές τόσο από την επιφάνεια της κοιλότητας όσο και από τα μεμονωμένα δίπολα της κοιλότητας. Εφ'όσον $\rho_M = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M} = 0$ στο ομοιόμορφα μαγνητισμένο δείγμα, το ολοκλήρωμα της ποσότητας $\rho_M (r-r')/|r-r'|^3$ στον όγκο της κοιλότητας δεν είναι απαραίτητο να εξαιρεθεί. Επομένως:

$$\vec{H}_m = \vec{H} + \vec{H}_s + \vec{H}' \tag{2.2}$$

όπου \vec{H} είναι η μακροσκοπική ένταση του δείγματος, \vec{H}_s η συνεισφορά από την επιφανειακή πυκνότητα των πόλων $\sigma_M = M_n$ επάνω στην επιφάνεια της κοιλότητας και \vec{H} η συνεισφορά από τα δίπολα στο εσωτερικό της κοιλότητας. Προκύπτει ότι η ποσότητα \vec{H}_s είναι ίση με:

$$\vec{H}_s = \frac{1}{3}\vec{M} \ . \tag{2.3}$$

Επιπλέον, η συνεισφορά από τα δίπολα της κοιλότητας είναι:

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \sum_{i} \left[\frac{3(\vec{m}_{i} \cdot \vec{r}_{i})\vec{r}_{i}}{r_{i}^{5}} - \frac{\vec{m}_{i}}{r_{i}^{3}} \right]$$
(2.4)

όπου η r_i , δηλαδή η απόσταση από το δίπολο i έως το κέντρο της κοιλότητας, έχει την ίδια μορφή με τον αντίστοιχο όρο του \vec{E} .

Στην περίπτωση που η παραπάνω εξίσωση μηδενίζεται – συνθήκη η οποία αφορά σε μία μεγάλη κατηγορία υλικών – η εξίσωση $\vec{H}_m = \vec{H} + \vec{H}_s + \vec{H}'$ για το μοριακό πεδίο ανάγεται στις σχέσεις:

$$\vec{H}_m = \vec{H} + \frac{1}{3}\vec{M} \tag{2.5}$$
Kal

$$\vec{B}_m = \mu_0 \vec{H}_m \tag{2.6}$$

Αυτές οι δύο (2) εξισώσεις δίνουν το μοριακό πεδίο συναρτήσει της μακροσκοπικής μαγνητικής έντασης και της μαγνήτισης του δείγματος. Όσον αφορά στα περισσότερα διαμαγνητικά και παραμαγνητικά υλικά, ο όρος $\frac{1}{3}\vec{M} = \frac{1}{3}\chi_m\vec{H}$ είναι αμελητέος, ενώ στα σιδηρομαγνητικά υλικά η διόρθωση είναι αρκετά σημαντική [4].

2.2. Η προέλευση του διαμαγνητισμού

Για να υπολογισθεί η διαμαγνητική επιδεκτικότητα ενός συνόλου ατόμων, απαιτείται να είναι γνωστή η κίνηση των ηλεκτρονίων του ίδιου του ατόμου. Έστω ότι κάθε ηλεκτρόνιο κινείται σε κυκλική τροχιά ακτίνας R γύρω από τον πυρήνα του ατόμου σε ένα επίπεδο κάθετο στο εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο. Σύμφωνα με την κβαντική μηχανική, παρ'όλο που δεν περιγράφει επ'ακριβώς το φαινόμενο, θεωρείται ότι τα ηλεκτρόνια (e⁻) δεν περιφέρονται σε συγκεκριμένες τροχιές. Για να προκύψει σωστή λύση, πρέπει να επιλυθεί η εξίσωση Schrödinger για την περίπτωση ενός ατομικού ηλεκτρονίου που βρίσκεται σε ένα μαγνητικό πεδίο. Εν τούτοις, εάν μελετηθεί αυτό το σύστημα με βάση την «κλασσική» μηχανική, προκύπτει σωστή τάξη μεγέθους της διαμαγνητικής επιδεκτικότητας.

Πιο αναλυτικά, πριν εφαρμοσθεί το μαγνητικό πεδίο, ισχύει ότι το ηλεκτρόνιο (e⁻) βρίσκεται σε ισορροπία στην τροχιά του. Επομένως,

$$F_a = m_e \omega_0^2 R, \tag{2.7}$$

όπου F_q είναι η ηλεκτρική δύναμη που συγκρατεί το ηλεκτρόνιο (e⁻) στο άτομο, ω_0 η γωνιακή συχνότητα του ηλεκτρονίου (e⁻) στην τροχιά του και m_e η μάζα του ηλεκτρονίου (e⁻). Στο ηλεκτρόνιο (e⁻) ασκείται μια επιπλέον δύναμη $-e\vec{v}\times\vec{B}_m$ από την εφαρμογή του μαγνητικού πεδίου. Αν υποτεθεί ότι το ηλεκτρόνιο (e⁻) παραμένει στην ίδια τροχιά, προκύπτει ότι:

$$F_a \pm e\omega RB_m = m_e \omega^2 R \,. \tag{2.8}$$

Επομένως, οι δύο (2) τελευταίες σχέσεις δίνουν το αποτέλεσμα:

$$\pm e\omega B_m = m_e \left(\omega - \omega_0\right) \left(\omega + \omega_0\right). \tag{2.9}$$

Η ποσότητα $\Delta \omega = \omega - \omega_0$ συμβολίζει τη μεταβολή της γωνιακής συχνότητας του ηλεκτρονίου (e⁻). Επομένως, το ηλεκτρόνιο (e⁻) είτε επιβραδύνεται είτε επιταχύνεται στην τροχιά του – και στις δύο (2) περιπτώσεις – η μεταβολή της τροχιακής μαγνητικής ροπής παρουσιάζει φορά αντίθετη του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου.

Ακόμα και στην περίπτωση των μεγαλύτερων δυνατών μαγνητικών πεδίων που μπορούν να επιτευχθούν στο εργαστήριο (~ 100T), το Δω παραμένει μικρό – αν συγκριθεί με το ω₀ – με αποτέλεσμα η εξίσωση (2.9) να προσεγγίζεται από τη σχέση:

$$\Delta \omega = \pm \frac{e}{2m_e} B_m. \tag{2.10}$$

Η ποσότητα $(e/2m_e)B_m$ είναι γνωστή ως συχνότητα Larmor [4],[5].

Μέχρι αυτό το σημείο, έχει διατυπωθεί η υπόθεση ότι το ηλεκτρόνιο (e⁻) παραμένει στην ίδια τροχιά. Για να ισχύει αυτή η υπόθεση, η μεταβολή της κινητικής του ενέργειας πρέπει να περιγράφεται από τη σχέση $\Delta \omega = \pm \frac{e}{2m_e} B_m$, όπως προσδιορίζεται από το νόμο Faraday για την επαγωγή. Όταν εφαρμόζεται εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, δημιουργείται μεταβολή στη ροή διαμέσου της τροχιάς, η οποία δίνεται από την ποσότητα $\pi R^2 \Delta B_m$. Αυτή η ροή συνδέεται με Δη ηλεκτρικούς βρόχους, όπου Δη είναι το πλήθος των περιστροφών που πραγματοποιεί το ηλεκτρόνιο (e⁻) κατά τη διάρκεια του χρόνου στον οποίο μεταβάλλεται το πεδίο. Η μεταβαλλόμενη ροή παράγει μία ηλεκτρεγερτική δύναμη (ΗΕΔ), σύμφωνα με το νόμο του Faraday:

$$E = \pi R^2 \frac{dB_m}{dt} \Delta n = \pi R^2 \frac{dn}{dt} \Delta B_m$$
(2.11)

Σ'αυτή τη διαδικασία, το ηλεκτρόνιο (e⁻) αποκτά ενέργεια που ισούται με *Ee* και εμφανίζεται ως μεταβολή της κινητικής ενέργειας:

$$\frac{1}{2}m_e R^2 \left(\omega^2 - \omega_0^2\right) = e\pi R^2 \frac{dn}{dt} \Delta B_m.$$
(2.12)

Όμως, η ποσότητα ΔB_m αποτελεί την τελική τιμή του πεδίου B_m και η μέση τιμή του $dn/dt = (\omega + \omega_0)/4\pi$. Επομένως,

$$\Delta \omega = \frac{e}{2m_e} B_m, \qquad (2.13)$$

σχέση που είναι σύμφωνη με την εξίσωση (2.10). Οπότε, προκύπτει ότι η υπόθεση μιας σταθερής τροχιάς δεν οδηγεί σε αντίφαση μεταξύ της εξίσωσης (2.11) και της εξίσωσης δυνάμεων. Ο διαμαγνητισμός είναι το αποτέλεσμα του νόμου του Lenz όταν εφαρμόζεται σε ατομική κλίμακα. Κάθε φορά που εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο, τα ρεύματα των ηλεκτρονίων (e⁻) κάθε ατόμου τροποποιούνται κατά τέτοιο τρόπο που τείνουν να εξασθενήσουν την επίδραση αυτού του πεδίου.

Η μεταβολή της γωνιακής ταχύτητας που περιγράφεται από την εξίσωση (2.10) προκαλεί μεταβολή της μαγνητικής ροπής σύμφωνα με τον τύπο:

$$\Delta \vec{m} = -\frac{e}{2\pi} \pi R^2 \frac{e}{2m_e} \vec{B}_m = -\frac{e^2}{4m_e} R^2 \mu_0 \vec{H}_m.$$
(2.14)

Εάν αθροισθεί αυτό το αποτέλεσμα για όλα τα ηλεκτρόνια (e⁻) ενός μοναδιαίου όγκου, υπολογίζεται η μαγνήτιση του υλικού. Σε ένα υλικό που περιέχει N άτομα – του ίδιου στοιχείου – ανά μονάδα όγκου, ισχύει ότι:

$$\vec{M} = -\frac{Ne^2\mu_0}{4m_e}\vec{H}_m\sum_i R_i^2, \qquad (2.15)$$

όπου η άθροιση πραγματοποιείται στα ηλεκτρόνια (e⁻) ενός ατόμου. Στα διαμαγνητικά υλικά, το \vec{H}_m διαφέρει πολύ λίγο από το \vec{H} , με αποτέλεσμα η διαμαγνητική επιδεκτικότητα να είναι ίση με:

$$\chi_m = -\frac{Ne^2\mu_0}{4m_e} \sum_i R_i^2 \,. \tag{2.16}$$

Αυτό το αποτέλεσμα προκύπτει λαμβάνοντας ως δεδομένο ότι όλα τα ηλεκτρόνια (e⁻) κινούνται σε επίπεδα κάθετα στο πεδίο \vec{H}_m . Στην περίπτωση που η τροχιά του ηλεκτρονίου (e⁻) είναι κεκλιμένη, ένα διάνυσμα κάθετο στην τροχιά σχηματίζει γωνία θ_i με το πεδίο, με αποτέλεσμα να επιδρά μόνο η συνιστώσα του \vec{H}_m που είναι κατά μήκος αυτού του κάθετου διανύσματος ($H_m \cos \theta_i$) στη μεταβολή της γωνιακής ταχύτητας του ηλεκτρονίου (e⁻). Ακόμα, η συνιστώσα του $\Delta \vec{m}$ που είναι παράλληλη προς το πεδίο, είναι μικρότερη κατά έναν παράγοντα θ_i . Επομένως, μία καλύτερη προσέγγιση για τη διαμαγνητική επιδεκτικότητα είναι:

$$\chi_{m} = -\frac{Ne^{2}\mu_{0}}{4m_{e}}\sum_{i}R_{i}^{2}\cos^{2}\theta_{i}.$$
(2.17)

Επειδή η παραμαγνητική ή η σιδηρομαγνητική συμπεριφορά είναι ισχυρότερη από το διαμαγνητισμό, είναι πολύ πιθανό ο διαμαγνητισμός να καλύπτεται από αυτήν, ενώ υπάρχει σχεδόν σε όλα τα είδη της ύλης. Σε υλικά τα οποία αποτελούνται εξ' ολοκλήρου από άτομα ή ιόντα με πλήρεις ηλεκτρονικές στοιβάδες εμφανίζεται, κυρίως, ο διαμαγνητισμός, με την προϋπόθεση ότι οι υπόλοιπες παραμαγνητικές συνεισφορές απαλείφονται [4].

2.3. Η προέλευση του παραμαγνητισμού

Η τροχιακή κίνηση κάθε ηλεκτρονίου (e⁻) σε ένα άτομο ή μόριο μπορεί να περιγραφεί σε συνάρτηση με τη ροπή ενός μαγνητικού διπόλου βάσει της εξίσωσης $\vec{m} = \frac{1}{2} I \oint_C \vec{r} \times d\vec{l}$. Επιπροσθέτως, το ηλεκτρόνιο (e⁻) διαθέτει μία εσωτερική ιδιότητα που του προσδίδει ιδιοστροφορμή και ονομάζεται spin, όπως έχει ήδη αναλυθεί. Κάθε άτομο διαθέτει μία μαγνητική ροπή \vec{m}_i , η οποία είναι το διανυσματικό άθροισμα της τροχιακής ροπής και της ροπής που οφείλεται στο spin των ηλεκτρονίων (e⁻) του ατόμου. Σε γενικές γραμμές, διατυπώνεται η άποψη ότι ο παραμαγνητισμός προκύπτει από την τάση που εμφανίζουν οι ροπές των ηλεκτρονίων (e⁻) των ατόμων να ευθυγραμμίζονται με το εφαρμοζόμενο πεδίο, όπως ευθυγραμμίζεται – κατ'αντιστοιχία – το ρεύμα $\tau = IA \times B$ με το πεδίο, όπου η ποσότητα IA συμβολίζει τη μαγνητική διπολική ροπή ενός κυκλώματος.

Ωστόσο, επίπεδο, η ευθυγράμμιση των ροπών, σε μικροσκοπικό δεν πραγματοποιείται τόσο εύκολα όπως συμβαίνει στο ρεύμα. Αυτό συμβαίνει λόγω δύο (2) συγκεκριμένων δυσκολιών: 1) Όταν υπάρχει μαγνητικό πεδίο, οι κινήσεις των ηλεκτρονίων είναι κβαντωμένες κατά τέτοιο τρόπο ώστε κάθε τροχιακή ροπή καθώς και κάθε ροπή που οφείλεται στο spin των ηλεκτρονίων (e⁻) να διαθέτουν μόνο ένα διακριτό σύνολο προσανατολισμών ως προς τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου. Επιπλέον, σύμφωνα με την απαγορευτική αρχή του Pauli, δύο (2) ηλεκτρόνια του ατόμου δεν είναι δυνατό να καταλαμβάνουν την ίδια κβαντική κατάσταση. Επομένως, εάν υπάρχει τέτοιος αριθμός ηλεκτρονίων (e) ώστε να συμπληρώνονται όλες οι στοιβάδες ηλεκτρονίων, τότε πρέπει να χρησιμοποιηθούν όλοι οι δυνατοί προσανατολισμοί και η \vec{m}_i να είναι ίση με το μηδέν. Όμως, ο παραμαγνητισμός εμφανίζεται μόνο όταν $\vec{m}_i \neq 0.2$) Η κίνηση των ηλεκτρονίων (e) στο εσωτερικό ενός ατόμου, η οποία προκαλεί την \vec{m}_i , παράγει, επίσης, στροφορμή ως προς τον πυρήνα του ατόμου. Στην πραγματικότητα, η \vec{m}_i συνδέεται γραμμικά με αυτήν τη στροφορμή. Οπότε, η μαγνητική ροπή στρέψης δε μπορεί να ευθυγραμμίσει απ'ευθείας τη διπολική ροπή \vec{m}_i με το πεδίο, αλλά έχει ως αποτέλεσμα τη μεταπτωτική κίνηση της διπολικής ροπής γύρω από το πεδίο με σταθερή κλίση. Μέσα στο υλικό, τα άτομα βρίσκονται σε θερμική επαφή μεταξύ τους καθώς επίσης πραγματοποιούν θερμικές ταλαντώσεις. Υπό αυτές τις συνθήκες, οι \vec{m}_i μπορούν να ανταλλάξουν μαγνητική ενέργεια με τη θερμική ενέργεια του περιβάλλοντός τους και μεταβαίνουν – κατ'αυτόν τον τρόπο – από μία κατάσταση μετάπτωσης σε μία άλλη με διαφορετική κλίση. Η θερμική ενέργεια του συστήματος τείνει να παράγει έναν εντελώς τυχαίο προσανατολισμό των \vec{m}_i , αλλά προσανατολισμοί, οι οποίοι έχουν διεύθυνση κατά μήκος του πεδίου ή κοντά σε αυτό, παρουσιάζουν μικρότερη μαγνητική ενέργεια και κατά συνέπεια ευνοούνται.

Όσον αφορά σε ένα υλικό που αποτελείται εξ'ολοκλήρου από ένα είδος ατόμων – όπου κάθε άτομο έχει μαγνητική ροπή m_0 – ο μερικός προσανατολισμός περιγράφεται προσεγγιστικά από τη συνάρτηση Langevin, $\langle p_0 \cos \theta \rangle = p_0 \left[\coth y - \frac{1}{y} \right]$, όπου:

$$y = \frac{m_0 \mu_0 H_m}{kT} \,. \tag{2.18}$$

Επομένως, η μαγνήτιση υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\left|\vec{M}\right| = Nm_0 \left[\coth y - \frac{1}{y}\right],\tag{2.19}$$

όπου N είναι το πλήθος των ατόμων ανά μονάδα όγκου. Εκτός από την περιοχή θερμοκρασιών κοντά στο απόλυτο μηδέν, η συνάρτηση Langevin μπορεί να διατυπωθεί προσεγγιστικά χρησιμοποιώντας τον πρώτο όρο του αναπτύγματός της σε δυναμοσειρά:

$$\vec{M} = \frac{Nm_0^2}{3kT} \mu_0 \vec{H}_m,$$
(2.20)

από τον οποίο προκύπτει η παραμαγνητική επιδεκτικότητα:

$$\chi_m = \frac{Nm_0^2\mu_0}{3kT} \,. \tag{2.21}$$

Σύμφωνα με την ατομική θεωρία, η m_0 είναι της τάξης λίγων μαγνητόνων Bohr (μία (1) μαγνητόνη Bohr = $eh/4\pi m_e$, όπου h είναι η σταθερά του Planck) [4].

2.4. Η θεωρία του σιδηρομαγνητισμού

Οσον αφορά στα σιδηρομαγνητικά υλικά, οι ατομικές μαγνητικές ροπές είναι σχεδόν ευθυγραμμισμένες ακόμα και στην περίπτωση που δεν υπάρχει εξωτερικό πεδίο. Η αιτία αυτής της ευθυγράμμισης είναι το ατομικό πεδίο \vec{H}_m , το οποίο – σύμφωνα με την εξίσωση (2.5), δε μηδενίζεται όταν $\vec{H} = 0$ παρά μόνο αν η \vec{M} μηδενίζεται ταυτόχρονα. Μία μαγνήτιση \vec{M} δημιουργεί ένα ατομικό πεδίο αυτό το αποτέλεσμα είναι ικανοποιητικό μόνο στην περίπτωση που το προκύπτον ατομικό πεδίο παράγει την ίδια μαγνήτιση \vec{M} που θεωρείται ότι υπάρχει στο υλικό. Επομένως, πρέπει να εξετασθεί κάτω από ποιες συνθήκες η μαγνήτιση μπορεί να διατηρηθεί μέσω του ατομικού πεδίου.

Έστω ότι για το μαγνητικό πεδίο ισχύει η σχέση $\vec{H}_m = \vec{H} + \gamma \vec{M}$, η οποία για $\vec{H} = 0$ ανάγεται στην:

$$\vec{H}_m = \gamma \vec{M} . \tag{2.22}$$

Έχει αποδειχθεί ότι $\gamma = \frac{1}{3}$. Πρέπει, βέβαια, να σημειωθεί ότι εάν οι όροι της εξίσωσης (2.4) δεν οδηγούν σε μηδενικό άθροισμα, ενδέχεται να ισχύει $\gamma \neq \frac{1}{3}$. Σε κάθε περίπτωση, όμως, η τιμή του γ αναμένεται να είναι αυτής της τάξης μεγέθους.

Θεωρείται υλικό που αποτελείται από ένα είδος ατόμων – Ν άτομα ανά μονάδα όγκου – με κάθε άτομο να εμφανίζει μαγνητική ροπή m₀. Όταν οι ατομικές ροπές είναι σχεδόν ευθυγραμμισμένες, η μαγνήτιση πρέπει να αποτελεί σημαντικό κλάσμα της Nm₀. Έστω ότι ισχύει η σχέση:

$$M > 0.7 Nm_0$$
 (2.23)

Σύμφωνα με τις εξισώσεις (2.19) και (2.20), προκύπτει ότι:

$$\left[\operatorname{coth} y - (1/y) \right] > 0.7 \, \acute{\eta} \, y > 3.$$
 (2.24)

Επομένως,

$$y = \frac{m_0 \mu_0 H_m}{kT} > 3, \qquad (2.25)$$

η οποία – χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (2.22) και (2.23) – καταλήγει στη σχέση:

$$0.7 \frac{\gamma N \mu_0 m_0^2}{kT} > 3.$$
 (2.26)

Σε γενικές γραμμές, αυτό το αποτέλεσμα αποτελεί τη συνθήκη για την εμφάνιση του σιδηρομαγνητισμού. Δεδομένου ότι το μέγεθος m₀ είναι της τάξης λίγων μαγνητόνων Bohr, προκύπτει ότι το μέγεθος γ πρέπει να λαμβάνει περίπου την τιμή 10³ στην περιοχή των θερμοκρασιών δωματίου. Αυτή η τιμή είναι τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την τιμή που προσδιορίζεται από τη θεωρητική μελέτη.

Η προέλευση της μεγάλης τιμής του μεγέθους γ ερμηνεύθηκε από τον Heisenberg, ο οποίος υποστήριξε ότι στο ατομικό πεδίο συνεισφέρουν μόνο οι μαγνητικές ροπές του spin και ότι το πεδίο παράγεται – κατά κύριο λόγο – από ηλεκτροστατικές δυνάμεις. Χρησιμοποιώντας το εργαλείο της κβαντικής μηχανικής, ο Heisenberg έδειξε ότι όταν τα spins γειτονικών ατόμων εμφανίζουν μεταβολή στη διεύθυνση μαγνήτισης από

παράλληλη σε αντιπαράλληλη, τότε υπάρχει ταυτόχρονη μεταβολή στην κατανομή του ηλεκτρικού φορτίου των ατόμων. Αυτή η μεταβολή στην κατανομή του φορτίου, η οποία οφείλεται στην απαγορευτική αρχή του Pauli, μεταβάλλει την ηλεκτροστατική ενέργεια του συστήματος και ευνοεί – σε συγκεκριμένες περιπτώσεις – την παράλληλη ευθυγράμμιση (π.χ. σιδηρομαγνητισμός). Μια ενέργεια που εξαρτάται από το spin, δηλαδή από τη διάταξη του spin του συστήματος, μπορεί να μελετηθεί συναρτήσει της δύναμης (ή της ροπής στρέψης) που παράγεται σε ένα από τα άτομα όταν μεταβάλλεται η διάταξη. Το ισοδύναμο πεδίο είναι ανάλογο της \vec{M} , αλλά με ένα συντελεστή που εξαρτάται από την κατανομή φορτίου του ατόμου που εξετάζεται.

Η θεωρία του Weiss – Heisenberg χρησιμοποιείται για να ερμηνεύσει τον τρόπο με τον οποίο μεταβάλλεται η μαγνήτιση ενός σιδηρομαγνητικού υλικού συναρτήσει της θερμοκρασίας. Είναι προφανές ότι η θεωρία περιγράφει το σιδηρομαγνητισμό ως μία ακραία περίπτωση παραμαγνητισμού, η οποία παρουσιάζει εξαιρετικά μεγάλη τιμή μαγνητικού πεδίου. Αυτό το μαγνητικό πεδίο προέρχεται από την ίδια τη μαγνήτιση. Συνδυάζοντας την εξίσωση (2.22) με τις εξισώσεις (2.18) (2.19) (2.20) προκύπτει ότι:

$$M = Nm_0 \left[\coth y - \frac{1}{y} \right]$$
(2.27)

και

$$M = \frac{kTy}{\gamma\mu_0 m_0}.$$
 (2.28)

Η μαγνήτιση σε μηδενικό εξωτερικό πεδίο σε συνδυασμό με συγκεκριμένη θερμοκρασία, δηλαδή η αυθόρμητη μαγνήτιση, προκύπτει από την επίλυση του συστήματος των εξισώσεων (2.27) και (2.28). Η λύση που προκύπτει αποκτάται εύκολα μέσω μιας γραφικής διαδικασίας. Πιο συγκεκριμένα, σχεδιάζεται η μαγνήτιση *M* συναρτήσει του *y* και για τις δύο (2) σχέσεις των εξισώσεων (2.27) και (2.28), όπως φαίνεται στο διάγραμμα 2–1.



Διάγραμμα 2-1: Προσδιορισμός της αυθόρμητης μαγνήτισης M (T) μέσω της συνάρτησης Langevin

Το σημείο τομής των δύο (2) καμπυλών δίνει τη μαγνήτιση M(T) που επαληθεύει τις δύο (2) εξισώσεις. Με την αύξηση της θερμοκρασίας, η ευθεία της εξίσωσης (2.28) γίνεται περισσότερο απότομη, ενώ η εξίσωση (2.27) παραμένει αμετάβλητη. Επομένως, προκύπτει ότι το σημείο τομής κινείται προς τα αριστερά του σχήματος, με αποτέλεσμα να λαμβάνεται χαμηλότερη τιμή της αυθόρμητης μαγνήτισης. Σύμφωνα με αυτήν τη διαδικασία, προκύπτει μία θερμοκρασία κατά την οποία η εξίσωση (2.28) εφάπτεται στην εξίσωση (2.27) στην αρχή των αξόνων. Σε αυτήν την τιμή της θερμοκρασίας – καθώς και σε όλες τις υψηλότερες – η αυθόρμητη μαγνήτιση ισούται με το μηδέν. Αυτή η θερμοκρασία ονομάζεται θερμοκρασία Curie, πάνω από την οποία το υλικό εμφανίζει παραμαγνητική συμπεριφορά [4].

Στο διάγραμμα 2–2 παρουσιάζεται η γραφική παράσταση της M(T) συναρτήσει της θερμοκρασίας, η οποία λαμβάνεται σύμφωνα με τη διαδικασία που διατυπώθηκε παραπάνω.



Διάγραμμα 2-2: Γραφική παράσταση της Μ (Τ)
3. ΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΠΕΡΙΟΧΕΣ – ΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΤΟΙΧΩΜΑΤΑ

3.1. Μοντέλο Weiss

Προκειμένου να ερμηνευθεί το φαινόμενο του σιδηρομαγνητισμού, ο Weiss πρότεινε ένα υποθετικό μοντέλο των σιδηρομαγνητικών περιοχών. Υπέθεσε ότι τα γειτονικά άτομα – λόγω συγκεκριμένων αλληλεπιδράσεων αμοιβαίας ανταλλαγής – δημιουργούν πολύ μικρούς σχηματισμούς, οι οποίοι ονομάζονται μαγνητικές περιοχές.



Εικόνα 3-1: Μαγνητικές περιοχές σιδηρομαγνητικού υλικού

Η θεωρία του Weiss παρουσιάζει τα παρακάτω χαρακτηριστικά:

- Οι μαγνητικές περιοχές, οι οποίες ευθυγραμμίζονται, κατά προσέγγιση, κατά τη διεύθυνση του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου, παρουσιάζουν αύξηση του μεγέθους τους εις βάρος εκείνων των μαγνητικών περιοχών που εμφανίζουν αντίθετη ή περίπου αντίθετη διεύθυνση. Με άλλα λόγια, τα όρια των μαγνητικών περιοχών μετακινούνται κατά τέτοιο τρόπο ώστε να διευρυνθεί η επιφάνεια των μαγνητικών περιοχών που παρουσιάζουν ευνοϊκή διεύθυνση ως προς τη διεύθυνση του εφαρμοζόμενου μαγροζόμενου μαγνητικού πεδίου.
- Ακόμα, οι μαγνητικές περιοχές περιστρέφονται με αποτέλεσμα να προσανατολίζονται στη διεύθυνση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.

Υπό την παρουσία ασθενούς εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, η μαγνήτιση του υλικού επιτυγχάνεται κατά κύριο λόγο μέσω της ανάπτυξης των μαγνητικών περιοχών, ενώ όταν επιβάλλεται στο υλικό ισχυρό μαγνητικό πεδίο, αυτό μαγνητίζεται κυρίως μέσω

της ευθυγράμμισης των μαγνητικών περιοχών. Όταν απομακρύνεται το επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο, τα όρια των μαγνητικών περιοχών δεν επανέρχονται στην αρχική τους θέση με αποτέλεσμα το υλικό να μην απομαγνητίζεται εντελώς, αλλά να εμφανίζει παραμένουσα μαγνήτιση [6].



Εικόνα 3-2: Συμπεριφορά μαγνητικών περιοχών σύμφωνα με το μοντέλο Weiss

Οι ιδιότητες των σιδηρομαγνητικών υλικών βρίσκονται σε συμφωνία με τη θεωρία του Weiss. Σε αυτήν τη θεωρία, διατυπώνεται η άποψη ότι οι ατομικοί μαγνήτες τείνουν να αποκτήσουν παράλληλο προσανατολισμό όχι μόνο ως προς το επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο αλλά και ως προς το εσωτερικό πεδίο που δημιουργείται στο υλικό και είναι ανάλογο προς τη μαγνήτισή του. Το εσωτερικό πεδίο αυτό δε δημιουργείται από τη μαγνητική αλληλεπίδραση των μαγνητικών ροπών των διπόλων, αλλά προκύπτει από ηλεκτροστατικές αλληλεπιδράσεις, οι οποίες σχετίζονται με τον προσανατολισμό των μαγνητικών ροπών των ηλεκτρονίων μέσω της απαγορευτικής αρχής του Pauli. Κατά τα τελευταία εικοσιπέντε (25) χρόνια έχουν γίνει πολλές προσπάθειες να διατυπωθεί μία συγκεκριμένη θεωρία σχετικά με τις αλληλεπιδράσεις που προκαλούν το εσωτερικό πεδίο και τις παρατηρούμενες μαγνητικές ιδιότητες των σιδηρομαγνητικών υλικών. Παρ'όλ'αυτά, δεν έχει δημοσιευθεί έως σήμερα μία θεωρία αναφορικά με την δομή των ηλεκτρονίων των σιδηρομαγνητικών υλικών που να επιτρέπει τη λήψη ικανοποιητικών αποτελεσμάτων ως προς τη μαγνητική ροπή κορεσμού και τη θερμοκρασία Curie [7].

3.2. Προέλευση μαγνητικών περιοχών

Σε αυτό το στάδιο πρέπει να παρουσιασθεί ο όρος της μαγνητοστατικής ενέργειας (magnetostatic self – energy term), ο οποίος είναι υπεύθυνος για την εμφάνιση των μαγνητικών περιοχών ή τουλάχιστον ο όρος ενέργειας που προκαλεί την διαίρεση ενός σιδηρομαγνητικού υλικού σε μαγνητικές περιοχές. Περιγράφεται ένα απλό παράδειγμα, το οποίο αφορά σε μία τροποποιημένη μορφή του υπολογισμού Néel ενός κυλίνδρου άπειρου μήκους που διαιρείται σε δύο (2) μαγνητικές περιοχές.



Εικόνα 3–3: Τομή κυλίνδρου διαιρούμενου σε δύο αντιπαράλληλες μαγνητικές περιοχές με μήκος που τείνει στο άπειρο ως προς τον άξονα z

Η μαθηματική απόδειξη του παραδείγματος αυτού παρατίθεται αναλυτικά στο παράρτημα Α.

Στην πραγματικότητα, αναφέρεται η περίπτωση του κυλινδρικού σχήματος άπειρου μήκους επειδή παρουσιάζει απλή – ή σχετικά απλή – λύση. Καταχρηστικά, σημειώνεται ότι η μελέτη αντίστοιχου προβλήματος σφαιρικού σχήματος καταλήγει σε αρκετά πιο περίπλοκο αποτέλεσμα. Ανεξαρτήτως του σχήματος που χρησιμοποιείται από το μαθηματικό μοντέλο, το αποτέλεσμα που προκύπτει συγκρίνοντας τη σχέση (3.17) (βλ. Παράρτημα Α) με τη σχέση $E_M = \frac{\pi}{4} \gamma_B R^2 M_s^2$, η οποία αντιστοιχεί στη μαγνητοστατική ενέργεια που θα εμφάνιζε ένα σιδηρομαγνητικό υλικό εάν παρουσίαζε ομοιόμορφη μαγνήτιση, είναι:

$$\frac{E_M^{one-domain}}{E_M^{two-domains}} = \frac{\pi^2}{4} > 1.$$
(3.18)

Αυτό το αποτέλεσμα δεν εξαρτάται από την ακτίνα R και τη μαγνήτιση M_s . Επομένως, προκύπτει το συμπέρασμα ότι σε οποιοδήποτε σιδηρομαγνητικό υλικό, ανεξαρτήτως μεγέθους, ο όρος της μαγνητοστατικής ενέργειας μειώνεται μέσω της διαδικασίας διαίρεσης ενός κόκκου σε δύο (2) τουλάχιστον μαγνητικές περιοχές. Αντίστοιχοι υπολογισμοί με περισσότερες από δύο (2) μαγνητικές περιοχές δείχνουν ότι η περαιτέρω διαίρεση σιδηρομαγνητικού υλικού μειώνει ακόμα περισσότερο τη μαγνητοστατική ενέργειά του. Ακόμα, σημειώνεται ότι η περίπτωση του κυλινδρικού σχήματος είναι αρκετά γενική κι επομένως η μαγνητοστατική ενέργεια τείνει να διαιρέσει σε μαγνητικές περιοχές ένα σιδηρομαγνητικό υλικό οποιουδήποτε σχήματος. Παρ'όλ'αυτά, η διαίρεση των κόκκων ενός σιδηρομαγνητικού υλικού σε μαγνητικές περιοχές δεν εξαρτάται αποκλειστικά και μόνο από τη μαγνητοστατική ενέργειά του, αλλά πρέπει να λαμβάνονται υπ'όψιν κι άλλοι όροι ενέργειας [8].

Όσον αφορά στον όρο της ενέργειας ανισοτροπίας, δεν παρατηρείται διαφορά ανάμεσα στο μοντέλο που θεωρεί ότι υπάρχει ομοιόμορφη μαγνήτιση σε έναν κόκκο του υλικού και σε εκείνο που χρησιμοποιείται στην περίπτωση των δύο (2) μαγνητικών περιοχών. Αυτό συμβαίνει επειδή εάν ο άξονας x αποτελεί έναν εύκολο άξονα μαγνήτισης του υλικού, το ίδιο θα ισχύει και με τον άξονα -x. Η ανισοτροπία υπαγορεύει ότι ο άξονας x είναι παράλληλος προς μία συγκεκριμένη κρυσταλλογραφική διεύθυνση δεν εμφανίζεται, δηλαδή, σε οποιαδήποτε διεύθυνση εντός του κυλίνδρου, είτε πρόκειται για την περίπτωση της ομοιόμορφης μαγνήτισης είτε για την περίπτωση της μαγνήτισης σε μαγνητικές περιοχές. Από την άλλη πλευρά, η ενέργεια ανταλλαγής (exchange energy) σε ένα σιδηρομαγνητικό υλικό υποχρεώνει τα γειτονικά άτομα να παρουσιάζουν παράλληλα spins. Αυτό έγει ως αποτέλεσμα να εμφανίζεται επιφάνεια στην οποία τα spins των γειτονικών ατόμων - καθένα από τα οποία ανήκει σε διαφορετική μαγνητική περιοχή – είναι μεταξύ τους αντιπαράλληλα (Εικ. 3–3). Προκύπτει ότι – ακόμα και με αρκετά απλούς υπολογισμούς – αυτή η απώλεια της ενέργειας ανταλλαγής είναι αρκετά μεγαλύτερη από το κέρδος σε μαγνητοστατική ενέργεια. Επομένως, η ολική ενέργεια του σχηματισμού αυτού (Εικ. 3-3), εάν προσδιορισθεί χρησιμοποιώντας τους παραπάνω υπολογισμούς, είναι μεγαλύτερη απ'ότι η αντίστοιχη ενέργεια στην περίπτωση της ομοιόμορφης μαγνήτισης. Αυτό οδηγεί το σύστημα να τείνει να μαγνητισθεί ομοιόμορφα.

3.3. Δομή μαγνητικού τοιχώματος

Επιπλέον, απαιτείται να ληφθεί υπ'όψιν μία μικρή τροποποίηση στην περιγραφή του μοντέλου της εικόνας 3–3, προκειμένου να αποδίδεται με μεγαλύτερη ακρίβεια το φαινόμενο που λαμβάνει χώρα στο εσωτερικό του σιδηρομαγνητικού υλικού. Πιο συγκεκριμένα, οι μαγνητοστατικές δυνάμεις είναι δυνάμεις αρκετά μεγάλης εμβέλειας (very long ranged). Ειδικότερα, καθορίζουν τη συμπεριφορά του υλικού σε μεγάλες αποστάσεις και δεν παρουσιάζουν σημαντικές μεταβολές στην περίπτωση που η απόσταση των δύο (2) μαγνητικών περιοχών (Εικ. 3–3) είναι της τάξης μερικών

εκατοντάδων μοναδιαίων κυψελίδων. Η συμπεριφορά αυτών των δυνάμεων είναι τελείως διαφορετική από τη δράση των δυνάμεων αλληλεπίδρασης, οι οποίες είναι δυνάμεις πολύ μικρής εμβέλειας (very short – range). Αυτού του είδους οι δυνάμεις είναι πολύ ισχυρές σε γειτονικά άτομα, αλλά δε δρουν σε spins ατόμων τα οποία απέχουν μεγάλη απόσταση μεταξύ τους. Καθώς τα spins γειτονικών ατόμων παρουσιάζουν μικρή γωνία απόκλισης μεταξύ τους, οι μεγάλες μεταβολές της γωνίας του spin που εμφανίζονται σε άτομα που απέχουν μεγάλες αποστάσεις μεταξύ τους δε δημιουργούν μεγάλη ενέργεια ανταλλαγής. Επομένως, οι απώλειες της ενέργειας ανταλλαγής μπορεί να μειωθούν σε μεγάλο βαθμό, εάν στο μαθηματικό μοντέλο της εικόνας 3–3 προστεθεί ένα μαγνητικό τοίχωμα, στο οποίο η διεύθυνση του διανύσματος μαγνήτισης μεταβάλλεται σταδιακά και δεν εμφανίζεται απότομη μεταβολή της μαγνήτισης από φ = 0 σε φ = π.



Εικόνα 3-4: Δομή μαγνητικού τοιχώματος 180°

Αυτός ο ισχυρισμός μπορεί να αποδειχθεί πολύ συνοπτικά χρησιμοποιώντας μία απλή, ημί – ποσοτική εκτίμηση (βλ. Παράρτημα Β).

Συσχετίζοντας, επομένως, την § 3.2. με την § 3.3. προκύπτει το συμπέρασμα ότι κανένας από αυτούς τους τρεις (3) όρους ενέργειας (δηλ. ανταλλαγής, ανισοτροπίας και μαγνητοστατικής) δεν μπορεί να αγνοηθεί. Επιπλέον, δεδομένου ότι οι μαγνητικές περιοχές ανιχνεύονται πειραματικά σε επαρκώς μεγάλους κόκκους, οποιοσδήποτε

ρεαλιστικός υπολογισμός στο εσωτερικό ενός σιδηρομαγνητικού υλικού (bulk ferromagnet) πρέπει να περιέχει και τους τρεις (3) όρους ενέργειας [8].

3.4. Αλληλεπιδράσεις μεγάλης και μικρής εμβέλειας

Πρέπει να σημειωθεί ότι ο ισχυρισμός (argument) των ενεργειών μικρής και μεγάλης εμβέλειας αλληλεπίδρασης εφαρμόζεται μόνο σε μεγάλους κόκκους, οι οποίοι περιέχουν έναν αρκετά μεγάλο αριθμό μοναδιαίων κυψελίδων. Όσον αφορά στους μικρούς σχηματισμούς (small particles), η αλληλεπίδραση μεγάλης εμβέλειας της μαγνητοστατικής ενέργειας Ε_M δεν προκαλεί μεταβολές στη μαγνητική δομή τους, καθώς ο υπολογισμός (integration) αυτής της ενέργειας πραγματοποιείται μόνο στο περιορισμένο μέγεθος αυτού του κόκκου. Παρά τους ισχυρισμούς ορισμένων θεωρητικών ότι στην περίπτωση των μεγάλων κόκκων ο όρος της μαγνητοστατικής ενέργειας μπορεί να παραλειφθεί, δεδομένου ότι ο κόκκος είναι πολύ μεγάλος και επομένως καλύπτει μεγάλη επιφάνεια έως τα σημεία των ορίων του, στην πραγματικότητα συμβαίνει το αντίθετο. Με άλλα λόγια, ο όρος της μαγνητοστατικής ενέργειας μπορεί να μη ληφθεί υπ'όψιν στην περίπτωση μικρών σχηματισμών, όπου η ενέργεια αλληλεπίδρασης είναι αρκετά ισχυρή ώστε να επιβάλλει ομοιόμορφη μαγνήτιση σε όλη τη μάζα του κόκκου, παρά τη δράση της ανισοτροπίας. Εάν ο σχηματισμός αφορά σε σφαίρα, τότε η μαγνητοστατική ενέργεια δε λαμβάνεται καθόλου υπ'όψιν. Εάν αφορά σε επίμηκες ελλειψοειδές, η μαγνητοστατική ενέργεια περιγράφει την ανισοτροπία του σχήματος, η οποία προστίθεται στους υπόλοιπους όρους ανισοτροπίας. Από την άλλη πλευρά, η δύναμη ανταλλαγής (exchange force) – και στις δύο (2) περιπτώσεις – είναι πολύ ισχυρή στους μικρούς σχηματισμούς, με αποτέλεσμα να μην επιτρέπει την υποδιαίρεση του κόκκου σε μαγνητικές περιοχές ή ακόμα κι άλλα χαρακτηριστικά που υφίστανται σε μεγάλους κόκκους [8].

3.5. Συμπεριφορά μαγνητικών τοιχωμάτων

3.5.1. Τα μαγνητικά τοιχώματα ως ελαστικές μεμβράνες

Δεδομένου ότι τα μαγνητικά τοιχώματα εμφανίζουν ένα ποσό ενέργειας που είναι ανάλογο προς το εμβαδόν τους, συμπεριφέρονται κατά τέτοιο τρόπο ώστε να ελαχιστοποιούν την επιφάνειά τους. Για να είναι ευκολότερη η μελέτη των μαγνητικών τοιχωμάτων χρησιμοποιείται το μαθηματικό ανάλογο της επιφάνειας των ρευστών, όπου η ενέργεια ενός μαγνητικού τοιχώματος είναι ισοδύναμη της επιφανειακής τάσης ενός ρευστού. Αυτή η αναλογία συντελεί στην κατανόηση της συμπεριφοράς των μαγνητικών τοιχωμάτων και πιο συγκεκριμένα τον αντιστρεπτό λυγισμό των μαγνητικών τοιχωμάτων υπό την επίδραση μαγνητικού πεδίου. Επιπλέον, ερμηνεύεται ικανοποιητικά η τάση που εμφανίζουν να προσκολλώνται σε μη μαγνητικά σωματίδια, προσμείξεις (impurities) ή άλλες φάσεις του υλικού καθώς και σε περιοχές του υλικού που έχουν υποστεί ανομοιογενή καταπόνηση (inhomogeneous microstrain).

3.5.2. Δυνάμεις που ασκούνται στα μαγνητικά τοιχώματα

Όταν σε ένα σιδηρομαγνητικό υλικό εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο, αυτό προκαλεί την κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων, κατά τέτοιο τρόπο ώστε οι μαγνητικές περιοχές που είναι μαγνητικά ευθυγραμμισμένες με την κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου διευρύνονται εις βάρος των μαγνητικών περιοχών που εμφανίζουν αντίθετη μαγνήτιση από την κατεύθυνση αυτού του μαγνητικού πεδίου. Η ενέργεια ανά μονάδα όγκου που εμφανίζει μία τέτοια μαγνητική περιοχή όταν υπόκειται σε μαγνητικό πεδίο \vec{H} υπολογίζεται από τη σχέση:

$$E_H = -\mu_0 \vec{M}_s \cdot \vec{H} . \tag{3.22}$$

Κατά συνέπεια, η μεταβολή της ενέργειας που προκαλείται από τη μετατόπιση ενός μαγνητικού τοιχώματος 180° κατά απόσταση x είναι ίση με:

$$E = -2\mu_0 A \vec{M}_s \cdot \vec{H} x , \qquad (3.23)$$

όπου το σύμβολο « A » δηλώνει την επιφάνεια του μαγνητικού τοιχώματος. Επομένως, η δύναμη ανά μονάδα επιφάνειας αυτού του είδους του μαγνητικού τοιχώματος προκύπτει:

$$F = -\left(1/A\right)\left(\frac{dE}{dx}\right) = 2\mu_0 \vec{M}_s \cdot \vec{H} .$$
(3.24)

Περισσότερες πληροφορίες σχετικά με την κίνηση και τη μαγνήτιση των μαγνητικών τοιχωμάτων αναφέρονται στο Παράρτημα Γ [9].

3.5.3. Η θεωρία των εγκλεισμάτων: αγκύρωση των μαγνητικών τοιχωμάτων λόγω προσμείξεων (impurities)

Απομονωμένες περιοχές υλικού δεύτερης φάσης με μαγνητικές ιδιότητες διαφορετικές από αυτές που παρουσιάζει η μήτρα του υλικού χαρακτηρίζονται ως μαγνητικά εγκλείσματα (magnetic inclusions). Όταν τα μαγνητικά τοιχώματα τέμνουν αυτούς τους σχηματισμούς, αυτά παρουσιάζουν μειωμένη ενέργεια με αποτέλεσμα να συγκλίνουν προς αυτά τα εγκλείσματα, τα οποία παρεμποδίζουν αποτελεσματικά την κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων.

Η θεωρία αγκύρωσης των μαγνητικών τοιχωμάτων σε εγκλείσματα προτάθηκε από τον Kersten. Σύμφωνα με αυτήν τη θεωρία, διατυπώνεται η άποψη ότι τα μαγνητικά τοιχώματα μετακινούνται ως επίπεδα στο εσωτερικό του υλικού καθώς και ότι η ενέργεια των μαγνητικών τοιχωμάτων μειώνεται στην περίπτωση που τμήσουν εγκλείσματα. Τα εγκλείσματα που απαντώνται στο εσωτερικό ενός σιδηρομαγνητικού υλικού λαμβάνουν πολλές μορφές, όπως αδιάλυτη δεύτερη φάση, η οποία εμφανίζεται σε σημεία στο εσωτερικό του υλικού που η διαλυτότητα υπερβαίνει το όριό της. Τα εγκλείσματα μπορεί να είναι οξείδια ή καρβίδια, ή ακόμα και πόροι, διάκενα, ρωγματώσεις ή άλλες ανομοιογένειες. Ως παράδειγμα, αναφέρεται ότι συνηθισμένη μορφή μαγνητικών εγκλεισμάτων είναι σωματίδια σεμεντίτη (Fe₃C) σε σίδηρο ή χάλυβα.

Ο Néel, συμπληρώνοντας τη θεωρία που διατύπωσε ο Kersten, υποστήριξε ότι τα μαγνητικά ελεύθερα δίπολα (magnetic free dipoles) που συνδέονται με μία ατέλεια του υλικού, όπως είναι οι διακενώσεις και οι ρωγματώσεις, αποτελούν μεγαλύτερη πηγή ενέργειας. Επομένως, ένα έγκλεισμα, το οποίο εμπεριέχεται εξ'όλοκλήρου σε μία μαγνητική περιοχή του υλικού, εμφανίζει στην επιφάνειά του ελεύθερους πόλους (free poles) με αντίστοιχη μαγνητοστατική ενέργεια ίση με $2\pi\mu_0M_s^2r^3/9$. Στην περίπτωση που το μαγνητικό τοίχωμα διχοτομεί την ατέλεια της δομής, η κατανομή των ελεύθερων πόλων γύρω από την ατέλεια αυτή μεταβάλλεται. Η μεταβολή αυτή οδηγεί σε μείωση της μαγνητοστατικής ενέργειας και λαμβάνει την τιμή $\pi\mu_0M_s^2r^3/9$. Η μεταβολή της μαγνητοστατικής ενέργειας φαίνεται στην εικόνα 3–5 που ακολουθεί. Το μοντέλο του Néel είναι γνωστό ως «θεωρία πεδίου κατανομής» ή αλλιώς «θεωρία μεταβλητού πεδίου».



Εικόνα 3–5: (a) Κατανομή ελεύθερων πόλων ατέλειας στο εσωτερικό μαγνητικής περιοχής, (b) βελονοειδείς μαγνητικές περιοχές γύρω από το έγκλεισμα, (c) μείωση της μαγνητοστατικής ενέργειας εγκλείσματος όταν αυτό τέμνεται από ένα μαγνητικό τοίχωμα.

Χρησιμοποιώντας το μοντέλο της απλής ελαστικής μεμβράνης, η μείωση της ενέργειας του μαγνητικού τοιχώματος υπολογίζεται μέσω της μείωσης της επιφάνειάς του επί την ενέργεια του μαγνητικού τοιχώματος ανά μονάδα επιφάνειας. Αυτή η σχέση εκφράζεται ως $\pi r^2 \gamma$, με το σύμβολο « γ » να εκφράζει την ενέργεια του μαγνητικού τοιχώματος ανά μαγνητικό έγκλεισμα διαμέτρου 1μm σε σίδηρο με $\gamma = 3 \times 10^{-3} J/m^2$, η μείωση της ενέργειας λόγω της εμφάνισης ελεύθερων πόλων είναι περίπου 70 φορές μεγαλύτερη από τη μείωση της ενέργειας που οφείλεται στην επιφάνεια του μαγνητικού τοιχώματος.

Οι Dijkstra και Wert κατασκεύασαν ένα θεωρητικό μοντέλο προκειμένου να περιγράψουν την επίδραση των εγκλεισμάτων καρβιδίων στο συνεκτικό πεδίο του σιδήρου. Σύμφωνα με αυτό το μοντέλο, το μαγνητικό τοίχωμα θεωρείται ως μία ελαστική επιφάνεια, έτσι ώστε η διαφορά ανάμεσα στην ενέργεια που παρουσιάζει το μαγνητικό τοίχωμα όταν τέμνει μία μη μαγνητική ατέλεια και την ενέργεια που εμφανίζει όταν είναι ενιαίο, να καθορίζεται από τη διαφορά που παρουσιάζει η επιφάνεια του μαγνητικού τοιχώματος. Στην πραγματικότητα, ένα μη μαγνητικό έγκλεισμα δεν είναι τελείως απαλλαγμένο από βελονοειδείς μαγνητικές περιοχές όταν

αυτό βρίσκεται στο εσωτερικό μιας μαγνητικής περιοχής. Η εμφάνιση αυτών των βελονοειδών μαγνητικών περιοχών συντελεί στη μείωση της μαγνητοστατικής ενέργειας της ατέλειας. Παρ'όλ'αυτά, τόσο η ενέργεια της ατέλειας όσο και των βελονοειδών μαγνητικών περιοχών (spike domains) παραμένουν μειωμένες όταν τέμνονται από ένα μαγνητικό τοίχωμα. Αυτή η μείωση της ενέργειας είναι αρκετά μεγαλύτερη από την ενέργεια που προκύπτει από τη μείωση της επιφάνειας του μαγνητικού τοιχώματος [9].

4. ΔΟΜΗ ΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΠΕΡΙΟΧΩΝ ΣΤΟ ΚΥΒΙΚΟ ΣΥΣΤΗΜΑ ΚΡΥΣΤΑΛΛΩΣΗΣ

Η δομή των μαγνητικών περιοχών σε κόκκους του κυβικού συστήματος κρυστάλλωσης (cubic crystals) είναι αρκετά περίπλοκη επειδή υπάρχουν τρεις (3) ή τέσσερις (4) εύκολοι άξονες μαγνήτισης, ανάλογα με το πρόσημο της σταθεράς ανισοτροπίας Κ₁. Επιπλέον, η μαγνητική ροή ενδέχεται να ακολουθεί μία κλειστή διαδρομή μέσα στο δείγμα, έτσι ώστε να μη σχηματίζονται επιφανειακοί ή εσωτερικοί πόλοι (surface or interior poles) και να μηδενίζεται η μαγνητοστατική ενέργεια. Προκειμένου να εμφανισθεί τμήμα του υλικού με κλειστή διαδρομή μαγνητικής ροής, σχηματίζονται τριγωνικές μαγνητικές περιοχές στα άκρα του, καθώς με αυτόν τον τρόπο δημιουργούνται διαδρομές μαγνητικής ροής. Γι'αυτό το λόγο, αυτές οι μαγνητικές περιοχές ονομάζονται «έγκλειστες μαγνητικές περιοχές» (closure domains). Δεδομένου ότι η μόνη προφανής πηγή ενέργειας είναι η ενέργεια του μαγνητικού τοιχώματος, είναι εύλογο να προκύψει η υπόθεση ότι οι μαγνητικές περιοχές σε έναν τέτοιο κρύσταλλο είναι αρκετά μεγάλες. Παρ'όλ'αυτά, αυτός ο ισχυρισμός είναι εσφαλμένος λόγω της μαγνητοελαστικής ενέργειας. Εάν η τιμή του λ₁₀₀ είναι θετική, όπως συμβαίνει και στην περίπτωση του σιδήρου (Fe), τότε οι έγκλειστες μαγνητικές περιοχές [100] ([100] closure domain) καταπονούνται μαγνητοσυστολικά, όπως φαίνεται στην εικόνα 4-1 που ακολουθεί, εάν δεν συγκρατούνται εκατέρωθεν από τις κύριες μαγνητικές περιοχές [010] και [010]. Επομένως, στις έγκλειστες μαγνητικές περιοχές υπάρχουν παραμένουσες τάσεις και η μαγνητοελαστική ενέργεια που είναι αποθηκευμένη σε αυτές είναι ανάλογη του όγκου τους. Ο ολικός όγκος των έγκλειστων μαγνητικών περιοχών μπορεί να ελαττωθεί μέσω της μείωσης του πλάτους D των κύριων μαγνητικών περιοχών. Κατά συνέπεια, ο εκάστοτε κόκκος διαιρείται σε όλο και περισσότερες μαγνητικές περιοχές [010] και $[0\overline{1}0]$, έως ότου το άθροισμα της μαγνητοελαστικής ενέργειας ενέργειας και της μαγνητικού τοιγώματος ελαχιστοποιηθεί. Πρέπει να σημειωθεί ότι η δομή των έγκλειστων μαγνητικών περιοχών έχει, ιδανικά, μαγνήτιση M_s – αυθόρμητη μαγνήτιση (s \rightarrow spontaneous) – παράλληλη προς την επιφάνεια, σε όλες τις ελεύθερες επιφάνειες.



Εικόνα 4–1: Έγκλειστες μαγνητικές περιοχές σε κρύσταλλο κυβικού συστήματος με εύκολους άξονες μαγνήτισης (100)

Επιπλέον, η αποφυγή των ελεύθερων πόλων (free poles) αποτελεί τη βασική αρχή ελέγχου του προσανατολισμού των μαγνητικών τοιχωμάτων. Για παράδειγμα, το μαγνητικό τοίχωμα 180° πρέπει να είναι παράλληλο με τα ανύσματα M_s των παρακείμενων μαγνητικών περιοχών. Σε αντίθετη περίπτωση, όπως συμβαίνει με τις βελονοειδείς μαγνητικές περιοχές (spike domains) που εμφανίζονται στα υλικά που κρυσταλλώνονται στο μονοκλινές σύστημα κρυστάλλωσης, σχηματίζονται ελεύθεροι πόλοι στο μαγνητικό τοίχωμα, δημιουργώντας μαγνητοστατική ενέργεια [9]. Για τον ίδιο λόγο, το μαγνητικό τοίχωμα 90° πρέπει να έχει κατεύθυνση η οποία να αποκλίνει από τα διανύσματα των γειτονικών περιοχών κατά 45°, όπως συμβαίνει και στις κλειστές μαγνητικές περιοχές. (Εικ. 4–1) [10].

Βέβαια, πρέπει να σημειωθεί ότι η αποφυγή των ελεύθερων πόλων (free – pole avoidance) δε διορθώνει σε απόλυτο βαθμό τον προσανατολισμό του μαγνητικού τοιχώματος. Έστω ότι σε ένα υλικό με εύκολες διευθύνσεις μαγνήτισης <100> υπάρχει μαγνητικό τοίχωμα 180°, το οποίο χωρίζει δύο (2) μαγνητικές περιοχές που μαγνητίζονται κατά τις διευθύνσεις [100] και [100], αντίστοιχα. Σε αυτήν την περίπτωση, το μαγνητικό τοίχωμα ενδέχεται να προσανατολισθεί προς μία κατεύθυνση [100] κι εν τούτοις να παραμείνει παράλληλο προς τα διανύσματα Ms που βρίσκονται εκατέρωθεν, χωρίς να εμφανίζει ελεύθερους πόλους. Κατάλληλοι υπολογισμοί δείχνουν ότι η ενέργεια «σ» ανά μονάδα επιφάνειας του μαγνητικού τοιχώματος ποικίλλει ως προς τη γωνία κλίσης εμφανίζοντας – για ορισμένους συγκεκριμένους

προσανατολισμούς – μέγιστη και ελάχιστη τιμή, αντίστοιχα. Παρόμοια συμπεράσματα προκύπτουν και για το μαγνητικό τοίχωμα 90°. Η τιμή, όμως, του λόγου της μέγιστης προς την ελάχιστη τιμή είναι μικρότερη από 2, με αποτέλεσμα αυτή η επίδραση να είναι μικρή σε σύγκριση με τη δημιουργία μαγνητοστατικής ενέργειας από μαγνητικά τοιχώματα που είναι προσανατολισμένα κατά τέτοιο τρόπο ώστε να εμφανίζουν ελεύθερους πόλους.

Όταν η επιφάνεια του κόκκου είναι παράλληλη ως προς μία εύκολη διεύθυνση μαγνήτισης, παρατίθενται μαγνητικές περιοχές η μία δίπλα στην άλλη, με αποτέλεσμα να προκύπτει μεγάλος αριθμός παράλληλων μαγνητικών τοιχωμάτων 180° (Εικ. 4–1). Έστω κι αν αποκλίνει μερικές μοίρες η επιφάνεια από ένα επίπεδο {100}, τότε σχηματίζεται το πολύπλοκο μοτίβο «έλατου» ("fir tree" pattern). Σύμφωνα με αυτόν το σχηματισμό, εμφανίζονται στο μαγνητικό τοίχωμα 180° διακλαδώσεις (branches) με γωνία 45° (Εικ. 4–2). Σε αυτήν την περίπτωση, τα επίπεδα (100) σχηματίζουν γωνία $\hat{\theta}$ με την επιφάνεια του κόκκου (crystal surface), όπως επίσης και τα διανύσματα Ms στις δύο (2) κύριες μαγνητικές περιογές. Επομένως, οι πόλοι μαγνήτισης (north and south poles) σχηματίζονται στις εξωτερικές επιφάνειες αυτών των μαγνητικών περιοχών. Προκειμένου να μειωθεί η προκύπτουσα μαγνητοστατική ενέργεια, σχηματίζονται οι διακλαδισμένες μαγνητικές περιοχές (branch domains). Έγουν τη δυνατότητα να κατευθύνουν τη μαγνητική ροή παράλληλα προς την επιφάνεια του κόκκου, δηλαδή στον εύκολο άξονα μαγνήτισης γ ή τις διευθύνσεις [010]. Με αυτόν τον τρόπο, δεν εμφανίζονται πόλοι μαγνήτισης στα ανώτερα τμήματα της επιφάνειας του κόκκου. Όσον αφορά στις διακλαδισμένες μαγνητικές περιοχές, δεν εμφανίζουν μεγάλο βάθος διείσδυσης (shallow) και παρουσιάζουν καμπύλα επιφανειακά όρια στο εσωτερικό του υλικού. Τα όρια αυτά, προσεγγίζουν το μαγνητικό τοίχωμα 90° στο οποίο υπάρχουν αραιά κατανεμημένοι ορισμένοι ελεύθεροι πόλοι. Παρ'όλ'αυτά, μέσω του σχηματισμού αυτών των διακλαδισμένων μαγνητικών περιοχών, η ολική ενέργεια μειώνεται.



Εικόνα 4–2: Ερμηνεία του μοτίβου διακλαδισμένου μαγνητικού τοιχώματος (fir tree pattern). Οι γραμμές που εμφανίζονται στις πλευρές του κόκκου είναι παράλληλες στα επίπεδα {100}

Πρέπει να σημειωθεί ότι πολλές από τις πολύπλοκες διατάξεις μαγνητικών περιοχών που εμφανίζονται σε επιφάνειες κόκκων δε θα υπήρχαν εάν αυτές οι επιφάνειες δεν είχαν «αποκαλυφθεί» μέσω της διαδικασίας κοπής του υλικού (by cutting). Με άλλα λόγια, πρόκειται για έγκλειστες μαγνητικές περιοχές που σχηματίζονται όταν πραγματοποιείται η διαδικασία κοπής του υλικού προκειμένου να μειωθεί η μαγνητοστατική ενέργεια. Επομένως, προκύπτει ότι η δομή των επιφανειακών μαγνητικών περιοχών είναι αρκετά διαφοροποιημένη από τη βασική μαγνητική δομή που επικρατεί στο εσωτερικό του υλικού. Από την άλλη πλευρά, οι μαγνητικές περιοχές που απαντώνται σε πολύ λεπτά δείγματα – όπως ταινίες (films) και λεπτά ελάσματα (foils) – εκτείνονται πλήρως σε όλο το πάχος του δείγματος. Επιφανειακές μελέτες που έχουν πραγματοποιηθεί με την τεχνική Bitter ή Kerr, δείχνουν ότι η δομή των επιφανειακών μαγνητικών περιοχών του υλικού είναι ίδια με αυτήν των μαγνητικών περιοχών στο εσωτερικό του υλικού [10].

5. ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΣΙΔΗΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

Οι μηχανολογικές εφαρμογές των σιδηρομαγνητικών υλικών διαιρούνται σε τρεις (3) κύριες κατηγορίες. Η πρώτη κατηγορία αφορά στα μαλακά μαγνητικά υλικά, τα οποία χρησιμοποιούνται ως μαγνητικοί πυρήνες σε μετασχηματιστές, κινητήρες και πηνία για εφαρμογές εναλλασσόμενου ρεύματος. Γι'αυτό το λόγο, απαιτούνται υψηλή διαπερατότητα, χαμηλό συνεκτικό πεδίο και χαμηλή απώλεια υστέρησης. Η δεύτερη περιλαμβάνει τα σκληρά μαγνητικά υλικά εμφανίζουν υψηλό συνεκτικό πεδίο και υψηλή παραμένουσα μαγνήτιση. Τέλος, στην τρίτη κατηγορία ανήκουν τα ημι – σκληρά μαγνητικά υλικά, τα οποία χρησιμοποιούνται ως μονήτις εcording), όπου απαιτείται σχετικά υψηλό συνεκτικό πεδίο συνεκτικό πεδίο συνεκτικό πεδίο το υψηλή παραμένουσα μαγνήτιση.

5.1. Μαλακά μαγνητικά υλικά

Τα μαλακά μαγνητικά υλικά χρησιμοποιούνται ως μαγνητικοί πυρήνες σε μετασχηματιστές, κινητήρες, πηνία και γεννήτριες. Επιθυμητές ιδιότητες αυτών των υλικών είναι η υψηλή διαπερατότητα, το χαμηλό συνεκτικό πεδίο και η χαμηλή απώλεια υστέρησης. Δεδομένου ότι κανένα υλικό δεν πληροί όλες αυτές τις προδιαγραφές, ανάλογα με την εκάστοτε εφαρμογή, χρησιμοποιείται το πιο κατάλληλο υλικό. Κατ'αυτόν τον τρόπο, τα μαλακά μαγνητικά υλικά χωρίζονται σε δύο (2) κατηγορίες. Η πρώτη κατηγορία περιλαμβάνει τα υλικά που χρησιμοποιούνται σε μηχανές μεγάλου μεγέθους περίπτωση που το κόστος του υλικού αποτελεί κυρίαρχο παράγοντα. Η δεύτερη αφορά σε μικρές συσκευές χαμηλής ισχύος, όπου το κόστος του υλικού αποτελεί λιγότερο σημαντικό παράγοντα σε σχέση με τις μαγνητικές ιδιότητές του. Στην πρώτη κατηγορία, το μέγεθος των μετασχηματιστών, των γεννητριών και των κινητήρων είναι πολύ μεγάλο, της τάξης μερικών τόννων, με αποτέλεσμα οι μαγνητικοί πυρήνες να πρέπει να μαγνητισθούν έως το σημείο μέγιστης διαπερατότητας, προκειμένου να αξιοποιηθεί πλήρως η μαγνήτιση του υλικού. είναι απαραίτητοι παράγοντες, ενώ στη δεύτερη κατηγορία τα εξαιρετικά μαγνητικά χαρακτηριστικά είναι πιο σημαντικά από το κόστος των υλικών [11].

5.2. Μαλακά μαγνητικά κράματα

Τέτοια είναι τα κράματα **α**) σιδήρου (Fe) – πυριτίου (Si), **β**) σιδήρου (Fe) – νικελίου (Ni), **γ**) σιδήρου (Fe) – κοβαλτίου (Co), **δ**) σιδήρου (Fe) – κοβαλτίου (Co) – νικελίου (Ni) καθώς και **ε**) τα άμορφα μαγνητικά κράματα. Στην πρώτη κατηγορία ανήκει το υλικό που μελετάται στην παρούσα διπλωματική εργασία.

5.2.1. Κράματα σιδήρου (Fe) – πυριτίου (Si)

Η προσθήκη μικρής ποσότητας πυριτίου (Si) σε σίδηρο (Fe) οδηγεί σε αύξηση της μέγιστης διαπερατότητας, μείωση της μαγνητικής απώλειας και σε σημαντική αύξηση της ηλεκτρικής αντίστασης, η οποία έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση των απωλειών από τα δινορεύματα. Από την άλλη πλευρά, το πυρίτιο (Si) προκαλεί μείωση της μαγνήτισης κορεσμού και αύξηση της ευθραυστότητας (brittleness). Το πυρίτιο (Si) μπορεί να διαλυθεί στο σίδηρο (Fe) σε ποσοστό έως και 15%. Καθώς αυξάνεται η περιεκτικότητα του πυριτίου (Si) στο σίδηρο (Fe) από 0% σε 15%, η θερμοκρασία Curie μειώνεται από τους 770° C έως και τους 500° C.

Οι μαλακές μαγνητικές ιδιότητες βελτιώνονται με την προσθήκη πυριτίου (Si). Η αύξηση της ευθραυστότητας (brittleness) καθιστά δύσκολη την παραγωγή κραμάτων με υψηλή περιεκτικότητα σε πυρίτιο (Si) στη μορφή λεπτών ελασμάτων. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το ποσοστό πυριτίου (Si) στα εμπορικά υλικά να κυμαίνεται από 1 – 3%.

Η μέγιστη διαπερατότητα βελτιώνεται από τους προσανατολισμένους κόκκους του υλικού έτσι ώστε να ευθυγραμμίζουν τον εύκολο άξονα μαγνήτισης κάθε κόκκου σε μία μοναδική κατεύθυνση. Πρώτος ο Goss παρήγαγε ηλεκτρικό χάλυβα με προσανατολισμένους κόκκους αναπτύσσοντας μία πολύ περίπλοκη διαδικασία θερμής έλασης, ανόπτησης, έντονης ψυχρής έλασης και ανόπτησης, η οποία είναι γνωστή ως «δευτερογενής ανακρυστάλλωση» και συντελεί στο σχηματισμό αρκετά μεγάλων και προσανατολισμένων κόκκων. Διαπιστώθηκε, μεταγενέστερα, ότι αυτή η διαδικασία καταλήγει σε επιθυμητά αποτελέσματα επειδή η πρωτογενής ανακρυστάλλωση αναστέλλεται λόγω της παρουσίας σωματιδίων MnS. Τα σουλφίδια αυτά εμφανίζονται στο υλικό κατά τη διάρκεια της χύτευσης. Ο ιστός ανακρυστάλλωσης είναι (110) [001].

Αυτό σημαίνει ότι οι κόκκοι του υλικού εμφανίζουν το επίπεδο (110) παράλληλο προς το επίπεδο του ελάσματος και τον εύκολο άξονα μαγνήτισης [001] παράλληλο προς τη διεύθυνση της έλασης. Αυτή η διαδικασία παραγωγής ηλεκτρικού χάλυβα βελτιώθηκε από τους Taguchi και Sakakura, οι οποίοι χρησιμοποίησαν σωματίδια AlN – αντί για σουλφίδια MnS – για να αποτρέψουν την ανεπιθύμητη ανάπτυξη των κόκκων. Το προϊόν που προκύπτει μέσω αυτής της τεχνικής ονομάζεται χάλυβας HIB (high bee) και παρουσιάζει καλύτερα αποτελέσματα από το συμβατικό χάλυβα Goss. Επιπροσθέτως, αξίζει να σημειωθεί ότι οι Imanaka et al. ανέπτυξαν ένα νέο προϊόν χρησιμοποιώντας σωματίδια SbSe ως παρεμποδιστές ανάπτυξης κόκκων, το οποίο ονομάζεται RGH [11].

6. ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΣ ΧΑΛΥΒΑΣ

6.1. Κατηγοριοποίηση

Το υλικό αναφοράς πρόκειται για ηλεκτρικό χάλυβα με μη προσανατολισμένους κόκκους (Non – Oriented Electrical Steel – NOES).



Εικόνα 6-1: Κατηγοριοποίηση ηλεκτρικών χαλύβων

Οι ηλεκτρικοί χάλυβες κατέχουν σημαντικό ρόλο στην παραγωγή, τη μετάδοση και την κατανομή της ηλεκτρικής ενέργειας και βρίσκονται ανάμεσα στα πιο σημαντικά μαγνητικά υλικά που παράγονται σήμερα. Αυτή η κατηγορία χαλύβων αφορά, κυρίως, σε κράματα σιδήρου (Fe) – πυριτίου (Si) με ποικίλα ποσοστά πυριτίου (Si) (από 1 έως 3,5% Si), τα οποία επιτρέπουν σε αυτά τα υλικά να χρησιμοποιηθούν ως πυρήνες ροής (flux carrying core) στις ηλεκτρικές μηχανές, όπως μετασχηματιστές, ηλεκτρικοί κινητήρες κ.τ.λ.. Ανάλογα με τις απαιτήσεις που εμφανίζονται ως προς τις μαγνητικές ιδιότητες σε μία εφαρμογή που χρησιμοποιείται αυτό το υλικό, οι ηλεκτρικοί χάλυβες ταξινομούνται σε δύο (2) ευρείες κατηγορίες: i) ηλεκτρικοί χάλυβες με προσανατολισμένους κόκκους (grain oriented electrical steels – GOES) και ii) ηλεκτρικοί χάλυβες με μη προσανατολισμένους κόκκους (non – grain oriented electrical steels – NOES) [11],[12]. Οι μαγνητικές ιδιότητες που απαιτούνται για ένα έλασμα ηλεκτρικού χάλυβα με μη προσανατολισμένους κόκκους επιτυγχάνονται μέσω του ελέγχου συγκεκριμένων παραμέτρων, όπως η καθαρότητα του υλικού, τα κραματικά στοιχεία, καθώς επίσης ο προσανατολισμός και το μέγεθος των κόκκων.

Τα ελάσματα ηλεκτρικού χάλυβα με μη προσανατολισμένους κόκκους κατασκευάζονται, συνήθως, υπό τη μορφή ελάσματος ή ταινίας ψυχρής έλασης (cold – rolled sheets / strips) με πάχος της τάξης των 0,35, 0,50, 0,60 ή 1,00 mm. Ταξινομούνται ανάλογα με την τιμή της μέγιστης ειδικής ολικής απώλειας, η οποία εκφράζεται σε μονάδες W / kg. Οι ηλεκτρικοί χάλυβες με μη προσανατολισμένους κόκκους εάν έχουν παραχθεί υπό τη μορφή ελάσματος διατίθενται σε στοίβες, ενώ αν έχουν αποκτήσει τη μορφή ταινίας διατίθενται υπό τη μορφή ρολών (coils) [41].

6.2. Χρήση

Οι ηλεκτρικοί χάλυβες με προσανατολισμένους κόκκους χρησιμοποιούνται κυρίως ως πυρήνες μετασχηματιστών και σχεδιάζονται κατά τέτοιο τρόπο ώστε να παρουσιάζουν αρκετά βελτιωμένες μαγνητικές ιδιότητες, όπως υψηλή διαπερατότητα και χαμηλές απώλειες πυρήνα, κατά μήκος μίας διεύθυνσης (συνήθως προτιμάται κατά τη διεύθυνση της έλασης).

Από την άλλη πλευρά, οι ηλεκτρικοί χάλυβες μη προσανατολισμένων κόκκων χρησιμοποιούνται σε ηλεκτρικούς κινητήρες όπου το διάνυσμα της μαγνήτισης μεταβάλλει την κατεύθυνσή του συνεχώς συναρτήσει του χρόνου. Επομένως, αυτή η κατηγορία ηλεκτρικού χάλυβα χρησιμοποιείται σε εφαρμογές που απαιτούν ομοιόμορφες μαγνητικές ιδιότητες κατά μήκος της επιφάνειας της ταινίας ΄ όχι προς μία συγκεκριμένη κατεύθυνση όπως γίνεται στην περίπτωση των ηλεκτρικών χαλύβων με προσανατολισμένους κόκκου. Αυτή η συνθήκη επιτρέπει στο μαγνητικό πυρήνα που χρησιμοποιείται τόσο σε ρότορες όσο και σε κινητήρες και αποτελείται από ηλεκτρικό χάλυβα μη προσανατολισμένων κόκκων, να εμφανίζει χαμηλή μέση τιμή απώλειας πυρήνα. Επιπλέον, οι ηλεκτρικοί χάλυβες μη προσανατολισμένων κόκκων καλύπτουν το 80% της παγκόσμιας παραγωγής ηλεκτρικών χαλύβων.

Οι ηλεκτρικοί κινητήρες και τα συστήματα μετάδοσης κίνησης χρησιμοποιούνται όλο και περισσότερο σε αρκετές μορφές μεταφοράς, στα αεροσκάφη και τη ναυσιπλοΐα. Επιπλέον, το υβριδικό ηλεκτρικό αυτοκίνητο παρουσιάζει εξοικονόμηση καυσίμων

έναντι του συμβατικού καθώς επίσης η αντικατάσταση των υδραυλικών και των μηχανικών συστημάτων από ηλεκτρικά συστήματα στην αεροναυπηγική, αυξάνει την αποδοτικότητα του συστήματος άντλησης και μειώνει τη συνολική μάζα των αεροσκαφών. Επίσης, τα περισσότερα σιδηροδρομικά δίκτυα παγκοσμίως τίθενται σε λειτουργία με ηλεκτρικό τρόπο μέσω της χρήσης δίσκων επαγωγικών κινητήρων (induction motors drives), ενώ όσον αφορά στις θαλάσσιες μεταφορές, ο κινητήρας των πλοίων θέτει σε λειτουργία κατάλληλη γεννήτρια, η οποία με τη σειρά της τροφοδοτεί την προπέλα. Σύμφωνα με το Υπουργείο Ενέργειας των Ηνωμένων Πολιτειών της Αμερικής, οι ηλεκτρικοί κινητήρες καταναλώνουν περισσότερο από το μισό της συνολικής ενέργειας που παράγεται. Οι ηλεκτρικοί κινητήρες χάρη στη σχετικά υψηλή αποδοτικότητα που παρουσιάζουν, σε συνδυασμό με τη φιλικότητα προς το περιβάλλον, καθίστανται μία από τις πιο συνετές επιλογές για αυτού του είδους τις εφαρμογές.

Μία νέα ευρωπαϊκή προτεινόμενη κατηγορία ενεργειακής απόδοσης απαιτεί σημαντικές βελτιώσεις στην απόδοση του υπάρχοντος εξοπλισμού. Για παράδειγμα, ένας κινητήρας με ισχύ 75 kW πρέπει να έχει απώλειες χαμηλότερες του 50%. Επομένως, οι κατασκευαστές κινητήρων πρέπει να έχουν κατανοήσει σε βάθος τη σχέση ανάμεσα στη μικροδομή, τη βιομηχανική διαδικασία και τις μακροσκοπικές μαγνητικές ιδιότητες των ηλεκτρικών χαλύβων.

Οι μαγνητικές ιδιότητες που μελετώνται κατά κύριο λόγο από τις εταιρείες κατασκευής κινητήρων είναι οι απώλειες του πυρήνα και η διαπερατότητα. Οι ιδιότητες αυτές μεταβάλλονται ανάλογα με τη δομή που παρουσιάζει το υλικό (structure sensitive) κι εξαρτώνται από αρκετούς μεταλλουργικούς παράγοντες, όπως η χημεία, το μέγεθος των κόκκων, ο κρυσταλλογραφικός ιστός, η καθαρότητα και η κατάσταση των τάσεων που εμφανίζουν οι ηλεκτρικοί χάλυβες μη προσανατολισμένων κόκκων. Οι απώλειες του πυρήνα διαιρούνται, συνήθως, σε δύο (2) συνιστώσες: α) τις απώλειες που οφείλονται στην υστέρηση του υλικού και β) τις απώλειες που οφείλονται στην υστέρηση του υλικού και β) τις απώλειες που οφείλονται στην εμφάνιση δινορευμάτων. Παρ'όλ'αυτά, η επίδραση των μεταλλουργικών παραγόντων σε αυτές τις δύο (2) συνιστώσες δεν είναι πάντοτε η ίδια, με αποτέλεσμα πολλές φορές να απαιτείται η βέλτιστη τιμή αυτών των μεταβλητών (όπως για παράδειγμα το μέγεθος των κόκκων) προκειμένου να επιτευχθούν οι

καλύτερες μαγνητικές ιδιότητες στον ηλεκτρικό χάλυβα μη προσανατολισμένων κόκκων [12].

6.3. Ιδιοσυστασία του υλικού

Η γημεία του υλικού αποτελεί έναν από τους κύριους παράγοντες που επηρεάζουν τις μαγνητικές του ιδιότητες. Ενώ το χαμηλό ποσοστό του άνθρακα (C) συμβάλλει θετικά στους ηλεκτρικούς χάλυβες μη προσανατολισμένων κόκκων, το ποσοστό του πυριτίου (Si) αποτελεί την κύρια αιτία εμφάνισης απώλειας πυρήνα στο υλικό. Το πυρίτιο (Si) μειώνει τη μαγνητοκρυσταλλική σταθερά η οποία είναι ευθέως ανάλογη των απωλειών που οφείλονται στην υστέρηση του υλικού καθώς επίσης αυξάνει την αντίσταση, μέγεθος το οποίο είναι αντιστρόφως ανάλογο των απωλειών που οφείλονται στα δινορεύματα. Με λίγα λόγια, η αύξηση του ποσοστού του περιεχόμενου πυριτίου (Si) στο υλικό μειώνει της απώλειες πυρήνα. Παρ'όλ'αυτά, το πυρίτιο (Si) μειώνει τη μαγνήτιση κορεσμού η οποία με τη σειρά της μειώνει τη διαπερατότητα. Επομένως, ανάλογα με τις προδιαγραφές που τίθενται από τους κατασκευαστές και τις απαιτήσεις που προκύπτουν από την αγορά, το ποσοστό του πυριτίου (Si) που εμπεριέγεται στον ηλεκτρικό χάλυβα μη προσανατολισμένων κόκκων βελτιστοποιείται. Πρέπει, επίσης, να αναφερθεί ότι το αργίλιο (Al) παρουσιάζει την ίδια συμπεριφορά με το πυρίτιο (Si), αλλά σε μικρότερο βαθμό. Θεωρείται ότι το αργίλιο (Al) επηρεάζει την απώλεια πυρήνα μέσω της αύξησης του μεγέθους των κόκκων του υλικού (grain coarsening), του ιστού καθώς επίσης της μεταβολής της ποσότητας και της κατανομής των προσμείξεων (impurities). Επιπλέον, ο φωσφόρος (P) και το μαγγάνιο (Mn) μειώνουν τις απώλειες πυρήνα μέσω της μείωσης της ποσότητας των δινορευμάτων που προκαλούν τις απώλειες. Χημικά στοιχεία παρεμβολής (interstitial) που βρίσκονται στο χάλυβα, όπως άνθρακας (C), θείο (S), οξυγόνο (O) και άζωτο (N) προκαλούν παραμόρφωση στο πλέγμα, γεγονός το οποίο προκαλεί τη μείωση της διαπερατότητας. Ακόμα, αυτά τα χημικά στοιχεία μπορούν να συνδυασθούν με άλλα χημικά στοιχεία, όπως σίδηρο (Fe), μαγγάνιο (Mn), αργίλιο (Al), κ.α., και να σχηματίσουν μικρά σωματίδια τα οποία επηρεάζουν τη διαδικασία μαγνήτισης εμποδίζοντας την κίνηση των μαγνητικών περιοχών. Παρ'όλ'αυτά, έχει παρατηρηθεί ότι η εμφάνιση του οξυγόνου (O), του αζώτου (N) ακόμα και του θείου (S) οδηγεί σε χαμηλότερες απώλειες πυρήνα. Αυτό οφείλεται στο σχηματισμό μεγάλων εγκλεισμάτων ή κατακρημνισμάτων και στην αραιή κατανομή αυτών μέσα στη μήτρα του υλικού.

Το μέγεθος των κόκκων του υλικού επιδρά με διαφορετικό τρόπο στις δύο (2) συνιστώσες που αποτελούν τις απώλειες πυρήνα, δηλαδή την υστέρηση και τα δινορεύματα. Πιο συγκεκριμένα, οι απώλειες υστέρησης μειώνονται με την αύξηση του μεγέθους των κόκκων, ενώ οι απώλειες που οφείλονται στην εμφάνιση των δινορευμάτων αυξάνονται. Ως αποτέλεσμα, οι απώλειες πυρήνα αποκτούν την ελάχιστη τιμή στο βέλτιστο μέγεθος κόκκων. Βέβαια, η τιμή του βέλτιστου μεγέθους κόκκων ποικίλλει ανάλογα με τη χημεία και τον ιστό που εμφανίζει ο ηλεκτρικός χάλυβας.

Ο κρυσταλλογραφικός ιστός αποτελεί μία ακόμα σημαντική μεταβλητή που καθορίζει τις μαγνητικές ιδιότητες του ηλεκτρικού χάλυβα μη προσανατολισμένων κόκκων. Χαρακτηριστικά, αναφέρεται ότι τα κρυσταλλογραφικά επίπεδα (200) εμφανίζουν τις χαμηλότερες απώλειες πυρήνα, ενώ τα επίπεδα (211) και (111) εμφανίζουν τις υψηλότερες. Επιπλέον, είναι γνωστό ότι οι διευθύνσεις <100> αποτελούν τους εύκολους άξονες μαγνήτισης ενώ οι διευθύνσεις <111> τους δύσκολους άξονες μαγνήτισης. Τα κρυσταλλογραφικά επίπεδα (100) και (110) εμφανίζουν δύο (2) και μία (1) διευθύνσεις <100>, αντίστοιχα, ενώ τα κρυσταλλογραφικά επίπεδα που ανήκουν στις οικογένειες των επιπέδων (111) και (211) δεν εμφανίζουν καμμία διεύθυνση. Επιπλέον, τα επίπεδα (211) περιέχουν τις κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις <111>, δηλαδή τις δύσκολες διευθύνσεις μαγνήτισης. Αυτό συμβαίνει επειδή τα επίπεδα (100) εμφανίζουν τις γαμηλότερες απώλειες πυρήνα – ακολουθούμενα από τις οικογένειες κρυσταλλογραφικών επιπέδων (110) και (111) – για σταθερή τιμή έντασης πεδίου. Στην περίπτωση των προσανατολισμένων επιπέδων (211), οι απώλειες που εμφανίζονται είναι οι υψηλότερες καθώς αυτά τα επίπεδα περιέχουν εκτός από τις εύκολες διευθύνσεις μαγνήτισης <100> και τις διευθύνσεις <111>, οι οποίες αποτελούν τις δύσκολες διευθύνσεις μαγνήτισης. Σε εφαρμογές που απαιτείται περιστροφή του υλικού (rotating applications), όπως συμβαίνει στην περίπτωση του κινητήρα, ο χρήσιμος κρυσταλλογραφικός ιστός που πρέπει να αναπτυχθεί στη μικροδομή του υλικού είναι ο κυβικός ιστός (cube fiber texture), κατά τον οποίο τα επίπεδα {001} είναι παράλληλα προς το επίπεδο της έλασης. Αυτή η διαμόρφωση του υλικού οδηγεί σε χαμηλή μέση τιμή απωλειών πυρήνα στους ηλεκτρικούς χάλυβες μη προσανατολισμένων κόκκων [12].

Η καθαρότητα καθορίζεται από την παρουσία σωματιδίων δεύτερης φάσης στη μήτρα του σιδήρου. Πιο συγκεκριμένα, όσο μικρότερο είναι το ποσοστό αυτής της φάσης, τόσο καθαρότερο είναι το υλικό. Αυτά τα σωματίδια σχηματίζονται – κατά κύριο λόγο - από τις χημικές αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα από τα χημικά στοιχεία που εμπεριέχονται στον ηλεκτρικό χάλυβα. Πρέπει να σημειωθεί ότι τα επιπλέον χημικά στοιχεία μερικές φορές προστίθενται επί σκοπού ως κραματικά στοιχεία, όπως συμβαίνει με το πυρίτιο (Si), ή ενδέχεται να απαντώνται στο υλικό απλά ως προσμείξεις, όπως συμβαίνει με το άζωτο (Ν). Τα σωματίδια δεύτερης φάσης δρουν ως σημεία αγκύρωσης στην κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων των κόκκων του ηλεκτρικού χάλυβα, με αποτέλεσμα το υλικό να εμφανίζει υψηλότερες απώλειες πυρήνα και χαμηλότερη διαπερατότητα. Επιπλέον, τα σωματίδια αυτά ενδέχεται να επηρεάσουν το μέγεθος των κόκκων και τον ιστό του ηλεκτρικού χάλυβα. Η επίδραση των σωματιδίων δεύτερης φάσης στις μαγνητικές ιδιότητες του υλικού καθορίζεται από το μέγεθος, το σχήμα, τον τύπο και την κατανομή τους. Έχει παρατηρηθεί ότι τα σωματίδια δεύτερης φάσης με διάμετρο που κυμαίνεται από 0,1 μm έως 1 μm, προκαλούν τη μεγαλύτερη ζημία στις μαγνητικές ιδιότητες του υλικού [12],[13].

Σύμφωνα με τον Chen, οι δευτερογενείς φάσεις επηρεάζουν την κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων καθώς οι φάσεις αυτές δρουν ως σημεία αγκύρωσης, με αποτέλεσμα να απαιτούνται μεγάλα ποσά ενέργειας προκειμένου τα μαγνητικά τοιχώματα να υπερπηδήσουν αυτά τα εμπόδια [14].

Οι παραμένουσες τάσεις επηρεάζουν τη διαδικασία μαγνήτισης αλληλεπιδρώντας με τα μαγνητικά τοιχώματα και κατ'αυτόν τον τρόπο επιδρούν στις απώλειες πυρήνα και τη διαπερατότητα του ηλεκτρικού χάλυβα μη προσανατολισμένων κόκκων. Ανάλογα με τη φύση των τάσεων που εμφανίζονται στο εσωτερικό του υλικού, οι μαγνητικές ιδιότητες μπορούν είτε να βελτιωθούν είτε να χειροτερεύσουν. Για παράδειγμα, η παρουσία εφελκυστικών τάσεων – σε γενικές γραμμές – μειώνει τις απώλειες πυρήνα, ενώ οι θλιπτικές τάσεις τις αυξάνουν.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, το μέγεθος των κόκκων επηρεάζει δύο (2) συνιστώσες από τις απώλειες πυρήνα, δηλαδή την υστέρηση και τα δινορεύματα, με διαφορετικό τρόπο την κάθε μία. Ο τρόπος με τον οποίο το μέγεθος των κόκκων επιδρά στις απώλειες πυρήνα μπορεί να εξηγηθεί μέσω της συμπεριφοράς που εμφανίζουν οι μαγνητικές περιοχές υπό την επιβολή μαγνητικού πεδίου. Μία πηγή απωλειών υστέρησης αποτελεί η πυρήνωση και η συρρίκνωση (annihilation) των μαγνητικών περιοχών. Οι απώλειες της υστέρησης αυξάνονται με τη μείωση του μεγέθους των μαγνητικών περιοχών, όπως και με τη μείωση του μεγέθους των κόκκων. Επιπλέον, πρέπει να σημειωθεί ότι όσο μικρότερο είναι το μέγεθος των κόκκων, τόσο μεγελύτερο είναι το ποσοστό της περιοχής που καταλαμβάνουν τα όρια των κόκκων και κατά συνέπεια τόσο μεγαλύτερη είναι η δυσκολία μετακίνησης των μαγνητικών τοιχωμάτων [12]. Αντιθέτως, οι απώλειες που οφείλονται στα δινορεύματα είναι ανάλογες του τετραγώνου της ταχύτητας των μαγνητικών τοιχωμάτων. Επομένως, όσο μεγαλύτερο είναι το μέγεθος των κόκκων και ανάλογες του τετραγώνου της μαγνητικών περιοχών – δηλαδή μεγαλύτερο μέγεθος κόκκων – συνεπάγεται λιγότερα μαγνητικών τοιχωμάτων.

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ 7. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

7.1. Υλικό αναφοράς (as – received sample)

Το υλικό αναφοράς είναι Ηλεκτρικός Χάλυβας με Μη Προσανατολισμένους Κόκκους (NOES: Non – Oriented Electrical Steel) με 2,18 wt.– % Si και πλήρως θερμικά κατεργασμένος. Το σύνολο του υπό εξέταση υλικού προήλθε εξ'ολοκλήρου από την LANDIS & GYR. Ελήφθησαν συνολικά πενήντα φύλλα χάλυβα διαστάσεων 30 cm^L x 3 cm^W x 0,058 cm^T (Εικόνα 7–1). Η χημική σύσταση του αρχικού υλικού, όπως δόθηκε από τον προμηθευτή, παρουσιάζεται στον Πίνακα 7–1.



Εικόνα 7-1: Διαστάσεις (μήκος και πλάτος) του υλικού αναφοράς (as-received sample)

Πίνακας 7–1: Χημική σύσταση (wt%) του υλικού αναφοράς (as – received sample)

Si	Al	Mn	С	Р	S	Fe
2.18	0.35	0.12	0.0018	0.00009	0.00005	Balance

7.2. Μεθοδολογία

7.2.1. Δοκιμές μονοαξονικής εφελκυστικής καταπόνησης

Από τα αρχικά δείγματα, δεκαπέντε (15) κόπηκαν στη μέση με τη μέθοδο της υδροκοπής προκειμένου τα μικρότερα αυτά ελάσματα που προκύπτουν να χρησιμοποιηθούν στη διαδικασία εφελκυσμού.

Από το σύνολο των τριάντα (30) δειγμάτων επιλέχθηκαν αυθαίρετα δώδεκα (12), τα οποία με τη σειρά τους χωρίστηκαν σε δύο (2) σετ των έξι (6) δειγμάτων, με σκοπό να υποβληθούν σε δοκιμές μονοαξονικής εφελκυστικής καταπόνησης, για δύο διαφορετικούς ρυθμούς παραμόρφωσης (5 mm / min και 20 mm / min) και να προσδιοριστούν οι μηχανικές ιδιότητες του αρχικού υλικού.

Οι δοκιμές πραγματοποιήθηκαν στη μηχανή εφελκυσμού INSTRON του εργαστηρίου Μεταλλογνωσίας (τομέας Μεταλλουργίας & Τεχνολογίας Υλικών) της Σχολής Μηχανικών Μεταλλείων – Μεταλλουργών Μηχανικών.



Εικόνα 7–2: Μηχανή εφελκυσμού INSTRON

Πληροφοριακά να σημειωθεί ότι προκειμένου να είναι ελεγχόμενο το σημείο αστοχίας του υλικού κατά τη διαδικασία του εφελκυσμού, προσδίδεται στα δείγματα ειδικό σχήμα, σύμφωνα με το πρότυπο Ε8 [15], όπως φαίνεται στην εικόνα 7–3.



Εικόνα 7-3: Σχήμα εφελκυόμενων δειγμάτων σύμφωνα με το πρότυπο Ε8

Οι ρυθμοί παραμόρφωσης που επιλέχθηκαν ήταν 5 mm / min και 20 mm / min για το πρώτο και το δεύτερο σετ, αντίστοιχα. Η διεύθυνση του εφελκυσμού και στις δύο περιπτώσεις ήταν παράλληλη στη διεύθυνση της έλασης. Από τις καμπύλες τάσης – παραμόρφωσης (σ (MPa) – ε (%)) του αρχικού δείγματος προσδιορίστηκαν κάθε φορά το ανώτατο και κατώτατο όριο διαρροής, η μέγιστη εφελκυστική τάση θραύσης, η ολκιμότητα και το μέτρο ελαστικότητας. Ο μέσος όρος των τιμών αυτών αντιπροσωπεύει τις μηχανικές ιδιότητες του αρχικού υλικού για κάθε ρυθμό παραμόρφωσης.



Διάγραμμα 7–1: Καμπύλη παραμόρφωσης δειγμάτων αναφοράς (as – received samples) μετά από δοκιμές μονοαξονικού εφελκυσμού για δύο (2) διαφορετικούς ρυθμούς παραμόρφωσης

Σύμφωνα με το παραπάνω διάγραμμα, παρατηρείται ότι στα δείγματα ηλεκτρικού χάλυβα με μη προσανατολισμένους κόκκους δεν εμφανίζεται ταχεία μετάβαση από την ελαστική στην πλαστική περιοχή καθώς εφαρμόζεται σε αυτά μονοαξονική μηχανική τάση. Αντιθέτως, εμφανίζεται μία περιοχή μετάβασης στην οποία παρατηρούνται έντονες διακυμάνσεις μικροπλαστικών μηχανισμών ανάπτυξης, όπως συμβαίνει σε χάλυβες που έχουν ανοπτηθεί ή σε μέταλλα του χωροκεντρωμένου κυβικού συστήματος (BCC) [39, 40]. Η παραμόρφωση που υφίσταται το υλικό, κατά την εμφάνιση αυτών των μικροπλαστικών μηχανισμών, είναι ανομοιογενής και συνδέεται με τη ζωνοειδή διάδοση χωρικά εντοπισμένων διαταραχών, οι οποίες είναι γνωστές ως ζώνες Lüders (βλ. Παράρτημα Δ) [43].

Τύπος χάλυβα	Ρυθμός παραμόρφωσης (mm/min)	Όριο διαρροής, YS (Yield Strength) (MPa)		Όριο θραύσης, UTS (Ultimate tensile Strength)	Ολκιμότητα (elongation)	Μέτρο ελαστικότητας (Young's modulus)
	(11111/11111)	min	max	MPa	(70)	(GPa)
NOES	5	305	318	433,5	65	363,48
NOES	20	301,5	311,8	436,75	53,45	371,19

Πίνακας 7–2: Μηχανικές ιδιότητες του υλικού αναφοράς, όπως προκύπτουν από τις δοκιμές μονοαζονικού εφελκυσμού για τους (2) διαφορετικούς ρυθμούς παραμόρφωσης

Έχοντας προσδιορίσει τις μηχανικές παραμέτρους, πραγματοποιήθηκαν δοκιμές μονοαξονικής εφελκυστικής καταπόνησης για προεπιλεγμένα ποσοστά ελαστικής και πλαστικής περιοχής παραμόρφωσης για τους ανωτέρω ρυθμούς. Όσον αφορά στην ελαστική περιοχή, η παραμόρφωση του υλικού μελετήθηκε σε ποσοστό ίσο με 1%. Ιδιαίτερη βαρύτητα δόθηκε στην πλαστική περιοχή, η οποία μελετήθηκε σε ένα εύρος ποσοστών παραμόρφωσης. Για το σκοπό αυτό, άλλα δείγματα χωρίστηκαν σε δύο (2) σετ των 24 δειγμάτων και εφελκύστηκαν, παράλληλα, στη διεύθυνση της έλασης. Στην περιοχή του ορίου διαρροής, πραγματοποιήθηκαν δοκιμές, των πέντε επαναλήψεων, που αντιπροσώπευαν το ανώτατο και το κατώτατο όριο διαρροής.

7.3. Μετρήσεις μαγνητικής διαπερατότητας

7.3.1. Μονολιθική μέθοδος

Για την πραγματοποίηση των μαγνητικών μετρήσεων της μαγνητικής διαπερατότητας, χρησιμοποιήθηκε ο εργαστηριακός υστερησιογράφος του εργαστηρίου Μεταλλογνωσίας (Εικόνα 7–4).



Εικόνα 7-4: Υστερησιογράφος του εργαστηρίου Μεταλλογνωσίας

Η διάταξη αυτή πρέπει να είναι σε θέση να μετρά βρόχους μαγνητικής υστέρησης σε πεδίο συχνότητας από dc έως και 10 Hz, με τιμές πεδίου από 10 A / m έως και 10 kA / m. Η διάταξη δεν έχει βαθμονομηθεί με τη βοήθεια υλικών αναφοράς, για τα οποία οι ιδιότητές τους είναι γνωστές και πιστοποιημένες. Για το λόγο αυτό, οι άξονες στις γραφικές παραστάσεις δεν περιγράφονται από τις μονάδες μέτρησης των αντίστοιχων μετρούμενων μεγεθών.

Η αρχή λειτουργίας της διάταξης στηρίζεται στην αρχή του κλειστού μαγνητικού κυκλώματος, όπου το πηνίο λήψης είναι τυλιγμένο γύρω από το προς μέτρηση υλικό, ενώ η διέγερση επιβάλλεται από πηνίο που περιβάλλει το ίδιο το προς μέτρηση δείγμα (Εικ. 7–5). Έτσι, το πεδίο επιβάλλεται απευθείας πάνω στο δείγμα με τον ηλεκτρομαγνήτη (yoke) να αποτελεί απλά το υλικό σύζευξης του μαγνητικού κυκλώματος.



Εικόνα 7–5: Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης των πηνίων του μαγνητικού υστερησιογράφου του εργαστηρίου Μεταλλογνωσίας

Με τον τρόπο αυτό, ο έλεγχος της τιμής του επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου στο προς εξέταση υλικό είναι πιο ακριβής, διότι το εισαγόμενο σφάλμα αφορά μόνο στην ελαφρά διαφοροποίηση του συντελεστή απομαγνήτισης. Ακόμη, η ημιτονοειδής κυματομορφή του πεδίου διέγερσης ως προς το χρόνο ελέγχεται με ακρίβεια και δεν παραμορφώνεται από τα χαρακτηριστικά του ηλεκτρομαγνήτη.

Το μαγνητικό κύκλωμα της διάταξης αποτελείται από: i) το υπό δοκιμή υλικό και ένα ηλεκτρομαγνητικό πυρήνα σε σχήμα Π που κλείνει το μαγνητικό κύκλωμα και ii) τα πηνία διέγερσης και λήψης, τα οποία είναι τοποθετημένα στον άξονα του υπό δοκιμή υλικού.

Το ηλεκτρονικό μέρος της διάταξης περιλαμβάνει τα παρακάτω συστήματα τα οποία ελέγχονται από ηλεκτρονικό υπολογιστή: Σύστημα PXI της NI (National Instruments) με κάρτα συλλογής δεδομένων (DAQ), μέσω της οποίας δημιουργείται το αρχικό σήμα διέγερσης (ημιτονοειδές), ενώ ταυτόχρονα λαμβάνονται τα σήματα από τα πηνία

λήψης και την ενισχυμένη διέγερση. Το σύστημα PXI διαθέτει και κάρτα μέτρησης αντίστασης –χωρητικότητας – επαγωγής (LCR meter) και διπολικό τροφοδοτικό ισχύος – ενισχυτή σήματος και διέγερσης ρεύματος με χαρακτηριστικά ± 70V, ± 6A της Kepco.

Η διέγερση και η λήψη επιτυγχάνονται μέσω της κάρτας συλλογής δεδομένων, η οποία με τη σειρά της ελέγχεται από λογισμικό που έχει αναπτυχθεί στο εργαστήριο αποκλειστικά σε περιβάλλον Matlab για το συγκεκριμένο είδος μετρήσεων. Η πλατφόρμα αλληλεπίδρασης με το σύστημα μετρήσεων βρόχου υστέρησης μέσω του λογισμικού απεικονίζεται στην Εικ. 7–6.



Εικόνα 7–6: Πλατφόρμα αλληλεπίδρασης (graphical user interface) του υστερησιογράφου του εργαστηρίου Μεταλλογνωσίας

Το σήμα διέγερσης (Εικ. 7–7) δημιουργείται από τη χρήση κατάλληλης συνάρτησης του Matlab. Μέσω της πλατφόρμας αλληλεπίδρασης δίνεται η δυνατότητα επιλογής στο χρήστη να επιλέξει τις επιθυμητές τιμές του πλάτους και της συχνότητας του σήματος διέγερσης, ενώ, ταυτόχρονα, καθορίζονται και τα χαρακτηριστικά (αριθμός σημείων, χρόνος ενεργοποίησης της σκανδάλης κλπ) παραγωγής του σήματος από την κάρτα.



Εικόνα 7–7: Κυματομορφή του σήματος διέγερσης που παράγεται από το λογισμικό και επιβάλλεται στο πηνίο διέγερσης της διάταξης του υστερησιογράφου

Από την κάρτα το σήμα οδηγείται σε ενισχυτή ρεύματος που τροφοδοτεί με τη σειρά του το πηνίο διέγερσης ενώ μεταξύ τους παρεμβάλλεται ένα δεύτερο πηνίο, το οποίο δρα ως βαθυπερατό φίλτρο. Το σήμα από το πηνίο λήψης (της τάξης των mV) λαμβάνεται από την κάρτα απευθείας ή μετά από προενίσχυση μικρού κέρδους (Εικ. 7–8).

Από την κάρτα λαμβάνονται, επίσης, και τα σήματα του ρεύματος διέγερσης. Με τη χρήση του Matlab πραγματοποιούνται το ψηφιακό υψιπερατό φιλτράρισμα των σημάτων (Εικ. 7–9) και ο προσδιορισμός του βρόχου υστέρησης (Εικ. 7–10).



Εικόνα 7–8 : Κυματομορφή του σήματος λήψης λαμβανόμενη, μέσω κάρτας, από το πηνίο λήψης της διάταξης του υστερησιογράφου



Εικόνα 7-9: Κυματομορφή του ψηφιακά φιλτραρισμένου σήματος λήψης

Το λογισμικό διαθέτει υπορουτίνα, με την οποία γίνεται η απομαγνήτιση του εκάστοτε δείγματος διεγείροντάς το με ημιτονοειδές σήμα συνεχώς μειούμενου πλάτους. Τέλος, το πρόγραμμα δίνει τη δυνατότητα αυτοματοποιημένων μετρήσεων με μεταβολή της συχνότητας ή του πλάτους του σήματος, με τη δυνατότητα πραγματοποίησης της απαραίτητης απομαγνήτισης σε κάθε βήμα ξεχωριστά.



Εικόνα 7–10: Βρόχος υστέρησης στον οποίο απεικονίζονται τα χαρακτηριστικά μεγέθη που προσδιορίζουν τις μαγνητικές ιδιότητες του προς μέτρηση υλικού

Η παρακολούθηση του πειράματος γίνεται μέσω των τριών γραφημάτων (Εικ. 7–8 έως 7–10) που σχηματίζονται σε κάθε προκαθορισμένη περίοδο και αποτυπώνουν

μακροσκοπικά τα τρία σήματα: της διέγερσης, της λήψης και τον βρόχο υστέρησης, αντίστοιχα. Από τον τελικό βρόχο υστέρησης (Εικ. 7–10) προσδιορίζονται και οι παράμετροι, των οποίων η μεταβολή διαφοροποιείται, και παρέχει πληροφορίες για την κατάσταση του υπό μελέτη υλικού.

Ο βρόχος της τάσης εξόδου ως προς το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο είναι ανάλογος με τη μεταβολή της τιμής της μαγνητικής διαπερατότητας του υλικού ως προς το επιβαλλόμενο πεδίο. Ο βρόχος αυτός λαμβάνεται μετά την επεξεργασία των δειγμάτων και παρουσιάζεται στην Εικ. 7–11. Η μέγιστη τιμή της μαγνητικής διαπερατότητας λαμβάνεται υπόψη ως η μαγνητική παράμετρος της μέτρησης.



Εικόνα 7–11: Βρόχος υστέρησης (μαύρο χρώμα) και βρόχος μαγνητικής διαπερατότητας (μπλε χρώμα)

7.3.2. Επιφανειακή Μέθοδος Ι

Για τη μαγνήτιση του υπό εξέταση υλικού απαιτούνταν η χρήση ενός ηλεκτρομαγνήτη καθώς επίσης μιας διάταξης πηνίου διέγερσης και πηνίου λήψης (Εικ. 7–12).



Εικόνα 7–12: Διάταξη πηνίων

Ο ηλεκτρομαγνήτης ήταν πυριτιούχος χάλυβας, ο οποίος είναι ένα μαλακό μαγνητικό υλικό με υψηλή σχετική μαγνητική διαπερατότητα. Συγκεκριμένα, το υλικό του ηλεκτρομαγνήτη που παρείχε η LANDIS & GYR παρουσιάζει μέγιστη μαγνητική ανισοτροπία παράλληλα στη διεύθυνση της έλασης, καθώς στη διεύθυνση αυτή αναπτύσσεται ο προτιμητέος κρυσταλλογραφικός ιστός Goss. Με τον τρόπο αυτό υπήρχε κατευθυνόμενη μαγνητική ροή.

Το πηνίο διέγερσης, που χρησιμοποιήθηκε, είναι κατασκευασμένο από σύρμα χαλκού προστατευμένο με βερνίκι. Ο αριθμός των σπειρών ήταν N = 850 και η διάμετρος του σύρματος ήταν $\delta = 0.5$ mm. Στο πηνίο εφαρμοζόταν εναλλασσόμενη τάση, ημιτονοειδούς μορφής, πλάτους 1 V και συχνότητας 1 Hz (Εικ.7–13).



Εικόνα 7–13: Σήμα διέγερσης

Το πηνίο λήψης είχε 1200 σπείρες και ήταν από σύρμα χαλκού, διαμέτρου $\delta = 0,1$ mm. Η διάταξη των πηνίων όπως φαίνεται στην εικόνα 7–12 περιβάλλεται από δύο (2) ηλεκτρομαγνήτες σε σχήμα Π, ώστε να δημιουργηθεί ένα κλειστό μαγνητικό κύκλωμα. Η τάση εξόδου του μαγνητικού αισθητήρα (Εικ. 7–14) ήταν ανάλογη με τη μαγνητική

διαπερατότητα του υπό εξέταση σιδηρομαγνητικού χάλυβα (Εξ. 7.5). Πράγματι, αν θεωρηθεί ότι το πηνίο έχει Ν σπείρες και ότι η μαγνητική ροή που περνά από κάθε σπείρα μεταβάλλεται με ρυθμό dΦ/dt, τότε η ΗΕΔ που επάγεται στα άκρα του, δίνεται – σύμφωνα με το νόμο των Lenz –Faraday – από την ακόλουθη εξίσωση [46]:

$$V = -N\frac{d\Phi}{dt} \tag{7.1}$$

Ολοκληρώνοντας την τάση που επάγεται προκύπτει ο βρόχος υστέρησης:

$$V(t) = -N \frac{d\Phi}{dt} \Longrightarrow V(t) = -N \frac{d(B \cdot S)}{dt} \Longrightarrow$$
(7.2)

με

$$V(t) = -N \cdot S \cdot \frac{dB}{dt} \Longrightarrow V(t) = -N \cdot S \cdot \frac{dB}{dH} \frac{dH}{dt} \Longrightarrow$$
(7.3)

όπου

$$V(t) = -N \cdot S \cdot \mu(H) \cdot \frac{dH}{dt} \Longrightarrow V(t) = -N \cdot S \cdot \omega \cdot \mu(H) \cdot \cos(\omega t)$$
(7.4)

Η τελική σχέση είναι:

$$V(t) \propto \mathbf{A} \cdot \mu(H) \cdot \cos(\omega t) \tag{7.5}$$





Η συνολική μετρητική διάταξη παρουσιάζεται στην Εικ. 7–15.


Εικόνα 7–15: Μετρητική διάταξη μαγνητικού σήματος εξόδου

Η γεννήτρια συχνοτήτων ήταν της HAMEG τύπου HM 8030-5 (Εικ. 7–16).



Εικόνα 7–16: Γεννήτρια συχνοτήτων

Το διπολικό τροφοδοτικό ισχύος- ενισχυτή σήματος και διέγερσης ρεύματος ήταν της Κερco με χαρακτηριστικά \pm 70V, \pm 6A (Εικ.7–17).



Εικόνα 7–17: Διπολικό τροφοδοτικό

Το λαμβανόμενο σήμα εξόδου απεικονίζονταν στον ψηφιακό παλμογράφο της ΕΖ, τύπου DS-1510 (Εικ. 7–18).



Εικόνα 7–18: Ψηφιακός παλμογράφος

Η μαγνητική παράμετρος που καταγραφόταν ήταν η απόλυτη τιμή του ολικού μεγίστου της κυματομορφής εξόδου του μαγνητικού σήματος (Εικ.7–19).



Εικόνα 7-19: Μαγνητική παράμετρος

7.3.3. Επιφανειακή Μέθοδος ΙΙ

Για τον προσδιορισμό της επιφανειακής μαγνητικής διαπερατότητας, χρησιμοποιήθηκε ο εργαστηριακός μαγνητικός αισθητήρας που παρουσιάζεται στην Εικ. 7–20.



Εικόνα 7–20: (α) Πλαϊνή όψη και (β) άνοψη του μαγνητικού αισθητήρα, ο οποίος προσδιορίζει την επιφανειακή μαγνητική διαπερατότητα

Σε αντίθεση με τον προηγούμενο αισθητήρα, όπου η περιέλιξη του πηνίου λήψης πραγματοποιείται γύρω από το δείγμα με αποτέλεσμα η λήψη του σήματος – περιμετρικά του δείγματος – να λαμβάνει υπόψη όλη τη μάζα του, στο δεύτερο αισθητήρα το πηνίο λήψης τυλίγεται γύρω από έναν ηλεκτρομαγνήτη με αποτέλεσμα τη λήψη του επιφανειακού σήματος εξόδου.

Η διέγερση του αισθητήρα έγινε με ημιτονοειδές σήμα συχνότητας 1 kHz από μια γεννήτρια συχνοτήτων. Το σήμα διέγερσης και λήψης λαμβανόταν από ένα σύστημα PXI της NI με κάρτα συλλογής δεδομένων (DAQ), με στόχο την επεξεργασία του (φιλτράρισμα σήματος εξόδου, απεικόνιση γραφικών παραστάσεων) σε περιβάλλον LabView.

8. ΣΤΑΔΙΑ ΠΡΟΕΤΟΙΜΑΣΙΑΣ ΔΟΚΙΜΙΩΝ

8.1. Εγκιβωτισμός

Είναι απαραίτητο στάδιο για την επεξεργασία των προς μελέτη δειγμάτων, όταν οι διαστάσεις τους είναι αρκετά μικρές και δεν είναι εφικτό να κρατηθούν και να σταθεροποιηθούν από το χειριστή του δίσκου λείανσης – στίλβωσης. Επιπλέον, μέσω του εγκιβωτισμού, τα δείγματα προστατεύονται από ενδεχόμενη θραύση και επιτυγχάνεται ομοιόμορφη μείωση υλικού σε όλη την επιφάνεια της διατομής. Ο εγκιβωτισμός πραγματοποιείται με δύο (2) τρόπους. Ο ένας τρόπος αφορά στη χρήση ειδικών μεταλλικών διατάξεων συγκράτησης των δειγμάτων, ο οποίος χρησιμοποιείται μόνο κατά τα στάδια της λείανσης και της στίλβωσης. Ο άλλος τρόπος αναφέρεται σε «μόνιμο» εγκιβωτισμό όπου το δείγμα περιβάλλεται από ειδικού τύπου ρητίνη, η οποία καλύπτει το δείγμα από το στάδιο της λείανσης έως και την τοποθέτηση του δοκιμίου (δείγμα + ρητίνη) στο μικροσκόπιο ή το περιθλασιόμετρο ακτίνων Χ. Επιπροσθέτως, η ρητίνη μπορεί να καλύπτει εξ'ολοκλήρου το μεταλλικό δείγμα ή να αφήνει ένα άκρο του δείγματος ελεύθερο, το οποίο συμμετέχει στη μέθοδο προσβολής του δείγματος. Πρέπει να σημειωθεί ότι ο τρόπος εγκιβωτισμού εξαρτάται από τη μέθοδο προσβολής που πρόκειται να ακολουθηθεί. Υπάρχουν δύο (2) τύποι ρητίνης: i) ρητίνη θερμού τύπου και ii) ρητίνη ψυγρού τύπου.

<u>Ρητίνες θερμού τύπου</u>

Σε αυτόν τον τύπο εγκιβωτισμού, χρησιμοποιούνται υπό μορφή σκόνης και απαιτείται θέρμανση και περιβάλλον υψηλής πίεσης. Ο εγκιβωτισμός λαμβάνει χώρα μέσα σε πρέσσα στην ειδική υποδοχή της οποίας τοποθετούνται το μεταλλικό δείγμα και εν συνεχεία η ρητίνη. Αφού κλείσει αεροστεγώς ο χώρος, αρχίζει να ασκείται μεγάλη πίεση σε συνδυασμό με θέρμανση.

Ρητίνη ψυχρού τύπου

Αυτός ο τύπος εγκιβωτισμού αποτελείται από τη ρητίνη και ειδικό σκληρυντή, ο οποίος προστίθεται λόγω του ότι αργεί η στερεοποίηση της ρητίνης. Ανάλογα με το σκληρυντή που χρησιμοποιείται στο δείγμα (για να κατασκευαστεί ο τελικός τύπος ρητίνης του δοκιμίου), οι ρητίνες αυτού του τύπου χωρίζονται σε τρεις (3) κατηγορίες: α) ακρυλική ρητίνη, β) εποξική ρητίνη και γ) πολυεστερική ρητίνη. Επίσης, πρέπει να σημειωθεί ότι εάν υπάρχει μεγάλος αριθμός ρωγμών στο δείγμα, για να μην εισχωρήσει η ρητίνη σε αυτές, η διαδικασία εγκιβωτισμού πραγματοποιείται εν κενώ.

Οσον αφορά στην παρούσα διπλωματική εργασία, το κάθε δείγμα που επεξεργάστηκε με αυτόν τον τρόπο τοποθετήθηκε σε κυλινδρικό καλούπι αδρανούς πολυμερούς υλικού, στο οποίο προστέθηκαν 30gr. ClaroCit Powder (άσπρη σκόνη) και 18gr. enzim/ ClaroCit liquid (διαφανές υγρό). Πρέπει να σημειωθεί ότι η εσωτερική επιφάνεια αυτών των καλουπιών – προτού τοποθετηθούν τα δείγματα – επικαλύφθηκε με βαζελίνη αφ'ενός μεν για να μη συμβούν διαρροές κι αφ'ετέρου για να είναι πιο εύκολη η απομάκρυνση του προκύπτοντος δοκιμίου από το κάθε καλούπι [16].

Πρέπει να σημειωθεί ότι τα προς εγκιβωτισμό δείγματα είχαν υποστεί κατεργασία έλασης, η διεύθυνση της οποίας εντοπίζεται μακροσκοπικά.

8.2. Λείανση

Αφού ολοκληρωθεί το στάδιο του εγκιβωτισμού, τα δοκίμια τα οποία προκύπτουν, υποβάλλονται στη διαδικασία της λείανσης (χειρωνακτική, όχι αυτόματη). Μέσω της λείανσης, επιτυγχάνεται η εξάλειψη ανωμαλιών που είναι πιθανό να έχουν προκύψει κατά την κοπή. Η λείανση μπορεί να πραγματοποιηθεί είτε με μηχανικές είτε με ηλεκτροχημικές μεθόδους. Στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας εφαρμόσθηκε μηχανική μέθοδος. Πιο συγκεκριμένα, χρησιμοποιήθηκαν χαρτιά με σκληρούς κόκκους καρβιδίου του πυριτίου (SiC), προκειμένου να εξαλειφθούν ενδεχόμενες υπάρχουσες ανωμαλίες με μέγεθος μεγαλύτερο από το μέσο μέγεθος των κόκκων. Κατά το πρώτο στάδιο λείανσης τα λειαντικά χαρτιά έχουν μεγάλο μέγεθος κόκκων προκειμένου να απομακρυνθούν οι μεγαλύτερου μεγέθους ανωμαλίες. Στα απομακρυνθούν οι μεγαλύτερου μεγέθους ανωμαλίες. Στα μείαλεια στάδια της διαδικασίας, το μέγεθος των κόκκων μειώνεται, όχι μόνο για να απομακρυνθούν οι μικρότερου μεγέθους ανωμαλίες, αλλά και για να ξεκινήσει μια διαδικασία «ομαλοποίησης» της επιφάνειας του δοκιμίου του οποίου πρόκειται να μελετηθεί η μικροδομή.



Εικόνα 8-1: Λειαντικά χαρτιά

Πιο συγκεκριμένα, τα λειαντικά χαρτιά που χρησιμοποιήθηκαν στο δίσκο περιστροφής είναι χαρτιά 800, 1000, 1200 και 2000 grit (grit = ο αριθμός των κόκκων SiC που υπάρχουν ανά μονάδα επιφάνειας (τετραγωνική ίντσα)). Όσο διαρκεί η περιστροφή του δίσκου, υπάρχει συνεχής ροή νερού προκειμένου να απομακρύνει τα υπολείμματα της λείανσης και να προχωράει – πιο εύκολα – η λείανση σε εσωτερικά στρώματα του δοκιμίου. Επιπλέον, το νερό λειτουργεί ως ψυκτικό μέσο στην επιφάνεια του δοκιμίου που υφίσταται τριβή από το εκάστοτε χαρτί λείανσης, με αποτέλεσμα να παραμένει σταθερή η θερμοκρασία στην επιφάνεια του δοκιμίου. Σεισθερή η θερμοκρασία στην επιφάνεια του δε γινόταν χρήση ψυκτικού υγρού, η θερμοκρασία στην επιφάνεια του δοκιμίου.

Όταν χρειάζεται αλλαγή του χαρτιού λείανσης στο δίσκο περιστροφής, πριν συνεχισθεί η διαδικασία λείανσης, το δοκίμιο τοποθετείται πάνω στο επόμενο λειαντικό χαρτί με προσανατολισμό κάθετο προς αυτόν που είχε κατά το προηγούμενο στάδιο της λείανσης. Με άλλα λόγια, οι γραμμές (ή τα ίχνη) που εμφανίστηκαν πάνω στην επιφάνεια του δοκιμίου λόγω της περιστροφής του χαρτιού, στο επόμενο στάδιο της λείανσης θα πρέπει να έχουν προσανατολισμό κάθετο στην κατεύθυνση περιστροφής του επόμενου χαρτιού λείανσης. Η περιστροφή του δίσκου με το επόμενο χαρτί πρέπει να διαρκεί τόσο χρόνο ώστε να μην είναι εμφανείς οι γραμμές του προηγούμενου σταδίου λείανσης. Τέλος, πρέπει να αναφερθεί ότι – εφ'όσον πρόκειται για χειρωνακτική λείανση – η πίεση που ασκείται στο πάνω μέρος του δοκιμίου κατά τη διάρκεια της περιστροφής του δίσκου πρέπει να είναι όσο το δυνατόν πιο ομοιόμορφη για να μη δημιουργούνται επίπεδα στο δοκίμιο (τα οποία δε θα μπορέσουν να εξαφανιστούν ούτε κατά τη διαδικασία της στίλβωσης).

8.3. Στίλβωση

Πρόκειται για το στάδιο που έπεται της λείανσης. Σκοπός του είναι η πλήρης εξάλειψη των γραμμών που εμφανίζονται στο δοκίμιο κατά τη λείανση αν έχει γίνει σωστά η λείανση, θα πρέπει να υπάρχουν στο δοκίμιο μόνο μιας κατεύθυνσης γραμμές – αυτές του τελευταίου χαρτιού λείανσης. Επιπλέον, πρέπει να μειωθεί η επιφανειακή τραχύτητα του δοκιμίου προκειμένου να είναι πιο αποτελεσματική η χημική προσβολή του και κατ'επέκταση να μπορεί να μελετηθεί με μεγαλύτερη ευκολία και ακρίβεια η μικροδομή του.

Η στίλβωση γίνεται με πανιά από βελούδο (κάθε εταιρεία έχει διαφορετικού τύπου πανιά), τα οποία τοποθετούνται – όπως και τα χαρτιά λείανσης – στον περιστρεφόμενο δίσκο αλλά με ταυτόχρονη προσθήκη λιπαντικού μέσου. Εκτός από το λιπαντικό μέσο, προστίθεται επάνω στο πανί αδαμαντόπαστα, η οποία αποτελείται από κόκκους αδαμαντόσκονης μικρού μεγέθους (της τάξης των μm).

Κατά τη στίλβωση των δοκιμίων που χρησιμοποιήθηκαν στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας, έγινε χρήση δύο (2) διαφορετικών πανιών στίλβωσης. Στο πρώτο πανί στίλβωσης, τοποθετήθηκε αδαμαντόπαστα που περιέχει αδαμαντόσκονη μεγέθους 3μm (αυτή η αδαμαντόπαστα είναι υπόλευκου χρώματος), ενώ στο δεύτερο πανί στίλβωσης το μέγεθος της αδαμαντόσκονης είναι 1μm (η αδαμαντόπαστα είναι μπλε χρώματος). Το μέσο ψύξης, δηλαδή το λιπαντικό μέσο, είναι το Struers. Σε αντίθεση με τη λείανση, κατά τη στίλβωση δε χρησιμοποιείται νερό στο πανί. Το κάθε στάδιο της στίλβωσης διαρκεί χρονικό διάστημα περίπου ίσο με 12 min. Αφού ολοκληρωθεί η διαδικασία της στίλβωσης, τα δοκίμια καθαρίζονται με βρεγμένο βαμβάκι, ξεπλένονται με οινόπνευμα και στεγνώνουν με τη χρήση θερμού αέρα υπό πίεση.

Το πρώτο στάδιο της στίλβωσης αποτελεί το πιο κρίσιμο σημείο ως προς τη σωστή προετοιμασία του δοκιμίου. Αν – μετά το πέρας αυτού του σταδίου – έχουν εξαφανισθεί οι γραμμές που προκύπτουν κατά τη λείανση, τότε στο δεύτερο στάδιο της στίλβωσης μειώνεται λίγο περισσότερο η επιφανειακή τραχύτητα και η επεξεργασία έχει την τέλεια μορφή της. Σε αντίθετη περίπτωση, οι γραμμές της λείανσης θα συνεχίσουν να υπάρχουν και το πανί στίλβωσης θα τονίσει κι άλλες μικρότερες ατέλειες που μέχρι αυτό το στάδιο δεν ήταν εμφανείς.

Στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας, παρασκευάσθηκαν δοκίμια τα οποία, προκειμένου να μελετηθεί η μικροδομή του υλικού τους, επεξεργάσθηκαν όχι μόνο με τις τεχνικές περίθλασης ακτίνων X (X – Ray Diffraction – XRD), ηλεκτρονικής μικροσκοπίας σάρωσης (Scanning Electron Microscopy - SEM) και μετρήσεις σκληρότητας, αλλά και με την τεχνική περίθλασης οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων (Electron BackScatter Diffraction – EBSD). Πρέπει να σημειωθεί εδώ ότι ως προς την τεχνική EBSD η διαδικασία στίλβωσης τροποποιείται. Πιο συγκεκριμένα, ακολουθεί ένα τρίτο στάδιο προετοιμασίας του δοκιμίου κατά το οποίο τοποθετείται στο δίσκο περιστροφής ειδικό πανί στίλβωσης OP - Chem Silica, πάνω στο οποίο προστίθεται κατάλληλο ειδικό υγρό είτε το OP - S (άσπρο υγρό), είτε το OP - U (διαφανές υγρό) (0,04 μm). Η διαφορά αυτών των δύο υγρών έγκειται στο γεγονός ότι το OP – S είναι πυκνό, με αποτέλεσμα να απαιτείται η τακτική προσθήκη απιονισμένου νερού πάνω στο περιστρεφόμενο πανί προκειμένου να μην κρυσταλλωθούν τα μόρια του υγρού και προκαλέσουν χαραγή στη στιλβώμενη επιφάνεια του δοκιμίου. Από την άλλη πλευρά, το υγρό OP – U είναι εξ'αρχής αραιωμένο, επομένως μειώνεται σε μεγάλο βαθμό ο κίνδυνος κρυστάλλωσης των μορίων του, με αποτέλεσμα να μειώνονται οι πιθανότητες γαραγής της προς μελέτη επιφάνειας του δοκιμίου.

Στην περίπτωση που εμφανισθεί στη στιλβώμενη επιφάνεια του δοκιμίου έστω και μία χαραγή, εάν δεν είναι εφικτό να αναιρεθεί άμεσα από το πανί στίλβωσης, τότε το δοκίμιο υποβάλλεται εκ νέου στη διαδικασία λείανσης.

Σε αυτό το στάδιο της στίλβωσης, η ταχύτητα περιστροφής του δίσκου είναι περίπου 80 rpm (στροφές ανά δευτερόλεπτο) και ο χρόνος που διαρκεί αυτό το στάδιο κυμαίνεται από 70 έως 80 min. Με αυτόν τον τρόπο, εξοικονομείται ποσότητα του υγρού OP – U (Non – dry), με αποτέλεσμα να καταναλώνονται, συνήθως, τρεις σήριγγες των 60 ml. Επιπλέον, στην περίπτωση που όλη η διαδικασία της προετοιμασίας των δειγμάτων γίνεται χειρωκίνητα, ο χειριστής του οργάνου δε δέχεται μεγάλη αντίσταση στο χέρι που κρατάει το δοκίμιο πάνω στο πανί.

8.4. Προσβολή

Εάν, στη συνέχεια, τα εγκιβωτισμένα δοκίμια δεν υποστούν χημική προσβολή, τότε το μόνο που φαίνεται στο οπτικό μικροσκόπιο είναι μία ομοιόμορφη φωτεινή περιοχή στην οποία ενδεχομένως εμφανίζονται ρωγμές, πόροι, εγκλείσματα και μη μεταλλικά εγκλείσματα – αν υπάρχουν – χωρίς να διακρίνονται τα όρια των κόκκων (στην περίπτωση πολυκρυσταλλικού υλικού) (Εικ. 8 – 2 (α)). Για να είναι εφικτή η μελέτη και η ανάλυση της μικροδομής των δοκιμίων, αυτά υπόκεινται σε χημική προσβολή με ειδικά διαλύματα που καθορίζονται από πρότυπα STM, ανάλογα με τη σύσταση του μελετούμενου υλικού. Στο μικροσκόπιο, τότε, εμφανίζονται τα όρια των κόκκων του υλικού (Εικ. 8 – 2 (β)) κι όταν αυτό περιέχει περισσότερες από μία φάσεις, διακρίνεται η διαφορετικότητα των κόκκων (Εικ. 8 – 2 (γ)).



Εικόνα 8–2: (α) Μικροδομή υλικού που δεν έχει υποστεί χημική προσβολή, (β) Όρια κόκκων μονοφασικού υλικού μετά από χημική προσβολή και (γ) Διάκριση κόκκων υλικού με περισσότερες από μία φάσεις μετά από χημική προσβολή

Πρέπει να σημειωθεί ότι υπάρχουν δύο (2) είδη προσβολής: i) η χημική προσβολή και ii) η ηλεκτροχημική προσβολή. Κατά τη χημική προσβολή, το δοκίμιο εμβαπτίζεται σε ειδικό δοχείο που περιέχει το κατάλληλο – για το συγκεκριμένο δοκίμιο – αντιδραστήριο και παραμένει μέσα στο διάλυμα τόσο χρόνο όσο υπαγορεύουν οι προδιαγραφές. Όσον αφορά στην ηλεκτροχημική προσβολή, το δοκίμιο – εκτός από τη δράση του διαλύματος – προσβάλλεται και ηλεκτρολυτικά. Πιο συγκεκριμένα, πρέπει να σημειωθεί ότι το μεταλλικό δείγμα δεν καλύπτεται εξ'ολοκλήρου από τη ρητίνη, αλλά παραμένει το άνω άκρο του ελεύθερο, για πρακτικούς λόγους. Σε αυτήν την περίπτωση, το ένα ηλεκτρόδιο συνδέεται στο διάλυμα και το άλλο ηλεκτρόδιο στο ελεύθερο άκρο του δοκιμίου. Επομένως, το δείγμα που εμπεριέχεται σε τέτοιου είδους δοκίμια προσβάλλεται όχι μόνο χημικά από το διάλυμα που χρησιμοποιείται αλλά και ηλεκτροχημικά από το ηλεκτρικό ρεύμα που το διαπερνά. Είναι αυτονόητο ότι η προσβολή των δοκιμίων με την ηλεκτροχημική μέθοδο είναι πιο δραστική από τη χημική προσβολή. Η ηλεκτροχημική προσβολή, επομένως, χρησιμοποιείται σε απαιτητικά ως προς την προσβολή δείγματα, όπως γίνεται στην περίπτωση του ανοξείδωτου χάλυβα.

Πρέπει να σημειωθεί ότι η μέθοδος προσβολής – είτε χημική είτε ηλεκτροχημική – απαιτεί συνεχή έλεγχο, επειδή ενδέχεται το επιθυμητό αποτέλεσμα προσβολής του δείγματος να προκύψει σε συντομότερο χρόνο από τον αναμενόμενο. Τότε είναι απαραίτητο το δοκίμιο να απομακρυνθεί άμεσα από το διάλυμα και εν συνεχεία να τοποθετηθεί στο οπτικό μικροσκόπιο, προκειμένου να ελεγχθεί αν το διάλυμα προσβολής είναι πιο δραστικό από το αναμενόμενο ώστε να αποφευχθεί το «κάψιμο» του δοκιμίου. Σε περίπτωση που η προσβολή διαρκέσει περισσότερο από τον επιτρεπτό χρόνο και το δείγμα «καεί» λόγω υπερβολικής προσβολής, ακολουθείται εκ νέου η διαδικασία λείανσης αλλά μόνο στο τελευταίο χαρτί (δηλαδή 2000 grit) και στη συνέχεια ολόκληρη η διαδικασία της στίλβωσης (και τα δύο στάδια).

Το υλικό που μελετάται στην παρούσα διπλωματική εργασία δεν ανήκει σε κάποια από τις κατηγορίες ανοξείδωτου χάλυβα, οπότε ο τρόπος προσβολής όλων των προς μελέτη δειγμάτων είναι χημικός ΄ όχι ηλεκτροχημικός. Το διάλυμα προσβολής που χρησιμοποιείται σε όλα τα δοκίμια είναι το Nital 2%. Η κατηγορία Nital περιλαμβάνει διαλύματα προσβολής που χρησιμοποιούνται στη μεταλλογραφία για τη χημική προσβολή δειγμάτων μαλακού χάλυβα, καθαρού χάλυβα και χάλυβα με χαμηλά ποσοστά κραμάτωσης. Το Nital 2% αντιπροσωπεύει το πιο δημοφιλές διάλυμα αυτής της κατηγορίας, καθώς εξασφαλίζει τη βέλτιστη ταχύτητα χάραξης και είναι απολύτως ασφαλές ως προς την αποθήκευσή του. Αυτό το προϊόν αποτελείται από νιτρικό οξύ και μεθανόλη και είναι καταχωρημένο στη λίστα ASTM E 407 με τον κωδικό 74 "Nital" [17].

9. ΟΡΓΑΝΟΛΟΓΙΑ

9.1. Ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης (SEM)

Χρησιμοποιείται για την παρατήρηση επιφανειών και σε συνδυασμό με κατάλληλα συστήματα μικροανάλυσης για τη στοιχειακή ανάλυση συγκεκριμένων περιοχών της υπό παρατήρηση εικόνας. Η λειτουργία του SEM στηρίζεται στην αλληλεπίδραση του προς εξέταση δείγματος και της προσπίπτουσας δέσμης ηλεκτρονίων σε αυτό.

Το ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης αποτελείται κυρίως από το σύστημα παραγωγής δέσμης ηλεκτρονίων (e⁻), το σύστημα κατεύθυνσης της δέσμης, το θάλαμο που τοποθετείται το δείγμα, την αντλία κενού και το σύστημα ανιχνευτών και παρουσίασης.

Τα ηλεκτρόνια παράγονται από ένα σύρμα βολφραμίου (κάθοδος) και επιταχύνονται προς την άνοδο, στην οποία εφαρμόζεται ένα δυναμικό 1 – 30 kV. Η άνοδος δημιουργεί ισχυρές ελκτικές δυνάμεις στα ηλεκτρόνια, με αποτέλεσμα να τα επιταχύνει και να τα κατευθύνει. Η παραγόμενη δέσμη ηλεκτρονίων έχει – τυπικά – ενέργεια από μερικές εκατοντάδες eV μέχρι περίπου 50 keV και εστιάζεται από ένα σύστημα φακών, οι οποίοι είναι συνδεδεμένοι με κατάλληλα διαφράγματα. Αμέσως μετά, αυτή η εστιασμένη δέσμη περνά μέσα από ζεύγη πηνίων σάρωσης, τα οποία την εκτρέπουν οριζόντια και κάθετα έτσι ώστε να σαρώνουν μία τετραγωνική περιοχή της επιφάνειας του δείγματος. Τα πηνία αυτά είναι τοποθετημένα σε δύο ζεύγη γύρω από τη δέσμη, με το ένα ζεύγος να ελέγχει την κίνηση της δέσμης στην κατεύθυνση X και το άλλο την κίνησή της στην κατεύθυνση Y, αντίστοιχα. Ένα χρονικά μεταβαλλόμενο ρεύμα καθορίζει το μαγνητικό πεδίο και άρα την εκτροπή της δέσμης, ώστε αυτή να στέλνεται στο σωστό σημείο. Τα ίδια τα πηνία ελέγχονται με τη γεννήτρια σάρωσης, η οποία με τη σειρά της συνδέεται με τον έλεγχο μεγέθυνσης και την οθόνη.

Η δέσμη των ηλεκτρονίων προσπίπτει στο δείγμα. Η ακτινοβολία η οποία εκπέμπεται από την επιφάνεια του δείγματος εξαρτάται από την αλληλεπίδραση των πρωτογενών ηλεκτρονίων και των ατόμων του δείγματος. Αυτή μπορεί να είναι:

- Δευτερογενή ηλεκτρόνια
- Οπισθοσκεδαζόμενα ηλεκτρόνια
- Ηλεκτρόνια Auger
- Ακτίνες Χ

Κυρίως τα σήματα των δευτερογενών και των οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων ενισχύονται και δημιουργούν ένα οπτικό σήμα. Έτσι, είναι δυνατή η μεγεθυμένη απεικόνιση – σε μια οθόνη – της επιφάνειας του δείγματος που σαρώνει η δέσμη των ηλεκτρονίων.



Εικόνα 9-1: Σχηματική παρουσίαση της λειτουργίας του ηλεκτρονικού μικροσκόπιου σάρωσης

Ακολουθούν λίγα λόγια για το κάθε είδος της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας.

- Τα δευτερογενή ηλεκτρόνια προκύπτουν από την ανελαστική σύγκρουση των πρωτογενών ηλεκτρονίων με τα άτομα που βρίσκονται στα επιφανειακά στρώματα του δοκιμίου (συγκεκριμένα σε βάθος 10nm). Έχουν ενέργεια 50eV και δίνουν πληροφορίες κυρίως για την τοπογραφία της επιφάνειας του δοκιμίου. Η ένταση του σήματος εξαρτάται από τον κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό και τις επιφανειακές ανωμαλίες του δείγματος.
- Τα οπισθοσκεδαζόμενα ηλεκτρόνια έχουν ενέργεια 5 50 keV. Προκύπτουν από την ελαστική σύγκρουση των πρωτογενών ηλεκτρονίων με τα άτομα των επιφανειακών στρωμάτων του δοκιμίου, τα οποία βρίσκονται σε βάθος 100nm. Η ένταση του παραγόμενου σήματος εξαρτάται από τον

κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό και τον ατομικό αριθμό των στοιχείων. Δίνουν μια εικόνα κατανομής των στοιχείων (δηλ., οι φωτεινές περιοχές αντιστοιχούν σε βαριά στοιχεία, ενώ οι πιο σκουρόχρωμες σε ελαφριά).

- Τα ηλεκτρόνια Auger προέρχονται από την αλληλεπίδραση των πρωτογενών ηλεκτρονίων και των υποστοιβάδων των επιφανειακών ατόμων (σε βάθος 1nm). Το φάσμα που προκύπτει είναι κατάλληλο για στοιχειακές χημικές αναλύσεις της επιφάνειας του υλικού.
- Οι χαρακτηριστικές ακτίνες Χ παράγονται από τις ανελαστικές συγκρούσεις των προσπιπτόντων ηλεκτρονίων με τα ηλεκτρόνια των ατόμων του δείγματος. Όταν φεύγει ένα ηλεκτρόνιο από εσωτερική στοιβάδα, τότε ένα ηλεκτρόνιο από υψηλότερη ενεργειακή στοιβάδα καλύπτει το κενό πέφτοντας στη χαμηλότερη στοιβάδα και εκπέμποντας τη διαφορά ενέργειας σαν ακτίνες Χ. Η ενέργεια αυτών των ακτίνων είναι χαρακτηριστική της μετάπτωσης και κατά συνέπεια του ατόμου.



Εικόνα 9–2: Χρωματική απεικόνιση της διείσδυσης των ηλεκτρονίων στο δείγμα

Το βάθος πεδίου του SEM και η διακριτική του ικανότητα είναι πολύ μεγαλύτερα σε σχέση με αυτά του οπτικού μικροσκόπιου. Το SEM μπορεί να φθάσει σε μεγεθύνσεις της τάξης x10000 – 30000. Επίσης, τα δοκίμια δε χρειάζεται να έχουν τόσο καλή επιπεδότητα όπως στο οπτικό μικροσκόπιο. Έτσι, τα δοκίμια είναι δυνατόν να παρατηρηθούν στο ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης μετά από κοπή, λείανση και χημική προσβολή. Η χημική προσβολή είναι απαραίτητη έτσι ώστε να είναι πιο έντονη η τοπογραφία της επιφάνειας και η ένταση του σήματος που προέρχεται από τα δευτερογενή ηλεκτρόνια να είναι αυξημένη [18], [19].

Όσον αφορά στην εργαστηριακή άσκηση του μαθήματος, έγινε χρήση του μικροσκοπίου τύπου JEOL JSM-6380LV με στήλη τύπου Oxford Instruments INCA x – sight. Ρυθμίζουμε το όργανό μας έτσι ώστε η τάση του ρεύματος (accelerating voltage) να είναι 20kV και η απόσταση εργασίας (working distance), η απόσταση – δηλαδή – του φακού από το προς μελέτη δείγμα, να είναι ίση με 15mm.



Εικόνα 9-3: Όργανο SEM

Ενδεικτικά, παρατίθενται εικόνες (9–4 (α) και (β)) του ηλεκτρικού χάλυβα μη προσανατολισμένων κόκκων που μελετήθηκε.





Εικόνα 9-4: Μικροδομή και στοιχειακή ανάλυση του αρχικού υλικού (as - received sample)

9.2. Μηχάνημα περίθλασης ακτίνων X (XRD)

9.2.1. Νόμος του Bragg

Όταν μια δέσμη ακτίνων Χ πέσει πάνω σε έναν κρύσταλλο, κάθε άτομο του κρυστάλλου διαχέει – χωριστά – τις ακτίνες. Οι διαχεόμενες δέσμες συμβάλλουν και η δέσμη που βγαίνει από τον κρύσταλλο είναι αποτέλεσμα της συμβολής. Στην πραγματικότητα, δέσμη ακτίνων Χ προσκρούει στην επιφάνεια του κρυστάλλου και διεισδύει σε βάθος της τάξης των 10 μm, το οποίο αντιστοιχεί περίπου σε 50.000 πλεγματικές αποστάσεις.

Κάθε ατομικό επίπεδο μπορεί να θεωρηθεί ημιδιαφανές, το οποίο ανακλά ένα μέρος της δέσμης και αφήνει – ταυτόχρονα – το υπόλοιπο να περάσει βαθύτερα, στα επόμενα επίπεδα. Το φαινόμενο αυτό περιγράφεται γεωμετρικά από έναν απλό νόμο, το νόμο του Bragg. Ο νόμος του Bragg δίνεται με τον παρακάτω τύπο.

$$2d \cdot \sin\theta = n\lambda \tag{9.1}$$

όπου η είναι ακέραιος.

Με άλλα λόγια, ο νόμος αυτός διατυπώνει ότι θα προκύψει ενισχυτική συμβολή όταν η διαφορά φάσης μεταξύ των δεσμών που ανακλώνται από δυο διαδοχικά παράλληλα επίπεδα είναι ίση με έναν ακέραιο αριθμό μηκών κύματος. Η συμβολή είναι πολύ οξεία, επειδή προκύπτει από έναν πολύ μεγάλο αριθμό επιπέδων. Αυτό σημαίνει ότι η γραμμή περίθλασης έχει μικρό πλάτος, ενώ έστω και μια μικρή απόκλιση από την γωνία του Bragg οδηγεί σε απόσβεση.



Εικόνα 9–5: Περίθλαση των ακτίνων Χ

9.2.2. Επιλογή μήκους κύματος ακτινοβολίας

Η ακτινοβολία Χ, η οποία εκπέμπεται από λυχνία ακτίνων – Χ είναι χαρακτηριστική του μεταλλικού στοιχείου, το οποίο έχει θέση αντικαθόδου στη λυχνία, πάνω στην οποία αντικάθοδο προσκρούουν με μεγάλη ταχύτητα ηλεκτρόνια και δίνουν γένεση σε ακτίνες – Χ. Γενικώς τα στοιχεία του περιοδικού πίνακα από 22 (Τιτάνιο) έως 42 (Μολυβδαίνιο) εκτός της σειράς 31 (Γάλλιο) έως 36 (Υττριο) μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως αντικάθοδοι διότι παράγουν ακτινοβολία – Χ, όταν σ' αυτά προσπέσει με μεγάλη ταχύτητα δέσμη ηλεκτρονίων. Στην πράξη, όμως, λίγα στοιχεία αυτά κοβάλτιο, το νικέλιο, ο χαλκός και το μολυβδαίνιο. Κάθε ένα από τα στοιχεία αυτά παράγει χαρακτηριστική ακτινοβολία. Για παράδειγμα το χρώμιο παράγει ακτινοβολία μήκους κύματος $K_a = 2.2909$ Å, ενώ το μολυβδαίνιο ακτινοβολία $K_a = 0.7107$ Å.

Η ακτινοβολία K_{α} είναι η συνισταμένη δύο ακτινοβολιών, οι οποίες παράγονται συγχρόνως της $K_{\alpha 1}$ και της $K_{\alpha 2}$. Η διαφορά μήκους κύματος των δύο αυτών ακτινοβολιών είναι μικρή και ανιχνεύσιμη μόνο για μεγάλες γωνίες ανάκλασης και για καλή ποιότητα κρυστάλλων. Έτσι για μετρήσεις σε δείγματα κόνεως στην εξίσωση Bragg, ως μήκος κύματος υπολογίζεται ο μέσος όρος των δύο ακτινοβολιών, αφού όμως συνυπολογισθεί και το γεγονός ότι οι εντάσεις των δύο ακτινοβολιών δεν είναι ίσες, με εκείνη της $K_{\alpha 1}$ να εμφανίζει μεγαλύτερη ένταση από την αντίστοιχη της $K_{\alpha 2}$.

Εάν η K_{a2} μπορεί κατά κάποιο τρόπο να «συγχωνεύεται» με την K_{a1} δίχως να επηρεάζεται η επεξεργασία των μετρήσεων, η ακτινοβολία K_{β} είναι εντόνως ενοχλητική και πρέπει οπωσδήποτε να απομακρυνθεί. Η εξουδετέρωσή της γίνεται με ειδικά φίλτρα για κάθε είδος αντικαθόδου. Τα φίλτρα αυτά μειώνουν σημαντικά την ένταση της ακτινοβολίας K_{β} , ώστε πρακτικά αυτή να μην επηρεάζει τις μετρήσεις.

Πρέπει να σημειωθεί ότι κάθε είδος ακτινοβολίας δεν είναι κατάλληλο για οποιοδήποτε στοιχείο. Δηλαδή όταν ακτινοβοληθεί τιτάνιο (Ti) με ακτίνες – X, οι οποίες δημιουργήθηκαν από αντικάθοδο χρωμίου (Cr), τότε το διάγραμμα θα εμφανίζει ατέλειες, οι οποίες θα προκαλέσουν προβλήματα στην επεξεργασία και ερμηνεία των διαγραμμάτων [20],[21],[22],[23].

9.2.3. Πειραματική Διάταξη του XRD

Η πειραματική διάταξη του XRD αποτελείται από τα εξής :

- Πηγή εκπομπής ακτίνων Χ. Η πηγή εκπομπής είναι μία λυχνία που λειτουργεί εν κενώ. Ηλεκτρόνια επιταχύνονται από την άνοδο (μέταλλο Cu, Co, Cr, Fe, Mo, Ag) προς την κάθοδο που αποτελείται από βολφράμιο (W) εκπέμποντας ακτίνες Χ. Μπροστά από τη λυχνία υπάρχει φίλτρο ώστε η εκπεμπόμενη ακτινοβολία να έχει αυστηρά καθορισμένο μήκος κύματος (μονοχρωματική).
- Γωνιόμετρο. Κατευθύνει την ανακλώμενη ακτινοβολία προς τον αισθητήρα καθώς το δείγμα σαρώνεται στις γωνίες 2θ από 0° ως 90°.
- Ο αισθητήρας είναι ένας κρύσταλλος NaI ενεργοποιημένος με θάλλιο (Tl). Η απορρόφηση της περιθλώμενης ακτινοβολίας Χ προκαλεί την εκπομπή ενός φωτονίου στο ορατό φάσμα που ανιχνεύεται από ένα φωτοπολλαπλασιαστή και μετριέται η ένταση του.



Εικόνα 9–6: Μηχάνημα περίθλασης ακτίνων X (XRD)

Στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας, χρησιμοποιήθηκε περιθλασιόμετρο ακτίνων X τύπου D8 Focus Bruker με τις ακόλουθες λειτουργίες: ακτινοβολία (λάμπα παραγωγής ακτίνων X) Cu με $\lambda = 1.5405$ Å, ένταση ρεύματος 40 mA και τάση 40 kV. Επιπλέον, η κλίση του δείγματος στον υποδοχέα ήταν ίση με 1° και η συνολική διάρκεια που παρέμεινε το κάθε δείγμα στο μηχάνημα XRD ήταν ίση με 3 ώρες (3h). Οι τιμές της γωνίας του ανιχνευτή ήταν 2θ = 10 – 130°. Το βήμα αλλαγής της γωνίας της πηγής των ακτίνων X ήταν ίσο με 0,05° και ο χρόνος παραμονής σε κάθε γωνία 4,5΄΄.

9.3. Τεχνική δομικού χαρακτηρισμού υλικού (EBSD)

Η περίθλαση των οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων (EBSD) αποτελεί μία τεχνική σάρωσης ηλεκτρονικής μικροσκοπίας (SEM) δομικού χαρακτηρισμού, η οποία

επιτρέπει την ανάλυση, την απεικόνιση και την ποσοτικοποίηση της μικροδομής ενός δείγματος.

9.3.1. Ερμηνεία του όρου: «μικροδομή δείγματος»

Ο όρος «μικροδομή» αφορά στην εσωτερική δομή ενός υλικού που μελετάται σε μικροσκοπική κλίμακα. Αυτός ο τρόπος μελέτης των υλικών είναι εξαιρετικά σημαντικός δεδομένου ότι τα εσωτερικά χαρακτηριστικά – ή αλλιώς η μικροδομή – ενός υλικού επηρεάζουν τις ιδιότητες και τη συμπεριφορά του. Η μελέτη της μικροδομής περιλαμβάνει την ταυτοποίηση και το χαρακτηρισμό των κόκκων του υλικού καθώς επίσης τη διερεύνηση των φάσεων που το απαρτίζουν. Επιπλέον, μελετώνται οι δευτερεύουσες φάσεις του υλικού, η χωρική κατανομή των χημικών στοιχείων και οι διεπιφάνειες που εντοπίζονται μεταξύ ή στο εσωτερικό των κόκκων [24].

Επομένως, η μελέτη της μικροδομής είναι μία διαδικασία που αποκτά ολοένα και περισσότερο ενδιαφέρον σε ένα μεγάλο εύρος βιομηχανικών και επιστημονικών εφαρμογών, όπως:

- > Έρευνα και ανάπτυξη μετάλλων και υλικών κατασκευής (engineered materials)
- Ανάπτυξη ανανεώσιμων πηγών ενέργειας και ηλιακών κυψελλών
- Ανάπτυξη μικροηλεκτρονικής και γεωλογικών ερευνών

9.3.2. Πλεονεκτήματα και τρόπος λειτουργίας

Εφαρμόζεται σε αρκετούς διαφορετικούς τομείς προκειμένου να κατανοηθεί η φύση των υλικών. Τα δεδομένα που συλλέγονται μέσω του EBSD είναι χωρικά κατανεμημένα, οπτικοποιούνται σε χάρτες και εικόνες κι επιπλέον χρησιμοποιούνται για τη μελέτη τοπικών χαρακτηριστικών ή μη ομογενών δειγμάτων. Χρησιμοποιούνται για τη μελέτη συγκεκριμένων κόκκων, φάσεων με μικρό όγκο και τοπικών αλλαγών του ιστού. Η τεχνική της περίθλασης των οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων (EBSD) έχει τη δυνατότητα να διακρίνει σε μεγάλο βαθμό τις διαφορετικές φάσεις που εμφανίζονται στη μικροδομή του υλικού. Επιπλέον, όταν συνδυάζεται με τη φασματοσκοπία της ενέργειας σκέδασης (Energy Dispersive Spectroscopy – EDS), προκύπτουν εξαιρετικά αποτελέσματα ως προς την ταυτοποίηση των φάσεων. Η χρήση της τεχνικής EBSD προσφέρει μία σειρά από πλεονεκτήματα σχετικά με το χαρακτηρισμό της μικροδομής, όπως:

- Πληροφορίες του χώρου που μελετάται, οι οποίες μπορούν να αποτυπωθούν σε χάρτες και εικόνες, με διακριτική ικανόητα (spatial resolution) της τάξης των 10's nm.
- Απεικόνιση της μικροδομής με δυνατότητα μελέτης του μεγέθους των κόκκων, της σχέσης που εμφανίζουν μεταξύ τους οι κόκκοι με τους υπόκοκκους (subgrains) και της κατανομής των φάσεων
- Απεικόνιση του τοπικού ιστού και της τοπικής αλλαγής προσανατολισμού των κόκκων (από mm έως 20 nm)
- Προσδιορισμό του συνολικού κρυσταλλογραφικού ιστού
- Υπολογισμό τοπικών τάσεων
- Ταυτοποίηση δευτερευουσών φάσεων

Η περίθλαση των οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων (EBSD) αποτελεί μία τεχνική που βασίζεται στη μικροσκοπία ηλεκτρονιακής σάρωσης (SEM) και παρέχει πληροφορίες κρυσταλλογραφίας σχετικά με τη μικροδομή του δείγματος που μελετάται. Ειδικότερα, μία σταθερή ακτίνα ηλεκτρονίων αλληλεπιδρά με ένα κεκλιμένο κρυσταλλικό δείγμα, με αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια (e⁻), που διαθλώνται, να σχηματίζουν ένα μοτίβο το οποίο μπορεί να παρατηρηθεί μέσω της χρήσης φθορίζουσας οθόνης. Το μοτίβο των ακτίνων περίθλασης που προκύπτει είναι χαρακτηριστικό της κρυσταλλικής δομής και του προσανατολισμού της περιοχής του δείγματος που μελετάται. Ως εκ τούτου, το προκύπτον σχέδιο περίθλασης μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον καθορισμό του προσανατολισμού των κόκκων, τη διάκριση των κρυσταλλογραφικά διαφορετικών φάσεων και το χαρακτηρισμό των ορίων των κόκκων. Τέλος, παρέχει πληροφορίες σχετικά με την αρτιότητα του εκάστοτε κρυστάλλου που μελετάται τοπικά.

Οταν η δέσμη των ηλεκτρονίων σαρώνει ένα πλέγμα (grid) κατά μήκος ενός πολυκρυσταλλικού δείγματος και ο προσανατολισμός των κόκκων μετριέται σε κάθε σημείο τους, ο προκύπτων χάρτης αποκαλύπτει τη μορφολογία των κόκκων καθώς επίσης τον προσανατολισμό και τα όριά τους. Επιπλέον, αυτά τα δεδομένα χρησιμοποιούνται για να προσδιορίσουν τον προτιμητέο προσανατολισμό των κόκκων – δηλαδή τον ιστό – του δείγματος που μελετάται. Επομένως, μέσω του EBSD πραγματοποιείται μία ολοκληρωμένη και ποσοτική αναπαράσταση της μικροδομής ενός υλικού [25].

9.3.3. Βασικά μέρη του συστήματος EBSD

Πολύ συνοπτικά, ένα σύστημα EBSD αποτελείται από:

- Ένα κρυσταλλικό δείγμα που παρουσιάζει κλίση 70° από τον οριζόντιο άξονα, η οποία προκύπτει είτε μέσω της χρήσης της μικροσκοπίας ηλεκτρονικής σάρωσης (SEM) είτε λόγω ύπαρξης κεκλιμένου υποδοχέα δείγματος.
- Μία οθόνη φωσφόρου, η οποία παθαίνει φθορισμό όταν σκεδάζονται ηλεκτρόνια (e⁻) από το δείγμα
- Μία ευαίσθητη κάμερα που σε συνδυασμό με επιμέρους οπτικά μέσα προβάλλει το μοτίβο που σχηματίζεται πάνω στην οθόνη φωσφόρου.
- Ένα μηχανισμό εισαγωγής (insertion mechanism), ο οποίος ελέγχει με ακρίβεια τη θέση του ανιχνευτή όταν αυτός χρησιμοποιείται, ενώ, αντίστοιχα, τον απομακρύνει σε ασφαλή θέση όταν δε χρησιμοποιείται. Κατ'αυτόν τον τρόπο, αποφεύγεται η παρεμβολή του μηχανισμού αυτού στη λειτουργία του SEM.
- Ηλεκτρονικές συσκευές που ελέγχουν τη φασματοσκοπία σάρωσης ηλεκτρονίων (SEM), σε συνδυασμό με τη δέσμη και τις κινήσεις της τράπεζας (stage movements).
- Έναν ηλεκτρονικό υπολογιστή με το κατάλληλο λογισμικό προκειμένου να ελέγχονται οι μετρήσεις του EBSD, να συλλέγονται και να αναλύονται τα προκύπτοντα μοτίβα περίθλασης καθώς και να εξάγονται τα αντίστοιχα αποτελέσματα.
- Διόδους σκέδασης (forescatter diodes), τοποθετημένες γύρω από την οθόνη φωσφόρου, οι οποίες χρησιμοποιούνται για την παραγωγή εικόνων μικροδομής του δείγματος, πριν τη λήψη των δεδομένων περίθλασης οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων (EBSD).
- Τέλος, πρέπει να σημειωθεί ότι το σύστημα EBSD μπορεί προαιρετικά να ενσωματωθεί με ένα σύστημα φασματοσκοπίας ενέργειας σκέδασης (EDS) [25],[27].



Εικόνα 9–7: Τα κύρια μέρη του συστήματος EBSD



Εικόνα 9-8: Σύστημα EBSD ενσωματωμένο με το σύστημα EDS

9.3.4. Βαθμονόμηση - Αυτόματη Ταυτοποίηση

Για τη σωστή χρήση του συστήματος περίθλασης οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων (EBSD system) πρέπει να προηγηθεί το στάδιο της βαθμονόμησης. Σε γενικές γραμμές, αυτό το στάδιο περιλαμβάνει τη μέτρηση της απόστασης του δείγματος από την οθόνη καθώς και τη θέση του κέντρου του μοτίβου στην οθόνη φωσφόρου. Με τον όρο

«κέντρο μοτίβου» περιγράφεται το σημείο της οθόνης που βρίσκεται πλησιέστερα προς το σημείο παραγωγής του μοτίβου περίθλασης του μελετούμενου δείγματος.

Στην περίπτωση που το σύστημα περίθλασης οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων βαθμονομηθεί, τότε δίνεται η δυνατότητα να ταυτοποιείται αυτόματα η μορφή του μοτίβου περίθλασης και κατ'επέκταση να υπολογίζεται ο προσανατολισμός του προς μελέτη κρυστάλλου. Αυτό επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας τα παρακάτω βήματα:

- Το μοτίβο περίθλασης μεταφέρεται από τον ανιχνευτή στο λογισμικό περίθλασης οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων (EBSD software)
- Προκειμένου να προσδιορισθούν οι θέσεις των ζωνών Kikuchi χρησιμοποιείται ο μετασχηματισμός Hough. Σύμφωνα με αυτόν το μετασχηματισμό, οι ζώνες απεικονίζονται ως κορυφές στο χώρο Hough (βλ. Παράρτημα Ε).
- Έχοντας ταυτοποιηθεί οι θέσεις των ζωνών Kikuchi και γνωρίζοντας τη μορφή της βαθμονομημένης γεωμετρίας, είναι εφικτό να υπολογισθούν οι γωνίες που έχουν οι παρατηρούμενες ζώνες.
- Οι γωνίες που προκύπτουν από τους παραπάνω υπολογισμούς συγκρίνονται με ένα σύνολο καταχωρημένων διαπλεγματικών γωνιών που έχουν προκύψει από αντίστοιχες δομές με αυτήν που μελετάται. Πιο συγκεκριμένα, οι τιμές των διαπλεγματικών γωνιών βασίζονται σε έναν επιλεγμένο αριθμό επιπέδων περίθλασης αυτών των δομών αναφοράς.
- Τέλος, οι πιθανές λύσεις συγκρίνονται μεταξύ τους προκειμένου να βρεθούν οι καλύτερες τιμές κι έπειτα υπολογίζεται ο πίνακας των προσανατολισμών (orientation matrix).

Όλη αυτή η διαδικασία γίνεται αυτόματα και διαρκεί λιγότερο από μερικά χιλιοστά του δευτερολέπτου σε σύγχρονους ηλεκτρονικούς υπολογιστές, με αποτέλεσμα να συλλέγονται τα μοτίβα των διαφορετικών γεωμετριών και να δημιουργείται κατάλληλος πίνακας (matrix). Επομένως, το σύστημα που χρησιμοποιείται είναι συνεχώς βαθμονομημένο ανεξαρτήτως γεωμετρίας [44].

9.3.5. Σύνολο σημειακών πόλων

Παρ'όλο που υπάρχει μεγάλο πλήθος βιβλίων (Peiser, Rooksby and Wilson, 1954; Henry, Lipson and Wooster, 1961; Jeffrey, 1971; Schwartz and Cohen, 1987) που αφορούν στην ερμηνεία και τη γραφική απεικόνιση του συνόλου των σημειακών πόλων από τα δεδομένα των ακτίνων – Χ, είναι αναγκαίο να αναφερθούν εν συντομία η γεωμετρική σχέση του συνόλου των σημειακών πόλων και η αναπαράσταση του ιστού με βάση τη μεθοδολογία που αναπτύχθηκε από τον Cullity (1956). Αναφορικά με αυτήν τη μεθοδολογία, χρησιμοποιείται ένα παράδειγμα όπου οι πληροφορίες του υλικού συλλέγονται από μία συγκεκριμένη μορφή κόκκων όπου μελετάται χονδρόκοκκη μικροδομή.

Έστω ότι μελετάται δείγμα υπό τη μορφή λεπτού φύλλου και οι κόκκοι του παρουσιάζουν κυβική συμμετρία. Λαμβάνοντας δεδομένα προσανατολισμού από δέκα διαφορετικούς κόκκους, είναι δυνατό να αναπαρασταθούν (10)μαζί οι προσανατολισμοί όλων αυτών των κόκκων ελέγχοντας τη θέση των σημειακών πόλων {100} κάθε κόκκου σε ένα επίπεδο στερεογραφικής προβολής παράλληλο προς την επιφάνεια του φύλλου. Δεδομένου ότι κάθε κόκκος περιλαμβάνει τρεις (3) πόλους, στη στερεογραφική προβολή εμφανίζονται συνολικά τριάντα (30) σημειακοί πόλοι. Στην περίπτωση που οι κόκκοι του υλικού παρουσιάζουν τελείως τυχαίο προσανατολισμό, οι σημειακοί πόλοι αυτοί κατανέμονται ομοιόμορφα στη στερεογραφική προβολή. Όσον αφορά στον τυχαίο προσανατολισμό των κόκκων, οι σημειακοί πόλοι εμφανίζονται ισομοιρασμένοι σε ίσης επιφάνειας περιοχές της σφαίρας αναφοράς που βρίσκεται στο κέντρο του δείγματος. Παρ'όλ'αυτά, οι σημειακοί πόλοι δε θα ισομοιράζονται σε ίσης επιφάνειας περιοχές του σχήματος των πόλων (pole figure), καθώς οι περιοχές ίσης επιφάνειας στη σφαίρα αναφοράς δεν εμφανίζονται ίσες στη στερεογραφική προβολή. Ως εκ τούτου, υπάρχει εμφανής συγκέντρωση των πόλων στο κέντρο του σχήματος των πόλων στην περίπτωση των τυχαία προσανατολισμένων κόκκων, καθώς οι αποστάσεις που αναπαριστούν ίσες γωνίες είναι αρκετά μικρότερες στην κεντρική περιοχή απ'ότι στα άλλα μέρη του σχήματος των πόλων.

Παρ'όλ'αυτά, εάν υπάρχει προτιμητέος προσανατολισμός, οι πόλοι παρουσιάζουν την τάση να συγκεντρώνονται σε συγκεκριμένες περιοχές της στερεογραφικής προβολής, χωρίς να καταλαμβάνουν τις υπόλοιπες περιοχές. Για παράδειγμα, ο κυβικός ιστός ή ο ιστός {100} προκύπτει στην περίπτωση που κάθε κόκκος προσανατολίζεται κατά τέτοιο τρόπο ώστε τα επίπεδα (100) να είναι σχεδόν παράλληλα προς την επιφάνεια του λεπτού φύλλου καθώς επίσης η διεύθυνση [001] αυτών των επιπέδων είναι σχεδόν παράλληλη προς τη διεύθυνση της έλασης. Ο ιδανικός ιστός των ηλεκτρικών χαλύβων με μη προσανατολισμένους κόκκους (non – oriented silicon steel) είναι ο κυβικός ιστός (cubic texture). Αυτό σημαίνει ότι οι κόκκοι του υλικού εμφανίζουν το κρυσταλλικογραφικό τους επίπεδο (001) ή (110) παράλληλα προς το επίπεδο του ελάσματος καθώς επίσης ομοιόμορφη κατανομή της κρυσταλλογραφικής διεύθυνσης [100]. Παρ'όλ'αυτά, δεν έχει αναπτυχθεί έως σήμερα κατάλληλη βιομηχανική μέθοδος σχετικά με την παραγωγή αυτού του ιδανικού ιστού για εμπορική χρήση. Έτσι, η τυπική μορφή μικροδομής των ηλεκτρικών χαλύβων είναι ο ιστός Goss με κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό (110) [100]. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η εμφάνιση του σχήματος των πόλων εξαρτάται από τους δείκτες και την επιλογή της στερεογραφικής προβολής [41],[26].

Στις τεχνικές προσδιορισμού του συγκεκριμένου προσανατολισμού των κόκκων, όπως είναι η περίθλαση οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων (EBSD), η ανάλυση της γεωμετρίας του πειραματικού μοτίβου περίθλασης (diffraction pattern) επιτρέπει άμεσα την ταυτοποίηση του ιστού που εμφανίζεται στη στερεογραφική προβολή. Η ταυτοποίηση αυτή πραγματοποιείται μέσω του απλού ελέγχου των στατιστικών στοιχείων του αριθμού των κόκκων με συγκεκριμένο προσανατολισμό. Η ανάλυση της γεωμετρίας που εμφανίζει το μοτίβο της περίθλασης οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων (EBSD pattern) επιτρέπει την περιγραφή των ανυσμάτων των επιπέδων περίθλασης ως προς το σύστημα συντεταγμένων του δείγματος. Όταν αυτά τα χαρακτηριστικά εντοπίζονται ευκολότερα μέσω της χρήσης αυτόματων τεχνικών υπολογισμού του προσανατολισμού (Morawiec, 1999; Schwarzer, 2000), η διαδικασία συλλογής των δεδομένων γίνεται αρκετά ευκολότερα καθιστώντας εφικτή την ανίχνευση της συσσώρευση προτιμητέων προσανατολισμών στη στερεογραφική προβολή [26].

9.3.6. Ανάστροφες στερεογραφικές προβολές

Υπάρχουν παραδείγματα σύμφωνα με τα οποία οι πληροφορίες προσανατολισμού που προκύπτουν ως προς ένα συγκεκριμένο σύστημα συντεταγμένων του δείγματος είναι σημαντικές. Αυτές οι περιπτώσεις αφορούν στις πληροφορίες που συλλέγονται ως προς τον ιστό του υλικού, όταν αυτός έχει αναπτυχθεί μόνο ως προς έναν κρυσταλλογραφικό άξονα (Montesin και Heizmann, 1992; Rajan και Petkie, 1998). Ακόμα, αφορούν στη δυνατότητα να χρησιμοποιηθεί η διεύθυνση της επιφάνειας του υλικού ως διεύθυνση αναφοράς. Αυτό συμβαίνει στην περίπτωση που η γεωμετρία του

προς μελέτη υλικού έχει τη μορφή φύλλου ή λεπτής ταινίας. Ο ιστός που αναπτύσσεται προς έναν και μόνο άξονα μπορεί να μελετηθεί με τη μέθοδο των ανάστροφων στερεογραφικών προβολών (Randle, 1995). Δεδομένου ότι οι κρυσταλλογραφικοί άξονες είναι καθορισμένοι στις ανάστροφες στερεογραφικές προβολές – λόγω κρυσταλλικής συμμετρίας – η περιοχή μελέτης των στερεογραφικών πόλων μπορεί να μειωθεί στο 1/48 της συνολικής επιφάνειας των στερεογραφικών πόλων.

Δεδομένου ότι δεν υπάρχει διαφορά ανάμεσα στις διευθύνσεις της ίδιας οικογένειας, στην επιφάνεια των ανάστροφων κρυσταλλογραφικών προβολών που μελετάται λαμβάνεται υπ'όψιν μόνο μία διεύθυνση από κάθε οικογένεια πόλων. Οι ανάστροφες στερεογραφικές προβολές αναπαριστώνται συναρτήσει της διεύθυνσης αναφοράς που καθορίζεται από το σύστημα συντεταγμένων του μελετούμενου δείγματος [26]. (Πληροφορίες σχετικά με τις «στερεογραφικές προβολές» παρατίθενται στο Παράρτημα Ε).

Όσον αφορά στα δείγματα που μελετήθηκαν με αυτήν την τεχνική δομικού χαρακτηρισμού, σημειώνεται ότι το βήμα σάρωσης ήταν ίσο με 300 nm.

10. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

10.1. Αποτελέσματα ηλεκτρονικού μικροσκόπιου σάρωσης (SEM)

Λαμβάνοντας υπ'όψιν τις εικόνες των οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων – τόσο της επιφάνειας όσο και της κάθετης τομής του αρχικού υλικού (Εικ. 10–1 με 10–2) – παρατηρείται ότι η μικροδομή του αρχικού υλικού αποτελείται από πολυγωνικούς φερριτικούς κόκκους, ομότροπης έντασης γκρι απόχρωσης. Αυτό οφείλεται στο διαφορετικό κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό ανάπτυξης κάθε κόκκου του υλικού. Επομένως, προκύπτει ότι το υλικό αναφοράς αποτελείται αποκλειστικά από μία φάση – τη φερριτική (α – Fe) – με ισοαξονικούς κόκκους πολυγωνικής μορφολογίας. Επιπλέον, παρατηρείται άτο με 52 μm ± 12 μm. Παρατηρώντας σε εικόνα οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων την κάθετη τομή του αρχικού υλικού, προκύπτει ότι η ανάπτυξη των φερριτικών κόκκων σε όλη τη μάζα του ηλεκτρικού χάλυβα είναι ομότροπη και ανεξάρτητη από τη διεύθυνση της έλασης, σε αντίθεση με την επιφανειακή ανάπτυξη των κόκκων. Ως εκ τούτου, η ανάπτυξη των κόκκων παράλληλα και κάθετα στη διεύθυνση της έλασης είναι ετερογενής.

Το γεγονός ότι η μικροδομή του μελετούμενου υλικού αποτελείται μόνο από μία φάση (αυτή του φερρίτη (α – Fe)) είναι σε πλήρη συμφωνία με το διμερές διάγραμμα φάσεων σιδήρου (Fe) – πυριτίου (Si) (διάγραμμα 10–1). Σύμφωνα με αυτό, η φάση του φερρίτη (α – Fe), για ποσοστιαία συμμετοχή πυριτίου (Si) της τάξης του 2% κ.β., είναι η μόνη που αναμένεται να παρατηρηθεί στη θερμοκρασία δωματίου.



Διάγραμμα 10-1: Διμερές διάγραμμα φάσεων σιδήρου (Fe) - πυριτίου (Si)

Εντός της ελαστικής περιοχής, ο ηλεκτρικός χάλυβας διατηρεί την μονοφασικότητά του (Εικ. 10–3 έως και 10–6). Οι φερριτικοί κόκκοι παραμένουν πολυγωνικοί, ενώ η μη ισοαξονικότητά τους και η ετερογένεια στον προσανατολισμό τους δηλώνουν την παρουσία ελαστικών τάσεων στα δείγματα. Ωστόσο, δεν παρατηρείται μεταβολή του μέσου μεγέθους των φερριτικών κόκκων (52 μm ± 9 μm).

Εντός της πλαστικής περιοχής παραμορφώσεων, οι φερριτικοί κόκκοι έχουν επιμηκυνθεί παράλληλα στη διεύθυνση εφαρμογής της εφελκυστικής τάσης, η οποία συμπίπτει με τη διεύθυνση της έλασης (Εικ. 10–7 με 10–22). Παράλληλα στον άξονα εφελκυσμού, το μέσο μέγεθός τους έχει αυξηθεί σημαντικά (174 μm \pm 14 μm), ενώ κάθετα σε αυτόν, οι κόκκοι εμφανίζονται στενότεροι (32 μm \pm 11 μm).



Εικόνα 10–1: Εικόνα (α) δευτερογενών και (β) οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων από την επιφάνεια του αρχικού υλικού (as – received sample)



Εικόνα 10–2: Εικόνα (α) δευτερογενών και (β) οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων από την κάθετη διατομή του αρχικού υλικού (as – received sample)



Εικόνα 10–3: Εικόνα (α) δευτερογενών και (β) οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων από την επιφάνεια του 1,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–4: Εικόνα (α) δευτερογενών και (β) οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων από την κάθετη διατομή του 1,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–5: Εικόνα (α) δευτερογενών και (β) οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων από την επιφάνεια του 1,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα 10–6: Εικόνα (α) δευτερογενών και (β) οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων από την κάθετη διατομή του 1,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα 10–7: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την επιφάνεια του 7,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–8: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την κάθετη διατομή του 7,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–9: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την επιφάνεια του 12,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–10: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την κάθετη διατομή του 12,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min


Εικόνα 10–11: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την επιφάνεια του 18,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–12: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την κάθετη διατομή του 18,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–13: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την επιφάνεια του 25,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–14: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την κάθετη διατομή του 25,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–15: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την επιφάνεια παραμορφωμένου υλικού στο σημείο μέγιστης εφελκυστικής αντοχής (27,00%), για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–16: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την κάθετη διατομή παραμορφωμένου υλικού στο σημείο μέγιστης εφελκυστικής αντοχής (27,00%), για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–17: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την επιφάνεια του 18,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα 10–18: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την κάθετη διατομή του 18,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα 10–19: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την επιφάνεια του 25,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα 10–20: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την κάθετη διατομή του 25,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα 10–21: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την επιφάνεια παραμορφωμένου υλικού στο σημείο μέγιστης εφελκυστικής αντοχής (27,00%), για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα 10–22: Εικόνα δευτερογενών ηλεκτρονίων από την κάθετη διατομή παραμορφωμένου υλικού στο σημείο μέγιστης εφελκυστικής αντοχής (27,00%), για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min

10.2. Αποτελέσματα XRD

Στο ακτινοδιάγραμμα που ακολουθεί (εικ. 10–23) παρουσιάζονται ανακλάσεις κρυσταλλικών επιπέδων που ταυτοποιούν την φερριτική φάση (α – Fe) τόσο στο αρχικό υλικό (as – received sample) όσο και στα δείγματα που έχουν υποστεί ελαστική και πλαστική εφελκυστική παραμόρφωση (βλ. Παράρτημα ΣΤ). Όπως ήταν αναμενόμενο, δεν ταυτοποιούνται άλλες φάσεις στα δείγματα αυτά. Οι μεταβολές στο σχετικό λόγο των υψών των κορυφών και του εύρους των ακτινοδιαγραμμάτων αποδίδονται αφ'ενός στην αναδιαμόρφωση του κρυσταλλογραφικού ιστού ανάπτυξης των κόκκων. Εν γένει, η ανάπτυξη των κόκκων στο κρυσταλλογραφικό επίπεδο (110) είναι η κυρίαρχη για όλο το εύρος των παραμορφώσεων.



Εικόνα 10–23: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του αρχικού υλικού (as – received sample)

10.3. Αποτελέσματα EBSD

Η κρυσταλλογραφική χαρτογράφηση του υλικού μέσω της τεχνικής περίθλασης οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων πραγματοποιήθηκε σε αρχικό δείγμα (as – received sample), σε δείγμα που έχει παραμορφωθεί εντός της ελαστικής περιοχής καθώς και σε δείγμα που έχει παραμορφωθεί εντός της πλαστικής περιοχής παραμόρφωσης.

Παρατίθενται οι εικόνες ταυτοποίησης φάσεων του υλικού, σε δείγματα i) χωρίς παραμόρφωση (εικ. 10–24), ii) με παραμόρφωση εντός της ελαστικής περιοχής (εικ. 10–25) και iii) με παραμόρφωση εντός της πλαστικής περιοχής (εικ. 10–26).



Εικόνα 10–24: Ταυτοποίηση φάσεων, μέσω της τεχνικής EBSD, σε δείγμα του αρχικού υλικού (as – received sample)



Εικόνα 10–25: Ταυτοποίηση φάσεων, μέσω της τεχνικής EBSD, σε δείγμα που έχει υποστεί ελαστική παραμόρφωση



Εικόνα 10–26: Ταυτοποίηση φάσεων, μέσω της τεχνικής EBSD, σε δείγμα που έχει υποστεί πλαστική παραμόρφωση

Όπως προκύπτει από τις εικόνες, η ποσοστιαία συμμετοχή του φερρίτη στα ανωτέρω δοκίμια είναι 100%, επιβεβαιώνοντας τις παρατηρήσεις της μικροδομικής ανάλυσης των επιφανειών στο ηλεκτρονικό μικροσκόπιο σάρωσης (SEM), σε εικόνα οπισθοσκεδαζόμενων ηλεκτρονίων, καθώς και την ταυτοποίηση των ακτινοδιαγραμμάτων της περίθλασης ακτίνων X (XRD).

Επιπλέον, χρησιμοποιώντας τη μέθοδο των ανάστροφων στερεογραφικών προβολών (Inverse Pole Figures – IPF) στις επιφάνειες κρυσταλλογραφικής χαρτογράφησης των

μελετούμενων δειγμάτων, παρατηρείται έντονη διακύμανση της χρωματικής απεικόνισης των προτιμητέων κρυσταλλογραφικών ιστών ανάπτυξης.



Εικόνα 10–27: Προσδιορισμός του προτιμητέου κρυσταλλογραφικού ιστού ανάπτυξης, μέσω ανάστροφων στερεογραφικών προβολών (IPF), στο δείγμα του αρχικού υλικού (as – received sample)



Εικόνα 10–28: Προσδιορισμός του προτιμητέου κρυσταλλογραφικού ιστού ανάπτυξης, μέσω ανάστροφων στερεογραφικών προβολών (IPF), σε δείγμα που έχει υποστεί ελαστική παραμόρφωση





Πιο συγκεκριμένα, στην εικόνα 10–27, παρατηρούνται προσανατολισμένοι κόκκοι τόσο προς εύκολους όσο και προς δύσκολους άξονες μαγνήτισης. Με άλλα λόγια, η ποσοστιαία συμμετοχή της «αποικίας» των κόκκων με ερυθρή ή πράσινη απόχρωση ((001) ή (101)) είναι ανάλογη με τους κόκκους που ανήκουν στην περιοχή του μπλε χρώματος (111)⁻ στο δείγμα, δηλαδή, οι μαγνητικές οικογένειες επιπέδων εύκολης και δύσκολης μαγνήτισης είναι ομότροπα κατανεμημένες. Επιπλέον, εμφανίζεται η χαρακτηριστική μορφολογία κρυσταλλογραφικού ιστού Goss, χαρακτηριστική του ηλεκτρικού χάλυβα, η οποία είναι ισότροπα κατανεμημένη στην επιφάνεια του υλικού. Η συμπεριφορά αυτή του ιστού Goss είναι αναμενόμενη, καθώς ο χάλυβας είναι μη προσανατολισμένος ως προς τον εύκολο άξονα μαγνήτισης. Άλλωστε, όπως έχει αναφερθεί στην παράγραφο 9.3.5., δεν έχει αναπτυχθεί, έως σήμερα, κατάλληλη βιομηχανική μέθοδος σχετικά με την παραγωγή του κυβικού ιστού (001) για εμπορική χρήση.

Στην περίπτωση του ελαστικά παραμορφωμένου δείγματος (εικ.10–28), περισσότεροι φερριτικοί κόκκοι (α–Fe) χαρακτηρίζονται είτε από μπλε, είτε από πράσινη απόχρωση. Αναπτύσσονται, ως επί το πλείστον, στα κρυσταλλογραφικά επίπεδα (101). Παρατηρούνται, ωστόσο, κόκκοι φερρίτη που προσανατολίζονται προς το επίπεδο (111). Παρ'όλο που έχει αυξηθεί το ποσοστό των κόκκων που εμφανίζουν μη εύκολους άξονες μαγνήτισης, η συνολική συνεισφορά κάθε κόκκου στη μαγνήτιση του

υλικού είναι ευεργετική. Το δείγμα που έχει υποστεί πλαστική παραμόρφωση (εικ.10– 29) περιλαμβάνει, κυρίως, ευμεγέθεις κόκκους μπλε απόχρωσης. Οι κόκκοι αυτοί, δηλαδή, αναπτύσσουν κρυσταλλογραφικό προσανατολισμό προς δύσκολους άξονες μαγνήτισης. Ακόμα και στην πλαστική περιοχή παραμόρφωσης, η ανάπτυξη των κόκκων του υλικού διατηρείται ισχυρά ετερότροπη. Ως επί το πλείστον, σχηματίζονται στο επίπεδο (111), ενώ παρατηρείται και ύπαρξη κόκκων κοντά στα (001) και (101) επίπεδα, δηλαδή δεν απαλείφεται η παρουσία εύκολων αξόνων μαγνήτισης, αλλά περιορίζεται σημαντικά.

10.4. Αποτελέσματα μαγνητικών μετρήσεων

10.4.1. Μονολιθική μέθοδος

Ο χάλυβας, χαρακτηρίζεται ως θετικά μαγνητοσυστολικός για χαμηλές τιμές εφαρμοζόμενου πεδίου. Ο εύκολος άξονας μαγνήτισης παρατηρείται, εν γένει, στην οικογένεια των <100> κρυσταλλογραφικών διευθύνσεων. Η παρουσία τάσεων, λόγω στατικής – δυναμικής καταπόνησης (π.χ. εφελκυσμός – κόπωση), ή θερμικής κατεργασίας (ανόπτηση), αναγκάζει τη συνολική διάταξη των μαγνητικών περιοχών να ανακατανεμηθεί, με τέτοιο τρόπο, ώστε να ελαχιστοποιηθεί η συνολική ενέργεια του συστήματος. Τη σημαντικότερη μεταβολή υφίστανται η μαγνητοελαστική ενέργεια και η ενέργεια ανισοτροπίας.

Συνεπώς, η επίδραση της εφαρμογής ελαστικών τάσεων στη μαγνήτιση ενός σιδηρομαγνητικού υλικού δύναται να εξηγηθεί μέσω των μεταβολών της μαγνητοελαστικής ενέργειας. Οι μεταβολές αυτές είναι ανάλογες με τις διακυμάνσεις της μαγνητοσυστολής του σιδηρομαγνητικού υλικού ως προς την εφαρμοζόμενη τάση. Σύμφωνα με την αρχή του Le Chatelier, όταν το κρυσταλλικό πλέγμα παραμορφώνεται, η συνολική δομή των μαγνητικών περιοχών αναδιοργανώνεται, ώστε να ελαχιστοποιηθεί η μαγνητοελαστική ενέργεια. Ο τρόπος με τον οποίο το υλικό αποκρίνεται στην εφαρμογή τάσεων εξαρτάται μόνο από το πρόσημο του συντελεστή μαγνητοσυστολής και της εφαρμοζόμενης τάσης: η μαγνήτιση ενός μαγνητικού υλικού αυξάνεται στην κατεύθυνση όπου εφαρμόζεται το τασικό πεδίο, εάν και οι δύο όροι, λ (συντελεστής μαγνητοσυστολής) και σ (εφαρμοζόμενη τάση), έχουν το ίδιο πρόσημο, και το αντίστροφο [48]. Η νέα δομή των μαγνητικών περιοχών προκύπτει είτε με τον επαναπροσανατολισμό των διανυσμάτων της μαγνήτισης των μαγνητικών διπόλων, που περιγράφουν τις μαγνητικές περιοχές, όταν η διεύθυνσή τους διαφέρει από τη διεύθυνση της τάσης, είτε με την αύξηση των μαγνητικών τοιχωμάτων 180°. Είναι γνωστό ότι, ο εύκολος άξονας μαγνήτισης αντιπροσωπεύει τη διεύθυνση όπου ο αριθμός των μαγνητικών τοιχωμάτων 180° είναι μέγιστος.

Ο βρόχος της διαφορικής μαγνητικής διαπερατότητας παρουσιάζει ενδιάμεσες τιμές τοπικού μεγίστου. Μορφολογικά είναι πεπλατυσμένος και στα σημεία καμπής παρουσιάζεται γωνιώδης. Επειδή, στην περίπτωση αυτή, δεν πληρείται το απαιτούμενο χρονικό διάστημα ώστε να ολοκληρωθεί η αλλαγή κρυσταλλογραφικών επιπέδων, η μορφολογία αυτή του βρόχου οφείλεται στην αύξηση των εσωτερικών τάσεων, της πυκνότητας των διαταραχών και στη μεταβολή των μηχανικών ιδιοτήτων.



Εικόνα 10–30: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας του αρχικού υλικού (as – received sample)



Εικόνα 10–31: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας του 1,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–32: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας του 1,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20mm / min

Όπως απεικονίζεται στις εικόνες 10–30 έως 10–32, η μορφή του ελλάσσονος βρόχου υστέρησης του υλικού είναι επικλινής. Δεδομένου ότι ο βρόχος μαγνητικής διαπερατότητας αποτελεί την παράγωγο (κλίση) του βρόχου υστέρησης, εάν ο βροχος υστέρησης είχε αποκτήσει τη μέγιστη τιμή του, τότε η μαγνητική διαπερατότητα στις μέγιστες τιμές επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου θα μηδενιζόταν. Ακόμα, πρέπει να σημειωθεί ότι η μορφή του βρόχου μαγνητικής διαπερατότητας είναι διευρυμένη.



Εικόνα 10–33: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας παραμορφωμένου υλικού στο άνω όριο του ορίου διαρροής (2,50%), για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–34: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας παραμορφωμένου υλικού στο άνω όριο του ορίου διαρροής (2,50%), για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min

Όσον αφορά στις εικόνες 10–33 και 10–34 (δηλαδή στις εικόνες που περιγράφουν τη μαγνητική συμπεριφορά του υλικού στους ρυθμούς παραμόρφωσης 5 mm / min και 20 mm / min, αντίστοιχα), παρατηρείται ότι το υλικό προσεγγίζει γρηγορότερα τη μαγνήτιση κορεσμού σε σύγκριση με τα δείγματα που έχουν υποστεί ελαστική παραμόρφωση. Επιπλέον, η κλίση του βρόχου υστέρησης των δειγμάτων που έχουν

παραμορφωθεί έως το όριο διαρροής τους είναι μεγαλύτερη από την αντίστοιχη των δειγμάτων που έχουν παραμορφωθεί ελαστικά και στους δύο (2) ρυθμούς παραμόρφωσης. Παράλληλα, η τιμή του συνεκτικού πεδίου (H_c) αυτών των δειγμάτων παρουσιάζει μείωση σε σύγκριση με τα προηγούμενα. Τέλος, η παραμένουσα μαγνήτιση παρουσιάζει μεγάλη αύξηση.

Περαιτέρω σύγκριση των δύο (2) καταστάσεων του παραμορφωμένου υλικού (ελαστική περιοχή – όριο διαρροής) δείχνει ότι ο βρόχος της μαγνητικής διαπερατότητας εμφανίζει συγκριτικά απομειούμενη τιμή τοπικού μεγίστου και στους δύο ρυθμούς παραμόρφωσης. Ακόμα, η μαγνητική διαπερατότητα δε μεταβάλλεται σε μεγάλες τιμές (κατ' απόλυτη τιμή) εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου καθώς το υλικό αποκτά αρκετά γρήγορα μαγνήτιση κορεσμού.



Εικόνα 10–35: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας του 7,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–36: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας του 7,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min

Μελετώντας το βρόχο υστέρησης του υλικού σε αυτό το ποσοστό πλαστικής παραμόρφωσης, παρατηρείται εκ νέου μείωση του ρυθμού μαγνήτισης. Με άλλα λόγια, ακόμα και στις πιο υψηλές τιμές εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου η μαγνήτιση του υλικού δεν αποκτά την τιμή μαγνήτισης κορεσμού, δηλαδή δεν αποκτά τη μέγιστη δυνατή τιμή της. Αυτό επιβεβαιώνεται κι από το βρόχο μαγνητικής διαπερατότητας, καθώς ακόμα και στις πιο υψηλές τιμές επιβαλλόμενου πεδίου η τιμή της μαγνητικής διαπερατότητας, καθώς ακόμα και στις πιο υψηλές τιμές επιβαλλόμενου πεδίου η τιμή της μαγνητικής διαπερατότητας μεταβάλλεται. Σε αντίθεση με όλες τις προηγούμενες μορφές βρόχου μαγνητικής διαπερατότητας που εμφανίζονται σε λιγότερο παραμορφωμένα δείγματα, παρατηρείται ότι τώρα εμφανίζονται δύο (2) τοπικά μέγιστα. Τέλος, το μέγιστο ακρότατο του βρόχου – μετατοπίζεται ελαφρώς ως προς τον κάθετο άξονα. Τα αποτελέσματα αυτά ισχύουν και για τους δύο (2) ρυθμούς παραμόρφωσης του υλικού.



Εικόνα 10–37: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας του 12,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10–38: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας του 12,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα 10–39: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας του 25,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα 10-40: Βρόχος υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας του 25,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min

Στις εικόνες 10–37 έως 10–40 γίνεται εμφανής η δυσκολία του υλικού να μαγνητισθεί. Όσο πιο παραμορφωμένο είναι το δείγμα που εξετάζεται τόσο περισσότερο μειώνεται η μέγιστη τιμή της μαγνητικής διαπερατότητας του υλικού. Αυτή η ένδειξη εμφανίζεται και στους δύο (2) ρυθμούς παραμόρφωσης. Επιπλέον, όσο πιο παραμορφωμένο είναι το υλικό, τόσο πιο διευρυμένη εμφανίζεται η μορφή του βρόχου της μαγνητικής διαπερατότητας. Ακόμα, παρατηρείται μείωση της κλίσης του βρόχου υστέρησης. Αυτό αποτελεί ένα ακόμα στοιχείο που δείχνει τη δυσκολία μαγνήτισης αρκετά παραμορφωμένων δειγμάτων. Σε καμμία από τις παραμορφώσεις 12,00% και 25,00% δε λαμβάνεται κύριος βρόχος υστέρησης. Αυτό ισχύει και για τους δύο (2) ρυθμούς παραμόρφωσης του υλικού.



10.4.2. Επιφανειακή Μέθοδος Ι

Εικόνα 10–41: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του αρχικού υλικού (as – received sample) με την επιφανειακή μέθοδο Ι

Λαμβάνοντας, ως αναφορά, τη μορφή της τάσεως εξόδου στο μη παραμορφωμένο δείγμα χάλυβα (εικ. 10–41), παρατηρείται ότι η κυματομορφή της τάσης εξόδου σε συνθήκες ελαστικής παραμόρφωσης δεν παρουσιάζει εμφανείς μεταβολές⁻ ίσως τείνει να γίνει στενότερη και οξύτερη (εικ.10–42). Αντιθέτως, σε συνθήκες πλαστικής παραμόρφωσης η κυματομορφή της τάσης εξόδου περιγράφεται, πάλι, ως διευρυμένη και χαμηλότερου πλάτους (εικ.10–43). Ωστόσο, εν αντιθέσει με τις μονολιθικές μετρήσεις της μαγνητικής διαπερατότητας, δεν παρατηρείται ευκρινής διάκριση μεταξύ ελαστικής και πλαστικής περιοχής παραμορφώσεων. Συνεπώς, η παρούσα μαγνητική μέθοδος δεν θεωρήθηκε αξιόπιστη για τη μελέτη της συμπεριφοράς του ηλεκτρικού χάλυβα υπό συνθήκες μονοαξονικής εφελκυστικής καταπόνησης. Για τη λήψη των μαγνητικών μετρήσεων, ο μαγνητικός αισθητήρας που περιγράφηκε στο πειραματικό μέρος της εργασίας, επιλέχθηκε να λειτουργεί για ημιτονοειδή τάση διέγερσης σε συχνότητα f = 1 Hz. Αν και η συχνότητα αυτή είναι σημαντικά χαμηλότερη της συχνότητας δικτύου (50 Hz), η μέτρηση επηρεάζεται σημαντικά από την παρουσία δινορευμάτων στην επιφάνεια του μετρούμενου δείγματος [45]. Τα επιφανειακά αυτά ρεύματα αλλοιώνουν τη μαγνητική συμπεριφορά του δείγματος ως προς την μέτρησή της. Συνεπώς, οι απώλειες εξ' αιτίας των δινορευμάτων καθιστούν την επίδραση του επιδερμικού φαινομένου καθολική σε όλες τις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με αυτή τη μαγνητική μέθοδο. Ως εκ τούτου, η αδυναμία διακριτοποίησης των ορίων ελαστικής και πλαστικής περιοχής παραμόρφωσης αποδίδεται στην ισχυρή παρουσία των επιφανειακών κυκλικών ρευμάτων στο αγώγιμο υλικό (περισσότερες εικόνες βρίσκονται στο παράρτημα Z).



Εικόνα 10–42: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας 1,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο Ι



Εικόνα 10–43: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 25,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο Ι

10.4.3. Επιφανειακή μέθοδος ΙΙ



Εικόνα 10–44: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του αρχικού υλικού (as – received sample) με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ

Μελετώντας τα γραφήματα της χρονικής μεταβολής της μαγνητικής απόκρισης που προκύπτουν από την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ, είναι εμφανές ότι δεν παρουσιάζουν ουσιαστικές μεταβολές μεταξύ τους. Χρειάζεται να πραγματοποιηθεί μια λεπτομερής παρατήρηση των κυματομορφών για να αποδοθεί η παρουσία ενός «σκαλοπατιού» στη μορφή της καμπύλης, μετά το μηδενισμό των τιμών της τάσης εξόδου. Η διακριτή αυτή μεταβολή γίνεται εντονότερη στα πλαστικώς παραμορφωμένα δείγματα. Ωστόσο, σημειώνεται ότι η παρατήρηση αυτή ήταν αποτέλεσμα λεπτομερούς παρατήρησης των δειγμάτων και δε διακρίνεται, εξ' αρχής, ευκρινώς.

Μια πιθανή εξήγηση στη συμπεριφορά αυτή είναι τα ισχυρά πεδία απομαγνήτισης, εξ'αιτίας της τοποθέτησης του πηνίου λήψης στο ένα στέλεχος του ηλεκτρομαγνήτη και της λειτουργίας του μαγνητικού αισθητήρα σε ημιτονοειδή τάση συχνότητας 1 kHz. Χρειαζόταν η τοποθέτηση δεύτερου συμμετρικού ηλεκτρομαγνήτη, αντιδιαμετρικά του πρώτου για τον περιορισμό της επίδρασης των πεδίων απομαγνήτισης. Μια τέτοια μελέτη αφορά μελλοντική έρευνα στην εξέταση του υλικού. Να σημειωθεί ότι, σε σχέση με την επιφανεική μέθοδο Ι, το βάθος διείσδυσης αυτής της επιφανειακής μεθόδου είναι αρκετά μικρότερο. Το βάθος διείσδυσης δίνεται από τον τύπο

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\sigma \omega \mu}}$$
 ή $\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \mu f}}$ [50]. Επειδή στην επιφανεική μέθοδο ΙΙ χρησιμοποιήθηκε

υψηλότερη συχνότητα, το βάθος διείσδυσης – ως αντιστρόφως ανάλογο μέγεθος της συχνότητας – είναι μικρότερο. Συνεπώς, τα αποτελέσματα που εξάγονται από την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ δεν παρέχουν τη δυνατότητα ικανοποιητικής ερμηνείας της συμπεριφοράς του υλικού, καθώς δεν παρατηρούνται έντονες διακυμάνσεις του πλάτους, του εύρους και της μορφολογίας των κυματομορφών. Μελλοντικά, η χρήση ενός κατάλληλα σχεδιασμένου ζωνοπερατού φίλτρου, που θα αποκόπτει την υπέρθεση της ημιτονοειδούς τάσης στο σήμα εξόδου, θα βελτιώσει σημαντικά την απόκριση. Ωστόσο, μια τέτοια μελέτη δεν αποτελούσε σκοπό της παρούσας διπλωματικής εργασίας.



Εικόνα 10–45: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 1,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ



Εικόνα 10–46: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 7,00% παραμορφωμένου υλικού (πλαστική περιοχή) για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ



Εικόνα 10-47: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 18,00% παραμορφωμένου υλικού (πλαστική περιοχή) για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ

11. ΣΥΖΗΤΗΣΗ – ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Από τα αποτελέσματα των μαγνητικών μετρήσεων στα δείγματα ηλεκτρικού χάλυβα με μη προσανατολισμένους κόκκους, υπό συνθήκες είτε ελαστικής είτε πλαστικής παραμόρφωσης για δύο (2) διαφορετικούς ρυθμούς παραμόρφωσης, προκύπτει ότι, ανεξαρτήτως του ρυθμού παραμόρφωσης, η μαγνητική διαπερατότητα συσχετίζεται μονοτονικά με τις εφαρμοζόμενες τάσεις εντός της ελαστικής περιοχής. Μελετώντας τη μορφή των βρόχων υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας είναι εμφανής η ομότροπη συμπεριφορά τους. Οι διαφορετικοί ρυθμοί παραμόρφωσης δεν επηρεάζουν τη συμπεριφορά αυτής της μορφής [30].

Από το διάγραμμα εφελκυσμού (τάση (σ) – παραμόρφωση (ε%)), προκύπτει ότι δεν παρατηρείται μεταβολή του μέτρου ελαστικότητας για τους διαφορετικούς ρυθμούς παραμόρφωσης. Εντός της ελαστικής περιοχής, δε μεταβάλλονται η μορφολογία και η κατανομή των κόκκων καθώς και η πυκνότητα των διαταραχών και διατηρείται η μονοφασικότητα της μήτρας του υλικού. Συνεπώς, η μαγνητική συμπεριφορά – εντός της ελαστικής περιογής παραμορφώσεων – δεν επηρεάζεται σημαντικά από τα μεταλλογραφικά χαρακτηριστικά του υλικού, αλλά από τον επαναπροσανατολισμό των μαγνητικών περιοχών στη διεύθυνση εφελκυσμού. Ο μαγνητικός κορεσμός είναι εντονότερος συγκριτικά με την περιοχή της πλαστικής παραμόρφωσης, καθώς – αν και το υλικό είχε μικρό πάχος – ο αριθμός των διαταραχών ήταν χαμηλότερος στην ελαστική περιοχή [38]. Η παρουσία των διαταραχών αυτών οφειλόταν – μόνο – στην ανάπτυξή τους κατά την παραγωγική διαδικασία του χάλυβα. Οι διαταραχές αυτές, εντός της ελαστικής περιοχής, διατηρούν τη θέση που καταλαμβάνουν στο εσωτερικό του υλικού και την πυκνότητά τους. Με άλλα λόγια, οι διαταραχές ούτε ολισθαίνουν ούτε αυξάνονται εντός της ελαστικής περιοχής [35], με αποτέλεσμα να δυσχεραίνουν την κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων και την περιστροφή των μαγνητικών διπόλων. Δεδομένου ότι η περιστροφή των μαγνητικών διπόλων απαιτεί υψηλότερες τιμές επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου, η μελέτη τους περιορίζεται σε ακραίες περιοχές του βρόχου υστέρησης. Στην περίπτωση της ελαστικής περιοχής, τα μαγνητικά τοιχώματα, που έχουν καθοριστικό ρόλο στη μαγνήτιση του υλικού, είναι αυτά των 180°, τα οποία επαναπροσανατολίζονται υπό την επίδραση εφελκυστικής τάσης, χωρίς να μεταβάλουν τον αριθμό τους [31]. Η ανακατανομή αυτή οδηγεί στην αύξηση των τιμών. Σύμφωνα με τους Ο. Stupakov et al., όταν ένα ελαστικά παραμορφωμένο υλικό μαγνητίζεται, οι μαγνητικές του ιδιότητες βελτιώνονται λόγω της μαγνητοελαστικής σύζευξης (magnetoelastic coupling). Η τάση που εφαρμόζεται στο υλικό ευνοεί τα μαγνητικά τοιχώματα 180°. Αντιθέτως, δεν ευνοούνται τα μαγνητικά τοιχώματα 90°, τα οποία συντελούν στη δημιουργία κλειστής μαγνητικής ροής περικρυσταλλικά των κόκκων (intra – grain flux) [51].

Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι η διεύθυνση εφελκυσμού είναι παράλληλη με τη διεύθυνση έλασης. Λαμβάνοντας υπ'όψιν την εργαστηριακή διάταξη αυτής της μαγνητικής μεθόδου (μονολιθική μέθοδος), προκύπτει ότι και η διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από το πηνίο που περιβάλλει το υλικό είναι παράλληλη προς τη διεύθυνση της έλασης. Δεδομένου ότι η διεύθυνση του εφελκυσμού και η διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου είναι παράλληλες προς τη διεύθυνση της έλασης, προκύπτει ότι ο εφελκυσμός που λαμβάνει χώρα καθώς και η θετική μαγνητοσυστολικότητα του υλικού προσανατολίζουν τα μαγνητικά δίπολα προς τη διεύθυνση έλασης. Σύμφωνα με τους V. E. Iordache et al., στην περίπτωση ενός πολυκρυσταλλικού δείγματος που υποβάλλεται στη διαδικασία μονοαξονικής καταπόνησης, το οποίο κρυσταλλώνεται στο κυβικό σύστημα κρυστάλλωσης και παρουσιάζει τυχαία κατανομή κόκκων, η ανάλυση της μαγνητοελαστικής ενέργειας πρέπει να συμπεριλάβει τη μαγνητοσυστολή λ που μετράται στη διεύθυνση της τάσης. Σε αυτήν την περίπτωση, η αύξηση της αρχικής διαπερατότητας και η μείωση της παραμένουσας μαγνήτισης κατά την ελαστική περιοχή είναι το αποτέλεσμα της θετικής τιμής της μαγνητοσυστολής λ σε χαμηλής τιμής μαγνητικά πεδία στα αντίστοιχα ποσοστά εφελκυστικής τάσης [48]. Στην ελαστική περιοχή, τα μαγνητικά δίπολα προσανατολίζονται προς τη διεύθυνση της μαγνήτισης άρα και του εφελκυσμού. Οι Landgraf et al. αναφέρουν ότι οι μαγνητικές ιδιότητες παρουσιάζουν μεγαλύτερη ευαισθησία απ'ό,τι οι μηχανικές στη μικρή παραμόρφωση [29]. Λαμβάνοντας υπ'όψιν τα αριθμητικά δεδομένα του πειράματος, η αύξηση αυτή, πράγματι, εμφανίζεται ακόμα και για μικρά εφαρμοζόμενα μαγνητικά πεδία στους – συγκριτικά – διαφορετικούς ρυθμούς παραμόρφωσης.

Στην περιοχή διαρροής, διατηρείται η μονοφασικότητα του υλικού καθώς αυτό επιβεβαιώνεται από τα αντίστοιχα ακτινοδιαγράμματα του XRD, τα οποία αποτυπώνουν τις ίδιες κορυφές, χωρίς να μετατοπίζονται ως προς τον οριζόντιο άξονα ή να μεταβάλλεται το εύρος τους. Ακόμα, οι κόκκοι του υλικού (κόκκοι φερρίτη (α –

Fe)) επιμηκύνονται ελαφρώς προς τη διεύθυνση της έλασης, χωρίς να αλλοιώνεται η πολυγωνικότητά τους. Ο προσανατολισμός των κόκκων ως προς τη διεύθυνση της έλασης συνεπάγεται τον προσανατολισμό των κόκκων ως προς τον εύκολο άξονα μαγνήτισης. Αυτό επιβεβαιώνεται από τις αντίστοιχες εικόνες των βρόχων υστέρησης και μαγνητικής διαπερατότητας (10-33 και 10-34) που προκύπτουν από τη μονολιθική μέθοδο. Το υλικό αποθηκεύει ένα μεγάλο ποσό από την ενέργεια που του προσφέρεται εξωτερικά και αποδίδει ένα μικρό ποσό καθώς αντιστέκεται στην πλαστική παραμόρφωση. Μικρές διακυμάνσεις των τιμών της μαγνητικής διαπερατότητας αποδίδονται στην ενεργοποίηση των συστημάτων ολίσθησης των διαταραχών. Σύμφωνα με τους A. Dhar et al, ο εφελκυσμός του υλικού στην περιοχή του ορίου διαρροής, λόγω εμφάνισης τοπικής πλαστικής παραμόρφωσης, εισάγει στο υλικό μαγνητική ανισοτροπία με δύο εύκολους άξονες μαγνήτισης, κάθετους μεταξύ τους. Έχει διατυπωθεί η άποψη ότι ο κύριος μηχανισμός παραμόρφωσης του υλικού σε μικροσκοπικό επίπεδο στην περιοχή του ορίου διαρροής, είναι η διάτμηση καθώς και η ενδεχόμενη περιστροφή μερικών κόκκων του. Αυτή η κατάσταση οδηγεί στην αύξηση των παραμενουσών τάσεων. Η κατανομή των επιφανειακών παραμενουσών τάσεων αναμένεται αρκετά πολύπλοκη [52].

Εντός της πλαστικής περιοχής παραμόρφωσης, η ανισοτροπία η οποία προκύπτει, μεταβάλλει τη συνεισφορά των μαγνητικών τοιχωμάτων και αλλάζει – επιπλέον – την κατανομή των σημείων αγκύρωσης [52]. Όταν το υλικό υφίσταται πλαστική παραμόρφωση 7,00%, αρχίζει να παρουσιάζει δυσκολία στη διαδικασία μαγνήτισης. Ο βρόχος υστέρησης γίνεται επικλινής, απομακρυνόμενος από τον κάθετο άξονα. Οι παρατηρήσεις αυτές επιβεβαιώνονται από τους N. Leuning et al., οι οποίοι αναφέρουν ότι η μεταβολή που εμφανίζει ο βρόχος υστέρησης των ελαστικά παραμορφωμένων δειγμάτων είναι μικρότερη και η κλίση του είναι πιο απότομη από την αντίστοιχη κλίση που εμφανίζουν οι βρόχοι υστέρησης των δειγμάτων πλαστικής παραμόρφωσης [30]. Επιπλέον, η μορφή της μαγνητικής διαπερατότητας γίνεται περισσότερο διευρυμένη (εικ. 10-35 και 10-36). Αυτό καταδεικνύει ότι αυξάνεται ο αριθμός των εμποδίων που καθυστερούν τη μαγνήτιση του υλικού. Σύμφωνα με τους Landgraf et al., η περιοχή μέγιστης διαπερατότητας στην καμπύλη μαγνήτισης οφείλεται – κατά κύριο λόγο – στη μετακίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων [28]. Η εμφάνιση, επομένως, δύο (2) τοπικών μεγίστων στο βρόχο της μαγνητικής διαπερατότητας δηλώνει ότι εκτός από τη μετακίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων 180° συμβαίνει, παράλληλα, και

μετακίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων 90° (κορυφή μικρότερου τοπικού ελάχιστου). Όπως έχουν αναφέρει οι Ο. Stupakov et al. οι μονοκρύσταλλοι σιδήρου δεν εμφανίζουν δύο (2) κορυφές μαγνήτισης λόγω της απουσίας μαγνητικών τοιχωμάτων 90°. Αντιθέτως, πολυκρυσταλλικά υλικά καθαρού σιδήρου καθώς και φερριτικοί χάλυβες εμφανίζουν αυτήν τη συμπεριφορά τα μαγνητικά τοιχώματα 90° καταλαμβάνουν περιοχή στα όρια των κόκκων του υλικού [51]. Καθώς επιβάλλεται τασικό πεδίο κατά την πλαστική παραμόρφωση του υλικού, αυξάνεται ο αριθμός των μαγνητικών τοιχωμάτων 90°, με αποτέλεσμα ένα μέρος αυτών να προσανατολίζεται προς τη διεύθυνση του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου. Η συμπεριφορά ενός μαγνητικού τοιχώματος 90° – συναρτήσει της εφαρμογής εφελκυστικής τάσης – είναι ελαφρώς διαφοροποιημένη από αυτήν των 180° [31]. Για να γίνει κατανοητό αυτό, θεωρούμε ένα υλικό σιδήρου (Fe) στο οποίο υπάρχει μαγνητικό τοίχωμα 90°, το οποίο βρίσκεται ανάμεσα σε μαγνητικές περιοχές που εμφανίζουν προσανατολισμό στις διευθύνσεις (100) και (010), αντίστοιχα. Αυτές οι διευθύνσεις προσανατολισμού είναι ενεργειακά ίσες. Όταν, όμως, εφαρμόζεται εφελκυστική τάση κατά τη διεύθυνση (100), η διεύθυνση αυτή καθίσταται ενεργειακά αναβαθμισμένη, προκαλώντας τη μετακίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων 90°. Με άλλα λόγια, η επίδραση αυτής της τάσης, οδηγεί στην αύξηση του όγκου των μαγνητικών περιοχών που είναι προσανατολισμένες στις διευθύνσεις (100) εις βάρος των μαγνητικών περιοχών που προσανατολίζονται στις διευθύνσεις (010). Επομένως, προκύπτει το συμπέρασμα ότι τα μαγνητικά τοιχώματα 90° επηρεάζονται από την επιβολή τέτοιων τάσεων [31]. Επιπλέον, επειδή το υλικό βρίσκεται πια στην πλαστική παραμόρφωση, αυξάνεται η πυκνότητα των διαταραχών, ένα μέρος των οποίων μετακινείται στο εσωτερικό του υλικού. Σύμφωνα με τους Kikuchi et al., μελέτες σε δείγματα χάλυβα χαμηλής περιεκτικότητας σε άνθρακα δείχνουν ότι οι διαταραχές λειτουργούν ως κέντρα αγκύρωσης στην κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων και μειώνουν τη μέση ελεύθερη διαδρομή αυτών [32]. Κατά την αντιστροφή του πεδίου, δεν είναι ομαλή η μετακίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων 180°. Αυτό συμβαίνει επειδή στην πλαστική περιοχή του υλικού, τείνουν να επενεργήσουν στη μαγνητική συμπεριφορά του και τα μαγνητικά τοιχώματα των 90°. Σε άλλο τους άρθρο οι F.J.G. Landgraf et al. υποστηρίζουν ότι η αλλοίωση των μαγνητικών ιδιοτήτων κατά την πλαστική παραμόρφωση σχετίζεται με την αγκύρωση των μαγνητικών τοιχωμάτων από το υφιστάμενο δίκτυο διαταραχών καθώς επίσης από τη μαγνητομηχανική επίδραση των μεγάλης εμβέλειας παραμενουσών τάσεων (που

εισάγονται στο υλικό κατά τη διαδικασία της πλαστικής παραμόρφωσης). Έχει διατυπωθεί η άποψη ότι τα μαγνητικά τοιχώματα 90° επηρεάζονται από το τασικό πεδίο των διαταραχών σε μεγαλυτέρο βαθμό απ'ότι τα μαγνητικά τοιχώματα 180°. Τα τελευταία επηρεάζονται – κατά κύριο λόγο – από την αγκύρωση που πραγματοποιείται στα όρια των κόκκων καθώς και από τα μαγνητικά τοιχώματα που σχηματίζονται γύρω από μία διαταραχή (dislocation cell walls) [49]. Τέλος, σε μεγάλες τιμές του επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου, το ποσοστό της περιστροφής των μαγνητικών περιοχών είναι μεγαλύτερο από τη μετακίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων. Αυτή η συμπεριφορά του υλικού εμφανίζεται και στους δύο (2) ρυθμούς παραμόρφωσης (5 mm / min και 20 mm / min, αντίστοιχα). Πρέπει να σημειωθεί ότι η μεταβολή της μαγνητικής συμπεριφοράς του υλικού δεν επηρεάζεται από την εμφάνιση νέας μικροδομικής φάσης, καθώς τα αποτελέσματα τόσο του XRD (βλ. Παράρτημα ΣΤ) όσο και του EBSD (εικ. 10–26) επιβεβαιώνουν τη μονοφασικότητα της μικροδομής του υλικού (φερριτική μήτρα (α – Fe)).

Σε μεγαλύτερους ρυθμούς παραμόρφωσης (εικ. 10-37 έως 10-40), η μορφή του βρόχου μαγνητικής διαπερατότητας γίνεται ακόμα περισσότερο διευρυμένη και ο βρόχος υστέρησης πιο επικλινής. Όσο μεγαλύτερο είναι το ποσοστό παραμόρφωσης του υλικού, τόσο περισσότερο δυσκολεύεται να κορεστεί μαγνητικά. Το συνεκτικό πεδίο του υλικού αυξάνεται, δηλαδή χρειάζονται υψηλότερες τιμές πεδίου για να απομαγνητισθεί το υλικό. Πράγματι, λαμβάνοντας υπ'όψιν τις πληροφορίες που παρέχει η εικόνα ανάστροφων στερεογραφικών προβολών του EBSD για το πλαστικά παραμορφωμένο δείγμα ηλεκτρικού γάλυβα μη προσανατολισμένων κόκκων (εικ. 10-29), προκύπτει ότι ο αριθμός των κόκκων που προσανατολίζονται σε μη εύκολους άξονες μαγνήτισης αυξάνεται – πιο συγκεκριμένα στα κρυσταλλογραφικά επίπεδα (111) - δηλαδή δυσκολεύει η διαδικασία μαγνήτισης του υλικού. Η δυσκολία που εμφανίζει το υλικό να μαγνητισθεί οφείλεται στη συνεχή αύξηση των διαταραχών, η οποία εξαρτάται από το ρυθμό παραμόρφωσης του δείγματος καθώς και στην αλλαγή του μεγέθους των κόκκων του υλικού. Οι Voronenko [33], Bussiere et al. [34], Astie et al.[35], Qureshi et al.[36] και Lubitz [37] συμφωνούν ότι οι τιμές του συνεκτικού πεδίου είναι ανάλογες της τετραγωνικής ρίζας της πυκνότητας των διαταραχών. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη μεταβολή της διεύθυνσης των μαγνητικών τοιχωμάτων 180° και 90°, αντίστοιχα, καθυστερώντας τη μαγνήτιση του υλικού. Όπως έχουν διατυπώσει οι Gündel A.M. et al., η περαιτέρω δυσκολία που εμφανίζει το υλικό ως προς τη μαγνήτισή του, ενδέχεται να σχετίζεται με την κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων 90° καθώς και με την πυρήνωση μίας διαφορετικής δομής μαγνητικών περιοχών [42]. Σε αυτά τα ποσοστά παραμόρφωσης του υλικού, τα δύο (2) τοπικά μέγιστα της μαγνητικής διαπερατότητας διευρύνονται και αλληλοεπικαλύπτονται, μετατοπίζοντας το μέγιστο αυτό σε ενδιάμεση θέση. Αυτά τα φαινόμενα είναι ίδια για τους δύο (2) ρυθμούς παραμόρφωσης του υλικού, ωστόσο ενισχύονται στους υψηλότερους ρυθμούς παραμόρφωσης.

Όσον αφορά στην επιφανειακή μέθοδο Ι, δεν παρατηρείται σημαντική διαφορά ανάμεσα στη μορφή της τάσης εξόδου των δειγμάτων που έχουν παραμορφωθεί ελαστικά και των δειγμάτων που έχουν υποστεί πλαστική παραμόρφωση. Η παρουσία των δινορευμάτων αλλοιώνει τη δυνατότητα μαγνητικής απόκρισης, με αποτέλεσμα πληροφορίες που σχετίζονται με τη μαγνητική συμπεριφορά του υλικού να μην μπορούν να μελετηθούν. Το επιδερμικό φαινόμενο, ως αποτέλεσμα του μικρού βάθους διείσδυσης, μειώνει την ευαισθησία της μαγνητικής μέτρησης για κυμαινόμενα ποσοστά παραμόρφωσης. Η απόκριση των επιφανειακών μετρήσεων χρειάζεται περαιτέρω επεξεργασία με ανάλυση Fourier για να εξηγηθεί η συσχέτιση παραμόρφωσης και τάσης εξόδου. Αντιστοίχως, η μαγνητική επιφανειακή μέθοδος ΙΙ, εμφανίζοντας μικρότερο βάθος διείσδυσης και υψηλά πεδία απομαγνήτισης δεν μελετά ικανοποιητικά τη μαγνητική συμπεριφορά του υλικού. Ωστόσο, μεταβάλλοντας τις λειτουργικές συνθήκες των μαγνητικών αισθητήρων και σχεδιάζοντας κατάλληλα ηλεκτρικά κυκλώματα θα βελτιωθεί σημαντικά η απόκρισή τους.

Από τα αποτελέσματα της μαγνητικής συμπεριφοράς του ηλεκτρικού χάλυβα κρίθηκε ότι, για τις επιλεχθείσες λειτουργικές παραμέτρους, μόνο οι μετρήσεις της μονολιθικής διαφορικής διαπερατότητας είναι αξιόπιστες.

Συνοψίζοντας τα ως άνω αποτελέσματα και συγκεντρώνοντας σε σχηματική απεικόνιση τα αντίστοιχα συμπεράσματα, εξάγονται τα κάτωθι διαγράμματα:



Διάγραμμα 12–1: Συσχετισμός μαγνητικής διαπερατότητας του υλικού στην ελαστική και την πλαστική περιοχή του, για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Διάγραμμα 12–2: Συσχετισμός μαγνητικής διαπερατότητας του υλικού στην ελαστική και την πλαστική περιοχή του, για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min

Λαμβάνοντας υπ'όψιν τα δύο (2) διαγράμματα, προκύπτει ότι:

Η μαγνητική διαπερατότητα του υλικού που ανήκει στην κατηγορία ηλεκτρικού χάλυβα μη προσανατολισμένων κόκκων με ποσοστό πυριτίου (Si) της τάξης του 2% κ.β. παρουσιάζει μονοτονική σχέση με την τάση που εφαρμόζεται στο υλικό στην ελαστική περιοχή παραμορφώσεων. Με άλλα λόγια, η αύξηση της ελαστικής μηχανικής τάσης οδηγεί στην αύξηση της μαγνητικής διαπερατότητας.

- Όσον αφορά στην πλαστική περιοχή παραμόρφωσης του πολυκρυσταλλικού αυτού υλικού, η μαγνητική διαπερατότητά του παρουσιάζει μία συνεχή απότομη πτώση των τιμών της στα πρώτα στάδια της παραμόρφωσης, ενώ πλησιάζοντας προς το σημείο της μέγιστης εφελκυστικής αντοχής, η μείωση αυτή είναι πιο ομαλή.
- Η αύξηση της μαγνητικής διαπερατότητας του ηλεκτρικού χάλυβα στην ελαστική περιοχή παραμορφώσεων και η μείωση αυτής, αντίστοιχα, στην πλαστική περιοχή παραμορφώσεων δε φαίνεται να επηρεάζονται από τους διαφορετικούς ρυθμούς παραμόρφωσης που επιλέχθηκαν στη συγκεκριμένη εργασία.

12. ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΡΕΥΝΑ

Η μελέτη της μαγνητικής μονολιθικής διαφορικής διαπερατότητας ως προς τη συμπεριφορά ενός μονοφασικού ηλεκτρικού χάλυβα μη προσανατολισμένων κόκκων, υπό συνθήκες μονοαξονικής εφελκυστικής καταπόνησης για διαφορετικά ποσοστά και ρυθμούς παραμόρφωσης, οδήγησε σε σημαντικά συμπεράσματα, καθώς ήταν ευκρινής η διάκριση μεταξύ ελαστικής και πλαστικής περιοχής παραμόρφωσης.

Η μονοτονική αύξηση της μαγνητικής απόκρισης στην ελαστική περιοχή, η διακύμανση των τιμών αυτής στην περιοχή διαρροής και η απομειούμενη συμπεριφορά στην πλαστική περιοχή συσχετίστηκαν με τα μικροδομικά χαρακτηριστικά και τη μαγνητική συμπεριφορά του πολυκρυσταλλικού σιδηρομαγνητικού υλικού.

Ωστόσο, κρίνεται αναγκαία η περαιτέρω έρευνα χαρακτηριστικών του υλικού, όπως η πυκνότητα των διαταραχών και η μορφολογία τους που μπορεί να πραγματοποιηθεί σε εικόνα φωτεινού και σκοτεινού πεδίου στο TEM (Transmission Electron Microscopy). Προτιμητέοι κρυσταλλογραφικοί ιστοί ανάπτυξης μπορούν να εξαχθούν από τη μελέτη γειτνιαζόντων κόκκων σε εικόνες SAED (Selective Area Electron Diffraction). Σε συνδυασμό – μάλιστα – με τη μελέτη της συμπεριφοράς των μαγνητικών τοιχωμάτων μέσω Kerr effect, τα συμπεράσματα θα ήταν πιο ολοκληρωμένα.

Κρίνεται αναγκαία η μελέτη της μαγνητικής απόκρισης του υλικού υπό συνθήκες μονοαξονικής εφελκυστικής καταπόνησης για περισσότερους ρυθμούς παραμόρφωσης, ώστε να ορισθεί η κρίσιμη μεταβολή της παραμόρφωσης ως προς το χρόνο για την οποία οι μαγνητικές τιμές επηρεάζονται και ακολουθούν μονοτονικά την εξέλιξη του φαινομένου.

Για τη μελέτη της επιφανειακής μαγνητικής διαπερατότητας του σιδηρομαγνητικού υλικού μπορεί να χρησιμοποιηθεί η τεχνική MDL (Magnetostrictive Delay Lines) και στη συνέχεια τα αποτελέσματα αυτής να συγκριθούν με τα αντίστοιχα της μονολιθικής μεθόδου. Η λήψη και μελέτη διαγραμμάτων μεταβολής της μαγνητοσυστολής ως προς το εφαρμοζόμενο πεδίο δύναται να δώσει σημαντικές πληροφορίες για τη μαγνητική κατάσταση του υλικού σε συνδυασμό με τη γνώση που έχει αποκομισθεί από τα αποτελέσματα της μονολιθικής μαγνητικής διαπερατότητας στην παρούσα διπλωματική εργασία.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- 1) Σημειώσεις: «Επιστήμη των υλικών», Τσετσέκου Αθηνά, Χανιά 2001
- «Γενική χημεία», Πάνιας Δημήτριος, Εθνικό Μετσόβειο Πολυτεχνείο, Αθήνα 2006
- **3**) «Αρχές ηλεκτρονικών υλικών και διατάξεων», S. O. Kasap, Εκδόσεις Παπασωτηρίου, Δεύτερη Έκδοση, Αθήνα 2004
- «Τα θεμέλια της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας», J. R. Reitz, F. J. Milford, R. W. Christy, Πανεπιστημιακές εκδόσεις Ε. Μ. Π., Αθήνα 2003
- 5) «Ηλεκτρομαγνητικό Πεδίο, Βασική θεωρία και εφαρμογές», Τόμος Ι, Θεόδωρος Δ. Τσιμπούκης, Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Κρήτης, Ηράκλειο 2011
- 6) <u>http://www.winnerscience.com/magnetic-materials-2/weiss-theory-of-ferromagnetism/</u>
- 7) <u>http://www.pnas.org/content/39/6/551.full.pdf</u>
- **8**) "Introduction to the theory of ferromagnetism", Amikam Aharoni, Oxford Science Publications, Second Edition, 2007
- **9)** "Introduction to magnetism and magnetic materials", David C. Jiles, Second Edition, 1998
- **10**) "Introduction to magnetic materials", B. D. Cullity and C. D. Graham, Second Edition, 2009
- 11) "Physics of ferromagnetism", Sóshin Chikazumi, Oxford Science Publications, Reprinted with corrections 2010
- 12) Pampa Ghosh, Richard R. Chromik, Andrew M.Knight, Shekhar G.Wakade (2013) "Effect of metallurgical factors on the bulk magnetic properties of non oriented electrical steels" Journal of Magnetism and Magnetic Materials 356 (2014) 42 51
- 13) J. Salinas Beltrán, A.Salinas Rodríguez, E. Gutierréz Castañeda, R. Deaquino Lara (January 2016) "Effects of processing conditions on the final microstructure and magnetic properties in non oriented electrical steels" Journal of Magnetism and Magnetic Materials 406 (2016) 159 165
- 14) C. Chen, Magnetism and metallurgy of soft magnetic materials, North Holland publishing company, Amsterdam, New York, Oxford, 1977
- **15)** ASTM E8-01, Standard Test Methods For Tension Testing of Metallic Materials, Annual Book of ASTM Standards, ASTM, Philardephia, (2003)
- 16) <u>https://e-</u>
 - shop.struers.com/GR/EN/products/Mounting/Cold_mounting_resin/ClaroCit_ Kit_800_g_powder_500_ml_liquid_and_required_consumables(40200072).as px
- 17) http://www.etchantstore.com/Nital-Etch-2-250-mL-101.htm
- 18) Γεώργιος Κ. Τριανταφυλλίδης (2014) «Μεταλλογνωσία για το μη Μεταλλουργό Μηχανικό και τον Τεχνολόγο Υλικών», Αθήνα: Εκδόσεις Τζιόλα

- 19) Χρυσουλάκης Ι. και Παντελής Δ. (1996) «Επιστήμη και Τεχνολογία των Μεταλλικών Υλικών», Αθήνα: Εκδόσεις Παπασωτηρίου
- 20) eep voutsas.physics.auth.gr/domi.doc
- 21) http://www.mcswiggen.com/FAQsFAQ_graphicsX-ray_Diffraction.gif
- 22) http://www.uq.edu.au/nanoworld/images/equipXRD.jpg
- 23) http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/tables/kxray.html#c1
- 24) http://www.ebsd.com/introduction
- 25) <u>http://www.ebsd.com/ebsd-explained/principle-components-of-an-ebsd-system</u>
- **26)** Adam J. Schwartz, Mukul Kumar, Brent L. Adams "Electron Backscatter Diffraction in Materials Science" (2009)
- 27) http://www.ebsd.com/ebsd-explained/calibrating-an-ebsd-system
- 28) F.J.G. Landgraf, M. Emura, J.C. Teixeira, M.F. de Campos (2000) "Effect of grain size, deformation, aging and anisotropy on hysteresis loss of electrical steels" Journal of Magnetism and Magnetic Materials 215 216 (2000) 97 99
- 29) F.J.G. Landgraf, M. Emura, K. Ito, P.S.G. Carvalho (2000) "Effect of plastic deformation on the magnetic properties of non oriented electrical steels" Journal of Magnetism and Magnetic Materials 215 216 (2000) 94 96
- 30) N. Leuning, S. Steentjes, M. Schulte, W. Bleck, K. Hameyer (May 2016) "Effect of elastic and plastic tensile mechanical loading on the magnetic properties of NGO electrical steel" Journal of Magnetism and Magnetic Materials 417 (2016) 42 – 48
- 31) Μαγνητικά και υπεραγώγιμα υλικά, Χριστοφόρου Ευάγγελος, Εθνικό Μετσόβειο Πολυτεχνείο, Αθήνα, Μάρτιος 2007
- 32) Kikuchi H, Ara K, Kamada Y, Kobayashi S. (June 2009). Effect of Microstructure Changes on Barkhausen Noise Properties and Hysteresis Loop in Cold Rolled Low Carbon Steel. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 45(6), pp.2744-2747
- **33)** Voronenko BI. (January 1985). Potentialites of the coercimetric method for investigating the fine structure of ferromagnetic materials (review). Industrial laboratory, vol. 51(1), pp. 24-30
- **34)** Bussiere JF. (April 1986). On-line measurements of the microstructure and mechanical properties of steel. Materials Evaluation, vol. 44(5), pp. 560-567
- **35**) Astié B, Degauque J, Porteseil L, Vergne R. (November 1981). Influence of the dislocation structures on the magnetic and magnetomechanical properties of high purity iron. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 17(6) pp. 2929-2931
- 36) Qureshi AH, Chaudhary LN. (1970). Influence of plastic deformation on coercive field and initial susceptibility of Fe-3.25% Si alloys. Journal of Applied Physics, vol. 41(3), pp. 1042-1043
- **37**) Lubitz K. (June 1974). Magnetic studies of the dislocation structure of iron single crystals deformed at 295 K. Applied Physics, vol. 4(1), pp. 51-61

- 38) T. Chandra, M. Ionescu and D. Mantovani (2011) "Processing and Microstructure of Grain Non – Oriented Electrical Steel Strips with Improved Magnetic Properties" Materials Science Forum, Centro de Investigacion y de Estudios Avanzados del IPN, Campus Saltillo
- 39) Dieter GE, Bacon D. Chap. 9, Mechanical Metallurgy, 3rd ed, McGraw-Hill Book Co, 1986, pp. 275- 277
- **40**) Ashby MF, Jones DRH. Chap. , Engineering Materials 1 and Introduction to their Properties and Applications, 2nd ed., Pergamon Press, 1996, p
- **41**) Darja Steiner Petrovič (2010) "Non oriented electrical steel sheets" Institute of Metals and Technology, Lepi pot 11, Ljubljana, Slovenia
- 42) Gündel, A.M. Severino, F.J.G. Landgraf, Sommer (2004) "Barkhausen noise and high induction losses in non oriented electrical steel" Journal of Magnetism and Magnetic Materials 272 276 (2004) e561 e562
- 43) Mike L. Meier, Aaron Broumas "Lüders Band Formation in Steel Video", Department of Chemical Engineering and Materials Science, University of California, Davis, CA 95616
- 44) http://www.ebsd.com/ebsd-explained/basics-of-automated-indexing
- 45) <u>http://www.seman.gr/dat/D14C917A/file.pdf</u>
- 46) Βουρνά Π. (2015) Διδακτορική Διατριβή: «Συσχέτιση μαγνητικών ιδιοτήτων με τη μικροδομή και τις μηχανικές ιδιότητες σε συγκολλημένους φερρομαγνητικούς χάλυβες»
- **47**) Εργαστηριακές ασκήσεις στο μάθημα «Ηλεκτρονικά υλικά», Ε. Χριστοφόρου, Ε. Μ. Π., Αθήνα, Μάρτιος 2011
- 48) V. E. Iordache, E. Hug, N. Buiron (2003) "Magnetic behavior versus tensile deformation mechanisms in a non oriented Fe (3wt%) Si steel", Mater. Sci. Eng.: A 359 (1 2) (2003) 62 74
- 49) F.J.G. Landgraf, M. Emura (2002) "Losses and permeability improvement by stress relieving fully processed electrical steels with previous small deformations" Journal of Magnetism and Magnetic Materials 242 245 (2002) 152 156
- 50) www.metal.ntua.gr/uploads/4701/1180/chap7.pdf
- 51) O Stupakov, T. Uchimoto, T. Takagi. Magnetic anisotropy of plastically deformed low carbon steel. Journal of Physics D: Applied Physics, IOP Publishing, 2010, 43 (19), pp. 195003. <10.1088/0022-3727/43/19/195003>.
 https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/19/195003>.
- 52) A. Dhar, L. Clapman, D. L. Atherton "Influence of Lüders bands on magnetic Barkhausen noise and magnetic flux leakage signals", Department of Physics, Queen's University, Kingston, Ontario K7L 3N6, Canada

ПАРАРТНМА
A

Θεωρείται ότι αυτός ο κύλινδρος μαγνητίζεται κατά μήκος του άξονα x, επομένως το διάνυσμα της μαγνήτισης είναι:

$$M_{y} = M_{z} = 0$$
 (3.1)

και

$$M_{x} = M_{s} \times \begin{cases} +1, \, y > 0\\ -1, \, y < 0 \end{cases}$$
(3.2)

Με άλλα λόγια, η συνιστώσα του διανύσματος μαγνήτισης M_x λαμβάνει την τιμή M_s όταν $0 \le \phi \le \pi$, ενώ όταν $\pi \le \phi \le 2\pi$, η τιμή αυτής της συνιστώσας μαγνήτισης είναι ίση με $-M_s$, όπου το $y = \rho \sin \phi$ είναι εκφρασμένο σε κυλινδρικές συντεταγμένες, με $0 \le \phi \le 2\pi$. Η συνάρτηση βήματος μπορεί να λάβει τη μορφή ενός αναπτύγματος Fourier,

$$M_{x} = \frac{4}{\pi} M_{s} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin[(2n+1)\phi]}{2n+1},$$
(3.3)

με αποτέλεσμα η κάθετη συνιστώσα (normal component) να αποκτά τη μορφή:

$$M_{n} = M_{p} = M_{x} \cos \phi = \frac{2}{\pi} M_{s} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin[(2n+2)\phi] + \sin(2n\phi)}{2n+1}, \quad (3.4)$$

όπου το γινόμενο των συνημιτονοειδών και ημιτονοειδών συναρτήσεων εκφράζεται ως συνάρτηση ημιτόνων. Σε αυτήν την εξίσωση, το άθροισμα μπορεί να χωρισθεί σε δύο (2) επιμέρους αθροίσματα⁻ το ένα αφορά στην ποσότητα sin $[(2n+2)\phi]$ και το άλλο στην ποσότητα sin $(2n\phi)$. Στο πρώτο «καινούριο» άθροισμα ο δείκτης άθροισης n αντικαθίσταται από το n-1 και στο δεύτερο άθροισμα ο δείκτης άθροισης ξεκινά από n=1, δεδομένου ότι ο όρος του αθροίσματος που αντιστοιχεί στην τιμή του δείκτη άθροισης n=0 είναι ίσος με το μηδέν. Επομένως, η τελική μορφή της κάθετης συνιστώσας M_n είναι:

$$M_{n} = \frac{2}{\pi} M_{s} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{1}{2n-1} + \frac{1}{2n+1} \right] \sin(2n\phi).$$
(3.5)

Προσθέτοντας τα δύο (2) παραπάνω κλάσματα και αντικαθιστώντας στη σχέση $U_{in} = U_{out}, \, \delta\eta\lambda a \delta \dot{\eta} \, \frac{\partial U_{in}}{\partial n} - \frac{\partial U_{out}}{\partial n} = \gamma_B \vec{M} \cdot \vec{n}, \, \mu i a \, a \pi \dot{0} \, \tau i \varsigma \, o \rho i a \kappa \acute{\epsilon} \varsigma \, \sigma \upsilon v \theta \dot{\eta} \kappa \epsilon \varsigma \, \epsilon i \nu a \iota:$

$$\left(\frac{\partial U_{in}}{\partial \rho} - \frac{\partial U_{out}}{\partial \rho}\right)_{\rho=R} = \gamma_B M_n = \frac{8}{\pi} \gamma_B M_s \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \sin(2n\phi)}{(2n+1)(2n-1)}, \quad (3.6)$$

όπου το «*R* » συμβολίζει την ακτίνα του κυλινδρικού σχήματος που μελετάται. Επομένως, η λύση που προκύπτει μέσ'απ'αυτήν τη θεωρία αναμένεται να είναι της μορφής:

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} u_n(\rho) \sin(2n\phi), \qquad (3.7)$$

με το « u_n » να αποτελεί συναρτήσεις που πρέπει να καθορισθούν. Λόγω της μοναδικότητας της λύσης, προκύπτει το συμπέρασμα ότι οποιαδήποτε μορφή συνάρτησης οδηγεί στη δημιουργία τελικής συνάρτησης, η οποία ικανοποιεί όλες τις διαφορικές εξισώσεις και τις οριακές συνθήκες που έχουν τεθεί κατά την κατασκευή αυτού του μαθηματικού μοντέλου, είναι αποδεκτή.

Στη συγκεκριμένη περίπτωση, ισχύει ότι $\vec{\nabla} \cdot \vec{M} = 0$ και οι εξισώσεις $\nabla^2 U_{in} = \gamma_B \vec{\nabla} \cdot \vec{M}$, $\nabla^2 U_{out} = 0$ είναι της μορφής $\nabla^2 U = 0$. Αντικαθιστώντας αυτήν τη συνθήκη στη σχέση (3.7) προκύπτει:

$$\nabla^2 U = \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(2n\phi\right) \left(\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{d}{d\rho} - \frac{4n^2}{\rho^2}\right) u_n(\rho) = 0.$$
 (3.8)

Πρέπει να σημειωθεί ότι τόσο οι διαφορικές εξισώσεις όσο και η κανονικότητα στο άπειρο (regularity at infinity) εξασφαλίζονται από τις συναρτήσεις:

$$u_{n}(\rho) = c_{n} \times \begin{cases} \left(\rho / R\right)^{2n}, \rho \leq R \\ \left(R / \rho\right)^{2n}, \rho \geq R \end{cases}$$
(3.9)

και ισχύει ότι οι παράμετροι c_n είναι σταθερές. Επιπλέον, όλες αυτές οι συναρτήσεις είναι συνεχείς στο σημείο $\rho = R$. Αντικαθιστώντας τις συναρτήσεις u_n στην εξίσωση (3.7) και χρησιμοποιώντας, έπειτα, τη σχέση αυτή που προκύπτει στην εξίσωση (3.6), αποδεικνύεται ότι ικανοποιούνται όλες οι προϋποθέσεις όταν επιλέγεται

$$c_{n} = \frac{2\gamma_{B}M_{s}R}{\pi(2n+1)(2n-1)}.$$
(3.10)

Επιπροσθέτως, έχει αποδειχθεί ότι το δυναμικό στο εσωτερικό του κυλίνδρου που μελετάται υπολογίζεται από τη μαθηματική σχέση:

$$U_{in} = \frac{2\gamma_B}{\pi} RM_s \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin(2n\phi)}{(2n+1)(2n-1)} \left(\frac{\rho}{R}\right)^{2n}.$$
 (3.11)

Το πεδίο απομαγνήτισης στο εσωτερικό του κυλινδρικού σχήματος που περιλαμβάνει δύο (2) μαγνητικές περιοχές υπολογίζεται από τη σχέση $\vec{H} = -\nabla U$. Πιο συγκεκριμένα, η συνιστώσα αυτού του πεδίου κατά τον άξονα x είναι:

$$H_{x_{in}} = -\frac{\partial U_{in}}{\partial x} = -\left(\cos\phi\frac{\partial}{\partial\rho} - \frac{\sin\phi}{\rho}\frac{\partial}{\partial\phi}\right)U_{in}.$$
 (3.12)

Αντικαθιστώντας τη σχέση (3.11) στη (3.12) και παραγωγίζοντας, η συνιστώσα του πεδίου κατά τον άξονα x έχει τη μορφή:

$$H_{x_{in}} = -\frac{4\gamma_B}{\pi} M_s \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \sin\left[(2n-1)\phi\right]}{(2n+1)(2n-1)} \left(\frac{\rho}{R}\right)^{2n-1}.$$
 (3.13)

Οσον αφορά σε αυτόν τον τρόπο μελέτης του υλικού, υπάρχει – επιπλέον – και η συνιστώσα y του πεδίου απομαγνήτισης, η οποία, ωστόσο, δε χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της ενέργειας, επειδή πολλαπλασιάζεται με την ποσότητα M_y , η οποία είναι ίση με το μηδέν. Οπότε, σύμφωνα με την εξίσωση $E_M = -\frac{1}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H} d\tau$, το ολοκλήρωμα της οποίας περιλαμβάνει την περιοχή του σιδηρομαγνητικού υλικού, η μαγνητοστατική ενέργεια ανά μονάδα μήκους κατά μήκος του άξονα z εκφράζεται ως:

$$E_{M} = -\frac{1}{2} \int_{\rho \leq R} M_{x} H_{x} dS = -\frac{1}{2} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{R} M_{x} H_{x} \rho d\rho d\phi.$$
(3.14)

Αντικαθιστώντας τα μεγέθη M_x και H_x χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (3.2), (3.13), αντίστοιχα και αφού υπολογισθεί το ολοκλήρωμα που αφορά στη μεταβλητή ρ , προκύπτει η σχέση:

$$E_{M} = \frac{2\gamma_{B}}{\pi} R^{2} M_{s}^{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n}{(2n+1)^{2} (2n-1)} \int_{0}^{2\pi} \sin\left[(2n-1)\phi\right] \Phi(\phi) d\phi \qquad (3.15)$$

με

$$\Phi(\phi) = \begin{cases} +1, 0 \le \phi \le \pi \\ -1, \pi \le \phi \le 2\pi \end{cases}.$$
(3.16)

Επιπροσθέτως, εάν το ολοκλήρωμα της μεταβλητής ϕ διαιρεθεί σε δύο (2) καινούρια ολοκληρώματα με άκρα $[0, \pi]$ και $[\pi, 2\pi]$, αντίστοιχα, τότε η μαγνητοστατική ενέργεια εκφράζεται ως:

$$E_{M} = \frac{\gamma_{B}}{\pi} R^{2} M_{s}^{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8n}{\left(2n+1\right)^{2} \left(2n-1\right)^{2}} \Leftrightarrow$$
$$\Leftrightarrow E_{M} = \frac{\gamma_{B}}{\pi} R^{2} M_{s}^{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\left(2n-1\right)^{2}} - \frac{1}{\left(2n+1\right)^{2}}\right) = \frac{\gamma_{B}}{\pi} R^{2} M_{s}^{2}. \tag{3.17}$$

Σε αυτό το σημείο, πρέπει να τονισθεί ότι δεν προκύπτει αναλυτική λύση σε όλα τα πιθανά προβλήματα.

B

Στην περίπτωση που τα spins των ατόμων περιγράφονται χρησιμοποιώντας κλασσικά διανύσματα, η ενέργεια ανταλλαγής υπολογίζεται από τη σχέση $E = -\sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \sum_i g \mu_B \vec{S}_i \cdot \vec{H}$. Εάν ο συντελεστής J είναι διάφορος του μηδενός

μόνο στην περίπτωση των πλησιέστερων γειτονικών ατόμων, τότε:

$$E_{ex} = -\sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -JS^2 \sum_{neighbours} \cos \phi_{i,j} , \qquad (3.19)$$

όπου το σύμβολο $\phi_{i,j}$ είναι η γωνία ανάμεσα στα spins S_i και S_j . Γίνεται η παραδοχή ότι υπάρχει μία μονοδιάστατη δομή, η οποία αποτελείται από επίπεδα με n spins το καθένα από τα οποία μπορεί να αλληλεπιδρά με γειτονικά επίπεδα. Λαμβάνεται υπ'όψιν μόνο η αλληλεπίδραση ανάμεσα στα επίπεδα *i* και *i*+1 (παραλείπεται, δηλαδή, η αλληλεπίδραση των επιπέδων *i* και *i*-1), με αποτέλεσμα να εισάγεται ο παράγοντας 2, καταλήγοντας στην εξίσωση $E_i = -2\sum_j J_{ij}\vec{S}_i \cdot \langle \vec{S}_j \rangle - g\mu_B \vec{S}_i \cdot \vec{H} = -\vec{S}_i \cdot \vec{H}_i$. Επομένως, η απώλεια ενέργειας που

προκύπτει στην περίπτωση που όλα τα spins ευθυγραμμίζονται είναι:

$$\delta E_{ex} = 2JS^2 n \sum_{i} \left[1 - \cos \phi_{i,j} \right] = 4JS^2 n \sum_{i} \sin^2 \left(\frac{1}{2} \phi_{i,j} \right) \approx JS^2 n \sum_{i} \phi_{i,j}^2 \qquad (3.20)$$

όταν η γωνία λαμβάνει μικρές τιμές. Έστω ότι εφαρμόζεται αυτή η σχέση στην περίπτωση που η κατεύθυνση των spins μεταβάλλεται από $\phi = 0$ σε $\phi = \pi$ σε απόσταση Ν επιπέδων, με την αλλαγή της γωνίας ανάμεσα σε δύο (2) γειτονικά επίπεδα να είναι η ίδια για όλα τα επίπεδα. Αυτό σημαίνει ότι για να πραγματοποιηθεί συνολική μεταβολή της γωνίας κατά $\Delta \phi = \pi$ μετά από Ν επίπεδα, ισχύει ότι $\phi_{i,j} = \pi / N$ και η απώλεια ενέργειας είναι ίση με:

$$\delta E_{ex} = JS^2 n \sum_{i} \left(\frac{\pi}{N}\right)^2 = \frac{JS^2 n \pi^2}{N}.$$
(3.21)

Επομένως, η απώλεια της ενέργειας ανταλλαγής (exchange energy loss) είναι N φορές μικρότερη από την απώλεια που θα υφίστατο το σύστημα εάν η γωνία άλλαζε απότομα από $\phi = 0$ σε $\phi = \pi$. Είναι προφανές ότι εάν ο αριθμός N είναι επαρκώς μεγάλος, τότε η απώλεια σε ενέργεια ανταλλαγής μπορεί να είναι αρκετά μικρή, με

αποτέλεσμα να αντισταθμίζεται από το κέρδος σε μαγνητοστατική ενέργεια, η οποία ευνοεί την υποδιαίρεση των κόκκων σιδηρομαγνητικού υλικού σε μαγνητικές περιοχές.

Στην περίπτωση που η μεταβολή της γωνίας από τη μία μαγνητική περιοχή στην άλλη δεν είναι απότομη, ο υπολογισμός της μαγνητοστατικής ενέργειας πρέπει να τροποποιηθεί. Αν το πάχος του μαγνητικού τοιχώματος δεν είναι πολύ μεγάλο, τότε η διόρθωση που γίνεται στους υπολογισμούς της ενέργειας είναι πολύ μικρή. Παρ'όλ'αυτά, σε αυτήν την περίπτωση λαμβάνεται υπ'όψιν και η ενέργεια ανισοτροπίας. Πιο συγκεκριμένα, κατά μήκος ενός εύκολου άξονα ενέργειας ανισοτροπίας, δηλαδή κατά μήκος μίας διεύθυνσης που η ενέργεια ελαχιστοποιείται, ενδέχεται να εμφανίζονται δύο (2) αντιπαράλληλες μαγνητικές περιοχές. Παρ'όλ'αυτά, τα spins που βρίσκονται στο μαγνητικό τοίχωμα πρέπει να αποκλίνουν της διεύθυνσης του εύκολου άξονα, καθώς για τη δημιουργία του μαγνητικού τοιχώματος επενεργεί η ενέργεια ανισοτροπίας. Ποιοτικά, η ενέργεια ανταλλαγής επιβάλλει παχύ μαγνητικό τοίχωμα. Επομένως, ο αριθμός των επιπέδων, *N*, προσδιορίζεται από την ελαχιστοποίηση του αθροίσματος των ενεργειών ανταλλαγής και ανισοτροπίας.

Γ

«Επίπεδη μετατόπιση άκαμπτων μαγνητικών τοιχωμάτων υψηλής ενέργειας: Προσέγγιση δυναμικού»

Τα μαγνητικά τοιχώματα που εμφανίζουν υψηλή επιφανειακή ενέργεια έχουν την τάση να παραμένουν επίπεδα. Η θεωρία της επίπεδης κίνησης των μαγνητικών τοιχωμάτων έχει διατυπωθεί από τον Kersten. Η μετακίνηση των επίπεδων μαγνητικών τοιχωμάτων υπό την επίδραση μαγνητικού πεδίου σε ένα υλικό με υψηλή καθαρότητα σε σίδηρο (Fe), φαίνεται στο σχήμα (Γ.1.).



Σχήμα Γ.1.: Κίνηση μετατόπισης επίπεδων μαγνητικών τοιχωμάτων σε σίδηρο (Fe) υψηλής καθαρότητας

Η ενέργεια που προσφέρεται σε ένα σιδηρομαγνητικό υλικό μέσω της εφαρμογής μαγνητικού πεδίου \vec{H} υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\Delta \mathbf{E} = -\mu_0 \int \vec{H} \cdot d\vec{M} \; .$$

Κατά συνέπεια, εάν ένα μαγνητικό τοίχωμα 180° με επιφάνεια διατομής ίση με τη μονάδα μετακινηθεί κατά μία απόσταση dx, η μεταβολή της μαγνήτισης υπολογίζεται από τη σχέση:

$$d\vec{M} = 2\vec{M}_{s}dx$$

Επομένως, η μεταβολή της ενέργειας του πεδίου περιγράφεται από τη σχέση:

$$\Delta \mathbf{E}_{\mathrm{H}} = -2\mu_0 M_s \cdot H \int dx = -2\mu_0 M_s \cdot Hx,$$

το σύμβολο «x» είναι η μετατόπιση του μαγνητικού τοιχώματος. Σε αυτήν την ανάλυση, ισχύει ότι το μαγνητικό πεδίο \vec{H} είναι παράλληλο προς την κατεύθυνση της μαγνήτισης μίας εκ των μαγνητικών περιοχών ενός κόκκου του υλικού και αντιπαράλληλο προς τις κατευθύνσεις μαγνήτισης των υπόλοιπων μαγνητικών περιοχών.

Επιπλέον, στην περίπτωση που το μαγνητικό τοίχωμα υπόκειται σε ενέργεια δυναμικού E_p μες στο υλικό, η ολική ενέργεια είναι:

$$E_{tot} = E_p - 2\mu_0 \vec{M}_s \cdot \vec{H}x$$

Το δυναμικό E_p μεταβάλλεται καθ'όλη τη μάζα του υλικού, δεδομένου ότι οι ατέλειες που υπάρχουν μες στη υλικό οδηγούν σε τοπικά ελάχιστα του E_p , ενώ περιοχές με μη ομογενείς μικροτάσεις, οι οποίες σχετίζονται με τις διαταραχές του υλικού, παρέχουν στο υλικό είτε τοπικά ενεργειακά ελάχιστα είτε τοπικά ενεργειακά μέγιστα. Το είδος αυτών των τοπικών ενεργειακών εξαρτάται από το πρόσημο της τάσης και το συντελεστή μαγνητοσυστολής. Σε γενικές γραμμές, η μορφή του δυναμικού ενέργειας είναι ακανόνιστη και η συμπεριφορά που εμφανίζει το δυναμικό E_p συναρτήσει της μετατόπισης του μαγνητικού τοιχώματος φαίνεται στο σχήμα Γ.2..



Σχήμα Γ.2.: Δυναμική ενέργεια μαγνητικού τοιχώματος συναρτήσει της θέσης. Αυτή η διακύμανση της ενέργειας ως προς τη μετατόπιση χρησιμοποιείται σε μοντέλα που στηρίζονται στην προσέγγιση του άκαμπτου μαγνητικού τοιχώματος.

Επομένως, η μετατόπιση x του μαγνητικού τοιχώματος 180° υπολογίζεται από τη συνθήκη:

$$\frac{dE_{tot}}{dx} = 0 \Leftrightarrow \frac{dE_p}{dx} - 2\mu_0 \vec{M}_s \cdot \vec{H} = 0.$$

Στην απλούστερη περίπτωση που η ενέργεια δυναμικού είναι $E_p = \frac{1}{2}\alpha x^2$, η λύση που προκύπτει για το x είναι:

$$x = \frac{2\mu_0 \vec{M}_s \cdot \vec{H}}{\alpha} \, .$$

Αυτή η σχέση αφορά σε μικρή μετατόπιση του μαγνητικού τοιχώματος κι επομένως σε μία τελείως αντιστρεπτή διαδικασία, καθώς όταν το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο απομακρυνθεί από το υλικό, η μετατοπίση *x* αναιρείται. Πρέπει να σημειωθεί ότι η μετατόπιση του μαγνητικού τοιχώματος αυξάνεται όταν το πηγάδι δυναμικού παρουσιάζει μεγάλο πάχος και μειώνεται όταν αυτό γίνεται αρκετά απότομο.

«Μαγνήτιση και αρχική επιδεκτικότητα με βάση την προσέγγιση δύσκαμπτου μαγνητικού τοιχώματος»

Χρησιμοποιώντας αυτήν την προσέγγιση είναι εφικτό να υπολογισθεί η αρχική αντιστρεπτή μεταβολή της μαγνήτισης. Έστω ότι η τιμή x = 0 αντιστοιχεί στην κατάσταση απομαγνήτισης (demagnetized state) $\vec{M} = 0$. Οπότε, στην περίπτωση του μαγνητικού τοιχώματος 180°, η μαγνήτιση δίνεται από τη σχέση:

$$\vec{M} = 2\vec{M}_s A\cos\theta x \,,$$

όπου το σύμβολο A είναι η επιφάνεια του μαγνητικού τοιχώματος κατά την εγκάρσια διατομή του υλικού και το σύμβολο θ είναι η γωνία που σχηματίζεται ανάμεσα στο διάνυσμα της μαγνήτισης της μαγνητικής περιοχής και τη διεύθυνση της μετατόπισης.

Αντικαθιστώντας τη σχέση $x = \frac{2\mu_0 \vec{M}_s \cdot \vec{H}}{\alpha}$, προκύπτει ότι:

$$\vec{M} = \frac{4\mu_0 A\vec{H}M_s^2 \cos^2\theta}{\alpha}$$

και συνεπώς η αρχική αντιστρεπτή επιδεκτικότητα είναι ίση με:

$$\chi_{in} = \frac{dM}{dH} = \frac{4\mu_0 A M_s^2 \cos^2 \theta}{\alpha},$$

ενώ για το μαγνητικό τοίχωμα 90° το αντίστοιχο αποτέλεσμα είναι

$$\chi_{in}=\frac{2\mu_0AM_s^2}{3\alpha}\,.$$

Επομένως, προκύπτει ότι η αρχική αντιστρεπτή επιδεκτικότητα που υπολογίζεται με βάση την προσέγγιση του άκαμπτου μαγνητικού τοιχώματος εξαρτάται από τη μαγνήτιση κορεσμού και από το μαγνητικό τοίχωμα, το οποίο εκφράζεται με την παράμετρο α. Πρέπει να σημειωθεί ότι όσο πιο απότομο είναι το πηγάδι δυναμικού, τόσο περισσότερο μειώνεται η αρχική επιδεκτικότητα.

«Δυγισμός εύκαμπτων μαγνητικών τοιχωμάτων χαμηλής ενέργειας: προσέγγισης κάμψης μαγνητικού τοιχώματος»

Μαγνητικά τοιχώματα με χαμηλή επιφανειακή ενέργεια παρουσιάζουν την τάση να λυγίζουν. Επί της ουσίας, τα μαγνητικά τοιχώματα εμφανίζουν όχι μόνο αντιστρεπτό λυγισμό αλλά και αντιστρεπτή μετατόπιση (translation) υπό την επίδραση μαγνητικού πεδίου. Ο λυγισμός του μαγνητικού τοιχώματος φαίνεται στο σχήμα Γ.3..



Σχήμα Γ.3.: Λυγισμός μαγνητικού τοιχώματος υπό την επίδραση πεδίου. Το μαγνητικό τοίχωμα παρουσιάζει αγκύρωση στα όριά του ενώ στην κεντρική του περιοχή διαδίδεται ως ελαστική μεμβράνη, όπως περιγράφεται από τους Kersten και Néel

Επισημαίνεται ότι ο βαθμός λυγισμού που υφίσταται το μαγνητικό τοίχωμα εξαρτάται από πολλούς παράγοντες, συμπεριλαμβανομένης της έντασης του πεδίου,

αλλά κυρίως από την ενέργεια των μαγνητικών τοιχωμάτων. Τα μαγνητικά τοιχώματα που περιέχουν υψηλή ενέργεια δε λυγίζουν εύκολα, ενώ εκείνα με χαμηλή ενέργεια εμφανίζουν πιο εύκολα καμπυλότητα. Παρ'όλ'αυτά, εάν ένα υλικό δεν περιέχει προσμείξεις και απαλλαγμένο ατελειών, τότε τα μαγνητικά τοιχώματα έχουν τη δυνατότητα να μετακινηθούν κατά πρισματικό τρόπο (planar manner).

Έστω ότι ένα μαγνητικό τοίχωμα 180° εκτείνεται σε ολόκληρο τον κόκκο ενός σχετικά καθαρού δείγματος. Επομένως, τα όρια του κόκκου αυτού αποτελούν το κύριο εμπόδιο κίνησης του μαγνητικού τοιχώματος. Το μαγνητικό τοίχωμα αγκυρώνει στα όρια του κόκκου με τον ίδιο τρόπο που παρεμποδίζεται η κίνησή του λόγω παρουσίας άλλων ατελειών του υλικού. Εάν εφαρμοσθεί μαγνητικό πεδίο κατά τη διεύθυνση μίας μαγνητικής περιοχής του κόκκου, αυτή η μαγνητική περιοχή αυξάνεται μέσω της κίνησης του μαγνητικού τοιχώματος. Δεδομένου, όμως, ότι το μαγνητικό τοίχωμα αγκυρώνεται στα όρια του κόκκου που ανήκει, το πρώτο στάδιο της κίνησής του αφορά σε λυγισμό.

Είναι γνωστό ότι η δύναμη ανά μονάδα επιφάνειας στο μαγνητικό τοίχωμα είναι

$$F = 2\mu_0 \vec{M}_{\rm s} \cdot \vec{H}$$

Η διαφορά στην ενέργεια του μαγνητικού τοιχώματος που προκαλείται μέσω λυγισμού είναι:

$$E = \gamma \left\lceil A(H) - A(0) \right\rceil,$$

όπου το σύμβολο «γ» είναι η ενέργεια τοιχώματος, το A(0) είναι η περιοχή με μηδενικό μαγνητικό πεδίο, δηλαδή πριν την παραμόρφωση και το A(H) είναι η περιοχή στην οποία εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο \vec{H} .

Θεωρώντας – για λόγους απλούστευσης – κυλινδρική παραμόρφωση, προκύπτει μία έκφραση σχετικά με τη δύναμη ανά μονάδα επιφάνειας στο μαγνητικό τοίχωμα ως προς την ακτίνα καμπυλότητας, δηλαδή:

$$F=\frac{\gamma}{r},$$

η οποία έχει την ίδια μορφή με την αντίστοιχη σχέση που αφορά στην πίεση που ασκείται κατά μήκος μίας ελαστικής μεμβράνης, όπως στη διεπιφάνεια υγρού όπου γ είναι η επιφανειακή τάση.

«Μαγνήτιση και αρχική επιδεκτικότητα σύμφωνα με την προσέγγιση ευκαμψίας»

Το ερώτημα που τίθεται αφορά στην αρχική αντιστρεπτή επιδεκτικότητα που αναμένεται να εμφανισθεί με βάση το μοντέλο λυγισμού των μαγνητικών τοιχωμάτων.

Η αλλαγή που εμφανίζεται στη μαγνητική ροπή ως συνέπεια του λυγισμού των μαγνητικών τοιχωμάτων είναι:

$$\vec{m} = 2\vec{M}_{s}dV$$
,

όπου dV = (2/3) lhx. Το σύμβολο «x» αφορά στη μετατόπιση του κεντρικού τμήματος του μαγνητικού τοιχώματος και τα σύμβολα «h», «l» στη χωρική έκταση που καταλαμβάνει το τμήμα του μη παραμορφωμένου μαγνητικού τοιχώματος. Επομένως,

$$\vec{m} = \frac{4}{3}\vec{M}_{s}lhx$$

και δεδομένου ότι για μικρές τιμές του «x» ισχύει η σχέση $x \simeq l^2 / 8r$, προκύπτει ότι:

$$\vec{m} = \frac{1}{6} \frac{\vec{M}_s l^3 h}{r}$$

Επιπλέον, πρέπει να σημειωθεί ότι σε συνθήκες ισορροπίας, η δύναμη που εμφανίζει λόγω του μαγνητικού πεδίου πρέπει να ισούται με τη δύναμη που οφείλεται στην επιφανειακή τάση του μαγνητικού τοιχώματος. εξισώνοντας τα δύο (2) είδη πίεσης, ισχύει ότι:

$$\frac{\gamma}{r} = 2\mu_0 M_s H \; .$$

Δεδομένου ότι $r = \gamma / (2\mu_0 M_s H)$, η μαθηματική σχέση που περιγράφει τη μαγνητική ροπή *m* γίνεται:

$$m = \frac{\mu_0 M_s^2 H l^3 h}{3\gamma}$$

και αν θεωρηθεί ότι ο όγκος μιας τυπικής μαγνητικής περιοχής είναι l^3 , τότε

$$M=\frac{\mu_0 M_s^2 H h}{3\gamma},$$

οπότε η αρχική επιδεκτικότητα λαμβάνει τη μορφή

$$\chi_{in}=\frac{\mu_0 M_s^2 h}{3\gamma}\,.$$

Αυτός ο τύπος υπολογίζει την αντιστρεπτή επιδεκτικότητα, η οποία βασίζεται στη μαγνήτιση κορεσμού και την επιφανειακή ενέργεια γ του μαγνητικού τοιχώματος. Με την αύξηση της επιφανειακής ενέργειας του μαγνητικού τοιχώματος, το μαγνητικό τοίχωμα αποκτά περισσότερη ακαμψία και η αρχική επιδεκτικότητα μειώνεται.

Συνεπάγεται, επομένως, ότι υπάρχουν δύο (2) τύποι κίνησης μαγνητικού τοιχώματος: i) η μετατόπιση και ii) ο λυγισμός του μαγνητικού τοιχώματος. Οι παράγοντες που καθορίζουν ποιος από τους δύο τύπους κίνησης του μαγνητικού τοιχώματος θα λάβει χώρα είναι η αντοχή αγκύρωσης και η επιφανειακή ενέργεια του μαγνητικού τοιχώματος.

Δ

Αυτό το παράρτημα παρέχει μία λεπτομερή περιγραφή του φαινομένου που λαμβάνει χώρα όταν εμφανίζεται σε ένα υλικό τόσο ανώτατο όσο και κατώτατο όριο διαρροής καθώς επίσης του σχηματισμού και της διάδοσης της ζώνης Lüders.

ΓΕΝΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ

Έστω ότι πραγματοποιείται δοκιμή εφελκυσμού με σταθερό ρυθμό παραμόρφωσης. Εξ'αιτίας της ύπαρξης διαταραχών και του τρόπου με τον οποίο συμμετέχουν στην παραμόρφωση του υλικού, λόγω του εφελκυσμού, ο ρυθμός παραμόρφωσης που αναπτύσσεται στο υλικό μπορεί να εκφρασθεί ως:

$$\dot{\epsilon} = \rho b v$$
,

όπου το μέγεθος ρ είναι η πυκνότητα των κινητών διαταραχών (mobile dislocations), το b δείχνει το μέγεθος του διανύσματος Burgers και το v συμβολίζει τη μέση ταχύτητα των κινητών διαταραχών. Όσον αφορά στο ανώτατο όριο διαρροής, ο ρυθμός παραμόρφωσης δίνεται από τη σχέση:

$$\dot{\epsilon}_U = \rho_U b v_U$$
,

ενώ στο κατώτατο όριο διαρροής ο ρυθμός παραμόρφωσης είναι:

$$\dot{\epsilon}_L = \rho_L b v_L$$
.

Δεδομένου ότι ο ρυθμός παραμόρφωσης είναι σταθερός, ισχύει ότι:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_U = \dot{\epsilon}_L$$
.

Επομένως, προκύπτει η σχέση:

$$\frac{\rho_U}{\rho_L} = \frac{v_L}{v_U} \,.$$

Η σχέση ανάμεσα στα μεγέθη της τάσης (stress) και της ταχύτητας (velocity) μπορεί να διατυπωθεί υπό τη γενική μορφή:

$$v=k\tau^m,$$

με το σύμβολο τ να αντιπροσωπεύει τη διατμητική τάση που ασκείται στις διαταραχές και το σύμβολο m να αφορά στην ευαισθησία της ταχύτητας παραμόρφωσης του υλικού. Συνδυάζοντας τις εξισώσεις (5) και (6), ο λόγος της ανώτατης διατμητικής τάσης προς την κατώτατη διατμητική τάση μπορεί να διατυπωθεί ως ο λόγος της πυκνότητας των διαταραχών ή της ταχύτητας των διαταραχών στις δύο (2) αυτές καταστάσεις (δηλαδή στο ανώτατο και το κατώτατο όριο διαρροής), αντίστοιχα.

$$\frac{\tau_U}{\tau_L} = \left(\frac{\rho_L}{\rho_U}\right)^{\frac{1}{m}} = \left(\frac{v_U}{v_L}\right)^{\frac{1}{m}}.$$

Αυτή η εξίσωση περιλαμβάνει τις γενικές παραμέτρους που περιγράφουν το φαινόμενο της ταυτόχρονης εμφάνισης ανώτατου και κατώτατου ορίου διαρροής. Όσον αφορά στο ανώτατο όριο διαρροής, η πυκνότητα των διαταραχών είναι χαμηλή, ενώ η μέση ταχύτητα των διαταραχών είναι υψηλή. Αντιθέτως, στο κατώτατο όριο διαρροής ο αριθμός των κινητών διαταραχών είναι αρκετά μεγαλύτερος, αλλά – σε αυτήν την περίπτωση – οι διαταραχές μετακινούνται με χαμηλότερη ταχύτητα. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι ζώνες Lüders σχηματίζονται στο εσωτερικό του υλικού όταν επικρατούν οι συνθήκες του ανώτατου ορίου διαρροής, ενώ αναπτύσσονται και επεκτείνονται στα σημεία του κατώτατου ορίου διαρροής. Τα μεγέθη $ρ_L$ και v_L αντιπροσωπεύουν την παραμόρφωση που συμβαίνει σε μία στενή περιοχή (narrow zone), η οποία βρίσκεται στα σημεία του υλικού που προηγούνται χωρικά της ζώνης Lüders.

«ΠΡΟΧΩΡΗΜΕΝΑ» ΖΗΤΗΜΑΤΑ

Σε αυτό το σημείο εξετάζεται η εξάρτηση του λόγου της ανώτατης προς την κατώτατη τάση διαρροής από την ευαισθησία m του ρυθμού παραμόρφωσης. Η ευαισθησία του ρυθμού παραμόρφωσης που εμφανίζει ένα υλικό αποτελεί το μέτρο της σταθερότητας του «λαιμού» που σχηματίζεται όταν το υλικό προσεγγίζει τη μέγιστη εφελκυστική αντοχή του (UTS). Η μέγιστη εφελκυστική αντοχή σχετίζεται, αντιστοίχως, με τον παράγοντα «σκλήρυνσης» της παραμόρφωσης (strain hardening index) n = UTS, ο οποίος είναι ένα μέτρο της αντίστασης που παρουσιάζει ένα υλικό να σχηματίσει «λαιμό». Η ευαισθησία του ρυθμού παραμόρφωσης να

υπολογισθεί εύκολα χρησιμοποιώντας την παραμόρφωση Lüders (Lüders strain) και την αρχική κλίση που προκύπτει από την καμπύλη τάσης – παραμόρφωσης.

$$\frac{1}{m} = \frac{\Delta \sigma}{\sigma} - \epsilon_L.$$

Οι αρχικές θεωρίες των Cottrell – Bilby καθώς και άλλων επιστημόνων διατυπώθηκαν λαμβάνοντας υπ'όψιν άτομα τα οποία έχουν διαλυθεί μες στο υλικό κι εμποδίζουν τη μετακίνηση των διαταραχών. Αρχικά, οι διαταραχές είναι αγκυρωμένες και δεν έχουν δυνατότητα μετακίνησης, αλλά στο σημείο της ανώτατης τάσης διαρροής αρχίζουν να διαδίδονται. Η πυκνότητα των κινητών διαταραχών αυξάνεται, η ταχύτητα των διαταραχών μειώνεται καθώς επίσης η τάση που ασκείται στο υλικό μειώνεται στο σημείο της κατώτατης τάσης διαρροής. Μία μεταγενέστερη θεωρία που διατυπώθηκε από τον Petch και αφορά στην επίδραση που έχει το μέγεθος των κόκκων στην ανώτατη τάση διαρροής. Σε αυτήν τη τάση διαρροής, ένας μικρός μόνο αριθμός κόκκων περιέχει κινητές διαταραχές, οι οποίες μετακινούνται γρηγορότερα από τη μέση ταχύτητα που αναπτύσσει το σύνολο των κόκκων του υλικού. Σταδιακά, όλο και περισσότεροι κόκκοι αποκτούν κινητές διαταραχές στο εσωτερικό τους, με αποτέλεσμα να μειώνονται η ταχύτητα μετακίνησής τους, η μακροσκοπική τάση που εμφανίζεται στο υλικό καθώς και η τάση που απαιτείται για να ξεπεράσουν οι διαταραχές αυτές τα όρια των κόκκων. Από τη στιγμή που εμφανίζεται η ζώνη Lüders, ο αριθμός των ενεργών κόκκων (active grains) διατηρείται σταθερός καθώς η ζώνη αυτή διαδίδεται σε όλη τη μάζα του υλικού.

Η εξίσωση των Hall – Petch είναι:

$$\sigma = \sigma_f + kd^{-\frac{1}{2}},$$

όπου το σύμβολο d αφορά στο μέγεθος των κόκκων και το σύμβολο σ_f περιγράφει την εγγενή αντοχή του υλικού χωρίς να λαμβάνονται υπ'όψιν τα όρια των κόκκων. Η εξίσωση των Hall – Petch ορίζει την κατώτατη τάση διαρροής. Στο μοντέλο του Petch, η αντοχή σ_f του υλικού υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\sigma_f = \sigma_0 + \Delta \sigma_0 \log \left(\frac{1}{Nd^3}\right),$$

όπου το μέγεθος σ_0 είναι η εγγενής αντοχή του υλικού με την προϋπόθεση ότι όλοι οι κόκκοι παραμορφώνονται ομοιόμορφα και το μέγεθος N είναι ο αριθμός των ενεργών κόκκων ανά μονάδα όγκου. Η διαφορά ανάμεσα στην ανώτατη και την κατώτατη τάση διαρροής δίνεται από το δεύτερο όρο της παραπάνω εξίσωσης.

Όσον αφορά στην κατώτατη τάση διαρροής, η επέκταση της παραμόρφωσης πέρα από τα όρια των κόκκων αποτελεί ένα σημαντικό παράγοντα. Η κατώτατη τάση διαρροής θεωρείται ως η τάση που πιέζει τα όρια των κόκκων που εφάπτονται στη ζώνη Lüders. Επιπλέον, η διάδοση της ζώνης Lüders περιλαμβάνει μία διαδικασία παραγωγής διαταραχών στους επόμενους κόκκους που γειτνιάζουν με τα όρια της ζώνης αυτής.

ΠΡΑΚΤΙΚΑ ΖΗΤΗΜΑΤΑ

Πρέπει να σημειωθεί ότι η πραγματική ανώτατη τάση διαρροής του υλικού είναι δύσκολο να μετρηθεί λόγω των πρακτικών δυσκολιών που προκύπτουν κατά τη μελέτη των δοκιμίων. Πιο συγκεκριμένα, οι δυσκολίες των δοκιμών αφορούν στο σχεδιασμό των δειγμάτων, το σχεδιασμό πρόσφυσης, την ευθυγράμμιση των δειγμάτων κ.α.. Κατά συνέπεια, η τάση διαρροής του υλικού συνήθως υπολογίζεται χρησιμοποιώντας την κατώτατη τάση διαρροής. Έχει διαπιστωθεί ότι η τιμή της ανώτατης τάσης διαρροής είναι περίπου διπλάσια από την τιμή της κατώτατης τάσης διαρροής [43].

E

Ο μετασχηματισμός Hough

Ο μετασχηματισμός Hough, ο οποίος προσδιορίζει τις θέσεις των ζωνών Kikuchi, μετατρέπει την εικόνα που λαμβάνεται από την κάμερα EBSD σε μία αναπαράσταση σημείων στο «χώρο Hough». Αυτό επιτυγχάνεται μέσω της χρησιμοποίησης της σχέσης $\rho = x \cos \theta + y \sin \theta$ ανάμεσα στα σημεία (x, y) του μοτίβου περίθλασης και τις συντεταγμένες (ρ, θ) του χώρου Hough. Πιο συγκεκριμένα, μία ευθεία γραμμή στον καρτεσιανό χώρο (x, y) μπορεί να περιγραφεί από τη μεταβλητή ρ και τη μεταβλητή θ , δηλαδή από την κάθετη απόσταση που εμφανίζει η γραμμή με την αρχή των αξόνων και από τη γωνία που σχηματίζει με τον άξονα x, αντίστοιχα. Οι ζώνες Kikuchi εμφανίζονται ως φωτεινές περιοχές ή κορυφές στο χώρο Hough, οι οποίες ανιχνεύονται εύκολα και χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό των αρχικών θέσεων των ζωνών [44].



Εικόνα Ε-1: Ο μετασχηματισμός Hough μετατρέπει τις γραμμές του καρτεσιανού συστήματος σε σημεία στο χώρο Hough



 (a) Diffraction pattern collected from silicon at 20kV accelerating voltage;

(d) The indexed diffraction pattern with the blue cross indicating the position of the pattern centre.



(b) The peaks in the Hough transform identified and coloured;



(c) The bands in the original diffraction pattern corresponding to the peaks found in the Hough transform and coloured similarly;

Εικόνα Ε-2: Εύρεση της θέσης των ζωνών Kikuchi με το μετασχηματισμό Hough

Στερεογραφικές προβολές

Οι στερεογραφικές προβολές περιλαμβάνουν την εμφάνιση των ανυσμάτων των κρυσταλλογραφικών επιπέδων των κόκκων σε περιγεγραμμένο κύκλο του υλικού, ο οποίος χρησιμοποιείται για την παρουσίαση των πόλων. Η γωνιακή κατανομή αυτών των ανυσμάτων καθορίζεται από τη συγκεκριμένη συμμετρία του κρυσταλλικού συστήματος καθώς και από τη χωρική διάταξη των πόλων που μεταβάλλεται ανάλογα με τη γεωμετρία της στερεογραφικής προβολής.

Το μοτίβο που προκύπτει από τους κρυσταλλογραφικούς πόλους που εφάπτονται στην επιφάνεια της σφαίρας καθορίζει τη «βάση» της μεθόδου της στερεογραφικής προβολής που ακολουθείται. Το σημείο έναρξης της προβολής είναι ο νότιος πόλος

(south pole) της σφαίρας, ενώ ο ίδιος ο χάρτης που προκύπτει αποτελείται από το επίπεδο που είναι κάθετο στη γραμμή που συνδέει το κέντρο της σφαίρας με το νότιο πόλο. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι διδιάστατες προβολές εμφανίζουν τις γωνιακές μεταξύ των προβαλλόμενων ανυσμάτων, με αποτέλεσμα να προκύπτει – κατ'αυτόν τον τρόπο – μία γραφική αναπαράσταση του προσανατολισμού κάθε ανύσματος. Τα δεδομένα προσανατολισμού που προέρχονται από τη διαδικασία περίθλασης αντιστοιχίζονται απ'ευθείας στις στερεογραφικές προβολές, κάθε μία από τις οποίες συγκλίνει σε διαφορετικό προσανατολισμό υψηλής συμμετρίας, επιτρέποντας την οπτικοποίηση των πληροφοριών προσανατολισμού. Για παράδειγμα, οι στερεογραφικές προβολές του κρυσταλλογραφικού επιπέδου [001] επιτρέπουν μία άμεση οπτικοποίηση των σχετικών γωνιακών σχέσων άλλων προσανατολισμών όταν προβάλλεται η διεύθυνση [001].

ΣΤ

Επιπρόσθετα ακτινοδιαγράμματα XRD που ελήφθησαν:



Εικόνα ΣΤ–1: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 0,10% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα ΣΤ–2: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 1,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



ΕικόναΣΤ–3: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 1,50% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα ΣΤ-4: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 2,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα ΣΤ–5: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 0,10% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα ΣΤ–6: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 1,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα ΣΤ-7: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 1,50% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα ΣΤ-8: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια παραμορφωμένου υλικού στο άνω όριο του ορίου διαρροής (2,50%), για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα ΣΤ–9: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια παραμορφωμένου υλικού στο κάτω όριο του ορίου διαρροής (2,75%), για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα ΣΤ–10: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια παραμορφωμένου υλικού στο άνω όριο του ορίου διαρροής (2,50%), για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα ΣΤ–11: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια παραμορφωμένου υλικού στο κάτω όριο του ορίου διαρροής (2,75%), για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα ΣΤ–12: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 7,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα ΣΤ-13: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 7,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα ΣΤ–14: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 12,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα ΣΤ–15: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 12,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα ΣΤ–16: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 18,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min



Εικόνα ΣΤ–17: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 18,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min



Εικόνα ΣΤ–18: Ακτινοδιάγραμμα περιθλασιμετρίας XRD από την επιφάνεια του 25,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min

Z

«Σήμα τάσης εξόδου δειγμάτων ηλεκτρικού χάλυβα, υπό συνθήκες ελαστικής παραμόρφωσης»



Εικόνα Z–1: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 0,10% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο I



Εικόνα Z–2: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 1,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο Ι



Εικόνα Z–3: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 0,10% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο I





«Σήμα τάσης εξόδου δειγμάτων ηλεκτρικού χάλυβα, υπό συνθήκες πλαστικής παραμόρφωσης»



Εικόνα Z–5: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 7,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο Ι



Εικόνα Z–6: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 12,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο Ι



Εικόνα Ζ–7: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 7,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο Ι



Εικόνα Ζ–8: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 12,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο Ι



Εικόνα Z–9: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 18,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο Ι



Εικόνα Z-10: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας παραμορφωμένου υλικού στο σημείο μέγιστης εφελκυστικής τάσης θραύσης (25,00%), για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο Ι



Εικόνα Z–11: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 18,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο Ι



Εικόνα Z–12: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 25,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο Ι





Εικόνα Z–13: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 1,00% ελαστικά παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ





Εικόνα Ζ–14: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας παραμορφωμένου υλικού στο άνω όριο του ορίου διαρροής (2,50%), για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ



Εικόνα Ζ–15: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας παραμορφωμένου υλικού στο κάτω όριο του ορίου διαρροής (2,75%), για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ



Εικόνα Z–16: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας παραμορφωμένου υλικού στο άνω όριο του ορίου διαρροής (2,50%), για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ



Εικόνα Z-17: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας παραμορφωμένου υλικού στο κάτω όριο του ορίου διαρροής (2,75%), για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ

«Σήμα τάσης εξόδου δειγμάτων ηλεκτρικού χάλυβα, υπό συνθήκες πλαστικής παραμόρφωσης»



Εικόνα Z–18: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 7,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ



Εικόνα Z–19: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 12,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 5 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ



Εικόνα Z-20: Κυματομορφή μαγνητικής διαπερατότητας του 12,00% παραμορφωμένου υλικού για ρυθμό παραμόρφωσης 20 mm / min με την επιφανειακή μέθοδο ΙΙ



