



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΥΛΙΚΩΝ
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ
ΦΥΣΙΚΗΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

Τίτλος της εργασίας

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΤΟΥ ΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ
ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΕΝΗ ΣΙΔΗΡΟΤΡΟΧΙΑ
ΠΑΡΟΥΣΙΑ ΑΤΕΛΕΙΩΝ

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

του Θεοδωρικάκου Θεοχάρη

Ερευνητικός Επιβλέπων:	Ακαδημαϊκός Επιβλέπων:
Πίσσας Μιχάλης	Παρασκευαΐδης Κωνσταντίνος

Αθήνα, Μάρτιος, 2012

Περιεχόμενα

	<i>Σελίδα</i>
Πρόλογος	5
Περίληψη	7
Abstract	9
1. Εισαγωγή	11
2. Φυσικές αρχές μαγνητικών μεθόδων	13
Απώλεια μαγνητικής ροής	13
Μαγνητικός θόρυβος Barkhausen	15
Ο βρόχος υστέρησης	17
3. Έλεγχος με μαγνητικές μεθόδους	21
Τρόποι μαγνήτισης ενός υλικού	21
Μαγνητικές μέθοδοι μη καταστροφικού ελέγχου	27
Έλεγχος με μαγνητικά σωματίδια	27
Έλεγχος με μαγνητογραφία	29
Έλεγχος με αισθητήρες	29
Ανίχνευση ατελειών μέσω του θορύβου Barkhausen	33
Απομαγνητισμός του υλικού	34
4. Υλικό σιδηροτροχιών-Καταπονήσεις-Ελαττώματα	37
5. Μαγνητικές μέθοδοι ανίχνευσης ατελειών σε σιδηροτροχιές	45
6. Μαγνητοστατική	49
Μέθοδος διανυσματικού δυναμικού για γραμμικά υλικά	50

Επίλυση μαγνητοστατικού προβλήματος για μόνιμα μαγνητισμένα υλικά απουσία ελεύθερων ρευμάτων	51
7. Ανάλυση με πεπερασμένα στοιχεία	57
8. Προσομοιώσεις μαγνητικού πεδίου με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων	65
9. Πειραματικές μετρήσεις	99
10. Γενικά συμπεράσματα	105
Βιβλιογραφία	107

Πρόλογος

Η παρούσα μεταπτυχιακή εργασία εκπονήθηκε στο Ινστιτούτο Επιστήμης Υλικών του Δημόκριτου κατά το διάστημα Απρίλιος 2011-Φεβρουάριος 2012. Θα ήθελα να ευχαριστήσω όλα τα μέλη του Ινστιτούτου για το δημιουργικό και ευχάριστο περιβάλλον που έχουν δημιουργήσει. Ιδιαίτερα δε, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Ερευνητή Α' κ. Πίσσα Μιχάλη για την πρόταση του συγκεκριμένου θέματος και την καθοδήγηση που μου προσέφερε για να διεκπεραιώσω τη συγκεκριμένη εργασία. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον μεταδιδακτορικό ερευνητή Μάνιο Ευθύμιο για την πολύτιμη βοήθειά του.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Μεγάλος αριθμός τεχνικών έχει αναπτυχθεί για την ανίχνευση ρωγμών σε μεταλλικά αντικείμενα. Σαν πιο διαδεδομένες μπορούμε να αναφέρουμε τις μεθόδους με υπερήχους, τις μεθόδους με ακτίνες γ και τις μεθόδους με δινορεύματα. Όταν τα μεταλλικά αντικείμενα είναι σιδηρομαγνητικά τότε μπορούν να χρησιμοποιηθούν μέθοδοι οι οποίες ανιχνεύουν τη μεταβολή της μαγνητικής επαγωγής στη γειτονιά μίας ασυνέχειας (ρωγμής). Η φυσική αιτία πίσω από αυτή την τεχνική είναι πάρα πολύ απλή. Όταν σε ένα μαγνητισμένο σιδηρομαγνητικό υλικό δημιουργηθεί μία ασυνέχεια η οποία ξεκινά από την επιφάνεια του αντικειμένου τότε στις δύο πλευρές της ασυνέχειας δημιουργούνται βόρειος και νότιος μαγνητικός πόλος. Η παρουσία των μαγνητικών πόλων «τροποποιεί» σημαντικά τη μαγνητική επαγωγή στη γειτονιά της ασυνέχειας σε σχέση με το υπόλοιπο υλικό. Συνεπώς αν με κάποιο αισθητήρα μετρήσουμε τη μαγνητική επαγωγή στην επιφάνεια του αντικειμένου μπορούμε να εντοπίσουμε πιθανές ασυνέχειες στο σιδηρομαγνητικό υλικό. Πιο απλή εκδοχή αυτής της μεθοδολογίας είναι η διασπορά μαγνητικών σωματιδίων στην επιφάνεια του αντικειμένου, οπότε στη γειτονιά της ασυνέχειας θα έχουμε μεγαλύτερη συγκέντρωση σωματιδίων σε σχέση με την υπόλοιπη επιφάνεια του αντικειμένου. Μία εναλλακτική μέθοδος για την ανίχνευση τοπικών μαγνητικών «ανωμαλιών» είναι η χρήση αισθητήρων μέτρησης της μαγνητικής επαγωγής, όπως αισθητήρες Hall ή αισθητήρες γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης (GMR).

Ο σκοπός της διπλωματικής εργασίας ήταν να υπολογιστεί το διαφεύγον μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια μαγνητισμένου μαλακού μαγνητικού υλικού παρουσία ασυνεχειών. Έμφαση δόθηκε στην επιφάνεια της κεφαλής της μαγνητισμένης σιδηροτροχιάς. Υπολογίσαμε τη μαγνητική επαγωγή επιλύοντας το κατάλληλο μαγνητοστατικό πρόβλημα χρησιμοποιώντας λογισμικό πεπερασμένων στοιχείων (Finite Element Method). Η συγκεκριμένη διπλωματική ήταν μέρος ερευνητικού προγράμματος για την ανάπτυξη διάταξης για την ανίχνευση ασυνεχειών σε σιδηροτροχιές με τη βοήθεια αισθητήρων GMR.

ABSTRACT

A large number of crack detection techniques, which are applied on metallic items have been developed. We can refer to the most widespread of them which are ultrasonic methods, the gamma ray methods and eddy current methods. When the metallic items are ferromagnetic then we can use methods that detect the magnetic induction change in the vicinity of a defect (crack). The physics behind of such methods is very simple. When a crack is created on the surface of a magnetized ferromagnetic material then magnetic poles are developed on the crack's edges. The existence of magnetic poles changes the magnetic induction in the vicinity of the defect at a great amount. So, if we measure the magnetic induction on the surface of the item with a sensor, we can localize possible defects on the ferromagnetic material. The simplest version of this methodology is the spread of magnetic particles on the surface of the item which leads to a larger concentration of particles in the crack's vicinity than elsewhere on the surface of the item. An alternative method of detecting local magnetic disturbances is the use of sensors which measure the magnetic induction directly, such as Hall or GMR sensors. The purpose of this thesis was the calculation of the stray magnetic field on the surface of a magnetized soft magnetic material in the presence of defects. Particularly, we gave emphasis on the surface of the magnetized railway's head. We calculated the magnetic induction by solving the appropriate magnetostatic problem, using the finite element method software, FEMM. This thesis was part of a research program which is about the development of equipment that detects defects on railways by using GMR sensors.

1 Εισαγωγή

Ο έλεγχος της αρτιότητας των υλικών των μηχανών, των κατασκευών και των έργων είναι μια πολύ σημαντική διαδικασία διότι συνδέεται άμεσα με την ασφάλεια και τη λειτουργικότητά τους. Η επιθεώρηση λαμβάνει μέρος σε κάθε στάδιο της παραγωγής των μηχανικών μερών που απαρτίζουν την κατασκευή έτσι ώστε αυτά να ικανοποιούν τις απαιτήσεις του κατασκευαστή και τους κανόνες ασφαλείας. Ο έλεγχος δε σταματάει μόλις παραχθεί το προϊόν. Αντιθέτως είναι απαραίτητο κάθε μέρος μίας κατασκευής να ελέγχεται σε όλη τη διάρκεια της ζωής της. Έτσι εντοπίζονται οι τυχούσες ατέλειες που μπορούν να προκληθούν λόγω διάβρωσης ή κόπωσης της ώστε να μειωθεί ο κίνδυνος αστοχίας της.

Οι τύποι ελέγχου που χρησιμοποιούνται χωρίζονται σε δύο κατηγορίες:

1. Έλεγχοι για τον καθορισμό των φυσικών, χημικών και μηχανικών ιδιοτήτων ενός υλικού.
2. Έλεγχοι για τον καθορισμό της ακεραιότητας ενός υλικού.

Οι έλεγχοι της πρώτης κατηγορίας είναι γενικά καταστροφικού τύπου. Εφαρμόζονται σε δοκίμια ενός υλικού για το οποίο επιθυμούμε να μετρήσουμε τις ιδιότητές του. Σε αυτή τη διαδικασία το δοκίμιο φθείρεται ή καταστρέφεται τελείως, όπως στην περίπτωση του πειράματος εφελκυσμού για τον καθορισμό της τάσης διαρροής. Εάν το δοκίμιο είναι σωστά επιλεγμένο και προετοιμασμένο, τότε τα αποτελέσματα είναι ενδεικτικά των ιδιοτήτων του υλικού από το οποίο είναι κατασκευασμένο. Οι έλεγχοι στη δεύτερη κατηγορία είναι μη καταστροφικοί και χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση εσωτερικών ή επιφανειακών ατελειών σε ένα υλικό. Από τη φύση τους αυτοί οι έλεγχοι δεν καταστρέφουν τα μέρη της κατασκευής που υπόκεινται σε έλεγχο και δεν απαιτείται δειγματοληψία.

Η γνώση των φυσικών ιδιοτήτων ενός υλικού είναι πολύ σημαντική για το σωστό σχεδιασμό και κατασκευή ενός εξαρτήματος ή μίας κατασκευής. Όμως αυτά τα δεδομένα δεν είναι επαρκή για να προβλέψουμε ακριβώς πώς θα συμπεριφερθεί το υλικό όταν παραχθεί μέσα από μία διαδικασία παραγωγής και λειτουργήσει υπό συγκεκριμένες συνθήκες. Οι ιδιότητες ενός μεταλλικού υλικού εξαρτώνται από την κρυσταλλική δομή του, τη μικροδομή και τη

διαδικασία παραγωγής του. Θα πρέπει να τονίσουμε ότι ένα υλικό μπορεί να αποκτήσει επιπρόσθετες ατέλειες κατά τη λειτουργία της κατασκευής. Συνεπώς είναι απαραίτητο να υπάρχουν αξιόπιστα μέσα που μπορούν να τις ανιχνεύσουν και να μας πληροφορήσουν για το ρυθμό αύξησης του μεγέθους τους κατά τη διάρκεια ζωής μιας κατασκευής. Για αυτό το λόγο έχουν αναπτυχθεί πολλές μέθοδοι μη καταστροφικού ελέγχου που βασίζονται σε καλά καθορισμένες φυσικές αρχές. Οι κυριότερες είναι:

1. Οπτικές μέθοδοι
2. Ηλεκτρικές μέθοδοι
3. Μαγνητικές μέθοδοι
4. Μέθοδοι υπερήχων
5. Ραδιογραφικές Μέθοδοι
6. Μέθοδοι διεισδυτικού υγρού

Στη συγκεκριμένη διπλωματική ασχολούμαστε με την ανίχνευση ατελειών σε μια μαγνητισμένη σιδηροτροχιά μέσω των μεταβολών που επιφέρουν αυτές στο μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται στην επιφάνειά της. Έτσι επικεντρωνόμαστε στις μαγνητικές μη καταστροφικές μεθόδους, οι οποίες παρουσιάζονται στις επόμενες παραγράφους.

2 Φυσικές αρχές μαγνητικών μεθόδων

2.1 Απώλεια μαγνητικής ροής

Ένα μαγνητικό υλικό μπορεί να χαρακτηριστεί από μία σταθερά που ονομάζεται μαγνητική διαπερατότητα μ . Η μαγνητική διαπερατότητα του υλικού στην περίπτωση γραμμικών ισότροπων και ομογενών μαγνητικών υλικών συνδέει τη *μαγνητική επαγωγή* (B) και το *μαγνητικό πεδίο* (H) μέσω της σχέσης

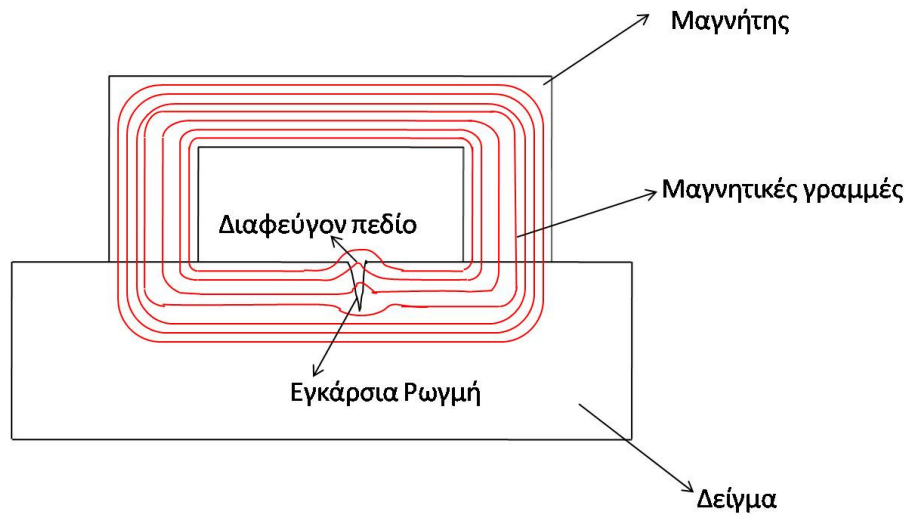
$$B = \mu H$$

Για να ταξινομήσουμε τα υλικά σε σχέση με τις μαγνητικές τους ιδιότητες χρησιμοποιούμε την *σχετική μαγνητική διαπερατότητα* η οποία δίνεται από σχέση

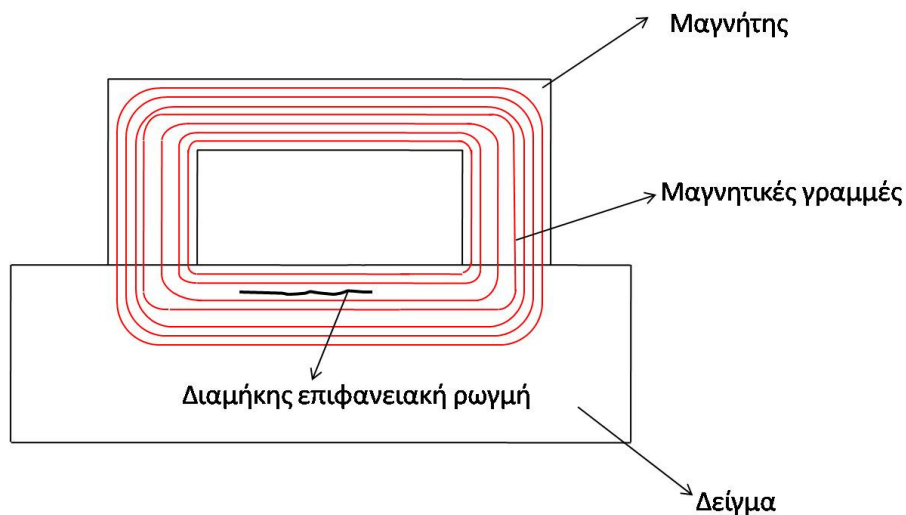
$$\mu_r = \mu / \mu_0$$

όπου μ_0 είναι η μαγνητική διαπερατότητα του κενού. Η τιμή της καθορίζει το πόσο εύκολα μπορεί να μαγνητιστεί ένα υλικό. Σε υλικά με χαμηλή σχετική μαγνητική διαπερατότητα όταν αυτά βρεθούν σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου τείνουν να «αποφύγουν» το εσωτερικό του υλικού. Από την άλλη μεριά υλικά με μεγάλη σχετική μαγνητική διαπερατότητα, όπως είναι τα σιδηρομαγνητικά υλικά, αναγκάζουν τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου να περάσουν μέσα από τον όγκο τους. Οι μαγνητικές μέθοδοι βασίζονται στο γεγονός ότι όταν υπάρχουν επιφανειακές ή εσωτερικές ατέλειες όπως ρωγμές ή συγκολλήσεις τότε γύρω από αυτές δημιουργείται ασυνέχεια στην ομοιομορφία της σχετικής μαγνητικής διαπερατότητας του υλικού. Το αποτέλεσμα είναι ότι το μαγνητικό πεδίο του υλικού αλλοιώνεται σε αυτές τις περιοχές καθώς στα άκρα της κάθε ατέλειας δημιουργούνται μαγνητικοί πόλοι από τους οποίους υπάρχει εκροή μαγνητικών δυναμικών γραμμών. Αυτήν την εκροή την ονομάζουμε απώλεια μαγνητικής ροής από το υλικό μας και αν με κάποια μέθοδο την ανιχνεύσουμε μπορούμε να εντοπίσουμε τις ατέλειες που τη δημιούργησαν. Οι ατέλειες που είναι εγκάρσιες προς το μαγνητικό πεδίο αλλοιώνουν πολύ την κατανομή των μαγνητικών γραμμών ενώ οι διαμήκειες έχουν ανεπαίσθητη επίδραση σε αυτό. Η εικόνα 2.1.1 δείχνει σχηματικά τι συμβαίνει σε ένα ομοιόμορφα μαγνητισμένο αντικείμενο με γεωμετρία «κλειστού μαγνητικού

κυκλώματος», παρουσία μίας ασυνέχειας κάθετης στο μαγνητικό πεδίο. Η εικόνα 2.1.2 δείχνει σχηματικά την περίπτωση παράλληλης ασυνέχειας στο μαγνητικό πεδίο.



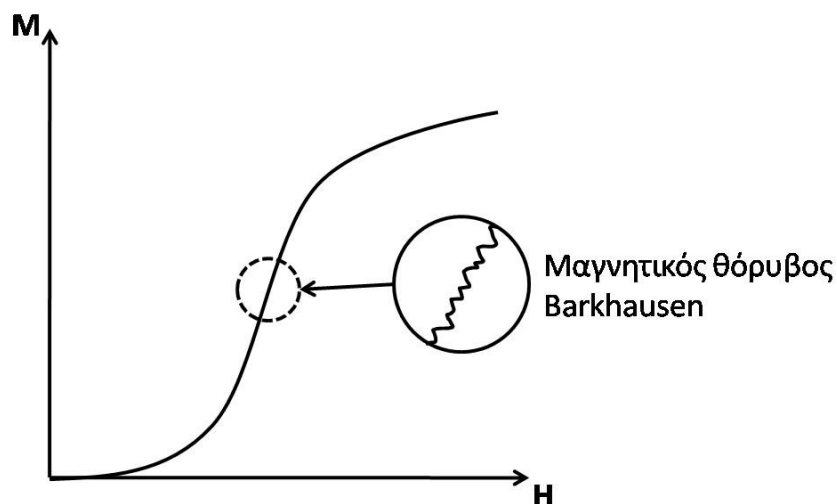
Εικόνα 2.1.1 Η μορφή του μαγνητικού πεδίου όταν υπάρχει εγκάρσια ρωγμή στο δείγμα. Στην περιοχή της ρωγμής υπάρχει στρέβλωση του μαγνητικού πεδίου και εκροή μαγνητικών δυναμικών γραμμών.



Εικόνα 2.1.2 Η μορφή του μαγνητικού πεδίου όταν υπάρχει διαμήκης ρωγμή στο δείγμα. Στην περιοχή της ρωγμής υπάρχει ανεπαίσθητη μεταβολή του μαγνητικού πεδίου.

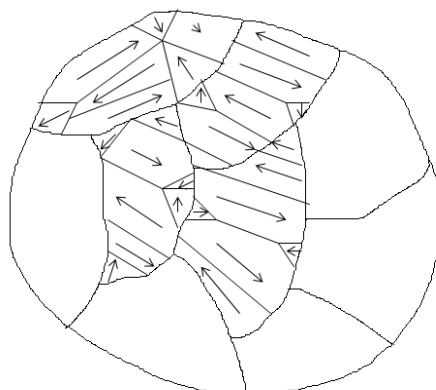
2.2 Μαγνητικός θόρυβος Barkhausen

Η μαγνήτιση ενός σιδηρομαγνητικού υλικού γίνεται με μικρά άλματα της μαγνήτισης του υλικού καθώς αυξάνει το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο.



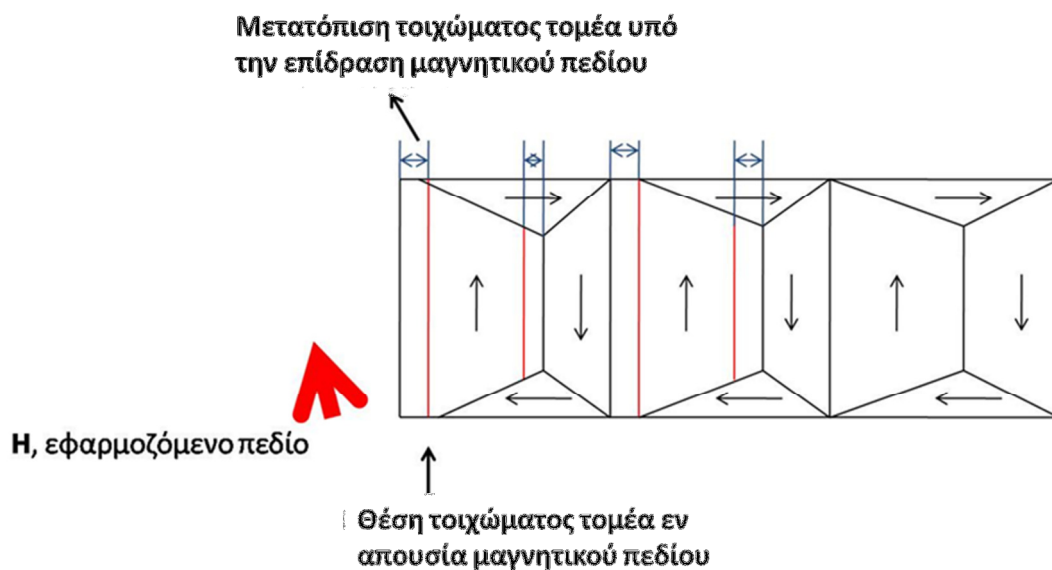
Εικόνα 2.2.1 Η παρουσία του μαγνητικού θορύβου Barkhausen στην καμπύλη μαγνήτισης ενός σιδηρομαγνητικού υλικού.

Αυτό οφείλεται στο ότι, κάθε σιδηρομαγνητικό υλικό αποτελείται από μαγνητικές περιοχές. Σε κάθε μαγνητική περιοχή, σε μηδενική απόλυτη θερμοκρασία οι ατομικές μαγνητικές ροπές είναι παράλληλα προσανατολισμένες. Όταν το υλικό δεν είναι μαγνητισμένο, οι μαγνητικές περιοχές έχουν τυχαίο προσανατολισμό στο χώρο με αποτέλεσμα η μέση μαγνητική ροπή να είναι ίση με μηδέν. Οι μαγνητικές περιοχές που καλούνται και περιοχές Weiss χωρίζονται η μία από την άλλη με σύνορα που ονομάζονται τοιχώματα Bloch και έχουν πάχος περίπου 100 nm.



Εικόνα 2.2.2 Οι περιοχές Weiss σε ένα μη μαγνητισμένο σιδηρομαγνητικό υλικό.

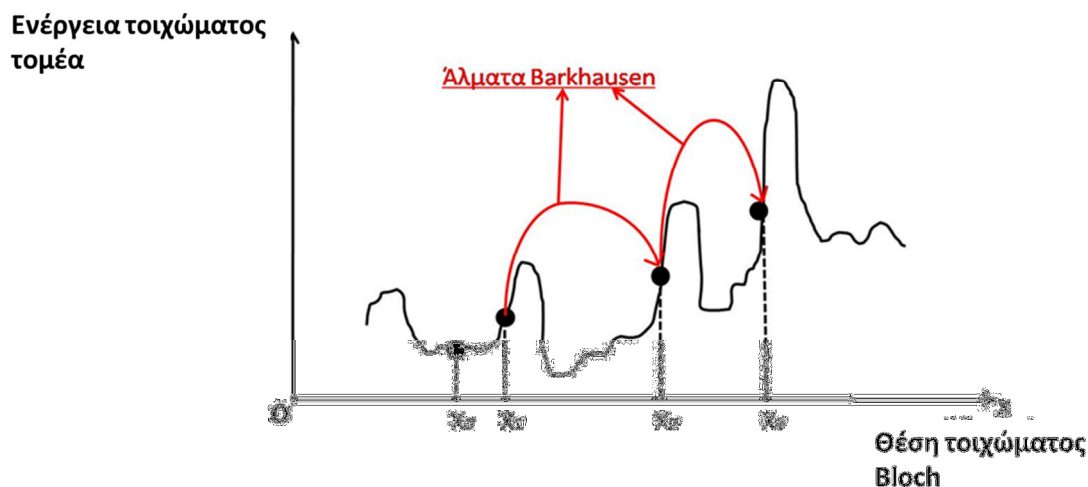
Κατά την εφαρμογή ενός εξωτερικού εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου σε ένα κομμάτι σιδηρομαγνητικού υλικού, μη αναστρέψιμες αλλαγές συμβαίνουν κυρίως στα απότομα τμήματα του βρόχου υστέρησης. Αυτές οφείλονται στις ξαφνικές, τυχαίες φαινόμενες κινήσεις των συνόρων των μαγνητικών περιοχών του υλικού λόγω της περιστροφής και ευθυγράμμισης ομάδων των μαγνητικών δίπολων τους με το μαγνητικό πεδίο. Μεταξύ γειτονικών ατόμων υπάρχει αλληλεπίδραση ανταλλαγής spin της οποίας η ένταση δημιουργεί φαινόμενο χιονοστιβάδας, κατά το οποίο ομάδες γειτονικών περιοχών ευθυγραμμίζονται διαδοχικά με το μαγνητικό πεδίο. Εκείνες οι περιοχές που είναι πιο κοντά στο να ευθυγραμμιστούν με το εφαρμοζόμενο πεδίο επεκτείνονται εις βάρος των υπόλοιπων περιοχών. Το σύνολο αυτών των αλλαγών ανιχνεύεται μέσω σημάτων που ονομάζονται μαγνητικός θόρυβος Barkhausen.



Εικόνα 2.2.3 Η μετακίνηση των τοιχωμάτων Bloch κατά τη μαγνήτιση του υλικού.

Οι μεταβολές στις μαγνητικές περιοχές είναι μη αναστρέψιμες καθώς με την απομάκρυνση του πεδίου οι τελευταίες δεν επανέρχονται στην αρχική τους κατάσταση. Αυτή η συμπεριφορά οφείλεται στο ότι κατά τη μαγνήτιση του υλικού, τα σύνορα των μαγνητικών περιοχών που τίθενται σε κίνηση συναντούν σε ορισμένες περιοχές φράγματα δυναμικού που για να ξεπεραστούν απαιτείται κατανάλωση ενέργειας. Η υπερπήδηση ενός τέτοιου φράγματος ονομάζεται άλμα Barkhausen. Έτσι χωρίς μαγνητικό πεδίο και δαπάνη ενέργειας ώστε τα σύνορα να

πραγματοποιήσουν τα αντίστροφα άλματα, οι μαγνητικές περιοχές παίρνουν ένα νέο σχηματισμό, διαφορετικό από τον αρχικό τους.



Εικόνα 2.2.4 Τα άλματα Barkhausen κατά τη μαγνήτιση.

Οι περιοχές του υλικού στις οποίες εμφανίζονται τα φράγματα δυναμικού καλούνται περιοχές παρεμποδίσεως. Τέτοιες περιοχές εμφανίζονται εκεί όπου υπάρχουν ατέλειες στο κρυσταλλικό πλέγμα, όπως μικρορωγμές, προσμίξεις, όρια κόκκων, διδυμίες, κενά, φυσαλίδες. Αυτές οι ατέλειες στο ατομικό επίπεδο υπό συνεχή φόρτιση και καταπόνηση του υλικού οδηγούν σε εμφάνιση ρωγμών και τελικά στην αστοχία του. Αυτές είναι επίσης που καθυστερούν τα σύνορα των μαγνητικών περιοχών κατά την κίνησή τους οδηγώντας σε ασυνεχείς αλλαγές. Επομένως η ένταση του μαγνητικού θορύβου Barkhausen συνδέεται με τις συγκεκριμένες ατέλειες και είναι μία καλή ένδειξη για τις μηχανικές ιδιότητες του υλικού.

2.3 Ο βρόχος υστέρησης

Σε ένα παραμαγνητικό υλικό η ευθυγράμμιση των ατομικών μαγνητικών δίπολων επιτυγχάνεται από το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο στο οποίο υπόκεινται. Μόλις η ένταση του εξωτερικού πεδίου μηδενιστεί το υλικό παύει να είναι μαγνητισμένο. Σε αντίθεση με τα παραμαγνητικά υλικά, τα σιδηρομαγνητικά που είναι μη γραμμικά υλικά διατηρούν τη μαγνήτισή τους μετά το μηδενισμό του εξωτερικού πεδίου. Η αιτία αυτού του φαινομένου είναι ότι στα υλικά αυτά κάθε ατομικό μαγνητικό δίπολο

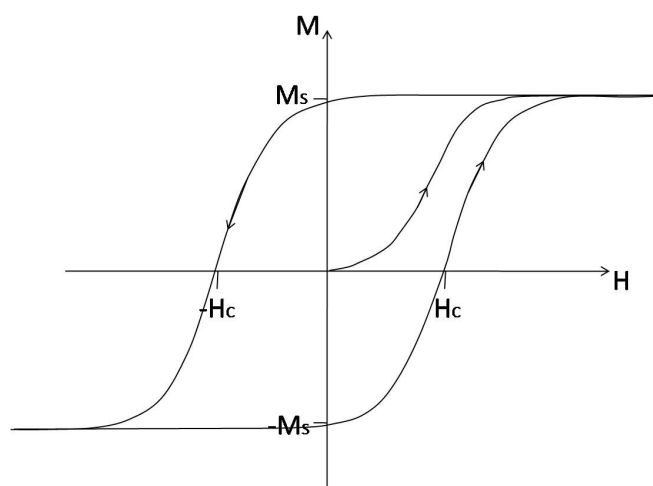
τείνει να έχει την ίδια κατεύθυνση με τα γειτονικά του, λόγω των αλληλεπιδράσεων ανταλλαγής. Όταν ένα σιδηρομαγνητικό υλικό ξεπεράσει κάποιο κρίσιμο μέγεθος και θερμοκρασία, τότε αυτό, για ενεργειακούς λόγους (ελαχιστοποίηση της μαγνητοστατικής ενέργειας, $E = -(\mu_0 / 2) \int \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} d^3x$), διαιρείται σε μαγνητικές περιοχές. Αυτές έχουν τυχαίους προσανατολισμούς η μία ως προς την άλλη, με αποτέλεσμα σε μακροσκοπικό επίπεδο να εμφανίζεται μηδενική μέση μαγνήτιση, $\langle \mathbf{M} \rangle = 0$. Τώρα από τη στιγμή που θα βρεθεί ένα τέτοιο υλικό μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο, σε κάθε δίπολο ασκείται μία μαγνητική ροπή που δίνεται από τη σχέση

$$\vec{N} = \vec{m} \times \vec{B}$$

Η ιδιότητα των δίπολων να διατηρούνται ευθυγραμμισμένα με τα γειτονικά τους, λόγω της αλληλεπίδρασης ανταλλαγής, έχει ως αποτέλεσμα τα περισσότερα από αυτά να αντισταθούν στην παραπάνω ροπή. Στο σύνορο μεταξύ δύο μαγνητικών περιοχών υπάρχουν δίπολα με διαφορετικές κατευθύνσεις. Η ροπή έχει ως αποτέλεσμα να στρέψει δίπολα προς την κατεύθυνση εκείνης της μαγνητικής περιοχής που είναι περισσότερο ευθυγραμμισμένη με το εξωτερικό πεδίο. Άρα αυτές οι περιοχές εκτείνονται εις βάρος των άλλων που είναι λιγότερο ευθυγραμμισμένες. Εάν το εξωτερικό πεδίο ενισχύεται συνεχώς, τελικά όλο το δείγμα γίνεται μία μαγνητική περιοχή και λέμε ότι το υλικό φτάνει σε κατάσταση *κόρου*, στην οποία η μαγνήτιση φτάνει σε μία ακραία τιμή και περαιτέρω αύξηση της έντασης του πεδίου δεν έχει κανένα επιπλέον αποτέλεσμα σε αυτή.

Τώρα, μειώνοντας την ένταση του μαγνητικού πεδίου μέχρι να μηδενιστεί παρατηρούμε ότι στο διάγραμμα δεν ακολουθούμε αντίστροφη πορεία στη διαδρομή που δημιουργήθηκε πλησιάζοντας το σημείο κόρου. Ακόμα και όταν μηδενιστεί το μαγνητικό πεδίο παρατηρούμε ότι ανάλογα με το υλικό αυτό μπορεί να έχει κάποια *απομένουσα μαγνήτιση*. Η αιτία είναι ότι ορισμένες μαγνητικές περιοχές παραμένουν ευθυγραμμισμένες στην κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου που εφαρμόστηκε. Συνεχίζοντας, εάν αντιστρέψουμε το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο στο οποίο εκτίθεται το υλικό μας, ακολουθούμε μία διαδρομή που μας οδηγεί σε ένα δεύτερο σημείο κόρου. Σε αυτό το σημείο, το υλικό μας αποκτά ακραία τιμή μαγνήτισης ίσης σε μέτρο με

αυτήν της πρώτης κατάστασης κόρου, αλλά αντίθετης κατεύθυνσης. Τώρα, μειώνοντας σε μέτρο την ένταση του μαγνητικού πεδίου μέχρι να μηδενιστεί ακολουθούμε μία τρίτη διαδρομή η οποία καταλήγει σε ένα σημείο που αντιπροσωπεύει την κατάσταση στην οποία το υλικό έχει απομένουσα μαγνήτιση ίσου μέτρου με αυτήν της πρώτης, αλλά αντίθετης φοράς. Εφαρμόζοντας ένα μαγνητικό πεδίο αυξανόμενης έντασης και φοράς ίδιας με αυτήν του πρώτου πεδίου το υλικό φτάνει στην αρχική κατάσταση κόρου ακολουθώντας διαφορετική διαδρομή από αυτήν που πήρε κατά την πρώτη μαγνήτιση. Το αποτέλεσμα είναι ότι στο διάγραμμα μαγνήτισης σε συνάρτηση με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο δημιουργείται ένας βρόχος που καλείται *βρόχος υστέρησης* του υλικού. Ανάλογα με την τιμή του συνεκτικού πεδίου, H_C , τα σιδηρομαγνητικά υλικά χωρίζονται σε δύο κατηγορίες. Τα μαλακά σιδηρομαγνητικά υλικά και τα σκληρά, για τα οποία ισχύει $H_C > 1\text{kOe}$.



Εικόνα 2.3.1 Ο βρόχος υστέρησης ενός σιδηρομαγνητικού υλικού.

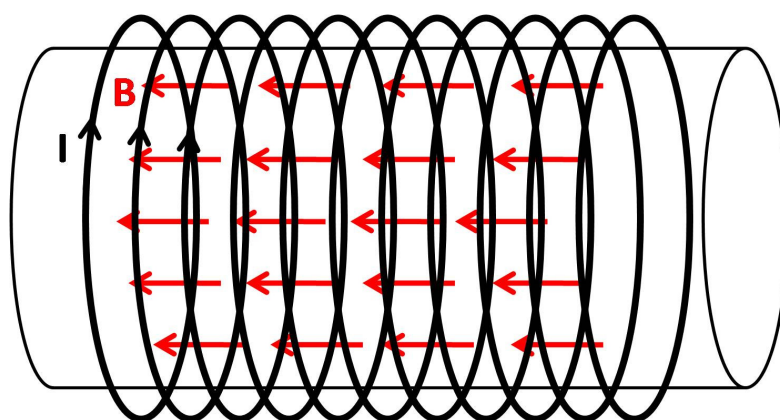
3 Έλεγχος με μαγνητικές μεθόδους

Γενικά η διαδικασία του ελέγχου με μαγνητικές μεθόδους περιλαμβάνει τρία στάδια:

1. Μαγνήτιση του υλικού.
2. Έλεγχος αυτού για τυχόν ατέλειες.
3. Απομαγνητισμός του.

3.1 Τρόποι μαγνήτισης ενός υλικού

Θεωρούμε ότι έχουμε ένα ευθύγραμμο κομμάτι σιδηρομαγνητικού υλικού. Σε αυτό μπορούμε να επάγουμε εύκολα διάμηκες ή κυκλικό μαγνητικό πεδίο. Εισάγοντας το συγκεκριμένο κομμάτι μέσα σε ένα πηνίο που διαρρέεται από συνεχές ή εναλλασσόμενο ρεύμα, αυτό αποκτά διαμήκη μαγνήτιση λόγω του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται μέσα στο πηνίο κατά μήκος του άξονα συμμετρίας του.



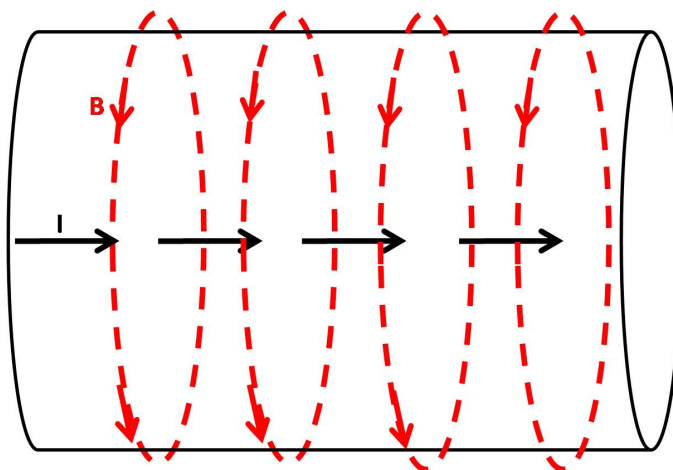
Εικόνα 3.1.1 Μαγνήτιση ευθύγραμμου εξαρτήματος με πηνίο.

Η διαφορά που υπάρχει μεταξύ μαγνήτισης μέσω συνεχούς ρεύματος και εναλλασσόμενου είναι ότι στη δεύτερη περίπτωση η μαγνήτιση που επιτυγχάνεται έχει μικρό βάθος διείσδυσης σε σχέση με την πρώτη. Η αιτία είναι ότι στην περίπτωση χρονικά μεταβαλλόμενων πεδίων επάγονται ηλεκτρικά ρεύματα στο εσωτερικό αγωγίων υλικών. Αυτά τα ρεύματα καλούνται ρεύματα Foucault ή δινορεύματα. Τα ρεύματα αυτού του τύπου επάγουν δευτερεύοντα μαγνητικά πεδία στο εσωτερικό των υλικών που αντιτίθενται στο αρχικό μαγνητικό πεδίο. Έτσι το μαγνητικό

πεδίο μέσα στο υλικό μειώνεται ως προς την ένταση σε συνάρτηση της απόστασης από την επιφάνεια. Το αποτέλεσμα είναι ότι το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο μέσα στον αγωγό περιορίζονται σε ένα λεπτό στρώμα, κοντά στην επιφάνεια (επιδερμικό φαινόμενο). Για να εκφράσουμε την ένταση του φαινομένου ορίζουμε το βάθος διείσδυσης, δ , ως το βάθος όπου η ένταση των επαγόμενων δινορευμάτων μειώνεται στο $(1/e)$ % της επιφανειακής τιμής της. Το βάθος διείσδυσης συνδέεται με την αγωγιμότητα, τη σχετική διαπερατότητα του υλικού, μ_r , και τη συχνότητα, f του εναλλασσόμενου πεδίου σύμφωνα με τη σχέση

$$\delta = \frac{1}{(\pi f \mu_r \mu_0 \sigma)^2}$$

Γύρω από έναν αγωγό μπορούμε να επάγουμε κυκλικό πεδίο περνώντας συνεχές ή εναλλασσόμενο ρεύμα μέσα από αυτόν. Όπως στην περίπτωση του διαμήκους μαγνητικού πεδίου έτσι και εδώ ισχύουν τα ίδια για το βάθος διείσδυσης.



Εικόνα 3.1.2 Μαγνήτιση ευθύγραμμου εξαρτήματος με διέλευση ρεύματος μέσα από αυτό.

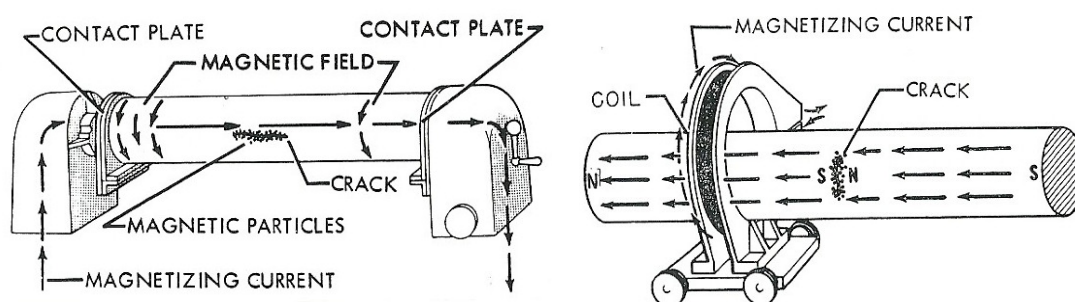
Τώρα για το πώς θα μαγνητίσουμε ένα εξάρτημα που θέλουμε να ελέγξουμε εξαρτάται από το μέγεθός του, τα γεωμετρικά του χαρακτηριστικά και το είδος των ατελειών που θέλουμε να ανιχνεύσουμε.

Εάν επιθυμούμε να ανιχνεύσουμε ατέλειες που βρίσκονται στο εσωτερικό του υλικού χρησιμοποιούμε συνεχές ρεύμα. Όμως το συνεχές

ρεύμα μαγνητίζει ισχυρά ένα σιδηρομαγνητικό υλικό και αφήνει ισχυρό απομείνον μαγνητικό πεδίο σε αυτό. Έτσι το υλικό θα χρειαστεί να απομαγνητιστεί μετά τον έλεγχο. Εάν θέλουμε να ανιχνεύσουμε επιφανειακές ρωγμές ή εσωτερικές ρωγμές που βρίσκονται κοντά στην επιφάνεια, το υλικό μαγνητίζεται μέσω εναλλασσόμενου ρεύματος.

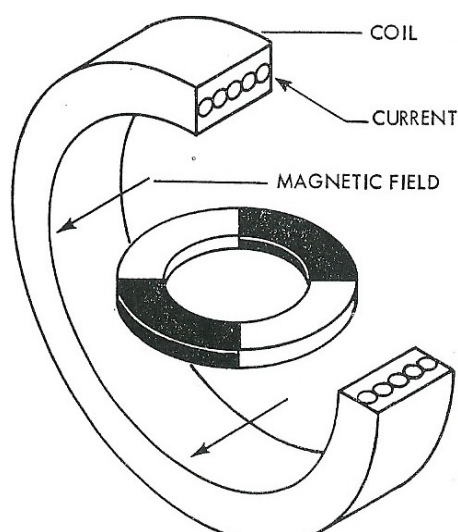
Γενικά για να καταστήσουμε ανιχνεύσιμες τις ατέλειες σε ένα εξεταζόμενο υλικό πρέπει το μαγνητικό πεδίο που εφαρμόζεται να έχει διεύθυνση περίπου κάθετη προς αυτές. Για αυτό σε περιπτώσεις εξαρτημάτων που έχουν πολύπλοκα σχήματα μία μαγνήτιση δεν αρκεί αλλά χρειάζεται μία σειρά από μαγνήτισεις. Βέβαια μετά από κάθε μαγνήτιση και έλεγχο πρέπει το υλικό να απομαγνητίζεται ώστε να απομακρύνεται το απομείνον πεδίο και η επιθεώρηση να δίνει τα σωστά αποτελέσματα.

Στην περίπτωση ενός κυλινδρικού εξαρτήματος για να ανιχνεύσουμε εγκάρσιες ατέλειες, αυτό μαγνητίζεται με διάμηκες πεδίο, ενώ για διαμήκειες ατέλειες μαγνητίζεται με κυκλικό πεδίο. Για να αποκτήσει διάμηκες πεδίο τοποθετείται μέσα σε ένα πηνίο, το οποίο ανάλογα με το μήκος του εξεταζόμενου εξαρτήματος είναι ακίνητο ή κινείται κατά μήκος του άξονα συμμετρίας του. Εάν το μήκος του ελεγχόμενου κομματιού είναι αρκετά μεγάλο, τότε απαιτούνται πολλές μαγνήτισεις ώστε η επιθεώρησή του να είναι αποτελεσματική. Για να αποκτήσει κυκλικό πεδίο τοποθετείται ανάμεσα σε δύο κεφαλές που έχουν μεγάλες περιοχές επαφής με το εξάρτημα, μέσα από τις οποίες του διοχετεύεται ρεύμα μεγάλης έντασης.



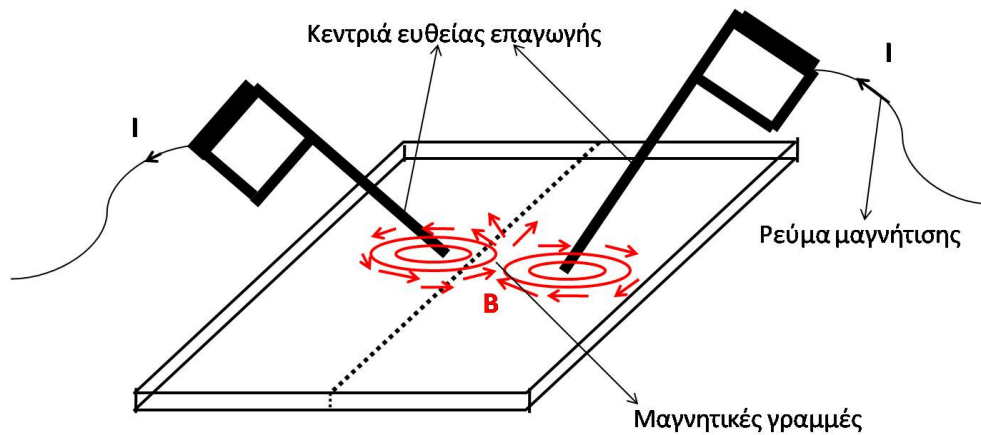
Εικόνα 3.1.3 Μαγνήτιση κυλινδρικού εξαρτήματος για την ανίχνευση ρωγμών. Στην πρώτη περίπτωση μαγνητίζεται με κυκλικό πεδίο για την ανίχνευση διαμηκών ρωγμών ενώ στη δεύτερη με διάμηκες πεδίο για την ανίχνευση εγκάρσιων ρωγμών. (Πηγή: Nondestructive Testing Handbook)

Εάν το προς επιθεώρηση υλικό είναι ακανόνιστου σχήματος και μικρού μεγέθους, μπορεί να τοποθετηθεί μέσα σε ένα πηνίο όπου υποβάλλεται σε αλληπάλληλες μαγνητίσεις και απομαγνητίσεις. Ταυτόχρονα στρέφεται κατάλληλα ώστε να ανιχνευθούν τυχούσες ρωγμές στις διευθύνσεις που αναμένονται. Για να προκύψει βέλτιστη μαγνήτιση του υλικού ο λόγος μήκους προς τη διάμετρο διατομής του εξαρτήματος πρέπει να είναι 2 ή 3 και να μη ξεπερνάει το 15. Επίσης το εμβαδόν της διατομής του πρέπει να είναι το πολύ έως το ένα δέκατο του εμβαδού διατομής των σπειρών του πηνίου. Για ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο πρέπει ο μεγάλος άξονάς του να είναι παράλληλος στο μαγνητικό πεδίο του πηνίου και να τοποθετείται κοντά στον άξονα συμμετρίας του πηνίου.



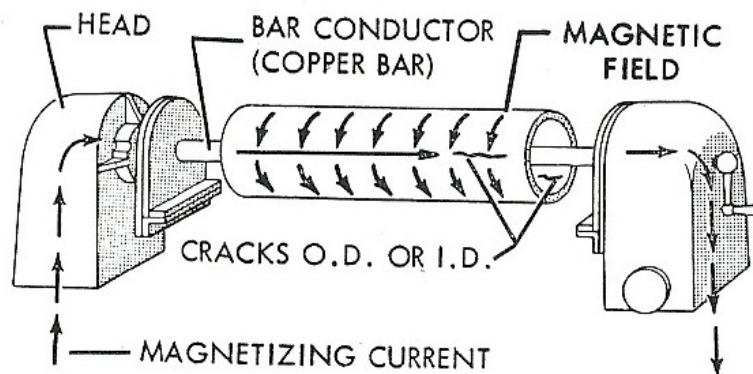
Εικόνα 3.1.4 Μαγνήτιση δακτυλοειδούς εξαρτήματος μέσα σε πηνίο.
(Πηγή: *Nondestructive Testing Handbook*)

Εάν το υλικό είναι ασυνήθιστου σχήματος και είναι μεγάλο τότε μπορεί να ελεγχθεί με ακροδέκτες ευθείας επαγωγής. Με αυτή τη μέθοδο μπορούμε να ελέγξουμε μία περιοχή του υλικού διοχετεύοντας σε αυτήν ρεύμα μέσω των κεντριών και επάγοντας τοπικά ένα μαγνητικό πεδίο.



Εικόνα 3.1.5 Έλεγχος συγκολλημένης επιφάνειας με ακροδέκτες.

Άλλες περιπτώσεις είναι τα κούφια κυλινδρικά εξαρτήματα και τα εξαρτήματα που περιέχουν οπές. Και στις δύο χρησιμοποιούμε ευθύγραμμους ρευματοφόρους αγωγούς για να μαγνητιστούν. Στην πρώτη, ένας ρευματοφόρος αγωγός διέρχεται από τον άξονα συμμετρίας του εξαρτήματος και επάγει κυκλικό μαγνητικό πεδίο στην εσωτερική και εξωτερική του επιφάνεια. Με αυτού του τύπου τη μαγνήτιση, η ισχύς του μαγνητικού πεδίου είναι πιο έντονη στο εσωτερικό του κυλίνδρου. Με την επιβολή του κυκλικού πεδίου ανιχνεύονται στην εσωτερική και εξωτερική επιφάνεια τυχούσες διαμήκεις ασυνέχειες.



Εικόνα 3.1.6 Έλεγχος σωλήνα για διαμήκεις ρωγμές με κυκλικό μαγνητικό πεδίο. (Πηγή: *Nondestructive Testing Handbook*)

Στη δεύτερη περίπτωση ο ρευματοφόρος αγωγός διέρχεται μέσα από την οπή που ελέγχεται και αναπτύσσεται κυκλικό μαγνητικό πεδίο στην περιφέρειά της. Με αυτόν τον τρόπο ανιχνεύονται πιθανές ακτινικές ατέλειες. Το σημαντικό πλεονέκτημα των παραπάνω μεθόδων είναι η δυνατότητα ταυτόχρονης μαγνήτισης και ελέγχου μίας ομάδας

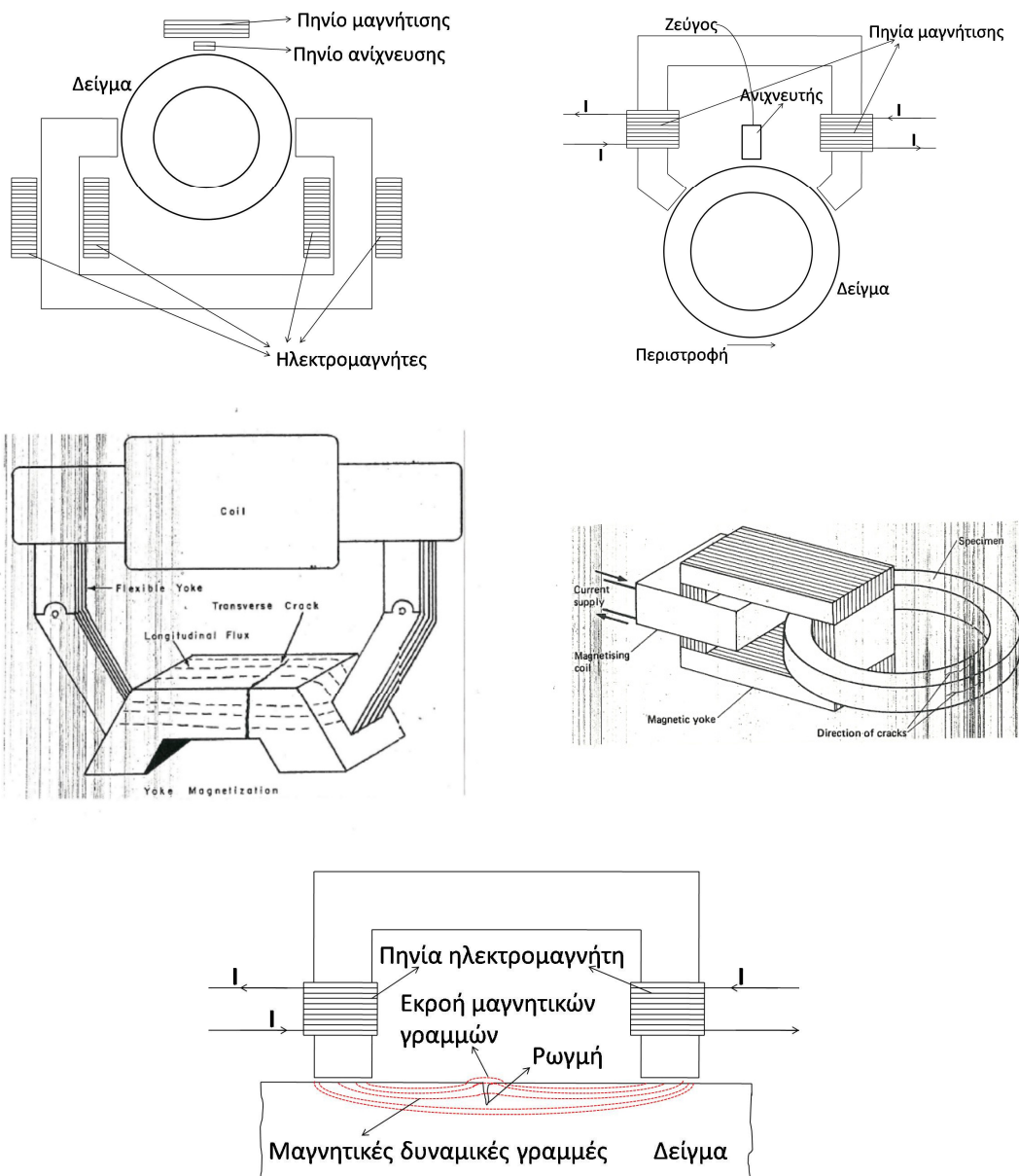
δακτυλιοειδών κομματιών, όπως γρανάζια. Ακόμα ελέγχοντας εξαρτήματα με την παραπάνω μέθοδο δεν υπάρχει ο κίνδυνος αυτά να «καούν» καθώς δεν έρχονται σε άμεση επαφή με τον αγωγό μαγνήτισης.



Εικόνα 3.1.7 Έλεγχος δακτυλιοειδούς εξαρτήματος για τη εύρεση ακτινικών ρωγμών.

Ένας τελευταίος τρόπος μαγνήτισης ενός εξαρτήματος είναι με ζεύγη μόνιμων μαγνητών ή ηλεκτρομαγνητών. Υπάρχουν διαφόρων ειδών μαγνητικά ζεύγη. Ένα είδος αποτελείται από δύο μόνιμους μαγνήτες οι οποίοι βρίσκονται σε επαφή με ένα σιδηρομαγνητικό υλικό.

Άλλο είδος αποτελείται από ένα σιδηρομαγνητικό υλικό που έχει πεταλοειδές σχήμα και σε κάθε άκρο του έχει τυλιγμένο ένα πηνίο που διαρρέεται από ρεύμα. Μία εναλλακτική μορφή αποτελεί η περίπτωση όπου ένα διαρρέον από ρεύμα πηνίο είναι τυλιγμένο στο πάνω μέρος του πεταλοειδούς σιδηρομαγνήτη. Τα ζεύγη που βρίσκονται σε επαφή με την εξεταζόμενη περιοχή του δείγματος αποτελούν με αυτό ένα μαγνητικό κύκλωμα. Από ένα μαγνητικό κύκλωμα έχουμε μεγάλη εκροή μαγνητικών γραμμών μόνο στην περίπτωση μίας σοβαρής ατέλειας, στην επιφάνεια του δείγματος.



Εικόνα 3.1.8 Μαγνητικά ζεύγη διαφόρων τύπων. (Πηγή φωτογραφιών: *Nondestructive Testing Handbook*)

3.2 Μαγνητικές μέθοδοι μη καταστροφικού ελέγχου

i. Έλεγχος με μαγνητικά σωματίδια

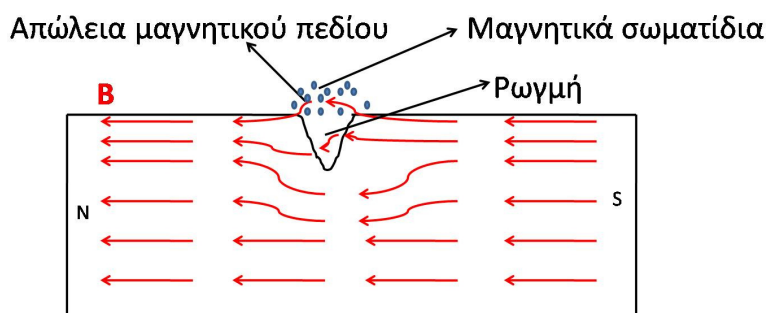
Ο έλεγχος με μαγνητικά σωματίδια είναι μία ευαίσθητη μέθοδος που εφαρμόζεται σε σιδηρομαγνητικά υλικά. Με αυτή τη μέθοδο είναι εφικτός ο εντοπισμός επιφανειακών ρωγμών ή εσωτερικών ρωγμών που βρίσκονται ακριβώς κάτω από την επιφάνεια του υλικού. Η μέθοδος βασίζεται στο γεγονός ότι όταν ένα σιδηρομαγνητικό υλικό μαγνητιστεί, οι μαγνητικές ασυνέχειες που βρίσκονται περίπου σε κάθετη διεύθυνση ως προς τη διεύθυνση του πεδίου δημιουργούν τοπικά μία αξιοσημείωτη

εξασθένησή του. Αυτή η εξασθένηση εντοπίζεται στην περιοχή γύρω από την ασυνέχεια και η παρουσία της μπορεί να γίνει αισθητή με τη χρήση λεπτά διαχωρισμένων μαγνητικών σωματιδίων. Αυτά τα σωματίδια είναι συνήθως από σιδηρομαγνητικό υλικό χαμηλής μαγνητικής υστέρησης και βρίσκονται σε μορφή λεπτής σκόνης μετάλλων ή οξειδίων μετάλλων. Τα σωματίδια ανάλογα σε τι μέσο είναι διαλυμένα κατηγοριοποιούνται σε ξηρά ή υγρά. Εάν απλώνονται στην επιφάνεια του υλικού αναμιγμένα σε αέριο καλούνται ξηρά, ενώ εάν είναι αναμιγμένα σε υγρό καλούνται υγρά. Αυτά τα σωματίδια δεν είναι απλώς ρινίσματα σιδήρου, αλλά είναι φτιαγμένα προσεκτικά από συγκεκριμένα υλικά κατάλληλου μεγέθους, σχήματος και μαγνητικής διαπερατότητας. Τα σωματίδια σε υγρό είναι κατάλληλα για την ανίχνευση λεπτών επιφανειακών ατελειών, όπως ρωγμές λόγω κόπωσης. Τα ξηρά σωματίδια είναι πιο ευαίσθητα για χρήση σε τραχιές επιφάνειες και για ανίχνευση ατελειών κάτω από την επιφάνεια. Τα σωματίδια πρέπει να έχουν τέτοιο χρώμα ώστε να μπορούν να διακρίνονται πάνω στην επιφάνεια που απλώνονται. Η διάκριση είναι ιδιαίτερα έντονη όταν ένα φθορίζον χημικό έχει απορροφηθεί από αυτά και ο έλεγχος γίνει με χρήση υπεριώδους φωτός. Υπό τις καλύτερες προϋποθέσεις είναι πιθανόν να ανιχνευθούν ρωγμές με πλάτος της τάξεως του 1 μm .

Η αποτελεσματικότητα της μεθόδου εξαρτάται από τον προσανατολισμό των ατελειών ως προς το επαγόμενο μαγνητικό πεδίο. Αυτή είναι τόσο μεγαλύτερη όσο πιο κάθετη είναι η ατέλεια στη διεύθυνση του πεδίου. Γενικά για να εντοπιστούν όλες οι ατέλειες με αυτήν τη μέθοδο, το υλικό χρειάζεται να μαγνητιστεί πάνω από μία φορά. Για στοιχείο με σχετικά απλά γεωμετρικά χαρακτηριστικά, αυτό επιτυγχάνεται πρώτα επάγοντας κυκλικό μαγνητικό πεδίο για να εντοπιστούν οι διαμήκεις ατέλειες. Στη συνέχεια το στοιχείο απομαγνητίζεται και μαγνητίζεται εκ νέου μέσα σε ένα πηνίο που επάγει διάμηκες μαγνητικό πεδίο για τον εντοπισμό εγκάρσιων ατελειών.

Ο έλεγχος με μαγνητισμένα σωματίδια είναι ένας ευαίσθητος τρόπος εντοπισμού μικρών επιφανειακών ατελειών. Είναι επίσης πιθανό να εντοπίσουμε μερικές ασυνέχειες που βρίσκονται ακριβώς κάτω από την επιφάνεια και δεν καταλήγουν σε αυτή. Οι κυριότεροι περιορισμοί της τεχνικής είναι ότι είναι κατάλληλη μόνο για σιδηρομαγνητικά υλικά και για καλύτερο αποτέλεσμα, το επαγόμενο πεδίο πρέπει να είναι κάθετο σε

κάθε ατέλεια. Έτσι το στοιχείο πρέπει να μαγνητιστεί δύο ή περισσότερες φορές, όπως επίσης πρέπει να απομαγνητιστεί πριν από κάθε μαγνήτιση. Η ευαισθησία της μεθόδου μειώνεται όταν η επιφάνεια του στοιχείου επικαλύπτεται από ένα στρώμα μη μαγνητικής φύσεως.



Εικόνα 3.2.1.1 Ανίχνευση μίας εγκάρσιας ρωγμής με τη μέθοδο των μαγνητικών σωματιδίων.

ii. Έλεγχος με μαγνητογραφία

Κατά τον έλεγχο ενός υλικού με τη μέθοδο της μαγνητογραφίας, το μαγνητικό πεδίο που διαφεύγει εξαιτίας ατελειών καταγράφεται σε ειδική μαγνητική ταινία η οποία πιέζεται στην επιφάνειά του κατά τη διαδικασία της μαγνήτισης. Αυτή η ταινία μετά την ανωτέρω διαδικασία απομακρύνεται για επεξεργασία και ανάλυση των ενδείξεων. Η ταινία που χρησιμοποιείται είναι παχύτερη από τη μαγνητική ταινία καταγραφής και συνεπώς φθίρεται λιγότερο εύκολα. Γενικά η συγκεκριμένη μέθοδος δεν έχει ευρεία χρήση.

iii. Έλεγχος με αισθητήρες

Η διαρροή μαγνητικού πεδίου που προκαλείται από μία ατέλεια μπορεί να ανιχνευθεί από μία διάταξη αισθητήρων. Τα είδη αισθητήρων που χρησιμοποιούνται ευρέως είναι πηνία και αισθητήρες στερεάς κατάστασης, δηλαδή αισθητήρες Hall ή αισθητήρες GMR.

Η λειτουργία του πηνίου ως αισθητήρα βασίζεται στον νόμο του Faraday για την επαγωγή, όπου η επαγόμενη τάση δίνεται από τη σχέση

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

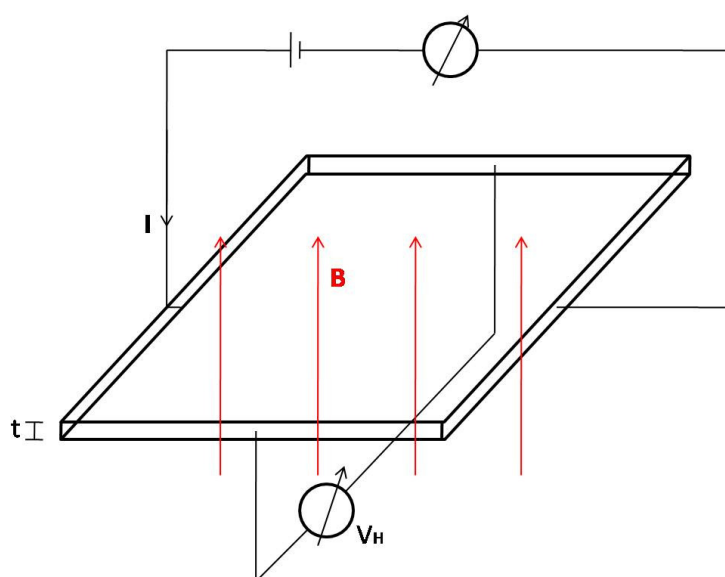
όπου N είναι ο αριθμός των σπειρών ενός πηνίου και $d\Phi / dt$ είναι ο ρυθμός μεταβολής της μαγνητικής ροής που περνάει μέσα από το πηνίο.

Όταν το υλικό που εξετάζεται, μαγνητίζεται με συνεχές ρεύμα, το πηνίο που έχει το ρόλο του αισθητήρα πρέπει να κινείται με σταθερό ρυθμό πάνω από την επιφάνεια που σαρώνεται και σε σταθερή απόσταση από αυτήν. Σε τυχόν υπάρχουσα ατέλεια η ροή που περνάει από το πηνίο μεταβάλλεται και αναπτύσσεται τάση.

Η αρχή λειτουργίας ενός αισθητήρα Hall βασίζεται στο φαινόμενο Hall. Αυτό το φαινόμενο παρουσιάζεται σε έναν αγωγό που διαρρέεται από ρεύμα και είναι τοποθετημένος μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο. Εάν το πεδίο εφαρμόζεται κάθετα προς τη ροή του ρεύματος τότε μία τάση εμφανίζεται στον αγωγό που έχει κάθετη διεύθυνση ως προς το πεδίο και το ρεύμα. Αυτή η τάση ονομάζεται τάση Hall και για ένα επίπεδο κομμάτι αγωγού το οποίο φαίνεται στην παρακάτω εικόνα δίνεται από τη σχέση

$$V_H = R_H \left(\frac{I \cdot B}{t} \right),$$

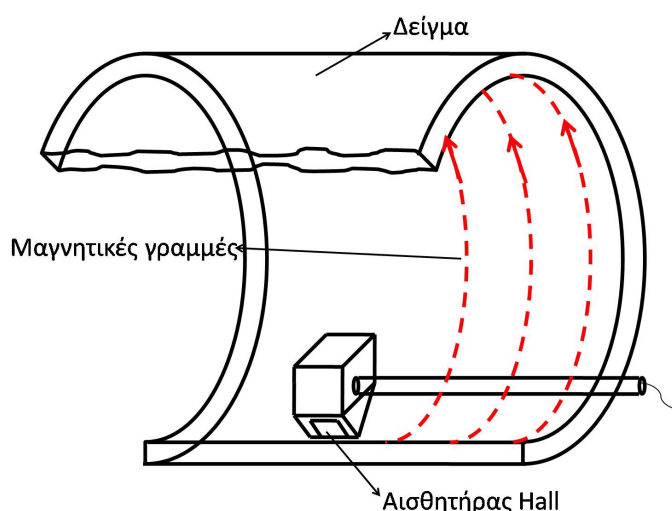
όπου R_H είναι ο συντελεστής Hall, I είναι η ένταση του ρεύματος που διαρρέει τον αγωγό, B είναι η ένταση της μαγνητικής επαγωγής που είναι κάθετη στη μεγαλύτερη επιφάνεια του αγωγού και t είναι το πάχος του αγωγού κομματιού.



Εικόνα 3.2.3.1 Διάταξη στην οποία αναπτύσσεται το φαινόμενο Hall. (Πηγή: Nondestructive Testing Handbook)

Από την παραπάνω σχέση παρατηρούμε ότι εάν μεταβάλλεται η ένταση του μαγνητικού πεδίου μεταβάλλεται και η τάση Hall. Έτσι με έναν αισθητήρα Hall μπορούμε να μετρήσουμε τις μεταβολές του μαγνητικού πεδίου που προκαλούνται από ατέλειες σε ένα μαγνητισμένο υλικό.

Τα υλικά που έχουν μεγάλο συντελεστή Hall με χαμηλή εξάρτηση από τη θερμοκρασία, και είναι καλοί αγωγοί του ηλεκτρισμού είναι κατάλληλα για την κατασκευή αισθητήρων Hall, π.χ. τα InSb και InAs. Ένας αισθητήρας Hall, μία πηγή τροφοδοσίας και ένας ενισχυτής μπορούν να συνδυαστούν σε ένα τσιπ. Με αυτή τη διάταξη μικρών διαστάσεων έχουμε τη δυνατότητα να μετρήσουμε την ένταση ενός μαγνητικού πεδίου σχεδόν σε ένα σημείο με εύρος που κυμαίνεται από κλάσματα του Oersted μέχρι τις υψηλότερες εντάσεις που μπορούν να επιτευχθούν. Το μέγεθος που μετράει ένας αισθητήρας Hall είναι η εφαπτομενική συνιστώσα της έντασης του μαγνητικού πεδίου σε ένα σημείο του.



Εικόνα 3.2.3.2 Ενσωματωμένος αισθητήρας Hall σε χειρολαβή, για ανίχνευση ατελειών σε δυσπρόσιτα σημεία του εξαρτήματος.

Η λειτουργία ενός αισθητήρα GMR βασίζεται στη μεγάλη αλλαγή της αντίστασής του όταν αυτός βρεθεί μέσα σε ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Ένας τέτοιος αισθητήρας αποτελείται από εναλλασσόμενα στρώματα μαγνητικού και μη μαγνητικού υλικού. Τα στρώματα του μαγνητικού υλικού αποτελούνται από σιδηρομαγνήτη και περιέχουν ένα υπέρλεπτο στρώμα μη μαγνητικού υλικού που συνήθως είναι χαλκός.



Εικόνα 3.2.3.3 Η κατάσταση του αισθητήρα όταν αυτός δε βρίσκεται μέσα σε μαγνητικό πεδίο και όταν βρίσκεται. Το στρώμα A αποτελείται από μη μαγνητικό αγώγιμο υλικό, ενώ τα στρώματα τύπου B αποτελούνται από σιδηρομαγνητικό υλικό. (Πηγή: Διαδίκτυο)

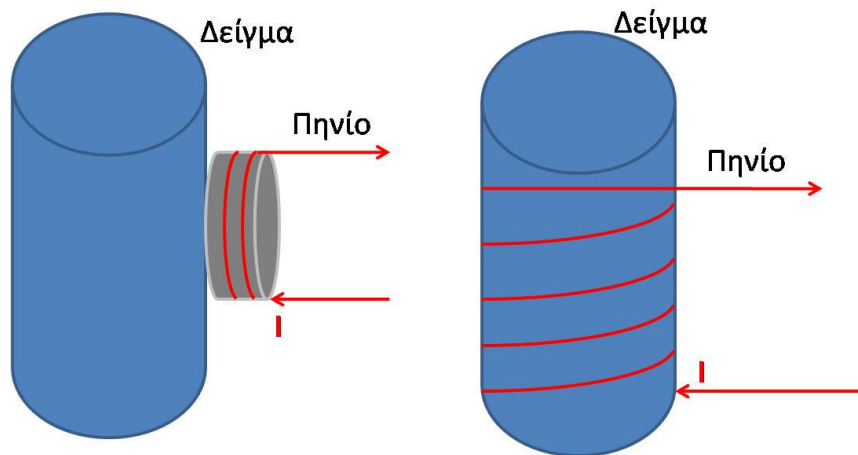
Στις παραπάνω εικόνες το στρώμα Α είναι ο χαλκός ενώ τα στρώματα Β είναι στρώματα κράματος τα οποία έχουν αντίθετης κατεύθυνσης μαγνητικές ροπές λόγω της αντισιδηρομαγνητικής σύζευξης. Υπό συνήθεις συνθήκες ο χαλκός είναι εξαιρετος αγωγός του ηλεκτρικού ρεύματος. Όταν όμως έχει μερικά μόνο άτομα πάχος το φαινόμενο της σκέδασης των ηλεκτρονίων οδηγεί σε αύξηση της αντίστασης του χαλκού. Σε έναν αισθητήρα GMR, η αντίσταση που συναντά το ρεύμα εξαρτάται από το σχετικό προσανατολισμό των μαγνητικών ροπών στα δύο στρώματα Β. Γενικά στα σιδηρομαγνητικά υλικά, τα ηλεκτρόνια λέμε ότι έχουν spin πάνω όταν αυτό είναι παράλληλο στη μαγνητική ροπή του σιδηρομαγνήτη και spin κάτω όταν αυτό είναι αντιπαράλληλο. Η αντίσταση ενός υλικού μας πληροφορεί για το βαθμό σκέδασης που υφίστανται οι φορείς του ηλεκτρικού ρεύματος μέσα σε αυτό. Η πιθανότητα σκέδασης ενός ηλεκτρονίου όταν διέρχεται μέσα από ένα σιδηρομαγνητικό αγωγό εξαρτάται από την κατεύθυνση που έχει το spin του σε σχέση με τη μαγνητική ροπή του σιδηρομαγνήτη. Σε μία συσκευή GMR, το πρώτο μαγνητικό στρώμα πολώνει τα ηλεκτρονικά spin, ενώ το δεύτερο μαγνητικό στρώμα σκεδάζει ισχυρά τα ηλεκτρόνια που τα spin τους δεν είναι ευθυγραμμισμένα με τη μαγνητική ροπή του. Εφόσον η ροπή του δεύτερου στρώματος είναι ευθυγραμμισμένη με αυτήν του πρώτου, τότε τα ηλεκτρόνια περνούν με μεγαλύτερη ευκολία. Επομένως ο αισθητήρας έχει υψηλή αντίσταση όταν οι μαγνητικές ροπές είναι αντιπαράλληλες και χαμηλή αντίσταση όταν αυτές είναι παράλληλες. Το πάχος του ενδιάμεσου στρώματος παίζει μεγάλο ρόλο στο βαθμό της αντιπαράλληλης σύζευξης που υπάρχει μεταξύ των μαγνητικών στρωμάτων του αισθητήρα. Το βέλτιστο πάχος στρώματος προσδίδει το

μέγιστο βαθμό αντιπαράλληλης σύζευξης και αυτό βοηθάει τον αισθητήρα να έχει υψηλή αντίσταση όταν δεν εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο. Έτσι ανάλογα με το πόσο ισχυρό είναι ένα εξωτερικό πεδίο υπάρχει και ο αντίστοιχος βαθμός ευθυγράμμισης των μαγνητικών στρωμάτων που καθορίζει την τιμή της αντίστασης. Αυτό το γεγονός καθιστά το φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης (GMR) χρήσιμο για την ανίχνευση εξωτερικών μαγνητικών πεδίων.

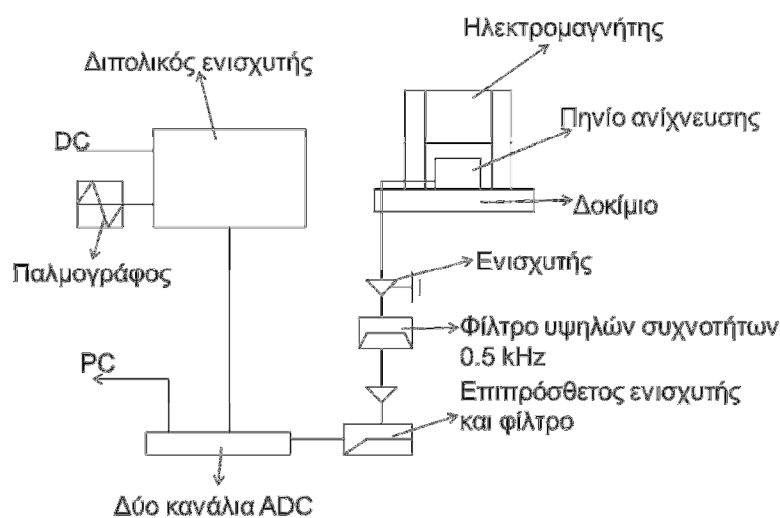
iv. Ανίχνευση ατελειών μέσω του θορύβου Barkhausen

Η ένταση του θορύβου Barkhausen είναι ένα μέτρο του πλήθους των ατελειών που υπάρχουν στο δείγμα που εξετάζεται, δηλαδή είναι ένας δείκτης για την ποιότητά του.

Υπάρχουν δύο τύποι πειραμάτων που ανιχνεύουν το θόρυβο Barkhausen. Και στους δύο, ως ανιχνευτές χρησιμοποιούνται πηνία τα οποία διαρρέονται από ρεύμα σταθερής έντασης. Κατά τη μαγνήτιση του δείγματος αρχίζει η μετατόπιση των περιοχών Weiss και η μαγνητική ροή που διέρχεται μέσα από τα πηνία μεταβάλλεται. Αυτό έχει ως συνέπεια τη μεταβολή της έντασης του ρεύματος που διαρρέει το πηνίο. Σε κάθε περίπτωση όπου λαμβάνει χώρα ένα άλμα Barkhausen, η ένταση σημειώνει μία απότομη κορυφή, καθώς το δείγμα εκείνη τη χρονική στιγμή μαγνητίζεται απότομα. Αυτά τα γεγονότα καταγράφονται ως αυξομειώσεις τάσεως μέσω μίας διάταξης και από το πλήθος αυτών έχουμε μία ποιοτική εικόνα για την κατάσταση του δείγματος. Η διαφορά ανάμεσα στους δύο τύπους πειραμάτων είναι ότι στον πρώτο, το πηνίο είναι περιτυλιγμένο γύρω από το δείγμα και καταγράφει σήματα από όλη την έκτασή του, ενώ στο δεύτερο το πηνίο βρίσκεται σε επαφή με την επιφάνεια του δείγματος μέσω της διατομής της μίας άκρης του και τα σήματα προέρχονται μόνο από αυτήν.



Εικόνα 3.2.4.1 Η σχετική θέση του πηνίου ως προς το δείγμα σε κάθε είδος πειράματος για την καταγραφή του θορύβου Barkhausen.



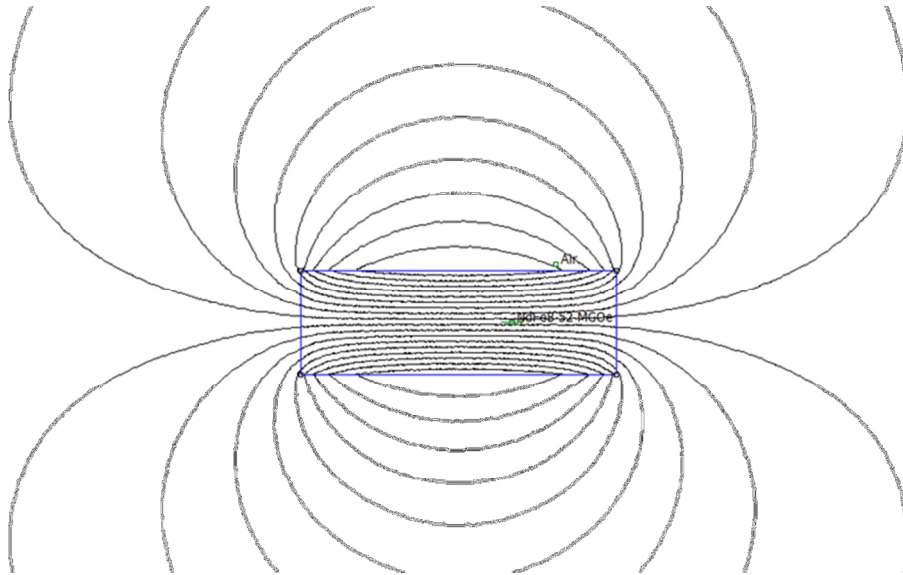
Εικόνα 3.2.4.2 Η διάταξη με την οποία γίνεται καταγραφή των σημάτων του θορύβου Barkhausen.

3.3 Απομαγνητισμός του υλικού

Αφότου μαγνητιστεί ένα εξάρτημα και απομακρυνθεί το εξωτερικό πεδίο, παραμένει σε αυτό ένα μαγνητικό πεδίο που καλείται απομένον πεδίο. Το συγκεκριμένο πεδίο μπορεί να φανεί χρήσιμο σε περιπτώσεις ελέγχου. Για παράδειγμα, ελέγχοντας την επιφάνεια ενός εξαρτήματος με τη μέθοδο των μαγνητικών σωματιδίων, μπορεί να χρειάζεται χαμηλής έντασης πεδίο ώστε να μη σκεπαστούν οι ενδείξεις ατελειών λόγω της συγκέντρωσης πολλών σωματιδίων σε ορισμένες περιοχές. Όμως μετά από την επιθεώρηση του υλικού συχνά είναι αναγκαίο να ακολουθεί η διαδικασία του απομαγνητισμού του, ιδίως όταν πρόκειται να υποστεί

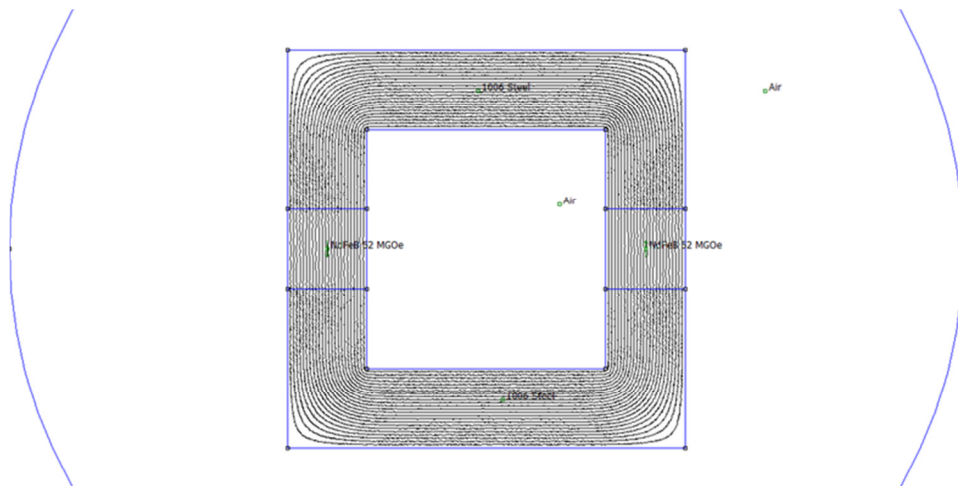
επεξεργασία αμέσως. Κατά την κατεργασία του υλικού, το παραμένον μαγνητικό πεδίο μπορεί να προκαλέσει προβλήματα προσελκύοντας σωματίδια στην επιφάνειά του. Έτσι, για παράδειγμα, μπορεί να παρεμποδιστεί η λείανσή του, η κοπή του ή η συγκόλλησή του. Στις περιπτώσεις όπου το παραμένον πεδίο είναι πολύ μεγάλο, η απόδοση του υλικού ως μέρους μίας κατασκευής, κατά τη λειτουργία της, επηρεάζεται αρνητικά. Η προσέλκυση σωματιδίων σε περιστρεφόμενα εξαρτήματα είναι πιθανό να οδηγήσει σε δυσλειτουργία, πολύ περισσότερο δε όταν υπάρχουν τριβόμενες επιφάνειες. Επίσης ισχυρά μαγνητικά πεδία είναι πηγή δημιουργίας τριβής μεταξύ κινούμενων μερών, για παράδειγμα μεταξύ ενός εμβόλου και των τοιχωμάτων ενός κυλίνδρου. Μαγνητικά πεδία που παραμένουν σε ένα κομμάτι μίας κατασκευής μπορεί να επηρεάσουν ευαίσθητα όργανα. Ακόμα και ελαφρώς μαγνητισμένα μέρη ενός αεροσκάφους είναι ικανά να οδηγήσουν τη μαγνητική του πυξίδα σε λάθος ενδείξεις. Επίσης κατά τον καθαρισμό μίας επιφάνειας, η παρουσία παραμένουστος μαγνητικού πεδίου εμποδίζει την απομάκρυνση μεταλλικών σωματιδίων.

Γενικά, η μέση μόνιμη μαγνητική επαγωγή (ή ισοδύναμα η μόνιμη μαγνήτιση) σιδηρομαγνητικού υλικού, εξαρτάται από τα μαγνητικά χαρακτηριστικά του υλικού, το μέτρο και την κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου που χρησιμοποιούμε για την μαγνήτισή του και τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του. Η ανίχνευση του απομένουστος μαγνητικού πεδίου σε ένα σιδηρομαγνητικό υλικό μπορεί να πραγματοποιηθεί ελέγχοντας εάν αυτό προσελκύει μεταλλικά αντικείμενα ή χρησιμοποιώντας έναν αισθητήρα Hall. Το πόσο εύκολα ή δύσκολα ανιχνεύεται ένα απομένον μαγνητικό πεδίο καθορίζεται από το εάν υπάρχουν ελεύθεροι μαγνητικοί πόλοι στην επιφάνεια του δοκιμίου. Στην περίπτωση ύπαρξης μαγνητικών πόλων, μεγάλος αριθμός μαγνητικών γραμμών εξέρχονται από την επιφάνεια του δοκιμίου και επομένως η ανίχνευσή τους είναι εύκολη.



Εικόνα 3.3.1 Μαγνητικό πεδίο ευθύγραμμου μαγνήτη. Οι δυναμικές γραμμές σε αυτήν την περίπτωση εξέρχονται από το μαγνήτη και το πεδίο είναι εύκολα ανιχνεύσιμο. (Προσομοίωση FEMM)

Αντίθετα στην περίπτωση κλειστού μαγνητικού κυκλώματος η ανίχνευσή του είναι αρκετά δύσκολη έως αδύνατη, ιδίως σε κυκλικά ή κυλινδρικά κομμάτια. Σ' αυτή την περίπτωση οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές βρίσκονται στο εσωτερικό του δοκιμίου, άρα ο αριθμός αυτών που εξέρχονται από αυτό είναι πολύ μικρός, καθιστώντας πολύ δύσκολη την ανίχνευσή τους.

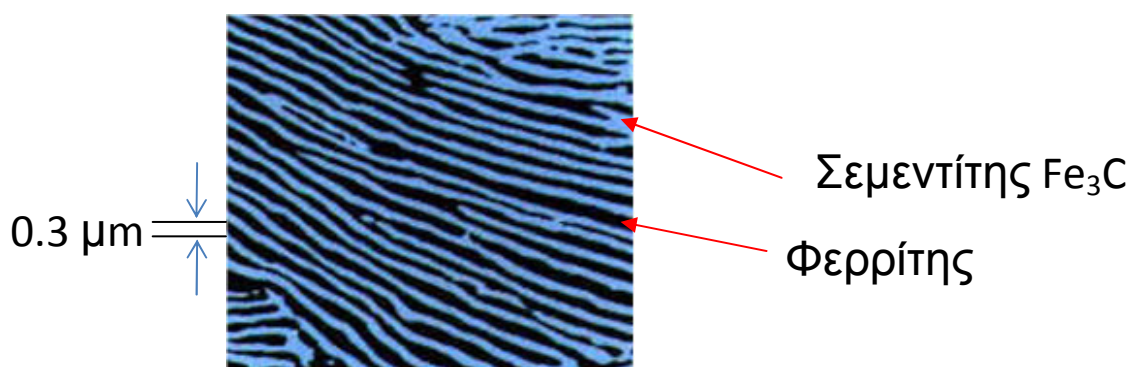


Εικόνα 3.3.2 Κυκλικό μαγνητικό πεδίο μέσα σε κλειστό μαγνητικό κύκλωμα. Το πεδίο είναι ισχυρά εντοπισμένο μέσα στο κύκλωμα και δύσκολα ανιχνεύσιμο. (Προσομοίωση FEMM)

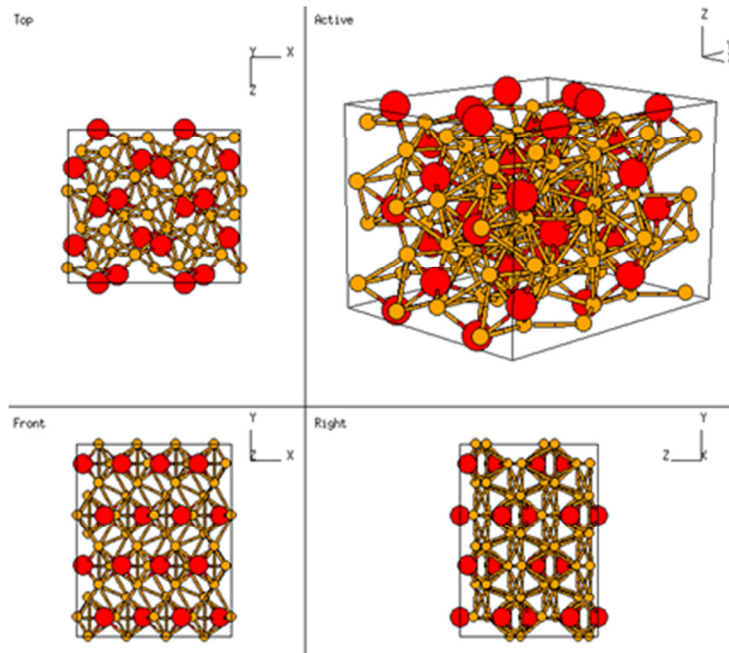
Ο απομαγνητισμός ενός σιδηρομαγνητικού υλικού στη πράξη γίνεται μέχρι έναν ορισμένο βαθμό ώστε να περιορισθεί το παραμένον μαγνητικό πεδίο του σε ανεκτά επίπεδα.

4 Υλικό σιδηροτροχιών-Καταπονήσεις-Ελαττώματα

Επειδή το αντικείμενο αυτής της διπλωματικής είναι η προσομοίωση του μαγνητικού πεδίου που διαφεύγει από ατέλειες σιδηροτροχιών, θα αναφέρουμε περιληπτικά μερικά στοιχεία για αυτές. Γενικά οι σιδηροτροχιές είναι κατασκευασμένες για να έχουν μεγάλη αντοχή σε κόπωση. Το υλικό που αντεπεξέρχεται στην παραπάνω απαίτηση με τον καλύτερο τρόπο είναι ο μαλακός χάλυβας που έχει μικροδομή περλίτη (pearlite microstructure). Αυτή η δομή αποτελείται από παράλληλα φύλλα μαλακού σιδήρου α (ferrite, α -Fe) και ενός σκληρού, ψαθυρού καρβιδίου που ονομάζεται σεμεντίτης (cementite, Fe_3C). Ο σεμεντίτης έχει σύσταση 6.67% άνθρακα και 93,3% σίδηρο, έχει ορθορομβικό κρυσταλλικό πλέγμα, αποτελεί σκληρό και ψαθυρό υλικό. Έτσι το υλικό έχει μεγάλη αντοχή στην κόπωση χάρη στην παρουσία του σκληρού καρβιδίου και έναν ικανοποιητικό βαθμό σκληρότητας λόγω του σιδήρου. Όσο η μορφολογία του περλίτη (το σχήμα και η απόσταση μεταξύ των φύλλων του σεμεντίτη) είναι λεπτότερα διαμορφωμένη, τόσο ο χάλυβας έχει υψηλότερη δύναμη και καλύτερη αντοχή.



Σχήμα 4.1 Η μικροδομή περλίτη (Πηγή: Διαδίκτυο).



Σχήμα 4.2 Η ορθορομβική κρυσταλλική δομή του σεμεντίτη (Πηγή Διαδίκτυο).

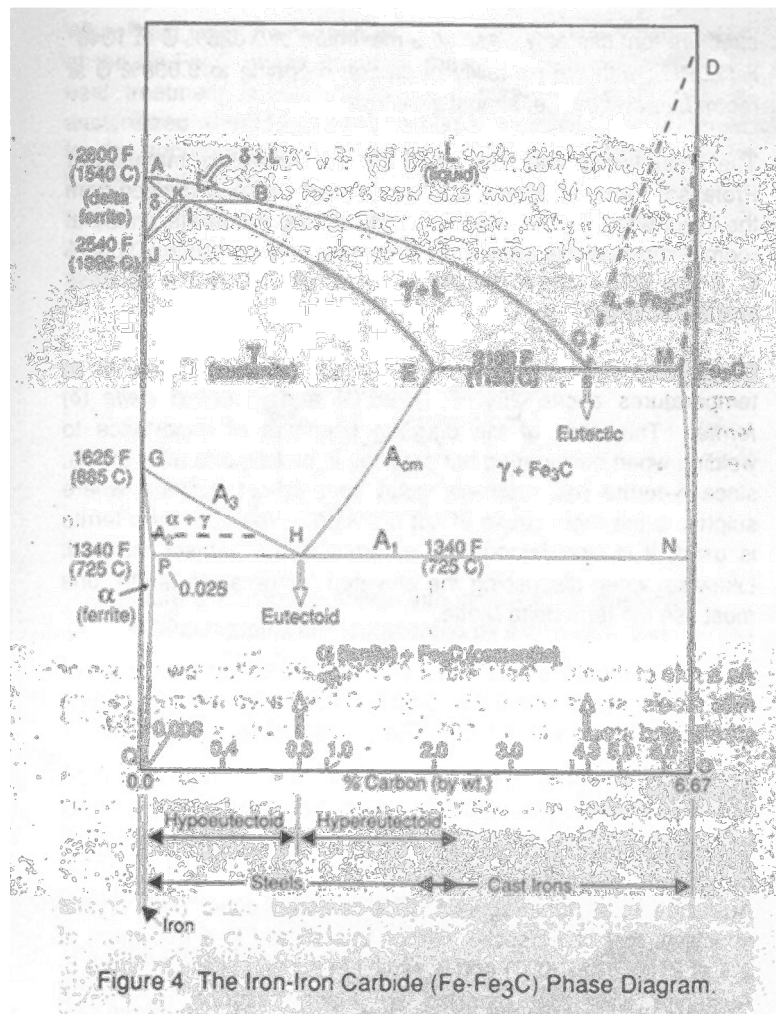
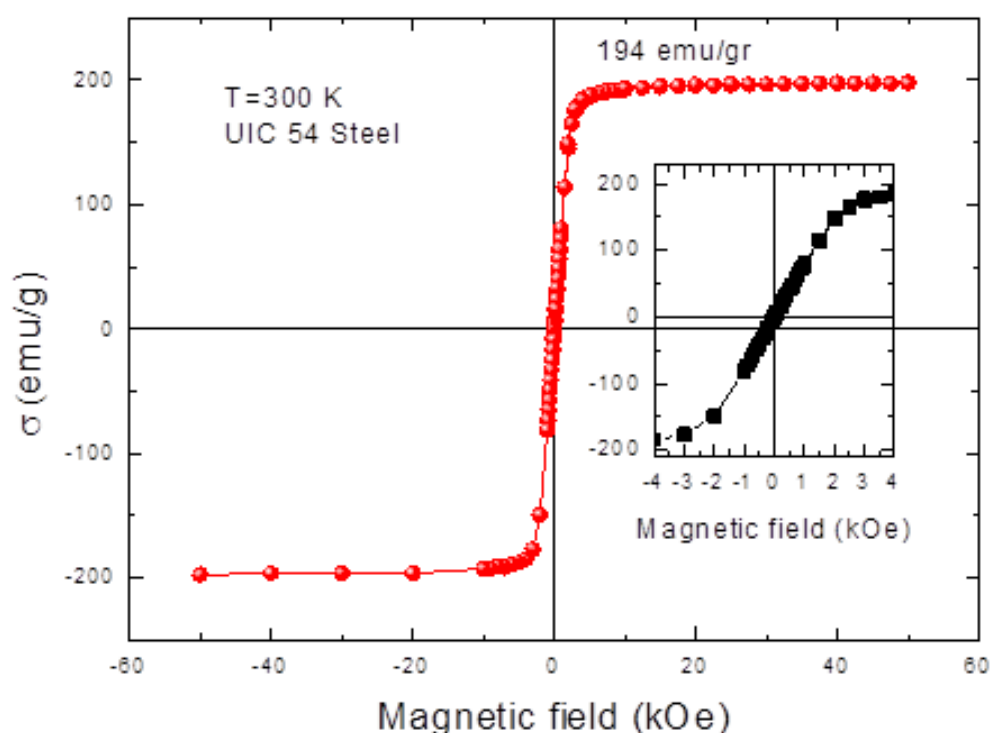


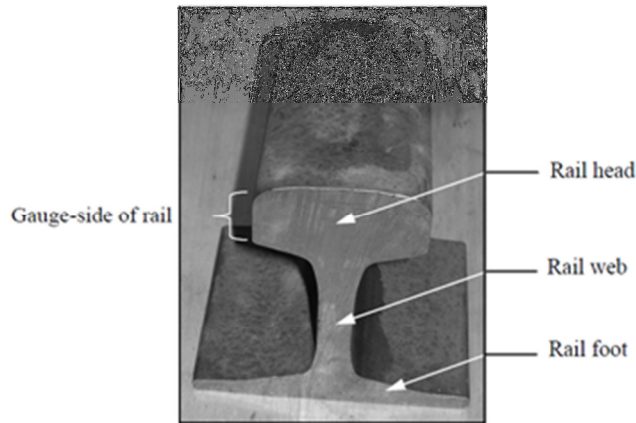
Figure 4 The Iron-Iron Carbide (Fe-Fe₃C) Phase Diagram.

Εικόνα 4.3 Το διάγραμμα φάσεων του μίγματος φερρίτη-σεμεντίτη (Πηγή Διαδίκτυο).

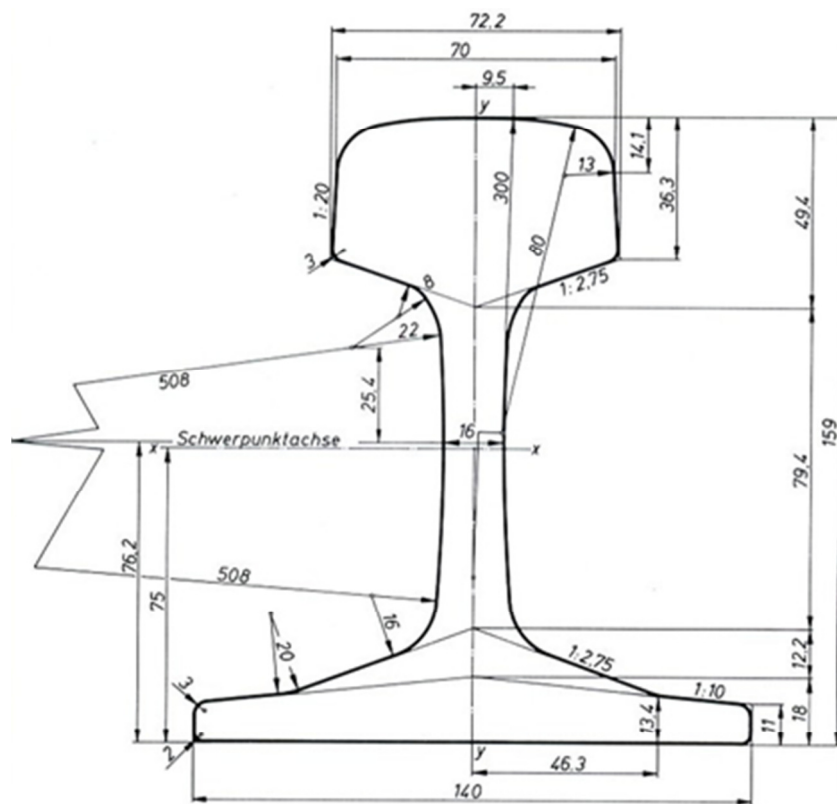
Η σιδηροτροχιά που μελετάμε είναι τύπου UIC54 και χρησιμοποιείται στον ηλεκτρικό και υπόγειο σιδηρόδρομο της Αθήνας. Ο χαρακτηρισμός 54 είναι τα kg που ζυγίζει κάθε μέτρο της συγκεκριμένης σιδηροτροχιάς. Στο σχήμα 4.4 φαίνεται η μεταβολή της μαγνητικής ροπής σαν συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου δοκιμίου από σιδηροτροχιά UIC54 του ΗΣΑΠ. Η συγκεκριμένη μέτρηση αποκαλύπτει ότι ο συγκεκριμένος χάλυβας είναι ένα μαλακό σιδηρομαγνητικό υλικό με πολύ μικρό συνεκτικό πεδίο και μαγνήτιση κόρου 194 emu/gr, πολύ κοντά στη μαγνήτιση κόρου του α -Fe.



Εικόνα 4.4 Μεταβολή της μαγνητικής ροπής ανά γραμμάριο σαν συνάρτησης του μαγνητικού πεδίου από ένα δοκίμιο που πάρθηκε από σιδηροτροχιά UIC54 του ΗΣΑΠ.



Εικόνα 4.5 Η σιδηροτροχιά UIC54. (Πηγή: Διαδίκτυο)



Εικόνα 4.6 Γεωμετρικά χαρακτηριστικά διατομής σιδηροτροχιάς UIC54. (Πηγή: Διαδίκτυο)

Τα είδη των φορτίσεων στις οποίες υποβάλλεται μία σιδηροτροχιά είναι πολλά. Κάθε ένα από αυτά συντελεί να προκληθούν φθορές στη ράγα. Αυτές με τη σειρά τους οδηγούν σε αστοχία υλικού, εφόσον δεν υπάρχει η κατάλληλη συντήρηση. Έτσι ο έλεγχος των σιδηροτροχιών κρίνεται απαραίτητος για την ασφάλεια και την αξιοπιστία των μετακινήσεων μέσω του σιδηροδρομικού δικτύου.

Πρώτα από όλα σε μία ράγα εμφανίζονται εναπομένουσες τάσεις από τη διαδικασία της κατασκευής της. Η κατανομή των συγκεκριμένων τάσεων μεταβάλλεται από πλαστικές παραμορφώσεις που λαμβάνουν χώρα στην περιοχή όπου υπάρχει επαφή μεταξύ του τροχού και της ράγας. Γενικά τείνουν να είναι εφελκυστικές στο κέντρο της κεφαλής της σιδηροτροχιάς και είναι δυνατόν να προκαλέσουν ασυνέχεια. Ακόμα η παρουσία ατομικού υδρογόνου κατά τη χύτευση του χάλυβα επηρεάζει αρνητικά την αντοχή της ράγας, καθώς δημιουργούνται ρωγμές λόγω θρυμματισμού που είναι δυνατόν να την οδηγήσουν σε αστοχία.

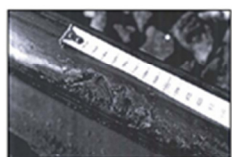


Figure 10: Gauge corner shelling in rails [Courtesy - Mats Rhen and Dan Larsson, LTU]

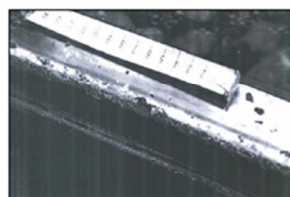
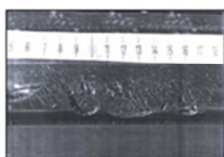


Figure 12: Spalling in rails [Courtesy - Mats Rhen and Dan Larsson, LTU]



g. 13 Transverse crack originating from a horizontal shell.

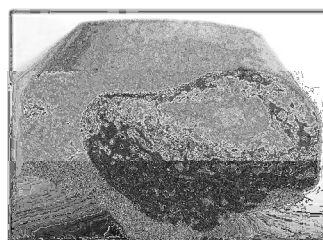


Figure 14: Tache Ovale [Courtesy - Queensland Rail, Australia, 2005]

Εικόνα 4.7 Δημιουργία ρωγμών στην κεφαλή της σιδηροτροχιάς εξαιτίας θρυμματισμού (Πηγή Διαδίκτυο).

Οι ράγες αυξομειώνουν το μήκος τους υπό θερμοκρασιακές μεταβολές. Στους περισσότερους σιδηρόδρομους η χρήση των βιδωτών αρμών αποφεύγεται, καθώς οι βίδες που τους συγκρατούν χαλαρώνουν με αποτέλεσμα να δημιουργούνται δυναμικά φαινόμενα. Επίσης η συντήρησή τους είναι δύσκολη. Για αυτούς τους λόγους οι σιδηροτροχιές συγκολλούνται μεταξύ τους και απαρτίζουν ένα ενιαίο σύστημα. Προς αποφυγή στρέβλωσης κατά τους θερινούς μήνες λόγω διαστολής, οι ράγες συγκολλούνται υπό συνθήκες που προσομοιώνουν υψηλές θερμοκρασίες περιβάλλοντος. Έτσι αποφεύγεται ο κίνδυνος στρέβλωσης. Όμως με αυτόν τον τρόπο, το σύστημα βρίσκεται υπό ένταση όλο το χρόνο και υπάρχει κίνδυνος τους χειμερινούς μήνες, κατά τους οποίους οι

εφελκυστικές τάσεις είναι μέγιστες, να προκληθεί ψαθυρή αστοχία. Συνεπώς αυξάνεται η ανάγκη για έλεγχο.

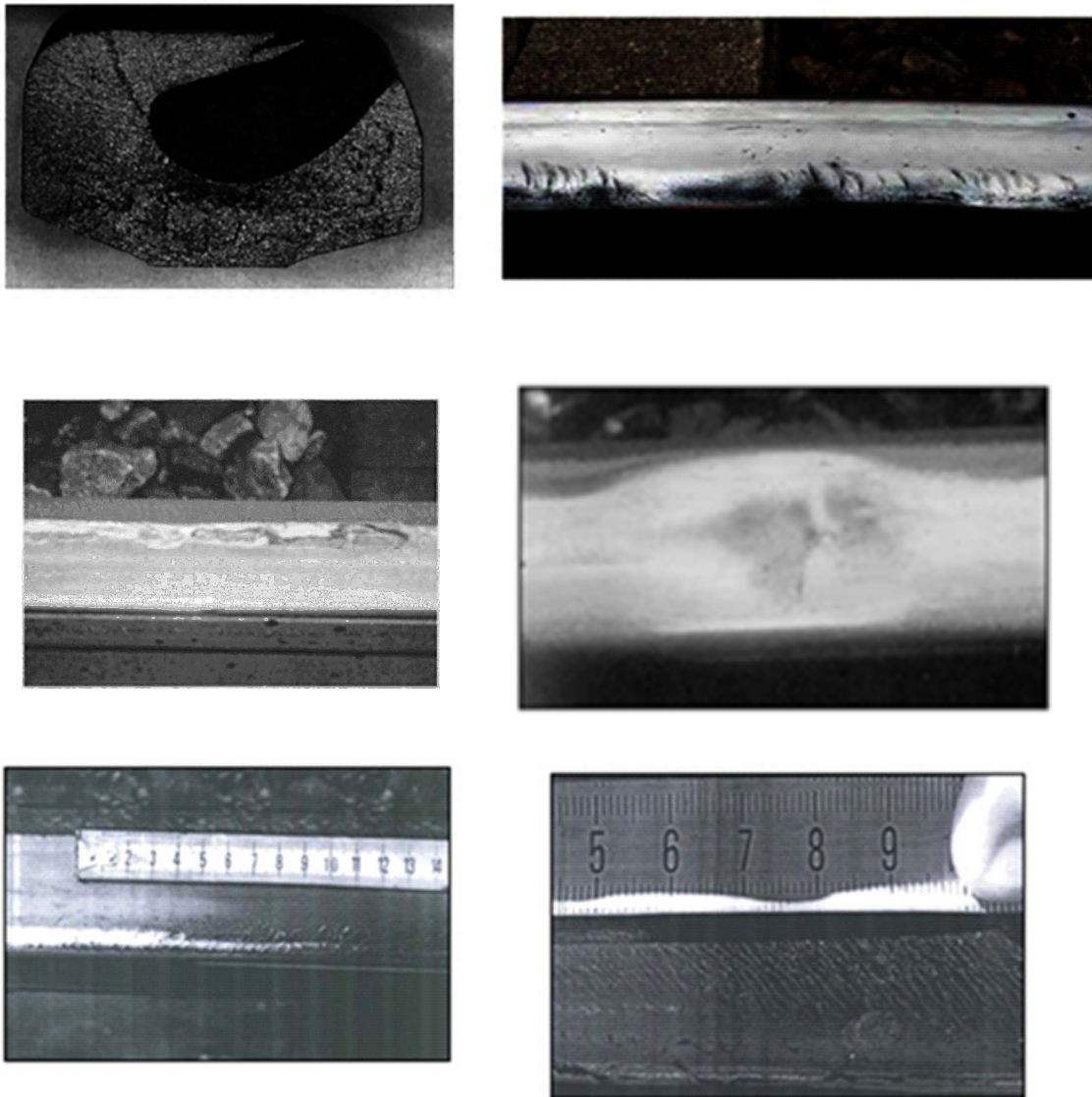


Εικόνα 4.8 Οι βιδωτοί αρμοί αστοχούν λόγω κόπωσης και διάβρωσης. (Πηγή: Διαδίκτυο)



Εικόνα 4.9 Σημείο συγκόλλησης σιδηροτροχιών και περίπτωση στρέβλωσης ραγών. (Πηγή Διαδίκτυο)

Κατά την επαφή ενός τροχού με τη ράγα οι τάσεις που αναπτύσσονται είναι υψηλές. Για παράδειγμα η μέγιστη κάθετη τάση μπορεί να φτάσει τα 1500 MPa υπό θλίψη, ενώ στην περίπτωση όπου υπάρχουν τροχοί ή κομμάτια ράγας που δεν είναι σύμμορφα μπορούν να προκληθούν τάσεις πάνω από 4000 MPa. Το φορτίο που φέρει ο κάθε τροχός και οι δυνάμεις που αναπτύσσονται στο επίπεδο της περιοχής επαφής τροχού-ράγας λόγω πρόσφυσης, φρεναρίσματος και αλλαγής διεύθυνσης είναι οι κύριοι λόγοι που αναπτύσσονται τάσεις επαφής. Αυτές προκαλούν φθορά μέσω θρυμματισμού, εγχάραξης και καυσιμάτων στην κεφαλή της σιδηροτροχιάς.



Εικόνα 4.10 Ατέλειες που δημιουργούνται κατά την επαφή του τροχού με τη σιδηροτροχιά (Πηγή Διαδίκτυο).

Οι ανωμαλίες που δημιουργούνται στο πάνω μέρος της ράγας και οι ασυνέχειες που υπάρχουν στον τροχό και στη ράγα εισάγουν δυναμικά φαινόμενα. Τέτοια παραδείγματα ασυνέχειας είναι τα διάκενα στους αρμούς, οι από κατασκευής αιχμηρές συγκολλήσεις των τροχιών και τα βυθίσματα στην επιφάνεια της κεφαλής της ράγας που προκαλούνται εξαιτίας πλαστικών παραμορφώσεων ή φθοράς. Επίσης παράδειγμα αποτελούν οι τροχοί που δεν έχουν τέλεια κυκλική περιφέρεια λόγω της φθοράς που επιφέρει η τριβή ολίσθησης που αναπτύσσεται κατά τη

διάρκεια της επιβράδυνσής τους. Συμπερασματικά φαίνεται καθαρά ότι το φαινόμενο της κόπωσης είναι κυρίαρχο στη διάρκεια ζωής μίας σιδηροτροχιάς. Μέσω αυτού η παραμικρή ατέλεια αναπτύσσεται σε ρωγμή που μπορεί να προκαλέσει αστοχία υλικού.

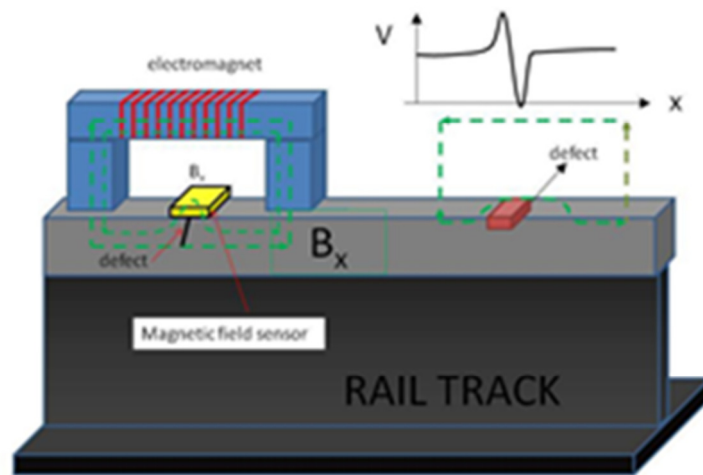
Επομένως είναι αναγκαίο να αναπτυχθούν μέθοδοι οι οποίες θα μπορούν να εντοπίζουν ατέλειες που έχουν αναπτυχθεί κατά μήκος των σιδηροτροχιών και μπορούν να προξενήσουν την καταστροφή τους, θέτοντας σε κίνδυνο τη ζωή των επιβατών. Δεδομένου ότι οι φθορές παρουσιάζονται στην κεφαλή της ράγας, ο έλεγχος οφείλει να επικεντρώνεται σε αυτήν.

5 Μαγνητικές μέθοδοι ανίχνευσης ατελειών σε σιδηροτροχιές

Μία μέθοδος για την ανίχνευση ατελειών σε σιδηροτροχιές που αναπτύχθηκε τη δεκαετία του 30' βασίζεται στα παρακάτω βήματα: (α) Ένα ρεύμα υψηλής έντασης περνάει από την τροχιά που πρόκειται να ελεγχθεί με αποτέλεσμα να δημιουργηθεί μαγνητικό πεδίο λόγω της ροής του ρεύματος στη σιδηροτροχιά και της μαγνήτισής της. (β) Πηνία ελέγχου κινούνται κατά μήκος της σιδηροτροχιάς με σταθερό ρυθμό και σε σταθερή απόσταση πάνω από τη σιδηροτροχιά. (γ) Κάθε ατέλεια στη σιδηροτροχιά δημιουργεί μεταβολή της μαγνητικής επαγωγής τοπικά, οπότε αυτή η αλλαγή προκαλεί απότομη μεταβολή της μαγνητικής ροής στα πηνία ανίχνευσης όταν αυτά περάσουν κοντά από την ατέλεια. Η καταγραφή της ηλεκτρεγερτικής δύναμης σαν συνάρτηση της θέσης (κατά μήκος της σιδηροτροχιάς) μπορεί να μας βοηθήσει στον εντοπισμό των ατελειών. Είναι προφανές ότι το μαγνητικό πεδίο έχει σταθερή ένταση και σχήμα εφόσον η διατομή της σιδηροτροχιάς και το ρεύμα παραμένουν σταθερά. Μαγνητικές γραμμές δεν υπάρχουν μόνο στον αέρα, γύρω από τη σιδηροτροχιά, αλλά και μέσα σε αυτή λόγω του ότι ακολουθούν διαδρομές κατά τις οποίες συναντούν τη μικρότερη αντίσταση. Κάθε ατέλεια στη σιδηροτροχιά μειώνει το εμβαδόν διατομής της κατά ένα ποσοστό που εξαρτάται από το σχήμα και το μέγεθός της. Η παρουσία ατέλειας αλλάζει την κατεύθυνση του ρεύματος με συνέπεια την αλλαγή του μαγνητικού πεδίου γύρω από την ατέλεια. Καθώς το μαγνητικό πεδίο είναι πάντα κάθετο στη ροή του ρεύματος, εγκάρσια εκτροπή αυτής προκαλεί ανάλογη μετατόπιση και στις μαγνητικές γραμμές. Εάν ένα πηνίο μετακινείται κατά μήκος μίας μαγνητισμένης τέλειας σιδηροτροχιάς με σταθερή ταχύτητα και βρίσκεται σε σταθερή απόσταση από αυτήν, η μαγνητική ροή που διέρχεται μέσα από τις σπείρες του δεν υφίσταται καμία αλλαγή. Αντίθετα, όταν το πηνίο διέρχεται από περιοχές όπου υπάρχει μεταβολή στη συνήθη μορφή των μαγνητικών γραμμών, λόγω ύπαρξης ατέλειας, η μαγνητική ροή που διέρχεται μέσα από το πηνίο μεταβάλλεται. Αυτό το γεγονός καταγράφεται με την επαγωγή μίας τάσης στα άκρα του πηνίου. Όταν το πηνίο περάσει από τη διατομή που περιέχει την ατέλεια σε μία κανονική διατομή, στα άκρα του αναπτύσσεται μία τάση αντίθετης πολικότητας. Για τον καλύτερο δυνατό έλεγχο υπάρχει ένα σύστημα πηνίων. Η απόκριση του κάθε πηνίου εξαρτάται από τη σχετική του θέση ως προς

τη σιδηροτροχιά. Πηνία υπάρχουν σε διάφορες αποστάσεις από τη σιδηροτροχιά και οι άξονές τους έχουν διαφορετική κατεύθυνση μέσα στο χώρο. Έτσι ορισμένα επηρεάζονται μόνο από ατέλειες που βρίσκονται στην κεφαλή της σιδηροτροχιάς, άλλα επηρεάζονται από διαμήκεις ατέλειες και άλλα από εγκάρσιες. Ένα μειονέκτημα της προηγούμενης μεθόδου είναι ότι για να πραγματοποιηθεί ο έλεγχος θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί ένα τροφοδοτικό ισχύος. Είναι προφανές ότι αντί των πηνίων ανίχνευσης, για την ανίχνευση της τοπικής μαγνητικής επαγωγής μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε αισθητήρες ανίχνευσης της μαγνητικής επαγωγής, όπως αισθητήρες Hall ή GMR.

Εναλλακτικά, τοπικά η μαγνήτιση της σιδηροτροχιάς μπορεί να γίνει με τη χρήση μόνιμων μαγνητών και μαλακών σιδηρομαγνητικών υλικών σε μορφή κλειστού μαγνητικού κυκλώματος. Στην εικόνα 5.1 φαίνεται πώς μπορούμε να μαγνητίσουμε τοπικά τη σιδηροτροχιά με μόνιμους μαγνήτες. Οι θεωρητικοί υπολογισμοί που έγιναν στη συγκεκριμένη διπλωματική αφορούν ένα σύστημα ανίχνευσης ατελειών που η μαγνήτιση της σιδηροτροχιάς γίνεται με μόνιμους μαγνήτες και χάλυβα ενώ η ανίχνευση του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της σιδηροτροχιάς γινόταν μέσω αισθητήρων GMR. Οι προσομοιώσεις που κάναμε είχαν σαν σκοπό τη θεωρητική υποστήριξη της μεθόδου. Γενικά η μαγνήτιση του χάλυβα της ράγας είναι σημαντικό μέρος της διαδικασίας διότι ο τρόπος με τον οποίο γίνεται αυτή επάγει και το ανάλογο μαγνητικό πεδίο. Βασική παρατήρηση είναι ότι το μέτρο του πεδίου που αναπτύσσεται στις σιδηροτροχιές πρέπει να φτάνει τα μερικά kG , ώστε οι κορυφές που προκαλούνται σε περίπτωση ανίχνευσης να μην υπερκαλύπτονται από τον ηλεκτρονικό θόρυβο.



Εικόνα 5.1 Η διάταξη μαγνήτισης της σιδηροτροχιάς και ανίχνευσης ατελειών με χρήση αισθητήρων μαγνητικής επαγωγής.

6 Μαγνητοστατική

Ο υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου σε μαγνητισμένη σιδηροτροχιά είναι πρόβλημα μαγνητοστατικής. Στη γενική περίπτωση σαν μαγνητοστατικό πρόβλημα θεωρούμε τον υπολογισμό της μαγνητικής επαγωγής και του μαγνητικού πεδίου όταν μας δίνονται: (α) οι μαγνητικές ιδιότητες των υλικών που συμμετέχουν στο πρόβλημα (σχέση μαγνητικής επαγωγής και μαγνητικού πεδίου $\mathbf{B}=\mathbf{f}(\mathbf{H})$), (β) η γεωμετρία του προβλήματος, (γ) οι συνοριακές συνθήκες και (δ) η κατανομή των ρευμάτων τα οποία θεωρούμε ότι βρίσκονται στη μόνιμη κατάσταση $\vec{\nabla} \cdot \mathbf{J} = 0$. Το μαγνητοστατικό πρόβλημα μπορεί να υποδιαιρεθεί σε τέσσερις υποπεριπτώσεις.

Στη μαγνητοστατική, το μαγνητικό πεδίο και η μαγνητική επαγωγή ικανοποιούν τις εξισώσεις του Maxwell:

$$\vec{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$$

όπου \mathbf{B} είναι η μαγνητική επαγωγή, \mathbf{H} είναι το μαγνητικό πεδίο και \mathbf{J} είναι η πυκνότητα ρεύματος. Επιπρόσθετα τα πεδιακά μεγέθη \mathbf{B} και \mathbf{H} συνδέονται με τη μαγνήτιση του υλικού μέσω της σχέσης

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

όπου μ_0 είναι η διαπερατότητα του κενού και \mathbf{M} η μαγνήτιση. Βάσει των παραπάνω εξισώσεων τα διανυσματικά πεδία \mathbf{B} και \mathbf{H} πρέπει να υπακούουν στις ακόλουθες συνοριακές συνθήκες:

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0$$

$$\hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{K}$$

όπου \mathbf{K} είναι η επιφανειακή κατανομή ρεύματος. Όπως προαναφέραμε για την επίλυση του μαγνητοστατικού προβλήματος θα πρέπει να δοθεί η μαγνήτιση ή σχέση της μαγνήτισης με το μαγνητικό πεδίο. Σαν παραδείγματα μπορούμε να αναφέρουμε το κενό όπου $\mathbf{M}=\mathbf{0}$, τα παραμαγνητικά υλικά για τα οποία ισχύει $\mathbf{M}=\chi\mathbf{H}$ (χ είναι η μαγνητική επιδεκτικότητα) και τα γραμμικά σιδηρομαγνητικά υλικά για τα οποία ισχύει $\mathbf{M}=\mathbf{M}_0\mathbf{H}/|\mathbf{H}|$.

I. Μέθοδος διανυσματικού δυναμικού για γραμμικά υλικά.

Αυτή η μέθοδος εφαρμόζεται σε γραμμικά ισότροπα και ομογενή μαγνητικά υλικά. Σε αυτήν τη μέθοδο υποθέτουμε ότι υπάρχει ελεύθερο ρεύμα στη μόνιμη κατάσταση. Οι βασικές σχέσεις που εμπλέκονται είναι:

$$\vec{\nabla} \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$$

Συνδυάζοντας αυτές παίρνουμε:

$$\vec{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0 \Rightarrow \mathbf{B} = \vec{\nabla} \times \mathbf{A}$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \Rightarrow \mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B} \Rightarrow \mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \mathbf{A}$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \mathbf{A} \right) = \mathbf{J} \Rightarrow \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \mathbf{A}) = \mathbf{J} \Rightarrow \frac{1}{\mu} \left[\vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \right] = \mathbf{J}$$

Θεωρώντας τη βαθμίδα Coulomb, $\vec{\nabla} \cdot \mathbf{A} = 0$, η παραπάνω σχέση απλοποιείται στην

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}.$$

Επομένως το πρόβλημά μας περιγράφεται από τις σχέσεις $\vec{\nabla} \cdot \mathbf{A} = 0$, $\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}$ και τις συνοριακές συνθήκες $\hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0$, $\hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{K}$, όπου \mathbf{K} είναι η επιφανειακή κατανομή ελεύθερου ρεύματος. Σ' αυτή την περίπτωση το μαγνητοστατικό πρόβλημα ανάγεται στην επίλυση της εξίσωσης Poisson για κάθε συνιστώσα του διανυσματικού δυναμικού, με την απαίτηση όμως της βαθμίδας Coulomb.

II. Επίλυση μαγνητοστατικού προβλήματος για μόνιμα μαγνητισμένα υλικά απουσία ελεύθερων ρευμάτων $\mathbf{J}=\mathbf{0}$

Στην περίπτωση όπου έχουμε σκληρά σιδηρομαγνητικά υλικά, για τα οποία μας δίνεται η μαγνήτιση, \mathbf{M} και ισχύει $\mathbf{J} = \mathbf{0}$, αν λάβουμε υπόψη μας τις σχέσεις:

$$\vec{\nabla} \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0$$

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

παίρνουμε:

$$\vec{\nabla} \times \mathbf{H} = \mathbf{J} = \mathbf{0} \Rightarrow \vec{\nabla} \times \mathbf{H} = \mathbf{0} \Rightarrow \mathbf{H} = -\vec{\nabla}\Phi_M$$

$$\vec{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0 \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot [\mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})] = 0 \Rightarrow \mu_0(\vec{\nabla} \cdot \mathbf{H} + \vec{\nabla} \cdot \mathbf{M}) = 0 \Rightarrow$$

$$\vec{\nabla} \cdot (-\vec{\nabla}\Phi_M) + \vec{\nabla} \cdot \mathbf{M} = 0 \Rightarrow \nabla^2\Phi_M = \vec{\nabla} \cdot \mathbf{M} \Rightarrow \nabla^2\Phi_M = -\rho_M$$

όπου $\rho_M = -\vec{\nabla} \cdot \mathbf{M}$.

Άρα σε αυτήν την περίπτωση το μαγνητοστατικό πρόβλημα ανάγεται στην επίλυση της εξίσωσης Poisson,

$$\nabla^2\Phi_M = -\rho_M.$$

Αν έχουμε να λύσουμε το μαγνητοστατικό πρόβλημα με καθορισμένο \mathbf{M} , και για πεπερασμένο μαγνητικό σώμα, τότε μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τη μέθοδο των δέσμιων μαγνητικών φορτίωνχωρικής κατανομής

$$\rho_M = -\nabla \cdot \mathbf{M}$$

και επιφανειακής κατανομής

$$\sigma_M = \mathbf{n} \cdot \mathbf{M}.$$

Σ' αυτή την περίπτωση το μαγνητικό βαθμωτό δυναμικό θα δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi_M(\mathbf{x}) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\vec{\nabla}' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dx'^3 + \frac{1}{4\pi} \oint_S \frac{\hat{\mathbf{n}}' \cdot \vec{M}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} da'$$

όπου $\hat{\mathbf{n}}$ είναι το κάθετο διάνυσμα στην επιφάνεια του μόνιμα μαγνητισμένου σώματος με κατεύθυνση προς τα έξω.

Ένας άλλος τρόπος για την επίλυση προβλημάτων αυτής της περίπτωσης είναι η εύρεση του διανυσματικού δυναμικού.

Έχουμε $\mathbf{J} = \mathbf{0}$, δηλαδή

$$\vec{\nabla} \times \mathbf{H} = \mathbf{0}.$$

Από τη σχέση $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{M} + \mathbf{H})$ παίρνουμε:

$$\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} = \mathbf{M} + \mathbf{H} \Rightarrow \mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M}$$

$$\left. \begin{array}{l} \vec{\nabla} \times \mathbf{H} = \vec{0} \\ \mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M} \end{array} \right\} \vec{\nabla} \times \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M} \right) = \mathbf{0} \Rightarrow \frac{\vec{\nabla} \times \mathbf{B}}{\mu_0} - \vec{\nabla} \times \mathbf{M} = \mathbf{0} \Rightarrow \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \mathbf{B} = \vec{\nabla} \times \mathbf{M} \Rightarrow$$

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \mathbf{A}) = \vec{\nabla} \times \mathbf{M} \Rightarrow \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \mathbf{B} = \vec{\nabla} \times \mathbf{M} \Rightarrow \frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \mathbf{A}) = \vec{\nabla} \times \mathbf{M} \Rightarrow$$

$$\frac{1}{\mu_0} [\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}] = \vec{\nabla} \times \mathbf{M} \Rightarrow -\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{A} = \vec{\nabla} \times \mathbf{M} \Rightarrow \nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J}_M$$

όπου $\mathbf{J}_M = \vec{\nabla} \times \mathbf{M}$ είναι η χωρική πυκνότητα δέσμμιων ρευμάτων.

Για να προκύψει η παραπάνω διαφορική εξίσωση χρησιμοποιήσαμε τη σχέση $\mathbf{B} = \vec{\nabla} \times \mathbf{A}$ και θεωρήσαμε τη βαθμίδα Coulomb $\vec{\nabla} \cdot \mathbf{A} = 0$. Όπως και στην περίπτωση του μαγνητικού βαθμωτού δυναμικού, το διανυσματικό δυναμικό μπορεί να υπολογιστεί από την ολοκληρωτική έκφραση:

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{\nabla}' \times \mathbf{M}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} dx'^3 + \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_S \frac{\mathbf{M}(\mathbf{x}') \times \hat{\mathbf{n}}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} da'$$

όπου $\mathbf{J}_M = \vec{\nabla} \times \mathbf{M}$ είναι η κατανομή δέσμιου ρεύματος και $\mathbf{K}_M = \mathbf{M} \times \hat{\mathbf{n}}$ η επιφανειακή κατανομή δέσμιου ρεύματος.

Οι προσομοιώσεις που παρουσιάζονται παρακάτω έχουν γίνει χρησιμοποιώντας λογισμικό πεπερασμένων στοιχείων (Finite Element Method Magnetics FEMM <http://www.femm.info/wiki/HomePage>) το οποίο επιλύει αριθμητικά το μαγνητοστατικό πρόβλημα θεωρώντας ότι δεν υπάρχει εξάρτηση των πεδιακών μεγεθών κατά μήκος του άξονα z (δισδιάστατο μαγνητοστατικό πρόβλημα).

Το FEMM έχει τη δυνατότητα να επιλύει προβλήματα στα οποία περιέχονται μη γραμμικά υλικά. Λαμβάνοντας υπόψη τις σχέσεις:

$$\mathbf{B} = \mu(H)\mathbf{H} \text{ (Μη γραμμικά μαγνητικά υλικά)}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$$

παίρνουμε

$$\vec{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0 \Rightarrow \mathbf{B} = \vec{\nabla} \times \mathbf{A}$$

$$\mathbf{B} = \mu(H)\mathbf{H} \Rightarrow \mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu(H)} \Rightarrow \mathbf{H} = \frac{\vec{\nabla} \times \mathbf{A}}{\mu(H)}$$

$$\vec{\nabla} \times \left[\frac{\vec{\nabla} \times \mathbf{A}}{\mu(H)} \right] = \mathbf{J}$$

Αυτή η σχέση είναι η διαφορική εξίσωση που επιλύει το FEMM για κάθε περίπτωση.

Θεωρώντας την ειδική περίπτωση ενός γραμμικού υλικού, $\mu(H) = \mu$, η παραπάνω σχέση απλοποιείται στη διαφορική εξίσωση Poisson:

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}$$

Το παραπάνω αποτέλεσμα είναι σύμφωνο με όσα αναφέρθηκαν για την επίλυση μαγνητοστατικών προβλημάτων όπου περιέχονται γραμμικά υλικά.

Τώρα όσο αφορά προβλήματα τα οποία παρουσιάζουν συμμετρία μετατόπισης, π.χ. στον άξονα z, το διανυσματικό δυναμικό έχει μία μόνο μη μηδενική συνιστώσα, την A_z που εξαρτάται από τις υπόλοιπες συντεταγμένες του προβλήματος. Άρα ισχύει

$$\mathbf{A} = (0, 0, A_z(x, y))$$

Η παραπάνω υπόθεση υιοθετείται από το FEMM.

Συνήθως τα προγράμματα πεπερασμένων στοιχείων επιλύουν προβλήματα σε κλειστά χωρία. Όμως στις περιπτώσεις που συναντώνται παρακάτω δεν υπάρχει σύνορο. Όπως όμως έχουν δείξει ο Q. Chen και A. Konrad [10] μπορούμε να προσεγγίσουμε ένα πρόβλημα που αφορά όλο το χώρο σε ένα πρόβλημα κλειστού χωρίου.

Σύμφωνα με τους Chen και Konrad [10]. θεωρούμε ένα χωρίο με κυκλικό σύνορο, ακτίνας r_0 έξω από το οποίο θέλουμε να βρούμε τη λύση της διαφορικής εξίσωσης $\nabla^2 \Phi = 0$ εκφρασμένη σε πολικές συντεταγμένες.

$$\nabla^2 \Phi = 0 \Rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} = 0 \Rightarrow \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} = 0$$

Η γενική λύση της παραπάνω διαφορικής εξίσωσης είναι

$$\Phi(r, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{A_n}{r^n} + B_n r^n \right) \sin(n\varphi + \varphi_n)$$

Η λύση έξω από το κυκλικό χωρίο έχει την έκφραση

$$\Phi(r, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{r^n} \sin(n\varphi + \varphi_n)$$

αφού για $r \rightarrow \infty$ ισχύει: $\Phi \rightarrow 0$

Παρατηρούμε ότι καθώς η απόσταση από το κέντρο αυξάνει οι όροι του αθροίσματος φθίνουν με μεγάλο ρυθμό και κυρίαρχος όρος παραμένει αυτός που έχει το μικρότερο n .

$$\text{Άρα } \Phi(r, \varphi) \approx \frac{A_n}{r^n} \sin(n\varphi + \varphi_n)$$

Στη συνέχεια παίρνουμε τη μερική παράγωγο της παραπάνω έκφρασης ως προς r και καταλήγουμε σε μία συνοριακή συνθήκη μικτού τύπου.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} = -n \frac{A_n}{r^{n+1}} \sin(n\varphi + \varphi_n) \Rightarrow \frac{\partial \Phi}{\partial r} = -\frac{n}{r} \frac{A_n}{r^n} \sin(n\varphi + \varphi_n) \Rightarrow \frac{\partial \Phi}{\partial r} = -\frac{n}{r} \Phi \Rightarrow$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{n}{r} \Phi = 0$$

Η παραπάνω μορφή συνοριακής συνθήκης στην οποία καταλήξαμε υποστηρίζεται από το FEMM. Εφόσον το κυκλικό σύνορο βρίσκεται πέρα από την περιοχή πρωταρχικού ενδιαφέροντος, η λύση του ανοιχτού τομέα προσεγγίζεται πολύ καλά εφαρμόζοντας στο σύνορο τη σχέση

$$\frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{n}{r} \Phi = 0.$$

7 Ανάλυση με πεπερασμένα στοιχεία

Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων είναι μία αριθμητική διαδικασία εύρεσης λύσεων σε προβλήματα συνοριακών τιμών. Η αρχή της μεθόδου συνίσταται στο να αντικαθιστούμε ένα ολόκληρο συνεχές χωρίο με ένα πλήθος τομέων. Στον κάθε τομέα η άγνωστη συνάρτηση του προβλήματος προσεγγίζεται από απλές συναρτήσεις παρεμβολής. Οι σταθερές που περιέχονται στις συναρτήσεις παρεμβολής θεωρούνται άγνωστες. Έτσι το αρχικό πρόβλημα συνοριακών τιμών το οποίο περιέχει άπειρο αριθμό βαθμών ελευθερίας μετατρέπεται σε ένα πρόβλημα με πεπερασμένο αριθμό βαθμών ελευθερίας. Επομένως η λύση ολόκληρου του συστήματος προσεγγίζεται από έναν αριθμό άγνωστων συντελεστών. Στη συνέχεια εφαρμόζουμε μία από τις μεθόδους μεταβολών Ritz ή Galerkin μέσω των οποίων καταλήγουμε σε ένα σύστημα αλγεβρικών εξισώσεων. Τέλος η επίλυση του προβλήματος συνοριακών τιμών επιτυγχάνεται λύνοντας το εν λόγω σύστημα εξισώσεων.

Επομένως η ανάλυση ενός προβλήματος συνοριακών τιμών με πεπερασμένα στοιχεία περιέχει τα ακόλουθα βασικά βήματα:

1. Διαμέριση του χωρίου
2. Επιλογή των συναρτήσεων παρεμβολής
3. Έκφραση του προβλήματός μας μέσω ενός συστήματος εξισώσεων
4. Επίλυση του συστήματος εξισώσεων.

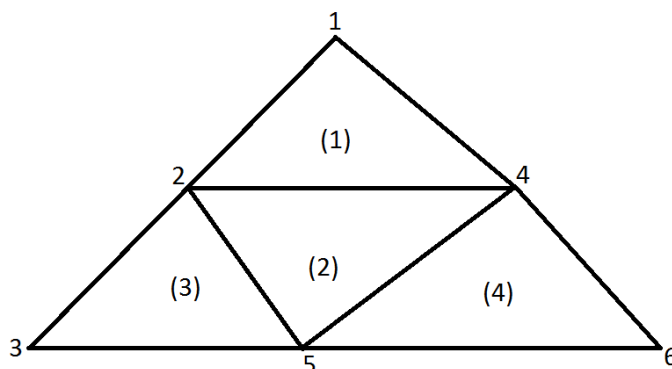
Η διαμέριση του χωρίου (Ω) είναι το πρώτο και το πιο σημαντικό βήμα στην ανάλυση με πεπερασμένα στοιχεία καθώς ο τρόπος με τον οποίο διαμερίζουμε το χωρίο επηρεάζει τις απαιτήσεις για υπολογιστική μνήμη, το χρόνο υπολογισμού και την ακρίβεια των αριθμητικών αποτελεσμάτων. Σε αυτό το βήμα, ολόκληρο το χωρίο Ω διαιρείται σε έναν αριθμό μικρότερων χωρίων που συμβολίζονται με Ω^e ($e=1,2,\dots,M$), όπου M παριστάνει το συνολικό αριθμό των μικρότερων χωρίων. Αυτοί οι χώροι ονομάζονται στοιχεία. Για μονοδιάστατο χωρίο (ευθεία ή καμπύλη), τα στοιχεία είναι ευθύγραμμα τμήματα μικρού μήκους που συνδέονται μεταξύ τους ώστε να σχηματίσουν προσεγγιστικά την αρχική γραμμή. Για δισδιάστατο χωρίο, τα στοιχεία συνήθως είναι μικρά τρίγωνα και ορθογώνια. Τα ορθογώνια στοιχεία είναι κατάλληλα

για διαμέριση ορθογώνιων χωρίων, ενώ τα τριγωνικά στοιχεία είναι κατάλληλα για διαμέριση χωρίων αυθαίρετου σχήματος. Στην περίπτωση που έχουμε τρισδιάστατο χωρίο, αυτό μπορεί να διαιρεθεί χρησιμοποιώντας τετράεδρα, τριγωνικά ή ορθογώνια πρίσματα. Από αυτά τα στοιχεία, τα τετράεδρα είναι τα απλούστερα και τα πιο κατάλληλα για τη διαμέριση χωρίου αυθαίρετου σχήματος. Έτσι τα ευθύγραμμα τμήματα, τα τρίγωνα και τα τετράεδρα είναι τα βασικά στοιχεία με τα οποία μοντελοποιούμε μονοδιάστατα, δισδιάστατα και τρισδιάστατα χωρία, αντίστοιχα.

Σε κάθε άκρη ενός στοιχείου ορίζουμε από έναν κόμβο. Για παράδειγμα, ένα γραμμικό ευθύ στοιχείο έχει δύο κόμβους, ένα σε κάθε άκρο. Ένα γραμμικό τριγωνικό στοιχείο έχει τρεις κόμβους που βρίσκονται στις τρεις κορυφές του, ενώ ένα γραμμικό τετράεδρο έχει τέσσερις κόμβους που βρίσκονται στις τέσσερις κορυφές του. Για να διακρίνονται τα στοιχεία και οι κόμβοι μεταξύ τους, τους αποδίδονται αριθμοί. Κάθε στοιχείο λαμβάνει έναν αριθμό, ενώ κάθε κόμβος λαμβάνει δύο αριθμούς. Ο πρώτος είναι ο τοπικός αριθμός που προσδιορίζει τον κόμβο μέσα σε ένα στοιχείο και ο δεύτερος είναι ο καθολικός αριθμός που προσδιορίζει τον ίδιο κόμβο μέσα σε ολόκληρο το σύστημα. Αντίστοιχα ορίζονται για κάθε κόμβο οι τοπικές συντεταγμένες που προσδιορίζουν τη θέση του μέσα σε ένα στοιχείο και οι καθολικές συντεταγμένες που προσδιορίζουν τη θέση του μέσα στο σύστημα των στοιχείων.

Για να γίνει η συσχέτιση μεταξύ των παραπάνω τριών αριθμών, τοπικού αριθμού κόμβου, καθολικού αριθμού και αριθμού στοιχείου εισάγουμε έναν πίνακα $3 \times M$ που έχει ως στοιχεία του ακέραιους. Αυτός ο πίνακας ονομάζεται πίνακας συνεκτικότητας και κάθε στοιχείο του συμβολίζεται με $n(i, e)$, όπου $i = 1, 2, \dots, M$ και M είναι το πλήθος των στοιχείων. Στην ουσία αυτός ο πίνακας περιέχει όλη την πληροφορία που αφορά την αρίθμηση των στοιχείων και των κόμβων. Γενικά η αρίθμηση των κόμβων απαιτεί μια τακτική. Από τη διαδικασία της αρίθμησης εξαρτάται η κατάσταση του πίνακα του συστήματος εξισώσεων στον οποίο καταλήγουμε. Η αρίθμηση πρέπει να γίνεται έτσι ώστε τα μη μηδενικά στοιχεία του πίνακα να συγκεντρώνονται γύρω από τη διαγώνιο. Όσο το εύρος αυτής της περιοχής είναι μικρότερο, τόσο λιγότερη μνήμη χρειαζόμαστε και τόσο μικρότερο υπολογιστικό κόστος έχουμε κατά την επίλυση του συστήματος.

Για παράδειγμα, έστω ότι έχουμε το διαμερισμένο χωρίο του παρακάτω σχήματος



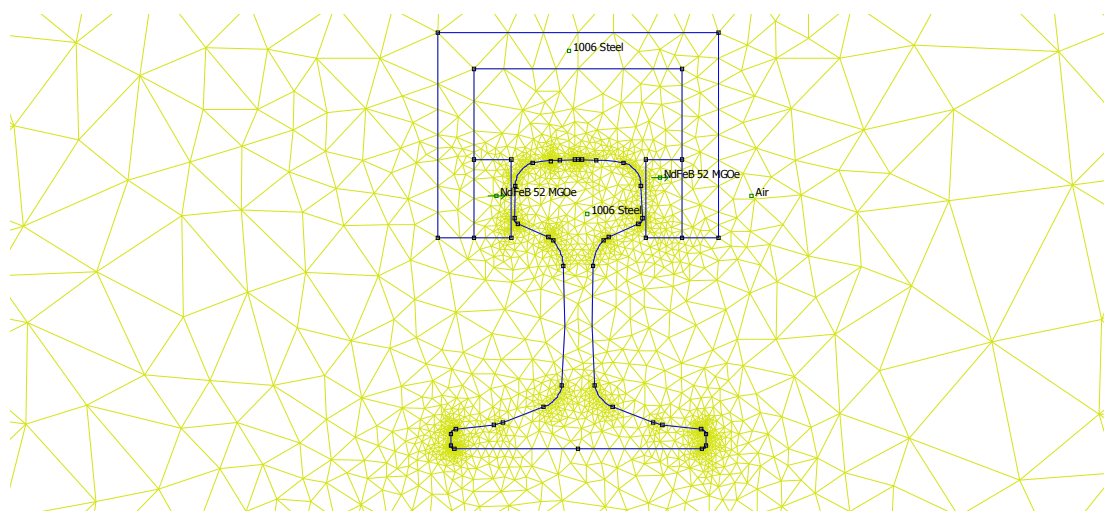
Εικόνα 6.2 Παράδειγμα συστήματος τριγωνικών στοιχείων.

Ο πίνακας συνεκτικότητας του παραπάνω συστήματος είναι

e	n(1,e)	n(2,e)	n(3,e)
1	2	4	1
2	5	4	2
3	3	5	2
4	5	6	4

Μία βασική απαίτηση για τη διαμέριση ενός χωρίου είναι ότι αφού αυτό έχει διαχωριστεί να μην υπάρχουν επικάλυψη ή κενά μεταξύ των στοιχείων. Επιπλέον, τα στοιχεία πρέπει να συνδέονται μέσω των κορυφών τους. Πρέπει να αποφεύγεται η δημιουργία τριγώνων που έχουν μικρή εσωτερική γωνία, διότι έτσι αυξάνεται το σφάλμα στη λύση. Αποδεικνύεται δε ότι το σφάλμα στη λύση των πεπερασμένων στοιχείων είναι αντιστρόφως ανάλογο του ημιτόνου της μικρότερης εσωτερικής γωνίας. Για αυτό το λόγο όλα τα τριγωνικά στοιχεία πρέπει να δημιουργούνται έτσι ώστε να είναι όσο το δυνατόν ισόπλευρα. Επίσης όσο μικρότερα είναι τα στοιχεία με τα οποία διαμερίζουμε το χωρίο τόσο πιο ακριβείς είναι οι λύσεις που παίρνουμε. Όμως εισάγοντας μικρότερα στοιχεία αυξάνεται ο αριθμός των αγνώστων και κατά συνέπεια αυξάνεται η απαίτηση για μνήμη και υπολογιστικό χρόνο. Συνεπώς είναι απαραίτητο να κρατάμε τον αριθμό των στοιχείων στο ελάχιστο ώστε να έχουμε και μία ικανοποιητική ακρίβεια.

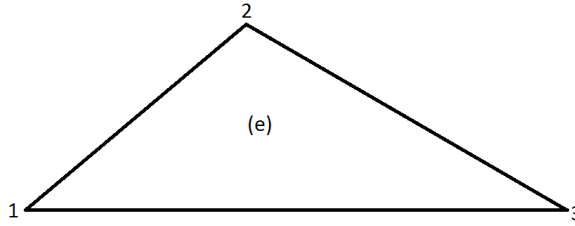
Η διαμέριση του αρχικού χωρίου θεωρείται ως ένα προπαρασκευαστικό στάδιο επειδή μπορεί να διαχωριστεί πλήρως από τα υπόλοιπα βήματα της ανάλυσης με πεπερασμένα στοιχεία. Πολλά προγράμματα πεπερασμένων στοιχείων έχουν την ικανότητα να διαχωρίζουν αυθαίρετα μονοδιάστατα, δισδιάστατα και τρισδιάστατα χωρία και να παρέχουν τη βέλτιστη αρίθμηση όσον αφορά τους κόμβους. Ένα τέτοιο πρόγραμμα είναι και το FEMM που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας. Το FEMM δίνει προσεγγιστικές λύσεις σε επίπεδα προβλήματα ηλεκτρομαγνητισμού και σε κάθε περίπτωση χρησιμοποιεί τριγωνικά στοιχεία για το διαχωρισμό του χωρίου.



Εικόνα 6.1 Τριγωνοποίηση της διατομής της σιδηροτροχιάς και του γύρω χώρου. (Προσομοίωση FEMM)

Το σχέδιο της διατομής της σιδηροτροχιάς που φαίνεται στην παραπάνω εικόνα δημιουργήθηκε πρώτα στο πρόγραμμα σχεδίασης AutoCad. Στη συνέχεια περάστηκε στο πρόγραμμα FEMM, με τη βοήθεια του οποίου σχεδιάστηκαν επιπλέον το μαγνητικό ζεύγος γύρω από τη σιδηροτροχιά και οι ατέλειες που εξετάζαμε σε κάθε περίπτωση. Πριν από κάθε εκτέλεση του κάθε προγράμματος το FEMM τριγωνοποιούσε το αντίστοιχο χωρίο.

Το FEMM, όπως αναφέραμε, χρησιμοποιεί τριγωνικά στοιχεία.



Εικόνα 6.3 Παράδειγμα τριγωνικού στοιχείου.

Σε κάθε κόμβο ενός γραμμικού τριγωνικού στοιχείου αντιστοιχεί και μία συνάρτηση παρεμβολής. Αυτές οι συναρτήσεις δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$N_1^e(x, y) = \frac{1}{\Delta} \left[(x_2^e y_3^e - y_2^e x_3^e) + (y_2^e - y_3^e)x + (x_3^e - x_2^e)y \right]$$

$$N_2^e(x, y) = \frac{1}{\Delta} \left[(y_1^e x_3^e - x_1^e y_3^e) + (y_3^e - y_1^e)x + (x_1^e - x_3^e)y \right]$$

$$N_3^e(x, y) = \frac{1}{\Delta} \left[(x_1^e y_2^e - y_1^e x_2^e) + (y_1^e - y_2^e)x + (x_2^e - x_1^e)y \right]$$

Για τις παραπάνω συναρτήσεις ισχύει η εξής ιδιότητα:

$$N_i^e(x_j, y_j) = \delta_{ij} = \begin{cases} 1, i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}$$

Συνεχίζοντας, για να εξάγουμε τις εξισώσεις όπου θα μας δώσουν την προσεγγιστική λύση σε όλο το χωρίο του προβλήματος εφαρμόζουμε τη μεταβολική μέθοδο Ritz.

Έστω ότι έχουμε ένα δισδιάστατο πρόβλημα συνοριακών τιμών το οποίο ορίζεται από τη μερική διαφορική εξίσωση δεύτερης τάξης

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(a_x \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(a_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) + b\varphi = f, (x, y) \in \Omega$$

και τις συνοριακές συνθήκες

$\varphi = p$ (Συνθήκη Dirichlet), στο Γ_1 ,

$\left(a_x \frac{\partial \varphi}{\partial x} \hat{x} + a_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} \hat{y} \right) \cdot \hat{\eta} + \gamma\varphi = q$ (Συνθήκη Neumann), στο Γ_2

όπου φ είναι η λύση του προβλήματος και a_x, a_y, b είναι γνωστές παράμετροι που σχετίζονται με τις φυσικές ιδιότητες του προβλήματος και f είναι η συνάρτηση πηγής.

Αρχικά ορίζουμε ένα συναρτησιακό το οποίο μέσω της μεταβολικής μεθόδου οδηγεί στο προς λύση πρόβλημα συνοριακών τιμών. Το συναρτησιακό αυτό για τη γενική περίπτωση είναι:

$$F(\varphi) = \frac{1}{2} \iint_{\Omega} \left[a_x \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + a_y \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 + b \varphi^2 \right] d\Omega + \int_{\Gamma_2} \left(\frac{\gamma}{2} \varphi^2 - q \varphi \right) d\Gamma - \iint_{\Omega} f \varphi d\Omega$$

Θεωρώντας για απλότητα ομογενή συνοριακή συνθήκη Neumann, δηλαδή $\gamma = q = 0$, το συναρτησιακό παίρνει την εξής μορφή:

$$F^e(\varphi^e) = \frac{1}{2} \iint_{\Omega^e} \left[a_x \left(\frac{\partial \varphi^e}{\partial x} \right)^2 + a_y \left(\frac{\partial \varphi^e}{\partial y} \right)^2 + b (\varphi^e)^2 \right] d\Omega - \iint_{\Omega^e} f \varphi^e d\Omega$$

όπου φ^e είναι μία προσεγγιστική λύση του προβλήματος και Ω_e είναι το μέρος του συνολικού χωρίου που καταλαμβάνει το στοιχείο e .

Ύστερα ορίζουμε ένα συναρτησιακό για όλο το σύστημα των στοιχείων που δίνεται από το άθροισμα των επιμέρους συναρτησιακών, δηλαδή

$$F(\varphi) = \sum_{e=1}^M F^e(\varphi^e)$$

Στην περίπτωση ενός γραμμικού τριγωνικού στοιχείου, το συναρτησιακό παίρνει τη μορφή:

$$F^e(\varphi^e) = \frac{1}{2} \iint_{\Omega^e} \left\{ a_x \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\sum_{j=1}^3 N_j^e \varphi_j^e \right) \right]^2 + a_y \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\sum_{j=1}^3 N_j^e \varphi_j^e \right) \right]^2 + b \left(\sum_{j=1}^3 N_j^e \varphi_j^e \right)^2 \right\} d\Omega - \iint_{\Omega^e} f \left(\sum_{j=1}^3 N_j^e \varphi_j^e \right) d\Omega$$

Στη συνέχεια παίρνουμε τις μερικές παραγώγους της παραπάνω έκφρασης ως προς τις τιμές της προσεγγιστικής λύσης στους κόμβους του στοιχείου, φ_j^e :

$$\frac{\partial F^e}{\partial \varphi_i^e} = \frac{1}{2} \iint_{\Omega^e} \left[2a_x \frac{\partial}{\partial x} \left(\sum_{j=1}^3 N_j^e \varphi_j^e \right) \frac{\partial N_i^e}{\partial x} + 2a_y \frac{\partial}{\partial y} \left(\sum_{j=1}^3 N_j^e \varphi_j^e \right) \frac{\partial N_i^e}{\partial y} + 2b \sum_{j=1}^3 N_j^e \varphi_j^e N_i^e \right] d\Omega - \iint_{\Omega^e} f N_i^e d\Omega = \sum_{j=1}^3 \varphi_j^e \iint_{\Omega^e} \left(a_x \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j^e}{\partial x} + a_y \frac{\partial N_i^e}{\partial y} \frac{\partial N_j^e}{\partial y} + b N_i^e N_j^e \right) d\Omega - \iint_{\Omega^e} f N_i^e d\Omega$$

όπου $i=1,2,3$.

Το παραπάνω σύστημα εξισώσεων μπορεί να γραφεί με τη μορφή πινάκων. Έτσι έχουμε

$$\left\{ \frac{\partial F^e}{\partial \varphi^e} \right\} = [K^e] \{ \varphi^e \} - \{ b^e \}$$

$$\text{όπου } \left\{ \frac{\partial F^e}{\partial \varphi^e} \right\} = \begin{bmatrix} \frac{\partial F^e}{\partial \varphi_1^e} \\ \frac{\partial F^e}{\partial \varphi_2^e} \\ \frac{\partial F^e}{\partial \varphi_3^e} \end{bmatrix}, \{ \varphi^e \} = \begin{bmatrix} \varphi_1^e \\ \varphi_2^e \\ \varphi_3^e \end{bmatrix}, b_i^e = \iint_{\Omega^e} f N_i^e dx dy,$$

$$K_{ij}^e = \iint_{\Omega^e} \left(a_x \frac{\partial N_i^e}{\partial x} \frac{\partial N_j^e}{\partial x} + a_y \frac{\partial N_i^e}{\partial y} \frac{\partial N_j^e}{\partial y} + b N_i^e N_j^e \right) dx dy, i=1,2,3$$

Από την παραπάνω έκφραση παρατηρούμε ότι ο πίνακας $[K^e]$ είναι συμμετρικός.

Από υπόθεση γνωρίζουμε ότι ισχύει: $F(\varphi) = \sum_{e=1}^M F^e(\varphi^e)$. Παίρνοντας τις μερικές παραγώγους του συναρτησιακού που αφορά όλο το σύστημα των στοιχείων, F ως προς τις τιμές της συνάρτησης φ στους κόμβους των

στοιχείων, φ_i^e , δημιουργούμε ένα διάνυσμα στήλη $\left\{ \frac{\partial F}{\partial \varphi} \right\}$ για το οποίο ισχύει:

$$\left\{ \frac{\partial F}{\partial \varphi} \right\} = \sum_{e=1}^M \left\{ \frac{\partial F^e}{\partial \varphi^e} \right\} = \sum_{e=1}^M ([K^e] \{ \varphi^e \} - \{ b^e \})$$

Η λύση του προβλήματος σύμφωνα με τη μέθοδο Ritz λαμβάνεται από τον ταυτόχρονο μηδενισμό όλων των μερικών παραγώγων του συναρτησιακού ως προς τις άγνωστες παραμέτρους. Άρα

$$\left\{ \frac{\partial F}{\partial \varphi} \right\} = 0 \Rightarrow \sum_{e=1}^M [K^e] \{ \varphi^e \} - \sum_{e=1}^M \{ b^e \} = 0 \Rightarrow [K] \{ \varphi \} - \{ b \} = 0 \Rightarrow$$

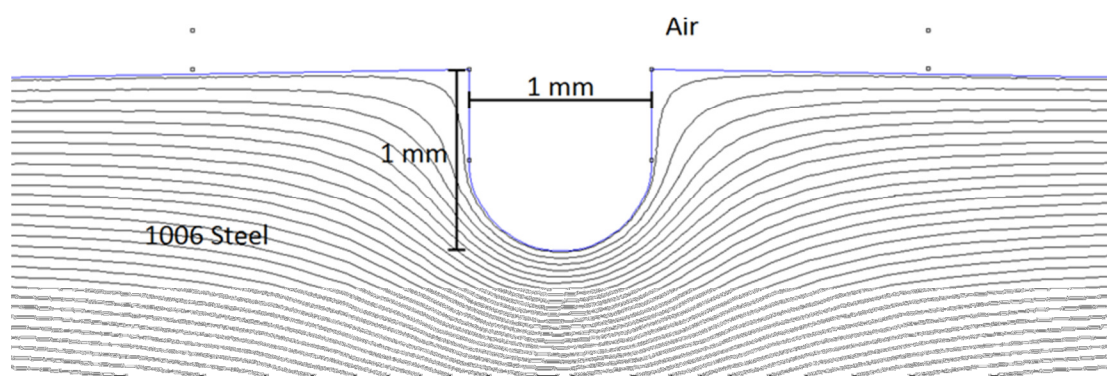
$$[K] \{ \varphi \} = \{ b \}$$

όπου $[K] = \sum_{e=1}^M [K^e]$ και $\{ b \} = \sum_{e=1}^M \{ b^e \}$.

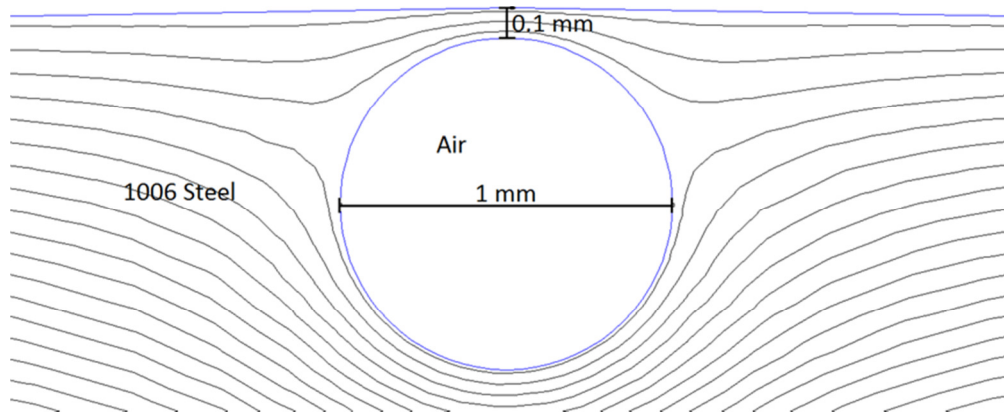
Επομένως καταλήγουμε σε ένα σύστημα εξισώσεων από το οποίο, εφαρμόζοντας τις συνοριακές συνθήκες του προβλήματος, παίρνουμε την προσεγγιστική λύση στο χωρίο που ορίζεται αυτό.

8 Προσομοιώσεις μαγνητικού πεδίου με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων

Παρακάτω παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων που προέκυψαν με τη χρήση του προγράμματος FEMM(<http://www.femm.info/wiki/HomePage>). Σκοπός αυτών είναι ο υπολογισμός του «διαφεύγοντος» μαγνητικού πεδίου από ατέλειες που εμφανίζονται στην κεφαλή μαγνητισμένης σιδηροτροχιάς. Οι ατέλειες που εξετάζονται είναι δύο ειδών, επιφανειακές ή εγκάρσιες ρωγμές και φυσαλίδες αέρα που βρίσκονται κάτω από την επιφάνεια της σιδηροτροχιάς. Η κάθε περίπτωση ρωγμής ποικίλλει ως προς τη θέση της ρωγμής πάνω στην κεφαλή, το εύρος της, d , το μήκος της, h και τη γωνία που σχηματίζει ως προς την κατακόρυφο. Αντίστοιχα η κάθε περίπτωση φυσαλίδας διαφέρει ως προς τη θέση της πάνω στην κεφαλή, τη διάμετρό της, d και το βάθος, h , στο οποίο βρίσκεται, κάτω από την επιφάνεια. Το μοντέλο των ρωγμών που παρουσιάζεται στις προσομοιώσεις αποτελείται από μία λωρίδα που έχει ως κατάληξη ένα ημικύκλιο. Η χρήση αυτού του μοντέλου ρωγμής έναντι μιας απλής ορθογώνιας ή τριγωνικής κοιλότητας γίνεται για να αποφύγουμε προβλήματα με την εκτέλεση του προγράμματος στις περιπτώσεις όπου η γωνία θα ήταν πολύ μικρή. Για αυτό το λόγο η άκρη της κάθε ρωγμής είναι ένα ημικύκλιο που αποτελεί μία λεία καμπύλη. Όσον αφορά τις φυσαλίδες, το μοντέλο που χρησιμοποιείται για αυτές είναι ένας απλός κύκλος.

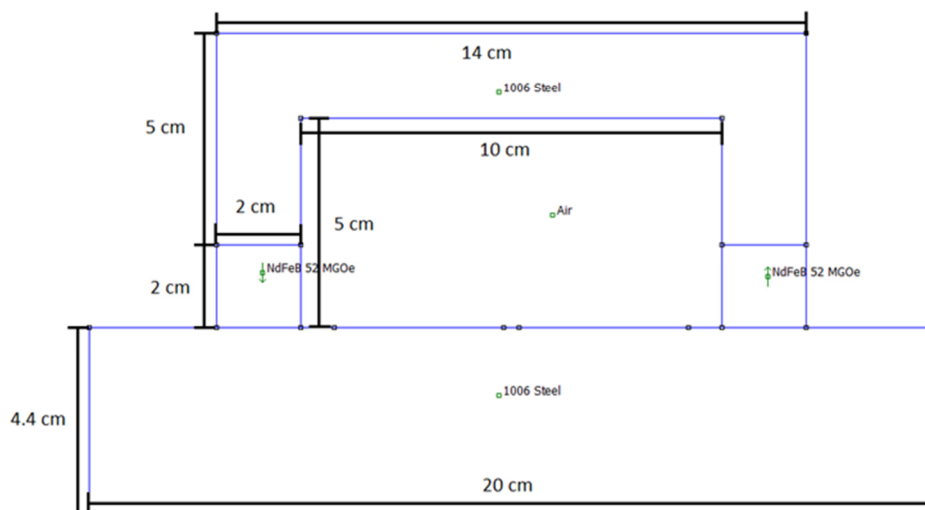


Εικόνα 8.1 Μοντέλο κατακόρυφης ρωγμής στο μέσο της κεφαλής, εύρους, $d=1\text{ mm}$ και μήκους $h=1\text{ mm}$.

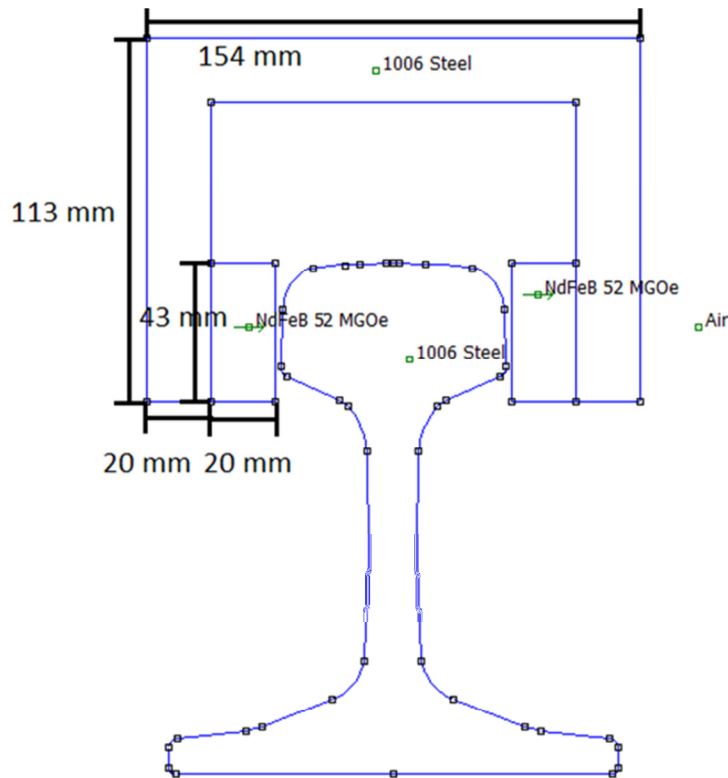


Εικόνα 8.2 Μοντέλο φυσαλίδας στο μέσο της κεφαλής, διαμέτρου $d=1\text{ mm}$ και βάθους $h=0.1\text{ mm}$.

Οι προσομοιώσεις αφορούν την πλάγια όψη και τη διατομή της κεφαλής της σιδηροτροχιάς. Στις προσομοιώσεις χρησιμοποιήθηκαν υλικά από τη λίστα του FEMM. Γύρω από τη σιδηροτροχιά και στο εσωτερικό των φυσαλίδων υπάρχει αέρας. Για τη σιδηροτροχιά και το μαγνητικό ζεύγος, θεωρήσαμε ότι αποτελούνται από χάλυβα 1006. Το συγκεκριμένο υλικό είναι μαλακό σιδηρομαγνητικό και έχει θερμοκρασία Curie κοντά σε αυτήν του $\alpha\text{-Fe}$. Για τη μαγνήτιση της σιδηροτροχιάς χρησιμοποιήσαμε δύο μαγνήτες από $\text{NdFe}_{14}\text{B}_2$ ενεργειακού γινομένου 52 MGOe. Όσο αφορά τη διάταξη μαγνήτισης της σιδηροτροχιάς, αυτή είναι ένα απλό μαγνητικό κύκλωμα σχήματος Π που στα άκρα του τοποθετούνται μαγνήτες.



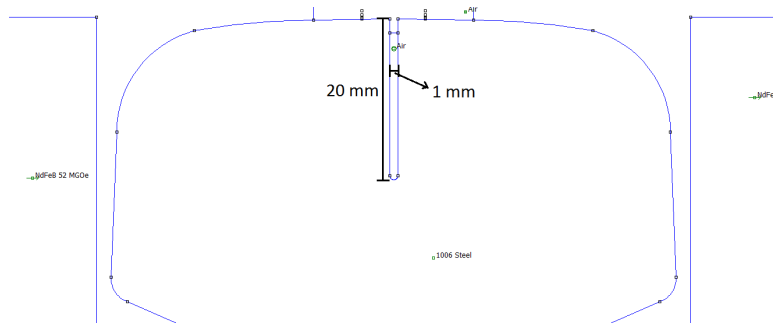
Εικόνα 8.3 Πλάγια όψη κεφαλής της σιδηροτροχιάς και τρόπος μαγνήτισής της.



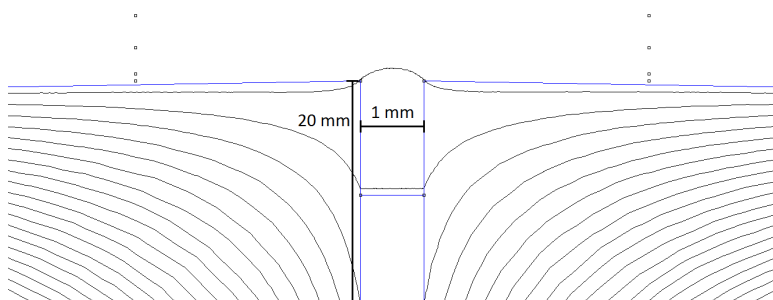
Εικόνα 8.4 Διατομή κεφαλής της σιδηροτροχιάς και τρόπος μαγνήτισής της.

Σε κάθε προσομοίωση παρουσιάζεται το διάγραμμα του μέτρου της έντασης του μαγνητικού πεδίου για σημεία που βρίσκονται όσο το δυνατόν κοντά στην περιοχή της επιφάνειας από την οποία αναμένεται εκροή δυναμικών μαγνητικών γραμμών. Το πόσο κοντά βρίσκονται τα σημεία στα οποία υπολογίζουμε το $|\mathbf{B}|$ εξαρτάται από την καμπύλωση του τμήματος του χωρίου στο οποίο βρίσκεται η ατέλεια (10^{-5} mm-0.1 mm). Λαμβάνοντας την ελάχιστη και τη μέγιστη τιμή έντασης από αυτά τα διαγράμματα δημιουργείται η κατανομή του μέτρου της έντασης γύρω από το άνοιγμα της ρωγμής ή την περιφέρεια της φυσαλίδας. Τελευταίο δημιουργείται το διάγραμμα της εφαπτομενικής συνιστώσας της έντασης του μαγνητικού πεδίου που προκύπτει λαμβάνοντας μετρήσεις από σημεία που βαίνουν σε ένα ευθύγραμμο τμήμα. Αυτό είναι παράλληλο προς την εφαπτομένη της καμπύλης του χωρίου που παριστάνει την επιφάνεια της σιδηροτροχιάς και απέχει από αυτήν 0.1 mm.

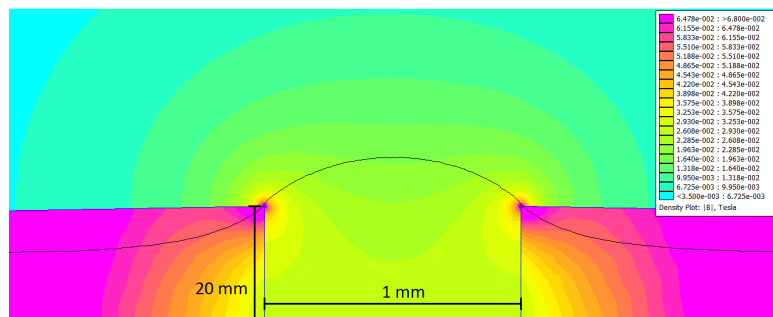
Παρακάτω παρουσιάζονται δύο περιπτώσεις ατελειών στο μέσο της κεφαλής της σιδηροτροχιάς. Σε αυτές οι μετρήσεις λαμβάνονται με τον ανιχνευτή να βρίσκεται σε διάφορες αποστάσεις από την επιφάνεια της σιδηροτροχιάς.



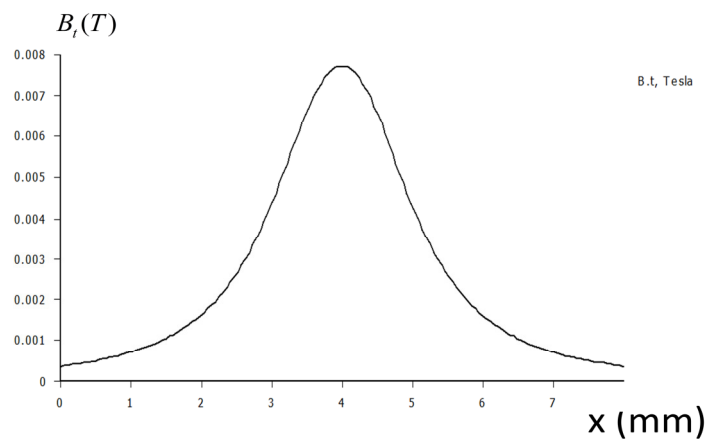
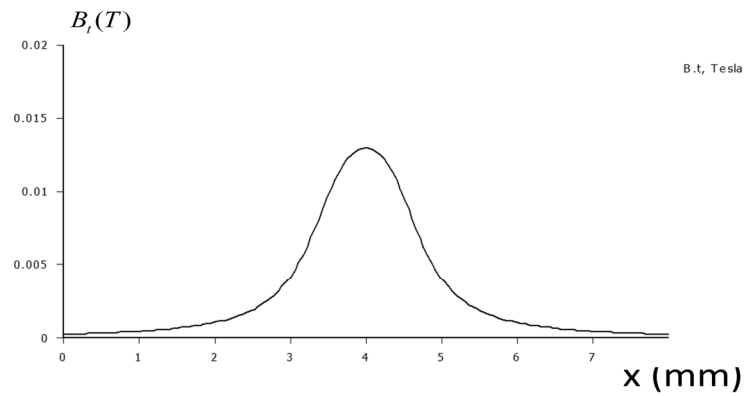
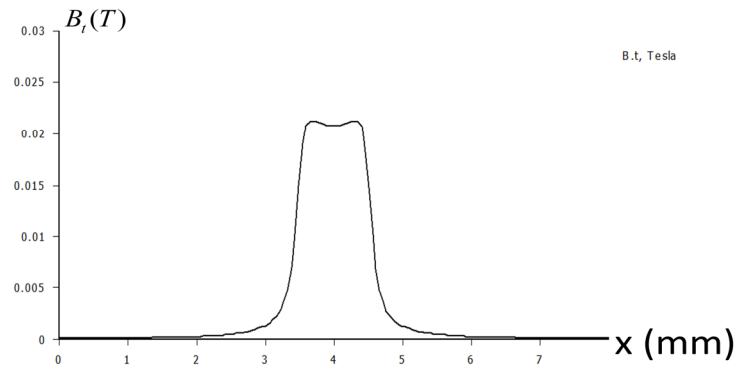
Εικόνα 8.5 Ρωγμή εύρους 1 mm και μήκους 20 mm στο μέσο της κεφαλής.



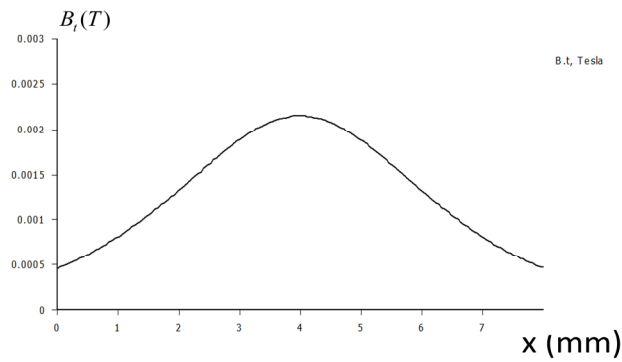
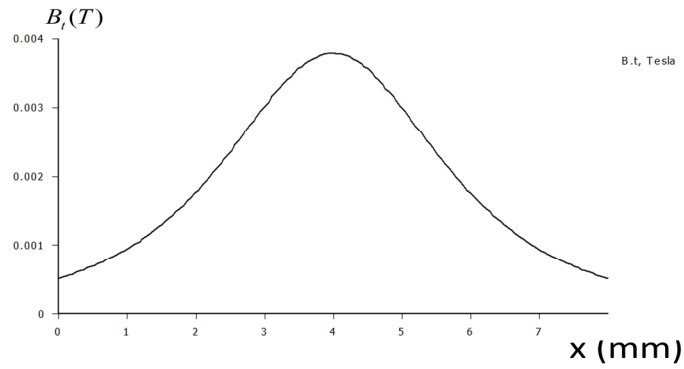
Εικόνα 8.6 Κατανομή των μαγνητικών δυναμικών γραμμών γύρω από τη ρωγμή.



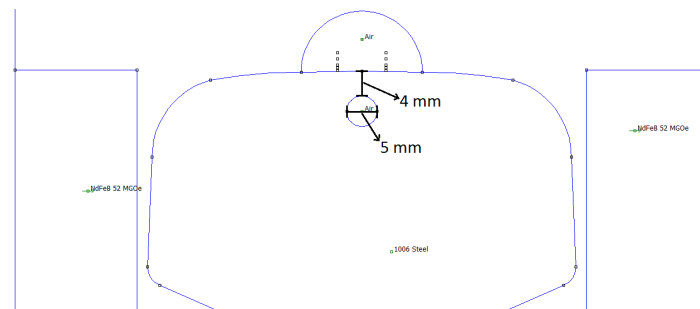
Εικόνα 8.7 Κατανομή της έντασης μαγνητικού πεδίου γύρω από το άνοιγμα της ρωγμής.



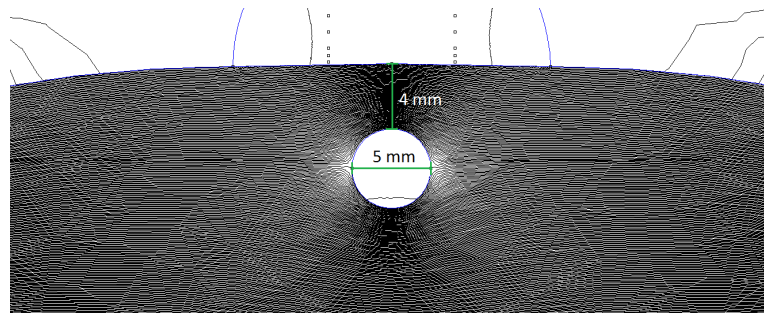
Εικόνα 8.8 Διαγράμματα εφαπτομενικής συνιστώσας, παρουσία της ρωγμής με τον ανιχνευτή να βρίσκεται σε απόσταση από την επιφάνεια 0.1 mm, 0.5 mm και 1 mm, αντίστοιχα.



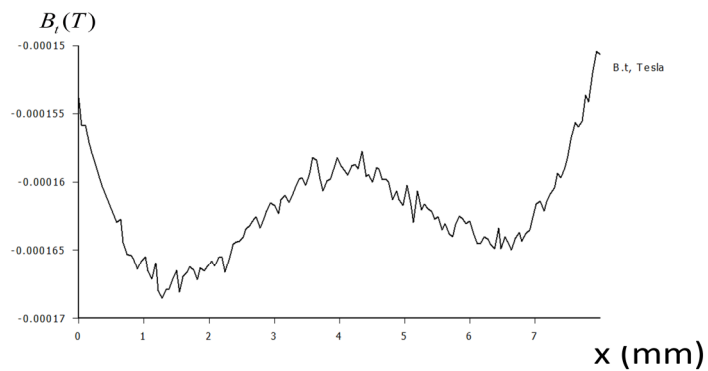
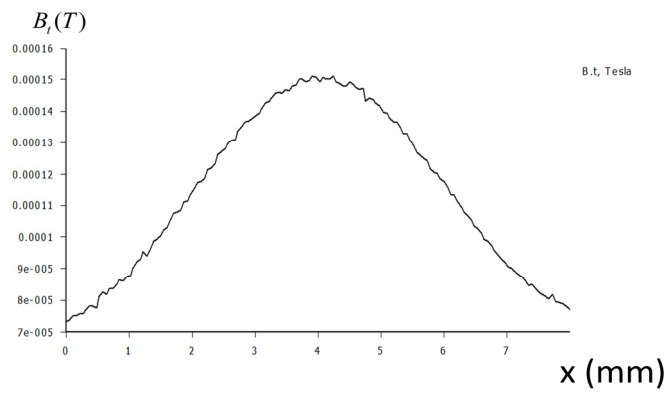
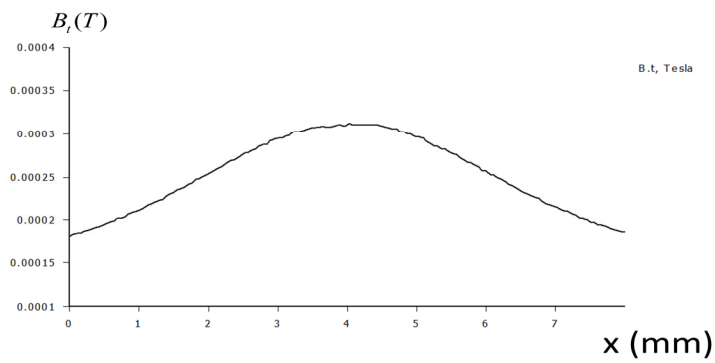
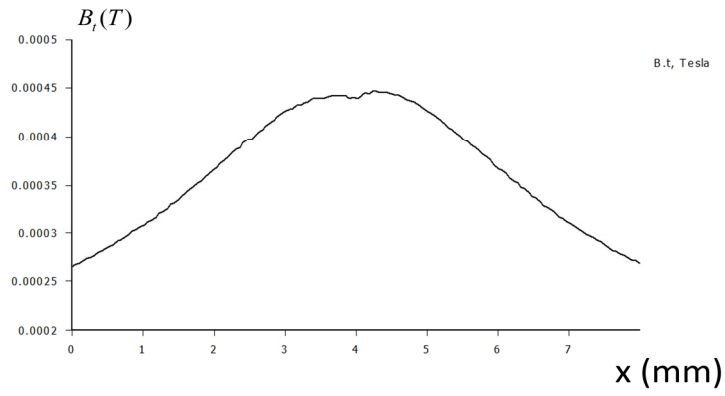
Εικόνα 8.9 Διαγράμματα εφαπτομενικής συνιστώσας, παρουσία της ρωγμής με τον ανιχνευτή να βρίσκεται σε απόσταση από την επιφάνεια 2 mm και 3 mm, αντίστοιχα.



Εικόνα 8.10 Φυσαλίδα στο μέσο της κεφαλής, εύρους 5 mm, σε βάθος 4 mm.



Εικόνα 8.11 Κατανομή των μαγνητικών δυναμικών γραμμών γύρω από τη φυσαλίδα.

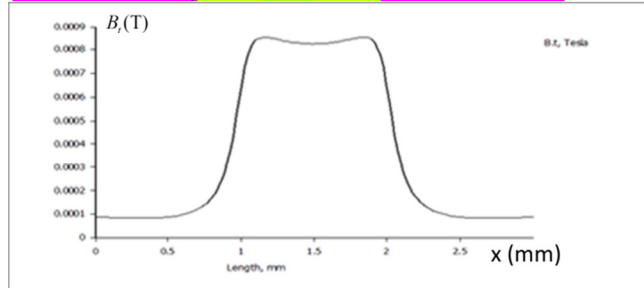
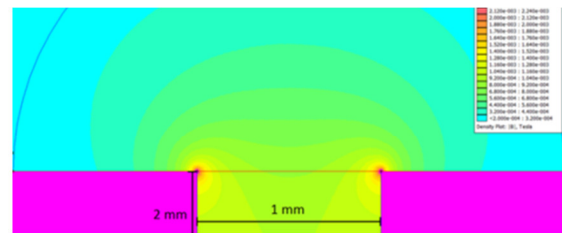
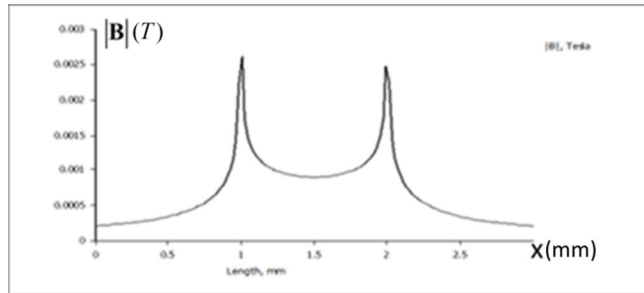


Εικόνα 8.12 Διαγράμματα εφαπτομενικής συνιστώσας, παρουσία της φουσαλίδας, με τον ανιχνευτή να βρίσκεται σε απόσταση από την επιφάνεια 0.1 mm, 0.5 mm, 1 mm και 2 mm, αντίστοιχα.

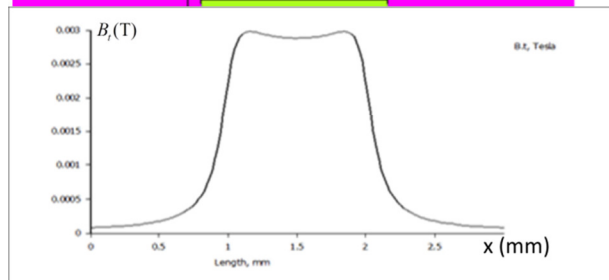
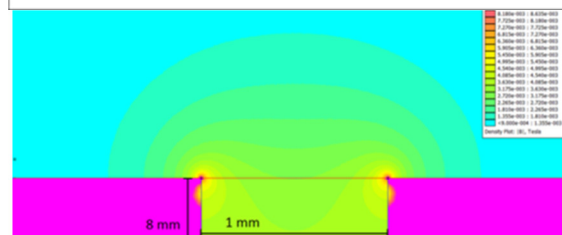
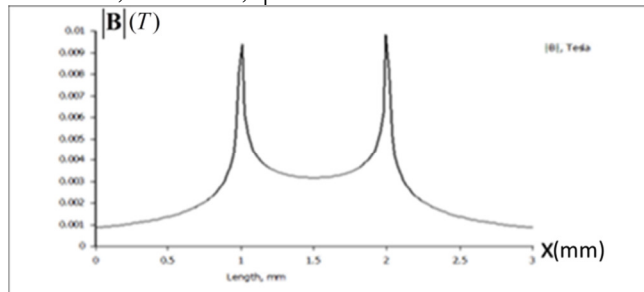
Από τα παραπάνω αποτελέσματα συμπεραίνουμε ότι όσο αυξάνουμε την απόσταση του ανιχνευτή από την επιφάνεια της σιδηροτροχιάς, τόσο η επαπτομενική συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου μειώνεται. Επομένως η απόσταση μεταξύ του ανιχνευτή και της επιφάνειας της σιδηροτροχιάς παίζει σημαντικό ρόλο για την ανίχνευση ατελειών.

Στη συνέχεια, οι προσομοιώσεις που ακολουθούν καταχωρούνται σε ομάδες, ανάλογα τη θέση, το είδος και το μέγεθος των ατελειών.

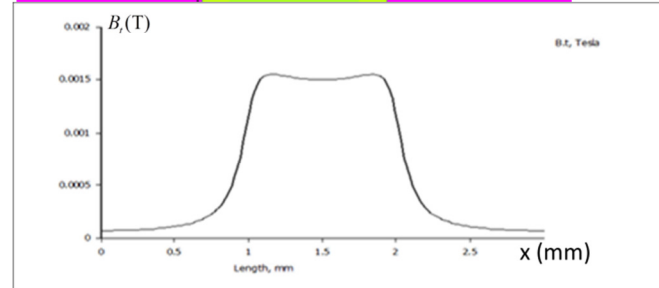
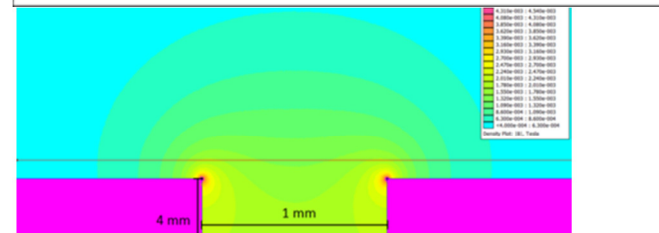
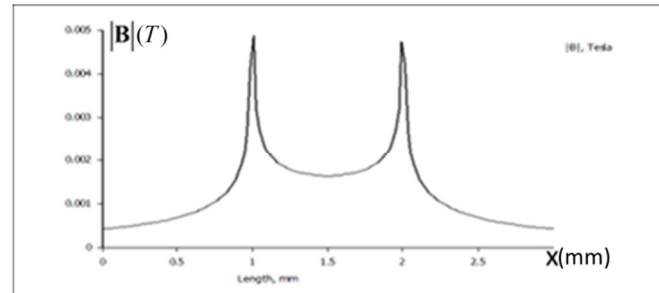
1^η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη κατακόρυφης ρωγμής εύρους $d=1\text{ mm}$ και μεταβλητού μήκους (Πλάγια όψη).



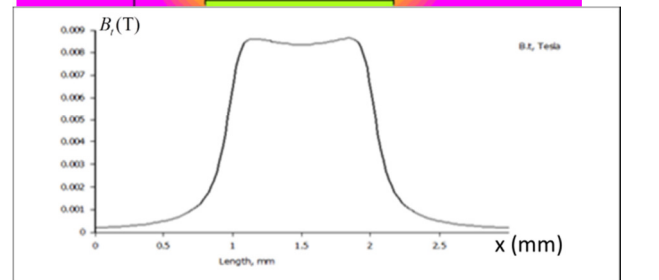
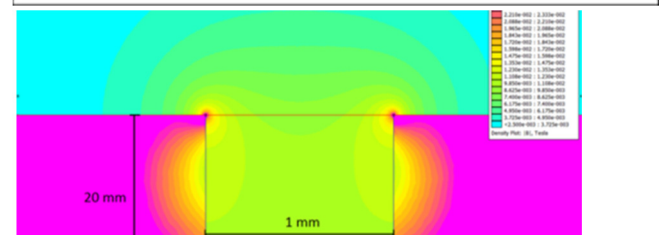
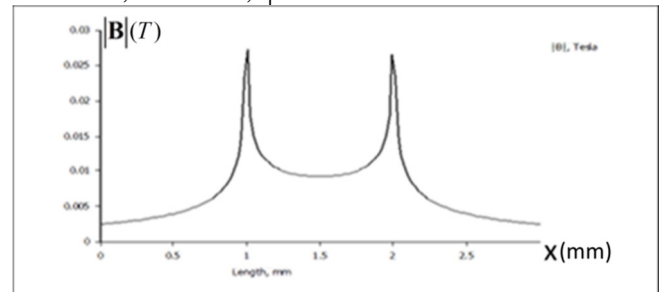
$d=1\text{ mm}, h=2\text{ mm}, \varphi=0^0$



$d=1\text{ mm}, h=8\text{ mm}, \varphi=0^0$

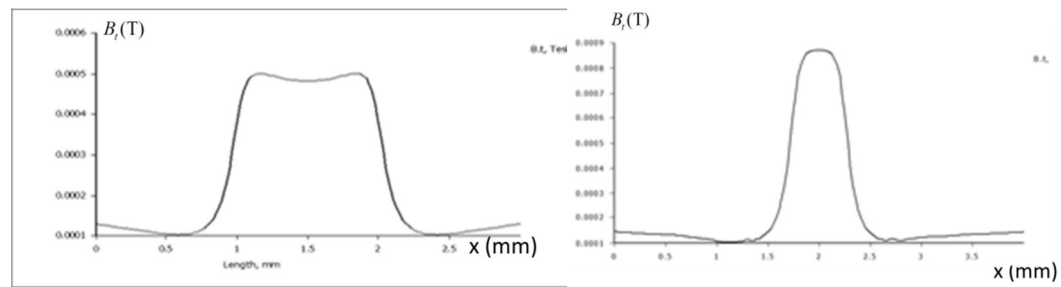
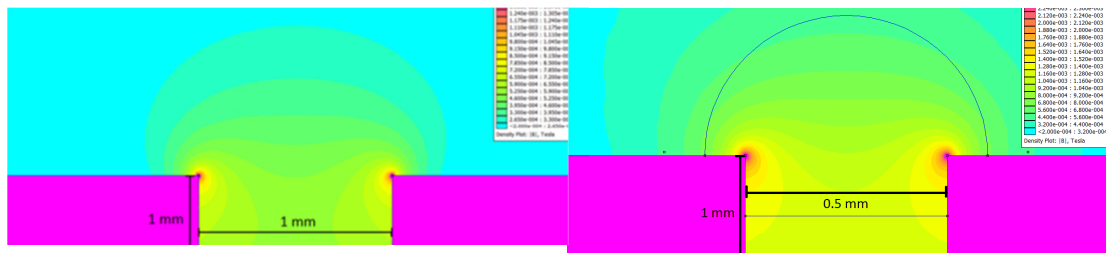
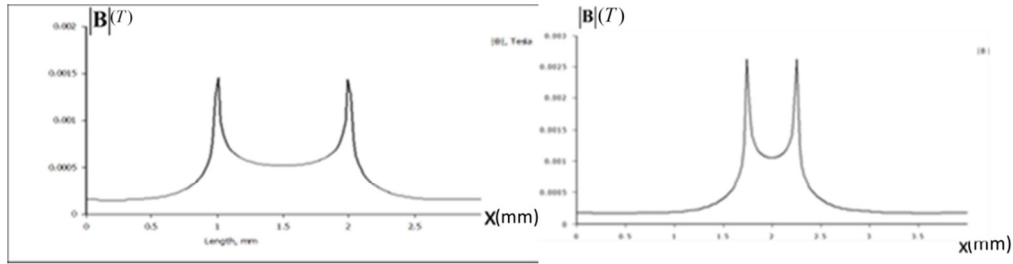


$d=1\text{ mm}, h=20\text{ mm}, \varphi=0^0$



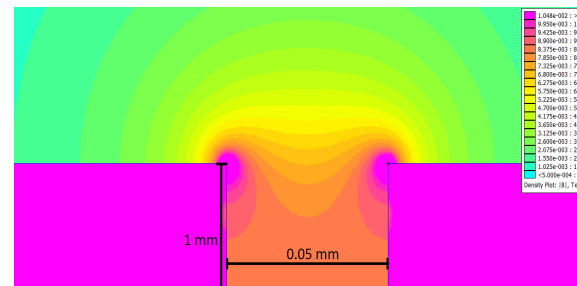
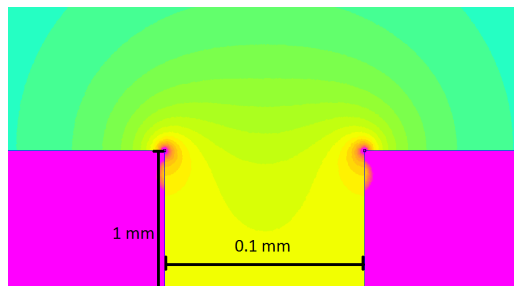
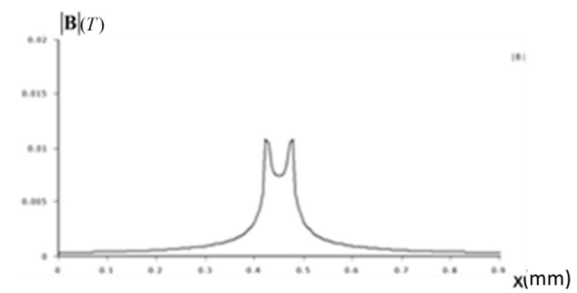
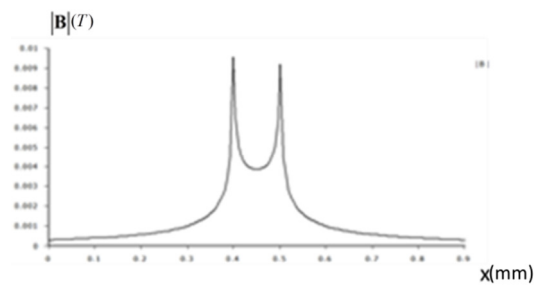
$d=1\text{ mm}, h=20\text{ mm}, \varphi=0^0$

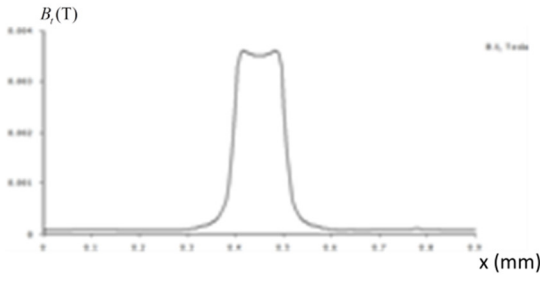
2η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη κατακόρυφης ρωγμής μήκους $d=1$ mm και μεταβλητού εύρους (Πλάγια όψη).



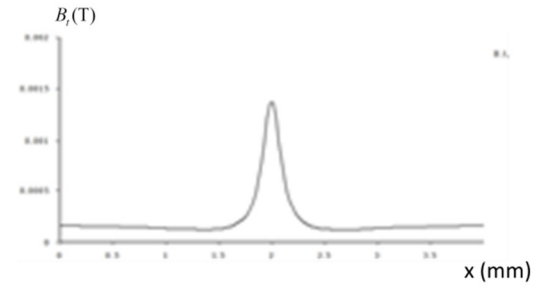
$d=1$ mm, $h=1$ mm, $\varphi=0^0$

$d=0.5$ mm, $h=1$ mm, $\varphi=0^0$

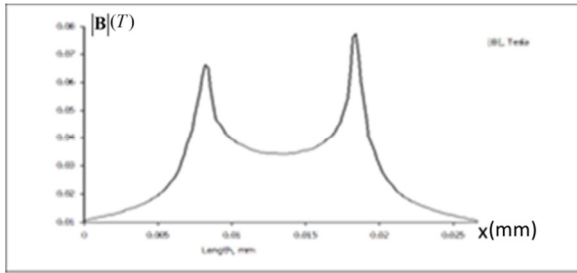




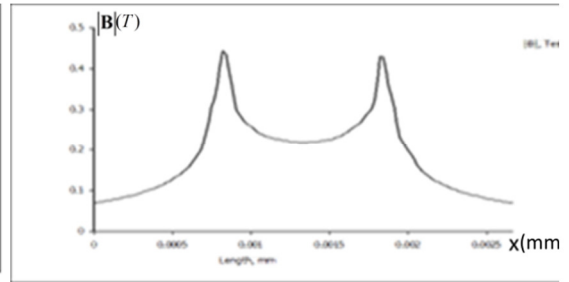
$d=0.1 \text{ mm}, h=1 \text{ mm}, \varphi=0^0$



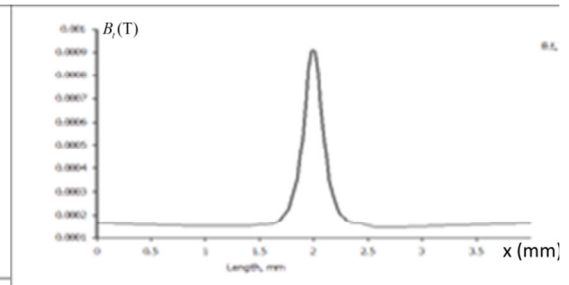
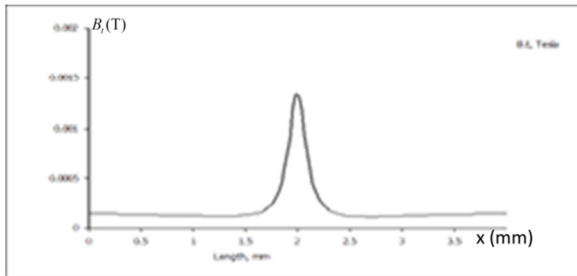
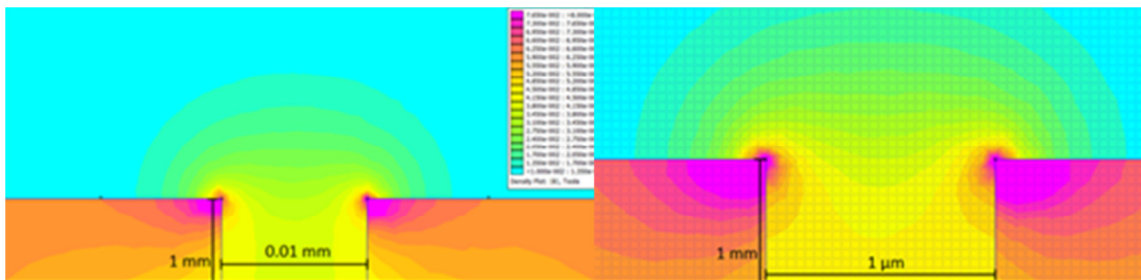
$d=0.05 \text{ mm}, h=1 \text{ mm}, \varphi=0^0$



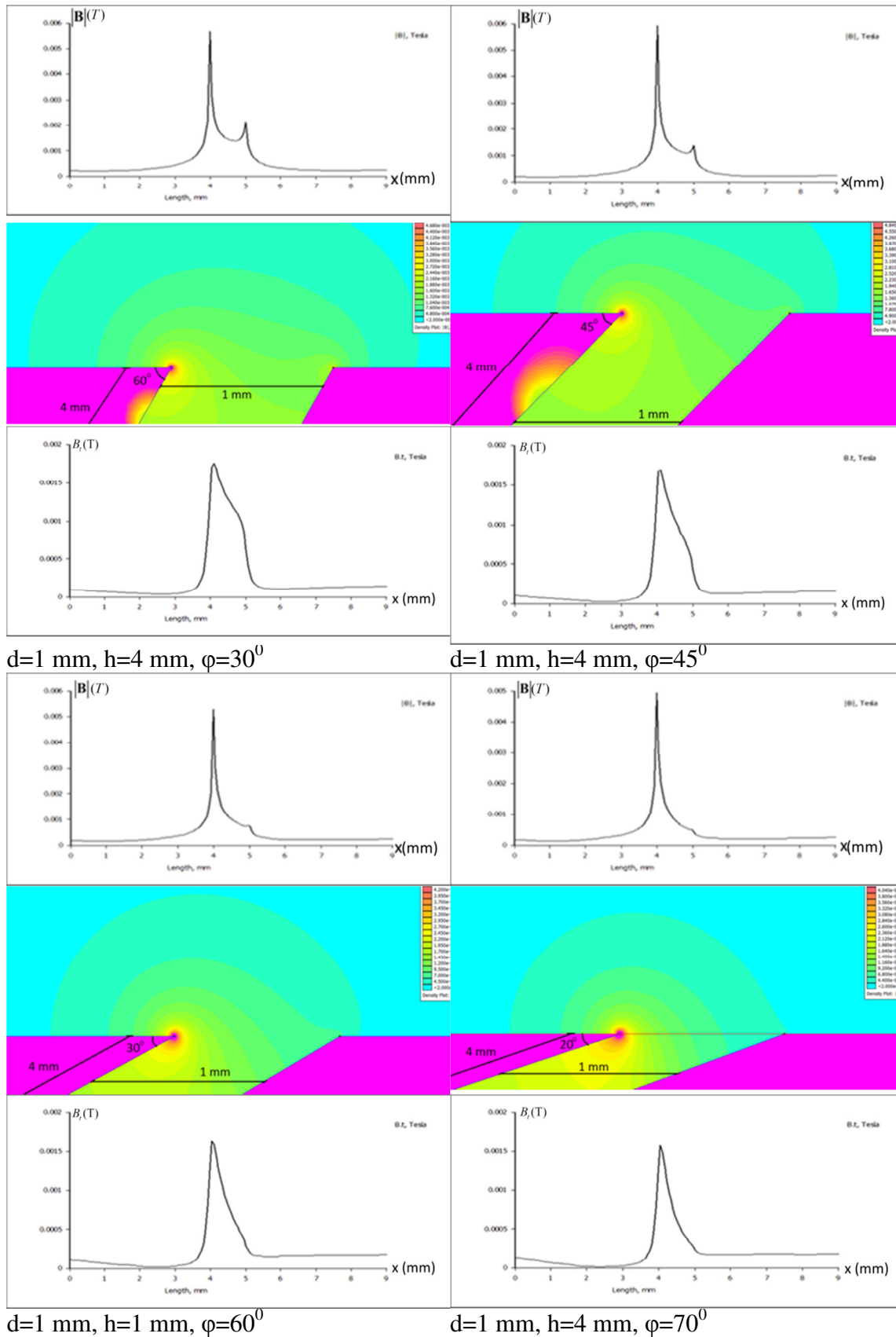
$d=0.01 \text{ mm}, h=1 \text{ mm}, \varphi=0^0$



$d=1 \mu\text{m}, h=1 \text{ mm}, \varphi=0^0$



3η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη ρωγμής εύρους $d=1$ mm, μήκους $h=4$ mm και μεταβλητής γωνίας ως προς την κατακόρυφο (Πλάγια όψη).



Παρακάτω, καταγράφονται οι μέγιστες τιμές που εμφανίζονται στα διαγράμματα του μέτρου της έντασης του μαγνητικού πεδίου και της επαπτομενικής συνιστώσας του, για ατέλειες που αντιστοιχούν στις τρεις πρώτες ομάδες προσομοιώσεων.

Πλάγια όψη-Ρωγμές εύρους d=1 mm και μεταβλητού μήκους		
h (mm)	B_{\max} (T)	$B_{t,\max}$ (T)
2	$23.7 \cdot 10^{-4}$	$7.5 \cdot 10^{-4}$
4	$44 \cdot 10^{-4}$	$15 \cdot 10^{-4}$
8	$90 \cdot 10^{-4}$	$29 \cdot 10^{-4}$
20	$250 \cdot 10^{-4}$	$84 \cdot 10^{-4}$

Πλάγια όψη-Ρωγμές μήκους h=1 mm και μεταβλητού εύρους		
d (mm)	B_{\max} (T)	$B_{t,\max}$ (T)
1	$14.25 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
0.5	$24 \cdot 10^{-4}$	$7.8 \cdot 10^{-4}$
0.1	$98 \cdot 10^{-4}$	$34 \cdot 10^{-4}$
0.05	$110 \cdot 10^{-4}$	$12.8 \cdot 10^{-4}$
0.01	$680 \cdot 10^{-4}$	$12.8 \cdot 10^{-4}$
10^{-3}	0.375	$7.6 \cdot 10^{-4}$

Πλάγια όψη-Ρωγμές μήκους h=4 mm, εύρους d=1 mm και μεταβλητής διεύθυνσης ως προς την κατακόρυφο.		
φ (deg)	B_{\max} (T)	$B_{t,\max}$ (T)
30	$56.5 \cdot 10^{-4}$	$17 \cdot 10^{-4}$
45	$58 \cdot 10^{-4}$	$17 \cdot 10^{-4}$
60	$52.5 \cdot 10^{-4}$	$16 \cdot 10^{-4}$
70	$49 \cdot 10^{-4}$	$15.5 \cdot 10^{-4}$

Στις τρεις πρώτες ομάδες προσομοιώσεων παρατηρούμε ότι γύρω από το άνοιγμα κάθε ρωγμής, παρουσιάζεται απώλεια μαγνητικού πεδίου. Επιπλέον στα χείλη της κάθε ρωγμής αναπτύσσονται μαγνητικοί πόλοι. Στα διαγράμματα της επαπτομενικής συνιστώσας ρωγμών εύρους 1 mm και άνω, εμφανίζονται δύο μέγιστες τιμές. Αυτές αντιστοιχούν σε δύο σημεία που απέχουν 0.1 mm πάνω από τα άκρα της εκάστοτε ρωγμής, καθώς τόση είναι η απόσταση του αισθητήρα από την επιφάνεια σάρωσης. Συγκρίνοντας την απόσταση των δύο μέγιστων τιμών στα εν λόγω διαγράμματα με το εύρος της ρωγμής, συμπεραίνουμε ότι αυτά τα μεγέθη είναι περίπου ίσα. Επομένως, ανάλογα την απόσταση που έχει ο αισθητήρας από την επιφάνεια, μπορούμε να εκτιμήσουμε εύρη ρωγμών από μία τάξη μεγέθους και πάνω, μέσω του σήματος που παίρνουμε.

Για σταθερό εύρος, όσο μεγαλύτερο είναι το μήκος της ρωγμής, το μέτρο της έντασης του μαγνητικού πεδίου και η επαπτομενική συνιστώσα του

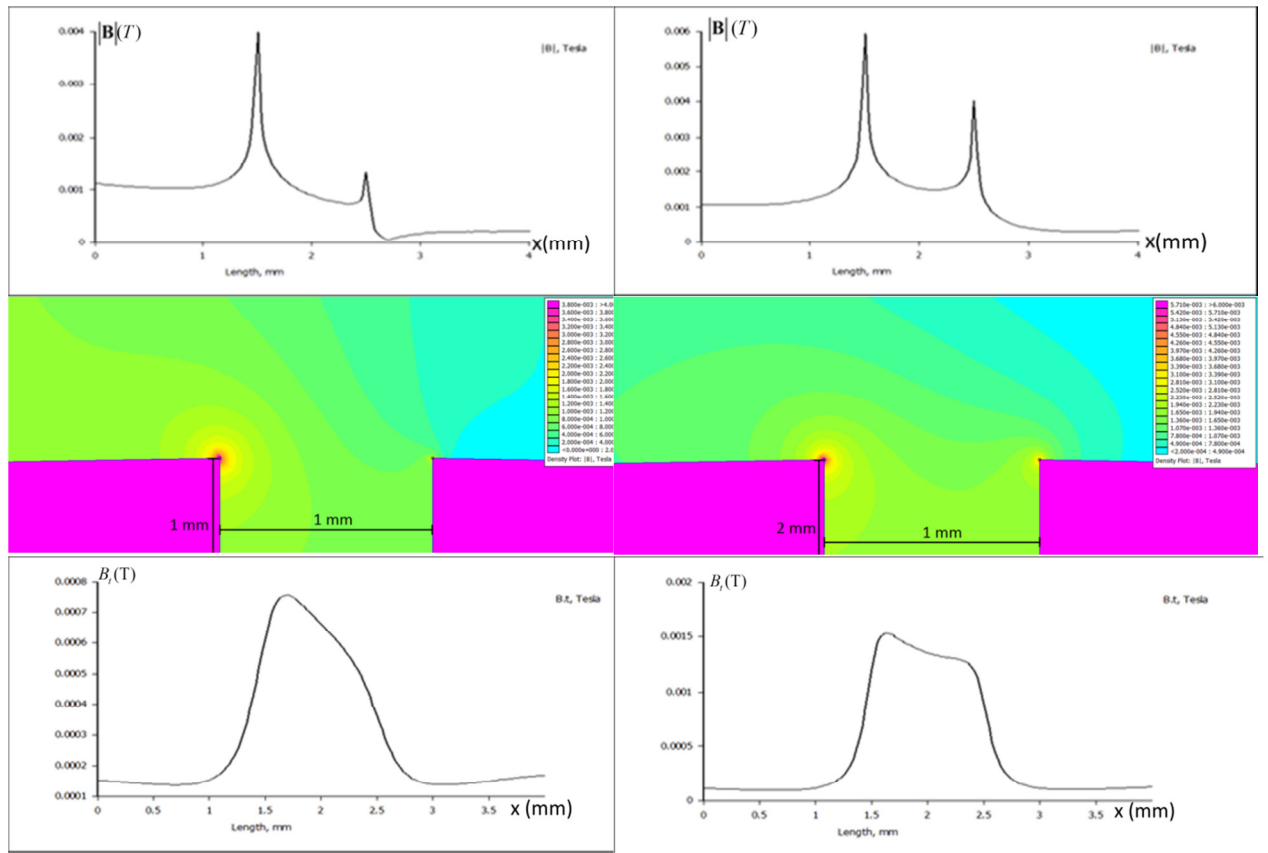
γύρω από το άνοιγμά της αποκτούν όλο και μεγαλύτερες τιμές. Αυτό οφείλεται στο ότι η ένταση της ρωγμής αυξάνεται και έχει σαν αποτέλεσμα περισσότερες δυναμικές γραμμές να διαφεύγουν από το υλικό.

Για σταθερό μήκος, μειώνοντας το εύρος της ρωγμής, το μέτρο της έντασης του μαγνητικού πεδίου αυξάνεται, ενώ η μέγιστη τιμή της επαπτομενικής συνιστώσας αρχικά αυξάνεται και στη συνέχεια μειώνεται παρουσιάζοντας ένα μέγιστο κατά τη μεταβολή της. Αυτό οφείλεται στο ότι όσο στενεύει το άνοιγμα, τα χείλη της ρωγμής που είναι και μαγνητικοί πόλοι έρχονται κοντά με αποτέλεσμα το διαφεύγον πεδίο να γίνεται ισχυρότερο. Η μείωση από ένα σημείο και ύστερα του μεγίστου της επαπτομενικής συνιστώσας επέρχεται γιατί η ρωγμή στενεύει και οι δυναμικές γραμμές τείνουν να διαπεράσουν την επιφάνεια ανίχνευσης κάθετα.

Λαμβάνοντας υπόψη ότι ο ανιχνευτής GMR μπορεί να ανιχνεύσει μεταβολές στην επαπτομενική συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου από 0.01 Gauss και άνω συμπεραίνουμε ότι όλες οι ρωγμές που μελετήθηκαν στις παραπάνω περιπτώσεις είναι ανιχνεύσιμες.

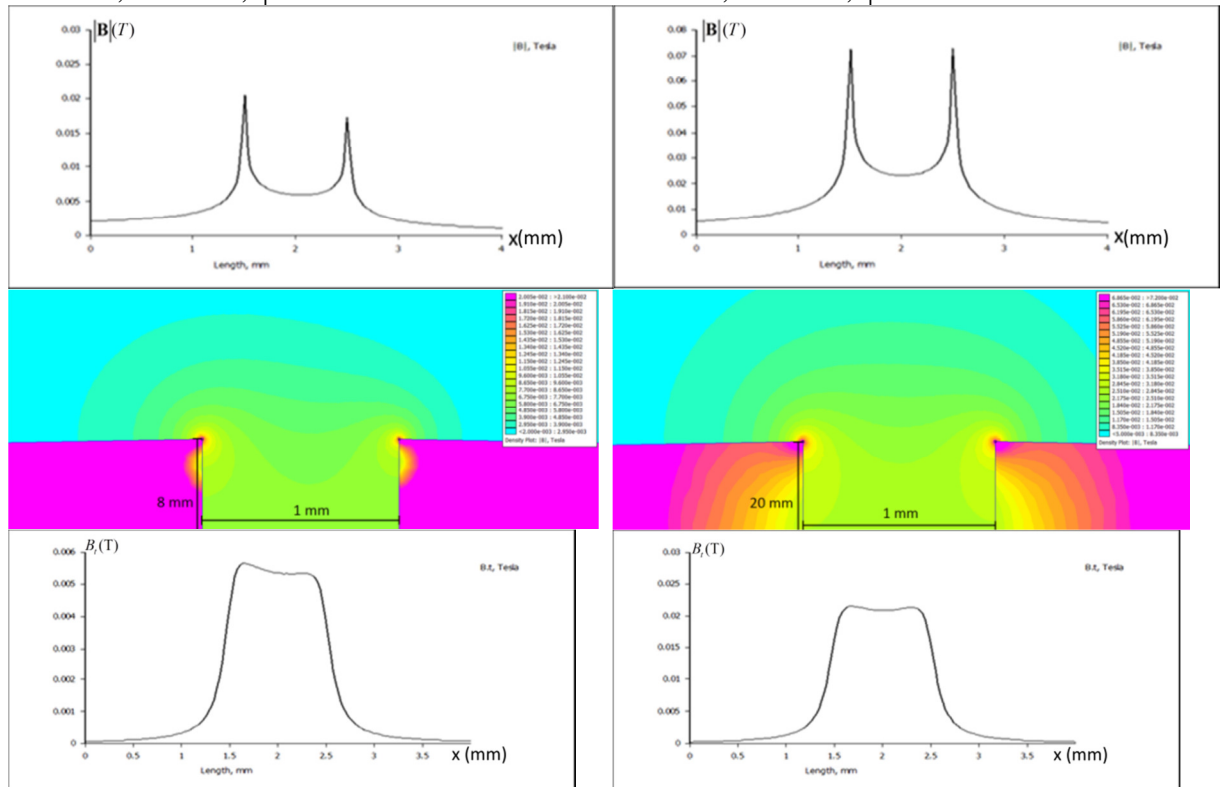
Άλλη παρατήρηση είναι ότι τα διαγράμματα της επαπτομενικής συνιστώσας κάθετων ρωγμών προς την ανιχνευόμενη επιφάνεια είναι συμμετρικά ενώ αυτά που αντιστοιχούν σε επικλινείς ρωγμές είναι ασύμμετρα. Σε αυτού του είδους τις ρωγμές, η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι μεγαλύτερη στο αιχμηρότερο άκρο. Σημαντικό είναι ότι η κλίση δε μεταβάλλει αισθητά τις μέγιστες τιμές της έντασης του μαγνητικού πεδίου και της επαπτομενικής συνιστώσας του, παρά μόνο όταν παίρνει μεγάλες τιμές.

4η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη κατακόρυφης ρωγμής εύρους $d=1$ mm και μεταβλητού μήκους (Διατομή – Μέσο κεφαλής).



$d=1$ mm, $h=1$ mm, $\varphi=0^0$

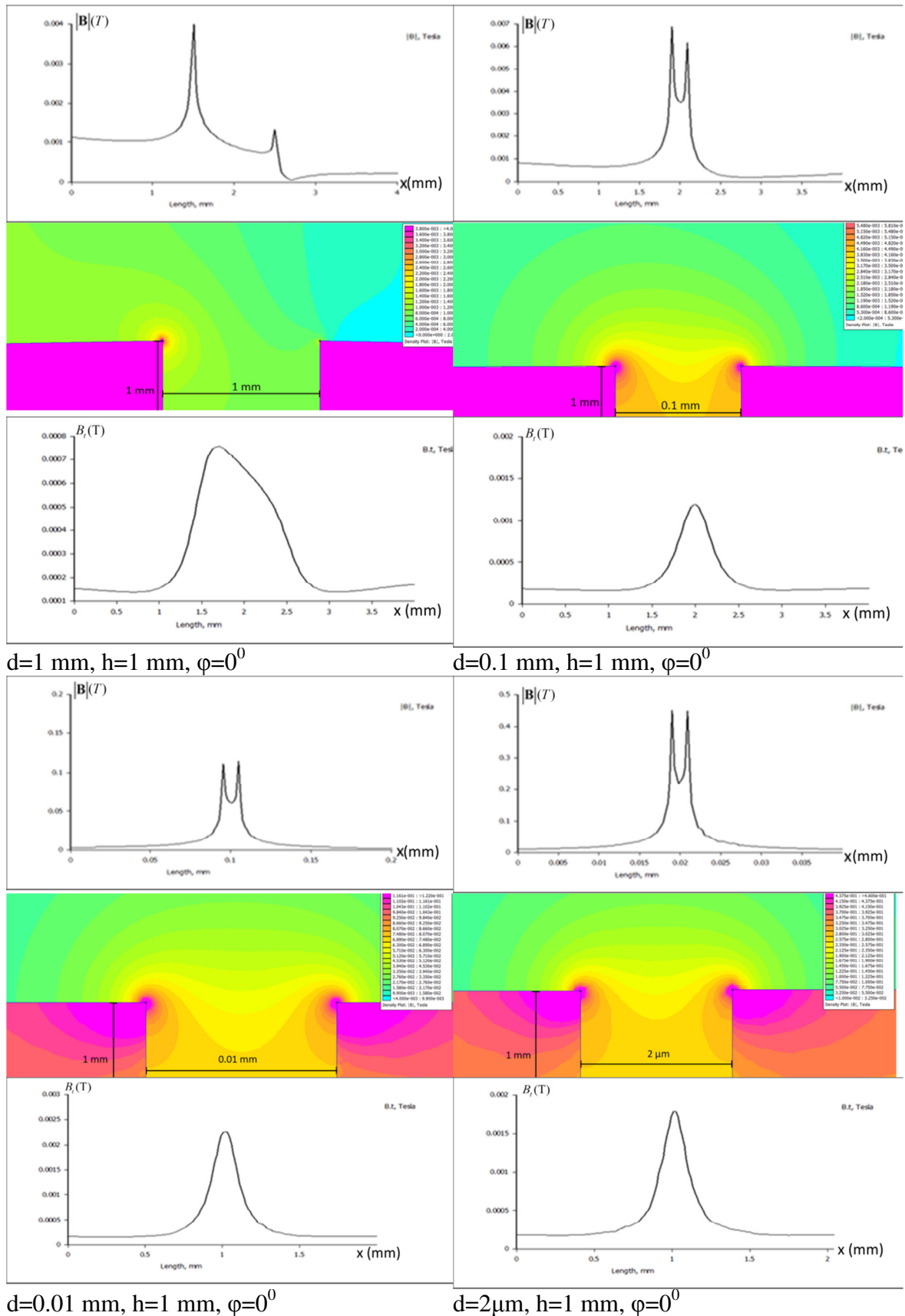
$d=2$ mm, $h=1$ mm, $\varphi=0^0$

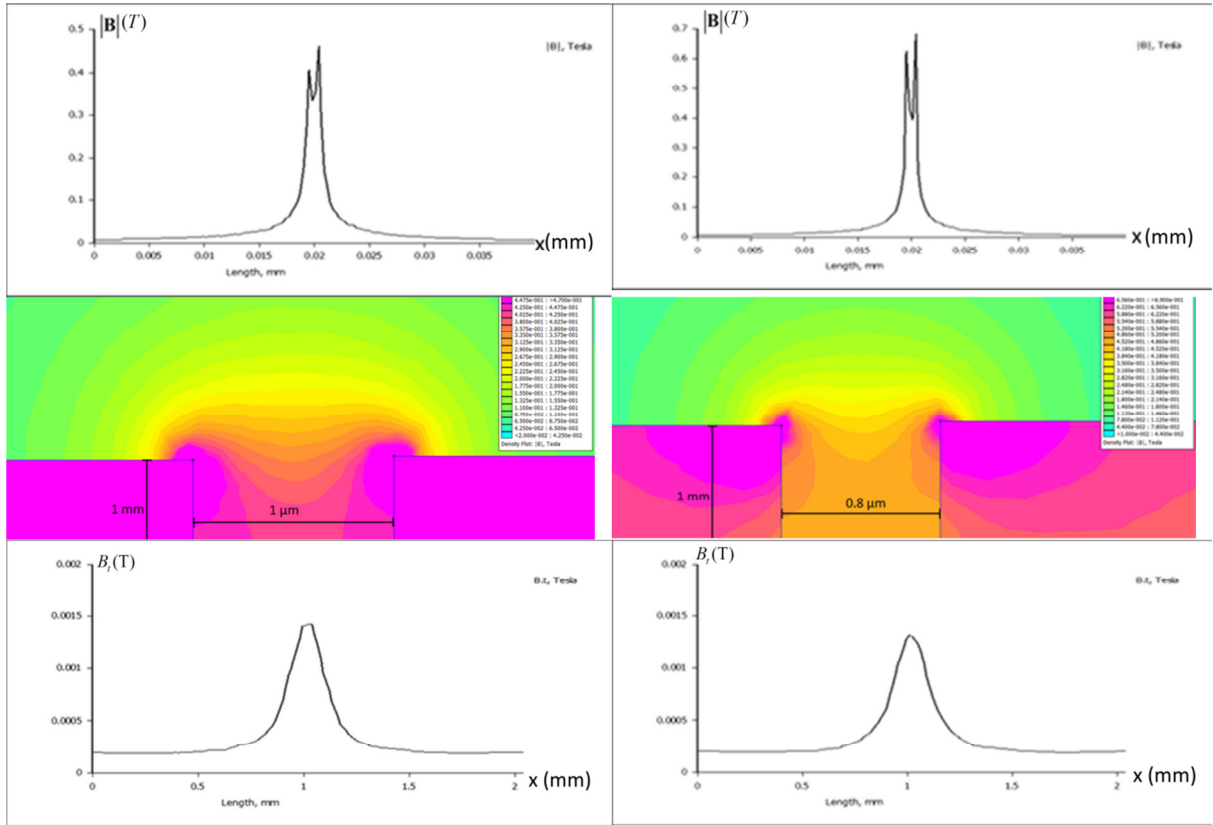


$d=1$ mm, $h=8$ mm, $\varphi=0^0$

$d=1$ mm, $h=20$ mm, $\varphi=0^0$

5η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη κατακόρυφης ρωγμής μήκους $h=1$ mm και μεταβλητού εύρους (Διατομή – Μέσο κεφαλής).

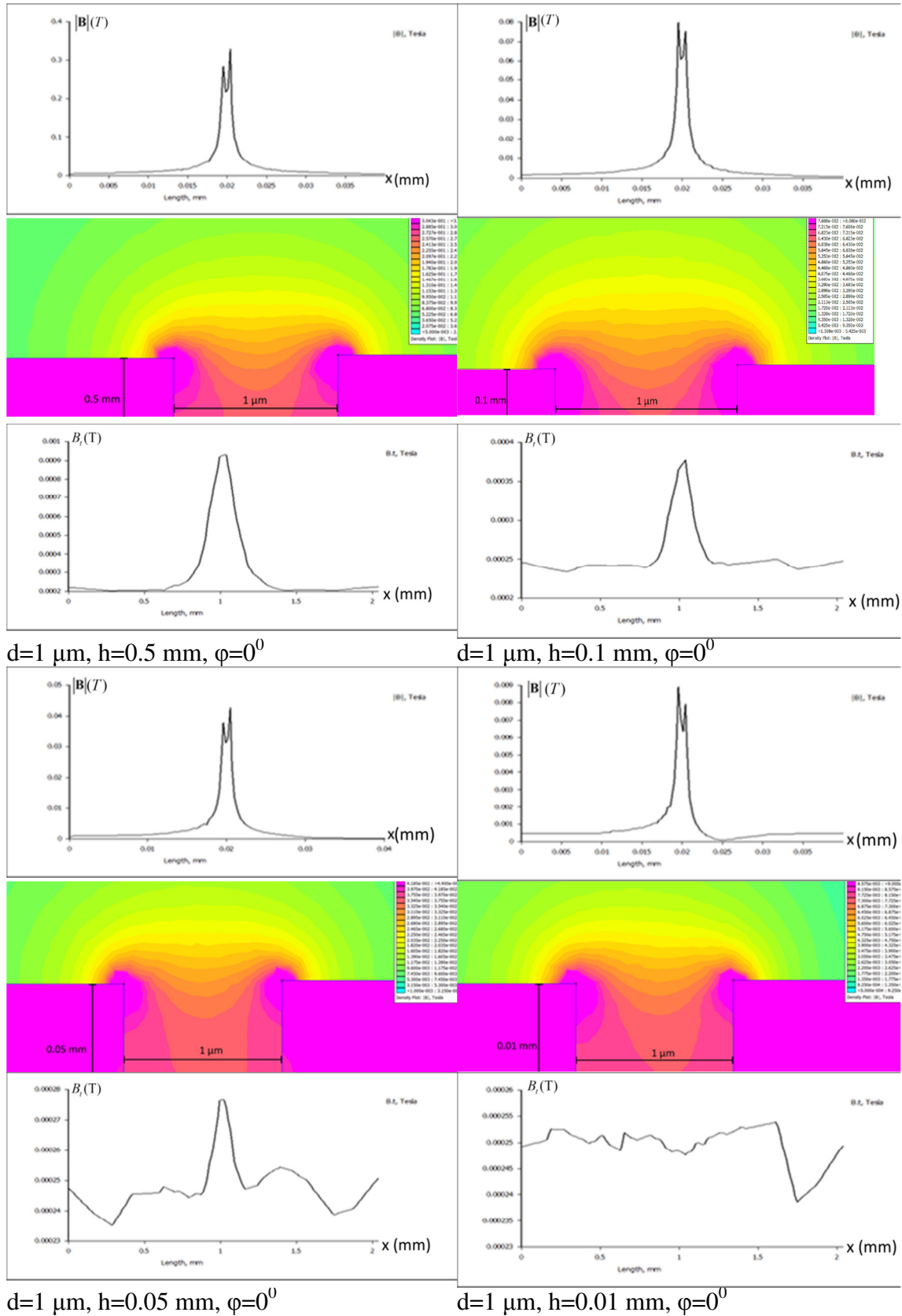




$d=1 \mu m, h=1 mm, \varphi=0^0$

$d=0.8 \mu m, h=1 mm, \varphi=0^0$

6η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη κατακόρυφης ρωγμής εύρους $d=1 \mu\text{m}$ και μεταβλητού μήκους (Διατομή – Μέσο κεφαλής).



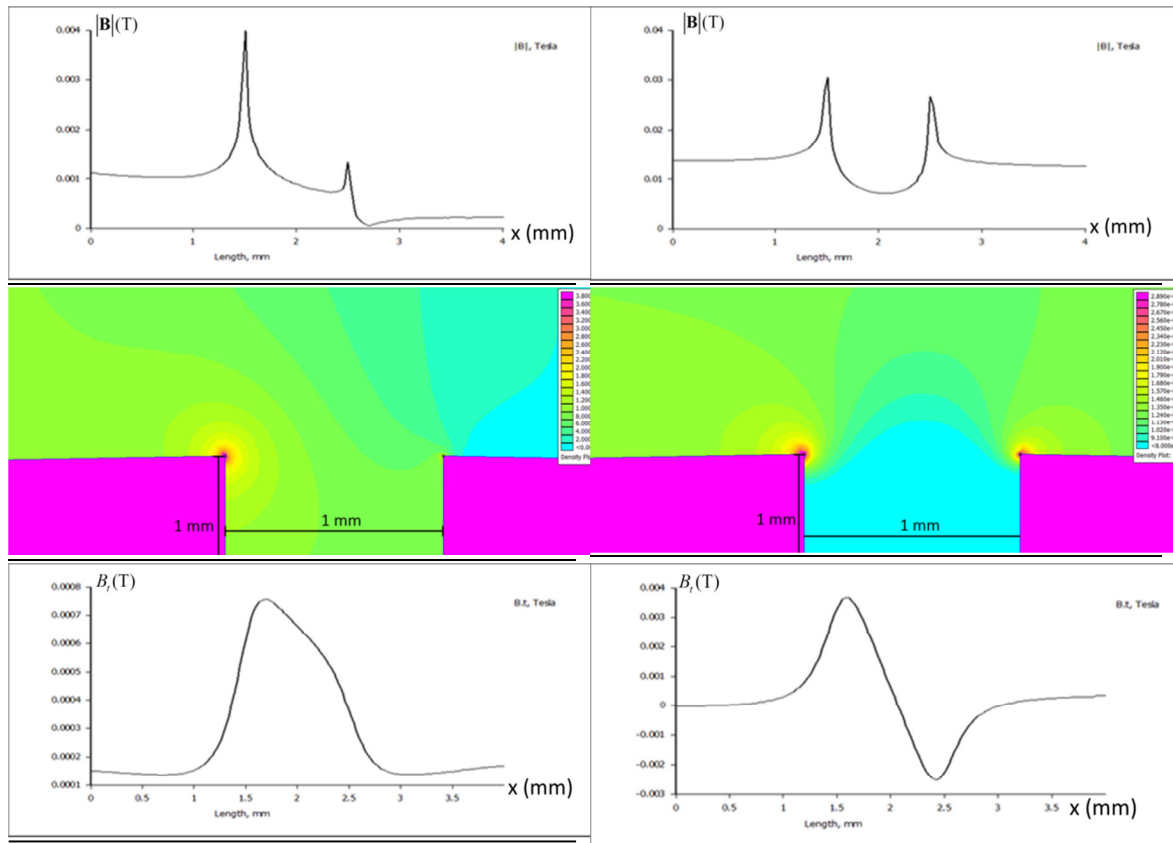
Παρακάτω, καταγράφονται οι μέγιστες τιμές που εμφανίζονται στα διαγράμματα του μέτρου της έντασης του μαγνητικού πεδίου και της επαπτομενικής συνιστώσας του, για ατέλειες που αντιστοιχούν στην τέταρτη, πέμπτη και έκτη ομάδα προσομοιώσεων.

Μέσο κεφαλής (Διατομή)- Ρωγμές εύρους $d=1$ mm και μεταβλητού μήκους		
h (mm)	B_{\max} (T)	$B_{t,\max}$ (T)
1	$30 \cdot 10^{-4}$	$6.25 \cdot 10^{-4}$
2	$50 \cdot 10^{-4}$	$14.3 \cdot 10^{-4}$
8	$178 \cdot 10^{-4}$	$58 \cdot 10^{-4}$
20	$670 \cdot 10^{-4}$	$228 \cdot 10^{-4}$

Μέσο κεφαλής (Διατομή)- Ρωγμές μήκους $h=1$ mm και μεταβλητού εύρους		
d (mm)	B_{\max} (T)	$B_{t,\max}$ (T)
1	$30 \cdot 10^{-4}$	$6.25 \cdot 10^{-4}$
0.1	$62 \cdot 10^{-4}$	$10.1 \cdot 10^{-4}$
0.01	0.118	$20 \cdot 10^{-4}$
$2 \cdot 10^{-3}$	0.44	$16 \cdot 10^{-4}$
10^{-3}	0.45	$12.3 \cdot 10^{-4}$
$8 \cdot 10^{-4}$	0.68	$10.7 \cdot 10^{-4}$

Μέσο κεφαλής (Διατομή) - Ρωγμές εύρους $d=1$ μm και μεταβλητού μήκους		
h (mm)	B_{\max} (T)	$B_{t,\max}$ (T)
0.5	0.315	$7.2 \cdot 10^{-4}$
0.1	$785 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$
0.05	$430 \cdot 10^{-4}$	$0.27 \cdot 10^{-4}$
0.01	$85 \cdot 10^{-4}$	-

Στην τέταρτη ομάδα αποτελεσμάτων παρατηρούμε ότι η κατανομή του μέτρου της έντασης πάνω από ρωγμές μικρού μήκους δεν είναι συμμετρικές. Αυτό οφείλεται στο ότι η θέση των ρωγμών δεν είναι ακριβώς στο μέσο της κεφαλής. Συγκρίνοντας μία κατανομή εξ αυτών με την ανάλογη που προκύπτει για ίδιου τύπου ρωγμής ενώ έχουμε μετακινήσει τη διάταξη μαγνήτισης της σιδηροτροχιάς πιο δεξιά, μπορούμε να το αποδείξουμε.



Εικόνα 7.1 Σύγκριση αποτελεσμάτων για ρωγμή εύρους 1 mm και μήκους 1 mm που βρίσκεται στο μέσο της κεφαλής. Στην πρώτη περίπτωση η σιδηροτροχιά είναι κεντραρισμένη μέσα στη διάταξη μαγνήτισης ενώ στη δεύτερη περίπτωση η διάταξη είναι μετατοπισμένη κατά 1 mm πιο δεξιά.

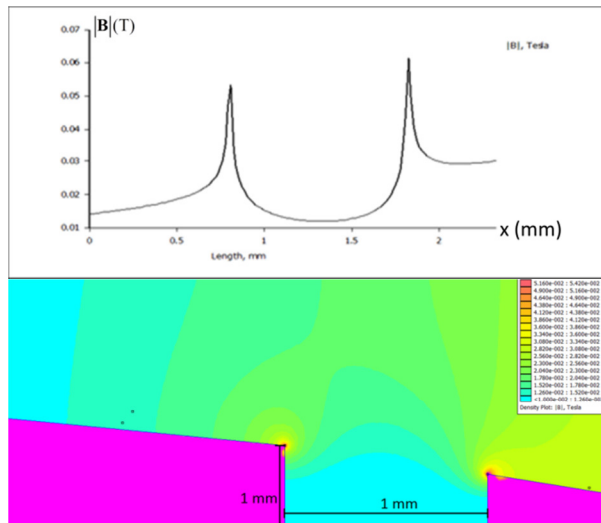
Από τη σύγκριση των παραπάνω διαγραμμάτων παρατηρούμε ότι η κατανομή της έντασης πάνω από τη συγκεκριμένη ρωγμή αποκτά μεγαλύτερη συμμετρία με την κατάλληλη μετατόπιση της διάταξης μαγνήτισης. Αυτό συμβαίνει καθώς ο άξονας συμμετρίας της ρωγμής τείνει να συμπέσει με τον άξονα συμμετρίας του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Όσο αφορά το διάγραμμα της εφαπτομενικής συνιστώσας, αυτό αλλάζει μορφή παίρνοντας και αρνητικές τιμές.

Επιπλέον παρατηρούμε ότι όσο αυξάνεται το μήκος των ρωγμών, κρατώντας σταθερό το εύρος τους, η κατανομή του μέτρου της έντασης του πεδίου τείνει να γίνει συμμετρική. Η εξήγηση είναι ότι το διαρρέον πεδίο που διαφεύγει από το άνοιγμα της ρωγμής έχει συμμετρική κατανομή. Όσο αυξάνεται το μήκος της ρωγμής, τόσο το διαρρέον πεδίο αποκτά μεγαλύτερη ένταση και τείνει να καλύψει το ήδη υπάρχον εξωτερικό πεδίο. Έτσι η συνολική ένταση που προκύπτει από την επαλληλία των δύο πεδίων τείνει να αποκτήσει συμμετρική κατανομή.

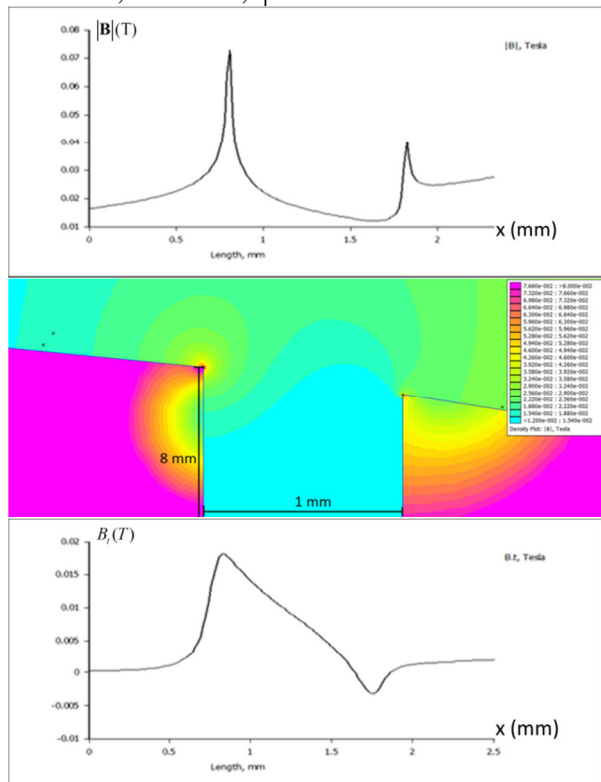
Από την πέμπτη ομάδα αποτελεσμάτων προκύπτει ότι όσο το εύρος της ρωγμής μειώνεται, κρατώντας σταθερό το μήκος της, η μέγιστη τιμή της εφαπτομενικής συνιστώσας ακολουθεί μία αυξομείωση παρουσιάζοντας ένα μέγιστο. Αυτή η παρατήρηση έρχεται σε συμφωνία και με το συμπέρασμα που προέκυψε από τη δεύτερη ομάδα προσομοιώσεων.

Από την έκτη ομάδα αποτελεσμάτων προκύπτει ότι όταν ο ανιχνευτής GMR είναι τοποθετημένος σε απόσταση 0.1 mm από την επιφάνεια της σιδηροτροχιάς, μπορεί να ανιχνεύσει μικρορωγμές εύρους 1 μm εφόσον αυτές έχουν μήκος μεγαλύτερο ή ίσο των 0.05 mm περίπου. Για μικρότερα μήκη ρωγμών, η «κλασική» κορυφή που αποτελεί και το σήμα που αποδεικνύει την ύπαρξη ρωγμής, χάνεται.

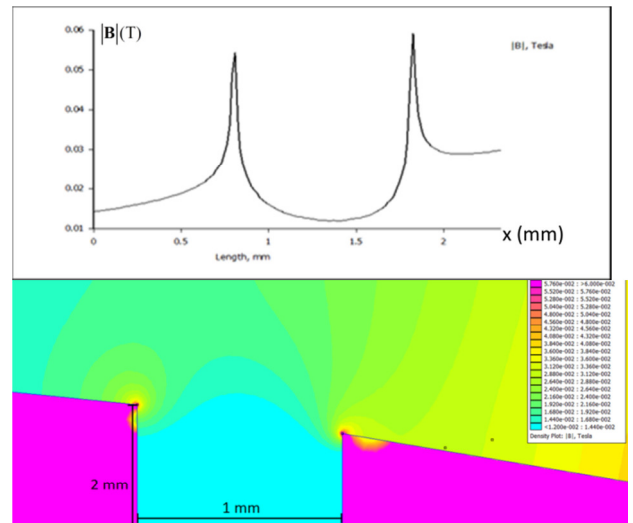
7η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη κατακόρυφης ρωγμής εύρους $d=1$ mm και μεταβλητού μήκους (Διατομή – Άκρη κεφαλής).



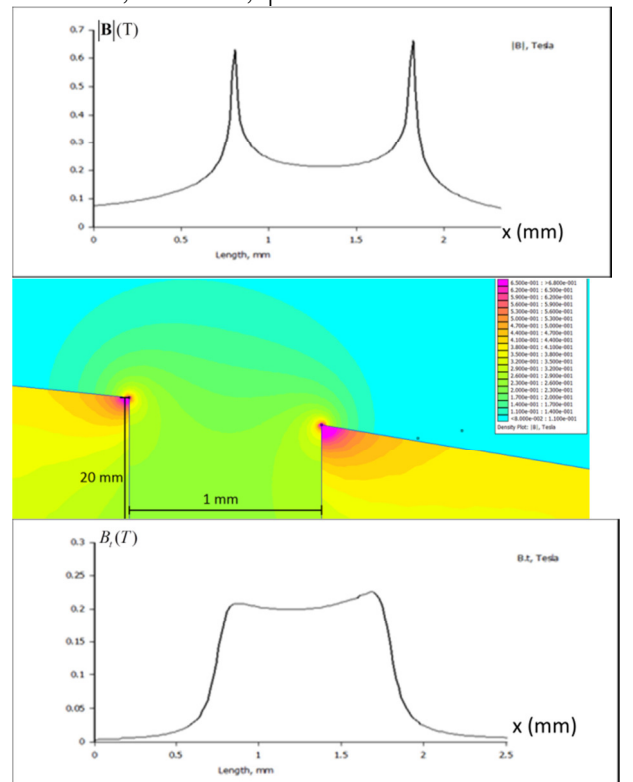
$d=1$ mm, $h=1$ mm, $\varphi=0^0$



$d=1$ mm, $h=8$ mm, $\varphi=0^0$

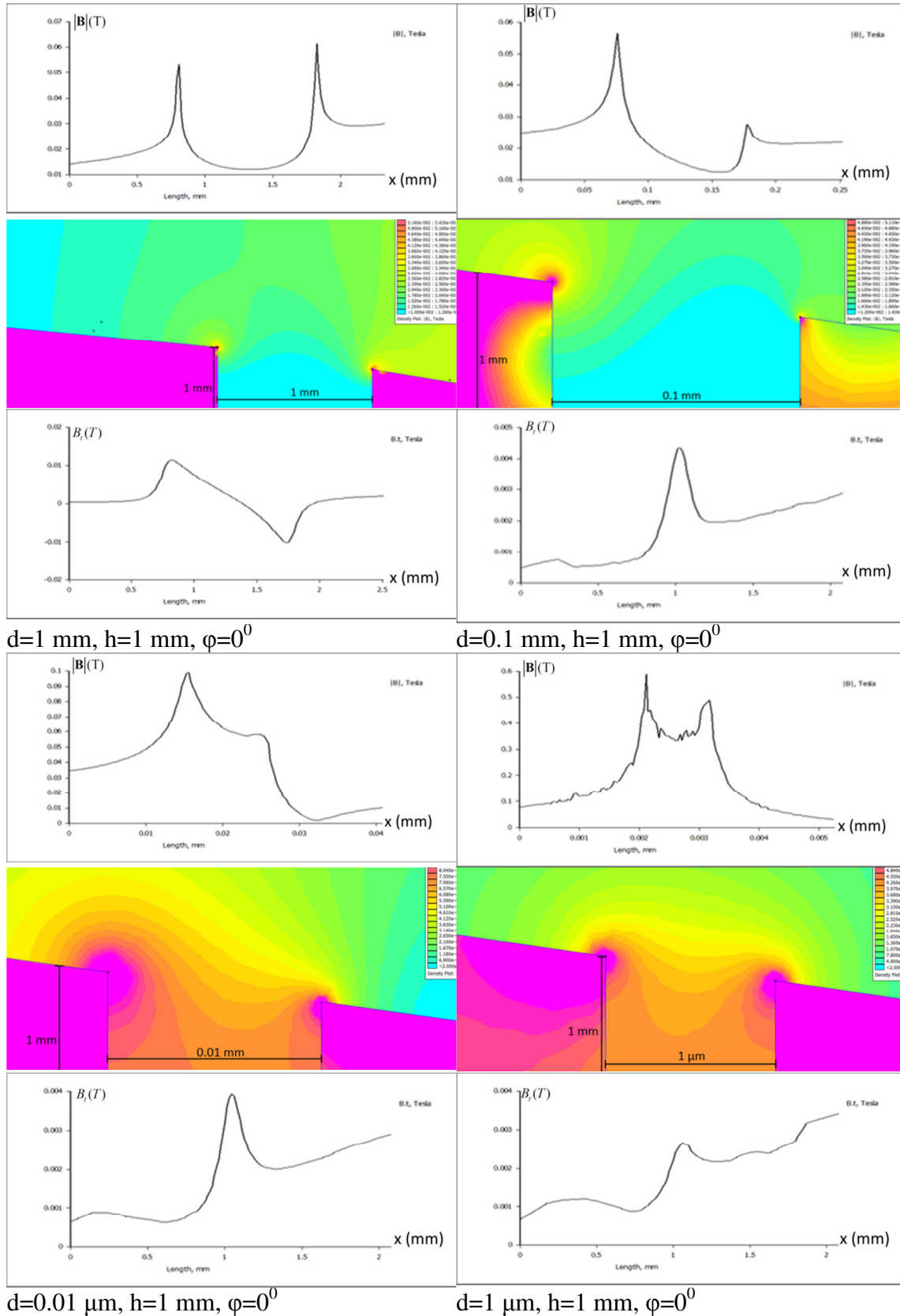


$d=1$ mm, $h=2$ mm, $\varphi=0^0$

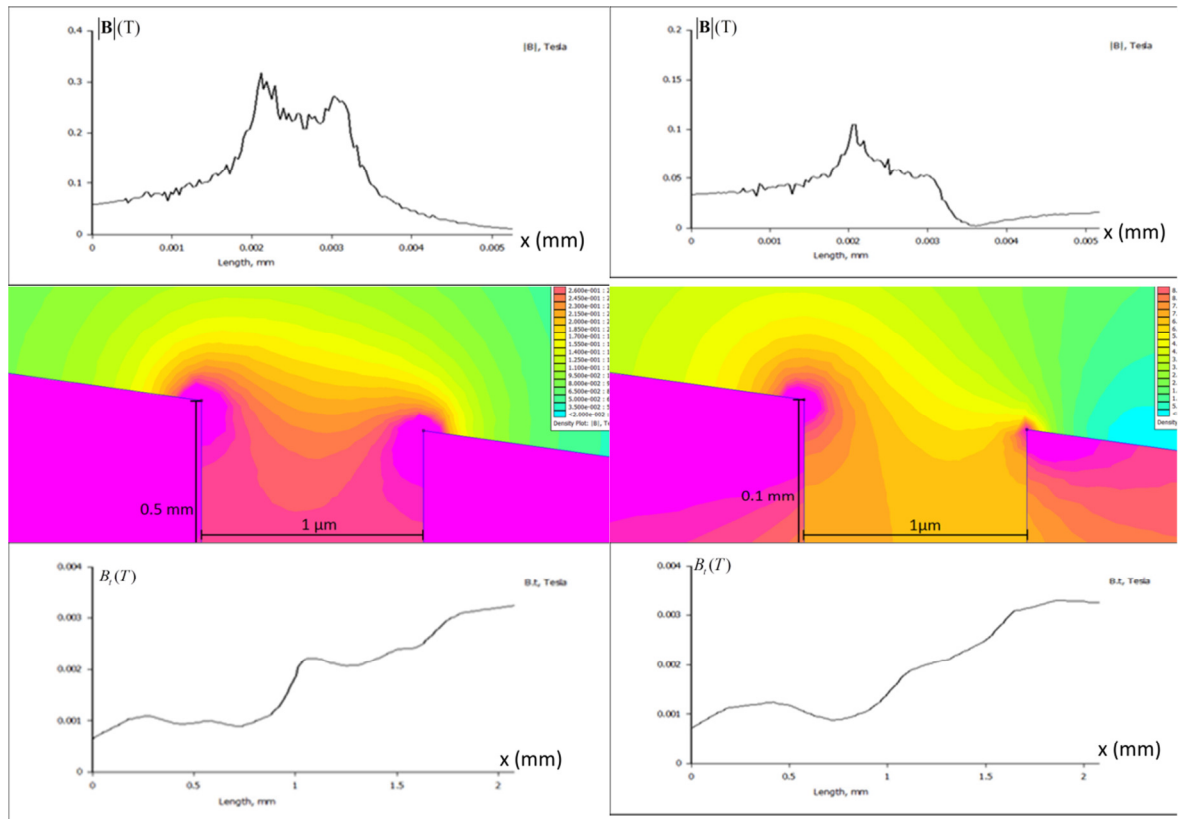


$d=1$ mm, $h=20$ mm, $\varphi=0^0$

8η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη κατακόρυφης ρωγμής μήκους $h=1$ mm και μεταβλητού εύρους (Διατομή – Άκρη κεφαλής).



9η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη κατακόρυφης ρωγμής εύρους $d=1 \mu\text{m}$ και μεταβλητού μήκους (Διατομή – Άκρη κεφαλής).



$d=1 \mu\text{m}, h=0.5 \text{ mm}, \varphi=0^0$

$d=1 \mu\text{m}, h=0.1 \text{ mm}, \varphi=0^0$

Παρακάτω, καταγράφονται οι μέγιστες τιμές που εμφανίζονται στα διαγράμματα του μέτρου της έντασης του μαγνητικού πεδίου και της εφαπτομενικής συνιστώσας του, για ατέλειες που αντιστοιχούν στην έβδομη, όγδοη και ένατη ομάδα προσομοιώσεων.

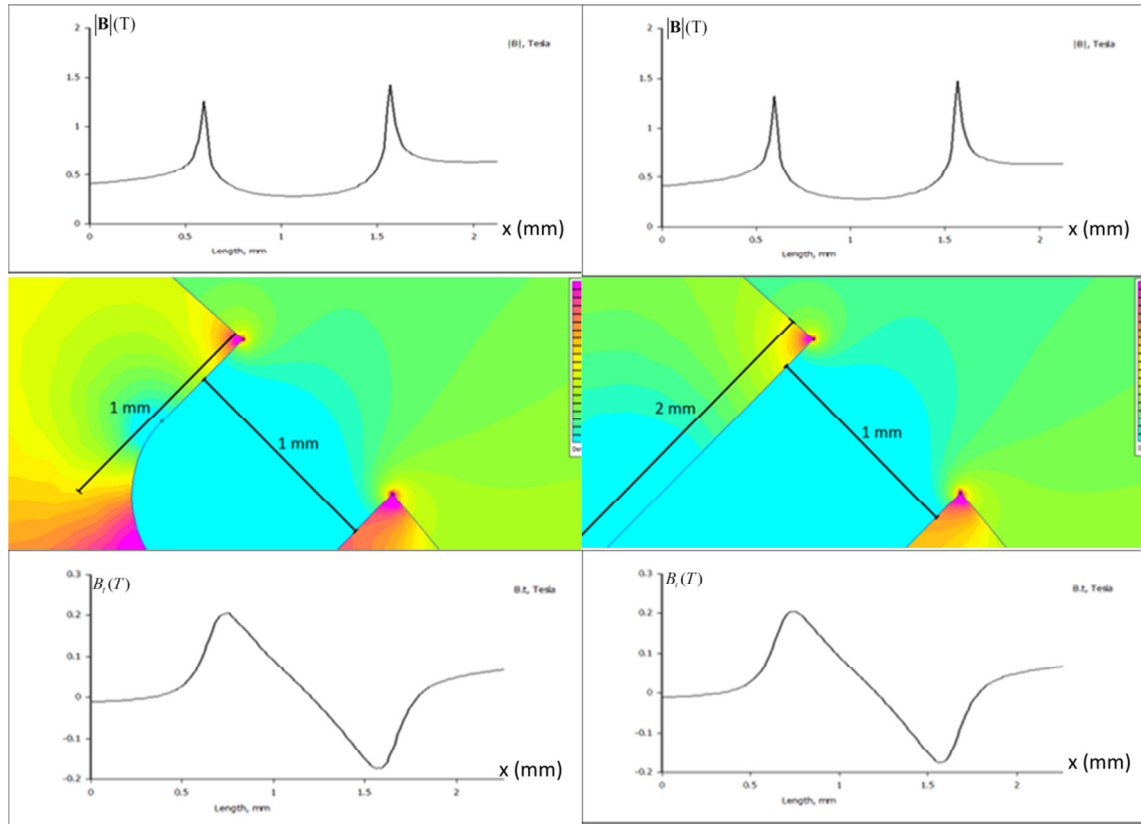
Άκρη κεφαλής (Διατομή)- Ρωγμές εύρους $d=1 \text{ mm}$ και μεταβλητού μήκους		
$h \text{ (mm)}$	$B_{\text{max}} \text{ (T)}$	$B_{\text{t,max}} \text{ (T)}$
1	$315 \cdot 10^{-4}$	$120 \cdot 10^{-4}$
2	$300 \cdot 10^{-4}$	$125 \cdot 10^{-4}$
8	$520 \cdot 10^{-4}$	$180 \cdot 10^{-4}$
20	0.46	0.23

Άκρη κεφαλής (Διατομή)- Ρωγμές μήκους $h=1 \text{ mm}$ και μεταβλητού εύρους		
$h \text{ (mm)}$	$B_{\text{max}} \text{ (T)}$	$B_{\text{t,max}} \text{ (T)}$
1	$315 \cdot 10^{-4}$	$120 \cdot 10^{-4}$
0.1	$270 \cdot 10^{-4}$	$24 \cdot 10^{-4}$
0.01	$650 \cdot 10^{-4}$	$19 \cdot 10^{-4}$
10^{-3}	0.45	$5 \cdot 10^{-4}$

Άκρη κεφαλής (Διατομή)- Ρωγμές εύρους $d=1 \mu\text{m}$ και μεταβλητού μήκους		
h (mm)	B_{max} (T)	$B_{\text{t,max}}$ (T)
0.5	0.22	$2 \cdot 10^{-4}$
0.1	0.6	-

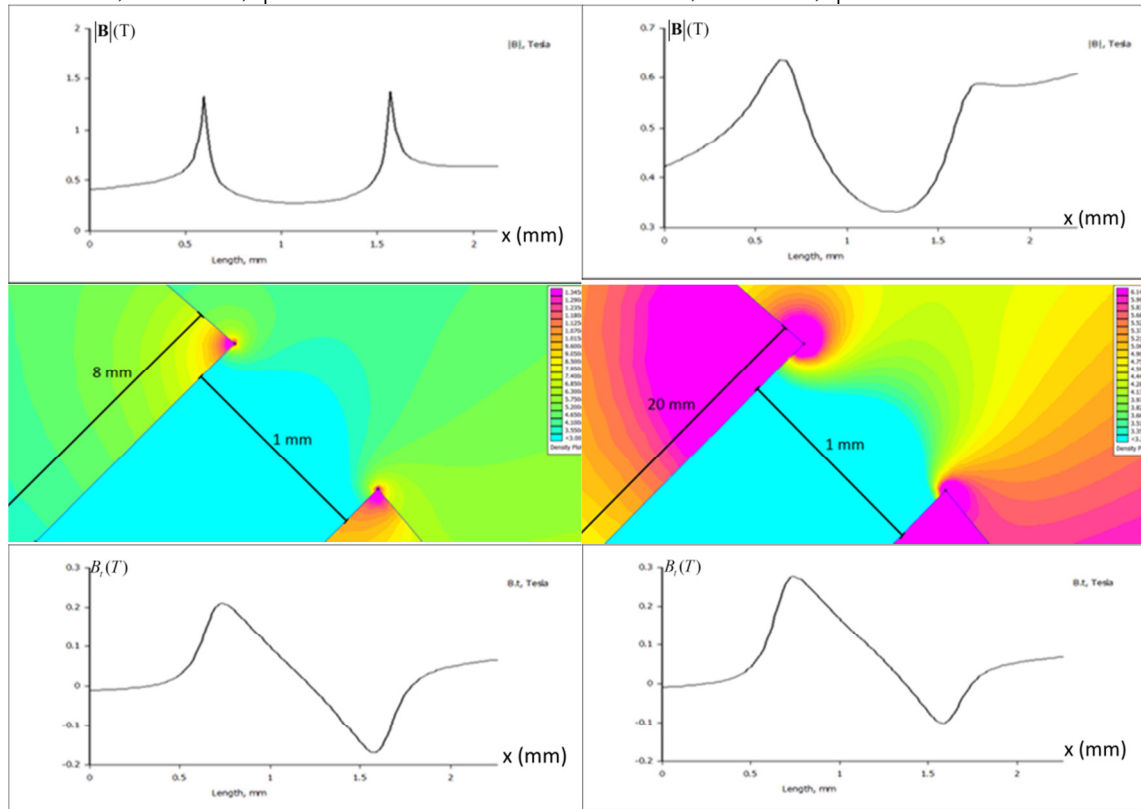
Στην έβδομη, όγδοη και ένατη ομάδα μελετάμε κατακόρυφες ρωγμές κατά την ίδια μέθοδο όπως στις προηγούμενες περιπτώσεις. Η μόνη διαφορά είναι ότι η θέση της εκάστοτε ρωγμής βρίσκεται στην άκρη της κεφαλής. Εδώ τα συμπεράσματα που προκύπτουν είναι ότι λόγω της ασυμμετρίας του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, οι κατανομές της έντασης και τα διαγράμματα της εφαπτομενικής συνιστώσας είναι μη συμμετρικά. Μόνο αυτά που προκύπτουν από τη μελέτη της ρωγμής εύρους 1 mm και μήκους 20 mm παρουσιάζουν σχετική συμμετρία. Επίσης και εδώ παρατηρείται ότι όσο αυξάνει το μήκος της ρωγμής, κρατώντας το εύρος της σταθερό, η ένταση του μαγνητικού πεδίου αυξάνεται. Όσο αφορά την εφαπτομενική συνιστώσα της έντασης του μαγνητικού πεδίου, αυτή μειώνεται. Σε αυτό το σημείο της κεφαλής και σε αυτήν την απόσταση που βρίσκεται ο ανιχνευτής, 0.1 mm, ανιχνεύονται εύκολα μέχρι και μικρορωγμές εύρους 1 μm , εφόσον έχουν μήκος 0.5 mm περίπου.

10η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη ρωγμής εύρους $d=1$ mm, και μεταβλητού μήκους (Διατομή – Άκρη κεφαλής).



$d=1$ mm, $h=1$ mm, $\varphi=45^\circ$

$d=1$ mm, $h=2$ mm, $\varphi=45^\circ$



$d=1$ mm, $h=8$ mm, $\varphi=45^\circ$

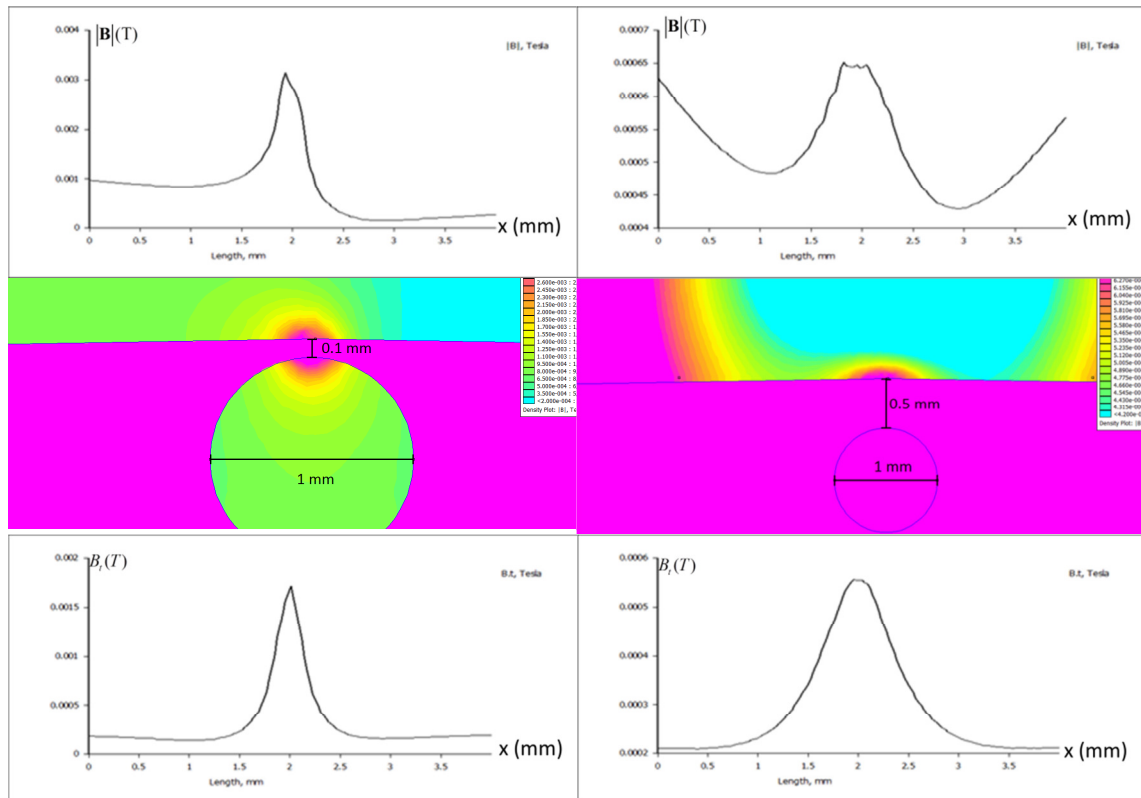
$d=1$ mm, $h=20$ mm, $\varphi=45^\circ$

Παρακάτω, καταγράφονται οι μέγιστες τιμές που εμφανίζονται στα διαγράμματα του μέτρου της έντασης του μαγνητικού πεδίου και της εφαπτομενικής συνιστώσας του, για ατέλειες που αντιστοιχούν στη δέκατη ομάδα προσομοιώσεων.

Άκρη κεφαλής (Διατομή)- Ρωγμές εύρους $d=1$ mm και μεταβλητού μήκους, που σχηματίζουν γωνία 45^0 ως προς την κατακόρυφο		
h (mm)	B_{\max} (T)	$B_{t,\max}$ (T)
1	0.94	0.21
2	0.95	0.21
8	0.95	0.21
20	0.305	0.28

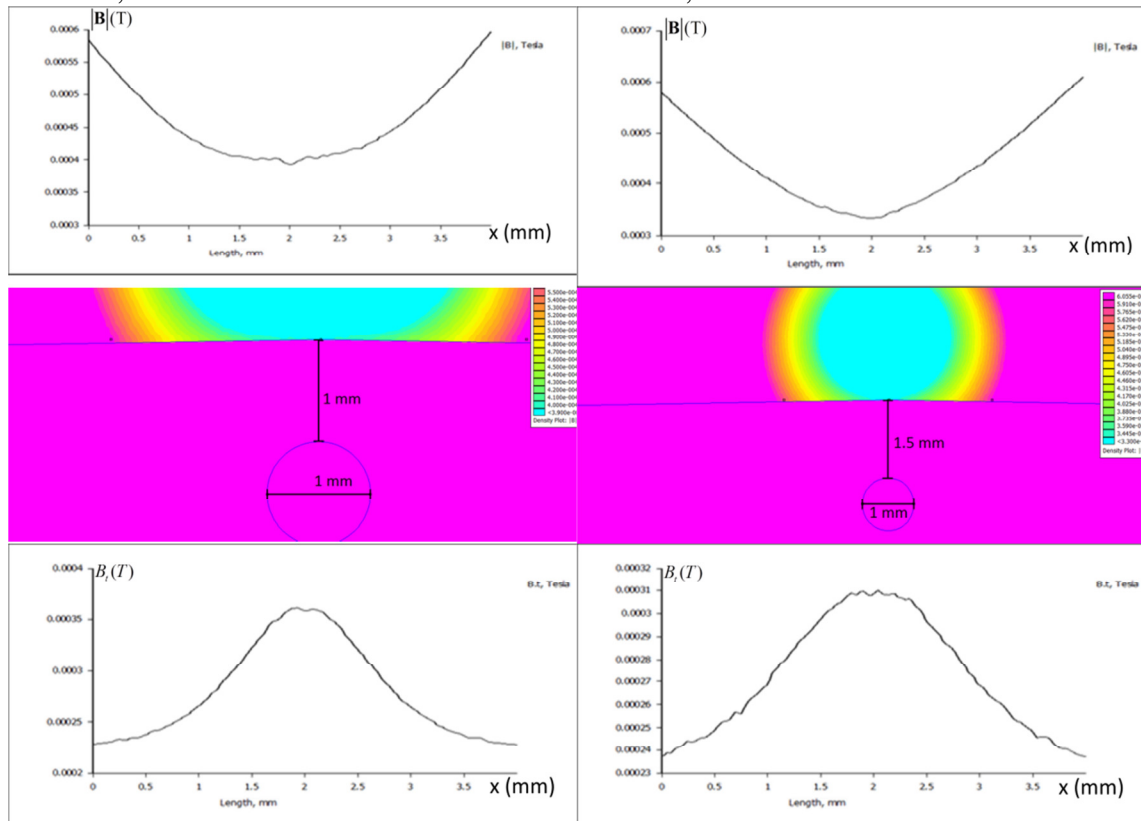
Στη δέκατη ομάδα αποτελεσμάτων εξετάζονται ρωγμές ίδιου εύρους, 1 mm, όλο και αυξανόμενου μήκους, οι οποίες βρίσκονται σε ακραίο σημείο της κεφαλής, σχηματίζουν γωνία 45^0 ως προς την κατακόρυφο και είναι κάθετες στην ανιχνευόμενη επιφάνεια. Σε αυτά παρατηρούμε ότι οι κατανομές της έντασης δεν είναι τελείως συμμετρικές. Τα διαγράμματα που αφορούν την εφαπτομενική συνιστώσα έχουν τη σχεδόν αντισυμμετρική μορφή που συναντήσαμε και παραπάνω. Άξιο σχολιασμού είναι ότι το αντίστοιχο διάγραμμα της ρωγμής με το μεγαλύτερο μήκος, 20 mm έχει την εν λόγω μορφή, κάτι το οποίο δε συνέβαινε στις παραπάνω προσομοιώσεις. Επίσης παρατηρούμε ότι για τις τρεις πρώτες ρωγμές μήκους 1, 2 και 8 mm, το διάγραμμα της εφαπτομενικής συνιστώσας είναι σχεδόν το ίδιο, χωρίς να υπάρχει αξιόλογη μεταβολή στις τιμές του μεγίστου και του ελαχίστου που παρουσιάζει το καθένα. Μεταβολή εμφανίζεται μόνο στο διάγραμμα που αντιστοιχεί στη ρωγμή μήκους 20 mm. Αυτή η συμπεριφορά οφείλεται στο ότι το σημείο όπου βρίσκονται οι εν λόγω ρωγμές βρίσκεται κοντά στους μαγνήτες της διάταξης που μαγνητίζει την κεφαλή της σιδηροτροχιάς. Αυτό έχει ως συνέπεια, σε αυτήν την περιοχή, το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο να είναι ισχυρό και να υπερκαλύπτει το διαφεύγον πεδίο από το άνοιγμα της ρωγμής. Έτσι για να παρατηρηθεί μεταβολή στην ένταση που καταγράφεται, η ρωγμή πρέπει να έχει μεγάλο μήκος.

11η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη φυσαλίδας σταθερής διαμέτρου, $d=1\text{ mm}$ και μεταβλητού βάθους (Διατομή – Μέσο κεφαλής).



$d=1\text{ mm}, h=0.1\text{ mm}$

$d=1\text{ mm}, h=0.5\text{ mm}$



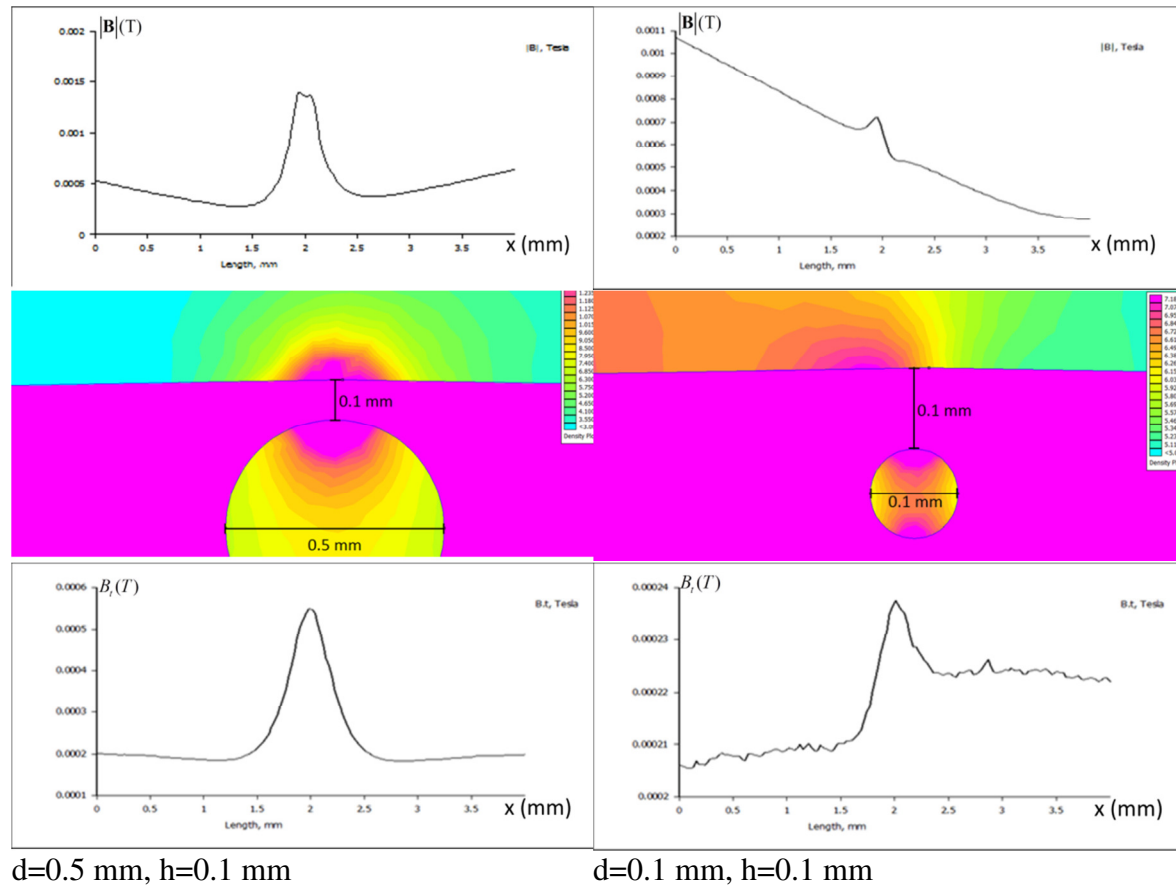
$d=1\text{ mm}, h=1\text{ mm}$

$d=1\text{ mm}, h=1.5\text{ mm}$

Παρακάτω, καταγράφονται οι μέγιστες τιμές που εμφανίζονται στα διαγράμματα του μέτρου της έντασης του μαγνητικού πεδίου και της επαπτομενικής συνιστώσας του, για ατέλειες που αντιστοιχούν στην ενδέκατη ομάδα προσομοιώσεων.

Μέσο κεφαλής (Διατομή)- Φυσαλίδες διαμέτρου $d=1$ mm και μεταβλητού βάθους		
h (mm)	B_{\max} (T)	$B_{t,\max}$ (T)
0.1	$22 \cdot 10^{-4}$	$15 \cdot 10^{-4}$
0.5	$17 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$
1	-	$1.3 \cdot 10^{-4}$
1.5	-	$0.72 \cdot 10^{-4}$

12η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη φυσαλίδας σε σταθερό βάθος, $h=0.1$ mm και μεταβλητής διαμέτρου (Διατομή – Μέσο κεφαλής).



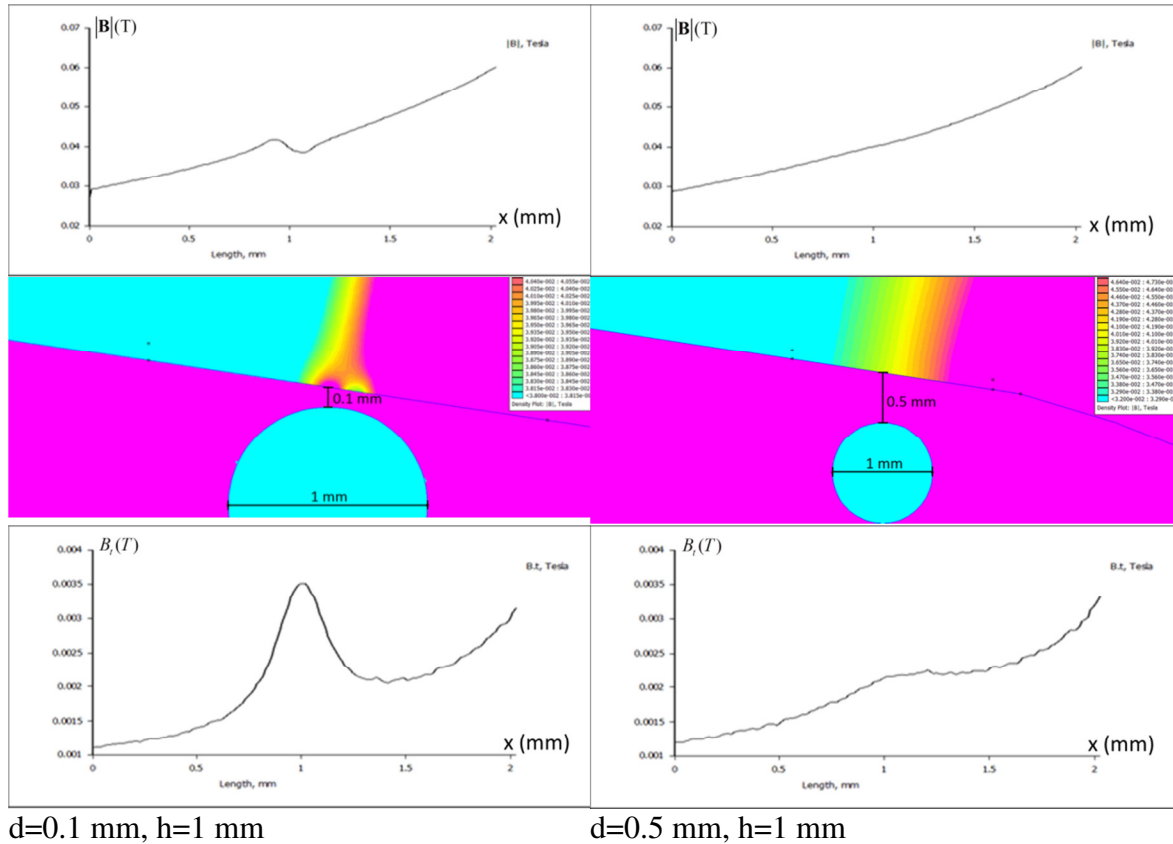
Παρακάτω, καταγράφονται οι μέγιστες τιμές που εμφανίζονται στα διαγράμματα του μέτρου της έντασης του μαγνητικού πεδίου και της επαπτομενικής συνιστώσας του, για ατέλειες που αντιστοιχούν στη δωδέκατη ομάδα προσομοιώσεων.

Μέσο κεφαλής (Διατομή)- Φυσαλίδες βάθους $h=0.1$ mm και μεταβλητής διαμέτρου		
d (mm)	B_{\max} (T)	$B_{t,\max}$ (T)
0.5	$9 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$
0.1	$7 \cdot 10^{-4}$	$0.15 \cdot 10^{-4}$

Η ενδέκατη και δωδέκατη ομάδα αποτελεσμάτων αφορούν φυσαλίδες αέρα που αποτελούν ατέλειες στο εσωτερικό της σιδηροτροχιάς και βρίσκονται στο μέσο της κεφαλής. Σε αυτά παρατηρούμε ότι το μέτρο της έντασης του διαφεύγοντος μαγνητικού πεδίου και η επαπτομενική

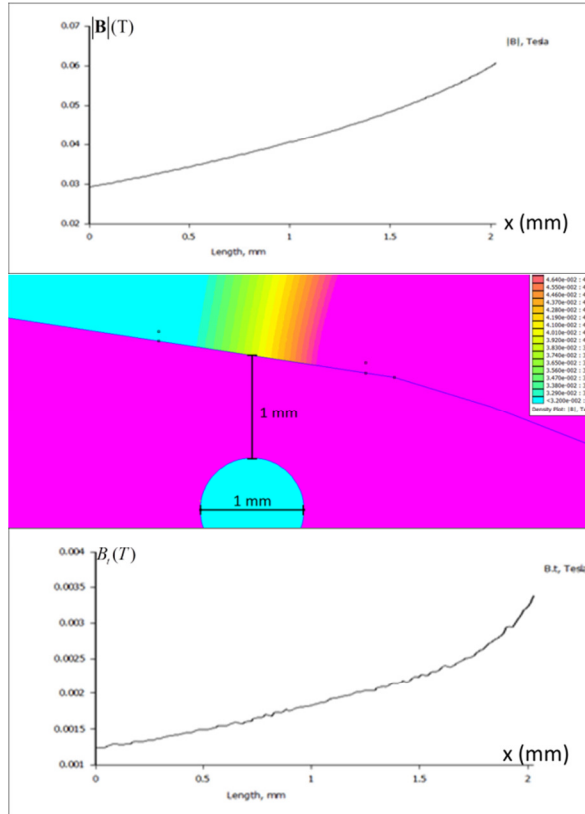
συνιστώσα της μειώνεται όσο η φυσαλίδα έχει μικρότερη διάμετρο και βρίσκεται σε μεγαλύτερο βάθος. Άρα οι φυσαλίδες που έχουν τη μεγαλύτερη διάμετρο και απέχουν μικρότερη απόσταση από την επιφάνεια είναι και ευκολότερα ανιχνεύσιμες. Η κατανομή της έντασης του διαφεύγοντος πεδίου που οφείλεται σε αυτές είναι συμμετρική, όπως επίσης και το διάγραμμα της εφαπτομενικής συνιστώσας είναι συμμετρικό. Τοποθετώντας τον ανιχνευτή σε απόσταση 0.1 mm μία φυσαλίδα που απέχει 0.1 mm από την επιφάνεια είναι ανιχνεύσιμη εάν έχει διάμετρο μεγαλύτερη ή περίπου ίση με 0.5 mm.

13η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη φυσαλίδας σταθερής διαμέτρου, $d=1\text{ mm}$ και μεταβλητού βάθους (Διατομή – Άκρη κεφαλής).



$d=0.1\text{ mm}, h=1\text{ mm}$

$d=0.5\text{ mm}, h=1\text{ mm}$

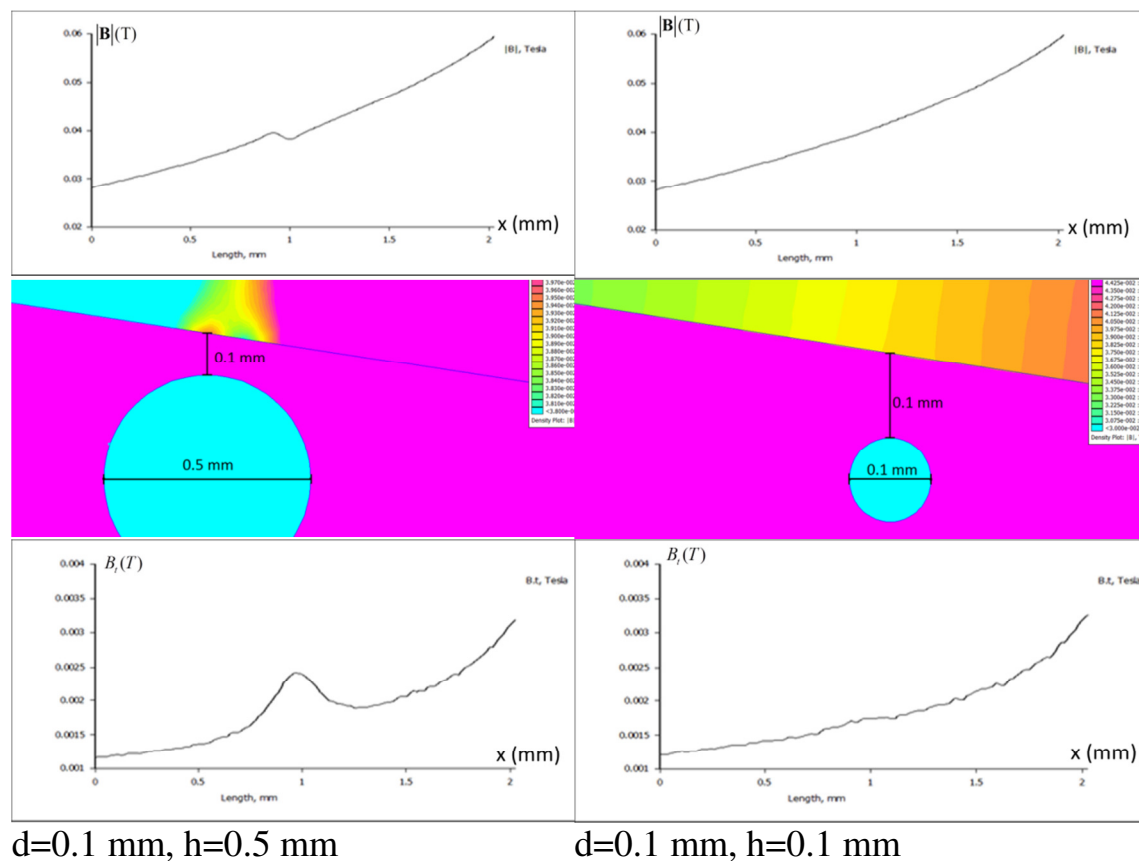


$d=1\text{ mm}, h=1\text{ mm}$

Παρακάτω, καταγράφονται οι μέγιστες τιμές που εμφανίζονται στα διαγράμματα του μέτρου της έντασης του μαγνητικού πεδίου και της εφαπτομενικής συνιστώσας του, για ατέλειες που αντιστοιχούν στη δέκατη τρίτη ομάδα προσομοιώσεων.

Άκρη κεφαλής (Διατομή)- Φυσαλίδες διαμέτρου $d=0.1$ mm και μεταβλητού βάθους		
d (mm)	B_{\max} (T)	$B_{t,\max}$ (T)
0.1	$20 \cdot 10^{-4}$	$13 \cdot 10^{-4}$
0.5	-	$5 \cdot 10^{-4}$

14η Ομάδα Αποτελεσμάτων: Μελέτη φυσαλίδας σε σταθερό βάθος, $h=1$ mm και μεταβλητής διαμέτρου (Διατομή – Μέσο κεφαλής).



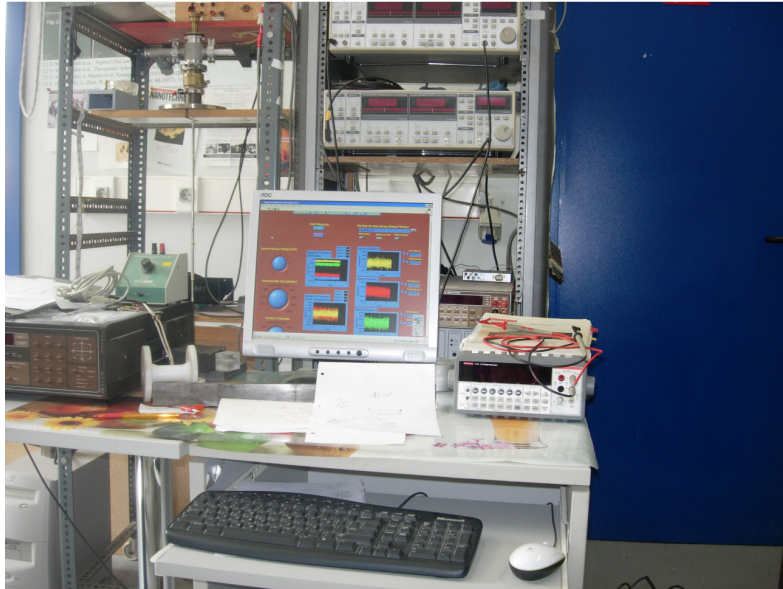
Παρακάτω, καταγράφονται οι μέγιστες τιμές που εμφανίζονται στα διαγράμματα του μέτρου της έντασης του μαγνητικού πεδίου και της εφαπτομενικής συνιστώσας του, για ατέλειες που αντιστοιχούν στη δέκατη τρίτη ομάδα προσομοιώσεων.

Άκρη κεφαλής (Διατομή)- Φυσαλίδες σε βάθος $h=0.1$ mm και μεταβαλλόμενης διαμέτρου		
h (mm)	B_{\max} (T)	$B_{t,\max}$ (T)
0.5	$10 \cdot 10^{-4}$	$66 \cdot 10^{-4}$

Στις δύο τελευταίες ομάδες αποτελεσμάτων μελετάμε φυσαλίδες οι οποίες βρίσκονται στην άκρη της κεφαλής. Σε αυτήν την περίπτωση όπως και στην παραπάνω είναι φανερό ότι οι φυσαλίδες που είναι μεγαλύτερες σε μέγεθος και βρίσκονται πιο κοντά στην επιφάνεια μπορούν να ανιχνευθούν ευκολότερα. Το διάγραμμα της εφαπτομενικής συνιστώσας της έντασης παρουσιάζει μία κορυφή στις θέσεις όπου υπάρχουν ανιχνεύσιμες φυσαλίδες. Η μικρότερη διάμετρος φυσαλίδας που βρίσκεται σε απόσταση 0.1 mm και είναι ανιχνεύσιμη, είναι περίπου 0.5 mm.

9 Πειραματικές μετρήσεις

Στην εικόνα 8.1 φαίνεται η διάταξη για τη μέτρηση της μαγνητικής επαγωγής στην επιφάνεια της σιδηροτροχιάς.



Εικόνα 8.1 Στις φωτογραφίες φαίνεται η διάταξη μέτρησης της μαγνητικής επαγωγής στην επιφάνεια σιδηροτροχιάς με τη βοήθεια τεσσάρων αισθητήρων GMR. Η συγκεκριμένη διάταξη σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε από την ομάδα υπεραγωγών και μαγνητικών μετρήσεων του ΙΕΥ του ΕΚΕΦΕ <<Δημόκριτος>>, στα πλαίσια του ερευνητικού προγράμματος DIAGNORAIL.

Η σιδηροτροχιά μαγνητίζεται με τη βοήθεια μαγνητικού κυκλώματος αποτελούμενο από μόνιμους μαγνήτες και μαλακό χάλυβα. Στο αμαξίδιο που κυλάει πάνω στην σιδηροτροχιά υπάρχει πλακέτα στην οποία έχουν ενσωματωθεί 4 αισθητήρες GMR. Το σήμα από τους τέσσερις αισθητήρες ψηφιοποιείται με τη βοήθεια της διάταξης ψηφιοποίησης σήματος USB 6216 της National Instrument. Τα δεδομένα συλλέγονται, απεικονίζονται και αποθηκεύονται από λογισμικό το οποίο βασίζεται στη γλώσσα προγραμματισμού LabView της National Instruments.

Στις εικόνες 8.2 και 8.3 φαίνονται δύο παραδείγματα τεχνικών ατελειών τα οποία δημιουργήσαμε σε μία σιδηροτροχιά. Το πρώτο είναι ένα εγκάρσιο αυλάκι βάθους μερικά mm και πλάτους 1 mm. Η δεύτερη ατέλεια αφορά δύο σιδηροτροχιές με λιασμένες διατομές τις οποίες έχουμε φέρει σε επαφή έτσι ώστε να δημιουργηθεί μία ασυνέχεια.

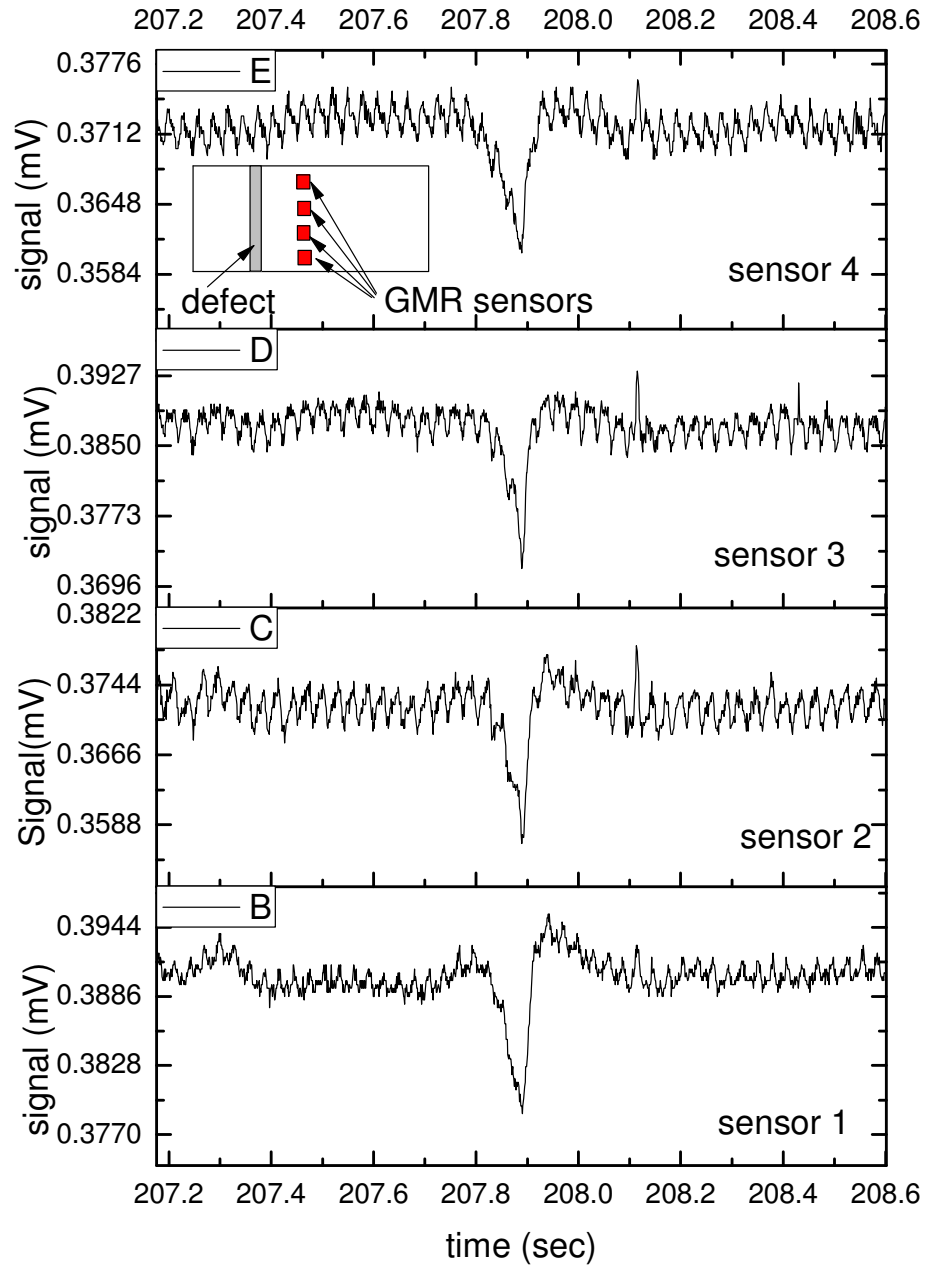


Εικόνα 8.2 Τεχνητή ατέλεια στην κεφαλή σιδηροτροχιάς UIC 54.

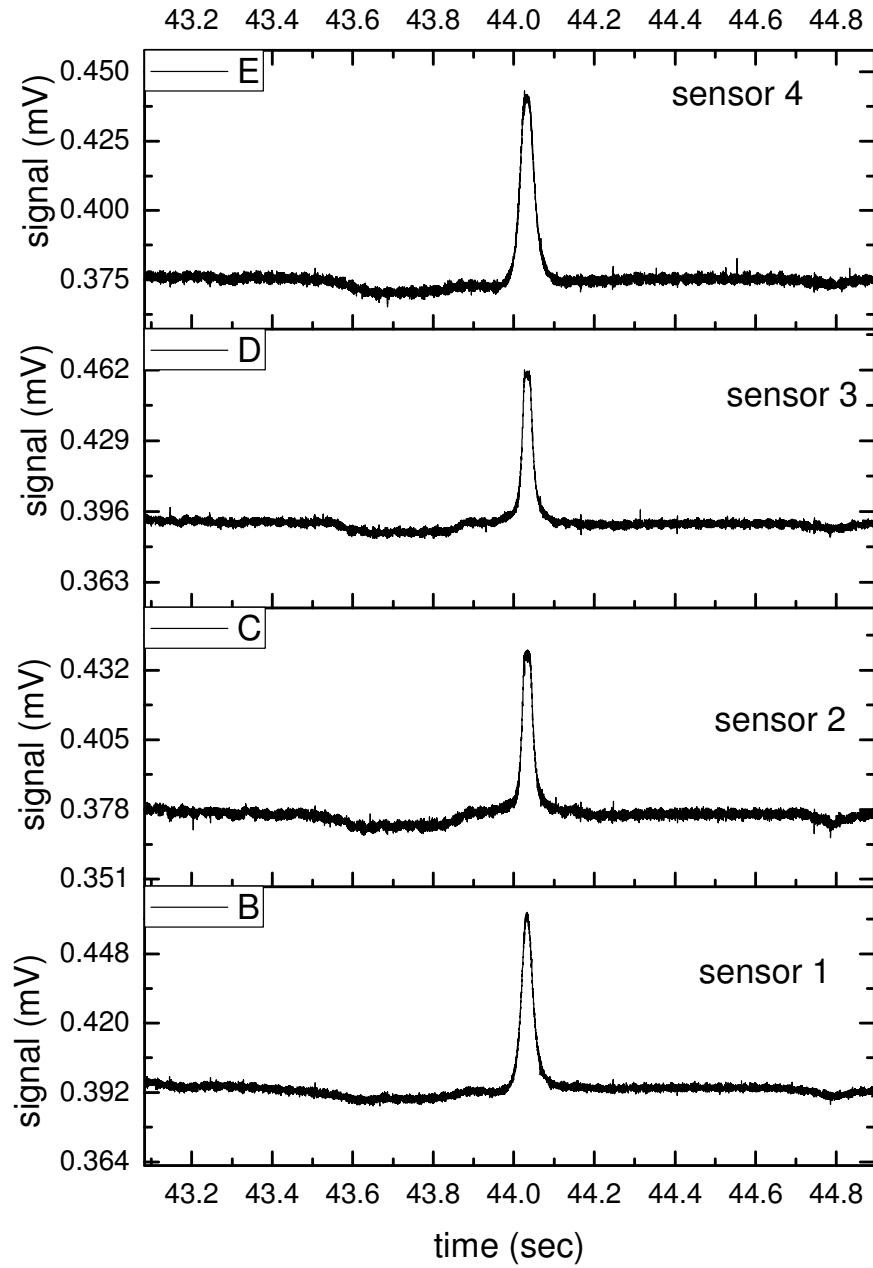


Εικόνα 8.3 Δημιουργία τεχνητής ασυνέχειας με τη συνένωση δύο σιδηροτροχιών

Χρησιμοποιώντας τη διάταξη μέτρησης της παράλληλης συνιστώσας μαγνητικής επαγωγής στην επιφάνεια της σιδηροτροχιάς καταγράψαμε τη μαγνητική επαγωγή σε τέσσερα σημεία κατά μήκος του πλάτους της κεφαλής, σαν συνάρτηση της διαμήκουσ θέσης των αισθητήρων GMR. Η συγκεκριμένη διάταξη σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε από την ομάδα υπεραγωγών και μαγνητικών μετρήσεων του ΙΕΥ του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος, στα πλαίσια του ερευνητικού προγράμματος DIAGNORAIL [12]. Σε συμφωνία με τις προσομοιώσεις που παρουσιάσαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο, όταν οι αισθητήρες περάσουν πάνω από τις συγκεκριμένες ατέλειες ανιχνεύουν σημαντική μεταβολή του σήματος, ικανή να μας οδηγήσει στον εντοπισμό πιθανών ατελειών σε σιδηροτροχιές



Εικόνα 8.4 Μεταβολή της συνιστώσας της μαγνητικής επαγωγής η οποία είναι παράλληλη στην επιφάνεια της κεφαλής της σιδηροτροχιάς για τους τέσσερις αισθητήρες GMR. Η κορυφή οφείλεται στην τεχνητή ατέλεια της εικόνας 8.2.



Εικόνα 8.5 Μεταβολή της συνιστώσας της μαγνητικής επαγωγής η οποία είναι παράλληλη στην επιφάνεια της κεφαλής της σιδηροτροχιάς για τους τέσσερις αισθητήρες GMR. Η κορυφή οφείλεται στην τεχνητή ατέλεια της εικόνας 8.3.

10 Γενικά συμπεράσματα

Οι προσομοιώσεις που κάναμε με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων σε μαγνητισμένη σιδηροτροχιά στην οποία υπήρχαν ατέλειες μας οδήγησε στα ακόλουθα συμπεράσματα:

1. Στα άκρα κάθε ρωγμής αναπτύσσονται μαγνητικοί πόλοι. Άρα σε όλες τις περιπτώσεις ατελειών που ξεκινούν από την επιφάνεια μαγνητισμένης σιδηροτροχιάς υπάρχει διαρρέον πεδίο το οποίο μπορεί να ανιχνευτεί με ένα αισθητήρα μαγνητικής επαγωγής.
2. Οι προσομοιώσεις αποκάλυψαν ότι το μέτρο της εφαπτομενικής συνιστώσας της μαγνητικής επαγωγής σε μικρή απόσταση από την επιφάνεια, αυξάνει μονότονα με το μήκος της ατέλειας. Αυτό οφείλεται στο ότι η έκταση της ρωγμής αυξάνεται και έχει σαν αποτέλεσμα περισσότερες δυναμικές γραμμές να διαφεύγουν από το υλικό.
3. Για σταθερό μήκος, μειώνοντας το εύρος της ρωγμής, το μέτρο της μαγνητικής επαγωγής αυξάνεται, ενώ η μέγιστη τιμή της εφαπτομενικής συνιστώσας αρχικά αυξάνει και στη συνέχεια μειώνεται παρουσιάζοντας ένα μέγιστο κατά τη μεταβολή της.
4. Ανάλογα με τη μορφή του σήματος μιας ρωγμής, συμμετρική ή μη, μπορούμε να αποφανθούμε εάν αυτή είναι κάθετη στην επιφάνεια που ανιχνεύεται ή είναι επικλινή, αντίστοιχα.
5. Θεωρητικά, ένας αισθητήρας GMR μπορεί να ανιχνεύσει μέχρι και μία ρωγμή με εύρος 1 μm και μήκος μεγαλύτερο ή ίσο των 0.1 mm περίπου.
6. Οι εσωτερικές ατέλειες τύπου φυσαλίδας, όσο μεγαλύτερη διάμετρο έχουν και όσο πιο κοντά βρίσκονται στην επιφάνεια τόσο ευκολότερα ανιχνεύονται.
7. Θεωρητικά, ένας αισθητήρας GMR μπορεί να ανιχνεύσει μέχρι και μία φυσαλίδα διαμέτρου 1 mm και βρίσκεται σε βάθος ίσο ή μικρότερο των 1.5 mm από την επιφάνεια της κεφαλής.
8. Η ανίχνευση ατελειών σε μία σιδηροτροχιά εξαρτάται από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά τους, τη θέση τους σε αυτήν, το πόσο

εκτεταμένες είναι, τον τρόπο μαγνήτισης της σιδηροτροχιάς και την απόσταση που έχει ο κάθε ανιχνευτής από την ελεγχόμενη επιφάνεια. Άρα, για να γνωρίζουμε πλήρως την κατάσταση της κεφαλής της σιδηροτροχιάς, αυτή πρέπει να σαρώνεται από ένα πλήθος ανιχνευτών, διατεταγμένων με τέτοιο τρόπο ώστε να καλύπτουν όσο το δυνατόν περισσότερη επιφάνεια.

9. Η απόσταση ενός ανιχνευτή από την επιφάνεια δεν μπορεί να είναι απεριόριστα μικρή καθώς αυτός βρίσκεται σε κίνηση. Συνεπώς είναι αναγκαίο να υπάρξει μία βέλτιστη απόσταση που να επιτρέπει την ανίχνευση επικίνδυνων ατελειών για την ακεραιότητα της σιδηροτροχιάς και παράλληλα να είναι ασφαλής για τον ανιχνευτή.
10. Οι ανιχνευτές πρέπει να τοποθετούνται σε σημεία όπου το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο να έχει τόση ένταση ώστε να μην υπάρχει υπερκάλυψη του διαρρέοντος πεδίου, τουλάχιστον σε περιοχές όπου συχνά εμφανίζονται φθορές. Σε διαφορετική περίπτωση είναι πιθανόν να μην αποκαλυφθούν σοβαρές ατέλειες.

Εν κατακλείδι, ο θεωρητικός υπολογισμός της μαγνητικής επαγωγής κοντά στην επιφάνεια μαγνητισμένης σιδηροτροχιάς παρουσία ατελειών/ ασυνεχειών έδειξε ότι το διαφεύγον μαγνητικό πεδίο είναι εντός του εύρους που μπορεί να ανιχνεύσει ένας αισθητήρας GMR (0.001-15 Oe). Μπορούμε με βεβαιότητα να προτείνουμε ότι συστήματα ανίχνευσης ατελειών/ ασυνεχειών μαγνητισμένων εξαρτημάτων/ κατασκευών μπορούν να αντικαταστήσουν ή να συμπληρώσουν τις συμβατικές τεχνικές.

Βιβλιογραφία

1. The reliability of non-destructive inspection, M.G. Silk, A.M. Stoneham, J.A.G. Temple, Adam Hilger
2. Non-destructive testing, R. Halmshaw, Edward Arnold
3. Introduction to nondestructive testing, A training guide, Paul E. Mix, John Wiley & Sons, Inc.
4. Nondestructive Testing, Louis Carte, ASM International - The Materials Society
5. Materials Characterization for Process Control and Product Conformity, Klaus Goebbels, CRC Press
6. Testing of Materials, Vernon John, Macmillan
7. Nondestructive Testing Handbook, Second Volume, Robert C. McMaster, The Ronald Press Company
8. The Finite Element Method in Electromagnetics, Jianming Jin, John Wiley & Sons, Inc.
9. Finite Element Method Magnetics - User's Manual, David Meeker
10. A Review of Finite Element Open Boundary Techniques for Static and Quasi-Static Electromagnetic Field Problems, Qiushi Chen, Member, IEEE and Adalbert Konrad, Fellow, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 33, No. 1, January 1997.
11. Classical Electrodynamics, John David Jackson, John Wiley & Sons, Inc.
12. Diagnorail: Τεχνικές εκθέσεις 31/9/ 2011 και 31/12/2011, M. Pissas, E. Manios.