ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΠΑΤΡΩΝ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΚΑΙ ΑΕΡΟΝΑΥΠΗΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

**ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΟ-ΘΕΡΜΙΚΗΣ
ΜΕΘΟΔΟΥ ΓΙΑ ΜΗ ΚΑΤΑΣΤΡΟΦΙΚΟ ΕΛΕΓΧΟ
ΣΕ ΑΓΩΓΙΜΑ ΥΛΙΚΑ**

ΤΣΟΠΕΛΑΣ ΝΙΚΟΛΑΟΣ
Διπλ. Μηχανολόγος & Αεροναυπηγός Μηχανικός

ΠΑΤΡΑ
ΝΟΕΜΒΡΙΟΣ 2009

ΜΕΛΗ ΕΠΤΑΜΕΛΟΥΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗΣ

Προεδρεύων

Σιακαβέλλας Νικόλαος, Αναπλ. Καθηγητής

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών

Μέλη

Γεωργίου Δημοσθένης, Αναπλ. Καθηγητής

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών

Φιλιππίδης Θεόδωρος, Αναπλ. Καθηγητής

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών

Κωστόπουλος Βασίλειος, Καθηγητής

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών

Πολύζος Δημοσθένης, Καθηγητής

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών

Κουή Μαρία, Καθηγήτρια

Σχολή Χημικών Μηχανικών ΕΜΠ

Θεοδουλίδης Θεόδωρος, Αναπλ. Καθηγητής

Τμήμα Μηχανικών Διαχείρισης Ενεργειακών Πόρων Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας

Ημερομηνία έγκρισης: 9 Νοεμβρίου 2009

ΜΕΛΗ ΤΡΙΜΕΛΟΥΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗΣ

Επιβλέπων

Σιακαβέλλας Ν. Αναπλ. Καθηγητής

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών

Μέλη

Γεωργίου Δ. Αναπλ. Καθηγητής

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών

Φιλιππίδης Θ. Αναπλ. Καθηγητής

Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Το αντικείμενο της παρούσας διδακτορικής διατριβής είναι η ανάπτυξη μιας εναλλακτικής μεθόδου μη καταστροφικού ελέγχου (ΜΚΕ) για αγωγήμα υλικά, που συνδυάζει την ηλεκτρομαγνητική διέγερση - επαγωγική θέρμανση του υλικού και επιθεώρηση με μεταβατική υπέρυθρη θερμογραφία.

Με ένα μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο επάγονται δινορρεύματα εντός του εξεταζόμενου δοκιμίου. Η θερμότητα που παράγεται από τα δινορρεύματα, δημιουργεί θερμοκρασιακές διαφορές οι οποίες τείνουν να εξομαλυνθούν μέσω της θερμικής αγωγής. Κάποια ατέλεια στη δομή του υλικού, όπως είναι μια ρωγμή, θα επηρεάσει άμεσα ή έμμεσα τη ροή της θερμότητας και κατ' επέκταση τη θερμοκρασιακή κατανομή στην επιφάνεια του υλικού. Χρησιμοποιώντας την υπέρυθρη θερμογραφία μπορούμε να απεικονίσουμε σε δύο διαστάσεις τη θερμοκρασιακή κατανομή της επιφάνειας του επιθεωρούμενου δοκιμίου και να εντοπίσουμε την ατέλεια αυτή.

Η παρούσα διατριβή επικεντρώνεται στην υπολογιστική και πειραματική διερεύνηση της αποτελεσματικότητας και της αξιοπιστίας της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου ως μεθόδου ΜΚΕ σε αγωγήμα υλικά. Αφού πραγματοποιηθεί αναλυτική περιγραφή του μοντέλου με το οποίο προσεγγίζονται τα ηλεκτρομαγνητικά - θερμικά φαινόμενα της ηλεκτρομαγνητικής διέγερσης - επαγωγικής θέρμανσης αγωγήμων υλικών, αναπτύσσεται υπολογιστικός κώδικας για την υλοποίηση του μοντέλου. Με τη χρήση του υπολογιστικού προγράμματος διερευνάται η σημασία και η σπουδαιότητα ενός μεγάλου πλήθους παραμέτρων που επηρεάζουν την αποτελεσματικότητα της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου με απώτερο στόχο τη βελτιστοποίηση της. Στη συνέχεια ακολουθεί πειραματική επαλήθευση των αριθμητικών αποτελεσμάτων, όπου και αποδεικνύεται η αξιοπιστία των υπολογιστικών μοντέλων που χρησιμοποιήσαμε κατά την αριθμητική διερεύνηση της μεθόδου. Κατ' αυτόν τον τρόπο επαληθεύεται η αποτελεσματικότητα της μεθόδου στον ΜΚΕ έλεγχο αγωγήμων υλικών.

Το γενικό συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι η ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδος αποτελεί μια αξιόπιστη μέθοδο για τον ΜΚΕ αγωγήμων υλικών. Απομένει πλέον να διερευνηθούν οι δυνατότητες της μεθόδου στο έπακρο, ώστε να αναδειχθεί το εύρος των εφαρμογών αυτής και να χρησιμοποιηθεί ενδεχομένως σε περιπτώσεις όπου μέχρι σήμερα κυριαρχούν άλλες διαγνωστικές μέθοδοι.

The subject matter of the present dissertation is the development of an alternative method for non-destructive inspection of conducting materials, which combines electromagnetic excitation – thermal conduction and inspection with transient infrared thermography.

A time-varying magnetic field is used to induce eddy currents inside the conducting material under inspection. The Ohmic power generated in the material by the eddy currents creates temperature gradients which tend to be ironed out through thermal conduction. A defect in the material structure, such as a cracking, will affect the heat flow either directly or indirectly and hence the temperature distribution at the surface of the material. By employing infrared thermography, it is then possible to visualize in two-dimensional the temperature distribution over the excited surface of the tested specimen and detect the defect.

The present dissertation focuses on computational and experimental investigation of the effectiveness and reliability of electromagnetic-thermal method as a method for non destructive inspection of conductive materials. After have been made a detailed description of the model which describes the electromagnetic-thermal phenomena of electromagnetic excitation - induction heating in conductive materials, it was developed a computer program based on the above model. Using the computer program we investigated the significance and the importance of a large number of parameters affecting the effectiveness of electromagnetic-thermal method, with a view to optimize the method. The experimental verification of numerical results, indicate the reliability of computational model used in the numerical investigation of the method and verifies the method's effectiveness for non destructive inspection of conducting materials.

The general conclusion is that the electromagnetic - thermal method is a reliable method for non destructive inspection of conductive materials. It remains the full potentials of the method to be investigated, in order to extend the range of applications and use the method in cases where today dominate other diagnostic methods.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Από τη θέση του διδάκτορα θέλω να εκφράσω τις θερμές ευχαριστίες μου στον Ν. Σιακαβέλλα, Αναπλ. Καθηγητή του τμήματος Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, ο οποίος πέρα από επιβλέπων της διατριβής αυτής, υπήρξε ο απόλυτος καθοδηγητής και συμπαραστάτης σε όλα τα στάδια της. Με τις πολύτιμες συμβουλές του και τις ατελείωτες ώρες συνεργασιών, προβληματισμού και έμπνευσης κατέστη δυνατή η ολοκλήρωση της διατριβής αυτής.

Επιπλέον θέλω να ευχαριστήσω τα μέλη της τριμελούς επιτροπής, Γεωργίου Δημοσθένη και Φιλίππιδη Θεόδωρο, Αναπλ. Καθηγητές του τμήματος Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών, για τη μελέτη της εργασίας μου και τις πολύτιμες συμβουλές και παρατηρήσεις που μου πρόσφεραν κατά τη διάρκεια εκπόνησης της διδακτορικής μου διατριβής.

Τέλος από βάθος της καρδιάς μου θέλω να πω ένα μεγάλο ευχαριστώ στους γονείς μου και τις αδερφές μου για τη συνεχή τους συμπαράσταση και υποστήριξη σε όλα τα επίπεδα όλα αυτά τα χρόνια. Χωρίς τη δική τους βοήθεια θα ήταν αδύνατο να διαμορφώσω τη ζωή μου όπως σήμερα.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1. Εισαγωγή	1
1.1 Γενικά.....	1
1.2 Γενικά περί μη καταστροφικών ελέγχων	2
1.3 Παρουσίαση μεθόδων μη-καταστροφικού ελέγχου.....	3
1.3.1 Οπτικός έλεγχος.....	3
1.3.2 Διεισδυτικά υγρά	5
1.3.3 Μέθοδος υπέρηχων.....	5
1.3.4 Μαγνητικά σωματίδια.....	7
1.3.5 Ραδιογραφία.....	9
1.3.6 Δινορρεύματα	11
1.3.7 Θερμικές μέθοδοι.....	12
1.3.8 Ακουστική εκπομπή.....	14
1.4 Παρουσίαση της Ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου ΜΚΕ	16
1.4.1 Περιγραφή της μεθόδου.....	17
1.5 Ερευνητική συνεισφορά διατριβής.....	21
1.6 Δομή της διατριβής.....	23
1.7 Βιβλιογραφικές αναφορές.....	25
 2. Ανασκόπηση επιστημονικής βιβλιογραφίας	27
2.1 Γενικά.....	27
2.2 Δινορρεύματα	28
2.2.1 Η φύση των δινορρευσμάτων	28
2.2.2 Βιβλιογραφία για τα δινορρεύματα	31
2.3 Επαγωγική θέρμανση.....	34
2.3.1 Θεωρία	34
2.3.2 Εφαρμογές	36
2.3.3 Πλεονεκτήματα επαγωγικής θέρμανσης.....	37
2.4 Υπέρυθρη θερμογραφία.....	39
2.4.1 Ιστορική αναδρομή	39
2.4.2 Η φύση της υπέρυθρης ακτινοβολίας	42
2.4.3 Θεμελιώδεις έννοιες υπέρυθρης θερμογραφίας.....	43
2.4.4 Η υπέρυθρη θερμογραφία ως μέθοδος μη-καταστροφικού ελέγχου	47
2.5 Ηλεκτροθερμικές και ηλεκτρομαγνητοθερμικές μέθοδοι	53
2.6 Βιβλιογραφικές αναφορές.....	57
2.6.1 Βιβλιογραφικές αναφορές για τα δινορρεύματα.....	57
2.6.2 Βιβλιογραφικές αναφορές για την επαγωγική θέρμανση	59
2.6.3 Βιβλιογραφικές αναφορές για την υπέρυθρη θερμογραφία	60
2.6.4 Βιβλιογραφικές αναφορές για ηλεκτροθερμικές και ηλεκτρομαγνητοθερμικές μεθόδους	62
 3. Ηλεκτρομαγνητικό - Θερμικό μοντέλο.....	63
3.1 Γενικά.....	63
3.2 Γενικά περί της θεωρητικής ανάλυσης του μοντέλου	64
3.3 Υπολογισμός διεγείροντος μαγνητικού πεδίου.....	65
3.3.1 Μαγνητικό πεδίο κυκλικού βρόχου	66
3.3.2 Μαγνητικό πεδίο ορθογώνιου βρόχου.....	67

3.3.3	Χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου	69
3.4	Υπολογισμός δινορρευσμάτων	70
3.5	Υπολογισμός θερμικού πεδίου	75
3.6	Αριθμητική επίλυση του μοντέλου	77
3.7	Επίλυση του μοντέλου με τη χρήση εμπορικού λογισμικού πακέτου	78
3.7.1	Μεθοδολογία επίλυσης	79
3.7.2	Υπολογισμός ηλεκτρομαγνητικού πεδίου	79
3.7.3	Υπολογισμός θερμικού πεδίου	81
3.8	Βιβλιογραφικές αναφορές.....	82
4.	Εμβέλεια πηνίου στην ανίχνευση ρωγμών σε άπειρες και πεπερασμένες πλάκες.....	85
4.1	Γενικά.....	85
4.2	Εμβέλεια πηνίου σε άπειρη πλάκα	85
4.2.1	Μαγνητικό πεδίο, πυκνότητα ρεύματος και θερμικής ισχύος	86
4.2.2	Εμβέλεια πηνίου στην ανίχνευση ρωγμών	90
4.3	Εμβέλεια πηνίου σε πεπερασμένη πλάκα	95
4.3.1	Επίδραση της θέσης του πηνίου στην επαγόμενη ισχύ.....	95
4.3.2	Δεδομένα αριθμητικής διερεύνησης εντοπισμού ρωγμών	98
4.3.3	Εντοπισμός ρωγμών σε τετράγωνη πλάκα	99
4.3.4	Εντοπισμός ρωγμών σε ορθογώνια πλάκα	105
4.4	Συμπεράσματα	110
4.5	Βιβλιογραφικές αναφορές.....	111
5.	Επιμήκη και επίπεδα πηνία μικρής διατομής.....	113
5.1	Γενικά.....	113
5.2	Μαγνητικό πεδίο, πυκνότητα ρεύματος και θερμικής ισχύος	115
5.3	Εντοπισμός ρωγμών σε τετράγωνη πλάκα	125
5.4	Συμπεράσματα	135
5.5	Βιβλιογραφικές αναφορές.....	136
6.	Επιμήκη και επίπεδα πηνία μεγάλης διατομής	137
6.1	Γενικά.....	137
6.2	Μαγνητικό πεδίο, πυκνότητα ρεύματος και θερμικής ισχύος	138
6.3	Εντοπισμός ρωγμών σε τετράγωνη πλάκα	142
6.4	Συμπεράσματα	147
6.5	Βιβλιογραφικές αναφορές.....	148
7.	Επίδραση της κλίσης του πηνίου	149
7.1	Γενικά.....	149
7.2	Πηνία C4, S4, PC4, PS4 υπό κλίση	150
7.2.1	Μαγνητικό πεδίο, κατανομή θερμικής ισχύος και θερμοκρασίας	150
7.2.2	Σύγκριση των επιδόσεων των πηνίων C4, S4, PC4, PS4	156
7.2.3	Εντοπισμός ρωγμών.....	160
7.3	Αριθμητικά πειράματα με πηνία άλλων διαστάσεων και γεωμετριών	163
7.3.1	Μαγνητικό πεδίο και πυκνότητα δινορρευσμάτων.....	164
7.3.2	Κατανομή θερμικής ισχύος και θερμοκρασίας.....	166
7.4	Συμπεράσματα	169
7.5	Βιβλιογραφικές αναφορές.....	170

8. Επεξεργασία θερμικών εικόνων	171
8.1 Γενικά.....	171
8.2 Διαδικασία επεξεργασίας των αριθμητικών αποτελεσμάτων.....	172
8.3 Σύγκριση της αποτελεσματικότητας των διαφόρων τεχνικών στον εντοπισμό ρωγμών.....	176
8.4 Συμπεράσματα	188
8.5 Βιβλιογραφικές αναφορές.....	189
9 Πειραματικά αποτελέσματα	191
9.1 Γενικά.....	191
9.2 Παρουσίαση πειραματικής διάταξης	192
9.2.1 Πηνία.....	192
9.2.2 Σύστημα τροφοδοσίας πηνίων	194
9.2.3 Κάμερα υπέρυθρων.....	196
9.2.4 Συνολική πειραματική διάταξη.....	197
9.3 Πειραματική επαλήθευση του Ηλεκτρομαγνητικού – Θερμικού μοντέλου.....	204
9.4 Εντοπισμός ρωγμών σε τετράγωνη πλάκα	205
9.4.1 Ανάλυση αποτελεσμάτων με το πηνίο C8p στη θέση A	208
9.4.2 Ανάλυση αποτελεσμάτων με το πηνίο C8p στη θέση B.....	212
9.4.3 Ανάλυση αποτελεσμάτων με το πηνίο C15	218
9.5 Εμβέλεια εντοπισμού ρωγμών σε ορθογώνια πλάκα.....	224
9.6 Συμπεράσματα	227
9.7 Βιβλιογραφικές αναφορές.....	228
10 Άλλες εφαρμογές της μεθόδου.....	229
10.1 Γενικά.....	229
10.2 Εντοπισμός ρωγμών γύρω από κυκλικές οπές.....	230
10.2.1 Αριθμητικά πειράματα.....	232
10.2.2 Επεξεργασία των αποτελεσμάτων	235
10.3 Περιοχές με διαφορετική σύσταση του υλικού	238
10.3.1 Αριθμητικά πειράματα.....	239
10.3.2 Ανίχνευση μεγάλων περιοχών με διαφορετική σύσταση	240
10.3.3 Ανίχνευση μικρών περιοχών με διαφορετική σύσταση.....	250
10.4 Συμπεράσματα - Σχόλια.....	255
10.5 Βιβλιογραφικές αναφορές.....	257
11 Συμπεράσματα	259
11.1 Γενικά.....	259
11.2 Θέματα ανοικτά προς διερεύνηση	264
Παράρτημα Α. Αριθμητική ανάλυση	267
Παράρτημα Β. Συνοπτική παρουσίαση δομής υπολογιστικού κώδικα .	285
Παράρτημα Γ. Αναλυτική παρουσίαση υπολογιστικού κώδικα (περιέχεται στο CD που συνοδεύει την διατριβή μαζί με το υπολογιστικό πρόγραμμα)	

Κεφάλαιο 1^ο

Εισαγωγή

1.1 Γενικά

Αντικείμενο της παρούσας διατριβής είναι η ανάπτυξη μιας νέας μεθόδου μη-καταστροφικού ελέγχου σε αγωγίμα υλικά, η οποία συνδυάζει την ηλεκτρομαγνητική διέγερση - επαγωγική θέρμανση του υλικού και επιθεώρηση με μεταβατική υπέρυθρη θερμογραφία. Κύριος στόχος της παρούσας διατριβής είναι η υπολογιστική και πειραματική διερεύνηση της αποτελεσματικότητας και της αξιοπιστίας της μεθόδου, ως μεθόδου μη-καταστροφικού ελέγχου σε αγωγίμα υλικά. Το παρόν κεφάλαιο αποτελεί μια εισαγωγή στις μεθόδους μη-καταστροφικού ελέγχου, όπου παράλληλα παρουσιάζονται τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματα της κάθε μεθόδου, συμπεριλαμβανομένης και της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου. Ακολούθως παρουσιάζεται η ερευνητική συνεισφορά της διατριβής και γίνεται μια συνοπτική παρουσίαση της δομής της διατριβής.

1.2 Γενικά περί μη καταστροφικών ελέγχων

Ως μη-καταστροφικός έλεγχος (ΜΚΕ) θεωρείται η εξέταση ενός αντικειμένου με τεχνολογίες οι οποίες δεν επηρεάζουν τη μελλοντική χρησιμότητα του [1]. Κύριος στόχος του ΜΚΕ είναι ο εντοπισμός ατελειών στη δομή του υλικού που οδηγούν στην αστοχία του και σε βλάβη της κατασκευής στην οποία ανήκει. Τέτοια ατέλειες είναι οι ρωγμές, η ύπαρξη πόρων και φυσαλίδων στο εσωτερικό του υλικού, η διάβρωση, η αποκόλληση των διάφορων επιφανειών σε σύνθετα υλικά. Επιπλέον οι ΜΚΕ χρησιμοποιούνται και για τον προσδιορισμό της δομής και της σύνθεσης του υλικού, καθώς και για τον προσδιορισμό αρκετών εκ των μηχανικών ιδιοτήτων του υλικού όπως ελαστικότητα, σκληρότητα, αντοχή, αγωγιμότητα [1]. Τέλος χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό των γεωμετρικών χαρακτηριστικών των υλικών, ενώ πλήθος είναι και οι εφαρμογές για ιατρικούς σκοπούς. Ο όρος ΜΚΕ χρησιμοποιείται για το πλήθος των διαγνωστικών μεθόδων που έχουν αναπτυχθεί μέχρι σήμερα και συνεχίζουν να αναπτύσσονται για την πραγματοποίηση μη καταστροφικών ελέγχων. Οι μέθοδοι που χρησιμοποιούνται πιο συχνά είναι: *ο οπτικός έλεγχος, τα διεισδυτικά υγρά, τα μαγνητικά σωματίδια, τα δινορρεύματα, η ραδιογραφία, οι υπέρηχοι, η θερμογραφία, η ακουστική εκπομπή και οι έλεγχοι διαρροής* [1-3].

Οι μη-καταστροφικοί έλεγχοι έχουν μεγάλη απήχηση σε πολλούς τομείς της βιομηχανίας και εφαρμόζονται σε όλες τις φάσεις, του σχεδιασμού, της κατασκευής και της συντήρησης ενός προϊόντος [4,5]. Αποτελούν απαραίτητο εργαλείο για τον ποιοτικό έλεγχο και τη διασφάλιση της δομικής ακεραιότητας κατασκευών και εξαρτημάτων. Οι τεχνολογικοί κλάδοι στους οποίους χρησιμοποιούνται περιλαμβάνουν: Υλικά, Τρόφιμα, Αεροναυπηγική, Ναυπηγική, Αυτοκινητοβιομηχανία, Ιατρική, Πληροφορική, κλπ.[2]. Οι βιομηχανικοί τομείς στους οποίους βρίσκουν εφαρμογή οι τεχνολογίες των ΜΚΕ, είναι η ναυτική - αεροναυπηγική βιομηχανία, τα διυλιστήρια και οι χημικές βιομηχανίες, οι βιομηχανίες τροφίμων, οι μεταφορές, η παραγωγή και διανομή ενέργειας καθώς και οι βιομηχανίες κατασκευής εξοπλισμού και συστημάτων ελέγχου ποιότητας [2].

1.3 Παρουσίαση μεθόδων μη-καταστροφικού ελέγχου

Στην συνέχεια θα παρουσιάσουμε τις κυριότερες μεθόδους μη-καταστροφικού ελέγχου που έχουν πρακτικό ενδιαφέρον και θα αναφερθούμε συνοπτικά στα πλεονεκτήματα, στα μειονεκτήματα καθώς στις εφαρμογές της κάθε μεθόδου. Στον πίνακα 1.1 συνοψίζονται οι εφαρμογές, τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματα της κάθε μεθόδου.

1.3.1 Οπτικός έλεγχος

Η πιο κοινή και πιο εύχρηστη μέθοδος εξέτασης είναι η οπτική [1], κατά την οποία το αντικείμενο που εξετάζεται ελέγχεται οπτικά για την ύπαρξη βλαβών στην επιφάνεια του που μπορεί να υποδηλώνουν πρόβλημα. Ανάμεσα στα εργαλεία που χρησιμοποιούνται είναι ενδοσκόπια, μεγεθυντικοί φακοί καθώς και καθρέφτες. Επίσης έχουν αναπτυχθεί και ρομποτικές συσκευές που φέρουν ενσωματωμένες κάμερες και επιτρέπουν τη διείσδυση σε στενές και επικίνδυνες - τοξικές περιοχές όπως είναι οι αεραγωγοί, σωληνώσεις, δεξαμενές, αντιδραστήρες, κτλ (Σχήμα 1.1).

Στα μειονέκτημα της συγκεκριμένη μεθόδου συγκαταλέγονται η ανίχνευση μόνο επιφανειακών βλαβών και η σχολαστική εξέταση της συνολικής επιφάνειας του αντικειμένου, σε περιπτώσεις που δεν υπάρχουν ενδείξεις για κάποια βλάβη, κάτι που σημαίνει ότι η διαδικασία του ελέγχου είναι ιδιαίτερα χρονοβόρα.

(α)

(β)

Σχήμα 1.1: (α) Οπτικός έλεγχος εσωτερικού μέρους κινητήρα αεροσκάφους με ενδοσκόπιο, (β) ρομποτική συσκευή με ενσωματωμένο φωτισμό και κάμερα για ελέγχους σε δυσπρόσιτα σημεία.

Πίνακας 1.1: Μέθοδοι μη-καταστροφικού ελέγχου, τυπικές εφαρμογές, πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα.

Μέθοδος ΜΚΕ	Βλάβες που εντοπίζονται	Τυπικές Εφαρμογές	Πλεονεκτήματα	Μειονεκτήματα
Οπτικός Έλεγχος	Επιφανειακές βλάβες ορατές δια γυμνού οφθαλμού ή μέσω μεγεθυντικών φακών και καμερών.	Έλεγχος αεραγωγών, σωληνώσεων, δεξαμενών, αντιδραστήρων.	Μικρό κόστος εφαρμογής. Διείσδυση σε στενές και επικίνδυνες - τοξικές περιοχές.	Εντοπισμός μόνο επιφανειακών βλαβών. Αργός έλεγχος μεγάλων επιφανειών.
Διεισδυτικά υγρά	Επιφανειακές ρωγμές	Χρησιμοποιείται σε στερεά και μη πορώδη υλικά από μέταλλο, γυαλί, κεραμικά υλικά, πολυμερή και καουτσούκ.	Μικρό κόστος εφαρμογής. Εύχρηστη και φορητή. Εύκολη διάγνωση αποτελεσμάτων. Ταχύς έλεγχος μεγάλων επιφανειών.	Εντοπίζει μόνο επιφανειακές ρωγμές. Δεν γίνεται εκτίμηση του βάθους. Απαιτείται καθαρισμός του εξαρτήματος. Δύσκολη αναγνώριση σε τραχείες επιφάνειες.
Υπέρηχοι	Επιφανειακές και εσωτερικές ρωγμές, πόροι, αποκολλήσεις σύνθετων υλικών, μη συνοχή σε ανόμοια υλικά.	Εφαρμογή σε μεταλλικά και μη-μεταλλικά, σύνθετα υλικά. Έλεγχος συγκολλήσεων, χυτών και πρεσσαριστών εξαρτημάτων, αξόνων. Προσδιορισμός πάχους και μηχανικών ιδιοτήτων εξαρτημάτων.	Μέσο κόστος εφαρμογής. Εξαιρετικό βάθος διείσδυσης, Αρκετά καλή ευαισθησία και ανάλυση. Παραγωγή δισδιάστατων απεικονίσεων.	Απαιτείται επαφή με το εξάρτημα. Αργός έλεγχος μεγάλων επιφανειών. Δύσκολος έλεγχος τραχέων επιφανειών και ανομοιογενών υλικών
Μαγνητικά σωματίδια	Επιφανειακές και υπο-επιφανειακές ρωγμές σε μικρό βάθος.	Εφαρμογή σε εξαρτήματα από σιδηρομαγνητικό υλικό όπως σωληνώσεις, συγκολλήσεις, άξονες, γρανάζια, μέρη μηχανών.	Μικρό κόστος εφαρμογής. Εύχρηστη και φορητή. Εύκολη διάγνωση αποτελεσμάτων. Ταχύς έλεγχος μεγάλων επιφανειών.	Μικρό βάθος διείσδυσης χωρίς ένδειξη για το βάθος της βλάβης. Απαιτείται καλός καθαρισμός της επιφάνειας. Δεν εντοπίζει ατέλειες που είναι παράλληλες στη μαγνητική ροή. Απαιτείται απομαγνητισμός του εξαρτήματος μετά το πέρας των ελέγχων.
Ραδιογραφία	Πόροι, ρωγμές	Εφαρμογή σε μεταλλικά και μη-μεταλλικά, σύνθετα υλικά. Έλεγχος συγκολλήσεων, χυτών και πρεσσαριστών εξαρτημάτων.	Εντοπισμός εσωτερικών ατελειών. Ποικιλία σε γεωμετρικά σχήματα. Δισδιάστατες και τρισδιάστατες απεικονίσεις. Μη επαφή με το εξάρτημα. Ταχύς έλεγχος μεγάλων επιφανειών.	Ακριβό κόστος εφαρμογής. Δεν εντοπίζει αποκολλήσεις σε σύνθετα υλικά. Οι ρωγμές πρέπει να είναι παράλληλες στη διεύθυνση της ακτινοβολία. Κίνδυνος υγείας λόγω ακτινοβολίας. Η ευαισθησία μειώνεται με το πάχος του υλικού.
Δινορρεύματα	Επιφανειακές και υπο-επιφανειακές ρωγμές σε μικρό βάθος, πόροι, διάβρωση, αλλαγές στη σύσταση του υλικού.	Εφαρμογές σε αγωγίμα υλικά, επιφανειακός έλεγχος σωληνώσεων, μεταλλικών φύλλων και άλλων εξαρτημάτων καθώς και μέτρηση αγωγιμότητας και πάχους.	Μέσο κόστος εφαρμογής. Φορητή, Άμεσος εντοπισμός ατελειών. Απουσία επαφής με το εξάρτημα.	Εφαρμογή μόνο σε αγωγίμα υλικά. Εντοπισμός ατελειών που προκαλούν αλλαγή στην αγωγιμότητα του υλικού. Μικρό βάθος διείσδυσης. Γεωμετρικά ευαίσθητη μέθοδος.
Θερμογραφία	Επιφανειακές ρωγμές, πόροι, αποκολλήσεις σύνθετων υλικών.	Εφαρμογές σε μεταλλικά, σύνθετα και κεραμικά υλικά. Έλεγχος σωστής λειτουργίας συσκευών και μονώσεων σε κατασκευές και κτήρια.	Μέσο κόστος εφαρμογής. Εύχρηστη και φορητή. Εύκολη διάγνωση αποτελεσμάτων. Ταχύς έλεγχος μεγάλων επιφανειών, απουσία επαφής με το αντικείμενο.	Εξάρτηση από το συντελεστή εκπομπής της επιφάνειας του αντικειμένου. Βάθος εντοπισμού βλαβών ανάλογο με το μέγεθος αυτών. Δεν εντοπίζει ατέλειες παράλληλες στη ροή της θερμότητας
Ακουστική Εκπομπή	Επιφανειακές και εσωτερικές ρωγμές, διάβρωση, αποκολλήσεις σύνθετων υλικών.	Εφαρμογές σε μεταλλικά και μη υλικά, σύνθετα, κεραμικά, πολυμερή, ξύλο, μπετόν. Έλεγχος υλικών, δεξαμενών, δοχείων πίεσης, μεταλλικών κατασκευών, αεροσκαφών.	Μέσο κόστος εφαρμογής. Εύχρηστη και φορητή. Ποιοτικός και ταχύς έλεγχος μεγάλων επιφανειών και κατασκευών.	Μόνο ποιοτικός έλεγχος κατασκευών. Δεν υποδεικνύει μεμονωμένες βλάβες. Μεγάλη ευαισθησία στον εξωτερικό θόρυβο.

1.3.2 Διεισδυτικά υγρά

Τα διεισδυτικά υγρά χρησιμοποιούνται για τον εντοπισμό επιφανειακών ρωγμών σε στερεά και μη πορώδη υλικά από μέταλλο, γυαλί, κεραμικά υλικά, πλαστικά και καουτσούκ. Η διαδικασία ελέγχου έχει ως εξής. Το υπό εξέταση αντικείμενο καθαρίζεται πολύ καλά για την απομάκρυνση των ξένων ουσιών που βρίσκονται στην επιφάνεια της περιοχής που θέλουμε να εξετάσουμε. Έπειτα καλύπτεται με έγχρωμο υγρό με μεγάλη επιφανειακή τάση και με την πάροδο του χρόνου (5 – 60 min), το υγρό εισχωρεί στις επιφανειακές ρωγμές του υλικού. Στη συνέχεια το επιπλέον υγρό αφαιρείται από την επιφάνεια του αντικειμένου με προσοχή, έτσι ώστε να μην αφαιρεθεί και το υγρό που έχει εισχωρήσει στη ρωγμή. Με τη χρήση κατάλληλων ουσιών το διεισδυτικό υγρό που έχει εισχωρήσει στις ρωγμές βγαίνει στην επιφάνεια και έτσι η ρωγμή γίνεται εμφανής δια γυμνού οφθαλμού. Με τη χρήση κατάλληλων υγρών τα οποία φωσφορίζουν υπό την επίδραση της υπεριώδους ακτινοβολίας ο έλεγχος του αντικειμένου γίνεται πιο αξιόπιστος και παράλληλα ταχύτερος σε σχέση με την απλή οπτική μέθοδο (Σχήμα 1.2). Η μέθοδος είναι αρκετά οικονομική και δεν απαιτεί ιδιαίτερο εξοπλισμό πέρα από τα κατάλληλα διεισδυτικά υγρά και έναν λαμπτήρα υπεριώδους φωτός. Σημαντικό μειονεκτήματα της μεθόδου είναι το γεγονός ότι εντοπίζει μόνο τις ρωγμές που ξεκινούν από την επιφάνεια του αντικειμένου και επιπλέον υπάρχουν πιθανότητες λανθασμένης ένδειξης σε επιφάνειες με μεγάλη τραχύτητα [1-9].

(α)

(β)

Σχήμα 1.2: Εμφάνιση ρωγμών με τη χρήση διεισδυτικών υγρών και υπεριώδους φωτός.

1.3.3 Μέθοδος υπερήχων

Η μέθοδος των υπερήχων χρησιμοποιεί υψηλής συχνότητας ελαστικά κύματα (>500 KHz) για την πραγματοποίηση ελέγχων και μετρήσεων. Μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον εντοπισμό ασυνεχειών στο εσωτερικό ενός υλικού καθώς και για την πραγματοποίηση μετρήσεων επί των γεωμετρικών διαστάσεων και των μηχανικών

ιδιοτήτων ενός αντικειμένου. Η πλέον κοινή τεχνική που χρησιμοποιείται είναι η τεχνική παλμού-ηχούς. Τα υψηλής συχνότητας ελαστικά κύματα που παράγονται από τον πομποδέκτη εισάγονται στο εξεταζόμενο αντικείμενο και ανακλώνται πίσω στο δέκτη, είτε εξαιτίας ατελειών είτε λόγω της γεωμετρίας του υπό εξέταση αντικειμένου. Η ενέργεια του σήματος που επιστρέφει στο δέκτη με την πάροδο του χρόνου, απεικονίζεται σε δισδιάστατο γράφημα. Δεδομένου ότι ο χρόνος που απαιτείται για να επιστρέψει το σήμα στο δέκτη είναι ανάλογο της απόστασης που έχει διανύσει, είναι εφικτός ο υπολογισμός του βάθους στο οποίο βρίσκεται η ατέλεια. Έτσι αποκτάται για μία τομή του υλικού σε βάθος, γνώση κάθε ατέλειας που υπάρχει σε συνάρτηση πάντα με το βάθος αυτής (A-Scan) (Σχήμα 1.3).

Σχήμα 1.3: Εντοπισμός ατελειών με τη χρήση των υπερήχων (A-Scan).

Η μέθοδος των υπερήχων είναι μια από τις πιο εύχρηστες και ευπροσάρμοστες μεθόδους ΜΚΕ και έχει αρκετά πλεονεκτήματα σε σημεία που υστερούν οι υπόλοιπες μέθοδοι. Το σημαντικότερο χαρακτηριστικό της μεθόδου είναι το γεγονός ότι μπορεί να εντοπίσει τόσο επιφανειακές όσο και εσωτερικές ασυνέχειες και ατέλειες, παρέχοντας μας με μεγάλη ακρίβεια σε σχέση με τις υπόλοιπες μεθόδους το βάθος στο οποίο βρίσκονται. Στην περίπτωση της τεχνικής παλμού-ηχούς είναι απαραίτητη η πρόσβαση μόνο από τη μια πλευρά του αντικειμένου. Είναι εξαιρετικά ακριβής στον προσδιορισμό της θέσης, της γεωμετρίας και του μεγέθους των παρατηρούμενων ατελειών, καθώς με τη χρήση αυτοματοποιημένων συστημάτων μπορεί να παράγει ψηφιακές εικόνες με μεγάλη χωρική διακριτικότητα τόσο σε επίπεδο κάθετο στην επιφάνεια του αντικειμένου (B-scan), σε επίπεδο παράλληλο στην επιφάνεια του αντικειμένου και σε συγκεκριμένο βάθος (C-Scan) (Σχήμα 1.4), καθώς και σε ολόκληρο τον όγκο του αντικειμένου (D-scan). Τέλος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την πραγματοποίηση μετρήσεων πάχους καθώς και τον προσδιορισμό αρκετών μηχανικών ιδιοτήτων του υλικού [1-7, 10-11].

Βέβαια η μέθοδος των υπερήχων δεν είναι πανάκεια καθώς όπως όλες οι μέθοδοι ΜΚΕ έχει και αυτή αρκετούς περιορισμούς. Πρώτα από όλα θα πρέπει να είναι δυνατή η πρόσβαση στην υπό εξέταση επιφάνεια. Για τη μετάδοση των κυμάτων από τον πομπό στην εξεταζόμενη επιφάνεια συνήθως απαιτείται ένα κατάλληλο ενδιάμεσο συζευκτικό υλικό. Υλικά με τραχείες επιφάνειες, ακανόνιστης γεωμετρίας, εξαιρετικά λεπτά καθώς και υλικά από χυτοσίδηρο και ανομοιογενή είναι δύσκολο να ελεγχθούν, γιατί έχουν την τάση να διαχέουν το σήμα και να παράγουν μικρό λόγο σήματος προς θόρυβο. Επιπλέον ασυνέχειες παράλληλες στον άξονα διάδοσης του κύματος δεν εντοπίζονται καθώς δεν προβάλλουν εμπόδιο στη διέλευση των ελαστικών κυμάτων.

(α)

(β)

Σχήμα 1.4: (α) Εικόνα της πρόσθιας πλευράς και (β) της οπίσθιας πλευράς του νομίσματος που προέκυψε με τη χρήση των υπερήχων από την πρόσθια πλευρά του νομίσματος (κεφαλή).

1.3.4 Μαγνητικά σωματίδια

Η μέθοδος των μαγνητικών σωματιδίων είναι μία από τις πιο ευρέως χρησιμοποιούμενες μεθόδους ΜΚΕ για τον εντοπισμό ρωγμών σε αντικείμενα κατασκευασμένα από σιδηρομαγνητικά υλικά [1-7]. Η μέθοδος στηρίζεται στην αρχή ότι οι γραμμές της μαγνητικής ροής που διαπερνά ένα σιδηρομαγνητικό υλικό “διαρρέουν” από το εσωτερικό του υλικού (Σχήμα 1.5) προς το περιβάλλον, όταν διέρχονται από περιοχές όπου αλλάζει η συνέχεια του υλικού όπως είναι οι ρωγμές. Το φαινόμενο αυτό, γνωστό ως διαρροή της μαγνητικής ροής, οφείλεται στο γεγονός ότι η μαγνητική διαπερατότητα του αέρα δεν είναι ίδια με αυτή των σιδηρομαγνητικών υλικών. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το μαγνητικό πεδίο να εξαναγκάζεται να απλωθεί σε μια μεγαλύτερη περιοχή για να διαπεράσει την ασυνέχεια και ουσιαστικά να διαρρέει από το εσωτερικό του υλικού προς το περιβάλλον. Χρησιμοποιώντας τα μαγνητικά σωματίδια είναι δυνατόν

να γίνει εμφανής η ύπαρξη αυτών των διαρροών καθώς τα τελευταία έλκονται από το μαγνητικό πεδίο και συγκεντρώνονται στην περιοχή της ρωγμής καθιστώντας την εμφανή. Η χρήση φωσφορίζοντων μαγνητικών σωματιδίων παράλληλα με τη χρήση υπεριώδους φωτός καθιστούν τη μέθοδο ακόμα πιο αξιόπιστη και ταχεία.

Η ανωτέρω μέθοδος χρησιμοποιείται κατά κόρον σε όλα τα σιδηρομαγνητικά υλικά καθώς είναι ταχύτατη, εύχρηστη και εντοπίζει με χαρακτηριστική ευκολία τις επιφανειακές ρωγμές (Σχήμα 1.6). Βέβαια απαιτεί ιδιαίτερη προεργασία του αντικειμένου προκειμένου να καθαριστεί η επιφάνεια του από τυχόν ακαθαρσίες και επιπλέον χρειάζεται ιδιαίτερη προσοχή καθώς δεν εντοπίζει ρωγμές με προσανατολισμό παράλληλο στη ροή της μαγνητικής ροής.

Σχήμα 1.5: (α) Φαινόμενο μαγνητικής διαρροής, (β) Μη καταστροφικός έλεγχος σε άξονα γεννήτριας με τη μέθοδο των μαγνητικών σωματιδίων.

Σχήμα 1.6: Επίδραση του προσανατολισμού της ρωγμής στη μαγνητική ροή.

1.3.5 Ραδιογραφία

Ραδιογραφία είναι η μέθοδος ελέγχου της εσωτερικής δομής ενός υλικού ή ενός αντικειμένου με τη χρήση των ακτίνων X και γάμμα [1-7,12]. Η μέθοδος στηρίζεται στην εξασθένιση της έντασης της ακτινοβολίας X και γάμμα, ανάλογα με τη δομή και τη σύσταση του υλικού που διαπερνά. Η εξασθένιση αυτή αρχικά αποτυπωνόταν σε αρνητικό φιλμ και γινόταν αντιληπτή με την αλλαγή της φωτεινότητας κάθε σημείου του φιλμ που βρισκόταν εκτεθειμένο στην ακτινοβολία. Όπου η εξασθένιση της ακτινοβολίας είναι μεγάλη η εικόνα παρουσιάζεται φωτεινή, ενώ όπου η ακτινοβολία διέρχεται με ευκολία η εικόνα παρουσιάζεται σκοτεινή. Με την πρόοδο της τεχνολογίας όμως το φιλμ αντικαταστάθηκε από κάμερες με ειδικούς αισθητήρες, οι οποίοι συλλέγουν την ακτινοβολία και δημιουργούν εικόνες παρόμοιες με του φιλμ. Πάντως το φιλμ χρησιμοποιείται ακόμα και σήμερα, σε περιπτώσεις που απαιτείται μεγάλη ευαισθησία και ανάλυση σε σχέση με τα χαρακτηριστικά των σύγχρονων ψηφιακών αισθητήρων. Χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι οι ακτινογραφίες που δημιουργούνται για ιατρικούς σκοπούς.

Σχήμα 1.7: Σχηματική αναπαράσταση ραδιογραφίας σε λεπτή πλάκα με διάφορες ατέλειες.

Η διαδικασία ελέγχου με τη μέθοδο της ακτινοβολίας X παρουσιάζεται στο σχήμα 1.7. Ένας καθοδικός σωλήνας παραγωγής ακτίνων X χρησιμοποιείται για την παραγωγή της ακτινοβολίας X η οποία θα διαπεράσει το αντικείμενο και θα δημιουργήσει στο φιλμ ή στην κάμερα μια ακτινογραφία με τις αλλαγές στη σύσταση του αντικειμένου καθώς το διαπερνούν. Παρόμοια είναι και η διαδικασία ελέγχου με τη χρήση ακτινοβολίας γάμμα που εκπέμπεται από ραδιενεργά υλικά. Η ακτινοβολία γάμμα χρησιμοποιείται σε

αντικείμενα με μεγάλο συντελεστή απορρόφησης της ακτινοβολίας, καθώς και σε σημεία που δεν είναι δυνατός ο έλεγχος με τη χρήση του καθοδικού σωλήνα. Γενικότερα όμως οι έλεγχοι με ακτινοβολία γάμμα αποφεύγονται, καθώς η εκπομπή της ακτινοβολίας γάμμα από τα ραδιενεργά υλικά είναι συνεχής. Σε αντίθεση η ακτινοβολία X υπάρχει για όσο χρόνο λειτουργεί ο καθοδικός σωλήνας και συνεπώς η χρήση της ενέχει λιγότερους κινδύνους σε σχέση με τη χρήση της ακτινοβολίας γάμμα. Και στις δύο περιπτώσεις πάντως τα απαραίτητα μέτρα προφύλαξης είναι ιδιαίτερα αυστηρά και καθορισμένα.

Η χρήση της ραδιογραφίας επιτρέπει τον εντοπισμό ασυνεχειών και αλλαγών στη δομή και τη σύνθεση ενός αντικειμένου, εφόσον αυτές επηρεάζουν το συντελεστή απορρόφησης της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας. Έτσι η παρουσία ρωγμής στο εσωτερικό ενός αντικειμένου θα εμφανιστεί στο φιλμ ως μαύρη γραμμή, καθώς το κενό δεν προκαλεί καμία εξασθένιση της ακτινοβολίας. Χαρακτηριστικό παράδειγμα εντοπισμού ρωγμής σε σωλήνα αλουμινίου παρουσιάζεται στο σχήμα 1.8α. Αντιθέτως, η μέθοδος δεν πρόκειται να εντοπίσει την αποκόλληση δυο επιφανειών ενός σύνθετου υλικού, καθώς η εξασθένιση της ακτινοβολίας σε όλο το υλικό θα είναι ίδια. Λόγω αυτού του χαρακτηριστικού η μέθοδος είχε βρει αρχικά, αποκλειστική εφαρμογή στον έλεγχο συγκολλήσεων, χυτών και άλλων μεταλλικών αντικειμένων με στόχο τον εντοπισμό ρωγμών και πόρων στη δομή των υλικών.

Σχήμα 1.8: Εντοπισμός (α) ρωγμής σε σωλήνα αλουμινίου; (β) πόρων σε μεταλλική πλάκα με τη χρήση της ραδιογραφίας.

Η αντικατάσταση του φιλμ από τις κάμερες έδωσε μεγάλη ώθηση στη μέθοδο καθώς η εμφάνιση της ραδιογραφίας γίνεται άμεσα σε κάποια οθόνη υπολογιστή. Επιπλέον ο έλεγχος με τη ραδιογραφία μπορεί να αυτοματοποιηθεί και να γίνει πιο ασφαλής για το χειριστή. Χαρακτηριστική εφαρμογή αποτελεί ο έλεγχος των αποσκευών και των οχημάτων που πραγματοποιείται αντίστοιχα στα αεροδρόμια και στα τελωνεία.

1.3.6 Δινορρεύματα

Η μέθοδος των δινορρευμάτων είναι μία από τις πιο εύχρηστες και ευρέως χρησιμοποιούμενες μεθόδους [1-7] για τον έλεγχο αγώγιμων υλικών και βασίζεται καθαρά στο φαινόμενο της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής. Ένα μαγνητικό πεδίο δημιουργούμενο συνήθως από πηνίο, επάγει δινορρεύματα στο υπό εξέταση αγώγιμο υλικό (Σχήμα 1.9). Η κυκλοφορία των δινορρευμάτων στο υλικό δημιουργεί ένα μαγνητικό πεδίο το οποίο αντιτίθεται στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο σύμφωνα με το νόμο του Lenz. Τα δινορρεύματα που επάγονται στην πλάκα κυκλοφορούν σε κλειστούς βρόχους στο εσωτερικό του υλικού και η έντασή τους επηρεάζεται από: Την ένταση και τη συχνότητα του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, το σχήμα του πηνίου και την απόστασή του από την επιφάνεια του αντικειμένου, την ηλεκτρική αγωγιμότητα του υλικού, τη μαγνητική διαπερατότητα, το σχήμα του υλικού καθώς και από την παρουσία ασυνεχειών και αλλαγών στη δομή του υλικού. Οι μεταβολές της έντασης των δινορρευμάτων, που μπορεί να οφείλονται σε κάποιον από τους παράγοντες που αναφέρθηκαν προηγουμένως, οδηγούν σε μεταβολή του επαγόμενου μαγνητικού πεδίου το οποίο επηρεάζει το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Η επίδραση αυτή μπορεί να μετρηθεί από τη μεταβολή της σύνθετης αντίστασης (εμπέδηση) του πηνίου που χρησιμοποιείται για την ηλεκτρομαγνητική διέγερση του υλικού. Έτσι μετρώντας τη μεταβολή της σύνθετης αντίστασης του πηνίου, καθώς αυτό περνάει πάνω από κάποια ατέλεια του αντικειμένου, μπορούμε να λάβουμε χρήσιμες πληροφορίες για τη μορφή της ατέλειας και το βάθος στο οποίο βρίσκεται.

Σχήμα 1.9: Δινορρεύματα επαγόμενα σε αγώγιμο υλικό από χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο.

Δεδομένου ότι τα δινορρεύματα έχουν την τάση να συγκεντρώνονται στην επιφάνεια του υλικού, η μέθοδος περιορίζεται στον εντοπισμό επιφανειακών και υπό-επιφανειακών ατελειών που βρίσκονται κοντά στην επιφάνεια του υλικού. Η μεγάλη ευαισθησία της μεθόδου σε μικρές ρωγμές και ατέλειες, έχει συμβάλλει αρκετά στην ευρεία χρήση της για τον επιφανειακό έλεγχο γεωμετρικά περίπλοκων αντικειμένων κατασκευασμένων από αγώγιμο υλικό. Επιπλέον εκμεταλλευόμενοι το φαινόμενο της υστέρησης φάσης του σήματος ανάλογα με το βάθος στο οποίο βρίσκεται η ατέλεια, είναι δυνατόν να προσδιοριστεί το βάθος αυτής.

Σε λεπτά υλικά όπως μεταλλικοί σωλήνες και μεταλλικά φύλλα, τα δινορρεύματα μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη μέτρηση του πάχους του υλικού. Αυτή η ιδιότητα τα καθιστά ιδανικά για τον εντοπισμό περιοχών που έχουν υποστεί διάβρωση και οδηγούν σε λέπτυνση του υλικού καθώς και για τον υπολογισμό του πάχους της προστατευτικής επιφάνειας με την οποία έχει επικαλυφθεί ένα μεταλλικό υλικό. Τα δινορρεύματα χρησιμοποιούνται επίσης για τη μέτρηση της αγωγιμότητας ενός υλικού με στόχο την αναγνώριση του υλικού. Επιπλέον μέσω της αγωγιμότητας μπορεί να προσδιοριστεί η θερμική κατεργασία που έχει υποστεί καθώς και το βάθος αυτής εφόσον έχουμε στοιχεία για το υλικό που εξετάζουμε.

Στα πλεονεκτήματα της μεθόδου περιλαμβάνονται ακόμα η άμεση εμφάνιση των αποτελεσμάτων των μετρήσεων, η ελάχιστη προετοιμασία του αντικειμένου καθώς και η απουσία επαφής του πηνίου με το υλικό. Όσον αφορά τα μειονεκτήματα της μεθόδου, πέρα από αυτά που έχουμε αναφέρει, το σημαντικότερο εντοπίζεται στο χρόνο που απαιτείται για τον έλεγχο μιας μεγάλης επιφάνειας, καθώς το πηνίο θα πρέπει να τη σαρώσει σημείο προς σημείο. Επίσης υπάρχει το ενδεχόμενο μια ρωγμή που είναι παράλληλη στην κίνηση του πηνίου να μην εντοπιστεί. Η πιθανότητα αυτή όμως ελαχιστοποιείται, εφόσον η σάρωση της πλάκας με το πηνίο γίνεται σε δυο διευθύνσεις κάθετες μεταξύ τους. Τέλος χρειάζεται και αρκετά μεγαλύτερη εμπειρία από τη χρήστη, σε σχέση με τις υπόλοιπες μεθόδους, για τη σωστή διάγνωση των ατελειών που εντοπίζει.

1.3.7 Θερμικές μέθοδοι

Οι θερμικές μέθοδοι στηρίζονται στη σημειακή ή επιφανειακή μέτρηση της θερμοκρασίας ενός αντικειμένου καθώς η θερμότητα διαχέεται εντός του αντικειμένου με αγωγή και προς το περιβάλλον με μεταφορά και ακτινοβολία. Οι θερμικές μέθοδοι συχνά αναφέρονται ως θερμοκρασιακός έλεγχος ή θερμογραφία ή υπέρυθρη θερμογραφία ανάλογα με την τεχνική που χρησιμοποιείται για τη μέτρηση της θερμοκρασίας [1-4].

Δεδομένου ότι η θερμοκρασία που μετράμε είναι η θερμοκρασία της επιφανείας του αντικειμένου, οι θερμικές μέθοδοι χρησιμοποιούνται για τον εντοπισμό επιφανειακών και υπό-επιφανειακών βλαβών που βρίσκονται σε μικρό βάθος από την επιφάνεια του αντικειμένου.

Η πιο απλή μέθοδος για τη σημειακή μέτρηση της θερμοκρασίας ενός αντικειμένου είναι η χρήση ενός θερμοζεύγους. Η συγκεκριμένη μέθοδος χρησιμοποιείται σε περιπτώσεις που απαιτείται η γνώση της θερμοκρασίας που αναπτύσσεται σε ένα αντικείμενο κατά τη διάρκεια της λειτουργίας του με σκοπό τον έλεγχο της σωστής λειτουργίας. Τέτοιες περιπτώσεις είναι οι έλεγχοι σε κινητήρες, ρουλεμάν, κτλ. Εκτός από τα θερμοζεύγη έχουν αναπτυχθεί και άλλα συστήματα ελέγχου και μέτρησης της θερμοκρασίας, όπως είναι τα θερμίστορ που χρησιμοποιούνται στα ψηφιακά κυκλώματα και τα πυρόμετρα - βολόμετρα που χρησιμοποιούνται για τον έλεγχο της θερμοκρασίας εξ αποστάσεως, που μπορεί να φθάσει και τα 15 μέτρα.

Εφόσον επιθυμούμε τον ταυτόχρονο έλεγχο της θερμοκρασίας σε όλη την επιφάνεια ενός αντικειμένου χρησιμοποιούμε πιο εξελιγμένες τεχνικές που στηρίζονται στην υπέρυθρη ακτινοβολία και αναφέρονται ως υπέρυθρη θερμογραφία. Οι συσκευές αυτές μετρούν την υπέρυθρη ακτινοβολία που εκπέμπεται από ένα αντικείμενο, που βρίσκεται σε θερμοκρασία μεγαλύτερη του απολύτου μηδενός, και τη μεταφράζουν σε μια θερμοκρασιακή κατανομή με απόλυτη ακρίβεια της τάξης $\pm 2\%$. Στα πλεονεκτήματα της υπέρυθρης θερμογραφίας ανήκουν επίσης ο ταχύς οπτικός έλεγχος μεγάλων επιφανειών καθώς και η παρακολούθηση της επιφανειακής διακύμανσης της θερμοκρασίας με ρυθμό μέχρι και 400 εικόνων ανά δευτερόλεπτο. Επιπλέον η μέθοδος δεν απαιτεί επαφή με το αντικείμενο αλλά μόνο οπτική επαφή του αισθητήρα με το αντικείμενο και τέλος μπορεί να εντοπίσει διαφορές θερμοκρασίας έως 0.02°C σε ελεγχόμενο περιβάλλον.

Η υπέρυθρη θερμογραφία καλύπτει ένα ευρύ φάσμα εφαρμογών και χρησιμοποιείται τόσο για στρατιωτικούς, όσο βιομηχανικούς και ερευνητικούς σκοπούς. Από την αστυνομία και το στρατό χρησιμοποιείται για την αναγνώριση ατόμων μέσα στη νύχτα, ενώ από τους πυροσβέστες χρησιμοποιείται κατά τη διάρκεια επιχειρήσεων διάσωσης και κατάσβεσης πυρκαγιών. Σε βιομηχανικό επίπεδο χρησιμοποιείται για τον έλεγχο και τη συντήρηση εγκαταστάσεων και τον εντοπισμό συσκευών που θερμαίνονται υπερβολικά και λειτουργούν εκτός ορίων. Επίσης χρησιμοποιείται για τον έλεγχο μονώσεων τόσο σε βιομηχανικά προϊόντα όσο και σε κατοικίες. Στο μη-καταστροφικό έλεγχο η μέθοδος χρησιμοποιείται για τη μελέτη της θερμοκρασιακής κατανομής σε επιφάνειες αντικείμενων με στόχο των εντοπισμό ρωγμών και άλλων ατελειών στην

επιφάνεια αυτών [1-4]. Η παρουσία ρωγμής στην επιφάνεια ενός αντικειμένου με προσανατολισμό κάθετο ή με κάποια κλίση ως προς τη ροή της θερμότητας επηρεάζει τη ροή της θερμότητας, με αποτέλεσμα να παρουσιάζεται στο συγκεκριμένο σημείο μια απόκλιση στη ροή της θερμότητας από την αναμενόμενη, κάτι το οποίο είναι ανιχνεύσιμο μέσω της θερμοκρασιακής κατανομής στην επιφάνεια του αντικειμένου.

Για τον έλεγχο της επιφανειακής θερμοκρασίας ενός αντικειμένου χωρίς να υπάρχει η απαίτηση για την ακριβή γνώση της θερμοκρασίας, υπάρχει ακόμη μια μέθοδος που στηρίζεται σε ειδικές βαφές οι οποίες αλλάζουν χρώμα ανάλογα με τη θερμοκρασία που αναπτύσσεται στο αντικείμενο. Η θερμοκρασιακή κλίμακα στην οποία μπορούν να χρησιμοποιηθούν κυμαίνεται από -40°C μέχρι και 1600°C . Οι βαφές αυτές είναι σχετικά φθηνές και ενδείκνυνται για τη συνεχή παρακολούθηση της θερμοκρασίας που αναπτύσσεται σε ένα αντικείμενο χωρίς την ανάγκη ύπαρξης μετρητικής συσκευής. Το μόνο που απαιτείται είναι η γνώση του χρώματος που λαμβάνει η βαφή σε συνάρτηση με τη θερμοκρασία, και έτσι μπορούμε να υπολογίσουμε τη θερμοκρασία του αντικειμένου με ακρίβεια της τάξης $\pm 15^{\circ}\text{C}$. Βέβαια για την παρατήρηση αλλαγών στο χρώμα της βαφής η μεταβολή της θερμοκρασίας θα πρέπει να είναι αρκετά μεγάλη.

1.3.8 Ακουστική εκπομπή

Η μέθοδος της ακουστικής εκπομπής στηρίζεται στην καταγραφή και ανάλυση των ελαστικών κυμάτων που παράγονται μέσα σε ένα υλικό από την απότομη απελευθέρωση ενέργειας (Σχήμα 1.10) [2-3]. Η πηγή των κυμάτων αυτών μπορεί να είναι η ανάπτυξη και η διάδοση ρωγμών στο υλικό, η πλαστική παραμόρφωση του υλικού λόγω εξωτερικής φόρτισης ή λόγω θερμικών τάσεων, καθώς και η τήξη ή η αλλαγή φάσης του υλικού. Σε σύνθετα υλικά η ακουστική εκπομπή εμφανίζεται κατά τη θραύση των ινών του υλικού και την αποκόλληση των επιφανειών από τις οποίες αποτελείται το υλικό.

Η ακουστική εκπομπή, ως μέθοδος μη-καταστροφικού ελέγχου (ΜΚΕ) βασίζεται στη μετατροπή των ελαστικών κυμάτων σε ηλεκτρικά σήματα, με τη χρήση κατάλληλων πιεζοηλεκτρικών αισθητήρων που διεγείρονται σε συχνότητες υπερήχων από 25 ως 1200 kHz. Οι αισθητήρες τοποθετούνται στην επιφάνεια της υπό εξέταση κατασκευής και το ηλεκτρικό σήμα κάθε αισθητήρα αφού ενισχυθεί και φιλτραριστεί, αναλύεται για τον εντοπισμό της βλάβης και της θέσης αυτής εντός της κατασκευής. Η μέθοδος μπορεί να μας προειδοποιήσει για επικείμενη αστοχία της κατασκευής, παρέχοντας μας χρόνο να προβούμε στις κατάλληλες ενέργειες για την επιδιόρθωση του προβλήματος.

Σχήμα 1.10: Εκπομπή και ανίχνευση ακουστικών κυμάτων.

Η ακουστική εκπομπή έχει δύο βασικές διαφορές σε σχέση με τις υπόλοιπες μεθόδους ΜΚΕ. Πρώτον, δεν παρέχουμε ενέργεια στην κατασκευή αλλά παρακολουθούμε και καταγράφουμε την ενέργεια που απελευθερώνεται εν ώρα λειτουργίας της κατασκευής. Ο λόγος είναι ότι τότε εφαρμόζονται τα κατάλληλα φορτία που θα οδηγήσουν στην εμφάνιση και διάδοση των ρωγμών και κατ' επέκταση στην παραγωγή των ακουστικών εκπομπών. Η δεύτερη διαφορά έγκειται στο γεγονός ότι με την ακουστική εκπομπή καταγράφουμε τις αλλαγές που πραγματοποιούνται στην δομή του υλικού σε πραγματικό χρόνο. Δηλαδή με τη μέθοδο των ακουστικών εκπομπών θα εντοπίσουμε μια ρωγμή τη στιγμή που αναπτύσσεται και όχι εφόσον είναι στάσιμη. Αυτό αποτελεί ταυτόχρονα πλεονέκτημα και μειονέκτημα της μεθόδου καθώς μας υποδεικνύει μια ρωγμή που βρίσκεται σε φάση διάδοσης, αλλά παράλληλα δεν μας υποδεικνύει και την ύπαρξη άλλων ρωγμών στη δομή του υλικού που μπορεί να ενεργοποιηθούν με ελαφρώς μεγαλύτερα φορτία. Με τη χρήση αρκετών αισθητήρων, σε κατάλληλα επιλεγμένα σημεία μιας κατασκευής, η μέθοδος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη συνεχή παρακολούθηση της κατασκευής. Αυτό αποτελεί το σημαντικότερο πλεονέκτημα της μεθόδου, μαζί με το γεγονός ότι μας προσφέρει μια γρήγορη ποιοτική εκτίμηση της δομικής ακεραιότητας και της ασφάλειας της κατασκευής.

Δυστυχώς η μέθοδος της ακουστικής εκπομπής μπορεί να μας υποδείξει μόνο την περιοχή που έχει υποστεί βλάβη η κατασκευή. Για τον ακριβή εντοπισμό των βλαβών και του μεγέθους αυτών θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν οι υπόλοιπες μέθοδοι ΜΚΕ. Επιπλέον σημαντικό μειονέκτημα της μεθόδου είναι η δυσκολία εφαρμογής της σε περιβάλλον με αρκετό θόρυβο που υπερκαλύπτει το σήμα. Τέτοιες είναι οι δονήσεις που παράγονται από μηχανές κατά τη διάρκεια λειτουργίας τους και η τριβή μεταξύ δυο μεταλλικών

επιφανειών. Ακόμα και η βροχή μπορεί να δημιουργήσει θόρυβο. Σε αυτές τις περιπτώσεις είναι αναγκαίο να χρησιμοποιηθούν ειδικές τεχνικές μείωσης του θορύβου για τη βελτίωση του σήματος που λαμβάνουμε από τους αισθητήρες.

Η ακουστική εκπομπή ως μέθοδος ΜΚΕ βρίσκει αρκετές εφαρμογές τόσο στην έρευνα όσο και στη βιομηχανία. Σε ερευνητικό επίπεδο χρησιμοποιείται για την επιθεώρηση υλικών και τη μελέτη των μηχανισμών πλαστικής παραμόρφωσης και θραύσης. Παρέχει άμεσες πληροφορίες σχετικά με την απόκριση και τη συμπεριφορά ενός υλικού υπό τάση, που σχετίζονται με την αντοχή του, τη συσσώρευση βλάβης και την έναρξη αστοχίας του. Σε βιομηχανικό επίπεδο χρησιμοποιείται για το συνεχή έλεγχο της δομικής ακεραιότητας κατασκευών, για τον ποιοτικό έλεγχο συγκολλήσεων μεταλλικών αγωγών, για τον έλεγχο δεξαμενών και πιεστικών δοχείων, για τον έλεγχο της γήρανσης αεροσκαφών, κτλ. Τέλος χρησιμοποιείται και για τον έλεγχο σύνθετων, κεραμικών και πολυμερών υλικών καθώς και κατασκευών από ξύλο και μπετόν.

1.4 Παρουσίαση της Ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου ΜΚΕ

Μια εναλλακτική μέθοδος μη-καταστροφικού ελέγχου, που συνδυάζει την ηλεκτρομαγνητική διέγερση - επαγωγική θέρμανση και επιθεώρηση με μεταβατική υπέρυθη θερμογραφία, έχει προταθεί για αγωγή υλικά [14]. Ένα μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο χρησιμοποιείται για τη δημιουργία δινορρευμάτων εντός του εξεταζόμενου αγωγίμου υλικού. Η θερμότητα που παράγεται από τα δινορρεύματα δημιουργεί θερμοκρασιακές διαφορές οι οποίες τείνουν να εξομαλυνθούν μέσω της θερμικής αγωγής. Κάποια ατέλεια στη δομή του υλικού, όπως είναι μια ρωγμή, θα επηρεάσει άμεσα ή έμμεσα τη ροή της θερμότητας και κατ' επέκταση τη θερμοκρασιακή κατανομή στην επιφάνεια του υλικού. Χρησιμοποιώντας την υπέρυθη θερμογραφία μπορούμε να απεικονίσουμε σε δύο διαστάσεις τη θερμοκρασιακή κατανομή της επιφάνειας του εξεταζόμενου στοιχείου και να εντοπίσουμε την ατέλεια αυτή.

Η διέγερση του επιθεωρούμενου υλικού για ΜΚΕ, τόσο στη μέθοδο των δινορρευμάτων όσο και στην ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο, είναι ηλεκτρομαγνητικής φύσεως αφού πραγματοποιείται με τη χρήση ενός πηνίου (Σχήμα 1.11). Η απόκριση όμως του υλικού, ενώ στην πρώτη περίπτωση είναι επίσης ηλεκτρομαγνητική, άρα άμεση, στη δεύτερη περίπτωση είναι θερμικής φύσεως. Η θερμική απόκριση όμως είναι αρκετά μεγαλύτερης διάρκειας από την ηλεκτρομαγνητική, δεδομένου ότι οι σταθερές χρόνου που σχετίζονται με τη μεταφορά θερμότητας είναι τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από τις

αντίστοιχες ηλεκτρομαγνητικές. Η υπέρυθη θερμογραφία εξ άλλου έχει το πλεονέκτημα ότι απεικονίζει ταυτόχρονα το θερμοκρασιακό πεδίο μίας επιφάνειας, άρα μας δίδει μία δισδιάστατη εικόνα. Παράλληλα μας επιτρέπει να λάβουμε ικανό αριθμό τέτοιων "στιγμιούπων", προτού επέλθει θερμική ισορροπία, σε αντίθεση με τα σήματα που οφείλονται στα δινορρεύματα όπου η απόκριση είναι άμεση και η πληροφορία που λαμβάνεται για την ατέλεια είναι μικρή. Επί πλέον, σε αντίθεση με τη μέθοδο των δινορρευσμάτων, όπου το πηνίο θα πρέπει να σαρώσει όλη την επιφάνεια του εξεταζόμενου στοιχείου για να την ελέγξει (Σχήμα 1.11α), με την ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο κάτι τέτοιο δεν είναι απαραίτητο καθώς η εμβέλεια του πηνίου στον εντοπισμό ατελειών είναι αρκετά μεγαλύτερη από την προβολή της διατομής του πηνίου στην επιθεωρούμενη επιφάνεια. Έτσι ανάλογα με τη γεωμετρία, τις διαστάσεις του πηνίου και τις διαστάσεις του επιθεωρούμενου στοιχείου, το πηνίο τοποθετείται σε κατάλληλα προ-επιλεγμένες θέσεις πάνω από το υπό εξέταση στοιχείο και ελέγχοντας κάθε περιοχή ξεχωριστά, ελέγχεται τελικά όλη η επιφάνεια του στοιχείου (Σχήμα 1.11β). Συνοψίζοντας τα ανωτέρω μπορούμε να πούμε ότι η πληροφορία που μας παρέχει η ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδος, (i) συνδυάζει ηλεκτρικά και θερμικά χαρακτηριστικά του επιθεωρούμενου υλικού, (ii) προέρχεται από μία σχετικά ευρεία περιοχή και (iii) διαρκεί μεγάλο χρονικό διάστημα. Τα ανωτέρω πλεονεκτήματα της μεθόδου, σε συνδυασμό με την ιδιαίτερη σημασία που έχουν οι ΜΚΕ για τη σύγχρονη βιομηχανία, επιβεβαιώνουν τη σκοπιμότητα της παρούσας διατριβής για περαιτέρω ανάπτυξη της μεθόδου.

Σχήμα 1.11: Έλεγχος πλάκας: (α) με την κλασσική μέθοδο δινορρευσμάτων, (β) με την ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο.

1.4.1 Περιγραφή της μεθόδου

Για τη διέγερση του υλικού χρησιμοποιείται ένα πηνίο, το οποίο δημιουργεί ένα χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο (Σχήμα 1.12). Η μεταβολή της μαγνητικής ροής διαμέσου της επιφάνειας της πλάκας επάγει στην πλάκα δινορρεύματα, τα οποία κυκλοφορούν κατά την αζιμουθιακή διεύθυνση (Σχήμα 1.12α) και τα οποία θερμαίνουν τη

πλάκα (θερμότητα Joule). Δεδομένου ότι η παραγόμενη θερμότητα σε κάθε σημείο της πλάκας είναι ανάλογη του τετραγώνου της πυκνότητας του ρεύματος στο συγκεκριμένο σημείο, η θέρμανση της πλάκας δεν είναι ομοιογενής. Έτσι δημιουργούνται θερμοκρασιακές διαφορές εντός της πλάκας οι οποίες τείνουν να εξομαλυνθούν μέσω της θερμικής αγωγής (Σχήμα 1.12β). Δεδομένου ότι η θέρμανση της πλάκας είναι συμμετρική ως προς την αξιμουθιακή διεύθυνση, η ροή της θερμότητας περιορίζεται κατά την ακτινική διεύθυνση. Συνεπώς η ροή του ρεύματος και η ροή της θερμότητας είναι σχεδόν κάθετες μεταξύ τους σε κάθε σημείο (Σχήμα 1.13). Η ύπαρξη μιας ρωγμής ή κάποιας άλλης ατέλειας στη δομή του υλικού θα επηρεάσει άμεσα ή έμμεσα τη ροή της θερμότητας στο

Σχήμα 1.12: (α) Ροή ρεύματος (βέλη) και πυκνότητα θερμικής ισχύος στην πλάκα, (β) Θερμοκρασία (ισόθερμες) και ροή θερμότητας (βέλη) στην πλάκα.

Σχήμα 1.13: Ροή ρεύματος (αξιμουθιακή διεύθυνση - κόκκινα βέλη) και θερμότητας (ακτινική διεύθυνση - μαύρα βέλη) στην πλάκα.

υλικό και κατ' επέκταση τη θερμοκρασιακή κατανομή σε αυτό. Χρησιμοποιώντας την υπέρυθρη θερμογραφία μπορούμε να απεικονίσουμε σε δύο διαστάσεις τη θερμοκρασιακή κατανομή στην επιφάνεια του υλικού και να εντοπίσουμε την ατέλεια που περιέχεται στη δομή του.

Για να γίνει πιο κατανοητή η πρακτική εφαρμογή της μεθόδου στη συνέχεια θα παρουσιάσουμε δύο χαρακτηριστικά παραδείγματα εντοπισμού ρωγμών. Στα σχήματα 1.14 και 1.15 παρουσιάζεται η επίδραση στην κυκλοφορία του ρεύματος, στην πυκνότητα της θερμικής ισχύος, στη θερμοκρασιακή κατανομή και στη ροή της θερμότητας, δύο ρωγμών με προσανατολισμό παράλληλο και κάθετο στη ροή της θερμότητας αντίστοιχα. Όπως βλέπουμε στο σχήμα 1.14α η ρωγμή με προσανατολισμό παράλληλο στη ροή της θερμότητας είναι κάθετη στη ροή του ρεύματος, με αποτέλεσμα να επιδρά άμεσα στην κατανομή της θερμικής ισχύος στην πλάκα και έμμεσα στη θερμοκρασιακή κατανομή που αναπτύσσεται στην πλάκα. Αντίθετα η ρωγμή με προσανατολισμό κάθετο στη ροή της θερμότητας, δεν επηρεάζει ιδιαίτερα την κυκλοφορία του ρεύματος και την κατανομή της θερμικής ισχύος στην πλάκα (Σχήμα 1.15α). Λειτουργεί όμως σαν εμπόδιο στη ροή της θερμότητας με αγωγή και γίνεται αντιληπτή από την επίδραση της στη θερμοκρασιακή κατανομή που αναπτύσσεται στην πλάκα. Έτσι και οι δυο ρωγμές γίνονται αντιληπτές δεδομένου ότι η θερμοκρασιακή κατανομή στην πλάκα διαφέρει από την αναμενόμενη που εμφανίζεται σε μια πλάκα που δεν περιέχει ρωγμή (Σχήμα 1.12β).

Βέβαια ο εντοπισμός των ρωγμών δεν γίνεται μια απλή υπόθεση καθώς η εμβέλεια και η ικανότητα της μεθόδου στον εντοπισμό ρωγμών εξαρτάται από πάρα πολλούς παράγοντες, μερικοί εκ των οποίων είναι: το μέγεθος και το σχήμα του εξεταζόμενου στοιχείου, το μήκος και η απόσταση της ρωγμής από το κέντρο της περιοχής που εκτίθεται στο μαγνητικό πεδίο, ο προσανατολισμός της ρωγμής ως προς τη ροή του ρεύματος και τη ροή της θερμότητας, το μέγεθος και το σχήμα της διατομής του πηνίου που χρησιμοποιείται για τη διέγερση της πλάκας, το είδος του πηνίου (επίμηκες ή επίπεδο), η απόσταση του πηνίου από την πλάκα, η κλίση του πηνίου, η ένταση και η συχνότητα του μαγνητικού πεδίου, κτλ. Μέσα σε όλους αυτούς τους παράγοντες πρέπει να προστεθούν και άλλοι που σχετίζονται με τον τύπο της υπέρυθρης κάμερας, τη θερμική της ευαισθησία, την ανάλυση που προσφέρει, κτλ. Βλέπουμε δηλαδή ότι οι παράμετροι που πρέπει να ληφθούν υπόψιν, προκειμένου να βελτιστοποιηθεί η μέθοδος και να δουλεύει ικανοποιητικά είναι αρκετοί. Όλοι οι παραπάνω παράμετροι θα διερευνηθούν διεξοδικά στα κεφάλαια που ακολουθούν, με στόχο την επιλογή των κατάλληλων παραμέτρων για τη βελτιστοποίηση της μεθόδου.

Σχήμα 1.14: Ρωγμή παράλληλη στη ροή της θερμότητας (κάθετη στη ροή του ρεύματος). (α) Ροή ρεύματος (βέλη) και πυκνότητα θερμικής ισχύος στην πλάκα, (β) Θερμοκρασία και ροή θερμότητας (βέλη) στην πλάκα.

Σχήμα 1.15: Ρωγμή κάθετη στη ροή της θερμότητας (παράλληλη στη ροή του ρεύματος). (α) Ροή ρεύματος (βέλη) και πυκνότητα θερμικής ισχύος στην πλάκα, (β) Θερμοκρασία και ροή θερμότητας (βέλη) στην πλάκα.

1.5 Ερευνητική συνεισφορά διατριβής

Από τη βιβλιογραφική έρευνα που πραγματοποιήθηκε προέκυψε ότι η συγκεκριμένη μέθοδος έχει προταθεί σε διαφορετικές χρονικές στιγμές από τους Siakavellas (1999) [14-15] και Sakagami & Kubo (2001) [16]. Παρόλα αυτά η έρευνα που έχει πραγματοποιηθεί είναι αρκετά περιορισμένη [14-16]. Συνεπώς η παρούσα διατριβή έχει ως στόχο την υπολογιστική και πειραματική διερεύνηση της αποτελεσματικότητας και της αξιοπιστίας της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου ΜΚΕ σε αγωγίμα υλικά.

Πρώτο μέλημα μας κατά τη διερεύνηση της μεθόδου ήταν η ανάλυση και η μοντελοποίηση των ηλεκτρομαγνητικών – θερμικών φαινομένων στο οποίο βασίζεται η μέθοδος, με στόχο την ανάπτυξη ενός υπολογιστικού προγράμματος μέσω του οποίου θα καθίστατο δυνατή η υπολογιστική διερεύνηση της μεθόδου.

Με τη χρήση του προγράμματος αυτού διερευνήθηκε η επίδραση πλήθους παραμέτρων που επηρεάζουν την αποτελεσματικότητα της μεθόδου και είναι: οι διαστάσεις του δοκιμίου, τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του πηνίου, η απόσταση του πηνίου από το δοκίμιο, η θέση και ο προσανατολισμός του πηνίου ως προς το δοκίμιο, η ένταση του μαγνητικού πεδίου, η διάρκεια θέρμανσης καθώς και η ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων. Πολλά από τα παραπάνω αποτελέσματα επιβεβαιώθηκαν αργότερα και με τη χρήση του εμπορικού λογισμικού πακέτου COMSOL Multiphysics [17].

Δεδομένου του πλήθους των παραμέτρων που επηρεάζουν την αποτελεσματικότητα της μεθόδου και της ανάγκης να κατανοήσουμε πλήρως τη σπουδαιότητα και τη σημασία κάθε μιας παραμέτρου, κατά τη διάρκεια της αριθμητικής διερεύνησης περιοριστήκαμε σε δισδιάστατα προβλήματα, προτού προχωρήσουμε στην επίλυση τρισδιάστατων προβλημάτων. Για το λόγο αυτό η ανάλυσή μας περιορίστηκε στην ανίχνευση ρωγμών σε λεπτές αγωγίμες πλάκες.

Έχοντας πλέον αρκετά αποτελέσματα από την αριθμητική διερεύνηση, ότι η μέθοδος είναι αποτελεσματική, προχωρήσαμε στην ανάπτυξη πειραματικής διατάξεως προκειμένου να επαληθευτούν και να αξιολογηθούν τα αποτελέσματα της έρευνας μας. Τα πειραματικά αποτελέσματα έδειξαν την αξιοπιστία των υπολογιστικών μοντέλων που χρησιμοποιήσαμε κατά την αριθμητική διερεύνηση της μεθόδου και επαλήθευσαν την αποτελεσματικότητα της μεθόδου στην ανίχνευση ρωγμών.

Τα αποτελέσματα, από την υπολογιστική διερεύνηση της μεθόδου, παρουσιάστηκαν σε διάφορα συνέδρια [18-20]. Η παρουσίαση της μεθόδου είχε μεγάλη ανταπόκριση στο

κοινό και έτυχε του ενδιαφέροντος αρκετών συνέδρων, οι οποίοι εκδήλωσαν τον ενδιαφέρον τους για την παρουσίαση πειραματικών αποτελεσμάτων σε κάποια επόμενη παρουσίαση.

Τα κυριότερα πρωτότυπα στοιχεία της συγκεκριμένης διδακτορικής διατριβής συνοψίζονται στα ακόλουθα:

- Η ανάπτυξη ενός μοντέλου που περιγράφει τα ηλεκτρομαγνητικά – θερμικά φαινόμενα που εμπλέκονται στην ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο.
- Ανάπτυξη υπολογιστικού προγράμματος, βασιζόμενου στο μοντέλο αυτό, για την υπολογιστική διερεύνηση της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου.
- Διερεύνηση της επίδρασης βασικών παραμέτρων, όπως η απόσταση του πηνίου από το δοκίμιο, η ένταση του μαγνητικού πεδίου, η διάρκεια της διεγέρσεως, ο προσανατολισμός της ρωγμής ως προς τη ροή του ρεύματος και της θερμότητας κλπ. στην αποτελεσματικότητα της μεθόδου.
- Σύγκριση των επιδόσεων πηνίων διαφόρων τύπων στην ανίχνευση ρωγμών και προσδιορισμός μιας “βέλτιστης αποστάσεως” του πηνίου από το δοκίμιο, για την οποία έχουμε τα βέλτιστα αποτελέσματα.
- Διερεύνηση των επιδόσεων πηνίων διαφόρων τύπων στην ανίχνευση ρωγμών, όταν ο άξονας του διεγείροντος πηνίου δεν είναι κάθετος στην επιθεωρούμενη επιφάνεια αλλά υπό κλίση.
- Ανάπτυξη πειραματικής διατάξεως για την ηλεκτρομαγνητική διέγερση του υλικού, την επαγωγική του θέρμανση και τη λήψη εικόνων με υπέρυθρη θερμογραφία και πειραματική επιβεβαίωση της αποτελεσματικότητας της μεθόδου στην ανίχνευση ρωγμών σε λεπτές αγωγίμες πλάκες.
- Τελειοποίηση τεχνικών επεξεργασίας των θερμικών εικόνων και προσαρμογή των τεχνικών αυτών στην ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο, με σκοπό τη βελτίωση τόσο των υπολογιστικών όσο και των πειραματικών αποτελεσμάτων.
- Διερεύνηση των δυνατοτήτων εφαρμογής της μεθόδου ως εναλλακτικής μεθόδου μη καταστροφικού ελέγχου σε περιπτώσεις όπου μέχρι σήμερα χρησιμοποιούνται άλλες διαγνωστικές μέθοδοι.

1.6 Δομή της διατριβής

Η δομή της διατριβής έχει ως εξής:

Στο **Κεφάλαιο 2** γίνεται μια σύντομη αναφορά στη φύση των φαινομένων στα οποία στηρίζεται η ηλεκτρομαγνητοθερμική (ΗΜΘ) μέθοδος ΜΚΕ. Πιο συγκεκριμένα, αρχικά γίνεται αναδρομή στη διεθνή βιβλιογραφία που σχετίζεται με τα δινορρεύματα και εστιάζεται στην ανάπτυξη μεθόδων για τον υπολογισμό τους. Στη συνέχεια παρουσιάζονται κάποιες εφαρμογές αυτών στην επαγωγική θέρμανση ηλεκτρικά αγωγίμων υλικών. Τέλος γίνεται μια σύντομη αναφορά στη φύση της υπέρυθρης θερμογραφίας και παρουσιάζεται η διεθνής βιβλιογραφία που σχετίζεται με την υπέρυθρη θερμογραφία ως μεθόδου ΜΚΕ σε αγωγίμα υλικά.

Στο **Κεφάλαιο 3** γίνεται αναλυτική περιγραφή του μαθηματικού μοντέλου που αναπτύχθηκε για την υπολογιστική διερεύνηση της ΗΜΘ μεθόδου. Στόχος του μαθηματικού μοντέλου είναι ο υπολογισμός του θερμικού πεδίου που αναπτύσσεται σε λεπτές αγωγίμες πλάκες, κατά την επαγωγική θέρμανση αυτών, λαμβάνοντας υπόψιν την επίδραση των ρωγμών στην κυκλοφορία του ρεύματος και στη μετάδοση της θερμότητας.

Στο **Κεφάλαιο 4** πραγματοποιείται, με χρήση του υπολογιστικού κώδικα που αναπτύχθηκε, αριθμητική διερεύνηση της αποτελεσματικότητας της ΗΜΘ μεθόδου στο ΜΚΕ λεπτών αγωγίμων πλακών. Στο παρόν κεφάλαιο διερευνάται η επίδραση πολλών παραμέτρων της μεθόδου όπως είναι: οι διαστάσεις του δοκιμίου, οι διαστάσεις του πηνίου, η απόσταση του πηνίου από την πλάκα, η ένταση του μαγνητικού πεδίου και τέλος η διάρκεια θέρμανσης.

Στα **Κεφάλαια 5** και **6** διερευνάται αριθμητικά η αποτελεσματικότητα επιμήκων και επίπεδων πηνίων κυκλικής και τετράγωνης διατομής στον εντοπισμό ρωγμών. Στο **Κεφάλαιο 5** μελετώνται πηνία με διατομή αρκετά μικρότερη από την επιφάνεια του δοκιμίου, ενώ στο **Κεφάλαιο 6** μελετώνται πηνία με διατομή συγκρίσιμη με την επιφάνεια του δοκιμίου.

Στο **Κεφάλαιο 7** μελετάται η αποτελεσματικότητα της ΗΜΘ μεθόδου στον εντοπισμό ρωγμών, όταν ο άξονας του πηνίου δεν είναι κάθετος στην επιφάνεια της πλάκας αλλά σχηματίζει κάποια γωνία. Σε αυτή την περίπτωση μελετάται το επαγόμενο θερμικό πεδίο που αναπτύσσεται στην πλάκα και πως αυτό επηρεάζει την αποτελεσματικότητα της μεθόδου.

Στο **Κεφάλαιο 8** επιδιώκεται η βελτίωση της ευκρίνειας των ρωγμών και κατ' επέκταση η βελτίωση της αποτελεσματικότητας της μεθόδου στον εντοπισμό ρωγμών, χρησιμοποιώντας τεχνικές επεξεργασίας των θερμικών εικόνων που έχουν αναπτυχθεί και που παρουσιάζονται στη διεθνή βιβλιογραφία.

Στο **Κεφάλαιο 9** παρουσιάζεται πρωτίστως η πειραματική διάταξη που αναπτύχθηκε για τη διεξαγωγή των πειραμάτων και ακολούθως παρουσιάζονται και σχολιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα.

Στο **Κεφάλαιο 10** παρουσιάζονται εν συντομία δύο άλλες εφαρμογές της ΗΜΘ μεθόδου. Η πρώτη εφαρμογή έχει ως στόχο τον έλεγχο οπών που υφίστανται χρόνια και συνεχή κόπωση για τον εντοπισμό ρωγμών που ξεκινούν από την περιφέρεια αυτών. Τέτοιες οπές συναντούνται σε πλήθος μηχανολογικών εφαρμογών όπου απαιτείται η σύνδεση δυο διαφορετικών μεταλλικών επιφανειών με τη χρήση των γνωστών ήλων. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η σύνδεση δύο διαφορετικών τμημάτων της ατράκτου ενός αεροσκάφους με τη χρήση ολόκληρων σειρών από τέτοιες οπές. Σε διαφορετικό πεδίο κινείται η δεύτερη εφαρμογή που έχει ως στόχο την ανίχνευση και τον προσδιορισμό ευρύτερων ελαττωματικών περιοχών, δηλαδή περιοχών με υλικό διαφορετικής σύστασης από το κύριο υλικό του υπό εξέταση αντικειμένου, κάτι που μπορεί να οφείλεται είτε σε κατασκευαστική ατέλεια, είτε σε διάβρωση του υλικού.

Στο **Κεφάλαιο 11** συγκεντρώνονται τα αποτελέσματα και τα συμπεράσματα της διατριβής και περιγράφονται εν συντομία τα πρωτότυπα στοιχεία της διατριβής. Τέλος παρατίθενται προτάσεις για την περαιτέρω διερεύνηση και εξέλιξη της μεθόδου.

Στο **Παράρτημα Α** παρουσιάζεται η αριθμητική ανάλυση των ηλεκτρομαγνητικών – θερμικών φαινομένων πάνω στα οποία στηρίχθηκε και αναπτύχθηκε ο υπολογιστικός μας κώδικας.

Στο **Παράρτημα Β** παρουσιάζεται εν συντομία η δομή του υπολογιστικού κώδικα που αναπτύξαμε ενώ ο συνολικός υπολογιστικός κώδικας, λόγω μεγέθους, παρουσιάζεται στο **Παράρτημα Γ** που περιέχεται στο CD που συνοδεύει την διδακτορική διατριβή.

1.7 Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] *The Nondestructive Testing Handbooks*, 2nd ed., American Society for Nondestructive Testing, Columbus, OH: Vol. 1, *Leak Testing*, McMaster, R. C. (ed.); Vol. 2, *Liquid Penetrant Testing*, McMaster, R. C. (ed.); Vol. 3, *Radiography and Radiation Testing*, Bryant, L. E. (ed.); Vol. 4, *Electromagnetic Testing*, Mester, M. L. (ed.); Vol. 5, *Acoustic Emission*, Miller, R. K. (ed.); Vol. 6, *Magnetic Particle Testing*, Schmidt, J. T. and Skeie, K. (eds.); Vol. 7, *Ultrasonic Testing*, Birks, A. S. and Green, R. E. (eds.); Vol. 8, *Visual and Optical Testing*, Allgaier, M. W. and Ness S. (eds.); Vol. 9, *Special Nondestructive Testing Methods*, Stanley, R. K. (ed.); Vol. 10, *Nondestructive Testing Overview*, Ness, S. and Cherlock, C. N. (eds).
- [2] Shull, P. J. (2002). *Non Destructive Evaluation, Theory, Techniques and Application*. Marcel Dekker Inc, New York.
- [3] Hellier, C. J. (2001). *Handbook of Nondestructive Evaluation*. McGraw-Hill.
- [4] Halmshaw, R. (1993). *Nondestructive Testing*. Edward Arnold, London.
- [5] Bray, D. E., Stanley, R.K (1997). *Nondestructive Evaluation, A Tool in Design, Manufacturing and Service*. Revised edition, CRC Press Inc., Florida.
- [6] Kutz, M. (1998). *Mechanical Engineer's handbook*. John Wiley and Sons, Inc., New York.
- [7] Cartz, L. (1995). *Nondestructive Testing*. ASM Intl, Metals Park, OH.
- [8] Borovikov, A.S. (Ed.), (1988). *Introduction to Capillary Testing Theory*. Minsk, Nauka i Tekhnika Publishing.
- [9] Larson, B. F. (2002). *Study of the Factors Affecting the Sensitivity of Liquid Penetrant Inspections: Review of Literature Published from 1970 to 1998*. FAA Technical Report Number DOT/FAA/AR-01/95, Office of Aviation Research, Washington, DC.
- [10] Krautkramer, J. and Krautkramer, H. (1995). *Ultrasonic Testing of Materials*. 4th ed., Springer-Verlag, New York.
- [11] Auld, B. A. (1990). *Acoustic Fields and Waves in Solids. Vol I & II, 2nd edition* Krieger Publishing Company.
- [12] Quinn, R. A. (1980). *Industrial Radiology—Theory and Practice*. Eastman Kodak, Rochester, NY.
- [13] Burger, H. (1965). *Neutron Radiography: Methods, Capabilities and Applications*. Elsevier, New York.
- [14] Siakavellas, N.J. (2000). *A proposal for magneto-thermal NDT in conducting materials*. In: Hemelrijck DV, Anastassopoulos A, Philippidis T, editors. *Emerging technologies in NDT*. Rotterdam: Balkema. p. 179–86.
- [15] Siakavellas, N. J. (2003). *Relaxation Times in Magneto-thermal NDT*. 3rd International Conference: “Emerging Technologies in Non-Destructive Testing”, May 26-28, Thessaloniki, Greece.
- [16] Sakagami, T. and Kubo, S. (2001). *Development of New Crack Identification Technique Based on Near-Tip Singular Electrothermal Field Measured by Lock-in Infrared Thermography*. JSME International Journal, Series A, Vol. 44 (1), pp. 528-534.
- [17] COMSOL Multiphysics, COMSOL AB, Stockholm.
- [18] Tsopelas, N. , Tsakalakos, N., & Siakavellas, N.J. (2005). *Magneto-Thermal NDT in Conducting Plates: a Numerical Investigation*. Proceedings of the 5th National NDT Conference of the Hellenic Society of NDT, November 18-19, NTUA, Athens, Greece.

- [19] Tsopelas, N., Siakavellas, N.J. (2007). *The effect of the angle of inclination of the exciting coil in electromagnetic-thermal non-destructive inspection*. Proceedings of the 4th International Conference of the Hellenic Society of NDT, Chania, Greece.
- [20] Τσόπελας. Ν., Λεβεντόπουλος Δ., Σιακαβέλλας, Ν.Ι., (2007). *Μη-Καταστροφικός Έλεγχος Μεταλλικών Υλικών με την Ηλεκτρομαγνητική-Θερμική Μέθοδο*. 3^ο Πανελλήνιο Συνέδριο Μεταλλικών Υλικών, Δεκέμβριος 06-07, Πανεπιστήμιο Πατρών.

Κεφάλαιο 2^ο

Ανασκόπηση επιστημονικής βιβλιογραφίας

2.1 Γενικά

Στο παρόν κεφάλαιο γίνεται μια σύντομη αναφορά στη φύση των φαινομένων στα οποία στηρίζεται η ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδος ΜΚΕ. Πιο συγκεκριμένα, αρχικά γίνεται αναδρομή στη διεθνή βιβλιογραφία που σχετίζεται με τα δινορρέυματα και εστιάζεται στην ανάπτυξη μεθόδων για τον υπολογισμό τους. Στη συνέχεια παρουσιάζονται κάποιες εφαρμογές αυτών στην επαγωγική θέρμανση ηλεκτρικά αγώγιμων υλικών. Τέλος γίνεται μια σύντομη αναφορά στη φύση της υπέρυθρης θερμογραφίας και παρουσιάζεται η διεθνής βιβλιογραφία που σχετίζεται με την υπέρυθρη θερμογραφία ως μεθόδου ΜΚΕ σε αγώγιμα υλικά.

2.2 Δινορρεύματα

2.2.1 Η φύση των δινορρευμάτων

Για αρκετές δεκαετίες, τα δινορρεύματα είναι στο επίκεντρο του ενδιαφέροντος των μηχανικών που ασχολούνται με τον ηλεκτρομαγνητισμό και αναγνωρίζονται ως μια ξεχωριστή ενότητα στο ευρύτερο πεδίο του ηλεκτρομαγνητισμού. Η παρουσία των δινορρευμάτων στην πλειονότητα των περιπτώσεων δεν είναι επιθυμητή, καθώς προκαλούν απώλειες ενέργειας με τη θέρμανση των υλικών στα οποία εμφανίζονται. Υπάρχουν όμως και περιπτώσεις όπου τα δινορρεύματα είναι επιθυμητά, με χαρακτηριστικό παράδειγμα την επαγωγική θέρμανση των υλικών, όπου και επιδιώκεται η μεγιστοποίηση τους. Σε κάθε περίπτωση πάντως ο υπολογισμός των δινορρευμάτων με σκοπό την εκτίμηση των ενεργειακών απωλειών, είναι ο κυριότερος στόχος του μηχανικού και του ερευνητή.

Η κατανόηση των δινορρευμάτων και ο διαχωρισμός τους από τη γενική ιδέα του ηλεκτρικού ρεύματος οφείλεται στον *Foucault*. Παρόλα αυτά τα δινορρεύματα περιγράφονται και από τη γενική θεωρία του ηλεκτρομαγνητισμού και για τον υπολογισμό τους μπορεί να χρησιμοποιηθεί τόσο ο νόμος του *Faraday* όσο και οι εξισώσεις του *Maxwell*. Σε κάθε περίπτωση, τα δινορρεύματα μπορούν να θεωρηθούν ως το αποτέλεσμα της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής σε αγωγίμα υλικά μεγάλης επιφανείας, σε αντίθεση με το ρεύμα που επάγεται σε ηλεκτρικά κυκλώματα αποτελούμενα από λεπτούς αγωγούς.

Λαμβάνοντας υπόψιν ότι στα προβλήματα των δινορρευμάτων το ρεύμα μετατόπισης $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ θεωρείται αμελητέο, οι σχέσεις που περιγράφουν το φαινόμενο των δινορρευμάτων αποτελούν θεμελιώδεις νόμους του ηλεκτρομαγνητισμού και είναι οι εξής:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (\text{Νόμος Ampere}) \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{Νόμος Faraday}) \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (\text{Νόμος Gauss για το μαγνητισμό}) \quad (2.3)$$

όπου $\mathbf{H}$ και $\mathbf{E}$ είναι η ένταση του μαγνητικού (A/m) και του ηλεκτρικού πεδίου (V/m) αντίστοιχα και $\mathbf{B}$ η μαγνητική επαγωγή (T).

Οι εξισώσεις αυτές συμπληρώνονται από την εξίσωση της συνέχειας:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (2.4)$$

καθώς και από τις καταστατικές εξισώσεις ανάμεσα στα διανύσματα $\mathbf{B}$, $\mathbf{H}$ και $\mathbf{J}$, $\mathbf{E}$ για μέσο ομογενές, ισότροπο και γραμμικό:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.6)$$

όπου $\mathbf{J}$ η πυκνότητα των δινορρευμάτων (A/m^2) και μ , σ η μαγνητική διαπερατότητα (H/m) και η ηλεκτρική αγωγιμότητα (S/m) αντίστοιχα.

Οι παραπάνω σχέσεις συνδυαζόμενες με τις κατάλληλες συνοριακές συνθήκες μπορούν να περιγράψουν οποιοδήποτε πρόβλημα έχει σχέση με τα δινορρεύματα. Οι συνοριακές συνθήκες προκύπτουν από τις φυσικές ιδιότητες του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου και είναι:

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0 \quad (2.7)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = 0 \quad (2.8)$$

όπου '1' και '2' είναι οι δυο περιοχές εκατέρωθεν μιας διαχωριστικής επιφάνειας και $\mathbf{n}$ το μοναδιαίο διάνυσμα κάθετο στη διεπιφάνεια. Η πρώτη σχέση εξασφαλίζει τη συνέχεια της συνιστώσας της μαγνητικής ροής που είναι παράλληλη στο μοναδιαίο διάνυσμα $\mathbf{n}$, ενώ η δεύτερη σχέση εξασφαλίζει τη συνέχεια της εφαπτομενικής συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου.

Απαλείφοντας τα $\mathbf{E}$ και $\mathbf{J}$ από τις βασικές σχέσεις (2.1) και (2.2) με χρήση των καταστατικών εξισώσεων (2.5) και (2.6) προκύπτει η σχέση:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = -\sigma \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.9)$$

η οποία ισχύει για μέσο ομογενές, ισότροπο και γραμμικό. Λαμβάνοντας επιπλέον υπόψιν τη διανυσματική ταυτότητα $\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{H}) - \nabla^2 \mathbf{H}$ και ότι με βάση τις σχέσεις (2.3) και (2.5) ισχύει $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ καταλήγουμε στη σχέση:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \sigma \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.10)$$

από την οποία μπορούμε να υπολογίσουμε την ένταση του μαγνητικού πεδίου $\mathbf{H}$ στο χώρο, σε συνάρτηση πάντα με τις κατάλληλες συνοριακές συνθήκες.

Γνωρίζοντας την ένταση του μαγνητικού πεδίου στο χώρο είναι εφικτός ο υπολογισμός της κατανομής των δινορρευμάτων $\mathbf{J}$ στο αγωγίμο μέσο, από το νόμο του

Ampere (2.1), και ο υπολογισμός των απωλειών ενέργειας, που ισοδυναμούν με την παραγωγή θερμότητας στο υλικό λόγω των δινορρευμάτων. Οι απώλειες αυτές, μπορούν να υπολογισθούν είτε ολοκληρώνοντας την παραγόμενη θερμική ισχύ στο συνολικό όγκο του υλικού:

$$\int_V (\mathbf{J}^2 / \sigma) dV \quad (2.11)$$

είτε ολοκληρώνοντας το διάνυσμα του *Poynting* $\mathbf{S}$, που ορίζει τη ροή ενέργειας ενός ηλεκτρομαγνητικού πεδίου μέσω μιας κλειστής επιφάνειας (Σχέση 2.12), σε όλη την

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{E} \times \mathbf{B} \quad (2.12)$$

επιφάνεια του υλικού στο οποίο κυκλοφορούν δινορρεύματα:

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} d\Gamma = \oint_{\Gamma} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} d\Gamma = - \int_{\Omega} \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} d\Omega - \int_{\Omega} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} d\Omega \quad (2.13)$$

Στην παραπάνω σχέση Ω είναι ο όγκος του υλικού, Γ η επιφάνεια του υλικού και $\mathbf{n}$ το κάθετο μοναδιαίο διάνυσμα στην επιφάνεια Γ , με διεύθυνση προς τα έξω.

Το δεύτερο ολοκλήρωμα στο δεξί μέλος της σχέσης (2.13) παρουσιάζει τις ωμικές απώλειες στο υλικό, ενώ το πρώτο ολοκλήρωμα παρουσιάζει τη μαγνητική ενέργεια που αποθηκεύεται στον όγκο του υλικού. Το διάνυσμα του *Poynting* είναι ιδιαίτερα χρήσιμο στα προβλήματα όπου το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο μεταβάλλεται αρμονικά με το χρόνο. Σε αυτή την περίπτωση λαμβάνει τη μορφή:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \quad (2.14)$$

όπου $\mathbf{H}^*$ είναι ο συζυγής του $\mathbf{H}$ και η σχέση (2.13) για αρμονική μεταβολή λαμβάνει τη μορφή:

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{S} \cdot \mathbf{n} d\Gamma = -i2\omega \int_{\Omega} \frac{1}{4} \mu |\mathbf{H}|^2 d\Omega - \frac{1}{2\gamma} \int_{\Omega} |\mathbf{J}|^2 d\Omega \quad (2.15)$$

Από τη σχέση (2.15) μπορούμε εύκολα να διαπιστώσουμε ότι οι απώλειες ενέργειας ισοδυναμούν με το πραγματικό μέρος της εισροής ενέργειας στο όγκο του υλικού, ενώ το φανταστικό μέρος αυτής αντιπροσωπεύει τη μαγνητική ενέργεια που αποθηκεύεται στον όγκο του υλικού.)

2.2.2 Βιβλιογραφία για τα δινορρεύματα

Από τη στιγμή που κατανοήθηκε η φύση των δινορρευμάτων καθώς και η επίδραση τους σε αγωγίμα υλικά, δημιουργήθηκε μεγάλο ενδιαφέρον για τον υπολογισμό της κατανομής των δινορρευμάτων σε μια μεγάλη ποικιλία προβλημάτων. Από τη βιβλιογραφική ανασκόπηση των Krawczyk & Tegosoulas [1] για τις μεθόδους υπολογισμού των δινορρευμάτων στο βιβλίο “*Numerical Modeling of Eddy Currents*” προκύπτει ότι οι πρώτες συστηματικές προσπάθειες για τον υπολογισμό των δινορρευμάτων ξεκίνησαν από τους Field (1905) [2] και Schwenkhagen (1927) [3]. Ο πρώτος μελέτησε τη σύνθετη αντίσταση (*slot leakage impedance*) ηλεκτρικών μηχανών μέσω του επιδερμικού φαινομένου (*skin effect*), ενώ ο δεύτερος υπολόγισε τα δινορρεύματα σε έναν αγωγό ορθογώνιας διατομής. Ουσιαστικά, αυτό πρέπει να ήταν και το πρώτο πρόβλημα δινορρευμάτων που επιλύθηκε σε δύο διαστάσεις. Ο Schwenkhagen χρησιμοποίησε τις εξισώσεις του *Maxwell* στην ολοκληρωτική τους μορφή για την επίλυση του προβλήματος, η χρησιμότητα των οποίων στον υπολογισμό των δινορρευμάτων επιβεβαιώθηκε και από την εργασία του Gross (1940) [4].

Παράλληλα αρκετοί ερευνητές προσπαθούσαν να υπολογίσουν τα δινορρεύματα χρησιμοποιώντας την έννοια του διανυσματικού δυναμικού $\mathbf{A}$ και τη μέθοδο Fourier (διαχωρισμός των μεταβλητών) για την επίλυση των διαφορικών εξισώσεων και την ανάπτυξη αναλυτικών σχέσεων (Dodd & Deeds (1968) [5,6]). Το μειονέκτημα όμως των συγκεκριμένων μεθόδων ήταν ότι οι λύσεις που προέκυπταν δεν είχαν γενικότητα. Η επίλυση των διαφορικών εξισώσεων με την παραπάνω μέθοδο απαιτεί συνοριακές συνθήκες οι οποίες όπως είναι φυσικό περιορίζουν τη γενικότητα των λύσεων. Το συγκεκριμένο πρόβλημα όμως δεν παρουσιάζεται στις ολοκληρωτικές μεθόδους. Μια ευρεία ανασκόπηση όλων των μεθόδων που έχουν αναπτυχθεί για την αναλυτική επίλυση των δινορρευμάτων παρουσιάζεται στα βιβλία των Lameraner & Stafl (1968) [7], Stoll (1974) [8] και Tegosoulas & Kriezis (1985) [9].

Από το 1950 και μετά, η εμφάνιση των αριθμητικών μεθόδων έδωσε μεγάλη ώθηση στο συγκεκριμένο ερευνητικό τομέα και οδήγησε στην αριθμητική επίλυση των παραπάνω προβλημάτων. Τόσο η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών, όσο και τα πεπερασμένα στοιχεία, καθώς αργότερα και τα συνοριακά στοιχεία συνέβαλαν ουσιαστικά στην επίλυση προβλημάτων όπου δεν είναι δυνατή η ανάπτυξη αναλυτικής λύσεως. Πολλοί ερευνητές πλέον αρχίζουν να παρουσιάζουν αριθμητικές μεθόδους για τον υπολογισμό των δινορρευμάτων σε αγωγίμα υλικά που βρίσκονται εντός ομοιογενών μαγνητικών πεδίων. Ο Mey (1974) [10] χρησιμοποιεί την έννοια του ηλεκτρικού βαθμωτού δυναμικού (*scalar*

potential) και θεωρώντας ότι το επαγόμενο μαγνητικό πεδίο είναι αμελητέο, προτείνει μια αριθμητική μέθοδο υπολογισμού των δινορρευμάτων σε αγωγίμες πλάκες ακανόνιστων γεωμετρικών σχημάτων. Έτσι υπολογίζει τη θερμική ισχύ που καταναλώνεται σε αυτές και συγκρίνει τα αποτελέσματα με την αναλυτική λύση μιας γνωστής γεωμετρίας, όπου και τα αποτελέσματα συγκλίνουν αρκετά. Ο Horoszko (1975) [11] μελετάει τους παράγοντες που επηρεάζουν τη βέλτιστη θέρμανση μεταλλικών πλακών με διάφορα πάχη από ομοιογενή μαγνητικά πεδία συχνότητας από 50 Hz έως 3 MHz. Αναπτύσσει αναλυτικές σχέσεις για τον υπολογισμό των μαγνητικών πεδίων εντός των πλακών καθώς και της θερμικής ισχύος που αποδίδεται στις πλάκες. Ο Krakowski (1982) [12,13] παρουσιάζει μια αναλυτική μέθοδο υπολογισμού των δινορρευμάτων σε λεπτές μεταλλικές πλάκες και μελετά την κατανομή των δινορρευμάτων σε αυτές σε μια προσπάθεια να υπολογίσει τη θερμική ισχύ που καταναλώνεται σε αυτές και τη δύναμη που δέχονται οι μεταλλικές πλάκες από το μαγνητικό πεδίο. Τα αποτελέσματα όμως δεν ανταποκρίνονται στην πραγματικότητα καθώς μια λάθος υπόθεση σχετικά με την κατανομή του δυναμικού εντός της πλάκας, οδήγησε τον Krakowski στη λύση ενός ελαφρώς διαφορετικού προβλήματος όπως επισημάνθηκε από τους Prechtel & Haas (1983) [14] και Poltz (1983) [15]. Ο Poltz προτείνει ένα νέο τρόπο υπολογισμού των δινορρευμάτων που επάγονται σε λεπτές αγωγίμες πλάκες, λαμβάνοντας ταυτόχρονα υπόψιν το επαγόμενο μαγνητικό πεδίο. Βασιζόμενος στην περιγραφή των δινορρευμάτων με βάση το ηλεκτρικό βαθμωτό δυναμικό u (*scalar potential*) αναπτύσσει μία αριθμητική μέθοδο για τον υπολογισμό της κατανομής των δινορρευμάτων σε δισδιάστατα προβλήματα.

Παράλληλα με τα ομοιογενή μαγνητικά πεδία έχει αρχίσει και η έρευνα με ανομοιογενή μαγνητικά πεδία που δημιουργούνται από κυκλικούς βρόχους ρεύματος και από γραμμικές πηγές ρεύματος. Από αυτές τις προσπάθειες προκύπτουν αναλυτικές σχέσεις, για τον υπολογισμό τόσο των μαγνητικών πεδίων όσο και των επαγόμενων δινορρευμάτων, που στηρίζονται στα ελλειπτικά ολοκληρώματα και στις συναρτήσεις Bessel. Οι Tegopoulos & Papadopoulos (1974) [16,17], Kriezis & Xypteras (1979) [18] και Kriezis & Tsaknakis (1982) [19,20] αναπτύσσουν αναλυτικές σχέσεις για την κατανομή των δινορρευμάτων σε πλάκες ημι-άπειρες και ορισμένου πάχους που διεγείρονται από κυκλικούς βρόχους ρεύματος. Την έρευνα τους συμπληρώνουν αργότερα οι Yang & Hull (1999) [21] παρουσιάζοντας αναλυτικές λύσεις για διέγερση από σωληνοειδή πηνία. Τέλος ο Theodoulidis (2005) [22] παρουσιάζει αναλυτικές λύσεις για το μαγνητικό πεδίο και τα δινορρεύματα που επάγονται σε αγωγίμες πλάκες από κυλινδρικά πηνία τοποθετημένα με κλίση ως προς επιφάνεια της πλάκας.

Από τη στιγμή που η γνώση σχετικά με τον υπολογισμό των δινορρευμάτων ήταν δεδομένη, ξεκίνησαν και οι προσπάθειες για την περιγραφή ασυνεχειών στη δομή των υλικών και τη μελέτη της επίδρασης αυτών στην κυκλοφορία των δινορρευμάτων. Αναλυτικές λύσεις σε αυτές τις περιπτώσεις είναι πρακτικά δύσκολο να παρουσιαστούν και να έχουν κάποια γενικότητα και γι' αυτό οι αναφορές είναι λίγες. Έρευνα πάνω σε αυτό τον τομέα έχει πραγματοποιηθεί από τους Mukherjee & Morjaria (1982) [23-25] και Hui & Ruina (1982) [26]. Οι υπόλοιπες ερευνητές Albanese, Rubinacci & Villone (1999) [27] και Siakavellas (2000) [28,29] στράφηκαν προς την ανάπτυξη αριθμητικών μεθόδων για την περιγραφή των ασυνεχειών και τον υπολογισμό της κυκλοφορίας των δινορρευμάτων στις περιπτώσεις αυτές.

Όλοι οι ερευνητές που αναφέρθηκαν παραπάνω ασχολήθηκαν κατά κύριο λόγο με την επίλυση των φαινομένων των δινορρευμάτων είτε σε δύο διαστάσεις, είτε σε τρεις διαστάσεις με συμμετρία όπως είναι η κυλινδρική γεωμετρία. Για την επίλυση λοιπόν πραγματικών προβλημάτων σε τρεις διαστάσεις θα έπρεπε να αναπτυχθούν μέθοδοι για την περιγραφή και την επίλυση των προβλημάτων σε τρεις διαστάσεις. Η έρευνα αυτή γνώρισε μεγάλη άνθιση από το 1980 και μετά, όπου οι ηλεκτρονικοί υπολογιστές άρχισαν να αποκτούν ικανή υπολογιστική δύναμη για την επίλυση προβλημάτων που στηρίζονταν στα πεπερασμένα και στα συνοριακά στοιχεία. Η αναφορά σε όλους τους ερευνητές που ασχολήθηκαν με την ανάπτυξη μεθόδων πεπερασμένων στοιχείων είναι αδύνατη να γίνει καθώς το πλήθος αυτών είναι τεράστιο. Συνεπώς θα αναφέρουμε αυτούς με τη μεγαλύτερη συνεισφορά σε αυτό τον τομέα. Από τους πρωτοπόρους σε αυτό το χώρο ήταν οι Krawczyk [1], [30-33] και οι Biro & Preis [34-41] οι οποίοι με τη χρήση των πεπερασμένων και των συνοριακών στοιχείων μελέτησαν αρκετά προβλήματα. Μεγάλη συνεισφορά είχαν ακόμα οι Carpenter [42], Albanese, R. & Rubinacci [43], Bossavit [44] και Matsuoka & Kameari [45] οι οποίοι παρουσίασαν μεθόδους για την επίλυση αρκετών προβλημάτων που σχετίζονται με τα δινορρεύματα. Πολλές από τις παραπάνω εργασίες οδήγησαν στην ανάπτυξη υπολογιστικών πακέτων, βασισμένων στα πεπερασμένα και στα συνοριακά στοιχεία, για τη μοντελοποίηση και επίλυση τρισδιάστατων προβλημάτων που έχουν σχέση με τα δινορρεύματα και γενικότερα με τον ηλεκτρομαγνητισμό. Κάποια από τα λογισμικά πακέτα που έχουν αναπτυχθεί είναι τα: Comsol Multiphysics [46], Ansys [47], Vector Fields [48], MagNet [49], Maxwell 3D [50], Faraday [51].

2.3 Επαγωγική θέρμανση

Η μέθοδος θερμάνσεως ηλεκτρικά αγώγιμων υλικών, που βασίζεται στα δινορρεύματα που επάγονται εντός του υλικού από ένα χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο, ονομάζεται επαγωγική θέρμανση (Σχήμα 2.1). Η ταχεία θέρμανση (<1 s) των υλικών σε πολύ υψηλές θερμοκρασίες (της τάξης των 1000 °C) και παράλληλα η δυνατότητα οριοθέτησης της θερμαινόμενης περιοχής με μεγάλη ακρίβεια, οδήγησαν στην ευρεία ανάπτυξη της επαγωγικής θέρμανσης και στη σταδιακή αντικατάσταση των συμβατικών μεθόδων θέρμανσης οπουδήποτε είναι εφικτό.

Οι πρώτες εφαρμογές της επαγωγικής θέρμανσης εμφανίστηκαν στις αρχές του 1900 όπου και έγιναν οι πρώτες προσπάθειες για τη θέρμανση και την τήξη μεταλλικών υλικών. Αργότερα τη δεκαετία του '20 και αφού είχε γίνει κατανοητή η σχέση μεταξύ βάθους θέρμανσης και συχνότητας των επαγόμενων δινορρευμάτων, εμφανίστηκαν οι πρώτες εφαρμογές με στόχο τη μεταλλουργική κατεργασία υλικών και την επιφανειακή σκλήρυνση αυτών. Οι συχνότητες των ρευμάτων που χρησιμοποιούνταν ήταν μεταξύ 1.5 και 3 kHz και δημιουργούνταν από γεννήτριες εναλλασσόμενου ρεύματος. Στα μέσα της δεκαετίας του '60 η ανάπτυξη των ημιαγωγών επέτρεψε την παραγωγή συστημάτων μεγαλύτερης ισχύος με συχνότητες λειτουργίας οι οποίες ξεπερνούν ακόμα και το 1 MHz. Σήμερα ένα ολόκληρος τεχνολογικός κλάδος που ασχολείται με την τήξη και τη θερμική κατεργασία μετάλλων χρησιμοποιεί κατά κόρον την επαγωγική θέρμανση [52,53].

2.3.1 Θεωρία

Όπως γνωρίζουμε από τη θεωρία των δινορρευμάτων, το πλάτος της πυκνότητας των δινορρευμάτων στο αγώγιμο υλικό μειώνεται εκθετικά με την απόσταση από την επιφάνεια του (Σχήμα 2.2), σύμφωνα με τη σχέση [54]:

$$J(x,t) = J_0 e^{-x/\delta} \cos(\omega t + \varphi) \quad (2.16)$$

όπου

$J(x,t)$: η πυκνότητα των δινορρευμάτων σε βάθος x από την επιφάνεια του υλικού τη χρονική στιγμή t .

J_0 : η πυκνότητα των δινορρευμάτων στην επιφάνεια του υλικού.

φ : η διαφορά φάσεως μεταξύ της διακύμανσης της πυκνότητας των δινορρευμάτων σε βάθος x ως προς την επιφάνεια και

δ : το βάθος διείσδυσης, η απόσταση από την επιφάνεια του υλικού στην οποία η πυκνότητα των δινορρευμάτων μειώνεται κατά $1/e=0.368$ J_0 και που δίδεται από τη σχέση [54]:

$$\delta = \sqrt{2\rho/\mu\omega} \quad (2.17)$$

όπου

ρ : η ειδική αντίσταση του υλικού

μ : η μαγνητική διαπερατότητα του υλικού

ω : η γωνιακή συχνότητα του ρεύματος που κυκλοφορεί στο διεγείρον πηνίο

Σχήμα 2.1: Επαγωγική θέρμανση κυλινδρικού στοιχείου και βάθος διείσδυσης δινορρευμάτων.

Σχήμα 2.2: Πυκνότητα δινορρευμάτων σε σχέση με την απόσταση από την επιφάνεια του υλικού.

Παρατηρώντας τη σχέση (2.17) διαπιστώνουμε ότι το βάθος διείσδυσης δ είναι αντιστρόφως ανάλογο της τετραγωνικής ρίζας της συχνότητας του ρεύματος που κυκλοφορεί στο διεγείρον πηνίο. Συνεπώς όσο αυξάνεται η συχνότητα της επαγωγικής θέρμανσης, το βάθος διείσδυσης των δινορρευμάτων μικραίνει. Το παραπάνω φαινόμενο είναι γνωστό ως επιδερμικό φαινόμενο (*skin effect*) [54] και μας παρέχει τη δυνατότητα να καθορίσουμε το βάθος θέρμανσης, ρυθμίζοντας τη συχνότητα του ρεύματος που κυκλοφορεί στο διεγείρον πηνίο. Παράλληλα έχουμε τη δυνατότητα να ρυθμίσουμε την ένταση των δινορρευμάτων και κατ' επέκταση την παραγόμενη θερμική ισχύ στο υλικό, ρυθμίζοντας την ένταση του ρεύματος που κυκλοφορεί στο διεγείρον πηνίο. Τέλος και η

διάρκεια της θέρμανσης μπορεί να καθοριστεί με μεγάλη ακρίβεια. Συνεπώς η επαγωγική θέρμανση μας επιτρέπει τον απόλυτο έλεγχο των συνθηκών θερμάνσεως σε αγωγίμα υλικά, κάτι που οδήγησε από νωρίς στην αυτοματοποίηση της.

2.3.2 Εφαρμογές

Η επαγωγική θέρμανση χωρίζεται σε τρεις κατηγορίες ανάλογα με τη συχνότητα που χρησιμοποιείται: χαμηλής ή κύριας συχνότητας (50 ή 60 Hz), μέσης συχνότητας (500 Hz έως 25 kHz) και υψηλής ή ράδιο-συχνότητας (50 kHz έως 1 MHz). Στην κύρια συχνότητα το πηνίο τροφοδοτείται απευθείας από το ηλεκτρικό δίκτυο, οπότε και η συχνότητα λειτουργίας της επαγωγικής θέρμανσης είναι τα 50 ή 60 Hz. Το βάθος διείσδυσης των δινορρευμάτων σε αυτή την περίπτωση είναι αρκετά μεγάλο, οπότε και η συγκεκριμένη συχνότητα χρησιμοποιείται σε εφαρμογές που απαιτείται μεγάλη ισχύς (της τάξης των MW) και μεγάλος βάθος διείσδυσης, όπως στην επαγωγική τήξη μετάλλων.

Αντιθέτως οι υψηλότερες συχνότητες χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές όπου επιθυμείται η ρύθμιση του βάθους διείσδυσης των δινορρευμάτων. Τα συστήματα που λειτουργούν σε αυτές τις συχνότητες στηρίζονται στα ηλεκτρονικά ισχύος και στους ελεγχόμενους ημιαγωγίμους διακόπτες (όπως MOSFETs, IGBTs, IGCTs) [52,55,56] για την πολλαπλασιασμό της συχνότητας του ηλεκτρικού δικτύου στη συχνότητα που απαιτείται από την εφαρμογή [57,58]. Η συνεχής ανάπτυξη των μετατροπέων και των ελεγχόμενων ημιαγωγίμων διακοπών με ολοένα υψηλότερες ικανότητες διαχείρισης ισχύος σε υψηλές συχνότητες οδήγησαν τους ερευνητές στην ανάπτυξη συστημάτων μεσαίων συχνοτήτων για υψηλής ισχύος εφαρμογές (της τάξης των MW) αλλά και υψηλών συχνοτήτων για ειδικές εφαρμογές μικρής ισχύος (μερικές δεκάδες kW) [52,59]. Παράλληλα αρκετοί ερευνητές μελέτησαν διάφορα πηνία με στόχο την επίτευξη της βέλτιστης θέρμανσης σε αντικείμενα διαφόρων γεωμετριών σχεδιάζοντας για την κάθε εφαρμογή και το κατάλληλο πηνίο [60-66].

Η μεσαία και υψηλή συχνότητα χρησιμοποιούνται συχνότατα πλέον στη βιομηχανία για την επαγωγική θέρμανση υλικών με στόχο την επιφανειακή κατεργασία τους όπως είναι η σφυρηλάτηση, η σκλήρυνση και η ανόπτηση (θέρμανση και φυσική τήξη) μετάλλων. Επίσης χρησιμοποιείται για τη συγκόλληση υλικών ίδιας και διαφορετικής φύσης (μέταλλο με πλαστικό) αλλά και σε πλήθος άλλων βιομηχανικών και μη εφαρμογών [52,53,67]. Γνωστή εμπορική εφαρμογή στον οικιακό τομέα είναι οι κουζίνες με επαγωγικές εστίες [68,69].

Τα τελευταία χρόνια η επαγωγική θέρμανση χρησιμοποιείται και σε μη-καταστροφικούς ελέγχους αγωγίων υλικών με τη μέθοδο της ενεργητικής υπέρυθρης θερμογραφίας. Συγκεκριμένα η επαγωγική θέρμανση χρησιμοποιείται για τη θέρμανση του υπό εξέταση δοκιμίου, ώστε να αναπτυχθούν οι κατάλληλες θερμοκρασιακές βαθμίδες που θα αναδείξουν τις ατέλειες που περιέχει το δοκίμιο. Για το συγκεκριμένο λόγο χρησιμοποιείται η επαγωγική θέρμανση και στην ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο ΜΚΕ που προτείνουμε. Περισσότερες λεπτομέρειες για τη συγκεκριμένη μέθοδο αναφέρονται στην παράγραφο 2.5.

2.3.3 Πλεονεκτήματα επαγωγικής θέρμανσης

Τα πλεονεκτήματα από τη χρήση συστημάτων που στηρίζονται στην επαγωγική θέρμανση είναι τόσα πολλά έτσι ώστε ολόένα και περισσότερες εφαρμογές που περιέχουν κάποιου είδους θερμική επεξεργασία υλοποιούνται με τη χρήση τους. Συνοπτικά τα πλεονεκτήματα της συγκεκριμένης μεθόδου θέρμανσης είναι:

Αυστηρά καθορισμένες συνθήκες θέρμανσης

Στην επαγωγική θέρμανση η περιοχή θέρμανσης και το βάθος θέρμανσης μπορούν να καθοριστούν με πολύ μεγαλύτερη ακρίβεια σε σχέση με τις συμβατικές μεθόδους θέρμανσης. Επιπλέον ο χρόνος θέρμανσης μπορεί να ελεγχθεί με μεγάλη ακρίβεια δεδομένου ότι η θέρμανση σταματάει ακαριαία με τη διακοπή της παροχής ισχύος στο πηνίο, κάτι που είναι αρκετά δύσκολο να πραγματοποιηθεί με τις συμβατικές μεθόδους θέρμανσης. Συνεπώς η διαδικασία της επαγωγικής θέρμανσης μπορεί να αυτοματοποιηθεί πολύ εύκολα.

Αυξημένη παραγωγή

Η ταχεία και άμεση θέρμανση του δοκιμίου, χωρίς να απαιτείται περαιτέρω χρόνος για την προετοιμασία της συσκευής θέρμανσης (προθέρμανση), εξασφαλίζει μεγάλους ρυθμούς παραγωγής.

Βέλτιστη ποιότητα του υπό κατεργασία δοκιμίου

Με την επαγωγική θέρμανση το θερμαινόμενο αντικείμενο δεν έρχεται σε επαφή με φλόγα ή οποιοδήποτε άλλο θερμαντικό στοιχείο καθώς η θερμότητα παράγεται εντός του αντικειμένου. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να μην επηρεάζεται το υλικό από ξένα στοιχεία και να μην αλλοιώνεται η σύστασή του. Επιπλέον εφόσον το αντικείμενο θερμαίνεται σε

μεγάλες θερμοκρασίες μπορεί να τοποθετηθεί σε θαλάμους κενού ή χαμηλής πίεσεως ώστε να αποφευχθούν φαινόμενα οξείδωσης και αναγωγής.

Περιβαλλοντικά φιλική και οικονομική θέρμανση

Η μέθοδος είναι περιβαλλοντικά φιλική – καθαρή δεδομένου ότι δεν καταναλώνονται καύσιμα για τη θέρμανση και δεν παράγονται καθόλου καπναέρια και άλλες βλαβερές ουσίες. Επιπλέον το μεγαλύτερο μέρος της καταναλισκόμενης ενέργειας μετατρέπεται σε θερμότητα στο δοκίμιο σε ποσοστό που πλησιάζει το 90% σε σιδηρομαγνητικά υλικά, εκεί που οι κλίβανοι επιτυγχάνουν απόδοση μόνο 45%. Σε αγώγιμα υλικά που δεν είναι σιδηρομαγνητικά η απόδοση πέφτει αρκετά, προσεγγίζοντας το 50% αλλά σύγχρονες τεχνικές με πηνία κατασκευασμένα από υπεραγώγιμα υλικά έχουν αρχίσει να ανεβάζουν την απόδοση αρκετά [70]. Τη συγκεκριμένη χρονική στιγμή έχουν επιτευχθεί αποδόσεις της τάξης του 60% και αναμένεται να αυξηθούν ακόμα περισσότερο.

Βελτιωμένες συνθήκες εργασίας

Η επαγωγική θέρμανση προσφέρει ιδανικές συνθήκες εργασίας δεδομένου ότι οι απώλειες θέρμανσης είναι μικρές, δεν υπάρχει ιδιαίτερα μεγάλη θερμική ακτινοβολία και το περιβάλλον δεν επιβαρύνεται από καπναέρια και βρωμιά όπως στις συμβατικές μεθόδους θέρμανσης με φλόγα. Επίσης εξαλείφεται οποιαδήποτε πηγή θορύβου δημιουργώντας έτσι ένα ευχάριστο και υγιεινό περιβάλλον εργασίας.

2.4 Υπέρυθρη θερμογραφία

Υπέρυθρη θερμογραφία ονομάζεται η τεχνική που με τη χρήση κατάλληλων θερμικών καμερών, καταγράφει την υπέρυθρη θερμική ακτινοβολία που εκπέμπεται από ένα αντικείμενο. Η μετρούμενη ακτινοβολία μεταφράζεται μέσω κατάλληλων σχέσεων σε απόλυτη θερμοκρασία, δίνοντας μας τη δυνατότητα να δημιουργήσουμε μια δισδιάστατη εικόνα στην οποία να απεικονίζεται η διακύμανση της θερμοκρασίας στην επιφάνεια του αντικειμένου.

2.4.1 Ιστορική αναδρομή

Το υπέρυθρο μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος ανακαλύφθηκε τυχαία το 1800 από τον *Sir William Herschel*, κατά τη διάρκεια έρευνας του για τον εντοπισμό κάποιου οπτικού φίλτρου που θα πετύχαινε μείωση της φωτεινότητας της ακτινοβολίας του ήλιου ώστε να καταστεί δυνατή η παρατήρησή του μέσω τηλεσκοπίων. Δοκιμάζοντας αρκετά χρωματιστά φίλτρα από γυαλί ο *Herschel* παρατήρησε ότι δεν επέτρεπαν όλα να περάσει το ίδιο ποσό της θερμότητας του ήλιου, παρότι η μείωση της φωτεινότητας ήταν σε όλα ίδια. Ενώ άλλα φίλτρα άφηναν ένα μικρό ποσοστό της θερμότητας του ήλιου να περάσει, οπότε και η παρατήρηση του ήλιου ήταν εφικτή, άλλα φίλτρα επέτρεπαν τη διέλευση μεγαλύτερων ποσών της θερμότητας του ήλιου με αποτέλεσμα ο παρατηρητής να κινδυνεύει με ζημιά στο βολβό του ματιού μετά από παρατήρηση μόνο μερικών δευτερολέπτων.

Θέλοντας να διαπιστώσει που οφειλόταν αυτή η διαφορά, ο *Herschel* έστησε ένα συστηματικό πείραμα όπου προσπάθησε να μετρήσει τη θερμοκρασία κάθε χρώματος του ουράνιου τόξου που δημιουργείται όταν το φως του ήλιου περάσει μέσα από ένα γυάλινο πρίσμα. Για τη μέτρηση της θερμοκρασίας ο *Herschel* χρησιμοποίησε ένα κλασσικό θερμόμετρο υδραργύρου στο οποίο είχε βάψει μαύρο το βολβό μέτρησης του και η ευαισθησία του οποίου ήταν 0.2 °C. Μετακινώντας το θερμόμετρο από το αριστερό άκρο του ορατού ηλεκτρομαγνητικού φάσματος (μοβ) προς το δεξί άκρο (κόκκινο) (Σχήμα 2.3) ο *Herschel* ανακάλυψε ότι η θερμοκρασία του θερμομέτρου αυξανόταν σταθερά. Αυτό δεν ήταν εντελώς αναπάντεχο καθώς κάτι παρόμοιο είχε παρατηρήσει και ο *Marsillio Landriani*, σε ένα παρόμοιο πείραμα το 1777. Αυτό όμως που προκάλεσε εντύπωση στον *Herschel* ήταν ότι η θερμοκρασία του θερμομέτρου συνέχιζε να αυξάνεται ακόμα και όταν το θερμόμετρο βρισκόταν πέρα από το κόκκινο άκρο του ορατού ηλεκτρομαγνητικού φάσματος σε μια περιοχή όπου δεν υπάρχει φως και διαπίστωσε ότι σε αυτή την περιοχή η

θερμοκρασία που μετρούσε το θερμόμετρο μεγιστοποιόταν. Την περιοχή αυτή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος ο *Herschel* την ονόμασε “θερμομετρικό φάσμα” και πολύ αργότερα χρησιμοποιήθηκε ο όρος “υπέρυθρο” για να περιγράψει το συγκεκριμένο ηλεκτρομαγνητικό φάσμα, χωρίς να είναι όμως γνωστό ποιος χρησιμοποίησε πρώτη φορά το συγκεκριμένο όρο που χρησιμοποιείται μέχρι και σήμερα.

Σχήμα 2.3: Ορατό ηλεκτρομαγνητικό φάσμα

Τα θερμόμετρα υδραργύρου αποτελούσαν τα καλύτερα όργανα για τη μέτρηση της υπέρυθρης ακτινοβολίας έως το 1829, τη χρονιά που ο *Nobili* ανακάλυψε το θερμοζεύγος [71-75] (βασισμένος στο θερμοηλεκτρικό φαινόμενο που είχε ανακαλυφθεί το 1821 από τον *Seebeck*, γνωστό ως *Seebeck effect*) το οποίο πρόσφερε για την εποχή του 40 φορές μεγαλύτερη ευαισθησία στην ανίχνευση της υπέρυθρης ακτινοβολίας σε σχέση με τα θερμόμετρα. Η ευαισθησία του οργάνου ήταν τόσο μεγάλη που μπορούσε να εντοπίσει τη θερμότητα που εκπέμπει ένας άνθρωπος από απόσταση τριών μέτρων. Το 1833 ο *Melloni* δημιουργεί την πρώτη θερμοστήλη (thermopile) ενώνοντας αρκετά θερμοζεύγη μαζί, αυξάνοντας ακόμα περισσότερο την ευαισθησία του θερμοζεύγους στην υπέρυθρη θερμογραφία, σε τέτοιο σημείο που μπορούσε να ανιχνεύσει την παρουσία ανθρώπου σε απόσταση δέκα μέτρων. Παράλληλα ο γιος του *Herschel*, *Sir John Herschel* συνέχισε την έρευνα και προσπάθησε να βρει μεθόδους για να κάνει ορατό το υπέρυθρο χρωματικό φάσμα. Έτσι το 1840 κατάφερε να δημιουργήσει την πρώτη θερμική εικόνα εκμεταλλευόμενος το διαφορετικό βαθμό εξάτμισης του αλκοόλ με το οποίο είχε εμποτιστεί ένα φύλλο χαρτιού όταν αυτό βρισκόταν υπό την έκθεση θερμικής ακτινοβολίας. Οι περιοχές που δέχονταν τη μεγαλύτερη ακτινοβολία εμφανίζονταν πιο

ανοιχτόχρωμες, δεδομένου ότι εκεί το αλκοόλ εξατμιζόταν πιο γρήγορα, και έτσι προέκυψε η πρώτη θερμική εικόνα που ο *John Herschel* ονόμασε “θερμογραφία”.

Η βελτίωση των ανιχνευτών της υπέρυθρης ακτινοβολίας προχώρησε με σταθερά βήματα μέχρι το 1880 όπου ο *Langley* εφεύρε το βολόμετρο [71-75]. Αυτό αποτελείτο από ένα λεπτό σύρμα πλατίνας, χρωματισμένο μαύρο, το οποίο ήταν συνδεδεμένο σε μία γέφυρα Wheatstone. Όταν η υπέρυθρη ακτινοβολία εστιαζόταν στο σύρμα της πλατίνας, τότε λόγω της θέρμανσης του σύρματος άλλαζε η αντίστασή του. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα η γέφυρα να μην ισορροπεί πλέον κάτι που γινόταν αντιληπτό από ένα ευαίσθητο γαλβανόμετρο. Η ευαισθησία του οργάνου λέγεται ότι ήταν τόσο μεγάλη που μπορούσε να ανιχνεύσει την υπέρυθρη ακτινοβολία που εκπέμπεται από μια αγελάδα σε απόσταση 400 μέτρων.

Το επόμενο μεγάλο βήμα στην κατανόηση της υπέρυθρης ακτινοβολίας πραγματοποιείται το 1900 από τον Γερμανό φυσικό *Max Planck* ο οποίος διατυπώνει τη θεωρία της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από ένα μαύρο σώμα (Σχέση 2.18). Ύστερα από αυτό η πρόοδος στις υπέρυθρες και θερμικές τεχνολογίες προχώρησε με γοργούς ρυθμούς. Σε αυτό συνέβαλε και η έλευση των δύο παγκόσμιων πολέμων όπου υπήρξε μεγάλη ερευνητική δραστηριότητα με στόχο την ανάπτυξη συστημάτων για τον εντοπισμό εχθρικών στρατιωτικών σωμάτων κατά τη διάρκεια της νύχτας.

Μέχρι και το τέλος της δεκαετίας το '20 όλα τα συστήματα που είχαν αναπτυχθεί στηρίζονταν στην αρχή λειτουργίας του βολόμετρου, όπου αυτή την περίοδο αναπτύσσονται δύο νέοι αισθητήρες: ο μετατροπέας εικόνας και ο ανιχνευτής φωτονίων. Αρχικά υπήρξε μεγάλο ενδιαφέρον για το μετατροπέα εικόνας, κυρίως από το στρατό, καθώς έδινε τη δυνατότητα στους στρατιώτες να βλέπουν κυριολεκτικά στο σκοτάδι. Ο συγκεκριμένος αισθητήρας όμως λειτουργούσε στο κοντινό υπέρυθρο φάσμα, όπου τα σώματα με θερμοκρασίες παραπλήσιες του περιβάλλοντος δεν ακτινοβολούν αρκετά, οπότε θα έπρεπε να χρησιμοποιηθεί μια πηγή υπέρυθρου φωτός για να μπορέσει να δουλέψει ο αισθητήρας. Αυτό όπως είναι φυσικό δεν ήταν αρεστό, καθώς έτσι ο παρατηρητής πρόδιε τη θέση του στον εχθρό που ήταν εξοπλισμένος με ένα ανάλογο σύστημα, οπότε και ο μετατροπέας εικόνας με τον καιρό εγκαταλείφθηκε. Έτσι με την έλευση του δεύτερου παγκόσμιου πολέμου γνώρισε μεγάλη ανάπτυξη ο αισθητήρας φωτονίων ο οποίος είχε πολύ μεγαλύτερη ευαισθησία από τον προηγούμενο αισθητήρα και δεν απαιτούσε εξωτερική πηγή υπέρυθρου φωτός για να λειτουργήσει. Επιπλέον δεδομένου ότι η τάση που αναπτύσσεται στα άκρα του αισθητήρα φωτονίων δεν στηρίζεται στη θέρμανση της επιφάνειάς του, αλλά στο φωτοβολταϊκό φαινόμενο, ο

συγκεκριμένος αισθητήρας είναι πολύ πιο γρήγορος σε σχέση με το βολόμετρο και τη θερμοστήλη. Η επιτυχία του αισθητήρα φωτονίων ήταν τόσο μεγάλη που οι στρατιωτικές υπηρεσίες είχαν κατατάξει τη συγκεκριμένη έρευνα ως απόλυτα μυστική, με αποτέλεσμα οι πρώτες εφαρμογές για μη στρατιωτικούς σκοπούς να εμφανιστούν στα μέσα της δεκαετίας του '50.

Οι πρώτοι αισθητήρες φωτονίων που κατασκευάστηκαν (1930-1944) ήταν από θειούχο μόλυβδο (PbS) και ήταν ευαίσθητοι στο κοντινό υπέρυθρο φάσμα μεταξύ 1.3 – 3 μm . Στη συνέχεια κατασκευάστηκαν από ινδίουχο αντιμόνιο (InSb) (1940-1950) και περιορίζονταν στο μέσο υπέρυθρο φάσμα μεταξύ 3-5 μm και μετά το 1960 άρχισε να γίνεται η εξερεύνηση του αισθητήρα υδραργύρου – τελλούριου - καδμίου (HgTeCd) όπου ήταν ευαίσθητος στο μακρύ υπέρυθρο φάσμα μεταξύ 8-14 μm . Το μειονέκτημα του τελευταίου αισθητήρα είναι ότι απαιτεί ψύξη σε πολύ χαμηλές θερμοκρασίες για να δουλέψει ικανοποιητικά.

Την περίοδο μεταξύ 1960 και 1970 άρχισαν να γίνονται εμπορικά διαθέσιμες οι πρώτες κάμερες υπέρυθρων. Αυτές στηρίζονταν στην τεχνολογία του πυροηλεκτρικού σωλήνα [73,76] και αργότερα στις αρχές του 1980 εμφανίστηκε η FPA (Focal Plane Array) κάμερα [73,76], η οποία προκάλεσε μια μικρή επανάσταση στην κοινότητα της υπέρυθρης τεχνολογίας. Ο λόγος είναι ότι η συγκεκριμένη κάμερα φέρει σε ένα ολοκληρωμένο τσιπ τόσο τους αισθητήρες όσο και τα απαιτούμενα ηλεκτρονικά για τη λειτουργία τους με αποτέλεσμα να έχει πολύ καλή χωρική ανάλυση, λιγότερο θόρυβο, μικρότερο μέγεθος και γενικότερα πιο στιβαρή κατασκευή. Οι κάμερες FPA που κατασκευάζονται σήμερα βασίζονται σε δύο τύπους ανιχνευτών: τους ανιχνευτές φωτονίων με ψύξη (Photonic Cooled Detectors – PCD) και στα μικροβολόμετρα χωρίς ψύξη. Τα τυπικά χαρακτηριστικά των καμερών που κυκλοφορούν σήμερα είναι: ανάλυση αισθητήρα 320x240 και 640x512, ευαισθησία από 0.08 °C για τα μικροβολόμετρα έως 0.02 °C για τις κάμερες PCD και ρυθμός δειγματοληψίας μέχρι 400 Hz για τις κάμερες PCD και 50 Hz για τις κάμερες με τα μικροβολόμετρα.

2.4.2 Η φύση της υπέρυθρης ακτινοβολίας

Σε κάθε αντικείμενο, ο αριθμός των ατόμων και των μορίων που το απαρτίζουν βρίσκονται σε μια αέναη κίνηση. Κατά τη διάρκεια αυτής της αέναης κίνησης τα σωματίδια που απαρτίζουν το αντικείμενο ανταλλάσσουν συνεχώς, λόγω των συγκρούσεων τους, κινητική ενέργεια φτάνοντας σε μια κατάσταση όπου η μέση κινητική τους ενέργεια είναι σταθερή. Τη μέση κινητική ενέργεια των σωματιδίων αυτών εμείς την

αντιλαμβανόμαστε με την έννοια της θερμότητας και τη μετράμε με την απόλυτη θερμοκρασία η οποία εκφράζεται σε βαθμούς Κέλβιν ($^{\circ}\text{K}$).

Από τη θεωρία του ηλεκτρομαγνητισμού είναι γνωστό ότι κάθε κινούμενο ηλεκτρικό φορτίο αποτελεί μια πηγή ηλεκτρομαγνητικού πεδίου το οποίο διαδίδεται με την ταχύτητα του φωτός και το οποίο υπακούει στους νόμους της οπτικής, μπορεί δηλαδή να ανακλαστεί, να φιλτραριστεί, να εστιαστεί, κτλ. [72,73,76]. Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που προκύπτει από την κίνηση των σωματιδίων είναι γνωστή ως θερμική ακτινοβολία και χαρακτηρίζεται από την ένταση και το μήκος κύματός της, δύο χαρακτηριστικά τα οποία εξαρτώνται αποκλειστικά από τη θερμοκρασία του αντικειμένου. Όσο πιο θερμό είναι το αντικείμενο τόσο πιο μικρό είναι το μήκος κύματος της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας. Για παράδειγμα ο ήλιος με επιφανειακή θερμοκρασία περίπου 6000 K εκπέμπει το μέγιστο της ακτινοβολίας στο ορατό μήκος κύματος (0.4-0.8 μm) του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος (Σχήμα 2.3). Αντίθετα το ανθρώπινο σώμα με επιφανειακή θερμοκρασία περίπου 300 K εκπέμπει το μέγιστο της ακτινοβολίας στο μήκος κύματος (8-12 μm). Το συγκεκριμένο μήκος κύματος, το οποίο δεν μπορεί να αντιληφθεί το ανθρώπινο μάτι, ανήκει στο υπέρυθρο ηλεκτρομαγνητικό φάσμα το οποίο εκτείνεται από τα 0.75 μm μέχρι τα 1000 μm . Το συγκεκριμένο μήκος κύματος είναι που εκμεταλλεύεται η υπέρυθρη θερμογραφία για την καταγραφή της θερμοκρασίας ενός αντικειμένου καθώς όπως θα δούμε στη συνέχεια σε αυτό το μήκος κύματος εκπέμπεται το μεγαλύτερο ποσοστό της θερμικής ακτινοβολίας από τα αντικείμενα που βρίσκονται σε θερμοκρασίες παραπλήσιες του περιβάλλοντος.

2.4.3 Θεμελιώδεις έννοιες υπέρυθρης θερμογραφίας

Για τη μελέτη της θερμικής ακτινοβολίας που εκπέμπεται από κάθε αντικείμενο είναι απαραίτητη η κατανόηση της έννοιας του μαύρου σώματος «blackbody» και του νόμου του *Planck*. Ως μαύρο σώμα θεωρείται κάθε αντικείμενο το οποίο απορροφά και εκπέμπει όλοι την προσπίπτουσα ακτινοβολία, ανεξαρτήτως μήκους κύματος, ομοιόμορφα προς όλες τις κατευθύνσεις. Το μαύρο σώμα αποτελεί το σημείο αναφοράς για τη θερμική εκπομπή όλων των αντικειμένων. Για ένα μαύρο σώμα το οποίο βρίσκεται σε θερμική ισορροπία, η φασματική εκπομπή $N_{\lambda,b}$ της θερμικής ακτινοβολίας ορίζεται από το νόμο του *Planck*:

$$N_{\lambda,b} = \frac{2hc^2}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1)} \quad (\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}) \quad (2.18)$$

όπου λ είναι το μήκος κύματος της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας (μm), h είναι η σταθερά του *Planck* ($h = 6.626 \times 10^{-34}$ J.s), c η ταχύτητα του φωτός ($c = 3 \times 10^8$ m/s), k η σταθερά Boltzmann ($k = 1.381 \times 10^{-23}$ J/K) και T η απόλυτη θερμοκρασία του σώματος (K). Η φασματική εκπομπή μαύρου σώματος σε διάφορες θερμοκρασίες παρουσιάζεται στο σχήμα 2.4.

Σχήμα 2.4: Φασματική ακτινοβολία ενός μαύρου σώματος.

Παραγωγίζοντας την παραπάνω σχέση ως προς το μήκος κύματος λ προκύπτει ότι το μέγιστο της εκπομπής θα βρίσκεται στο μήκος κύματος:

$$\lambda_{\max} = \frac{2898}{T} \quad (\mu\text{m}) \quad (2.19)$$

Η σχέση αυτή εκφράζει μαθηματικά το παρατηρούμενο γεγονός ότι το χρώμα των σωμάτων μεταβάλλεται από κόκκινο σε πορτοκαλί και κίτρινο όσο η θερμοκρασία τους αυξάνεται. Το μήκος κύματος του χρώματος τους είναι ίδιο με το μήκος κύματος που υπολογίζεται από τη σχέση (2.19). Έτσι ένα πολύ θερμό αστέρι όπως είναι ο Σύριος (11000 K) που εμείς αντιλαμβανόμαστε ότι έχει γαλαζωπό-λευκό χρώμα εκπέμπει το μέγιστο της θερμικής ακτινοβολίας στο υπεριώδες φάσμα, σε μήκος κύματος 0.27 μm . Ο ήλιος με θερμοκρασία περίπου 5778 K έχει κίτρινο χρώμα, αφού εκπέμπει το μέγιστο της ακτινοβολίας του στα 0.5 μm που είναι το μέσο του ορατού ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Σε θερμοκρασία δωματίου 300 K η μέγιστη θερμική ακτινοβολία εκπέμπεται στα 9.7 μm που βρίσκεται στο μακρύ υπέρυθρο φάσμα, ενώ σε θερμοκρασία υγρού αζώτου (77 K) το μέγιστο, της ελάχιστης κατά τα άλλα εκπεμπόμενης θερμικής ακτινοβολίας, βρίσκεται στα 38 μm στο ακραίο υπέρυθρο φάσμα.

Ολοκληρώνοντας το νόμο του *Plank* (Σχέση 2.18) από $\lambda = 0$ μέχρι $\lambda = \infty$ καταλήγουμε στο νόμο των *Stefan – Boltzmann* που περιγράφει τη συνολική θερμική ισχύ που εκπέμπεται από ένα μαύρο σώμα το οποίο βρίσκεται σε απόλυτη θερμοκρασία T :

$$W_b = \sigma T^4 \quad (\text{W/m}^2) \quad (2.20)$$

όπου σ η σταθερά Stefan - Boltzmann ($\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$).

Έως τώρα έχουμε αναφερθεί αποκλειστικά στα θεωρητικά μαύρα σώματα και στη θερμική ακτινοβολία που εκπέμπουν αυτά. Στη φύση όμως τα πραγματικά σώματα δεν συμπεριφέρονται σαν μαύρα σώματα, παρότι σε μερικές περιοχές κάποια αντικείμενα μπορεί να συμπεριφέρονται ως μαύρα σώματα. Υπάρχουν τρεις λόγοι που αποτρέπουν ένα αντικείμενο από το να συμπεριφέρεται ως μαύρο σώμα και αυτοί είναι: η μερική απορρόφηση α_λ της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, η αντανάκλαση ρ_λ μέρους της προσπίπτουσας ακτινοβολίας και η διάδοση τ_λ μέρους της προσπίπτουσας ακτινοβολίας διαμέσου του υλικού. Όλοι οι παραπάνω όροι εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από το μήκος κύματος λ της προσπίπτουσας ακτινοβολίας και γι' αυτό όλα τα υλικά ανταποκρίνονται διαφορετικά σε κάθε μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Το άθροισμα των παραπάνω τριών όρων πρέπει να είναι πάντα ίσο με τη μονάδα ανεξάρτητα από το μήκος κύματος της θερμικής ακτινοβολίας, οπότε καταλήγουμε στη σχέση:

$$\alpha_\lambda + \rho_\lambda + \tau_\lambda = 1 \quad (2.21)$$

Για να ληφθεί υπόψιν η διαφορετική εκπομπή θερμικής ακτινοβολίας από τα πραγματικά σώματα έχει εισαχθεί ο συντελεστής εκπομπής ε που δίνεται από τη σχέση:

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{N_\lambda}{N_{\lambda,b}} \quad (2.22)$$

που είναι ο λόγος της θερμικής ακτινοβολίας που εκπέμπεται από ένα πραγματικό σώμα, σε ένα συγκεκριμένο μήκος κύματος, ως προς της θερμική ακτινοβολία που εκπέμπεται από ένα μαύρο σώμα, που βρίσκεται στην ίδια θερμοκρασία με το παρατηρούμενο αντικείμενο. Ο συντελεστής εκπομπής ε κυμαίνεται μεταξύ 0 και 1 και εξαρτάται από πολλούς παράγοντες όπως είναι το μήκος κύματος λ , η θερμοκρασία του σώματος T , η γωνία εκπομπής της ακτινοβολίας καθώς και από την τραχύτητα της επιφανείας και το είδος του υλικού. Για κάθε κοινό σώμα η φασματική εκπομπή δίνεται από τη σχέση:

$$N_\lambda = \varepsilon_\lambda N_{\lambda,b} = \frac{\varepsilon_\lambda \pi h c^2}{\lambda^5 (e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1)} \quad (\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}) \quad (2.23)$$

και η συνολική εκπομπή ακτινοβολίας υπολογίζεται από τη σχέση:

$$W = \varepsilon W_b = \varepsilon \sigma T^4 \quad (W/m^2) \quad (2.24)$$

όπου ε είναι ο μέσος συντελεστής εκπομπής του σώματος.

Σύμφωνα με το νόμο του *Kirchoff* για κάθε αδιαφανές σώμα ($\tau_\lambda = 0$), που βρίσκεται σε θερμική ισορροπία, ο συντελεστής απορρόφησης α_λ με το συντελεστή εκπομπής ε_λ θα πρέπει να είναι ίσοι για κάθε θερμοκρασία και μήκος κύματος της θερμικής ακτινοβολίας. Συνεπώς η σχέση (2.21) για ένα αδιαφανές υλικό γίνεται:

$$\varepsilon_\lambda + \rho_\lambda = 1 \Rightarrow \varepsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda \quad (2.25)$$

Από την παραπάνω σχέση γίνεται φανερό ότι υλικά που έχουν μεγάλο συντελεστή ανάκλασης και αποτελούν καλούς καθρέφτες είναι κακοί εκπομποί της θερμικής ακτινοβολίας, καθώς ο συντελεστής εκπομπής τους τείνει στο μηδέν. Σε αυτή την περίπτωση ο υπολογισμός της θερμοκρασίας του αντικειμένου μέσω της υπέρυθρης ακτινοβολίας γίνεται ιδιαίτερα δύσκολος. Ο λόγος γίνεται εμφανής εάν μελετήσουμε τη θερμική ακτινοβολία που λαμβάνει η κάμερα υπέρυθρων N_{cam} από την επιθεωρούμενη επιφάνεια N_{sur} , η οποία βρίσκεται σε θερμοκρασία T . Δεδομένου ότι για τις εφαρμογές του ΜΚΕ (που περιορίζονται σε αποστάσεις λίγων μέτρων) η ατμόσφαιρα μπορεί να θεωρηθεί διαφανής, η θερμική ακτινοβολία που λαμβάνει η κάμερα είναι :

$$N_{cam} \sim \varepsilon N_{sur} + (1 - \varepsilon) N_{env} \quad (2.26)$$

όπου N_{env} είναι η ακτινοβολία που εκπέμπεται από τις επιφάνειες του περιβάλλοντος οι οποίες θεωρούνται ως μαύρα σώματα. Από τη σχέση (2.26) γίνεται φανερό ότι εφόσον οι ακτινοβολίες N_{sur} και N_{env} είναι συγκρίσιμες δημιουργείται πρόβλημα στη μέτρηση της ακτινοβολίας που προέρχεται από το αντικείμενο εάν ο συντελεστής εκπομπής του είναι μικρός. Αντίθετα, υλικά με μεγάλο συντελεστή εκπομπής επηρεάζονται ελάχιστα από τη διάχυτη θερμική ακτινοβολία του περιβάλλοντος οπότε και η μέτρηση από την κάμερα είναι αρκετά ευκολότερη.

Για την αντιμετώπιση του συγκεκριμένου προβλήματος συνήθως χρησιμοποιείται η μέθοδος της επικάλυψης (*blackpainting*) της επιφάνειας του υλικού με μια βαφή με μεγάλο συντελεστή εκπομπής, η οποία μπορεί στη συνέχεια να αφαιρεθεί εφόσον είναι υδατοδιαλυτή. Επίσης η μέθοδος ενδείκνυται και σε περιπτώσεις όπου η εξωτερική διέγερση του υλικού γίνεται με ακτινοβολία, καθώς έτσι αυξάνεται και ο συντελεστής απορρόφησης της ακτινοβολίας από το υλικό. Η συγκεκριμένη μέθοδος βέβαια δεν είναι και η μοναδική [73,74].

2.4.4 Η υπέρυθρη θερμογραφία ως μέθοδος μη-καταστροφικού ελέγχου

Η απεικόνιση της θερμοκρασίας μιας επιφάνειας σε δισδιάστατη εικόνα είναι ίσως ο σημαντικότερος λόγος για την καθιέρωση της υπέρυθρης θερμογραφίας ως μεθόδου ΜΚΕ. Ο λόγος είναι προφανής: η παρουσία θερμοκρασιακών κατανομών που αποκλίνουν από το φυσιολογικό είναι ένδειξη ύπαρξης ελαττώματος στο υλικό ή λανθασμένης λειτουργίας της συσκευής. Βέβαια υπάρχουν και άλλα πλεονεκτήματα όπως ο ταχύς έλεγχος μεγάλων επιφανειών, η προστασία του προσωπικού εφόσον δεν υπάρχει επιβλαβής ακτινοβολία, το μεγάλος εύρος των εφαρμογών και τέλος η ύπαρξη εφαρμογών και ελέγχων που δεν μπορούν να πραγματοποιηθούν με άλλες μεθόδους ΜΚΕ (πχ. ο εντοπισμός θερμικών διαρροών και ο έλεγχος της επιφανειακής κάλυψης υλικών από κεραμικά υλικά).

Η υπέρυθρη θερμογραφία ως μέθοδος ΜΚΕ χωρίζεται σε δυο βασικές κατηγορίες, την παθητική θερμογραφία και την ενεργητική θερμογραφία [73,74]. Η παθητική θερμογραφία (*passive thermography*) ελέγχει υλικά και κατασκευές που λόγω ενδογενούς παραγωγής θερμότητας βρίσκονται σε μεγαλύτερη θερμοκρασία από το περιβάλλον, ενώ στην ενεργητική θερμογραφία (*active thermography*) μια εξωτερική πηγή χρησιμοποιείται για τη διέγερση του υπό εξέταση αντικειμένου και ανάπτυξη των κατάλληλων θερμοκρασιακών βαθμίδων σε αυτό.

Η παθητική θερμογραφία χρησιμοποιείται κατά κόρον σε εφαρμογές όπου η θερμοκρασία είναι μία ουσιαστική παράμετρος για τη σωστή λειτουργία του προϊόντος και απαιτείται συχνός προληπτικός έλεγχος. Έτσι βρίσκει αρκετές εφαρμογές στην παραγωγή για τον έλεγχο της θερμοκρασίας, σε μηχανολογικές και ηλεκτρολογικές εγκαταστάσεις [74,77] στις οποίες παράγεται ενδογενής θερμότητα και απαιτείται η θερμοκρασία να βρίσκεται εντός ορίων καθώς και σε θερμικές εγκαταστάσεις για τον εντοπισμό διαρροών θερμότητας [78]. Επιπλέον η μέθοδος έχει και άλλες εφαρμογές όπως η ανίχνευση πυρκαγιών, ο έλεγχος θερμαντικών σωμάτων [79,80], ο έλεγχος της θερμικής μόνωσης κτηρίων [81,82], ο εντοπισμός ναρκών [83], στην ιατρική, κτλ. Σε όλες τις παραπάνω εφαρμογές αυτό που μας ενδιαφέρει συνήθως είναι η απόκλιση των θερμοκρασιακών βαθμίδων από τις φυσιολογικές, κάτι που αποτελεί ένδειξη εσφαλμένης λειτουργίας και ενός ενδεχόμενου κινδύνου για τον οποίο πρέπει να ληφθούν τα κατάλληλα προληπτικά μέτρα.

Σε αντίθεση με την παθητική θερμογραφία, η ενεργητική θερμογραφία χρησιμοποιείται για τον ποιοτικό έλεγχο υλικών και κατασκευών στα οποία είναι απαραίτητη η εξωτερική διέγερση, έτσι ώστε να αναπτυχθούν οι κατάλληλες

θερμοκρασιακές βαθμίδες που θα οδηγήσουν στο εντοπισμό των ατελειών τους. Ανάλογα με τη μέθοδο που χρησιμοποιείται για τη διέγερση του αντικειμένου, έχουν αναπτυχθεί πολλές τεχνικές της ενεργητικής θερμογραφίας με κυριότερες τις [84-89]: θερμογραφία με παλμούς (Pulse Thermography – PT), θερμογραφία με βηματική θέρμανση (Step Heating – SH), συγχρονισμένη θερμογραφία (LockIn Thermography – LT), θερμογραφία με δονήσεις (Vibrothermography – VT), για τις οποίες θα αναφερθούμε συνοπτικά παρακάτω.

Βέβαια όπως κάθε μέθοδος ΜΚΕ, έτσι και η υπέρυθη θερμογραφία έχει κάποια μειονεκτήματα όπως η ανάγκη για εξωτερική διέγερση του εξεταζόμενου δοκιμίου (στην περίπτωση της ενεργητικής θερμογραφίας), η αδυναμία ομοιογενούς θέρμανσης μεγάλων επιφανειών, ο εντοπισμός μόνο επιφανειακών και υπό-επιφανειακών ατελειών που βρίσκονται σε μικρό βάθος, προβλήματα που σχετίζονται με το συντελεστή εκπομπής κάθε υλικού (§2.4.3) και τέλος το αρκετά μεγάλο κόστος της κάμερας υπερύθρων.

Ενεργητική θερμογραφία παλμού

Η θερμογραφία παλμού (PT) είναι μία από τις πιο διαδεδομένες μεθόδους εξωτερικής διέγερσης στην υπέρυθη θερμογραφία [84-89]. Ο λόγος είναι κυρίως η ταχύτητα της μεθόδου στον έλεγχο του υπό εξέταση δοκιμίου, ο οποίος διαρκεί από μερικά δέκατα του δευτερολέπτου για υλικά μεγάλης θερμικής αγωγιμότητας μέχρι μερικά δευτερόλεπτα για υλικά μικρής θερμικής αγωγιμότητας. Η μέθοδος στηρίζεται στη θέρμανση του δοκιμίου με ένα θερμικό παλμό και μετέπειτα καταγραφή της βαθμιαίας πτώσης της θερμοκρασίας του δοκιμίου, η οποία οφείλεται στη διάχυση της θερμότητας εντός του υλικού του δοκιμίου. Οποιαδήποτε υπό-επιφανειακή ατέλεια του υλικού, οδηγεί σε μικρότερο ρυθμό διάχυσης της θερμότητας προς το εσωτερικό του υλικού οπότε και η μεταβολή της επιφανειακής θερμοκρασίας του δοκιμίου παύει να είναι ομοιόμορφη και εμφανίζεται μια περιοχή στην οποία η θερμοκρασία είναι μεγαλύτερη από το υπόλοιπο υγιές αντικείμενο. Η εμφάνιση αυτού του φαινομένου υποδεικνύει την παρουσία κάποιας εσωτερικής ατέλειας στο υλικό. Επιπλέον δεδομένου ότι το φαινόμενο εξελίσσεται στο χρόνο, ατέλειες που βρίσκονται σε μεγαλύτερο βάθος εντοπίζονται πιο αργά δημιουργώντας παράλληλα μικρότερη θερμοκρασιακή διαφορά στην επιφάνεια του υλικού. Μια ενδιαφέρουσα εμπειρική σχέση συνδέει το χρόνο παρατήρησης του φαινομένου αυτού σε σχέση με το βάθος z της ατέλειας και το συντελεστή θερμικής διάχυσης του υλικού α [88,89]:

$$t \sim z^2 / \alpha \quad (2.27)$$

Παράλληλα ένας εμπειρικός κανόνας αναφέρει ότι: *για τον εντοπισμό μιας ατέλειας θα πρέπει η περιοχή που καταλαμβάνει η ατέλεια να είναι τουλάχιστον μια με δυο φορές μεγαλύτερη από το βάθος της κάτω από την επιφάνεια του υλικού.*

Υπάρχουν δύο δυνατότητες παρατήρησης: στην πρώτη περίπτωση τόσο η θερμική πηγή όσο και η κάμερα βρίσκονται στην ίδια πλευρά του δοκιμίου, ενώ στη δεύτερη περίπτωση η θερμική πηγή και η κάμερα βρίσκονται αντίστοιχα στις δυο πλευρές του δοκιμίου. Γενικότερα η πρώτη προσέγγιση χρησιμοποιείται για ατέλειες που βρίσκονται κοντά στην επιφάνεια θέρμανσης, ενώ η δεύτερη σε περιπτώσεις που οι ατέλειες βρίσκονται σε μεγάλο βάθος και είναι κοντά στην οπίσθια πλευρά του δοκιμίου. Είναι προφανές ότι όταν η οπίσθια πλευρά του δοκιμίου δεν είναι προσβάσιμη τότε περιοριζόμαστε στην πρώτη προσέγγιση. Επιπλέον η δεύτερη προσέγγιση δεν μας δίνει πληροφορίες για το βάθος της ατέλειας, καθώς ο χρόνος που απαιτείται για τη διάδοση του θερμικού κύματος σε όλο το πάχος του δοκιμίου είναι σταθερός.

Η ευαισθησία της μεθόδου αυξάνεται αρκετά με την περαιτέρω επεξεργασία των θερμικών εικόνων. Σε αυτό έχει συμβάλει και η άφθονη υπολογιστική ισχύς που διαθέτουν οι σύγχρονοι υπολογιστές. Πέρα από τις κλασσικές τεχνικές θερμοκρασιακών διαφορών (thermal contrast) [88,90] έχουν αναπτυχθεί και πιο προηγμένες τεχνικές με στόχο τη βελτίωση της ευκρίνειας των θερμικών εικόνων και τον εντοπισμό ατελειών σε μεγαλύτερο βάθος. Από τις τεχνικές που ξεχωρίζουν είναι: η θερμογραφία φάσης παλμού (Pulse Phase Thermography - PPT) [88,91], η τεχνική των συνθετικών δεδομένων (Synthetic Data – SD) [92] και η τεχνική των Νευρωνικών Δικτύων (Neural Networks) [93]. Η θερμογραφία φάσης παλμού (PPT) συνίσταται στην παρατήρηση μιας ακολουθίας θερμικών εικόνων, στο χώρο των συχνοτήτων παρά στο χώρο του χρόνου, αυξάνοντας αρκετά την ευαισθησία της μεθόδου. Από την άλλη η τεχνική των συνθετικών δεδομένων (SD) προσεγγίζει τα θερμοκρασιακά δεδομένα με πολυωνυμικές σχέσεις, συνήθως τέταρτου βαθμού, για την απομάκρυνση αρκετού θορύβου και μείωσης του απαιτούμενου αποθηκευτικού χώρου. Τέλος τα νευρωνικά δίκτυα (NN) χρησιμοποιούνται για τον αυτόματο εντοπισμό και τη διαστασιολόγηση ατελειών, αφού πρώτα έχει τροφοδοτηθεί το πρόγραμμα με τα κατάλληλα δεδομένα από υπάρχουσες γνωστές ατέλειες. Ο συνδυασμός των παραπάνω τεχνικών είναι εφικτός.

Η θερμογραφία παλμού χρησιμοποιείται κυρίως για τον εντοπισμό εσωτερικών ατελειών σε μεταλλικά [85] και κεραμικά υλικά, για τον εντοπισμό αποκολλήσεων σε σύνθετα υλικά [86,87] καθώς και για τον έλεγχο της δομικής ακεραιότητας αεροπορικών

κατασκευών [84,94,95]. Βέβαια οι εφαρμογές δεν σταματούν εκεί καθώς η μέθοδος χρησιμοποιείται και κατά τον έλεγχο και τη συντήρηση μνημείων και τοιχογραφιών [88].

Ενεργητική θερμογραφία με σταδιακή θέρμανση

Σε αντίθεση με την προηγούμενη τεχνική θέρμανσης, στην οποία μας ενδιαφέρει ο ρυθμός μεταβολής της επιφανειακής θερμοκρασίας μετά το πέρας της θέρμανσης, σε αυτή την τεχνική μας ενδιαφέρει η μεταβολή της επιφανειακής θερμοκρασίας τόσο κατά τη διάρκεια θέρμανσης του αντικειμένου, όσο και κατά το διάστημα ψύξης του αντικειμένου. Η συγκεκριμένη μέθοδος χρησιμοποιείται κυρίως για τον υπολογισμό του πάχους επιφανειακών επικαλύψεων [89-97], για τον έλεγχο συγκολλήσεων σε μεταλλικά και σύνθετα υλικά [98], καθώς και για τον υπολογισμό του συντελεστής θερμικής διάχυσης διάφορων υλικών [99]. Οι τεχνικές επεξεργασίας των θερμικών εικόνων που αναφέραμε προηγουμένως μπορούν κάλλιστα να εφαρμοστούν και εδώ.

Ενεργητική συγχρονισμένη θερμογραφία

Η συγχρονισμένη θερμογραφία [88,89,100-103] στηρίζεται στη δημιουργία θερμικών κυμάτων εντός του δοκιμίου και στον εντοπισμό των κυμάτων που ανακλώνται από ατέλειες που βρίσκονται στο εσωτερικό αυτού. Για τη διέγερση του υλικού χρησιμοποιείται μια εξωτερική πηγή, η ένταση της οποίας μεταβάλλεται αρμονικά (ημιτονοειδώς) με το χρόνο, και μια θερμική κάμερα καταγράφει την ταλάντωση της θερμοκρασίας στην επιφάνεια του δοκιμίου. Ο όρος “*συγχρονισμένη*” αναφέρεται στο γεγονός ότι είναι απαραίτητο να παρατηρούμε ταυτοχρόνως τόσο το σήμα εξόδου (θερμοκρασία) όσο και το σήμα εισόδου (θέρμανση με λάμπες) για να είναι δυνατή η μετέπειτα επεξεργασία των δεδομένων και να καταστεί δυνατός ο υπολογισμός τόσο του πλάτους όσο και της φάσης του σήματος εξόδου.

Η αρχή της μεθόδου παρουσιάζεται στο σχήμα 2.5. Κατά τη διάρκεια ενός κύκλου θέρμανσης, η υπέρυθη κάμερα λαμβάνει τέσσερα στιγμιότυπα που ισαπέχουν μεταξύ τους. Από αυτές τις τέσσερις τιμές της θερμοκρασίας S_1 , S_2 , S_3 , S_4 για κάθε σημείο x προκύπτει η φάση και το πλάτος της θερμοκρασίας σύμφωνα με τις σχέσεις:

$$\phi = a \tan \frac{S_1 - S_3}{S_2 - S_4} \quad (2.28)$$

$$A = \sqrt{(S_1 - S_3)^2 + (S_2 - S_4)^2} \quad (2.29)$$

Παρότι τέσσερα σημεία είναι αρκετά για τον υπολογισμό των διαγραμμάτων της φάσης και του πλάτους της θερμοκρασίας, συνήθως λαμβάνονται περισσότερα καθώς έτσι

μειώνεται ο θόρυβος και τα διαγράμματα που προκύπτουν είναι πιο ευκρινή. Επίσης είναι σημαντικό να επισημάνουμε ότι το διάγραμμα φάσης δεν επηρεάζεται από παραμέτρους του συστήματος, όπως η ανομοιογενής θέρμανση και οι τοπικές διαφορές του συντελεστή απορρόφησης και εκπομπής του δοκιμίου. Το γεγονός αυτό αποτελεί και ένα από τα σημαντικότερα πλεονεκτήματα της μεθόδου.

Από πειράματα που έχουν γίνει [100-103] έχει υπολογισθεί ότι το μέγιστο βάθος στο οποίο μπορούμε να εντοπίσουμε μια ατέλεια από τα διαγράμματα του πλάτους και της φάσης είναι αντίστοιχα μ και 1.8μ , όπου μ είναι το βάθος διείσδυσης του θερμικού κύματος, που δίνεται από τη σχέση:

$$\mu = \sqrt{\frac{2k}{\omega\rho c}} = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi f}} \quad (2.30)$$

όπου k ο συντελεστής αγωγιμότητας, α ο συντελεστής θερμικής διάχυσης (W/m.K), ρ η πυκνότητα του υλικού (Kg/m³), c η ειδική θερμοχωρητικότητα του υλικού (J/Kg.K) και $\omega = 2\pi f$ η γωνιακή συχνότητα (rad/s) με την οποία μεταβάλλεται η ένταση της εξωτερικής θερμικής πηγής. Το βάθος διείσδυσης μ εκφράζει το βάθος στο οποίο το πλάτος του θερμικού κύματος έχει μειωθεί στο $1/e$ (~ 37%) του επιφανειακού πλάτους του θερμικού κύματος.

Όπως παρατηρούμε το βάθος διείσδυσης (Σχέση 2.30) μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα με τη γωνιακή συχνότητα. Αυτό αποτελεί ταυτόχρονα πλεονέκτημα και μειονέκτημα της μεθόδου. Από τη μία πλευρά χρησιμοποιώντας κατάλληλη συχνότητα μπορούμε να εστιάσουμε σε συγκεκριμένο βάθος διείσδυσης του θερμικού κύματος, από την άλλη όμως θα πρέπει να χρησιμοποιηθούν πολύ μικρές συχνότητες σε περίπτωση που επιθυμούμε μεγάλο βάθος διείσδυσης, κάτι που καθιστά τη μέθοδο χρονοβόρα. Ένδεικτικά αναφέρουμε ότι για τον εντοπισμό αποκόλλησης σε σύνθετο υλικό σε βάθος 2 mm, απαιτείται συχνότητα διαμόρφωσης 0.03 Hz και ο απαιτούμενος χρόνος για τον έλεγχο του δοκιμίου προσεγγίζει τα 2 λεπτά, λαμβάνοντας υπόψιν και το χρόνο που απαιτείται για να φθάσει το δοκίμιο στη μόνιμη θερμοκρασιακή ημιτονοειδή ταλάντωση. Πάντως και ο αυτός ο περιορισμός έχει αρχίσει να ξεπερνιέται καθώς σε ορισμένες περιπτώσεις έχει αποδειχθεί ότι μπορούμε να λάβουμε χρήσιμα συμπεράσματα και κατά το μεταβατικό στάδιο της θέρμανσης [104].

Η συγχρονισμένη θερμογραφία βρίσκει πλήθος εφαρμογών σε μεταλλικά [105], σύνθετα [106-108], πολυμερή [109, 110] και κεραμικά υλικά [111] για τον εντοπισμό υπό-επιφανειακών ατελειών. Βέβαια οι εφαρμογές δεν σταματούν εκεί καθώς η μέθοδος

χρησιμοποιείται και για τον υπολογισμό του πάχους επιφανειακών επικαλύψεων [112], για τον έλεγχο συγκολλήσεων σε μεταλλικά υλικά [113], για την αναγνώριση διαφορετικών υλικών σε σύνθετα δοκίμια [114] (Σχήμα 2.6) και για πολλές άλλες εφαρμογές [73].

Σχήμα 2.5: Διαμόρφωση ακτινοβολίας θέρμανσης (επάνω), σχέση μεταξύ των τεσσάρων χρονικών στιγμιότυπων (μέση) και δημιουργία του θερμικού κύματος S στο σημείο x_1 (κάτω) [103].

Σχήμα 2.6: Διάγραμμα φάσης δοκιμίου αποτελούμενο από πολλά υλικά, $f = 0.234$ Hz [113].

Στα πλεονεκτήματα της μεθόδου ανήκει η δυνατότητα ανίχνευσης υπο-επιφανειακών ατελειών που δεν είναι δυνατόν να εντοπιστούν με τις άλλες μεθόδους της υπέρυθρης θερμογραφίας καθώς και ο έλεγχος μεγάλων κατασκευών σε μικρό χρονικό διάστημα.

Ενεργητική θερμογραφία δονήσεων

Η ενεργητική θερμογραφία δονήσεων [73,115,116] στηρίζεται στο φαινόμενο της παραγωγής θερμότητας λόγω τριβής σε περιοχές με ατέλειες, όπως ρωγμές και διαστρωματικές αποκολλήσεις σε σύνθετα υλικά, εφόσον το υλικό βρίσκεται υπό την

επίδραση εξωτερικών μηχανικών δονήσεων (0 έως 25 kHz). Επιπλέον εκμεταλλευόμενοι το γεγονός ότι οι διάφορες ατέλειες συντονίζονται σε διαφορετική συχνότητα από ότι το υπόλοιπο υλικό τη πλάκας [116], με την αλλαγή της συχνότητας ταλάντωσης του δοκιμίου οι τοπικές θερμοκρασιακές διαφορές μπορεί να εμφανιστούν και να εξαφανιστούν, κάνοντας εμφανείς τις περιοχές που περιέχουν ατέλειες. Στην πράξη όμως χρησιμοποιούνται συγκεκριμένες συχνότητες για λόγους πρακτικής ευκολίας και διαθεσιμότητας των κατάλληλων συσκευών διέγερσης.

Στα πλεονεκτήματα της μεθόδου ανήκει η δυνατότητα ανίχνευσης ρωγμών που δεν ξεκινούν από την επιφάνεια του υλικού και δεν είναι δυνατόν να εντοπιστούν με τις άλλες μεθόδους τις υπέρυθρης θερμογραφίας, καθώς και ο έλεγχος μεγάλων κατασκευών σε μικρό χρονικό διάστημα. Από την άλλη βέβαια, το απαιτούμενο μηχανικό φορτίο, για την παραγωγή των ταλαντώσεων, δεν είναι πάντοτε εύκολο να επιτευχθεί.

2.5 Ηλεκτροθερμικές και ηλεκτρομαγνητοθερμικές μέθοδοι

Όπως έχουμε αναφέρει και στην εισαγωγή, η ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδος ΜΚΕ είναι στα πρώιμα στάδια έρευνας και ανάπτυξης οπότε και οι βιβλιογραφικές αναφορές που υπάρχουν είναι περιορισμένες [119,120]. Η ενεργητική υπέρυθρη θερμογραφία έχει αξιοποιήσει από πολύ νωρίς το φαινόμενο Joule για την πραγματοποίηση ΜΚΕ σε ηλεκτρολογικές κατασκευές [73]. Σε παλαιότερες δημοσιεύσεις (προ του 1985), συναντάτε η ιδέα μετρήσεως του θερμικού πεδίου αγωγίμων πλακών που διαρρέονται από δινορρεύματα, κυρίως για μέτρηση του τετραγώνου της πυκνότητας ρεύματος, J^2 . Έτσι, η μέτρηση της θερμοκρασίας με υπέρυθρη θερμογραφία γίνεται όσο διαρκεί η θέρμανση της πλάκας από τα δινορρεύματα, ούτως ώστε εάν η μεταφερόμενη δι' αγωγής θερμότητα μπορεί να αγνοηθεί σε σύγκριση με την παραγόμενη θερμότητα, η άνοδος της θερμοκρασίας είναι πρακτικά ανάλογη του J^2 . Υπό αυτές τις συνθήκες, η απεικόνιση της επιφάνειας με υπέρυθρη θερμογραφία δίδει ένα μέτρο του J^2 στην επιφάνεια [117]. Η χρήση υπέρυθρης θερμογραφίας, ως μεθόδου συμπληρωματικής των συμβατικών τεχνικών μη-καταστροφικού ελέγχου με δινορρεύματα, εξετάζεται αρχικά από τους Morjaria, Mukherjee και Moon [23,25]. Εντούτοις η πρώτη συστηματική προσπάθεια συνδυασμού των δινορρευσμάτων με την υπέρυθρη θερμογραφία ως μεθόδου ΜΚΕ άργησε να πραγματοποιηθεί.

Από τη βιβλιογραφική ανασκόπηση που πραγματοποιήσαμε η πρώτη συστηματική ερευνητική προσπάθεια που εντοπίσαμε παρουσιάζεται στα μέσα της δεκαετίας του '90

από τους Sakagami & Ogura (1994) [118]. Στηριζόμενοι στο φαινόμενο Joule οι συγκεκριμένοι ερευνητές μελέτησαν το θερμικό πεδίο που αναπτύσσεται σε αγωγίμα αντικείμενα στα οποία κυκλοφορεί συνεχές ηλεκτρικό ρεύμα και στο εσωτερικό των οποίων υπάρχει κάποια ατέλεια όπως είναι μια ρωγμή. Με τη χρήση της υπέρυθρης θερμογραφίας κατάφεραν να λάβουν θερμικές εικόνες στις οποίες η παρουσία της ρωγμής γινόταν εμφανής (Σχήμα 2.7). Η συγκεκριμένη μέθοδος όμως παρουσιάζει ένα πολύ σοβαρό μειονέκτημα. Προκειμένου να δημιουργηθεί κύκλωμα μεταξύ της γεννήτριας ρεύματος και του αντικειμένου, θα πρέπει να υπάρχει πολύ καλή φυσική επαφή των καλωδίων με το αντικείμενο. Βέβαια κάτι τέτοιο είναι αρκετά δύσκολο να επιτευχθεί χωρίς να υποστεί το αντικείμενο την παραμικρή ζημιά (πχ. τοπικό λιώσιμο, διάτρηση κτλ), δεδομένου ότι απαιτείται να κυκλοφορήσουν ρεύματα της τάξης των 1000 A και άνω.

Σχήμα 2.7: (α) Πειραματική διάταξη εντοπισμού κεντρικής ρωγμής (A) με τη χρήση συνεχούς ρεύματος, (β) Θερμική εικόνα. [118]

Έτσι γεννήθηκε η ιδέα της επαγωγική θέρμανσης, η οποία σε συνδυασμό με την υπέρυθρη θερμογραφία θα μπορούσαν να αποτελέσουν μια σύγχρονη μέθοδο ΜΚΕ. Η συγκεκριμένη μέθοδος ερευνήθηκε και προτάθηκε σε διαφορετικές χρονικές στιγμές από τους Siakavellas (1999) [119] και Sakagami & Kubo (2001) [120], με τον κάθε ερευνητή να ακολουθεί διαφορετική προσέγγιση στην εφαρμογή της μεθόδου. Η ουσιαστική διαφορά της μεθόδου των δύο ερευνητών έγκειται στο χρονικό διάστημα που εντοπίζονται οι ρωγμές.

Συγκεκριμένα ο Siakavellas [119] μελετά αριθμητικά το θερμικό πεδίο που αναπτύσσεται σε λεπτές αγωγίμες πλάκες τόσο κατά την διάρκεια της επαγωγικής τους θέρμανσης από ομοιογενή μαγνητικά πεδία, όσο και κατά την διάρκεια της ψύξης τους, και επιπλέον διερευνά αριθμητικά πως επηρεάζεται το θερμικό πεδίο από την παρουσία ρωγμών σε διάφορες θέσεις στις πλάκες. Από την αριθμητική διερεύνηση που πραγματοποιείται προκύπτει ότι ο εντοπισμός των ρωγμών δεν περιορίζεται μόνο κατά τη

διάρκεια της επαγωγικής θέρμανσης της πλάκας από τα δινορρεύματα, αλλά και κατά το χρονικό διάστημα διάχυσης της θερμότητας λόγω αγωγής. Έτσι η μέθοδος δεν περιορίζεται σε ρωγμές που βρίσκονται εντός της εμβέλειας θέρμανσης του πηνίου, αλλά και αρκετά μακρύτερα από αυτό. Τα πρώτα αποτελέσματα της αριθμητικής διερεύνησης είναι ενθαρρυντικά καθώς οι θερμοκρασιακές διαφορές που αναπτύσσονται στις ρωγμές μπορούν εύκολα να εντοπιστούν μέσω της υπέρυθρης θερμογραφίας.

Από την άλλη οι Sakagami & Kubo [120] επικεντρώνονται εξ αρχής στην πειραματική διερεύνηση της μεθόδου. Από πειράματα που πραγματοποιούν αποδεικνύεται ότι η μέθοδος είναι πρακτικά εφαρμόσιμη. Για να αυξήσουν την ευαισθησία της μεθόδου χρησιμοποιούν την τεχνική της συγχρονισμένης υπέρυθρης θερμογραφίας (§2.4.4) και εντοπίζουν τις ρωγμές μέσω των διαγραμμάτων του πλάτους και της διαφοράς φάσεως. Από τα αποτελέσματα είναι προφανές ότι η ευαισθησία της μεθόδου βελτιώνεται αρκετά σε τέτοιο σημείο που να είναι δυνατόν ο εντοπισμός ρωγμής μήκους 10 mm σε πλάκες αλουμινίου (Σχήμα 2.8) και 3 mm σε πλάκες χάλυβα. Τα πειράματα τους όμως περιορίζονται στον εντοπισμό ρωγμών μόνο κατά τη διάρκεια της επαγωγικής θέρμανσης της πλάκας, με αποτέλεσμα η εμβέλεια της μεθόδου στον εντοπισμό ρωγμών να είναι αρκετά περιορισμένη. Αργότερα οι Busse & Riegert (2005) [121] θα χρησιμοποιήσουν την ίδια τεχνική σε σύνθετα υλικά, τα οποία είναι ηλεκτρικά αγώγιμα, και θα καταφέρουν να εντοπίσουν ρωγμές και διαστρωματικές αποκολλήσεις μεταξύ των σύνθετων επιφανειών του υλικού.

Η πρακτική εφαρμογή της μεθόδου στο ΜΚΕ θα επισημανθεί στη συνέχεια και από άλλους ερευνητές (Oswald, Zenzinger et al.) παρουσιάζοντας ο καθένας το δικό του ερευνητικό έργο. Ο Oswald [122,123] χρησιμοποιεί τη μέθοδο για τον εντοπισμό ρωγμών σε φύλλα από ανοξείδωτο χάλυβα και συγκρίνει τα θεωρητικά με τα πειραματικά αποτελέσματα τα οποία συγκλίνουν σε πολύ μεγάλο βαθμό (Σχήμα 2.9). Τέλος ο Zenzinger περιορίζεται καθαρά στην πρακτική εφαρμογή της μεθόδου και σε συνεργασία με άλλους ερευνητές (Bamberg, Satzger, Nutz & Dumm) μελετά κυρίως αεροπορικά δοκίμια για την ύπαρξη ρωγμών σε αυτά. Χρησιμοποιώντας τη θερμογραφία παλμού [124] και την ανάλυση Fourier σε μία σειρά θερμογραφικών εικόνων [125,126], εντοπίζει σε πραγματικά λειτουργικά δοκίμια ρωγμές και άλλες ατέλειες (Σχήμα 2.10), αποδεικνύοντας σε μεγάλο βαθμό την πρακτική εφαρμογή της μεθόδου στις αεροπορικές κατασκευές.

(a) Amplitude (R -image) (b) Phase delay (Θ -image)

Σχήμα 2.8: Διαγράμματα πλάτους και διαφορά φάσεως που προκύπτουν από τη συγχρονισμένη θερμογραφία σε πλάκα αλουμινίου πάχους 0.5 mm, η οποία περιέχει ρωγμή μήκους 10 mm [120].

Σχήμα 2.9: Εντοπισμός ρωγμής σε φύλλο χάλυβα μέσω: (α) αριθμητικής διερεύνησης, (β) πειραματικής διαδικασίας [123].

Σχήμα 2.10: Εντοπισμός ρωγμής σε πτερύγιο τουρμπίνας μέσω του διαγράμματος φάσης [126].

2.6 Βιβλιογραφικές αναφορές

2.6.1 Βιβλιογραφικές αναφορές για τα δινορρεύματα

- [1] Krawczyk, A. and Tegopoulos, J. A. (1993). *Numerical Modelling of Eddy Currents*. Oxford Press, New York.
- [2] Field, A.B. (1905). *Eddy current in large slot wound conductors*. AIEE, pp. 761-788.
- [3] Schwenkhagen, H. F. (1927). *Untersuchung uber Stromverdrangung in rechteckigen Querschnitten*. Archiv für Elektrotechnik, 17 (6), pp. 537-589.
- [4] Gross, H. G. (1940). *Die Berechnung der Stromverteilung in zylindrischen Leitern mit rechteckigen und elliptischen Querschnitt*. Archiv für Elektrotechnik, 68 (2), pp. 85-92.
- [5] Dodd, C.V., Deeds, W. E. (1968). *Analytical solutions to eddy-current probe-coil problems*. Journal of applied physics, Vol. 39(6), pp. 2829-2838.
- [6] Dodd, C.V., Cheng, C.C., Deeds, W. E. (1973). *Induction coil coaxial with an arbitrary number of cylindrical conductors*. Journal of applied physics, Vol. 39(6), pp. 638-647.
- [7] Lameraner, J. and Stafl, M. (1986). *Eddy currents*. Ilife, London.
- [8] Stoll, R. L. (1974). *The analysis of eddy currents*. Clarendon Press. Oxford.
- [9] Tegopoulos, J. A. and Kriezis, M. (1985). *Eddy currents in linear conducting media*. Elsevier, Amsterdam.
- [10] Mey, G. De. (1974). *A method for calculating eddy currents in plates of arbitrary geometry*. Archiv für Elektrotechnik 56 (3), pp. 137-140.
- [11] Horoszko, E. (1975). *Induction heating of flat objects*. Archiv für Elektrotechnik 57 (3), pp. 133-143.
- [12] Krakowski M. (1983). *Eddy currents in a metallic disk and axial force on it due to suddenly applied magnetic field*. Archiv für Elektrotechnik 65, pp. 11—13..
- [13] Krakowski, M. (1982). *Eddy-current losses in thin circular and rectangular plates*. Archiv für Elektrotechnik 64 (6), pp. 307-311.
- [14] Prechtel, A and Haas, A. (1983). *Some comments on the paper "eddy-current losses in thin circular and rectangular plates"*. Archiv für Elektrotechnik 66 (4), pp. 231-232.
- [15] Poltz, J. (1983). *On eddy currents in thin plates*, Archiv für Elektrotechnik 66 (4), pp. 225-229.
- [16] Tegopoulos, J.A. and Papadopoulos (1974). M. *Eddy current distribution and losses in solid plates due to parallel current filaments, Part I: Plates of one side*. IEEE Power Summer Meeting, C74-4693.
- [17] Tegopoulos, J.A. and Papadopoulos (1974). M. *Eddy current distribution and losses in solid plates due to parallel current filaments, Part II: Plates of both sides*. IEEE Power Summer Meeting, C74-470-1.
- [18] Kriezis, E. E. and Xypteras, J. (1979). *Eddy current distribution and loss in a semi-infinite conducting space due to a vertical current loop*. ETZ – Archiv., H. 7.
- [19] Kriezis, E. E. and Tsaknakis, H. J. (1981). *Transient electromagnetic fields due to a circular current loop perpendicular or parallel to a conducting half-space*. Archiv für Elektrotechnik 65 (1-2), pp. 49-55.
- [20] Kriezis, E. E. and Tsaknakis, H. J. (1982). *Field Distribution Due to a Circular Current Loop Placed in an Arbitrary Position above a Conducting Plate*. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing GE-23 (6), pp. 834-840.
- [21] Yang, Z.J. and Hull, J.R. (1999). *Magnetic fields of cylindrical coils*. International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics 10 (4), pp. 351-367.
- [22] Theodoulidis, T. (2005). *Analytical model for tilted coils in Eddy-Current nondestructive inspection*. IEEE Transactions on Magnetics, 41 (9). pp 2447-2454.
- [23] Morjaria, M. A., Mukherjee, S., & Moon, F. C. (1982). *A boundary integral method for eddy current flow around cracks in thin plates*. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 18 (2), pp. 467-472.

- [24] Morjaria, M., Moon, F., & Mukherjee, S. (1982). *Eddy currents around cracks in thin plates due to a current filament*. Electric machines and electromechanics, 7 (1), pp 57-71.
- [25] Mukherjee, S., Morjaria, M. A., & Moon, F. C. (1982). *Eddy currents flows around cracks in thin plates for nondestructive testing*. Journal of Applied Mechanics. Transactions ASME, 49 (2), pp 389-395.
- [26] Hui, C. Y. & Ruina, A. (1982). *Eddy current flow near cracks in thin plates*. Journal of Applied Mechanics. Vol. 52, pp. 841-846.
- [27] Albanese, R., Rubinacci, G., & Villone, F. (1999). *An integral computational model for crack simulation and detection via eddy currents*. Journal of Computational Physics, 152 (2), pp 736-755.
- [28] Siakavellas, N. J. (2000). *A proposal for magneto-thermal NDT in thin conducting materials*. In D.V Hemelrijck. A. Anastasopoulos, T. Philippidis (eds), Emerging Technologies in NDT, Rotterdam, Balkemia, pp. 179-186.
- [29] Siakavellas, N. J. (2004). *Relaxation times in magneto-thermal NDT*. In D.V Hemelrijck. A. Anastasopoulos, N. Melanitis (eds), Emerging Technologies in NDT, A.A. Balkeam, Lisse, Netherlands, pp. 225-231.
- [30] Krawczyk, A. (1980). *Unidimensional transient electromagnetic field in a double layer conductive medium*. Prace Instytutu Electrotechniki, 28 (113), pp. 21-31.
- [31] Krawczyk, A. (1986). *The calculation of transient eddy currents by means of the boundary element method*. In: Boundary elements VIII (ed. M. Tanaka and C. Brebbia). Computational Mechanics Publication, Springer, Berlin.
- [32] Krawczyk, A. (1988). *The BEM analysis of transient skin effect in slot of electrical machine*. In proceedings on ICEM' 88. Pisa.
- [33] Krawczyk, A. (1990). *The BEM analysis of transient eddy currents in non-homogenous regions*. In: Boundary elements in mechanical and electrical engineering. Computational Mechanics Publications, Southampton.
- [34] Biro, O. & Preis, K. (1989). *On the use of the magnetic vector potential in the finite-element analysis of three-dimensional eddy currents*. IEEE Transactions on Magnetics, 25 (4), pp. 3145-3159.
- [35] Biro, O., Preis, K. & Renhart, W. (1989). *Finite element analysis of 3D multiply connected eddy current problems*", IEEE Transactions on Magnetics. 25 (5), pp. 4009-4011.
- [36] Biro, O., Preis, K., Renhart, W., Vrisk, G. & Richter, K.R. (1993). *Computation of 3-D current driven skin effect problems using a current vector potential*. IEEE Transactions on Magnetics, 29 (2), pp. 1325-1328.
- [37] Biro, O., Preis, K., Vrisk, G. & Richter, K.R. (1993). *Computation of 3-D magnetostatic fields using a reduced scalar potential*. IEEE Transactions on Magnetics, 29 (2), pp. 1329-1332.
- [38] Biro, O., Preis, K. & Richter, K.R. (1995). *Various FEM formulations for the calculation of transient 3d eddy currents in nonlinear media*. IEEE Transactions on Magnetics, 31 (3), pp. 1307-1312.
- [39] Biro, O. & Preis, K. (2000). *An edge finite element eddy current formulation using a reduced magnetic and a current vector potential*. IEEE Transactions on Magnetics, 36 (5), pp. 3128-3130.
- [40] Biro, O., Preis, K., Vrisk, G. & Richter, K.R. 1993. *Computation of 3-D magnetostatic fields using a reduced scalar potential*. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 29, no. 2, pp. 1329-1332.
- [41] Preis, K., Biro, O., Dyczij-Edlinger, R., Richter, K.R., Badics, Z., Riedler, H. & Stogner, H. 1994. *Application of FEM to coupled electric, thermal and mechanical problems*, IEEE Transactions on Magnetics 30 (5 pt 2), pp. 3316-3319 .
- [42] Carpenter, C.J. (1977). *Comparison of alternative formulations of 3-dimensional magnetic-field and eddy-current problems at power frequencies*. Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, 124 (11), pp. 1026-1034.
- [43] Albanese, R. & Rubinacci, G. (1987). *Solution of three dimensional eddy current problems by integral and differential methods*. IEEE Transactions on Magnetics, 24 (1), pp. 98-101.

- [44] Bossavit, A. (1988). *Whitney forms: A class of finite elements for three-dimensional computations in electromagnetism*. IEE Proceedings A: Physical Science. Measurement and Instrumentation. Management and Education. Reviews, Vol. 135 pt A (8), pp. 493-500.
- [45] Matsuoka, F. & Kameari, A. (1987). *Calculation of three dimensional eddy current by FEM-BEM coupling method*. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 24 (1), pp. 182-185.
- [46] COMSOL Multiphysics, COMSOL AB, Stockholm.
- [47] ANSYS, Ansys Inc., US.
- [48] Vector Fields, Vector Fields, UK.
- [49] Magnet, Infolytica Limited, UK.
- [50] Maxwell 3D, Ansoft Corporation, Pittsburg, USA.
- [51] Faraday, Integrated Engineering Software, Canada.

2.6.2 Βιβλιογραφικές αναφορές για την επαγωγική θέρμανση

- [52] Rudnev, V., Loveless, D. Cook, R. and Black, M. (2003). *Handbook of Induction Heating*. Marcel Dekker, Inc., New York.
- [53] Perkins, A. J. (1985). *Modern induction heating and heat treatment*. Metals and Materials (Institute of Metals), Vol. 1(12), pp. 747-752.
- [54] Reitz, J., Milford, F., (1967). *Foundations of electromagnetic theory*. 2nd Ed, Addison Wesley, pp. 305-307.
- [55] Mohan, N., Undeland, T.M., Robbins, W.P. (1995). *Power Electronics, Converters, Applications and Design*. John Wiley & Sons PRESS, New York, 1995.
- [56] Fairchild semiconductors, (2000). *Induction Heating System Topology Review*. Applications notes.
- [57] Dawson, F.P., Jain, Praveen (1990). *Systems for induction heating and melting applications: A comparison of load commutated inverter*. PESC Record - IEEE Annual Power Electronics Specialists Conference, pp. 281-290.
- [58] Zgraja, J., Bereza, J. (2003). *Computer simulation of induction heating system with series inverter*. COMPEL - The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering, Vol. 22 (1), pp. 48-57.
- [59] Chute, F.S., Vermeulen, F.E., Cervenak, M.R. (1981). *On the electromagnetic heating of low loss materials using induction coils*. Canadian Elec. Eng. J., Vol. 6(1), pp. 20-28.
- [60] Adler, M.S (1974). *A Field-Theoretical Approach to Magnetic Induction Heating of Thin Circular Plates*. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 10 (4), pp. 1118-1125.
- [61] Lupi, S. (1979). *Planar circular coils for induction heating*. Elektrowaerme International, Ed. B: Industrielle Elektrowaerme, Vol. 37(6), pp. 319-326.
- [62] Boadi, A., Tsuchida, Y., Todaka, T., Enokizono, M. (2005). *Designing of Suitable Construction of High-Frequency Induction Heating Coil by Using Finite-Element Method*. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 41(10), pp. 4048-4050.
- [63] Horii, M., Takahashi, N., (2000). *Investigation of Evolution Strategy and Optimization of Induction Heating Model*. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 36(4), pp. 1085-1088.
- [64] Shen, H., Yao, Z.Q., Shi, Y.J., Hu, J. (2006). *Study on temperature field induced in high frequency induction heating*. Acta Metallurgica Sinica (English Lett.), Vol. 19 (3), pp. 190-196.
- [65] Chen, S.C., Peng, H.S., Chang, J.A., Rong, W.R. (2004). *Simulation and verifications of induction heating on a mold plate*. Int. Comm. Mass and Heat Transfer, Vol. 31 (7), pp. 971-980.
- [66] Dorland, P., Van Wyk, J.D., Stielau, O.H. (2000). *On the Influence of Coil Design and Electromagnetic Configuration on the efficiency of an Induction Melting Furnace*. IEEE Transactions on Industry Applications, Vol. 36 (4), pp. 946-957.
- [67] Muller H. H. (1994). *Equipment and facilities for induction heating and annealing*. Metal Science and Heat Treatment, Vol. 36 (3-4), pp. 218-223.
- [68] Kwon, Young-Sup, Yoo, Sang-Bong, Hyun, Dong-Seok (1999). *Half-Bridge Series Resonant Inverter for Induction Heating Applications with Load-Adaptive PFM Control*

- Strategy*. Conference Proceedings - IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition 1, pp. 575-581.
- [69] Acero, J., Alonso, R. et al. (2006). *Analytical Equivalent Impedance for a Planar Circular Induction Heating System*. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 42 (1), pp. 84-86.
- [70] Runde, M., Magnusson, N. (2003). *Design, Building and Testing of a 10 kW Superconducting Induction Heater*. IEEE Transactions On Applied Superconductivity, Vol. 13 (2), pp. 1612-1615.

2.6.3 Βιβλιογραφικές αναφορές για την υπέρυθρη θερμογραφία

- [71] Gaussorgues, G., Chomet, S. (1994). *Infrared Thermography*. Springer, New York.
- [72] Kaplan, H. (1999). *Practical Applications of Infrared Thermal Sensing and Imaging Equipment, Second Edition*. Pros. Soc. Of Photo-Opt Instrumentation Eng. (SPIE), TT34.
- [73] Maldague, X. (2001). *Theory and Practice of Infrared Technology for Non Destructive Testing*. John-Wiley & Sons, New York.
- [74] Maldague, X. (2002). *Introduction to NDT by Active Infrared Thermography*. Material Evaluation 60 (9), pp 1060-1073.
- [75] DeWitt, D. P., Nutter, G.D. (1988). *Theory and Practice of Radiation Thermometry*. John Wiley, New York.
- [76] Webster, JG. (1999). *Measurement Instrumentation & Sensors Handbook*, Chapter 35: *Thermal Imaging*. CRC Press LLC, Florida.
- [77] Hurtley, TL. (1994). *Infrared techniques for electric utilities*. in Maldague XPV, ed. *Infrared Methodology and Technology*, pp. 265-317, Gordon and Breach, New York.
- [78] Vavilov, V., Demin, V. (2002). *Infrared thermographic inspection of operating smokestacks*. Infrared Physics & Technology, Vol. 43, pp. 229-232.
- [79] Gonzalez, D.A., Madruga, F.J., Quintela, M.A., Lopez-Higuera, J.M. (2005). *Defect assessment of radiant heaters using infrared thermography*. NDT&E International Vol. 38, pp. 428–432.
- [80] Bougriou, C., Bessaih, R., Gall, R., Solecki, J.C. (2004). *Measurement of the temperature distribution on a circular plane fin by infrared thermography technique*. Applied Thermal Engineering Vol. 24, pp. 813–825.
- [81] Ljungberg, S. (1994). *Infrared techniques in buildings and structures: operation and maintenance*. in Maldague XPV, ed. *Infrared Methodology and Technology*, International Advances in Nondestructive Testing Monograph Series, Chap. 6, pp. 211-252. Gordon and Breach, New York.
- [82] Li, Z., Yao, W., Lee, S., Lee, C., Yang, Z. (2000). *Application of Infrared Thermography Technique in Building Finish Evaluation*. Journal of Nondestructive Evaluation, Vol. 19 (1), pp. 11-19.
- [83] Martinez, P.L., Kempen, L., Sahli, K., Ferrer, D.C. *Improved thermal analysis of buried landmines*. (2004). IEEE Transactions of Geoscience and Remote Sensing, Vol. 42 (9), pp. 1965-1975.
- [84] Ciliberto, A., Cavaccini, G., Salvetti, O., Chimenti, M., Azzarelli, L., Bison, P.G., Marinetti, S., Freda, A., Grinzato, E. (2002). *Porosity detection in composite aeronautical structures*. Infrared Physics & Technology Vol. 43, pp. 139–143.
- [85] Cielo, P., Maldague, X., Deom, A.A., Lewak, R. (1987). *Thermographic Nondestructive Evaluation of Industrial Materials and Structures*. Materials Evaluation 45 (4), pp. 452-460
- [86] Krishnapillai, M., Jones, R., Marshall, I.H., Bannister, M., Rajic, N. (2006). *NDTE using pulse thermography: Numerical modelling of composite subsurface defects*. Composite Structures, Vol. 75, pp. 241–249.
- [87] Avdelidis, N.P., Ibarra-Castanedo, C., Maldague, X., Marioli-Riga, Z.P., Almond, D.P. (2004). *A Thermographic comparison study for the assessment of composite patches*. Infrared Physics & Technology, Vol. 45, pp. 291–299.
- [88] Carlomagno, G., Meola, C., (2002). *Comparison between thermographic techniques for frescoes NDT*. NDT&E International Vol. 35 (8), pp. 559–565.

-
- [89] Connolly, M. (1991). *A Review of Factors Influencing Defect Detection in Infrared Thermography: Applications to coated materials*. Journal of Nondestructive Evaluation, Vol. 10 (3), pp. 89-96.
 - [90] Ibarra-Castaneda, C., Gonzalez, D., Klein, M., Pilla, M. Vallerand. S., Maldague, X. (2004). *Infrared image processing and data analysis*. Infrared Physics & Technology, Vol. 46, pp. 75-83.
 - [91] Maldague, X and Marinetti, S. (1995). *Pulse phase infrared thermography*. J. Appl. Phys., Vol. 79(5), pp. 2694-2698.
 - [92] Shepard, S.M., Lhota, J.R., Ahmed, T., Rubadeux, B.A. and Wang, D. (2001). *Quantification and automation of pulsed thermographic NDE*. Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering Vol. 4336, pp. 73-78.
 - [93] Saintey, M. B. and Almond, D. P. (1996). *An artificial neural network interpreter for transient thermography image data*. NDT&E International, Vol. 30 (5), pp. 291-295.
 - [94] Avdelidis, N.P., Hawtin, B.C., Almond, D.P. (2003). *Transient thermography in the assessment of defects of aircraft composites*. NDT&E International Vol. 36, pp. 433-439.
 - [95] Avdelidis, N.P., Almond, D.P. (2004). *Transient thermography as a through skin imaging technique for aircraft assembly - modelling and experimental results*. Infrared Physics & Technology Vol. 45, pp. 103-114.
 - [96] Maclachlan-Spicer, J.W., Kerns, W.D., Aamodt, L.C., Murphy, J.C. (1991). *Time-resolved infrared radiometry (TRIR) of multilayer organic coatings using surface and subsurface heating*, in Thermosense XIII. Baird, G.S. ed., Proc. Soc. of Photo-Opt. Instrumentation Eng. (SPIE), 1467, pp 311-321.
 - [97] Meola, C., Carlomagno, G.M. and Giorleo, L. (2004). *Geometrical Limitations to Detection of Defects in Composites by Means of Infrared Thermography*. Journal of Nondestructive Evaluation, Vol. 23 (4), pp. 125-132.
 - [98] Omar, M., Hassan, M., Donohue, K., Saito, K., Aloo, R. (2006). *Infrared thermography for inspecting the adhesion integrity of plastic welded joints*. NDT&E International Vol. 39 , pp. 1-7.
 - [99] Brady, P., Kulkarni, M. (1996). *Determination of thermal diffusivity distribution for three types of materials by transient thermography*. NDT&E International Vol. 29 (4), pp. 205-211.
 - [100] Busse, G. (1979). *Optoacoustic phase angle measurement for probing metal*. Appl. Phys. Lett., Vol. 35., pp. 759-760.
 - [101] Busse, G. (1982). *Optoacoustics and photothermal material inspection techniques*. Appl. Opt., Vol. 21, pp. 107-110.
 - [102] Busse, G., Wu, D., Karpen, W., (1992). *Thermal wave imaging with phase sensitive modulated thermography*. J. Appl. Phys., Vol. 71 (8).
 - [103] Busse, G., Wu, D., (1998). *Lock-in thermography for nondestructive evaluation of materials*. Rev. Gen. Therm., Vol. 37, pp. 693-703.
 - [104] Quek, S., Almond, D., Nelson, L., Barden, T. (2005). *A novel and robust thermal wave signal reconstruction in lock-in thermography*. Measurement Science and Technology, Vol. 16 (5), pp. 1223-1233.
 - [105] Busse, G., (1980). *Photothermal Transmission Probing of a Metal*. Infrared Physics, Vol. 20 (6), pp. 419-422.
 - [106] Rantala, J., Wu, D., and Busse, G. (1995). *Amplitude-modulated Lock-in Vibrothermography for NDE of polymers and composites*. Research in Nondestructive Evaluation, Vol. 7 (4), pp. 215-228.
 - [107] Wong, B., Tui, C.G., Bai, W., Tan, P.H., Low B.S. and Tan K.S. (1999). *Thermographic evaluation of defects in composite materials*. Insight, Vol. (41), pp. 504-509.
 - [108] Meola, C., Carlomagno, G.M., Squillace, A., Giorleo, G. (2002). *Non-destructive control of industrial materials by means of lock-in thermography*. Measurement Science and Technology, Vol. 13 (10), pp. 1583-1590.
 - [109] Busse, G., Eyerer, P., (1983). *Thermal Wave Remote and Nondestructive Inspection of Polymers*. Applied Physics Letters, Vol. 43 (4), pp. 355-357.
-

- [110] Busse, G., (1994). *Nondestructive Evaluation of Polymer Materials*. NDT&E International, Vol. 27(5), pp.253-262.
- [111] Wong, Y.H., Thomas, R.L. and Hawkins, G.F. (1978). *Surface and subsurface structure of solids by laser photoacoustic spectroscopy*. Applied Physics Letters, Vol. 32, pp. 538-539.
- [112] Vergne, D. and Busse, G., (1988). *Remote Inspection of Coatings with Wave Radiometry*. Infrared Physics, Vol. 29 (2-4), pp. 839-845.
- [113] Meola, C., Carlomagno, G.M., Squillace, A. and Giorleo, L. (2004). *The use of infrared thermography for nondestructive evaluation of joints*. Infrared Physics & Technology, Vol. 46, pp. 93–99.
- [114] Meola, C., Carlomagno, G.M. and Giorleo, L. (2004). *The use of infrared thermography for materials characterization*. Journal of Materials Processing Technology, Vol. 155–156, pp. 1132–1137.
- [115] Mignona, R.B, Green, R.E., Duke, J., Henneke, G. and Reifsnider, K.L. (1981). *Thermographic investigation of high power ultrasonic heating in materials*. Ultrasonics, Vol. 7, pp. 159-163.
- [116] Tenek, L.H and Henneke, E.G. (1991). *Flaw dynamics and video-thermographic thermoelastic NDE of advanced composite materials*. Thermosense XIII, Baird, G.S. ed., Proc. Soc. Of Photo-Opt. Instrumentation Eng., Vol. 1467, pp. 252-263.

2.6.4 Βιβλιογραφικές αναφορές για ηλεκτροθερμικές και ηλεκτρομαγνητοθερμικές μεθόδους

- [117] Moon, F.C.(1984). *Magneto-Solid Mechanics*. John Wiley & Sons, Inc., New York.
- [118] Sakagami, T. and Ogura, K. (1994). *New Flaw Inspection Technique Based on Infrared Thermal Images under Joule Effect Heating*. JSME Int. Journal, Series A, Vol. 37 (4), pp. 380-388.
- [119] Siakavellas NJ. (2000). *A proposal for magneto-thermal NDT in conducting materials*. In: Hemelrijck DV, Anastassopoulos A, Philippidis T, editors. Emerging technologies in NDT. Rotterdam: Balkema, pp. 179–86.
- [120] Sakagami, T. and Kubo, S. (2001). *Development of New Crack Identification Technique Based on Near-Tip Singular Electrothermal Field Measured by Lock-in Infrared Thermography*. JSME International Journal, Series A, Vol. 44 (1), pp. 528-534.
- [121] Riegert, G., Zweschper, Th., Busse, G. (2005). *Eddy-current lockin-thermography. Method and its potential*. Journal De Physique IV: JP, pp. 587-591.
- [122] Oswald-Tranta, B., (2004). *Thermoinductive investigations of magnetic materials for surface cracks*. QIRT J., Vol. 1, pp. 33–46.
- [123] Oswald-Trada, B. (2007). *Thermo-inductive crack detection*. Nondestructive Testing and Evaluation 22 (2-3), pp. 137-153.
- [124] Zenzinger, G., Bamberg, J., Dumm, M., Nutz, P. (2005). *Crack detection using eddytherm*. AIP Conference Proceedings 760, pp. 1646-1653.
- [125] Bamberg, J., Satzger, W., Zenzinger, G. (2006). *Optimized image processing for eddy current-thermography*. AIP Conference Proceedings 820 I, pp. 708-712.
- [126] Zenzinger, G. Bamberg, J., Satzger, W., Carl, V. (2007). *Thermographic crack detection by eddy current excitation*. Nondestructive Testing and Evaluation, Vol. 22 (2-3), pp. 101-111.

Κεφάλαιο 3^ο

Ηλεκτρομαγνητικό - Θερμικό μοντέλο

3.1 Γενικά

Στο παρόν κεφάλαιο γίνεται αναλυτική περιγραφή του μαθηματικού μοντέλου που αναπτύχθηκε για την υπολογιστική διερεύνηση της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου. Στόχος του μαθηματικού μοντέλου είναι ο υπολογισμός του θερμικού πεδίου που αναπτύσσεται σε λεπτές αγώγιμες πλάκες κατά την επαγωγική θέρμανση αυτών, λαμβάνοντας υπόψη την επίδραση των ρωγμών στην κυκλοφορία του ρεύματος και στη ροή της θερμότητας.

3.2 Γενικά περί της θεωρητικής ανάλυσης του μοντέλου

Στην ανάλυση που ακολουθεί θεωρούμε ότι η πλάκα ευρίσκεται στο επίπεδο xy , ενώ ο άξονας του πηνίου είναι παράλληλος ($\theta = 0$) ή σχηματίζει γωνία θ με τον άξονα z (Σχήμα 3.1).

Σχήμα 3.1: Σύστημα συντεταγμένων και κλίση του πηνίου.

Η ανάλυση ξεκινά με τον υπολογισμό του διεγείροντος μαγνητικού πεδίου $\mathbf{B}_p$ που δημιουργείται από πηνία διαφόρων γεωμετριών στο επίπεδο της πλάκας. Από τις τρεις συνιστώσες του διεγείροντος μαγνητικού πεδίου, στην προκειμένη περίπτωση μας ενδιαφέρει μόνο η z -συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής, $B_{z,p}$ καθώς η ανάπτυξη δινορρευσμάτων στην πλάκα οφείλεται ουσιαστικά μόνο σε αυτή. Η συμβολή των συνιστωσών $B_{x,p}$ και $B_{y,p}$ στην ανάπτυξη δινορρευσμάτων είναι αμελητέα, δεδομένου ότι η πλάκα είναι λεπτή κατά την διεύθυνση z . Πράγματι, οι επιφάνειες της πλάκας στο επίπεδο yz (που είναι κάθετο στην συνιστώσα $B_{x,p}$) και στο επίπεδο xz (που είναι κάθετο στην συνιστώσα $B_{y,p}$) είναι πολύ μικρές σε σχέση με την επιφάνεια της πλάκας στο επίπεδο xy (που είναι κάθετο στην συνιστώσα $B_{z,p}$), με αποτέλεσμα η μαγνητική ροή μέσω των παράπλευρων επιφανειών να είναι σημαντικά μικρότερη σε σχέση με την μαγνητική ροή μέσω της οριζόντιας επιφάνειας της πλάκας.

Αρχικά λοιπόν υπολογίζουμε το μαγνητικό πεδίο $B_{z,p}$ σε όλη την επιφάνεια της πλάκας. Στην συνέχεια υπολογίζουμε την κατανομή των δινορρευσμάτων στην πλάκα, λαμβάνοντας υπόψη και το επαγόμενο μαγνητικό πεδίο B_s , που οφείλεται στην κυκλοφορία των δινορρευσμάτων και το οποίο έχει μόνο μία συνιστώσα ως προς τον άξονα z , καθώς η κυκλοφορία των δινορρευσμάτων περιορίζεται στο επίπεδο xy . Γνωρίζοντας πλέον την κατανομή της πυκνότητας των δινορρευσμάτων στην πλάκα υπολογίζουμε την

παραγόμενη θερμική ισχύ ανά μονάδα όγκου σε κάθε σημείο της πλάκας και τέλος υπολογίζεται το θερμικό πεδίο που αναπτύσσεται στην πλάκα τόσο κατά τη διάρκεια της θέρμανσης όσο και κατά το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί έως ότου επέλθει θερμική ισορροπία στην πλάκα.

Αν και η ανάλυση έχει χωριστεί στα τρία διαφορετικά τμήματα που περιγράψαμε, τα ηλεκτρομαγνητικά - θερμικά φαινόμενα συμβαίνουν ταυτόχρονα κατά τη διάρκεια της επαγωγικής θέρμανσης και αποτελούν στην πραγματικότητα ένα πλήρως συζευγμένο ηλεκτρομαγνητικό - θερμικό πρόβλημα: Τα δινορρεύματα αποτελούν την πηγή θερμότητας για την πλάκα (θέρμανση Joule), ενώ οι ηλεκτρικές και θερμικές παράμετροι εξαρτώνται από την θερμοκρασία. Επειδή όμως οι θερμοκρασιακές μεταβολές στην πλάκα είναι σχετικά μικρές, η ειδική ηλεκτρική αγωγιμότητα σ , η πυκνότητα ρ , η ειδική θερμοχωρητικότητα c , η θερμική αγωγιμότητα k και η θερμική διαχυτότητα $\alpha = k / \rho c$ του υλικού είναι σχεδόν ανεξάρτητες από την θερμοκρασία και θεωρούνται σταθερές σε όλη την πλάκα και αμετάβλητες με το χρόνο. Μπορούμε λοιπόν να θεωρήσουμε ότι η σύζευξη είναι ασθενής (δεδομένου ότι τα δυο φαινόμενα είναι συζευγμένα μόνον μέσω της παραγόμενης θερμικής ισχύος από τα δινορρεύματα), και να επιλύσουμε πρώτα το ηλεκτρομαγνητικό και στην συνέχεια το θερμικό μέρος του προβλήματος.

3.3 Υπολογισμός διεγείροντος μαγνητικού πεδίου

Το μαγνητικό πεδίο που χρησιμοποιούμε κατά τους υπολογισμούς μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι είτε ομοιογενές, είτε ανομοιογενές στο χώρο. Ομοιογενές μαγνητικό πεδίο είναι εύκολο να δημιουργηθεί εφόσον η πλάκα μας τοποθετηθεί στο κέντρο ενός μεγάλου σωληνοειδούς πηνίου, οπότε γνωρίζοντας την πυκνότητα της μαγνητικής ροής μπορούμε να προχωρήσουμε πλέον στον υπολογισμό των δινορρευμάτων. Από την άλλη το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από πηνία που βρίσκονται σε απόσταση από την πλάκα είναι ανομοιογενές και συνεπώς θα πρέπει να υπολογίσουμε την κατανομή της πυκνότητας της μαγνητικής ροής στην πλάκα πριν προχωρήσουμε στον υπολογισμό των δινορρευμάτων.

Για τον υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από πηνία κυκλικής και τετράγωνης γεωμετρίας θα ξεκινήσουμε με τον υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από έναν βρόχο ρεύματος. Χρησιμοποιώντας της αρχής της υπέρθεσης θα μπορέσουμε έπειτα να υπολογίσουμε το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από επιμήκη ή επίπεδα πηνία τα οποία αποτελούνται από N σπείρες όπως παρουσιάζονται στο σχήμα 3.2.

Σχήμα 3.2: Ιδεατά πηνία: (α) επίμηκες κυκλικό πηνίο, (β) επίμηκες τετράγωνο πηνίο, (γ) επίπεδο κυκλικό πηνίο, (δ) επίπεδο τετράγωνο πηνίο.

3.3.1 Μαγνητικό πεδίο κυκλικού βρόχου

Για ένα κυκλικό βρόχο ακτίνας a (Σχήμα 3.3) οι συνιστώσες της μαγνητικής επαγωγής στους άξονες r και z' υπολογίζονται από τις σχέσεις [1]:

$$B_r^c(r, z', t) = \frac{\mu I(t)}{2\pi} \frac{z'}{r} \frac{1}{\sqrt{(a+r)^2 + (z')^2}} \left[\frac{a^2 + r^2 + (z')^2}{(a-r)^2 + (z')^2} E(m) - K(m) \right] \quad (3.1)$$

$$B_z^c(r, z', t) = \frac{\mu I(t)}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(a+r)^2 + (z')^2}} \left[\frac{a^2 - r^2 - (z')^2}{(a-r)^2 + (z')^2} E(m) + K(m) \right] \quad (3.2)$$

όπου $m = 4ar / [(a+r)^2 + (z')^2]$ και $K(m)$, $E(m)$ είναι τα ελλειπτικά ολοκληρώματα πρώτου και δεύτερου είδους αντίστοιχα [1].

Σχήμα 3.3: Κυκλικός βρόχος ρεύματος ακτίνας a .

Εφόσον ο άξονας του κυκλικού βρόχου είναι κάθετος στην επιφάνεια της πλάκας (επίπεδο xy) τότε η z -συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής σε ένα σημείο (x, y) στην

επιφάνεια της πλάκας υπολογίζεται από τη σχέση (3.2), όπου $r = \sqrt{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2}$ και $z' = -z_c$, όπου x_c, y_c, z_c είναι οι συντεταγμένες της αρχής του συστήματος συντεταγμένων r - z' του κυκλικού βρόχου (Σχήμα 3.3) ως προς το σύστημα συντεταγμένων x - y - z της πλάκας.

Όταν ο άξονας z' του κυκλικού βρόχου σχηματίζει με τον άξονα z γωνία θ (Σχήμα 3.4), η z -συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής στην επιφάνεια της πλάκας μπορεί να υπολογιστεί από τις σχέσεις (3.1) και (3.2) με τη χρήση των κατάλληλων μετασχηματισμών μεταξύ των συστημάτων συντεταγμένων του κυκλικού βρόχου και της πλάκας. Έτσι η z -συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής, $B_{z,p}(x, y, t)$, σε ένα σημείο (x, y) στην επιφάνεια της πλάκας υπολογίζεται από τη σχέση:

$$B_{z,p}(x, y, t) = B_z^c(r, z', t) \cos \theta - B_r^c(r, z', t) \sin \theta \quad (3.3)$$

Ο μετασχηματισμός των συντεταγμένων από το σύστημα της πλάκας στο σύστημα του κυκλικού βρόχου γίνεται μέσω των σχέσεων:

$$\begin{aligned} z' &= -z_c \cos \theta + (x - x_c) \sin \theta \\ r &= \sqrt{(z_c \sin \theta + (x - x_c) \cos \theta)^2 + (y - y_c)^2} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Σχήμα 3.4: Κυκλικός βρόχος ρεύματος με γωνία θ ως προς τον άξονα z .

3.3.2 Μαγνητικό πεδίο ορθογώνιου βρόχου

Για ένα ορθογώνιο βρόχο ρεύματος με διαστάσεις $2a \times 2b$ (Σχήμα 3.5) οι συνιστώσες της μαγνητικής επαγωγής σε ένα σημείο (x, y, z) στον χώρο, ως προς το σύστημα συντεταγμένων x' - y' - z' του ορθογώνιου βρόχου, υπολογίζονται σύμφωνα με το νόμο των Biot-Savart από τις σχέσεις (3.5) με (3.7) [2].

Σχήμα 3.5: Ορθογώνιος βρόχος ρεύματος διαστάσεων $2a \times 2b$.

$$B_x^c(x, y, z, t) = \frac{\mu I(t)}{4\pi} \frac{z}{(x-a)^2 + z^2} \left[\frac{y+b}{\sqrt{(x-a)^2 + (y+b)^2 + z^2}} - \frac{y-b}{\sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + z^2}} \right] - \frac{\mu I(t)}{4\pi} \frac{z}{(x+a)^2 + z^2} \left[\frac{y+b}{\sqrt{(x+a)^2 + (y+b)^2 + z^2}} - \frac{y-b}{\sqrt{(x+a)^2 + (y-b)^2 + z^2}} \right] \quad (3.5)$$

$$B_y^c(x, y, z, t) = \frac{\mu I(t)}{4\pi} \frac{z}{(y+b)^2 + z^2} \left[\frac{x+a}{\sqrt{(x+a)^2 + (y+b)^2 + z^2}} - \frac{x-a}{\sqrt{(x-a)^2 + (y+b)^2 + z^2}} \right] - \frac{\mu I(t)}{4\pi} \frac{z}{(y-b)^2 + z^2} \left[\frac{x+a}{\sqrt{(x+a)^2 + (y-b)^2 + z^2}} - \frac{x-a}{\sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + z^2}} \right] \quad (3.6)$$

$$B_z^c(x, y, z, t) = \frac{\mu I(t)}{4\pi} \frac{x+a}{(x+a)^2 + z^2} \left[\frac{y+b}{\sqrt{(x+a)^2 + (y+b)^2 + z^2}} - \frac{y-b}{\sqrt{(x+a)^2 + (y-b)^2 + z^2}} \right] - \frac{\mu I(t)}{4\pi} \frac{x-a}{(x-a)^2 + z^2} \left[\frac{y+b}{\sqrt{(x-a)^2 + (y+b)^2 + z^2}} - \frac{y-b}{\sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + z^2}} \right] + \frac{\mu I(t)}{4\pi} \frac{y'+b}{(y+b)^2 + z^2} \left[\frac{x+a}{\sqrt{(x+a)^2 + (y+b)^2 + z^2}} - \frac{x-a}{\sqrt{(x-a)^2 + (y+b)^2 + z^2}} \right] - \frac{\mu I(t)}{4\pi} \frac{y'-b}{(y-b)^2 + z^2} \left[\frac{x+a}{\sqrt{(x+a)^2 + (y-b)^2 + z^2}} - \frac{x-a}{\sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2 + z^2}} \right] \quad (3.7)$$

Εφόσον ο ορθογώνιος βρόχος είναι παράλληλος προς την επιφάνεια της πλάκας (επίπεδο xy) ή ο άξονας του z' σχηματίζει γωνία θ με τον άξονα z της πλάκας τότε η z -

συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής, $B_{z,p}(x, y, t)$, σε ένα σημείο (x, y) στην επιφάνεια της πλάκας υπολογίζεται από την σχέση (3.8) με τους μετασχηματισμούς που ακολουθούν:

$$B_{z,p}(x, y, t) = B_z^c(x', y', z', t) \cos \theta - B_x^c(x', y', z', t) \sin \theta \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} x' &= z_c \sin \theta + (x - x_c) \cos \theta \\ y' &= y - y_c \\ z' &= -z_c \cos \theta + (x - x_c) \sin \theta \end{aligned} \quad (3.9)$$

όπου x_c, y_c, z_c είναι οι συντεταγμένες της αρχής του συστήματος συντεταγμένων $x' - y' - z'$ του ορθογώνιου βρόχου (Σχήμα 3.5) ως προς το σύστημα συντεταγμένων $x - y - z$ της πλάκας.

3.3.3 Χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου

Παρατηρώντας τις σχέσεις (3.1) με (3.2) και (3.5) με (3.7) διαπιστώνουμε ότι η χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου, καθορίζεται αποκλειστικά και μόνο από τη χρονική μεταβολή της έντασης του ρεύματος που κυκλοφορεί στον αντίστοιχο βρόχο. Έτσι η χρονική εξάρτηση του ρεύματος καθορίζει και τη χρονική εξάρτηση του μαγνητικού πεδίου.

Η χρονική μεταβολή του ρεύματος μπορεί να είναι:

1. *Εκθετική*, σύμφωνα με τη σχέση:

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau}$$

όπου I_0 είναι η αρχική ένταση του ρεύματος για $t = 0$ και τ η σταθερά χρόνου της εκθετικής εξασθένισης.

2. *Αρμονική* σύμφωνα με τη σχέση:

$$\begin{aligned} I(t) &= I_0 \sin \omega t \quad \text{για} \quad 0 \leq t \leq t_0 \\ I(t) &= 0 \quad \text{για} \quad t > t_0 \end{aligned} \quad (3.10)$$

όπου I_0 είναι το πλάτος της αρμονικής μεταβολής της έντασης του ρεύματος, ω η γωνιακή συχνότητα της αρμονικής μεταβολής και t_0 η χρονική στιγμή που διακόπτεται η κυκλοφορία του ρεύματος στο πηνίο.

Το μαγνητικό πεδίο που προκύπτει θα είναι αντίστοιχα:

1. *Εκθετικό*, σύμφωνα με τη σχέση:

$$B(x, y, z, t) = B_0(x, y) e^{-t/\tau} \quad (3.11)$$

όπου B_0 είναι η μαγνητική επαγωγή σε χρόνο $t = 0$ και τ η σταθερά χρόνου της εκθετικής εξασθένησης. Δεδομένου ότι το μαγνητικό πεδίο εξασθενεί εκθετικά με το χρόνο, μετά από πέντε χρονικές σταθερές ($t \geq 5\tau$) η τιμή του είναι μικρότερη από το 1% της αρχικής τιμής. Σε αυτό το διάστημα το 99.995% της ολικής ενέργειας έχει μεταφερθεί στην πλάκα. Το χρονικό διάστημα στο οποίο εξελίσσεται το ηλεκτρομαγνητικό φαινόμενο είναι κατά πολύ μικρότερο από το χρόνο που διαρκεί το φαινόμενο της θερμικής αγωγής. Μπορούμε λοιπόν χωρίς ιδιαίτερο σφάλμα να θεωρήσουμε ότι η πλάκα θερμαίνεται στιγμιαία από μία θερμική πηγή η οποία χορηγεί όλη την ενέργεια στην πλάκα στην αρχή του φαινομένου.

2. *Αρμονικό*, σύμφωνα με τη σχέση:

$$\begin{aligned} B(x, y, t) &= B_0(x, y) \sin \omega t \quad \text{για} \quad 0 \leq t \leq t_0 \\ B(x, y, t) &= 0 \quad \text{για} \quad t > t_0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

όπου B_0 είναι η μαγνητική επαγωγή και ω η γωνιακή συχνότητα με την οποία μεταβάλλεται η μαγνητική επαγωγή. Ο χρόνος θέρμανσης t_0 μπορεί να είναι αρκετά μεγάλος και να πλησιάζει σε τάξη μεγέθους το χρόνο που διαρκεί το φαινόμενο της θερμικής αγωγής.

3.4 Υπολογισμός δινορρευσμάτων

Ο υπολογισμός των δινορρευσμάτων σε ηλεκτρικά αγωγίμα υλικά πραγματοποιείται συνήθως με τη χρήση ενός μαγνητικού ή ενός ηλεκτρικού δυναμικού. Στη διεθνή βιβλιογραφία, χρησιμοποιείται κυρίως το μαγνητικό διανυσματικό δυναμικό $\mathbf{A}$ [3-8]. Η συγκεκριμένη μέθοδος όμως απαιτεί τον υπολογισμό του δυναμικού $\mathbf{A}$ εντός και εκτός του αγωγίμου υλικού και περιορίζεται μόνο σε συμμετρικά προβλήματα, εφόσον ο υπολογισμός των δυναμικών πραγματοποιείται σε δύο διαστάσεις. Για την επίλυση ενός μη συμμετρικού προβλήματος απαιτείται ο υπολογισμός του δυναμικού σε τρεις διαστάσεις, οπότε και οδηγούμαστε αναγκαστικά στη χρήση των πεπερασμένων στοιχείων. Από την άλλη, με τη χρήση του ηλεκτρικού διανυσματικού δυναμικού $\mathbf{U}$ η επίλυση του προβλήματος περιορίζεται εντός του αγωγίμου υλικού και παράλληλα είναι δυνατόν να επιλυθούν και μη-συμμετρικά προβλήματα σε δύο διαστάσεις [9-12]. Μία σύγκριση των δύο μεθόδων που στηρίζονται στο μαγνητικό και ηλεκτρικό δυναμικό έχει πραγματοποιηθεί από τον Carpenter [13]. Το συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι το ηλεκτρικό δυναμικό υπερτερεί σε προβλήματα παρόμοια με αυτά που μελετάμε εμείς, καθώς απαιτείται ο υπολογισμός του ηλεκτρικού δυναμικού μόνο εντός του αγωγίμου

υλικού και αποφεύγονται οι περίπλοκες συνοριακές συνθήκες στην περίπτωση του μαγνητικού δυναμικού. Έτσι δεδομένου ότι εμείς θα επιλύσουμε κυρίως μη συμμετρικά προβλήματα σε δύο διαστάσεις, καθώς οι ρωγμές που θεωρούμε στα δοκίμια μας καθιστούν το πρόβλημα μη συμμετρικό, θα ακολουθήσουμε τη μεθοδολογία των Mukherjee, Morjaria & Moon [9-11] και Siakavellas [14,15], που στηρίζεται στο βαθμωτό ηλεκτρικό δυναμικό u για την επίλυση του ηλεκτρομαγνητικού μέρους του μοντέλου.

Προτού προχωρήσουμε στον υπολογισμό των δινορρευμάτων κάνουμε τις εξής παραδοχές οι οποίες είναι απαραίτητες για τη θεωρητική ανάλυση που ακολουθεί:

1. Η πλάκα μας είναι ομογενής και ισότροπη οπότε η ηλεκτρική αγωγιμότητα αυτής είναι σταθερή σε όλον τον όγκο του υλικού.
2. Η πλάκα μας είναι από μη μαγνητικό υλικό οπότε και η σχετική μαγνητική διαπερατότητα αυτής είναι σταθερή ($\mu_r = \text{σταθερά}$).
3. Το ρεύμα μετατόπισης θεωρείται αμελητέο δεδομένου ότι οι συχνότητες τις οποίες χρησιμοποιούμε για την επαγωγική θέρμανση της πλάκας είναι πολύ μικρές [3].
4. Θεωρούμε ότι η πλάκα μας είναι ηλεκτρομαγνητικά λεπτή, κάτι που σημαίνει ότι το βάθος διείσδυσης δ του μεταβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου είναι πολύ μεγαλύτερο από το πάχος της πλάκας w . Το βάθος διείσδυσης του μαγνητικού πεδίου δίνεται από τη σχέση $\delta = \sqrt{2/\mu\sigma\omega}$ όπου μ είναι η μαγνητική διαπερατότητα, σ η ηλεκτρική αγωγιμότητα του υλικού της πλάκας και ω η γωνιακή συχνότητα με την οποία μεταβάλλεται το μαγνητικό πεδίο. Εφόσον λοιπόν το δ είναι αρκετά μεγαλύτερο από το πάχος της πλάκας w , μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η πυκνότητα των δινορρευμάτων είναι ομοιόμορφη σε όλο το πάχος της πλάκας.

Με βάση τις παραπάνω υποθέσεις μετατρέπουμε το νόμο του Faraday, $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$, χρησιμοποιώντας το νόμο του Ohm, $\mathbf{E} = \mathbf{J} / \sigma$ στη σχέση:

$$\nabla \times \mathbf{J} = -\sigma \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.13)$$

Όπως αναφέραμε στην § 3.2, η συμβολή των συνιστωσών $B_{x,p}$ και $B_{y,p}$ στην ανάπτυξη δινορρευμάτων είναι αμελητέα με αποτέλεσμα η z-συνιστώσα των δινορρευμάτων να είναι μηδενική ($J_z = 0$), ενώ μόνο η συνιστώσα $B_{z,p}$ του μαγνητικού πεδίου συμβάλει στην ανάπτυξη δινορρευμάτων στην πλάκα. Πράγματι, επειδή η πλάκα μας είναι ηλεκτρομαγνητικά λεπτή, ο όρος $\nabla \times \mathbf{J}$ αναπτύσσεται ως εξής:

$$\nabla \times \mathbf{J} = \begin{vmatrix} \mathbf{x} & \mathbf{y} & \mathbf{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ J_x & J_y & 0 \end{vmatrix} = -\frac{\partial J_y}{\partial z} \mathbf{x} + \frac{\partial J_x}{\partial z} \mathbf{y} + \left(\frac{\partial J_y}{\partial x} - \frac{\partial J_x}{\partial y} \right) \mathbf{z} = \left(\frac{\partial J_y}{\partial x} - \frac{\partial J_x}{\partial y} \right) \mathbf{z} \quad (3.14)$$

Από τις (3.13) και (3.14) προκύπτει:

$$\left(\frac{\partial J_y}{\partial x} - \frac{\partial J_x}{\partial y} \right) \mathbf{z} = -\sigma \frac{\partial B_z}{\partial t} \mathbf{z} \Rightarrow$$

$$\frac{\partial J_y}{\partial x} - \frac{\partial J_x}{\partial y} = -\sigma \frac{\partial B_z}{\partial t} \quad (3.15)$$

Σύμφωνα με την συνθήκη της συνέχειας του ρεύματος, ισχύει:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (3.16)$$

Αν ορίσουμε τώρα ένα ηλεκτρικό διανυσματικό δυναμικό $\mathbf{U}$ που να ικανοποιεί την εξίσωση

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{U} \quad (3.17)$$

το δυναμικό αυτό θα πρέπει να ικανοποιεί και την (3.16). Πράγματι είναι:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{U}) = 0.$$

Οι συνιστώσες J_x, J_y , της πυκνότητας ρεύματος (η συνιστώσα J_z είναι 0), εκφράζονται συναρτήσει των συνιστωσών U_x, U_y, U_z του διανυσματικού δυναμικού ως εξής:

$$\mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{U} = \begin{vmatrix} \mathbf{x} & \mathbf{y} & \mathbf{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ U_x & U_y & U_z \end{vmatrix} = \mathbf{x} \left(\frac{\partial U_z}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial z} \right) - \mathbf{y} \left(\frac{\partial U_z}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial z} \right) + \mathbf{z} \left(\frac{\partial U_y}{\partial x} - \frac{\partial U_x}{\partial y} \right)$$

$$= \hat{x}J_x + \hat{y}J_y + 0$$

Επειδή δεν έχουμε ροή ρεύματος κατά την z-διεύθυνση θα είναι: $\frac{\partial U_x}{\partial z} = 0, \frac{\partial U_y}{\partial z} = 0$, οπότε, από την (3.18) προκύπτει ότι:

$$J_x = \frac{\partial U_z}{\partial y}, \quad J_y = -\frac{\partial U_z}{\partial x}$$

Από την (3.19) διαπιστώνουμε ότι, οι δύο μη μηδενικές συνιστώσες του ρεύματος, J_x και J_y , εκφράζονται συναρτήσει της z-συνιστώσας του διανυσματικού δυναμικού $\mathbf{U}$, ενώ οι άλλες δύο συνιστώσες του δυναμικού, U_x και U_y , δεν υπεισέρχονται στην ανάλυση. Έτσι, το αρχικό τρισδιάστατο πρόβλημα μετατρέπεται σε δισδιάστατο. Αντί λοιπόν για το διανυσματικό δυναμικό $\mathbf{U}$, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε στη παρούσα ανάλυση ένα

βαθμωτό δυναμικό, $u \equiv U_z$, το οποίο στην βιβλιογραφία αναφέρεται ως *stream function* [3]. Εισάγοντας την (3.19) στην (3.15) καταλήγουμε τελικά στην παρακάτω διαφορική εξίσωση για το βαθμωτό δυναμικό u :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \sigma \frac{\partial B_z}{\partial t} = \sigma \left(\frac{\partial B_{z,p}}{\partial t} + \frac{\partial B_s}{\partial t} \right) \quad (3.20)$$

όπου το συνολικό μαγνητικό πεδίο B_z εντός της πλάκας έχει διαχωριστεί στο διεγείρον μαγνητικό πεδίο $B_{z,p}$ (ή πρωτεύον), το οποίο δημιουργείται από το πηνίο, και στο δευτερογενές μαγνητικό πεδίο B_s που οφείλεται στα δινορρεύματα. Το επαγόμενο πεδίο B_s υπολογίζεται από το νόμο των Biot-Savart σαν ολοκλήρωμα των πυκνοτήτων ρεύματος $J_x = \partial u / \partial y$ και $J_y = - \partial u / \partial x$ επί της επιφανείας της πλάκας S :

$$B_s(x, y, t) = \frac{\mu w}{4\pi} \iint_S \frac{(x-x') \frac{\partial u}{\partial x'}(x', y', t) + (y-y') \frac{\partial u}{\partial y'}(x', y', t)}{[(x-x')^2 + (y-y')^2]^{3/2}} dx' dy' \quad (3.21)$$

Συνεπώς η σχέση (3.20) γίνεται μια ολοκληρωτική - διαφορική εξίσωση για το βαθμωτό δυναμικό u . Σε περιπτώσεις που το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο μεταβάλλεται ημιτονοειδώς με το χρόνο και το βάθος διείσδυσής του είναι κατά πολύ μεγαλύτερο από το πάχος της πλάκας ($\delta > 10w$), το επαγόμενο μαγνητικό πεδίο B_s είναι πολύ μικρό σε σύγκριση με το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο $B_{z,p}$ και συνεπώς μπορεί να αγνοηθεί. Η ανάλυση τότε περιορίζεται στην ονομαζόμενη *resistance limited case* [3,19]. Η συγκεκριμένη ανάλυση αν και έχει περιορισμένο εύρος εφαρμογών μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μια πρώτης εκτίμησης των δινορρευμάτων στην πλάκα δεδομένου ότι η επίλυση της σχέσης (3.20) χωρίς το επαγόμενο μαγνητικό πεδίο απαιτεί πολύ λιγότερο υπολογιστικό χρόνο.

Οι συνοριακές συνθήκες στις πλευρές της πλάκας και της ρωγμής προκύπτουν από το γεγονός ότι η κυκλοφορία του ρεύματος πρέπει να είναι παράλληλη σε αυτές, οπότε ισχύει:

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{n} = \frac{du}{ds} = 0 \quad (3.22)$$

όπου $\mathbf{n}$ είναι το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα στις πλευρές της πλάκας (∂C_2) (Σχήμα 3.6) και της ρωγμής (∂C_1) και s το μήκος της πλευράς της πλάκας ή της ρωγμής μετρούμενο κατά την αντίθετη φορά των δεικτών του ρολογιού. Από τη σχέση (3.22) προκύπτει ότι το δυναμικό τόσο στις πλευρές της πλάκας όσο και στις πλευρές της ρωγμής πρέπει να είναι

σταθερό. Αν θεωρήσουμε ότι το δυναμικό στα άκρα της πλάκας λαμβάνει την τιμή a_1 και το δυναμικό στη ρωγμή την τιμή a_2 η σχέση (3.22) ικανοποιείται. Ο ένας από τους δύο περιορισμούς μπορεί να θεωρηθεί ίσος με το μηδέν χωρίς να επηρεαστεί η γενικότητα της λύσης. Θεωρώντας λοιπόν ότι το δυναμικό u στα άκρα της πλάκας είναι $u=0$, η άλλη σταθερά υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\oint \mathbf{J} \cdot \mathbf{t} ds = 0 \quad (3.23)$$

όπου $\mathbf{t}$ είναι το μοναδιαίο εφαπτόμενο διάνυσμα στις πλευρές της ρωγμής [9-11]. Η φυσική ερμηνεία της παραπάνω σχέσης είναι ότι η μαγνητική ροή που διέρχεται από την επιφάνεια της ρωγμής είναι μηδενική.

Σχήμα 3.6: Πλάκα με ρωγμή

Η συνάρτηση u μας επιτρέπει να υπολογίσουμε την πυκνότητα του ρεύματος $\mathbf{J}$, η οποία στη γενική περίπτωση έχει δύο συνιστώσες:

$$J_x = \frac{\partial u}{\partial y} \quad (\text{A/m}^2) \quad (\alpha), \quad J_y = -\frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{A/m}^2) \quad (\beta) \quad (3.24)$$

Η παραγόμενη θερμική ισχύς $p(x, y, t)$ ανά μονάδα όγκου από τα δινορρέυματα υπολογίζεται από τη σχέση:

$$p(x, y, t) = \frac{|\mathbf{J}|^2}{\sigma} = \frac{J_x^2 + J_y^2}{\sigma} \quad (\text{W/m}^3) \quad (3.25)$$

Ολοκληρώνοντας την παραγόμενη θερμική ισχύ στο συνολικό όγκο του υλικού $\int_V (\mathbf{J}^2 / \sigma) dV$ μπορεί να υπολογιστεί και η συνολική θερμική ισχύς P_{tot} (W) που αποδίδεται από το πηνίο στην πλάκα.

3.5 Υπολογισμός θερμικού πεδίου

Με την προϋπόθεση ότι η πλάκα μας είναι θερμικά λεπτή, οπότε η θερμοκρασία κατανέμεται ομοιόμορφα στο πάχος της πλάκας w , το φαινόμενο της θερμικής αγωγής περιορίζεται στο δισδιάστατο επίπεδο xy . Από την αρχή διατήρησης της ενέργειας σε ένα στοιχειώδη όγκο $dV = wdA$ έχουμε:

$[Ρυθμός\ μετάδοσης\ θερμότητας\ με\ αγωγή\ στο\ επίπεδο\ XY\ (dQ_t)] + [Ρυθμός\ μετάδοσης\ θερμότητας\ με\ συναγωγή\ στον\ άξονα\ Z\ (dQ_c)] + [Ρυθμός\ μετάδοσης\ θερμότητας\ με\ ακτινοβολία\ στον\ άξονα\ Z\ (dQ_r)] + [Ρυθμός\ παραγόμενης\ θερμικής\ ισχύος\ στον\ όγκο\ dV] = [Ρυθμός\ μεταβολής\ αποθηκευμένης\ ενέργειας\ στον\ όγκο\ dV]$.

Σχήμα 3.7: Διατήρηση ενέργειας στον στοιχειώδη όγκο dV .

Περιγράφοντας μαθηματικά τον κάθε όρο της παραπάνω εξίσωσης καταλήγουμε στη σχέση:

$$k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - \frac{h_1 + h_2}{w} (T - T_0) - \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sigma_{SB}}{w} (T^4 - T_0^4) + p(x, y, t) = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (3.26)$$

από την οποία υπολογίζεται η θερμοκρασιακή κατανομή στην πλάκα μας $T(x, y, t)$ σε καρτεσιανές συντεταγμένες στο επίπεδο xy . Στην παραπάνω εξίσωση k , c είναι οι συντελεστές θερμικής αγωγιμότητας και ειδικής θερμοχωρητικότητας αντίστοιχα του υλικού της πλάκας, ρ η πυκνότητα του υλικού της πλάκας, h_1 , h_2 οι συντελεστές μεταφοράς θερμότητας με συναγωγή για τις δυο πλευρές της πλάκας, ε_1 , ε_2 οι συντελεστές εκπομπής με ακτινοβολία για τις δυο πλευρές της πλάκας και σ_{SB} η σταθερά Stefan – Boltzmann ($\sigma_{SB} = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{K}^4$). Όπως αναφέραμε και νωρίτερα, θεωρούμε στην ανάλυση μας ότι οι συντελεστές α , c , ρ , k του υλικού δεν μεταβάλλονται, δεδομένου ότι οι

διαφορές θερμοκρασίας που αναπτύσσονται στην πλάκα είναι πολύ μικρές για να υπάρξει κάποια ουσιαστική μεταβολή.

Για τον υπολογισμό της μέσης τιμής των συντελεστών h_1 , h_2 για τις δυο πλευρές της πλάκας χρησιμοποιείται η προσεγγιστική σχέση:

$$h_1 + h_2 = 1.91(\Delta T / L)^{1/4} \quad (3.27)$$

που ισχύει για μεταφορά θερμότητας με φυσική συναγωγή από τις οριζόντιες επιφάνειες της πλάκας σε συνθήκες ατμοσφαιρικής πίεσης [20]. Στην παραπάνω σχέση $\Delta T = T - T_0$ και L είναι ένα χαρακτηριστικό μήκος της πλάκας. Εμείς θεωρούμε $\Delta T = (T_m - T_a) / 2$ όπου T_m είναι η μέση θερμοκρασία της πλάκας τη χρονική στιγμή t και T_a η θερμοκρασία του περιβάλλοντος. Τέλος $L = S / P$ όπου S είναι η επιφάνεια της πλάκας και P η περίμετρος της επιφάνειας της πλάκας όπως έχει προταθεί από τους (Goldstein et Al [21]) και (Loyd & Moran [22]). Θα πρέπει να επισημανθεί ότι η παραπάνω σχέση για το L ισχύει και για μη συμμετρικές πλάκες.

Για την επίλυση της διαφορικής εξίσωσης θεωρούμε ως αρχική θερμοκρασία της πλάκας τη θερμοκρασία περιβάλλοντος (T_a):

$$T(x, y, 0) = T_a \quad (3.28)$$

Εφόσον θεωρήσουμε ως θερμοκρασία περιβάλλοντος $T_a = 0^\circ \text{C}$ τότε η θερμοκρασιακή κατανομή που προκύπτει στην πλάκα, αντικατοπτρίζει άμεσα την αύξηση της θερμοκρασίας της πλάκας σε σχέση με την αρχική θερμοκρασία της πλάκας αφού ισχύει $\Delta T(x, y, t) = T(x, y, t) - T_a = T(x, y, t) - 0 = T(x, y, t)$.

Τέλος θεωρούμε ως οριακές συνθήκες στην περιφέρεια της πλάκας:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad , \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad (3.29)$$

για τις πλευρές στο επίπεδο yz και xz αντίστοιχα, δεδομένου ότι έχουμε υποθέσει ότι δεν έχουμε απώλειες θερμότητας από την περίμετρο της πλάκας, καθώς η επιφάνεια των πλευρών στα επίπεδα xz και yz είναι πολύ μικρή σε σχέση με την επιφάνεια της πλάκας στο επίπεδο xy . Επίσης όσον αφορά τη ρωγμή θεωρούμε ότι λειτουργεί σαν εμπόδιο στη διάδοση της θερμότητας και την προσεγγίζουμε με τον ίδιο τρόπο που προσεγγίζουμε και την περιφέρεια της πλάκας. Έτσι για ρωγμή παράλληλη στον άξονα x ισχύει η συνθήκη

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{ενώ για ρωγμή παράλληλη στον άξονα } y \text{ ισχύει η συνθήκη } \frac{\partial T}{\partial x} = 0.$$

3.6 Αριθμητική επίλυση του μοντέλου

Οι σχέσεις (3.20) μέχρι (3.29) συνιστούν τις εξισώσεις των ηλεκτρομαγνητικών - θερμικών προβλημάτων που πρέπει να επιλυθούν για την εύρεση της θερμοκρασιακής κατανομής $T(x,y,t)$ στην πλάκα συναρτήσει της θέσης του σημείου (x,y) και του χρόνου t . Πρωτίστως βέβαια θα πρέπει να έχουμε επιλέξει και υπολογίσει το κατάλληλο μαγνητικό πεδίο από τις σχέσεις (3.1) με (3.9). Στο σχήμα 3.8 παρουσιάζεται το διάγραμμα ροής των υπολογισμών.

Σχήμα 3.8: Διάγραμμα ροής των υπολογισμών

Η επίλυση των δύο διαφορικών εξισώσεων που περιγράφουν το ηλεκτρικό δυναμικό και το θερμικό πεδίο γίνεται με τη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών. Για τη διακριτοποίηση των διαφορικών εξισώσεων χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος των Crank – Nicholson [23] και για την επίλυση των γραμμικών αλγεβρικών εξισώσεων που προκύπτουν χρησιμοποιήθηκε η επαναληπτική μέθοδος των Gauss-Siedel

Περισσότερες πληροφορίες για την διακριτοποίηση των διαφορικών εξισώσεων με τις πεπερασμένες διαφορές και για τις μεθόδους των Crank – Nicholson και των Gauss – Siedel περιέχονται στο παράρτημα Α. Τέλος στο παράρτημα Β παρουσιάζεται εν συντομία η δομή του υπολογιστικού κώδικα που δημιουργήσαμε καθώς και οδηγίες για τη χρήση των αρχείων εισόδου και εξόδου του προγράμματος. Ο συνολικός υπολογιστικός κώδικας περιέχεται στο CD που συνοδεύει την διδακτορική διατριβή.

3.7 Επίλυση του μοντέλου με τη χρήση εμπορικού λογισμικού πακέτου

Για την επαλήθευση των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από το πρόγραμμα που αναπτύξαμε χρησιμοποιήθηκε σε πολλές περιπτώσεις το εμπορικό λογισμικό πακέτο COMSOL Multiphysics [23]. Το συγκεκριμένο λογισμικό, για τον υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου χρησιμοποιεί τη μέθοδο του διανυσματικού δυναμικού **A**, ενώ για τη διακριτοποίηση των σχέσεων χρησιμοποιεί τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων. Σε αντίθεση το δικό μας υπολογιστικό πρόγραμμα αναπτύχθηκε με βάση τη μέθοδο του ηλεκτρικού δυναμικού **U**, ενώ για τη διακριτοποίηση των σχέσεων χρησιμοποιείται η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών. Έτσι, είχαμε τη δυνατότητα να επιλύσουμε το ίδιο πρόβλημα με δυο εντελώς διαφορετικές μεθόδους, και να ελέγξουμε την εγκυρότητα των υπολογισμών μας. Τα αποτελέσματα από τη σύγκριση των λύσεων που προέκυπταν από τα προγράμματα ήταν πολύ ενθαρρυντικά, καθώς σε όλες τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν, η διαφορά των αποτελεσμάτων ήταν πολύ μικρή με το μέσο όρο της διαφοράς να κυμαίνεται στο 2-3%. Συνεπώς ήμασταν σίγουροι ότι οι υπολογισμοί που γίνονταν με το υπολογιστικό πρόγραμμα που αναπτύξαμε ήταν ακριβείς.

Στη συνέχεια λοιπόν θα κάνουμε μια σύντομη παρουσίαση του λογισμικού πακέτου COMSOL Multiphysics, της διαδικασίας που ακολουθείται για την επίλυση του ηλεκτρομαγνητοθερμικού προβλήματος καθώς και των σχέσεων που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό των διαφόρων μεγεθών που μας ενδιαφέρουν όπως είναι η πυκνότητα των δινορρευσμάτων, η πυκνότητα της επαγόμενης θερμικής ισχύος και το αναπτυσσόμενο θερμικό πεδίο στην πλάκα.

3.7.1 Μεθοδολογία επίλυσης

Για την επίλυση του εκάστοτε προβλήματος με το πρόγραμμα COMSOL Multiphysics η διαδικασία είναι η εξής. Θεωρείται ένας όγκος ελέγχου μέσα στον οποίο σχεδιάζεται σε τρεις διαστάσεις η πλάκα μαζί με το πηνίο που πρόκειται να χρησιμοποιηθεί για τη διέγερση της πλάκας (Σχήμα 3.9). Στην περίπτωση που για τη διέγερση της πλάκας χρησιμοποιείται ομοιογενές μαγνητικό πεδίο, τότε σχεδιάζουμε ένα μακρόστενο όγκο με διατομή αντίστοιχης αυτής του μαγνητικού πεδίου και με ύψος ίδιο με το ύψος του όγκου ελέγχου, εντός του οποίου θεωρούμε ότι μαγνητικό πεδίο είναι ομοιογενές. Έπειτα ορίζονται οι ηλεκτρικές και μαγνητικές ιδιότητες του υλικού της πλάκας, του πηνίου και του όγκου ελέγχου (ιδιότητες κενού) καθώς και οι κατάλληλες οριακές και αρχικές συνθήκες. Τέλος ο όγκος ελέγχου διακριτοποιείται με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων και πλέον προχωράμε στον υπολογισμό των διαφόρων μεγεθών που μας ενδιαφέρουν, επιλύοντας τις σχέσεις που περιγράφουν το πρόβλημα μας και στις οποίες θα αναφερθούμε παρακάτω.

Σχήμα 3.9: (α) Πλάκα και πηνίο εντός του όγκου ελέγχου, (β) Διακριτοποίηση της πλάκας και του πηνίου με χρήση των πεπερασμένων στοιχείων.

3.7.2 Υπολογισμός ηλεκτρομαγνητικού πεδίου

Για τον υπολογισμό του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου χρησιμοποιείται από το λογισμικό πακέτο η γενική σχέση:

$$(j\omega\sigma - \omega^2\epsilon_0)\mathbf{A} + \nabla \times (\mu_0^{-1}\nabla \times \mathbf{A}) + (\sigma + j\omega\epsilon_0)\nabla V = \mathbf{J}^e \quad (3.30)$$

όπου:

ω : η γωνιακή συχνότητα με την οποία μεταβάλλεται το μαγνητικό πεδίο (rad/s)

σ : η ηλεκτρική αγωγιμότητα του κενού ή του υλικού σε κάθε περιοχή. (S/m)

ϵ_0 : η διηλεκτρική σταθερά του κενού ($\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m)

μ_0 : η μαγνητική διαπερατότητα του κενού ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$)

J^e : η εξωτερικά επιβαλλόμενη πυκνότητα ρεύματος (A/m²). Στην περίπτωση μας ισοδυναμεί με την πυκνότητα του ρεύματος που κυκλοφορεί στο πηνίο.

Η παραπάνω σχέση προκύπτει ως εξής. Ξεκινώντας από το νόμο του Ampere έχουμε:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{J}^e + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.31)$$

Χρησιμοποιώντας τον ορισμό των δυναμικών

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (3.32)$$

και θεωρώντας ότι τα πεδία μεταβάλλονται αρμονικά με το χρόνο έχουμε

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \Rightarrow \mathbf{H} = \mu_0^{-1} \nabla \times \mathbf{A} \quad (3.33)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\nabla V - j\omega \mathbf{A} \quad (3.34)$$

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -j\omega \epsilon_0 \nabla V + \omega^2 \epsilon_0 \mathbf{A} \quad (3.35)$$

Αντικαθιστώντας τις σχέσεις (3.32) με (3.35) στην (3.31) καταλήγουμε στη γενική σχέση (3.30), η οποία στη δική μας περίπτωση που δεν έχουμε εξωτερικό δυναμικό γίνεται:

$$(j\omega\sigma - \omega^2\epsilon_0)\mathbf{A} + \nabla \times (\mu_0^{-1} \nabla \times \mathbf{A}) = \mathbf{J}^e \quad (3.36)$$

Για την πλήρη περιγραφή του προβλήματος οι συνοριακές συνθήκες που χρησιμοποιούνται είναι:

- η συνέχεια της εφαπτομενικής συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου $\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \mathbf{0}$ στις διεπιφάνειες εντός του όγκου ελέγχου,
- ο καθορισμός της εφαπτομενικής συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια του όγκου ελέγχου, $\mathbf{n} \times \mathbf{H} = \mathbf{n} \times \mathbf{H}_0$, όταν χρησιμοποιείται ομοιογενές μαγνητικό πεδίο
- ή ο μηδενισμός της εφαπτομενικής συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου στην εξωτερική επιφάνεια του όγκου ελέγχου, $\mathbf{n} \times \mathbf{H} = \mathbf{0}$, στην περίπτωση που το μαγνητικό πεδίο δημιουργείται από πηνίο.

Η πυκνότητα του ρεύματος $\mathbf{J}$ υπολογίζεται από τη συνάρτηση $\mathbf{A}$ και έχει τρεις συνιστώσες:

$$J_x = -j\omega\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x}, \quad J_y = -j\omega\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial y}, \quad J_z = -j\omega\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} \quad (3.37)$$

από τις οποίες η z-συνιστώσα (J_z) ουσιαστικά είναι μηδενική. Τέλος η πυκνότητα της θερμικής ισχύος υπολογίζεται από τη σχέση:

$$Q = \frac{J_x^2 + J_y^2}{\sigma} \quad (3.38)$$

3.7.3 Υπολογισμός θερμικού πεδίου

Για τον υπολογισμό του θερμικού πεδίου χρησιμοποιείται η σχέση:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (k \nabla T) = Q \quad (3.39)$$

όπου Q είναι η επαγόμενη θερμική ισχύς στην πλάκα και δίνεται από τη σχέση (3.38). Στην άνω και κάτω επιφάνεια της πλάκας θεωρούμε ότι έχουμε μετάδοση θερμότητας με συναγωγή οπότε χρησιμοποιείται η συνοριακή συνθήκη:

$$-\mathbf{n} \cdot (-k \nabla T) = h(T_a - T) \quad (3.40)$$

όπου ο συντελεστής θερμικής μεταφοράς h υπολογίζεται σύμφωνα με τη σχέση (3.27). Στις υπόλοιπες πλευρές τις πλάκας θεωρούμε ότι δεν έχουμε μετάδοση θερμότητας με συναγωγή, οπότε και χρησιμοποιείται η παραπάνω συνοριακή συνθήκη όπου $h = 0$. Τέλος θεωρούμε ότι η αρχική θερμοκρασία της πλάκας είναι ίση με τη θερμοκρασία περιβάλλοντος (T_a).

3.8 Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] Yang, Z.J. and Hull, J.R. (1999). *Magnetic fields of cylindrical coils*. International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics 10 (4), pp. 351-367.
- [2] Tsopelas, N. & Siakavellas, N. J. (2007). *Performance of circular and square coils in electromagnetic-thermal non-destructive inspection*. NDT&E International, Vol. 40, pp. 12–28.
- [3] Krawczyk, A. & J. Tegopoulos 1993. *Numerical Modelling of Eddy Currents*, Oxford: Clarendon.
- [4] Dodd, C.V. & Deeds, W.E. (1968). *Analytical Solutions to Eddy-Current Probe-Coil Problems*. Journal of Applied Physics, vol. 39(6), pp 2829-2838.
- [5] Dodd, C.V., Cheng, C.C. & Deeds, W.E. (1974). *Induction Coils Coaxial with an arbitrary number of cylindrical conductors*. Journal of Applied Physics, vol. 45 (2), pp 638-647.
- [6] Adler, M.S. (1974). *A Field-Theoretical Approach to Magnetic Induction Heating of Thin Circular Plates*. IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 10 (4), pp 1118-1125.
- [7] Hurley, H.G & Kassakian, J.G. (1979). *Induction Heating of Circular Ferromagnetic Plates*. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 15 (3), pp 1174-1181.
- [8] Namjoshi, K.V. & Biringer, P.P. (1990). *Multiple conductor induction problem: Analytical approach*. Journal of Applied Physics, Vol. 67 (9), pp 4732-4734.
- [9] Morjaria, M. A., Mukherjee, S., & Moon, F. C. (1981). *Boundary integral method for eddy current flow around cracks in thin plates*. IEEE Transactions on Magnetics, MAG 18 (2), pp. 467-472.
- [10] Mukherjee, S., Morjaria, M. A., & Moon, F. C. (1982). *Eddy currents flows around cracks in thin plates for nondestructive testing*. Journal of Applied Mechanics. Transactions ASME, 49 (2), pp 389-395.
- [11] Morjaria, M., Moon, F., & Mukherjee, S. (1982). *Eddy currents around cracks in thin plates due to a current filament*. Electric machines and electromechanics, 7 (1), pp 57-71.
- [12] Hui, C. Y. & Ruina, A. (1982). *Eddy current flow near cracks in thin plates*. Journal of Applied Mechanics. Vol. 52, pp. 841-846.
- [13] Carpenter, C.J. (1977). *Comparison of Alternative Formulations of Three-Dimensional Magnetic Field and Eddy Current Problems at Power Frequencies*. Proceedings of the IEE, Vol. 124 (11), pp. 66-74.
- [14] Siakavellas, N. J. (2000). *A proposal for magneto-thermal NDT in thin conducting materials*. In D.V Hemelrijck. A. Anastasopoulos, T. Philippidis (eds), Emerging Technologies in NDT, Rotterdam, Balkemia, pp. 179-186.
- [15] Siakavellas, N. J. (2004). *Relaxation times in magneto-thermal NDT*. In D.V Hemelrijck. A. Anastasopoulos, N. Melanitis (eds), Emerging Technologies in NDT, A.A. Balkeam, Lisse, Netherlands, pp. 225-231.
- [16] Lupi, S. (1979). *Planar circular coils for induction heating*. Elektrowaerme International, Ed. B: Industrielle Elektrowaerme, Vol. 37(6), pp. 319-326.
- [17] Carpenter, C.J. (1977). *Comparison of Alternative Formulations of Three-Dimensional Magnetic Field and Eddy Current Problems at Power Frequencies*. Proceedings of the IEE, Vol. 124 (11), pp. 66-74.
- [18] Theodoulidis, T. (2005). *Analytical model for tilted coils in Eddy-Current nondestructive inspection*. IEEE Transactions on Magnetics, 41 (9). pp 2447-2454.

- [19] Yuan, K.Y. (1981). *Finite element analysis of magnetoelastic plate problems*. Dept. of Structural Engineering, Report No. 81-4, Cornell University.
- [20] Holman, J.P. (1992). *Heat Transfer*. London, McGraw Hill.
- [21] Goldstein, R.J., Sparrow, E.M. & Jones, D.C. (1973). *Natural convection mass transfer adjacent to horizontal plates*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 16, pp. 1025-1035.
- [22] Lloyd, J.R. & Morgan, W.R. (1974). Natural convection adjacent to horizontal surface of various platforms. ASME Paper 74-WA/HT-66.
- [23] Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P. (1992). *Numerical recipes in FORTRAN*. Cambridge, New York.
- [24] COMSOL Multiphysics, COMSOL AB, Stockholm.

Κεφάλαιο 4^ο

Εμβέλεια πηνίου στην ανίχνευση ρωγμών σε άπειρες και πεπερασμένες πλάκες

4.1 Γενικά

Στο παρόν κεφάλαιο γίνεται μία πρώτη αριθμητική διερεύνηση την αποτελεσματικότητας της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου σε μη-καταστροφικό έλεγχο λεπτών αγωγίμων πλακών. Μελετάται η βέλτιστη απόσταση του πηνίου από την πλάκα για ΜΚΕ και γίνεται εκτίμηση της εμβέλειας του πηνίου στην ανίχνευση ρωγμών τόσο σε άπειρες όσο και σε πεπερασμένες πλάκες.

4.2 Εμβέλεια πηνίου σε άπειρη πλάκα

4.2.1 Μαγνητικό πεδίο, πυκνότητα ρεύματος και θερμικής ισχύος

Πρώτο μας μέλημα κατά την εφαρμογή της μεθόδου ήταν η επιλογή της βέλτιστης απόστασης μεταξύ πηνίου και πλάκας, ώστε να μεγιστοποιηθεί η εμβέλεια του πηνίου στον εντοπισμό ρωγμών. Χρησιμοποιώντας πηνία διαφόρων διαστάσεων με τη μορφή ενός κυκλικού βρόχου ρεύματος, μελετήσαμε αρχικά πως μεταβάλλεται η κατανομή της επαγόμενης θερμικής ισχύος σε μια πλάκα πάχους $w = 1 \text{ mm}$ σε συνάρτηση με την απόσταση του πηνίου από την πλάκα (Σχήμα 4.1). Το υλικό της πλάκας είναι αλουμίνιο. Οι ηλεκτρομαγνητικές και θερμικές του ιδιότητες παρουσιάζονται στον πίνακα 4.1. Το ρεύμα που κυκλοφορεί στα πηνία μεταβάλλεται ημιτονοειδώς με το χρόνο σύμφωνα με τη σχέση:

$$I(t) = I_0 \sin(2\pi ft) \quad (4.1)$$

όπου $f = 50 \text{ Hz}$. Το βάθος διείσδυσης του μαγνητικού πεδίου είναι $\delta = \sqrt{2/\mu\sigma\omega} = 12 \text{ mm}$, δηλαδή είναι πολύ μεγαλύτερο από το πάχος της πλάκας ($w = 1 \text{ mm}$), οπότε και η υπόθεση της ηλεκτρομαγνητικά λεπτής πλάκας που έχουμε θεωρήσει στην ανάλυση του ηλεκτρομαγνητικού – θερμικού μοντέλου ισχύει.

Σχήμα 4.1: Σύστημα συντεταγμένων και απόσταση z του κυκλικού βρόχου από την πλάκα.

Πίνακας 4.1: Ηλεκτρομαγνητικές και θερμικές ιδιότητες αλουμινίου

Ιδιότητα	Σύμβολο	Τιμή	Μονάδες
Ηλεκτρική αγωγιμότητα	σ	3.5×10^7	S/m
Μαγνητική διαπερατότητα	$\mu \approx \mu_0$	$4\pi \times 10^{-7}$	N / A ²
Θερμική αγωγιμότητα	k	204	W/(m·K)
Ειδική θερμοχωρητικότητα	c	896	J/Kg
Θερμική διαχυτότητα	α	8.418×10^{-5}	m ² /s

Από την αριθμητική διερεύνηση που πραγματοποιήσαμε καταλήξαμε στα εξής συμπεράσματα. Όταν το πηνίο τοποθετηθεί πολύ κοντά στην πλάκα ($z = 1 \text{ mm}$), το μαγνητικό πεδίο είναι έντονα ανομοιογενές με μεγάλη ένταση σε μία στενή δακτυλιοειδή περιοχή κάτω από την περίμετρο του πηνίου (Σχήμα 4.2α). Η αριθμητική διερεύνηση έδειξε ότι αυτή η έντονη ανομοιογένεια του μαγνητικού πεδίου έχει ως αποτέλεσμα την έντονα ανομοιογενή θέρμανση του δοκιμίου (Σχήμα 4.4α) και όπως θα δούμε στη συνέχεια περιορίζει σε μεγάλο βαθμό την εμβέλεια του πηνίου στον εντοπισμό ρωγμών (Πίνακες 4.2 και 4.3). Εξ άλλου, όταν το πηνίο απέχει από την επιφάνεια της πλάκας απόσταση ίση με

Σχήμα 4.2: Διακύμανση της z -συνιστώσας της μαγνητικής επαγωγής στην επιφάνεια της πλάκας δημιουργούμενη από πηνίο διαμέτρου 40 mm, ευρισκόμενο σε διαφορετικές αποστάσεις από την πλάκα. Το ρεύμα που ρέει στο πηνίο: (α) παραμένει το ίδιο, (β) ρυθμίζεται σε συνάρτηση με την απόσταση, έτσι ώστε η μέγιστη αύξηση της θερμοκρασίας στην πλάκα να είναι 3°C .

Σχήμα 4.3: Διακύμανση της y -συνιστώσας της πυκνότητας του ρεύματος (A/m^2) επαγόμενη από πηνίο διαμέτρου 40 mm, ευρισκόμενο σε διαφορετικές αποστάσεις από την πλάκα. Το ρεύμα που ρέει στο πηνίο: (α) παραμένει το ίδιο, (β) ρυθμίζεται σε συνάρτηση με την απόσταση του πηνίου, έτσι ώστε η μέγιστη αύξηση της θερμοκρασίας στην πλάκα να είναι 3°C .

Σχήμα 4.4: Κυκλοφορία ρεύματος (αριστερά) και πυκνότητα θερμικής ισχύος (W/m³) (δεξιά) στην πλάκα, που επάγονται από το πηνίο ευρισκόμενο σε απόσταση (α) $z = 1 \text{ mm}$, (β) $z = 10 \text{ mm}$, (γ) $z = 20 \text{ mm}$ από την πλάκα, διατηρώντας το ρεύμα σταθερό.

την ακτίνα του ή μεγαλύτερη και το ρεύμα που ρέει σε αυτό παραμένει ίδιο με πριν, το μαγνητικό πεδίο γίνεται πιο ομοιόμορφο αλλά η πυκνότητα της μαγνητικής ροής μειώνεται δραστικά (Σχήμα 4.2α). Η θέρμανση της πλάκας είναι ανεπαρκής (Σχήμα 4.4γ) και οι θερμοκρασιακές βαθμίδες που αναπτύσσονται δεν είναι ιδιαίτερα ευνοϊκές για ΜΚΕ. Οπότε είναι επιθυμητή η θέρμανση μιας ευρύτερης περιοχής, με ισχύ ικανή να δημιουργήσει ανιχνεύσιμες θερμοκρασιακές διαφορές. Οι υπολογισμοί μας έδειξαν ότι η περιοχή εντοπισμού των ρωγμών βελτιστοποιείται, όταν η απόσταση μεταξύ πηνίου – πλάκας είναι ίση με το ήμισυ της ακτίνας του πηνίου.

Ο προηγούμενος περιορισμός (της μη ικανοποιητικής θέρμανσης για μεγάλες αποστάσεις του πηνίου από την πλάκα) μπορεί να αρθεί, εφόσον το ρεύμα που κυκλοφορεί στο πηνίο ρυθμίζεται ανάλογα με την απόσταση του πηνίου από την πλάκα. Έτσι σε κάθε περίπτωση επιτυγχάνεται θερμοκρασιακή αύξηση ευνοϊκή για ΜΚΕ και μας δίνεται η δυνατότητα να μελετήσουμε την εμβέλεια του πηνίου σε συνάρτηση με την απόστασή του από την πλάκα. Η επίδραση της αλλαγής αυτής στην z -συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής, B_z , παρουσιάζεται στο σχήμα 4.2β, όπου παρουσιάζεται η B_z που επάγεται στην επιφάνεια της πλάκας από ένα πηνίο διαμέτρου 4 cm. Όταν το πηνίο τοποθετηθεί σε απόσταση ίση με την ακτίνα του ($z = 20$ mm) τότε το B_z λαμβάνει μεγαλύτερες τιμές σε σχέση με πριν, ενώ όταν το πηνίο τοποθετηθεί πολύ κοντά στην πλάκα ($z = 1$ mm) το B_z λαμβάνει μικρότερες τιμές σε σχέση με πριν, αλλά η καμπύλη διατηρεί την έντονη διακύμανση ακριβώς κάτω από την περιφέρεια του πηνίου. Κάτι ανάλογο συμβαίνει και στη διακύμανση της y -συνιστώσας της πυκνότητας του ρεύματος, σε μία διαμήκη τομή που διέρχεται από το κέντρο της πλάκας, όπως παρουσιάζεται στο σχήμα 4.3β. Πάντως και σε αυτήν την περίπτωση οι υπολογισμοί έδειξαν ότι η αποτελεσματικότητα της μεθόδου μεγιστοποιείται όταν το πηνίο τοποθετηθεί σε απόσταση ίση με το ήμισυ της ακτίνας του πηνίου (Κεφ. 5).

Το ίδιο ισχύει και στην περίπτωση ενός σωληνοειδούς πηνίου. Εάν ο άξονας του πηνίου είναι κάθετος στην επιφάνεια της πλάκας, η βέλτιστη θέρμανση επιτυγχάνεται όταν το μέσον του σωληνοειδούς πηνίου απέχει από την επιφάνεια της πλάκας απόσταση ίση με το ήμισυ της ακτίνας του πηνίου, $z = r/2$ (Σχήμα 4.5).

Σχήμα 4.5: Σύστημα συντεταγμένων και απόσταση του πηνίου από την πλάκα.

4.2.2 Εμβέλεια πηνίου στην ανίχνευση ρωγμών

Όπως έχουμε αναφέρει και νωρίτερα, ο προσανατολισμός των ρωγμών στην επιφάνεια της πλάκας είναι καθοριστικός τόσο στη διαμόρφωση της κυκλοφορίας των δινορρευμάτων και της ροής της θερμότητας στην πλάκα, όσο και στο μηχανισμό εντοπισμού τους. Ρωγμές που είναι παράλληλες στη ροή της θερμότητας εντοπίζονται μόνο εφόσον στην περιοχή τους κυκλοφορούν δινορρεύματα ικανής πυκνότητας ώστε να αναδείξουν τουλάχιστον ένα από τα άκρα της ρωγμής. Σε αυτή την περίπτωση οι ρωγμές εντοπίζονται έμμεσα από την επίδραση τους στην κατανομή της θερμικής ισχύος στην πλάκα και κατ' επέκταση στο επαγόμενο θερμικό πεδίο. Από την άλλη οι ρωγμές που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας συνήθως δεν επιδρούν στην κυκλοφορία των δινορρευμάτων και εντοπίζονται λόγω της άμεσης επίδρασής τους στη ροή της θερμότητας. Οπότε σε αυτήν την περίπτωση ο παράγοντας που καθορίζει τον εντοπισμό ή όχι της ρωγμής είναι η ύπαρξη κάποιας ελάχιστης ροής θερμότητας στην περιοχή της ρωγμής, ικανής να δημιουργήσει θερμοκρασιακή διαφορά που θα είναι ανιχνεύσιμη με την υπέρυθρη θερμογραφία.

Με βάση λοιπόν τα παραπάνω είναι αναμενόμενο η εμβέλεια ενός πηνίου στον εντοπισμό των ρωγμών που είναι παράλληλες στη ροή της θερμότητας να εξαρτάται από την ένταση του μαγνητικού πεδίου, ενώ ο εντοπισμός των κάθετων ρωγμών στη ροή της θερμότητας, από τη συνολική θερμότητα που έχει αποδοθεί από το πηνίο στην πλάκα. Τα αποτελέσματα της αριθμητικής διερεύνησης αποδεικνύουν του λόγου το αληθές. Για δεδομένη ένταση του μαγνητικού πεδίου και διάρκεια θέρμανσης, η ακτίνα της εμβέλειας του πηνίου εξαρτάται κυρίως από τον προσανατολισμό της ρωγμής σε σχέση με τη ροή της θερμότητας καθώς και το μέγεθος της ρωγμής. Χρησιμοποιώντας δύο πηνία αποτελούμενα από ένα κυκλικό βρόχο ρεύματος διαμέτρου 4 cm και 8 cm μελετήσαμε τους διάφορους

παράγοντες που επηρεάζουν την εμβέλεια των πηνίων σε μια άπειρη πλάκα πάχους 1 mm. Το υλικό της πλάκας είναι αλουμίνιο, τα στοιχεία του οποίου παρουσιάζονται στον πίνακα 4.1. Το ρεύμα που κυκλοφορεί στα πηνία μεταβάλλεται ημιτονοειδώς με το χρόνο σύμφωνα με τη σχέση $I(t) = I_0 \sin(2\pi ft)$ όπου $f = 50$ Hz. Η μέση θερμική ισχύς P_0 που επάγεται στην πλάκα είναι ίση με 37.5 W, ικανή για την τοπική αύξηση της θερμοκρασίας της πλάκας κατά 3 °C σε χρόνο θέρμανσης 1 s, όταν το πηνίο διαμέτρου 4 cm τοποθετηθεί σε απόσταση 10 mm από την πλάκα. Η μέση ισχύς διατηρήθηκε σταθερή ώστε να γίνει δυνατή η σύγκριση της εμβέλειας των πηνίων στις διάφορες αποστάσεις από την πλάκα. Επίσης στην παρούσα φάση θεωρήσαμε, ότι μια ρωγμή είναι ανιχνεύσιμη εφόσον οι θερμοκρασιακές διαφορές γύρω από τη ρωγμή είναι τουλάχιστον 0.1 °C.

Στους πίνακες 4.2 και 4.3 παρουσιάζεται αντίστοιχα η εμβέλεια των δύο πηνίων στον εντοπισμό παράλληλων και κάθετων ρωγμών ως προς τη ροή της θερμότητας, σε συνάρτηση με την απόσταση του πηνίου από την πλάκα, τη θερμική ισχύ που επάγεται από το μαγνητικό πεδίο στην πλάκα, τη διάρκεια της θέρμανσης και το μέγεθος της ρωγμής. Η εμβέλεια των δύο πηνίων είναι κανονικοποιημένη ως προς τη διάμετρο του αντίστοιχου πηνίου. Η εμβέλεια εντοπισμού ρωγμών με προσανατολισμό πλάγιο στη ροή της θερμότητας θα κυμαίνεται, ανάλογα με τη γωνία που σχηματίζει η ρωγμή με τη ροή της θερμότητας, μεταξύ των ορίων εντοπισμού παράλληλων και κάθετων ρωγμών.

Όπως παρατηρούμε στους πίνακες 4.2 και 4.3 η εμβέλεια των πηνίων στον εντοπισμό των ρωγμών είναι αρκετά μεγαλύτερη από τη διάμετρο των πηνίων, με τη μέγιστη εμβέλεια να καθορίζεται ουσιαστικά από την ένταση του μαγνητικού πεδίου και από το μήκος των ρωγμών. Οι ρωγμές που επηρεάζονται περισσότερο από την απόσταση του πηνίου από την πλάκα είναι οι ρωγμές που είναι παράλληλες στη ροή της θερμότητας (κάθετες στη ροή του ρεύματος). Αυτό είναι αναμενόμενο δεδομένου ότι η πυκνότητα των δινορρευμάτων περιορίζεται σε μια στενότερη περιοχή όσο η απόσταση του πηνίου από την πλάκα μικραίνει (Σχήμα 4.4), με αποτέλεσμα να περιορίζεται και η εμβέλεια του πηνίου στον εντοπισμό των συγκεκριμένων ρωγμών. Βέβαια η εμβέλεια του πηνίου εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό και από το μήκος της ρωγμής. Από την άλλη, η εμβέλεια στις ρωγμές που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας εξαρτάται κυρίως από το ποσό της θερμότητας που επάγεται στην πλάκα και γι' αυτό δεν επηρεάζεται τόσο πολύ σε σχέση με την απόσταση του πηνίου από την πλάκα. Βέβαια όσο το πηνίο απομακρύνεται από την πλάκα υπάρχει μια μικρή μείωση της περιοχής αυτής, δεδομένου ότι η συνολική θερμότητα που επάγεται στην πλάκα κατανέμεται σε μια μεγαλύτερη περιοχή (Σχήμα 4.4γ)

και ένα μέρος αυτής δεν συμβάλλει στην ανάπτυξη ικανών θερμοκρασιακών διαφορών για τον εντοπισμό των ρωγμών. Η χορήγηση μεγαλύτερου ποσού ενέργειας στην πλάκα αυξάνει την εμβέλεια των πηνίων στον εντοπισμό των ρωγμών που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας, ενώ η χορήγηση του ίδιου ποσού ενέργειας αλλά σε μικρότερο χρονικό διάστημα (αύξηση εντάσεως του μαγνητικού πεδίου) αυξάνει την εμβέλεια για τις ρωγμές που είναι παράλληλες στη ροή της θερμότητας.

Πίνακας 4.2: Εμβέλεια εντοπισμού ρωγμών με το κυκλικό πηνίο διαμέτρου 4 cm

Απόσταση πηνίου από την πλάκα	Θερμική ισχύς στην πλάκα (P/P ₀)	Χρόνος θέρμανσης (sec)	Εμβέλεια εντοπισμού ρωγμών / διάμετρο πηνίου			
			Ρωγμή παράλληλη στη ροή της θερμότητας μήκους		Ρωγμή κάθετη στη ροή της θερμότητας μήκους	
			1.5 cm	3 cm	1.5 cm	3 cm
1 mm	1	1.0	1.200	1.500	4.500	5.400
	2	0.5	1.350	1.650	4.500	5.400
	1	2.0	1.200	1.500	5.600	6.300
	2	1.0	1.350	1.650	5.600	6.300
10 mm	1	1.0	2.250	3.000	4.500	5.400
	2	0.5	2.600	3.600	4.500	5.400
	1	2.0	2.250	3.000	5.600	6.300
	2	1.0	2.600	3.600	5.600	6.300
20 mm	1	1.0	2.900	3.700	4.300	5.100
	2	0.5	3.200	4.000	4.300	5.100
	1	2.0	2.900	3.700	5.400	6.000
	2	1.0	3.200	4.000	5.400	6.000

Πίνακας 4.3: Εμβέλεια εντοπισμού ρωγμών με το κυκλικό πηνίο διαμέτρου 8 cm

Απόσταση πηνίου από την πλάκα	Θερμική ισχύς στην πλάκα (P/P ₀)	Χρόνος θέρμανσης (sec)	Εμβέλεια εντοπισμού ρωγμών / διάμετρο πηνίου			
			Ρωγμή παράλληλη στη ροή της θερμότητας μήκους		Ρωγμή κάθετη στη ροή της θερμότητας μήκους	
			1.5 cm	3 cm	1.5 cm	3 cm
1 mm	1	1.0	1.300	1.450	2.426	2.876
	2	0.5	1.426	1.576	2.426	2.876
	1	2.0	1.300	1.450	2.950	3.300
	2	1.0	1.426	1.576	2.950	3.300
20 mm	1	1.0	2.550	2.850	2.350	2.800
	2	0.5	2.750	3.050	2.350	2.800
	1	2.0	2.550	2.850	2.876	3.250
	2	1.0	2.750	3.050	2.876	3.250
40 mm	1	1.0	2.800	3.700	2.250	2.750
	2	0.5	3.426	3.950	2.250	2.750
	1	2.0	2.800	3.700	2.776	3.176
	2	1.0	3.426	3.950	2.776	3.176

Θα πρέπει αν τονίσουμε ότι η μέθοδος δεν περιορίζεται στον εντοπισμό ρωγμών μήκους 1.5 cm αλλά μπορεί να εντοπίσει πολύ μικρότερες με μήκος 2-3 mm. Βέβαια σε μια τέτοια περίπτωση η εμβέλεια των πηνίων μικραίνει αρκετά. Έτσι στην περίπτωση των ρωγμών που είναι παράλληλες στη ροή του ρεύματος, ο εντοπισμός ρωγμών μήκους 2-3 mm περιορίζεται σε μια πολύ στενή περιοχή, εκεί όπου εμφανίζεται η μέγιστη πυκνότητα των δινορρευμάτων στην πλάκα. Αντίθετα στις ρωγμές που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας η εμβέλεια του πηνίου είναι ελαφρώς μεγαλύτερη της ακτίνας του πηνίου. Βέβαια, όπως θα δούμε αργότερα στο Κεφάλαιο 8, η εμβέλεια των πηνίων σε τόσο μικρές ρωγμές αυξάνεται εφόσον αυξηθεί η ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων. Από την άλλη, αυξάνοντας την ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων, στην ίδια περιοχή με πριν μπορούμε να ανιχνεύσουμε ακόμα μικρότερες ρωγμές της τάξης των 1-2 mm.

Εντός της εμβέλειας του πηνίου υπάρχει μια συγκεκριμένη θέση στην οποία ρωγμές με μήκος μικρότερο από ένα κατώτατο όριο δεν ανιχνεύονται. Αυτή η θέση βρίσκεται ακριβώς στο κέντρο της προβολής της επιφάνειας του πηνίου επί της πλάκας (Σχήμα 4.6). Στη συγκεκριμένη θέση λόγω συμμετρίας η ρωγμή δεν μπορεί να ανιχνευθεί από τη ροή της θερμότητας, οπότε εάν το μήκος της είναι μικρότερο από ένα ελάχιστο μήκος, δεν επηρεάζει ούτε την κυκλοφορία του ρεύματος και θα περάσει απαρατήρητη.

Σχήμα 4.6: Τυπική εμβέλεια εντοπισμού ρωγμών μήκους 1.5 cm, παράλληλων (κόκκινος κύκλος) και κάθετων (μπλε κύκλος) στη ροή θερμότητας, με πηνίο διαμέτρου 4 cm ($z = 10$ mm). Η μαύρη γραμμή απεικονίζει τη θέση της εσωτερικής μη ανιχνεύσιμης ρωγμής.

Στον πίνακα 4.4 βλέπουμε ποιο πρέπει να είναι το ελάχιστο μήκος της ρωγμής για να γίνει αντιληπτή, ανάλογα με το χρησιμοποιούμενο πηνίο και την απόσταση αυτού από την πλάκα. Παρατηρούμε ότι και στα δύο πηνία το μήκος της ρωγμής που δεν γίνεται αντιληπτή ελαχιστοποιείται όταν το πηνίο τοποθετηθεί σε απόσταση ίση με το $\frac{1}{4}$ της

διαμέτρου του πηνίου. Επίσης όπως είναι προφανές, όσο μεγαλώνει η διάμετρος του πηνίου τόσο μεγαλώνει και το μήκος της ρωγμής που μπορεί να περάσει απαρατήρητη. Βέβαια επαναλαμβάνουμε ότι για να περάσει μια ρωγμή εντελώς απαρατήρητη θα πρέπει ο άξονας του πηνίου να διέρχεται από το μέσον της ρωγμής. Διαφορετικά η παραμικρή απόκλιση θα επηρεάσει είτε τη ροή του ρεύματος, είτε τη ροή της θερμότητας στην πλάκα και θα καταστήσει τη ρωγμή εμφανή.

Πίνακας 4.4. Ελάχιστο απαιτούμενο μήκος για τον εντοπισμό των κεντρικών ρωγμών.

Απόσταση πηνίου από την πλάκα	Θερμικής ισχύς στην πλάκα (P/P_0)	Ελάχιστο μήκος ρωγμής με πηνίο διαμέτρου		Ελάχιστο μήκος ρωγμής / διάμετρο του πηνίου	
		4 cm	8 cm	4 cm	8 cm
1 mm	1	2.5	4.5	0.625	0.563
	2	2.4	4.1	0.600	0.513
20 mm	1	2.2	3.3	0.550	0.413
	2	2.1	2.8	0.525	0.350
40 mm	1	2.4	4.4	0.600	0.550
	2	2.3	4.0	0.575	0.500

Λαμβάνοντας υπόψη τώρα τα συνολικά αποτελέσματα (Πίνακες 4.2 - 4.4) καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι η αποτελεσματικότητα της μεθόδου βελτιστοποιείται όταν το πηνίο τοποθετηθεί σε απόσταση ίση με το $\frac{1}{4}$ της διαμέτρου του πηνίου από την πλάκα. Σε αυτή την απόσταση η εμβέλεια του πηνίου είναι ικανοποιητική και για τους δύο τύπους ρωγμών και παράλληλα ελαχιστοποιείται η εσωτερική περιοχή στην οποία δεν ανιχνεύονται ρωγμές. Όπως θα δούμε αργότερα κάτι ανάλογο ισχύει και στην περίπτωση ενός τετράγωνου πηνίου, δηλαδή η βέλτιστη απόσταση είναι ίση με το $\frac{1}{4}$ της πλευράς του πηνίου (Κεφ. 5).

4.3 Εμβέλεια πηνίου σε πεπερασμένη πλάκα

Αν αντί για άπειρη πλάκα θεωρήσουμε μια πλάκα πεπερασμένων διαστάσεων, τότε η ροή του ρεύματος και η ροή της θερμότητας στην πλάκα επηρεάζονται σημαντικά από τα άκρα και το σχήμα της πλάκας, σε συνάρτηση πάντα με τη θέση του πηνίου επί της πλάκας. Ως αποτέλεσμα η εμβέλεια του πηνίου και γενικότερα η αποτελεσματικότητά του στον εντοπισμό ρωγμών επηρεάζονται ιδιαίτερα. Εκτός των άλλων, η θέση του πηνίου επηρεάζει σημαντικά την επαγόμενη θερμική ισχύ στη πλάκα και συνεπώς χρήζει ιδιαίτερης διερεύνησης, καθώς η επιτυχία της μεθόδου εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από το ποσό της επαγόμενης θερμικής ισχύος στην πλάκα. Στη συνέχεια λοιπόν θα διερευνήσουμε πρωτίστως πως επηρεάζεται η θερμική ισχύς που επάγεται σε τετράγωνες και ορθογώνιες πλάκες σε συνάρτηση με τη θέση του πηνίου. Κατόπιν θα μελετήσουμε την επίδραση των άκρων της πλάκας και του σχήματος της πλάκας στην εμβέλεια του πηνίου.

4.3.1 Επίδραση της θέσης του πηνίου στην επαγόμενη ισχύ

Τα αποτελέσματα που θα παρουσιάσουμε αφορούν μια τετράγωνη πλάκα με μήκος πλευράς 15 cm και μια ορθογώνια με διαστάσεις 30 cm x 15 cm. Το υλικό και των δύο πλακών είναι αλουμίνιο (Πίνακας 4.1) και το πάχος τους είναι $w = 1$ mm. Για τη διέγερση τους χρησιμοποιήσαμε ένα κυκλικό πηνίο με τη μορφή κυκλικού βρόχου ρεύματος, ακτίνας 2 cm. Το πηνίο τοποθετείται αρχικά σ τη βέλτιστη απόσταση ($z = 10$ mm) από τη πλάκα και έπειτα πολύ κοντά στην πλάκα ($z = 1$ mm). Ο άξονας του πηνίου τοποθετείται σε πολλές θέσεις επί της μεσοκαθέτου κάθε πλευράς της πλάκας (X ή Y) και επί της διαγωνίου D (Σχήμα 4.7). Στα σχήματα 4.8α και 4.8β παρουσιάζεται η θερμική ισχύς P που επάγεται στην τετράγωνη και στην ορθογώνια πλάκα αντίστοιχα, κανονικοποιημένη ως προς τη μέγιστη θερμική ισχύ P_0 και σε συνάρτηση με την κανονικοποιημένη απόσταση του κέντρου του πηνίου από το κέντρο της πλάκας.

Οι υπολογισμοί έδειξαν ότι η ισχύς P που αποδίδεται στις πλάκες λαμβάνει τη μέγιστη τιμή P_0 όταν το πηνίο βρίσκεται στο κέντρο της πλάκας. Εφόσον το πηνίο μετακινηθεί προς την περιφέρεια της πλάκας, η ισχύς P ελαττώνεται. Για την ίδια απόσταση του άξονα του πηνίου από το κέντρο της πλάκας, η ισχύς εξαρτάται από την απόσταση του άξονα του πηνίου από τα άκρα της πλάκας. Στο σχήμα 4.9 γίνεται φανερό ότι η επαγόμενη ισχύς ελαττώνεται όσο το πηνίο πλησιάζει τα άκρα της πλάκας. Έτσι για την ίδια απόσταση από το κέντρο της πλάκας, η ισχύς P είναι μεγαλύτερη εφόσον η εκτιθέμενη περιοχή βρίσκεται επί της διαγωνίου D στην τετράγωνη πλάκα (Σχήμα 4.9α)

και στο μεγαλύτερο άξονα (X) ή επί της διαγωνίου (D) στην ορθογώνια πλάκα (Σχήμα 4.9β). Αντιθέτως είναι μικρότερη εάν βρίσκεται επί των αξόνων X και Y στην τετράγωνη πλάκα και στο μικρότερο άξονα (Y) στην ορθογώνια πλάκα. μειώνεται μόνο όταν το πηνίο πλησιάσει πολύ κοντά στις πλευρές της πλάκας.

Σχήμα 4.7: Θέση του πηνίου επί της πλάκας.

Σχήμα 4.8: Θερμική ισχύς που επάγεται: (α) στην τετράγωνη και (β) στην ορθογώνια πλάκα, σε συνάρτηση με την απόσταση του κέντρου του πηνίου από το κέντρο της πλάκας.

Επίσης στα σχήματα 4.9α και 4.9β γίνεται εμφανές ότι ο ρυθμός με τον οποίο ελαττώνεται η θερμική ισχύς εξαρτάται και από την απόσταση του πηνίου από την πλάκα. Έτσι για $z = 1 \text{ mm}$ η ισχύς μειώνεται μόνο όταν το πηνίο πλησιάσει πολύ κοντά στις πλευρές της πλάκας, ενώ για $z = 1 \text{ cm}$ η ισχύς ελαττώνεται πολύ νωρίτερα. Η επαγόμενη θερμική ισχύς στην πλάκα σε συνάρτηση με τη θέση του πηνίου επί αυτής, απεικονίζεται καλύτερα στα σχήματα 4.9 και 4.10, όπου παρουσιάζονται οι καμπύλες ισοδύναμης θερμικής ισχύος στην περίπτωση της τετράγωνης και της ορθογώνιας πλάκας αντίστοιχα. Κάθε καμπύλη αντιστοιχεί στο γεωμετρικό τόπο των σημείων της πλάκας με την εξής ιδιότητα: Εφόσον ο

άξονας του πηνίου βρίσκεται επί αυτών των σημείων, τότε η ισχύς που επάγεται στην πλάκα είναι σταθερή. Το σχήμα και η πυκνότητα των ίσο-ισχύων καμπύλων εξαρτάται από το σχήμα της πλάκας, τις διαστάσεις της, καθώς και από τις διαστάσεις της διατομής του μαγνητικού πεδίου.

Σχήμα 4.9: Ισοδύναμες καμπύλες -ισχύος για την τετράγωνη πλάκα. Το ύψος του πηνίου από την πλάκα είναι: (α) $z = 10 \text{ mm}$, (β) $z = 1 \text{ mm}$

Σχήμα 4.10: Ισοδύναμες καμπύλες -ισχύος για την ορθογώνια πλάκα. Το ύψος του πηνίου από την πλάκα είναι: (α) 1 cm , (β) 1 mm

Η επίδραση της θέσης της εκτιθέμενης περιοχής στη θέρμανση της πλάκας μπορεί να εξηγηθεί ως εξής: Δεδομένου ότι τα δινορρεύματα κυκλοφορούν γύρω από το κέντρο της εκτιθέμενης περιοχής, όταν το κέντρο της εκτιθέμενης περιοχής συμπίπτει με το κέντρο της πλάκας τα δινορρεύματα κυκλοφορούν συμμετρικά γύρω από αυτό. Καθώς λοιπόν η εκτιθέμενη περιοχή μετατοπίζεται από το κέντρο της πλάκας, τα δινορρεύματα συνεχίζουν να κυκλοφορούν γύρω από το κέντρο της εκτιθέμενης περιοχής, αλλά η συμμετρία χάνεται. Έτσι, η ισοδύναμη αντίσταση της πλάκας αυξάνεται, κάτι που οδηγεί

σε μείωση της ισχύος που επάγεται στην πλάκα. Όσο πιο κοντά στις πλευρές της πλάκας πλησιάζει η εκτιθέμενη περιοχή, τόσο περισσότερο παραμορφώνεται η συμμετρική κυκλοφορία των δινορρευσμάτων, με αποτέλεσμα να αυξάνεται δραματικά η ισοδύναμη αντίσταση της πλάκας και να πέφτει κατακόρυφα η ισχύς που επάγεται στην πλάκα (Σχήμα 4.9). Βέβαια μείωση της επαγόμενης θερμικής ισχύος δεν συνεπάγεται πάντα και μείωση της μέγιστης θερμοκρασίας που αναπτύσσεται στην πλάκα (Σχήμα 4.11). Η τοποθέτηση του πηνίου κοντά σε κάποιο από τα άκρα της πλάκας οδηγεί στην ανάπτυξη μεγάλων θερμοκρασιών στο άκρο της πλάκας, που σε μερικές περιπτώσεις δεν είναι ευνοϊκές για πραγματοποίηση μη-καταστροφικού ελέγχου με την ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο. Συνεπώς το ρεύμα που κυκλοφορεί στο πηνίο θα πρέπει να ρυθμίζεται σε συνάρτηση με τη θέση του πηνίου επί της πλάκας.

Σχήμα 4.11: Ισόθερμες για $t = 1$ s με το πηνίο ευρισκόμενο: (α) στο κέντρο της πλάκας (Θέση Α), (β) κοντά στα άκρα της πλάκας (Θέση Β). Το ρεύμα που κυκλοφορεί στο πηνίο διατηρείται σταθερό ($I = 690$ A).

4.3.2 Δεδομένα αριθμητικής διερεύνησης εντοπισμού ρωγμών

Για να διερευνήσουμε την επίδραση των άκρων της πλάκας και του σχήματος της πλάκας στην ανίχνευση ρωγμών πραγματοποιήσαμε αρκετά αριθμητικά πειράματα θεωρώντας ρωγμές μήκους 1.5 cm και 3 cm σε διάφορες θέσεις σε λεπτές αγωγίμες πλάκες. Στη συνέχεια θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα για μια τετράγωνη πλάκα διαστάσεων 15 cm x 15 cm καθώς και για μια ορθογώνια πλάκα διαστάσεων 30 cm x 15 cm. Το πάχος και των δύο πλακών είναι $w = 1$ mm, ενώ το υλικό τους είναι αλουμίνιο (Πίνακας 4.1).

Για τη διέγερση των πλακών χρησιμοποιείται ένα σωληνοειδές πηνίο ακτίνας 2 cm και ύψους 2 cm τοποθετημένο στη βέλτιστη απόσταση από την επιφάνεια της πλάκας (§ 4.2). Το ρεύμα που κυκλοφορεί στο πηνίο μεταβάλλεται ημιτονοειδώς με το χρόνο

σύμφωνα με τη σχέση $I(t) = I_0 \sin(2\pi ft)$ όπου $f = 50$ Hz. Ο χρόνος θέρμανσης είναι 1 s και η ένταση του ρεύματος I_0 που κυκλοφορεί στο πηνίο καθώς και ο αριθμός των σπειρών του πηνίου (N) ρυθμίζονται έτσι ώστε η μέγιστη θερμοκρασία που αναπτύσσεται σε μια πλάκα χωρίς ρωγμή να είναι ίση με 3 °C (πχ. $I_0 = 690$ A στη θέση A, $I_0 = 625$ A στη θέση B, $N=20$).

4.3.3 Εντοπισμός ρωγμών σε τετράγωνη πλάκα

Ξεκινώντας την αριθμητική διερεύνηση στην τετράγωνη πλάκα θεωρήσαμε ρωγμές σε 6 διαφορετικές θέσεις όπως παρουσιάζονται στο Σχήμα 4.12α. Στις θέσεις 2 και 3 θεωρήσαμε ρωγμές σε δυο διαφορετικές διευθύνσεις: οριζόντια (2H, 3H) και κατακόρυφα (2V, 3V). Αρχικά τοποθετούμε το πηνίο στο κέντρο της πλάκας (θέση A στο Σχήμα 4.12α) πάνω από τη ρωγμή 1. Η ροή του ρεύματος και της θερμότητας σε μια πλάκα χωρίς ρωγμή παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.12β. Παρατηρούμε λοιπόν ότι οι ρωγμές 1, 2H και 3H είναι κάθετες στη ροή του ρεύματος και παράλληλες στη ροή της θερμότητας, οι ρωγμές 2V και 3V είναι παράλληλες στη ροή του ρεύματος και κάθετες στη ροή της θερμότητας και οι ρωγμές 4, 5 και 6 εμφανίζονται με κλίση τόσο προς τη ροή του ρεύματος όσο και προς τη ροή της θερμότητας. Τυπικά στιγμιότυπα εντοπισμού των ρωγμών 2V και 4 παρουσιάζονται στο σχήμα 4.13. Οι θερμοκρασίες στις ισόθερμες καμπύλες παρουσιάζουν

Σχήμα 4.12: (α) Θέση ρωγμών και πηνίων στην τετράγωνη πλάκα, (β) Ροή του ρεύματος (αζιμουθιακή διεύθυνση - κόκκινα βέλη) και της θερμότητας (ακτινική διεύθυνση - μαύρα βέλη) σε τετράγωνη πλάκα χωρίς ρωγμή, με το πηνίο στη θέση A.

Σχήμα 4.13: Ισόθερμες καμπύλες: (α) για τη ρωγμή 2V (μήκους 1.5 cm) σε χρόνο $t = 0.7s$, (β) για τη ρωγμή 4 (μήκους 3 cm) σε χρόνο $t = 5.5 s$.

τη θερμοκρασιακή διαφορά των συγκεκριμένων σημείων σε σχέση με την αρχική θερμοκρασία της πλάκας που ισοδυναμεί με τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος.

Τα αριθμητικά αποτελέσματα συνοψίζονται στον πίνακα 4.5, όπου παρουσιάζεται το χρονικό διάστημα κατά το οποίο εντοπίζεται η ρωγμή καθώς και εάν το σχήμα της είναι σαφές (x) ή όχι (-). Από την αριθμητική διερεύνηση προέκυψε ότι τόσο η ευκρίνεια του σχήματος των ρωγμών όσο και η περίοδος εντοπισμού τους αυξάνει όσο μεγαλώνει το μήκος των ρωγμών, κάτι που είναι αναμενόμενο. Επίσης η περίοδος εντοπισμού εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό και από τον προσανατολισμό της ρωγμής ως προς τη ροή της θερμότητας. Ρωγμές παράλληλες στη ροή της θερμότητας (1, 2H, 3H), εντοπίζονται έμμεσα λόγω επιρροής στην κυκλοφορία του ρεύματος και γίνονται αισθητές μόνο κατά το χρονικό διάστημα θέρμανσης της πλάκας. Μετά το τέλος της θέρμανσης οι θερμοκρασιακές διαφορές που έχουν αναπτυχθεί στα άκρα τους εξαφανίζονται πολύ γρήγορα λόγω θερμικής διάχυσης (Σχήμα 4.14).

Από την άλλη ρωγμές που είναι κάθετες ή πλάγιες στη ροή της θερμότητας (2V, 3V, 4, 5, 6) εντοπίζονται για πολύ μεγαλύτερο χρονικό διάστημα (Σχήμα 4.13). Η ρωγμή σε αυτήν την περίπτωση λειτουργεί ως φράγμα στη διάδοση της θερμότητας, με αποτέλεσμα η θερμική διάχυση να διαρκεί περισσότερο χρόνο. Θα πρέπει να επισημάνουμε επίσης ότι αν η πλάκα ήταν άπειρη τότε οι ρωγμές 3H, 5 και 6 θα ήταν εκτός της εμβέλειας του πηνίου σύμφωνα με τα αποτελέσματα της παραγράφου 4.2.2. Στην περίπτωση της πεπερασμένης πλάκας όμως, οι παραπάνω ρωγμές εντοπίζονται καθώς είναι κοντά στα άκρα της πλάκας (Σχήμα 4.16). Η θερμότητα δεν μπορεί να διαχυθεί πλέον άλλο

κατά την ακτινική διεύθυνση, με αποτέλεσμα να διαχέεται κατά μήκος των ακμών της πλάκας και έτσι αναπτύσσονται θερμοκρασιακές διαφορές γύρω από τις ρωγμές που τις καθιστούν εμφανείς.

Πίνακας 4.5: Εντοπισμός ρωγμών στη τετράγωνη πλάκα, με το πηνίο στη θέση Α.

Ρωγμή	Εντοπισμός ρωγμής μήκους 1.5 cm			Εντοπισμός ρωγμής μήκους 3.0 cm		
	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα
1	0.4 – 1.5	1.1	-	0.04 – 1.6	1.56	-
2-H	0.04 – 1.3	1.26	x	0.02 – 1.6	1.58	x
2-V	0.08 – 13.4	13.32	x	0.08 – 14.6	14.52	x
3-H	0.2 – 1.1	0.9	-	0.06 – 1.4	1.34	-
3-V	0.6 – 8.0	7.4	x	0.6 – 13.0	12.4	x
4	0.3 – 15.0	10.6	x	0.1 – 17.0	16.9	x
5	1.6 – 14.2	12.6	-	1.0 – 15.0	14.0	x
6	6.0 – 6.8	2.8	-	4.0 – 4.9	3.5	-
	8.0 – 9.2			6.0 – 7.0		
	10.6 – 11.4			8.2 – 9.2		
				10.8 – 11.4		

Πίνακας 4.6: Εντοπισμός ρωγμών στη τετράγωνη πλάκα, με το πηνίο στη θέση Β.

Ρωγμή	Εντοπισμός ρωγμής μήκους 1.5 cm			Εντοπισμός ρωγμής μήκους 3.0 cm		
	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα
1	0.7 – 20.0	19.3	x	0.5 – 30.0	29.5	x
2-H	0.4 – 17.0	16.6	x	0.3 – 30.0	29.7	x
2-V	0.2 – 1.0	0.8	-	0.14 – 1.1	0.96	x
3-H	0.3 – 16.0	15.7	x	0.2 – 24.0	23.8	x
3-V	0.2 – 0.4	0.2	-	0.2 – 1.2	1.0	-
4	1.3 – 9.0	7.7	x	0.1 – 17.0	16.9	x
5	0.04 – 2.8	2.76	x	0.04 – 5.6	5.56	x
6	0.2 – 2.7	2/5	x	0.1 – 4.2	4.1	x

Σχήμα 4.14: Χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας για τη ρωγμή 2H (μήκος 3 cm) με το πηνίο στη θέση A: (α) $t = 0.5$ s, (β) $t = 1$ s, (γ) $t = 1.2$ s, (δ) $t = 1.8$ s

Σχήμα 4.15: Ισόθερμες καμπύλες για τις ρωγμές με το πηνίο στη θέση A: (α) ρωγμή 3V μήκους 3 cm, $t = 2.4$ s, (β) ρωγμή 5 μήκους 3 cm, $t = 4$ s.

Ιδιαίτερη προσοχή χρειάζεται και η ρωγμή 1 μήκους 1.5 cm, η οποία λόγω του ότι βρίσκεται τοποθετημένη στο κέντρο του πηνίου και έχει μικρό μήκος επηρεάζει ελάχιστα την κυκλοφορία ρεύματος. Παράλληλα είναι συμμετρικά τοποθετημένη ως προς τη ροή της θερμότητας με αποτέλεσμα να γίνεται δύσκολα αντιληπτή (Σχήμα 4.16α). Αντίθετα η αντίστοιχη ρωγμή μήκους 3 cm επηρεάζει αισθητά την κυκλοφορία του ρεύματος με αποτέλεσμα να γίνεται εμφανής (Σχήμα 4.16β).

Σχήμα 4.16: Ισόθερμες καμπύλες για τη ρωγμή 1. (α) Πηνίο στη θέση A, μήκος ρωγμής 1.5 cm, $t = 0.9$ s, (β) Πηνίο στη θέση A, μήκος ρωγμής 3 cm, $t = 0.3$ s, (γ) Πηνίο στη θέση B, μήκος ρωγμής 1.5 cm, $t = 3.0$ s, (δ) Πηνίο στη θέση B, μήκος ρωγμής 3 cm, $t = 3.0$ s.

Έπειτα τοποθετούμε το πηνίο στη θέση B (Σχήμα 4.12) στο μέσο της απόστασης μεταξύ κέντρου της πλάκας και της γωνίας με συντεταγμένες (0,0). Τα αποτελέσματα για το δεύτερο έλεγχο παρουσιάζονται στον πίνακα 4.6. Το χρονικό διάστημα εντοπισμού των ρωγμών 1, 2H και 3H σε αυτήν την περίπτωση αυξάνει καθώς πλέον οι ρωγμές είναι σχεδόν κάθετες στη ροή της θερμότητας. Από την άλλη οι ρωγμές 2V και 3V είναι

παράλληλες στη ροή της θερμότητας και γι' αυτό η περίοδος εντοπισμού τους είναι πολύ μικρότερη σε σχέση με τον αντίστοιχο χρόνο του πίνακα 4.5. Το σχήμα των ρωγμών όμως που στον προηγούμενο έλεγχο δεν ήταν ξεκάθαρο, πλέον γίνεται σαφές. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελούν οι ρωγμές 1 (Σχήμα 4.16), 3H (Σχήμα 4.17) και 6 (Σχήμα 4.18). Γενικά το σχήμα των ρωγμών δεν γίνεται φανερό σε όλο το χρόνο εντοπισμού της ρωγμής, αλλά γενικότερα σε ένα μικρότερο χρονικό διάστημα. Τέσσερα χαρακτηριστικά στιγμιότυπα της ρωγμής 5 σε διαφορετικές χρονικές στιγμές παρουσιάζονται στο σχήμα 4.19.

Σχήμα 4.17: Ισόθερμες καμπύλες για τη ρωγμή **3H** μήκους 1.5 cm. (α) Πηνίο στην θέση A, $t = 0.4$ s, (β) Πηνίο στη θέση B, $t = 1.5$ s.

Σχήμα 4.18: Ισόθερμες καμπύλες για τη ρωγμή **6** μήκους 3 cm. (α) Πηνίο στην θέση A, $t = 8.6$ s, (β) Πηνίο στη θέση B, $t = 4.2$ s

Σχήμα 4.19: Ισόθερμες καμπύλες για τη ρωγμή 5 (μήκος 1.5 cm) όταν το πηνίο βρίσκεται στη θέση B : (α) $t = 0.08$ s, (β) $t = 0.3$ s, (γ) $t = 1.0$ s, (δ) $t = 2.8$ s.

4.3.4 Εντοπισμός ρωγμών σε ορθογώνια πλάκα

Η περίπτωση της ορθογώνιας πλάκας κάνει εμφανή την επίδραση της γεωμετρίας της πλάκας στον εντοπισμό των ρωγμών. Δεδομένου ότι η ορθογώνια πλάκα έχει διαστάσεις 30 cm x 15 cm, στην ουσία είναι σαν αποτελείται από δύο τετράγωνα πλάκες διαστάσεων 15 cm x 15 cm. Ξεκινάμε τη διερεύνηση θεωρώντας ρωγμές μήκους 1.5 και 3 cm στο αριστερό τετράγωνο της ορθογώνιας πλάκας όπως αυτές παρουσιάζονται με τις λεπτές γραμμές στο σχήμα 4.20. Οι ρωγμές αυτές είναι στην ίδια ακριβώς θέση με τις ρωγμές στην τετράγωνη πλάκα (Σχήμα 4.12α). Τοποθετώντας το πηνίο πάνω από τη ρωγμή 1 στη θέση C όπως φαίνεται στο σχήμα 4.20, που αντιστοιχεί στη θέση A στην τετράγωνη πλάκα (Σχήμα 4.12α), οι υπολογισμοί δείχνουν ότι δεν υπάρχουν ουσιαστικές διαφορές στο χρόνο εντοπισμού των ρωγμών σε σχέση με του χρόνους που

παρουσιάζονται στον πίνακα 4.5. Η παρατήρηση των ισόθερμων καμπύλων επέδειξε πώς ούτε και η ευκρίνεια αυτών αλλάζει. Από την άλλη όμως εάν θεωρήσουμε τις ίδιες ρωγμές στο δεξί μέρος του αριστερού τετραγώνου, όπως παρουσιάζονται από τις πιο παχύς γραμμές στο σχήμα 4.20, τότε τα αποτελέσματα αλλάζουν.

Σχήμα 4.20: Θέση ρωγμών και πηνίων στην ορθογώνια πλάκα

Πίνακας 4.7: Εντοπισμός ρωγμών στη ορθογώνια πλάκα, με το πηνίο στη θέση C.

Ρωγμή	Εντοπισμός ρωγμής μήκους 1.5 cm			Εντοπισμός ρωγμής μήκους 3.0 cm		
	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα
1	0.4 – 1.5	1.1	-	0.04 – 1.6	1.46	x
2-H	0.1 – 1.0	0.9	x	0.06 – 1.5	1.44	x
2-V	0.1 – 13.0	12.9	x	0.08 – 21.0	20.92	x
3-H	-	0.0	-	0.2 – 1.0	0.8	-
3-V	2.2 – 19.0	16.8	x	2.2 – 30	27.8	x
4	0.4 – 11.0	10.6	x	0.2 – 16	15.8	x
5	2.5 – 7.0	4.5	-	1.7 – 15	13.3	x
6	-	0.0	-	4.0 – 11.0	7.0	-

Πίνακας 4.8: Εντοπισμός ρωγμών στη ορθογώνια πλάκα, με το πηνίο στη θέση D.

Ρωγμή	Εντοπισμός ρωγμής μήκους 1.5 cm			Εντοπισμός ρωγμής μήκους 3.0 cm		
	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα
1	0.4 – 15.0	14.6	x	0.18 – 27.8	27.62	x
2-H	0.16 – 21.6	21.44	x	0.14 – 25.8	25.66	x
2-V	0.08 – 1.0	0.92	-	0.08 – 1.2	1.12	x
3-H	0.3 – 19	18.7	x	0.12 – 25.2	25.08	x
3-V	0.3 – 15.4	15.1	x	0.18 – 26.4	26.22	x
4	0.7 – 13.0	12.3	x	0.1 – 17.8	17.7	x
5	0.04 – 1.6	1.56	x	0.04 – 2.8	2.76	x
6	0.2 – 1.8	1.6	-	0.1 – 3.8	3.7	x

Συγκρίνοντας τις περιόδους εντοπισμού που παρουσιάζονται στον πίνακα 4.7 με τις αντίστοιχες του πίνακα 4.5 βλέπουμε ότι μόνο η ρωγμή 1 δεν επηρεάζεται. Για τις ρωγμές που είναι παράλληλες (2H, 3H) ή πλάγιες (4,5,6) στη ροή της θερμότητας η περίοδος

εντοπισμού ελαττώνεται. Ειδικά οι ρωγμές 3H και 6 με μήκος 1.5 cm δεν εντοπίζονται καθόλου, δεδομένου ότι βρίσκονται εκτός της εμβέλειας του πηνίου (§ 4.2.2). Από την άλλη για τις ρωγμές που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας (2V, 3V) η περίοδος εντοπισμού παραμένει η ίδια ή και αυξάνεται. Για την περίπτωση της ρωγμής 3V συγκεκριμένα η περίοδος εντοπισμού διπλασιάζεται. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι το πηνίο θερμαίνει το αριστερό μέρος της πλάκας, η οποία έχει ένα επίμηκες σχήμα. Έτσι η θερμότητα ρέει προς το δεξί μέρος της πλάκας μέχρι να επέλθει θερμική ισορροπία σε αυτήν. Αριθμητικά στιγμιότυπα για τη συγκεκριμένη ρωγή παρουσιάζονται στο σχήμα 4.21. Οι υπολογισμοί δείχνουν ότι εάν η ρωγή είναι παράλληλη στην 3V μπορεί να εντοπιστεί σε απόσταση ίση με 5 ακτίνες του πηνίου από το κέντρο αυτού. Με άλλα λόγια η εμβέλεια του πηνίου στις ρωγμές που είναι κάθετες στην πλευρά με το μεγαλύτερο μήκος αυξάνεται σε σχέση με μια άπειρη πλάκα.

η περίοδος εντοπισμού της ρωγμής αυξάνεται σημαντικά, δεδομένου ότι η ροή της θερμότητας προς το δεξί μέρος της πλάκας διαρκεί για μεγάλο χρονικό διάστημα.

Τέλος συγκρίνοντας τα αποτελέσματα μεταξύ των δύο θέσεων C και D στην ορθογώνια πλάκα παρατηρούμε ότι η περίοδος εντοπισμού για τις ρωγμές 1, 2H και 3H αυξάνεται από 1 s που ήταν όταν το πηνίο βρισκόταν στη θέση C σε 14 s όταν το πηνίο τοποθετείται στη θέση D. Από την άλλη, για τις ρωγμές 2V και 5 η περίοδος εντοπισμού μειώνεται καθώς οι συγκεκριμένες ρωγμές εντοπίζονται κυρίως από τη ροή του ρεύματος και όπως έχουμε εξηγήσει σε αυτή την περίπτωση η περίοδος εντοπισμού των ρωγμών είναι σχετικά μικρή. Όπως και στην περίπτωση της τετράγωνης πλάκας, ο δεύτερος έλεγχος παρουσιάζει ξεκάθαρα το σχήμα των ρωγμών που στον πρώτο έλεγχο δεν ήταν τόσο εμφανείς. Αριθμητικά στιγμιότυπα των ρωγμών 2H και 3H με το πηνίο στη θέση D παρουσιάζονται στο σχήμα 4.22 και για τις ρωγμές 2V και 3V στα σχήματα 4.23 και 4.24 αντίστοιχα.

Σχήμα 4.22: Ισόθερμες καμπύλες για μια ρωγή μήκους 1.5 cm με το πηνίο στη θέση D: (α) ρωγή 2H, $t = 2.0s$, (β) ρωγή 3H, $t = 4.0 s$.

Σχήμα 4.23: Ισόθερμες καμπύλες για τη ρωγή 2V με το πηνίο στη θέση D: (α) ρωγή μήκους 1.5 cm, $t = 0.2 s$, (β) ρωγή μήκους 3 cm, $t = 0.2 s$.

Η επίδραση των άκρων της πλάκας παρουσιάζεται χαρακτηριστικά στην περίπτωση της ρωγμής 4. Όπως έχουμε αναφέρει και νωρίτερα, μία ρωγή που βρίσκεται ακριβώς κάτω από το κέντρο του πηνίου και ταυτόχρονα στο κέντρο της πλάκας, δεν εντοπίζεται,

δεδομένου ότι είναι συμμετρικά τοποθετημένα ως προς τη ροή της θερμότητας. Στην περίπτωση όμως της ρωγμής 4 με το πηνίο στη θέση D, το άκρο της πλάκας αποτελεί ένα φυσικό εμπόδιο στη διάχυση της θερμότητας με αποτέλεσμα η θερμότητα να διαχέεται προς την περιοχή της ρωγμής και έτσι η ρωγμή 4 γίνεται εμφανής (Σχήμα 4.25). Τέλος στο σχήμα 4.26 παρατηρούμε αριθμητικά στιγμιότυπα για τις ρωγμές 5 και 6 με το πηνίο στη θέση D.

Σχήμα 4.24: Ισόθερμες καμπύλες για τη ρωγμή 3V με το πηνίο στη θέση D: (α) ρωγμή μήκους 1.5 cm, $t = 4.0$ s, (β) ρωγμή μήκους 3 cm, $t = 4.0$ s.

Σχήμα 4.25: Ισόθερμες καμπύλες για τη ρωγμή 4 με το πηνίο στη θέση D: (α) ρωγμή μήκους 1.5 cm, $t = 2.0$ s, (β) ρωγμή μήκους 3 cm, $t = 2.0$ s.

Σχήμα 4.26: Ισόθερμες καμπύλες για τις ρωγμές με το πηνίο στη θέση D: (α) ρωγμή 5 μήκους 1.5 cm, $t = 1.3$ s, (β) ρωγμή 6 μήκους 3 cm, $t = 2$ s.

4.4 Συμπεράσματα

Τα συμπεράσματα από την πρώτη αριθμητική διερεύνηση της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου είναι τα εξής:

- Η εμβέλεια ενός πηνίου στον εντοπισμό των ρωγμών που είναι παράλληλες στη ροή της θερμότητας εξαρτάται από την ένταση του μαγνητικού πεδίου, ενώ ο εντοπισμός των ρωγμών που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας εξαρτάται από τη συνολική θερμότητα που επάγεται από το πηνίο στην πλάκα.
- Η μέθοδος γίνεται περισσότερο αποτελεσματική όταν το πηνίο τοποθετηθεί σε μία βέλτιστη απόσταση από την πλάκα. Για πηνίο κυκλικής διατομής, η βέλτιστη απόσταση είναι ίση με το $\frac{1}{4}$ της διαμέτρου του πηνίου, ενώ για πηνίο τετράγωνης διατομής, είναι ίση με το $\frac{1}{4}$ της πλευράς του πηνίου. Σε αυτή την απόσταση η εμβέλεια του πηνίου είναι ικανοποιητική και για τους δύο τύπους ρωγμών και παράλληλα ελαχιστοποιείται η περιοχή εντός της προβολής της διατομής του πηνίου επί της πλάκας στην οποία δεν ανιχνεύονται ρωγμές.
- Στην περίπτωση πλακών πεπερασμένης επιφάνειας, παρατηρήθηκε ότι η εμβέλεια του πηνίου στον εντοπισμό ρωγμών είναι μεγαλύτερη σε σχέση με μια άπειρη πλάκα στις εξής περιπτώσεις: (α) όταν οι ρωγμές είναι κοντά σε κάποια ακμή ή γωνία της πλάκας, που δεν επιτρέπουν την περαιτέρω διάχυση της θερμότητας και (β) όταν ο προσανατολισμός της ρωγμής είναι κάθετος στην μεγαλύτερη πλευρά της πλάκας (πχ. ορθογώνια), ώστε η ρωγμή να είναι κάθετη στην ροή της θερμότητας.

Λαμβάνοντας υπόψη τους παραπάνω παράγοντες, η επιφάνεια της πλάκας μπορεί λοιπόν να χωριστεί σε υπό-περιοχές ώστε όταν το πηνίο τοποθετηθεί πάνω από αυτές η συνολική επιφάνεια της πλάκας να μπορεί να επιθεωρηθεί επιτυχώς. Βέβαια η επιλογή των υπό-περιοχών πρέπει να γίνει με ιδιαίτερη προσοχή έτσι ώστε δύο διαδοχικοί έλεγχοι να αλληλοσυμπληρώνονται. Με αυτό τον τρόπο οι ρωγμές που δεν εντοπίζονται στον πρώτο έλεγχο ή εντοπίζονται για μικρό χρονικό διάστημα, γίνονται εμφανέστερες με το δεύτερο έλεγχο. Επιπλέον το σχήμα των ρωγμών γίνεται εμφανές τουλάχιστον σε έναν από τους δύο ελέγχους.

4.5 Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] Tsopelas, N. , Tsakalakis, N., & Siakavellas, N.J. (2005). *Magneto-Thermal NDT in Conducting Plates: a Numerical Investigation*. Proceedings of the 5th National NDT Conference of the Hellenic Society of NDT, November 18-19, NTUA, Athens, Greece.
- [2] Tsopelas, N. & Siakavellas, N. J. (2006). *Electromagnetic – thermal NDT in thin conductive plates*. NDT&E International, Vol. 39, pp. 391–399.

Κεφάλαιο 5^ο

Επιμήκη και επίπεδα πηνία μικρής διατομής

5.1 Γενικά

Στην πρώτη αριθμητική διερεύνηση που πραγματοποιήσαμε (Κεφ. 4) χρησιμοποιήσαμε ένα σωληνοειδές κυκλικό πηνίο για την επαγωγική θέρμανση της πλάκας. Τελευταία όμως έχουν αρχίσει να χρησιμοποιούνται στο ΜΚΕ αγωγίμων υλικών, με τη μέθοδο των δινορρευμάτων, πηνία με διαφορετικές γεωμετρίες όπως είναι τετράγωνα, ορθογώνια και επίπεδα. Τα πρώτα θεωρούνται, σε συγκεκριμένες εφαρμογές εντοπισμού ρωγμών, ανώτερα από τα κυκλικά λόγω των κατευθυντικών ιδιοτήτων τους και της δυνατότητας που έχουν να παράγουν πιο ομοιογενείς κατανομές δινορρευμάτων στο υπό εξέταση υλικό [1-3]. Από την άλλη τα επίπεδα πηνία παρουσιάζουν ιδιαίτερα χαρακτηριστικά και μεγαλύτερη ευαισθησία στον εντοπισμό επιφανειακών ρωγμών από ότι τα κλασσικά πηνία [4-7].

Τα πλεονεκτήματα των συγκεκριμένων πηνίων σε ΜΚΕ με δινορρεύματα δεν συνεπάγεται ότι θα διατηρούνται και στην ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο δεδομένου ότι στην τελευταία ο εντοπισμός των ρωγμών είναι συνάρτηση τόσο της ροής του ρεύματος όσο και της ροής της θερμότητας. Έτσι έχει ενδιαφέρον να διερευνήσουμε τη χρησιμότητα των παραπάνω πηνίων στην ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο και να δούμε αν υπάρχουν οφέλη. Δεδομένου ότι η κατανομή των δινορρευμάτων στην πλάκα εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τη γεωμετρία του πηνίου, είναι αναμενόμενο και η επαγόμενη θερμότητα στην πλάκα να εξαρτάται από τη γεωμετρία αυτού. Κατ' επέκταση αυτό επηρεάζει τις θερμοκρασιακές διαφορές που αναπτύσσονται στην πλάκα και τελικά τον εντοπισμό των ρωγμών.

Στη συνέχεια λοιπόν θα επεκτείνουμε την έρευνα που διεξήγαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο (§ 4.3) χρησιμοποιώντας πέρα από τα κυκλικά πηνία, τετράγωνα πηνία καθώς και επίπεδα κυκλικά και επίπεδα τετράγωνα πηνία. Στο παρόν κεφάλαιο θα θεωρήσουμε πηνία με σχετικά μικρή διατομή σε σύγκριση με την επιφάνεια της πλάκας. Η περίπτωση πηνίων με διατομή συγκρίσιμη με την επιφάνεια της πλάκας εξετάζεται στο επόμενο κεφάλαιο (Κεφ. 6).

Η αποτελεσματικότητα της μεθόδου θα διερευνηθεί σε συνάρτηση με τις εξής βασικές παραμέτρους: (i) την απόσταση των πηνίων από την πλάκα, (ii) το σχήμα των χρησιμοποιούμενων πηνίων (κυκλικό ή επίπεδο), (iii) τον τύπο του πηνίου (επίμηκες ή επίπεδο). Η πλάκα που θα χρησιμοποιήσουμε είναι ίδια με την τετράγωνη πλάκα που χρησιμοποιήθηκε προηγουμένως (§ 4.3). Για τη διέγερση της πλάκας θεωρήσαμε δύο τύπους ιδανικών πηνίων: (i) πηνία με πεπερασμένο ύψος (Σχήμα 5.1α και β), για τα οποία θεωρούμε ότι η διαφορά μεταξύ εσωτερικής και εξωτερικής διαμέτρου (κυκλικό πηνίο) ή εσωτερικής και εξωτερικής πλευράς (τετράγωνο πηνίο) είναι πολύ μικρή και (ii) επίπεδα πηνία (Σχήμα 5.1γ και δ), για τα οποία θεωρούμε ότι το ύψος τους είναι πολύ μικρό. Έχοντας ελέγξει τις επιδόσεις αρκετών πηνίων καταλήξαμε στα εξής τέσσερα πηνία που παρουσιάζονται στο σχήμα 5.1: (α) ένα κυκλικό πηνίο διαμέτρου 4 cm, το οποίο θα αναφέρουμε ως C4, (β) ένα τετράγωνο πηνίο με μήκος πλευράς 4 cm, το οποίο θα αναφέρουμε ως S4, (γ) ένα επίπεδο κυκλικό πηνίο με εσωτερική ακτίνα 2 cm και εξωτερική 6 cm (μέση διάμετρος 4 cm), το οποίο θα αναφέρουμε ως PC4 και (δ) ένα τετράγωνο επίπεδο πηνίο με εσωτερική πλευρά 2 cm και εξωτερική πλευρά 6 cm (μέση πλευρά 4 cm), το οποίο θα αναφέρουμε ως PS4. Οι διαστάσεις των επίπεδων πηνίων επιλέχθηκαν με στόχο οι επιδόσεις τους κατά την επαγωγική θέρμανση της πλάκας να είναι παραπλήσιες με τις επιδόσεις των επιμήκων πηνίων ώστε να είναι συγκρίσιμες.

Σχήμα 5.1: Ιδεατά πηνία: (α) επίμηκες κυκλικό πηνίο (C4), (β) επίμηκες τετράγωνο πηνίο (S4), (γ) επίπεδο κυκλικό πηνίο (PC4), (δ) επίπεδο τετράγωνο πηνίο (PS4).

5.2 Μαγνητικό πεδίο, πυκνότητα ρεύματος και θερμικής ισχύος

Όπως έχουμε αναφέρει νωρίτερα (§ 4.2.1) εφόσον το ρεύμα που ρέει σε ένα πηνίο παραμένει σταθερό, ανεξάρτητα από την απόστασή του από την πλάκα, η θερμική ισχύς που επάγεται στην πλάκα ελαττώνεται όσο αυξάνεται η απόσταση του πηνίου από την πλάκα (Σχήμα 4.3). Αυτό έχει ως αποτέλεσμα όταν το πηνίο τοποθετηθεί πολύ κοντά στην πλάκα να έχουμε μεγάλη αύξηση της θερμοκρασίας, ενώ όσο απομακρύνεται από την αυτήν οι θερμοκρασιακές διαφορές που αναπτύσσονται εξασθενούν σε σημείο να μην είναι ανιχνεύσιμες. Για την επίλυση αυτού του προβλήματος είχαμε αναφέρει ότι μπορούμε να ρυθμίσουμε το ρεύμα που ρέει στο πηνίο ανάλογα με την απόσταση του από την πλάκα και τον αριθμό των σπειρών του, έτσι ώστε να επιτυγχάνουμε πάντα ανιχνεύσιμες θερμοκρασιακές διαφορές στην πλάκα. Για να μπορέσουμε λοιπόν να μελετήσουμε την αποτελεσματικότητα των πηνίων, ρυθμίσαμε το ρεύμα που κυκλοφορεί σε κάθε πηνίο και τον αριθμό των περιελίξεων έτσι ώστε σε κάθε περίπτωση η μέγιστη αύξηση της θερμοκρασίας σε μία πλάκα χωρίς ρωγμή για χρόνο θέρμανσης 1 s να είναι πάντα ίση με 3 °C. Με αυτόν τον τρόπο κατέστη δυνατό να μελετήσουμε την επίδραση του σχήματος των πηνίων και της απόστασης τους από την πλάκα στον εντοπισμό ρωγμών, όταν οι θερμοκρασιακές διαφορές που αναπτύσσονται στην πλάκα παραμένουν εντός των ίδιων ορίων, για κάθε διάταξη που θεωρείτο.

Στο σχήμα 5.2 παρουσιάζεται η διακύμανση της z-συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου που επάγεται στην επιφάνεια της πλάκας από το κυκλικό πηνίο C4 (Σχήμα 5.2α), το τετράγωνο πηνίο S4 (Σχήμα 5.2β), το επίπεδο κυκλικό PC4 (Σχήμα 5.2γ) και το επίπεδο

τετράγωνο πηνίο PS4 (Σχήμα 5.2δ), σε συνάρτηση με την απόστασή τους από την επιφάνεια της πλάκας. Σε αυτό το σημείο πρέπει να ξεκαθαρίσουμε ότι με τον όρο απόσταση εννοούμε την απόσταση από την πλάκα ενός πηνίου αποτελούμενου από ένα βρόχο ή την απόσταση ενός επιμήκους πηνίου από την πλάκα ή την απόσταση ενός επιμήκους πηνίου από την πλάκα, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.5. Στην πραγματικότητα η αριθμητική ανάλυση δείχνει ότι το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από ένα βρόχο ρεύματος είναι σχεδόν ίσο με το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από ένα επίμηκες πηνίο με την ίδια διατομή υπό την προϋπόθεση ότι το ρεύμα που κυκλοφορεί στο επίμηκες πηνίο είναι ίσο με I/N , όπου I είναι το ρεύμα που κυκλοφορεί στο βρόχο και N ο αριθμός των περιελίξεων του επιμήκους πηνίου. Επιπροσθέτως το μέσον του πηνίου (Σχήμα 4.5) πρέπει να είναι σε απόσταση σχεδόν ίση με την απόσταση του βρόχου από την πλάκα.

Σχήμα 5.2: Διακύμανση της z -συνιστώσας της μαγνητικής επαγωγής στην επιφάνεια της πλάκας δημιουργούμενη από ένα πηνίο ευρισκόμενο σε διαφορετικές αποστάσεις από την πλάκα: (α) C4, (β) S4, (γ) PC4, (δ) PS4. Το ρεύμα που ρέει στο πηνίο ρυθμίζεται σε συνάρτηση με την απόσταση, έτσι ώστε η μέγιστη αύξηση της θερμοκρασίας στην πλάκα να είναι 3°C .

Επιστρέφοντας τώρα στο σχήμα 5.2 παρατηρούμε ότι το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από το τετράγωνο πηνίο (Σχήμα 5.2β) προσεγγίζει αρκετά το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από το κυκλικό πηνίο (Σχήμα 5.2α). Στην περίπτωση των επίπεδων πηνίων (Σχήμα 5.2γ και δ) οι καμπύλες εξομαλύνονται αρκετά ειδικά όταν $z = 1$ mm. Σε κάθε περίπτωση πάντως όταν $z = 10$ mm επιτυγχάνεται η μεγαλύτερη δυνατή περιοχή επί της πλάκας με ένα μαγνητικό πεδίο σχεδόν ομοιογενές.

Η κατανομή της πυκνότητας του ρεύματος που επάγεται στην πλάκα όταν τα πηνία βρίσκονται σε απόσταση 1 mm από την πλάκα παρουσιάζεται στο σχήμα 5.3. Δεδομένου ότι τα πηνία είναι τοποθετημένα πολύ κοντά στην πλάκα η πυκνότητα του ρεύματος λαμβάνει πολύ μεγάλες τιμές σε μια περιοχή που ισοδυναμεί με την προβολή της επιφάνειας των πηνίων επί της πλάκας, ενώ εκτός αυτής της περιοχής λαμβάνει αρκετά μικρότερες τιμές. Αυτό γίνεται πιο εμφανές στο σχήμα 5.4 που παρουσιάζεται η

Σχήμα 5.3: Πυκνότητα δινορρευμάτων στην πλάκα επαγόμενων από ένα πηνίο ευρισκόμενο σε απόσταση 1 mm από την πλάκα: (α) C4, (β) S4, (γ) PC4, (δ) PS4.

διακύμανση της y -συνιστώσας της πυκνότητας του ρεύματος, σε μια διαμήκη τομή που διέρχεται από το κέντρο της πλάκας. Όταν τα πηνία βρίσκονται πολύ κοντά στην πλάκα η μόνη διαφορά μεταξύ των επιμήκων πηνίων και των επίπεδων πηνίων είναι ότι στα επιμήκη πηνία η πυκνότητα του ρεύματος λαμβάνει πολύ μεγάλες τιμές σε μια περιορισμένη περιοχή, ενώ στα επίπεδα πηνία η πυκνότητα του ρεύματος λαμβάνει μικρότερες τιμές αλλά σε μια ευρύτερη περιοχή (Σχήμα 5.4α). Αυτές οι διαφορές όμως εξομαλύνονται όταν τα πηνία τοποθετηθούν σε απόσταση $z = 10$ mm (Σχήμα 5.4β) και είναι αμελητέες όταν η απόσταση των πηνίων είναι $z = 20$ mm (Σχήμα 5.4γ). Δεδομένου ότι η ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδος στηρίζεται όχι μόνο στη ροή του ρεύματος αλλά και στη ροή της θερμότητας είναι σημαντικό να μελετήσουμε την κατανομή της θερμικής ισχύος, η οποία είναι ανάλογη του τετραγώνου της πυκνότητας των δινορρευσμάτων. Η

Σχήμα 5.4: Διακύμανση της y -συνιστώσας της πυκνότητας των δινορρευσμάτων (A/m²) που επάγονται εντός της πλάκας από τα τέσσερα πηνία ευρισκόμενα σε απόσταση: (α) $z = 1$ mm, (β) $z = 10$ mm, (γ) $z = 20$ mm από την πλάκα

κατανομή της θερμικής ισχύος στην πλάκα ανάλογα με το πηνίο και την απόσταση από την πλάκα αυτών παρουσιάζεται στα σχήματα 5.5 με 5.7. Όταν το πηνίο είναι πολύ κοντά στην πλάκα ($z = 1 \text{ mm}$), η θερμαινόμενη περιοχή αντιστοιχεί σχεδόν στην προβολή της επιφάνειας του πηνίου επί της πλάκας. Έτσι η θερμική ισχύ που επάγεται στην πλάκα από τα επιμήκη πηνία, C4 (Σχήμα 5.5α) και S4 (Σχήμα 5.5β), λαμβάνει μεγάλες τιμές αλλά σε μια περιορισμένη περιοχή. Σε αντίθεση για τα επίπεδα πηνία, PC4 (Σχήμα 5.5γ) και PS4 (Σχήμα 5.5δ), η επαγόμενη θερμική ισχύ είναι πολύ μικρότερη αλλά καλύπτει μια πολύ ευρύτερη περιοχή. Οι διαφορές αυτές εξομαλύνονται αρκετά όταν τα πηνία τοποθετηθούν σε απόσταση $z = 10 \text{ mm}$ (Σχήμα 5.6) και η κατανομή της θερμικής ισχύος επηρεάζεται ελάχιστα πλέον από τον τύπο του πηνίου. Τέλος για $z = 20 \text{ mm}$ (Σχήμα 5.7), οι διαφορές γίνονται ανεπαίσθητες και η κατανομή της θερμικής ισχύος είναι ανεξάρτητη από τον τύπο του πηνίου.

Σχήμα 5.5: Πυκνότητα θερμικής ισχύος (W/m^3) στην πλάκα επαγόμενη από ένα πηνίο ευρισκόμενο σε απόσταση 1 mm από την πλάκα: (α) C4, (β) S4, (γ) PC4, (δ) PS4.

Σχήμα 5.6: Πυκνότητα θερμικής ισχύος (W/m^3) στην πλάκα επαγόμενη από ένα πηνίο ευρισκόμενο σε απόσταση 10 mm από την πλάκα: (α) C4, (β) S4, (γ) PC4, (δ) PS4.

Σχήμα 5.7: Πυκνότητα θερμικής ισχύος (W/m^3) στην πλάκα επαγόμενη από ένα πηνίο ευρισκόμενο σε απόσταση 20 mm από την πλάκα: (α) C4, (β) S4, (γ) PC4, (δ) PS4.

Μέχρι στιγμής έχουμε μελετήσει την κατανομή της πυκνότητας του ρεύματος και της θερμικής ισχύος στην πλάκα, όταν το πηνίο βρίσκεται πάνω από το κέντρο της πλάκας. Όταν όμως το κέντρο του πηνίου δεν βρίσκεται πάνω από το κέντρο της πλάκας αλλά πλησιάζει κάποιο από τα άκρα της (θέση B, Σχήμα 5.12), το πρόβλημα παύει να είναι συμμετρικό δεδομένου ότι τα άκρα της πλάκας αποτελούν ένα φυσικό εμπόδιο στην κυκλοφορία του ρεύματος. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να επηρεάζεται πρωτίστως η κατανομή των δινορρευμάτων στην πλάκα, με φυσικό επακόλουθο την αλλαγή της κατανομής της πυκνότητας της θερμικής ισχύος στην πλάκα. Επιπροσθέτως τα άκρα της πλάκας επηρεάζουν και τη ροή της θερμότητας. Αποτέλεσμα των παραπάνω είναι να επηρεάζεται αρκετά ο εντοπισμός των ρωγμών όταν τα πηνία πλησιάζουν κάποιο από τα άκρα της πλάκας.

Στο σχήμα 5.8 παρουσιάζεται η κατανομή της πυκνότητας του ρεύματος που επάγεται στην πλάκα, όταν τα πηνία βρίσκονται σε απόσταση 1 mm από την πλάκα. Δεδομένου ότι τα πηνία είναι τοποθετημένα πολύ κοντά στην πλάκα, η κυκλοφορία του ρεύματος περιορίζεται σε μια περιοχή που ισοδυναμεί με την προβολή της διατομής των πηνίων επί της πλάκας. Έτσι τα άκρα της πλάκας δεν επηρεάζουν αρκετά την κυκλοφορία του ρεύματος, κάτι που παρατηρείται και στην κατανομή της θερμικής ισχύος στην πλάκα (Σχήμα 5.9). Από τους δύο τύπους πηνίων (επιμήκη ή επίπεδα), αυτά που επηρεάζονται περισσότερο είναι τα επίπεδα πηνία, λόγω της ευρύτερης περιοχής στην οποία κυκλοφορεί το ρεύμα (Σχήμα 5.8γ και δ). Αντιθέτως όταν τα πηνία τοποθετηθούν στη βέλτιστη απόσταση ($z = 10$ mm) τότε η κυκλοφορία του ρεύματος κατανέμεται σε ευρύτερη περιοχή και πλέον τα άκρα της πλάκας έχουν ουσιαστικό ρόλο στη διαμόρφωση της κυκλοφορίας

Σχήμα 5.8: Πυκνότητα δινορρευσμάτων στην πλάκα επαγόμενων από ένα πηνίο ευρισκόμενο στη θέση B σε απόσταση 1 mm από την πλάκα: (α) C4, (β) S4, (γ) PC4, (δ) PS4.

του ρεύματος στην πλάκα και κατ' επέκταση στην κατανομή της πυκνότητας της θερμικής ισχύος στην πλάκα (Σχήμα 5.10). Οι διαφορές όμως μεταξύ των πηνίων έχουν εξομαλυνθεί αρκετά, λόγω της απόστασης από την πλάκα, και ουσιαστικές διαφορές παρουσιάζονται μόνο μεταξύ των δύο διαφορετικών τύπων πηνίων. Τέλος όταν τα πηνία τοποθετηθούν σε απόσταση $z = 20 \text{ mm}$, τα άκρα της πλάκας επηρεάζουν ακόμα περισσότερο την κατανομή της πυκνότητας του ρεύματος και της θερμικής ισχύος στην πλάκα (Σχήμα 5.11). Λόγω της απόστασης όμως, οι διαφορές μεταξύ των πηνίων έχουν εκμηδενιστεί και για αυτό στο σχήμα 5.11 παρουσιάζουμε μόνο μια εικόνα της κατανομής του ρεύματος και της θερμικής ισχύος στην πλάκα που είναι αντιπροσωπευτική και για τα τέσσερα πηνία.

Σχήμα 5.9: Πυκνότητα θερμικής ισχύος (W/m^3) στην πλάκα επαγόμενη από ένα πηνίο ευρισκόμενο στη θέση B, σε απόσταση 1 mm από την πλάκα: (α) C4, (β) S4, (γ) PC4, (δ) PS4.

Σχήμα 5.10: Πυκνότητα θερμικής ισχύος (W/m^3) στην πλάκα επαγόμενη από ένα πηνίο ευρισκόμενο στη θέση B, σε απόσταση 10 mm από την πλάκα: (α) C4, (β) S4, (γ) PC4, (δ) PS4.

Σχήμα 5.11: (α) Πυκνότητα ρεύματος και (β) θερμικής ισχύος (W/m^3) στην πλάκα επαγόμενη από τα πηνία (C4, S4, PC4, PS4) στη θέση B, σε απόσταση 20 mm από την πλάκα.

5.3 Εντοπισμός ρωγμών σε τετράγωνη πλάκα

Συνεχίζοντας τη διερεύνηση που ξεκινήσαμε στην παράγραφο 4.3, στη συνέχεια θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα που αφορούν τον εντοπισμό ρωγμών σε τετράγωνη πλάκα διαστάσεων 15 cm x 15 cm και πάχους 1 mm χρησιμοποιώντας τα τέσσερα πηνία C4, S4, PC4, PS4 (Σχήμα 3.2). Τα δεδομένα του προβλήματος είναι ίδια με αυτά που χρησιμοποιήθηκαν στην παράγραφο 4.3.

Για τη διερεύνηση της αποτελεσματικότητας των πηνίων στον εντοπισμό των ρωγμών πραγματοποιήθηκαν δύο σειρές υπολογισμών τοποθετώντας ξεχωριστά κάθε ένα από τα πηνία πάνω από κέντρο της πλάκας (θέση Α στο σχήμα 5.12) και έπειτα στη θέση Β, πάνω από το μέσον της απόστασης μεταξύ του κέντρου της πλάκας και της γωνίας (0,0). Σε κάθε θέση τα πηνία τοποθετήθηκαν σε δύο αποστάσεις από την πλάκα: 10 mm (βέλτιστη απόσταση για αυτά τα πηνία) και 1 mm (πολύ κοντά στην πλάκα). Το ρεύμα που ρέει στα πηνία μεταβάλλεται ημιτονοειδώς σύμφωνα με τη σχέση $I(t) = I_0 \sin(2\pi ft)$ όπου $f = 50$ Hz. Ο χρόνος θέρμανσης είναι 1 s και η ένταση του ρεύματος I_0 που κυκλοφορεί στο πηνίο καθώς και ο αριθμός των σπειρών του πηνίου (N) ρυθμίζονται έτσι ώστε η μέγιστη θερμοκρασία που αναπτύσσεται σε μια πλάκα χωρίς ρωγμή να είναι ίση με 3 °C (§ 5.2).

Σχήμα 5.12: Θέση ρωγμών και πηνίων στην τετράγωνη πλάκα

Οι ρωγμές που θεωρήθηκαν έχουν μήκος 1.5 cm και 3 cm και βρίσκονται στην ίδια θέση όπως και στην προηγούμενη διερεύνηση με το κυκλικό πηνίο (§ 4.3) με τη διαφορά ότι έχουμε προσθέσει δύο επιπλέον ρωγμές, τις διαγώνιες 5D και 6D όπως φαίνονται στο σχήμα 5.12. Τα αριθμητικά αποτελέσματα για όλα τα πηνία στις θέσεις Α και Β συνοψίζονται στους πίνακες 5.1 και 5.2, όπου παρουσιάζεται το χρονικό διάστημα κατά το

οποίο εντοπίζεται η κάθε ρωγμή από κάθε πηνίο ξεχωριστά. Επιπλέον υποδεικνύεται κατά πόσον το σχήμα της είναι σαφές (x) ή όχι (-). Μια ρωγμή θεωρείται ανιχνεύσιμη εφόσον η θερμοκρασιακή διαφορά στα άκρα της είναι τουλάχιστον 0.1 °C.

Τα αποτελέσματα για τον εντοπισμό των ρωγμών, όταν τα πηνία τοποθετούνται στη βέλτιστη απόσταση ($z = 10 \text{ mm}$), επαλήθευσαν τα συμπεράσματα της προηγούμενου παραγράφου όπου είχαμε συμπεράνει ότι η κατανομή του ρεύματος και της επαγόμενης θερμικής ισχύος στην πλάκα εξαρτώνται ελάχιστα από το χρησιμοποιούμενο πηνίο. Οι διαφορές στις περιόδους εντοπισμού των ρωγμών από το κάθε πηνίο καθώς και οι ευκρίνεια του σχήματος των ρωγμών, διέφερε ελάχιστα όταν και τα τέσσερα πηνία βρίσκονταν στη βέλτιστη απόσταση από την πλάκα. Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι η μέγιστη διαφορά που παρατηρήθηκε στην περίοδο εντοπισμού των ρωγμών μεταξύ των πηνίων ήταν της τάξης των 0.2 s και λιγότερο. Για αυτόν το λόγο και για να ελαφρύνουν οι πίνακες 5.1 και 5.2, στην απόσταση των 10 mm παρουσιάζονται τα αποτελέσματα μόνο για το κυκλικό πηνίο C4. Τα αποτελέσματα αυτά όμως αντιπροσωπεύουν απόλυτα τις επιδόσεις και των υπόλοιπων πηνίων στο συγκεκριμένο ύψος. Συνεπώς οποιοδήποτε σχόλιο ακολουθήσει για το πηνίο C4 (10 mm) ισχύει και για τα πηνία S4 (10 mm), PC4 (10 mm) και PS4 (10 mm). Όπως θα δούμε στη συνέχεια ουσιαστικές διαφορές παρατηρούνται μόνο όταν τα πηνία τοποθετηθούν πολύ κοντά στην πλάκα ($z = 1 \text{ mm}$). Σε αυτή την απόσταση όμως, η εμβέλεια των πηνίων και οι περίοδοι εντοπισμού των ρωγμών γενικά μειώνονται.

Στους πίνακες 5.1 και 5.2 γίνεται σαφές ότι οι ρωγμές μήκους 3 cm εντοπίζονται πάντοτε για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα απ' ότι οι ρωγμές μήκους 1.5 cm, κάτι που είναι αναμενόμενο. Από την παρατήρηση των αριθμητικών ισόθερμων καμπύλων κάτι ανάλογο προέκυψε και για την ευκρίνεια των ρωγμών. Όσο μεγαλύτερη είναι η ρωγμή τόσο πιο ευκρινές είναι και το σχήμα της. Επίσης γίνεται φανερό ότι όταν η απόσταση του πηνίου από την πλάκα είναι $z = 10 \text{ mm}$ (βέλτιστη απόσταση), όλες οι ρωγμές εντοπίζονται είτε τα πηνία βρίσκονται στη θέση A είτε στη θέση B. Αντιθέτως όταν η απόσταση των πηνίων από την πλάκα είναι 1 mm, κάποιες ρωγμές δεν εντοπίζονται. Από τις ρωγμές μήκους 1.5 cm με τα πηνία στη θέση A δεν εντοπίζονται οι ρωγμές 1 και 3H, ενώ στη θέση B η ρωγμή 2V εντοπίζεται μόνο από τα επίπεδα πηνία (PC4, PS4). Αντίθετα από τις ρωγμές μήκους 3 cm δεν εντοπίζεται η ρωγμή 3H με τα επιμήκη πηνία C4 και S4 στη θέση A. Η περίοδος εντοπισμού στις περισσότερες περιπτώσεις είναι μεγαλύτερη όταν τα πηνία βρίσκονται στη βέλτιστη απόσταση.

Πίνακας 5.1: Εντοπισμός ρωγμών (μήκους 1.5 cm) με τα επιμήκη και τα επίπεδα πηνία.

Ρωγμή	Πηνίο (Απόσταση)	Θέση Α			Θέση Β		
		από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	Σχήμα	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα
1	C4 (10 mm)	0.4-1.5	1.1	-	0.7-20.0	19.3	x
	C4 (1 mm)	0	0	-	1.1-11.4	10.3	x
	S4 (1 mm)	0	0	-	0.9-12.6	11.7	x
	PC4 (1 mm)	0	0	-	0.8-12.4	11.6	x
	PS4 (1 mm)	0	0	-	0.6-13.6	13.0	x
2H	C4 (10 mm)	0.04-1.3	1.26	x	0.40-17.0	16.6	x
	C4 (1 mm)	0.10-1.1	1.0	-	0.36-12.6	12.24	x
	S4 (1 mm)	0.10-1.1	1.0	-	0.32-13.0	12.68	x
	PC4 (1 mm)	0.08-1.1	1.02	-	0.22-14.8	14.58	x
	PS4 (1 mm)	0.08-1.1	1.02	-	0.16-16.4	16.24	x
2V	C4 (10 mm)	0.08-13.4	13.3	x	0.20-1.0	0.8	-
	C4 (1 mm)	0.28-7.4	7.12	x	0	0	-
	S4 (1 mm)	0.28-7.8	7.52	x	0	0	-
	PC4 (1 mm)	0.2-9.4	9.2	x	0.08-0.5	0.42	-
	PS4 (1 mm)	0.2-10.0	9.8	x	0.08-0.9	0.82	-
3H	C4 (10 mm)	0.2-1.1	0.9	-	0.3-16.0	15.7	x
	C4 (1 mm)	0	0	-	0.8-13.8	13.0	x
	S4 (1 mm)	0	0	-	0.5-17.8	17.3	x
	PC4 (1 mm)	0	0	-	0.4-17.2	16.8	x
	PS4 (1 mm)	0	0	-	0.24-17.2	16.96	x
3V	C4 (10 mm)	0.6-8.0	7.4	x	0.2-0.4	0.2	-
	C4 (1 mm)	2.8-8.4	5.6	-	0.7-2.8	2.1	-
	S4 (1 mm)	2.8-7.4	4.6	-	0.8-1.8	1.0	-
	PC4 (1 mm)	1.8-12.8	11.0	-	0.6-2.8	2.2	-
	PS4 (1 mm)	1.0-12.8	11.8	-	0.36-2.1	1.74	-
4	C4 (10 mm)	0.3-15.0	14.7	x	1.3-9.0	7.7	x
	C4 (1 mm)	1.1-7.8	6.7	x	1.2-2.2	1.0	-
	S4 (1 mm)	1.1-7.0	5.9	x	1.1-4.1	3.0	-
	PC4 (1 mm)	0.9-10.2	9.1	x	0.9-1.6	0.7	x
	PS4 (1 mm)	0.4-9.8	9.4	x	0.9-2.2	1.3	x
5H	C4 (10 mm)	1.6-14.2	12.6	-	0.04-2.8	2.76	x
	C4 (1 mm)	4.4-9.4	5.0	-	0.04-4.1	4.06	x
	S4 (1 mm)	4.0-8.8	4.8	-	0.04-3.8	3.76	x
	PC4 (1 mm)	3.5-13.6	10.1	-	0.04-3.6	3.56	x
	PS4 (1 mm)	2.8-15.2	12.4	-	0.02-2.8	2.78	x
5D	C4 (10 mm)	4.0-11.6	7.6	x	0.08-21.2	21.12	x
	C4 (1 mm)	5.0-11.2	6.2	-	0.08-18.0	17.92	x
	S4 (1 mm)	4.5-10.4	5.9	-	0.04-18.8	18.76	x
	PC4 (1 mm)	3.6-12.0	8.4	x	0.06-21.2	21.14	x
	PS4 (1 mm)	3.9-12.8	8.9	x	0.06-22.4	22.16	x

Πίνακας 5.1 (συνέχεια)

Ρωγμή	Πηνίο (Απόσταση)	Θέση Α			Θέση Β		
		από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα
6H	C4 (10 mm)	6.0-6.8 8.0-9.2 10.6-11.4	2.8	-	0.2-2.7	2.5	x
	C4 (1 mm)	6.8-7.8 10.6-11.0	1.4	-	0.38-3.9	3.52	x
	S4 (1 mm)	6.6-7.4 10.0-10.6	1.4	-	0.34-3.6	3.26	x
	PC4 (1 mm)	5.6-6.4 8.2-9.0 11.0-12.0	2.6	-	0.3-3.4	3.1	x
	PS4 (1 mm)	4.7-5.5 7.0-7.6 9.2-10.0	2.2	-	0.18-2.9	2.72	x
6D	C4 (10 mm)	4.4-12.8	8.4	-	0.1-20.0	19.9	x
	C4 (1 mm)	6.6-10.2	3.6	-	0.32-19.2	18.88	x
	S4 (1 mm)	5.7-13.2	7.5	-	1.4-19.2	17.8	x
	PC4 (1 mm)	4.8-10.6	5.8	-	0.12-20.2	20.08	x
	PS4 (1 mm)	4.0-11.0	7.0	-	0.08-21.6	21.52	x

Πίνακας 5.2: Εντοπισμός ρωγμών (μήκους 3 cm) με τα επιμήκη και τα επίπεδα πηνία.

Ρωγμή	Πηνίο (Απόσταση)	Θέση Α			Θέση Β		
		από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα
1	C4 (10 mm)	0.04-1.6	1.56	-	0.5-30	29.5	x
	C4 (1 mm)	0.06-1.3	1.24	x	0.7-21.0	20.3	x
	S4 (1 mm)	0.06-1.3	1.24	x	0.6-22.8	22.2	x
	PC4 (1 mm)	0.02-1.35	1.33	x	0.7-22.0	21.3	x
	PS4 (1 mm)	0.02-1.35	1.33	x	0.38-26.4	26.02	x
2H	C4 (10 mm)	0.02-1.6	1.58	x	0.3-30	29.7	x
	C4 (1 mm)	0.04-1.4	1.36	x	0.32-24	23.68	x
	S4 (1 mm)	0.04-1.4	1.36	x	0.32-30	29.68	x
	PC4 (1 mm)	0.02-1.6	1.58	x	0.22-27.6	27.38	x
	PS4 (1 mm)	0.02-1.6	1.58	x	0.18-28.8	28.62	x
2V	C4 (10 mm)	0.08-14.6	14.52	x	0.14-1.1	0.96	x
	C4 (1 mm)	0.28-12.2	11.92	x	0.4-1.2	0.8	-
	S4 (1 mm)	0.28-13.0	12.72	x	0.4-1.1	0.7	-
	PC4 (1 mm)	0.2-14.8	14.6	x	0.02-1.2	1.18	-
	PS4 (1 mm)	0.18-15.2	15.02	x	0.02-1.3	1.28	-
3H	C4 (10 mm)	0.06-1.4	1.34	-	0.2-24	23.8	x
	C4 (1 mm)	0	0	-	0.3-27.6	27.3	x
	S4 (1 mm)	0	0	-	0.28-28.8	28.53	x
	PC4 (1 mm)	0.1-1.2	1.1	-	0.14-28.8	28.66	x
	PS4 (1 mm)	0.1-1.25	1.15	-	0.12-30.0	29.88	x

Πίνακας 5.2 (συνέχεια)

Ρωγμή	Πηνίο (Απόσταση)	Θέση Α		Θέση Β			
		από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα
3V	C4 (10 mm)	0.6-13.0	12.4	x	0.2-1.2	1.0	-
	C4 (1 mm)	2.8-10.2	7.4	-	0.34-5.8	5.46	-
	S4 (1 mm)	2.8-9.4	6.6	-	0.4-4.5	4.1	-
	PC4 (1 mm)	1.6-12.4	10.8	x	0.3-4.5	4.2	-
	PS4 (1 mm)	1.0-14.8	13.8	x	0.14-4.6	4.46	-
4	C4 (10 mm)	0.1-17.0	16.9	x	0.1-17	16.9	x
	C4 (1 mm)	0.8-12.6	11.8	x	1.1-24.6	23.5	x
	S4 (1 mm)	0.8-11.4	10.6	x	1.8-23.4	21.2	-
	PC4 (1 mm)	0.36-15.2	14.84	x	0.04-21.2	21.16	x
	PS4 (1 mm)	0.2-16.0	15.8	x	0.04-21.6	21.56	x
5H	C4 (10 mm)	1.0-15.0	14.0	x	0.04-5.6	5.56	x
	C4 (1 mm)	3.7-1.8	8.1	-	0.04-6.8	6.76	x
	S4 (1 mm)	3.3-11.0	7.7	-	0.02-6.2	6.18	x
	PC4 (1 mm)	2.6-14.8	12.2	-	0.02-6.0	5.98	x
	PS4 (1 mm)	2.3-16.8	14.5	-	0.02-5.4	5.38	x
5D	C4 (10 mm)	4.0-14.4	10.4	x	0.06-20.8	20.74	x
	C4 (1 mm)	4.8-14.0	9.2	-	0.12-18.4	18.28	x
	S4 (1 mm)	4.5-12.8	8.3	-	0.06-19.6	19.54	x
	PC4 (1 mm)	3.6-14.4	10.8	x	0.06-20.8	20.74	x
	PS4 (1 mm)	3.1-14.0	10.9	x	0.04-20.4	20.36	x
6H	C4 (10 mm)	4.0-4.9	3.5	-	0.1-4.2	4.1	x
		6.0-7.0					
		8.2-9.2					
		10.8-11.4					
	C4 (1 mm)	5.5-7.6	5.3	-	0.18-5.3	5.12	x
		8.6-11.8					
	S4 (1 mm)	5.1-7.0	4.3	-	0.2-5.8	5.6	x
		8.0-10.4					
	PC4 (1 mm)	4.2-16.0	11.8	-	0.1-5.2	5.1	x
	PS4 (1 mm)	3.8-17.2	13.4	-	0.1-4.8	4.7	x
6D	C4 (10 mm)	Για τη ρωγμή 6D δεν υπάρχουν αποτελέσματα γιατί προφανώς δεν χωρούσε στο συγκεκριμένο σημείο λόγω μήκους.					
	C4 (1 mm)						
	S4 (1 mm)						
	PC4 (1 mm)						
	PS4 (1 mm)						

Όσον αφορά το σχήμα των ρωγμών, όταν τα πηνία είναι στη βέλτιστη απόσταση, όλες οι ρωγμές γίνονται σαφείς τουλάχιστον σε μια από τις δύο θέσεις των πηνίων (Α ή Β). Επιπροσθέτως το σχήμα των ρωγμών 2H, 4 και 5D γίνεται ξεκάθαρο και από τις δύο θέσεις. Αντιθέτως όταν τα πηνία τοποθετούνται κοντά στην πλάκα, το σχήμα της ρωγμής 3V μήκους 1.5 cm γίνεται ξεκάθαρο μόνο με το επίπεδο πηνίο στη θέση Α. Οι ισόθερμες καμπύλες που προκύπτουν για κάθε ρωγμή με τα πηνία στη βέλτιστη απόσταση είναι αντίστοιχες με τις καμπύλες που είχαν παρουσιαστεί στην παράγραφο 4.3.2. Συνεπώς

αποφεύγεται η παρουσίαση παρόμοιων διαγραμμάτων και στη συνέχεια θα επικεντρωθούμε σε διαγράμματα που προκύπτουν με τα πηνία πολύ κοντά στην πλάκα.

Στο σχήμα 5.13 συγκρίνονται οι ισόθερμες καμπύλες εντοπισμού της ρωγμής 2H από τα πηνία C4 (10 mm), S4 (1 mm) και PS4 (1 mm) στις θέσεις Α και Β. Οι καμπύλες για τα πηνία C4 (1 mm) και PC4 (1 mm) είναι αντίστοιχες με τις ισόθερμες των S4 (1 mm) και PS4 (1 mm) και γι' αυτό παραλείπονται. Με τα πηνία στις δύο θέσεις γίνεται φανερή η διαφορά εντοπισμού μιας ρωγμής μέσω του ρεύματος (Σχήματα 5.13α, γ και ε) και μέσω της ροής θερμότητας (Σχήματα 5.13β, δ και ζ). Όπως βλέπουμε η ρωγμή εντοπίζεται ξεκάθαρα όταν τα πηνία βρίσκονται στη θέση Β. Αντίθετα με τα πηνία στη θέση Α μόνο με το πηνίο C4 (10 mm) γίνονται εμφανή και τα δύο άκρα της ρωγμής, οπότε προκύπτει το ακριβές μήκος της ρωγμής. Στο σχήμα 5.14 παρουσιάζονται οι ισόθερμες καμπύλες για την περίπτωση της ρωγμής 4 (1.5 cm) όταν τα πηνία βρίσκονται στη θέση Β. Θα πρέπει να επισημανθεί ότι για $z = 1$ mm μόνο τα επίπεδα πηνία παρουσιάζουν το σχήμα της ρωγμής τόσο ξεκάθαρα όσο τα πηνία που βρίσκονται στη βέλτιστη απόσταση. Με τα πηνία στη θέση Α το σχήμα της ρωγμής γίνεται εμφανές όπως και στο σχήμα 4.12β. Σε αρκετές περιπτώσεις πάντως το σχήμα της ρωγμής που λαμβάνεται με τα πηνία σε απόσταση 1 mm είναι το ίδιο ξεκάθαρο με το σχήμα που λαμβάνεται με τα πηνία στη βέλτιστη απόσταση. Τέτοιες περιπτώσεις είναι οι ρωγμές 5H, 5D, 6H, 6D (μήκους 1.5 και 3 cm) από τις οποίες οι 5D (1.5 cm) και 6H (1.5 cm) παρουσιάζονται στα σχήματα 5.15 και 5.16.

Συγκρίνοντας τώρα τις επιδόσεις των τεσσάρων πηνίων όταν τοποθετούνται κοντά στην πλάκα (1 mm), μπορούμε να πούμε ότι τα επίπεδα πηνία είναι πιο αποτελεσματικά. Για παράδειγμα μόνο τα επίπεδα πηνία κάνουν εμφανές το σχήμα των ρωγμών 4 και 5D και από τις δύο θέσεις. Επιπλέον στις περισσότερες περιπτώσεις η περίοδος εντοπισμού των ρωγμών που επιτυγχάνεται με τα επίπεδα πηνία και ειδικά με το τετράγωνο πηνίο είναι μεγαλύτερη.

Σχήμα 5.13: Ισόθερμες για τη ρωγμή 2H (1.5 cm). (α) C4 (10 mm), Θέση A, $t = 0.5$ s, (β) C4 (10 mm), Θέση B, $t = 2.0$ s, (γ) S4 (1 mm), Θέση A, $t = 0.6$ s, (δ) S4 (1 mm), Θέση B, $t = 2.0$ s, (ε) PS4 (1 mm), Θέση A, $t = 0.6$ s, (ζ) PS4 (1 mm), Θέση B, $t = 2.0$ s.

Σχήμα 5.14: Ισόθερμες για τη ρωγμή 4 (1.5 cm) με τα πηνία στη θέση B: (α) C4 (10 mm), $t = 1.2$ s, (β) C4 (1 mm), $t = 1.2$ s, (γ) S4 (1 mm), $t = 1.5$ s, (δ) PC4 (1 mm), $t = 1.2$ s, (ε) PS4 (1 mm), $t = 1.5$ s.

Σχήμα 5.15: Ισόθερμες για τη ρωγή 5D (1.5 cm) με τα πηνία στη θέση B: (α) C4 (10 mm), $t = 1.0$ s, (β) C4 (1 mm), $t = 2.0$ s, (γ) S4 (1 mm), $t = 2.0$ s, (δ) PC4 (1 mm), $t = 2.0$ s, (ε) PS4 (1 mm), $t = 2.0$ s.

Σχήμα 5.16: Ισόθερμες για τη ρωγμή 6H (1.5 cm) με τα πηνία στη θέση B: (α) C4 (10 mm), $t = 1.3$ s, (β) C4 (1 mm), $t = 2.0$ s, (γ) S4 (1 mm), $t = 2.0$ s, (δ) PC4 (1 mm), $t = 2.0$ s, (ε) PS4 (1 mm), $t = 2.0$ s.

5.4 Συμπεράσματα

Συνοψίζοντας, καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι τα επιμήκη και επίπεδα πηνία με σχετικά μικρή διατομή σε σύγκριση με την επιφάνεια της πλάκας είναι πιο αποτελεσματικά όταν τοποθετούνται στη βέλτιστη απόσταση από την πλάκα, καθώς αυξάνεται η εμβέλεια τους στον εντοπισμό των ρωγμών. Επίσης σε αυτή την απόσταση τα τέσσερα πηνία είναι ισοδύναμα στο εντοπισμό ρωγμών. Όταν όμως εξωτερικοί παράγοντες μας υποχρεώνουν στην τοποθέτηση των πηνίων πολύ κοντά στην πλάκα, τότε τα καλύτερα αποτελέσματα επιτυγχάνονται με τα επίπεδα πηνία.

5.5 Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] Grimberg R., Savin A., Radu E., Mihalache O. (2000). *Nondestructive evaluation of the severity of discontinuities in flat conductive materials by an eddy-current traducer with orthogonal coils*. IEEE Trans. Magn., Vol. 36 (1), pp. 299-307.
- [2] Ptchelintsev A. & Halleux B. (1996). *Two-conductor line model: rapid inversion of eddy current data for foil thickness and conductivity determination*. Rev Sci Instrum Vol. 67 (10), pp. 3688–3693.
- [3] Theodoulidis T.P. & Kriezis E.E. (2002). *Impedance evaluation of rectangular coils for eddy current testing of planar media*. NDT&E Int., Vol. 35, pp. 407–414.
- [4] Ditchburn R.J., Burke S.K., Posada M. (2003). *Eddy-current non-destructive inspection with thin spiral coils: long cracks in steel*. J. Nondestructive Eval, Vol. 22 (2), pp.63–77.
- [5] Ditchburn R.J., Burke S.K. (2005). *Planar rectangular spiral coils in eddy current non-destructive inspection*. NDT&E Int., Vol. 38, pp. 690–700.
- [6] Fava J., Ruch M. (2004). *Design, construction and characterization of ECT sensors with rectangular planar coils*. Insight, Vol. 46 (5), pp. 268–74.
- [7] Fava J, Ruch M. (2006). *Calculation and simulation of impedance diagrams of planar rectangular spiral coils for eddy current non-destructive testing*. NDT&E Int., Vol. 39, pp. 414–24.
- [8] Tsopelas, N. & Siakavellas, N. J. (2007). *Performance of circular and square coils in electromagnetic–thermal non-destructive inspection*. NDT&E International, Vol. 40, pp. 12–28.

Κεφάλαιο 6^ο

Επιμήκη και επίπεδα πηνία μεγάλης διατομής

6.1 Γενικά

Τα πηνία με τα οποία έχουμε ασχοληθεί έως τώρα (C4, S4, PC4, PS4), καλύπτουν μόνο ένα μέρος της πλάκας οπότε για τον έλεγχο ολόκληρης της πλάκας θα πρέπει η πλάκα να χωριστεί σε υπό-περιοχές, ώστε με διαδοχικούς ελέγχους να ελεγχθεί πλήρως. Δημιουργείται λοιπόν το ερώτημα εάν είναι δυνατό με την πραγματοποίηση ενός μόνο ελέγχου να ελεγχθεί ολόκληρη η επιφάνεια της πλάκας, εφόσον η διατομή του πηνίου είναι συγκρίσιμη με την επιφάνεια της υπό εξέταση πλάκας. Γι' αυτό το σκοπό θεωρήσαμε τέσσερα πηνία με μεγάλη διατομή: (α) ένα κυκλικό επίμηκες πηνίο διαμέτρου 15 cm (C15), (β) ένα τετράγωνο επίμηκες πηνίο με πλευρά 15 cm (S15), (γ) ένα κυκλικό επίπεδο πηνίο με διάμετρο 15 cm (PC15) και (δ) ένα τετράγωνο επίπεδο πηνίο με πλευρά 15 cm (PS15) ώστε να έχουν διατομή συγκρίσιμη με την επιφάνεια την τετράγωνης πλάκας διαστάσεων 15cm x 15 cm που χρησιμοποιήθηκε στα Κεφάλαια 4 και 5. Όπως και με τα

προηγούμενα πηνία έτσι και αυτά, τα τοποθετήσαμε σε διάφορες αποστάσεις από την πλάκα για να μελετήσουμε την αποτελεσματικότητα τους σε συνάρτηση με την απόσταση τους από την πλάκα. Επίσης σε κάθε περίπτωση ρυθμίσαμε την ένταση του ρεύματος στο πηνίο έτσι ώστε για χρόνο θέρμανσης 1 s, η μέγιστη θερμοκρασία που αναπτύσσεται στην πλάκα να είναι περίπου 3 °C.

6.2 Μαγνητικό πεδίο, πυκνότητα ρεύματος και θερμικής ισχύος

Στο σχήμα 6.1 παρουσιάζεται η διακύμανση της z-συνιστώσας της μαγνητικής επαγωγής, που δημιουργείται από το κυκλικό επίμηκες (C15) και το κυκλικό επίπεδο (PC15) πηνίο αντίστοιχα, σε ένα επίπεδο που διέρχεται από το κέντρο της πλάκας και είναι παράλληλο στον άξονα x. Το μαγνητικό πεδίο των αντίστοιχων τετράγωνων πηνίων παραλείφθηκε δεδομένου ότι οι διαφορές μεταξύ του ίδιου τύπου πηνίων είναι πολύ μικρές για να γίνουν αντιληπτές. Παρατηρούμε ότι όταν τα επιμήκη πηνία (C15, S15) βρίσκονται πολύ κοντά στην πλάκα ($z = 1$ mm) τότε το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται στην πλάκα (Σχήμα 6.1α) είναι έντονα ανομοιογενές, με αποτέλεσμα η πυκνότητα του ρεύματος να λαμβάνει πολύ μεγάλες τιμές σε μια στενή περιοχή που ισοδυναμεί με την προβολή της περιφέρειας των πηνίων επί της πλάκας και εκτός αυτής να έχει πολύ μικρότερες τιμές. Η περιοχή αυτή ισοδυναμεί με μια δακτυλιοειδή περιοχή εφόσον χρησιμοποιείται το κυκλικό

Σχήμα 6.1: Διακύμανση της z-συνιστώσας της μαγνητικής επαγωγής στην επιφάνεια της πλάκας δημιουργούμενη από ένα πηνίο ευρισκόμενο σε διαφορετικές αποστάσεις από την πλάκα: (α) C15 cm, (β) PC15 cm. Το ρεύμα που ρέει στα πηνία ρυθμίζεται σε συνάρτηση με την απόσταση, έτσι ώστε η μέγιστη αύξηση της θερμοκρασίας στην πλάκα να είναι 3 °C.

πηνίο (Σχήμα 6.2α) και με την περιφέρεια της πλάκας εφόσον χρησιμοποιείται το τετράγωνο πηνίο (Σχήμα 6.2β). Συνεπώς με το τετράγωνο πηνίο πετυχαίνουμε καλύτερη θέρμανση της πλάκας περιμετρικά (Σχήμα 6.3β), σε αντίθεση με το κυκλικό πηνίο το οποίο δεν θερμαίνει καθόλου τις γωνίες της πλάκας (Σχήμα 6.3α). Από την άλλη το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από τα επίπεδα πηνία (Σχήμα 6.1β) εμφανίζει τη μέγιστη τιμή στο κέντρο της πλάκας, με αποτέλεσμα η κυκλοφορία του ρεύματος στην πλάκα να είναι ποιο ομοιογενής όπως παρατηρείται στα σχήματα 6.2γ και 6.2δ και η θέρμανση της πλάκας να είναι σχεδόν ομοιόμορφη σε μια ευρύτερη περιοχή (Σχήμα 6.3γ και δ). Πάντως και στα επίπεδα πηνία το τετράγωνο πηνίο υπερτερεί ελαφρώς στις γωνίες της πλάκας, καθώς η διατομή του πηνίου είναι αντίστοιχη με την επιφάνεια της πλάκας. Γενικότερα η θέρμανση της περιφέρειας μια πλάκας βελτιστοποιείται εφόσον το σχήμα της διατομής του πηνίου είναι το ίδιο με εκείνο της πλάκας.

Σχήμα 6.2: Κατανομή της πυκνότητας του ρεύματος (A/m^2) στην πλάκα επαγόμενη από ένα πηνίο ευρισκόμενο σε απόσταση 1 mm: (α) C15, (β) S15, (γ) PC15, (δ) PS15.

Όταν τα πηνία τοποθετηθούν σε μεγαλύτερη απόσταση ($z = 37.5 \text{ mm}$) από την πλάκα τότε τόσο το μαγνητικό πεδίο (Σχήμα 6.1) στην επιφάνεια της πλάκας, όσο και η κυκλοφορία του ρεύματος στην πλάκα και κατ' επέκταση η κατανομή της πυκνότητας της θερμικής ισχύος στην πλάκα εξομαλύνονται αρκετά (Σχήμα 6.4). Πάντως τα επίπεδα πηνία συνεχίζουν να επιτυγχάνουν ελαφρώς καλύτερη θέρμανση στις γωνίες της πλάκας. Τέλος όταν τα πηνία τοποθετηθούν σε ακόμα μεγαλύτερη απόσταση ($z = 75 \text{ mm}$) το μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια της πλάκας τείνει να γίνει σχεδόν ομοιογενές (Σχήμα 6.1) και οι διαφορές πλέον μεταξύ των πηνίων είναι σχεδόν αμελητέες (Σχήμα 6.5). Η τοποθέτηση των πηνίων όμως σε τόσο μεγάλη απόσταση από την πλάκα δεν προσφέρει κάτι ουσιαστικό. Επί πλέον, είναι και ενεργειακά σπάταλη καθώς η ισχύς που απαιτείται να τροφοδοτήσουμε τα πηνία για επιτύχουμε σχεδόν την ίδια θέρμανση με τα πηνία σε απόσταση 37.5 mm είναι παραπάνω από διπλάσια.

Σχήμα 6.3: Πυκνότητα θερμικής ισχύος (W/m^3) στην πλάκα επαγόμενη από ένα πηνίο ευρισκόμενο σε απόσταση 1 mm από την πλάκα: (α) C15, (β) S15, (γ) PC15, (δ) PS15.

Σχήμα 6.4: Πυκνότητα θερμικής ισχύος (W/m³) στην πλάκα επαγόμενη από ένα πηνίο ευρισκόμενο σε απόσταση 37.5 mm από την πλάκα: (α) C15, (β) S15, (γ) PC15, (δ) PS15.

Σχήμα 6.5: Πυκνότητα θερμικής ισχύος (W/m³) στην πλάκα επαγόμενη από ένα πηνίο ευρισκόμενο σε απόσταση 75 mm από την πλάκα: (α) C15, (β) PC15.

6.3 Εντοπισμός ρωγμών σε τετράγωνη πλάκα

Η αποτελεσματικότητα των μεγάλων πηνίων στον εντοπισμό των ρωγμών μήκους 1.5 cm στην τετράγωνη πλάκα διαστάσεων 15 cm x 15 cm (Σχήμα 5.12), παρουσιάζεται στον πίνακα 6.1, όπου εκτός από το χρονικό διάστημα κατά το οποίο εντοπίζεται η κάθε ρωγμή, αναφέρεται επίσης κατά πόσον το σχήμα της γίνεται σαφές (x) ή όχι (-). Από την αριθμητική διερεύνηση γίνεται φανερό ότι με τη χρήση κάποιου εκ των τεσσάρων μεγάλων πηνίων δεν είναι δυνατό να ελεγχθεί ολόκληρη η πλάκα, πραγματοποιώντας μόνο έναν έλεγχο. Κανένα πηνίο δεν καταφέρνει να εντοπίσει όλες τις ρωγμές και από αυτές που εντοπίζονται κανένα δεν μπορεί να παρουσιάσει το σχήμα όλων των ρωγμών ξεκάθαρα.

Συγκεκριμένα η ρωγμή 1 δεν εντοπίζεται από κανένα πηνίο, σε οποιαδήποτε απόσταση και αν τοποθετηθεί. Από την άλλη οι υπόλοιπες ρωγμές αν και εντοπίζονται από όλα τα πηνία, δεν γίνονται όλες σαφείς με κάποιο συγκεκριμένο πηνίο αλλά θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε συνδυασμό πηνίων. Για παράδειγμα το πραγματικό μήκος της ρωγμής 3V γίνεται ξεκάθαρο μόνο από τα επιμήκη πηνία (Σχήμα 6.8). Αντίθετα οι ρωγμές 4 και 5H γίνονται ξεκάθαρες από τα επιμήκη πηνία (C15, S15) μόνο όταν αυτά τοποθετηθούν σε απόσταση 1 mm από την πλάκα ή από τα επίπεδα πηνία σε οποιοδήποτε απόσταση. Επίσης υπάρχουν και ρωγμές που για να γίνουν εμφανείς θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί πηνίο συγκεκριμένης γεωμετρίας, όπως είναι η ρωγμή 6H η οποία γίνεται ξεκάθαρη μόνο από το τετράγωνο πηνίο (S15) σε απόσταση 1 mm από την πλάκα (Σχήμα 6.9).

Τα μεγάλα πηνία υπερτερούν σε σχέση με τα μικρά πηνία στην ανίχνευση των περιφερειακών ρωγμών (3H, 3V, 5H, 5D, 6H και 6D), όπου τα μικρά πηνία δεν μπορούν να προσδιορίσουν το ακριβές σχήμα των ρωγμών όταν βρίσκονται στο κέντρο της πλάκας (Σχήμα 5.12, Θέση Α) και πρέπει να τοποθετηθούν στη θέση Β για να εντοπιστούν πολλές από αυτές τις ρωγμές. Χαρακτηριστικό παράδειγμα εντοπισμού περιφερειακών ρωγμών με τα μεγάλα πηνία είναι οι ρωγμές 3V (Σχήμα 6.6) και 5D (Σχήμα 6.7).

Τέλος όσον αφορά την περίοδο εντοπισμού των ρωγμών παρατηρούμε ότι είναι μικρότερη στις περισσότερες ρωγμές σε σχέση με τα μικρά πηνία. Δεδομένου ότι τα μεγάλα πηνία θερμαίνουν μεγαλύτερο μέρος της πλάκας από ότι τα μικρά πηνία, ο χρόνος που απαιτείται για να έρθει η πλάκα σε θερμική ισορροπία είναι μικρότερος, με αποτέλεσμα οι θερμοκρασιακές διαφορές στις ρωγμές να διαρκούν για μικρότερο χρονικό διάστημα.

Πίνακας 6.1: Εντοπισμός ρωγμών (μήκους 1.5 cm) με τα μεγάλα πηνία.

Ρωγμή	Πηνίο	Πηνίο σε απόσταση 37.5 mm			Πηνίο σε απόσταση 1.0 mm		
		από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα	από – μέχρι (s)	διάστημα (s)	σχήμα
1	C15	0	0.0	-	0	0.0	-
	S15	0	0.0	-	0	0.0	-
	PC15	0	0.0	-	0	0.0	-
	PS15	0	0.0	-	0	0.0	-
2H	C15	0.06-1.0	0.94	x	0.14-0.64	0.5	-
	S15	0.06-1.04	0.98	x	0.2-0.7	0.5	-
	PC15	0.04-1.2	1.16	x	0.02-1.4	1.38	x
	PS15	0.04-1.2	1.16	x	0.02-1.5	1.48	x
2V	C15	0.15-10.0	9.85	x	0.5-9.0	8.5	x
	S15	0.30-10.6	10.3	x	0.5-9.0	8.5	x
	PC15	0.40-6.6	6.2	x	0.6-4.1	3.5	x
	PS15	0.40-6.4	6.0	x	0.4-5.2	4.8	x
3H	C15	0.02-2.5	2.48	x	0.02-1.1	1.08	x
	S15	0.02-1.3	1.28	x	0.02-1.1	1.08	x
	PC15	0.02-1.7	1.68	x	0.02-1.1	1.08	x
	PS15	0.02-1.8	1.78	x	0.02-1.1	1.08	x
3V	C15	0.1-2.0	1.90	x	0.04-4.5	3.46	x
	S15	0.1-3.4	3.30	x	0.04-4.4	3.36	x
	PC15	0.2-1.8	1.60	-	0.12-1.9	1.78	-
	PS15	0.1-2.1	2.0	-	0.12-1.9	1.78	-
4	C15	0.04-1.2	1.16	-	0.14-5.8	5.66	x
	S15	0.04-2.8	2.76	-	0.2-9.0	8.80	x
	PC15	0.04-1.2	1.16	x	0.04-5.2	5.16	x
	PS15	0.04-1.2	1.16	x	0.04-4.5	4.46	x
5H	C15	0.06-4.0	3.96	-	0.04-2.8	2.76	x
	S15	0.06-3.4	3.36	-	0.08-4.2	4.12	x
	PC15	0.12-4.9	4.78	x	0.16-7.2	7.04	x
	PS15	0.12-5.1	4.98	x	0.08-6.4	6.32	x
5D	C15	0.08-10.2	10.12	x	0.16-5.2	5.04	x
	S15	0.10-5.8	5.70	-	0.16-9.6	9.44	x
	PC15	0.28-7.8	7.52	x	0.24-10.8	10.56	x
	PS15	0.24-7.0	6.76	x	0.16-8.8	8.64	x
6H	C15	0.12-3.5	3.38	-	0.56-3.3	2.74	-
	S15	0.1-3.9	3.80	-	0.06-2.1	2.04	x
	PC15	0.56-3.6	3.04	-	0.88-4.3	3.42	-
	PS15	0.32-4.0	3.68	-	0.24-3.5	3.26	-
6D	C15	0.18-8.6	8.42	x	0.28-8.0	7.72	x
	S15	0.14-11.0	10.86	x	0.06-10.2	10.14	x
	PC15	0.44-9.6	9.16	x	0.68-9.4	8.72	x
	PS15	0.32-9.6	9.28	x	0.20-9.8	9.6	x

Σχήμα 6.6: Ισόθερμες για τη ρωγμή **3H** με τα πηνία: (α) C15 (37.5 mm), $t = 0.2$ s, (β) PS15 (1 mm), $t = 0.2$ s.

Σχήμα 6.7: Ισόθερμες για τη ρωγμή **5D** με τα πηνία: (α) C15 (1 mm), $t = 1.0$ s, (β) S15 (1 mm), $t = 1.0$ s, (γ) PC15 (1 mm), $t = 1.0$ s, (δ) PS15 (1 mm), $t = 1.0$ s.

Σχήμα 6.8: Ισόθερμες για τη ρωγμή 3V με τα πηνία: (α) C15 (37.5 mm), $t = 1.0$ s
 (β) S15 (37.5 mm), $t = 0.8$ s, (γ) C15 (1 mm), $t = 1.5$ s, (δ) S15 (1 mm), $t = 1.5$ s,
 (ε) PS15 (37.5 mm), $t = 1.0$ s, (ζ) PS15 (1 mm), $t = 1.0$ s.

Σχήμα 6.9: Ισόθερμες για τη ρωγή **6H** (1.5 cm) με τα πηνία:

(α) S15 (37.5 mm), $t = 1.0$ s, (β) PS15 (37.5 mm), $t = 1.4$ s, (γ) C15 (1 mm), $t = 1.3$ s,
(δ) S15 (1 mm), $t = 0.6$ s, (ε) PC15 (1 mm), $t = 2.0$ s, (ζ) PS15 (1 mm), $t = 1.4$ s.

6.4 Συμπεράσματα

Από τη διερεύνηση που προηγήθηκε κατέστη σαφές ότι ο έλεγχος ολόκληρης της επιφάνειας μιας πλάκας με τη χρήση πηνίων, των οποίων η διατομή τους έχει συγκρίσιμη επιφάνεια με εκείνη της πλάκας δεν είναι δυνατός. Δεδομένου ότι με τη χρήση των πηνίων αυτών ελέγχεται κυρίως η περιμετρική περιοχή της πλάκας, θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε επικουρικά και ένα πηνίο μικρής διατομής για τον έλεγχο της εσωτερικής περιοχής της πλάκας.

6.5 Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] Tsopelas, N. & Siakavellas, N. J. (2007). *Performance of circular and square coils in electromagnetic–thermal non-destructive inspection*. NDT&E International, Vol. 40, pp. 12–28.

Κεφάλαιο 7^ο

Επίδραση της κλίσης του πηνίου

7.1 Γενικά

Στο προηγούμενο κεφάλαιο μελετήσαμε αναλυτικά την αποτελεσματικότητα διαφόρων πηνίων στον εντοπισμό ρωγμών σε πλάκες άπειρης και πεπερασμένης επιφάνειας. Σε όλες τις περιπτώσεις όμως, τα πηνία ήταν προσανατολισμένα με τον άξονα τους κάθετο στην επιφάνεια της πλάκας. Δημιουργείται λοιπόν το ερώτημα, εάν η αποτελεσματικότητα των πηνίων βελτιώνεται στην περίπτωση που ο άξονας των πηνίων δεν είναι κάθετος στην επιφάνεια της πλάκας αλλά σχηματίζει γωνία θ με τον άξονα των z (Σχήμα 7.1). Έτσι, στον παρόν κεφάλαιο θα μελετήσουμε πως μεταβάλλεται το επαγόμενο θερμικό πεδίο στην πλάκα, ως συνάρτηση της κλίσης του πηνίου και πως επηρεάζει την αποτελεσματικότητα των πηνίων στον εντοπισμό ρωγμών.

Σχήμα 7.1: Τοποθέτηση πηνίων με γωνία ως προς την επιφάνειας της πλάκας.

7.2 Πηνία C4, S4, PC4, PS4 υπό κλίση

Χρησιμοποιώντας τη θεωρητική διάταξη που περιγράφεται στο κεφάλαιο 5, με την τετράγωνη πλάκα διαστάσεων 15 cm x 15 cm και τα τέσσερα πηνία μικρής διατομής C4, S4, PC4 και PS4, μελετούμε την κατανομή του μαγνητικού πεδίου, των δινορρευσμάτων, της θερμικής ισχύος και της θερμοκρασίας στην πλάκα σε συνάρτηση με τη γωνία κλίσεως των πηνίων. Το ρεύμα που κυκλοφορεί στα πηνία μεταβάλλεται ημιτονοειδώς με το χρόνο σύμφωνα με τη σχέση $I(t) = I_0 \sin(2\pi ft)$ όπου $f = 50$ Hz. Το πλάτος της έντασης του ρεύματος διατηρείται σταθερό σε όλα τα πηνία ώστε να είναι συγκρίσιμα τα μεταξύ τους αποτελέσματα ($I_0 = 690$ A). Η ανύψωση όλων των πηνίων είναι 1 mm, όπου με τον όρο ανύψωση (lift-off) εννοούμε την απόσταση της πλησιέστερης περιέλιξης του πηνίου στην πλάκα (Σχήμα 7.1). Ο λόγος που χρησιμοποιείται ο συγκεκριμένος όρος, είναι το γεγονός ότι πλέον γίνεται δύσκολο να αναφερόμαστε στην απόσταση των πηνίων από την πλάκα χρησιμοποιώντας την απόσταση του μέσου ύψους του πηνίου από την πλάκα (Σχήμα 4.5). Με τα πηνία σε κλίση δεν γίνεται εύκολα αντιληπτή η απόσταση αυτή, καθώς θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε τριγωνομετρικές σχέσεις προκειμένου να καταλήξουμε στην απόσταση που θα πρέπει να τοποθετηθεί το πηνίο από την πλάκα. Έτσι στη συγκεκριμένη περίπτωση χρησιμοποιούμε τον όρο ανύψωση (liff-off).

7.2.1 Μαγνητικό πεδίο, κατανομή θερμικής ισχύος και θερμοκρασίας

Στο σχήμα 7.2 παρουσιάζεται η διακύμανση της z-συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου (Σχήμα 7.2α) και της y-συνιστώσας της πυκνότητας του ρεύματος (Σχήμα 7.2β) που επάγεται εντός της πλάκας από το τετράγωνο πηνίο (S4). Το πηνίο τοποθετείται πάνω από το κέντρο της πλάκας με διάφορες κλίσεις θ και με ανύψωση 1 mm (lift-off) σε όλες τις περιπτώσεις. Για $\theta = 0^\circ$ η απόσταση του μέσου ύψους του πηνίου από την πλάκα είναι 1.1 cm που είναι σχεδόν ίση με το $\frac{1}{4}$ της πλευράς του πηνίου. Αυτή η απόσταση αντιστοιχεί στην “βέλτιστη απόσταση” και συνεπώς το μαγνητικό πεδίο (z-συνιστώσα) που δημιουργείται στην πλάκα είναι σχεδόν ομοιόμορφο σε μια περιοχή που ισοδυναμεί με την προβολή της διατομής του πηνίου επί της πλάκας (Σχήμα 7.2α). Το κεκλιμένο πηνίο δημιουργεί ένα ανομοιογενές μαγνητικό πεδίο και για $\theta = 90^\circ$ η z-συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής μηδενίζεται στο κέντρο της πλάκας. Όσον αφορά την πυκνότητα του ρεύματος (Σχήμα 7.2β), όταν το πηνίο βρίσκεται υπό γωνία $\theta = 0^\circ$ λαμβάνει μεγάλες τιμές σε μια στενή περιοχή που ισοδυναμεί με την προβολή της επιφάνειας του πηνίου επί της πλάκας και μικρότερες τιμές εκτός αυτής. Για ενδιάμεσες γωνίες ($\theta = 45^\circ$) η πυκνότητα

του ρεύματος ελαττώνεται και για $\theta = 90^\circ$ λαμβάνει τη μέγιστη τιμή στο κέντρο της πλάκας.

Σχήμα 7.2: Διακύμανση: (α) της z-συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της πλάκας και (β) της y-συνιστώσας της πυκνότητας των δινορρευμάτων (A/m^2) σε μια διαμήκη τομή που διέρχεται από το κέντρο της πλάκας. Διέγερση της πλάκας από το πηνίο S4.

Η επίδραση της κλίσης του πηνίου στο επαγόμενο μαγνητικό πεδίο και στην κατανομή της πυκνότητας των δινορρευμάτων στην πλάκα απεικονίζεται καλύτερα στο σχήμα 7.3. Όπως ειπώθηκε και προηγουμένως, για $\theta = 0^\circ$ το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται στην επιφάνεια της πλάκας είναι σχεδόν ομοιογενές σε μια περιοχή που ισοδυναμεί με την προβολή της επιφάνειας του πηνίου επί της πλάκας. Εντός αυτής της περιοχής το B_z λαμβάνει τη μέγιστη τιμή. Μια μικρή κλίση του πηνίου (π.χ $\theta = 15^\circ$) διαταράσσει την ομοιογένεια του B_z σε αυτή την περιοχή. Η ανομοιογένεια του B_z αυξάνεται για μεγαλύτερες κλίσεις του πηνίου. Τέλος, για $\theta = 90^\circ$ το B_z λαμβάνει τις μέγιστες απόλυτες τιμές στην προβολή των δύο άκρων του πηνίου επί της πλάκας. Είναι προφανές ότι τα δινορρεύματα κυκλοφορούν γύρω από την περιοχή όπου το B_z λαμβάνει τη μέγιστη τιμή (Σχήμα 7.3). Παρόμοια αποτελέσματα για την κατανομή της πυκνότητας των δινορρευμάτων που επάγονται στην επιφάνεια ενός ημι-άπειρου αγωγίμου χώρου από ένα ορθογώνιο πηνίο, παράλληλο και κάθετο στην επιφάνεια αυτού, λαμβάνονται από τους Theodoulidis και Kriezis [2].

Η κατανομή της πυκνότητας του ρεύματος επηρεάζει άμεσα την κατανομή της θερμικής ισχύος στην πλάκα και κατ'επέκταση το θερμοκρασιακό πεδίο που αναπτύσσεται στην πλάκα, όπως παρουσιάζεται στα σχήματα 7.4 και 7.5 αντίστοιχα για διάφορες γωνίες κλίσεως του πηνίου S4. Από το σχήμα 7.5 γίνεται εμφανές ότι η θέρμανση της πλάκας

Σχήμα 7.3: Διακύμανση της μαγνητικής επαγωγής και της πυκνότητας των δινορρευμάτων που επάγονται στην πλάκα από το πηνίο S4 ευρισκόμενο υπό διάφορες γωνίες κλίσεως.

ευνοεί την πραγματοποίηση ΜΚΕ όταν το πηνίο βρίσκεται υπό γωνία $\theta = 0^\circ$ ή $\theta = 90^\circ$. Επιπλέον στις συγκεκριμένες γωνίες το θερμικό πεδίο που αναπτύσσεται σε μια πλάκα χωρίς ρωγμή είναι συμμετρικό. Έτσι η παρουσία μιας ρωγμής θα διαταράξει τη συμμετρία και θα οδηγήσει στον ευκολότερο εντοπισμό της ρωγμής και κατ' επέκταση στον ευκολότερο και ταχύτερο έλεγχο της πλάκας. Από την άλλη όταν τα πηνία έχουν κάποια ενδιάμεση κλίση, το επαγόμενο θερμικό πεδίο δεν είναι συμμετρικό και έτσι η ανάλυση των θερμικών εικόνων για τον εντοπισμό ατελειών γίνεται αρκετά πιο δύσκολη.

Η τοποθέτηση του πηνίου με κλίση επηρεάζει αρκετά την ικανότητά του να θερμάνει την πλάκα, καθώς το ποσοστό της μαγνητικής ροής που διέρχεται πλέον από την πλάκα μειώνεται. Στον πίνακα 7.17.1 παρουσιάζεται η θερμική ισχύς που επάγεται στην πλάκα ως συνάρτηση της κλίσης του πηνίου για ανύψωση 1 mm, κανονικοποιημένη προς τη θερμική ισχύ P_0 που επάγεται στην πλάκα όταν η κλίση του πηνίου είναι $\theta = 0^\circ$. Όπως παρατηρούμε η θερμική ισχύς που επάγεται στην πλάκα ελαττώνεται όσο αυξάνει η κλίση του πηνίου και για $\theta = 75^\circ$ ελαχιστοποιείται, λαμβάνοντας μια τιμή που προσεγγίζει το 21% της μέγιστης θερμικής ισχύος. Για $\theta = 90^\circ$ η θερμική ισχύς που επάγεται στην πλάκα ισοδυναμεί με το 30% της μέγιστης θερμικής ισχύος. Αποτέλεσμα αυτού είναι να μικραίνει πάρα πολύ η εμβέλεια του πηνίου στον εντοπισμό ρωγμών και γι' αυτό η χρήση του πηνίου με τη συγκεκριμένη γωνία αποφεύγεται. Βέβαια όπως θα δούμε στη συνέχεια (§ 7.2.3), η γωνία των 90 μοιρών ενδείκνυται για τον εντοπισμό συγκεκριμένων ρωγμών (Σχήμα 7.10) που είτε δεν εντοπίζονται, είτε δεν είναι ξεκάθαρο το σχήμα τους, όταν το πηνίο είναι τοποθετημένο πάνω από την επιφάνεια της πλάκας με γωνία $\theta = 0^\circ$ (§ 4.2.2).

Πίνακας 7.1: Επαγόμενη θερμική ισχύς στην πλάκα σε συνάρτηση με τη γωνία κλίσεως θ του πηνίου S4.

Κλίση πηνίου	Θερμική ισχύς (P/P_0)
0	1.00
15	0.57
30	0.40
45	0.29
60	0.23
75	0.21
90	0.30

Πίνακας 7.2: Επαγόμενη θερμική ισχύς στην πλάκα σε συνάρτηση με τη γωνία κλίσεως θ των πηνίων.

Πηνίο	Θερμική ισχύς (P/P_0)	
	$\theta = 0^\circ$	$\theta = 90^\circ$
C4	0.73	0.18
S4	1.00	0.30
PC4	1.90	0.06
PS4	2.48	0.11

Σχήμα 7.4: Κατανομή της πυκνότητας της επαγόμενης θερμικής ισχύος στην πλάκα (W/m³) από το πηνίο S4 σε συνάρτηση με την κλίση του πηνίου.

Σχήμα 7.5: Θερμοκρασιακή κατανομή στην πλάκα με το πέρας της θέρμανσης ($t = 1$ s), σε συνάρτηση με την κλίση του πηνίου S4.

7.2.2 Σύγκριση των επιδόσεων των πηνίων C4, S4, PC4, PS4

Οι επιδόσεις των τεσσάρων πηνίων συγκρίνονται στα σχήματα 7.6 με 7.9 για γωνίες κλίσεως $\theta = 0^\circ$ και $\theta = 90^\circ$. Η ανύψωση των πηνίων από την πλάκα σε όλες τις περιπτώσεις είναι 1 mm. Στο σχήμα 7.6 απεικονίζεται η διακύμανση του μαγνητικού πεδίου, σε μια διαμήκη τομή που διέρχεται από το κέντρο της πλάκας, για $\theta = 0^\circ$ και $\theta = 90^\circ$. Παρατηρώντας το σχήμα 7.6α διακρίνουμε ότι το μαγνητικό πεδίο (z-συνιστώσα) που δημιουργείται από τα επίπεδα πηνία PC4 και PS4, είναι πιο ισχυρό όταν $\theta = 0^\circ$, συγκρινόμενο με το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από τα επιμήκη πηνία C4 και S4. Τα τελευταία όμως δημιουργούν ένα μαγνητικό πεδίο σχεδόν ομοιόμορφο εντός της περιοχής που αντιστοιχεί στην προβολή της επιφάνειας των πηνίων επί της πλάκας. Αντίθετα όταν $\theta = 90^\circ$, το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από όλα τα πηνία είναι έντονα ανομοιογενές, με τα επιμήκη πηνία να δημιουργούν πιο ισχυρό μαγνητικό πεδίο σε σχέση με τα επίπεδα πηνία (Σχήμα 7.6β).

Σχήμα 7.6: Διακύμανση της z-συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της πλάκας που δημιουργείται από τα πηνία για κλίση: α) $\theta = 0^\circ$ και β) $\theta = 90^\circ$.

Συγκρίνοντας τώρα την πυκνότητα των δινορρευμάτων που επάγονται στην πλάκα παρατηρούμε ότι τη μέγιστη πυκνότητα την επάγουν τα επίπεδα πηνία για $\theta = 0^\circ$ (Σχήμα 7.7α) και τα επιμήκη πηνία για $\theta = 90^\circ$ (Σχήμα 7.7β). Δεδομένου ότι η επαγόμενη θερμική ισχύς είναι ανάλογη του τετραγώνου της πυκνότητας των δινορρευμάτων, η κατανομή της θερμικής ισχύς (Σχήμα 7.8) και της θερμοκρασίας (Σχήμα 7.9) στην πλάκα επηρεάζονται σημαντικά από την κλίση του πηνίου. Ανάλογα επηρεάζεται και η συνολική θερμική ισχύς που επάγεται στην πλάκα από τα τέσσερα πηνία στις δύο ακραίες γωνίες κλίσεως των 0° και

90°, όπως γίνεται φανερό από τον πίνακα 7.2. Η θερμικής ισχύς (Πίνακας 7.2) που επάγεται από το κάθε πηνίο είναι κανονικοποιημένη προς τη θερμική ισχύ P_0 που επάγεται στην πλάκα από το τετράγωνο πηνίο S4 για $\theta = 0^\circ$.

Σχήμα 7.7: Διακύμανση της y-συνιστώσας της πυκνότητας των δινορρευμάτων (A/m^2) που επάγονται εντός της πλάκας με τα πηνία υπό γωνία: α) $\theta = 0^\circ$ και β) $\theta = 90^\circ$.

Από τον πίνακα 7.2 και τα διαγράμματα θερμοκρασιών (Σχήμα 7.9) γίνεται εμφανές ότι η βέλτιστη θέρμανση της πλάκας για $\theta = 0^\circ$ επιτυγχάνεται από τα επίπεδα πηνία και πιο συγκεκριμένα από το τετράγωνο πηνίο PS4. Ο λόγος είναι προφανής. Τα επίπεδα πηνία λόγω γεωμετρίας δημιουργούν πιο ισχυρό μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια της πλάκας (Σχήμα 7.6α), με αποτέλεσμα και η επαγόμενη θερμική ισχύ να είναι μεγαλύτερη σε σχέση με τα επιμήκη πηνία (Σχήμα 7.8). Επιπλέον η επιφάνεια του PS4 είναι ελαφρώς μεγαλύτερη από την επιφάνεια του PC4 και γι' αυτό το πρώτο υπερτερεί όσον αφορά στη συνολική επαγόμενη θερμική ισχύ στην πλάκα. Αντιθέτως, για $\theta = 90^\circ$ τα επιμήκη πηνία δημιουργούν πιο ισχυρό μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια της πλάκας και έτσι θερμαίνουν την πλάκα καλύτερα. Από τα δύο επιμήκη πηνία τη βέλτιστη θέρμανση επιτυγχάνει το τετράγωνο πηνίο S4. Ο λόγος που υπερτερεί το τετράγωνο πηνίο S4 σε σχέση με το κυκλικό πηνίο C4 είναι και εδώ καθαρά γεωμετρικός. Στο τετράγωνο πηνίο, η μια πλευρά του απέχει ολόκληρη από την πλάκα απόσταση 1 mm. Αντίθετα στο κυκλικό πηνίο μόνο ένα σημείο της περιφέρειάς του απέχει από την πλάκα απόσταση 1 mm. Αποτέλεσμα αυτού είναι η θερμική ισχύς που επάγεται από το τετράγωνο πηνίο στην πλάκα να είναι σχεδόν 2 φορές μεγαλύτερη από αυτή του κυκλικού πηνίου, όταν και τα δύο βρίσκονται υπό γωνία 90°. Κάτι ανάλογο ισχύει και για τα επίπεδα πηνία για $\theta = 90^\circ$.

Σχήμα 7.8: Πυκνότητα επαγόμενης θερμικής ισχύος (W/m³) στην πλάκα σε συνάρτηση με το πηνίο και τη γωνία κλίσεως αυτού.

Σχήμα 7.9: Θερμοκρασιακή κατανομή στην πλάκα με το πέρας της θέρμανσης ($t = 1$ s), σε συνάρτηση με το πηνίο και τη γωνία κλίσεώς αυτού.

7.2.3 Εντοπισμός ρωγμών

Ο εντοπισμός ρωγμών με τα πηνία κάθετα στην επιφάνεια της πλάκας ($\theta = 0^\circ$) ερευνήθηκε εκτενώς στα προηγούμενα κεφάλαια (Κεφ. 4, 5 και 6), συνεπώς στη συνέχεια θα αναφερθούμε στην αποτελεσματικότητα των πηνίων στον εντοπισμό ρωγμών όταν βρίσκονται υπό κλίση ως προς την επιφάνεια της πλάκας. Για να μελετήσουμε την αποτελεσματικότητα των πηνίων πραγματοποιήσαμε πολλά αριθμητικά πειράματα με ρωγμές διαφόρων μηκών και σε διάφορες θέσεις εντός λεπτών αγωγίμων πλακών. Από την αριθμητική διερεύνηση προέκυψαν τα εξής συμπεράσματα. Όταν τα πηνία βρίσκονται σε κάποια ενδιάμεση γωνία μεταξύ των 0° και 90° η ροή του ρεύματος και η ροή της θερμότητας στην πλάκα δεν παρουσιάζουν κάποιο είδος συμμετρίας ως προς το κέντρο του πηνίου. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το θερμοκρασιακό πεδίο που αναπτύσσεται στην πλάκα να μην είναι συμμετρικό και να μην παρουσιάζει ενδιαφέρον για την πραγματοποίηση ΜΚΕ (Σχήμα 7.5). Η μόνη περίπτωση όπου τα πηνία με κλίση υπερτερούν σε σχέση με τα πηνία με μηδενική κλίση ($\theta = 0^\circ$) είναι στον εντοπισμό των ρωγμών που βρίσκονται στο κέντρο της προβολής της επιφάνειας ενός πηνίου με μηδενική κλίση. Για τον εντοπισμό αυτών των ρωγμών η γωνία των 90° είναι η καταλληλότερη.

Στο προηγούμενο κεφάλαιο είχαμε δει ότι εντός της εμβέλειας του πηνίου με μηδενική κλίση υπάρχει μια συγκεκριμένη ρωγμή η οποία δεν επηρεάζει ουσιαστικά ούτε τη ροή του ρεύματος (Σχήμα 7.10α) αλλά ούτε και τη ροή της θερμότητας, ώστε να επηρεάσει τελικά τη θερμοκρασιακή κατανομή στην πλάκα και να γίνει φανερή η παρουσία της. Έτσι για τον εντοπισμό της ρωγμής θα έπρεπε να τοποθετήσουμε τα πηνία και σε άλλες θέσεις για να μπορέσουμε να εντοπίσουμε τη ρωγμή (§ 4.3.2, Θέση Β). Χρησιμοποιώντας όμως τα πηνία στην ίδια θέση αλλά με κλίση 90° η κυκλοφορία του ρεύματος στην πλάκα αλλάζει και η ρωγμή αποτελεί πλέον εμπόδιο στην ελεύθερη κυκλοφορία του ρεύματος (Σχήμα 7.10β). Έτσι επηρεάζει άμεσα την κατανομή της θερμικής ισχύος στην πλάκα και κατ' επέκταση τη θερμοκρασιακή κατανομή στην πλάκα (Σχήμα 7.11). Βέβαια θα πρέπει να αναφέρουμε ότι η ρωγμή γίνεται φανερή μόνο κατά το χρονικό διάστημα που διαρκεί η θέρμανση της πλάκας, καθώς επηρεάζει μόνο την κυκλοφορία του ρεύματος και όχι τη ροή της θερμότητας, αφού βρίσκεται στο κέντρο συμμετρίας αυτής. Έτσι ακριβώς μετά το τέλος της θέρμανσης η ρωγμή παύει να είναι εμφανής πολύ γρήγορα λόγω της θερμικής διάχυσης (Σχήμα 7.12).

Σχήμα 7.10: Επίδραση ρωγμής μήκους 1.5 cm στην κυκλοφορία των δινορρευμάτων που επάγονται από το πηνίο S4 ευρισκόμενο υπό γωνία: (α) $\theta = 0^\circ$ και (β) $\theta = 90^\circ$.

Σχήμα 7.11: Εντοπισμός ρωγμής μήκους 1.5 cm στο κέντρο της πλάκας, τη χρονική στιγμή $t = 1$ s, με τα πηνία: (α) C4, (β) S4, (γ) PC4, (δ) PS4, υπό γωνία 90° :

Σχήμα 7.12: Ισόθερμες για τη ρωγμή 1 μήκους 1.5 cm με το πηνίο S4 υπό γωνία $\theta = 90^\circ$ τη χρονική στιγμή: (α) $t = 0.5$ s, (β) $t = 0.7$ s, (γ) $t = 1.0$ s, (δ) $t = 1.2$ s.

7.3 Αριθμητικά πειράματα με πηνία άλλων διαστάσεων και γεωμετριών

Πέρα από τα πηνία C4, S4, PC4, PS4, μελετήσαμε και ένα μεγάλο αριθμό άλλων πηνίων με τον άξονα τους παράλληλο στην επιφάνεια της πλάκας ($\theta = 90^\circ$), με απώτερο στόχο τη βελτιστοποίηση της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου. Στη συνέχεια λοιπόν θα παρουσιάσουμε συνοπτικά τα πιο ενδιαφέροντα αποτελέσματα που προέκυψαν κατά τη διάρκεια αυτής της διερεύνησης.

Από το σύνολο των πηνίων που μελετήσαμε θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα για τέσσερα πηνία, τα οποία λόγω γεωμετρίας έχουν χωριστεί σε δύο κατηγορίες. Έχουμε λοιπόν: (α) δύο πηνία τετράγωνης διατομής (Σχήμα 7.13α) και (β) δύο πηνία ορθογώνιας διατομής (Σχήμα 7.13β). Οι διαστάσεις των πηνίων παρουσιάζονται στον πίνακα 7.3. Τα τετράγωνα πηνία αποτελούνται από 40 και 80 περιελίξεις αντίστοιχα, ενώ τα ορθογώνια πηνία από 1 και 20 περιελίξεις αντίστοιχα. Όλα τα πηνία έχουν τοποθετηθεί στο κέντρο μίας τετράγωνης πλάκας μήκους 15 cm και πάχους 1 mm, υπό γωνία $\theta = 90^\circ$ και με ανύψωση (lift-off) 1 mm από αυτήν. Το ρεύμα που κυκλοφορεί στα πηνία μεταβάλλεται ημιτονοειδώς με το χρόνο σύμφωνα με τη σχέση $I(t) = I_0 \sin(2\pi ft)$ όπου $f = 50$ Hz. Η ένταση του ρεύματος I_0 ρυθμίζεται σε κάθε πηνίο, έτσι ώστε η μέγιστη θερμοκρασία που αναπτύσσεται στην πλάκα να είναι ίση με 3°C .

Σχήμα 7.13: Ιδεατά πηνία: (α) τετράγωνης και (β) ορθογώνιας διατομής.

Πίνακας 7.3: Ονόματα και διαστάσεις πηνίων.

Πηνίο	a (mm)	b (mm)	c (mm)
S4_4	40	40	40
S4_8	40	40	80
R1	150	40	1
R2	150	40	20

7.3.1 Μαγνητικό πεδίο και πυκνότητα δινορρευσμάτων

Στο σχήμα 7.14 παρουσιάζεται η διακύμανση της z -συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου σε μία διαμήκη τομή που περνά από κέντρο της πλάκας, από τα τετράγωνα πηνία (Σχήμα 7.14α) καθώς και από τα ορθογώνια πηνία (Σχήμα 7.14β). Και στις δύο περιπτώσεις το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από τα πηνία (S4_4, S4_8, R1 και R2), συγκρίνεται με το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από το τετράγωνο επίμηκες πηνίο S4 που χρησιμοποιήθηκε στην προηγούμενη παράγραφο (§ 7.2) και το οποίο υπενθυμίζουμε ότι έχει μήκος πλευράς $a = 4$ cm και ύψος $c = 2$ cm. Παρατηρώντας τα σχήματα 7.14α και 7.14β διαπιστώνουμε ότι το μέγιστο της έντασης του μαγνητικού πεδίου κατά απόλυτη τιμή, εμφανίζεται σε κάθε περίπτωση στην προβολή των δύο άκρων του πηνίου επί της πλάκας. Συνεπώς όσο μικρότερο είναι το ύψος του πηνίου τόσο πιο έντονη είναι και η διακύμανση του μαγνητικού πεδίου στην πλάκα. Συγκεκριμένα τη μεγαλύτερη διακύμανση παρουσιάζει το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από το ορθογώνιο πηνίο R1, δεδομένου ότι το ύψος του ισοδυναμεί με το πάχος της σπείρας του πηνίου ($h = 1$ mm). Αντιθέτως, το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από το ορθογώνιο πηνίο ύψους 2 cm (R2) είναι σχεδόν ίδιο με το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από το πηνίο S4, με τη διαφορά ότι σε απόλυτες τιμές είναι ελαφρώς πιο ασθενές. Τέλος στα τετράγωνα πηνία η μέγιστη τιμή του μαγνητικού πεδίου παραμένει σχεδόν σταθερή κατά απόλυτη τιμή, αλλά μετατοπίζεται προς την περιφέρεια της πλάκας και συμπίπτει όπως αναφέραμε και προηγουμένως με την προβολή των δύο άκρων του πηνίου επί της πλάκας.

Σχήμα 7.14: Διακύμανση της z -συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της πλάκας που δημιουργείται από τα πηνία: (α) τετράγωνης και (β) ορθογώνιας διατομής, ευρισκόμενα υπό γωνία κλίσεως $\theta = 90^\circ$.

Η διακύμανση της πυκνότητας των δινορρευμάτων σε μια διαμήκη τομή που διέρχεται από το κέντρο της πλάκας, απεικονίζεται στο σχήμα 7.15α για τα τετράγωνα πηνία και στο σχήμα 7.15β για τα ορθογώνια πηνία. Όσον αφορά τα τετράγωνα πηνία, παρατηρούμε ότι η μέγιστη τιμή της πυκνότητας του ρεύματος ελαττώνεται όσο αυξάνει το ύψος των πηνίων (Σχήμα 7.15α), αλλά παραμένει σταθερή εντός της περιοχής που ισοδυναμεί με την προβολή της πλευράς του πηνίου επί της πλάκας. Παράλληλα όμως αυξάνεται, κατά απόλυτη τιμή, η πυκνότητα του ρεύματος που κυκλοφορεί στην περιφέρεια της πλάκας. Αυτό είναι αναμενόμενο δεδομένου ότι όσο μεγαλώνει το ύψος του πηνίου, η μέγιστη τιμή του μαγνητικού πεδίου μεταφέρεται προς την περιφέρεια της πλάκας (Σχήμα 7.14α). Επιπλέον η επίδραση των άκρων της πλάκας στην κυκλοφορία του ρεύματος γίνεται πιο έντονη, με αποτέλεσμα η πυκνότητα των δινορρευμάτων που κυκλοφορούν στην περιφέρεια της πλάκας να αυξάνεται. Τέλος όσον αφορά τα ορθογώνια πηνία, η έντονη διακύμανση του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από το ορθογώνιο πηνίο R1 (Σχήμα 7.14β) μεταφράζεται και σε έντονη διακύμανση της πυκνότητας των δινορρευμάτων επί της πλάκας (Σχήμα 7.15β). Από την άλλη το ορθογώνιο πηνίο R2 δημιουργεί μια πιο ομοιογενή πυκνότητα ρεύματος στην προβολή της πλευράς του πηνίου επί της πλάκας. Η ροή του ρεύματος που επάγεται στην πλάκα από τα τέσσερα πηνία, απεικονίζεται καλύτερα στο σχήμα 7.16.

Σχήμα 7.15: Διακύμανση της γ-συνιστώσας της πυκνότητας των δινορρευμάτων (A/m^2) που επάγονται στην πλάκα από τα πηνία: (α) τετράγωνης διατομής και (β) ορθογώνιας διατομής.

Σχήμα 7.16: Κατανομή της πυκνότητας των δινορρευμάτων που επάγονται στην πλάκα από τα πηνία: (α) S4_4, (β) S4_8, (γ) R1, (δ) R2.

7.3.2 Κατανομή θερμικής ισχύος και θερμοκρασίας

Στο σχήμα 7.17 παρουσιάζεται η κατανομή της θερμικής ισχύος που επάγεται στην πλάκα από τα τέσσερα πηνία. Δεδομένου ότι η επαγόμενη θερμική ισχύ στην πλάκα είναι ανάλογη του τετραγώνου της πυκνότητας του ρεύματος, είναι αναμενόμενο η κατανομή της θερμικής ισχύος στην πλάκα να είναι παρόμοια με την κατανομή των δινορρευμάτων στην πλάκα, οπότε και τα συμπεράσματα είναι σχεδόν ίδια. Έτσι το ορθογώνιο πηνίο R1 δημιουργεί την πιο έντονη διακύμανση της θερμικής ισχύος στην πλάκα και ουσιαστικά θερμαίνει την πλάκα σαν μια γραμμική θερμική πηγή που βρίσκεται στην εγκάρσια τομή που διέρχεται από το κέντρο της πλάκας. Κάτι αντίστοιχο επιτυγχάνεται και από το ορθογώνιο πηνίο R2, μόνο που σε αυτήν την περίπτωση το πλάτος της περιοχής όπου επάγεται το μεγαλύτερο μέρος της θερμικής ισχύος ισοδυναμεί περίπου με την προβολή της πλευράς του πηνίου επί της πλάκας, που είναι 2 cm. Οι διαφορές αυτές όμως στη θερμοκρασιακή κατανομή της πλάκας δεν είναι τόσο έντονες, αλλά εξομαλύνονται αρκετά

όπως γίνεται φανερό στα σχήματα 7.18γ και 7.18δ, όπου απεικονίζεται η θερμοκρασιακή κατανομή στην πλάκα για χρόνο θέρμανσης 1 s. Από την άλλη το τετράγωνο πηνίο S4_4, λόγω διαστάσεων περιορίζεται κυρίως στη θέρμανση της κεντρικής περιοχής της πλάκας. Όμως η θέρμανση της περιφέρειας της πλάκας γίνεται πιο αισθητή σε σχέση με το τετράγωνο πηνίο S4 (Σχήμα 7.5, $\theta = 90^\circ$). Τέλος το πηνίο S4_8 θερμαίνει σχεδόν ομοιογενώς μια ευρεία ζώνη πλάτους 8 cm, με μικρή έμφαση στην περιφέρεια της πλάκας (Σχήμα 7.17β). Οι διαφορές στο θερμοκρασιακό πεδίο που δημιουργείται από τα δύο τετράγωνα πηνία γίνεται εμφανής στα σχήματα 7.18α και 7.18β.

Σχήμα 7.17: Πυκνότητα επαγόμενης θερμικής ισχύος (W/m^3) στην πλάκα από τα πηνία: (α) S4_4, (β) S4_8, (γ) R1, (δ) R2.

Σχήμα 7.18: Θερμοκρασιακή κατανομή ($t = 1$ s) στην πλάκα επαγόμενη από τα πηνία: (α) S4_4, (β) S4_8, (γ) R1, (δ) R2.

Το θερμοκρασιακό πεδίο που αναπτύσσεται από το τετράγωνο πηνίο S4_8 (Σχήμα 7.18β) καθώς και από τα ορθογώνια πηνία (Σχήμα 7.18γ και δ) δεν είναι ιδιαίτερα ευνοϊκό για την πραγματοποίηση ΜΚΕ. Η αριθμητική διερεύνηση έδειξε ότι η ροή της θερμότητας περιορίζεται ουσιαστικά στον ένα άξονα, κάτι το οποίο είναι θετικό μόνο για τις ρωγμές που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας (§ 4.2.2). Από την άλλη η σημαντική κυκλοφορία των δινορρευσμάτων περιορίζεται στο κέντρο της πλάκας και έτσι η εμβέλεια των πηνίων είναι μικρή για τις ρωγμές που είναι παράλληλες στη ροή της θερμότητας (κάθετες στη ροή του ρεύματος). Συνεπώς τα συγκεκριμένα πηνία όπως και τα αντίστοιχα μικρά πηνία (C4, S4, PC4, PS4) δεν επαρκούν για το γενικότερο έλεγχο της πλάκας καθώς η εμβέλεια τους στις ρωγμές που είναι παράλληλες στη ροή της θερμότητας είναι περιορισμένη. Μπορούν να χρησιμοποιηθούν μόνο για ειδικές περιπτώσεις, όπως είναι η ρωγμή 1 που μελετήσαμε στην προηγούμενη παράγραφο.

7.4 Συμπεράσματα

Όπως είδαμε αναλυτικά στον παρόν κεφάλαιο, η κλίση του άξονα του πηνίου ως προς την επιφάνεια της πλάκας έχει σημαντική επίδραση στην αποτελεσματικότητα της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου ΜΚΕ. Οι υπολογισμοί μας έδειξαν ότι η θέρμανση της πλάκας είναι ευνοϊκή για πραγματοποίηση ΜΚΕ όταν ο άξονας των πηνίων είναι κάθετος ($\theta = 0^\circ$) ή παράλληλος ($\theta = 90^\circ$) στην επιφάνεια της πλάκας. Στις συγκεκριμένες γωνίες το θερμικό πεδίο που αναπτύσσεται σε μια πλάκα χωρίς ρωγμή είναι συμμετρικό και επιτρέπει τον εύκολο εντοπισμό κάποια ρωγμής που βρίσκεται εντός της εμβέλειας του πηνίου. Αντίθετα οι ενδιάμεσες κλίσεις δεν είναι ευνοϊκές για την πραγματοποίηση ΜΚΕ, καθώς το θερμικό πεδίο που αναπτύσσεται στην πλάκα είναι μη συμμετρικό και ο εντοπισμός των ρωγμών που βρίσκονται ακόμα και εντός της εμβέλειας του πηνίου γίνεται αρκετά δύσκολος. Επίσης από τους υπολογισμούς έγινε εμφανές ότι για $\theta = 0^\circ$ η πλάκα θερμαίνεται πιο αποτελεσματικά από τα επίπεδα πηνία και συγκεκριμένα από το τετράγωνο πηνίο PS4, ενώ για $\theta = 90^\circ$ η πλάκα θερμαίνεται πιο αποτελεσματικά από τα επιμήκη πηνία και ειδικότερα από το τετράγωνο πηνίο S4. Η εμβέλεια όμως των πηνίων, περιορίζεται αρκετά σε σχέση με τα πηνία σε κλίση 0° . Η μόνη περίπτωση όπου τα κεκλιμένα πηνία ($\theta = 90^\circ$) είναι χρήσιμα στην ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο, είναι στον εντοπισμό ρωγμών που βρίσκονται κάτω από τον άξονα ενός πηνίου με μηδενική κλίση ($\theta = 0^\circ$), όπως είναι η ρωγμή 1.

7.5 Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] Tsopelas, N., Siakavellas, N.J. (2007). *The effect of the angle of inclination of the exciting coil in electromagnetic-thermal non-destructive inspection*. Proceedings of the 4th International Conference of the Hellenic Society of NDT, Chania, Greece.
- [2] Theodoulidis, T.P., Kriezis E.E. (2002). *Impedance evaluation of rectangular coils for eddy current testing of planar media*. NDT&E International, Vol. 35 (6), pp. 407-414.

Κεφάλαιο 8^ο

Επεξεργασία θερμικών εικόνων

8.1 Γενικά

Μέχρι στιγμής η έρευνα μας έχει περιορισθεί στην ανίχνευση ρωγμών με την απλή παρατήρηση των θερμικών στιγμιότυπων (ισόθερμες), που απεικονίζουν τη διακύμανση της θερμοκρασίας στην επιφάνεια του υπό εξέταση δοκιμίου σε διάφορες χρονικές στιγμές. Στη βιβλιογραφία υπάρχουν αρκετές τεχνικές βελτίωσης των αποτελεσμάτων που λαμβάνονται από μια υπέρυθρη κάμερα με στόχο την αύξηση της ευαισθησίας της εκάστοτε μεθόδου που χρησιμοποιείται [1-3]. Έτσι στο παρόν κεφάλαιο θα χρησιμοποιήσουμε κάποιες τεχνικές επεξεργασίας των θερμικών στιγμιότυπων που έχουν προκύψει από την αριθμητική ανάλυση και θα διερευνήσουμε κατά πόσον η επεξεργασία των αριθμητικών αποτελεσμάτων μπορεί να βελτιώσει την ευκρίνεια των ρωγμών, καθιστώντας πιο σαφή τόσο τη θέση όσο και το σχήμα τους. Με αυτό τον τρόπο, είναι

δυνατόν να μειωθεί και ο συνολικός αριθμός των ελέγχων που χρειάζεται να πραγματοποιήσουμε. Για αυτό το σκοπό θα χρησιμοποιηθούν οι παρακάτω τεχνικές:

- Σύγκριση της θερμικής συμπεριφοράς του επιθεωρούμενου δοκιμίου σε σχέση με τα αποτελέσματα ενός πανομοιότυπου μη-ελαττωματικού δοκιμίου στο οποίο θα αναφερόμαστε ως πρότυπο δοκίμιο.
- Απεικόνιση του μέτρου της $1^{η}$ και $2^{η}$ χωρικής παραγωγού του θερμικού πεδίου.
- Επεξεργασία των αποτελεσμάτων (θερμικά στιγμιότυπα) με την τεχνική του Διακριτού και Ταχύ Μετασχηματισμού Fourier (Discrete Fast Fourier Transform, DFFT).

8.2 Διαδικασία επεξεργασίας των αριθμητικών αποτελεσμάτων

Χρησιμοποιώντας τις τεχνικές που αναφέραμε προηγουμένως, θα επεξεργαστούμε τα αριθμητικά αποτελέσματα που προέκυψαν στο Κεφάλαιο 5 και που αφορούσαν μια τετράγωνη πλάκα αλουμινίου διαστάσεων 15 cm x 15 cm και πάχους 1 mm, με ηλεκτρική αγωγιμότητα $\sigma = 3.5 \times 10^7$ S/m, θερμική αγωγιμότητα $k = 204$ W/(m·K), θερμική διαχυτότητα $\alpha = 8.418 \times 10^{-5}$ m²/s, μαγνητική διαπερατότητα $\mu \cong \mu_0$ και συντελεστή θερμικής εκπομπής $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.04$. Στην πλάκα είχαν θεωρηθεί 10 ρωγμές σε έξι διαφορετικές θέσεις (Σχήμα 8.1) και για τη διέγερση της είχαν χρησιμοποιηθεί τα τέσσερα πηνία C4, S4, PC4 και PS4, σε δύο θέσεις επί της πλάκας καθώς και σε δύο διαφορετικές αποστάσεις από αυτήν ($z = 1$ cm και $z = 1$ mm). Έτσι για να περιορίσουμε κάπως το σύνολο των αποτελεσμάτων μας, στη συνέχεια θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα της επεξεργασίας που αφορούν το κυκλικό επίπεδο πηνίο (PC4), τοποθετημένο πάνω από το κέντρο της πλάκας και σε απόσταση $z = 10$ cm. Δεδομένου ότι η αποτελεσματικότητα των πηνίων είναι η ίδια, όταν βρίσκονται στο βέλτιστο ύψος (§5.3), τα αποτελέσματα που θα παρουσιάσουμε στη συνέχεια για το πηνίο PC4 είναι αντιπροσωπευτικά και για τα υπόλοιπα πηνία στο συγκεκριμένο ύψος.

Στο σύνολο της έρευνας που έχει πραγματοποιηθεί μέχρι στιγμής, θεωρούμε ότι μια ρωγμή είναι ανιχνεύσιμη εφόσον η θερμοκρασιακή διαφορά ΔT γύρω της είναι 0.1 °C. Έτσι, παρόλο που η θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ δύο γειτονικών ισόθερμων είναι τουλάχιστον 0.1 °C, οι τιμές της θερμοκρασίας που χρησιμοποιούνται για την απεικόνιση της θερμοκρασιακής κατανομής στην πλάκα έχουν μεγαλύτερη ακρίβεια. Στην παρούσα έρευνα, για να είμαστε πιο ακριβείς, στρογγυλοποιούμε τα αριθμητικά αποτελέσματα της θερμοκρασίας σε ένα ή δύο δεκαδικά ψηφία, προκειμένου να εξομοιώσουμε αριθμητικά

την ευαισθησία μιας κάμερας υπερύθρων. Για παράδειγμα, εάν θεωρηθεί ότι η κάμερα υπερύθρων έχει ευαισθησία $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$, η θερμοκρασία $21.4385\text{ }^{\circ}\text{C}$ στρογγυλοποιείται στην τιμή $21.4\text{ }^{\circ}\text{C}$, ενώ για ευαισθησία $0.05\text{ }^{\circ}\text{C}$ η στρογγυλοποιημένη τιμή είναι $21.45\text{ }^{\circ}\text{C}$ και για ευαισθησία $0.02\text{ }^{\circ}\text{C}$ είναι $21.44\text{ }^{\circ}\text{C}$. Συνεπώς, παρότι τα δεδομένα για τα αριθμητικά πειράματα είναι ίδια με αυτά του Κεφαλαίου 5 το κριτήριο για τον εντοπισμό των ρωγμών είναι ελαφρώς διαφορετικό.

Σχήμα 8.1: Θέση ρωγμών στην πλάκα. Το πηνίο (PC4) τοποθετείται στο κέντρο της πλάκας και στη βέλτιστη απόσταση από αυτήν ($z = 10\text{ mm}$).

Από τη στιγμή που οι τιμές της θερμοκρασίας στρογγυλοποιηθούν, σύμφωνα με τη θεωρούμενη ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων, χρησιμοποιούνται οι παρακάτω τεχνικές για τον εντοπισμό των ρωγμών:

i. Παρατήρηση των αριθμητικών θερμικών στιγμιότυπων (ισόθερμες καμπύλες).

Ο εντοπισμός των ρωγμών πραγματοποιείται με την απλή παρατήρηση των αριθμητικών θερμικών στιγμιότυπων (ισόθερμες καμπύλες), που απεικονίζουν τη διακύμανση της θερμοκρασίας στην επιφάνεια του εξεταζόμενου δοκιμίου σε διάφορες χρονικές στιγμές.

ii. Σύγκριση της θερμικής συμπεριφοράς του εξεταζόμενου δοκιμίου σε σχέση με το πρότυπο δοκίμιο.

Αρχικά θεωρείται ένα πρότυπο δοκίμιο, το οποίο αποτελείται από το ίδιο υλικό και έχει τις ίδιες διαστάσεις με το υπό εξέταση δοκίμιο. Το πρότυπο δοκίμιο διεγείρεται από ένα πηνίο και η διακύμανση της θερμοκρασίας στο χώρο και στο χρόνο $T_s(x, y, t)$, υπολογίζεται και αποθηκεύεται για μελλοντική χρήση. Έπειτα υπολογίζεται η διακύμανση της

θερμοκρασίας στο επιθεωρούμενο δοκίμιο $T_d(x, y, t)$, το οποίο διεγείρεται από το ίδιο πηνίο, και συγκρίνεται με την $T_s(x, y, t)$. Είναι προφανές ότι σε μια περιοχή του επιθεωρούμενου δοκιμίου χωρίς ατέλεια η διαφορά:

$$\Delta T(x, y, t) = T_d(x, y, t) - T_s(x, y, t) \quad (8.1)$$

θα είναι πολύ κοντά στο μηδέν. Από την άλλη, μια διαφορά ΔT που δεν θα είναι μηδέν υποδεικνύει την παρουσία μιας ατέλειας στην περιοχή. Οι θερμοκρασιακές διαφορές απεικονίζονται με ισόθερμες καμπύλες σε διάφορες χρονικές στιγμές. Η συγκεκριμένη τεχνική που στηρίζεται στην αφαίρεση εικόνων είναι ιδιαίτερα χρήσιμη στη βελτίωση της ευκρίνειας ατελειών [1].

iii. Υπολογισμός της χωρικής παραγώγου του θερμικού πεδίου.

Έχοντας στρογγυλοποιήσει τα αριθμητικά αποτελέσματα της θερμοκρασίας όπως αναφέραμε προηγουμένως, προκειμένου να λάβουμε υπόψιν της ευαισθησία της κάμερας, υπολογίζουμε το μέτρο της 1^{ης} και 2^{ης} χωρικής παραγώγου της στρογγυλοποιημένης θερμοκρασίας ως εξής:

$$D_1 T(x, y, t) = \sqrt{\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)^2} \quad (\alpha), \quad D_2 T(x, y, t) = \sqrt{\left(\frac{\partial^2 T}{\partial^2 x}\right)^2 + \left(\frac{\partial^2 T}{\partial^2 y}\right)^2} \quad (\beta) \quad (8.2)$$

Η απεικόνιση του μέτρου των χωρικών παραγώγων της θερμοκρασίας, καμπύλες ίσο- $D_1 T$ και ίσο- $D_2 T$, σε διάφορες χρονικές στιγμές, μας δίνει πληροφορίες σχετικά με την παρουσία ατελειών εντός του εξεταζόμενου δοκιμίου. Η τεχνική είναι ιδιαίτερα χρήσιμη δεδομένου ότι δεν απαιτείται πλάκα αναφοράς για τη σύγκριση των αποτελεσμάτων.

iv. Επεξεργασία των αποτελεσμάτων με την τεχνική του Διακριτού και Ταχύ

Μετασχηματισμού Fourier (Discrete Fast Fourier Transform, DFFT).

Θεωρούμε μια ακολουθία αριθμητικών στιγμιότυπων (ισόθερμες), τα οποία ισαπέχουν μεταξύ τους χρονικά και τα οποία λαμβάνονται με ρυθμό ανάλογο με το ρυθμό ανανέωσης (στιγμιότυπα ανά δευτερόλεπτο) της κάμερας υπερύθρων. Η εξαγωγή των συνιστωσών των διαφόρων συχνοτήτων από αυτή την ακολουθία πραγματοποιείται με το διακριτό μονοδιάστατο μετασχηματισμό Fourier κάθε σημείου (x, y) της ακολουθίας των θερμικών εικόνων που απαρτίζεται από N στιγμιότυπα. Έστω $T(k)$ η θερμοκρασία σε ένα σημείο με συντεταγμένες (x, y) , του k θερμικού στιγμιότυπου της ακολουθίας ($0 < k < N$). Ο διακριτός μετασχηματισμός Fourier υπολογίζεται από τη γνωστή σχέση [3]:

$$F_v = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} T(k) e^{-i2\pi kv/N} = \text{Re}_v + i \text{Im}_v \quad (8.3)$$

όπου Re_v και Im_v είναι το πραγματικό και φανταστικό μέρος του F_v αντίστοιχα. Το πλάτος A_v και η φάση φ_v κάθε συχνότητας δίνονται από τις σχέσεις:

$$A_v = |F_v| = \sqrt{[\text{Re}_v]^2 + [\text{Im}_v]^2} \quad (8.4)$$

$$\varphi_v = \tan^{-1} \left[\frac{\text{Im}_v}{\text{Re}_v} \right] \quad (8.5)$$

Πραγματοποιώντας την παραπάνω διαδικασία για κάθε ένα σημείο από τα οποία απαρτίζεται μια εικόνα προκύπτουν τα διαγράμματα του πλάτους και της φάσης κάθε συχνότητας. Το εύρος των συχνοτήτων, όπως ορίζεται και από το θεώρημα των Nyquist – Shannon [4,5], κυμαίνεται μεταξύ 0 και $m/2$ όπου m είναι ο αριθμός των στιγμιότυπων που καταγράφει η κάμερα ανά δευτερόλεπτο. Το βήμα με το οποίο αυξάνεται η συχνότητα είναι $\Delta v = m / N$, όπου N είναι ο αριθμός των στιγμιότυπων που χρησιμοποιούνται κατά την ανάλυση Fourier. Έτσι εάν $m = 25$ και ο χρόνος δειγματοληψίας είναι $\tau = 30$ s, ο συνολικός αριθμός στιγμιότυπων είναι $N = m \cdot \tau = 750$. Τότε, το εύρος συχνοτήτων είναι 0 – 12.5 Hz και το $\Delta v = 0.033$ Hz.

Πέρα από το διάγραμμα πλάτους, απεικονίζουμε και το μέτρο της 1^{ης} και 2^{ης} χωρικής παραγώγου του διαγράμματος πλάτους, τα οποία υπολογίζονται από τις σχέσεις:

$$D_1 A(x, y) = \sqrt{\left(\frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial y} \right)^2} \quad (\alpha) \quad , \quad D_2 A(x, y) = \sqrt{\left(\frac{\partial^2 A}{\partial^2 x} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 A}{\partial^2 y} \right)^2} \quad (\beta) \quad (8.6)$$

Τα διαγράμματα που προκύπτουν από την απεικόνιση των $D_1 A$ και $D_2 A$ είναι σε πολλές περιπτώσεις πιο ευκρινή από τα διαγράμματα πλάτους.

8.3 Σύγκριση της αποτελεσματικότητας των διαφόρων τεχνικών στον εντοπισμό ρωγμών

Στη συνέχεια θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα της επεξεργασίας των αριθμητικών αποτελεσμάτων που προέκυψαν με το πηνίο PC4, ευρισκόμενο στο κέντρο της πλάκας (πάνω από τη ρωγμή 1) και στη βέλτιστη απόσταση από αυτή (10 mm), όπου και είναι πιο αποτελεσματικό. Η επεξεργασία των αριθμητικών αποτελεσμάτων βελτιώνει σημαντικά τον εντοπισμό των ρωγμών. Επειδή στη συνέχεια δεν θα παρουσιάσουμε αποτελέσματα για το πηνίο σε απόσταση 1 mm από την πλάκα, θα πρέπει να επισημάνουμε ότι και σε αυτήν την περίπτωση η επεξεργασία των αριθμητικών αποτελεσμάτων βελτιώνει τον εντοπισμό των ρωγμών, παρότι η αποτελεσματικότητα του πηνίου περιορίζεται.

Στον πίνακα 8.1 συνοψίζονται τα αριθμητικά αποτελέσματα που αφορούν τον εντοπισμό των ρωγμών που παρουσιάζονται στο σχήμα 8.1, με τις μεθόδους που περιγράψαμε προηγουμένως και είναι: (i) η παρατήρηση των αριθμητικών θερμικών στιγμιότυπων (ισόθερμες), (ii) η αφαίρεση εικόνων, (iii) η απεικόνιση του μέτρου της $1^{ης}$ και $2^{ης}$ χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας και (iv) ο μετασχηματισμός *Fourier*. Για να μελετήσουμε παράλληλα και την αποτελεσματικότητα των διαφόρων τεχνικών σε συνάρτηση με την ευαισθησία της κάμερας, πραγματοποιήσαμε δύο πλήρεις σειρές υπολογισμών θεωρώντας ότι η ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων και κατ' επέκταση η ελάχιστη θερμοκρασιακή ανάλυση των αριθμητικών αποτελεσμάτων ήταν αντίστοιχα: (α) 0.1 °C και (β) 0.02 °C. Επίσης θεωρήσαμε ότι η κάμερα λαμβάνει 25 στιγμιότυπα (καρέ) το δευτερόλεπτο, οπότε το χρονικό διάστημα ανάμεσα σε δύο αριθμητικά στιγμιότυπα για την ανάλυση *Fourier* είναι $\Delta t = 1 / 25$ s. Οι επιδόσεις της κάθε τεχνικής παρουσιάζονται στον πίνακα 8.1, με ένα από τα σύμβολα “-”, “ο”, “x”, ή “xx”, που αντιστοιχούν στην εξής διαβάθμιση:

1. Δεν υπάρχει καμία ένδειξη για την παρουσία ατέλειας (-).
2. Υπάρχει ένδειξη για την παρουσία ρωγμής, αλλά χρειάζεται και δεύτερος έλεγχος για να γίνει πιο σαφής (ο).
3. Η θέση της ρωγμής είναι σαφής, αλλά όχι και το σχήμα της (x).
4. Τόσο η θέση, όσο και το σχήμα της ρωγμής είναι σαφή (xx).

Πίνακας 8.1: Σύγκριση τεχνικών επεξεργασίας αποτελεσμάτων.

Ρωγμή	Ευαισθησία (°C)	Παρατήρηση ισόθερμων	Αφαίρεση εικόνων	Χωρικές παράγωγοι	Ανάλυση Fourier
1	0.1	ο	ο	-	-
	0.02	ο	ο	-	-
2H	0.1	x	xx	x	xx
	0.02	x	xx	x	xx
2V	0.1	x	x	xx	xx
	0.02	x	x	xx	xx
3H	0.1	ο	ο	-	ο
	0.02	ο	xx	ο	x
3V	0.1	x	ο	x	x
	0.02	x	x	xx	xx
4	0.1	x	x	x	xx
	0.02	x	xx	xx	xx
5H	0.1	ο	ο	ο	xx
	0.02	x	x	xx	xx
5D	0.1	x	ο	x	xx
	0.02	x	x	xx	xx
6H	0.1	ο	ο	-	ο
	0.02	ο	ο	-	x
6D	0.1	ο	ο	-	x
	0.02	ο	ο	ο	xx

Λαμβάνοντας υπόψη την απόσταση της ρωγμής από το κέντρο της πλάκας, που συμπίπτει με την απόσταση από τον άξονα του πηνίου, θα μπορούσαμε να χωρίσουμε τις ρωγμές σε τρεις ομάδες: (i) την κεντρική ρωγμή (ρωγμή 1), (ii) τις ρωγμές σε σχετικά κοντινή απόσταση (2H, 2V, 4) και (iii) τις μακρινές ρωγμές (3H, 3V, 5H, 5D, 6H, 6D).

Στην περίπτωση της ρωγμής 1 οι ισόθερμες και η αφαίρεση των εικόνων δίνουν μια ένδειξη ότι υπάρχει κάποια ατέλεια, ενώ οι χωρικές παράγωγοι της θερμοκρασίας και η ανάλυση Fourier δεν δίνουν καμία ένδειξη. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι ο άξονας του πηνίου είναι κάθετος στην επιφάνεια της πλάκας και διέρχεται από το κέντρο της ρωγμής. Συνεπώς όπως είχαμε δει αναλυτικά στο Κεφάλαιο 7 (Σχήμα 7.11), η ροή του ρεύματος και της θερμότητας δεν επηρεάζονται από τη συγκεκριμένη ρωγμή και γι' αυτό η συγκεκριμένη ρωγμή περνάει απαρατήρητη. Έχουμε δει όμως στα προηγούμενα κεφάλαια ότι η ρωγμή 1 μπορεί να εντοπιστεί: (α) εφόσον το πηνίο τοποθετηθεί σε κάποια άλλη θέση επί της πλάκας (§. 4.3.2) ή (β) εφόσον ο άξονας του πηνίου γίνει παράλληλος στην επιφάνεια της πλάκας (Κεφ. 7).

Για τις ρωγμές που βρίσκονται σε σχετικά κοντινή απόσταση (2H, 2V, 4), και οι τέσσερις τεχνικές επεξεργασίας βελτιώνουν την ευκρίνεια των ρωγμών. Τα αποτελέσματα που λαμβάνονται από τις τέσσερις τεχνικές στην περίπτωση της ρωγμής 4 συγκρίνονται

στο σχήμα 8.2 για ευαισθησία της κάμερας υπέρυθρων $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ και στο σχήμα 8.3 για ευαισθησία $0.02\text{ }^{\circ}\text{C}$. Η επίδραση της ευαισθησίας της κάμερας γίνεται εμφανής. Το σχήμα της ρωγμής γίνεται πιο ξεκάθαρο και ο θερμικός θόρυβος περιορίζεται σημαντικά. Παρόμοια είναι τα αποτελέσματα για τις ρωγμές 2H και 2V που παρουσιάζονται στα σχήματα 8.4 και 8.5 αντίστοιχα, για ευαισθησία $0.02\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Σχήμα 8.2: Σύγκριση των τεσσάρων τεχνικών στην περίπτωση της ρωγμής 4 για ευαισθησία $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$: (α) ισόθερμες για $t = 2.5\text{ s}$, (β) αφαίρεση εικόνων (ΔT) για $t = 2.5\text{ s}$, (γ) ίσο- D_2T καμπύλες ($2^{\text{η}}$ χωρική παράγωγος θερμοκρασίας) για $t = 2.5\text{ s}$, (δ) ίσο- D_2A καμπύλες ($2^{\text{η}}$ χωρική παράγωγος πλάτους) για $v_0 = 0\text{ Hz}$ και $\tau = 30\text{ s}$.

Σχήμα 8.3: Σύγκριση των τεσσάρων τεχνικών στην περίπτωση της ρωγμής 4 για ευαισθησία 0.02 °C: (α) ισόθερμες για $t = 2.5$ s, (β) αφαίρεση εικόνων (ΔT) για $t = 2.5$ s, (γ) ίσο- D_2T καμπύλες για $t = 2.5$ s, (δ) ίσο- D_2A καμπύλες για $\nu_0 = 0$ Hz και $\tau = 30$ s.

Σχήμα 8.4: Σύγκριση των τεσσάρων τεχνικών στην περίπτωση της ρωγμής **2H** για ευαισθησία 0.02°C : (α) ισόθερμες για $t = 0.6\text{ s}$, (β) αφαίρεση εικόνων (ΔT) για $t = 0.6\text{ s}$, (γ) ίσο- D_2T καμπύλες για $t = 0.6\text{ s}$, (δ) διάγραμμα φάσης για $\nu_3 = 0.75\text{ Hz}$ και $\tau = 4\text{ s}$.

Σχήμα 8.5: Σύγκριση των τεσσάρων τεχνικών στην περίπτωση της ρωγμής **2V** για ευαισθησία $0.02\text{ }^{\circ}\text{C}$: (α) ισόθερμες για $t = 1.0\text{ s}$, (β) αφαίρεση εικόνων (ΔT) για $t = 1.0\text{ s}$, (γ) ίσο- D_2T καμπύλες για $t = 1.0\text{ s}$, (δ) ίσο- D_2A καμπύλες για $\nu_0 = 0\text{ Hz}$ και $\tau = 30\text{ s}$.

Η βελτίωση της ευκρίνειας των ρωγμών μετά από την επεξεργασία των αριθμητικών αποτελεσμάτων γίνεται ιδιαίτερα εμφανής στην περίπτωση των μακρινών ρωγμών (3H, 3V, 5H, 5D, 6H, 6D). Ο εντοπισμός της ρωγμής 3H αυξάνεται σημαντικά με την αφαίρεση των εικόνων, όπως παρουσιάζεται στο σχήμα 8.6β καθώς και με το διάγραμμα φάσης (Σχήμα 8.6δ). Αντίθετα τόσο η 1^η χωρική παράγωγος (Σχήμα 8.6γ) όσο και η 2^η χωρική παράγωγος της θερμοκρασίας δεν δείχνουν κάτι παραπάνω εκτός από μια ένδειξη ότι υπάρχει ατέλεια. Για τις ρωγμές 3V, 5H και 5D, τα καλύτερα αποτελέσματα προκύπτουν από την απεικόνιση των χωρικών παραγώγων της θερμοκρασίας και την ανάλυση Fourier. Η απεικόνιση του μέτρου της 2^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας (D_2T), το μέτρο της 2^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους της ανάλυσης Fourier (D_2A) παρουσιάζονται στο σχήμα 8.7 για τη ρωγμή 3V και στο σχήμα 8.8 για τη ρωγμή 5H. Θα

πρέπει να σημειωθεί πως για τις πολύ μακρινές ρωγμές, όπως είναι η 6H και 6D, μόνο η ανάλυση Fourier δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα. Η περίπτωση της ρωγμής 6D παρουσιάζεται στο σχήμα 8.9.

Σχήμα 8.6: Σύγκριση των τεσσάρων τεχνικών στην περίπτωση της ρωγμής **3H** για ευαισθησία 0.02°C : (α) ισόθερμες για $t = 0.2$ s, (β) αφαίρεση εικόνων (ΔT) για $t = 1.0$ s, (γ) ίσο- $D_1 T$ καμπύλες για $t = 0.2$ s, (δ) διάγραμμα φάσης για $\nu_1 = 0.5$ Hz, και $\tau = 2$ s.

Σχήμα 8.7: (α) ίσο- D_2T καμπύλες για $t = 3.4$ s και (β) ίσο- D_2A καμπύλες για $\nu_0 = 0$ Hz και $\tau = 30$ s, στην περίπτωση της ρωγμής **3V** (ευαισθησία 0.02 °C).

Σχήμα 8.8: (α) ίσο- D_2T καμπύλες για $t = 4.5$ s και (β) ίσο- D_2A καμπύλες για $\nu_0 = 0$ Hz και $\tau = 30$ s, στην περίπτωση της ρωγμής **5H** (ευαισθησία 0.02 °C).

Σχήμα 8.9: Ίσο- D_2A καμπύλες για $\nu_0 = 0$ Hz και $\tau = 30$ s, στην περίπτωση της ρωγμής **6D** για ευαισθησία: (α) 0.1 °C και (β) 0.02 °C.

Συγκρίνοντας την αποτελεσματικότητα των τεσσάρων τεχνικών στη βελτίωση της ευκρίνειας της θέσης και του σχήματος κάθε ρωγμής, τα αποτελέσματα των οποίων συνοψίζονται στον πίνακα 8.1, καταλήγουμε στα εξής συμπεράσματα:

Οι ισόθερμες υποδεικνύουν την παρουσία ρωγμών, αλλά σε πολλές περιπτώσεις το σχήμα τους και η θέση τους δεν είναι ξεκάθαρο. Για να γίνουν οι ρωγμές πιο ευκρινείς θα πρέπει είτε να πραγματοποιήσουμε και δεύτερο έλεγχο ή να επεξεργαστούμε περαιτέρω τα αποτελέσματα.

Η αφαίρεση των εικόνων βελτιώνει τον εντοπισμό των ρωγμών σε κάποιες περιπτώσεις, αλλά στην πράξη δεν είναι πάντα εύκολο να πραγματοποιηθεί. Πρώτα από όλα θα πρέπει να έχουμε ένα πανομοιότυπο πρότυπο δοκίμιο, με βάση το οποίο θα γίνει η σύγκριση της θερμικής συμπεριφοράς του επιθεωρούμενου δοκιμίου. Επιπλέον η διέγερση και των δυο δοκιμίων, πρότυπου και επιθεωρούμενου, θα πρέπει να είναι η ίδια και παράλληλα η λήψη των θερμικών εικόνων θα πρέπει είναι συγχρονισμένη με τη θέρμανση, προκειμένου να είναι δυνατή η σύγκριση της θερμικής συμπεριφοράς των δύο δοκιμίων στις ίδιες χρονικές στιγμές. Αντιθέτως ο υπολογισμός των χωρικών παραγώγων της θερμοκρασίας και η ανάλυση Fourier δεν απαιτούν ένα πρότυπο δοκίμιο, αλλά μόνο επεξεργασία των δεδομένων που είναι ήδη διαθέσιμα.

Η απεικόνιση του μέτρου της $1^{\text{ης}}$ και $2^{\text{ης}}$ χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας βελτιώνει τον εντοπισμό των ρωγμών σε πολλές περιπτώσεις. Η $2^{\text{η}}$ χωρική παράγωγος (ίσο- D_2T καμπύλες) δίνει στις περισσότερες περιπτώσεις τις πιο ευκρινείς εικόνες. Αυτό μπορεί να εξηγηθεί ως εξής. Η χωρική παράγωγος της θερμοκρασίας μεταβάλλεται έντονα γύρω από μια ρωγμή. Όμως η αλλαγή της τιμής της παραγώγου μπορεί να οφείλεται και στην ανομοιογενή θέρμανση της πλάκας, όπως παρουσιάζεται στο σχήμα 8.10 για την περίπτωση της ρωγμής 2V. Αυτή η ανομοιογένεια εξομαλύνεται εφόσον υπολογιστεί η $2^{\text{η}}$ χωρική παράγωγος. Έτσι οι υψηλές τιμές της $2^{\text{ης}}$ χωρικής παραγώγου περιορίζονται γύρω από τη ρωγμή (Σχήμα 8.10β), με αποτέλεσμα η θέση και το σχήμα της ρωγμής να απεικονίζεται με μεγαλύτερη ευκρίνεια σε σχέση με την απεικόνιση των τιμών της $1^{\text{ης}}$ χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας.

Σχήμα 8.10: (α) Ίσο- D_2T καμπύλες για $t = 1$ s και (β) ίσο- D_2A καμπύλες για $\nu_0 = 0$ Hz και $\tau = 30$ s, στην περίπτωση της ρωγμής 2V (ευαισθησία 0.1 °C).

Η επεξεργασία των αποτελεσμάτων με το μετασχηματισμό Fourier βελτιώνει αισθητά τον εντοπισμό των ρωγμών σχεδόν στο σύνολο των περιπτώσεων. Πέρα από τις ρωγμές που βρίσκονται σε κοντινή απόσταση (2H, 2V, 3V, 4), γίνεται ξεκάθαρο τόσο η θέση όσο και το σχήμα των ρωγμών που βρίσκονται και σε μακρινή απόσταση (5H, 5D, 6H, 6D). Σε περιπτώσεις που οι ρωγμές είναι κάθετες στη ροή του ρεύματος (παράλληλες στη ροή της θερμότητας), η απεικόνιση της φάσης δημιουργεί πιο ευκρινείς εικόνες από την απεικόνιση του πλάτους. Σε αντίθεση για τις ρωγμές που είναι κάθετες ή πλάγιες στη ροή της θερμότητας, οι εικόνες του πλάτους είναι πιο ευκρινείς από τις εικόνες της φάσης. Όπως είδαμε στην παράγραφο 4.1, η εμβέλεια εντοπισμού των ρωγμών που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας είναι μεγαλύτερη από την εμβέλεια εντοπισμού των ρωγμών που είναι παράλληλες στη ροή της θερμότητας. Γι' αυτό το λόγο και οι μακρινές ρωγμές 5D και 6D, οι οποίες είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας, γίνονται αντιληπτές μέσω της απεικόνισης του πλάτους. Κάτι αντίστοιχο ισχύει και για τις ρωγμές 5H και 6H, που είναι πλάγιες στη ροή της θερμότητας. Σε αντίθεση η μακρινή ρωγμή 3H, η οποία είναι κάθετη στη ροή του ρεύματος, δεν γίνεται αντιληπτή από τα διαγράμματα του πλάτους, καθώς είναι παράλληλη στη ροή της θερμότητας. Όμως γίνεται αντιληπτή από το διάγραμμα της φάσης (Σχήμα 8.6δ), εφόσον η ευαισθησία της κάμερας θεωρηθεί 0.02 °C. Εάν η ευαισθησία της κάμερας θεωρηθεί 0.1 °C, τότε η ρωγμή είναι εκτός της εμβέλειας εντοπισμού των ρωγμών που είναι κάθετες στη ροή του ρεύματος και εμφανίζεται μόνο μια ένδειξη ότι υπάρχει κάποια ατέλεια στην περιοχή.

Οι περιπτώσεις των ρωγμών 2H, η οποία είναι κάθετη στη ροή του ρεύματος, και της 2V, που είναι κάθετη στη ροή της θερμότητας, παρουσιάζονται στα σχήματα 8.11 και 8.12 αντίστοιχα. Στην περίπτωση της ρωγμής 2H (Σχήμα 8.11), οι ισόθερμες συγκρίνονται με τις εικόνες φάσης, που προκύπτουν από την επεξεργασία των αποτελεσμάτων με την ανάλυση Fourier μεταξύ των χρονικών διαστημάτων 0 - 30 s, 0 - 10 s και 0 - 4 s. Στην περίπτωση της ρωγμής 2V (Σχήμα 8.12), οι ισόθερμες συγκρίνονται με τα διαγράμματα πλάτους, που προκύπτουν από την ανάλυση Fourier κατά τα ίδια χρονικά διαστήματα. Και στις δύο περιπτώσεις γίνεται εμφανές ότι εάν το χρονικό διάστημα της ανάλυσης Fourier περιοριστεί στα πρώτα δευτερόλεπτα, πχ. κατά το χρόνο της θέρμανσης και για ένα μικρό χρονικό διάστημα επιπλέον, το σχήμα των ρωγμών γίνεται πιο ευκρινές. Ειδικά στην περίπτωση της ρωγμής 2V, όσο περιορίζεται το χρονικό διάστημα στο οποίο

Σχήμα 8.11: (α) Ισόθερμες για $t = 0.6$ s, (β) διάγραμμα φάσης $\nu_{20} = 0.66$ Hz για $\tau = 30$ s, (γ) διάγραμμα φάσης $\nu_7 = 0.7$ Hz για $\tau = 10$ s, (δ) διάγραμμα φάσης $\nu_3 = 0.75$ Hz για $\tau = 10$ s, στην περίπτωση της ρωγμής 2H (ευαισθησία 0.02 $^{\circ}\text{C}$).

πραγματοποιείται η ανάλυση Fourier, τόσο περιορίζεται ο θερμικός θόρυβος. Έτσι οι εικόνες πλάτους, που προκύπτουν από την ανάλυση Fourier στο χρονικό διάστημα 0 - 4 s, έχουν ευκρίνεια ανάλογη των εικόνων που προκύπτουν από την απεικόνιση της 2^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας (Σχήμα 8.12). Όμως για τον εντοπισμό των μακρινών ρωγμών, που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας, θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί μεγαλύτερο χρονικό διάστημα, προκειμένου να προλάβει η ροή της θερμότητας να φτάσει στη ρωγμή και να δημιουργηθούν ικανοποιητικές θερμοκρασιακές διαφορές γύρω από αυτήν. Βέβαια σε αυτή την περίπτωση η παρουσία θερμικού θορύβου είναι ιδιαίτερα έντονη, αλλά η ρωγμή γίνεται εμφανής, όπως είδαμε νωρίτερα στο σχήμα 8.9 για την περίπτωση της ρωγμής 6D.

Σχήμα 8.12: (α) Ισόθερμες για $t = 1.0$ s, (β) ίσο- D_2A καμπύλες για $v_0 = 0$ Hz και $\tau = 30$ s, (γ) ίσο- D_2A καμπύλες για v_0 και $\tau = 10$ s, (δ) ίσο- D_2A καμπύλες για v_0 και $\tau = 4$ s, στην περίπτωση της ρωγμής 2V (ευαισθησία 0.1 °C).

8.4 Συμπεράσματα

Όπως είδαμε προηγουμένως, η επεξεργασία των αριθμητικών αποτελεσμάτων βελτιώνει αρκετά την ευκρίνεια των ρωγμών στις περισσότερες των περιπτώσεων. Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα μετά την επεξεργασία σε σχέση με τα αρχικά, τα οποία προκύπτουν από την απλή παρατήρηση των θερμικών εικόνων, θα μπορούσαμε να κατατάξουμε τις τρεις μεθόδους, κατά αύξουσα σειρά με βάση την αποτελεσματικότητα τους στο σύνολο των 20 περιπτώσεων που μελετήθηκαν (εντοπισμός 10 ρωγμών για 2 ευαισθησίες), ως εξής:

1. Ο αριθμός των ρωγμών για τις οποίες βελτιώνεται η ευκρίνεια με αφαίρεση εικόνων είναι σχετικά μικρός σε αναλογία με τις άλλες μεθόδους. Ενδεικτικά μόνο σε 4 περιπτώσεις από τις 20 βελτιώνεται η ευκρίνεια των ρωγμών. Όμως για συγκεκριμένες ρωγμές όπως είναι η 3H και για ευαισθησία 0.02 °C, η αφαίρεση των εικόνων, δίνει τα καλύτερα αποτελέσματα. Βέβαια στην πράξη δεν είναι πάντοτε εύκολο να πραγματοποιηθεί η αφαίρεση εικόνων, δεδομένου ότι θα πρέπει να διαθέτουμε ένα πανομοιότυπο πρότυπο δοκίμιο.
2. Η απεικόνιση του μέτρου των χωρικών παραγώγων της θερμοκρασίας βελτιώνει την ευκρίνεια των ρωγμών σε 6 από τις 20 περιπτώσεις και σε γενικές γραμμές η 2^η χωρική παράγωγος δίνει καλύτερα αποτελέσματα από την 1^η χωρική παράγωγο.
3. Ο μετασχηματισμός Fourier βελτιώνει την ευκρίνεια των ρωγμών στις 14 από τις 20 περιπτώσεις. Ειδικά στην περίπτωση των μακρινών ρωγμών, είναι η μοναδική τεχνική που έχει ικανοποιητικά αποτελέσματα. Τα διαγράμματα φάσης είναι πιο ευκρινή σε σχέση με τα διαγράμματα πλάτους, εφόσον οι ρωγμές είναι κάθετες στη ροή του ρεύματος (παράλληλες στη ροή της θερμότητας) και το αντίστροφο ισχύει για τις ρωγμές που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας.

Στην περίπτωση που χρησιμοποιηθεί μόνο η παρατήρηση των θερμικών εικόνων για τον εντοπισμό των ρωγμών, μερικές ρωγμές είτε δεν εντοπίζονται, είτε δεν είναι αρκετά ξεκάθαρες και οπότε θα πρέπει να πραγματοποιηθεί ένας δεύτερος έλεγχος προκειμένου να γίνει ξεκάθαρο το σχήμα τους και η θέση τους. Αντίθετα με την επεξεργασία των αποτελεσμάτων, η θέση και το σχήμα αρκετών ρωγμών γίνεται ξεκάθαρο σε αρκετές περιπτώσεις, οπότε δεν απαιτείται επιπλέον έλεγχος. Με αυτό τον τρόπο ο συνολικός αριθμός των ελέγχων περιορίζεται αρκετά.

8.5 Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] Maldague, X. (2001). *Theory and Practice of Infrared Technology for Non Destructive Testing*. John-Wiley & Sons, New York.
- [2] Maldague, X. (2002). *Introduction to NDT by Active Infrared Thermography*. Material Evaluation 60 (9), pp 1060-1073.
- [3] Gonzalez, R. and Woods, R. (1979). *Digital Image Processing*. Addison-Wesley.
- [4] Nyquist, H. (1928). *Certain topics in telegraph transmission theory*. Trans. AIEE, vol. 47, pp. 617-644. Reprint as classic paper in: *Proc. IEEE, Vol. 90, No. 2, Feb 2002*.
- [5] Shannon, C. E. (1949). *Communication in the presence of noise*. Proc. Institute of Radio Engineers, vol. 37, no.1, pp. 10-21. Reprint as classic paper in: *Proc. IEEE, Vol. 86, No. 2, Feb 1998*.

Κεφάλαιο 9^ο

Πειραματικά αποτελέσματα

9.1 Γενικά

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται πειραματικά αποτελέσματα με την ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο. Αρχικά γίνεται παρουσίαση της πειραματικής διάταξης που δημιουργήσαμε για την πραγματοποίηση των πειραμάτων. Στη συνέχεια επαληθεύεται το μαθηματικό μοντέλο που αναπτύξαμε, συγκρίνοντας το θεωρητικό με το πειραματικό θερμικό πεδίο που επάγεται σε μια τετράγωνη πλάκα από τρία διαφορετικά πηνία. Τέλος παρουσιάζονται πειραματικά αποτελέσματα για την ανίχνευση ρωγμών σε πλάκες τετράγωνης και ορθογώνιας γεωμετρίας και συγκρίνονται με τα αντίστοιχα αριθμητικά.

9.2 Παρουσίαση πειραματικής διάταξης

Η πειραματική διάταξη που δημιουργήσαμε για την πραγματοποίηση των πειραμάτων παρουσιάζεται στο σχήμα 9.1. Η διάταξη αποτελείται από τρία κύρια στοιχεία: (i) τα πηνία που χρησιμοποιούνται για την επαγωγική θέρμανση των δοκιμίων, (ii) το σύστημα που αναπτύχθηκε για την τροφοδότηση των πηνίων και (iii) την υπέρυθρη κάμερα που χρησιμοποιήθηκε για τη λήψη των υπέρυθρων εικόνων και την αποστολή και αποθήκευση αυτών σε υπολογιστή για περαιτέρω επεξεργασία. Στη συνέχεια λοιπόν θα παρουσιάσουμε αναλυτικά τα χαρακτηριστικά κάθε επιμέρους τμήματος της πειραματικής διάταξης.

Σχήμα 9.1: Σχηματική παράσταση της πειραματικής διάταξης: 1: Επιθεωρούμενο δοκίμιο, 2: Πηνίο, 3: Σύστημα τροφοδοσίας πηνίου, 4: Κάμερα υπέρυθρων, 5: PC

9.2.1 Πηνία

Τα πηνία που κατασκευάστηκαν για την επαγωγική θέρμανση των δοκιμίων είναι τρία και απεικονίζονται στο σχήμα 9.2. Τα χαρακτηριστικά των πηνίων παρουσιάζονται στον πίνακα 9.1 ενώ μια σχηματική παράσταση των πηνίων παρουσιάζεται στο σχήμα 9.3. Τα πηνία κατασκευάστηκαν από σύρμα χαλκού με διάμετρο 1.828 mm (AWG 13).

Πίνακας 9.1: Χαρακτηριστικά των τριών πηνίων.

Χαρακτηριστικά των πηνίων	Πηνίο C8	Πηνίο C8p	Πηνίο C15
Εσωτερική διάμετρος, d (mm)	63	11	129
Εξωτερική διάμετρος, D (mm)	86	85	148
Ύψος, H(mm)	41	41	45
Αριθμός περιελίξεων, N	123	408	114
Ωμική αντίσταση, R_c (Ohm)	0,28	0,60	0,46
Αυτεπαγωγή, L_c (mH)	0,773	2,832	1,822

Σχήμα 9.2: (α) Πηνίο C8, (β) Πηνίο C8p, (γ) Πηνίο C15.

Σχήμα 9.3: Διαστάσεις πηνίων.

9.2.2 Σύστημα τροφοδοσίας πηνίων

Για να είναι δυνατή η ρύθμιση της τάσης και κατ' επέκταση του ρεύματος με το οποίο θα τροφοδοτηθούν τα πηνία δημιουργήθηκε ένα σύστημα το οποίο αποτελείται από τα εξής στοιχεία (Σχήμα 9.4):

1. Ένα μεταβλητό αυτομετασχηματιστή (Variac) ισχύος 3 KVA με τάση εισόδου 230 V και τάση εξόδου από 0 έως 250 V.
2. Δύο μετασχηματιστές από 220 V σε 42 V και 24 V αντίστοιχα, ισχύος 3 KVA.
3. Ένα ρελέ ισχύος 4 KW (LC1- EE03, Σχήμα 9.5β).

4. Ένα χρονοδιακόπτη (Autonics CT62, Σχήμα 9.5γ).
5. Ένα ασφαλειοδιακόπτη 10 A (GE C10 G61N, Σχήμα 9.5α).
6. Ένα μπουτόν (Σχήμα 9.5δ).
7. Μια ωμική αντίσταση 0.0015 Ohm (Σχήμα 9.6) και μία 0.002 Ohm.

Σχήμα 9.4: Πειραματική διάταξη: (α) μεταβλητός αυτομετασχηματιστής, (β) μετασχηματιστής 220 V σε 24 V, (γ) μετασχηματιστής 220 V σε 42 V, (δ) όργανα ελέγχου, (ε) πηνίο C15.

Σχήμα 9.5: (α) Ασφαλειοδιακόπτης, (β) Ρελέ, (γ) Χρονοδιακόπτης, (δ) Μπουτόν.

Σχήμα 9.6: Ωμική αντίσταση 0.0015 Ohm.

Το σχέδιο συνδεσμολογίας του συστήματος τροφοδοσίας των πηνίων παρουσιάζεται στο σχήμα 9.7. Ο μεταβλητός αυτομετασχηματιστής (T1) χρησιμοποιείται για τη ρύθμιση της τάσης με την οποία τροφοδοτείται ο μετασχηματιστής (T2) των 24 V ή 42 V. Έτσι γίνεται δυνατή η ρύθμιση της τάσης και του ρεύματος που κυκλοφορεί στο πηνίο. Ανάμεσα στο μεταβλητό αυτομετασχηματιστή (T1) και στο μετασχηματιστή (T2) παρεμβάλλεται ένας ασφαλειοδιακόπτης των 10 A, ώστε να προστατευτεί σε κάθε περίπτωση ο μεταβλητός αυτομετασχηματιστής (T1) ο οποίος μπορεί να παρέχει μέγιστο ρεύμα εξόδου 12 A. Μετά τον ασφαλειοδιακόπτη τοποθετείται σε σειρά το ρελέ το οποίο είναι υπεύθυνο για το κλείσιμο του κυκλώματος και την τροφοδότηση του μετασχηματιστή (T2) με την επιλεγμένη τάση εξόδου από το μεταβλητό αυτομετασχηματιστή (T1). Το ρελέ ενεργοποιείται από κατάλληλη συσκευή (J1), η οποία λειτουργεί παράλληλα και ως χρονοδιακόπτης και η οποία διατηρεί το ρελέ ενεργοποιημένο για χρονικό διάστημα ανάλογο με το επιθυμητό. Στο χρονοδιακόπτη (J1) συνδέεται το μπουτόν το οποίο είναι υπεύθυνο για την ενεργοποίηση του χρονοδιακόπτη. Για λόγους ασφαλείας το μπουτόν λειτουργεί ταυτόχρονα και ως διακόπτης. Αυτό σημαίνει ότι ο χρονοδιακόπτης διατηρεί το ρελέ ενεργοποιημένο, για όσο χρονικό διάστημα το έχουμε ρυθμίσει, αρκεί το μπουτόν να είναι διαρκώς πατημένο το αντίστοιχο χρονικό διάστημα. Εάν το μπουτόν αφηθεί πριν την έλευση του χρονικού διαστήματος που έχει οριστεί στο χρονοδιακόπτη, ο τελευταίος απενεργοποιεί το ρελέ και ανοίγει το κύκλωμα ακαριαία. Στα άκρα του μετασχηματιστή T2 συνδέεται μια ωμική αντίσταση (R1) σε σειρά με το πηνίο μας. Η ωμική αντίσταση R1 μας επιτρέπει να υπολογίσουμε το ρεύμα που κυκλοφορεί στο πηνίο μετρώντας με ένα πολύμετρο (XMM1) ή ένα παλμογράφο τη διαφοράς τάσης που αναπτύσσεται στα άκρα της αντίστασης R1. Η απευθείας μέτρηση της έντασης του ρεύματος με τη χρήση του πολύμετρου δεν είναι δυνατή, καθώς η ένταση του ρεύματος που κυκλοφορεί στα πηνία

Σχήμα 9.7: Σχέδιο συνδεσμολογίας πειραματικής διάταξης.

είναι μεγάλη ($> 40 \text{ A}$) και είναι εκτός των ορίων λειτουργίας του πολύμετρου. Η ένταση του ρεύματος που κυκλοφορεί στο πηνίο μπορεί να μετρηθεί και με τη χρήση μιας αμπεροτσιμπίδας (XCP1). Η ακρίβεια της μέτρησης όμως σε σχέση με τη χρήση της ωμικής αντίστασης είναι πολύ μικρότερη και γι' αυτό προτιμάται η μέτρηση μέσω της ωμικής αντίστασης.

9.2.3 Κάμερα υπέρυθρων

Για τη λήψη των υπέρυθρων εικόνων χρησιμοποιήθηκε η κάμερα υπέρυθρων *Flir ThermaCam PM 695*, η οποία είχε αναβαθμιστεί ώστε να προσφέρει ψηφιακή έξοδο για τη σύνδεση με υπολογιστή. Η καταγραφή και η επεξεργασία των υπέρυθρων εικόνων πραγματοποιείται με το λογισμικό πακέτο *ThermaCAM Researcher Pro 2.8* [1].

Η κάμερα υπέρυθρων απεικονίζεται στο σχήμα 9.8. Η κάμερα βασίζεται στην τεχνολογία των μη ψυχόμενων μικροβολόμετρων (uncooled microbolometer FPA detector). Έχει οπτικό πεδίο $24^\circ \times 18^\circ$ και η ανάλυση του αισθητήρα είναι 320×240 εικονοστοιχεία. Η κάμερα λειτουργεί στο μήκος κύματος $7.5 - 13 \mu\text{m}$ και το εύρος θερμοκρασιών που μπορεί να καταγράψει είναι από -40°C έως 500°C και προαιρετικά μέχρι τους 2000°C με τη χρήση κατάλληλων φίλτρων. Η θερμική της ευαισθησία είναι 0.08°C και η ακρίβεια στη μέτρηση της θερμοκρασίας είναι $\pm 2^\circ\text{C}$, $\pm 2\%$. Ο ρυθμός λήψης θερμικών εικόνων διαφέρει ανάλογα με τον τύπο σύνδεσης της κάμερας με τον υπολογιστή. Στη βασική της συνδεσμολογία η κάμερα προσφέρει 5-7 Hz, ενώ με τη χρήση ειδικών συσκευών ο ρυθμός μπορεί να ανέλθει στα 50 Hz. Στη δική μας περίπτωση και λόγω κόστους χρησιμοποιήθηκε η απλή σύνδεση.

Σχήμα 9.8: Κάμερα υπέρυθρων Flir ThermaCam PM 695.

9.2.4 Συνολική πειραματική διάταξη

Η συνολική πειραματική διάταξη όπου διακρίνονται ο αυτομετασχηματιστής, οι δύο μετασχηματιστές, τα όργανα ελέγχου, η κάμερα υπερύθρων, ο υπολογιστής και το επιθεωρούμενο δοκίμιο παρουσιάζεται στο σχήμα 9.9.

Σχήμα 9.9: Πειραματική διάταξη: (1) Μεταβλητός αυτομετασχηματιστής, (2) Μετασχηματιστής 220 V σε 24 V, (3) Μετασχηματιστής 220 V σε 42 V, (4) Όργανα ελέγχου, (5) Κάμερα υπερύθρων, (6) Πηνίο, (7) Επιθεωρούμενο δοκίμιο, (8) Φορητός υπολογιστής.

9.3 Πειραματική επαλήθευση του Ηλεκτρομαγνητικού – Θερμικού μοντέλου

Πρώτο μας μέλημα κατά την πραγματοποίηση των πειραμάτων ήταν η επαλήθευση του ηλεκτρομαγνητικού - θερμικού μοντέλου που αναπτύξαμε και στο οποίο στηρίχτηκε η υπολογιστική διερεύνηση της μεθόδου. Για την επαλήθευση του μοντέλου συγκρίναμε το θεωρητικό με το πειραματικό θερμικό πεδίο που αναπτύσσεται σε μια τετράγωνη πλάκα αλουμινίου διαστάσεων 15 cm x 15 cm και πάχους 1 mm, η οποία θερμαίνεται επαγωγικά με καθένα από τα τρία πηνία που παρουσιάσαμε προηγουμένως (§ 9.2.1). Η επιφάνεια των πλακών επικαλύφτηκε με βαφή που αύξησε το συντελεστή εκπομπής στο $\varepsilon \approx 0.95$ καθώς ο συντελεστής εκπομπής του αλουμινίου είναι πολύ χαμηλός $\varepsilon \approx 0.04$ και η διάχυτη θερμική ακτινοβολία του περιβάλλοντος επηρεάζει σημαντικά τη μέτρηση του θερμικού πεδίου που αναπτύσσεται στην πλάκα.

Οι ιδιότητες του υλικού της πλάκας καθώς και τα στοιχεία των πηνίων που χρησιμοποιήθηκαν κατά το υπολογισμό του θεωρητικού θερμικού πεδίου συνοψίζονται αντίστοιχα στους πίνακες 4.1 και 9.1. Κατά την επαγωγική θέρμανση των πλακών τα πηνία ήταν σε επαφή με τις πλάκες. Λαμβάνοντας όμως υπόψιν ότι η εξωτερική επένδυση που περιβάλλει το πηνίο έχει πάχος 1.5 mm περίπου, θεωρήσαμε ότι η ανύψωση του πηνίου από την πλάκα είναι ίση με 1.5 mm. Το ρεύμα που κυκλοφορεί στα πηνία μεταβάλλεται ημιτονοειδώς με το χρόνο σύμφωνα με τη σχέση $I(t) = I_0 \sqrt{2} \sin(2\pi ft)$ όπου $f = 50$ Hz και I_0 η μετρηθείσα ενεργός τιμή του ρεύματος κατά την πραγματοποίηση των πειραμάτων, που είναι 65.26 A για το πηνίο C8, 43.5 A για το πηνίο C8p και 60.57 A για το πηνίο C15 (Πίνακας 9.2).

Όσον αφορά την πειραματική διάταξη, θα πρέπει να επισημάνουμε ότι τα πηνία C8p και C15 τροφοδοτούνται με τη μέγιστη ισχύ από το μετασχηματιστή των 42 V, θέτοντας την τάση εξόδου στο Variac στη μέγιστη ονομαστική τιμή 250 V. Αντιθέτως το πηνίο C8 μπορεί να τροφοδοτηθεί με τη μέγιστη ισχύ τόσο από το μετασχηματιστή των 24 V, όσο και από το μετασχηματιστή των 42 V. Στην πρώτη περίπτωση το Variac ρυθμίζεται να παρέχει τη μέγιστη ονομαστική τάση εξόδου (250 V), ενώ στη δεύτερη περίπτωση το Variac θα πρέπει να ρυθμιστεί ώστε να παρέχει τάση εξόδου 135 V. Σε διαφορετική περίπτωση οδηγείται σε λειτουργία εκτός των ορίων του, καθώς το ρεύμα εξόδου ξεπερνάει κατά πολύ την ονομαστική τιμή που είναι τα 12 A. Η τάση στα άκρα των πηνίων, η ένταση του ρεύματος που κυκλοφορεί σε αυτά καθώς και άλλα στοιχεία όπως ο συντελεστής ισχύος, η συνολική καταναλισκόμενη ισχύς στο σύστημα, η

καταναλισκόμενη ισχύς στην πλάκα καθώς και ο βαθμός απόδοσης της επαγωγικής θέρμανσης παρουσιάζονται στον πίνακα 9.2.

(α)

(β)

(γ)

(δ)

(ε)

(ζ)

Σχήμα 9.10: Επαγωγική θέρμανση της τετράγωνης πλάκας με τα τρία πηνία. (α) Πηνίο C8, πρόσθια όψη, (β) Πηνίο C8, οπίσθια όψη, (γ) Πηνίο C8p, πρόσθια όψη, (δ) Πηνίο C8p, οπίσθια όψη, (ε) Πηνίο C15, πρόσθια όψη, (ζ) Πηνίο C15, οπίσθια όψη.

Πίνακας 9.2: Χαρακτηριστικά λειτουργίας των πηνίων κατά την επαγωγική θέρμανση της τετράγωνης πλάκας.

Μετασχηματιστής (V)	Πηνίο C8		Πηνίο C8p		Πηνίο C15	
	24	42	24	42	24	42
Τάση εξόδου Variac (V)	237,0	135,0	255,9	246,5	249,2	242,0
Ρεύμα εξόδου Variac (A)	7,04	12,40	2,77	8,39	3,90	11,40
Τάση πηνίου (V)	25,60	25,60	27,79	47,53	27,08	45,55
Ρεύμα πηνίου (A)	65,26	65,26	25,44	43,5	36,22	60,57
Συντελεστής ισχύος (cosθ)	0,768	0,768	0,589	0,589	0,669	0,669
Φαινομένη ισχύς (VA)	1669	1674	709	2068	972	2760
Συνολική καταναλισκόμενη ισχύς (W)	1253,0	1253,0	416,4	1217,0	656,2	1845,7
Καταναλισκόμενη ισχύ στην πλάκα (W)	58,6	58,6	25,4	74,2	49,2	138,4
Απόδοση επαγωγικής θέρμανσης (%)	4,7	4,7	6,1	6,1	7,5	7,5

Στα σχήματα 9.11 - 9.13 συγκρίνεται το θεωρητικό θερμικό πεδίο που υπολογίζεται από το μοντέλο μας, με το πειραματικό θερμικό πεδίο που αναπτύσσεται στην τετράγωνη πλάκα, κατά την επαγωγική θέρμανση αυτής από τα πηνία C8 (Σχήμα 9.11), C8p (Σχήμα 9.12) και C15 (Σχήμα 9.13). Όπως βλέπουμε σε όλες τις περιπτώσεις το θερμικό πεδίο που καταγράφεται από την κάμερα υπερύθρων είναι το αναμενόμενο, με το σφάλμα μεταξύ της μέγιστης υπολογιστικής και πειραματικής θερμοκρασίας να κυμαίνεται από 6% στην περίπτωση του πηνίου C8 έως 14% στην περίπτωση του πηνίου C15. Το σφάλμα αυτό οφείλεται σε πολλούς παράγοντες με κυριότερους τους εξής: (i) Το υλικό της πλάκας δεν είναι καθαρό αλουμίνιο και κατά συνέπεια οι φυσικές του ιδιότητες (ηλεκτρική αγωγιμότητα, θερμική αγωγιμότητα) δίδονται κατά προσέγγιση. (ii) Δεδομένου ότι το πάχος της επένδυσης του πηνίου δεν ήταν δυνατό να μετρηθεί επακριβώς, η ανύψωση του πηνίου είναι κατ' εκτίμηση γνωστή, και (iii) Ο ρυθμός δειγματοληψίας της κάμερας ήταν ιδιαίτερα χαμηλός (≈ 6 fps) με αποτέλεσμα το χρονικό διάστημα που μεσολαβούσε μεταξύ δύο διαδοχικών μετρήσεων να είναι $1/6$ s (≈ 0.166 s) και να μην μπορεί να μετρηθεί με μεγάλη ακρίβεια η μέγιστη αναπτυσσόμενη θερμοκρασία στην πλάκα.

Από τις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν κατέστη δυνατό να υπολογίσουμε και τη θερμική ισχύ που επάγεται στην τετράγωνη πλάκα και να τη συγκρίνουμε με τη θερμική ισχύ που υπολογίζεται αριθμητικά. Με τη χρήση ενός παλμογράφου μετρήθηκαν με μεγάλη ακρίβεια η τάση στα άκρα του πηνίου, η ένταση του ρεύματος καθώς και η διαφορά φάσης μεταξύ τάσης και ρεύματος κατά την επαγωγική θέρμανση της τετράγωνης πλάκας (Πίνακας 9.2). Έτσι κατέστη δυνατόν να υπολογισθεί η συνολική

καταναλισκόμενη θερμική ισχύ και η επαγόμενη θερμική ισχύ στην πλάκα. Στον πίνακα 9.3 συγκρίνεται η πειραματικά μετρηθείσα, με την αριθμητικά υπολογισθείσα θερμική ισχύ που επάγεται στην τετράγωνη πλάκα από τα τρία πηνία. Όπως βλέπουμε, σε αυτή την περίπτωση το σφάλμα κυμαίνεται μεταξύ 4,2% και 8,8%.

Πίνακας 9.3: Σύγκριση υπολογιστικής και πειραματικής θερμικής ισχύος που επάγεται στην τετράγωνη πλάκα από τα τρία πηνία.

Πηνίο	Επαγόμενη ισχύς (W)		Σφάλμα (%)
	Υπολογιστικά	Πειραματικά	
C8	61,1	58,6	4,2
C8p	79,1	74,2	6,2
C15	151,7	138,4	8,8

(α) Θεωρητικές ισόθερμες για $t = 1$ s

(β) Πειραματικές ισόθερμες για $t = 1$ s

(γ) Θεωρητικές ισόθερμες για $t = 2$ s

(δ) Πειραματικές ισόθερμες για $t = 2$ s

Σχήμα 9.11: Σύγκριση θεωρητικού και πειραματικού θερμικού πεδίου που επάγεται στην πλάκα από το πηνίο C8, με το πέρας της θέρμανσης που διαρκεί 1 s και 2 s.

(α) Θεωρητικές ισόθερμες για $t = 1$ s

(β) Πειραματικές ισόθερμες για $t = 1$ s

(γ) Θεωρητικές ισόθερμες για $t = 2$ s

(δ) Πειραματικές ισόθερμες για $t = 2$ s

Σχήμα 9.12: Σύγκριση θεωρητικού και πειραματικού θερμικού πεδίου που επάγεται στην πλάκα από το πηνίο C8r, με το πέρας της θέρμανσης που διαρκεί 1 s και 2 s.

(α) Θεωρητικές ισόθερμες για $t = 1$ s (β) Πειραματικές ισόθερμες για $t = 1$ s (γ) Θεωρητικές ισόθερμες για $t = 2$ s (δ) Πειραματικές ισόθερμες για $t = 2$ s

Σχήμα 9.13: Σύγκριση θεωρητικού και πειραματικού θερμικού πεδίου που επάγεται στην πλάκα από το πηνίο C15, με το πέρας της θέρμανσης που διαρκεί 1 s και 2 s.

Στο σχήμα 9.14 που ακολουθεί παρουσιάζεται η διακύμανση της z-συνιστώσας της μαγνητικής επαγωγής στην επιφάνεια της πλάκας (Σχήμα 9.14α) καθώς και η διακύμανση της y-συνιστώσας της πυκνότητας του ρεύματος (Σχήμα 9.14β), όπως προκύπτουν υπολογιστικά σε ένα επίπεδο που διέρχεται από το κέντρο της πλάκας και είναι παράλληλο στον άξονα x. Τέλος στο σχήμα 9.15 παρουσιάζεται η πυκνότητα της θερμικής ισχύος που επάγεται στην τετράγωνη πλάκα από τα τρία πηνία, επίσης όπως υπολογίζεται αριθμητικά.

Σχήμα 9.14: (α) Μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια της πλάκας και (β) διακύμανση της y -συνιστώσας της πυκνότητας του ρεύματος (A/m^2), που επάγονται στην πλάκα από τα τρία πηνία.

Σχήμα 9.15: Πυκνότητα θερμικής ισχύος (W/m^2) που επάγεται στην πλάκα από τα πηνία: (α) C8, (β) C8p και (γ) C15.

9.4 Εντοπισμός ρωγμών σε τετράγωνη πλάκα

Για την πειραματική διερεύνηση της αποτελεσματικότητας της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου στον εντοπισμό ρωγμών, πραγματοποιήσαμε αρκετά πειράματα θεωρώντας ρωγμές μήκους 1.5 cm σε διάφορα σημεία σε λεπτές αγωγίμες πλάκες. Στη συνέχεια θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα για μια τετράγωνη πλάκα διαστάσεων 15 cm x 15 cm. Η πλάκα έχει πάχος 1 mm και το υλικό της είναι αλουμίνιο. Δεδομένου ότι ο συντελεστής εκπομπής του αλουμινίου είναι πολύ χαμηλός $\varepsilon \approx 0.04$ και η διάχυτη θερμική ακτινοβολία του περιβάλλοντος επηρεάζει τις μετρήσεις, η επιφάνεια των πλακών επικαλύφτηκε με βαφή που αύξησε το συντελεστή εκπομπής στο $\varepsilon \approx 0.95$.

Με τη χρήση ενός μηχανήματος κοπής laser δημιουργήσαμε σε οκτώ τετράγωνα δοκίμια σχισμές μήκους 1.5 cm, πάχους 0.2 mm και βάθους 1 mm προκειμένου να δημιουργήσουμε τις υποτιθέμενες ρωγμές σε έξι διαφορετικές θέσεις όπως παρουσιάζονται στο σχήμα 9.16. Στις θέσεις 2 και 3 θεωρήσαμε ρωγμές σε δυο διαφορετικές διευθύνσεις: οριζόντια (2H, 3H) και κατακόρυφα (2V, 3V), ενώ στις θέσεις 5 και 6 θεωρήσαμε ρωγμές στις διευθύνσεις: οριζόντια (5H, 6H) και διαγώνια (5D, 6D). Οι ρωγμές 5H και 6H διανοίχτηκαν στο ίδιο δοκίμιο σε αντικριστές γωνίες, δεδομένου ότι η παρουσία της μίας ρωγμής δεν επηρέαζε τον εντοπισμό της άλλης σε κάθε περίπτωση. Το ίδιο ισχύει και για τις ρωγμές 5D και 6D. Για τη διέγερση των πλακών χρησιμοποιήθηκαν το πηνίο C8p στις θέσεις A και B και το πηνίο C15 στη θέση A (Σχήμα 9.16). Το πηνίο C8 δεν χρησιμοποιήθηκε γιατί οι θερμοκρασιακές διαφορές που αναπτύσσονταν στην πλάκα δεν ήταν ικανοποιητικές για ΜΚΕ με την ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο. Ο χρόνος θέρμανσης που χρησιμοποιήθηκε σε κάθε περίπτωση ήταν 1 s και 2 s, οπότε πραγματοποιήθηκαν συνολικά έξι σειρές μετρήσεων. Επιπλέον έγινε επεξεργασία των θερμικών εικόνων που καταγράφηκαν για κάθε ρωγμή με τις μεθόδους που παρουσιάστηκαν στο Κεφάλαιο 8, εκτός της αφαίρεσης εικόνων, προκειμένου να βελτιωθεί η ευκρίνεια των ρωγμών και να αυξηθεί η αποτελεσματικότητα της μεθόδου. Η τεχνική της αφαίρεσης εικόνων δεν χρησιμοποιήθηκε καθώς η παρούσα διάταξη δεν επέτρεπε το συγχρονισμό της κάμερας υπερύθρων με το σύστημα θέρμανσης, προκειμένου να είναι δυνατή η λήψη στιγμιότυπων σε καθορισμένες χρονικές στιγμές, που θα επέτρεπαν την αφαίρεση των θερμικών εικόνων δοκιμίου – προτύπου. Επιπλέον λόγω της χαμηλής ευαισθησίας της κάμερας και του υψηλού θορύβου που υπήρχε στα δεδομένα της θερμοκρασίας, τα διαγράμματα της 2^{ns} χωρικής παραγωγού της θερμοκρασίας καθώς και

της 2^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους της ανάλυσης Fourier δεν παρουσίασαν σε καμία περίπτωση κάποιο ενδιαφέρον. Αξιοποιήσιμα ήταν μόνο τα αντίστοιχα διαγράμματα της 1^{ης} χωρικής παραγώγου.

Σχήμα 9.16: Θέση ρωγμών και πηνίων C8p (κόκκινος κύκλος) και C15 (μπλε κύκλος) στην τετράγωνη πλάκα.

Στους πίνακες 9.4 και 9.5 συνοψίζονται τα αποτελέσματα που αφορούν τον εντοπισμό των ρωγμών με τα πηνία C8p και C15 αντίστοιχα, με τις εξής μεθόδους: (i) παρατήρηση των πειραματικών θερμικών στιγμιότυπων (ισόθερμες), (ii) απεικόνιση του μέτρου της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας και (iii) επεξεργασία των θερμικών εικόνων με το μετασχηματισμό Fourier. Οι επιδόσεις της κάθε τεχνικής παρουσιάζονται στον πίνακες 9.4 και 9.5 με ένα από τα σύμβολα “-”, “o”, “x”, ή “xx”, που αντιστοιχούν στην εξής διαβάθμιση (§ 8.3):

5. Δεν υπάρχει καμία ένδειξη για την παρουσία ατέλειας (-).
6. Υπάρχει ένδειξη για την παρουσία ρωγμής, αλλά χρειάζεται και δεύτερος έλεγχος για να γίνει πιο σαφή (o).
7. Η θέση της ρωγμής είναι σαφή, αλλά όχι και το σχήμα της (x).
8. Τόσο η θέση, όσο και το σχήμα της ρωγμής είναι σαφή (xx).

Πίνακας 9.4: Εντοπισμός ρωγμών με το πηνίο C8p.

Ρωγμή	Χρόνος θέρμανσης (s)	Θέση Α			Θέση Β		
		Παρατήρηση ισόθερμων	Χωρικές παράγωγοι	Ανάλυση Fourier	Παρατήρηση ισόθερμων	Χωρικές παράγωγοι	Ανάλυση Fourier
1	1	-	-	-	x	xx	xx
	2	-	-	-	x	xx	xx
2H	1	xx	-	xx	x	xx	xx
	2	xx	-	xx	x	xx	xx
2V	1	x	xx	xx	xx	-	xx
	2	x	xx	xx	xx	-	xx
3H	1	o	-	x	x	xx	xx
	2	o	-	x	x	xx	xx
3V	1	-	-	-	-	-	-
	2	-	-	-	-	-	-
4	1	x	xx	xx	o	xx	xx
	2	x	xx	xx	o	xx	xx
5H	1	-	-	-	x	xx	xx
	2	O	-	-	x	xx	xx
5D	1	o	-	-	x	xx	xx
	2	x	-	-	x	xx	xx
6H	1	-	-	-	o	o	-
	2	-	-	-	o	o	-
6D	1	-	-	-	o	xx	xx
	2	-	-	-	x	xx	xx

Πίνακας 9.5: Εντοπισμός ρωγμών με το πηνίο C15.

Ρωγμή	Χρόνος θέρμανσης (s)	Παρατήρηση ισόθερμων	Χωρικές παράγωγοι	Ανάλυση Fourier
1	1	-	-	-
	2	-	-	-
2H	1	-	-	-
	2	-	-	-
2V	1	x	xx	xx
	2	x	xx	xx
3H	1	xx	-	xx
	2	xx	-	xx
3V	1	o	-	xx
	2	o	-	xx
4	1	x	-	x
	2	x	-	x
5H	1	o	xx	xx
	2	o	xx	xx
5D	1	x	xx	xx
	2	x	xx	xx
6H	1	-	-	-
	2	-	-	-
6D	1	x	xx	xx
	2	x	xx	xx

9.4.1 Ανάλυση αποτελεσμάτων με το πηνίο C8p στη θέση A

Η πειραματική διερεύνηση της μεθόδου επιβεβαίωσε το σύνολο των συμπερασμάτων που είχαν εξαχθεί κατά την αριθμητική διερεύνηση της μεθόδου. Διαπιστώθηκε και πειραματικά ότι η περίοδος εντοπισμού εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τον προσανατολισμό της ρωγμής ως προς τη ροή της θερμότητας και τη ροή του ρεύματος. Ρωγμές παράλληλες στη ροή της θερμότητας (κάθετες στη ροή του ρεύματος) εντοπίζονται έμμεσα λόγω επιρροής στην κυκλοφορία του ρεύματος και γίνονται εμφανείς μόνο κατά το χρονικό διάστημα που διαρκεί η θέρμανση. Μετά το τέλος της θέρμανσης, οι θερμοκρασιακές διαφορές που έχουν αναπτυχθεί στα άκρα των ρωγμών εξαφανίζονται πολύ γρήγορα λόγω θερμικής διάχυσης. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί ο εντοπισμός της ρωγμής 2H τόσο μέσω των ισόθερμων (Σχήμα 9.17) όσο και από το διάγραμμα φάσης (Σχήμα 9.18).

Ρωγμές που είναι κάθετες ή πλάγιες στη ροή της θερμότητας λειτουργούν ως εμπόδιο στη διάδοση της θερμότητας, με αποτέλεσμα η θερμική διάχυση να διαρκεί περισσότερο χρόνο και να εντοπίζονται για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα. Το μήκος τους όμως δεν γίνεται σαφές, καθώς η διάχυση της θερμότητας γύρω από τη ρωγμή, μειώνει την ευκρίνεια της. Χαρακτηριστικά παραδείγματα αποτελούν οι ρωγμές 2V (Σχήμα 9.19), 4 (Σχήμα 9.21), 5H (Σχήμα 9.23α και β) και 5D (Σχήμα 9.23γ και δ), ισόθερμες των οποίων παρουσιάζονται σε δύο διαφορετικές χρονικές στιγμές.

Η επεξεργασία της σειράς των καταγεγραμμένων θερμικών εικόνων με τις τεχνικές που αναφέραμε προηγουμένως και παρουσιάσαμε εκτενώς στο Κεφάλαιο 7, οδηγεί σε σαφή βελτίωση της ευκρίνειας των ρωγμών 2V (Σχήμα 9.20) και 4 (Σχήμα 9.22). Αντιθέτως οι ρωγμές 5H (Σχήμα 9.23α και β) και 5D (Σχήμα 9.23γ και δ) παρότι παρουσιάζονται αμυδρά στις ισόθερμες καμπύλες, εντούτοις δεν γίνονται εμφανείς μετά την επεξεργασία των θερμικών εικόνων, λόγω του υψηλού θερμικού θορύβου που εμπεριέχεται σε αυτές.

Με το πηνίο C8p στη θέση A δεν εντοπίζεται η ρωγμή 1 καθώς βρίσκεται στο κέντρο της πλάκας (§ 4.2.2) και οι ρωγμές 3V, 6H και 6D που προφανώς βρίσκονται εκτός της εμβέλειας του πηνίου. Τέλος η ρωγμή 3H εμφανίζεται αμυδρά τόσο στις ισόθερμες (Σχήμα 9.24α) όσο και στο διάγραμμα φάσης (Σχήμα 9.24α). Αντιθέτως όπως είδαμε προηγουμένως, το διάγραμμα φάσης της ρωγμής 2H που βρίσκεται στην περιοχή που μεγιστοποιείται η πυκνότητα των δινορρευμάτων, είναι πολύ πιο σαφές (Σχήμα 9.18).

Σχήμα 9.17: Ισόθερμες για τη ρωγμή $2H$ τη χρονική στιγμή: (α) $t = 0.5$ s, (β) $t = 1$ s, (γ) $t = 2$ s, (δ) $t = 2.35$ s. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση A) για 2 s.

Σχήμα 9.18: Απεικόνιση του διαγράμματος φάσης για τη ρωγμή $2H$. (α) $\nu_1 = 0.27$ Hz, (β) $\nu_4 = 1.08$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση A) για 2 s.

Σχήμα 9.19: Ισόθερμες για τη ρωγμή **2V** τη χρονική στιγμή: (α) $t = 1$ s, (β) $t = 2$ s. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση A) για 2 s.

Σχήμα 9.20: Εντοπισμός της ρωγμής **2V** από το διάγραμμα: (α) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας (D_1T), $t = 2$ s, (β) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους (D_1A) για $\nu_1 = 0.12$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση A) για 2 s.

Σχήμα 9.21: Ισόθερμες για τη ρωγμή **4** τη χρονική στιγμή: (α) $t = 1$ s, (β) $t = 1.5$ s. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση A) για 2 s.

Σχήμα 9.22: Εντοπισμός της ρωγμής 4 από το διάγραμμα: (α) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας (D_1T), $t = 2.5$ s, (β) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους (D_1A) για $v_0 = 0.0$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση A) για 2 s.

Σχήμα 9.23: Ισόθερμες για τη ρωγμή: (α) 5H, $t = 2$ s, (β) 5H, $t = 2.5$ s, (γ) 5D, $t = 2$ s, (δ) 5D, $t = 3.5$ s. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση A) για 2 s

Σχήμα 9.24: Εντοπισμός της ρωγμής **3H** μέσω: (α) των ισόθερμων, $t = 0.3$ s, (β) του διαγράμματος φάσης $\nu_1 = 0.33$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση A) για 2 s.

9.4.2 Ανάλυση αποτελεσμάτων με το πηνίο C8p στη θέση B

Τοποθετώντας το πηνίο C8p στη θέση B ο εντοπισμός των ρωγμών βελτιώνεται σχεδόν στο σύνολο των περιπτώσεων. Αυτό γίνεται σαφές στον πίνακα 9.4 όπου και συνοψίζονται τα αποτελέσματα εντοπισμού των ρωγμών με το πηνίο C8p στη θέση B. Ρωγμές που προηγουμένως δεν ήταν ξεκάθαρο το σχήμα τους (3H, 5H, 5D) ή δεν εντοπιζόνταν (1, 6D), πλέον γίνονται σαφείς. Πάντως και πάλι στην πλειονότητα των περιπτώσεων η ευκρίνεια των ρωγμών βελτιώνεται αρκετά κατόπιν επεξεργασίας των θερμικών εικόνων. Χαρακτηριστικά στιγμιότυπα εντοπισμού των ρωγμών 3H, 5H και 6D παρουσιάζονται αντίστοιχα στα σχήματα 9.25, 9.26 και 9.27. Στα σχήματα αυτά γίνεται εμφανές ότι οι συγκεκριμένες ρωγμές εμφανίζονται τόσο στα διαγράμματα της 1^{ης} χωρικής παραγώγου πλάτους της ανάλυσης Fourier (D_1A), όσο και στα διαγράμματα της φάσης, καθώς επηρεάζουν τόσο την κυκλοφορία του ρεύματος, όσο και τη ροή της θερμότητας στην πλάκα. Αντιθέτως οι ρωγμές που επηρεάζουν μόνο τη ροή της θερμότητας γίνονται εμφανείς μόνο στο διάγραμμα του πλάτους της ανάλυσης Fourier (πχ. Ρωγμή 2H, Σχήμα 9.28), ενώ οι ρωγμές που επηρεάζουν μόνο τη ροή του ρεύματος γίνονται εμφανείς μόνο στο διάγραμμα της φάσης (πχ. Ρωγμή 2V, Σχήμα 9.29).

Σχήμα 9.25: Εντοπισμός της ρωγμής **3H** μέσω: (α) των ισόθερμων, $t = 1$ s, (β) των ισόθερμων, $t = 2$ s, (γ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας, $t = 2$ s, (δ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους για $\nu_0 = 0$ Hz, (ε) της φάσης $\nu_1 = 0.14$ Hz, (ζ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της φάσης $\nu_1 = 0.14$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση B) για 2 s.

Σχήμα 9.26: Εντοπισμός της ρωγμής **5H** μέσω: (α) των ισόθερμων, $t = 1$ s, (β) των ισόθερμων, $t = 2$ s, (γ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας, $t = 1$ s, (δ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας, $t = 2$ s, (ε) της φάσης $\nu_1 = 0.12$ Hz και (ζ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της φάσης $\nu_1 = 0.12$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση B) για 2 s.

Σχήμα 9.27: Εντοπισμός της ρωγμής **6D** μέσω: (α) των ισόθερμων, $t = 1$ s, (β) των ισόθερμων, $t = 2$ s, (γ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας, $t = 2$ s, (δ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους, $\nu_0 = 0$ Hz, (ε) της φάσης $\nu_1 = 0.12$ Hz και (ζ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της φάσης $\nu_1 = 0.12$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση B) για 2 s.

Σχήμα 9.28: Εντοπισμός της ρωγμής **2H** μέσω: (α) των ισόθερμων, $t = 0.5$ s, (β) των ισόθερμων, $t = 1$ s, (γ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας, $t = 1$ s, (δ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους, $\nu_0 = 0$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση B) για 2 s.

Σχήμα 9.29: Εντοπισμός της ρωγμής **2V** μέσω: (α) των ισόθερμων, $t = 0.5$ s και (β) του διαγράμματος φάσης $\nu_2 = 0.28$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση B) για 2 s.

Στο σχήμα 9.30 γίνεται εμφανής η επίδραση των άκρων της πλάκας στον εντοπισμό της ρωγμής 4. Ο άξονας του πηνίου διέρχεται από το μέσον της ρωγμής οπότε εάν δεν υπήρχαν τα άκρα της πλάκας, τα οποία διαταράσσουν τη συμμετρική ροή της θερμότητας, η ρωγμή 4 δεν θα εντοπιζόταν, όπως συμβαίνει στην περίπτωση της ρωγμής 1 με το πηνίο ευρισκόμενο στη θέση Α.

Η αύξηση του χρόνου θέρμανσης της πλάκας από 1s (Σχήμα 9.30) σε 2s (Σχήμα 9.31), έχει ως άμεσο αποτέλεσμα την ανάπτυξη μεγαλύτερων θερμοκρασιακών διαφορών στην πλάκα και οδηγεί σε σαφή βελτίωση της ευκρίνειας της ρωγμής 4 μέσω του διαγράμματος της πρώτης χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας (Σχήμα 9.31β).

Σχήμα 9.30: Εντοπισμός της ρωγμής 4 μέσω: (α) των ισόθερμων, (β) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας, με το πέρας της θέρμανσης που είναι 1 s. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση B).

Σχήμα 9.31: Εντοπισμός της ρωγμής 4 μέσω: (α) των ισόθερμων, (β) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας, με το πέρας της θέρμανσης που είναι 2 s. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση B).

Τέλος πρέπει να επισημάνουμε ότι και με το πηνίο C8p στη θέση B η ρωγμή 3V δεν εντοπίζεται, ενώ για τη ρωγμή 6H υπάρχει ένδειξη παρουσίας ατέλειας στην περιοχή αλλά δεν γίνεται σαφές το σχήμα της (Σχήμα 9.32).

Σχήμα 9.32: Εντοπισμός της ρωγμής **6H** μέσω: (α) των ισόθερμων, $t = 2$ s, (β) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας, $t = 2$ s. Διέγερση από το πηνίο C8p (θέση B) για 2 s. .

9.4.3 Ανάλυση αποτελεσμάτων με το πηνίο C15

Περνώντας τώρα στον εντοπισμό των ρωγμών με το πηνίο C15 παρατηρούμε ότι τα πειραματικά αποτελέσματα (Πίνακας 9.2) είναι συγκρίσιμα με τα αποτελέσματα που είχαν προκύψει από την αριθμητική διερεύνηση της μεθόδου στην παράγραφο 4.4. Βέβαια θα πρέπει να διευκρινίσουμε ότι κατά τη διάρκεια των πειραμάτων το πηνίο C15 είχε ανυψωθεί (Σχήμα 7.1) από την πλάκα περίπου 1.5 mm και λαμβάνοντας υπόψιν το ύψος του που είναι 41 mm, τα πειραματικά αποτελέσματα προέκυψαν για $z \approx 22$ mm (Σχήμα 4.5). Αντιθέτως η αριθμητική διερεύνηση είχε πραγματοποιηθεί για $z = 1$ mm και $z = 37.5$ mm, οπότε τα πειραματικά αποτελέσματα δεν είναι απολύτως συγκρίσιμα με τα αριθμητικά αποτελέσματα του πίνακα 4.10. Παρόλα αυτά, είναι προφανές ότι τα πειραματικά αποτελέσματα (Πίνακας 9.2) είναι σχεδόν συγκρίσιμα με τα αριθμητικά αποτελέσματα (Πίνακας 4.10) του πηνίου C15 για $z = 1$ mm.

Με το πηνίο C15 γίνεται ξεκάθαρη η θέση και το σχήμα όλων των περιφερειακών ρωγμών (3H, 3V, 4, 5H, 5D, 6D) εκτός της ρωγμής 6H. Επιπλέον δεν εντοπίζονται: η ρωγμή 1 που βρίσκεται στο κέντρο της πλάκας και η ρωγμή 2H που είναι παράλληλη στη ροή της θερμότητας (κάθετη στη ροή του ρεύματος). Οι ρωγμές 3H και 4 εντοπίζονται έμμεσα λόγω επίδρασης στη ροή του ρεύματος και γι' αυτό γίνονται εμφανείς μόνο κατά το χρονικό διάστημα της θέρμανσης και ιδιαίτερα στα πρώτα θερμικά στιγμιότυπα (Σχήμα

9.33). Επίσης, όπως είναι αναμενόμενο, γίνονται εμφανείς και στο διάγραμμα της φάσης της ανάλυσης Fourier (Σχήμα 9.34).

Σχήμα 9.33: Ισόθερμες για την: (α) ρωγμή **3H**, $t = 0.15$ s, (β) ρωγμή **4**, $t = 0.5$ s. Διέγερση από το πηνίο C15 για 2 s.

Σχήμα 9.34: Διάγραμμα φάσης για την: (α) ρωγμή **3H**, $v_3 = 0.45$ Hz, (β) ρωγμή **4**, $v_3 = 0.36$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C15 για 2 s.

Από την άλλη οι ρωγμές 2V (Σχήμα 9.35), 5D και 6D (Σχήμα 9.36), οι οποίες είναι κάθετες ή πλάγιες στη ροή της θερμότητας, γίνονται εμφανείς για πολύ μεγαλύτερο χρονικό διάστημα χωρίς όμως να γίνεται ξεκάθαρο το μήκος τους. Αυτό γίνεται σαφές από την 1^η χωρική παράγωγο της θερμοκρασίας (Σχήμα 9.35γ και 9.36γ), από το διάγραμμα της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους της ανάλυσης Fourier (Σχήμα 9.35δ και 9.36δ), από το διάγραμμα φάσης (Σχήμα 9.35ε και 9.36ε) καθώς από το διάγραμμα της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της φάσης (Σχήμα 9.35ζ και 9.36ζ). Για τη ρωγμή 3V, στις θερμικές εικόνες υπάρχει ένδειξη παρουσίας ατέλειας στην περιοχή, αλλά δεν είναι σαφής ούτε η θέση της αλλά ούτε και το μήκος της (Σχήμα 9.37). Αυτά γίνονται πιο σαφή από τα

διαγράμματα της ανάλυσης Fourier (Σχήμα 9.38) αλλά και πάλι η ευκρίνεια της ρωγμής δεν είναι ικανοποιητική.

Σχήμα 9.35: Εντοπισμός της ρωγμής **2V** μέσω: (α) των ισόθερμων, $t = 1$ s, (β) των ισόθερμων, $t = 2$ s, (γ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας, $t = 2$ s, (δ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους για $\nu_0 = 0$ Hz, (ε) της φάσης $\nu_1 = 0.12$ Hz, (ζ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της φάσης $\nu_1 = 0.12$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C15 για 2 s.

Σχήμα 9.36: Εντοπισμός της ρωγμής **5D** και **6D** μέσω: (α) των ισόθερμων, $t = 1.5$ s, (β) των ισόθερμων, $t = 2$ s, (γ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας, $t = 1.5$ s, (δ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους για $v_0 = 0$ Hz, (ε) της φάσης $v_1 = 0.12$ Hz, (ζ) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της φάσης $v_1 = 0.12$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C15 για 2 s.

Σχήμα 9.37: Ισόθερμες καμπύλες στην περίπτωση της ρωγμής **3V** με το πέρας της θέρμανσης που είναι: (α) 1 s, (β) 2 s. Διέγερση της πλάκας από το πηνίο C15.

Σχήμα 9.38: Απεικόνιση της 1^{ης} χωρικής παραγώγου: (α) του πλάτους για $v_0 = 0.0$ Hz, (β) της φάσης $v_1 = 0.25$ Hz, στην περίπτωση της ρωγμής **3V**. Διέγερση της πλάκας από το πηνίο C15 για χρονικό διάστημα 2 s.

Όπως έχουμε αναφέρει και νωρίτερα η ευκρίνεια των διαγραμμάτων των ρωγμών που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας (2V, 5D & 6D), εξαρτάται πρωτίστως από τη συνολική θερμότητα που επάγεται από το πηνίο στην πλάκα. Αυτό γίνεται εμφανές στα σχήματα 9.39 - 9.41 όπου συγκρίνονται τα διαγράμματα της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας (Σχήμα 9.39), της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους (Σχήμα 9.40) και της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της φάσης (Σχήμα 9.41) που προκύπτουν για τη ρωγμή 2, εφόσον ο συνολικός χρόνος θέρμανσης αυξηθεί από 1 s σε 2 s. Βέβαια την ίδια βελτίωση θα μπορούσαμε να επιτύχουμε εφόσον διατηρούσαμε το χρόνο θέρμανσης σταθερό και διπλασιάζαμε την επαγόμενη θερμική ισχύ στην πλάκα.

Σχήμα 9.39: Απεικόνιση της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας στην περίπτωση της ρωγμής 2, με το πέρας της θέρμανσης. Διέγερση από το πηνίο C15 για: (α) 1 s, (β) 2 s.

Σχήμα 9.40: Απεικόνιση της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους για $\nu_0 = 0.0$ Hz, στην περίπτωση της ρωγμής 2. Διέγερση από το πηνίο C15 για: (α) 1 s, (β) 2 s.

Σχήμα 9.41: Απεικόνιση της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της φάσης $\nu_1 = 0.12$ Hz, στην περίπτωση της ρωγμής 2. Διέγερση από το πηνίο C15 για: (α) 1 s, (β) 2 s.

9.5 Εμβέλεια εντοπισμού ρωγμών σε ορθογώνια πλάκα

Στην παράγραφο 4.3.4 είχαμε δει ότι σε μία ορθογώνια πλάκα η εμβέλεια εντοπισμού των ρωγμών που είναι κάθετες στην πλευρά με το μεγαλύτερο μήκος αυξάνεται σε σχέση με μια άπειρη πλάκα καθώς δημιουργείται στην πλάκα ένα κύμα θερμότητας το οποίο κινείται κατά μήκος της μεγαλύτερης πλευράς και οδηγεί στην ανίχνευση ρωγμών οι οποίες βρίσκονται σε μεγάλη απόσταση από το πηνίο. Για να μελετήσουμε λοιπόν κατά πόσον αυξάνεται η εμβέλεια της μεθόδου στη συγκεκριμένη περίπτωση, δημιουργήσαμε σε 2 ορθογώνιες πλάκες διαστάσεων 30 cm x 15 cm και πάχους 1 mm σχισμές μήκους 1.5 cm, πάχους 0.2 mm και βάθους 1 mm στις θέσεις που παρουσιάζονται στο σχήμα 9.42. Έπειτα χρησιμοποιώντας το πηνίο C8p στη θέση που παρουσιάζεται στο σχήμα 9.42 διερευνήσαμε κατά πόσον μπορούν να εντοπιστούν οι 2 ρωγμές. Από τη διερεύνηση που πραγματοποιήσαμε προέκυψε ότι η ρωγμή 1R γίνεται σαφής (Σχήματα 9.43 - 9.45) εφόσον η θέρμανση διαρκεί 4 s, ενώ αντίστοιχα για τη ρωγμή 2R ο απαιτούμενος χρόνος θέρμανσης είναι 6 s (Σχήματα 9.46 και 9.47). Συνεπώς για χρόνο θέρμανσης 4 s η εμβέλεια του πηνίου στις ρωγμές που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας είναι περίπου ίση με 2 φορές την ακτίνα του, ενώ για χρόνο θέρμανσης 6 s η εμβέλεια του πηνίου είναι περίπου ίση με 4 φορές την ακτίνα του.

Σχήμα 9.42: Θέση ρωγμών και πηνίου C8p στην ορθογώνια πλάκα.

Σχήμα 9.43: Ισόθερμες για τη ρωγμή **1R** τη χρονική στιγμή: (α) $t = 2$ s, (β) $t = 3$ s, (γ) $t = 4$ s, (δ) $t = 4.5$ s. Διέγερση από το πηνίο C8p για 4 s.

Σχήμα 9.44: Απεικόνιση της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας στην περίπτωση της ρωγμής **1R**, τη χρονική στιγμή: (α) $t = 3$ s, (β) $t = 4.5$ s. Διέγερση από το πηνίο C8p για 4 s.

Σχήμα 9.45: Απεικόνιση της $1^{\text{ης}}$ χωρικής παραγώγου του πλάτους της ανάλυσης Fourier στην περίπτωση της ρωγμής **1R** για: (α) $\nu_0 = 0$ Hz, (β) $\nu_1 = 0.15$ Hz. Διέγερση από το πηνίο C8p για 4 s.

Σχήμα 9.46: Ισόθερμες καμπύλες στην περίπτωση της ρωγμής **2R**, τη χρονική στιγμή: (α) $t = 24$ s, (β) $t = 40$ s. Διέγερση από το πηνίο C8p για 6 s.

Σχήμα 9.47: Απεικόνιση της $1^{\text{ης}}$ χωρικής παραγώγου του πλάτους $\nu_1 = 0.018$ Hz, στην περίπτωση της ρωγμής **2R**. Διέγερση από το πηνίο C8p για 6 s.

9.6 Συμπεράσματα

Κατά την πειραματική διερεύνηση της Ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου επιβεβαιώθηκε σχεδόν το σύνολο των συμπερασμάτων που είχαν εξαχθεί κατά την αριθμητική διερεύνηση της μεθόδου και που αφορούσε την αποτελεσματικότητα των διάφορων πηνίων στον εντοπισμό ρωγμών. Έτσι επιβεβαιώθηκε ότι:

- Η εμβέλεια ενός πηνίου στον εντοπισμό ρωγμών εξαρτάται πρωτίστως από τις διαστάσεις του πηνίου σε σχέση με τις διαστάσεις της πλάκας, καθώς και από τη θέση του πηνίου επί της πλάκας.
- Η εμβέλεια ενός πηνίου στον εντοπισμό ρωγμών που είναι παράλληλες στη ροή της θερμότητας (κάθετες στη ροή του ρεύματος) εξαρτάται από την πυκνότητα των επαγόμενων δινορρευσμάτων στην πλάκα, ενώ ο εντοπισμός των ρωγμών που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας (παράλληλες στη ροή ρεύματος) εξαρτάται από τη συνολική θερμότητα που επάγεται από το πηνίο στην πλάκα.
- Οι ρωγμές που είναι κάθετες στη ροή του ρεύματος, δηλαδή παράλληλες στη ροή της θερμότητας εντοπίζονται για μικρό χρονικό διάστημα και μόνο κατά τη διάρκεια της επαγωγικής θέρμανσης. Αντίθετα οι ρωγμές που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας εντοπίζονται για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα, αλλά στην πλειονότητα των περιπτώσεων γίνεται σαφής μόνο η θέση τους. Για να γίνει σαφές και το μήκος τους θα πρέπει να πραγματοποιηθεί επεξεργασία της ακολουθίας των θερμικών εικόνων.
- Οι ρωγμές που επηρεάζουν σημαντικά τη ροή του ρεύματος, γίνονται σαφείς τόσο από τις θερμικές εικόνες όσο και από το διάγραμμα της φάσης της ανάλυσης Fourier. Αντίθετα οι ρωγμές που είναι κάθετες ή έχουν κάποια κλίση ως προς τη ροή της θερμότητας, γίνονται σαφείς από το διάγραμμα της χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας, από το διάγραμμα της χωρικής παραγώγου του πλάτους της ανάλυσης Fourier και σε ορισμένες περιπτώσεις από το διάγραμμα φάσης και από τη χωρική παράγωγο της φάσης της ανάλυσης Fourier.
- Η ευκρίνεια τόσο των θερμικών εικόνων, όσο και των διαγραμμάτων που προκύπτουν από την επεξεργασία των θερμικών εικόνων, εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από τις θερμοκρασιακές διαφορές που αναπτύσσονται στην πλάκα.

- Ο έλεγχος ολόκληρης της επιφάνειας της πλάκας με τη χρήση ενός μόνο πηνίου δεν είναι δυνατός, αλλά θα πρέπει να επιλεγούν κατάλληλα πηνία τοποθετημένα σε κατάλληλες θέσεις προκειμένου να επιθεωρηθεί η συνολική επιφάνεια της πλάκας.

9.7 Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] Flir Systems Inc., Portland, USA.

Κεφάλαιο 10^ο

Άλλες εφαρμογές της μεθόδου

10.1 Γενικά

Στα κεφάλαια που προηγήθηκαν πραγματοποιήσαμε διεξοδικά και σε βάθος τόσο αριθμητική όσο και πειραματική διερεύνηση της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου ως μιας μεθόδου ΜΚΕ για τον εντοπισμό ρωγμών σε αγωγίμα υλικά. Δεδομένου ότι ένα πλήθος παραμέτρων επηρεάζουν την αποτελεσματικότητα της μεθόδου, όπως η συχνότητα διεγέρσεως, το σχήμα και οι διαστάσεις του δοκιμίου, ο τύπος του διεγείροντος πηνίου, η θέση και ο προσανατολισμός του ως προς το δοκίμιο κλπ, είναι απαραίτητο να κατανοήσουμε πλήρως τη σπουδαιότητα και σημασία κάθε παραμέτρου σε δισδιάστατα προβλήματα, προτού προχωρήσουμε στην επίλυση τρισδιάστατων προβλημάτων. Για το λόγο αυτό η ανάλυσή μας περιορίστηκε στην ανίχνευση ρωγμών σε λεπτές αγωγίμες πλάκες. Τα πειραματικά αποτελέσματα (Κεφ. 9), έδειξαν την αξιοπιστία των υπολογιστικών μοντέλων που χρησιμοποιήσαμε κατά την αριθμητική διερεύνηση της μεθόδου και επαλήθευσαν την αποτελεσματικότητα της μεθόδου στην ανίχνευση ρωγμών. Κατά συνέπεια, η περαιτέρω υπολογιστική διερεύνηση των δυνατοτήτων εφαρμογής της

μεθόδου, σε περιπτώσεις όπου μέχρι σήμερα χρησιμοποιούνται άλλες διαγνωστικές μέθοδοι, όπως τα δινορρεύματα, η ραδιογραφία, οι υπέρηχοι, κλπ, είναι εφικτή και αξιόπιστη. Μπορούμε λοιπόν να διαπιστώσουμε κατά πόσον η ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδος είναι δυνατόν να χρησιμοποιηθεί ως εναλλακτική μέθοδος ΜΚΕ σε μία εφαρμογή, χωρίς να χρειάζεται να καταφύγουμε σε πολυδάπανα και χρονοβόρα πειράματα. Έτσι στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιάσουμε εν συντομία δύο άλλες εφαρμογές της μεθόδου. Η πρώτη εφαρμογή έχει ως στόχο τον έλεγχο οπών που υφίστανται χρόνια και συνεχή κόπωση για τον εντοπισμό ρωγμών που ξεκινούν από την περιφέρεια αυτών. Τέτοιες οπές συναντούνται σε πλήθος μηχανολογικών εφαρμογών όπου απαιτείται η σύνδεση δυο διαφορετικών μεταλλικών επιφανειών με τη χρήση των γνωστών ήλων. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η σύνδεση δύο διαφορετικών τμημάτων της ατράκτου ενός αεροσκάφους με τη χρήση ολόκληρων σειρών από τέτοιες οπές. Σε διαφορετικό πεδίο κινείται η δεύτερη εφαρμογή που έχει ως στόχο την ανίχνευση και τον προσδιορισμό ευρύτερων ελαττωματικών περιοχών, δηλαδή περιοχών με υλικό διαφορετικής σύστασης από το κύριο υλικό του υπό εξέταση αντικειμένου, κάτι που μπορεί να οφείλεται είτε σε κατασκευαστική ατέλεια, είτε σε διάβρωση του υλικού.

10.2 Εντοπισμός ρωγμών γύρω από κυκλικές οπές

Τα τελευταία χρόνια ένα πλήθος ερευνητών έχει εστιάσει το ενδιαφέρον του στην έρευνα και ανάπτυξη μεθόδων ΜΚΕ για γρήγορο και αξιόπιστο έλεγχο μεταλλικών κατασκευών οι οποίες φέρουν οπές και οι οποίες υπόκεινται σε συνεχή και χρόνια κόπωση [1-7]. Τόσο ο τρόπος διάνοιξης των οπών, ο οποίος επηρεάζει σημαντικά τις ιδιότητες του υλικού γύρω από την οπή [8], όσο και η φυσιολογική γήρανση του υλικού από τη συνεχή κόπωση στην οποία υπόκειται [9], οδηγεί στην ανάπτυξη ρωγμών γύρω από τις οπές δεδομένου ότι σε αυτή την περιοχή η συγκέντρωση τάσεων γίνεται ιδιαίτερα έντονη [10]. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελούν οι ρωγμές που αναπτύσσονται γύρω από τις οπές που χρησιμοποιούνται για τη σύνδεση δύο διαφορετικών τμημάτων της ατράκτου ενός αεροσκάφους με τη χρήση ήλων (Σχήμα 10.1 και 10.2). Στη συνέχεια λοιπόν θα διερευνήσουμε αριθμητικά την αποτελεσματικότητα της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου στην ανίχνευση ρωγμών που ξεκινούν από την περιφέρεια των οπών και οι οποίες βρίσκονται στο στάδιο της ανάπτυξης, δηλαδή προτού λάβουν διαστάσεις που θα έχουν ως αποτέλεσμα την αστοχία της κατασκευής.

Σχήμα 10.1: Σχηματική παρουσίαση πολλαπλών ρωγμών που ξεκινούν από την άνω σειρά των οπών σύσφιξης, με τη χρήση ήλων, σε τμήμα της ατράκτου ενός αεροσκάφους [10].

Σχήμα 10.2: Διαφορετικά στάδια ανάπτυξης ρωγμών σε δοκίμιο με κανονική κυκλική οπή που υπόκειται σε κυκλική κόπωση με $\sigma_{\max} = 160$ MPa: (a) 0 κύκλοι, (b) 38.988 κύκλοι, (c) 40.138 κύκλοι; (d) 40.838 κύκλοι; (e) 41.188 κύκλοι, (f) 41.328 κύκλοι; (g) 41.368 κύκλοι, (h) 41.378 κύκλοι (θραύση) [9].

10.2.1 Αριθμητικά πειράματα

Υποθέτουμε δοκίμια τα οποία έχουν τη μορφή ορθογώνιας πλάκας διαστάσεων 15 cm x 5 cm και πάχους 1 mm, στο κέντρο των οποίων βρίσκεται μια κυκλική οπή διαμέτρου 1 cm. Από την περιφέρεια της οπής και κάθετα στον άξονα φόρτισης του δοκιμίου, που ισοδυναμεί με τη μεγάλη διάσταση αυτού, ξεκινούν δύο ρωγμές από δυο αντιδιαμετρικά σημεία όπως παρουσιάζεται στο σχήμα 10.3. Σκοπός μας είναι να μελετήσουμε την αποτελεσματικότητα της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου να εντοπίσει ρωγμές στη φάση της ανάπτυξης, δηλαδή με μήκος 1 mm και 2 mm. Για την πραγματοποίηση των αριθμητικών πειραμάτων χρησιμοποιείται το λογισμικό πακέτο COMSOL Multiphysics [11].

Σχήμα 10.3: Σχηματική παράσταση δοκιμίου διαστάσεων 15cm x 5 cm, με κεντρική κυκλική οπή διαμέτρου 1 cm και δυο αντιδιαμετρικές ρωγμές μήκους 1 mm ή 2 mm που ξεκινούν από την περιφέρεια της τελευταίας.

Όπως γνωρίζουμε από την προηγούμενη έρευνα (§5.2), όταν τα πηνία τοποθετούνται σε μικρή απόσταση από την πλάκα τότε η κυκλοφορία του ρεύματος περιορίζεται σε μια περιοχή που ισοδυναμεί με την προβολή της διατομής των πηνίων επί της πλάκας. Συνεπώς για τη συγκεκριμένη εφαρμογή και για να μπορέσουμε να εντοπίσουμε όσο το δυνατόν μικρότερες ρωγμές, πρέπει να χρησιμοποιήσουμε ένα πηνίο με διάμετρο ελαφρώς μεγαλύτερο από τη διάμετρο της οπής. Μετά από πλήθος αριθμητικών δοκιμών με πηνία διαφόρων διαμέτρων καταλήξαμε ότι στη συγκεκριμένη περίπτωση, και για διάμετρο οπής 1 cm, το πηνίο θα πρέπει να έχει διάμετρο γύρω στο 1.5 cm. Έτσι στην παρούσα ερευνητική φάση θεωρούμε ότι το πηνίο αποτελείται από έναν κυκλικό βρόχο διαμέτρου 1.5 cm, ο οποίος τοποθετείται σε απόσταση $z = 1$ mm από την πλάκα και με τον άξονα του πηνίου να διέρχεται από κέντρο της οπής. Το ρεύμα που διαρρέει το πηνίο μεταβάλλεται αρμονικά σύμφωνα με τη σχέση $I(t) = I_0 \sin(2\pi ft)$ όπου $f = 500$ Hz και $I_0 = 2500$ A. Ο λόγος που χρησιμοποιήθηκε υψηλότερη συχνότητα από τα 50 Hz που χρησιμοποιούσαμε μέχρι στιγμής, οφείλεται στην ανάγκη επίτευξης

ικανοποιητικών θερμοκρασιακών διαφορών στην πλάκα, που λόγω του μικρού μεγέθους του χρησιμοποιούμενου πηνίου δεν ήταν δυνατόν να επιτευχθούν με τη συχνότητα των 50 Hz. Πάντως και σε αυτή την περίπτωση το βάθος διείσδυσης του μαγνητικού πεδίου στην πλάκα είναι περίπου 3.8 mm, οπότε και επιτυγχάνεται ομοιόμορφη θέρμανση της πλάκας σε όλο το πάχος της.

Στη συνέχεια λοιπόν θα παρουσιάσουμε κάποια πρώιμα αποτελέσματα της έρευνας μας για τη συγκεκριμένη εφαρμογή της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου. Στο σχήμα 10.4 παρατηρούμε την κατανομή της επαγόμενης θερμικής ισχύος στην περίπτωση: α) πλάκας χωρίς ρωγμή (πρότυπο δοκίμιο) (Σχήμα 10.4α), β) πλάκας με ρωγμή μήκους 1 mm (Σχήμα 10.4β), γ) πλάκας με ρωγμή μήκους 2 mm (Σχήμα 10.4γ). Όπως είναι αναμενόμενο, και γίνεται φανερό στα σχήματα 10.4β και 10.4γ, η μεγαλύτερη ρωγμή επηρεάζει περισσότερο την κυκλοφορία του ρεύματος γύρω από την οπή και συνεπώς

Σχήμα 10.4: Επαγόμενη θερμική ισχύ σε πλάκα (α) χωρίς ρωγμή, (β) με ρωγμή μήκους 1 mm, (β) με ρωγμή μήκους 2 mm. Διέγερση με κυκλικό βρόχο διαμέτρου 1.5 cm ευρισκόμενο σε απόσταση $z = 1$ mm.

Σχήμα 10.5: Θερμοκρασιακή κατανομή στις δύο πλάκες με ρωγμή σε διάφορες χρονικές στιγμές. Οι ισόθερμες προκύπτουν για ευαισθησία κάμερας 0.05 °C. Διέγερση με κυκλικό βρόχο διαμέτρου 1.5 cm ευρισκόμενο σε απόσταση $z = 1$ mm.

επαγόμενη θερμική ισχύ στα άκρα της ρωγμής μήκους 2 mm είναι πιο έντονη. Αυτό μεταφράζεται αυτομάτως σε μεγαλύτερη θερμοκρασιακή αύξηση στα άκρα της μεγαλύτερης ρωγμής. Στο σχήμα 10.5 παρουσιάζεται η θερμοκρασιακή κατανομή στις δύο πλάκες με ρωγμή σε διάφορες χρονικές στιγμές. Από το σχήμα 10.5 γίνεται εμφανές ότι η μικρότερη ρωγμή (μήκους 1 mm) εντοπίζεται για πολύ μικρό χρονικό διάστημα (Σχήμα 10.5α) από την έναρξη της θέρμανσης (περίπου 0.05 s) καθώς σε μεταγενέστερα χρονικά στιγμιότυπα συγχέεται μέσα στην ευρύτερη θερμαινόμενη περιοχή λόγω της θερμικής διαχύσεως (Σχήματα 10.5γ και ε). Αντιθέτως η μεγαλύτερη ρωγμή (μήκους 2 mm) εντοπίζεται για αρκετά μεγαλύτερο χρονικό διάστημα (περίπου 0.2 s) (Σχήμα 10.5β, δ και ε), οπότε και παύει να γίνεται εμφανής.

10.2.2 Επεξεργασία των αποτελεσμάτων

Για να βελτιώσουμε την ευκρίνεια των ρωγμών, τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την αριθμητική ανάλυση υπέστησαν επεξεργασία και με τις τεχνικές που παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο 8 και είναι:

- i. Σύγκριση της θερμικής συμπεριφοράς του εξεταζόμενου δοκιμίου σε σχέση με τα αποτελέσματα ενός πανομοιότυπου πρότυπου δοκιμίου (Σχέση 8.1).
- ii. Απεικόνιση του μέτρου της $1^{\text{ης}}$ και $2^{\text{ης}}$ χωρικής παραγωγού του θερμικού πεδίου (Σχέσεις 8.2α και β).
- iii. Επεξεργασία των αποτελεσμάτων (θερμικά στιγμιότυπα) με την τεχνική του Διακριτού και Ταχύ Μετασχηματισμού Fourier (Discrete Fast Fourier Transform, DFFT) (Σχέσεις 8.3 – 8.6).

Θα πρέπει να επισημάνουμε ότι και στην παρούσα διερεύνηση στρογγυλοποιούμε τα αριθμητικά αποτελέσματα της θερμοκρασίας σε ένα ή δύο δεκαδικά ψηφία, προκειμένου να εξομοιώσουμε αριθμητικά την ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων (§8.2).

Στο σχήμα 10.6 παρουσιάζεται η αφαίρεση της θερμοκρασιακής κατανομής δοκιμίου – προτύπου, όπου και γίνεται εμφανής η ύπαρξη των δύο ρωγμών καθώς και το ακριβές μήκος τους, αν αναλογιστούμε ότι οι ρωγμές ξεκινούν από την περιφέρεια της οπής και τελειώνουν στο σημείο που αναπτύσσεται η μέγιστη θερμοκρασιακή διαφορά. Βέβαια σε κάθε περίπτωση η ευκρίνεια των διαγραμμάτων βελτιώνεται ιδιαίτερα εφόσον αυξηθεί η ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων (Σχήμα 10.6γ και δ). Από την ανάλυση Fourier τα μοναδικά διαγράμματα που παρουσιάζουν ενδιαφέρον είναι τα διαγράμματα φάσης (Σχήμα 10.7), όπου και γίνεται ξεκάθαρη μόνο η παρουσία της μεγαλύτερης ρωγμής

Σχήμα 10.6: Ισόθερμες που προκύπτουν από την αφαίρεση της θερμοκρασιακής κατανομής δοκιμίου – προτύπου τη χρονική στιγμή $t = 0.3$ s και με ευαισθησία της κάμερας 0.05 °C και 0.02 °C

Σχήμα 10.7: Απεικόνιση της φάσης $\nu_1 = 3.3$ Hz στην περίπτωση της ρωγμής μήκους (α) 1 mm, (β) 2 mm. Ρυθμός δειγματοληψίας 50 καρέ/sec για 0.3 s και ευαισθησία κάμερας 0.05 °C.

(Σχήμα 10.7β). Αντιθέτως η παρουσία της μικρότερης ρωγμής δεν είναι τόσο ευδιάκριτη (Σχήμα 10.7α). Τέλος τα υπόλοιπα διαγράμματα της ανάλυσης Fourier καθώς και οι χωρικές παράγωγοι της θερμοκρασίας δεν παρουσίασαν κάποιο διάγραμμα στο οποίο να γίνονται εμφανείς οι ρωγμές και ο λόγος είναι ότι οι συγκεκριμένες ρωγμές επηρεάζουν μόνο την κυκλοφορία του ρεύματος γύρω από τις οπές αφού είναι κάθετες στη ροή του ρεύματος και παράλληλες στη ροή της θερμότητας.

10.3 Περιοχές με διαφορετική σύσταση του υλικού

Η δυνατότητα για αξιόπιστο, ταχύ και αποτελεσματικό έλεγχο μέσω μη καταστροφικών ελέγχων της διάβρωσης σε υλικά είναι ιδιαίτερης σπουδαιότητας στη σημερινή εποχή δεδομένου του πλήθους των γερασμένων αεροσκαφών [12-14], καθώς και των ιδιαίτερα αυστηρών μέτρων ασφαλείας που εφαρμόζονται σε περιπτώσεις κατασκευών που φέρουν επικίνδυνα και τοξικά υλικά, όπως είναι οι σωληνώσεις και οι δεξαμενές. Οι μέθοδοι των δινορρευσμάτων [12-16] καθώς και των υπερήχων [14,17] χρησιμοποιούνται συχνότατα για την πραγματοποίηση τέτοιων ελέγχων λόγω της ευχρηστίας τους και της απλότητας τους στη χρήση. Έχουν όμως και ένα σημαντικό μειονέκτημα όσον αφορά την ταχύτητα με την οποία μπορούν να ελεγχθούν μεγάλες επιφάνειες σε περιορισμένο χρονικό διάστημα (Σχήμα 10.8). Έτσι τα τελευταία χρόνια έχουν αναπτυχθεί αρκετές νέες τεχνικές για την πραγματοποίηση τέτοιων ελέγχων οι οποίες στηρίζονται στην υπέρυθρη θερμογραφία που προσφέρει ταχύ και αξιόπιστο έλεγχο μεγάλων επιφανειών και παράλληλα οπτική παρουσίαση της ελαττωματικής περιοχής [18-22]. Έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον λοιπόν να μελετήσουμε την αποτελεσματικότητα και της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου στην ανίχνευση τέτοιων ατελειών, δεδομένου ότι σε περίπτωση διαβρώσεως η μεταβολή των ηλεκτρικών και θερμικών ιδιοτήτων του υλικού παρουσιάζει πιο ήπια μεταβολή σε σχέση με την απότομη μεταβολή που παρατηρείται στο όριο μιας ρωγμής [23].

Σχήμα 10.8: Απεικόνιση της οπίσθιας πλευράς τμήματος της ατράκτου αεροσκάφους, που έχει υποστεί τεχνητή διάβρωση προκειμένου να χρησιμοποιηθεί για την πειραματική εφαρμογή της μεθόδου των υπερήχων [17].

10.3.1 Αριθμητικά πειράματα

Υποθέτουμε δοκίμια τα οποία έχουν τη μορφή τετράγωνης πλάκας και διεγείρονται από τα πηνία που χρησιμοποιήθηκαν στο Κεφάλαιο 5 (Σχήμα 5.1) και είναι: (α) ένα κυκλικό πηνίο διαμέτρου 4 cm (C4), (b) ένα τετράγωνο πηνίο με πλευρά μήκους 4 cm (S4), (γ) ένα επίπεδο κυκλικό πηνίο με εσωτερική διάμετρο 2 cm και εξωτερική 6 cm (PC4) και (δ) ένα επίπεδο τετράγωνο πηνίο με εσωτερική πλευρά μήκους 2 cm και εξωτερική 6 cm (PS4). Το ρεύμα που διαρρέει κάθε πηνίο μεταβάλλεται αρμονικά, $I(t) = I_0 \sin(2\pi ft)$, με συχνότητα $f = 50$ Hz. Σκοπός μας είναι να εξετάσουμε την αποτελεσματικότητα της μεθόδου στις εξής περιπτώσεις:

- α) Ανίχνευση της διαχωριστικής επιφάνειας σε πλάκα που αποτελείται κατά το ήμισυ από δύο διαφορετικά υλικά (Σχήμα 10.9α).
- β) Ανίχνευση μικρής περιοχής με διαφορετική σύσταση από την υπόλοιπη πλάκα (Σχήμα 10.9β).

Σχήμα 10.9: Σχηματική παράσταση των αριθμητικών πειραμάτων.

Σε όλες τις περιπτώσεις, το διεγείρον πηνίο τοποθετείται πάνω από το κέντρο της πλάκας (Σχήμα 10.9), σε απόσταση που κυμαίνεται από $z = 1$ mm έως $z = 1$ cm. Τα αριθμητικά αποτελέσματα λαμβάνονται με τη χρήση του λογισμικού πακέτου COMSOL Multiphysics [11]. Καθώς οι περιοχές του υλικού με διαφορετική σύσταση έχουν παραπλήσιες ηλεκτρικές και θερμικές ιδιότητες, η απλή παρατήρηση των υπερύθρων εικόνων δεν επαρκεί. Για να αυξήσουμε λοιπόν την ικανότητα της μεθόδου στον εντοπισμό των ελαττωματικών περιοχών, θα χρησιμοποιήσουμε και τις τεχνικές επεξεργασίας των αριθμητικών αποτελεσμάτων που παρουσιάστηκαν στο Κεφάλαιο 8 και χρησιμοποιήθηκαν και στην προηγούμενη παράγραφο (§10.2).

10.3.2 Ανίχνευση μεγάλων περιοχών με διαφορετική σύσταση

Θεωρούμε τρεις τετράγωνες πλάκες διαστάσεων 15 cm x 15 cm και πάχους 1 mm, εκ των οποίων: η πρώτη αποτελείται εξ' ολοκλήρου από αλουμίνιο και αποτελεί το πρότυπο αναφοράς, η δεύτερη αποτελείται κατά το ήμισυ από αλουμίνιο και ντουραλουμίνιο (Dur) και η τρίτη αποτελείται κατά το ήμισυ από αλουμίνιο και ψευδάργυρο (Zn) (Σχήμα 10.9α). Οι ιδιότητες των τριών υλικών (Al, Dur, Zn) παρουσιάζονται στον πίνακα 9.1, ενώ στον πίνακα 9.2 παρουσιάζεται ο λόγος των ιδιοτήτων του Dur και του Zn, προς τις αντίστοιχες ιδιότητες του αλουμινίου (Al). Όπως παρατηρούμε οι ηλεκτρικές και θερμικές ιδιότητες του Dur είναι παραπλήσιες με αυτές του Al καθώς προσεγγίζουν περίπου το 80% των αντίστοιχων τιμών του Al. Από την άλλη οι διαφορές των ηλεκτρικών και θερμικών ιδιοτήτων του Zn σε σχέση με το Al είναι αρκετά μεγάλες και πλησιάζουν περίπου το 50%.

Πίνακας 10.1: Ηλεκτρομαγνητικές και θερμικές ιδιότητες των υλικών.

Υλικό	Ηλεκτρική αγωγιμότητα S (S/m)	Θερμική αγωγιμότητα κ (W/(m·K))	Θερμική διαχυτότητα α (m ² /s)
Al	3.5×10^7	204	8.418×10^{-5}
Dur	3.0×10^7	164	6.676×10^{-5}
Zn	1.7×10^7	112.2	4.106×10^{-5}

Πίνακας 10.2: Λόγος των ιδιοτήτων του Dur και του Zn ως προς τις αντίστοιχες ιδιότητες του Al.

Παράμετρος	Dur	Zn
σ/σ_{Al}	0.857	0.486
κ/κ_{Al}	0.804	0.550
α/α_{Al}	0.793	0.489

Ισόθερμες καμπύλες

Στο σχήμα 10.10 συγκρίνεται η θερμοκρασιακή κατανομή (ισόθερμες) που αναπτύσσεται στις πλάκες Al - Dur (Σχήμα 10.10β) και Al - Zn (Σχήμα 10.10γ) σε σχέση με τη θερμοκρασιακή κατανομή που αναπτύσσεται στην πλάκα του Al (Σχήμα 10.10α). Και οι τρεις πλάκες διεγείρονται από το πηνίο PS4 ευρισκόμενο στη βέλτιστη απόσταση, ενώ ο χρόνος θέρμανσης είναι 1 s. Η ύπαρξη δύο περιοχών με διαφορετική σύσταση δεν είναι τόσο εμφανής στην περίπτωση της πλάκας Al - Dur (Σχήμα 10.10β) καθώς όπως αναφέραμε προηγουμένως οι ηλεκτρικές και θερμικές ιδιότητες των δύο υλικών της πλάκας είναι παραπλήσιες. Αντιθέτως, στην περίπτωση της πλάκας Al - Zn οι διαφορές είναι πιο έντονες (Σχήμα 10.10γ), καθώς οι ηλεκτρικές και θερμικές ιδιότητες των δύο

υλικών διαφέρουν αρκετά ($\sim 50\%$). Παρόλα αυτά, τα όρια των δύο περιοχών δεν είναι απολύτως σαφή.

Σχήμα 10.10: Ισόθερμες για $t = 1$ s σε πλάκα: (α) Al, (β) Al – Dur, (γ) Al - Zn, όταν διεγείρεται από το πηνίο PS4 ευρισκόμενο σ τη βέλτιστη απόσταση από την πλάκα ($z = 1$ cm).

Αφαίρεση εικόνων

Εάν αφαιρέσουμε τη θερμοκρασιακή κατανομή του επιθεωρούμενου δοκιμίου από αυτή του πρότυπου δοκιμίου (πλάκα Al, Σχήμα 10.10α), η ύπαρξη δύο περιοχών με διαφορετικά χαρακτηριστικά γίνεται πιο εμφανής στα διαγράμματα που προκύπτουν (Σχήμα 10.11). Η ευκρίνεια των εικόνων εξαρτάται τόσο από τη διαφορά των ηλεκτρικών και θερμικών ιδιοτήτων των δύο υλικών, όσο και από την ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων, όπως γίνεται εμφανές στο σχήμα 10.11. Στην περίπτωση της πλάκας Al-Dur

(α) Πλάκα Al-Dur, ευαισθησία 0.1 °C

(β) Πλάκα Al-Zn, ευαισθησία 0.1 °C

(γ) Πλάκα Al-Dur, ευαισθησία 0.05 °C

(δ) Πλάκα Al-Zn, ευαισθησία 0.05 °C

(ε) Πλάκα Al-Dur, ευαισθησία 0.02 °C

(ζ) Πλάκα Al-Zn, ευαισθησία 0.02 °C

Σχήμα 10.11: Ισόθερμες που προκύπτουν από την αφαίρεση της θερμοκρασιακής κατανομής δοκιμίου (Al-Dur ή Al-Zn) – προτύπου (Al) τη χρονική στιγμή $t = 1$ s, για ευαισθησία κάμερας 0.1 °C, 0.05 °C και 0.02 °C. Διέγερση με το πηνίο PS4 ευρισκόμενο σε απόσταση $z = 1$ cm.

η μεγάλη ευαισθησία της κάμερας είναι απαραίτητη προκειμένου η ευκρίνεια του διαγράμματος που προκύπτει να είναι ικανοποιητική (Σχήμα 10.11α, γ και ε). Αντιθέτως, στην περίπτωση της πλάκας Al – Zn, όπου οι διαφορές των θερμοκρασιών μεταξύ δοκιμίου – προτύπου είναι αρκετά μεγαλύτερες, παρατηρούμε ότι η κάμερα υπερύθρων δεν χρειάζεται να έχει μεγάλη ευαισθησία, καθώς η διαβάθμιση των θερμοκρασιών βελτιώνεται από το αυξημένο εύρος της διαφοράς θερμοκρασιών μεταξύ δοκιμίου και προτύπου (Σχήμα 10.11β, δ και ζ). Συνεπώς η ευαισθησία της μεθόδου στο εντοπισμό επιφανειών ασυνέχειας βελτιώνεται με την αύξηση της ευαισθησίας της κάμερας και με την αύξηση του εύρους της κλίμακας θερμοκρασιών, η οποία θα οδηγήσει σε μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διαφορές μεταξύ των δύο περιοχών διαφορετικής σύστασης. Το τελευταίο μπορεί να επιτευχθεί με τη χρήση ενός ισχυρότερου συστήματος επαγωγικής θέρμανσης ή με τη θέρμανση του επιθεωρούμενου δοκιμίου για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα. Στο σχήμα 10.12 απεικονίζονται οι διαφορές θερμοκρασιών που δημιουργούνται μεταξύ της πλάκας Al-Dur και της πλάκας Al (πρότυπο) με το πέρας της θέρμανσης που εδώ διαρκεί 5 s. Όπως βλέπουμε ακόμα και με ευαισθησία 0.1 °C η ευκρίνεια του διαγράμματος (Σχήμα 10.12α) έχει αυξηθεί αρκετά σε σχέση με το αντίστοιχο διάγραμμα (Σχήμα 10.11α) που προέκυψε για διάρκεια θέρμανσης 1 s.

Σχήμα 10.12: Ισόθερμες που προκύπτουν από την αφαίρεση της θερμοκρασιακής κατανομής δοκιμίου (Al-Dur) – προτύπου (Al) με το πέρας της θέρμανσης που διαρκεί 5 s. Η ευαισθησία της κάμερας θεωρείται: (α) 0.1 °C, (β) 0.05 °C. Διέγερση με το πηνίο PS4 ($z = 1\text{ cm}$).

Χωρικές παράγωγοι

Στο σχήμα 10.13 απεικονίζεται το μέτρο της 1^{ης} και 2^{ης} χωρικής παράγωγου της θερμοκρασίας στην πλάκα Al – Zn, σε συνάρτηση με την ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων. Όπως βλέπουμε σε αυτή την περίπτωση η ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων

έχει μεγάλη σημασία. Μεγαλύτερη ευαισθησία της κάμερας συνεπάγεται περισσότερες διαβαθμίσεις της θερμοκρασίας και κατ' επέκταση μεγαλύτερο εύρος διαβαθμίσεων για την 1^η και 2^η χωρική παράγωγο της θερμοκρασίας. Η 1^η χωρική παράγωγος (D_1T) μας δίνει κάποια ένδειξη για την ύπαρξη δύο περιοχών με διαφορετική σύσταση, τα όρια όμως των περιοχών αυτών δεν είναι απολύτως σαφή (Σχήμα 10.13α και γ). Αντιθέτως το μικρό εύρος θερμοκρασιών που έχουμε με την ταυτόχρονα μικρή ευαισθησία της κάμερας περιορίζουν την ευκρίνεια της 2^{ης} χωρικής παραγώγου (D_2T) (Σχήμα 10.13β και δ). Η ευκρίνεια των διαγραμμάτων μπορεί να βελτιωθεί είτε αυξάνοντας την επαγόμενη θερμική ισχύ στην πλάκα, ώστε στον ίδιο χρόνο θέρμανσης να αναπτυχθούν μεγαλύτερες θερμοκρασιακές διαφορές στην πλάκα, είτε αυξάνοντας την ευαισθησία της κάμερας υπέρυθρων, είτε βελτιώνοντας ταυτόχρονα και τα δύο.

Σχήμα 10.13: Απεικόνιση των παραγώγων της θερμοκρασίας στην πλάκα Al – Zn: (α) 1^η χωρική παράγωγος (D_1T) για ευαισθησία 0.05 °C, (β) 2^η χωρική παράγωγος (D_2T) για ευαισθησία 0.05 °C, (γ) D_1T για ευαισθησία 0.02 °C, (δ) D_2T για ευαισθησία 0.02 °C. (PS4, $z = 1\text{ cm}$, $t = 1\text{ s}$).

Τούτο γίνεται εμφανές αν εισάγουμε μία νέα παράμετρο, λ , ως το λόγο της μέγιστης ανόδου της θερμοκρασίας, $\Delta T_{\max}$, που αναπτύσσεται σε μια πλάκα κατά την επαγωγική θέρμανση αυτής, προς την ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων, ε :

$$\lambda = \frac{\Delta T_{\max}}{\varepsilon} \quad (10.1)$$

Ο λόγος αυτός ισοδυναμεί ουσιαστικά με τον αριθμό των διαβαθμίσεων της θερμοκρασιακής κλίμακας και όσο αυξάνεται τόσο βελτιώνεται η ευκρίνεια των διαγραμμάτων. Για παράδειγμα, στην περίπτωση της πλάκας Al – Zn, από το σχήμα 10.10γ προκύπτει ότι η μέγιστη άνοδος της θερμοκρασίας στην πλάκα είναι 2 °C. Συνεπώς τα σχήματα 10.13α και 10.13β έχουν προκύψει για $\lambda = 2 \text{ }^{\circ}\text{C}/0.05 \text{ }^{\circ}\text{C} = 40$, καθώς θεωρήσαμε ως ευαισθησία της κάμερας $\varepsilon = 0.05 \text{ }^{\circ}\text{C}$, ενώ στα σχήματα 10.13γ και 10.13δ είναι $\lambda = 2 \text{ }^{\circ}\text{C}/0.02 \text{ }^{\circ}\text{C} = 100$, αφού η ευαισθησία της κάμερας θεωρήθηκε ίση προς 0.02 °C. Στο

Σχήμα 10.14: Απεικόνιση των παραγώγων της θερμοκρασίας στην πλάκα Al – Zn σε συνάρτηση με το λόγο λ : (α) D_1T για $\lambda = 500$, (β) D_2T για $\lambda = 500$, (γ) D_1T για $\lambda = 2000$, (δ) D_2T για $\lambda = 2000$. (PS4, $z = 1 \text{ cm}$, $t = 1 \text{ s}$)

σχήμα 10.14 απεικονίζονται η 1^η και 2^η χωρική παράγωγος της θερμοκρασίας που προκύπτουν για $\lambda = 500$ και $\lambda = 2000$. Όπως παρατηρούμε η ευκρίνεια των διαγραμμάτων βελτιώνεται αισθητά όσο αυξάνεται ο λόγος λ . Ενδεικτικά αναφέρουμε ότι με ευαισθησία κάμερας 0.02°C , τα σχήματα 10.14α και 10.14β θα προέκυπταν εφόσον η μέγιστη άνοδος της θερμοκρασίας που παρατηρείται στην πλάκα κατά την επαγωγική θέρμανση ήταν, σύμφωνα με τη σχέση (10.1), $\Delta T_{\max} = 0.02^\circ\text{C} * 500 = 10^\circ\text{C}$, ενώ τα σχήματα 10.14γ και 10.14δ θα προέκυπταν για $\Delta T_{\max} = 0.02^\circ\text{C} * 2000 = 40^\circ\text{C}$. Είναι εξ άλλου προφανές ότι, αν η τεχνολογική πρόοδος βελτιώσει περαιτέρω την ευαισθησία της κάμερας, π.χ. σε $\varepsilon = 0.01^\circ\text{C}$, η μέγιστη άνοδος της θερμοκρασίας στην πλάκα θα μπορούσε να περιορισθεί σε 5°C και 20°C αντίστοιχα.

Ανάλυση Fourier

Η επεξεργασία των αποτελεσμάτων με την ανάλυση Fourier και η απεικόνιση του μέτρου της 1^{ης} και 2^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους της συχνότητας $\nu_0 = 0$ Hz, δίνουν σαφέστερη εικόνα για τη διαχωριστική επιφάνεια. Στα σχήματα 10.15 και 10.16 παρουσιάζεται αντίστοιχα το μέτρο της 1^{ης} (D_1A) και της 2^{ης} χωρικής παραγώγου (D_2A) του πλάτους A της συχνότητας ν_0 που προκύπτει από την ανάλυση Fourier (25 στιγμιότυπα ανά δευτερόλεπτο) στην περίπτωση της πλάκας Al – Dur. Ο χρόνος δειγματοληψίας τ είναι 10 s και 30 s και η ευαισθησία της κάμερας 0.02°C . Τα αντίστοιχα διαγράμματα για την πλάκα Al – Zn παρουσιάζονται στα σχήματα 10.17 και 10.18 για χρόνο δειγματοληψίας $\tau = 1$ s και $\tau = 10$ s και για ευαισθησία κάμερας 0.02°C . Παρατηρούμε ότι η διαχωριστική

Σχήμα 10.15: Απεικόνιση της 1^{ης} χωρικής παράγωγου του πλάτους (D_1A) της συχνότητας $\nu_0 = 0$ Hz στην περίπτωση της πλάκας Al - Dur: (α) για $\tau = 10$ s (β) για $\tau = 30$ s.

Σχήμα 10.16: Απεικόνιση της 2^{ης} χωρικής παράγωγου του πλάτους (D_2A) της συχνότητας $\nu_0 = 0$ Hz στην περίπτωση της πλάκας Al-Dur: (α) για $\tau = 10$ s, (β) για $\tau = 30$ s.

Σχήμα 10.17: Απεικόνιση της 1^{ης} χωρικής παράγωγου του πλάτους (D_1A) της συχνότητας $\nu_0 = 0$ Hz στην περίπτωση της πλάκας Al-Zn: (α) για $\tau = 1$ s, (β) για $\tau = 10$ s.

Σχήμα 10.18: Απεικόνιση της 2^{ης} χωρικής παράγωγου του πλάτους (D_2A) της συχνότητας $\nu_0 = 0$ Hz στην περίπτωση της πλάκας Al-Zn: (α) για $\tau = 1$ s, (β) για $\tau = 10$ s.

επιφάνεια είναι πιο ευκρινής στην περίπτωση της πλάκας Al – Zn, όπου οι ηλεκτρικές και θερμικές ιδιότητες των δύο υλικών διαφέρουν αρκετά μεταξύ τους (Πίνακας 9.2). Επιπλέον από τα διαγράμματα γίνεται εμφανές ότι όσο λιγότερο διαφέρουν οι ιδιότητες των δύο υλικών τόσο μεγαλύτερο χρονικό διάστημα πρέπει να διαρκέσει η δειγματοληψία προκειμένου να γίνουν αισθητές οι δύο διαφορετικές περιοχές καθώς και η διαχωριστική τους επιφάνεια. Έτσι ενώ στην περίπτωση της πλάκας Al-Zn οι δύο περιοχές καθώς και η διαχωριστική επιφάνεια γίνονται αισθητές ακόμα και για $\tau = 1$ s (Σχήμα 10.17α και 10.18α), στην περίπτωση της πλάκας Al-Dur οι διαφορές γίνονται αισθητές για δειγματοληψία τουλάχιστον 10 s (Σχήμα 10.15α και 10.16α). Πάντως και στις δύο περιπτώσεις δειγματοληψία για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα οδηγεί σε βελτίωση της ευκρίνειας των δύο διαφορετικών περιοχών και ειδικότερα της διαχωριστικής επιφάνειας.

Η αύξηση του ρυθμού με τον οποίο λαμβάνονται τα στιγμιότυπα από 25 σε 100 ανά δευτερόλεπτο βελτιώνει ελαφρώς το διάγραμμα της 1^{ης} χωρικής παραγώγου (Σχήμα 10.19α) και καθιστά σαφώς ευκρινέστερο το διαγράμματα της 2^{ης} χωρικής παραγώγου (Σχήμα 10.19β), όπου πλέον η ευκρίνεια της διαχωριστικής επιφάνειας στην πλάκα Al - Zn είναι ικανοποιητική.

Σχήμα 10.19: Απεικόνιση: (α) της 1^{ης} χωρικής παραγώγου (D_1A) και (β) της 2^{ης} χωρικής παραγώγου (D_2A) του πλάτους της συχνότητας $\nu_0 = 0$ Hz για την πλάκα Al - Zn με 100 στιγμιότυπα ανά δευτερόλεπτο και $\tau = 1$ s.

Τέλος η αύξηση του αριθμού (λ) των διαβαθμίσεων της κλίμακας θερμοκρασιών οδηγεί, όπως και στην περίπτωση των χωρικών παραγώγων της θερμοκρασίας, σε πιο ευκρινή διαγράμματα τόσο της 1^{ης} όσο και της 2^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους των συχνοτήτων της ανάλυσης Fourier. Στο σχήμα 10.20 απεικονίζεται το μέτρο της 1^{ης} και 2^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους της συχνότητας $\nu_0 = 0$ Hz για την πλάκα Al - Zn που θα

προέκυπτε αν τα δεδομένα μας είχαν ληφθεί για $\lambda = 2000$ και με ρυθμό 25 στιγμιότυπα το δευτερόλεπτο για χρονικό διάστημα $\tau = 10$ s. Οι δύο περιοχές με διαφορετική σύσταση είναι ιδιαίτερα εμφανείς στο διάγραμμα της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους της συχνότητας ν_0 (Σχήμα 10.20α), ενώ η διαχωριστική επιφάνεια γίνεται εμφανέστατη στο διάγραμμα της 2^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους της συχνότητας ν_0 (Σχήμα 10.20β). Τα αντίστοιχα διαγράμματα για την πλάκα Al – Dur παρουσιάζονται στο σχήμα 10.21, όπου παρατηρούμε ότι υπάρχει σαφής βελτίωση της ευκρίνειας των δύο περιοχών σε σχέση με τα αντίστοιχα σχήματα που είχαν προκύψει για $\lambda = 100$ και $\tau = 10$ s (Σχήμα 10.15α και 10.16α).

Σχήμα 10.20: Απεικόνιση της: (α) 1^{ης} χωρικής παραγώγου και (β) 2^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους της συχνότητας $\nu_0 = 0$ Hz στην περίπτωση της πλάκας Al - Zn για $\lambda = 2000$ και $\tau = 10$ s.

Σχήμα 10.21: Απεικόνιση της: (α) 1^{ης} χωρικής παραγώγου και (β) της 2^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους της συχνότητας $\nu_0 = 0$ Hz στην περίπτωση της πλάκας Al - Dur για $\lambda = 2000$ και $\tau = 10$ s.

10.3.3 Ανίχνευση μικρών περιοχών με διαφορετική σύσταση

Θεωρούμε δύο πλάκες αλουμινίου διαστάσεων 15 cm x 15 cm, οι οποίες σε μια μικρή περιοχή διαστάσεων 1.5 cm x 1.5 cm, στη θέση που φαίνεται στο Σχήμα 10.9β, αποτελούνται από ντουραλουμίνιο (Dur) και ψευδάργυρο (Zn) αντίστοιχα. Για τη θέρμανση των πλακών χρησιμοποιήθηκε το πηνίο C4, πάνω από το κέντρο αυτών και σε απόσταση $z = 1$ cm. Για να επιτύχουμε ικανές θερμοκρασιακές διαφορές στην περιοχή της ατέλειας, οι οποίες θα μας οδηγήσουν στον εντοπισμό της, ο χρόνος θέρμανσης των πλακών αυξήθηκε στα 5 s. Αυτό είχε ως αποτέλεσμα με το πέρας της θέρμανσης η μέγιστη άνοδος θερμοκρασίας στην πλάκα να ανέρχεται στους 10 °C (Σχήμα 10.22α).

Σχήμα 10.22: Ισόθερμες για την πλάκα Al με τη μικρή περιοχή από Zn για: (α) $t = 5$ s, (β) $t = 10$ s.

Αφαίρεση εικόνων

Λόγω των μικρών διαστάσεων της ατέλειας και των παραπλήσιων ηλεκτρικών και θερμικών ιδιοτήτων της ατέλειας σε σχέση με τις ιδιότητες του υπόλοιπου υλικού, η ατέλεια δεν είναι εμφανής από την απλή παρατήρηση των ισόθερμων (Σχήμα 10.22). Αντιθέτως οι διαφορές των θερμοκρασιακών κατανομών δοκιμίου – προτύπου υποδεικνύουν σχεδόν σε όλες τις περιπτώσεις την ύπαρξη κάποιας ατέλειας, αλλά η θέση αυτής και το σχήμα της δεν είναι ξεκάθαρο. Στην περίπτωση της ατέλειας του Dur οι διαφορές θερμοκρασίας μεταξύ δοκιμίου – προτύπου εκτείνονται σε μια ευρύτερη περιοχή σε σχέση με την πραγματική θέση και τις διαστάσεις της ατέλειας (Σχήμα 10.23α και 10.23γ). Από την άλλη, στην περίπτωση της ατέλειας του Zn, όπου οι διαφορές στις ηλεκτρικές και θερμικές των δύο υλικών γίνονται πιο έντονες, οι διαφορές θερμοκρασιών δοκιμίου – προτύπου δίνουν πιο σαφή ένδειξη τις περιοχής στην οποία υπάρχει η ατέλεια,

χωρίς όμως και εδώ να γίνεται απόλυτα σαφές το πραγματικό σχήμα και το μέγεθος της ατέλειας (Σχήμα 10.23β και 10.23δ). Και στις δύο περιπτώσεις πάντως, η αυξημένη ευαισθησία της κάμερας υπέρυθρων δημιουργεί ευκρινέστερα διαγράμματα.

Σχήμα 10.23: Ισόθερμες που προκύπτουν από την αφαίρεση των εικόνων δοκιμίου – προτύπου με το πέρας της θέρμανσης ($t = 5$ s) και με ευαισθησία της κάμερας 0.05 °C και 0.02 °C.

Χωρικές παράγωγοι

Η 1^η χωρική παράγωγος της θερμοκρασίας είναι ασαφής στην περίπτωση της ατέλειας του Dur ανεξαρτήτως της ευαισθησίας της κάμερας (Σχήμα 10.24α και 10.24γ). Αντιθέτως στην περίπτωση της ατέλειας του Zn όπου οι διαφορές στις ηλεκτρικές και θερμικές ιδιότητες των δύο υλικών είναι μεγαλύτερες, η 1^η χωρική παράγωγος δίνει μια ένδειξη (Σχήμα 10.24β και 10.24δ) σχετικά με τη θέση και τις διαστάσεις της ατέλειας. Η ευκρίνεια της ατέλειας βελτιώνεται αρκετά στην περίπτωση που αυξηθεί η θεωρούμενη ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων (Σχήμα 10.24δ). Από την άλλη η 2^η χωρική παράγωγος σε καμία περίπτωση δεν δίνει κάποια ένδειξη, καθώς η διαβάθμιση της θερμοκρασίας στην περιοχή της ατέλειας είναι αρκετά μικρή.

Σχήμα 10.24: Απεικόνιση του μέτρου της 1^{ης} χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας (D_1T) τη χρονική στιγμή $t = 10$ s, ως συνάρτηση του υλικού της ατέλειας και της ευαισθησίας της κάμερας.

Ανάλυση Fourier

Απεναντίας, με την ανάλυση Fourier (25 στιγμιότυπα ανά δευτερόλεπτο για 10 s) έχουμε σαφέστερη εικόνα της περιοχής της ατέλειας με την απεικόνιση του μέτρου της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους της συχνότητας ν_0 (Σχήμα 10.25), ενώ το περίγραμμα της περιοχής καθίσταται απόλυτα ευκρινές και σαφές με την απεικόνιση του μέτρου της 2^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους της συχνότητας ν_0 (Σχήμα 10.26). Η αύξηση της διαφοράς των ηλεκτρικών και των θερμικών ιδιοτήτων του υλικού της ατέλειας σε σχέση με το υλικό της πλάκας, καθώς και η αύξηση της ευαισθησίας της κάμερας έχει ως αποτέλεσμα τη βελτίωση της ευκρίνειας της ατέλειας σε κάθε περίπτωση (Σχήματα 10.25 και 10.26).

(α) Ατέλεια από Dur, ευαισθησία 0.05 °C

(β) Ατέλεια από Zn, ευαισθησία 0.05 °C

(γ) Ατέλεια από Dur, ευαισθησία 0.02 °C

(δ) Ατέλεια από Zn, ευαισθησία 0.02 °C

Σχήμα 10.25: Απεικόνιση του μέτρου της 1^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους (D_1A) της συχνότητας $\nu_0 = 0$ Hz, ως συνάρτηση του υλικού της ατέλειας και της ευαισθησίας της κάμερας.

(α) Ατέλεια από Dur, ευαισθησία 0.05 °C

(β) Ατέλεια από Zn, ευαισθησία 0.05 °C

(γ) Ατέλεια από Dur, ευαισθησία 0.02 °C

(δ) Ατέλεια από Zn, ευαισθησία 0.02 °C

Σχήμα 10.26: Απεικόνιση του μέτρου της 2^{ης} χωρικής παραγώγου του πλάτους (D_2A) της συχνότητας $\nu_0 = 0$ Hz, ως συνάρτηση του υλικού της ατέλειας και της ευαισθησίας της κάμερας.

10.4 Συμπεράσματα - Σχόλια

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάσαμε δύο διαφορετικές εφαρμογές της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου, προκειμένου να αναδείξουμε το εύρος των εφαρμογών αυτής. Η πρώτη εφαρμογή είχε ως στόχο το ΜΚΕ κυκλικών οπών για τον εντοπισμό ρωγμών που ξεκινούν από την περιφέρεια αυτών, ενώ η δεύτερη εφαρμογή είχε ως στόχο τον εντοπισμό ευρύτερων περιοχών με βλάβη, δηλαδή περιοχών με υλικό διαφορετικής σύστασης από το κύριο υλικό του υπό εξέταση αντικειμένου, κάτι που μπορεί να οφείλετε είτε σε κατασκευαστική ατέλεια, είτε σε διάβρωση του υλικού.

Κατά την αριθμητική διερεύνηση της πρώτης εφαρμογής δόθηκε ιδιαίτερη έμφαση στο εντοπισμό ρωγμών που βρίσκονται στη φάση της ανάπτυξης και το μήκος των οποίων είναι της τάξεως του 1 mm με 2 mm. Από τη διερεύνηση προέκυψε ότι ο εντοπισμός ρωγμών μήκους 2 mm είναι δυνατός τόσο απευθείας από τις θερμικές εικόνες όσο και από την απεικόνιση της διαφοράς των θερμοκρασιακών κατανομών δοκιμίου – προτύπου καθώς και από το διάγραμμα φάσης που προκύπτει από την ανάλυση Fourier. Αντιθέτως ο εντοπισμός μικρότερων ρωγμών είναι αρκετά δυσκολότερος και σε αυτή την περίπτωση η παρουσία της ρωγμής γίνεται ξεκάθαρη μόνο από το διάγραμμα της διαφοράς των θερμοκρασιακών κατανομών δοκιμίου – προτύπου. Τα υπόλοιπα διαγράμματα της ανάλυσης Fourier καθώς και οι χωρικές παράγωγοι της θερμοκρασίας, σε καμία περίπτωση δεν παρουσίασαν κάποιο διάγραμμα στο οποίο να γίνονται εμφανείς οι ρωγμές. Ο λόγος είναι ότι οι συγκεκριμένες ρωγμές είναι κάθετες στη ροή του ρεύματος και παράλληλες στη ροή της θερμότητας, οπότε και επηρεάζουν μόνο την κυκλοφορία του ρεύματος.

Όσον αφορά την δεύτερη εφαρμογή δόθηκε έμφαση σε περιπτώσεις όπου η απλή παρατήρηση των ισόθερμων εικόνων που προκύπτουν από τους υπολογισμούς δεν επαρκεί για την ανίχνευση επιφανειών, οι οποίες διαχωρίζουν περιοχές με παραπλήσιες ηλεκτρικές και θερμικές ιδιότητες. Χρησιμοποιώντας τις τεχνικές επεξεργασίας των αριθμητικών αποτελεσμάτων, όπως η αφαίρεση θερμικών εικόνων δοκιμίου – προτύπου, ο υπολογισμός της χωρικής παραγώγου της θερμοκρασίας και η ανάλυση σειράς θερμικών εικόνων με τη χρήση του διακριτού μετασχηματισμού Fourier, αποδείχθηκε ότι βελτιώνεται σημαντικά η αποτελεσματικότητα της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου. Τα βέλτιστα αποτελέσματα τα λαμβάνουμε κατά σειρά από: την ανάλυση Fourier, τις χωρικές παραγώγους της θερμοκρασίας και τέλος από την αφαίρεση των θερμικών εικόνων δοκιμίου – προτύπου. Με την ανάλυση Fourier επιτυγχάνεται σαφής οριοθέτηση περιοχών με παραπλήσιες

ιδιότητες, για την ύπαρξη των οποίων η απλή παρατήρηση των ισόθερμων δίδει ασαφείς ενδείξεις. Η ευκρίνεια των ατελειών που περιέχονται στο δοκίμιο εξαρτάται από τις διαφορές των ηλεκτρικών και θερμικών ιδιοτήτων της ατέλειας σε σχέση με τις ιδιότητες του υλικού του δοκιμίου, τη θερμική ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων, το εύρος της κλίμακας θερμοκρασιών και τέλος από τον αριθμό στιγμιότυπων ανά δευτερόλεπτο που χρησιμοποιούνται στην ανάλυση Fourier.

10.5 Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] Tober, G., Meier, T. and Steinberg, C. (1989). *Qualification of an eddy current and a radiographic crack inspection for a multilayer aluminium structure*. Non-Destructive Testing (Proc. 12th World Conference), edited by J. Boogaard and G.M van Dijk, Elsevier Science Publishers B.V, Amsterdam 1989.
- [2] Couchman, J., Bell, J., Noronha, P. (1976). *Computerized signal processing for detecting cracks under installed fasteners*. Ultrasonics, Vol. 14 (6), pp. 256-262.
- [3] Lingvall, F., Stepinsk, T. (2000). *Automatic detecting and classifying defects during eddy current inspection of riveted lap-joint*. NDT&E International Vol. 33, pp. 47–55.
- [4] Mickens, T., Schulz, M., Sundaresan, M., Ghoshal, A., Naser, A. and Reichmeider, R. (2003). *Structural health monitoring of an aircraft joint*. Mechanical Systems and Signal Processing Vol. 17(2), pp. 285-303.
- [5] Papazian, J. M., Nardiello, J. , Silberstein, R.P. et al. (2007). *Sensors for monitoring early stage fatigue cracking*. International Journal of Fatigue, Vol. 29, pp. 1668–1680.
- [6] Cobb, A. C., Michaels, J. E., Michaels, T. E. (2007). *An automated time–frequency approach for ultrasonic monitoring of fastener hole cracks*. NDT&E International, Vol. 40, pp. 525–536.
- [7] Hutt, T., Cawley, P. (2008). *Feasibility of digital image correlation for detection of cracks at fastener holes*. NDT&E International Vol. 42, pp. 141–149.
- [8] Ralph, W. C., Johnson, W. S., Makeev, A., Newman, J. C. Jr. (2007). *Fatigue performance of production-quality aircraft fastener holes*. International Journal of Fatigue Vol. 29. pp 1319–1327.
- [9] Castro, P.M.S.T., Matos, P.F.P., Moreira, P.M.G.P., Silva, L.F.M. (2007). *An overview on fatigue analysis of aeronautical structural details: Open hole, single rivet lap-joint, and lap-joint panel*. Materials Science and Engineering A 468–470, pp. 144–157.
- [10] Park, J.H, Atluri, S.N. (1993). *Fatigue growth of multiple-cracks near a row of fastener holes in a fuselage lap-joint*. Computational Mechanics, Vol 13. pp. 189-203.
- [11] COMSOL Multiphysics, COMSOL AB, Stockholm.
- [12] Alcott, J. (1994). *An investigation of nondestructive inspection equipment: detecting hidden corrosion on USAF aircraft*. Material Evaluations Vol. 52 (1), pp 64 – 73.
- [13] Smith, R.A., Hugo, G.R. (2001). *Transient eddy current NDE for ageing aircraft - capabilities and limitations*. Insight: Non-Destructive Testing and Condition Monitoring Vol. 43(1), pp. 14-25.
- [14] Smith, R.A. (1995). *Non-destructive evaluation for corrosion in ageing aircraft Part 1. Introduction, ultrasonic and eddy current methods*. Insight: Non-Destructive Testing and Condition Monitoring Vol. 37 (10), pp. 798-807.
- [15] Giguère, S., Lepine, B.A., Dubois, J.M.S. (2001). *Pulsed eddy current technology: Characterizing material loss with gap and lift-off variations*. Research in Nondestructive Evaluation Vol. 13 (3), pp. 119-129.
- [16] HagerMaier, D., Nguyen, K. (1994). *Automated eddy current scanning of aircraft for corrosion detection*. Materials Evaluation Vol. 52 (1), pp. 91-95.
- [17] Silva, M.Z., Gouyon, R., Lepoutre, F. (2003). *Hidden corrosion detection in aircraft aluminum structures using laser ultrasonics and wavelet transform signal analysis*. Ultrasonics Vol. 41, pp. 301–305.
- [18] Vavilov, V., Grinzato, N, Bison, P. G. and Marinetti, S. (1996). *Surface transient temperature inversion for hidden corrosion characterisation : theory and applications*. Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 39, No. 2, pp 355 -371.
- [19] Crinzato, E. and Vavilov, V. (1998). *Corrosion evaluation by thermal image processing and 3D modelling*. Revue Generale de Thermique. Vol. 37, pp. 669-679.
- [20] Han, J.S. and Park, J.H. (2004). *Detection of corrosion steel under an organic coating by infrared photography*. Corrosion Science, Vol. 46, pp. 787–793.

- [21] Genest, M., Martinez, M., Mrad, N., Renaud, G and Fahr, A. (2009). *Pulsed thermography for non-destructive evaluation and damage growth monitoring of bonded repair*. Composite Structures, Vol. 88, pp. 112–120.
- [22] Forsyth, D. S., Genest, M., Shaver, J. and Mills, T.B. (2007). *Evaluation of non-destructive testing methods for the detection of fretting damage*. Int. Journal of Fatigue, Vol 29. pp. 810-821.
- [23] Τσόπελας, Ν., Λεβεντόπουλος, Δ., Σιακαβέλλας, Ν. Ι. *Μη Καταστροφικός Έλεγχος Αγώγιμων Υλικών με την Ηλεκτρομαγνητική – Θερμική Μέθοδο*. 3^ο Πανελλήνιο Συνέδριο Μεταλλικών Υλικών, Πανεπιστήμιο Πατρών, Δεκέμβριος 2007.

Κεφάλαιο 11^ο

Συμπεράσματα

11.1 Γενικά

Στο παρόν κεφάλαιο αναφέρονται τα σημαντικότερα σημεία της διατριβής, καθώς και θέματα τα οποία παραμένουν ανοικτά για περαιτέρω θεωρητική και πειραματική διερεύνηση.

Ο βασικός σκοπός της διατριβής, όπως αναφέρθηκε στην εισαγωγή, είναι η ανάπτυξη μιας εναλλακτικής μεθόδου μη-καταστροφικού ελέγχου σε αγωγή υλικά, που συνδυάζει την ηλεκτρομαγνητική διέγερση - επαγωγική θέρμανση και επιθεώρηση με μεταβατική υπέρυθη θερμογραφία. Χρησιμοποιώντας το υπολογιστικό πρόγραμμα που αναπτύχθηκε με βάση το ηλεκτρομαγνητικό - θερμικό μοντέλο που παρουσιάστηκε, καθώς και το εμπορικό λογισμικό πακέτο COMSOL Multiphysics, διερευνήθηκε η αποτελεσματικότητα της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου στον εντοπισμό ρωγμών σε συνάρτηση με τις ακόλουθες παραμέτρους:

- το σχήμα και τις διαστάσεις του δοκιμίου,
- τον τύπο του διεγείροντος πηνίου,
- την απόσταση του πηνίου από το δοκίμιο,
- την σχετική θέση του πηνίου ως προς το δοκίμιο
- τον προσανατολισμό του πηνίου επί του δοκιμίου
- την ένταση του επαγόμενου μαγνητικού πεδίου,
- τη χρονική διάρκεια της θερμάνσεως
- την ευαισθησία της κάμερας υπέρυθρων

Τα συμπεράσματα από την αριθμητική διερεύνηση της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου σε λεπτές αγωγίμες πλάκες έχουν ως εξής:

- Η εμβέλεια ενός πηνίου στον εντοπισμό ρωγμών που είναι παράλληλες στη ροή της θερμότητας εξαρτάται από την ένταση του μαγνητικού πεδίου, ενώ ο εντοπισμός ρωγμών που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας εξαρτάται από τη συνολική θερμότητα που επάγεται από το πηνίο στην πλάκα.
- Η αποτελεσματικότητα της μεθόδου βελτιστοποιείται όταν το πηνίο τοποθετηθεί σε απόσταση ίση με το $\frac{1}{4}$ της διαμέτρου του πηνίου ή ίση με το $\frac{1}{4}$ της πλευράς του πηνίου από την πλάκα. Σε αυτή την απόσταση η εμβέλεια του πηνίου είναι ικανοποιητική και για τους δύο τύπους ρωγμών και παράλληλα ελαχιστοποιείται η περιοχή εντός της προβολής της διατομής του πηνίου επί της πλάκας στην οποία δεν ανιχνεύονται ρωγμές.
- Στην περίπτωση πλακών πεπερασμένης επιφάνειας, παρατηρήθηκε ότι η εμβέλεια του πηνίου στον εντοπισμό ρωγμών είναι μεγαλύτερη σε σχέση με μια άπειρη πλάκα στις εξής περιπτώσεις: (α) όταν οι ρωγμές είναι κοντά σε κάποια ακμή ή γωνία της πλάκας που δεν επιτρέπουν την περαιτέρω διάχυση της θερμότητας και

(β) όταν το σχήμα της πλάκας δεν είναι συμμετρικό (ορθογώνια πλάκα) και οι ρωγμές είναι κάθετες στη μεγαλύτερη πλευρά της πλάκας (κάθετες στη ροή της θερμότητας).

- Τα επιμήκη και επίπεδα πηνία με σχετικά μικρή διατομή σε σύγκριση με την επιφάνεια της πλάκας είναι πιο αποτελεσματικά στον εντοπισμό των ρωγμών όταν τοποθετούνται στη βέλτιστη απόσταση από την πλάκα. Επίσης σε αυτή την απόσταση τόσο τα επιμήκη όσο και τα επίπεδα πηνία είναι ισοδύναμα στο εντοπισμό ρωγμών. Όταν όμως εξωτερικοί παράγοντες μας υποχρεώνουν στην τοποθέτηση των πηνίων πολύ κοντά στην πλάκα, τότε τα καλύτερα αποτελέσματα επιτυγχάνονται με τα επίπεδα πηνία.
- Ο έλεγχος ολόκληρης της επιφάνειας της πλάκας με τη χρήση πηνίων, των οποίων η διατομή τους έχει συγκρίσιμη επιφάνεια με εκείνη της πλάκας δεν είναι δυνατός. Δεδομένου ότι με τη χρήση των πηνίων αυτών ελέγχεται κυρίως η περίμετρος της πλάκας, θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε και ένα πηνίο μικρής διατομής επικουρικά για τον έλεγχο της εσωτερικής περιοχής της πλάκας.

Όσον αφορά την επίδραση του προσανατολισμού (κλίση) του πηνίου στην αποτελεσματικότητα της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου, η υπολογιστική διερεύνηση κατέστησε σαφές ότι:

- Η θέρμανση της πλάκας είναι ευνοϊκή για πραγματοποίηση ΜΚΕ όταν ο άξονας των πηνίων είναι κάθετος ή παράλληλος στην επιφάνεια της πλάκας. Στις συγκεκριμένες γωνίες το θερμικό πεδίο που αναπτύσσεται σε μια πλάκα χωρίς ρωγμή είναι συμμετρικό και επιτρέπει τον εύκολο εντοπισμό κάποια ρωγμής που βρίσκεται εντός της εμβέλειας του πηνίου. Αντίθετα οι ενδιάμεσες κλίσεις δεν είναι ευνοϊκές για την πραγματοποίηση ΜΚΕ καθώς το θερμικό πεδίο που αναπτύσσεται στην πλάκα είναι μη συμμετρικό και η ευκρίνεια των ρωγμών που βρίσκονται ακόμα και εντός της εμβέλειας του πηνίου είναι μη ικανοποιητική.
- Εφόσον ο άξονας του πηνίου είναι παράλληλος στην επιφάνεια της πλάκας, η πλάκα θερμαίνεται πιο αποτελεσματικά από τα επιμήκη πηνία και ειδικότερα από ένα πηνίο τετράγωνης ή ορθογώνιας διατομής.
- Η εμβέλεια των κεκλιμένων πηνίων περιορίζεται αρκετά σε σχέση με τα πηνία με μηδενική κλίση.

- Η μόνη περίπτωση όπου τα κεκλιμένα πηνία ($\theta = 90^\circ$) είναι χρήσιμα στην ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο, είναι στον εντοπισμό ρωγμών που βρίσκονται κάτω από τον άξονα ενός πηνίου με μηδενική κλίση ($\theta = 0^\circ$).

Τέλος σχετικά με την επίδραση της ευαισθησίας της κάμερας υπερύθρων στην αποτελεσματικότητα της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου, η υπολογιστική διερεύνηση υπέδειξε ότι τόσο η εμβέλεια της μεθόδου, όσο και η ευκρίνεια των ρωγμών βελτιώνεται εφόσον αυξηθεί η ευαισθησία της κάμερας υπερύθρων. Επιπλέον σε αρκετές περιπτώσεις η ευκρίνεια των ρωγμών μπορεί να αυξηθεί περαιτέρω με την επεξεργασία της ακολουθίας των θερμικών εικόνων που έχουν καταγραφεί, με τις μεθόδους που παρουσιάστηκαν αναλυτικά στο κεφάλαιο 8 και είναι:

- Σύγκριση της θερμικής συμπεριφοράς του εξεταζόμενου δοκιμίου σε σχέση με το δοκίμιο αναφοράς (πρότυπο).
- Υπολογισμός της χωρικής παραγωγής του θερμικού πεδίου και
- Επεξεργασία των αποτελεσμάτων με την τεχνική του Διακριτού και Ταχύ Μετασχηματισμού Fourier (Discrete Fast Fourier Transform, DFFT).

Από τις τρεις παραπάνω τεχνικές τα βέλτιστα αποτελέσματα παρουσιάζει η τεχνική του μετασχηματισμού Fourier, καθώς είναι η μόνη τεχνική που έχει ικανοποιητικά αποτελέσματα σε μακρινές ρωγμές. Το πλεονέκτημα της επεξεργασίας των αποτελεσμάτων είναι ότι η θέση και το σχήμα των ρωγμών γίνεται σαφές στην πλειοψηφία των περιπτώσεων, σε αντίθεση με την απλή παρατήρηση των θερμικών εικόνων όπου συνήθως απαιτείται επιπλέον έλεγχος προκειμένου να γίνει ξεκάθαρο το σχήμα και η θέση της ρωγμής. Έτσι οι απαιτούμενοι έλεγχοι περιορίζονται αρκετά και ο έλεγχος της συνολικής επιφάνειας του δοκιμίου γίνεται σαφώς πιο γρήγορα.

Η πειραματική διερεύνηση της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου επιβεβαίωσε σχεδόν το σύνολο των συμπερασμάτων που είχαν εξαχθεί κατά την αριθμητική διερεύνηση της μεθόδου και που αφορούσε την αποτελεσματικότητα των διάφορων πηνίων στον εντοπισμό ρωγμών. Έτσι επιβεβαιώθηκε ότι:

- Η εμβέλεια ενός πηνίου στον εντοπισμό ρωγμών εξαρτάται πρωτίστως από τις διαστάσεις του πηνίου σε σχέση με τις διαστάσεις της πλάκας, καθώς και από τη θέση του πηνίου επί της πλάκας.

- Η εμβέλεια ενός πηνίου στον εντοπισμό ρωγμών που είναι παράλληλες στη ροή της θερμότητας (κάθετες στη ροή του ρεύματος) εξαρτάται από την ισχύ των επαγόμενων δινορρευσμάτων στην πλάκα, ενώ ο εντοπισμός των ρωγμών που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας (παράλληλες στη ροή του ρεύματος) εξαρτάται από τη συνολική θερμότητα που επάγεται από το πηνίο στην πλάκα.
- Οι ρωγμές που είναι κάθετες στη ροή του ρεύματος, δηλαδή παράλληλες στη ροή της θερμότητας εντοπίζονται για μικρό χρονικό διάστημα και μόνο κατά τη διάρκεια της επαγωγικής θέρμανσης. Αντίθετα οι ρωγμές που είναι κάθετες στη ροή της θερμότητας εντοπίζονται για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα, αλλά στην πλειονότητα των περιπτώσεων γίνεται σαφής μόνο η θέση τους. Για να γίνει σαφές και το μήκος τους θα πρέπει να πραγματοποιηθεί επεξεργασία της ακολουθίας των θερμικών εικόνων.
- Οι ρωγμές που επηρεάζουν σημαντικά τη ροή του ρεύματος, γίνονται σαφείς τόσο από τις θερμικές εικόνες όσο και από το διάγραμμα φάσης της ανάλυσης Fourier. Αντίθετα οι ρωγμές που είναι κάθετες ή έχουν κάποια κλίση ως προς τη ροή της θερμότητας, γίνονται σαφείς από το διάγραμμα της χωρικής παραγωγού της θερμοκρασίας, από το διάγραμμα της χωρικής παραγωγού του πλάτους της ανάλυσης Fourier και σε ορισμένες περιπτώσεις από το διάγραμμα φάσης και από τη χωρική παράγωγο της φάσης της ανάλυσης Fourier.
- Η ευκρίνεια τόσο των θερμικών εικόνων, όσο και των διαγραμμάτων που προκύπτουν από την επεξεργασία των θερμικών εικόνων, εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από τις θερμοκρασιακές διαφορές που αναπτύσσονται στην πλάκα.
- Ο έλεγχος ολόκληρης της επιφάνειας της πλάκας με τη χρήση ενός μόνο πηνίου δεν είναι δυνατός, αλλά θα πρέπει να επιλεγούν κατάλληλα πηνία τοποθετημένα σε κατάλληλες θέσεις προκειμένου να επιθεωρηθεί η συνολική επιφάνεια της πλάκας.

11.2 Θέματα ανοικτά προς διερεύνηση

Στην παρούσα διατριβή πραγματοποιήσαμε μια ανάλυση σε βάθος των κυριότερων παραμέτρων που επηρεάζουν την αποτελεσματικότητα της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου. Βέβαια δεδομένου του πλήθους των παραμέτρων και της σπουδαιότητας να κατανοήσουμε τη σημασία τους, κατά τη διάρκεια της ανάλυσης μας περιοριστήκαμε στη μελέτη δισδιάστατων προβλημάτων, προτού προχωρήσουμε στην επίλυση τρισδιάστατων προβλημάτων. Για το λόγο αυτό η ανάλυσή μας στο μεγαλύτερο μέρος της παρούσας διατριβής περιορίστηκε στην ανίχνευση ρωγμών σε λεπτές αγωγίμες πλάκες. Μόνο στο δέκατο κεφάλαιο διερευνήσαμε υπολογιστικά δύο διαφορετικές εφαρμογές της μεθόδου που έχουν ως στόχο τον εντοπισμό ρωγμών που αναπτύσσονται γύρω από κυκλικές οπές και τον εντοπισμό διαβρωμένων ή ελαττωματικών περιοχών και τα αποτελέσματα ήταν ιδιαίτερος ενθαρρυντικά. Συνεπώς η υπολογιστική και πειραματική ανάλυση της μεθόδου πρέπει να συνεχιστεί καθώς υπάρχουν αρκετά θέματα ανοιχτά προς διερεύνηση και επαλήθευση προκειμένου να βελτιωθεί η αποτελεσματικότητα της μεθόδου και να χρησιμοποιηθεί σε εφαρμογές όπου μέχρι σήμερα χρησιμοποιούνται άλλες διαγνωστικές μέθοδοι, όπως τα δινορρεύματα, η ραδιογραφία, οι υπέρηχοι, κτλ. Συνοπτικά τα θέματα που είναι ανοικτά προς διερεύνηση είναι:

1. Μελέτη της επίδρασης της συχνότητας διεγέρσεως στην ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο με απώτερο στόχο τη βελτιστοποίηση της απόδοσης των πηνίων κατά την επαγωγική θέρμανση του δοκιμίου.
2. Διερεύνηση πιθανής βελτίωσης της απόδοσης των πηνίων με την χρήση πηνίων με πυρήνα.
3. Διερεύνηση της αποτελεσματικότητας της μεθόδου σε δοκίμια με μεγαλύτερο πάχος καθώς και σε περιπτώσεις ρωγμών που δεν είναι επιφανειακές.
4. Πειραματική επαλήθευση του θερμικού πεδίου που αναπτύσσεται σε ένα δοκίμιο σε συνάρτηση με την κλίση του πηνίου.
5. Περαιτέρω διερεύνηση της αποτελεσματικότητας της μεθόδου στον εντοπισμό ελαττωματικών και διαβρωμένων περιοχών, καθώς και πειραματική επαλήθευση των αποτελεσμάτων.
6. Πειραματική επαλήθευση των αριθμητικών αποτελεσμάτων σχετικά με την ανίχνευση ρωγμών γύρω από οπές.

7. Αριθμητική και πειραματική διερεύνηση εφαρμογής της τεχνικής της συγχρονισμένης θερμογραφίας στην ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο.
8. Επέκταση της μεθόδου σε φάσμα μεταλλικών, σιδηρομαγνητικών, σύνθετων και ανισότροπων υλικών.
9. Διερεύνηση της αποτελεσματικότητας της μεθόδου στον εντοπισμό διαστρωματικών αποκολλήσεων σε σύνθετα αγώγιμα υλικά.
10. Συνδυασμός της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου με τη μέθοδο των δινορρευμάτων προκειμένου να συνδυαστούν τα πλεονεκτήματα των δύο μεθόδων ΜΚΕ και να καταστεί ο έλεγχος μεγάλων επιφανειών ταχύτατος και αξιόπιστος. Συγκεκριμένα με την ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδο θα πραγματοποιείται ο πρώτος έλεγχος του υπό εξέταση αντικειμένου, ενώ με τη χρήση της μεθόδου των δινορρευμάτων θα εξαλείφονται όποιες υποψίες δημιουργούνται κατά τον πρώτο έλεγχο σε μεμονωμένες περιοχές.
11. Διερεύνηση των δυνατοτήτων εφαρμογής της ηλεκτρομαγνητοθερμικής μεθόδου σε πλήθος ελέγχων που πραγματοποιούνται σήμερα τόσο με τις υπόλοιπες τεχνικές της υπέρυθρης θερμογραφίας όσο και με τις υπόλοιπες μεθόδους μη καταστροφικού ελέγχου (δινορρεύματα, ραδιογραφία, υπέρηχοι, κτλ) και σύγκριση της αποτελεσματικότητας τους καθώς και του συνολικού κόστους κάθε μεθόδου.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

A.1	Βασική ιδέα και ορισμοί της μεθόδου πεπερασμένων διαφορών.....	269
A.2	Μέθοδοι πεπερασμένων διαφορών.....	272
A.2.1	Ρητή Μέθοδος (Simple Explicit)	272
A.2.2	Πεπλεγμένη Μέθοδος (Simple Implicit).....	272
A.2.3	Μέθοδος Crank – Nicholson.....	273
A.3	Επίλυση γραμμικού συστήματος με τη μέθοδο Gauss – Seidel	274
A.4	Διαφορικές εξισώσεις	274
A.5	Επίλυση ολοκληρωτικής - διαφορικής εξίσωσης ηλεκτρικού δυναμικού.....	276
A.5.1	Ανάπτυξη ολοκληρωτικής - διαφορικής εξίσωσης.....	276
A.5.2	Συνοριακές συνθήκες ηλεκτρικού δυναμικού	277
A.6	Υπολογισμός πυκνότητας ρεύματος και κατανομής θερμικής ισχύος	277
A.7	Επίλυση διαφορικής εξίσωσης θερμικής αγωγής.....	278
A.7.1	Ανάπτυξη διαφορικής εξίσωσης με Crank - Nicholson.....	278
A.7.2	Αρχικές συνθήκες εξίσωσης θερμικής αγωγής.....	279
A.7.3	Συνοριακές συνθήκες εξίσωσης θερμικής αγωγής	279
A.8	Ολοκλήρωση κατά Simpson	282
A.9	Βιβλιογραφικές αναφορές	283

Ορισμοί συμβόλων

(x,y)	καρτεσιανές συντεταγμένες
$f(x,y)$	συνεχής εξίσωση
$\Delta x, \Delta y$	διάστημα διακριτοποίησης της πλάκας στο x και y άξονα
i, j	δείκτες στήλης και γραμμής πλέγματος κόμβων
$f((i-1)\Delta x, (j-1)\Delta y)$	διακριτή εξίσωση
c	θερμοχωρητικότητα υλικού πλάκας ($J/Kg^{\circ}C$)
ρ	πυκνότητα υλικού πλάκας (Kg/m^3)
k	συντελεστής θερμικής αγωγιμότητας πλάκας ($W/m^{\circ}C$)
α	συντελεστής θερμικής διαχυτότητας πλάκας (m^2/sec)
σ	συντελεστής αγωγιμότητας πλάκας (S/m)
L_x, L_y	μήκος και πλάτος της πλάκας (m)
w	πάχος της πλάκας (m)
$Bz(t)$	ένταση του εξωτερικά εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου τη χρονική στιγμή t
$Bs(t)$	ένταση του επαγόμενου μαγνητικού πεδίου τη χρονική στιγμή t
τ	σταθερά χρόνου του μαγνητικού πεδίου
ω	γωνιακή συχνότητα του μαγνητικού πεδίου
$u(x,y)$	ηλεκτρικό δυναμικό στο σημείο (x,y)
u_c	ηλεκτρικό δυναμικό στην περιφέρεια της ρωγμής
$T(x,y,t)$	θερμοκρασία του σημείου (x,y) τη χρονική στιγμή t ($^{\circ}C$)
$T_{i,j}^n$	θερμοκρασία του σημείου i,j τη χρονική στιγμή n ($^{\circ}C$)
$T_{i,j}^{n+1}$	θερμοκρασία του σημείου i,j τη χρονική στιγμή $n+1$ ($^{\circ}C$)
T_0	αρχική θερμοκρασία της πλάκας ($^{\circ}C$)
T_m	μέση θερμοκρασία της πλάκας ($^{\circ}C$)
$p_{i,j}$	πυκνότητα της θερμικής ισχύος στον κόμβο (i,j) της πλάκας (W/m^3)
$\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3,$	συντελεστές που ορίζονται στην παράγραφο Α.6.1
$\Gamma_4, \Gamma_5, \Gamma_6,$	συντελεστές που ορίζονται στην παράγραφο Α.6.1
$d_1, d_2,$	συντελεστές που ορίζονται στην παράγραφο Α.4.1
$\mathbf{J}$	πυκνότητα δινορρευμάτων
j_x, j_y	πυκνότητα δινορρευμάτων ως προς τον άξονα x και y (A/m^2)

A.1 Βασική ιδέα και ορισμοί της μεθόδου πεπερασμένων διαφορών

Ένα από τα πρώτα βήματα που απαιτούνται προκειμένου να λύσουμε μια Μερική Διαφορική Εξίσωση (ΜΔΕ) με τη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών, είναι να αντικαταστήσουμε το συνεχές πρόβλημα, με ένα πλέγμα πεπερασμένων διαφορών το οποίο θα περιέχει ένα πεπερασμένο αριθμό κόμβων. Για να παραστήσουμε μια εξαρτημένη μεταβλητή u σε ένα επίπεδο δύο διαστάσεων το οποίο ορίζεται με βάση τις καρτεσιανές συντεταγμένες (x,y) , η συνεχής εξίσωση $f(x,y)$ αντικαθίσταται από την $f((i-1)\Delta x, (j-1)\Delta y)$, δεδομένου ότι οι δείκτες i και j ξεκινούν από το 1 για λόγους προγραμματιστικής ευκολίας. Τα διάφορα σημεία ορίζονται με βάση τις τιμές των i,j οπότε οι εξισώσεις πεπερασμένων διαφορών ορίζονται σύμφωνα με το γενικό σημείο (i,j) και τα γειτονικά του. Αυτό φαίνεται στο σχήμα Α.1 που ακολουθεί.

Σχήμα Α.1: Τυπικό πλαίσιο πεπερασμένων διαφορών σε καρτεσιανές συντεταγμένες

Δεχόμενοι ότι το σημείο $f_{i,j}$ αντιστοιχεί στο $f(x_0, y_0)$ τότε:

$$\begin{aligned} f_{i+1,j} &= f(x_0 + \Delta x, y_0) & f_{i-1,j} &= f(x_0 - \Delta x, y_0) \\ f_{i,j+1} &= f(x_0, y_0 + \Delta y) & f_{i,j-1} &= f(x_0, y_0 - \Delta y) \end{aligned}$$

Συχνά σε προβλήματα που εξαρτώνται από το χρόνο δηλώνουμε τη διαφορά μεταξύ δύο χρονικών στιγμών με τους δείκτες $f_{i,j}^n$ και $f_{i,j}^{n+1}$ όπου ο πρώτος αναφέρεται στον αρχικό χρόνο και ο δεύτερος στον επόμενο χρόνο.

Η παρουσίαση μιας παραγώγου με τη βοήθεια των πεπερασμένων διαφορών μπορεί να γίνει αν θυμηθούμε τον ορισμό της συνάρτησης $f(x, y)$ στο σημείο $x = x_0, y = y_0$. Είναι λοιπόν:

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x_0 + \Delta x, y_0) - f(x_0, y_0)}{\Delta x} \quad (\text{A.1})$$

Εάν η u είναι συνεχής τότε ο λόγος $\frac{f(x_0 + \Delta x, y_0) - f(x_0, y_0)}{\Delta x}$ θα είναι προσέγγιση της παραγώγου $\frac{\partial f}{\partial x}$ για ένα αρκετά μικρό αλλά πεπερασμένο Δx . Συνεπώς η παράγωγος στο σημείο $f_{i,j}$ που αντιστοιχεί στο $f(x_0, y_0)$ θα είναι:

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{i,j} = \frac{f_{i+1,j} - f_{i,j}}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (\text{A.2})$$

όπου ο όρος $O(\Delta x)$ αντιπροσωπεύει το σφάλμα μεταξύ της πραγματικής τιμής της παραγώγου και αυτής που υπολογίστηκε με βάση τη μέθοδο των Πεπερασμένων Διαφορών (ΜΠΔ).

Περισσότερες σχέσεις προσέγγισης των παραγώγων μπορούν να δημιουργηθούν με τη χρήση των αναπτυγμάτων των σειρών Taylor, οι οποίες παίζουν σημαντικό ρόλο τόσο στη δημιουργία διάφορων προσεγγίσεων των παραγώγων όσο και στην εύρεση της τάξεως του σφάλματος καθεμίας. Αναπτύσσοντας τη σειρά Taylor για το σημείο $f(x_0 + \Delta x, y_0)$ με βάση το σημείο $f(x_0, y_0)$ έχουμε:

$$f(x_0 + \Delta x, y_0) = f(x_0, y_0) + \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_0 \Delta x + \left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right|_0 \frac{(\Delta x)^2}{2!} + \dots + \left. \frac{\partial^{n-1} f}{\partial x^{n-1}} \right|_0 \frac{(\Delta x)^{n-1}}{(n-1)!} + \left. \frac{\partial^n f}{\partial x^n} \right|_0 \frac{(\Delta x)^n}{n!} \quad (\text{A.3})$$

Αναδιατάσσοντας τη σχέση A.3 καταλήγουμε στην προηγούμενη σχέση A.2:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x_0, y_0} &= \frac{f(x_0 + \Delta x, y_0) - f(x_0, y_0)}{\Delta x} - \left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right|_0 \frac{(\Delta x)^2}{2!} - \dots \Rightarrow \\ \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{i,j} &= \frac{f_{i+1,j} - f_{i,j}}{\Delta x} + O(\Delta x) \end{aligned}$$

που καλείται και “πρόσθια” διαφορά.

Αναπτύσσοντας τη σειρά Taylor για το σημείο $f(x_0 - \Delta x, y_0)$ με βάση το σημείο $f(x_0, y_0)$ και αναδιατάσσοντας τη σχέση καταλήγουμε στην “οπίσθια” διαφορά (σχέση A.5):

$$\begin{aligned} f(x_0 - \Delta x, y_0) &= f(x_0, y_0) - \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_0 \Delta x + \left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right|_0 \frac{(\Delta x)^2}{2!} - \left. \frac{\partial^3 f}{\partial x^3} \right|_0 \frac{(\Delta x)^3}{6} + \dots \quad (\text{A.4}) \\ \left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{x_0, y_0} &= \frac{f(x_0, y_0) - f(x_0 - \Delta x, y_0)}{\Delta x} + \left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right|_0 \frac{(\Delta x)^2}{2!} - \dots = \end{aligned}$$

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{i,j} = \frac{f_{i,j} - f_{i-1,j}}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (\text{A.5})$$

Αφαιρώντας τη σχέση (A.4) από τη σχέση (A.3) και αναδιατάσσοντας τους όρους που απομένουν καταλήγουμε στην “κεντρική” διαφορά (σχέση A.6) της οποίας η ακρίβεια είναι 2^{ου} βαθμού, σε σχέση με τις “πρόσθια” και “οπίσθια” διαφορές που είναι 1^{ου} βαθμού.

$$\left. \frac{\partial f}{\partial x} \right|_{i,j} = \frac{f_{i+1,j} - f_{i-1,j}}{2\Delta x} + O(\Delta x)^2 \quad (\text{A.6})$$

Προσθέτοντας τις σχέσεις (A.3) και (A.4) και αναδιατάσσοντας τους όρους, προκύπτει μια προσέγγιση της δεύτερης παραγώγου:

$$\left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right|_{i,j} = \frac{f_{i+1,j} - 2f_{i,j} + f_{i-1,j}}{(\Delta x)^2} + O(\Delta x^2) \quad (\text{A.7})$$

Σε μερικές περιπτώσεις παρουσιάζεται η ανάγκη να υπολογίσουμε μια παράγωγο σε ένα σημείο (i,j) χρησιμοποιώντας κόμβους που βρίσκονται μόνο σε μία πλευρά του σημείου (i,j). Μία τέτοια περίπτωση είναι οι κόμβοι που βρίσκονται επάνω σε ένα όριο, όπως η περιφέρεια της πλάκας ή γύρω από μία ρωγμή. Χρησιμοποιώντας τα ανάπτυγμα των σειρών Taylor για τους κόμβους αριστερά ή δεξιά του κεντρικού βρίσκουμε τις παρακάτω σχέσεις για την πρώτη παράγωγο για κάθε περίπτωση αντίστοιχα:

$$\left. \frac{df}{dx} \right|_{i,j} = \frac{f_{i-2,j} - 4f_{i-1,j} + 3f_{i,j}}{2\Delta x} + O(\Delta x)^2 \quad (\text{A.8})$$

$$\left. \frac{df}{dx} \right|_{i,j} = \frac{-3f_{i,j} + 4f_{i+1,j} - f_{i+2,j}}{2\Delta x} + O(\Delta x)^2 \quad (\text{A.9})$$

Αντικαθιστώντας το x με το y και τους δείκτες i με j και αντίστροφα προκύπτουν οι παράγωγοι ως προς y. Αντικαθιστώντας τις παραγώγους που υπολογίσαμε (A.2, A.5-A.9) στη μερική διαφορική εξίσωση που μας ενδιαφέρει μπορούμε πλέον να επιλύσουμε την τελευταία με τη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών.

A.2 Μέθοδοι πεπερασμένων διαφορών

Σε διαφορικές εξισώσεις στις οποίες υπάρχει ως μεταβλητή ο χρόνος, όπως αυτή της θερμικής αγωγής (Σχέση Α.10), υπάρχουν διάφορες μέθοδοι επίλυσης τους ανάλογα σε ποίο χρόνο διάστημα υπολογίζουμε τις παραγώγους της θερμοκρασίας. Οι βασικότερες μέθοδοι είναι:

A.2.1 Ρητή Μέθοδος (Simple Explicit)

Η ρητή μέθοδος [4] στηρίζεται στο γεγονός ότι υπολογίζουμε τις παραγώγους της θερμοκρασίας ως προς το διάστημα στο χρόνο n , οπότε η αρχική Δ.Ε της θερμικής αγωγής (Σχέση 3.26):

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - \frac{h_1 + h_2}{w} (T - T_0) - \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sigma_{SB}}{w} (T^4 - T_0^4) + p(x, y, t) \quad (\text{A.10})$$

μετατρέπεται στη σχέση:

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}^n}{\Delta t} = & \frac{T_{i+1,j}^n - 2T_{i,j}^n + T_{i-1,j}^n}{(\Delta x)^2} + \frac{T_{i,j+1}^n - 2T_{i,j}^n + T_{i,j-1}^n}{(\Delta y)^2} + \frac{p_{i,j}^n}{k} - \dots \\ & - \frac{h_1 + h_2}{kw} (T_{i,j}^n - T_0) - \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sigma_{SB}}{kw} ((T_{i,j}^n)^4 - T_0^4) \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Η ακρίβεια της μεθόδου είναι 1^{ου} βαθμού στο χρόνο $O(\Delta t)$ και 2^{ου} βαθμού στο διάστημα $O(\Delta x)^2 + O(\Delta y)^2$. Παρατηρώντας την εξίσωση (Α.11) βλέπουμε ότι υπάρχει μόνο ένας άγνωστος ο $T_{i,j}^{n+1}$, ενώ όλοι οι υπόλοιποι όροι είναι γνωστοί. Συνεπώς μπορούμε πολύ εύκολα να υπολογίσουμε τη θερμοκρασία στο χρόνο $n+1$ απλώς κάνοντας τους υπολογισμούς. Όμως για λόγους σταθερότητας της μεθόδου θα πρέπει να ισχύει:

$$a \Delta t \left(\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} \right) \leq \frac{1}{2}$$

κάτι που περιορίζει το μέγιστο βήμα του χρόνου που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για συγκεκριμένα διαστήματα Δx και Δy .

A.2.2 Πεπλεγμένη Μέθοδος (Simple Implicit)

Όταν οι χωρικές παράγωγοι της θερμοκρασίας υπολογίζονται στο χρόνο $n+1$, έχουμε την *πεπλεγμένη* μέθοδο [4]. Τότε η αρχική Δ.Ε της θερμικής αγωγής (σχέση Α.10) μετατρέπεται στην:

$$\frac{1}{a} \frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}^n}{\Delta t} = \frac{T_{i+1,j}^{n+1} - 2T_{i,j}^{n+1} + T_{i-1,j}^{n+1}}{(\Delta x)^2} + \frac{T_{i,j+1}^{n+1} - 2T_{i,j}^{n+1} + T_{i,j-1}^{n+1}}{(\Delta y)^2} + \frac{p_{i,j}^{n+1}}{k} - \dots$$

$$- \frac{h_1 + h_2}{kw} (T_{i,j}^{n+1} - T_0) - \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sigma_{SB}}{kw} ((T_{i,j}^{n+1})^4 - T_0^4)$$
(A.12)

Όπως και η προηγούμενη μέθοδος η ακρίβεια της *πεπλεγμένης* μεθόδου είναι 1^{ου} βαθμού στο χρόνο $O(\Delta t)$ και 2^{ου} βαθμού στο διάστημα $O(\Delta x)^2 + O(\Delta y)^2$. Παρατηρώντας τη σχέση (A.12) βλέπουμε ότι έχουμε πέντε αγνώστους, τους $T_{i,j}^{n+1}, T_{i+1,j}^{n+1}, T_{i-1,j}^{n+1}, T_{i,j+1}^{n+1}, T_{i,j-1}^{n+1}$ οπότε πλέον είμαστε αναγκασμένοι να λύσουμε ένα γραμμικό σύστημα για να υπολογίσουμε τις νέες θερμοκρασίες. Βέβαια το θετικό της συγκεκριμένης μεθόδου είναι το γεγονός ότι είναι πάντα σταθερή χωρίς περιορισμούς.

A.2.3 Μέθοδος Crank – Nicholson

Υπολογίζοντας τις χωρικές παραγώγους της θερμοκρασίας στο χρόνο n καθώς και στο χρόνο $n+1$ και παίρνοντας το μέσο όρο αυτών, προκύπτει η μέθοδος που πρότειναν οι Crank – Nicholson [4,5]:

$$\frac{1}{a} \frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}^n}{\Delta t} = \frac{\delta x^2 T_{i,j}^n + \delta x^2 T_{i,j}^{n+1}}{2(\Delta x)^2} + \frac{\delta y^2 T_{i,j}^n + \delta y^2 T_{i,j}^{n+1}}{2(\Delta y)^2} + \frac{p_{i,j}^n + p_{i,j}^{n+1}}{2k} - \dots$$

$$- \frac{h_1 + h_2}{2kw} (T_{i,j}^n + T_{i,j}^{n+1} - 2T_0) - \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sigma_{SB}}{2kw} ((T_{i,j}^n)^4 + (T_{i,j}^{n+1})^4 - 2T_0^4)$$
(A.13)

όπου

$$\delta x^2 T_{i,j}^n = T_{i+1,j}^n - 2T_{i,j}^n + T_{i-1,j}^n$$

$$\delta y^2 T_{i,j}^{n+1} = T_{i,j+1}^{n+1} - 2T_{i,j}^{n+1} + T_{i,j-1}^{n+1}$$

Η ακρίβεια της μεθόδου ξεπερνάει τις προηγούμενες καθώς είναι 2^{ου} βαθμού τόσο στο χρόνο $O(\Delta t)^2$ όσο και στο διάστημα $O(\Delta x)^2 + O(\Delta y)^2$ και επίσης είναι πάντα σταθερή χωρίς περιορισμούς. Βέβαια και στην συγκεκριμένη μέθοδο έχουμε πέντε αγνώστους, τους $T_{i,j}^{n+1}, T_{i+1,j}^{n+1}, T_{i-1,j}^{n+1}, T_{i,j+1}^{n+1}, T_{i,j-1}^{n+1}$ οπότε και πάλι είμαστε αναγκασμένοι να λύσουμε ένα γραμμικό σύστημα (Σχέση A.27) προκειμένου να υπολογίσουμε τη θερμοκρασία στον χρόνο $n+1$. Η αριθμητική επίλυση του γραμμικού συστήματος που προκύπτει παρουσιάζεται αναλυτικά στην παράγραφο A.7

A.3 Επίλυση γραμμικού συστήματος με τη μέθοδο Gauss – Seidel

Έστω ένα γραμμικό σύστημα της μορφής $\mathbf{Ax} = \mathbf{b}$. Η επαναληπτική μέθοδος των Gauss – Seidel [4,6] εκφράζεται ως εξής:

$$\mathbf{x}^{(k)} = (\mathbf{D} - \mathbf{L})^{-1} (\mathbf{U} \mathbf{x}^{(k-1)} + \mathbf{b}) \quad (\text{A.14})$$

όπου $\mathbf{A} = \mathbf{D} - \mathbf{L} - \mathbf{U}$ και οι πίνακες $\mathbf{D}$, $\mathbf{L}$, $\mathbf{U}$ αποτελούν τη διαγώνιο, το αρνητικό πάνω τριγωνικό μέρος και το αρνητικό κάτω τριγωνικό μέρος του $\mathbf{A}$:

$$\mathbf{D} = \text{diag}(a_{11}, a_{22}, \dots, a_{nn}),$$

$$\mathbf{L} = (l_{ij}), l_{ij} = \begin{cases} 0, & j \geq i \\ -a_{ij}, & j < i \end{cases} \quad \text{και} \quad \mathbf{U} = (u_{ij}), u_{ij} = \begin{cases} 0, & j \leq i \\ -a_{ij}, & j > i \end{cases}$$

Η μέθοδος γράφεται και στη μορφή:

$$x_i^{(k)} = \frac{1}{a_{ii}} \left[b_i - \sum_{j < i} a_{ij} x_j^{(k)} - \sum_{j > i} a_{ij} x_j^{(k-1)} \right] \quad (\text{A.15})$$

για κάθε μία συνιστώσα $x_i^{(k)}$ του διανύσματος $\mathbf{x}^{(k)}$ της επόμενης προσέγγισης της λύσης.

Η μέθοδος των Gauss – Seidel συγκλίνει πάντοτε εφόσον ο πίνακας $\mathbf{A}$ είναι συμμετρικός και θετικά ορισμένος ή αυστηρά διαγώνια κυρίαρχος πίνακας. Σε ορισμένες περιπτώσεις βέβαια συγκλίνει και χωρίς να ικανοποιούνται οι παραπάνω συνθήκες.

A.4 Διαφορικές εξισώσεις

Όπως παρουσιάσαμε αναλυτικά στο Κεφάλαιο 3, οι διαφορικές εξισώσεις που περιγράφουν τα ηλεκτρομαγνητικά - θερμικά φαινόμενα και οι οποίες πρέπει να επιλυθούν είναι οι εξής:

- Ολοκληρωτική - διαφορική εξίσωση του ηλεκτρικού δυναμικού (Σχέσεις 3.20 & 3.21):

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \sigma \left(\frac{\partial B_z}{\partial t} + \frac{\partial B_s}{\partial t} \right) \quad (\text{A.16})$$

$$B_s(x, y, t) = \frac{\mu w}{4\pi} \iint_S \frac{(x-x') \frac{\partial u}{\partial x'}(x', y', t) + (y-y') \frac{\partial u}{\partial y'}(x', y', t)}{\left[(x-x')^2 + (y-y')^2 \right]^{3/2}} dx' dy' \quad (\text{A.17})$$

με οριακές συνθήκες $u = 0$ στην περιφέρεια της πλάκας και u_c στην περιφέρεια της ρωγμής, εφόσον υπάρχει, και

- Διαφορική εξίσωση της θερμικής αγωγής (Σχέση 3.26):

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - \frac{h_1 + h_2}{w} (T - T_0) - \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sigma_{SB}}{w} (T^4 - T_0^4) + p(x, y, t) \quad (\text{A.18})$$

με αρχικές συνθήκες $T(x, y, 0) = T_0$ και οριακή συνθήκη $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ και $\frac{\partial T}{\partial y} = 0$ για τις

πλευρές της πλάκας που είναι παράλληλες στον άξονα των y και x αντίστοιχα εφόσον δεν υπάρχει ρωγμή και επειδή έχουμε υποθέσει ότι η πλάκα είναι θερμικά μονωμένη από το περιβάλλον. Στην περίπτωση παρουσίας ρωγμής στην πλάκα, θεωρούμε ότι η ρωγμή λειτουργεί σαν φράγμα στη διάδοση της θερμότητας και την προσεγγίζουμε με τον ίδιο τρόπο που προσεγγίζουμε και τις άκρες της πλάκας. Δηλαδή θεωρείται η οριακή συνθήκη

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \text{ στους κόμβους της ρωγμής εάν είναι κάθετη στον άξονα } y \text{ ή η συνθήκη } \frac{\partial T}{\partial y} = 0$$

εφόσον η ρωγμή είναι παράλληλη στον άξονα x .

Η μέση τιμή των συντελεστών θερμικής μεταφοράς για τις δυο πλευρές της πλάκας h_1, h_2 υπολογίζεται από την προσεγγιστική σχέση (Σχέση 3.27):

$$h_1 + h_2 = 1.91(\Delta T / L)^{1/4} \quad (\text{A.19})$$

που ισχύει για μεταφορά θερμότητας με φυσική μεταφορά από τις οριζόντιες επιφάνειες της πλάκας σε συνθήκες ατμοσφαιρικής πίεσης [1]. Στην παραπάνω σχέση $\Delta T = T - T_0$ και L είναι ένα χαρακτηριστικό μήκος της πλάκας. Εμείς θεωρούμε $\Delta T = (T_m - T_0) / 2$ όπου T_m είναι η μέση θερμοκρασία της πλάκας τη χρονική στιγμή t και T_0 η θερμοκρασία του περιβάλλοντος. Τέλος $L = S / P$ όπου S είναι η επιφάνεια της πλάκας και P η περίμετρος της επιφάνειας της πλάκας όπως έχει προταθεί από τους Goldstein et Al [2] και Loyd & Moran [3]. Θα πρέπει να επισημανθεί ότι η παραπάνω σχέση για το L ισχύει και για μη συμμετρικές πλάκες.

A.5 Επίλυση ολοκληρωτικής - διαφορικής εξίσωσης ηλεκτρικού δυναμικού

A.5.1 Ανάπτυξη ολοκληρωτικής - διαφορικής εξίσωσης

Ξεκινώντας από την αρχική ολοκληρωτική - διαφορική εξίσωση του ηλεκτρικού δυναμικού (Σχέση A.16) και αντικαθιστώντας τις παραγώγους με τη σχέση A.7 έχουμε:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} &= \sigma \left(\frac{\partial B_z}{\partial t} + \frac{\partial B_s}{\partial t} \right) \Rightarrow \\ \frac{u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j}}{(\Delta x)^2} + \frac{u_{i,j+1} - 2u_{i,j} + u_{i,j-1}}{(\Delta y)^2} &= \sigma \left(\frac{\partial B_{z,i,j}}{\partial t} + \frac{\partial B_{s,i,j}}{\partial t} \right) \Rightarrow \quad (A.20) \\ \frac{1}{(\Delta x)^2} [u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j}] + \frac{1}{(\Delta y)^2} [u_{i,j+1} - 2u_{i,j} + u_{i,j-1}] &= \sigma \left(\frac{\partial B_{z,i,j}}{\partial t} + \frac{\partial B_{s,i,j}}{\partial t} \right) \end{aligned}$$

Θέτοντας $d_1 = \frac{1}{(\Delta x)^2}$, $d_2 = \frac{1}{(\Delta y)^2}$ η τελευταία σχέση μετατρέπεται στη σχέση:

$$u_{i,j} = \frac{d_1}{2(d_1 + d_2)} (u_{i-1,j} + u_{i+1,j}) + \frac{d_2}{2(d_1 + d_2)} (u_{i,j-1} + u_{i,j+1}) + \frac{\sigma}{2(d_1 + d_2)} \left(\frac{\partial B_{z,i,j}}{\partial t} + \frac{\partial B_{s,i,j}}{\partial t} \right) \quad (A.21)$$

όπου $\frac{\partial B_{z,i,j}}{\partial t}$ είναι ο ρυθμός μεταβολής του εξωτερικά εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου

και υπολογίζεται από τις σχέσεις: $\frac{\partial B_{z,i,j}}{\partial t} = -B_{z,i,j}(0)\omega \cos \omega t$ εφόσον το μαγνητικό πεδίο

μεταβάλλεται αρμονικά σύμφωνα με τη σχέση $B_{z,i,j}(t) = B_{z,i,j}(0) \cos \omega t$ ή

$\frac{\partial B_{z,i,j}}{\partial t} = -\frac{B_{z,i,j}(0)}{\tau} \cdot e^{-t/\tau}$ εφόσον το μαγνητικό πεδίο είναι ταχείας εξασθένησης και

μεταβάλλεται σύμφωνα με τη σχέση $B_{z,i,j}(t) = B_{z,i,j}(0)e^{-t/\tau}$. Ο ρυθμός μεταβολής του

επαγόμενου μαγνητικού πεδίου $\frac{\partial B_{s,i,j}}{\partial t}$ υπολογίζεται από τη σχέση

$\frac{\partial B_{s,i,j}}{\partial t} = \frac{B_{s,i,j}(n) - B_{s,i,j}(n-1)}{\Delta t}$ όπου τα $B_{s,i,j}(n)$ και $B_{s,i,j}(n-1)$ υπολογίζονται από τη

σχέση A.15 στο χρόνο n και $n-1$ αντίστοιχα.

Από τη σχέση A.21 υπολογίζεται το δυναμικό σε κάθε κόμβο της πλάκας στο χρόνο n . Για την επίλυση της σχέσεως A.21 χρησιμοποιείται η επαναληπτική μέθοδος των Gauss – Seidel [4, 6].

A.5.2 Συνοριακές συνθήκες ηλεκτρικού δυναμικού

Οι συνοριακές συνθήκες για τον υπολογισμό του ηλεκτρικού δυναμικού u είναι $u = 0$ στην περιφέρεια της πλάκας και $u = u_c$ στους κόμβους της ρωγμής. Δεδομένου όμως ότι το δυναμικό γύρω από τη ρωγμή δεν είναι γνωστό, για να το βρούμε δουλεύουμε ως εξής. Ξεκινάμε θέτοντας μία τιμή σε αυτό (συνήθως 0) και επιλύουμε το σύστημα βρίσκοντας την κατανομή του δυναμικού σε όλη την πλάκα. Έπειτα υπολογίζουμε την πυκνότητα του ρεύματος σε κάθε κόμβο της πλάκας και ολοκληρώνουμε την πυκνότητα του ρεύματος γύρω από την περιφέρεια της ρωγμής. Εφόσον ισχύει η ισότητα:

$$\oint \vec{J} \cdot d\vec{s} = \sigma \frac{\partial B}{\partial t} A_c \cong 0 \quad (\text{A.22})$$

όπου ο πρώτος όρος της είναι το ολοκλήρωμα της πυκνότητας του ρεύματος γύρω από τη ρωγμή και ο δεύτερος η μαγνητική ροή που διέρχεται διαμέσου της επιφάνειας της ρωγμής A_c , τότε το δυναμικό γύρω από τη ρωγμή είναι αυτό που υποθέσαμε, διαφορετικά θέτουμε άλλη τιμή στο u_c και επαναλαμβάνουμε την ίδια διαδικασία μέχρι να ισχύσει η παραπάνω συνθήκη.

A.6 Υπολογισμός πυκνότητας ρεύματος και κατανομής θερμικής ισχύος

Οι συνιστώσες της πυκνότητας του ρεύματος $\vec{J}$ υπολογίζονται από τις σχέσεις (Σχέσεις 3.24α και β):

$$j_x = \frac{\partial u}{\partial y}, \quad j_y = -\frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{A.23})$$

όπου οι παράγωγοι $\frac{\partial u}{\partial x}$ και $\frac{\partial u}{\partial y}$ υπολογίζονται για κάθε κόμβο της πλάκας σύμφωνα με τις σχέσεις A.6, A.8 και A.9.

Έχοντας υπολογίσει την πυκνότητα του ρεύματος σε κάθε κόμβο, υπολογίζεται πλέον πολύ εύκολα η θερμική ισχύ που αποδίδεται σε καθέναν τη χρονική στιγμή t , μέσω της σχέσης (Σχέση 3.25):

$$p_{i,j}(t) = \frac{J^2}{\sigma} = \frac{j_x^2 + j_y^2}{\sigma} \quad (\text{W/m}^3) \quad (\text{A.24})$$

Α.7 Επίλυση διαφορικής εξίσωσης θερμικής αγωγής

Α.7.1 Ανάπτυξη διαφορικής εξίσωσης με Crack - Nicholson

Ξεκινώντας από την αρχική διαφορική εξίσωση (σχέση Α.18):

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - \frac{h_1 + h_2}{w} (T - T_0) - \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sigma_{SB}}{w} (T^4 - T_0^4) + p(x, y, t)$$

και αντικαθιστώντας τις παραγώγους με τις σχέσεις Α.6, Α.7 καταλήγουμε στη σχέση:

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}^n}{\Delta t} &= \frac{1}{(\Delta x)^2} [T_{i-1,j}^n + T_{i+1,j}^n - 2T_{i,j}^n] + \frac{1}{(\Delta y)^2} [T_{i,j-1}^n + T_{i,j+1}^n - 2T_{i,j}^n] + \dots \\ &+ \frac{p_{i,j}^n}{k} - \frac{h_1 + h_2}{kw} (T_{i,j}^n - T_0) - \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sigma_{SB}}{kw} ((T_{i,j}^n)^4 - T_0^4) \end{aligned} \quad (A.25)$$

η οποία εκφραζόμενη με τη μέθοδο των Crack – Nicholson [5] γίνεται:

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}^n}{\Delta t} &= \frac{\delta x^2 T_{i,j}^n + \delta x^2 T_{i,j}^{n+1}}{2(\Delta x)^2} + \frac{\delta y^2 T_{i,j}^n + \delta y^2 T_{i,j}^{n+1}}{2(\Delta y)^2} + \frac{p_{i,j}^n + p_{i,j}^{n+1}}{2k} - \dots \\ &- \frac{h_1 + h_2}{2kw} (T_{i,j}^n + T_{i,j}^{n+1} - 2T_0) - \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sigma_{SB}}{2kw} ((T_{i,j}^n)^4 + (T_{i,j}^{n+1})^4 - 2T_0^4) \end{aligned} \quad (A.26)$$

όπου $\delta x^2 T_{i,j}^n = T_{i+1,j}^n - 2T_{i,j}^n + T_{i-1,j}^n$ και $a = \frac{k}{\rho c}$
 $\delta y^2 T_{i,j}^{n+1} = T_{i,j+1}^{n+1} - 2T_{i,j}^{n+1} + T_{i,j-1}^{n+1}$

Θέτοντας $r_1 = \frac{a\Delta t}{2(\Delta x)^2}$, $r_2 = \frac{a\Delta t}{2(\Delta y)^2}$, $r_3 = \frac{a\Delta t}{2k}$, $r_4 = \frac{a\Delta t(h_1 + h_2)}{2kw}$, $r_5 = \frac{a\Delta t(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sigma_{SB}}{2kw}$

και $r_6 = 1 + 2r_1 + 2r_2 + r_4$ η τελευταία σχέση μετατρέπεται στη σχέση:

$$\begin{aligned} T_{i,j}^{n+1} - \frac{r_1}{r_6} [T_{i-1,j}^{n+1} + T_{i+1,j}^{n+1} + T_{i-1,j}^n + T_{i+1,j}^n] - \frac{r_1}{r_6} [T_{i,j-1}^{n+1} + T_{i,j+1}^{n+1} + T_{i,j-1}^n + T_{i,j+1}^n] = \\ \frac{[1 - 2r_1 - 2r_2 - r_4]}{r_6} T_{i,j}^n + \frac{r_3}{r_6} (p_{ij}^{n+1} + p_{ij}^n) + 2r_4 T_0 - \frac{r_5}{r_6} ((T_{i,j}^n)^4 + (T_{i,j}^{n+1})^4 - 2T_0^4) \end{aligned} \quad (A.27)$$

Από τη σχέση Α.27 υπολογίζεται η θερμοκρασία σε κάθε εσωτερικό κόμβο της πλάκας ως συνάρτηση των θερμοκρασιών των γειτονικών κόμβων. Για την επίλυση του γραμμικού συστήματος που προκύπτει χρησιμοποιείται η επαναληπτική μέθοδος των Gauss – Seidel [4,6].

Α.7.2 Αρχικές συνθήκες εξίσωσης θερμικής αγωγής

Γενικά ως αρχική συνθήκη λαμβάνεται η αρχική θερμοκρασία της πλάκας, $T(x, y, 0) = T_0$, που τις περισσότερες φορές είναι η θερμοκρασία περιβάλλοντος T_0 . Για την επίλυση του συστήματος τη χρονική στιγμή t , ως αρχική συνθήκη λαμβάνεται η προηγούμενη κατανομή της θερμοκρασίας στους κόμβους της πλάκας $T(x, y, t) = T(x, y, t - \Delta t)$.

Α.7.3 Συνοριακές συνθήκες εξίσωσης θερμικής αγωγής

Σχήμα Α-2: Συνοριακοί κόμβοι.

Όταν ένας κόμβος (i, j) βρίσκεται σε συνοριακή επιφάνεια όπως είναι η περιφέρεια της πλάκας (σχήμα Α.2) ή μια πλευρά της ρωγμής, τότε για να αναλύσουμε τη διαφορική εξίσωση με πεπερασμένες διαφορές δουλεύουμε ως εξής. Πρώτα προσεγγίζουμε τις θερμοκρασίες στους κόμβους που περιβάλλουν τον κόμβο (i, j) με βάση τη θερμοκρασία στο συγκεκριμένο σημείο και τις παραγώγους της χρησιμοποιώντας τα αναπτύγματα των σχέσεων Taylor. Κρατώντας τους πρώτους όρους μέχρι και τη δεύτερη παράγωγο έχουμε:

$$T_{i,j+1} = T_{i,j} + \Delta y \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{i,j} + \frac{\Delta y^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 T}{\partial^2 y} \right|_{i,j} \quad (\alpha)$$

$$T_{i,j-1} = T_{i,j} - \Delta y \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{i,j} + \frac{\Delta y^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 T}{\partial^2 y} \right|_{i,j} \quad (\beta) \quad (\text{A.28})$$

$$T_{i+1,j} = T_{i,j} + \Delta x \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{i,j} + \frac{\Delta x^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 T}{\partial^2 x} \right|_{i,j} \quad (\gamma)$$

Επίσης για την οριακή συνθήκη ισχύει:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.29})$$

Πολλαπλασιάζοντας και τα δύο μέρη των σχέσεων A.28α, A.28β, A.28γ, A.29 με A, B, C, D αντίστοιχα, προσθέτοντας τις σχέσεις και συλλέγοντας τους όρους που περιέχουν παραγώγους στο αριστερό μέρος καταλήγουμε στη σχέση:

$$\begin{aligned} (A-B)\Delta y \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{i,j} + \frac{(\Delta y)^2}{2!} (A+B) \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \Big|_{i,j} (-C\Delta x + D) \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{i,j} + C \frac{(\Delta x)^2}{2!} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \Big|_{i,j} = \\ = A(T_{i,j+1} - T_{i,j}) + B(T_{i,j-1} - T_{i,j}) + C(T_{i+1,j} - T_{i,j}) \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

Για να παρουσιάζει το αριστερό μέρος της σχέσης (A.29) την εξίσωση του Laplace θα πρέπει να ισχύουν ταυτόχρονα:

$$\begin{aligned} (A-B)\Delta y &= 0 \\ (A+B) \frac{(\Delta y)^2}{2} &= 1 \\ (-C\Delta x + D) &= 0 \\ C \frac{\Delta x^2}{2} &= 1 \end{aligned}$$

Ταυτόχρονη λύση των παραπάνω τεσσάρων εξισώσεων μας δίνει:

$$A = B = \frac{1}{(\Delta y)^2}, \quad C = D = \frac{2}{\Delta x} \quad (\text{A.31})$$

Αντικαθιστώντας τους συντελεστές στη σχέση (A.29), η εξίσωση του Laplace γίνεται:

$$\nabla^2 T(x, y) = \frac{1}{(\Delta y)^2} [T_{i,j+1} + T_{i,j-1} - 2T_{i,j}] + \frac{2}{\Delta x^2} (T_{i+1,j} - T_{i,j}) \quad (\text{A.32})$$

συνεπώς η διαφορική εξίσωση (A.18) εκφράζεται με πεπερασμένες διαφορές στην περιφέρεια της πλάκας ως εξής:

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}^n}{\Delta t} = \frac{2}{(\Delta x)^2} (T_{i+1,j}^n - T_{i,j}^n) + \frac{1}{(\Delta y)^2} [T_{i-1,j}^n + T_{i+1,j}^n - 2T_{i,j}^n] + \dots \\ + \frac{p_{i,j}^n}{k} - \frac{h_1 + h_2}{kw} (T_{i,j}^n - T_0) - \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \sigma_{SB}}{kw} ((T_{i,j}^n)^4 - T_0^4) \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

Συγκρίνοντας τη σχέση (A.30) με τη σχέση (A.25) που έχει προκύψει για τους εσωτερικούς κόμβους της πλάκας βλέπουμε ότι η τελευταία μπορεί να προσομοιώσει αδιαβατικό όριο απλώς αντικαθιστώντας τη μεταβλητή που βρίσκεται εκτός του πλέγματος με αυτή που βρίσκεται εντός του πλέγματος των κόμβων. Δηλαδή για τη συγκεκριμένη περίπτωση αντικαθιστούμε την $T_{i-1,j}$ με την $T_{i+1,j}$.

Όμοια για το δεξί όριο αντικαθιστούμε την $T_{i+1,j}$ με την $T_{i-1,j}$. Για το κάτω όριο αντικαθιστούμε την $T_{i,j-1}$ με τη $T_{i,j+1}$ και για το πάνω όριο αντικαθιστούμε την $T_{i,j+1}$ με την $T_{i,j-1}$.

Ομοίως με παραπάνω οι σχέσεις για τους κόμβους που βρίσκονται στις γωνίες της πλάκας προκύπτουν αντικαθιστώντας πλέον τις δυο μεταβλητές που βρίσκονται εξωτερικά του πλέγματος με τις δύο εσωτερικές. Έτσι έχουμε:

- Αριστερή κάτω γωνία: Αντικαθιστούμε την $T_{i-1,j}$ με την $T_{i+1,j}$ και την $T_{i,j-1}$ με την $T_{i,j+1}$.
- Αριστερή πάνω γωνία: Αντικαθιστούμε την $T_{i-1,j}$ με την $T_{i+1,j}$ και την $u_{i,j+1}$ με την $T_{i,j-1}$.
- Δεξιά κάτω γωνία: Αντικαθιστούμε την $T_{i+1,j}$ με την $T_{i-1,j}$ και την $T_{i,j-1}$ με την $T_{i,j+1}$.
- Δεξιά πάνω γωνία: Αντικαθιστούμε την $T_{i+1,j}$ με την $T_{i-1,j}$ και την $T_{i,j+1}$ με την $T_{i,j-1}$.

Όμοια ενεργούμε και στην περίπτωση που υπάρχει ρωγμή στην πλάκα για να προσομοιώσουμε το αδιαβατικό τοίχωμα της ρωγμής. Αντικαθιστούμε δηλαδή τη μεταβλητή από την οποία δεν επηρεάζεται η ρωγμή με την αντίστοιχη μεταβλητή από την οποία εξαρτάται. Έτσι για ρωγμή παράλληλη στον άξονα x για την οποία ισχύει η συνθήκη

$\frac{\partial T}{\partial y} = 0$ αντικαθιστούμε στην επάνω πλευρά της ρωγμής τη μεταβλητή $T_{i,j-1}$ με την $T_{i,j+1}$ και στην κάτω πλευρά της ρωγμής τη μεταβλητή $T_{i,j+1}$ με την $T_{i,j-1}$.

Τέλος για ρωγμή κάθετη στον άξονα x για την οποία ισχύει η συνθήκη $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ αντικαθιστούμε στην εσωτερική πλευρά της ρωγμής τη μεταβλητή $T_{i+1,j}$ με την $T_{i-1,j}$ και στην εξωτερική πλευρά τη μεταβλητή $T_{i-1,j}$ με την $T_{i+1,j}$.

A.8 Ολοκλήρωση κατά Simpson

Σε ορισμένες περιπτώσεις χρειάζεται να πραγματοποιήσουμε ολοκλήρωση σε όλη την επιφάνεια της πλάκας προκειμένου να υπολογίσουμε κάποιο μέγεθος, όπως η ολική θερμική ισχύς που αποδίδεται στην πλάκα και η μέση θερμοκρασία της πλάκας. Μία από τις ευρέως χρησιμοποιούμενες μεθόδους για την πραγματοποίηση της ολοκλήρωσης είναι ο νόμος του Simpson [4], ο οποίος πραγματοποιεί την ολοκλήρωση προσαρμόζοντας πολυωνμικές συναρτήσεις δευτέρου βαθμού σε γκρουπ τριών σημείων. Έτσι το ολοκλήρωμα μεταξύ τριών σημείων είναι:

$$\int_{x_1}^{x_1+2\Delta x} f(x)dx \cong \frac{\Delta x}{3}(f_1 + 4f_2 + f_3) \quad (\text{A.34})$$

ενώ για n ίσα διαστήματα η προηγούμενη σχέση παίρνει τη μορφή:

$$\int_{x_1}^{x_1+n\Delta x} f(x)dx \cong \frac{\Delta x}{3}(f_1 + 4f_2 + 2f_3 + 4f_4 + \dots + 4f_n + f_{n+1}) \quad (\text{A.35})$$

Πρέπει να τονίσουμε εδώ ότι ο νόμος του Simpson απαιτεί για μία ολοκλήρωση 3 σημεία και 2 διαστήματα, συνεπώς για πολλαπλές ολοκληρώσεις απαιτείται περιττός αριθμός σημείων και ζυγός αριθμών διαστημάτων. Σε περιπτώσεις όπου ο αριθμός των σημείων είναι ζυγός τότε χρησιμοποιείται ο νόμος των 3/8 του Simpson:

$$\int_{x_1}^{x_1+3\Delta x} f(x)dx \cong \frac{3\Delta x}{8}(f_1 + 3f_2 + 3f_3 + f_4) \quad (\text{A.36})$$

ενώ για n ίσα διαστήματα η προηγούμενη σχέση παίρνει τη μορφή:

$$\int_{x_1}^{x_1+3\Delta x} f(x)dx \cong \frac{3\Delta x}{8}(f_1 + 3f_2 + 3f_3 + 2f_4 + 3f_5 + \dots + 3f_n + f_{n+1}) \quad (\text{A.37})$$

Στη δική μας περίπτωση δεδομένου ότι πρέπει να ολοκληρώσουμε επί επιφανείας πρέπει να πραγματοποιήσουμε διπλή ολοκλήρωση, μία στο άξονα x και μία στον άξονα y σύμφωνα με τη σχέση:

$$\begin{aligned} \int_0^{n_x \Delta x} \left(\int_0^{n_y \Delta y} f(x, y) dy \right) dx &\cong \int_0^{n_x \Delta x} \left(\frac{\Delta y}{3}(f_1 + 4f_2 + 2f_3 + \dots + 4f_{n_y} + f_{n_y+1}) \right) dx = \\ &= \frac{\Delta x}{3} \cdot \frac{\Delta y}{3} \left[(f_{1,1} + 4f_{1,2} + 2f_{1,3} + \dots + 4f_{1,n_y} + f_{1,n_y+1}) + 4(f_{2,1} + 4f_{2,2} + 2f_{2,3} + \dots + \right. \\ &\quad \left. 4f_{2,n_y} + \dots + f_{2,n_y+1}) + 4(f_{n_x+1,1} + 4f_{n_x+1,2} + 2f_{n_x+1,3} + \dots + 4f_{n_x+1,n_y} + f_{n_x+1,n_y+1}) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

εφόσον χρησιμοποιηθεί ο κανονικός νόμος του Simpson (σχέση A.34). Αντίστοιχη σχέση αναπτύσσεται και για το νόμο των 3/8 του Simpson στην περίπτωση που χρησιμοποιηθεί η σχέση (A.36).

A.9 Βιβλιογραφικές αναφορές

- [1] Holman, J.P. (1992). *Heat Transfer*. London, McGraw Hill.
- [2] Goldstein, R.J., Sparrow, E.M. & Jones, D.C. (1973). *Natural convection mass transfer adjacent to horizontal plates*. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 16, pp. 1025-1035.
- [3] Lloyd, J.R. & Morgan, W.R. (1974). *Natural convection adjacent to horizontal surface of various platforms*. ASME Paper 74-WA/HT-66.
- [4] Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P. (1992). *Numerical recipes in FORTRAN*. Cambridge, New York.
- [5] Crank J. and Nicolson P. (1947). *A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat conduction type*. Proceedings of the Cambridge Philosophical Society 43, pp. 50–64.
- [6] Barrett, R., Berry, M., Chan, T. F., Demmel, J., Donato, J., Dongarra, J., Eijkhout, V., Pozo, R., Romine, C., and Van der Vorst, H. (1994). *Templates for the Solution of Linear Systems: Building Blocks for Iterative Methods*. 2nd ed. Philadelphia, PA: SIAM.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β

ΣΥΝΤΟΜΗ ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΔΟΜΗΣ

ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΥ ΚΩΔΙΚΑ

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

B.1	Εισαγωγή	287
B.2	Κύρια ρουτίνα Thermal.....	290
B.3	Κλάση δομών Mytypes	290
B.4	Κλάση Interfaces.....	290
B.5	Διάβασμα αρχείου εισόδου. Υπορουτίνα ReadData	290
	Υπορουτίνα Read_MaterialData.....	290
	Υπορουτίνα Read_HomogenousFieldData.....	290
	Υπορουτίνα Read_CircularCoilData	291
	Υπορουτίνα Read_RectangularCoilData	291
	Υπορουτίνα Read_ConicalCoilData.....	291
	Υπορουτίνα Read_CrackData.....	291
	Υπορουτίνα Read_CurrentData	291
	Υπορουτίνα Read_Time	291
	Υπορουτίνα Read_ChecksData	291
B.6	Υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου. Υπορουτίνα Calc_DBex.....	291
	Υπορουτίνα Calc_Bex_Homogenous	291
	Υπορουτίνα Calc_Bex_CircularCoil	292
	Υπορουτίνα Calc_Bex_RectangularCoil	292
	Υπορουτίνα Calc_Bex_ConicalCoil	292
B.7	Υπολογισμός δυναμικού.	292
	Κλάση DerivEquations	292
	Υπορουτίνα Dynamic_NoBind.....	292
	Υπορουτίνα Calc_Deruxy.....	292
	Υπορουτίνα Calc_Binduced	292
	Υπορουτίνα NodeState	292
B.8	Επιλογή χρονικού βήματος. Υπορουτίνα ChangeDt.....	293
B.9	Υπολογισμός θερμικού πεδίου.Υπορουτίνα CalcTemp	293
B.10	Υπολογισμός ροής θερμότητας. Υπορουτίνα ThermalFlow	293
B.11	Υπολογισμός χρόνου θερμικής ισορροπίας. Υπορουτίνα Steadytime	293
B.12	Διάφοροι υπολογισμοί.....	293
	Υπορουτίνα CalcPower	293
	Υπορουτίνα PlateMaxTemp	293
	Υπορουτίνα PlateMeanTemp.....	293
	Υπορουτίνα PlateFinalTemp	293
	Υπορουτίνα PlateHeatCoefficient.....	294
	Υπορουτίνα PlateTimes	294
	Υπορουτίνα CrackMaxTemp.....	294
	Υπορουτίνα CrackMaxTempDiff	294
	Υπορουτίνα Calc_IntegrationVar	294
	Υπορουτίνα Integrate.....	294
	Υπορουτίνα CalcIsoCosf	294
B.13	Εκτύπωση αποτελεσμάτων	294
	Υπορουτίνα WriteProjectData	294
	Υπορουτίνα WriteGeometry	295

Υπορουτίνα WriteBex	295
Υπορουτίνα WriteTemp.....	295
Υπορουτίνα WriteTempPoint	295
Υπορουτίνα WriteFlowPoint	295
Υπορουτίνα WriteSteady	295
Υπορουτίνα WriteCrackTemp	295
Υπορουτίνα WriteIsoCosf.....	296
B.14 Γενικές υπορουτίνες.....	296
Υπορουτίνα OpenUnit	296
Υπορουτίνα WriteError	296
Υπορουτίνα WriteError2	296
Υπορουτίνα ErrorHandler	296
B.15 Δομή αρχείων εξόδου του προγράμματος.....	296
B.16 Δομή αρχείου εισόδου του προγράμματος.....	297

B.1 Εισαγωγή

Στο παράρτημα Β ακολουθεί το διάγραμμα ροής του υπολογιστικού κώδικα που δημιουργήσαμε για την αριθμητική επίλυση των ηλεκτρομαγνητικών - θερμικών φαινομένων στα οποία στηρίζεται η Ηλεκτρομαγνητοθερμική μέθοδος ΜΚΕ. Το πρόγραμμα στηρίζεται στην αριθμητική ανάλυση που παρουσιάστηκε στο παράρτημα Α. Στα διαγράμματα Β.1, Β.2 και Β.3 παρουσιάζεται η συνολική ροή του υπολογιστικού κώδικα, υποδεικνύοντας από που και με ποια σειρά καλούνται οι βασικές υπορουτίνες του προγράμματος.

Σχήμα Β.1: Διάγραμμα ροής του υπολογιστικού κώδικα.

Σχήμα Β.2: Διάγραμμα ροής του υπολογιστικού κώδικα (συνέχεια).

Σχήμα Β.3: Διάγραμμα ροής του υπολογιστικού κώδικα (συνέχεια).

Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι υπορουτίνες του προγράμματος, με επεξήγηση τόσο για την εργασία κάθε μίας όσο και για τις υπορουτίνες που αυτή καλεί. Ο συνολικός υπολογιστικός κώδικας, λόγω μεγέθους, περιέχεται στο CD που συνοδεύει την διδακτορική διατριβή.

11.3 Κύρια ρουτίνα Thermal

Η κύρια ρουτίνα *Thermal* είναι υπεύθυνη για τη λειτουργία του προγράμματος καθώς είναι αυτή στην οποία ορίζονται το σύνολο των μεταβλητών που χρησιμοποιούνται και επίσης από αυτή ορίζεται η ροή του προγράμματος που παρουσιάστηκε αναλυτικά στα σχήματα Β.1, Β.2 και Β.3. Το πρόγραμμα χρησιμοποιεί τις κλάσεις *Mytypes* και *Interfaces*.

11.4 Κλάση δομών Mytypes

Στη συγκεκριμένη κλάση ορίζονται οι δομές των στοιχείων της πλάκας, των πηνίων, του ομογενούς μαγνητικού πεδίου, της ρωγμής, και διαφόρων άλλων μεταβλητών και σταθερών που χρησιμοποιούνται από το πρόγραμμα. Την κλάση *Mytypes* χρησιμοποιούν όλες οι άλλες υπορουτίνες που χειρίζονται κάποια από τις δομές στοιχείων.

11.5 Κλάση Interfaces

Στη συγκεκριμένη κλάση ορίζονται οι μεταβλητές σε υπορουτίνες με προαιρετικές παραμέτρους.

11.6 Διάβασμα αρχείου εισόδου. Υπορουτίνα ReadData

Σκοπός της υπορουτίνας *ReadData* είναι το άνοιγμα του αρχείου εισόδου "*Data.inp*" και διάβασμα από αυτό των δεδομένων του εκάστοτε προβλήματος. Χρησιμοποιεί την κλάση δομών *Mytypes* και καλεί τις υπορουτίνες: *Read_MaterialData*, *Read_Time*, *Read_CrackData*, *Read_ChecksData*, *Read_CircularCoilData*, *Read_RealCoilData*, *Read_HomogenousFieldData*, *Read_RectangularCoilData*, *Read_ConicalCoilData*, *Read_CurrentData*, *Read_FlatCoilData*, *Read_FlatRectCoilData*. Η υπορουτίνα *ReadData* περιέχει εσωτερικά και τις υπορουτίνες *CheckActiveField* και *ErrorInFile* που είναι υπεύθυνες για τον έλεγχο του επιλεγμένου μαγνητικού πεδίου και για την εκτύπωση της γραμμής που παρουσιάστηκε σφάλμα στο αρχείο εισόδου αντίστοιχα.

Υπορουτίνα Read_MaterialData

Υπορουτίνα διαβάσματος και ελέγχου των στοιχείων της πλάκας από το αρχείο εισόδου. Χρησιμοποιεί την κλάση δομών *Mytypes* και καλείται από την υπορουτίνα *ReadData*.

Υπορουτίνα Read_HomogenousFieldData

Υπορουτίνα διαβάσματος και ελέγχου των στοιχείων του ομογενούς μαγνητικού πεδίου από το αρχείο εισόδου. Χρησιμοποιεί την κλάση δομών *Mytypes* και καλείται από την υπορουτίνα *ReadData*.

Υπορουτίνα Read_CircularCoilData

Υπορουτίνα διαβάσματος και ελέγχου των στοιχείων του κυκλικού πηνίου από το αρχείο εισόδου. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την υπορουτίνα *ReadData*.

Υπορουτίνα Read_RectangularCoilData

Υπορουτίνα διαβάσματος και ελέγχου των στοιχείων του επιμήκους ορθογώνιου πηνίου από το αρχείο εισόδου. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την υπορουτίνα *ReadData*.

Υπορουτίνα Read_ConicalCoilData

Υπορουτίνα διαβάσματος και ελέγχου των στοιχείων του κωνικού πηνίου από το αρχείο εισόδου. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την υπορουτίνα *ReadData*.

Υπορουτίνα Read_CrackData

Υπορουτίνα διαβάσματος και ελέγχου των στοιχείων της ρωγμής από το αρχείο εισόδου. Χρησιμοποιεί την κλάση δεδομένων *Mytypes* και καλείται μόνο από την υπορουτίνα *ReadData*.

Υπορουτίνα Read_CurrentData

Υπορουτίνα διαβάσματος και ελέγχου των στοιχείων του ρεύματος από το αρχείο εισόδου. Χρησιμοποιεί την κλάση δεδομένων *Mytypes* και καλείται μόνο από την υπορουτίνα *ReadData*.

Υπορουτίνα Read_Time

Υπορουτίνα διαβάσματος και ελέγχου των διαφόρων χρόνων, που χρησιμοποιούνται από το πρόγραμμα, από το αρχείο εισόδου. Χρησιμοποιεί την κλάση δεδομένων *Mytypes* και καλείται μόνο από την υπορουτίνα *ReadData*.

Υπορουτίνα Read_ChecksData

Υπορουτίνα διαβάσματος και ελέγχου των υπολοίπων μεταβλητών από το αρχείο εισόδου. Χρησιμοποιεί την κλάση δεδομένων *Mytypes* και καλείται μόνο από την υπορουτίνα *ReadData*.

11.7 Υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου. Υπορουτίνα Calc_DBex

Σκοπός της υπορουτίνας *Calc_DBex* η επιλογή της κατάλληλης υπορουτίνας για τον υπολογισμό του εξωτερικά εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου. Χρησιμοποιεί την κλάση δομών *Mytypes* και καλεί τις υπορουτίνες: *Calc_Bex_Homogenous*, *Calc_Bex_CircularCoil*, *Calc_Bex_RectangularCoil*, *Calc_Bex_FlatCircCoil*, *Calc_Bex_FlatRectCoil*, *Calc_Bex_RealCoil*, *Calc_Bex_ConicalCoil*, *WriteBex*.

Υπορουτίνα Calc_Bex_Homogenous

Υπορουτίνα υπολογισμού της κατανομής του εξωτερικά εφαρμοζόμενου ομογενούς μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της πλάκας. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes*. Καλείται από την υπορουτίνα *Calc_DBex*.

Υπορουτίνα Calc_Bex_CircularCoil

Υπορουτίνα υπολογισμού του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από πηνίο κυκλικής γεωμετρίας στην επιφάνεια της πλάκας. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και την εσωτερική κλάση *MSIMSL* της Fortran. Καλείται από την υπορουτίνα *Calc_DBex*. Με τη συγκεκριμένη υπορουτίνα μπορεί να υπολογιστεί το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από επίμηκες και επίπεδο πηνίο, καθώς και πηνίο που αποτελείται από πολλαπλές σειρές και στήλες σπειρών.

Υπορουτίνα Calc_Bex_RectangularCoil

Υπορουτίνα υπολογισμού του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από επίμηκες ορθογώνιο πηνίο στην επιφάνεια της πλάκας. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και την εσωτερική κλάση *MSIMSL* της Fortran. Καλείται από την υπορουτίνα *Calc_DBex*.

Υπορουτίνα Calc_Bex_ConicalCoil

Υπορουτίνα υπολογισμού του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από κωνικό πηνίο στην επιφάνεια της πλάκας. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και την εσωτερική κλάση *MSIMSL* της Fortran. Καλείται από την υπορουτίνα *Calc_DBex*.

11.8 Υπολογισμός δυναμικού.

Κλάση DerivEquations

Στη συγκεκριμένη κλάση ορίζονται οι συναρτήσεις υπολογισμού των παραγώγων πρώτης και δεύτερης τάξης, με τη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών.

Υπορουτίνα Dynamic_NoBind

Σκοπός της υπορουτίνας *Dynamic_NoBind* είναι ο υπολογισμός του δυναμικού και της κατανομής της θερμικής ισχύος στην πλάκα με την επαναληπτική μέθοδο των *Gauss – Seidel*, χωρίς να λαμβάνεται υπόψιν το επαγόμενο μαγνητικό πεδίο. Χρησιμοποιεί την κλάση *mytypes* και περιέχει εσωτερικά τις υπορουτίνες *OpenFiles* και *Write_UPJ* οι οποίες είναι υπεύθυνες για το άνοιγμα και την εκτύπωση στα αρχεία εξόδου.

Υπορουτίνα Calc_Deruxy

Υπορουτίνα υπεύθυνη για τον υπολογισμό της δεύτερης παραγώγου του δυναμικού ως προς *x* και *y*. Χρησιμοποιεί τις κλάσεις *Mytypes* και *DerivEquations* και καλείται από τις υπορουτίνες *Dynamic_Bind* και *Dynamic_NoBind*.

Υπορουτίνα Calc_Binduced

Υπορουτίνα υπεύθυνη για τον υπολογισμό του επαγόμενου μαγνητικού πεδίου. Χρησιμοποιεί την κλάση δομών *Mytypes* και καλείται από την υπορουτίνα *Dynamic_Bind*.

Υπορουτίνα NodeState

Η υπορουτίνα *NodeState* δημιουργεί ένα πίνακα που υποδεικνύει τους κόμβους της πλάκας που ανήκουν στη ρωγμή. Χρησιμοποιεί την κλάση *Mytypes* και καλείται από τις υπορουτίνες *Dynamic_Bind* και *Dynamic_NoBind*.

11.9 Επιλογή χρονικού βήματος. Υπορουτίνα **ChangeDt**

Υπορουτίνα επιλογής του κατάλληλου χρονικού βήματος Δt κατά τον υπολογισμό του θερμικού πεδίου. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την κύρια ρουτίνα *Thermal*.

11.10 Υπολογισμός θερμικού πεδίου.Υπορουτίνα **CalcTemp**

Υπορουτίνα υπολογισμού της κατανομής της θερμοκρασίας στην πλάκα. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την κύρια ρουτίνα *Thermal*.

11.11 Υπολογισμός ροής θερμότητας. Υπορουτίνα **ThermalFlow**

Υπορουτίνα υπολογισμού της ροής θερμότητας σε κάθε κόμβο καθώς και του χρόνου που απαιτείται για αποκατάσταση θερμικής ισορροπίας ως προς τους άξονες x και y . Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την κύρια ρουτίνα *Thermal*.

11.12 Υπολογισμός χρόνου θερμικής ισορροπίας. Υπορουτίνα **Steadytime**

Υπορουτίνα υπολογισμού της χρονικής στιγμής στην οποία ο κάθε κόμβος του πλέγματος της πλάκας έρχεται σε θερμική ισορροπία προς τους άξονες x και y . Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την κύρια ρουτίνα *Thermal*.

11.13 Διάφοροι υπολογισμοί

Υπορουτίνα **CalcPower**

Υπορουτίνα υπολογισμού της θερμικής ισχύος P που αποδίδεται στην πλάκα, καθώς και την κατανομή του ρεύματος σε αυτήν (J_x , J_y) συναρτήση των αρχικών τιμών των μεταβλητών (P_0 , J_{x0} , J_{y0}) και του χρόνου στον οποίο βρίσκεται η προσομοίωση (*Stime.Time*). Χρησιμοποιεί την κλάση δομών *mytypes* και καλείται από την κύρια ρουτίνα στην περίπτωση που δεν υπολογίζεται το επαγόμενο μαγνητικό πεδίο.

Υπορουτίνα **PlateMaxTemp**

Υπορουτίνα υπολογισμού της μέγιστης θερμοκρασίας που αναπτύσσεται στην πλάκα κατά τη διάρκεια της θέρμανσης. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes*.

Υπορουτίνα **PlateMeanTemp**

Υπορουτίνα υπολογισμού της μέσης θερμοκρασίας της πλάκας. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes*.

Υπορουτίνα **PlateFinalTemp**

Υπορουτίνα υπολογισμού της μέσης τελικής θερμοκρασίας της πλάκας εφόσον θεωρηθεί μονωμένη. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes*.

Υπορουτίνα PlateHeatCoefficient

Υπορουτίνα υπολογισμού του συντελεστή μετάδοσης θερμότητας της πλάκας με αγωγή.. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes*.

Υπορουτίνα PlateTimes

Υπορουτίνα υπολογισμού των χαρακτηριστικών χρόνων της πλάκας. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes*.

Υπορουτίνα CrackMaxTemp

Υπορουτίνα υπολογισμού της μέγιστης θερμοκρασίας που αναπτύσσεται στη ρωγμή κατά τη διάρκεια της θέρμανσης. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes*. Καλείται από την κύρια ρουτίνα *Thermal*.

Υπορουτίνα CrackMaxTempDiff

Υπορουτίνα υπολογισμού της μέγιστης θερμοκρασιακής διαφοράς που αναπτύσσεται μεταξύ των δύο πλευρών της ρωγμής κατά τη διάρκεια της θέρμανσης. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes*.

Υπορουτίνα Calc_IntegrationVar

Υπορουτίνα που υπολογίζει του συντελεστές κάθε κόμβου της πλάκας, για την πραγματοποίηση διπλής ολοκλήρωσης σύμφωνα με τον τραπεζοειδή κανόνα και τον κανόνα Simpson. Χρησιμοποιεί την κλάση δομών *Mytypes*.

Υπορουτίνα Integrate

Υπορουτίνα που πραγματοποιεί διπλή ολοκλήρωση σύμφωνα με τον τραπεζοειδή κανόνα ή κατά Simpson σε πλάκα με ρωγμή και χωρίς ρωγμή. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes*. Προτού κληθεί η υπορουτίνα *Integrate* θα πρέπει να έχει κληθεί η υπορουτίνα *Calc_IntegrationVar* που δημιουργεί τον απαιτούμενο πίνακα *Axy* που εισάγεται στην υπορουτίνα *Integrate*.

Υπορουτίνα CalcIsoCosf

Υπορουτίνα που υπολογίζει τη γωνία που σχηματίζει σε κάθε κόμβο της πλάκας το διάνυσμα της ροής του ρεύματος με το διάνυσμα της ροής θερμότητας. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την κύρια ρουτίνα *Thermal*.

11.14 Εκτύπωση αποτελεσμάτων

Υπορουτίνα WriteProjectData

Σκοπός της υπορουτίνας *WriteProjectData* είναι η εκτύπωση των στοιχείων του προβλήματος που πρόκειται να επιλυθεί στην οθόνη και στο αρχείο *Project.res*. Χρησιμοποιεί την κλάση δομών *Mytypes*.

Υπορουτίνα WriteGeometry

Σκοπός της υπορουτίνας *WriteGeometry* είναι η εκτύπωση της γεωμετρίας του προβλήματος που πρόκειται να επιλυθεί. Εκτυπώνει σε πραγματικές διαστάσεις την πλάκα, το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε, το πηνίο και τη ρωγμή που περιέχεται στην πλάκα στο αρχείο *Geometry.res*. Χρησιμοποιεί την κλάση δομών *Mytypes*.

Υπορουτίνα WriteBex

Η υπορουτίνα *WriteBex* είναι υπεύθυνη για την εκτύπωση της κατανομής της έντασης του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της πλάκας στο αρχείο *Bex.res*. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την υπορουτίνα *Calc_Dbex*.

Υπορουτίνα WriteTemp

Υπορουτίνα που εκτυπώνει την κατανομή της θερμοκρασίας στην πλάκα καθώς και τη ροή της θερμότητας στο αρχείο *Temperature.res*. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την κύρια ρουτίνα *Thermal*.

Υπορουτίνα WriteTempPoint

Υπορουτίνα που εκτυπώνει την θερμοκρασία συγκεκριμένων σημείων της πλάκας συναρτήση του χρόνου στο αρχείο *Temp-point.res*. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την κύρια ρουτίνα *Thermal*.

Υπορουτίνα WriteFlowPoint

Υπορουτίνα που εκτυπώνει τη ροή θερμότητας σε συγκεκριμένα σημεία της πλάκας συναρτήση του χρόνου στο αρχείο *Flow-point.res*. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την κύρια ρουτίνα *Thermal*.

Υπορουτίνα WriteSteady

Υπορουτίνα που εκτυπώνει τον απαιτούμενο χρόνο για αποκατάσταση θερμικής ισορροπίας κάθε κόμβου της πλάκας ως προς το χρόνο καθώς και τους άξονες x και y, στο αρχείο *Steadytime.res*. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την κύρια ρουτίνα *Thermal*.

Υπορουτίνα WriteCrackTemp

Υπορουτίνα που εκτυπώνει τη θερμοκρασία στους κόμβους της ρωγμής στο αρχείο *Cracktemp.res*. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes* και καλείται από την κύρια ρουτίνα *Thermal*.

Υπορουτίνα WriteFinalData

Σκοπός της υπορουτίνας *WriteFinalData* είναι η εκτύπωση των τελευταίων αποτελεσμάτων πριν την έξοδο του προγράμματος στην οθόνη και στο αρχείο *Temp-info.res*. Εκτυπώνει τους χαρακτηριστικούς χρόνους της πλάκας, τους χρόνους θερμικής ισορροπίας κάθε σημείου της πλάκας ως προς το χρόνο και τους άξονες x και y. Επίσης

εκτυπώνει τη μέγιστη θερμοκρασία που αναπτύχθηκε στην πλάκα και στη ρωγμή καθώς και την τελική θερμοκρασία της πλάκας. Χρησιμοποιεί την κλάση δομών *Mytypes* και καλείται από την κύρια ρουτίνα *Thermal*.

Υπορουτίνα WriteIsoCosf

Υπορουτίνα που εκτυπώνει την τη γωνία που σχηματίζει σε κάθε κόμβο της πλάκας το διάνυσμα της ροής του ρεύματος με το διάνυσμα της ροής θερμότητας, στο αρχείο *IsoCosf.res*. Χρησιμοποιεί την κλάση στοιχείων *Mytypes*.

11.15 Γενικές υπορουτίνες

Υπορουτίνα OpenUnit

Σκοπός της υπορουτίνας *OpenUnit* είναι να αντιστοιχήσει ένα κανάλι στο αντίστοιχο αρχείο εκτύπωσης εφόσον ελέγξει πρώτα ότι είναι διαθέσιμο. Διαφορετικά εμφανίζει μήνυμα λάθους.

Υπορουτίνα WriteError

Σκοπός της υπορουτίνας *WriteError* είναι η εκτύπωση στην οθόνη του μηνύματος λάθους που εισάγεται σε αυτήν.

Υπορουτίνα WriteError2

Σκοπός της υπορουτίνας *WriteError2* είναι η εκτύπωση στην οθόνη του μηνύματος λάθους που εισάγεται σε αυτήν.

Υπορουτίνα ErrorHandle

Η υπορουτίνα *ErrorHandle* ορίζει πια υπορουτίνα θα κληθεί σε περίπτωση αριθμητικού σφάλματος. Χρησιμοποιεί την εσωτερική κλάση *MSFLIB* της Fortran.

11.16 Δομή αρχείων εξόδου του προγράμματος

Τα αρχεία εξόδου του προγράμματος: *Temperature.res*, *U-P-J.res*, *Bex.res*, *Geometry.res*, *Temp-point.res*, *Flow-point.res*, *Cracktemp.res*, *IsoCosf.res* και *Steadytime.res*, είναι κατάλληλα διαμορφωμένα ώστε να μπορεί να τα διαβάσει το απεικονιστικό εμπορικό λογισμικό πακέτο Tecplot 360 (Έκδοση 2009).

11.17 Δομή αρχείου εισόδου του προγράμματος

Για να χρησιμοποιήσουμε το πρόγραμμα *Thermal.exe* θα πρέπει να βρίσκεται στον κατάλογο στον οποίο βρίσκεται, το αρχείο εισόδου με το όνομα *data.txt* και το οποίο θα περιέχει τα εξής στοιχεία:

Ενότητα 1: Εισαγωγή στοιχείων της πλάκας

- Το όνομα του υλικού.
- Τους συντελεστές θερμοχωρητικότητας c και θερμικής αγωγιμότητας κ της πλάκας χωρισμένους με κόμμα και μονάδες J/kg °C, W/m °C αντίστοιχα.
- Την πυκνότητα ρ του υλικού σε Kg/m³.
- Το συντελεστή μαγνητικής διαπερατότητας του υλικού
- Το μήκος και το πλάτος της πλάκας.
- Το πάχος της πλάκας.
- Τον αριθμό διαστημάτων στα οποία που χωρίζουμε την πλάκα στον άξονα x και y αντίστοιχα χωρισμένα με κόμμα.
- Την αρχική θερμοκρασία της πλάκας σε °C.
- Την ηλεκτρική αγωγιμότητα της πλάκας σε S/m.
- Το συντελεστή εκπομπής της πλάκας από την πάνω και κάτω πλευρά αντίστοιχα.
- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει ένα η πλάκα θεωρείται θερμικά μονωμένη (1) ή όχι (0).
- Κενή γραμμή ή εισάγεται κάποιο χαρακτηριστικό σύμβολο (π.χ -----) για το διαχωρισμό των επιμέρους ενοτήτων του αρχείου εισόδου.

Ενότητα 2: Εισαγωγή στοιχείων του ομογενούς μαγνητικού πεδίου

- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει ότι το ομογενές μαγνητικό πεδίο είναι επιλεγμένο (1) ή όχι (0).
- Το μήκος και πλάτος του ομογενούς μαγνητικού πεδίου.
- Συντεταγμένες του κέντρου του ομογενούς μαγνητικού πεδίου.
- Ένταση του ομογενούς μαγνητικού πεδίου
- Κενή γραμμή ή εισάγεται κάποιο χαρακτηριστικό σύμβολο (π.χ -----) για το διαχωρισμό των επιμέρους ενοτήτων του αρχείου εισόδου.

Ενότητα 3: Εισαγωγή στοιχείων του κυκλικού πηνίου

- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει ότι το κυκλικό πηνίο είναι επιλεγμένο (1) ή όχι (0).
- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει ότι το κυκλικό πηνίο μπορεί να βρίσκεται εκτός της πλάκας (1) ή όχι (0).
- Όνομα του υλικού των σπειρών του πηνίου.
- Πυκνότητα ρ του υλικού του πηνίου.
- Συντελεστής θερμοχωρητικότητας του υλικού του πηνίου (J/Kg.C)
- Ειδική αντίσταση του υλικού του πηνίου (Ohm . m)
- Συντεταγμένες του κέντρου του πηνίου.
- Απόσταση του πηνίου από την πλάκα (lift-off)
- Εσωτερική ακτίνα του πηνίου.
- Πάχος των σπειρών του πηνίου.
- Αριθμός σπειρών του πηνίου στους άξονες x και z .
- Κενό μεταξύ των σπειρών στο άξονα x και z

- Η κλίση του άξονα του πηνίου ως προς την κάθετο στην επιφάνεια της πλάκας (σε μοίρες).
- Ένταση του ρεύματος που κυκλοφορεί στο πηνίο
- Κενή γραμμή ή εισάγεται κάποιο χαρακτηριστικό σύμβολο (π.χ -----) για το διαχωρισμό των επιμέρους ενοτήτων του αρχείου εισόδου.

Ενότητα 4: Εισαγωγή στοιχείων του ορθογώνιου πηνίου

- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει ότι το κυκλικό πηνίο είναι επιλεγμένο (1) ή όχι (0).
- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει ότι το κυκλικό πηνίο μπορεί να βρίσκεται εκτός της πλάκας (1) ή όχι (0).
- Όνομα του υλικού των σπειρών του πηνίου.
- Πυκνότητα ρ του υλικού του πηνίου.
- Συντελεστής θερμοχωρητικότητας του υλικού του πηνίου (J/Kg.C)
- Ειδική αντίσταση του υλικού του πηνίου (Ohm . m)
- Συντεταγμένες του κέντρου του πηνίου.
- Απόσταση του πηνίου από την πλάκα (lift-off)
- Μήκος εσωτερικών πλευρών του πηνίου στους άξονες x και y.
- Πάχος των σπειρών του πηνίου.
- Αριθμός σπειρών του πηνίου στους άξονες x και z.
- Κενό μεταξύ των σπειρών στο άξονα x και z.
- Η κλίση του άξονα του πηνίου ως προς την κάθετο στην επιφάνεια της πλάκας (σε μοίρες).
- Ένταση του ρεύματος που κυκλοφορεί στο πηνίο
- Κενή γραμμή ή εισάγεται κάποιο χαρακτηριστικό σύμβολο (π.χ -----) για το διαχωρισμό των επιμέρους ενοτήτων του αρχείου εισόδου.

Ενότητα 5: Εισαγωγή στοιχείων του κωνικού πηνίου

- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει ότι το κωνικό πηνίο είναι επιλεγμένο (1) ή όχι (0).
- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει ότι το κωνικό πηνίο μπορεί να βρίσκεται εκτός της πλάκας (1) ή όχι (0).
- Συντεταγμένες του κέντρου του πηνίου.
- Απόσταση του πηνίου από την πλάκα (lift-off)
- Μήκος εσωτερικών πλευρών του πηνίου στους άξονες x και y.
- Πάχος των σπειρών του πηνίου.
- Αριθμός των σπειρών του πηνίου.
- Ένταση του ρεύματος που κυκλοφορεί στο πηνίο
- Κενή γραμμή ή εισάγεται κάποιο χαρακτηριστικό σύμβολο (π.χ -----) για το διαχωρισμό των επιμέρους ενοτήτων του αρχείου εισόδου.

Ενότητα 6: Επιλογή τύπου μαγνητικού πεδίου

- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει ότι το ρεύμα μεταβάλλεται εκθετικά με το χρόνο (0) ή ημιτονοειδώς με το χρόνο (1).
- Χρονική σταθερά εκθετικά μειώμενου ρεύματος ή μαγνητικού πεδίου για την περίπτωση που έχει επιλεγθεί η εκθετική μεταβολή του ρεύματος.
- Κυκλική συχνότητα ρεύματος ή μαγνητικού πεδίου (Hz) για την περίπτωση που έχει επιλεγθεί η ημιτονοειδής μεταβολή του ρεύματος.
- Χρόνος στον οποίο ξεκινάει και σταματά η επίδραση του μαγνητικού πεδίου στην πλάκα (sec).

- Κενή γραμμή ή εισάγεται κάποιο χαρακτηριστικό σύμβολο (π.χ -----) για το διαχωρισμό των επιμέρους ενοτήτων του αρχείου εισόδου.

Ενότητα 7: Επιλογή χρόνου προσομοίωσης

- Ο συνολικός χρόνος στον οποίο θα προσομοιωθεί το ηλεκτρομαγνητικό-θερμικό πρόβλημα (sec).
- Αρχικό βήμα χρόνου (sec) που διατηρείται σταθερό κατά τη διάρκεια του υπολογισμού του ηλεκτρομαγνητικού μέρους του προβλήματος.
- Το βήμα εκτύπωσης των αποτελεσμάτων. Πολλαπλασιαζόμενο με τον προηγούμενο χρόνο μας δίνει το χρονικό διάστημα ανάμεσα σε δύο εκτυπώσεις αποτελεσμάτων στα αρχεία εξόδου.
- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει ότι το βήμα του χρόνου θα διατηρηθεί σταθερό μέχρι το τέλος της προσομοίωσης (0) ή θα χρησιμοποιηθεί μεταβλητό βήμα χρόνου μετά το τέλος της θέρμανσης της πλάκας από το μαγνητικό πεδίο.
- Κενή γραμμή ή εισάγεται κάποιο χαρακτηριστικό σύμβολο (π.χ -----) για το διαχωρισμό των επιμέρους ενοτήτων του αρχείου εισόδου.

Ενότητα 8: Εισαγωγή στοιχείων της ρωγμής

- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει της παρουσία (1) ή όχι (0) ρωγμής στην πλάκα.
- Δείκτης (0,1 ή 2) που υποδεικνύει τον τύπο της ρωγμής: 0 - Για οριζόντια ή κάθετη ρωγμή, 1-Για πλάγια ρωγμή με θετική γωνία, 2- Για πλάγια ρωγμή με αρνητική γωνία.
- Στήλη και γραμμή κάτω αριστερής κορυφής ρωγμής στο πλέγμα της πλάκας.
- Στήλη και γραμμή πάνω δεξιάς κορυφής ρωγμής στο πλέγμα της πλάκας.
- Κενή γραμμή ή εισάγεται κάποιο χαρακτηριστικό σύμβολο (π.χ -----) για το διαχωρισμό των επιμέρους ενοτήτων του αρχείου εισόδου.

Ενότητα 9: Επιλογή υπολογισμού του μαγνητικού πεδίου

- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει τον υπολογισμό (1) ή όχι (0) του επαγόμενου μαγνητικού πεδίου.
- Κενή γραμμή ή εισάγεται κάποιο χαρακτηριστικό σύμβολο (π.χ -----) για το διαχωρισμό των επιμέρους ενοτήτων του αρχείου εισόδου.

Ενότητα 10: Επιλογή κανόνα ολοκλήρωσης

- Δείκτης (0 ή 1) που υποδεικνύει τον κανόνα που θα χρησιμοποιηθεί κατά την ολοκλήρωση των διαφορών μεγεθών από το πρόγραμμα: 0 – Χρήση κανόνα Simpson, 1 – Χρήση τραπεζοειδή κανόνα.
- Κενή γραμμή ή εισάγεται κάποιο χαρακτηριστικό σύμβολο (π.χ -----) για το διαχωρισμό των επιμέρους ενοτήτων του αρχείου εισόδου.

Ενότητα 11: Επιλογή παραμέτρων μεθόδου Gauss - Siedel

- Μέγιστος αριθμός επαναλήψεων και συνολικό σφάλμα μεθόδου Gauss – Siedel για τον υπολογισμό της θερμοκρασίας.
- Μέγιστος αριθμός επαναλήψεων και σφάλμα μεθόδου Gauss - Siedel για τον υπολογισμό του δυναμικού της πλάκας.
- Κενή γραμμή ή εισάγεται κάποιο χαρακτηριστικό σύμβολο (π.χ -----) για το διαχωρισμό των επιμέρους ενοτήτων του αρχείου εισόδου.

Ενότητα 12: Δείκτες εκτύπωσης αρχείων

- Δείκτης εκτύπωσης αρχείου θερμοκρασιών «Temperature.res»: 0 – Όχι, 1- Κανονικό, 2- συμπιεσμένο για άνοιγμα από το αρχείο *tecplot*.
- Δείκτης εκτύπωσης αρχείου δυναμικού «U-P-J.res»: 0 - Όχι, 1 - Ναι
- Δείκτης εκτύπωσης αρχείου μαγνητικού πεδίου «Bex.res»: 0 - Όχι, 1 - Ναι
- Δείκτης εκτύπωσης αρχείου γεωμετρίας «Geometry.res»: 0 - Όχι, 1 - Ναι
- Δείκτης εκτύπωσης πληροφοριών δυναμικού: 0 - Καθόλου, 1 - Οθόνη ,2 - Αρχείο «U-P-J.res», 3 - Και στα δύο
- Δείκτης εκτύπωσης θερμοκρασιών συναρτήση του χρόνου «Temp-point.res»: 0 - Όχι, 1 - Ναι
- Δείκτης εκτύπωσης ροής θερμότητας συναρτήση του χρόνου «Flow-point.res»: 0 - Όχι, 1 - Ναι
- Δείκτης εκτύπωσης θερμοκρασιών ρωγμής συναρτήση του χρόνου «Cracktemp.res»: 0 - Όχι, 1 – Ναι
- Δείκτης εκτύπωσης συνημιτονοειδών καμπύλων «IsoCosf.res»: 0 - Όχι, 1 - Ναι
- Δείκτης εκτύπωσης χρόνων θερμικής ισορροπίας «Steadytime.res»: 0 - Όχι, 1 - Ναι
- Δείκτης που υποδυνάμει στο πρόγραμμα να κάνει παύσεις κατά τη διάρκεια του τρεξίματος του σε συγκεκριμένα σημεία: 0 - Όχι, 1 - Ναι

Ένα αρχείο με την αντίστοιχη δομή παρουσιάζεται στα σχήματα Β.4 και Β.5 που ακολουθούν.

Aluminum	!	Υλικό πλάκας
896.0,204.0	!	Συντελεστές c, k (J/kg C, W/m0C)
2707.0	!	Πυκνότητα ρ (Kg/m3)
1.256637E-06	!	Συντελεστής μ
0.15,0.15	!	Μήκος και πλάτος της πλάκας (m)
0.001	!	Πάχος της πλάκας (m)
100,100	!	Αριθμός διαστημάτων στο άξονα x, y
0.0	!	Η αρχική θερμοκρασία της πλάκας (0C)
35000000	!	Ηλεκτρική αγωγιμότητα της πλάκας (S/m)
0.05,0.05	!	Συντελεστής εκπομπής πλάκας (πλευράς 1 και 2)
0	!	1 - Θερμικά μονωμένη πλάκα, 0 - Μη μονωμένη πλάκα

0	!	1- Ενεργό. 0 - Μη ενεργό ομογενές μαγνητικό πεδίο
0.01,0.01	!	Μήκος και πλάτος του μαγνητικού πεδίου (m)
0.125,0.0625	!	Συντεταγμένες του κέντρου του μαγνητικού πεδίου (x, y)
0.354491	!	Ένταση του μαγνητικού πεδίου (T)

0	!	1- Ενεργό, 0 - Μη ενεργό κυκλικό πηνίο
0	!	1- Το πηνίο μπορεί να βρίσκεται εκτός της πλάκας, 0 - Όχι
Copper	!	Υλικό σπειρών πηνίου
8954.0	!	Πυκνότητα υλικού πηνίων (Kg/m ³)
383.0	!	Θερμοχωρητικότητα υλικού πηνίου (J/Kg.C)
1.72E-08	!	Ειδική αντίσταση υλικού πηνίου (Ohm . m)
0.075,0.075	!	Συντεταγμένες του κέντρου του πηνίου (x, y)
0.0005	!	Απόσταση του πηνίου από την πλάκα (lift-off)
0.0195	!	Εσωτερική ακτίνα του πηνίου (m)
0.001	!	Πάχος των σπειρών του πηνίου (m)
1,20	!	Αριθμός σπειρών του πηνίου στον άξονα x και z
0.0000,0.0000	!	Κενό μεταξύ των σπειρών στο άξονα x και z
90	!	Κλίση πηνίου σε μοίρες
100	!	Ένταση ρεύματος που κυκλοφορεί στο πηνίο (A)

1	!	1- Ενεργό, 0 - Μη ενεργό ορθογώνιο πηνίο
0	!	1- Το πηνίο μπορεί να βρίσκεται εκτός της πλάκας, 0 - Όχι
Copper	!	Υλικό σπειρών πηνίου
8954.0	!	Πυκνότητα υλικού πηνίων (Kg/m ³)
383.0	!	Θερμοχωρητικότητα υλικού πηνίου (J/Kg.C)
1.72E-08	!	Ειδική αντίσταση υλικού πηνίου (Ohm . m)
0.075,0.075	!	Συντεταγμένες κέντρου πηνίου (x, y)
0.0005	!	Απόσταση του πηνίου από την πλάκα (lift-off)
0.02,0.02	!	Εσωτερικές διαστάσεις πηνίου στον x και y άξονα (m)
0.001	!	Πάχος σπείρας πηνίου (m)
1,20	!	Αριθμός σπειρών πηνίου στον άξονα x και z
0.0000,0.0000	!	Κενό μεταξύ των σπειρών στο άξονα x και z
90	!	Κλίση πηνίου σε μοίρες
100	!	Ένταση ρεύματος που κυκλοφορεί στο πηνίο (A)

0	!	1- Ενεργό, 0 - Μη ενεργό κωνικό πηνίο
1	!	1- Το πηνίο μπορεί να βρίσκεται εκτός της πλάκας, 0 - Όχι
0.075,0.075	!	Συντεταγμένες κέντρου πηνίου (x, y)
0.0	!	Απόσταση του πηνίου από την πλάκα (lift-off)
0.005	!	Πάχος σπείρας πηνίου (m)
15	!	Αριθμός σπειρών πηνίου
1200	!	Ένταση ρεύματος που κυκλοφορεί στο πηνίο (A)

Σχήμα Β.4: Αρχείο εισόδου *data.inp*.

```

----- (Τύπος μαγνητικού πεδίου)
1          ! 0 - Εκθετικά μειώμενο ρεύμα , 1 - Ημιτονοειδές ρεύμα
0.0005     ! Χρονική σταθερά εκθετικά μειώμενου ρεύματος ή μαγνητικού
           πεδίου (s)
50         ! Κυκλική συχνότητα ρεύματος ή μαγνητικού πεδίου (Hz)
0.0,1.0    ! Χρόνος στον οποίο ξεκινάει και σταματά η επίδραση του
           ημιτονοειδούς μαγνητικού πεδίου (s)
-----
2          ! Χρόνος εξομοίωσης (s)
0.001      ! Αρχικό βήμα χρόνου (s)
40         ! Το βήμα χρόνου εκτύπωσης αποτελεσμάτων
1          ! 1 - Αλλαγή βήματος χρόνου, 0 - Διατήρηση αρχικού βήματος
           χρόνου μέχρι τέλος
-----
0          ! 1- Για παρουσία ρωγμής,0- Για μη παρουσία ρωγμής
0          ! 0- Για οριζόντια ή κάθετη ρωγμή, 1-Για πλάγια ρωγμή με θετική
           γωνία, 2- Για πλάγια ρωγμή με αρνητική γωνία
73,80      ! Στήλη και γραμμή κάτω αριστερής κορυφής ρωγμής (x,y)
89,81      ! Στήλη και γραμμή πάνω δεξιάς κορυφής ρωγμής (x,y)
-----
0          ! 0 - Μη υπολογισμός επαγόμενου πεδίου, 1 - Υπολογισμός επαγόμενου
           πεδίου
-----
1          ! 0 - Χρήση Simpson, 1 - Χρήση τραπεζοειδή κανόνα για ολοκλήρωση
-----
0.1        ! Ευαισθησία μετρητικού οργάνου ως προς το χρόνο. (OC/s)
10.0,50.0 ! Ευαισθησία μετρητικού οργάνου ως προς x και y άξονα. (OC/m)
1          ! 1-Τέλος του προγράμματος όταν ικανοποιηθούν οι συνθήκες,0- Όχι
-----
1000,0.0001 ! Μέγιστος αριθμός επαναλήψεων και σφάλμα για Gauss - Siedel
           υπορουτίνας υπολογισμού θερμοκρασίας.
30000,10.0 ! Μέγιστος αριθμός επαναλήψεων και σφάλμα για Gauss - Siedel
           υπορουτίνας υπολογισμού δυναμικού.
-----
2          ! Εκτύπωση αρχείου θερμοκρασιών temperature.res, 0-Όχι,1 -
           Κανονικό,2 -Συμπιεσμένο
1          ! 1 - Εκτύπωση αρχείου δυναμικού U-P-J.res, 0 - Όχι
1          ! 1 - Εκτύπωση αρχείου μαγνητικού πεδίου Bex.res, 0 - Όχι
1          ! 1 - Εκτύπωση αρχείου γεωμετρίας Geometry.res, 0 - Όχι
1          ! Εκτύπωση πληροφοριών δυναμικού, 0-Καθόλου, 1-Οθόνη ,2-Αρχείο, 3-Και
           στα δύο
1          ! 1 - Εκτύπωση αρχείου θερμοκρασιών συναρτήση του χρόνου temp-
           point.res, 0 - Όχι
1          ! 1 - Εκτύπωση αρχείου ροής θερμότητας συναρτήση του χρόνου flow-
           point.res, 0 - Όχι
1          ! 1 - Εκτύπωση αρχείου θερμοκρασιών ρωγμής συναρτήση του χρόνου
           Cracktemp.res, 0 - Όχι
1          ! 1 - Εκτύπωση αρχείου συνημιτονοειδών καμπύλων IsoCosf.res, 0 - Όχι
1          ! 1 - Εκτύπωση αρχείου χρόνων θερμικής ισορροπίας steadytime.res, 0 -
           Όχι

```

Σχήμα Β.5: Αρχείο εισόδου *data.inp* (συνέχεια).

ΣΥΝΤΟΜΟ ΒΙΟΓΡΑΦΙΚΟ ΣΗΜΕΙΩΜΑ

Ο Νικόλαος Τσόπελας γεννήθηκε στην Τρίπολη το 1980 και αποφοίτησε από το 1^ο Γενικό Λύκειο Αμαλιάδας τον Ιούνιο του 1998. Τον Σεπτέμβριο του 1998 εισήχθη στο Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών Μηχανικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Πατρών, από το οποίο αποφοίτησε τον Σεπτέμβριο του 2003 με βαθμό διπλώματος 7.64. Τον Δεκέμβριο του 2003 έγινε δεκτός στο Μεταπτυχιακό Πρόγραμμα Σπουδών του ανωτέρω Τμήματος με στόχο την εκπόνηση Διδακτορικής Διατριβής στη γνωστική περιοχή των Μη Καταστροφικών Ελέγχων. Ως υποψήφιος διδάκτωρ συμμετείχε πλήρως στις ερευνητικές και εκπαιδευτικές δραστηριότητες του Εργαστηρίου Πυρηνικής Τεχνολογίας. Συμμετείχε επίσης, αρχικά ως προπτυχιακός και στην συνέχεια ως μεταπτυχιακός φοιτητής, σε όλα τα στάδια του Ερευνητικού έργου με τίτλο: «*Μαγνητο-θερμικός μη καταστρεπτικός έλεγχος σε αγώγιμα υλικά*», που εκπονήθηκε από 01-11-2001 έως 31-10-2004, στα πλαίσια του προγράμματος βασικής έρευνας "Κ. ΚΑΡΑΘΕΟΔΩΡΗ" με κωδικό αριθμό Φ.Κ. 2781. Επιπλέον συμμετείχε και στο Ερευνητικό έργο με τίτλο: «*Θεωρητική εκτίμηση των ετήσιων παραγόμενων ρύπων στην περιοχή της Πάτρας, από την κυκλοφορία με την χρήση του μοντέλου COPERT III και εκτίμηση των επιπέδων ατμοσφαιρικής ρύπανσης με την χρήση του μοντέλου CAR INTERNATIONAL*» που χρηματοδοτήθηκε από την Περιφέρεια Δυτικής Ελλάδος με συνολική διάρκεια δεκαέξι (16) μήνες (από 1-1-2007 έως 31-4-2008). Στο πλαίσιο της διδακτορικής διατριβής εκπόνησε 10 εργασίες (6 επιστημονικά περιοδικά και 4 διεθνή συνέδρια).

Δημοσιεύσεις σε Διεθνή Περιοδικά

1. **N. Tsopelas**, N. J. Siakavellas, "Electromagnetic-thermal NDT in thin conducting plates", *NDT & E International*, Vol.39, no. 5, pp. 391-399, 2006.
2. **N. Tsopelas**, N.J. Siakavellas, "Performance of circular and square coils in electromagnetic-thermal non-destructive inspection", *NDT & E International*, Vol.40, no. 1, pp. 12-28, 2007.
3. **N. Tsopelas**, N.J. Siakavellas, "Influence of some parameters on the effectiveness of induction heating", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.44, No12, 4711-4720, 2008.
4. **N. Tsopelas**, N.J. Siakavellas, "Improvements in electromagnetic-thermal non-destructive inspection by data processing", *NDT & E International*, Vol.42, no. 5, pp. 477-486, 2009.

5. N. Tsopelas, N.J. Siakavellas, “The effect of the angle of inclination of the exciting coil in electromagnetic-thermal non-destructive inspection”, *International Journal of Materials and Product Technology*, (in press), 2009.

- Έχει υποβληθεί προς δημοσίευση:

N. Tsopelas, N.J. Siakavellas, “Experimental verification of an electromagnetic-thermal method for NDT in circular plates by eddy current thermography”, Submitted to *Nondestructive Testing and Evaluation*.

Ανακοινώσεις σε Συνέδρια

1. N. Tsopelas, N. Tsakalakis and N.J. Siakavellas, “Magneto-Thermal NDT in Conducting Plates: a Numerical Investigation”, Proceedings of the 5th National NDT Conference of the Hellenic Society of Non Destructive Testing, November 18-19, 2005 NTUA, Athens, Greece.

2. N. Tsopelas, N. J. Siakavellas, “The effect of the excitation frequency, the heating rate and the heating time in electromagnetic-thermal non-destructive inspection”, 4th International Conference: “*Emerging Technologies in Non-Destructive Testing*”, April 2-4, 2007, Stuttgart, Germany.

3. N. Tsopelas, N.J. Siakavellas, “The effect of the angle of inclination of the exciting coil in electromagnetic-thermal non-destructive inspection”, Proceedings of the 4th International Conference on NDT of the *Hellenic Society for NDT*, 11-14 October, 2007, Chania, Greece.

4. N. Τσόπελας, Δ. Λεβεντόπουλος και Ν.Ι. Σιακαβέλλας, “Μη Καταστροφικός Έλεγχος Μεταλλικών Υλικών με Ηλεκτρομαγνητική-Θερμική Μέθοδο”, Πρακτικά 3ου Πανελληνίου Συνεδρίου Μεταλλικών Υλικών, 6-7 Δεκεμβρίου 2007, Πάτρα.