

ND = 14.310
KOE = 14.179

Διδ. Διατριβή Π.Θ. /Τ.Μ.Μ.Β. Νο (13)

**ΣΥΓΚΟΛΛΗΣΕΙΣ ΚΡΑΜΑΤΩΝ ΑΛΟΥΜΙΝΙΟΥ ΜΕ LASER:
ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΙ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ
ΤΗΣ ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗΣ ΜΙΚΡΟΔΟΜΗΣ ΤΗΣ ΘΕΖ**

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Υποβλήθηκε στο Τμήμα
Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας
για την εκπλήρωση των απαιτήσεων του τίτλου της
Διδάκτορος
του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας
του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας



ANNA Δ. ΖΕΡΒΑΚΗ

Διπλ. Μεταλλουργός Μηχανικός ΕΜΠ

Επιβλέπων: Καθηγητής Γ. Ν. Χαϊδεμενόπουλος

Βόλος, ΙΟΥΝΙΟΣ 2004

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Συγκολλήσεις κραμάτων αλουμινίου με laser: Πειραματική μελέτη και προσομοίωση της διαμόρφωσης μικροδομής της ΘΕΖ

Οι συγκολλήσεις με δέσμη laser (Laser Beam Welding, LBW) έχουν γίνει πλέον κοινή πρακτική στις γραμμές παραγωγής σε μία σειρά κατασκευαστικών βιομηχανιών στους τομείς των ηλεκτρονικών συσκευών, των λευκών οικιακών συσκευών, αλλά και της αυτοκινητοβιομηχανίας. Τα πλεονεκτήματα της LBW σε σχέση με άλλες συμβατικές μεθόδους συγκόλλησης (κυρίως GMAW και GTAW) είναι η μικρότερη προσδιδόμενη θερμική ενέργεια στα προς συγκόλληση υλικά, με αποτέλεσμα μικρότερες διαστάσεις ραφής και ΘΕΖ, σε συνδυασμό με χαμηλότερες παραμένουσες τάσεις και παραμορφώσεις. Παρ' ότι η μεγάλη πλειοψηφία των συγκολλήσεων laser αφορά κυρίως συγκολλήσεις χαλύβων, οι περιβαλλοντικοί και ενεργειακοί περιορισμοί ώθησαν την εισαγωγή των συγκολλήσεων laser στον τομέα των ελαφρών κατασκευών, ο οποίος κυριαρχείται από τα κράματα αλουμινίου. Οι πιο πρόσφατες εφαρμογές αφορούν την κατασκευή του αλουμινένιου σκελετού (space frame) αυτοκινήτου (all aluminum body construction) και η συναρμολόγηση τμημάτων της ατράκτου νέων αεροσκαφών (π.χ. Airbus A318). Εκτός από τις γενικότερες δυσκολίες που παρουσιάζει η συγκόλληση του αλουμινίου με laser (μεγάλη ανακλαστικότητα, απώλεια κραματικών στοιχείων, πορώδες), το σημαντικότερο ίσως πρόβλημα, που αφορά τα θερμικώς κατεργάσιμα κράματα αλουμινίου, είναι η εξασθένιση της ΘΕΖ λόγω διαλυτοποίησης (dissolution) και διεύρυνσης (coarsening) της φάσης ισχυροποίησης. Το αντικείμενο της παρούσας διατριβής ήταν η προσομοίωση της διαμόρφωσης της μικροδομής της ΘΕΖ, με στόχο την όσο το δυνατό πιο αξιόπιστη πρόβλεψη της σκληρότητας για δεδομένες συνθήκες συγκόλλησης.

Η μεθοδολογία που εφαρμόστηκε, ήταν η εξής: Πραγματοποιήθηκε μία μεγάλη σειρά πειραμάτων συγκόλλησης τύπου bead-on-plate για να προσδιοριστεί η επίδραση του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας (heat input) στη διείδυση, τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά, τα σφάλματα και τη σκληρότητα της συγκόλλησης. Προσδιορίστηκαν προφίλ μικροσκληρότητας από πραγματικές συγκολλήσεις. Στη συνέχεια, υπολογίστηκε με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων η θερμοκρασιακή κατανομή κατά την συγκόλληση laser. Επίσης, προσδιορίστηκε ο θερμικός κύκλος σε κάθε σημείο της ΘΕΖ. Στη συνέχεια, αναπτύχθηκαν μοντέλα για την προσομοίωση της καθίζησης, διαλυτοποίησης και διεύρυνσης της φάσης ισχυροποίησης β - Mg_2Si για το κράμα 6061. Η προσομοίωση πραγματοποιήθηκε με τη μεθοδολογία της υπολογιστικής θερμοδυναμικής / κινητικής κραμάτων. Τέλος, οι προβλέψεις των προσομοιώσεων για τη σκληρότητα της ΘΕΖ συγκρίθηκαν με τα πειραματικά προφίλ σκληρότητας.

Τα συμπεράσματα, τα οποία προέκυψαν από την πειραματική διαδικασία και τις προσομοιώσεις είναι τα εξής:

Πραγματοποιήθηκαν επιτυχείς συγκολλήσεις τύπου bead-on-plate πλήρους διείδυσης για ένα ευρύ φάσμα τιμών του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας (heat input) σε ελάσματα των κραμάτων 6063, 6061 και 6013, πάχους 1.6mm. Προσδιορίστηκαν συνθήκες για ελαχιστοποίηση των σφαλμάτων συγκόλλησης (weld defects).

Η αύξηση του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας προκαλεί αύξηση της διείσδυσης συγκόλλησης και του πλάτους της ραφής. Σε πολύ υψηλές τιμές του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας, η πλήρης διείσδυση συνοδεύεται από φαινόμενα υποκοπής (undercutting) και αύξησης του πορώδους (porosity).

Κατά τη συγκόλληση των κραμάτων στην κατάσταση -0, π.χ. του 6061-0 παρατηρείται αύξηση της σκληρότητας της ΘΕΖ σε σχέση με το βασικό μέταλλο. Αντίθετα, κατά τη συγκόλληση των κραμάτων στην κατάσταση T6, π.χ. του 6061-T6, παρατηρείται μείωση της σκληρότητας της ΘΕΖ σε σχέση με το βασικό μέταλλο. Οι αλλαγές αυτές οφείλονται στη διαμόρφωση της μικροδομής της ΘΕΖ, λόγω διαλυτοποίησης, διεύρυνσης και επανακαθίωσης, από το θερμικό κύκλο της συγκόλλησης.

Ο θερμικός κύκλος προσδιορίστηκε ως συνάρτηση των συνθηκών συγκόλλησης, με ικανοποιητική ακρίβεια, στα σημεία της ΘΕΖ με την εφαρμογή της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων.

Πραγματοποιήθηκε προσομοίωση της αύξησης σκληρότητας της ΘΕΖ στο κράμα 6061-0 με την εφαρμογή της υπολογιστικής θερμοδυναμικής / κινητικής για τον υπολογισμό της καθίζησης της φάσης ισχυροποίησης κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου της συγκόλλησης. Η σύγκριση με το πειραματικό προφίλ σκληρότητας ήταν ικανοποιητική.

Πραγματοποιήθηκε προσομοίωση της μείωσης της σκληρότητας της ΘΕΖ στο κράμα 6061-T6, με την εφαρμογή της υπολογιστικής θερμοδυναμικής / κινητικής για τον υπολογισμό της διαλυτοποίησης, επανακαθίωσης και διεύρυνσης της φάσης ισχυροποίησης κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου της συγκόλλησης. Και στην περίπτωση αυτή η σύγκριση με το πειραματικό προφίλ σκληρότητας ήταν ικανοποιητική.

Το βασικότερο συμπέρασμα της διατριβής είναι ότι είναι δυνατόν, με την εφαρμογή της υπολογιστικής θερμοδυναμικής / κινητικής κραμάτων, να πραγματοποιηθεί μία σχετικά ακριβής προσομοίωση της διαμόρφωσης της δομής στη ΘΕΖ των συγκολλήσεων laser. Αυτό στην πράξη σημαίνει ότι για δεδομένες συνθήκες συγκόλλησης, είναι δυνατόν να γίνει μία ικανοποιητική πρόβλεψη για το προφίλ σκληρότητας στη ΘΕΖ. Το αποτέλεσμα αυτό έχει ιδιαίτερα μεγάλη σημασία γιατί ανοίγει τον δρόμο για τον ουσιαστικό έλεγχο και σχεδιασμό των συγκολλήσεων laser στα κράματα αλουμινίου και την επακόλουθη διεύρυνση των εφαρμογών της συγκόλλησης στις ελαφρές κατασκευές, κυρίως της αεροπορικής βιομηχανίας και της αυτοκινητοβιομηχανίας.

Laser Welding of Aluminum Alloys: Experimental Study and Simulation of Microstructure Evolution in the HAZ

Summary

Laser beam welding (LBW) has become common practice in the production lines of several industrial sectors including the electronics, domestic appliances and automotive industries. The advantages of LBW over conventional fusion welding processes (mainly GMAW and GTAW) is the lower welding heat input and smaller dimensions of weld pool and HAZ, associated with lower residual stresses and distortions. Although the great majority of laser welding concerns steel construction, energy and environmental reasons pushed the introduction of aluminum laser welding in certain cases where aluminum alloys are the main material for construction. The most recent applications are the all-aluminum space frame (ASF) in the automotive industry (e.g. Audi A2 and A8) and building of fuselage sections in aircraft construction (e.g. Airbus A318). In addition to the general problems encountered during the application of aluminum LBW (high reflectivity, porosity, loss of alloying elements), the most important problem, which concerns the heat treatable alloys, is the softening of the HAZ due to the dissolution and coarsening of the strengthening precipitates. The main objective of the present thesis is the simulation of the microstructural evolution in the HAZ in order to predict the hardness of the HAZ as a function of welding conditions.

A large series of bead-on-plate laser welding experiments has been conducted in order to determine the effect of heat input on weld penetration, defects, geometrical characteristics and hardness. Temperature distributions and weld thermal cycles in the HAZ were determined by employing the finite element method. Models for the numerical simulation of precipitation, dissolution and coarsening of β -Mg₂Si phase we've developed and solved with the use of computational thermodynamics and kinetics software. Finally, the predicted hardness changes were compared with the experimentally obtained hardness profiles.

The main conclusions reached were the following:

Full penetration laser welding has been successfully conducted for a wide range of heat input in 1.6mm sheets of 6063, 6061 and 6013 alloys. Increase of heat input causes an increase of weld penetration and weld pool width, while extremely high heat input is accompanied by undercutting and porosity. Welding of 6061-0 is accompanied by HAZ hardening. In contrast, welding of 6061-T6 and 6013-T6 is accompanied by HAZ softening. These changes in hardness reflect the relevant microstructural changes due to precipitation, dissolution and coarsening of the strengthening precipitate during the weld thermal cycle. The hardening of 6061-0 and the softening of the 6061-T6 have been successfully modeled by employing the methodology of computational thermodynamics and kinetics. In this way the volume fraction and average precipitate size were calculated for several types of weld thermal cycles, under extremely non-isothermal conditions. Calculated hardness profiles in the HAZ are in good agreement with the experimental values.

The main conclusion of this thesis is that it is possible to simulate the microstructure evolution and hardness in the HAZ of aluminum laser welds, thus opening the way for a more precise control and design of LBW of aluminum alloys.

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Ολοκληρώνοντας τη διδακτορική μου διατριβή, που απετέλεσε για μένα την πλέον μακροχρόνια και κοπιαστική προσπάθεια στην έως τώρα επαγγελματική μου πορεία, θέλω να ευχαριστήσω πρώτον από όλους τον επιβλέποντα της διατριβής μου καθηγητή του Π.Θ. Γρηγόρη Χαϊδεμενόπουλο, για την υποστήριξη, την καθοδήγηση και την εμπιστοσύνη με την οποία με περιέβαλε από την πρώτη στιγμή της συνεργασίας μας. Κυρίως όμως θέλω να τον ευχαριστήσω για τις ευκαιρίες που μου έδωσε, καθώς και για τον ατελείωτο χρόνο που αφιέρωσε σε αυτή μου την προσπάθεια, βοηθώντας με να ξεπεράσω τις δυσκολίες της διαδρομής.

Πολλά ευχαριστώ στα μέλη της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής στον καθηγητή του ΕΜΠ Βασίλη Παπάζογλου, και στον Αν. καθηγητή του ΕΜΠ Δημήτρη Παντελή, για το χρόνο που μου αφιέρωσαν, τις εποικοδομητικές συζητήσεις και τις εύστοχες παρατηρήσεις τους.

Ευχαριστώ επίσης τον καθηγητή του Π.Θ. Νίκο Αράβα για την παραχώρηση της χρήσης του ABAQUS καθώς και για το ενδιαφέρον του. Τα μέλη της επταμελούς επιτροπής, τον καθηγητή του ΑΠΘ. Δημήτρη Τσιπά, τον καθηγητή του Π.Π. Σπύρο Παντελάκη καθώς και τον καθηγητή του Π.Θ. Βασίλη Μποντόζογλου ευχαριστώ για τις συμβουλές τους στα θέματα των επιστημονικών τους πεδίων.

Ιδιαίτερος θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρ. Ηλία Χοντζόπουλο τόσο για την παραχώρηση του εξοπλισμού του LIC/ITE όσο και για το ενδιαφέρον και την υποστήριξή του, όλα τα χρόνια της συνεργασίας μας.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω την EBETAM A.E. για τη δυνατότητα που μου έδωσε να εκπονήσω το διδακτορικό μου μέσω του προγράμματος ΥΠΕΡ, καθώς και τη ΓΓΕΤ για τη χρηματοδότησή του προγράμματος. Θέλω να ευχαριστήσω επίσης τον καθηγητή του Πανεπιστημίου του Liverpool W.M.Steen για την παραχώρηση του εξοπλισμού για τα πειράματα των συγκολλήσεων.

Ευχαριστώ ιδιαίτερα τους συναδέλφους και φίλους μου στο Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας Δρ. Αντώνη Κατσαμά, Δρ. Αποστόλη Βασιλάκο, Δρ. Ελένη Αμανατίδου και Ελένη Καμούτση με τους οποίους μοιράστηκα πολλές ώρες στην πορεία της ολοκλήρωσης της διατριβής. Τους ευχαριστώ για τη βοήθεια και για την παρέα τους. Το Δρ. Νίκο Χαισιώτη για τη βοήθειά του στο Εργαστήριο Υλικών, καθώς και τη γραμματέα μας Ελεάνα Παππά για την άψογη συνεργασία μας.

Τους φίλους και συναδέλφους μου από την EBETAM A.E., Παντελή Πολατίδη, Νίκο Παντελιάδη, Θανάση Στάμου, Θανάση Κουρτέση και Αργύρη Τζαμτζή για την υποστήριξη και την αλληλεγγύη τους.

Τις φίλες μου Ιωάννα Ζεργιώτη και Φιλιά Μαγγανά που ήταν μαζί μου τόσο στις καλές όσο και στις κακές στιγμές.

Τέλος, αλλά με ιδιαίτερη για μένα σημασία θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένειά μου, το σύζυγό μου Φίλιππο, η συμπαράσταση του οποίου ήταν πολύτιμη για μένα, καθώς και τα παιδιά μας Γιώργο και Δημήτρη. Τους αφιερώνω αυτή τη διατριβή, ως το ελάχιστο αντίτιμο για τις ώρες της παρουσίας μου που τους στέρησα.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1.ΕΙΣΑΓΩΓΗ	14
1.1 Περιγραφή του προβλήματος, στόχοι και μεθοδολογία	14
1.2 Σημεία πρωτοτυπίας της διατριβής	17
1.3 Περιεχόμενο διατριβής	18
2.ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ-ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ	20
2.1 Εισαγωγή –Βιβλιογραφική ανασκόπηση	20
2.2 Πειραματική διαδικασία	25
2.3 Αποτελέσματα και συζήτηση	29
2.3.1 Μη καταστρεπτικός ποιοτικός έλεγχος	29
2.3.2 Ανάλυση μακροδομής	30
2.3.3 Ανάλυση μικροδομής	37
2.3.4 Μετρήσεις μικροσκληρότητας	39
2.4 Συμπεράσματα	44
3.ΜΟΝΤΕΛΑ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ ΓΙΑ ΤΟΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟ ΤΩΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΚΩΝ ΚΑΤΑΝΟΜΩΝ ΣΤΗΝ ΘΕΖ	45
3.1 Εισαγωγή- Βιβλιογραφική ανασκόπηση	45
3.2 Ανάλυση πεπερασμένων στοιχείων	50
3.3 Μοντέλο πεπερασμένων στοιχείων 2-D	51
3.4 Μοντέλο πεπερασμένων στοιχείων 3-D	58
3.5 Χαρακτηριστικά αποτελέσματα	63
4.ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΕΞΕΛΙΞΗΣ ΜΙΚΡΟΔΟΜΗΣ ΜΕ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΚΙΝΗΤΙΚΗ	71
4.1 Εισαγωγή –Βιβλιογραφική ανασκόπηση	71
4.2 Υπολογιστική κινητική κραμάτων-Μεθοδολογία DICTRA	74
4.3 Προσομοιώσεις εξέλιξης μικροδομής στη ΘΕΖ	76
4.4 Προσομοίωση καθίζησης στην ισόθερμη γήρανση-Έλεγχος μεθοδολογίας DICTRA	76
4.4.1 Πειραματικά αποτελέσματα	77
4.4.2 Προσομοίωση τεχνητής γήρανσης	83
4.5 Προσομοίωση καθίζησης κατά τη συγκόλληση του κράματος 6061-0	88
4.5.1 Ο θερμικός κύκλος	88
4.5.2 Γεωμετρικό μοντέλο-Παραδοχές	89

4.5.3 Αποτελέσματα Προσομοιώσεων	89
4.5.4 Σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα	95
4.6 Προσομοίωση της διαλυτοποίησης κατά τη συγκόλληση του κράματος 6061-T6	98
4.6.1 Ο θερμικός κύκλος	98
4.6.2 Γεωμετρικό μοντέλο-Παραδοχές	99
4.6.3 Αποτελέσματα προσομοιώσεων διαλυτοποίησης	102
4.6.4 Σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα	109
4.7 Προσομοίωση της διεύρυνσης φάσεων ισχυροποίησης κατά τη συγκόλληση του κράματος 6061-T6	112
4.7.1 Ο θερμικός κύκλος	112
4.7.2 Γεωμετρικό μοντέλο-Παραδοχές	113
4.7.3 Αποτελέσματα προσομοιώσεων διεύρυνσης	116
4.7.3.1 Ισόθερμες προσομοιώσεις	116
4.7.3.2 Προσομοιώσεις με θερμικό κύκλο	118
4.7.4 Σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα	119
5.ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	122
6.ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ	123
7.ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ	124

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1.1 : Διάγραμμα ροής φάσεων διατριβής	17
Σχήμα 2.1: Σύγκριση μεθόδων συγκόλλησης σε σχέση με την προστιθέμενη ανά μονάδα επιφάνειας ενέργεια.	20
Σχήμα 2.2: Μηχανισμός δημιουργίας περιοχής υψηλής απορρόφησης.	21
Σχήμα 2.3: Πειραματική διάταξη συστήματος laser διοξειδίου του άνθρακα ψηφιακά ελεγχόμενου από CNC και λεπτομέρεια της κεφαλής συγκόλλησης.	26
Σχήμα 2.4 Σχηματική απεικόνιση γεωμετρικών χαρακτηριστικών της συγκόλλησης	27
Σχήμα 2.5 : Μικρορωγμές και πορώδες στο κράμα 6063 στα δείγματα με ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 80 J/mm και 109 J/mm.	29
Σχήμα 2.6: Συγκεντρωτικά αποτελέσματα μη καταστρεπτικών ελέγχων.	30
Σχήμα 2.7: Μεταβολή βάθους διείσδυσης σε σχέση με την ταχύτητα της συγκόλλησης και το αέριο κατεργασίας	30
Σχήμα 2.8: Επίδραση σημείου εστίασης στην τιμή διείσδυσης της λίμνης συγκόλλησης για διάφορες τιμές του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας.	31
Σχήμα 2.9: Μεταβολή διαστάσεων λίμνης συγκόλλησης (πλάτος, βάθος διείσδυσης) σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας.	31
Σχήμα 2.10: Μακροδομή δειγμάτων κράματος 6063-T6 με ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 20J/mm και 40 J/mm αντίστοιχα.	32
Σχήμα 2.11: Μεταβολή χαρακτηριστικού λόγου (aspect ratio) της συγκόλλησης σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας	32
Σχήμα 2.12: Μακροδομή δειγμάτων κράματος 6061-0 με ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 13 και 20 J/mm.	33
Σχήμα 2.13: Ρυθμός πρόσδοσης θερμότητας σε σχέση με τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της συγκόλλησης.	33
Σχήμα 2.14: Μεταβολή πλάτους λίμνης συγκόλλησης σε σχέση με την ταχύτητα συγκόλλησης και την ισχύ της δέσμης του laser	34
Σχήμα 2.15: Μακροδομή κράματος 6061-T6 σε ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 69 και 92 J/mm αντίστοιχα.	34
Σχήμα 2.16: Μεταβολή πλάτους Λίμνης Συγκόλλησης και διείσδυσης σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας.	35
Σχήμα 2.17: Μακροδομή κράματος 6013-T6 σε ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 33 και 57 J/mm.	36
Σχήμα 2.18: Μεταβολή γεωμετρικών χαρακτηριστικών κράματος 6013-T6 σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας.	36
Σχήμα 2.19: Μέση τιμή διείσδυσης της λίμνης συγκόλλησης σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας.	37
Σχήμα 2.20: Μικροδομή στο όριο λίμνης συγκόλλησης και ΘΕΖ στο κράμα 6061-0 (3 kW, 9m/min, θέση σημείου εστίασης:-1mm)	37
Σχήμα 2.21 Μικροδομή στο όριο λίμνης συγκόλλησης και ΘΕΖ στο κράμα 6061-T6 (4.5 kW, 4.8 m/min, θέση σημείου εστίασης:-1mm).	38
Σχήμα 2.22 Μικροδομή στο όριο λίμνης συγκόλλησης και ΘΕΖ στο κράμα 6013-T6 [(α):4.5 kW, 7 m/min, θέση σημείου εστίασης:-1mm, (β):4.5 kW, 4.2 m/min, θέση σημείου εστίασης:-1mm].	38

Σχήμα 2.23: Μικροδομή λίμνης συγκόλλησης του κράματος 6061-T6 κατόπιν συγκόλλησης με τη μέθοδο TIG (40A, 5mm/sec).	39
Σχήμα 2.24: Σχηματική παράσταση τρόπου μικροσκοπιομέτρησης.	39
Σχήμα 2.25: Μεταβολή μικροσκληρότητας κατά μήκος τομής της συγκόλλησης στο κράμα 6061-0.	40
Σχήμα 2.26: Μεταβολή μικροσκληρότητας κατά μήκος της συγκόλλησης για το κράμα 6061-T6.	40
Σχήμα 2.27: Μεταβολή μικροσκληρότητας κατά μήκος τομής της συγκόλλησης για το κράμα 6013-T6.	41
Σχήμα 2.28: Μεταβολή μέσης τιμής μικροσκληρότητας στο κράμα 6061-0 σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας και το χρόνο αλληλεπίδρασης.	42
Σχήμα 2.29: Μεταβολή μέσης τιμής μικροσκληρότητας στο κράμα 6061-T6 σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας και το χρόνο αλληλεπίδρασης.	42
Σχήμα 2.30: Μεταβολή μέσης τιμής μικροσκληρότητας στο κράμα 6013-T6 σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας, και το χρόνο αλληλεπίδρασης.	43
Σχήμα 3.1: Ειδική θερμότητας και λανθάνουσα θερμότητας τήξης.	48
Σχήμα 3.2: Σχηματική παράσταση του ελάσματος κατά την εκτέλεση πειράματος συγκόλλησης bead-on-plate, καθώς και ορισμός της θέσης του καννάβου των πεπερασμένων στοιχείων στο μοντέλο 2-D.	52
Σχήμα 3.3: Ο κάνναβος των πεπερασμένων στοιχείων του μοντέλου 2-D και λεπτομέρεια των περιοχών A και B	53
Σχήμα 3.4 Κατανομή Gauss της εντάσεως δέσμης laser	54
Σχήμα 3.5: Η θέση της δέσμης laser ως προς τον κάνναβο σε χρόνο (α) $t=0$, (β) $t=t_{del}$ και (γ) $t=t_{int}$.	56
Σχήμα 3.6 Εξάρτηση της θερμικής αγωγιμότητας του κράματος Αλουμινίου 6061 από τη θερμοκρασία	57
Σχήμα 3.7 Εξάρτηση της ειδικής θερμότητας του κράματος Αλουμινίου 6061 από τη θερμοκρασία	58
Σχήμα 3.8 : Σχηματική παράσταση του ελάσματος Αλουμινίου, η διεύθυνση της κίνησης της δέσμης του laser.	59
Σχήμα 3.9 : Ο κάνναβος των πεπερασμένων στοιχείων στην περίπτωση του τρισδιάστατου μοντέλου με ανομοιομορφη και ομοιομορφη διακριτοποίηση.	60
Σχήμα 3.10: Σχηματική απεικόνιση της θέσης της δέσμης laser ως προς την επιφάνεια πρόσπτωσης του καννάβου 3-D σε χρόνο $t=0$ και $t>0$.	61
Σχήμα 3.11: Προσομοίωση κατανομής ενέργειας της δέσμης laser που χρησιμοποιήθηκε στο μοντέλο 3-D.	63
Σχήμα 3.12: Ισοθερμοκρασιακές καμπύλες στον κάνναβο 2-D για διαδοχικές χρονικές στιγμές του πειράματος(κράμα 6061-T6). Πειραματικές συνθήκες: ισχύς δέσμης 3000W, ταχύτητα 9m/min, θέση σημείου εστίασης -1mm από την επιφάνεια.	65
Σχήμα 3.13: Ισοθερμοκρασιακές καμπύλες στον κάνναβο 3-D για διαδοχικές χρονικές στιγμές του πειράματος(κράμα 6061-T6). Πειραματικές συνθήκες: ισχύς δέσμης 2000W, ταχύτητα 6m/min, θέση σημείου εστίασης -1mm από την επιφάνεια.	66

- Σχήμα 3.14:** Ισοθερμοκρασιακές καμπύλες στον κάνναβο 3-D για διαδοχικές χρονικές στιγμές του πειράματος (κράμα 6061-T6). Πειραματικές συνθήκες: ισχύς δέσμης 4500W, ταχύτητα 4.8 m/min, θέση σημείου εστίασης -1mm από της επιφάνεια. 67
- Σχήμα 3.15 :** Σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων και υπολογισμών τρισδιάστατου μοντέλου στο κράμα 6061-0. Πειραματικές συνθήκες: Ισχύς δέσμης: 3000W, ταχύτητα: 9m/min. (3-D επιφανειακή) 68
- Σχήμα 3.16 :** Σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων και υπολογισμών τρισδιάστατου μοντέλου στο κράμα 6061-T6. Πειραματικές συνθήκες: Ισχύς δέσμης: 4500W, ταχύτητα: 4.8m/min. (3-D χωρική κατανομή) 68
- Σχήμα 3.17:** Θερμικοί κύκλοι στη ΘΕΖ (Το σημείο $z=0$ ευρίσκεται στην πάνω επιφάνεια) του ελάσματος Αλουμινίου 6061-T6 (Ισχύς δέσμης 4.5kW, ταχύτητα συγκόλλησης 4.8 m/min, απορροφητικότητα 50%). 69
- Σχήμα 3.18:** Θερμικοί κύκλοι στα όρια ζώνης τήξης -ΘΕΖ για διαφορετικούς ρυθμούς πρόσδοσης θερμότητας. 69
- Σχήμα 3.19:** Μέγιστη θερμοκρασία θερμικού κύκλου στην επιφάνεια και σε βάθος 0,5mm από την επιφάνεια. 70
- Σχήμα 4.1:** Διάγραμμα φάσεων Al-Mg για περιεκτικότητα Si 0.74% 73
- Σχήμα 4.2:** Διάγραμμα ροής της μεθόδου DICTRA 75
- Σχήμα 4.3:** Μικροδομή κράματος 6061-0 και τα αντίστοιχα φάσματα EDX. 78
- Σχήμα 4.4:** Φάσμα περίθλασης ηλεκτρονίων (electron diffraction pattern) από το επίπεδο (100) φάσης α (FCC) 78
- Σχήμα 4.5:** Μικροδομή φωτεινού (α) και σκοτεινού (β) πεδίου από το κράμα 6061-6. 79
- Σχήμα 4.6:** Φάσματα περίθλασης ηλεκτρονίων (electron diffraction pattern) από το επίπεδο (100) της φάσης α (FCC) στο κράμα 6061-T6 79
- Σχήμα 4.7:** Μικροδομή φωτεινού και σκοτεινού πεδίου από το κράμα 6013-T6. 80
- Σχήμα 4.8:** Δευτερεύουσες φάσεις (dispersoids) στο κράμα 6061-T6 81
- Σχήμα 4.9:** Δευτερεύουσες φάσεις (dispersoids) στο κράμα 6013-T6 82
- Σχήμα 4.10:** Γεωμετρικό μοντέλο ανάπτυξης φάσεων ισχυροποίησης 83
- Σχήμα 4.11:** (α) Μεταβολή του μεγέθους r και (β) του κλάσματος όγκου f της φάσης β με τον χρόνο γήρανσης για το κράμα 6061. 86
- Σχήμα 4.12:** (α) Μεταβολή του μεγέθους r και (β) του κλάσματος όγκου f των φάσεων β και θ με τον χρόνο γήρανσης για το κράμα 6013. 86
- Σχήμα 4.13:** Θέση της διεπιφάνειας α/β και προφίλ Mg στο κράμα 6061. 87
- Σχήμα 4.14:** (α) Θέση της διεπιφάνειας α/β και προφίλ Mg και (β) θέση της διεπιφάνειας α/θ και προφίλ Cu στο κράμα 6013. 87
- Σχήμα 4.15:** Σχηματική παράσταση θερμικού κύκλου στη ΘΕΖ για την προσομοίωση της καθίζησης. 88
- Σχήμα 4.16:** Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β -Mg₂Si κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου για (α) $T_{max}=570^{\circ}C$, (β) $T_{max}=500^{\circ}C$ και $T_{max}=360^{\circ}C$ και για μέση απόσταση θέσεων πυρήνωσης 10,25 και 50nm. 91

- Σχήμα 4.17:** Μεταβολή του μεγέθους της φάσης β -Mg₂Si κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου για (α) $T_{\max}=570^{\circ}\text{C}$, (β) $T_{\max}=500^{\circ}\text{C}$ και $T_{\max}=360^{\circ}\text{C}$ και για μέση απόσταση θέσεων πυρήνωσης 10,25 και 50nm. 92
- Σχήμα 4.18:** Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου $\tau(T_{\max} \rightarrow T_i)$ και της ΜΑΠ. (α) $T_{\max}=570^{\circ}\text{C}$ (β) $T_{\max}=500^{\circ}\text{C}$, (γ) $T_{\max}=360^{\circ}\text{C}$. 93
- Σχήμα 4.19:** Μεταβολή του μεγέθους της φάσης β συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου $\tau(T_{\max} \rightarrow T_i)$ και της ΜΑΠ. (α) $T_{\max}=570^{\circ}\text{C}$ (β) $T_{\max}=500^{\circ}\text{C}$, (γ) $T_{\max}=360^{\circ}\text{C}$ 94
- Σχήμα 4.20:** Μεταβολή της μικροσκληρότητας, της μέγιστης θερμοκρασίας και της διάρκειας του θερμικού κύκλου και μεταβολή του κλάσματος όγκου και του μεγέθους της φάσης β . 97
- Σχήμα 4.21:** Σχηματική παράσταση θερμικού κύκλου σε ένα σημείο στη ΘΕΖ της συγκόλλησης όπως χρησιμοποιήθηκε στην προσομοίωση της διαλυτοποίησης. 99
- Σχήμα 4.22:** Προσομοίωση μορφολογίας μικροδομής φάσεων β και α στο κράμα 6061-T6 και γεωμετρικό μοντέλο διαλυτοποίησης. 100
- Σχήμα 4.23:** Μεταβολή του κλάσματος όγκου f της φάσης β -Mg₂Si σε σχέση με τη διάρκεια του θερμικού κύκλου ($T_{\max}=595^{\circ}\text{C}$, $r_{\beta}=2\text{nm}$). 103
- Σχήμα 4.24:**(α),(β) Μεταβολή του κλάσματος όγκου f της φάσης β -Mg₂Si σε σχέση με τη διάρκεια του θερμικού κύκλου ($T_{\max}=595^{\circ}\text{C}$, $r_{\beta}=10\text{nm}$). 104
- (γ) Μεταβολή του κλάσματος όγκου f της φάσης β -Mg₂Si σε σχέση με το αρχικό μέγεθος και για διάρκεια θερμικού κύκλου $\tau=0,0078\text{sec}$.
- Σχήμα 4.25:** Μεταβολή του κλάσματος όγκου f της φάσης β -Mg₂Si σε σχέση με τη διάρκεια του θερμικού κύκλου ($T_{\max}=595^{\circ}\text{C}$, $r_{\beta}=50\text{nm}$). 105
- Σχήμα 4.26** Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β -Mg₂Si συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου τ και του αρχικού μεγέθους, σε $T_{\max}=595^{\circ}\text{C}$. 106
- Σχήμα 4.27** Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β -Mg₂Si συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου τ και του αρχικού μεγέθους, σε $T_{\max}=575^{\circ}\text{C}$ 106
- Σχήμα 4.28:** Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β -Mg₂Si συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου τ και του αρχικού μεγέθους, σε $T_{\max}=550^{\circ}\text{C}$ 106
- Σχήμα 4.29:**Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β -Mg₂Si συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου τ και του αρχικού μεγέθους, σε $T_{\max}=500^{\circ}\text{C}$ 107
- Σχήμα 4.30:** Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β -Mg₂Si συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου τ και του αρχικού μεγέθους, σε $T_{\max}=450^{\circ}\text{C}$ 107
- Σχήμα 4.31** Μεταβολή του μεγέθους (r) της φάσης β -Mg₂Si σε σχέση με το αρχικό μέγεθος και για διάρκεια θερμικού κύκλου $\tau=0,0078\text{sec}$ ($T_{\max}=595^{\circ}\text{C}$). 108
- Σχήμα 4.32:**Μεταβολή του μεγέθους (r) της φάσης β -Mg₂Si σε συνάρτηση με τη διάρκεια θερμικού κύκλου ($T_{\max}=595^{\circ}\text{K}$). 108
- Σχήμα 4.33:** Μεταβολή της μικροσκληρότητας, της μέγιστης θερμοκρασίας και της διάρκειας του θερμικού κύκλου και μεταβολή 111

- του κλάσματος όγκου και του μεγέθους της φάσης β.
- Σχήμα 4.34:** Σχηματική παράσταση θερμικού κύκλου σε ένα σημείο στη ΘΕΖ της συγκόλλησης όπως χρησιμοποιήθηκε στην προσομοίωση της διεύρυνσης. 112
- Σχήμα 4.35:** Διάγραμμα ελεύθερης ενέργειας-σύστασης των φάσεων α και β , για διάφορες τιμές της ακτίνας καμπυλότητας της φάσεως β . 114
- Σχήμα 4.36:** Γεωμετρικό μοντέλο διεύρυνσης (coarsening). 115
- Σχήμα 4.37:** Μεταβολή της ακτίνας της φάσης β -Mg₂Si σε σχέση με τη διάρκεια της θέρμανσης, και το αρχικό μέγεθος r_i . 117
- Σχήμα 4.38:** Μεταβολή της ακτίνας της φάσης β -Mg₂Si σε σχέση με τη θερμοκρασία, και το αρχικό μέγεθος r_i , για χρόνο θέρμανσης 2sec. 118
- Σχήμα 4.39:** Μεταβολή r^3 φάσης β -Mg₂Si σε σχέση με τη μέγιστη θερμοκρασία και τη διάρκεια του θερμικού κύκλου ($r_0=2\text{nm}$). 118
- Σχήμα 4.40:** Μεταβολή r^3 φάσης β -Mg₂Si σε σχέση με τη μέγιστη θερμοκρασία και τη διάρκεια του θερμικού κύκλου ($r_0=5\text{nm}$). 119
- Σχήμα 4.41:** Μεταβολή της μικροσκληρότητας, της μέγιστης θερμοκρασίας και της διάρκειας του θερμικού κύκλου και μεταβολή του μεγέθους της φάσης β . 121



ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ ΠΙΝΑΚΩΝ

<u>Πίνακας 1.1:</u> Χαρακτηριστικά προβλήματα συγκολλήσεων κραμάτων αλουμινίου.	15
<u>Πίνακας 2.1:</u> Συνοπτική παρουσίαση δεδομένων για τη συγκολλησιμότητα κραμάτων αλουμινίου με CO ₂ laser.	24
<u>Πίνακας 2.2:</u> Χημική ανάλυση (%wt) των κραμάτων 6063, 6061 και 6013.	25
<u>Πίνακας 2.3:</u> Πειραματικές συνθήκες συγκόλλησης.	28
<u>Πίνακας 2.4:</u> Χαρακτηριστικές θερμοκρασίες διαλυτοποίησης και τήξης των φάσεων ισχυροποίησης για τα κράματα 6063, 6061 και 6013.	43
<u>Πίνακας 4.1</u> Πιθανές κατακρημνίσεις φάσεων σε κράματα αλουμινίου.	72
<u>Πίνακας 4.2:</u> Συνθήκες τεχνητής γήρανσης για τα κράματα 6061 και 6013.	85
<u>Πίνακας 4.3:</u> Τιμές των παραμέτρων του θερμικού κύκλου που χρησιμοποιήθηκαν στην παραμετρική ανάλυση.	89
<u>Πίνακας 4.4:</u> Τιμές των παραμέτρων του θερμικού κύκλου που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση της διαλυτοποίησης.	98
<u>Πίνακας 4.5:</u> Σύγκριση πειραματικών τιμών σκληρότητας με θεωρητικές προβλέψεις για τα σημεία της ΘΕΖ ₁ .	110
<u>Πίνακας 4.6:</u> Τιμές των παραμέτρων του θερμικού κύκλου που χρησιμοποιήθηκαν για τις ισόθερμες προσομοιώσεις	113
<u>Πίνακας 4.7:</u> Τιμές των παραμέτρων του θερμικού κύκλου που χρησιμοποιήθηκαν προσομοίωση της διεύρυνσης.	113
<u>Πίνακας 4.8 :</u> Σύγκριση πειραματικών τιμών σκληρότητας με θεωρητικές προβλέψεις για τα σημεία της ΘΕΖ ₂ .	120

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Περιγραφή προβλήματος, στόχοι και μεθοδολογία

Η παρούσα διδακτορική διατριβή εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Υλικών του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας και υποστηρίχθηκε από το πρόγραμμα ΥΠΕΡ της Γενικής Γραμματείας Έρευνας και Τεχνολογίας, με συμμετοχή του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας και της EBETAM A.E.

Αντικείμενο της εργασίας ήταν η μελέτη των μεταβολών της μικροδομής που λαμβάνουν χώρα στη θερμοεπηρεαζόμενη ζώνη (ΘΕΖ) των συγκολλήσεων κραμάτων αλουμινίου με laser διοξειδίου του άνθρακα, καθώς και η σύνδεσή τους με τις αλλαγές που παρατηρούνται στην αντοχή του κράματος μετά τη συγκόλληση. Συγκεκριμένα το ενδιαφέρον εστιάστηκε στη μελέτη των φαινόμενων εξέλιξης της μικροδομής (γήρανση, διαλυτοποίηση, διεύρυνση) που λαμβάνουν χώρα στη ΘΕΖ κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου της συγκόλλησης (T,t), καθώς και στον προσδιορισμό της επίδρασής τους στη διαμόρφωση της τελικής αντοχής του κράματος.

Τα κράματα αλουμινίου επιλέχθηκαν ως αντικείμενο της εργασίας εξαιτίας του ότι το αλουμίνιο είναι ένα ιδιαίτερα σημαντικό τεχνολογικό υλικό, κατάλληλο για πολλές βιομηχανικές εφαρμογές (π.χ. αεροναυπηγική, αυτοκινητοβιομηχανία, ναυπηγική βιομηχανία) λόγω του εξαιρετικού συνδυασμού ιδιοτήτων μηχανικής αντοχής, αντοχής σε οξείδωση-διάβρωση και χαμηλής πυκνότητας που διαθέτουν [1,2].

Τα κράματα αλουμινίου διατίθενται στο εμπόριο ως ελάσματα ή χυτά αντικείμενα, καθώς και με μορφή προϊόντων εξέλασης και σφυρηλασίας. Η χρήση τους είναι ιδιαίτερα διαδεδομένη και αποτελούν βασική κατασκευαστική επιλογή για μεγάλο εύρος χρήσεων που περιλαμβάνουν από ταχύπλοα οχηματαγωγά τύπου catamaran έως υλικά συσκευασίας για τη βιομηχανία τροφίμων [3]. Είναι φυσικό η πλήρης αξιοποίηση τους να εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τη δυνατότητα ασφαλούς και πλήρως ελεγχόμενης συγκόλλησής τους για παραγωγή σύνθετων κατασκευών.

Η εισαγωγή συγκολλητών κατασκευών των κραμάτων αυτών στους διάφορους κλάδους της κατασκευαστικής βιομηχανίας (αεροπορική βιομηχανία, αυτοκινητοβιομηχανία, βιομηχανία ηλεκτρονικών συσκευών) συνεπάγεται προφανή πλεονεκτήματα που για κάθε τομέα εξειδικεύονται ως εξής:

α) Αεροπορική βιομηχανία

Στην αεροπορική βιομηχανία τα πλεονεκτήματα από την υιοθέτηση μεθόδων συγκολλήσεων με τήξη (fusion welding processes) αφορούν τη μείωση του κατασκευαστικού κόστους, την αύξηση της μεταφορικής ικανότητας ωφέλιμου φορτίου, καθώς και τη μειωμένη κατανάλωση καυσίμου. Η συγκόλληση με laser ευρίσκεται στο επίκεντρο του ενδιαφέροντος ως εναλλακτική λύση στις συνδέσεις με ηλώσεις και σε κολλήσεις (adhesive bonding) που εφαρμόζονται τώρα. Η βελτίωση στην ποιότητα συγκόλλησης και στις ιδιότητες της, η εξοικονόμηση πόρων και βάρους είναι δυνατόν να επιτευχθεί μέσω της απλοποίησης της παραγωγικής διαδικασίας και της μείωσης των επιπρόσθετων στοιχείων που χρησιμοποιούνται για τις ενώσεις όπως οι ήλοι και οι κόλλες [3].

β) Αυτοκινητοβιομηχανία

Το νέο νομοθετικό πλαίσιο που υπαγορεύει μεταξύ άλλων μειωμένες εκπομπές ρύπων έχει υποχρεώσει τις αυτοκινητοβιομηχανίες να εξετάσουν τη χρήση ελαφρύτερων υλικών και νέο σχεδιασμό προκειμένου να μειώσουν την κατανάλωση καυσίμων. Για παράδειγμα το Audi A8 διαθέτει σκελετό από κράμα αλουμινίου (space frame), και

έχει συγκολληθεί με τη μέθοδο MIG [4,5]. Εντούτοις στο αλουμινένιο Audi A2 οι συγκολλήσεις στα panel και στα προϊόντα εξέλασης έχουν πραγματοποιηθεί με Nd:YAG laser. Η τρέχουσα πρόβλεψη αφορά χρήση 1.7-2 δεσεκατομμυρίων τόνων πρώτης ύλης αλουμινίου για την αυτοκινητοβιομηχανία, που αναμένεται να αυξηθεί περισσότερο καθώς όλο και περισσότεροι κατασκευαστές στρέφονται στη χρήση κραμάτων αλουμινίου για αυτοκίνητα[6].

Τα υλικά των εφαρμογών αυτών όμως, ιδιαίτερα τα θερμικώς κατεργάσιμα, παρουσιάζουν έντονα προβλήματα συγκολλησιμότητας με συνέπεια είτε την υποβάθμιση των μηχανικών ιδιοτήτων στην θερμικά επηρεαζόμενη ζώνη(ΘEZ) της συγκόλλησης, είτε τη δημιουργία προδιάθεσης για ρωγμάτωση[7]. Στον Πίνακα 1.1 παρουσιάζονται συνοπτικά, χαρακτηριστικά προβλήματα που συναντώνται στις συγκολλήσεις κραμάτων αλουμινίου.

Πίνακας 1.1: Χαρακτηριστικά προβλήματα συγκολλήσεων κραμάτων αλουμινίου [7]

Υλικό	Χημική σύσταση		Προβλήματα Συγκόλλησης
	Κύρια στοιχεία	Ιχνοστοιχεία	
Κράματα Al-Mg (σειρά 5xxx)	Mg:1-5%	Si, Fe, Mn	Ρωγμάτωση στερεοποίησης Μείωση αντοχής στη ΘEZ
Κράματα Al-Mg-Si (σειρά 6xxx)	Mg:0.5-1.3% Si:0.4-1.4% Cu: 0.2-0.9%	Mn, Cr, Fe	Θερμορωγμές Ρωγμάτωση στερεοποίησης Μείωση αντοχής στη ΘEZ
Κράματα Al-Zn-Mg (σειρά 7xxx)	Mg:0.5-4% Zn:2-8%	Cu, Cr, Mn, Fe	Θερμορωγμές Ρωγμάτωση στερεοποίησης Ελαττωμένη αντοχή σε εργοδιάβρωση στη ΘEZ

Η εμφάνιση των ρωγματώσεων, καθώς και η υποβάθμιση των ιδιοτήτων στη θερμοεπηρεαζόμενη ζώνη θα μπορούσαν να αντιμετωπιστούν έως ένα βαθμό με υιοθέτηση μεθόδου συγκόλλησης που θα έδινε τη δυνατότητα ικανοποιητικού ελέγχου της πρόσδοσης θερμότητας και κατά συνέπεια του ρυθμού στερεοποίησης και ψύξης της ΘEZ, και θα παρήγαγε συγκολλήσεις με μικρές διαστάσεις.

Οι συγκολλήσεις με laser- κατά κύριο λόγο χαλύβων-είναι μια διαδεδομένη μέθοδος που έχει υιοθετηθεί σε βιομηχανική κλίμακα κατά τις τελευταίες δύο δεκαετίες σε ένα σημαντικό αριθμό εφαρμογών λόγω των πλεονεκτημάτων που διαθέτει έναντι των συμβατικών μεθόδων [8,9].

Ενδεικτικά αναφέρονται:

- καλύτερη ποιότητα συγκόλλησης (χωρίς πόρους και εγκλείσματα)
- χαμηλή θερμική καταπόνηση του υλικού
- μικρές διαστάσεις της θερμοεπηρεαζόμενης ζώνης
- δυνατότητα ελέγχου του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας (heat input) στο υλικό και συνεπώς έλεγχος της ταχύτητας ψύξης της συγκόλλησης.
- εύκολη αυτοματοποίηση
- μέθοδος φιλική προς το περιβάλλον.

Τα παραπάνω πλεονεκτήματα καθιστούν την μέθοδο συγκόλλησης με laser ελκυστική για την αντιμετώπιση των προβλημάτων συγκολλησιμότητας των κραμάτων αλουμινίου που προαναφέρθηκαν, και γι' αυτό το λόγο υπάρχει σημαντική ερευνητική δραστηριότητα σ' αυτό τον τομέα κατά τα τελευταία χρόνια [10-20]. Στο σημείο αυτό είναι χρήσιμο να αναφερθεί ότι στην Ελλάδα την τελευταία δεκαετία

έχει εγκατασταθεί αξιόλογος εξοπλισμός laser που παρέχει βιομηχανικές υπηρεσίες κυρίως κοπής και μαρκαρίσματος και παράλληλα έχουν αναπτυχθεί με χρηματοδότηση της ΓΓΕΤ [21,22,23] και της Ευρωπαϊκής Ένωσης μέσω ερευνητικών προγραμμάτων, συγκολλήσεις χαλύβων με laser με πολύ καλά αποτελέσματα. Η παρούσα ερευνητική προσπάθεια αποτελεί συνέχεια της προαναφερθείσας δραστηριότητας στον τομέα των κραμάτων Αλουμινίου.

Στα πλαίσια λοιπόν της παρούσας εργασίας το ενδιαφέρον εστιάστηκε στα κράματα αλουμινίου της σειράς 6xxx -δηλαδή στο σύστημα Al-Mg-Si-Cu-, τα οποία αποκτούν τη βέλτιστη αντοχή τους σε κατάσταση T6 μέσω της θερμικής κατεργασίας της τεχνητής γήρανσης. Επισημαίνεται ότι η Ευρωπαϊκή Ένωση σε συνεργασία με τις μεγαλύτερες εταιρείες παραγωγής και χρήσης αλουμινίου προσδιόρισε μέσω του προγράμματος COST 507 τα σημαντικότερα κραματικά συστήματα στα οποία θα βασιστεί η ανάπτυξη των κραμάτων αλουμινίου της επόμενης δεκαετίας. Τα συστήματα αυτά είναι τα Al-Mg-Si-Fe, Al-Zn-Mg-Cu, Al-Li-Cu-Mg-Zr και το Al-Mg-Si-Cu με το οποίο θα ασχοληθεί η παρούσα εργασία [24].

Τα κράματα της σειράς αυτής χρησιμοποιούνται στην αεροπορική βιομηχανία (παράδειγμα το 6061 και το 6013), την αυτοκινητοβιομηχανία (το κράμα 6005A και 6009) ενώ τα ελαφρώς χαμηλότερης αντοχής 6063 και 6060 είναι κατ' εξοχήν προϊόντα εξέλασης που χρησιμοποιούνται σε αρχιτεκτονικές εφαρμογές. Στα κράματα αυτά, όπως και σε άλλα υλικά, η απόδοση, οι ιδιότητες, η κατεργασία και η δομή αλληλεξαρτώνται. Έτσι μια οποιαδήποτε επέμβαση στην κατεργασία τους - όπως στην περίπτωση της συγκόλλησης- μπορεί να επιφέρει μεταβολές στη δομή και κατά συνέπεια στις ιδιότητες [25]. Κατά τη διάρκεια της θερμικής κατεργασίας της τεχνητής γήρανσης σχηματίζονται κατακρημνίσεις σωματιδίων οι οποίες ευρίσκονται σε πολύ λεπτή διασπορά μέσα στη μήτρα του κράματος, έχουν μέγεθος μερικά νανόμετρα, και προσδίδουν στο κράμα ιδιαίτερα υψηλή αντοχή. Κατά τη συγκόλληση και λόγω του θερμικού πεδίου που επιβάλλεται στο υλικό η ισορροπία της λεπτομερούς διασποράς των κατακρημνίσεων στη μήτρα του κράματος του αλουμινίου διαταράσσεται, λόγω των φαινομένων της διαλυτοποίησης (dissolution), της διεύρυνσης (coarsening), ή και της επανακατακρημνίσης (re-precipitation) των σωματιδίων ισχυροποίησης (precipitates). Στην ουσία δημιουργείται τόσο στη λίμνη συγκόλλησης όσο και στη θερμοεπηρεαζόμενη ζώνη μια νέα κατάσταση μικροδομής η οποία προσδίδει στο κράμα διαφορετικές μηχανικές ιδιότητες απ' αυτές που είχε αποκτήσει μετά την αρχική θερμική κατεργασία.

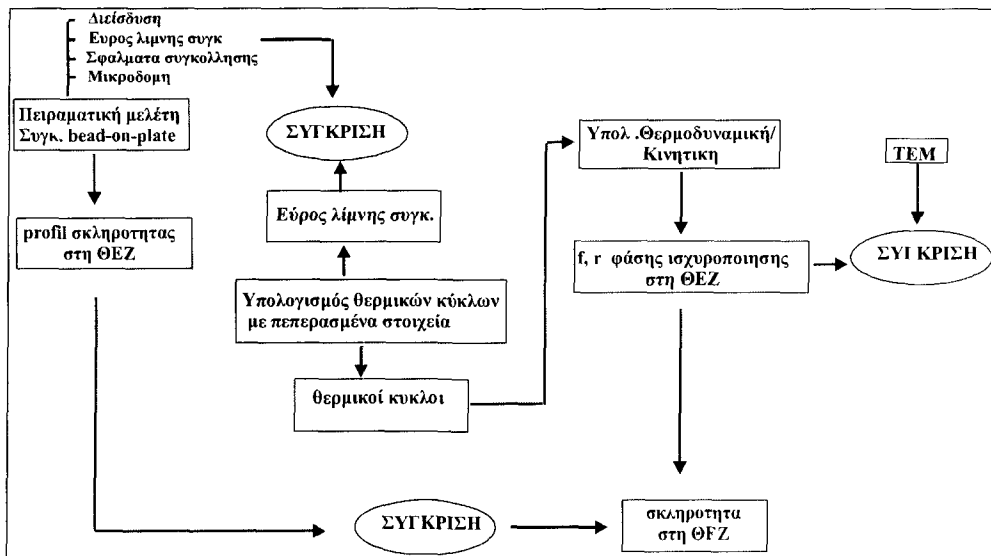
Είναι προφανές ότι η μελέτη των φαινομένων αυτών, και η περιγραφή τους μέσα από μοντέλα προσομοίωσης, τα οποία θα μπορούν να συνδέουν την τελική αντοχή του κράματος, με τη δημιουργούμενη μικροδομή καθώς και τις παραμέτρους κατεργασίας της συγκόλλησης και της αρχικής μικροδομής, αποτελούν χρήσιμο «εργαλείο» σχεδιασμού και ανάπτυξης της κατεργασίας συγκόλλησης με laser στα κράματα αλουμινίου. Επιπρόσθετα η δημιουργία ενός τέτοιου ολοκληρωμένου μοντέλου διευκολύνει το σχεδιασμό της κατεργασίας και υποδεικνύει ασφαλείς περιοχές πειραματικών συνθηκών κατά το στάδιο της ανάπτυξης της μεθόδου, προκειμένου να ελεγχθούν και να περιοριστούν τα φαινόμενα που επηρεάζουν αρνητικά την αντοχή του κράματος.

Η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για την πραγματοποίηση του στόχου αυτού στην παρούσα εργασία αναλύεται διεξοδικά στα Κεφάλαια που ακολουθούν και διαγραμματικά παρουσιάζεται στο Σχήμα 1.1.

Όπως φαίνεται από το Σχήμα 1.1 η υλοποίηση του θέματος της διδακτορικής εργασίας περιελάμβανε τόσο πειραματικό όσο και θεωρητικό μέρος. Σε πρώτο στάδιο πραγματοποιήθηκαν τα πειράματα συγκόλλησης bead-on-plate των κραμάτων

Αλουμινίου 6063, 6061 και 6013 με χρήση laser διοξειδίου του άνθρακα. Τα δείγματα αξιολογήθηκαν στο Εργαστήριο με κλασικές μεθόδους ποιοτικού ελέγχου των συγκολλήσεων που περιελάμβαναν μη καταστρεπτικό και καταστρεπτικό ποιοτικό έλεγχο. Έγινε εκτεταμένη ανάλυση των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της συγκόλλησης και συσχετίσθη με τις πειραματικές συνθήκες. Παράλληλα υπολογίστηκε το θερμοκρασιακό πεδίο της συγκόλλησης στη ΘΕΖ με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων και οι υπολογισμοί ελέγχθηκαν μέσω της σύγκρισης με τα πειραματικά αποτελέσματα. Αναπτύχθηκαν μοντέλα υπολογιστικής κινητικής προκειμένου να περιγραφούν και να υπολογιστούν τα φαινόμενα μεταβολών της μικροδομής –γήρανση, διαλυτοποίηση και διεύρυνση των φάσεων ισχυροποίησης- στη ΘΕΖ κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου της συγκόλλησης του κράματος 6061.

Πραγματοποιήθηκε ηλεκτρονική μικροσκοπία διερχόμενης δέσμης (TEM) για να ελεγχθεί η αξιοπιστία των προβλέψεων των μοντέλων υπολογιστικής κινητικής. Η διατριβή ολοκληρώθηκε με την σύνδεση των μεταβολών της μικροδομής με τη μικροσκληρότητα που υπάρχει στη ΘΕΖ μετά το τέλος της συγκόλλησης.



Σχήμα 1.1 : Διάγραμμα ροής φάσεων διατριβής.

1.2 Σημεία πρωτοτυπίας της διατριβής

Από τα σημεία που αναφέρθηκαν παραπάνω, εκείνα που συνεισφέρουν στην πρωτοτυπία της έρευνας της διατριβής είναι η εφαρμογή υπολογιστικής θερμοδυναμικής και κινητικής για την προσομοίωση των μετασχηματισμών φάσεων που συμβαίνουν στη θερμοεπηρεαζόμενη ζώνη της συγκόλλησης και οδηγούν σε μεταβολή της αντοχής του κράματος, δηλ. η γήρανση, η διαλυτοποίηση και η διεύρυνση των σωματιδίων της φάσης ισχυροποίησης. Έτσι επιχειρείται η υπολογιστική σύνδεση των τριών κρίκων της αλυσίδας κατεργασίας (συγκόλληση με laser) → μεταβολή μικροδομής (διαλυτοποίηση, διεύρυνση, καθίζηση) → μεταβολή ιδιοτήτων (αλλαγή σκληρότητας στη ΘΕΖ), γεγονός που θα επιτρέψει το βέλτιστο σχεδιασμό των κατεργασιών αυτών. Για το σκοπό αυτό ακολουθήθηκε η μεθοδολογία

σύζευξης θερμοδυναμικής και κινητικής μέσω των πακέτων Thermocalc[26] και DICTRA[27,28]. Η μέθοδος DICTRA βασίζεται στην αριθμητική επίλυση των εξισώσεων διάχυσης με πολλά συστατικά, θεωρώντας ότι στην διεπιφάνεια των εμπλεκόμενων φάσεων επικρατεί τοπική θερμοδυναμική ισορροπία. Η επίλυση των εξισώσεων γίνεται με τη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών. Για τον υπολογισμό του μετασχηματισμού μιας φάσης (π.χ διαλυτοποίηση της φάσης Mg_2Si στη μήτρα αλουμινίου) η μεθοδολογία DICTRA περιλαμβάνει 4 βήματα:

α) Επίλυση των εξισώσεων διάχυσης

β) υπολογισμό της τοπικής θερμοδυναμικής ισορροπίας (σύζευξη με το πρόγραμμα Thermo-Calc)

γ) επίλυση των εξισώσεων που διέπουν το ισοζύγιο ροής μάζας και

δ) μετατόπιση των διαφασικών συνόρων.

Ακολουθώντας τη μεθοδολογία που αναφέρθηκε παραπάνω επετεύχθη η υπολογιστική προσομοίωση της κινητικής της γήρανσης, της διαλυτοποίησης και της διεύρυνσης των σωματιδίων της φάσης ισχυροποίησης κάτω από μη ισόθερες συνθήκες (υψηλοί ρυθμοί θέρμανσης και ψύξης), που λόγω των ιδιοτήτων της δέσμης του laser είναι της τάξης 10^4 - 10^5 °K/sec. Οι δημοσιευμένες εργασίες στον τομέα αυτό αφορούν ισόθερους μετασχηματισμούς ή μετασχηματισμούς κάτω από ηπιότερες θερμοκρασιακές συνθήκες [29-32]. Μάλιστα έχει ιδιαίτερη σημασία ότι η προσομοίωση των μετασχηματισμών αυτών έγινε σε πολύ μικρή από άποψη διαστάσεων κλίμακα δεδομένου ότι οι διαστάσεις της ΘΕΖ δεν ξεπερνούν τα 2-3 mm ενώ η διάρκεια του θερμικού κύκλου είναι κάτω από 1 sec. Αναλυτική περιγραφή του τμήματος αυτού της διατριβής δίδεται στο Κεφάλαιο 4.

1.3 Περιεχόμενο της διατριβής

Η διατριβή διαρθρώνεται σε 5 κεφάλαια. Η πειραματική διαδικασία που αφορούσε την εκτέλεση πειραμάτων συγκόλλησης για τα κράματα αλουμινίου 6063,6061 και 6013 ήταν αρκετά εκτεταμένη σε σχέση με τα διαθέσιμα μέσα (εξοπλισμός και υλικά) και παρουσιάζεται στο Κεφάλαιο 2. Παράλληλα στο ίδιο Κεφάλαιο γίνεται μια κατά το δυνατόν πλήρης βιβλιογραφική ανασκόπηση σε μια προσπάθεια να περιγραφεί το state of the art στον τομέα των συγκολλήσεων κραμάτων αλουμινίου με laser παγκοσμίως. Στα πειράματα χρησιμοποιήθηκαν lasers διοξειδίου του άνθρακα υψηλής ισχύος με σκοπό τον προσδιορισμό βέλτιστων πειραματικών συνθηκών για παραγωγή συγκολλήσεων υψηλής ποιότητας. Τα δείγματα αξιολογήθηκαν τόσο με καταστρεπτικές όσο και με μη καταστρεπτικές μεθόδους ποιοτικού ελέγχου βάσει των αντίστοιχων προδιαγραφών EN για κάθε έλεγχο ξεχωριστά. Από την εξέταση των δειγμάτων προέκυψαν χρήσιμα συμπεράσματα που παρουσιάζονται υπό μορφή παραμετρικής ανάλυσης. Επίσης έγινε σύγκριση του επιπέδου ποιότητας των συγκολλήσεων με αντίστοιχες συγκολλήσεις που έγιναν με τη συμβατική μέθοδο TIG. Λεπτομέρειες για την πειραματική διαδικασία δίνονται στο Κεφάλαιο 2.

Το Κεφάλαιο 3 ασχολείται με την ανάπτυξη μοντέλων πεπερασμένων στοιχείων, για τον υπολογισμό του θερμικού κύκλου που υφίσταται κάθε σημείο που ευρίσκεται στη ΘΕΖ της συγκόλλησης. Για τους υπολογισμούς των πεπερασμένων στοιχείων χρησιμοποιήθηκε το πακέτο ABAQUS[33], η χρήση του οποίου διατέθηκε από το Εργαστήριο Μηχανικής και Αντοχής των Υλικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας. Τα αποτελέσματα της ανάλυσης μεταφοράς θερμότητας με πεπερασμένα στοιχεία ήταν απαραίτητα για τη συνέχεια της διατριβής καθώς αποτελούσαν δεδομένα εισόδου στα μοντέλα υπολογιστικής κινητικής.

Στο Κεφάλαιο 4, το βασικότερο κεφάλαιο της διατριβής, παρουσιάζονται τα μοντέλα της υπολογιστικής κινητικής που κατασκευάστηκαν για την προσομοίωση των διεργασιών της γήρανσης της διαλυτοποίησης και της διεύρυνσης των φάσεων ισχυροποίησης. Δίδεται η περιγραφή των μοντέλων η παραμετρική ανάλυση που πραγματοποιήθηκε καθώς και η σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα.

Τέλος στο Κεφάλαιο 5 διατυπώνονται τα συμπεράσματα που προέκυψαν από τις εργασίες που ολοκληρώθηκαν στα πλαίσια της διατριβής.

Στο Κεφάλαιο 6 προτείνονται θέματα που θα μπορούσαν να απασχολήσουν τους επόμενους ερευνητές.

2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ –ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

2.1 Εισαγωγή –Βιβλιογραφική ανασκόπηση

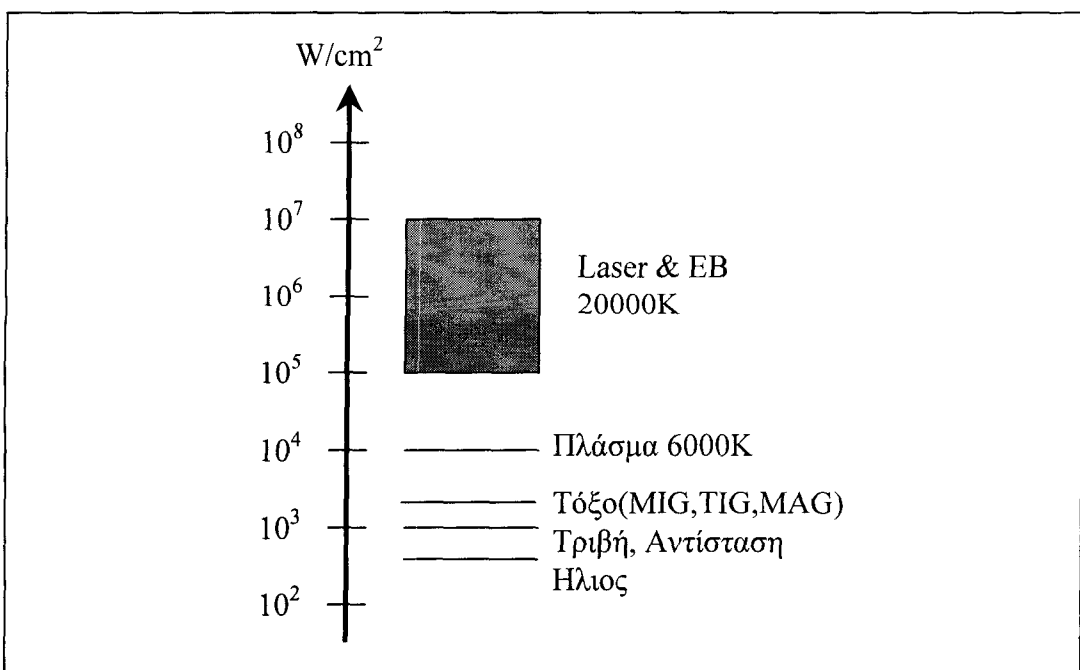
Το αντικείμενο του παρόντος κεφαλαίου είναι η διεξαγωγή πειραματικών συγκολλήσεων τύπου bead-on-plate σε κράματα της σειράς δxxx. Ο σκοπός είναι:

- ο προσδιορισμός της επίδρασης των παραμέτρων κατεργασίας (ισχύς, ταχύτητα δέσμης, σημείο εστίασης, αέριο κατεργασίας) στα γεωμετρικά χαρακτηριστικά (διδύση, πλάτος ραφής), στη μικροδομή και στη σκληρότητα των συγκολλήσεων
- η παραγωγή πειραματικών δεδομένων για σύγκριση τόσο με τους υπολογισμούς θερμοκρασιακών κατανομών (Κεφ.3) όσο και με τις προβλέψεις των προσομοιώσεων για τη διαμόρφωση της μικροδομής (Κεφ.4).

Στη συνέχεια παρουσιάζεται η βιβλιογραφική ανασκόπηση στις συγκολλήσεις κραμάτων αλουμινίου με laser, η πειραματική μεθοδολογία και τα αποτελέσματα.

Η μέθοδος της συγκόλλησης μεταλλικών υλικών με laser εφαρμόζεται σε βιομηχανική κλίμακα τις τελευταίες δύο δεκαετίες, κυρίως σε χάλυβες και σε εφαρμογές που καλύπτουν ευρύ φάσμα της παραγωγής. Ενδεικτικά αναφέρονται η αυτοκινητοβιομηχανία, η αεροπορική βιομηχανία, η βιομηχανία κατασκευής αμυντικού υλικού, παραγωγής ηλεκτρικών συσκευών και ηλεκτρονικών πλακετών.

Το κύριο στοιχείο που διαφοροποιεί τη μέθοδο από τις συμβατικές είναι η δυνατότητα της δέσμης του laser να επάγει στην επιφάνεια του υλικού συγκεντρωμένη «καθαρή ενέργεια» της τάξεως των 10^7W/cm^2 μέσα σε χρόνο μικροδευτερολέπτων[8,9]. Στο Σχήμα 2.1 παρουσιάζεται η σύγκριση από πλευράς διαθέσιμων εντάσεων των μεθόδων συγκόλλησης. Η μελέτη του σχήματος αυτού



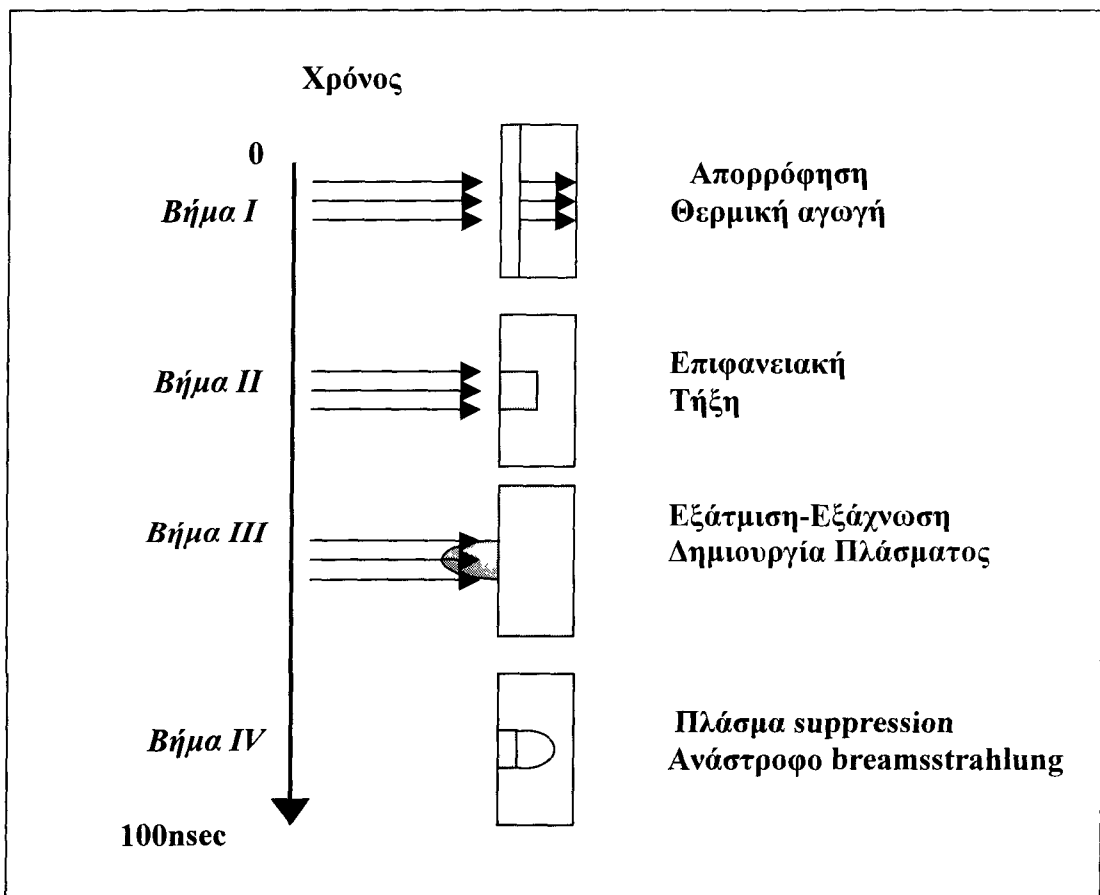
Σχήμα 2.1: Σύγκριση μεθόδων συγκόλλησης σε σχέση με την προστιθέμενη ανά μονάδα επιφάνειας ενέργεια.

δείχνει ότι οι συμβατικές μέθοδοι ευρίσκονται δύο τάξεις μεγέθους χαμηλότερα, ενώ το laser συγκρίνεται μόνο με τη δέσμη Ηλεκτρονίων (EB), μέθοδο εξίσου

αποτελεσματική αλλά αρκετά δαπανηρότερη και αντικοινωνική στην εφαρμογή της, κυρίως λόγω της απαίτησης δημιουργίας κενού κατά τη συγκόλληση.

Στα σημαντικότερα πλεονεκτήματα της μεθόδου αναφέρονται, η χαμηλή θερμική καταπόνηση του υλικού, οι μικρές διαστάσεις της ΘΕΖ, η δυνατότητα πλήρους ελέγχου του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας (heat input) στο υλικό και κατά συνέπεια ο έλεγχος της ταχύτητας ψύξης της συγκόλλησης, καθώς και η ευκολία αυτοματοποίησης που προσδίδει υψηλούς ρυθμούς παραγωγικότητας.

Οι συγκολλήσεις laser επιτυγχάνονται με τη δημιουργία της περιοχής υψηλής απορρόφησης (keyhole) κατά το αρχικό στάδιο της ακτινοβολήσης. Η δημιουργία της χαρακτηριστικής αυτής περιοχής εξαρτάται άμεσα από την πυκνότητα ισχύος που επάγεται στην επιφάνεια του υλικού και η οποία θα πρέπει να είναι τουλάχιστον 10^5W/cm^2 . Χρησιμοποιώντας κατάλληλες πειραματικές συνθήκες η ηλεκτρομαγνητική ενέργεια οδηγεί σε ηλεκτρονική διέγερση και στη συνέχεια μετατρέπεται σε θερμική ενέργεια προκαλώντας στην επιφάνεια του υλικού διαδοχικά τήξη, εξάχνωση και δημιουργία πλάσματος. Ο κυριότερος μηχανισμός απορρόφησης του πλάσματος είναι οι κρούσεις του τύπου ηλεκτρονίου-ιόντος. Η απορρόφηση πρωταρχικά λαμβάνει χώρα μέσω του φαινομένου της ανάστροφης ακτινοβολίας πέδησης (bremsstrahlung) σε πολύ μικρό χρόνο (10^{-12} sec) (Σχ.2.2) [34].



Σχήμα 2.2: Μηχανισμός δημιουργίας περιοχής υψηλής απορρόφησης [34]

Η δημιουργία της περιοχής υψηλής απορρόφησης είναι ιδιαίτερα σημαντική και σ' αυτή οφείλονται οι συγκολλήσεις με υψηλό aspect ratio (λόγος βάθους

διείσδυσης/εύρους λίκνης τήξης) που επιτυγχάνονται με τη μέθοδο αυτή. Χαρακτηριστικά αναφέρεται ότι οι χαρακτηριστικές συγκολλήσεις laser στις οποίες επιτυγχάνεται η μορφή keyhole λαμβάνουν τιμές του aspect ratio μεταξύ 1,3-10 ενώ για τις συγκολλήσεις τύπου αγωγής (conduction limited) ο λόγος αυτός λαμβάνει τιμές περί το 0,5. Οι παράγοντες που επηρεάζουν την επιτυχία μιας συγκόλλησης αφορούν τόσο τις παραμέτρους του laser όσο και το υλικό .

Στην πρώτη ομάδα περιλαμβάνονται η ισχύς, το σημείο εστίασης της δέσμης, το προστατευτικό αέριο που χρησιμοποιείται καθώς και η ταχύτητα συγκόλλησης. Σε σχέση με το υλικό σημαντικό ρόλο έχουν η κατάσταση της επιφάνειάς του, το πάχος και οι θερμοφυσικές του ιδιότητες (θερμική αγωγιμότητα, διαχυτότητα).

Η ποσότητα ισχύος της δέσμης που απορροφάται ανά μονάδα επιφάνειας του υλικού εκφράζεται από την πυκνότητα ισχύος (power density):

$$q_0 = \frac{PA}{\pi r_b^2} \quad (2.1)$$

όπου στην παραπάνω σχέση q_0 είναι η πυκνότητα ισχύος στην επιφάνεια του ελάσματος σε W/m^2 , P είναι ισχύς της δέσμης laser σε W , A είναι ο συντελεστής απορροφητικότητας (%) της επιφάνειας στην ακτινοβολία της δέσμης και r_b η ακτίνα διατομής της δέσμης σε m .

Η απορρόφηση της προσπίπτουσας ισχύος από το υλικό σε σχέση με το βάθος διείσδυσης περιγράφεται από τη σχέση του Beer's-Lambert [8,9] ως εξής:

$$q(z) = q_0 \exp(-\beta z) \quad (2.2)$$

όπου $q(z)$ είναι η πυκνότητα ισχύος σε βάθος z σε W/m^2 , β ο συντελεστής εξασθένησης σε m^{-1} και z το πάχος του ελάσματος σε m .

Στο σημείο αυτό επισημαίνεται ότι τα κράματα αλουμινίου παρουσιάζουν ιδιαίτερες δυσκολίες κατά τη συγκόλληση με laser εξαιτίας του υψηλού συντελεστή ανακλαστικότητας καθώς και της μεγάλης θερμικής αγωγιμότητας. Τα μειονεκτήματα όμως αυτά είναι δυνατόν να αντιμετωπιστούν με διάφορες μεθόδους και κυρίως με κατάλληλη προετοιμασία της επιφάνειας ώστε να αυξηθεί η απορροφητικότητα [35,36].

Η αναδρομή στη πρόσφατη βιβλιογραφία δείχνει ότι υπάρχει σημαντική δραστηριότητα στο πεδίο των συγκολλήσεων κραμάτων αλουμινίου με laser, η οποία κατά κύριο λόγο αφορά παραμετρικές μελέτες που έχουν στόχο τον προσδιορισμό των βέλτιστων πειραματικών συνθηκών. Πληροφορίες σχετικά με την συγκόλληση των κραμάτων της σειράς 6xxx με laser διοξειδίου του άνθρακα, που αποτελεί και το αντικείμενο μελέτης της παρούσας εργασίας παρουσιάζονται συνοπτικά στον πίνακα 2.1 για αυτογενή συγκόλληση (α) όπως επίσης και για συγκόλληση με χρήση συγκολλητικού υλικού(β).

Από τις αναφορές του πίνακα 2.1 [37-48] μπορούν να αντληθούν χρήσιμες πληροφορίες σχετικά με τις πειραματικές παραμέτρους του πειράματος. Οι ερευνητές που ασχολούνται με το θέμα αυτό ακολουθούν μεθοδολογία προσέγγισης των βέλτιστων πειραματικών συνθηκών για συγκόλληση με laser με την εκτέλεση

πειραμάτων bead-on-plate, και στη συνέχεια αξιολόγηση των δειγμάτων κυρίως με μεταλλογραφία. Οι πειραματικές παράμετροι που μελετώνται είναι η ισχύς της δέσμης του laser, η θέση του σημείου εστίασης ως προς την επιφάνεια των ελασμάτων, η ταχύτητα της συγκόλλησης, το είδος καθώς και η ροή του προστατευτικού αερίου. Τα πειράματα έχουν γίνει είτε με αυτογενή τήξη του κράματος είτε με χρήση του κατάλληλου συγκολλητικού υλικού (filler metal). Οι διαστάσεις της λίμνης συγκόλλησης καθώς και της ΘΕΖ συσχετίζονται με τις πειραματικές συνθήκες που αναφέρονται παραπάνω, και για κάθε σύστημα laser που χρησιμοποιείται προσδιορίζονται οι βέλτιστες πειραματικές συνθήκες.

Η μικροδομή στη ΘΕΖ είναι δενδριτική (3-5 μm). Ανάλογα με τις πειραματικές συνθήκες και το πάχος των ελασμάτων παράγονται συγκολλήσεις μερικής ή πλήρους διείσδυσης [37,38]. Με την αύξηση της ταχύτητας μειώνεται το πλάτος της λίμνης συγκόλλησης[39]. Η απορροφητικότητα της επιφάνειας αυξάνεται με τεχνικές όπως της αμβοβολής, της επικάλυψης με γραφίτη, της ανοδίωσης ή και της χημικής προσβολής [40]. Από τα αέρια κατεργασίας παρατηρήθηκε ότι το άζωτο ευνοεί μεγαλύτερη διείσδυση σε σχέση με το ήλιο[42,43]. Στις παραμετρικές μελέτες συσχετίζονται το βάθος διείσδυσης, με την ταχύτητα της συγκόλλησης και το βάθος του σημείου εστίασης [37,41,44]. Κοινό πρόβλημα είναι το πορώδες που δημιουργείται στη λίμνη συγκόλλησης καθώς και η ρηγματώση (hot cracking). Παρατηρείται επίσης μείωση της σκληρότητας στη λίμνη συγκόλλησης και στη ΘΕΖ λόγω της διαλυτοποίησης της φάσης Mg_2Si .

Για τις συγκολλήσεις με χρήση συγκολλητικού υλικού επιτυγχάνεται αποφυγή των ρηγματώσεων όταν το συγκολλητικό υλικό περιέχει $\text{Si} > 2\%$ [45,46,47], και επίσης συσχετίζονται οι παράμετροι κατεργασίας (θέση σημείου εστιακής απόστασης, γωνία πρόσπτωσης δέσμης, ταχύτητα συγκόλλησης) με το βάθος διείσδυσης και τη μικροδομή της συγκόλλησης. Η σύγκριση των συγκολλήσεων laser σε σχέση με αντίστοιχες με μέθοδο GTA ως προς μικροδομή, σκληρότητα και αντοχή εφελκυσμού αποδεικνύει ότι υπερτερούν ως προς αντοχή και τις μικρότερες διαστάσεις της ΘΕΖ, καθώς και της λίμνης συγκόλλησης[48].

Ο σκοπός της εργασίας στο παρόν Κεφάλαιο ήταν, η πειραματική διερεύνηση των συγκολλήσεων σε πειράματα bead-on-plate σε τρία κράματα Αλουμινίου της σειράς 6xxx, το 6063-T6, το 6061-0, το 6061-T6 και το 6013-T6. Μελετήθηκαν η επίδραση των συνθηκών κατεργασίας και της αρχικής θερμικής κατεργασίας των κραμάτων στα γεωμετρικά χαρακτηριστικά (βάθος διείσδυσης, πλάτος ραφής), τη μικροδομή και τη μικροσκληρότητα των συγκολλήσεων.

Τα πειραματικά αποτελέσματα χρησιμοποιήθηκαν τόσο για τη σύγκριση των θερμοκρασιακών κατανομών με πεπερασμένα στοιχεία (Κεφ.3) όσο και για την σύγκριση με τα αποτελέσματα προσομοιώσεων διαμόρφωσης μικροδομής (Κεφ.4).

Πίνακας 2.1: Συνοπτική παρουσίαση δεδομένων για τη συγκολλησιμότητα κραμάτων αλουμινίου με CO₂ laser.

Κράμα/ Πάχος (mm)	Ισχύς laser	Πειραματικές Συνθήκες	Πηγή
α) Αυτογενείς Συγκολλήσεις			
1100, 3003-H14, 5456-H116 2024-T3, 7075-T6, 6061-T6 2-5 mm	3kW	ισχύς: 2-3KW ταχύτητα: 0.5-10 m/min σημείο εστίασης : 0 ή -1mm αέριο προστασίας : Ar ή He	[37,38]
6082, 4.5mm	10kW	ισχύς: 5-9 KW ταχύτητα: 0.75-3.24 m/min σημείο εστίασης : 0 ή -1mm αέριο προστασίας : Ar ή He	[39]
6061, 1-3 mm	2.5kW	ισχύς: 2.5KW ταχύτητα: 3-5 m/min σημείο εστίασης :-0.5 , -1mm αέριο προστασίας : Ar , He, N ₂	[40]
2219-T3, 5052-0, 7075	10kW	ισχύς: 5-10 KW ταχύτητα: 1-3 m/min σημείο εστίασης :-2 έως -1mm αέριο προστασίας : Ar , He, N ₂	[41]
6082, 2mm	2.5kW	ισχύς: 2.5 KW ταχύτητα: 2-4.5 m/min σημείο εστίασης : 0 , -1mm αέριο προστασίας : N ₂ ή He	[42,43]
6061, 6063 1-5mm	2.5kW	ισχύς: 2-5 KW ταχύτητα: 3-7 m/min σημείο εστίασης : 0 , -1mm αέριο προστασίας : N ₂ ή He	[44]
β) Με χρήση συγκολλητικού υλικού			
6063(συγκολλητικό υλικό: A4043-WY και A4047 -WY) 4 mm	5kW	ισχύς: 2.5KW ταχύτητα: 3-5 m/min σημείο εστίασης : 0 ή -1mm αέριο προστασίας : Ar , He, N	[41,45]
6063 6005(συγκολλητικό υλικό: A4043-WY και A4047 -WY) 4 mm	5kW	ισχύς: 5-10 KW ταχύτητα: 1-3 m/min σημείο εστίασης :-2 , -1mm αέριο προστασίας : Ar ή He	[46,47]
6013 (συγκολλητικό υλικό: A4043)	7kW	ισχύς: 7 KW ταχύτητα: 1-3 m/min σημείο εστίασης :-2 , -1mm αέριο προστασίας : Ar ή He	[48]

2.2 Πειραματική Διαδικασία

Τα πειράματα που εκτελέστηκαν στα πλαίσια της παρούσας διατριβής αφορούσαν συγκολλήσεις bead-on-plate δηλαδή απλά περάσματα της δέσμης laser πάνω στην επιφάνεια των κραμάτων χωρίς τη δημιουργία ένωσης. Η διαδικασία αυτή αποτελεί το πρώτο βήμα στη διαδικασία εφαρμογής μια μεθόδου συγκόλλησης προκειμένου να προσδιοριστεί το κατάλληλο εύρος πειραματικών συνθηκών για παραγωγή συγκολλήσεων ικανοποιητικής ποιότητας.

Τα υλικά που απετέλεσαν αντικείμενο μελέτης ήταν τα ελατά και θερμικώς κατεργάσιμα κράματα αλουμινίου που ανήκουν στη σειρά 6xxx και συγκεκριμένα τα κράματα 6063 - T6, 6061-0, 6061-T6 και το 6013-T6. Η χημική ανάλυση των υλικών αυτών (wt%) φαίνεται στον πίνακα 2.2.

Κύρια κραματικά στοιχεία της σειράς 6xxx είναι το Mg και το Si και κατά δεύτερο λόγο ο Cu ο οποίος προστίθεται σε επιπλέον ποσότητα στο κράμα 6013 προκειμένου εκτός της τυπικής φάσης ισχυροποίησης της σειράς 6xxx δηλ. της φάσης β -Mg₂Si να δημιουργηθεί και η φάση θ -Al₂Cu[1].

Πίνακας 2.2: Χημική ανάλυση (%wt) των κραμάτων 6063, 6061 και 6013.

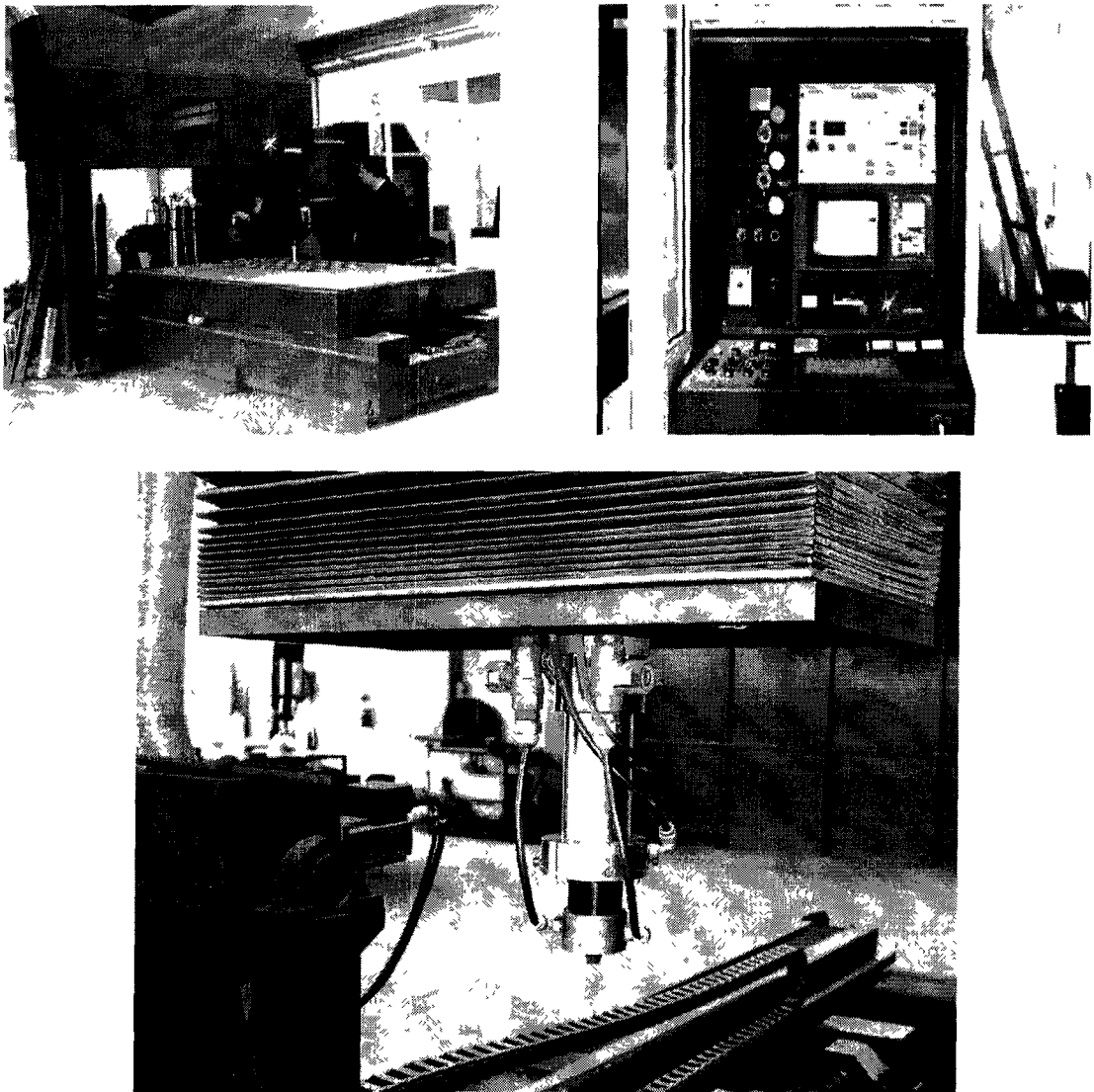
Κράμα	Si	Mg	Fe	Cu	Mn	Zn
6063	0.38	0.51	0.28	0.032	0.026	0.046
6061	0.74	0.98	0.54	0.25	0.11	0.13
6013	0.66	0.84	0.25	0.79	0.38	0.043

Τα κράματα αυτά σε βιομηχανική εφαρμογή κατά κύριο λόγο χρησιμοποιούνται σε κατάσταση T6 που σημαίνει ότι έχουν υποστεί τεχνητή γήρανση. Επιπλέον, στην παρούσα εργασία όμως κρίθηκε σκόπιμο να μελετηθεί και η κατάσταση 0 στο κράμα 6061 προκειμένου να προσδιοριστούν οι μεταβολές στη μικροδομή και τις ιδιότητες και σε κατάσταση ανόπτησης.

Τα δείγματα που συγκολλήθηκαν ήταν σε μορφή πλακιδίων με διαστάσεις 100x100x1.6mm.

Για τη διενέργεια των πειραμάτων χρησιμοποιήθηκαν 3 διαφορετικά laser διοξειδίου του άνθρακα ισχύος 1.5kW (EBETAM), 3 kW(LIC/ITE) και 5 kW(University of Liverpool), με κατανομές έντασης TEM₀₀, TEM₀₁* και TEM₀₁* αντίστοιχα. Η πειραματική διάταξη (EBETAM) παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.3. Η λειτουργία του laser (ισχύς, διάρκεια παλμού είδος λειτουργίας) καθώς και η κίνηση της δέσμης ελέγχεται ψηφιακά από κατάλληλο CNC. Οι διαστάσεις της τράπεζας είναι 3 X 1,5 m και μπορεί να μετακινείται με ακρίβεια ± 0.2 mm. Η ακρίβεια στην επανατοποθέτηση της δέσμης είναι ± 0.1 mm. Το σύστημα έχει τη δυνατότητα γραμμικής μετακίνησης με ταχύτητα σε εύρος 0.1 -15m/min.

Η πρόσδεση των ελασμάτων στην τράπεζα κατεργασίας έγινε μέσω μιας κατάλληλα διαμορφωμένης βάσης. Η δέσμη του laser προσέπιπτε κάθετα στην επιφάνεια του ελάσματος αφού προηγουμένως είχε κάνει διαδρομή μεταξύ των δύο καθρεφτών κατεύθυνσης του συστήματος και εστιαζόταν με φακό εστιακής απόστασης 127mm. Η τροφοδότηση του προστατευτικού αερίου ήταν ομοκεντρικά με τη δέσμη του laser. Το αέριο ήταν κατά περίπτωση ήλιο ή άζωτο. Ο ρόλος του αερίου κατεργασίας είναι ιδιαίτερα σημαντικός αφού χρησιμοποιείται τόσο για τη δημιουργία προστατευτικής ατμόσφαιρας για την αποφυγή οξειδώσεων στη συγκόλληση όσο και για τον καλύτερο χειρισμό του πλάσματος(plasma suppression) που δημιουργείται κατά

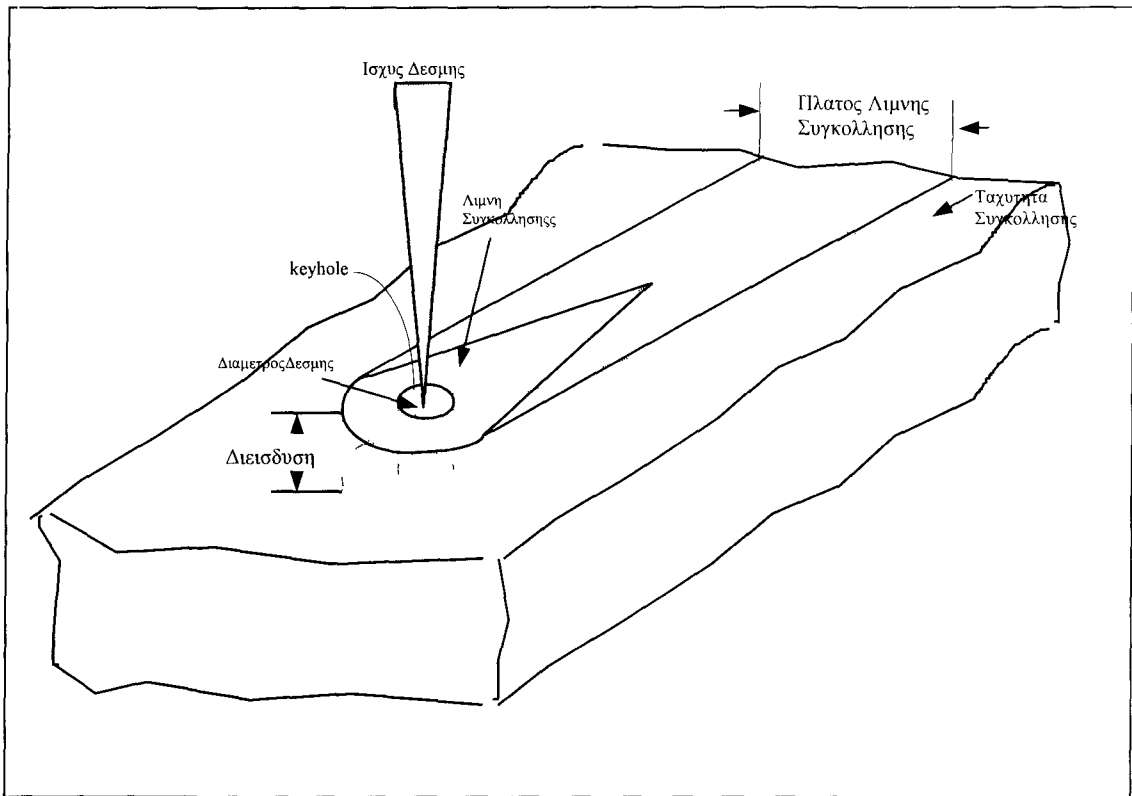


Σχήμα 2.3: Πειραματική διάταξη συστήματος laser διοξειδίου του άνθρακα ψηφιακά ελεγχόμενου από CNC και λεπτομέρεια της κεφαλής συγκόλλησης.

το σχηματισμό της περιοχής υψηλής απορρόφησης keyhole. Για την πραγματοποίηση του πειράματος η δέσμη σάρωνε το έλασμα με την επιθυμητή προεπιλεγμένη ταχύτητα. Στο Σχήμα 2.4 γίνεται αναφορά και στα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της συγκόλλησης (πλάτος λίμνης συγκόλλησης, διείδυση λίμνης συγκόλλησης, διάμετρος δέσμης laser).

Σημαντικό σημείο της εργασίας αποτέλεσε η σωστή επιλογή του εύρους των πειραματικών συνθηκών προκειμένου να παραχθούν συγκολλήσεις. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκαν οι σχετικές βιβλιογραφικές αναφορές που συνοπτικά παρουσιάστηκαν στον Πίνακα 2.1 και από τις οποίες αντλήθηκαν στοιχεία για την διενέργεια των πειραμάτων.

Η ιδιότητα όμως των κραμάτων αλουμινίου να ανακλούν το μεγαλύτερο μέρος της προσπίπτουσας ισχύος, απετέλεσε μια σημαντική δυσκολία κατά την πειραματική διαδικασία και αυτό επειδή χωρίς κατάλληλη προετοιμασία της επιφάνειας ήταν αδύνατη η παραγωγή συγκολλήσεων.



Σχήμα 2.4 Σχηματική απεικόνιση γεωμετρικών χαρακτηριστικών της συγκόλλησης.

Το πρώτο βήμα στη διάρκεια της αρχικής φάσης των πειραμάτων απετέλεσε η προετοιμασία του υποστρώματος με διάφορες τεχνικές (αμμοβολή, χρωμική ανοδίωση, θεϊκή ανοδίωση) και η ακτινοβολή του με laser στη συνέχεια. Από την αξιολόγηση των πειραμάτων αυτών προέκυψε ότι η αμμοβολή λόγω της αύξησης της τραχύτητας της επιφάνειας ευνοεί την δημιουργία της περιοχής υψηλής απορρόφησης και συμβάλλει περισσότερο από τις υπόλοιπες μεθόδους προετοιμασίας στην παραγωγή συγκολλήσεων, με μεγαλύτερο βάθος διείδυσης. Για τους παραπάνω λόγους πραγματοποιήθηκε αμμοβολή με μέγεθος κόκκου 200μm σε όλα τα δοκίμια. Στον πίνακα 2.3 παρουσιάζονται οι πειραματικές συνθήκες συγκόλλησης για τα κράματα που μελετήθηκαν. Για κάθε κατηγορία πειραμάτων μελετήθηκε η επίδραση της ισχύος του laser, η ταχύτητα συγκόλλησης, η θέση του σημείου εστίασης καθώς και η πίεση και το είδος του αερίου κατεργασίας.

Τα δείγματα αξιολογήθηκαν στο Εργαστήριο με τις κλασικές μεθόδους ποιοτικού ελέγχου συγκολλήσεων: μη καταστρεπτικό ποιοτικό έλεγχο (ραδιογραφία και διεισδυτικά υγρά) καθώς και καταστρεπτικό ποιοτικό έλεγχο (μεταλλογραφία, μετρήσεις μικροσκληρότητας).

Οι μέθοδοι μη καταστρεπτικού ποιοτικού ελέγχου που χρησιμοποιήθηκαν ήταν η μέθοδος των διεισδυτικών υγρών για τον εντοπισμό επιφανειακών ατελειών και η ραδιογραφία με ακτίνες – X για τον προσδιορισμό εσωτερικών σφαλμάτων. Οι προδιαγραφές που ακολουθήθηκαν ήταν οι EN 1435 και EN 30042 για τη μέθοδο της ραδιογραφίας (εκτέλεση δοκιμής και αξιολόγηση ευρημάτων) καθώς και οι προδιαγραφές EN 571 και EN 25817 για τη μέθοδο των διεισδυτικών υγρών.

Τα μεταλλογραφικά δοκίμια κόπηκαν κάθετα και παράλληλα προς την κατεύθυνση κίνησης της δέσμης με σκοπό την μελέτη των χαρακτηριστικών της συγκόλλησης. Τα δοκίμια εγκιβωτίστηκαν σε ρητίνη και στη συνέχεια λειάνθηκαν και στιλβώθηκαν.

Για την αποκάλυψη της μακροδομής χρησιμοποιήθηκε κατάλληλο χημικό αντιδραστήριο που περιείχε HCl, HNO₃, HF και H₂O. Η μικροδομή των δειγμάτων εξετάστηκε με οπτικό μεταλλογραφικό μικροσκόπιο, κατόπιν χημικής προσβολής με το αντιδραστήριο Kellers. Η μικροσκληρότητα μετρήθηκε σε βάθος 0.5 mm από την επιφάνεια, με επιβολή βάρους 300gr.

Για την συσχέτιση των παραμέτρων της συγκόλλησης με τα πειραματικά αποτελέσματα χρησιμοποιήθηκε ο ρυθμός πρόσδοσης θερμότητας (h) που εκφράζει το ποσό της ενέργειας που προσπίπτει στην επιφάνεια του κράματος ανά μονάδα μήκους συγκόλλησης ,με μονάδες J / mm.:

Πίνακας 2.3: Πειραματικές συνθήκες συγκόλλησης.

Κράμα	Ισχύς (kW)	Ταχύτητα (m/min)	Θέση σημείου εστίασης (mm)	Αέριο κατεργασίας	Πίεση (bar)
6063-T6	1.5	0.2-5.8	-1	N ₂ και He	4 & 14
	2	4.5-6	0 και -1	N ₂	4 & 14
	3	1.65-9	0 και -1	N ₂	4 & 14
6061-0	2	0.3-15	-1	N ₂	4
	3	6-15	-1	N ₂	4
6061-T6	3	0.3-15	-1	N ₂	4
	4.5	2.4-8	0 και -1	N ₂	4
6013-T6	2	1.05-9	-1	N ₂	4
	3	1.05-9	0 και -1	N ₂	4
	4.5	4.2-8	0 και -1	N ₂	4

$$h = \frac{P}{u} \quad (2.3)$$

όπου, P είναι η προσπίπτουσα ισχύς της δέσμης του laser σε W, και u η ταχύτητα της δέσμης (mm/sec).

Μια ακόμη πολύ σημαντική παράμετρος της κατεργασίας είναι ο χρόνος αλληλεπίδρασης της δέσμης του laser με το υπόστρωμα που δίδεται από τη σχέση:

$$t_{\text{int}} = \frac{2r_b}{u}, \quad (2.4)$$

όπου t_{int} ο χρόνος αλληλεπίδρασης σε sec, r_b η ακτίνα δέσμης laser σε mm και u η ταχύτητα συγκόλλησης σε mm/sec.

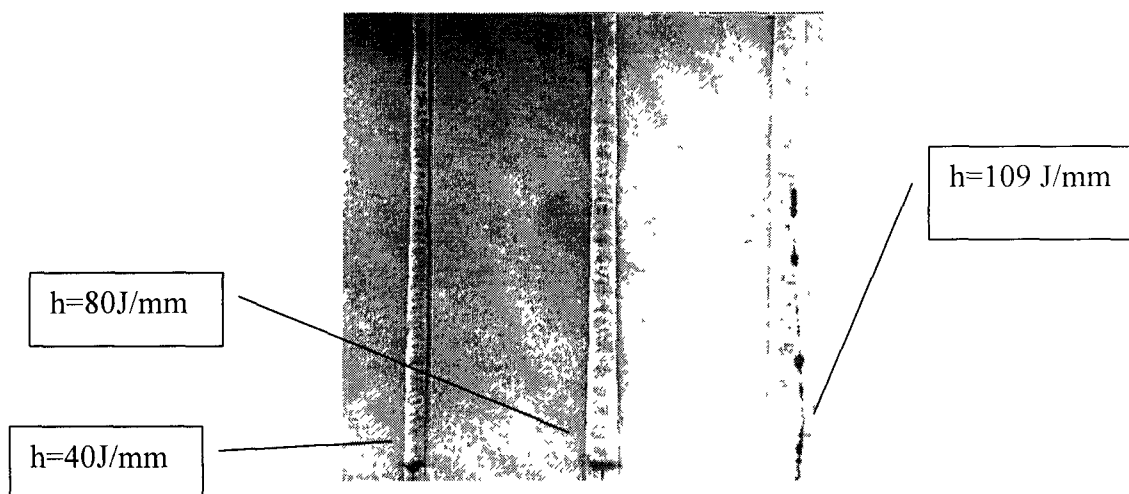
Ο χρόνος αλληλεπίδρασης χρησιμοποιείται σαν παράμετρος κατά την ανάλυση των πεπερασμένων στοιχείων αλλά και στην αξιολόγηση των μετρήσεων μικροσκληρότητας που παρουσιάζονται στο παρόν κεφάλαιο.

2.3 Αποτελέσματα και συζήτηση

2.3.1 Μη καταστρεπτικός ποιοτικός έλεγχος

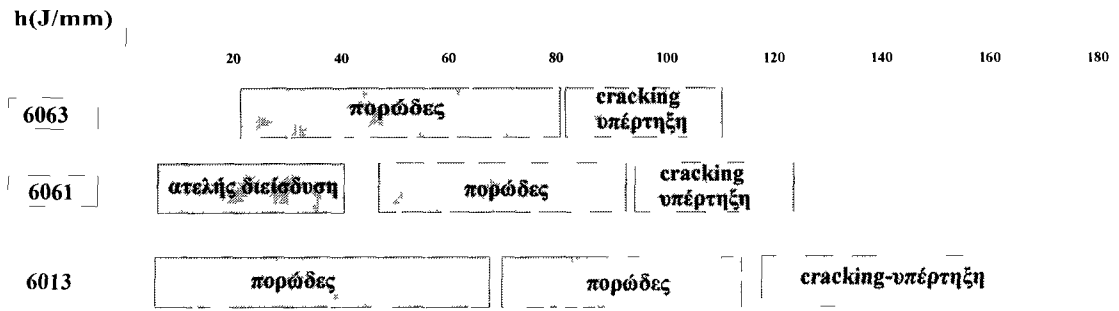
Τα σημαντικότερα σφάλματα που εντοπίστηκαν με τις τεχνικές μη καταστρεπτικού ελέγχου ήταν ρωγματώσεις, πορώδες, υποκοπή (undercutting), ατελής διείσδυση (lack of penetration) και υπέρτηξη (melt-through).

Τυπική εμφάνιση των ρωγματώσεων δίνεται στο Σχήμα 2.5 για το κράμα 6063. Είναι χαρακτηριστικό ότι τα σφάλματα αυτά εντοπίζονται στα δείγματα που έχουν μεγαλύτερες διαστάσεις της λίμνης συγκόλλησης, γεγονός που συνδέεται άμεσα με τις μεγαλύτερες τιμές του συντελεστή πρόσδοσης θερμότητας.



Σχήμα 2.5: Μικρορωγμές και πορώδες στο κράμα 6063 στα δείγματα με ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 80 J/mm και 109 J/mm.

Στα δείγματα που παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.5, τα φαινόμενα αυτά παρατηρούνται σε τιμές του συντελεστή πρόσδοσης θερμότητας που είναι υψηλότερες από 80 J/mm. Τα αποτελέσματα του μη-καταστρεπτικού ελέγχου συνοψίζονται στο Σχήμα 2.6.

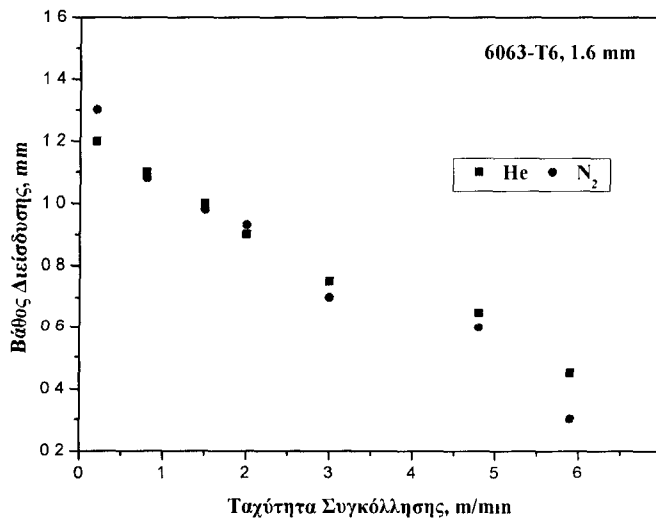


Σχήμα 2.6: Συγκεντρωτικά αποτελέσματα μη καταστρεπτικών ελέγχων.

2.3.2 Ανάλυση μακροδομής

Για τα κράματα 6063-T6, 6061-0, 6061-T6 και 6013-T6 η διείσδυση όπως και το πλάτος της λίμνης συγκόλλησης προσδιορίστηκαν ως συνάρτηση του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας. Για κάθε κράμα τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στη συνέχεια:

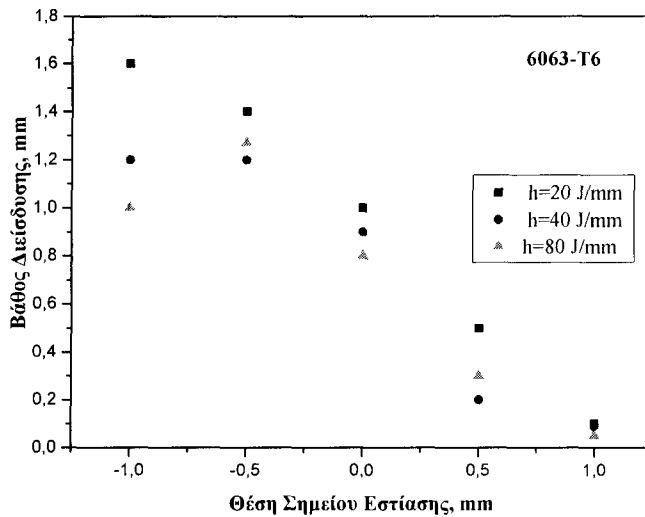
κράμα 6063-T6: Η επιλογή του αερίου κατεργασίας και της θέσης του σημείου εστίασης βασίστηκε σε πειράματα που εκτελέστηκαν στο κράμα 6063-T6. Στο Σχήμα 2.7 παρουσιάζεται η διείσδυση της λίμνης συγκόλλησης σαν συνάρτηση της ταχύτητας με αέριο προστασίας Ήλιο και Άζωτο (ισχύς laser: 1.5kW). Τα πειράματα στα υπόλοιπα κράματα πραγματοποιήθηκαν με Άζωτο ως αέριο προστασίας.



Σχήμα 2.7: Μεταβολή βάθους διείσδυσης σε σχέση με την ταχύτητα της συγκόλλησης και το αέριο κατεργασίας.

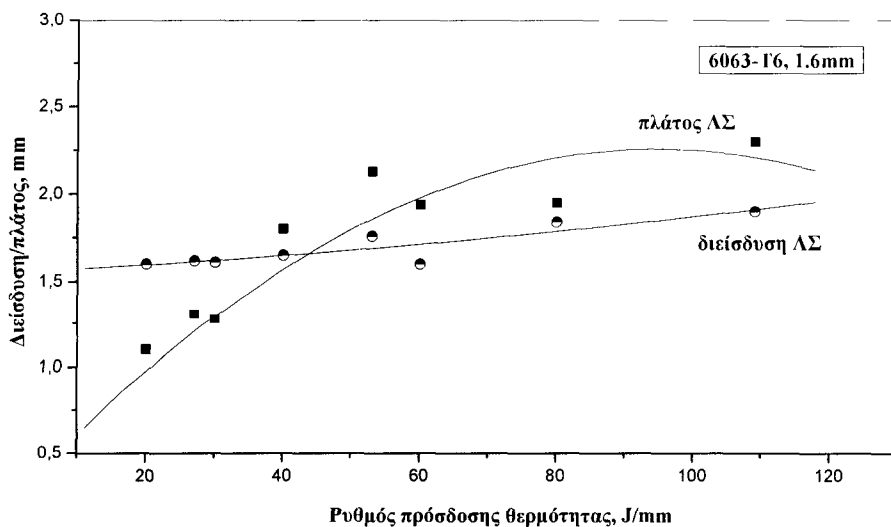
Η επίδραση της θέσης του σημείου εστίασης, στη διείσδυση δίνεται στο Σχήμα 2.8 για ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 20, 40 και 80 J/mm. Η μελέτη του Σχήματος δείχνει ότι οι βέλτιστες συνθήκες κατεργασίας επιτυγχάνονται σε θέση σημείου εστίασης μέσα στο υλικό γεγονός που επιβεβαιώνει τις βιβλιογραφικές αναφορές που παρουσιάστηκαν στον Πίνακα 2.1. Η θέση του σημείου εστίασης στο σημείο -1mm

από την επιφάνεια χρησιμοποιήθηκε και στα πειράματα των κραμάτων 6061 και 6013.



Σχήμα 2.8: Επίδραση σημείου εστίασης στην τιμή διείσδυσης της λίμνης συγκόλλησης για διάφορες τιμές του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας.

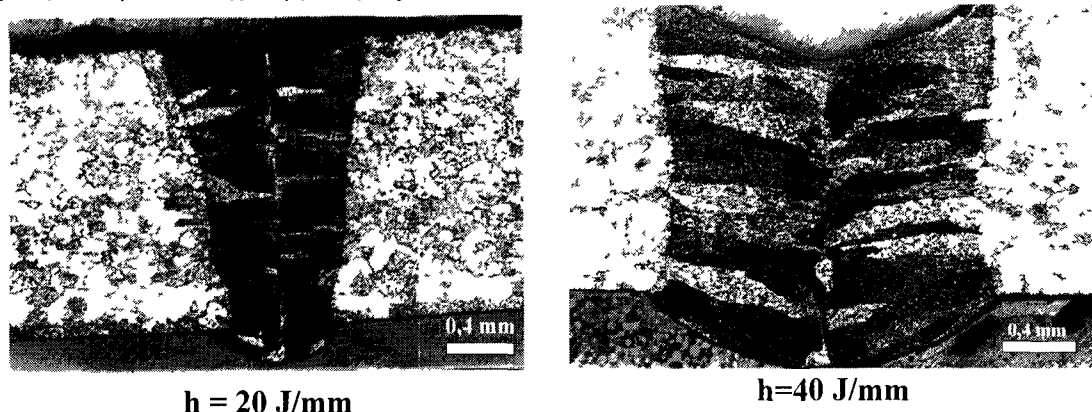
Η διείσδυση και το πλάτος της λίμνης συγκόλλησης ως συνάρτηση του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας δίδονται στο Σχήμα 2.9. Για όλες τις τιμές του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας έχει επιτευχθεί πλήρης διείσδυση.



Σχήμα 2.9: Μεταβολή διαστάσεων λίμνης συγκόλλησης(πλάτος, βάθος διείσδυσης) σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας.

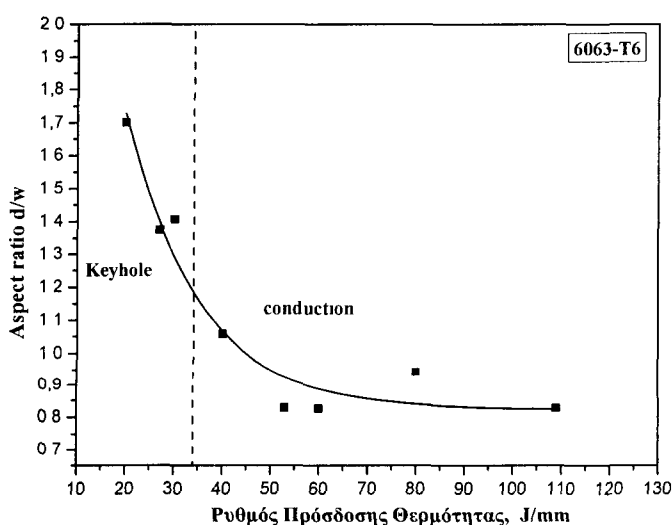
Χαρακτηριστικά παραδείγματα μακροδομής δίνονται στο Σχήμα 2.10 για ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 20 και 40 J/mm. Η λίμνη συγκόλλησης είναι ιδιαίτερα διακριτή και κύριο χαρακτηριστικό είναι η κατεύθυνση στερεοποίησης από το κέντρο της δέσμης προς το μέταλλο βάσης γεγονός που αποδίδεται στη συμμετρία της δέσμης (Gaussian).

Το πλάτος της λίμνης συγκόλλησης αυξάνεται με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματα. Παραμένει κάτω από 2mm για τιμές του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας κάτω από 60 J/mm.



Σχήμα 2.10: Μακροδομή δειγμάτων κράματος 6063-T6 με ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 20J/mm και 40 J/mm αντίστοιχα.

Ο χαρακτηριστικός λόγος της συγκόλλησης (aspect ratio) (βάθος διείσδυσης / πλάτος λίμνης συγκόλλησης), σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.11. Για $h < 30$ J/mm ο aspect ratio υπερβαίνει την τιμή 1.3 και οι συγκολλήσεις χαρακτηρίζονται ως keyhole. Για $h > 30$ J/mm οι συγκολλήσεις έχουν χαμηλό aspect ratio και χαρακτηρίζονται ως τύπου αγωγής (conduction mode).

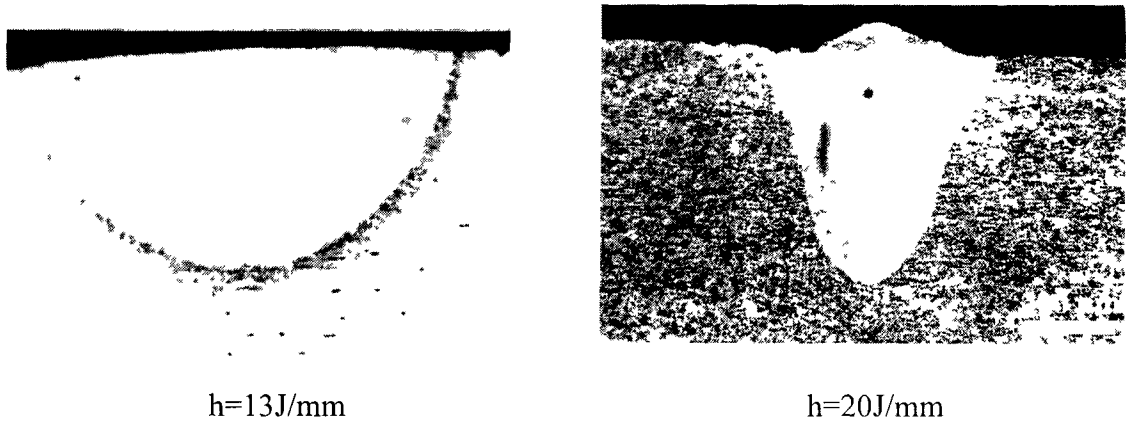


Σχήμα 2.11: Μεταβολή χαρακτηριστικού λόγου (aspect ratio) της συγκόλλησης σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας

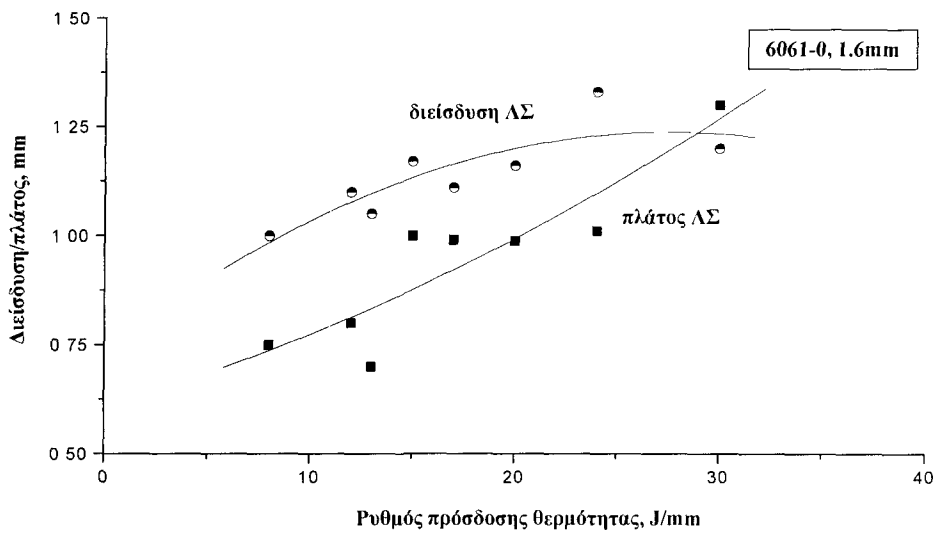
κράμα 6061-0: Κατά τη διεξαγωγή αυτής της κατηγορίας των πειραμάτων ελήφθη υπόψη η εμπειρία από την προηγούμενη σειρά πειραμάτων. Χρησιμοποιήθηκε για όλα τα πειράματα αέριο άζωτο με την πίεσή του σταθεροποιημένη στα 4 bar ενώ το σημείο εστίασης τοποθετήθηκε -1mm κάτω από την επιφάνεια του κράματος.

Η κατάσταση διαφοροποιήθηκε σε σχέση με το κράμα 6063, και στα πειράματα που έγιναν με ισχύ 2kW δεν κατέστη εφικτή η δημιουργία της περιοχής υψηλής απορρόφησης. Σε συνθήκες ακτινοβολίας ανάλογες με αυτές του κράματος 6063 το

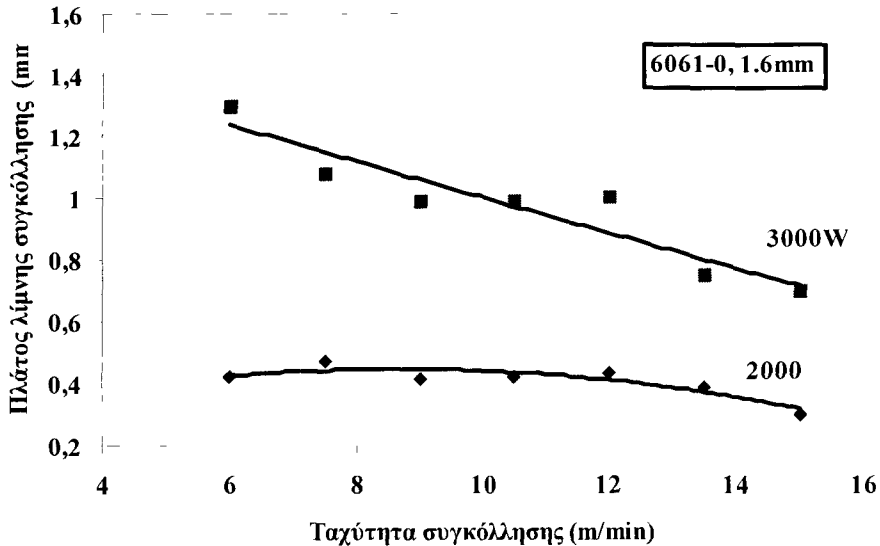
αποτέλεσμα ήταν η δημιουργία συγκολλήσεων τύπου αγωγής με συγκριτικά μεγαλύτερη λίμνη συγκόλλησης, αντιπροσωπευτικό παράδειγμα των οποίων δίνεται στο Σχήμα 2.12 για συντελεστή πρόσδοσης θερμότητας 13 και 20 J/mm.



Σχήμα 2.12: Μακροδομή δειγμάτων κράματος 6061-0 με ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 13 και 20 J/mm.



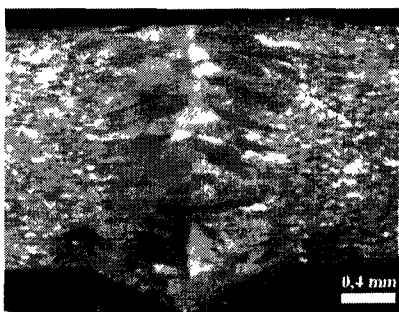
Σχήμα 2.13: Ρυθμός πρόσδοσης θερμότητας σε σχέση με τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της συγκόλλησης.



Σχήμα 2.14: Μεταβολή πλάτους λίμνης συγκόλλησης σε σχέση με την ταχύτητα συγκόλλησης και την ισχύ της δέσμης του laser

Η διείδυση της λίμνης συγκόλλησης ελάχιστα επηρεάστηκε από το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας και παρέμεινε σε τιμές $\sim 1,1$ mm ενώ το πλάτος της λίμνης συγκόλλησης αυξήθηκε σημαντικά (Σχήμα 2.13). Αναλυτικότερα το πλάτος της λίμνης συγκόλλησης αυξάνεται σημαντικά με την μείωση της ταχύτητας και τη χρήση υψηλότερης προσπίπτουσας ισχύος laser (Σχήμα 2.14). Η διαφορά αυτή στη συμπεριφορά των δύο κραμάτων μπορεί να ερμηνευθεί λαμβάνοντας υπόψη τις διαφορές στη χημική σύσταση και συγκεκριμένα την επιπλέον περιεκτικότητα του κράματος 6061 σε Mg και Si που επιβάλλει τη χρήση υψηλότερης ισχύος για την ταυτόχρονη τήξη και εξαχνωση του υλικού ώστε να είναι εφικτή η δημιουργία της keyhole με την έναρξη του πειράματος.

κράμα 6061-T6: Στα δείγματα επιτεύχθηκε πλήρης διείδυση. Χαρακτηριστικά παραδείγματα μακροδομής δίνονται στο Σχήμα 2.15 για ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 69 και 92 J/mm αντίστοιχα.



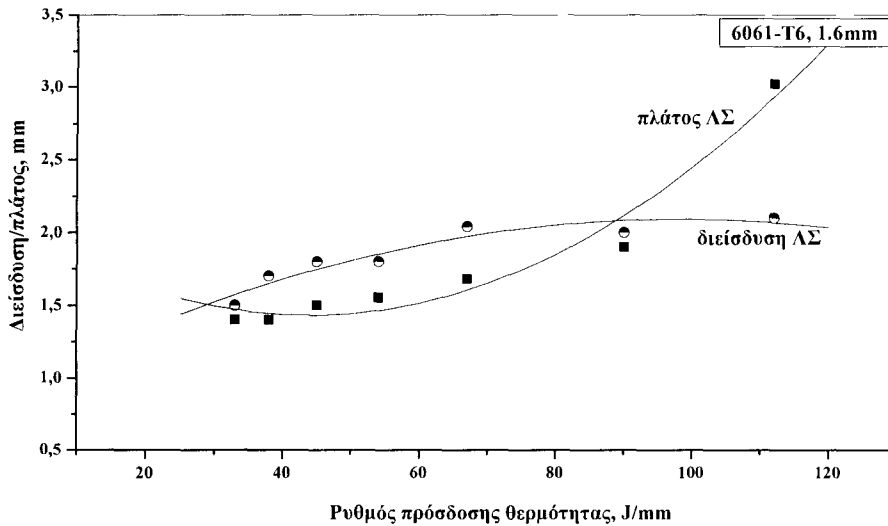
h=69 J/mm



h=92J/mm

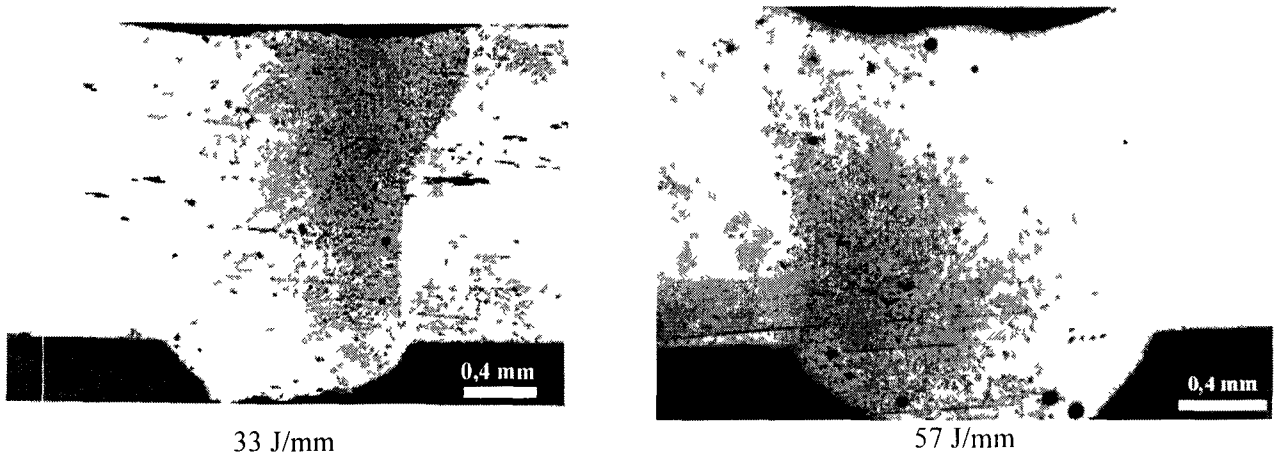
Σχήμα 2.15: Μακροδομή κράματος 6061-T6 σε ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 69 και 92 J/mm αντίστοιχα.

Για τις μεγαλύτερες τιμές του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας παρατηρήθηκε πορώδες και υπέρτηξη (melt through). Η μεταβολή του βάθους διείσδυσης καθώς και του πλάτους της λίμνης συγκόλλησης σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.16. Το πλάτος της λίμνης συγκόλλησης παραμένει κάτω από 2mm για τιμές του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας κάτω από 90J/mm, και μόνο για τιμές του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας μεγαλύτερες από 100J/mm το πλάτος της λίμνης συγκόλλησης φτάνει τα 3mm. Η διείσδυση της λίμνης συγκόλλησης υπερβαίνει το πάχος του ελάσματος εξαιτίας της υπέρτηξης

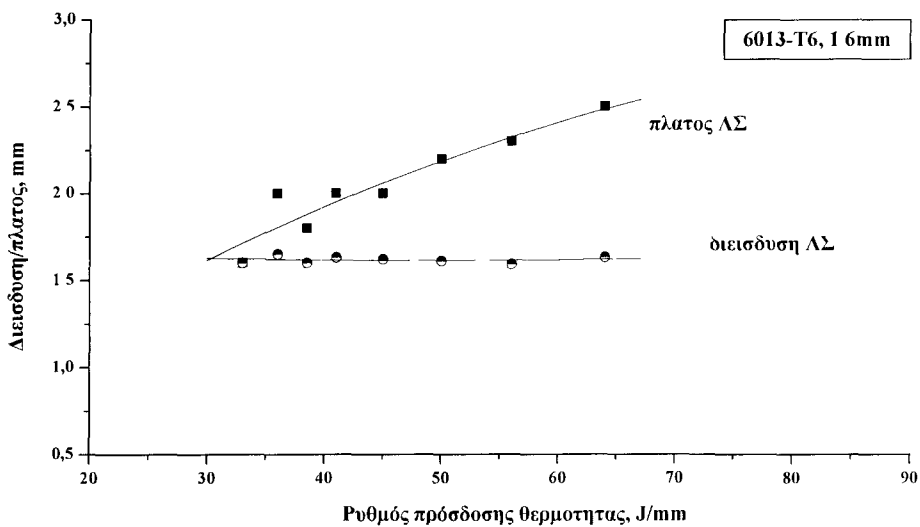


Σχήμα 2.16: Μεταβολή πλάτους Λίμνης Συγκόλλησης και διείσδυσης σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας.

κράμα 6013-T6: Συγκολλήσεις πλήρους διείσδυσης επιτεύχθηκαν σε αυτή τη σειρά πειραμάτων από χαμηλές τιμές του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας. Χαρακτηριστικά παραδείγματα μακροδομής δίνονται στο Σχήμα 2.17, όπου παρατηρείται μικρός βαθμός υπέρτηξης και πορώδες. Η μεταβολή του βάθους διείσδυσης και του πλάτους της λίμνης συγκόλλησης από το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.18. Περαιτέρω αύξηση του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας από τα 33J/mm, όπου επιτυγχάνεται πλήρης διείσδυση προκαλεί αύξηση του πλάτους της λίμνης συγκόλλησης. Το πλάτος της λίμνης συγκόλλησης παραμένει κάτω από τα 2.5mm έως ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας 70 J/mm.

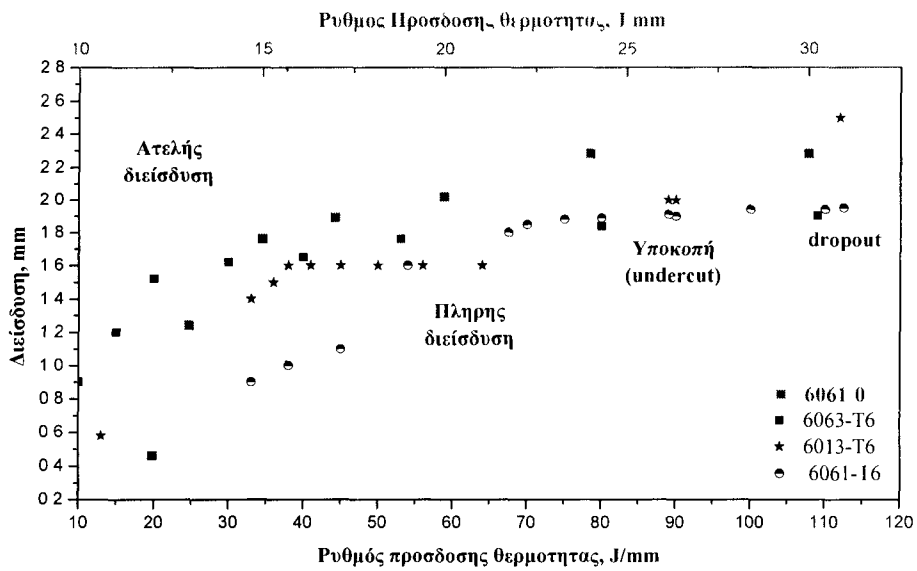


Σχήμα 2.17: Μακροδομή κράματος 6013-T6 σε ρυθμο πρόσδοσης θερμότητας 33 και 57 J/mm



Σχήμα 2.18: Μεταβολή γεωμετρικών χαρακτηριστικών κράματος 6013-T6 σε σχέση με το ρυθμο πρόσδοσης θερμότητας

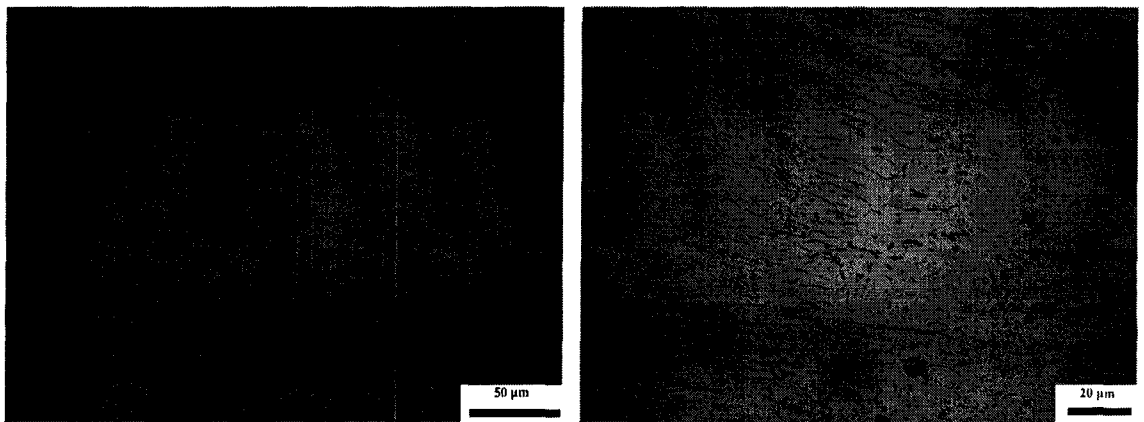
Τα αποτελέσματα για τα κράματα που μελετήθηκαν παρουσιάζονται συγκεντρωτικά στο Σχήμα 2.19 όπου το βάθος διείσδυσης δίδεται ως συναρτησι του ρυθμου πρόσδοσης θερμότητας. Διακρίνονται τέσσερις περιοχές για ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας έως 40 J/mm υπάρχει ατελής διείσδυση. Για πρόσδοση θερμότητας 40-80 J/mm επιτυγχάνονται συγκολλήσεις πλήρους διείσδυσης χωρίς σφάλματα. Για ρυθμο πρόσδοσης θερμότητας 80-100 J/mm επιτυγχάνεται πλήρης διείσδυση, εμφανίζονται όμως φαινόμενα υποκοπής (undercut). Σε τιμές του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας μεγαλύτερες από 100 J/mm η πλήρης διείσδυση συνοδεύεται από υπέρηξη.



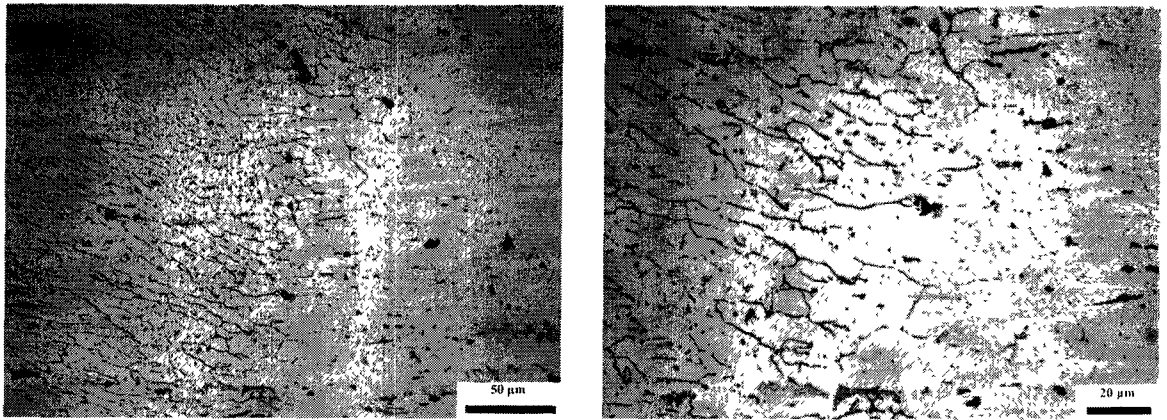
Σχήμα 2.19: Μέση τιμή διείσδυσης της λίμνης συγκόλλησης σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας.

2.3.3 Ανάλυση μικροδομής

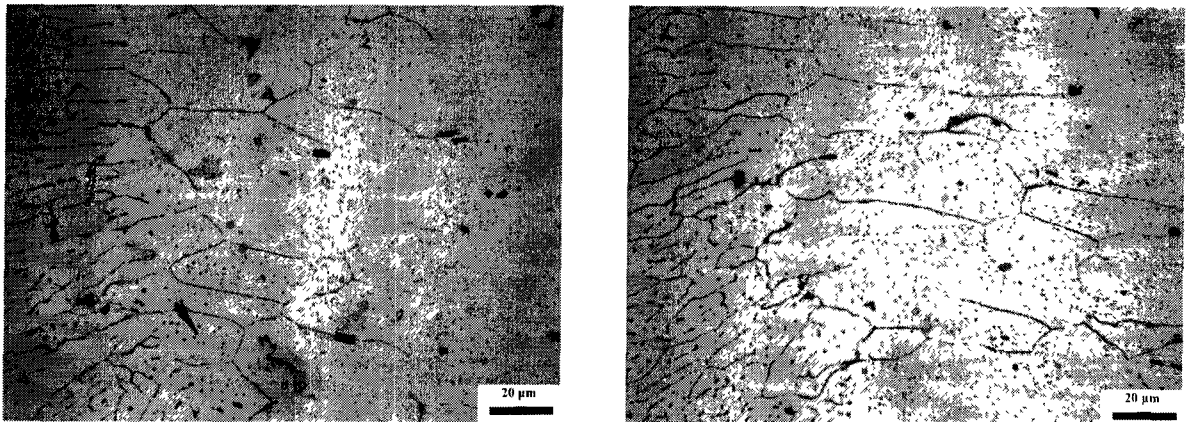
Η μελέτη της μικροδομής της λίμνης συγκόλλησης και της ΘΕΖ έγινε στο οπτικό μεταλλογραφικό μικροσκόπιο του Εργαστηρίου Υλικών Χαρακτηριστικές φωτογραφίες δίνονται στα Σχήματα 2.20-2.22



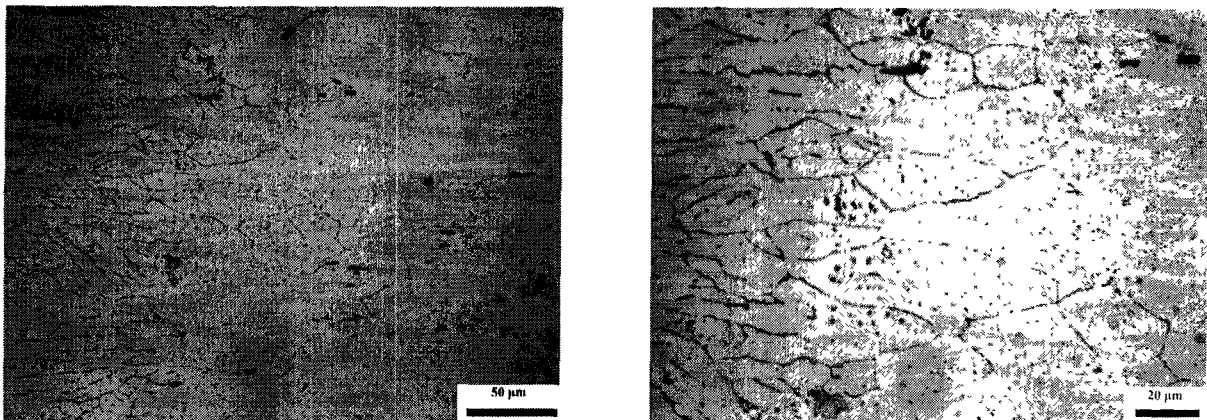
Σχήμα 2.20: Μικροδομή στο όριο λίμνης συγκόλλησης και ΘΕΖ στο κράμα 6061-0 (3 kW, 9m/min, θέση σημείου εστίασης:-1mm).



Σχήμα 2.21 Μικροδομή στο όριο λίμνης συγκόλλησης και ΘΕΖ στο κράμα 6061-T6 (4.5 kW, 4.8 m/min , θέση σημείου εστίασης:-1mm).



(α)



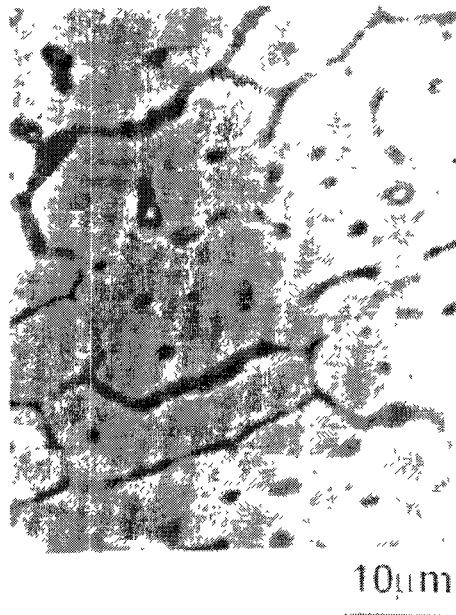
(β)

Σχήμα 2.22 Μικροδομή στο όριο λίμνης συγκόλλησης και ΘΕΖ στο κράμα 6013-T6 [(α):4.5 kW, 7 m/min , θέση σημείου εστίασης:-1mm, (β):4.5 kW, 4.2 m/min , θέση σημείου εστίασης:-1mm].

Η μικροδομή αποτελείται από δενδρίτες α-φάσης (fcc) με σωματίδια Si και β-Mg₂Si στην περιοχή της λίμνης συγκόλλησης και της ΘΕΖ. Οι επιμήκεις κόκκοι που παρατηρούνται στη διεπιφάνεια λίμνης συγκόλλησης και ΘΕΖ είναι αποτέλεσμα της

κατευθυνόμενης ανάπτυξης κρυστάλλων που ακολουθούν τη ροή θερμότητας κατά τη διάρκεια της στερεοποίησης. Τα σωματίδια Si που εμφανίζονται οφείλονται στην ύπαρξη αδιάλυτης ποσότητας Si που υπάρχει στο κράμα και δεν δεσμεύεται στη δημιουργία της φάσεως $\beta\text{-Mg}_2\text{Si}$.

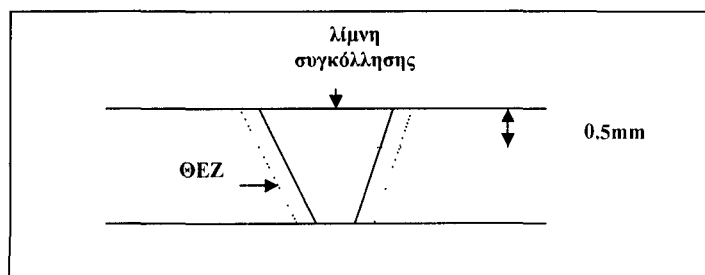
Συγκρινόμενες οι παραπάνω μικροδομές με αντίστοιχη από το κράμα 6061-T6 το οποίο έχει συγκολληθεί με τη μέθοδο TIG και παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.23 παρατηρείται ότι στη μέθοδο του laser παράγονται λεπτομερέστερες (fine) μικροδομές. Το γεγονός αυτό οφείλεται στο γρηγορότερο ρυθμό ψύξης στη λίμνη συγκόλλησης των συγκολλήσεων με laser [49].



Σχήμα 2.23: Μικροδομή λίμνης συγκόλλησης του κράματος 6061-T6 κατόπιν συγκόλλησης με τη μέθοδο TIG (40A, 5mm/sec) [49].

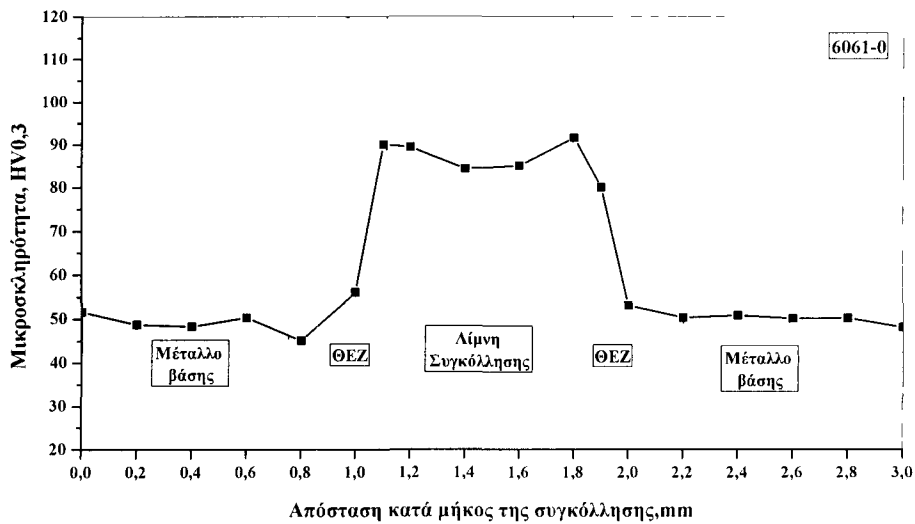
2.3.4 Μετρήσεις μικροσκληρότητας

Οι μετρήσεις μικροσκληρότητας πραγματοποιήθηκαν στα δείγματα που είχαν προετοιμαστεί κατά το μεταλλογραφικό έλεγχο. Οι μετρήσεις έγιναν με τη μέθοδο Vickers σε μεταλλογραφική τομή παράλληλα προς την κατεργαζόμενη επιφάνεια χρησιμοποιώντας βάρος 300gr και σε απόσταση 0.5 mm από την επιφάνεια συγκόλλησης. Σχηματική παράσταση του τρόπου μέτρησης φαίνεται στο Σχήμα 2.24.

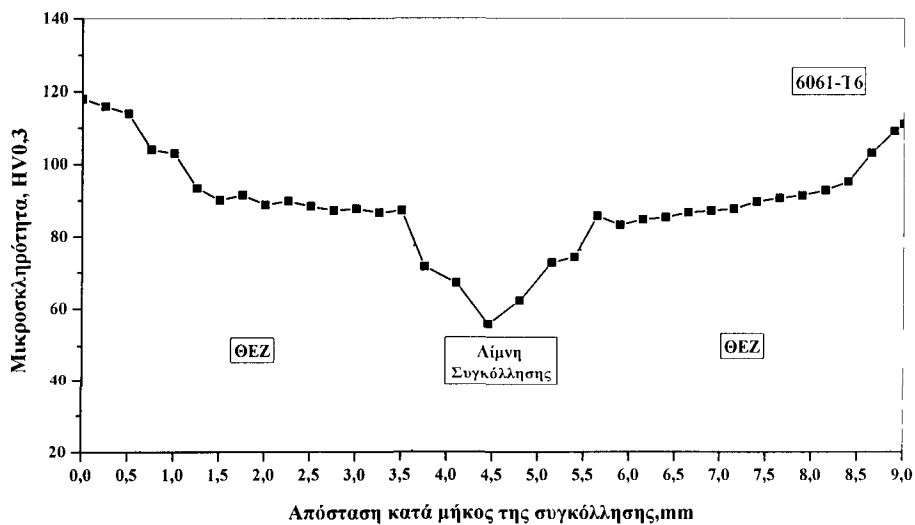


Σχήμα 2.24: Σχηματική παράσταση τρόπου μικροσκληρομέτρησης.

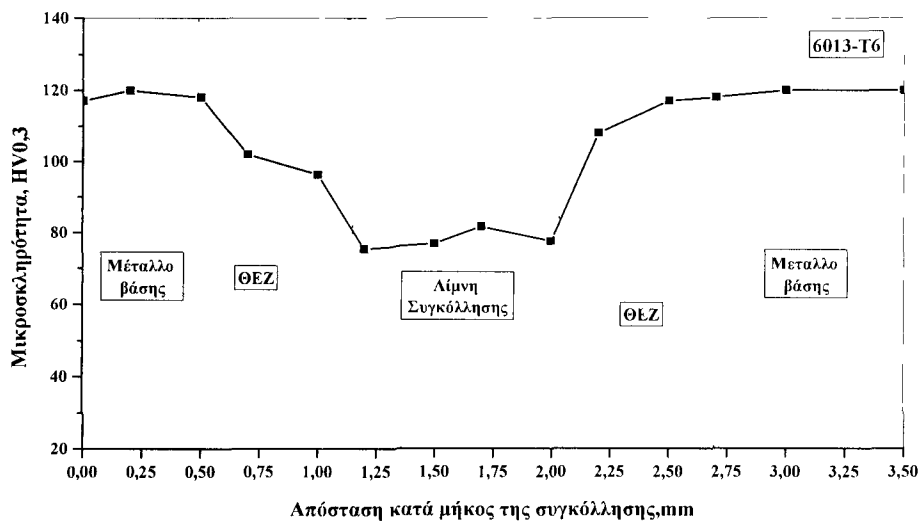
Χαρακτηριστικά αποτελέσματα μικροσκληρομέτρησης παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.25 για το κράμα 6061-0 (3kW,9m/min), στο Σχήμα 2.26 για το κράμα 6061-T6 (4.5 kW, 4.8m/min) και στο Σχήμα 2.27 για το κράμα 6013-T6 (4.5kW, 6m/min).



Σχήμα 2.25: Μεταβολή μικροσκληρότητας κατά μήκος τομής της συγκόλλησης στο κράμα 6061-0.



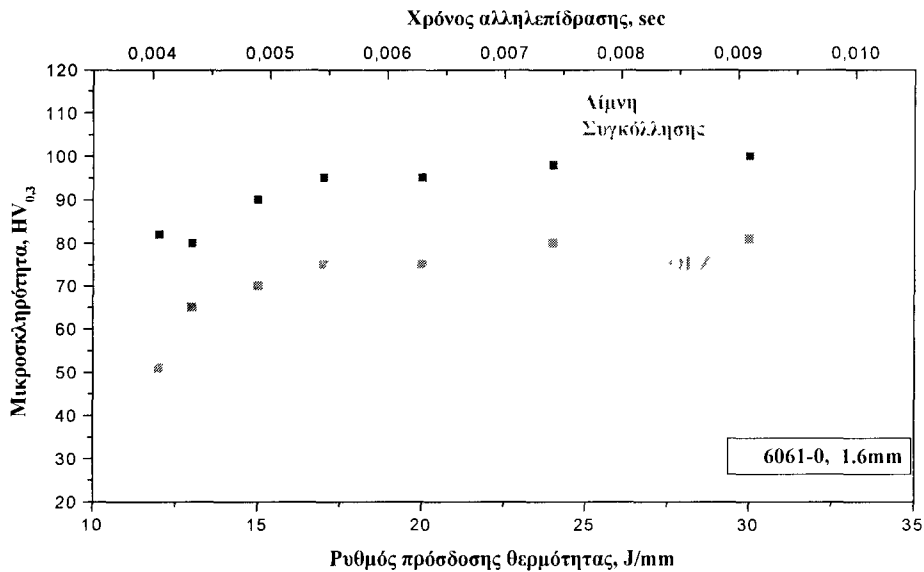
Σχήμα 2.26 Μεταβολή μικροσκληρότητας κατά μήκος της συγκόλλησης για το κράμα 6061-T6.



Σχήμα 2.27: Μεταβολή μικροσκληρότητας κατά μήκος τομής της συγκόλλησης για το κράμα 6013-T6.

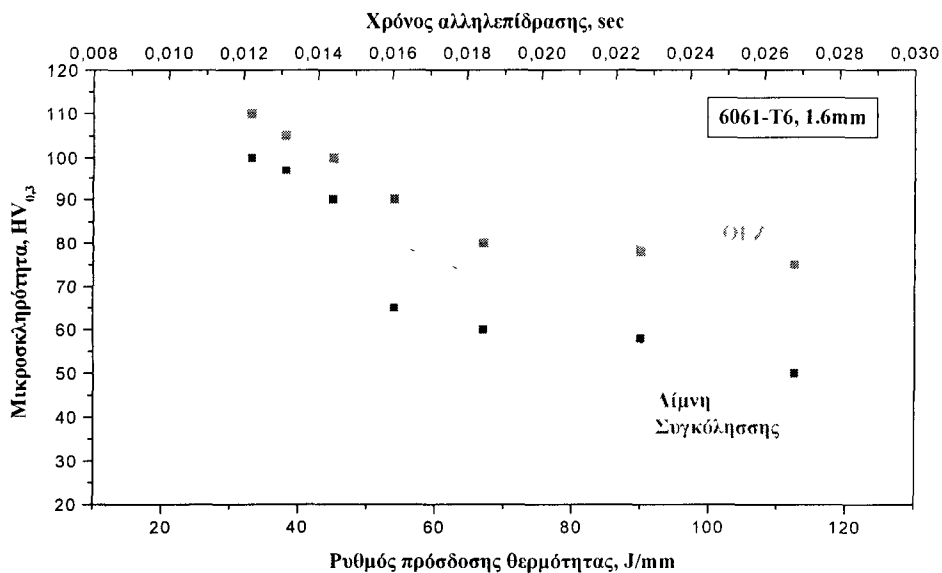
Το κράμα 6061-0 εμφανίζει αύξηση σκληρότητας στη ΘΕΖ και στη λίμνη συγκόλλησης. Η αύξηση αυτή στη σκληρότητα οφείλεται στη δημιουργία φάσεων ισχυροποίησης κατά τη διαδικασία της συγκόλλησης. Η προσομοίωση του φαινομένου αυτού παρουσιάζεται στο Κεφάλαιο 4 της διατριβής.

Τα κράματα 6061-T6 και 6013-T6 εμφανίζουν μείωση σκληρότητας στη θερμοεπηρεαζόμενη ζώνη. Η σκληρότητα στη λίμνη συγκόλλησης είναι επίσης μικρότερη απ' ό,τι το μέταλλο βάσης. Η πτώση αυτή στη σκληρότητα οφείλεται στη διαλυτοποίηση και διεύρυνση των φάσεων ισχυροποίησης εξαιτίας του θερμικού κύκλου που επιβάλλεται από τη συγκόλληση. Η προσομοίωση των φαινομένων αυτών παρουσιάζεται στο Κεφάλαιο 4 της διατριβής. Προκειμένου να παρουσιαστεί η επίδραση του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας στη σκληρότητα οι μέσες τιμές της σκληρότητας στη ΘΕΖ και στη λίμνη συγκόλλησης παρουσιάζονται στα Σχήματα 2.28-2.30 για τα κράματα 6061-0, 6061-T6 και 6013-T6. Και στα δύο κράματα η μέση σκληρότητα μειώνεται με την αύξηση του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας εξαιτίας του μεγαλύτερου βαθμού διαλυτοποίησης και διεύρυνσης των σωματιδίων ισχυροποίησης.

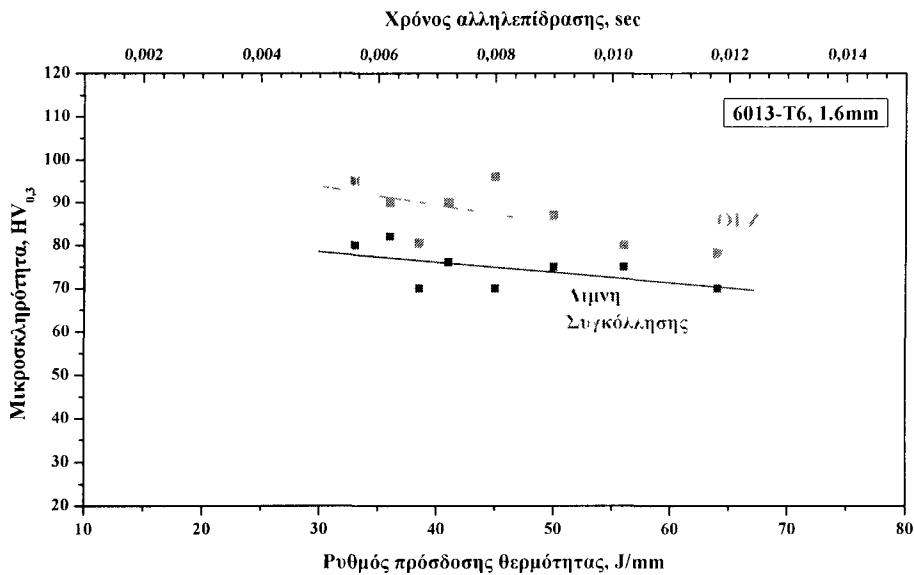


Σχήμα 2.28: Μεταβολή μέσης τιμής μικροσκληρότητας στο κράμα 6061-0 σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας και το χρόνο αλληλεπίδρασης.

Για την αρχική κατάσταση ανόπτησης (0) με την αύξηση του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας αυξάνεται η μέση τιμή της μικροσκληρότητας τόσο στη λίμνη συγκόλλησης όσο και στη θερμοεπηρεαζόμενη ζώνη. Αντίθετα στην αρχική κατάσταση T6 η μέση τιμή μικροσκληρότητας στη λίμνη συγκόλλησης και στη ΘΕΖ ελαττώνεται με την αύξηση του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας. Επίσης στο 6061-0 η σκληρότητα της λίμνης συγκόλλησης είναι μεγαλύτερη από τη σκληρότητα της ΘΕΖ. Αντίθετα συμβαίνει στα κράματα 6061-T6 και 6013-T6.



Σχήμα 2.29 : Μεταβολή μέσης τιμής μικροσκληρότητας στο κράμα 6061-T6 σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας και το χρόνο αλληλεπίδρασης.



Σχήμα 2.30: : Μεταβολή μέσης τιμής μικροσκληρότητας στο κράμα 6013-T6 σε σχέση με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας, και το χρόνο αλληλεπίδρασης.

Η αύξηση της μικροσκληρότητας (σχήμα 2.28) οφείλεται στη δημιουργία φάσεων ισχυροποίησης κατά τη διαδικασία της συγκόλλησης γεγονός αναμενόμενο για κράματα που βρίσκονται σε κατάσταση ανόπτησης (0). Αντίθετα η μείωση της μικροσκληρότητας (Σχήμα 2.29 και 2.30) οφείλεται στα φαινόμενα της διαλυτοποίησης και της διεύρυνσης των φάσεων ισχυροποίησης λόγω της επαγωγής θερμικού φορτίου κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου της συγκόλλησης.

Τα φαινόμενα της διαλυτοποίησης και της διεύρυνσης των φάσεων ισχυροποίησης που όπως αναφέρθηκε για τα κράματα που μελετώνται είναι η β - Mg_2Si και η θ - Al_2Cu λαμβάνουν χώρα σε θερμοκρασίες υψηλότερες από τη θερμοκρασία τεχνητής γήρανσης των κραμάτων και για ισόθερμες συνθήκες κατεργασίας μπορούν να υπολογιστούν με τη χρήση του λογισμικού Thermo-calc. Οι υπολογισμοί αυτοί όσον αφορά τη θερμοκρασία διαλυτοποίησης καθώς και τη θερμοκρασία τήξης παρουσιάζονται στον παρακάτω Πίνακα 2.4 για κάθε κράμα ξεχωριστά.

Πίνακας 2.4: Χαρακτηριστικές θερμοκρασίες διαλυτοποίησης και τήξης των φάσεων ισχυροποίησης για τα κράματα 6063,6061 και 6013.

Κράμα	Φάση Ισχυροποίησης	Θερμοκρασία διαλυτοποίησης (°C)	Θερμοκρασία τήξης (°C)
6063	β - Mg_2Si	478	631
6061	β - Mg_2Si	554	598
6013	β - Mg_2Si θ - Al_2Cu	534 340	586

Για την περίπτωση της συγκόλλησης που μελετάται στην παρούσα εργασία, τα φαινόμενα αυτά είναι σύνθετα στην περιγραφή τους αφού λαμβάνουν χώρα σε μη ισόθερμες συνθήκες κατεργασίας, σε μικρές σε έκταση περιοχές όπως η ΘΕΖ, και για ιδιαίτερα μικρούς χρόνους. Στην κατεύθυνση της μελέτης τους βασική προϋπόθεση

είναι ο προσδιορισμός του θερμικού κύκλου (T, t) που αντιμετωπίζει κάθε σημείο της ΘΕΖ προκειμένου να εισαχθεί σαν δεδομένο εισόδου στα μοντέλα υπολογιστικής κινητικής, και από αυτά να προκύψει ως τελικό αποτέλεσμα η ποσοτική περιγραφή της εξέλιξης της μικροδομής –κλάσμα όγκου και μέγεθος φάσεων ισχυροποίησης- (γήρανση, διαλυτοποίηση, διεύρυνση) κατά τη συγκόλληση.

Στα επόμενα Κεφάλαια θα παρουσιαστεί αφενός η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για να προσδιοριστεί ο θερμικός κύκλος της συγκόλλησης και στη συνέχεια θα αναλυθούν τα μοντέλα υπολογιστικής κινητικής που αναπτύχθηκαν προκειμένου να περιγραφούν οι μεταβολές στη μικροδομή που λαμβάνουν χώρα αντίστοιχες συνθήκες κατεργασίας.

2.4 Συμπεράσματα

Από την παραμετρική ανάλυση προέκυψαν χρήσιμα συμπεράσματα τα οποία είναι δυνατόν να αξιοποιηθούν σε μεταγενέστερη φάση σε αυτογενείς συγκολλήσεις συμβολής κραμάτων Αλουμινίου της σειράς 6xxx με laser:

- Παρήχθησαν συγκολλήσεις bead-on-plate πλήρους διείσδυσης σε μεγάλο εύρος τιμών του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας για τα κράματα 60603,6061 και 6013.
- Η αύξηση του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας συνεπάγεται αύξηση τόσο στο βάθος διείσδυσης όσο και στο πλάτος της λίμνης συγκόλλησης. Σε μεγαλύτερες τιμές του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας, εμφανίζονται φαινόμενα υποκοπής, πορώδους και υπέρτηξης.
- Η περιοχή υψηλής απορρόφησης (keyhole) επιτυγχάνεται μόνο στην περίπτωση που το υλικό έχει υποστεί επιφανειακή κατεργασία.
- Οι διαστάσεις της λίμνης συγκόλλησης και της ΘΕΖ είναι κατά πολύ μικρότερες από εκείνες των συγκολλήσεων με συμβατικές μεθόδους και κατά συνέπεια η υποβάθμιση των μηχανικών ιδιοτήτων αφορά πολύ μικρές περιοχές.
- Η μεταβολή της μικροσκληρότητας (αύξηση ή μείωση) εξαρτάται από την αρχική θερμική κατεργασία του υλικού, εκτείνεται σε μικρή σχετικά έκταση και συνδέεται με το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας, καθώς και με το χρόνο αλληλεπίδρασης.

3. ΜΟΝΤΕΛΑ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ ΓΙΑ ΤΟΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟ ΤΩΝ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΚΩΝ ΚΑΤΑΝΟΜΩΝ ΣΤΗ ΘΕΡΜΟΕΠΗΡΕΑΖΟΜΕΝΗ ΖΩΝΗ ΤΗΣ ΣΥΓΚΟΛΛΗΣΗΣ

3.1 Εισαγωγή –Βιβλιογραφική ανασκόπηση

Από τα πειραματικά αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στο Κεφάλαιο 2, γίνεται αντιληπτό ότι η υποβάθμιση των μηχανικών ιδιοτήτων (μικροσκληρότητα) στην περιοχή της λίμνης συγκόλλησης και στη θερμοεπηρεαζόμενη ζώνη (ΘΕΖ), συνδέεται άμεσα με τις μεταβολές στη θερμοκρασία που υφίσταται κάθε σημείο του υλικού. Όπως προαναφέρθηκε η ηλεκτρομαγνητική ενέργεια της δέσμης του laser απορροφάται από ένα επιφανειακό στρώμα του υλικού και μετατρέπεται σε θερμική ενέργεια που μεταδίδεται με αγωγή στο εσωτερικό του κράματος [50]. Τα κύρια χαρακτηριστικά της κατεργασίας της συγκόλλησης κραμάτων αλουμινίου όταν χρησιμοποιείται laser διοξειδίου του άνθρακα σαν πηγή θερμότητας είναι:

- υψηλές μέγιστες θερμοκρασίες
- μικρός χρόνος κατεργασίας
- υψηλοί ρυθμοί θέρμανσης και ψύξης (10^3 - 10^6 °K /sec).
- απότομες θερμοκρασιακές διακυμάνσεις από σημείο σε σημείο.

Ο προσδιορισμός του θερμοκρασιακού πεδίου $T(x,y,z,t)$ μπορεί να γίνει υπολογιστικά είτε με πειραματικές μετρήσεις. Τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά της συγκόλλησης με laser όμως που αναφέρθηκαν παραπάνω, καθώς και το λεπτό πάχος των ελασμάτων που χρησιμοποιήθηκαν, καθιστούν το πείραμα μέτρησης με θερμοστοιχεία ή οπτικές μεθόδους (π.χ. CCD camera) [51,52,53] εξαιρετικά δύσκολο τόσο από άποψη κόστους όσο και από άποψη χρόνου. Για το λόγο αυτό στη βιβλιογραφία απαντώνται σχετικά λίγες αναφορές στο θέμα αυτό.

Ο υπολογισμός του πεδίου των θερμοκρασιών, είναι ιδιαίτερα χρήσιμος αφού δίδεται η δυνατότητα ποσοτικής ανάλυσης των μεταβολών της μικροδομής τις οποίες θα υποστεί το υπό συγκόλληση υλικό καθώς και του προσδιορισμού της έκτασης που θα λάβουν αυτές οι μεταβολές μέσα στο υλικό (π.χ. διαστάσεις λίμνης συγκόλλησης, διαστάσεις θερμοεπηρεαζόμενης ζώνης). Επιπρόσθετα με την γνώση του θερμοκρασιακού πεδίου καθίσταται εφικτός ο βέλτιστος σχεδιασμός και η επιλογή των παραμέτρων συγκόλλησης, (ισχύς δέσμης, διάμετρος δέσμης, ταχύτητα συγκόλλησης κ.λ.π.) ώστε να επιτευχθούν τα επιθυμητά από την κατεργασία αποτελέσματα.

Ο θερμικός κύκλος, που αναπτύσσεται σε κάθε σημείο της ΘΕΖ, χαρακτηρίζεται από τη μέγιστη θερμοκρασία T_{max} , το ρυθμό ανόδου της θερμοκρασίας, το ρυθμό ψύξης καθώς και τη χρονική του διάρκεια. Οι μεταβλητές αυτές είναι συνάρτηση της θέσης που ευρίσκεται το σημείο σε σχέση με το κέντρο της ακτίνας του laser, καθώς και της ταχύτητας με την οποία κινείται η δέσμη του laser. Με άλλα λόγια η θερμοκρασία είναι συνάρτηση των συντεταγμένων του σημείου στο χώρο (x,y,z) και του χρόνου (t) , δηλαδή υπάρχει μια σχέση της μορφής:

$$T = f(x, y, z, t) \quad (3.1)$$

Ο προσδιορισμός της παραπάνω σχέσης επιβάλλει την επίλυση της διαφορικής εξίσωσης που περιγράφει το μεταβατικό πρόβλημα μεταφοράς θερμότητας με αγωγή σε ισότροπο και ομοιογενές στερεό υλικό, κινούμενο με ορισμένη ταχύτητα ως προς τη θερμική πηγή (δέσμη laser) και η οποία δίδεται από την παρακάτω σχέση [54]:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \dot{Q}_c + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (3.2)$$

όπου, T είναι η θερμοκρασία σε $^{\circ}\text{K}$, k η θερμική αγωγιμότητα σε W / mK , ρ η πυκνότητα του υλικού σε kg/m^3 , c_p η ειδική θερμότητα σε $\text{J} / \text{kg}^{\circ}\text{K}$, u η ταχύτητα σε m/sec , και \dot{Q} ο ρυθμός παραγωγής εσωτερικής ενέργειας στη μονάδα του όγκου σε W/m^3 .

Στην περιγραφή του προβλήματος μετάδοσης θερμότητας δεν έχει συμπεριληφθεί η μετάδοση θερμότητας λόγω συναγωγής που εκφράζεται από τον όρο $\rho c_p U \nabla T$, όπου U η ταχύτητα του υγρού στη λίμνη συγκόλλησης, διότι σύμφωνα με τη βιβλιογραφία [55,56,82] στις συγκολλήσεις κραμάτων αλουμινίου ικανοποιείται η σχέση:

$$\text{Re} \frac{\bar{d}}{d} \text{Pr} \bar{k} \ll 1 \quad (3.3)$$

όπου, Re είναι ο αριθμός Reynolds, Pr ο αριθμός Prandtl, d το πάχος ελάσματος, \bar{d} το βάθος διείσδυσης της λίμνης συγκόλλησης και $\bar{k} = \frac{k}{k_s}$ η αδιάστατη θερμική

αγωγιμότητα (k_s είναι η θερμική αγωγιμότητα του στερεού).

Η παραπάνω σχέση σημαίνει ότι στη ροή του υγρού μετάλλου στη λίμνη συγκόλλησης όπου υπερισχύει η φυσική συναγωγή σε μικρούς αριθμούς Reynolds, ο όρος της μετάδοσης της θερμότητας λόγω συναγωγής είναι αμελητέος. Επειδή το αντικείμενο της παρούσας εργασίας είναι η προσομοίωση των μετασχηματισμών φάσεων στη ΘΕΖ, η προσπάθεια εστιάστηκε στον υπολογισμό των θερμικών κύκλων στη ΘΕΖ, θεωρώντας το πρόβλημα μετάδοσης θερμότητας ως ένα πρόβλημα μετάδοσης με αγωγή.

Οι συνοριακές συνθήκες του προβλήματος λαμβάνουν υπόψη τις απώλειες θερμότητας λόγω ακτινοβολίας και συναγωγής από την επιφάνεια του υλικού και περιγράφονται από τις ακόλουθες εξισώσεις[57,58]:

Απώλειες θερμότητας Q_c^s λόγω συναγωγής από την πάνω και κάτω επιφάνεια του ελάσματος:

$$-Q_c^s = h_c (T - T_0), \quad (3.4)$$

όπου: h_c συντελεστής συναγωγής και T_0 αρχική θερμοκρασία του ελάσματος.

Απώλειες θερμότητας Q_c^r λόγω ακτινοβολίας από την πάνω και κάτω επιφάνεια του ελάσματος:

$$-Q_r = A\sigma(T^4 - T_0^4), \quad (3.5)$$

όπου: A συντελεστής απορροφητικότητας(%), και σ η σταθερά Stefan-Boltzman για ακτινοβολία ($5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$).

Η θερμότητα η οποία καταναλώνεται για την τήξη του υλικού που βρίσκεται μέσα στη λίμνη συγκόλλησης, είναι η λανθάνουσα θερμότητα τήξης (L). Στη βιβλιογραφία αναφέρονται διάφοροι τρόποι με τους οποίους είναι δυνατόν να ληφθεί υπόψη στους υπολογισμούς η λανθάνουσα θερμότητα τήξης. Ο συχνότερα αναφερόμενος είναι αυτός που εισάγει στο πρόβλημα τη λανθάνουσα θερμότητα τήξης μέσω του ορισμού της ισοδύναμης ειδικής θερμότητας.

Παρατηρώντας το Σχήμα 3.1 είναι φανερό ότι για ένα υλικό που ευρίσκεται σε μια θερμοκρασία T_r η λανθάνουσα θερμότητα τήξης L αντιστοιχεί σε ισόθερμη μεταβολή στην ενθαλπία οπότε μπορεί να γραφεί η ακόλουθη σχέση [59]:

$$H(T) = \int_{T_r}^T c_s(T) dT, \quad (T < T_s) \quad (3.6)$$

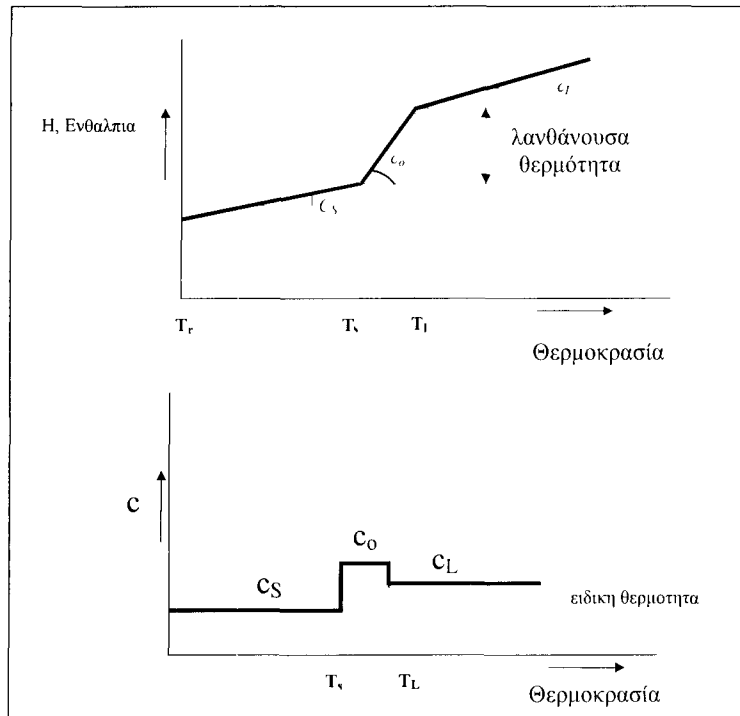
$$H(T) = \int_{T_r}^{T_s} c_s(T) dT + \int_{T_s}^T c_o(T) dT \quad (T_s < T < T_L) \quad (3.7)$$

όπου $H(T)$ είναι η ενθαλπία, c_s η ειδική θερμότητα του στερεού και το c_o ορίζεται ως:

$$c_o = \frac{L}{T_L - T_s} \quad (3.8)$$

όπου T_s και T_L οι θερμοκρασίες solidus και liquidus αντίστοιχα. Η ισοδύναμη ειδική θερμότητα ορίζεται ως:

$$c_{eff}(T) = c_s(T) + \frac{L}{T_L - T_s} \quad (3.9)$$



Σχήμα 3.1: Ειδική θερμότητα και λανθάνουσα θερμότητας τήξης.

Το πρόβλημα της μεταφοράς θερμότητας όπως περιγράφεται από τις εξισώσεις (3.2)-(3.9) είναι έντονα μη γραμμικό τόσο εξαιτίας της ύπαρξης λανθάνουσας θερμότητας τήξης, όσο και εξαιτίας της μεταβολής των θερμοφυσικών ιδιοτήτων του υλικού από τη θερμοκρασία.

Οι τεχνικές που χρησιμοποιούνται για την επίλυση της εξίσωσης μεταφοράς θερμότητας περιλαμβάνουν αναλυτικές λύσεις, αριθμητικές λύσεις καθώς και ημιποσοτικά μοντέλα.

Οι αναλυτικές λύσεις έχουν το πλεονέκτημα ότι καταλήγουν σε σχετικά απλές και εύκολες στη χρήση τους εξισώσεις οι οποίες δίνουν τη δυνατότητα της ευκολότερης κατανόησης της φυσικής του προβλήματος και την περιγραφή του θερμοκρασιακού κύκλου. Παρόλο που τα αναλυτικά μοντέλα που υπάρχουν στη βιβλιογραφία εμπεριέχουν σοβαρές απλουστεύσεις (π.χ. αγνοείται η λανθάνουσα θερμότητα τήξης, και οι θερμοφυσικές ιδιότητες των υλικών θεωρούνται σταθερές ή στην καλύτερη περίπτωση ως έχουσες γραμμική εξάρτηση από τη θερμοκρασία) εντούτοις πολλοί ερευνητές τα χρησιμοποιούν προκειμένου να αποκτήσουν μια πρώτη ποιοτική προσέγγιση του θερμικού κύκλου της συγκόλλησης.

Ο Rosenthal [60] έχει δημοσιεύσει μια από τις πρώτες αναλυτικές λύσεις της εξίσωσης 3.2 για κινούμενη σημειακή πηγή πάνω στην επιφάνεια άπειρης πλάκας, αγνοώντας τη λανθάνουσα θερμότητα τήξης, και θεωρώντας σταθερές τις θερμοφυσικές ιδιότητες του υλικού. Η ακρίβεια της λύσης δεν είναι ικανοποιητική για περιοχές οι οποίες ευρίσκονται κοντά στο κέντρο της δέσμης. Ο Rosenthal επίσης έδωσε τη λύση για γραμμική πηγή η οποία εκτείνεται κατά το πάχος του υλικού με τον άξονά της κάθετο στην πάνω και κάτω επιφάνεια του ελάσματος. Στη βιβλιογραφία αναφέρεται επίσης αναλυτικό μοντέλο το οποίο αναπτύχθηκε από τους ερευνητές του MIT [61] για συγκόλληση τόξου και τροποποιήθηκε για γραμμική θέρμανση με δέσμη laser [62]. Το μοντέλο αυτό επιτυγχάνει την επίλυση της εξίσωσης μεταφοράς θερμότητας για κινούμενη πηγή και πεπερασμένες διαστάσεις

ελάσματος. Οι κύριες παραδοχές που έγιναν για την επίλυση της εξίσωσης στην περίπτωση αυτή, είναι ότι κατά τη διάρκεια της κατεργασίας επικρατεί οιοσδήποτε μόνιμη κατάσταση (δηλαδή ότι ως προς ένα σύστημα συντεταγμένων που κινείται μαζί με τη δέσμη του laser επικρατούν μόνιμες συνθήκες), η θερμική αγωγιμότητα του υλικού μεταβάλλεται γραμμικά με τη θερμοκρασία και η θερμοδιαχυτότητα παραμένει σταθερή καθ' όλη τη διάρκεια της κατεργασίας. Η κατανομή της ενέργειας της δέσμης του laser θεωρήθηκε κανονική (Gaussian distribution). Άλλη αξιόλογη επίσης εργασία στο πεδίο των αναλυτικών λύσεων είναι αυτή των Steen et al. [63] που τροποποίησαν την αναλυτική λύση του Rosenthal και θεωρώντας συνδυασμό κινούμενης σημειακής/γραμμικής πηγής πέτυχαν ικανοποιητική πρόβλεψη των ορίων της ΘΕΖ. Οι Akhter et al [64] επέκτειναν τη λύση του Steen αναπτύσσοντας ένα συνδυασμένο μοντέλο σημειακής/γραμμικής πηγής για πεπερασμένο πάχος υλικού και το εφάρμοσαν σε συγκολλήσεις lap λεπτών χαλύβδινων ελασμάτων. Οι Hamoudi και Ducharme [65] ανέπτυξαν μοντέλο βασιζόμενο στην εργασία του Steen, και μεταβάλλοντας την ισχύ της πηγής του laser πέτυχαν τη σύμπτωση των ορίων της ζώνης τήξης με τα πειραματικά αποτελέσματα. Στα παραπάνω πλαίσια και άλλοι ερευνητές [66-68] παρουσίασαν αναλυτικές λύσεις με τις οποίες είναι δυνατόν να προβλεφτούν τα όρια της ζώνης τήξης καθώς και το θερμοκρασιακό πεδίο σε συγκεκριμένα σημεία του υλικού.

Οι παραπάνω απλές αναλυτικές λύσεις της εξίσωσης μεταφοράς θερμότητας με αγωγή αγνοούν τη λανθάνουσα θερμότητα τήξης και χρησιμοποιούν σταθερές θερμοφυσικές ιδιότητες. Πολλοί λίγες αναλυτικές λύσεις έχουν δημοσιευτεί οι οποίες να λαμβάνουν υπόψιν τους τη λανθάνουσα θερμότητα τήξης εξαιτίας της πολυπλοκότητας του προβλήματος [69-71].

Οι αριθμητικές λύσεις με πεπερασμένες διαφορές και πεπερασμένα στοιχεία, συνεπικουρούμενες από την αλματώδη ανάπτυξη των υπολογιστικών συστημάτων τα τελευταία χρόνια έχουν βρει εκτεταμένη εφαρμογή σε προβλήματα επίλυσης του θερμοκρασιακού πεδίου των συγκολλήσεων με πολύ ικανοποιητικά αποτελέσματα. Οι λύσεις που αναφέρονται στη βιβλιογραφία τα τελευταία χρόνια έχουν επιτευχθεί χρησιμοποιώντας τις αριθμητικές μεθόδους που προαναφέρθηκαν και λαμβάνοντας υπόψιν τόσο την ακριβή μεταβολή των θερμοφυσικών ιδιοτήτων των υλικών από τη θερμοκρασία όσο και την επίδραση της λανθάνουσας θερμότητας τήξης. Το πλήθος των εργασιών αναφέρεται ενδεικτικά ότι είναι περίπου 800 για τα έτη 1976-1996 [72]. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι μια από τις πρώτες αριθμητικές λύσεις δόθηκε από τους Steen και Mazumder [73], οι οποίοι κατασκεύασαν ένα τρισδιάστατο μοντέλο πεπερασμένων διαφορών (FD) για να λύσουν την εξίσωση μεταφοράς θερμότητας με αγωγή. Υπέθεσαν πηγή με κατανομή ενέργειας Gaussian, απορρόφηση 100% για θερμοκρασίες που υπερβαίνουν την θερμοκρασία εξάχνωσης, και απώλειες θερμότητας στην επιφάνεια λόγω ακτινοβολίας και συναγωγής. Το μοντέλο τους τροποποιήθηκε από τους Chande και Mazumder [74] οι οποίοι έλαβαν υπόψιν τους τη θερμοκρασιακή εξάρτηση των ιδιοτήτων του υλικού από τη θερμοκρασία καθώς και την επίδραση της λανθάνουσας θερμότητας τήξης. Οι Dowden και Karadia [75] ανέπτυξαν μοντέλο με το οποίο προβλέπουν το μέγιστο πάχος που μπορεί να συγκολληθεί με πλήρη διείσδυση για ανοξείδωτο χάλυβα 304 χρησιμοποιώντας laser με ισχύ 1,2,4, και 6kW. Οι Norman et al [76] υπολόγισαν το θερμοκρασιακό πεδίο τους ρυθμούς θέρμανσης και ψύξης για συγκολλήσεις με laser στο κράμα 2024.

Άλλα χαρακτηριστικά παραδείγματα δίδονται στις αναφορές [77-81]. Για την περίπτωση της συγκόλλησης των κραμάτων αλουμινίου με laser αναφέρεται στη βιβλιογραφία ο προσδιορισμός του θερμοκινητικού πεδίου γύρω από τη συγκόλληση χρησιμοποιώντας τη μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών με αρκετά ικανοποιητική

πρόβλεψη των πειραματικών αποτελεσμάτων [82,83]. Τα κράματα για τα οποία υπολογίστηκε το θερμοκρασιακό πεδίο γύρω από τη συγκόλληση ήταν τα 2219, 5456 και 6061.

Για τις ανάγκες της παρούσας διδακτορικής διατριβής χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων λόγω των πλεονεκτημάτων που αναφέρθηκαν παραπάνω έναντι των αναλυτικών λύσεων [57,58,59,84]. Χρησιμοποιήθηκε το υπολογιστικό πακέτο ABAQUS[33], το οποίο διατέθηκε από το Εργαστήριο Μηχανικής και Αντοχής των Υλικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας.

Στην ανάλυση που έγινε ελήφθη υπόψη η ακριβής εξάρτηση των θερμοφυσικών ιδιοτήτων από τη θερμοκρασία. Τα στοιχεία που χρειάστηκαν για την περιγραφή αυτή, αντλήθηκαν από τη βάση δεδομένων THERSYST [85]. Επιπρόσθετα ελήφθη υπόψη η λανθάνουσα θερμότητα τήξης με την εισαγωγή της ισοδύναμης ειδικής θερμότητας όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή του Κεφαλαίου.

Προκειμένου να επιτευχθεί μια κατά το δυνατόν πληρέστερη ανάλυση των συγκολλήσεων που παρουσιάστηκαν στο Κεφάλαιο 2, κρίθηκε απαραίτητη τόσο η δημιουργία δισδιάστατου μοντέλου (2-D) όσο και η δημιουργία τρισδιάστατου μοντέλου (3-D).

Στη συνέχεια περιγράφονται τα δύο αυτά μοντέλα καθώς και το πλαίσιο χρησιμοποίησης του καθενός από αυτά. Δίνεται η μαθηματική περιγραφή του προβλήματος, και ο τρόπος κατασκευής των καννάβων. Γίνεται ιδιαίτερη αναφορά στον τρόπο με τον οποίο προσομοιώθηκε η δέσμη του laser σαν κινούμενη πηγή θερμότητας με πεπερασμένες χωρικές διαστάσεις καθώς και σε θέματα που αφορούν το χειρισμό των θερμοφυσικών ιδιοτήτων του υλικού, οι οποίες υπεισέρχονται στην επίλυση του προβλήματος. Η επαλήθευση των υπολογισμών δεν κατέστη δυνατόν να πραγματοποιηθεί με θερμοστοιχεία αφού το λεπτό πάχος των ελασμάτων (1.6 mm) καθιστούσε αδύνατη την τοποθέτησή τους σε προεπιλεγμένες θέσεις, και για το λόγο αυτό οι προβλέψεις των υπολογισμών ελέγχθηκαν έμμεσα από τις διαστάσεις και τη μορφή της λίκνης συγκόλλησης όπως αυτή μετρήθηκε κατά το μεταλλογραφικό έλεγχο.

Το ιδιαίτερα χρήσιμο αποτέλεσμα από τα πεπερασμένα στοιχεία ήταν ο προσδιορισμός του θερμικού κύκλου (T,t) που υφίσταται κατά τη διάρκεια της κατεργασίας κάθε σημείο του ελάσματος με συγκεκριμένες συντεταγμένες (x,y,z). Η ακριβής περιγραφή του θερμικού κύκλου (ρυθμός θέρμανσης, ρυθμός ψύξης, μέγιστη θερμοκρασία και χρονική διάρκεια) απετέλεσε κύριο δεδομένο εισόδου στα μοντέλα της υπολογιστικής κινητικής που θα αναλυθούν στο επόμενο κεφάλαιο, αφού οι μεταβολές που συμβαίνουν στη μικροδομή του κράματος στη ΘΕΖ, συνδέονται άμεσα με τα χαρακτηριστικά του θερμικού κύκλου

3.2. Ανάλυση πεπερασμένων στοιχείων

Η μετάδοση θερμότητας κατά τη διαδικασία της συγκόλλησης κραμάτων αλουμινίου πραγματοποιείται όπως προαναφέρθηκε με αγωγή και στη γενική περίπτωση είναι πρόβλημα τριών διαστάσεων. Για λόγους απλούστευσης όμως καθώς και εξοικονόμησης υπολογιστικού χρόνου η χωρική διάσταση του προβλήματος μπορεί να περιοριστεί κατά μια ή δύο διαστάσεις. Να αντιμετωπιστεί δηλαδή σαν μονοδιάστατο (1-D) ή δισδιάστατο (2-D) πρόβλημα. Αυτό μπορεί να καθοριστεί από τη σχέση διαστάσεων θερμικής πηγής - συγκολλούμενου ελάσματος καθώς και από τη σχέση της ταχύτητας μετάδοσης της θερμότητας στο υλικό σε σχέση με την ταχύτητα μετακίνησης της δέσμης του laser.

Όταν για παράδειγμα το πάχος του ελάσματος είναι μεγάλο σε σχέση με το μέγεθος της πηγής και η ταχύτητα κίνησης της πηγής είναι μεγάλη, μπορεί να θεωρηθεί ότι η θερμότητα μεταφέρεται μόνο προς την κάθετη προς την επιφάνεια κατεύθυνση. Στην περίπτωση αυτή το πρόβλημα ανάγεται σε 1 διάσταση (1-D). Όταν οι διαστάσεις του σώματος αρχίζουν να γίνονται συγκρίσιμες με τις διαστάσεις της πηγής η θεώρηση του 1-D παύει να ισχύει.

Στην περίπτωση αυτή είναι χρήσιμος ο ορισμός της χαρακτηριστικής απόστασης διάχυσης της θερμότητας δ [49]:

$$\delta = 2\sqrt{\lambda t}, \quad (3.10)$$

όπου λ η θερμική διαχυτότητα του υλικού που δίνεται από τη σχέση:

$$\lambda = k/\rho c_p \quad (3.11)$$

όπου k η θερμική αγωγιμότητα, ρ η πυκνότητα και c_p η ειδική θερμότητα.

Σε γενικές γραμμές ισχύει ότι, όταν $\delta/r_b \ll 1$ (r_b είναι η ακτίνα της δέσμης laser) θεωρείται μετάδοση θερμότητας μόνο ως προς το κάθετο ως προς την κίνηση της δέσμης επίπεδο (2-D), ενώ όταν ισχύει $\delta/r_b \gg 1$ θεωρείται μετάδοση θερμότητας σε όλο το χώρο (3-D).

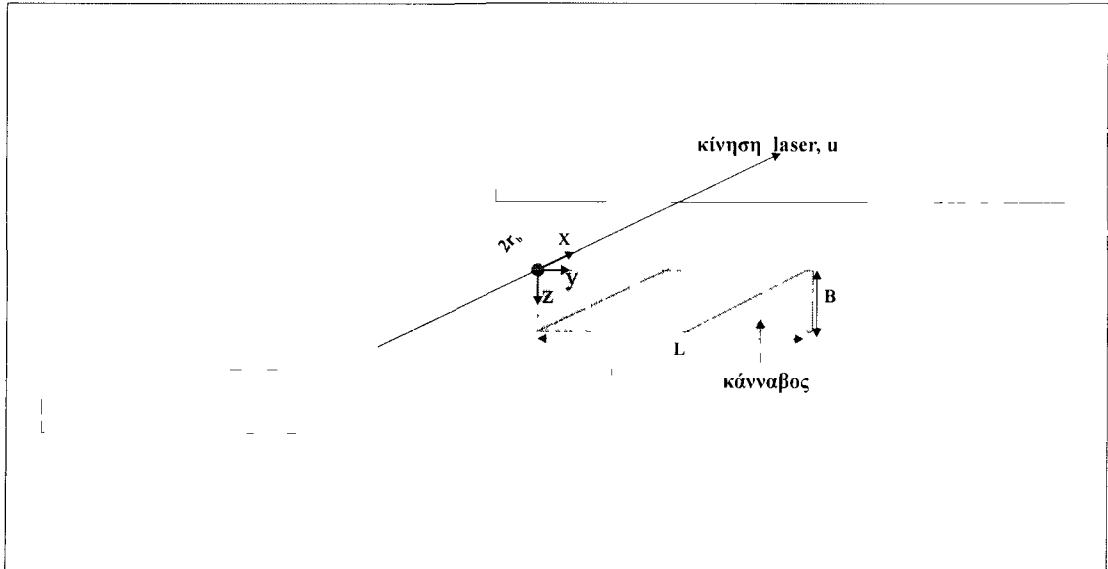
Με άλλα λόγια όταν η ακτίνα της δέσμης του laser είναι μεγαλύτερη από χαρακτηριστική απόσταση διάχυσης της θερμότητας, η θερμότητα δεν «προλαβαίνει» να διαχυθεί προς την κατεύθυνση κίνησης της δέσμης και συνεπώς μπορεί να αγνοηθεί η μετάδοση θερμότητας προς την κατεύθυνση αυτή (2-D). Στην αντίθετη περίπτωση η εξίσωση (3.2) επιλύεται λαμβάνοντας υπόψη μετάδοση θερμότητας και στις τρεις διαστάσεις του χώρου.

Για τη μελέτη της συγκόλλησης κραμάτων αλουμινίου με δέσμη laser, το στερεό σώμα στο οποίο έλαβε χώρα η ανάλυση μεταφοράς θερμότητας με πεπερασμένα στοιχεία θεωρήθηκε σαν πλάκα πεπερασμένων διαστάσεων. Η δέσμη laser προσομοιώθηκε ως ένα επιφανειακά κατανομημένο θερμικό φορτίο κυκλικής διατομής ακτίνας r_b κινούμενο με ταχύτητα u ως προς το έλασμα. Η ανάλυση των πεπερασμένων στοιχείων που ακολουθήθηκε ήταν μεταβατική (transient) για την περίπτωση του μοντέλου 3-D, ενώ για το 2-D το φυσικό φαινόμενο που προσομοιώνεται είναι η ημιμόνιμη κατάσταση που επικρατεί στο κεντρικό τμήμα του ελάσματος που αντιπροσωπεύει ο κάρναβος των πεπερασμένων στοιχείων.

3.3 Μοντέλο πεπερασμένων στοιχείων δύο διαστάσεων (2-D)

Από την παράθεση των πειραματικών συνθηκών στο Κεφάλαιο 2 είναι γνωστό ότι χρησιμοποιήθηκε μεγάλο εύρος ταχυτήτων συγκόλλησης άρα μεγάλο εύρος χρόνων αλληλεπίδρασης. Το μοντέλο 2-D που περιγράφεται στη συνέχεια χρησιμοποιήθηκε για την πρόβλεψη των θερμοκρασιακών κατανομών στις περιπτώσεις που η ταχύτητα συγκόλλησης ήταν μεγάλη. Το συγκεκριμένο μοντέλο δίνει τη δυνατότητα

υπολογισμού των θερμοκρασιών κατά τη διεύθυνση του πάχους του υλικού και κατά τη διεύθυνση του πλάτους της δέσμης, σε συνάρτηση με το χρόνο (βλ. σχήμα 3.2). Η βασικότερη παραδοχή του είναι ότι αγνοείται η μεταφορά θερμότητας κατά τη διεύθυνση της κίνησης της δέσμης του laser (άξονας x στο Σχήμα 3.2).



Σχήμα 3.2: Σχηματική παράσταση του ελάσματος κατά τη συγκόλληση bead-on-plate, ορισμός της θέσης του καννάβου των πεπερασμένων στοιχείων στο μοντέλο 2-D.

Για την περίπτωση αυτή η εξίσωση μεταφοράς θερμότητας που θα πρέπει να επιλυθεί είναι :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \dot{Q}_G + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (3.12)$$

Η αρχική συνθήκη του προβλήματος περιγράφεται από την εξίσωση 3.13 δίνει τη θερμοκρασία όλων των κόμβων του καννάβου στο χρόνο έναρξης του πειράματος:

$$T(y, z, 0) = 25^{\circ}C \quad (3.13)$$

Οι συνοριακές συνθήκες, που τέθηκαν αφορούν τις απώλειες θερμότητας λόγω ακτινοβολίας και συναγωγής από το εξωτερικό σύνορο του καννάβου (Ω), το οποίο δεν έρχεται σε επαφή με τη δέσμη.

Απώλειες θερμότητας λόγω συναγωγής:

$$-k \frac{\partial T}{\partial y} = h(T - T_0), \text{ για } y \in \Omega \quad (3.14\alpha)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_o), \text{ για } z \in \Omega \quad (3.14\beta)$$

Απώλειες θερμότητας λόγω ακτινοβολίας:

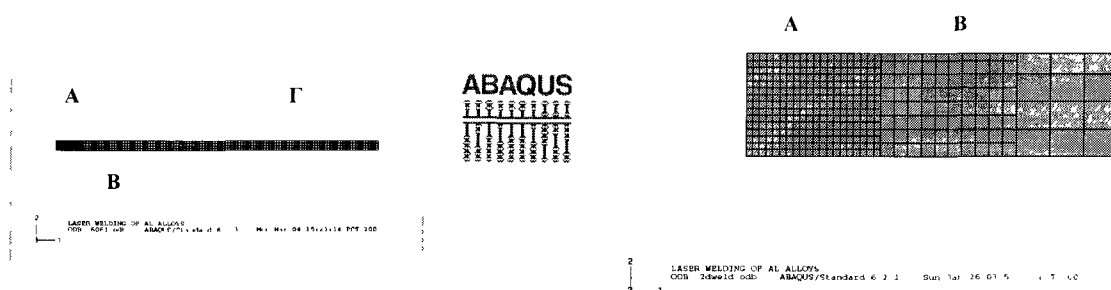
$$-k \frac{\partial T}{\partial y} = \sigma A(T^4 - T_o^4) \text{ για } y \in \Omega \quad (3.15\alpha)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} = \sigma A(T^4 - T_o^4) \text{ για } z \in \Omega \quad (3.15\beta)$$

Στο σχήμα 3.3 παρουσιάζεται η διακριτοποίηση του ελάσματος Αλουμινίου σε πεπερασμένα στοιχεία. Χρησιμοποιήθηκαν δισδιάστατα στοιχεία 4 κόμβων. Διακρίνονται τρεις περιοχές με διαφορετική πυκνότητα των στοιχείων που αποτελούν τον κάνναβο (Α, Β, και Γ). Σημειώνεται ότι λόγω της συμμετρίας του προβλήματος ως προς τον άξονα x (βλ. Σχήμα 3.2), η επίλυση γίνεται στο μισό του ελάσματος προκειμένου να εξοικονομηθεί υπολογιστικός χρόνος.

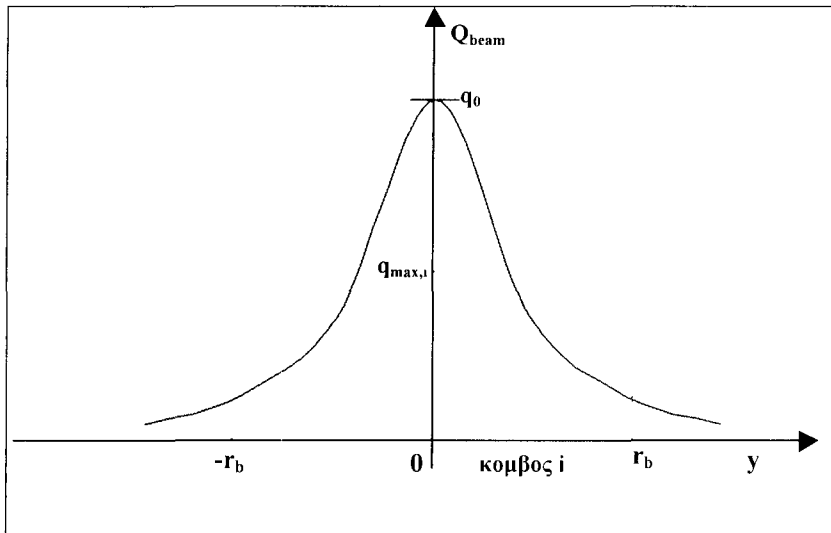
Η περιοχή Α, με τη μεγαλύτερη πυκνότητα στοιχείων (διακριτοποίηση 100 μm x 100μm) περιλαμβάνει την περιοχή πρόσπτωσης της δέσμης του laser καθώς και τη θερμοεπιρραζόμενη ζώνη και έχει μήκος 2 mm. Αποτελείται από 285 συνολικά στοιχεία. Στην περιοχή Β ο κάνναβος είναι αραιότερος (διακριτοποίηση ανά 200 μm) , έχει μήκος 2mm και αποτελείται από 150 στοιχεία.

Η περιοχή Γ έχει μήκος 46 mm, το κάθε στοιχείο έχει διαστάσεις 0,4x0,5 mm και περιλαμβάνει 317 στοιχεία. Η διαφοροποίηση στη διακριτοποίηση οφείλεται στο γεγονός ότι στην περιοχή πρόσπτωσης της δέσμης λαμβάνουν χώρα οι μεγαλύτερες θερμοκρασιακές κλίσεις . Επομένως, η διακριτοποίηση της περιοχής Α , πρέπει να είναι αρκετά πυκνή, καθώς η ακρίβεια των υπολογισμών εξαρτάται άμεσα από το μέγεθος και την πυκνότητα των στοιχείων[59].



Σχήμα 3.3: Ο κάνναβος των πεπερασμένων στοιχείων του μοντέλου 2-D και λεπτομέρεια των περιοχών Α και Β

Η δέσμη του laser που αποτελεί τη θερμική πηγή του συγκεκριμένου προβλήματος μεταφοράς θερμότητας προσομοιώθηκε ως ένα επιφανειακά κατανομημένο θερμικό φορτίο. Η διατομή της ακτίνας του laser είναι κυκλική και η κατανομή της ενέργειας ακολουθεί κατανομή Gauss (Σχήμα 3.4) .



Σχήμα 3.4 Κατανομή Gauss της εντάσεως δέσμης laser

Η πυκνότητα ισχύος που δέχεται ο κόμβος i που ανήκει στην ομάδα των στοιχείων που προσπίπτει η δέσμη laser, δίδεται από τη σχέση:

$$q_{\max,i} = q_0 \exp(-cy^2)$$

(3.16)

όπου q_0 η μέγιστη απορροφώμενη πυκνότητα ισχύος στο κέντρο της δέσμης laser.

Η ποσότητα $q_{\max,i}$ είναι συνάρτηση της συντεταγμένης y , ακολουθεί κατανομή Gaussian (Σχήμα 3.4), λαμβάνει τη μέγιστη τιμή της q_0 στο σημείο με συντεταγμένη $y=0$ τη χρονική στιγμή που το κέντρο της δέσμης ευρίσκεται πάνω από το σημείο αυτό.

Η ποσότητα q_0 [W/m^2], υπολογίζεται από τη σχέση:

$$q_0 = \frac{PA}{\pi r_b^2} \quad (3.17)$$

όπου, P η προσπίπτουσα ισχύς της δέσμης laser στην επιφάνεια του ελάσματος [W], A ο συντελεστής απορρόφησης της επιφάνειας (%).

Η θερμοροή ανά μονάδα επιφάνειας του υλικού που δέχεται ο τυχαίος κόμβος i , τη χρονική στιγμή $t > 0$ δίνεται από την σχέση:

$$q_i(t) = q_{\max,i} \exp(-c\xi^2) \quad (3.18)$$

Η θέση ξ είναι συνάρτηση της ακτίνας της δέσμης του laser, καθώς και της ταχύτητας με την οποία κινείται και δίδεται από την παρακάτω σχέση:

$$\xi = r_b - ut \quad (3.19)$$

Η σχέση 3.18 γίνεται:

$$q_i(t) = q_{\max,i} \exp\left[-c(r_b - ut)^2\right] \quad (3.20)$$

Επομένως, η σχέση (3.20) μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$q_i(t) = q_0 \exp\left\{-c\left[(r_b - ut)^2 + y_i^2\right]\right\} \quad (3.21)$$

όπου, $q_i(t)$ είναι η πυκνότητα ισχύος που δέχεται ο κόμβος i σε χρόνο t [W/m^2], q_0 η μέγιστη απορροφώμενη πυκνότητα ισχύος στο κέντρο της δέσμης laser [W/m^2], c ο συντελεστής συγκέντρωσης θερμοροής [m^{-2}], r_b η ακτίνα της δέσμης laser στην επιφάνεια [m], u η ταχύτητα συγκόλλησης [m/sec], t χρόνος [sec], y_i η συντεταγμένη του κόμβου i στον άξονα y [m]

Στην ανάλυση των πεπερασμένων στοιχείων η κατανομή της ισχύος του laser περιγράφηκε μέσω της εξίσωσης (3.21). Σημαντικό επίσης ήταν να δοθεί προσοχή στο θέμα της αποκοπής (cut-off) της επίδρασης της δέσμης. Η εξίσωση (3.21) θεωρητικά προβλέπει κάποια θερμοροή ακόμη και σε άπειρη απόσταση από το κέντρο της δέσμης, καθώς η κατανομή Gauss προσεγγίζει ασυμπτωτικά τον άξονα της απόστασης. Στην πραγματικότητα όμως, η δέσμη έχει πεπερασμένη διάμετρο, πέρα από τη οποία δεν υπάρχει καμία επίδραση με το υλικό. Για το λόγο αυτό τέθηκαν συνθήκες αποκοπής μέσω του χρόνου καθυστέρησης (delay time) και του χρόνου αλληλεπίδρασης (interaction time) με τους κόμβους. Η κατανόηση των εννοιών αυτών γίνεται ευκολότερη με τη βοήθεια του Σχήματος 3.5 [86].

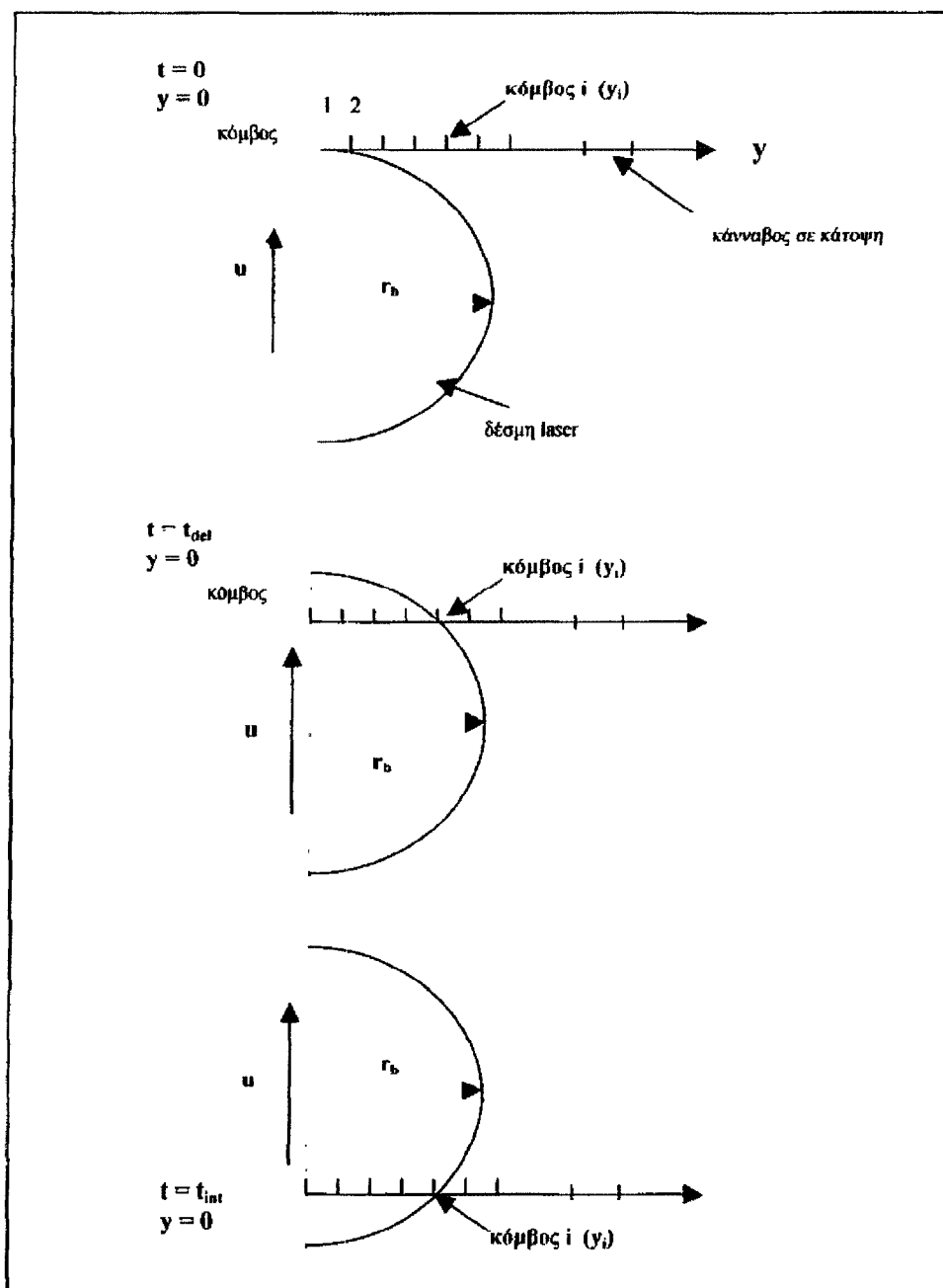
Στο Σχήμα 3.5α παρουσιάζεται μια κάτοψη της δέσμης laser και του καννάβου, στην αρχική χρονική στιγμή $t=0$. Ένας τυχαίος κόμβος i που βρίσκεται σε απόσταση y_i από το κέντρο της δέσμης δεν αλληλεπιδρά αμέσως με τη δέσμη αλλά μετά από παρέλευση ενός χρονικού διαστήματος, Σχήμα 3.5 (β). Το χρονικό αυτό διάστημα ορίζεται ως χρόνος καθυστέρησης και μπορεί εύκολα να αποδειχτεί ότι δίνεται από τη σχέση:

$$t_{del} = \frac{r_b - \sqrt{r_b^2 - y_i^2}}{u} \quad (3.22)$$

Όπως φαίνεται από την Εξίσωση 3.22 όσο πιο απομακρυσμένος από το κέντρο της δέσμης είναι ο κόμβος και όσο μικρότερη είναι η ταχύτητα της δέσμης, τόσο περισσότερο καθυστερεί η δέσμη να αλληλεπιδράσει με τον κόμβο. Όταν η δέσμη αρχίσει να αλληλεπιδρά με τον τυχαίο κόμβο i , η αλληλεπίδραση θα διαρκέσει για

ένα χρονικό διάστημα t_{int} , Σχήμα 3.5(γ) το οποίο επίσης απλά μπορεί να δείχτεί ότι ισούται με :

$$t_{int} = \frac{2\sqrt{r_b^2 - y_i^2}}{u} \quad (3.23)$$



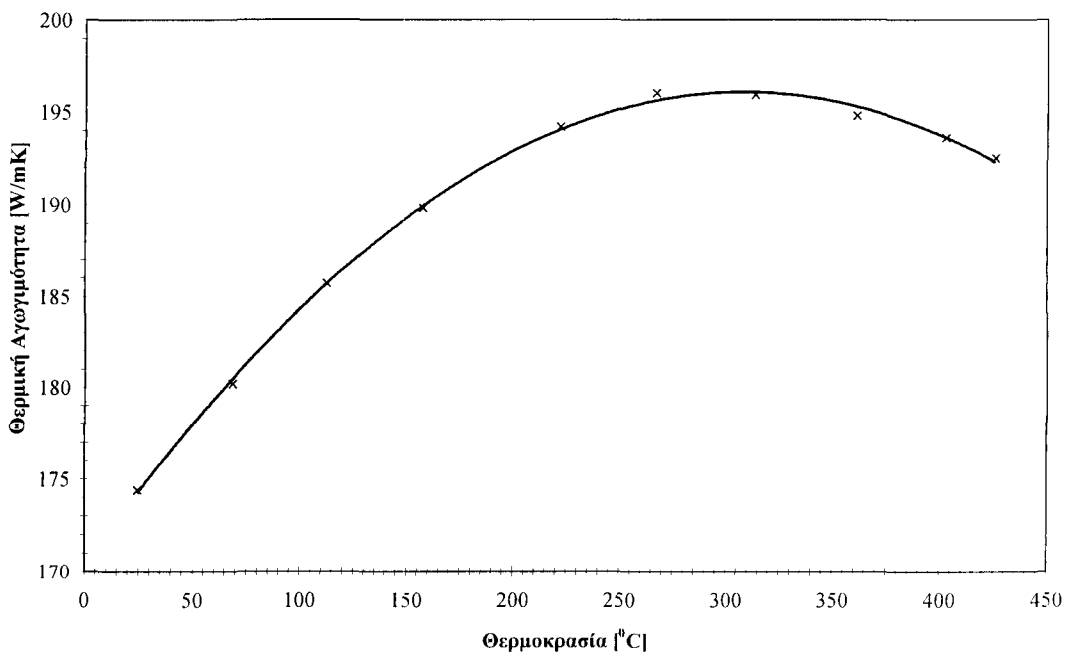
Σχήμα 3.5: Η θέση της δέσμης laser ως προς τον κάνναβο σε χρόνο (α) $t=0$, (β) $t=t_{del}$ και (γ) $t=t_{int}$ [86].

Όπως είναι λογικό η εξίσωση 3.23 δείχνει ότι το χρονικό διάστημα, κατά το οποίο η δέσμη laser βρίσκεται πάνω από ένα κόμβο i , είναι τόσο μεγαλύτερο όσο πιο κοντά προς το κέντρο της δέσμης βρίσκεται ο κόμβος, καθώς και όσο μικρότερη είναι η ταχύτητα σάρωσης.

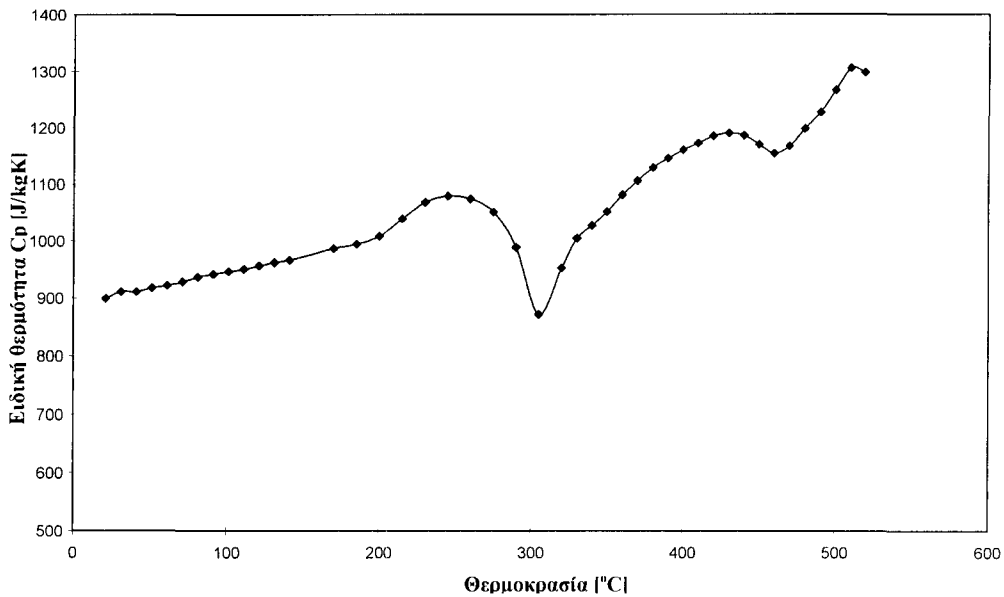
Οι συνθήκες αποκοπής εκφράστηκαν πολύ απλά με τη χρήση των t_{del} και t_{int} ως εξής: όταν $t < t_{del} \Rightarrow q_i(t) = 0$ και όταν $t > t_{int} \Rightarrow q_i(t) = 0$.

Ο συντελεστής απορρόφησης είναι μια παράμετρος που ενώ καθορίζει αποφασιστικά το ποσοστό της ενέργειας που απορροφά το υλικό, και επηρεάζει όλες τις παραμέτρους της κατεργασίας, είναι ιδιαίτερα δύσκολο να μετρηθεί πειραματικά. Επιπλέον, είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας που στην περίπτωση της συγκόλλησης μεταβάλλεται σημαντικά εξαιτίας της τήξης στην λίμνη συγκόλλησης. Στην παρούσα εργασία θεωρήθηκε σταθερός και ίσος με 50 %, κάνοντας την παραδοχή ότι τα κράματα αλουμινίου έχουν πολύ χαμηλή απορροφητικότητα (<2%) η οποία όμως λόγω της δημιουργίας της περιοχής υψηλής απορρόφησης αυξάνεται σχεδόν στο 100%.

Η ακριβής εξάρτηση των θερμοφυσικών ιδιοτήτων, από τη θερμοκρασία προσδιορίστηκε από τη βάση δεδομένων THERSYST[85]. Έτσι η μεταβολή της θερμικής αγωγιμότητας καθώς και της ειδικής θερμότητας με τη θερμοκρασία (βλ. Σχήμα 3.6 και 3.7 αντίστοιχα) ενσωματώθηκαν στο μοντέλο και χρησιμοποιήθηκαν για τους υπολογισμούς. Η πυκνότητα του υλικού θεωρήθηκε σταθερή και ίση με 2700kg/m^3 .



Σχήμα 3.6 Εξάρτηση της θερμικής αγωγιμότητας του κράματος αλουμινίου 6061 από τη θερμοκρασία[85].



Σχήμα 3.7 Εξάρτηση της ειδικής θερμότητας του κράματος αλουμινίου 6061 από τη θερμοκρασία[85].

3.4 Μοντέλο πεπερασμένων στοιχείων τριών διαστάσεων (3-D)

Το μοντέλο 2-D που περιγράφηκε παραπάνω υπερεκτιμούσε αρκετά τις διαστάσεις της λίμνης συγκόλλησης, ιδιαίτερα στις πιο χαμηλές ταχύτητες. Αυτό αποδόθηκε στο γεγονός ότι αγνοήθηκε η μετάδοση θερμότητας κατά τη διεύθυνση κίνησης της δέσμης. Κρίθηκε απαραίτητη για το λόγο αυτό η ανάπτυξη μοντέλου που να λαμβάνει υπόψη την μετάδοση της θερμότητας και στις τρεις διευθύνσεις (3-D).

Η εξίσωση μετάδοσης θερμότητας που πρέπει να επιλυθεί στην περίπτωση αυτή έχει τη μορφή:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \dot{Q}_G + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (3.24)$$

Η αρχική συνθήκη, όπως και στη περίπτωση του μοντέλου 2-D, ορίζει την αρχική θερμοκρασία σε όλα τα σημεία του καννάβου:

$$T(x, y, z, 0) = 25^{\circ}C \quad (3.25)$$

Οι συνοριακές συνθήκες εφαρμόστηκαν στο εξωτερικό όριο του καννάβου (Ω) για τους κόμβους οι οποίοι δεν είναι στην περιοχή πρόσπτωσης της δέσμης και αφορούν απώλειες θερμότητας λόγω συναγωγής:

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} = h(T - T_0), \text{ για } x \in \Omega \quad (3.26a)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial y} = h(T - T_0), \text{ για } y \in \Omega \quad (3.26\beta)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} = h(T - T_0), \text{ για } z \in \Omega \quad (3.26\gamma)$$

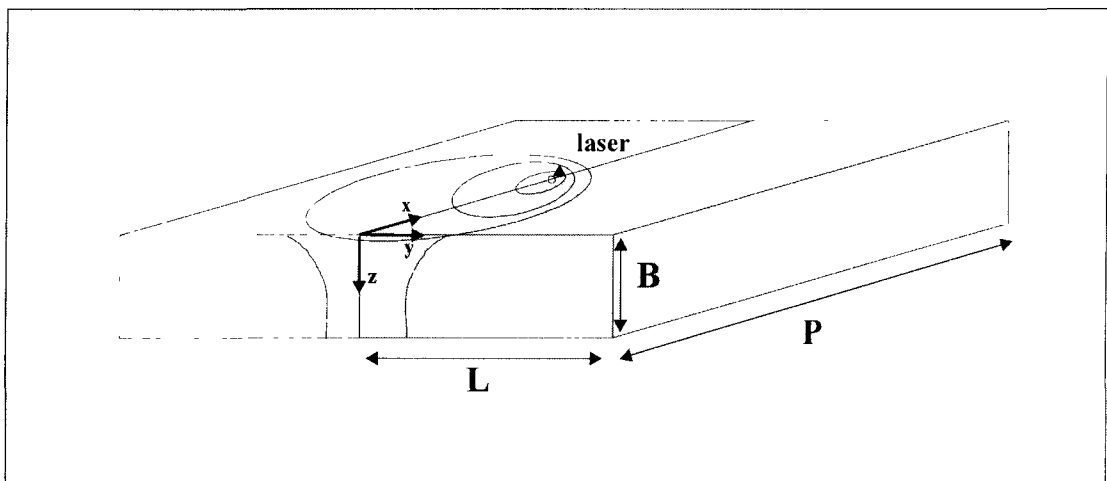
καθώς και απώλειες θερμότητας λόγω ακτινοβολίας :

$$-k \frac{\partial T}{\partial x} = \sigma A(T^4 - T_0^4), \text{ για } x \in \Omega \quad (3.27\alpha)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial y} = \sigma A(T^4 - T_0^4), \text{ για } y \in \Omega \quad (3.27\beta)$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} = \sigma A(T^4 - T_0^4), \text{ για } z \in \Omega \quad (3.27\gamma)$$

Η σχηματική παράσταση της περιοχής που μοντελοποιήθηκε φαίνεται στο Σχήμα 3.8

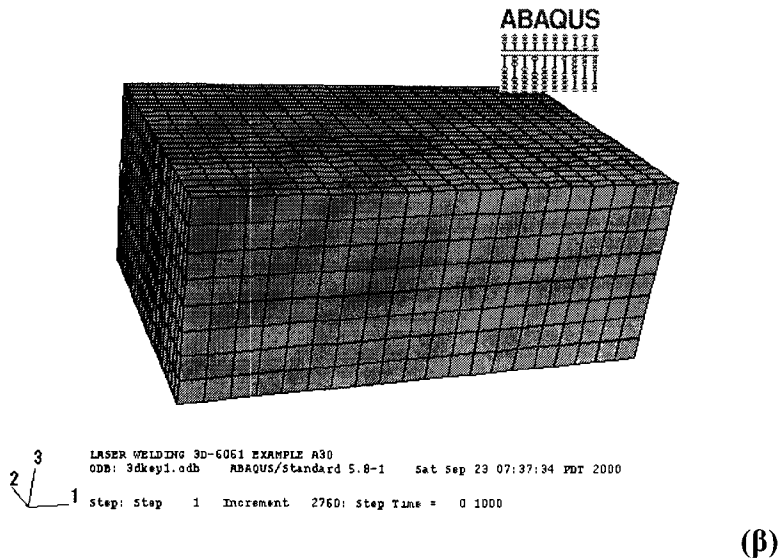
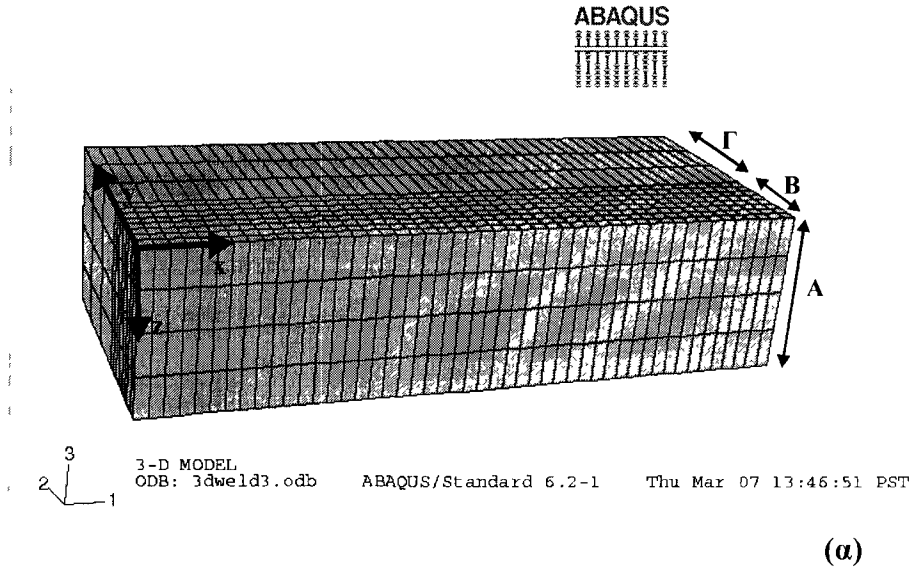


Σχήμα 3.8 : Σχηματική παράσταση του ελάσματος αλουμινίου, και της λίμνης συγκόλλησης.

Για το μοντέλο 3-D κατασκευάστηκαν 2 κάρναβοι πεπερασμένων στοιχείων. Ο πρώτος κάρναβος είχε διαστάσεις 6x2,5x1,6 mm και παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.9α. Συνολικά αποτελείται από 2.940 κόμβους και 2.112 στοιχεία. Χρησιμοποιήθηκαν ισοπαραμετρικά τρισδιάστατα στοιχεία 8 κόμβων. Η διακριτοποίηση κατά το πάχος είναι ομοιόμορφη και έγινε ανά 400 μm (περιοχή Α).

Στην πάνω επιφάνεια του κάρναβου κατά την διεύθυνση x υπάρχει ένας κόμβος ανά 125 μm, ενώ κατά τη διεύθυνση y, στο πρώτο 1 mm που αποτελεί την περιοχή πρόσπτωσης της δέσμης, η διακριτοποίηση έγινε ανά 125 μm (περιοχή Β) ενώ στο υπόλοιπο 1,6 mm ο κάρναβος είναι αραιότερος και υπάρχει ένας κόμβος ανά 0,5 mm (περιοχή Γ).

Ο δεύτερος κάρναβος (Σχήμα 3.9β) είχε ομοιόμορφη διακριτοποίηση ανά 200μm αλλά με πυκνότερη ανάλυση κατά τη διεύθυνση του πάχους του ελάσματος. Οι διαστάσεις του ήταν 4x2,4x1,6 (mm) και αποτελείται από 4725 κόμβους και 3840 στοιχεία.



Σχήμα 3.9: Ο κάναβος των πεπερασμένων στοιχείων στην περίπτωση του τρισδιάστατου μοντέλου με ανομοιόμορφη (α) και ομοιόμορφη διακριτοποίηση (β).

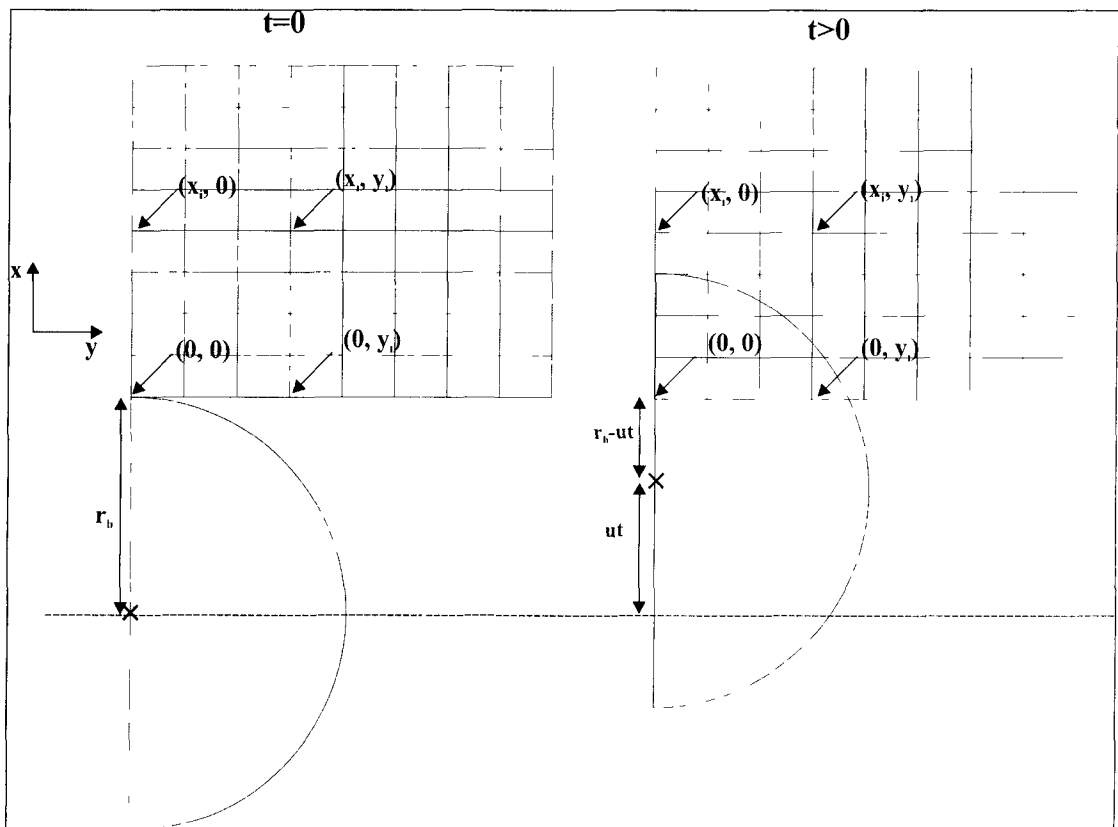
Και σ' αυτή την περίπτωση λόγω της συμμετρίας του προβλήματος ως προς τον άξονα x η επίλυση γίνεται στο μισό του ελάσματος όπως και στο μοντέλο 2-D.

Η ανομοιόμορφη διακριτοποίηση κατά τον άξονα y επιλέχθηκε προκειμένου να δοθεί η δυνατότητα ακριβέστερης ανάλυσης στα στοιχεία πρόσπτωσης της δέσμης του laser στην περίπτωση που αντιμετωπίστηκε ως επιφανειακά κατανεμημένο φορτίο. Για την περίπτωση της χωρικής κατανομής της δέσμης του laser ο κάναβος των πεπερασμένων στοιχείων κατασκευάστηκε με ομοιόμορφη διακριτοποίηση, περιλαμβάνοντας όμως περισσότερα στοιχεία κατά το πάχος του ελάσματος.

Η δέσμη του laser στην περίπτωση του τρισδιάστατου μοντέλου αντιμετωπίστηκε είτε ως ένα επιφανειακά κατανεμημένο θερμικό φορτίο με κυκλική διατομή είτε, προκειμένου να προσομοιωθεί με μεγαλύτερη ακρίβεια το φαινόμενο της δημιουργίας keyhole ως χωρικά κατανεμημένο θερμικό φορτίο. Αναλυτικότερα:

α) Επιφανειακή κατανομή

Η δέσμη laser προσομοιώθηκε ως ένα επιφανειακά καταμεμημένο θερμικό φορτίο με κυκλική διατομή με Gaussian κατανομή ενέργειας στο επίπεδο x-y. Η ανάλυση που ακολουθήθηκε για την περιγραφή της δέσμης και την εισαγωγή της στο πρόγραμμα πεπερασμένων στοιχείων είναι αντίστοιχη της ανάλυσης που παρουσιάστηκε παραπάνω για το μοντέλο 2-D. Στο Σχήμα 3.10 παρουσιάζεται η απεικόνιση της θέσης της δέσμης laser ως προς τον κώνο 3-D.



Σχήμα 3.10: Σχηματική απεικόνιση της θέσης της δέσμης laser ως προς την επιφάνεια πρόσπτωσης του κωνάβου 3-D σε χρόνο $t=0$ και $t>0$.

Ένας τυχαίος κόμβος με συντεταγμένες $(x_i, 0)$, που ανήκει στην ομάδα των στοιχείων που προσπίπτει η δέσμη, τη χρονική στιγμή έναρξης της συγκόλλησης ($t=0$) δέχεται θερμοροή ανά μονάδα επιφάνειας που δίδεται από τη σχέση:

$$q = q_0 \exp(-cr^2) \Rightarrow q = q_0 \exp\left[-c(r_b + x_i)^2\right] \quad (3.28)$$

όπου r η απόσταση από το κέντρο της δέσμης.

Μετά από τυχαίο χρονικό διάστημα $t > 0$ το κέντρο της δέσμης έχει μετακινηθεί πάνω στον άξονα x κατά μια απόσταση ut (Σχήμα 3.10), οπότε η νέα απόσταση r είναι:

$$r = (r_b - ut) + x_i \quad (3.29)$$

Επομένως, σε αυτή τη χρονική στιγμή ο κόμβος δέχεται ακτινοβολία έντασης:

$$q = q_0 \exp(-cr^2) \Rightarrow q = q_0 \exp\left[-c(r_b - ut + x_i)^2\right] \quad (3.30)$$

Ενας τυχαίος κόμβος με συντεταγμένες (x_i, y_i) σε οποιοδήποτε χρόνο $t > 0$ δέχεται ακτινοβολία έντασης:

$$q(x_i, y_i) = q_{\max}(y) \exp\left[-c(r_b - ut + x_i)^2\right] \quad (3.31)$$

Το $q_{\max}(y)$ είναι η κορυφή της κατανομής Gaussian για το συγκεκριμένο y . Για συντεταγμένη $y=0$ (κέντρο δέσμης) $q_{\max}(y=0) = q_0$.

Η κατανομή του $q_{\max}(y)$ είναι επίσης Gaussian, δηλαδή ισχύει ότι:

$$q_{\max}(y) = q_0 \exp(-cy_i^2) \quad (3.32)$$

Επομένως, η (3.31) γίνεται:

$$q(x, y, t) = q_0 \exp(-cy_i^2) \exp\left[-c(r_b - ut + x_i)^2\right] \Rightarrow$$

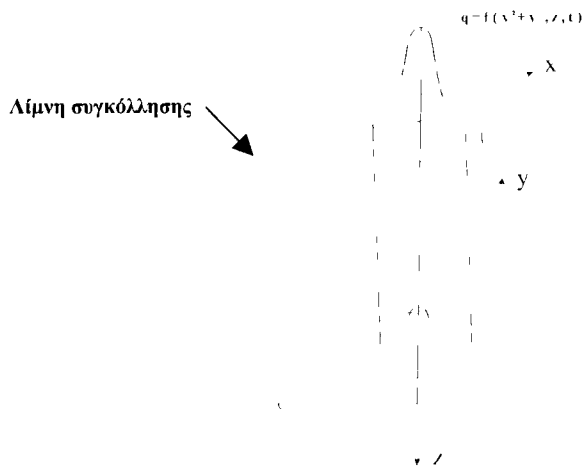
$$q_i(x, y, t) = q_0 \exp\left\{-c\left[(r_b - ut + x_i)^2 + y_i^2\right]\right\} \quad (3.33)$$

όπου, $q_i(x, y, t)$ είναι η πυκνότητα ισχύος που δέχεται ο κόμβος i , σε χρόνο t [W/m^2], q_0 η μέγιστη απορροφώμενη πυκνότητα ισχύος στο κέντρο της δέσμης laser [W/m^2], c ο συντελεστής συγκέντρωσης θερμορροής [m^{-2}], r_b η ακτίνα της δέσμης laser στην επιφάνεια [m], u η ταχύτητα συγκόλλησης [m/sec], t χρόνος [sec], x_i η συντεταγμένη του κόμβου i στον άξονα x [m], y_i η συντεταγμένη του κόμβου i στον άξονα y [m].

Η επιφανειακή κατανομή της δέσμης laser όπως περιγράφεται από την εξίσωση 3.33 ενσωματώθηκε στους υπολογισμούς που έγιναν με τον κάρναβο των πεπερασμένων στοιχείων που παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.9α.

β) Χωρική κατανομή

Στις συγκολλήσεις πλήρους διείσδυσης και προκειμένου να προσομοιωθεί με περισσότερη ακρίβεια το φαινόμενο της δημιουργίας της περιοχής υψηλής απορρόφησης (keyhole), η θερμική πηγή θεωρήθηκε ως κύλινδρος με πλήρη διείσδυση στο έλασμα αλουμινίου. Η κατανομή της ενέργειας στο επίπεδο x-y θεωρήθηκε Gaussian και περιγράφεται από την εξίσωση (3.33), ενώ κατά τη διεύθυνση z η ενέργεια μειωνόταν σύμφωνα με το νόμο Beer's-Lambert[87] (Σχήμα 3.11).



Σχήμα 3.11: Προσομοίωση κατανομής ενέργειας της δέσμης laser που χρησιμοποιήθηκε στο μοντέλο 3-D[87].

Η εξίσωση που περιγράφει την κατάσταση αυτή δίνεται από τη σχέση :

$$q_i(x, y, z, t) = q_0 \exp\left\{-c\left[(r_b - ut + x_i)^2 + y_i^2\right]\right\} \exp(-\beta z_i) \quad (3.34)$$

όπου β ο συντελεστής Beer's-Lambert [1/m], και x_i , y_i , z_i οι συντεταγμένες του κόμβου i .

Η κατανομή της δέσμης laser όπως περιγράφεται από την εξίσωση 3.34 ενσωματώθηκε στους υπολογισμούς που έγιναν με τον κάρναβο των πεπερασμένων στοιχείων που παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.9β.

3.5 Χαρακτηριστικά Αποτελέσματα

Χαρακτηριστικά αποτελέσματα από την ανάλυση των πεπερασμένων στοιχείων πεπερασμένων στοιχείων δίδονται στα Σχήματα 3.12-3.14 όπου παρουσιάζονται ισοθερμοκρασιακές καμπύλες για συγκεκριμένες πειραματικές συνθήκες. Οι

ισοθερμοκρασιακές καμπύλες παρουσιάζουν την εξέλιξη του θερμοκρασιακού πεδίου σε διάφορες χρονικές στιγμές κατά την εξέλιξη της συγκόλλησης. Η αξιολόγηση των αποτελεσμάτων των μοντέλων και η επαλήθευση των υπολογισμών τους έγινε μέσω της σύγκρισης της μορφής της λίμνης συγκόλλησης όπως προβλέπεται από το μοντέλο και όπως μετρήθηκε κατά τη μεταλλογραφική εξέταση των δειγμάτων.

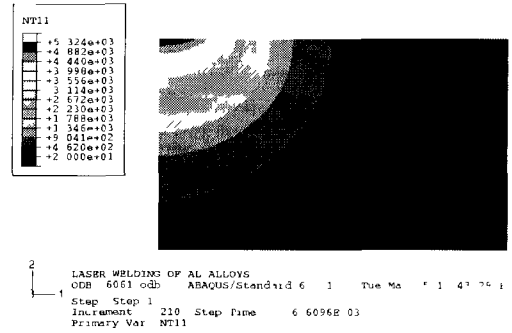
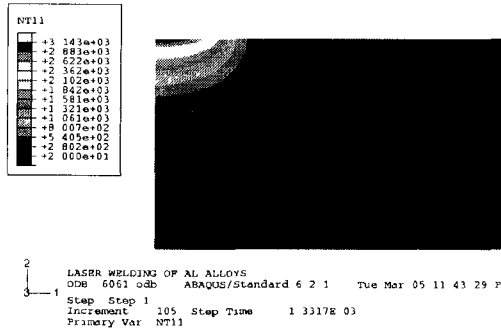
Στο Σχήματα 3.15 και 3.16 παρουσιάζεται η σύγκριση της πρόβλεψης των ορίων της λίμνης συγκόλλησης σε σχέση με τις μετρήσεις που έγιναν στο όριο της Λ.Σ. (fusion line) κατά το μεταλλογραφικό έλεγχο. Στο Σχήμα 3.15 δίνεται η σύγκριση για την περίπτωση συγκόλλησης μερικής διείσδυσης για το κράμα 6061-0. Οι τιμές της πρόβλεψης των ορίων της Λ.Σ. προήλθαν από την ανάλυση με τον κάρναβο 3-D και με την επιφανειακή κατανομή της έντασης του laser. Είναι εμφανές ότι τα αποτελέσματα από το μοντέλο ευρίσκονται πολύ κοντά στις πειραματικές μετρήσεις των διαστάσεων και της μορφής της λίμνης συγκόλλησης.

Στο Σχήμα 3.16 δίδεται η σύγκριση για την περίπτωση πλήρους διείσδυσης στο κράμα 6061-T6. Οι τιμές της πρόβλεψης των ορίων της Λ.Σ. προήλθαν από την ανάλυση με τον κάρναβο 3-D και με την χωρική κατανομή της έντασης του laser. Τα αποτελέσματα από το μοντέλο ευρίσκονται πολύ κοντά στις πειραματικές μετρήσεις των διαστάσεων και της μορφής της λίμνης συγκόλλησης.

Στο Σχήμα 3.17 παρουσιάζονται θερμοκοί κύκλοι σε σημεία της ΘΕΖ που ευρίσκονται στην πάνω επιφάνεια του ελάσματος ($z=0$), σε απόσταση $y=0,95$ mm από το κέντρο της δέσμης και σε βάθος 0,4, 0,8 και 1mm. Παρατηρούμε ότι ο θερμοκρασιακός κύκλος κάθε σημείου της ΘΕΖ έχει άμεση σχέση με την θέση του σημείου ως προς τη δέσμη του laser και την ακτινοβολούμενη επιφάνεια του ελάσματος. Όσο πιο κοντά είναι ως προς την επιφάνεια τόσο μεγαλύτερη μέγιστη θερμοκρασία αντιμετωπίζει και οι θερμοκρασιακές κλίσεις είναι εντονότερες.

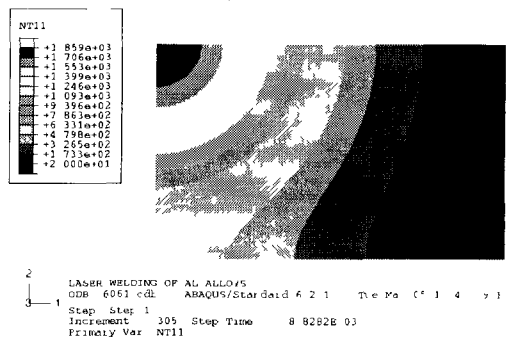
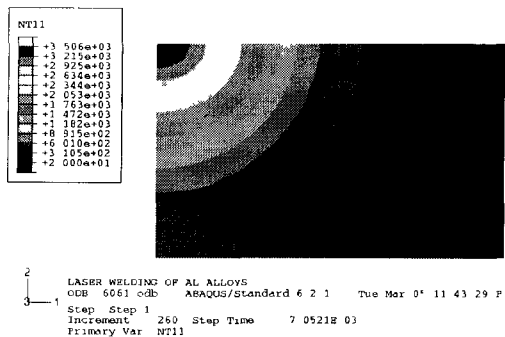
Ο ρυθμός ανόδου και πτώσης της θερμοκρασίας στα σημεία της ΘΕΖ εξαρτάται επίσης έντονα και από το ρυθμό πρόσδοσης θερμότητας. Στο Σχήμα 3.18 παρουσιάζονται θερμοκοί κύκλοι που ανήκουν στον πρώτο κόμβο της επιφάνειας του ελάσματος ($z=0$), και είναι ο πρώτος κόμβος μέσα στη ΘΕΖ μετά τη Λ.Σ. Παρατηρούμε ότι όσο μικρότερος είναι ο ρυθμός πρόσδοσης θερμότητας τόσο πιο έντονη είναι η κλίση της καμπύλης που περιγράφει το θερμοκρασιακό κύκλο. Στο Σχήμα 3.19 παρουσιάζεται η μεταβολή της μέγιστης θερμοκρασίας του θερμοκού κύκλου στην επιφάνεια και σε βάθος 0,5mm από την επιφάνεια. Η μέγιστη θερμοκρασία είναι συνάρτηση της απόστασης από το κέντρο της δέσμης του laser καθώς και του βάθους που ευρίσκεται το σημείο και μειώνεται καθώς απομακρυνόμαστε από την περιοχή πρόσπτωσης του laser.

Το επόμενο βήμα προς την υλοποίηση των στόχων της διατριβής ήταν η ενσωμάτωση των παραπάνω υπολογισμών στα μοντέλα υπολογιστικής κινητικής που αναλυτικά περιγράφονται στο επόμενο Κεφάλαιο.



$t=1,3m sec$

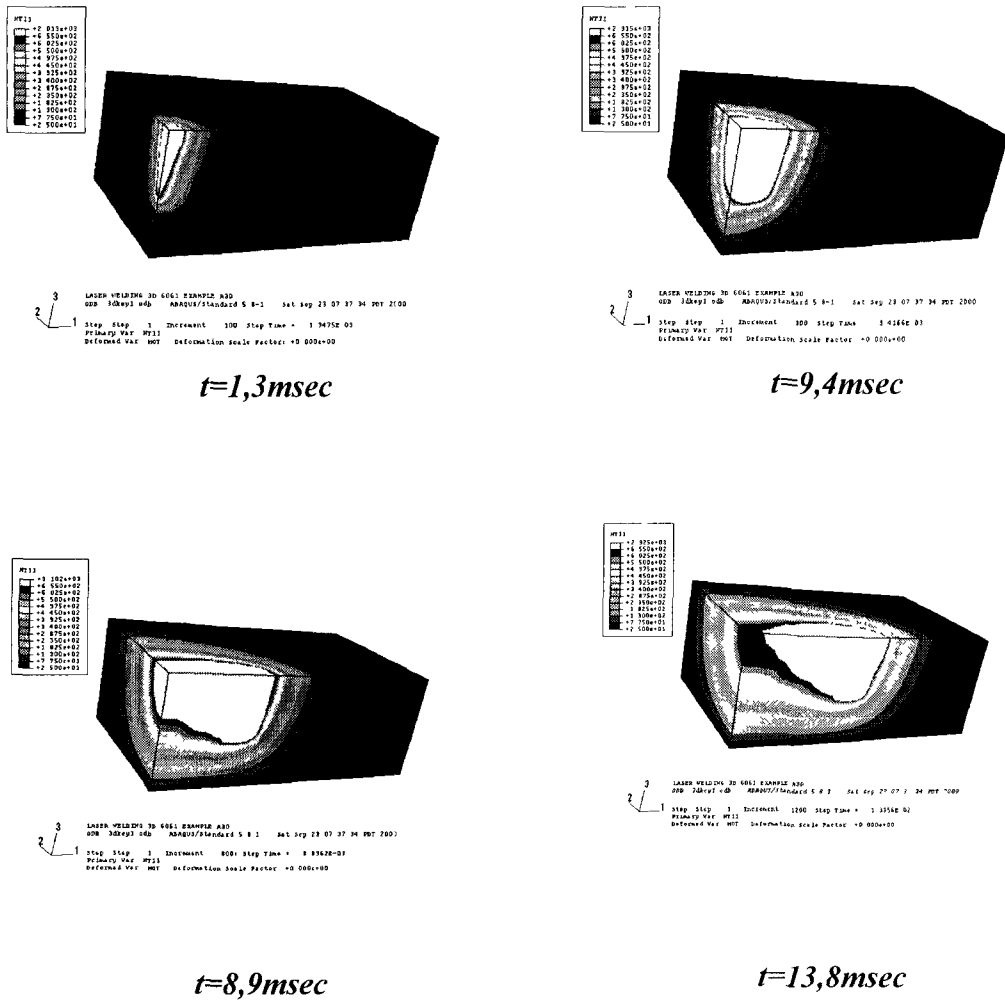
$t=6,6msec$



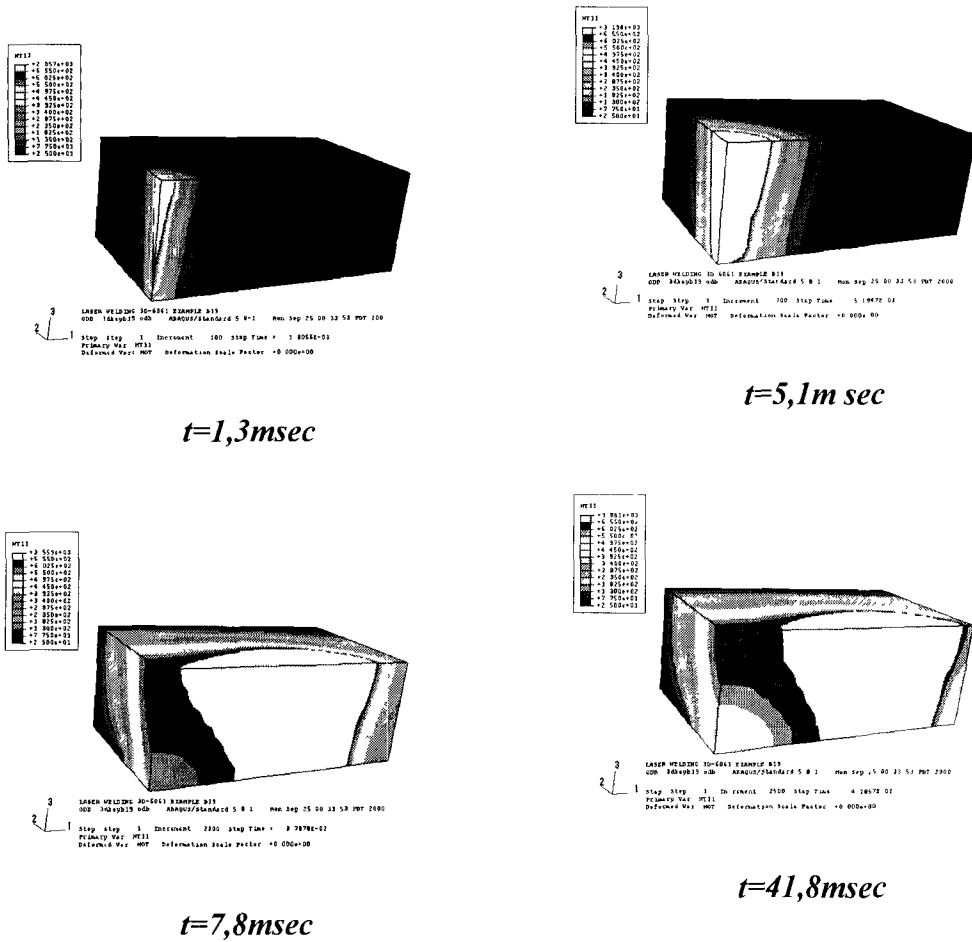
$t=7msec$

$t=8,8msec$

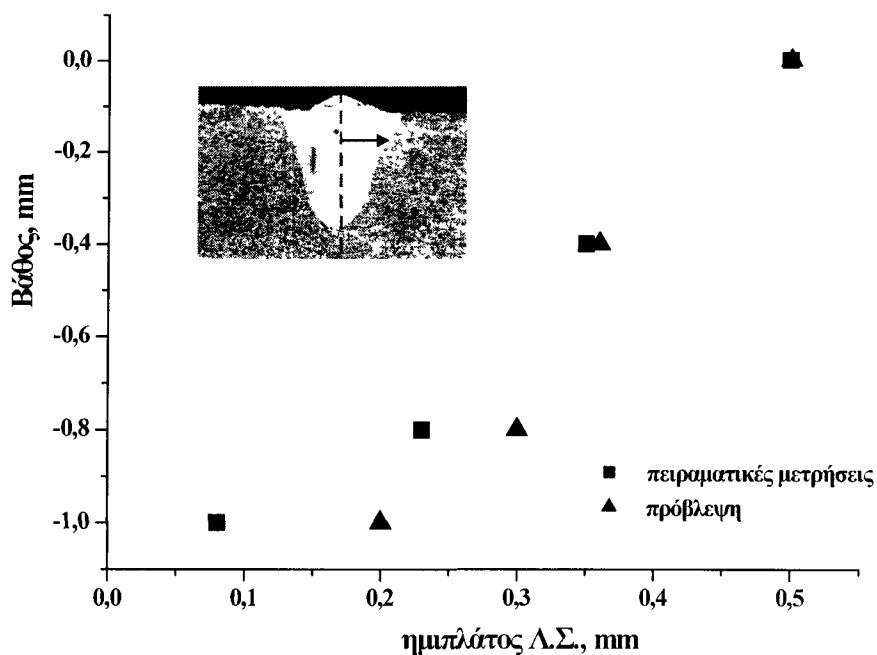
Σχήμα 3.12: Ισοθερμοκρασιακές καμπύλες στον κάνναβο 2-D για διαδοχικές χρονικές στιγμές του πειράματος(κράμα 6061-T6). Πειραματικές συνθήκες: ισχύς δέσμης 3000W, ταχύτητα 9m/min, θέση σημείου εστίασης -1mm από την επιφάνεια.



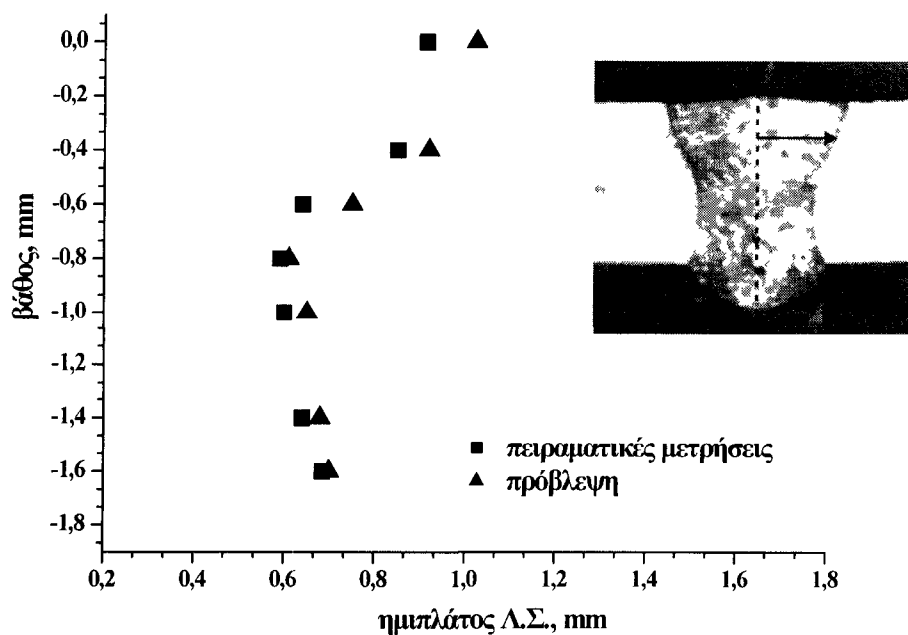
Σχήμα 3.13: Ισοθερμοκρασιακές καμπύλες στον κάνναβο 3-D για διαδοχικές χρονικές στιγμές του πειράματος(κράμα 6061-T6). Πειραματικές συνθήκες: ισχύς δέσμης 2000W, ταχύτητα 6m/min, θέση σημείου εστίασης –1mm από την επιφάνεια.



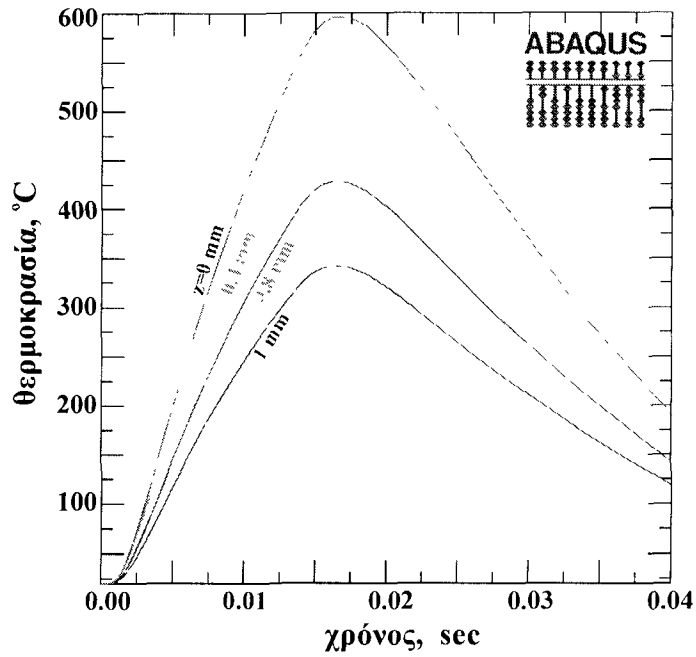
Σχήμα 3.14: Ισοθερμοκρασιακές καμπύλες στον κάνναβο 3-D για διαδοχικές χρονικές στιγμές του πειράματος(κράμα 6061-T6). Πειραματικές συνθήκες: ισχύς δέσμης 4500W, ταχύτητα 4.8 m/min, θέση σημείου εστίασης -1mm από την επιφάνεια.



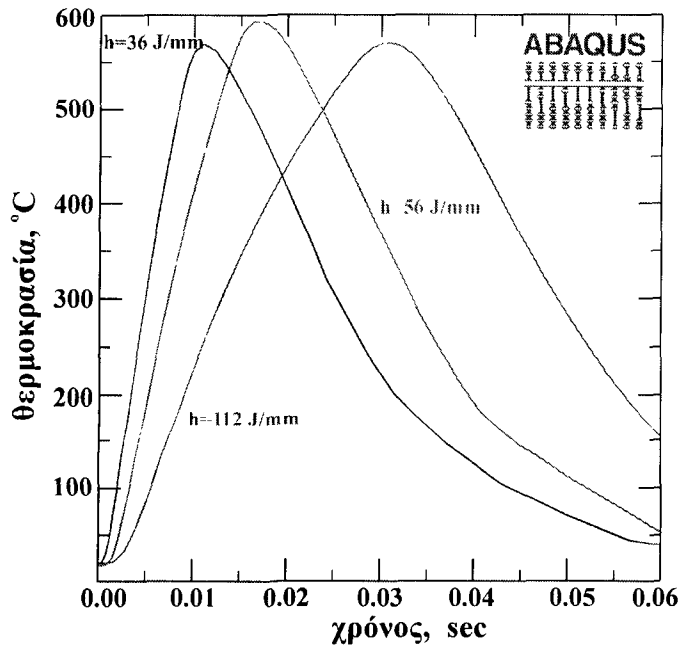
Σχήμα 3.15 : Σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων και υπολογισμών τρισδιάστατου μοντέλου στο κράμα 6061-0. Πειραματικές συνθήκες: Ισχύς δέσμης: 3000W, ταχύτητα: 9m/min. (3-D επιφανειακή)



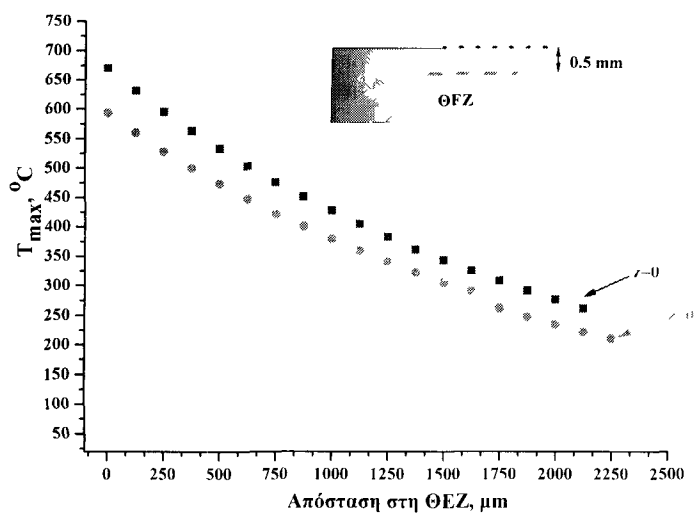
Σχήμα 3.16 : Σύγκριση πειραματικών αποτελεσμάτων και υπολογισμών τρισδιάστατου μοντέλου στο κράμα 6061-T6. Πειραματικές συνθήκες: Ισχύς δέσμης: 4500W, ταχύτητα: 4.8m/min. (3-D χωρική κατανομή)



Σχήμα 3.17: Θερμικοί κύκλοι στη ΘΕΖ (Το σημείο $z=0$ ευρίσκεται στην πάνω επιφάνεια) του ελάσματος Αλουμινίου 6061-T6 (Ισχύς δέσμης : 4,5KW, ταχύτητα συγκόλλησης 4.8 m/min, απορροφητικότητα 50%).



Σχήμα 3.18: Θερμικοί κύκλοι στα όρια ζώνης τήξης –ΘΕΖ για διαφορετικούς ρυθμούς πρόσδοσης θερμότητας.



Σχήμα 3.19: Μέγιστη θερμοκρασία θερμικού κύκλου στην επιφάνεια και σε βάθος 0,5mm από την επιφάνεια.

4. ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΕΞΕΛΙΞΗΣ ΜΙΚΡΟΔΟΜΗΣ ΜΕ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΚΙΝΗΤΙΚΗ

4.1 Εισαγωγή – Βιβλιογραφική ανασκόπηση

Όπως αναφέρθηκε στο Κεφ.1, τα κράματα αλουμινίου της σειράς 6xxx ανήκουν στην κατηγορία των θερμικά κατεργάσιμων κραμάτων και οφείλουν την αντοχή τους στη θερμική κατεργασία της τεχνητής γήρανσης. Κατά τη διάρκεια της κατεργασίας αυτής αναπτύσσεται στη μήτρα του κράματος, μέσω μίας συγκεκριμένης σειράς καθίζησης (precipitation sequence) μία λεπτομερής διασπορά σωματιδίων ισχυροποίησης, που στην περίπτωση των κραμάτων που μελετώνται είναι η φάση β - Mg_2Si για το 6061 και οι φάσεις β - Mg_2Si και θ - Al_2Cu για το 6013. Οι φάσεις αυτές επικρατούν στο τέλος της σειράς καθίζησης σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας. Πριν το σχηματισμό τους αναπτύσσονται μεταβατικές φάσεις σε κατάσταση πλήρους συνοχής ή ημισυνοχής με τη μήτρα για τη μείωση της διεπιφανειακής ενέργειας. Στον Πίνακα 4.1 παρουσιάζονται οι μεταβατικές φάσεις και οι φάσεις ισορροπίας για τα συστήματα Al-Cu, Al-Mg, Al-Si, Al-Mg-Si, Al-Cu-όπως εκτενώς αναφέρονται στη βιβλιογραφία [1]. Μετά το πέρας της κατεργασίας γήρανσης η μικροδομή χαρακτηρίζεται από συγκεκριμένο κλάσμα όγκου f και μέσο μέγεθος (ακτίνα) r της φάσης ισχυροποίησης. Τα μεγέθη f και r αποτελούν τις κύριες παραμέτρους της μικροδομής (microstructural parameters), οι οποίες ελέγχουν το όριο διαρροής ή τη σκληρότητα του κράματος μέσω συγκεκριμένων μηχανισμών ισχυροποίησης. Οι βασικότεροι μηχανισμοί ισχυροποίησης με καθίζηση στα κράματα αλουμινίου είναι (α) η ισχυροποίηση συνοχής (coherency hardening) που προκύπτει από την αλληλεπίδραση των αταξιών με διατμώμενα σωματίδια συνοχής και (β) η ισχυροποίηση κατά Orowan, που προκύπτει από την υπέρβαση των σωματιδίων-εμποδίων από τις αταξίες (obstacle bypassing).

Η αύξηση της αντοχής που προκύπτει από μηχανισμούς ισχυροποίησης είναι ανάλογη του

$$\begin{aligned} f^{1/2} r^{1/2} & \text{ για την ισχυροποίηση συνοχής και} \\ f^{1/2} r^{-1} & \text{ για την ισχυροποίηση Orowan} \end{aligned}$$

Ο θερμικός κύκλος της συγκόλλησης, που στην περιοχή της ΘΕΖ περιλαμβάνει θέρμανση και ψύξη, με έντονους ρυθμούς, προς και από την μονοφασική περιοχή επιφέρει δραστική μεταβολή των f και r και κατά συνέπεια της σκληρότητας της ΘΕΖ και της αντοχής της συγκόλλησης. Οι διεργασίες οι οποίες επιφέρουν μεταβολή στο κλάσμα όγκου (f) και το μέγεθος των φάσεων ισχυροποίησης είναι οι εξής:

- (α) Διαλυτοποίηση (Dissolution). Αφορά την διάλυση μιας φάσης (μείωση του f) και την εισαγωγή των στοιχείων που την αποτελούν στο στερεό διάλυμα της μήτρας. Επιφέρει δραστική μείωση της σκληρότητας.
- (β) Διεύρυνση (Coarsening). Αφορά την αύξηση του μεγέθους των σωματιδίων μετά την ανάπτυξη του ποσοστού ισορροπίας της φάσης (αύξηση του r υπό σταθερό f). Αναφέρεται και ως υπεργήρανση (overaging) και επιφέρει μείωση της σκληρότητας
- (γ) Καθίζηση (Precipitation) ή Επανακαθίζηση (Reprecipitation). Αφορά τον σχηματισμό της φάσης ισχυροποίησης κατά τον θερμικό κύκλο (π.χ. κατά την ψύξη της ΘΕΖ μετά από διαλυτοποίηση). Λόγω της αύξησης του f επιφέρει αύξηση της σκληρότητας.

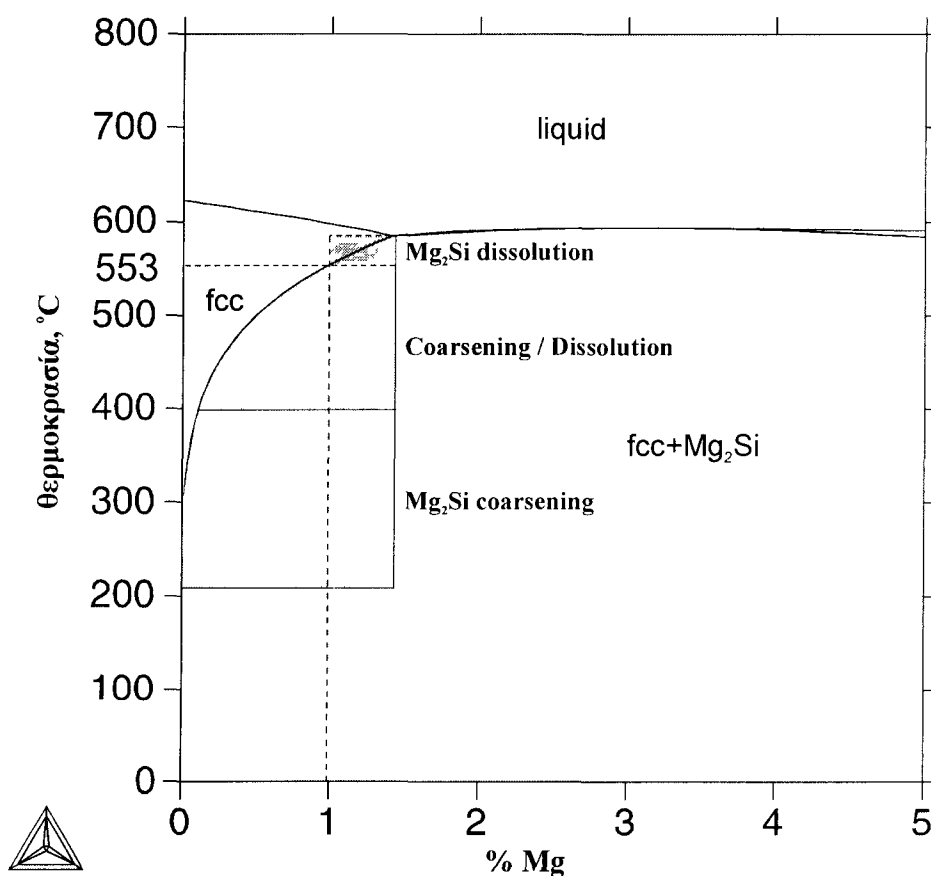
Πίνακας 4.1 Πιθανές κατακρημνίσεις φάσεων σε κράματα αλουμινίου [1].

ΚΡΑΜΑ	ΚΑΤΑΚΡΗΜΝΙΣΕΙΣ	ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ
Al-Cu	GP zones as thin plates on $\{100\}_\alpha$ θ'' (formerly GP zones) θ' tetragonal Al_2Cu $(\alpha=0.404\text{nm}, c=0.580\text{nm})$ θ body centered tetragonal Al_2Cu $(\alpha=0.607\text{nm}, c=0.487\text{nm})$	Probably single layers of copper atoms on $\{100\}_\alpha$ Semi-coherent plates nucleated at dislocations. Form on $\{100\}_\alpha$ Incoherent equilibrium phase May nucleate at surface of θ'
Al-Mg	Spherical GP zones β' hexagonal $(\alpha=1.002\text{nm}, c=1.636\text{nm})$ β face-centered cubic Mg_2Al_3 $(\alpha=2.824\text{nm})$	Probably semi-coherent Nucleated on dislocations Incoherent equilibrium phase
Al-Si	Silicon-diamond cubic $\alpha=0.542\text{nm}$	Silicon forms directly from SS
Al-Mg-Si	Clusters of Mg and Si atoms. GP zones? β'' monoclinic $(\alpha=1.534\text{nm}, b=0.405\text{nm}, c=0.683\text{nm}, \beta=106^\circ)$ β' hexagonal Mg_2Si $(\alpha=0.705\text{nm}, c=0.405\text{nm})$ B' hexagonal $(\alpha=1.04\text{nm}, c=0.405\text{nm})$ β face-centered cubic Mg_2Si $(\alpha=0.639\text{nm})$	Coherent needles. Semi-coherent rods Semi-coherent laths Platelets on $\{100\}_\alpha$
Al-Cu-Mg	Clusters of Mg and Si atoms. GP zones? S' orthorhombic Al_2CuMg $(\alpha=0.404\text{nm}, b=0.925\text{nm}, c=0.718\text{nm})$ S orthorhombic Al_2CuMg $(\alpha=0.400\text{nm}, b=0.923\text{nm}, c=0.714\text{nm})$	Semi-coherent and nucleated at dislocations. Incoherent equilibrium phase, probably transforms from S'

Λόγω των έντονων ρυθμών θέρμανσης και ψύξης κατά τον θερμικό κύκλο, στον οποίο υποβάλλεται η ΘΕΖ, καθώς και της εξαιρετικά μικρής χρονικής διάρκειας του κύκλου (δέκατα του sec ή και λιγότερο), οι παραπάνω διεργασίες δεν είναι χρονικά διακριτές αλλά λειτουργούν ανταγωνιστικά. Οι θερμοκρασιακές περιοχές ενεργοποίησής των παρουσιάζονται στο διμερές διάγραμμα φάσεων Al-Mg-Si, στο Σχήμα 4.1. Η διεύρυνση σωματιδίων συμβαίνει συνήθως σε θερμοκρασίες που είναι αρκετά κάτω από το όριο στερεάς διαλυτότητας που προβλέπει το διάγραμμα φάσεων

ενώ η διαλυτοποίηση είναι ο μηχανισμός που κυριαρχεί σε υψηλότερες θερμοκρασίες είτε πάνω από την solvus είτε κάτω από αυτήν, αφού λόγω των υψηλών ρυθμών θέρμανσης δεν επικρατούν συνθήκες θερμοδυναμικής ισορροπίας. Από την άλλη δεν υπάρχει καθαρό όριο διάκρισης μεταξύ των δύο αυτών διεργασιών, που σημαίνει ότι η διεύρυνση σωματιδίων μπορεί πραγματοποιείται ταυτόχρονα με τη διαλυτοποίηση σε συγκεκριμένες περιοχές της ΘΕΖ. Όπως φαίνεται από το Σχ.4.1 η μικροδομή στη ΘΕΖ ενός κράματος 6061-T6 θα διαφέρει από θέση σε θέση ανάλογα με τον θερμικό κύκλο στον οποίο υποβάλλεται κάθε σημείο της ΘΕΖ. Έτσι αν σε κάποιο σημείο η θερμοκρασία υπερβεί την solvus (553°C) τότε θα έχουμε κάποιο ποσοστό διαλυτοποίησης της φάσης Mg_2Si ενώ κατά την ψύξη κάποιο από αυτό το ποσοστό θα επανασχηματιστεί με επανακαθίζηση της φάσης. Εάν σε ένα άλλο σημείο της ΘΕΖ η θερμοκρασία δεν υπερβεί τους 400°C τότε θα έχουμε μόνον διεύρυνση της φάσης Mg_2Si .

THERMO-CALC



Σχήμα 4.1: Διάγραμμα φάσεων Al-Mg για περιεκτικότητα Si 0.74%.

Ο στόχος της εργασίας που περιγράφεται στο παρόν Κεφάλαιο είναι η προσομοίωση της εξέλιξης της μικροδομής της ΘΕΖ, δηλαδή της μεταβολής των f και r , του κλάσματος όγκου και του μεγέθους των σωματιδίων της φάσης ισχυροποίησης κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου της συγκόλλησης. Αυτό είναι και το σημαντικότερο βήμα για την συσχέτιση του θερμικού κύκλου με την μεταβολή της σκληρότητας και της αντοχής της ΘΕΖ των συγκολλήσεων των κραμάτων αλουμινίου.

Τα τελευταία χρόνια έχουν γίνει διάφορες προσπάθειες προς αυτή την κατεύθυνση. Αρκετοί ερευνητές ασχολούνται με την ανάλυση και προσομοίωση των φαινομένων

που λαμβάνουν χώρα κατά την κατεργασία κραμάτων αλουμινίου. Οι εργασίες που αναφέρονται στη βιβλιογραφία [88-96] προσδιορίζουν τη μεταβολή του μεγέθους των σωματιδίων ισχυροποίησης καθώς και το κλάσμα όγκου σε σχέση με το θερμικό κύκλο της συγκόλλησης χρησιμοποιώντας κυρίως αναλυτικές λύσεις.

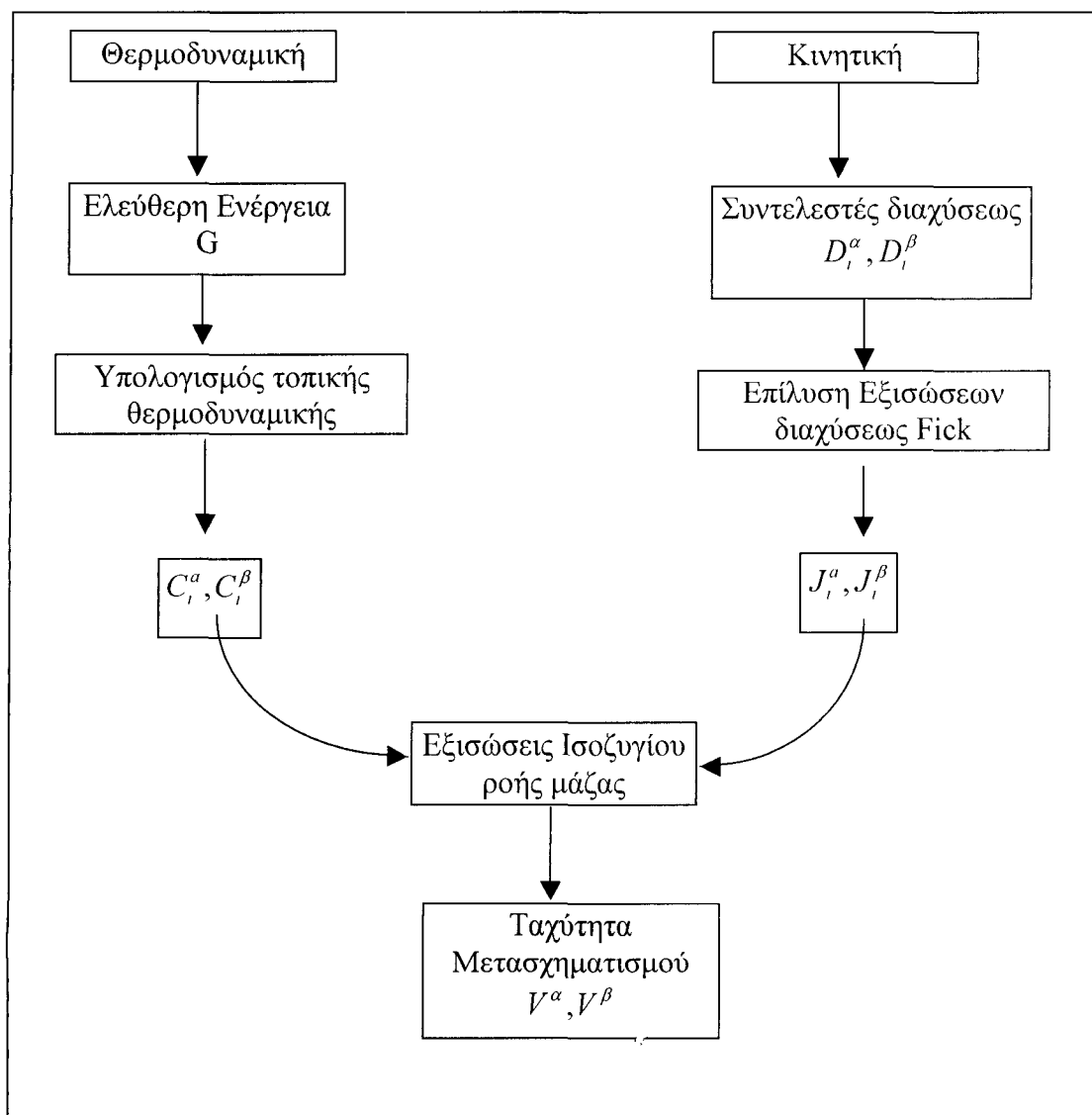
Όπως έχει ήδη τονιστεί, ο θερμικός κύκλος χαρακτηρίζεται από έντονους ρυθμούς θέρμανσης και ψύξης, της τάξης των 10^4 - 10^5 °K/sec, όπως υπολογίστηκαν στο Κεφ.3. Όλες οι διεργασίες που αναφέρθηκαν παραπάνω (διαλυτοποίηση, διεύρυνση, επανακαθίζηση) είναι διαχυτικές, η κινητική τους δηλαδή ελέγχεται από την διάχυση των κραματικών στοιχείων. Οι συντελεστές διάχυσης εξαρτώνται ισχυρά από τη θερμοκρασία και τη σύσταση. Επιπρόσθετα η διάχυση πραγματοποιείται μεταξύ φάσεων των οποίων το μέγεθος και το ποσοστό μεταβάλλονται. Έτσι έχουμε να αντιμετωπίσουμε ένα πρόβλημα διάχυσης με κινούμενα διαφασικά σύνορα κάτω από ισχυρά μη ισόθερμες συνθήκες. Για τον σκοπό αυτό επιλέχτηκε η μεθοδολογία της υπολογιστικής κινητικής κραμάτων για την λύση του παραπάνω προβλήματος. Ακολουθεί μια σύντομη περιγραφή των βασικών σημείων της υπολογιστικής κινητικής.

4.2 Υπολογιστική Κινητική Κραμάτων – Μεθοδολογία DICTRA

Τα τελευταία χρόνια έχει γίνει μεγάλη προσπάθεια στην κατεύθυνση του συνδυασμού της θερμοδυναμικής και της κινητικής για την πρόβλεψη σχηματισμού μικροδομών μακριά από την ισορροπία. Ένα μέρος αυτών των προσπαθειών έχει εστιαστεί στον υπολογισμό της μετασταθούς ισορροπίας ενώ ένα άλλο μέρος στην απευθείας σύζευξη θερμοδυναμικών και κινητικών μοντέλων. Η δεύτερη μεθοδολογία παρουσιάζει σημαντικά πλεονεκτήματα αφού οι τοπικές θερμοδυναμικές επιδράσεις (π.χ. οι συστάσεις των φάσεων σε ένα διαφασικό σύνορο) μπορούν να υπολογιστούν αντί να εισαχθούν ως απλές εκτιμήσεις στο κινητικό μοντέλο. Η πιο διαδεδομένη και αξιόπιστη μεθοδολογία συζεύξεως θερμοδυναμικής και κινητικής είναι η μεθοδολογία DICTRA (Diffusion Controlled TRANSformations) [27,28]. Η μέθοδος DICTRA βασίζεται στην αριθμητική επίλυση των εξισώσεων διαχύσεως με πολλά συστατικά θεωρώντας ότι στα διαφασικά σύνορα επικρατεί τοπική θερμοδυναμική ισορροπία. Η επίλυση των εξισώσεων γίνεται με την μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών. Ο υπολογισμός της θερμοδυναμικής ισορροπίας πραγματοποιείται με την μέθοδο CALPHAD (CALculation of PHase Diagrams) μέσω του προγράμματος Thermo-Calc [26]. Η μέθοδος CALPHAD αφορά την περιγραφή της ελεύθερης ενέργειας των φάσεων μέσω μιας διαδικασίας εκτίμησης των θερμοδυναμικών παραμέτρων (Thermodynamic assessment) του πολυσυστατικού κράματος από πειραματικά δεδομένα του διμερούς ή τριμερούς. Η μαθηματική περιγραφή της ελεύθερης ενέργειας αποθηκεύεται σε θερμοχημικές βάσεις δεδομένων για χρήση από λογισμικό ελαχιστοποίησης της συνολικής ελεύθερης ενέργειας.

Για τον υπολογισμό του μετασχηματισμού μιας φάσεως (π.χ διαλυτοποίηση της φάσης Mg_2Si (φάση β) στην μήτρα αλουμινίου (φάση α) η μεθοδολογία DICTRA περιλαμβάνει τέσσερα βήματα: (α) επίλυση των εξισώσεων διαχύσεως, (β) υπολογισμό της τοπικής θερμοδυναμικής ισορροπίας (εδώ γίνεται σύζευξη με το πρόγραμμα Thermo-Calc), (γ) επίλυση των εξισώσεων που διέπουν το ισοζύγιο ροής μάζας και (δ) μετατόπιση των διαφασικών συνόρων. Το διάγραμμα ροής της μεθοδολογίας DICTRA παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.2.

Η μεθοδολογία σε γενικές γραμμές ξεκινά με τον υπολογισμό των συντελεστών διάχυσης των κραματικών στοιχείων D_i στις δύο φάσεις (α και β). Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι τα D_i είναι συναρτήσεις τόσο της θερμοκρασίας όσο και της σύστασης των φάσεων. Στην συνέχεια επιλύονται οι εξισώσεις διάχυσης του Fick ($J = -D \frac{dC}{dx}$) για τον υπολογισμό των διαχυτικών ροών των κραματικών στοιχείων στις δύο φάσεις. Στο σημείο αυτό γίνεται σύζευξη με το πρόγραμμα Thermo-Calc για τον υπολογισμό της τοπικής θερμοδυναμικής ισορροπίας στο διαφασικό σύνορο α/β . Από τον υπολογισμό αυτό προκύπτουν οι συστάσεις των δύο φάσεων στο σύνορο. Στη συνέχεια από την επίλυση των εξισώσεων ισοζυγίου ροής μάζας προκύπτει η ταχύτητα του μετασχηματισμού και η μετατόπιση του διαφασικού συνόρου.



Σχήμα 4.2: Διάγραμμα ροής της μεθόδου DICTRA

4.3 Προσομοιώσεις εξέλιξης μικροδομής στην ΘΕΖ

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, κάθε σημείο της ΘΕΖ “βλέπει” ένα διαφορετικό θερμικό κύκλο κατά τη συγκόλληση. Ανάλογα με τη μέγιστη θερμοκρασία, τους ρυθμούς θέρμανσης και ψύξης και τη διάρκεια του κύκλου, καθώς και την αρχική μικροδομή του κράματος, ενεργοποιούνται οι διεργασίες της διαλυτοποίησης, της διεύρυνσης και της επανακαθίζησης, οι οποίες μεταβάλλουν τα κύρια χαρακτηριστικά της μικροδομής, δηλαδή το f (κλάσμα όγκου) και το r (μέγεθος) των σωματιδίων της φάσης ισχυροποίησης.

Πριν την εφαρμογή της μεθοδολογίας DICTRA για την προσομοίωση των μεταβολών της δομής στην ΘΕΖ, όπου επικρατούν ισχυρά μη-ισόθερμες συνθήκες, κρίθηκε σκόπιμο να ελεγχθεί η αξιοπιστία της μεθόδου σε ισόθερμες συνθήκες όπου είναι ευκολότερο να αποκτηθούν πειραματικά δεδομένα. Να σημειωθεί ότι ο τρόπος ελέγχου των υπολογισμών της υπολογιστικής κινητικής για την περίπτωση των κραμάτων που εξετάστηκαν είναι η μέτρηση του μεγέθους r με Ηλεκτρονική Μικροσκοπία Διερχόμενης Δέσμης (TEM), εξαιτίας του ιδιαίτερα μικρού μεγέθους των σωματιδίων ισχυροποίησης (τάξη μεγέθους 0.5-4nm), γεγονός που καθιστά την παρατήρησή τους αδύνατη με τις κλασσικές μεθόδους οπτικής μικροσκοπίας. Η χρήση TEM στην πειραματική επιβεβαίωση εισάγει τον περιορισμό των διαστάσεων του δείγματος το οποίο πρέπει να είναι δίσκος διαμέτρου 3mm για να τοποθετηθεί στον δειγματοφορέα του TEM. Όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο 2, αφενός οι διαστάσεις της ΘΕΖ είναι κατά πολύ μικρότερες των 3 mm και αφετέρου η ανομοιομορφία της δομής της ΘΕΖ σε όλο το εύρος της προσδίδουν αβεβαιότητα και χαμηλή επαναληψιμότητα στις πειραματικές μετρήσεις. Για τους λόγους αυτούς τα πειραματικά δεδομένα αποκτήθηκαν για την περίπτωση της ισόθερμης τεχνητής γήρανσης, σε δοκίμια μεγάλων διαστάσεων, όπου είναι δυνατόν να πραγματοποιηθεί χαρακτηρισμός της μικροδομής με τη χρήση του TEM με μεγαλύτερη ακρίβεια και επαναληψιμότητα. Στη συνέχεια πραγματοποιήθηκαν οι εξής προσομοιώσεις, ανάλογα με την αρχική μικροδομή των κραμάτων, που προσδιορίζεται από την κατάσταση temper στην οποία ευρίσκονται πριν τη συγκόλληση:

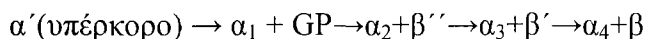
- Καθίζηση κατά τη συγκόλληση του κράματος 6061-0 (§ 4.5).
- Διαλυτοποίηση κατά τη συγκόλληση του κράματος 6061-T6 (§ 4.6).
- Διεύρυνση κατά τη συγκόλληση κράματος 6061-T6 (§ 4.7).

4.4 Προσομοίωση καθίζησης στην ισόθερμη γήρανση – Έλεγχος μεθοδολογίας DICTRA

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, η προσομοίωση αυτή χρησιμοποιήθηκε για την πειραματική επιβεβαίωση των προβλέψεων για την εξέλιξη της μικροδομής με τη μεθοδολογία DICTRA.

Η καθίζηση (precipitation) μιας δεύτερης φάσης από ένα υπέρκορο στερεό διάλυμα αποτελεί μια από τις πιο σημαντικές μεθόδους ισχυροποίησης κραμάτων. Το ίζημα της δεύτερης φάσης υπό τη μορφή λεπτής διασποράς σωματιδίων, παρεμποδίζει την ολίσθηση των αταξιών και αυξάνει την αντοχή του κράματος. Η καθίζηση είναι ένας διαχυτικός μετασχηματισμών φάσεων και πραγματοποιείται με τις διαδικασίες της πυρήνωσης και ανάπτυξης. Η θερμική κατεργασία που εφαρμόζεται για την καθίζηση της φάσεως β -Mg₂Si στο κράμα 6061 αποτελείται από τρία βήματα: **(α) διαλυτοποίηση:** θέρμανση πάνω από την solvus (553 °C) για τη διάλυση της φάσεως β και το σχηματισμό του ομογενούς στερεού διαλύματος Al-Mg-Si (φάση α) **(β)**

βαφή: απότομη ψύξη στη θερμοκρασία δωματίου. Εξαιτίας της απουσίας διαχύσεως το στερεό διάλυμα της φάσης α παραμένει ως έχει με τη διαφορά ότι είναι υπέρκορο στα στοιχεία Mg και Si. Έτσι αναπτύσσεται μια μεγάλη κινούσα δύναμη ΔG για την καθίζηση της φάσης β. **(γ) γήρανση:** θέρμανση σε ενδιάμεσες θερμοκρασίες (100-200°C) όπου λόγω ενεργοποίησης της διάχυσης σε συνδυασμό με τη μεγάλη κινούσα δύναμη προκαλείται καθίζηση της φάσης β. Κατά τη διάρκεια της γήρανσης δεν σχηματίζεται αμέσως η φάση ισορροπίας β αλλά προηγείται ο σχηματισμός μεταβατικών ή μετασταθών φάσεων, όπως περιγράφεται στον Πιν. 4.1. Η σειρά καθίζησης είναι:



Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι προσομοιώσεις δε λαμβάνουν υπόψη τον σχηματισμό των μεταβατικών φάσεων. Ο λόγος είναι ότι δεν υπάρχουν επαρκή θερμοδυναμικά δεδομένα και πολύ περισσότερο κινητικά δεδομένα για τις συγκεκριμένες φάσεις. Έτσι οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν με την παραδοχή ότι σχηματίζεται απευθείας ίζημα της φάσης ισορροπίας β-Mg₂Si. Για την περίπτωση του κράματος 6013 θεωρήθηκε ο ταυτόχρονος σχηματισμός των φάσεων β-Mg₂Si και θ-Al₂Cu.

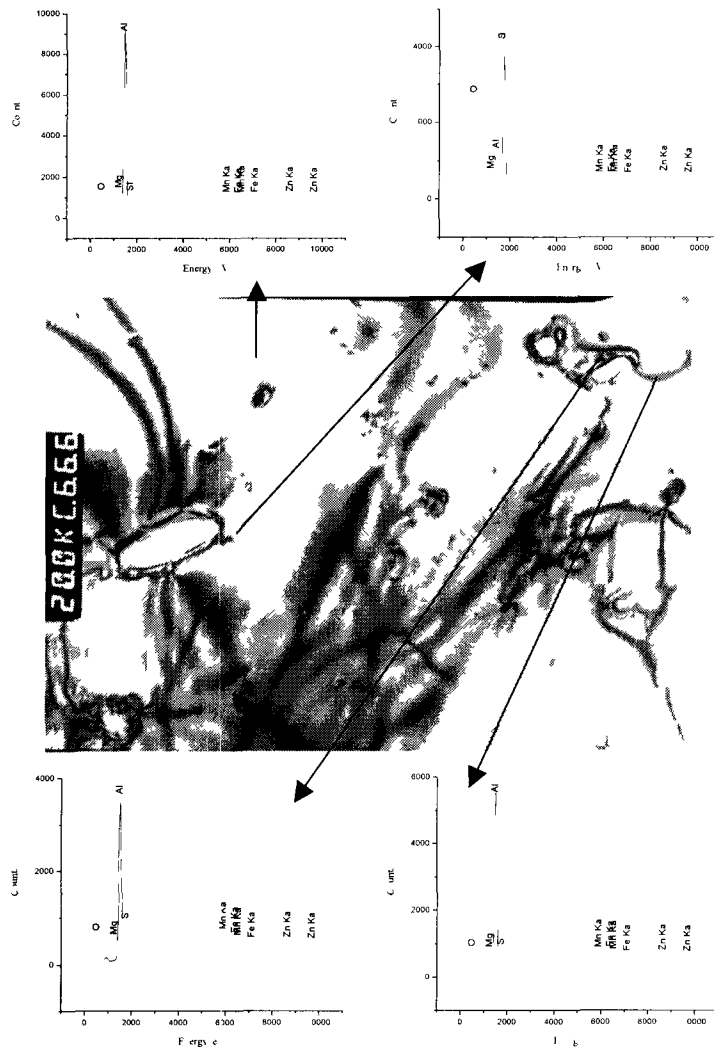
4.4.1 Πειραματικά αποτελέσματα

Για τον προσδιορισμό των αρχικών συνθηκών και των χαρακτηριστικών διαστάσεων των περιοχών διάχυσης στο πρόγραμμα DICTRA πραγματοποιήθηκε Ηλεκτρονική Μικροσκοπία Διερχόμενης Δέσμης (TEM) σε δοκίμια του κράματος 6061-0. Το χαρακτηριστικό temper (0) σημαίνει ότι το κράμα ευρίσκεται σε κατάσταση ανόπτησης. Η προετοιμασία για TEM περιέλαμβανε κοπή των δοκιμίων σε διαστάσεις περίπου 10x10mm. Στη συνέχεια τα δοκίμια υπέστησαν λείανση με χαρτί SiC 1000grit για την σταδιακή μείωση του πάχους. Από τα λεπτά δοκίμια αφαιρέθηκαν δισκία διαμέτρου 3mm. Στη συνέχεια τα δισκία υποβλήθηκαν σε ηλεκτροστύλβωση με διπλό ψεκασμό του αντιδραστηρίου (Twin-Jet Electropolishing), το οποίο στην περίπτωση αυτή είχε σύσταση 10% υπερχλωρικού οξέος διαλυμένο σε μεθανόλη στους -40°C και υπό τάση 15V. Τα δισκία στη συνέχεια τοποθετήθηκαν στο TEM για παρατήρηση και ανάλυση.

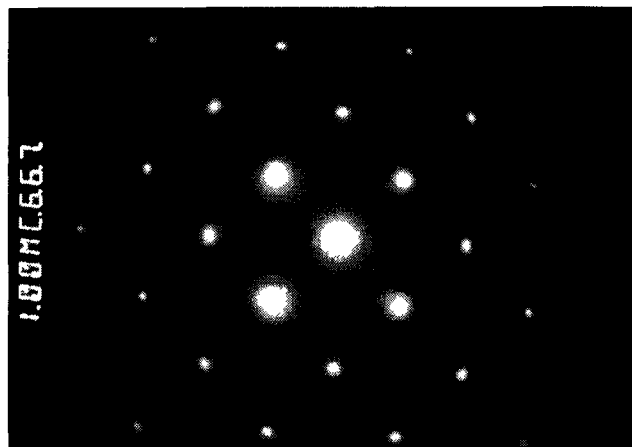
Αντιπροσωπευτικό παράδειγμα της μικροδομής τους δίνεται στο Σχήμα 4.3 όπου και φαίνεται η φάση α(fcc) με μία διασπορά εγκλεισμάτων, όπως έδειξαν οι φασματοσκοπικές αναλύσεις EDAX. Στην κατάσταση (0) η διασπορά της φάσης β-Mg₂Si είναι ευρεία, δηλαδή λίγα και μεγάλα σωματίδια, όπως επίσης επιβεβαιώνεται από την απουσία ιχνών περίθλασης της φάσης αυτής στο φάσμα περίθλασης του Σχ.4.4. Με αντίστοιχο τρόπο πραγματοποιήθηκε ηλεκτρονική μικροσκοπία TEM σε δοκίμια των κραμάτων 6061-T6 και 6013-T6. Η κατάσταση temper T6 σημαίνει ότι τα κράματα έχουν υποβληθεί σε κατεργασία τεχνητής γήρανσης, όπως περιγράφηκε παραπάνω. Οι συνθήκες γήρανσης των κραμάτων είναι 160°C/18h για το κράμα 6061 και 190°C/4h για το κράμα 6013.

Στα σχήματα 4.5-4.7 παρουσιάζονται χαρακτηριστικές φωτογραφίες μικροδομής των κραμάτων. Το Σχ.4.5 (α) και (β) δείχνει ένα ζεύγος φωτεινού-σκοτεινού πεδίου για το κράμα 6061-T6, όπου φαίνονται τα κυλινδρικά σωματίδια της φάσης β-Mg₂Si (στην πραγματικότητα η μεταβατική φάση β'') σε διασπορά στη φάση α ενώ το Σχ.4.5(γ) δείχνει μια περιοχή του Σχ.4.5(α) σε μεγέθυνση. Τα φάσματα περίθλασης του Σχ.4.6 περιέχουν τις περιθλάσεις από το ίζημα ανάμεσα από τις κύριες περιθλάσεις της φάσης α. Από μετρήσεις σε μία μεγάλη σειρά μικρογραφιών, το μέσο μέγεθος r (ακτίνα σωματιδίων) βρέθηκε να είναι 2nm. Αντίστοιχα για το κράμα 6013-T6 το

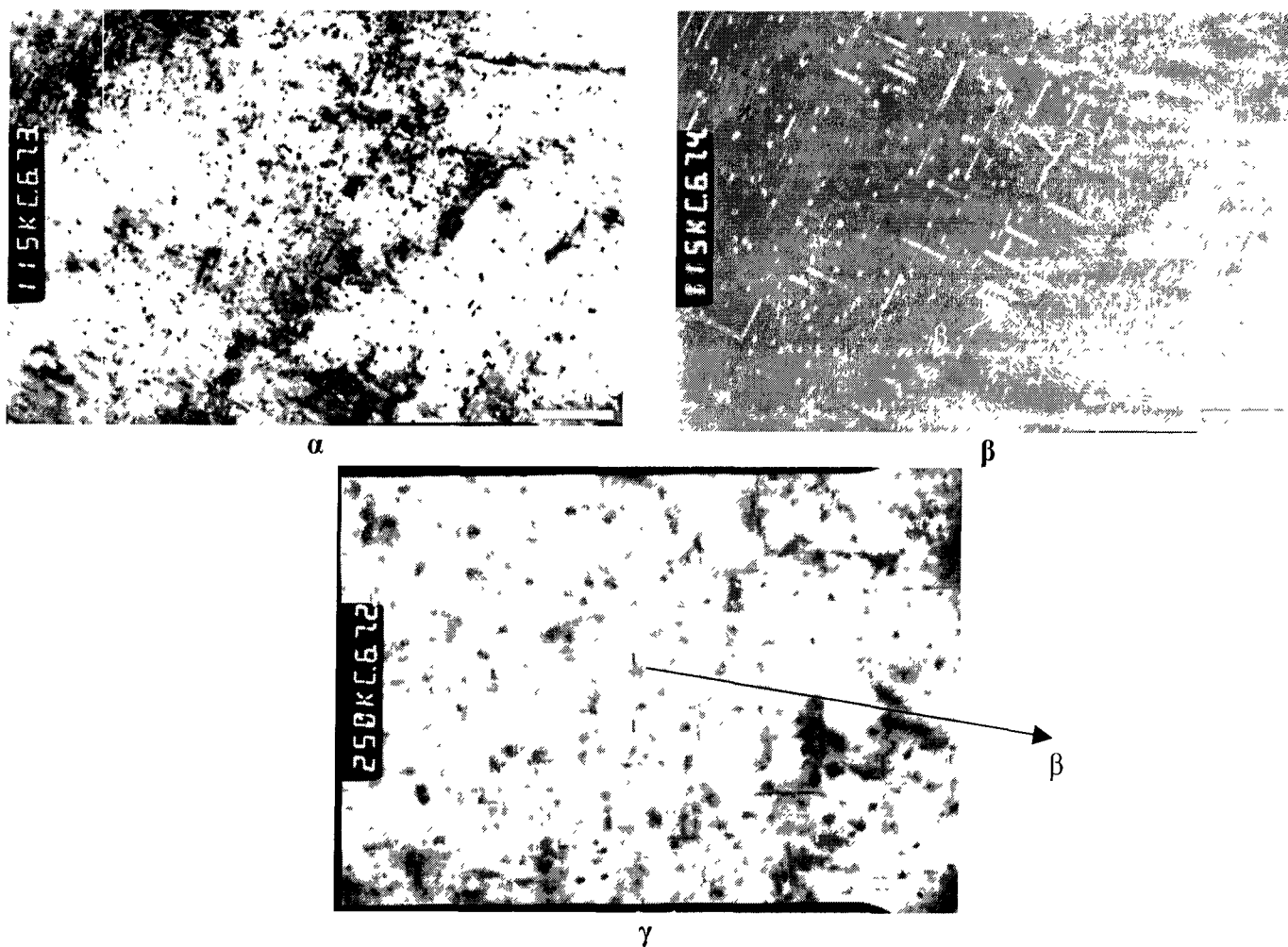
Σχ.4.7 (α), (β) δείχνει ένα χαρακτηριστικό ζεύγος φωτεινού-σκοτεινού πεδίου με τα σωματίδια β -Mg₂Si και θ -Al₂Cu ενώ στα (γ) και (δ) απεικονίζεται ένα άλλο ζεύγος φωτεινού και σκοτεινού πεδίου σε μεγαλύτερη μεγέθυνση. Στις φωτογραφίες απεικονίζονται οι μεταβατικές φάσεις β'' (ράβδοι) και θ'' (λεπτές βελόνες). Τα μεγέθη εδώ μετρήθηκαν 1.5 και 1.2 nm αντίστοιχα



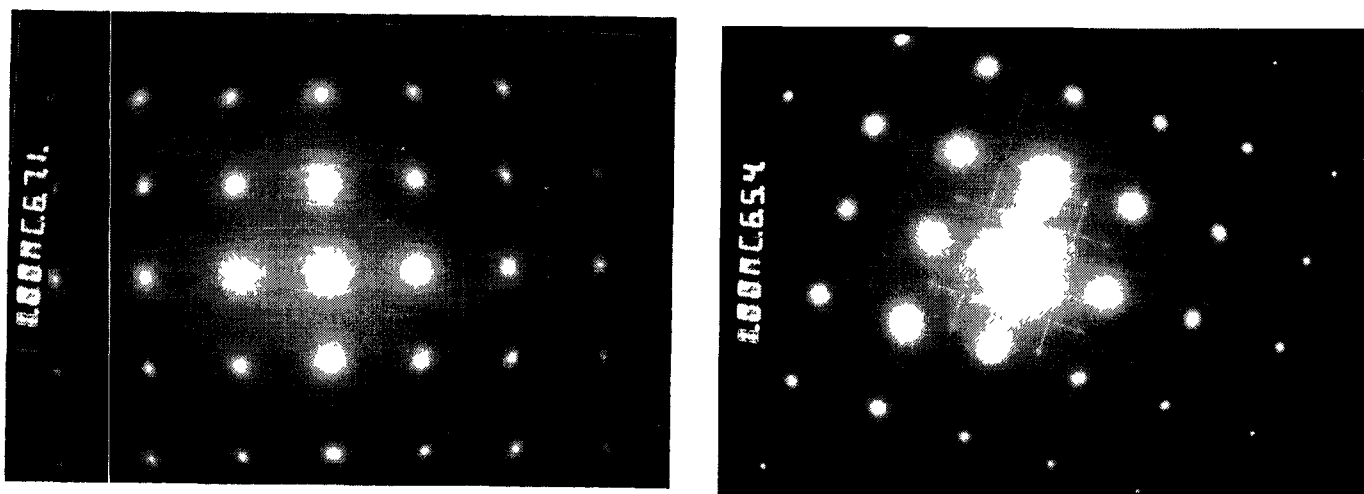
Σχήμα 4.3: Μικροδομή κράματος 6061-0 και τα αντίστοιχα φάσματα EDX



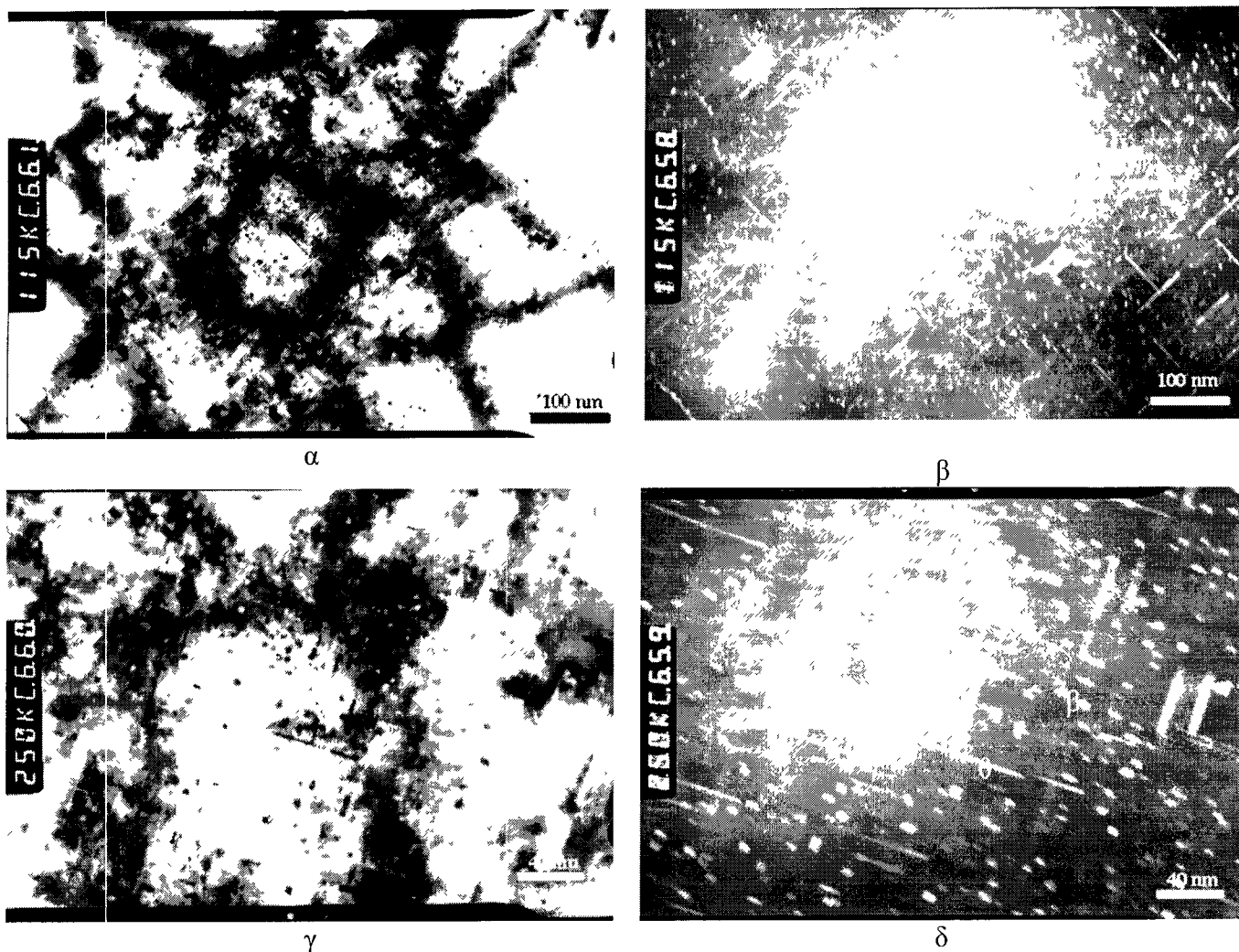
Σχήμα 4.4: Φάσμα περίθλασης ηλεκτρονίων (electron diffraction pattern) από το επίπεδο (100) φάσης α (FCC)



Σχήμα 4.5: Μικροδομή φωτεινού (α) και σκοτεινού (β) πεδίου από το κράμα 6061-T6. Μέγεθος β φάσης 4nm (διάμετρος ράβδων). Η (γ) είναι μεγέθυνση περιοχής της (α).



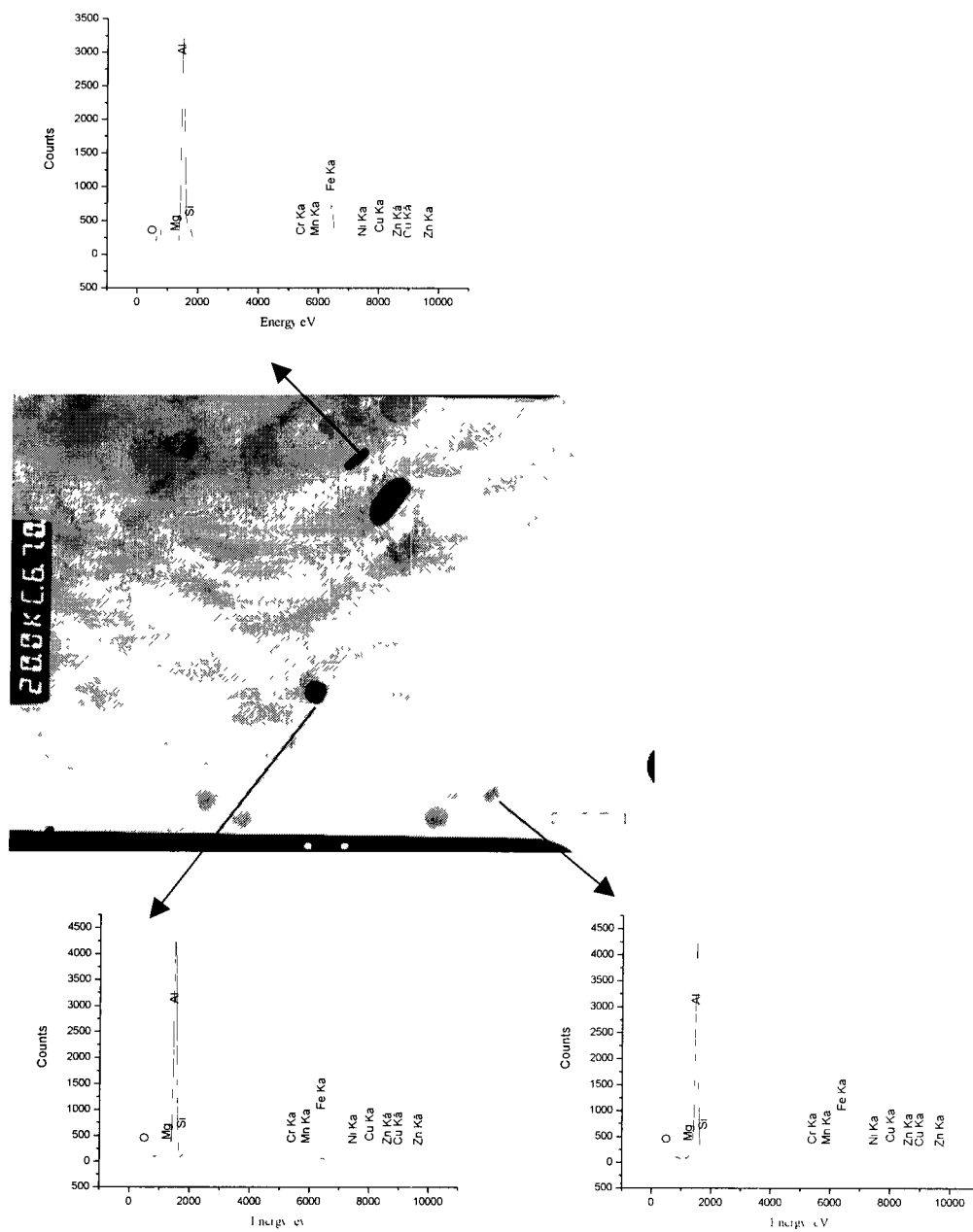
Σχήμα 4.6: Φάσματα περίθλασης ηλεκτρονίων (electron diffraction pattern) από το επίπεδο (100) της φάσης α (FCC) στο κράμα 6061-T6.



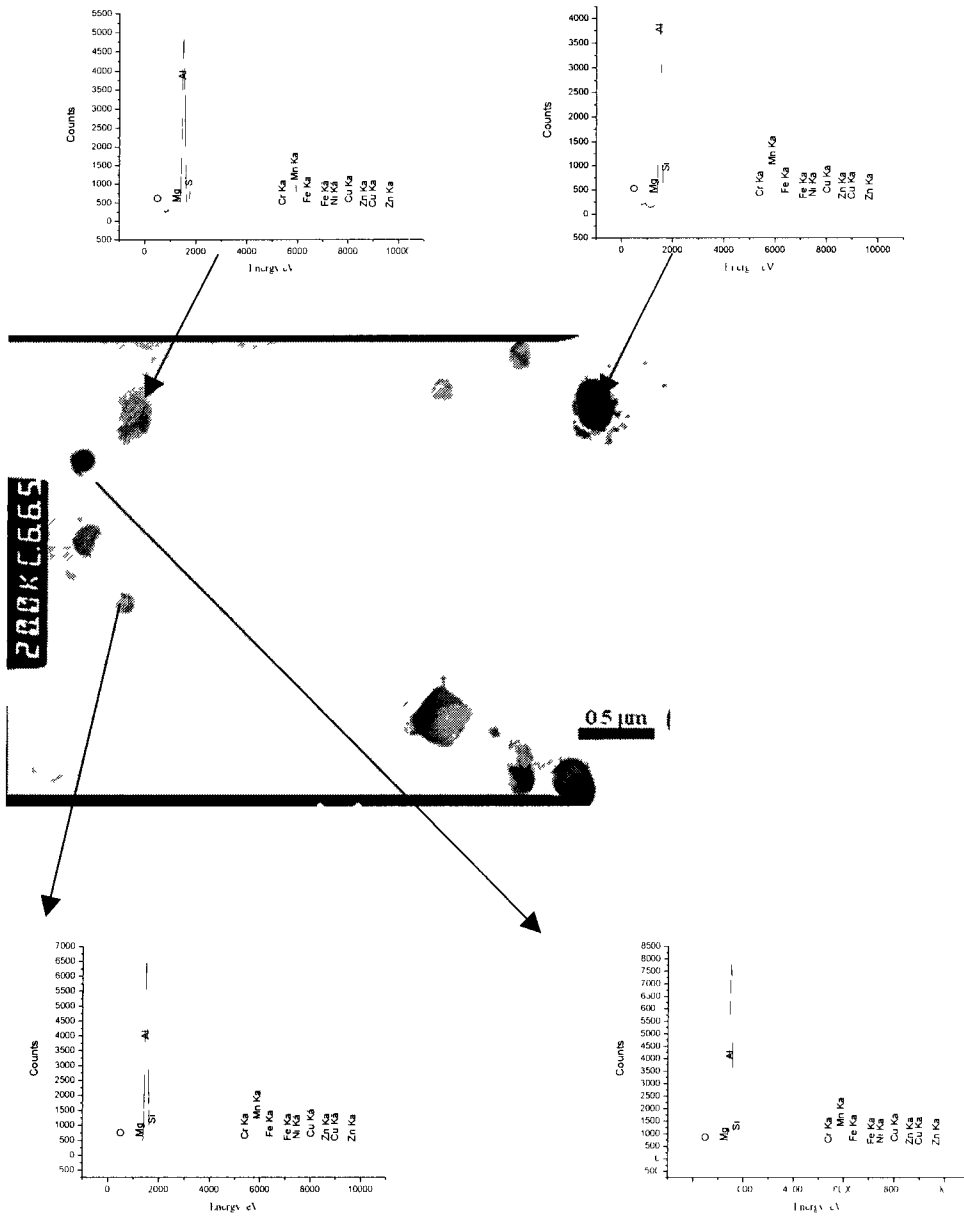
Σχήμα 4.7: Μικροδομή φωτεινού και σκοτεινού πεδίου από το κράμα 6013-T6.

Μέγεθος β φάσης 3nm , θ φάσης 2.5nm. Η (γ) και (δ) είναι μεγέθυνση της (α) και (β) αντίστοιχα.

Εκτός από τις φάσεις ισχυροποίησης υπάρχουν στην μικροδομή και άλλες δευτερεύουσες φάσεις, μεγαλύτερου μεγέθους και σε πολύ ευρεία διασπορά (dispersoids). Στα Σχ.4.8 και 4.9 φαίνονται οι φάσεις αυτές στα κράματα 6061-T6 και 6013-T6 μαζί με αντίστοιχες φασματοσκοπικές μετρήσεις EDAX, απ' όπου φαίνεται ότι εκτός των Mg και Si οι φάσεις αυτές περιέχουν και Cr, Fe και Mn. Οι φάσεις αυτές δεν συνεισφέρουν στην ισχυροποίηση των κραμάτων και δεν συμπεριελήφθησαν στις προσομοιώσεις.



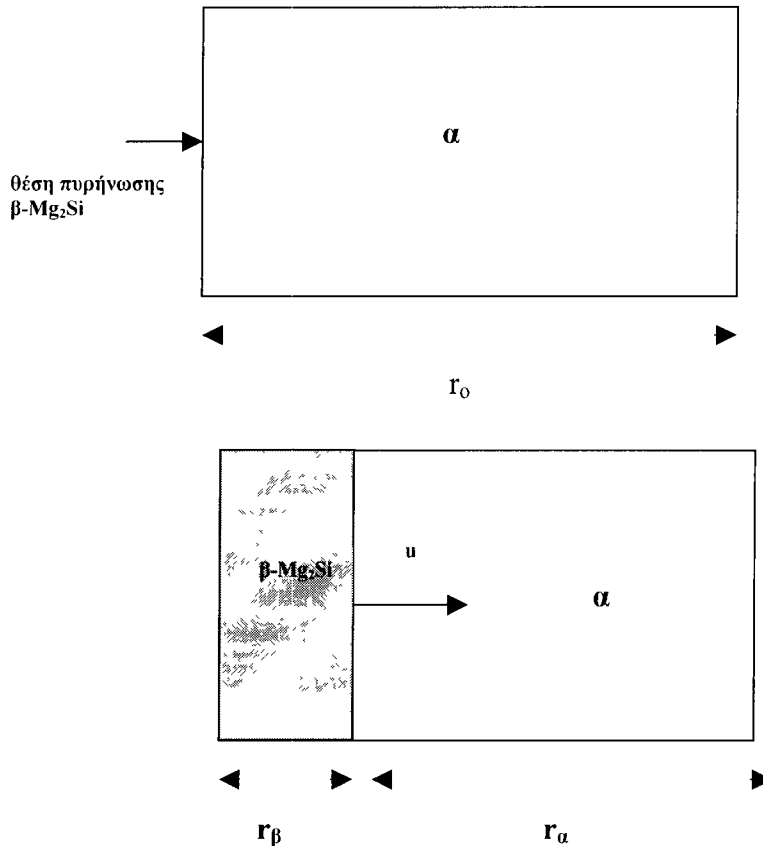
Σχήμα 4.8: Δευτερεύουσες φάσεις (dispersoids) στο κράμα 6061-T6



Σχήμα 4.9: Δευτερεύουσες φάσεις (dispersoids) στο κράμα 6013-T6.

4.4.2 Προσομοίωση Τεχνητής Γήρανσης

Για την προσομοίωση της καθίζησης κατά τη διάρκεια της τεχνητής γήρανσης απαιτείται ο προσδιορισμός στο DICTRA ενός γεωμετρικού μοντέλου των φάσεων που συμμετέχουν στη διεργασία. Στο Σχ.4.10 φαίνεται το μοντέλο αυτό, όπου αρχικά το πεδίο διάχυσης καταλαμβάνεται εξ ολοκλήρου από τη φάση α (μέγεθος περιοχής r_0) με την πυρήνωση της φάσης β -Mg₂Si στο αριστερό άκρο.



Σχήμα 4.10: Γεωμετρικό μοντέλο ανάπτυξης της φάσης ισχυροποίησης β -Mg₂Si μέσα στη μήτρα της φάσης α .

Για τη λύση του συγκεκριμένου προβλήματος έγιναν οι εξής παραδοχές:

1. Το DICTRA επεξεργάζεται μόνο την ανάπτυξη της νέας φάσης. Η πυρήνωση θεωρείται ότι έχει ήδη ολοκληρωθεί. Η παραδοχή αυτή δεν επηρεάζει το αποτέλεσμα αφενός διότι ο χρόνος πυρήνωσης είναι μικρός σε σχέση με το χρόνο ανάπτυξης, αφετέρου το τελικό μέγεθος της φάσης β εξαρτάται από την κινητική της ανάπτυξης
2. Το μοντέλο είναι μονοδιάστατο και θεωρείται ότι η ανάπτυξη της φάσης ισχυροποίησης β -Mg₂Si (ή θ -Al₂Cu για το κράμα 6013) πραγματοποιείται μόνο κατά την ακτινική διεύθυνση. Λόγω συμμετρίας εξετάστηκε μόνο η μισή περιοχή ανάπτυξης όπως σημειώνεται και στο Σχήμα 4.10.
3. Επειδή η διάχυση του Mg είναι πολύ πιο αργή από τη διάχυση του Si θεωρείται ότι η ανάπτυξη της φάσης β ελέγχεται από την διάχυση Mg στη φάση α .

4. Το πεδίο διάχυσης είναι η φάση α. Επειδή η φάση β-Mg₂Si είναι στοιχειομετρική ενδομεταλλική ένωση θεωρείται ότι δεν υφίσταται gradient συγκέντρωσης στο εσωτερικό της και επομένως δεν λαμβάνει χώρα εκεί διάχυση.
5. Σε κάποια δεδομένη στιγμή η φάση α έχει μέγεθος r_α και η φάση β έχει μέγεθος r_β ενώ το διαφασικό σύνορο μετατοπίζεται με ταχύτητα u. Οι αρχική διάσταση της περιοχής επιλέχθηκε από τις μικροσκοπικές παρατηρήσεις στο TEM ως r₀ = 30nm, που είναι και η μέση απόσταση πυρήνωσης.

Το πρόβλημα περιγράφεται από τις εξής εξισώσεις:

Η διάχυση του Mg στο εσωτερικό της φάσης α σε κυλινδρική γεωμετρία περιγράφεται από τον 2^ο νόμο του Fick:

$$\frac{\partial C^{\alpha}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_{Mg}^{\alpha} \frac{\partial C^{\alpha}}{\partial r} \right) \quad (4.1)$$

όπου :C^α είναι η συγκέντρωση του Mg στην φάση α και D_{Mg}^α είναι ο συντελεστής διάχυσης του Mg στη φάση α.

Η εξίσωση (4.1) ισχύει για την φάση α : 0 < r < r_α

Για το ισοζύγιο ροής μάζας στη διεπιφάνεια α/β ισχύει η σχέση:

$$u_{\alpha/\beta} (C_{\alpha/\beta}^{\beta} - C_{\alpha/\beta}^{\alpha}) = D_{Mg}^{\alpha} \left(\frac{\partial C^{\alpha}}{\partial r} \right)_{\alpha/\beta} - D_{Mg}^{\beta} \left(\frac{\partial C^{\beta}}{\partial r} \right)_{\alpha/\beta} \quad (4.2)$$

όπου u_{α/β} είναι η ταχύτητα της διεπιφάνειας α/β και C_{α/β}^α είναι οι συγκεντρώσεις Mg στην φάση β και φάση α αντίστοιχα στην διεπιφάνεια α/β. Αυτές οι συγκεντρώσεις υπολογίζονται από το πρόγραμμα Thermo-Calc θεωρώντας τοπική θερμοδυναμική ισορροπία

Ο δεύτερος όρος στη σχέση 4.2 που αφορά την διάχυση Mg στη φάση β σύμφωνα με την παραδοχή Νο.4 παραπάνω είναι μηδενικός.

Το σύστημα θεωρείται κλειστό, και οι συνοριακές συνθήκες στο εξωτερικό όριο είναι:

$$\left(\frac{\partial C^{\alpha}}{\partial r} \right)_{r=0} = 0 \quad (4.3)$$

$$\left(\frac{\partial C^{\alpha}}{\partial r} \right)_{r=r_{\alpha}+r_{\beta}} = 0 \quad (4.4)$$

Οι αρχικές συνθήκες του προβλήματος περιγράφονται από την παρακάτω σχέση:

$$C^{\alpha}(r, t = 0) = 0.98, \quad 0 \leq r \leq r_0 \quad (4.5)$$

Η αρχική συγκέντρωση των κραματικών στοιχείων Mg και Si στη φάση α θεωρήθηκε η σύσταση του κράματος.

Το μονοδιάστατο πρόβλημα διάχυσης με κινούμενο σύνορο όπως περιγράφηκε παραπάνω από τις εξισώσεις 4.1-4.5 επιλύθηκε με την μεθοδολογία DICTRA για τα κράματα 6061 και 6013 για τις θερμοκρασίες και χρόνους γήρανσης που αναφέρονται στον Πιν. 4.2.

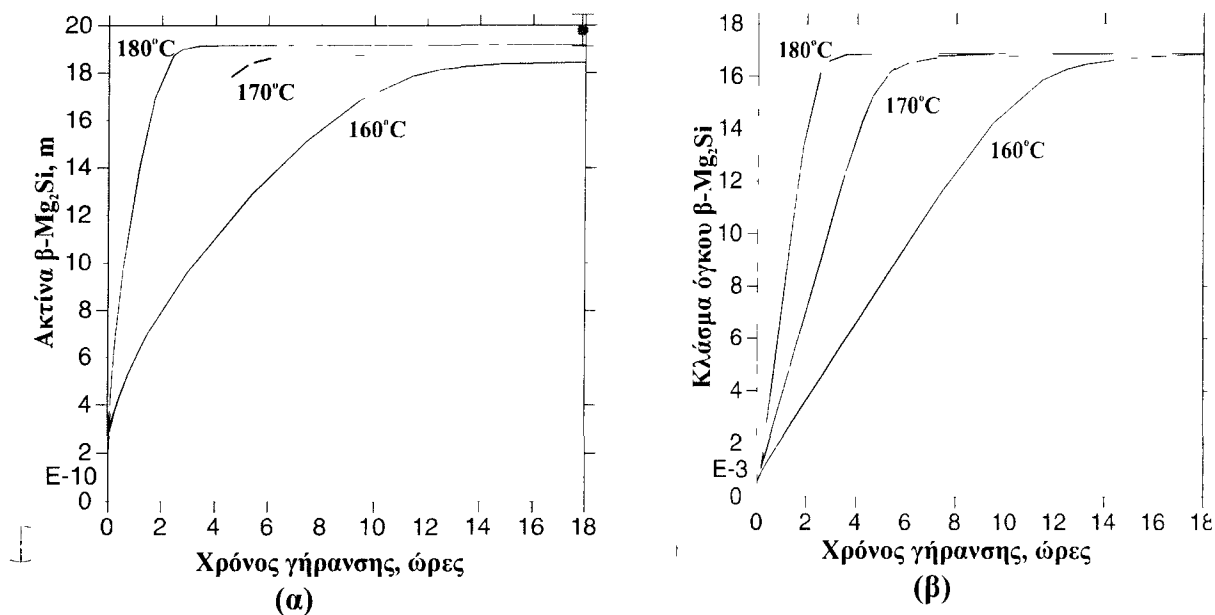
Πίνακας 4.2: Συνθήκες τεχνητής γήρανσης για τα κράματα 6061 και 6013.

Κράμα	Φάσεις	Θερμοκρασία	Χρόνος
	ισχυροποίησης	γήρανσης (°C)	γήρανσης (h)
6061	β -Mg ₂ Si	160,170, 180	18
6013	β -Mg ₂ Si, θ -Al ₂ Cu	190	4

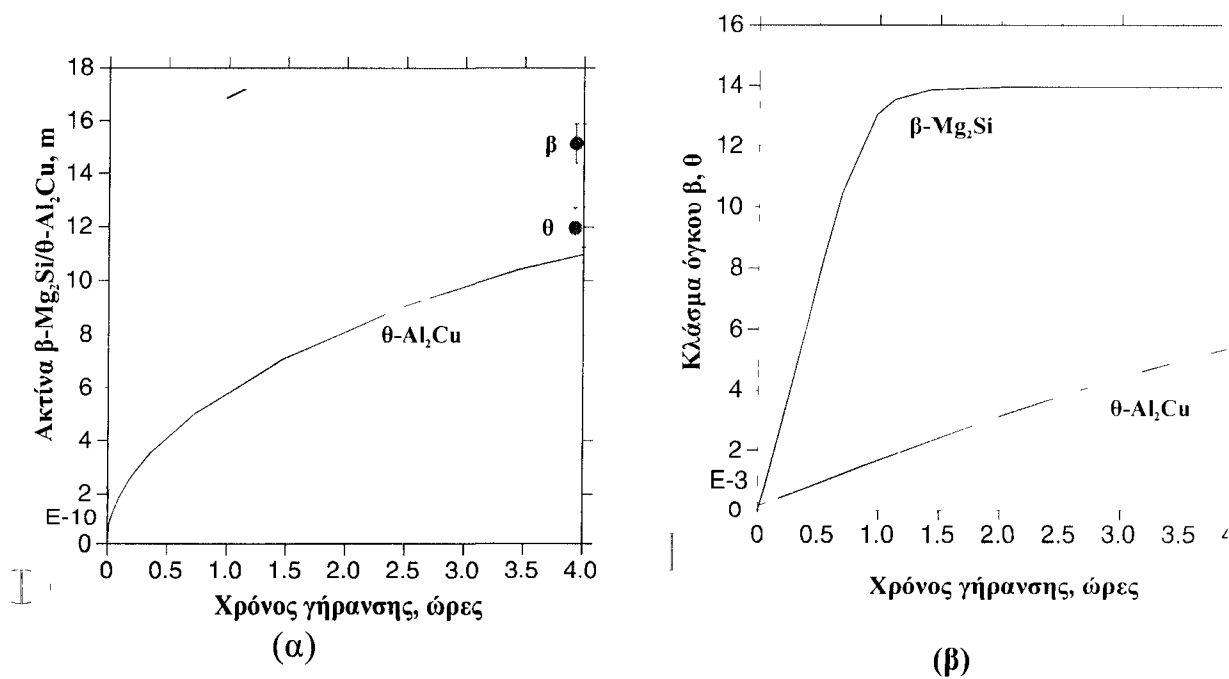
Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων αφορούν την μεταβολή του κλάσματος όγκου f και της ακτίνας r των φάσεων ισχυροποίησης σε συνάρτηση με τον χρόνο γήρανσης και παρουσιάζονται στα Σχήματα 4.11-4.14.

Στο Σχ.4.11(α) και (β) φαίνεται η μεταβολή της ακτίνας r και του κλάσματος όγκου f της φάσης β -Mg₂Si για το κράμα 6061 για τις τρεις θερμοκρασίες γήρανσης 160, 170 και 180°C. Όπως είναι αναμενόμενο η κινητική της ανάπτυξης της φάσης β είναι πολύ πιο γρήγορη στους 180°C και η φάση β φθάνει στο τελικό της μέγεθος σε μικρότερο χρόνο γήρανσης. Η σταθεροποίηση του μεγέθους που εμφανίζεται στο Σχ.4.11 δεν είναι πραγματική και οφείλεται στο ότι η προσομοίωση λαμβάνει υπόψη μόνο στο στάδιο της ανάπτυξης της φάσης β μέχρι αυτή να αποκτήσει το ποσοστό που καθορίζεται από τη θερμοδυναμική ισορροπία. Λόγω της διεύρυνσης το μέγεθος της φάσης β μετά την μέγιστη τιμή του πρέπει να αυξάνεται περαιτέρω με μικρότερο βέβαια ρυθμό. Η σύγκριση με το πειραματικό αποτέλεσμα από το TEM ($r = 2\text{nm}$ για 160°C/18h) είναι ικανοποιητική δεδομένων και των παραδοχών που αναφέρθηκαν παραπάνω.

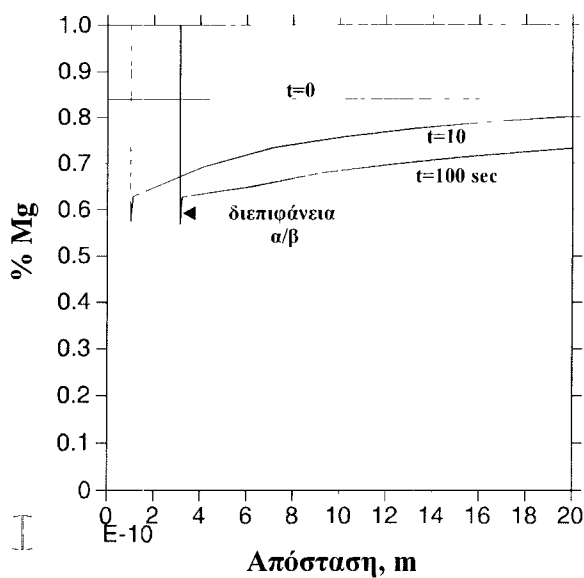
Στο Σχ.4.12 (α) και (β) φαίνονται τα αντίστοιχα αποτελέσματα για το κράμα 6013, όπου εδώ έχουμε την ταυτόχρονη καθίζηση δύο φάσεων, της β -Mg₂Si και της θ -Al₂Cu. Παρατηρούμε ότι η κινητική ανάπτυξης της φάσης β είναι ταχύτερη από αυτή της φάσης θ και φθάνει στη μέγιστη τιμή μεγέθους σε μικρότερο χρόνο γήρανσης. Για το χρόνο γήρανσης των 4 ωρών η φάση θ δεν αποκτάει το ποσοστό ισορροπίας σε αντίθεση με την φάση β που φθάνει στο ποσοστό ισορροπίας σε λιγότερο από 1.5 ώρες. Αυτό οφείλεται στο σημαντικά μικρότερο συντελεστή διάχυσης του Cu στο Al σε σχέση με το συντελεστή διάχυσης του Mg στο Al. Επίσης το μέγεθος της φάσης θ είναι μικρότερο από αυτό της φάσης β . Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων είναι σε ικανοποιητική συμφωνία με τα αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα ($r = 1.5\text{nm}$ για τη φάση β και $r = 1.2\text{nm}$ για την φάση θ). Στο Σχ.4.13 φαίνεται θέση της διεπιφάνειας α/β καθώς και το προφίλ της συγκέντρωσης του Mg στην φάση α για την αρχική περίοδο της γήρανσης (10 έως 100sec). Το αρχικό προφίλ του Mg είναι ομοιόμορφο στην φάση α στην τιμή 0.98 wt%. Στο Σχ. 4.14(α) και (β) φαίνονται οι θέσεις των διεπιφανειών α/β και α/θ καθώς και τα αντίστοιχα προφίλ Mg και Cu στη φάση α για το κράμα 6013. Μπορεί εδώ να παρατηρηθεί η αργότερη μετακίνηση της διεπιφάνειας α/θ σε σχέση με την διεπιφάνεια α/β καθώς και το πιο απότομο προφίλ του Cu σε σχέση με αυτό του Mg στη φάση α κοντά στην διεπιφάνεια γεγονός που οφείλεται όπως είπαμε παραπάνω στο χαμηλότερο συντελεστή διάχυσης του Cu στο Al.



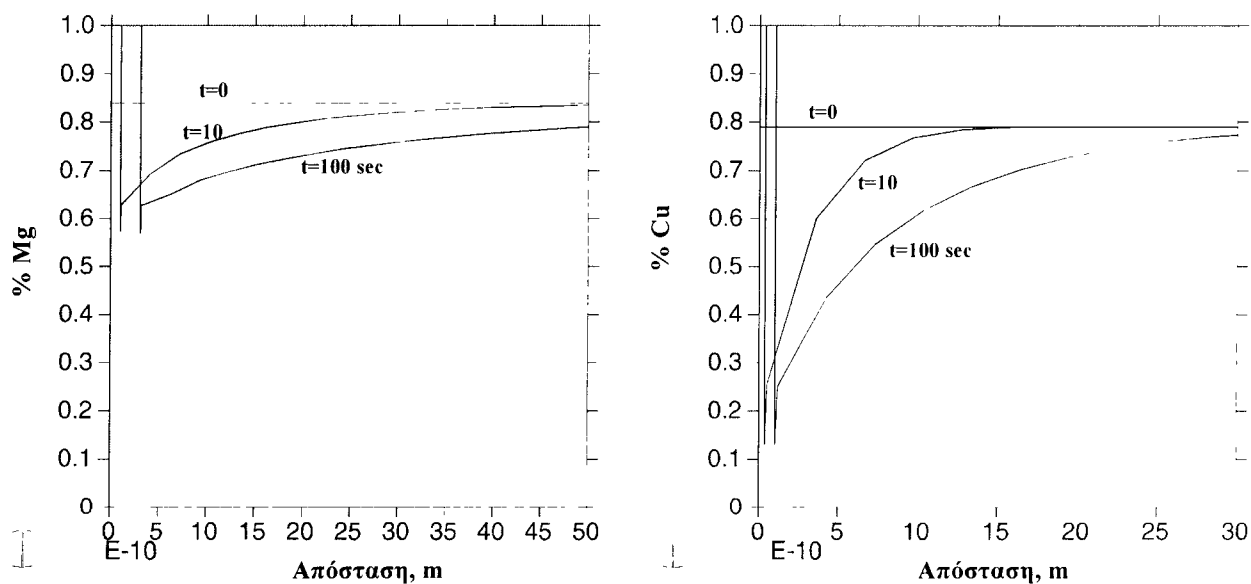
Σχήμα 4.11: (α) Μεταβολή του μεγέθους γ και (β) του κλάσματος όγκου f της φάσης β με το χρόνο γήρανσης για το κράμα 6061.



Σχήμα 4.12: (α) Μεταβολή του μεγέθους γ και (β) του κλάσματος όγκου f των φάσεων β και θ με το χρόνο γήρανσης για το κράμα 6013.



Σχήμα 4.13: Θέση της διεπιφάνειας α/β και προφίλ Mg στο κράμα 6061.



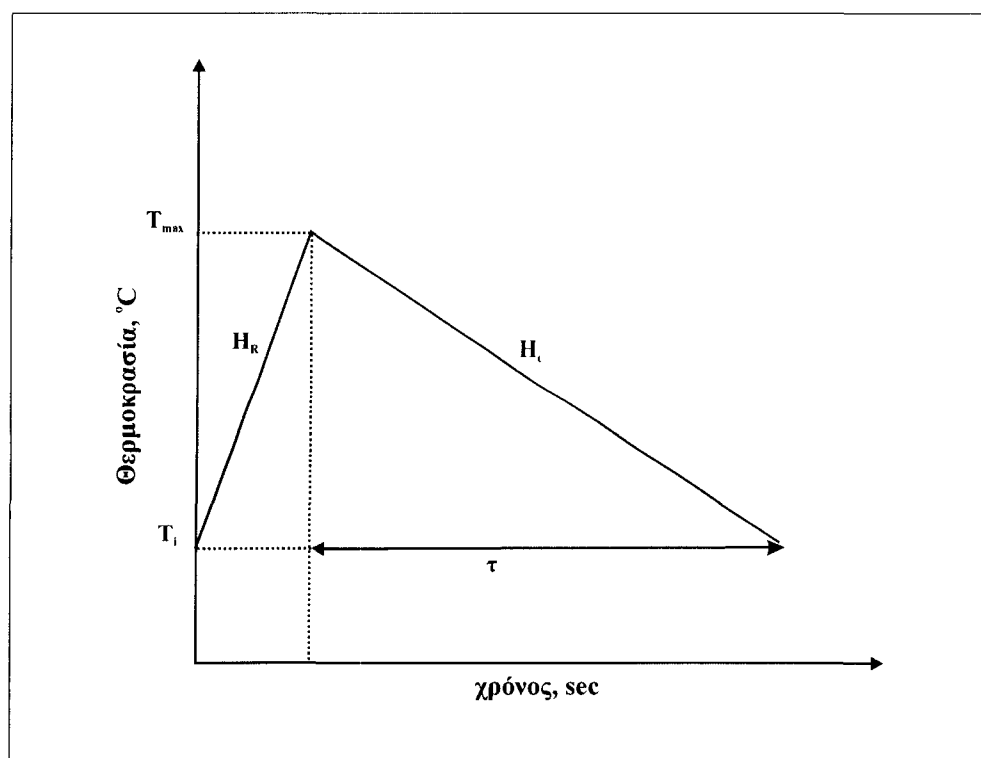
Σχήμα 4.14: (α) Θέση της διεπιφάνειας α/β και προφίλ Mg και (β) θέση της διεπιφάνειας α/θ και προφίλ Cu στο κράμα 6013.

4.5 Προσομοίωση καθίζησης κατά την συγκόλληση του κράματος 6061-0

Όπως αναφέρθηκε στα πειραματικά αποτελέσματα του Κεφ.2, κατά τη συγκόλληση του κράματος 6061-0, παρατηρείται μία σημαντική αύξηση της σκληρότητας στη ΘΕΖ, η οποία οφείλεται στην καθίζηση της φάσης ισχυροποίησης β - Mg_2Si σε λεπτότερη διασπορά απ'ότι στην κατάσταση (0) όπου η φάση ισορροπίας β είναι κυρίως συγκεντρωμένη στα όρια των κόκκων και δεν προκαλεί ισχυροποίηση. Ο σκοπός των υπολογισμών που παρουσιάζονται στην παρούσα παράγραφο είναι η προσομοίωση της εξέλιξης της μικροδομής, δηλαδή της εξέλιξης του κλάσματος όγκου f και του μεγέθους r της φάσης β κατά τη συγκόλληση του κράματος 6061-0. Στη συνέχεια παρουσιάζεται ο θερμικός κύκλος, που χρησιμοποιήθηκε για τους υπολογισμούς, οι παραδοχές που έγιναν και τα αποτελέσματα της προσομοίωσης.

4.5.1 Ο θερμικός κύκλος

Όπως αναφέρθηκε στο Κεφάλαιο 3 από την ανάλυση μετάδοσης θερμότητας με πεπερασμένα στοιχεία για κάθε σετ παραμέτρων κατεργασίας (ισχύς δέσμης laser, ταχύτητα, θέση σημείου εστίασης) είναι δυνατόν να προσδιοριστεί ο θερμικός κύκλος για κάθε σημείο της ΘΕΖ. Ο κύκλος αυτός απεικονίζεται σχηματικά στο Σχ.4.15 και χαρακτηρίζεται από τη χρονική του διάρκεια τ , τη μέγιστη θερμοκρασία T_{max} η οποία αναπτύσσεται, καθώς και από τους ρυθμούς θέρμανσης και ψύξης H_R και H_C αντίστοιχα. T_i είναι η θερμοκρασία περιβάλλοντος.



Σχήμα 4.15: Σχηματική παράσταση θερμικού κύκλου στη ΘΕΖ για την προσομοίωση της καθίζησης.

Δεδομένου ότι η καθίζηση λαμβάνει ώρα κατά την κάθοδο της θερμοκρασίας από τη μονοφασική περιοχή, για την προσομοίωση θεωρήθηκε μόνο το δεξί σκέλος του θερμοκικού κύκλου του Σχ.4.15. Ο χρόνος που απαιτείται για να φτάσει ένα σημείο της ΘΕΖ από τη μέγιστη θερμοκρασία στην αρχική και στον οποίο γίνεται ανάπτυξη φάσεων ισχυροποίησης δίνεται από τη σχέση:

$$\tau = \frac{T_{\max} - T_i}{H_c} \quad (4.6)$$

Οι τιμές του ρυθμού ψύξης H_c και της διάρκειας τ που χρησιμοποιήθηκαν στις προσομοιώσεις εμφανίζονται στον Πιν.4.3. Για την T_{\max} χρησιμοποιήθηκαν τιμές τόσο πάνω όσο και κάτω από την solvus (553°C).

Πίνακας 4.3: Τιμές των παραμέτρων του θερμοκικού κύκλου που χρησιμοποιήθηκαν στην παραμετρική ανάλυση.

T_{\max} [$^\circ\text{C}$]	H_c [$^\circ\text{C}/\text{sec}$]	τ [sec]
570	$545 \cdot 10^6$	$5,45 \cdot 10^{-5} - 1$
500	$475 \cdot 10^6$	$4,75 \cdot 10^{-5} - 1$
430	$405 \cdot 10^6$	$4,05 \cdot 10^{-5} - 1$
360	$335 \cdot 10^6$	$3,35 \cdot 10^{-5} - 1$

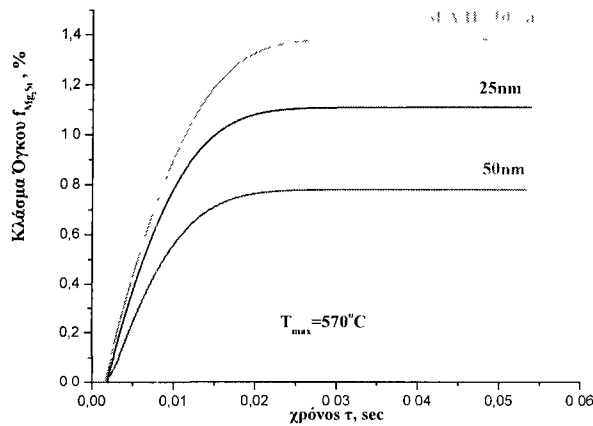
4.5.2 Γεωμετρικό μοντέλο – Παραδοχές

Το κράμα 6061-0 στην κατάσταση (0) έχει τη φάση ισορροπίας β συγκεντρωμένη στα όρια των κόκκων και επομένως έχει την ίδια σκληρότητα με το κράμα 6061 μετά από διαλυτοποίηση και βαφή. Επομένως θεωρήθηκε ότι η αρχική κατάσταση για τις προσομοιώσεις είναι η κατάσταση της πλήρους διαλυτοποίησης. Το γεωμετρικό μοντέλο είναι παρόμοιο με αυτό που χρησιμοποιήθηκε για την προσομοίωση της ισόθερμης γήρανσης (Σχ. 4.10). Οι τιμές της μέσης απόστασης πυρήνωσης επιλέχθηκαν με βάση τις παρατηρήσεις της Ηλεκτρονικής Μικροσκοπίας (TEM), όπου προσδιορίστηκε ότι η απόσταση των ραβδοειδών σωματιδίων ήταν 25-50nm, θεωρώντας ότι τα σωματίδια αυτά αναπτύχθηκαν με τον πυρήνα στο κέντρο της ράβδου. Για το λόγο αυτό οι προσομοιώσεις εκτελέστηκαν για τρεις διαφορετικές τιμές της μέσης απόστασης πυρήνωσης (ΜΑΠ) 10, 25 και 50nm για να μελετηθεί η επίδραση της πυκνότητας των θέσεων πυρήνωσης.

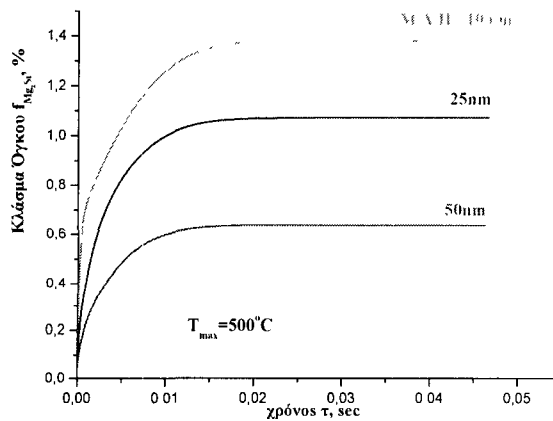
4.5.3 Αποτελέσματα Προσομοιώσεων

Η μεταβολή του κλάσματος όγκου f της φάσης β με τον χρόνο t από $t=0$ (T_{\max}) έως $t=\tau$ (T_i) δίδεται στα Σχ.4.16 (α),(β) και (γ) για μέγιστη θερμοκρασία θερμοκικού κύκλου 570°C ($\tau=0.0545\text{sec}$), 500°C ($\tau=0.0475\text{sec}$) και 360°C ($\tau=0.0335\text{sec}$) αντίστοιχα. Παρουσιάζονται αποτελέσματα για τις τρεις τιμές της μέσης απόστασης πυρήνωσης (ΜΑΠ) 10, 25 και 50nm. Το ποσοστό της φάσης β που σχηματίζεται αυξάνεται με το χρόνο και σταθεροποιείται σε μια τιμή που σε όλες τις περιπτώσεις είναι μικρότερη της τιμής ισορροπίας $f_{\text{eq}} = 1.63\%$ (ακόμα και για την περίπτωση που η $T_{\max}=570^\circ\text{C}$ είναι πάνω από τη solvus, 553°C). Μικρότερες τιμές της ΜΑΠ επιφέρουν σχηματισμό μεγαλύτερου ποσοστού της φάσης β .

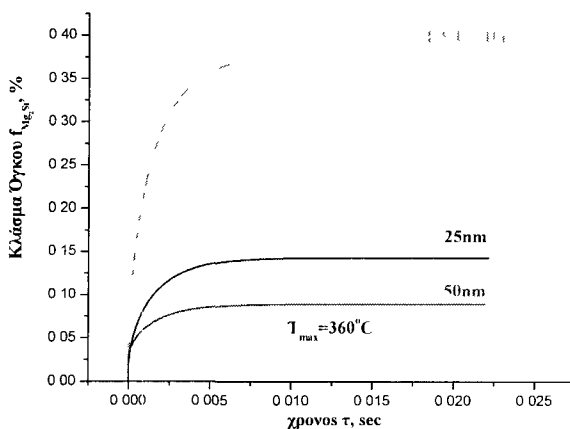
Η εξέλιξη του μεγέθους r της φάσης β με τον χρόνο t από $t=0$ (T_{\max}) έως $t=\tau$ (T_1) δίδεται στα Σχ.4.17 (α),(β) και (γ) για μέγιστη θερμοκρασία θερμικού κύκλου 570°C ($\tau=0.0545\text{sec}$), 500°C ($\tau=0.0475\text{sec}$) και 360°C ($\tau=0.0335\text{sec}$) αντίστοιχα. Παρουσιάζονται αποτελέσματα για τις τρεις τιμές της ΜΑΠ 10, 25 και 50nm. Το r αυξάνεται με το χρόνο και σταθεροποιείται σε μια τιμή που εξαρτάται από την ΜΑΠ. Μικρές τιμές της ΜΑΠ οδηγούν στο σχηματισμό μικρότερων σωματιδίων. Σε συνδυασμό με τα αποτελέσματα του Σχ.4.16 οδηγεί στο συμπέρασμα ότι μικρές τιμές της ΜΑΠ οδηγούν σε σχηματισμό φάσης β με μεγαλύτερο f και μικρότερο r , δηλαδή σχηματισμό λεπτομερούς διασποράς που προκαλεί μεγαλύτερη ισχυροποίηση.



(α)

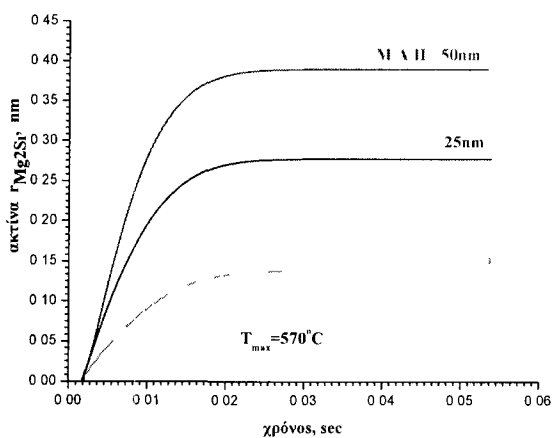


(β)

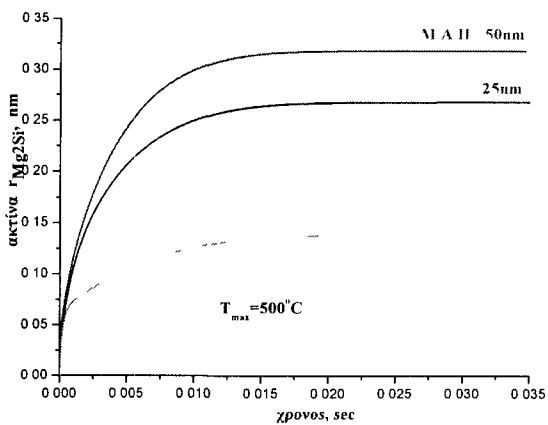


(γ)

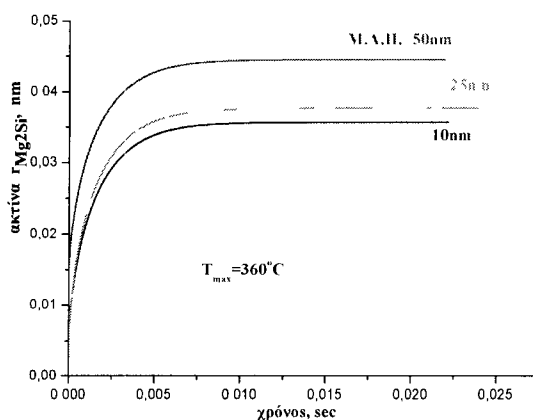
Σχήμα 4.16: Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β - Mg_2Si κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου για (α) $T_{max}=570^\circ C$, (β) $T_{max}=500^\circ C$ και $T_{max}=360^\circ C$ και για μέση απόσταση θέσεων πυρήνωσης 10,25 και 50nm.



(α)



(β)

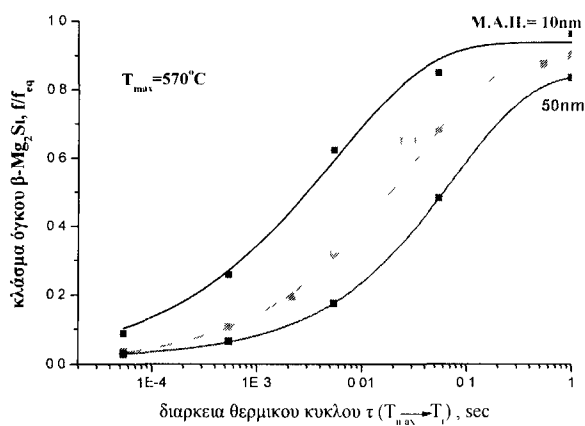


(γ)

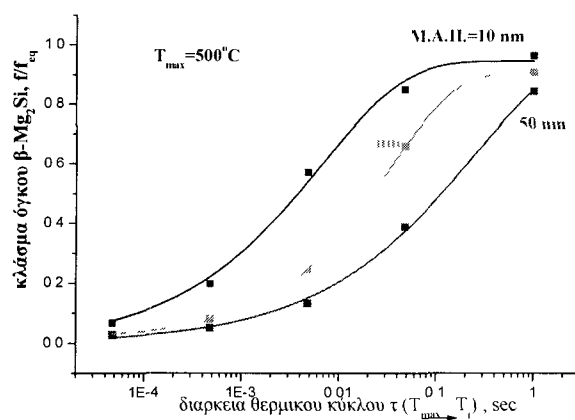
Σχήμα 4.17: Μεταβολή του μεγέθους της φάσης β - Mg_2Si κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου για (α) $T_{max}=570^\circ C$, (β) $T_{max}=500^\circ C$ και $T_{max}=360^\circ C$ και για μέση απόσταση θέσεων πυρήνωσης 10, 25 και 50nm.

Οι τελικές τιμές του κλάσματος όγκου της φάσης β (f/f_{eq}) παρουσιάζονται ως συνάρτηση της διάρκειας του θερμικού κύκλου ($T_{max} \rightarrow T_i$) στα συγκεντρωτικά διαγράμματα, Σχ. 4.18 (α), (β) και (γ) για $T_{max} = 570^\circ C$, $500^\circ C$ και $360^\circ C$ αντίστοιχα για όλες τις συνθήκες του Πιν. 4.3. Το ποσοστό της φάσης β αυξάνεται με τη διάρκεια του θερμικού κύκλου για δεδομένη μέγιστη θερμοκρασία του κύκλου. Μεγαλύτερη διάρκεια τ αντιστοιχεί σε χαμηλότερο ρυθμό ψύξης H_c σύμφωνα με τη σχέση (4.6). Οι καμπύλες παρουσιάζουν κορεσμό για τις μεγαλύτερες τιμές του τ . Ο κορεσμός αυτός αντιστοιχεί σε τιμές του $f/f_{eq} < 1$. Όσον αφορά την επίδραση της μέγιστης θερμοκρασίας T_{max} παρατηρείται καθίζηση μεγαλύτερου κλάσματος όγκου φάσης β σε μεγαλύτερες θερμοκρασίες. Η πυκνότητα των θέσεων πυρήνωσης αντιπροσωπεύεται από την μέση απόσταση των θέσεων πυρήνωσης. Μικρές τιμές (π.χ 10nm) αντιστοιχούν σε μικρότερα πεδία διάχυσης, δηλαδή το Mg απαιτείται να διαχυθεί σε μικρότερες αποστάσεις για να αναπτυχθεί η φάση β . Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα αφενός το σχηματισμό περισσότερης φάσης β και αφετέρου συντομότερο κορεσμό της καμπύλης f . Για τη θερμοκρασία $T_{max}=360^\circ C$ δεν παρατηρείται κορεσμός στην τιμή του κλάσματος όγκου f της φάσης β που σχηματίζεται.

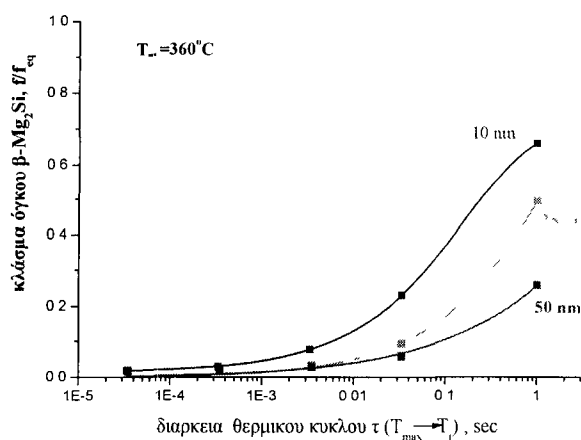
Οι τελικές τιμές του μεγέθους της φάσης β παρουσιάζονται ως συνάρτηση της διάρκειας του θερμικού κύκλου ($T_{max} \rightarrow T_i$) στα συγκεντρωτικά διαγράμματα, Σχ. 4.19 (α), (β) και (γ) για $T_{max} = 570^\circ C$, $500^\circ C$ και $360^\circ C$ αντίστοιχα για όλες τις συνθήκες του Πιν. 4.3: Το μέγεθος αυξάνεται με τη διάρκεια του κύκλου. Παρατηρείται σταθεροποίηση του μεγέθους για τις μεγαλύτερες τιμές του τ , ιδιαίτερα για όταν η μέση απόσταση πυρήνωσης είναι μικρή, όπου η σταθεροποίηση έρχεται νωρίτερα λόγω της αλληλεπίδρασης των διαχυτικών πεδίων. Αυτό οδηγεί σε μικρότερα μεγέθη της φάσης β . Μικρές τιμές της μέσης απόστασης πυρήνωσης οδηγούν σε μικρότερα σωματίδια της φάσης β . Αυτό σε συνδυασμό με το γεγονός ότι σχηματίζεται περισσότερη φάση β οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η διασπορά στην περίπτωση αυτή είναι πιο λεπτομερής και προκαλεί μεγαλύτερη ισχυροποίηση.



(α)

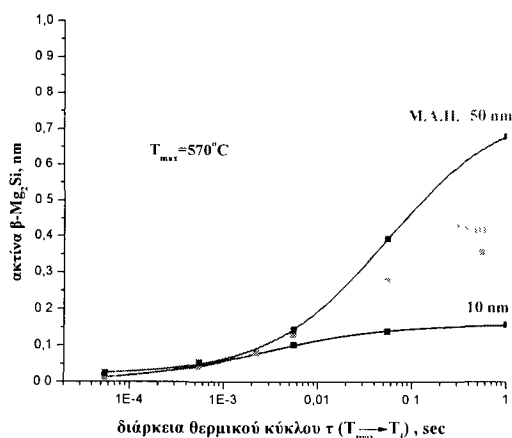


(β)

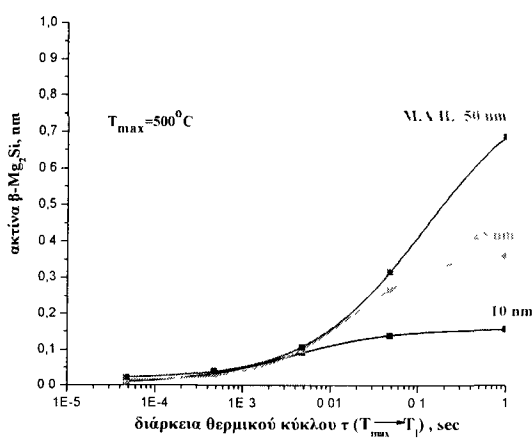


(γ)

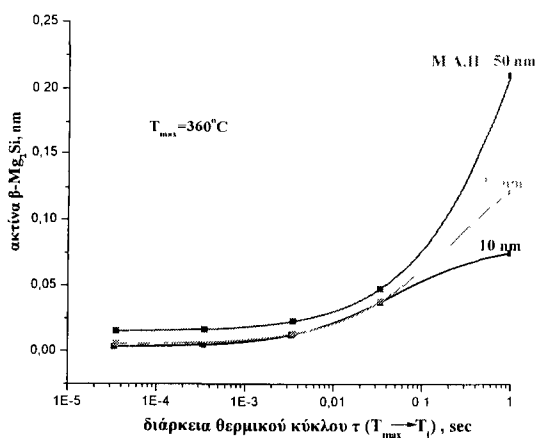
Σχήμα 4.18: Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου $\tau(T_{\max} \rightarrow T_i)$ και της ΜΑΠ. (α) $T_{\max} = 570^{\circ}\text{C}$ (β) $T_{\max} = 500^{\circ}\text{C}$, (γ) $T_{\max} = 360^{\circ}\text{C}$.



(α)



(β)



(γ)

Σχήμα 4.19: Μεταβολή του μεγέθους της φάσης β συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου τ ($T_{max} \rightarrow T_l$) και της ΜΑΠ. (α) $T_{max} = 570^\circ C$ (β) $T_{max} = 500^\circ C$, (γ) $T_{max} = 360^\circ C$

4.5.4 Σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα

Το εξαιρετικά μικρό πλάτος της ΘΕΖ (της τάξης των 300-500 μm) καθιστά την άμεση σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης με πειραματικά αποτελέσματα που αφορούν μέτρηση το f και του r της φάσης β πρακτικά αδύνατη. Για το λόγο αυτό στην παρούσα παράγραφο επιχειρείται μια έμμεση σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης με τα πειραματικά αποτελέσματα σκληρομετρήσεων στη ΘΕΖ της συγκόλλησης. Για το κράμα 6061-0 τα αποτελέσματα παρουσιάστηκαν στην παράγραφο 2.4 και συγκεκριμένα στο Σχ.2.25. Η συγκόλληση έγινε με τις εξής συνθήκες: ισχύς laser 3kW, ταχύτητα 9m/min και εστιακή απόσταση -1mm. Στο Σχ.4.20 φαίνεται η μεταβολή των παρακάτω μεγεθών σε συνάρτηση με τη θέση στη ΘΕΖ:

- Η σκληρότητα της ΘΕΖ όπως προέκυψε από τις μικροσκληρομετρήσεις (Σχ.4.20α). Το πλάτος της ΘΕΖ είναι πολύ μικρό, μόλις 350 μm , και επομένως δεν ήταν δυνατόν να μετρηθεί η σκληρότητα σε περισσότερα από 3-4 σημεία λόγω των περιορισμών της μεθόδου. Τα σημεία αυτά είναι τα Α,Β,С και D στο Σχ.4.20α.
- Η μέγιστη θερμοκρασία του θερμικού κύκλου T_{max} και η διάρκεια του θερμικού κύκλου τ για τα συγκεκριμένα σημεία όπου έγινε η μικροσκληρομέτρηση (Σχ.4.20β)
- Το κλάσμα όγκου της φάσης ισχυροποίησης $\beta\text{-Mg}_2\text{Si}$ εκφρασμένο ως λόγος f/f_{eq} (Σχ.4.20γ)
- Το μέγεθος της φάσης ισχυροποίησης r (Σχ.4.20δ)

Κατ' αρχήν παρατηρούμε ότι η συγκόλληση επέφερε μία σημαντική σκλήρυνση της ΘΕΖ. Συγκεκριμένα η σκληρότητα στο μέταλλο βάσης είναι 50HV ενώ στη ζώνη τήξης (όριο ΘΕΖ και λίμνης συγκόλλησης) είναι 90HV. Η μέγιστη θερμοκρασία του θερμικού κύκλου αυξάνεται από 430 $^{\circ}\text{C}$ στο όριο με το μέταλλο βάσης (σημείο D) σε 570 $^{\circ}\text{C}$ στο όριο με τη λίμνη συγκόλλησης (σημείο Α). Οι αντίστοιχοι ρυθμοί ψύξης στα σημεία αυτά είναι $H_A=20961\text{C/s}$ και $H_D=17608\text{C/s}$ ενώ η διάρκεια του θερμικού κύκλου είναι $\tau_A=0.026\text{s}$ και $\tau_D=0.023\text{s}$. Με δεδομένες τις τιμές αυτές υπολογίζονται οι τιμές του f και του r στα σημεία Α,Β,С και D. Η μεταβολή τους δίδεται στο Σχ.4.20γ και 4.20δ αντίστοιχα. Παρατηρούμε ότι το κλάσμα όγκου της φάσης β αυξάνεται λόγω της καθίζησης από 0.25 στο όριο με το μέταλλο βάσης σε 0.58 στο όριο με την λίμνη συγκόλλησης. Αντίστοιχα η τιμή του μεγέθους της φάσης β αυξάνεται από 0.10 σε 0.23nm.

Η αντίστοιχη αύξηση της σκληρότητας με ενεργοποίηση του μηχανισμού ισχυροποίησης Orowan που αφορά την υπέρβαση των σωματιδίων από τις αταξίες (obstacle bypassing) ανάλογη του $f^{1/2} r^{-1}$, ενώ η αύξηση της σκληρότητας που οφείλεται σε ενεργοποίηση του μηχανισμού ισχυροποίησης λόγω συνοχής είναι ανάλογη του $f^{1/2} r^{1/2}$ δηλαδή για τα σημεία Α και D:

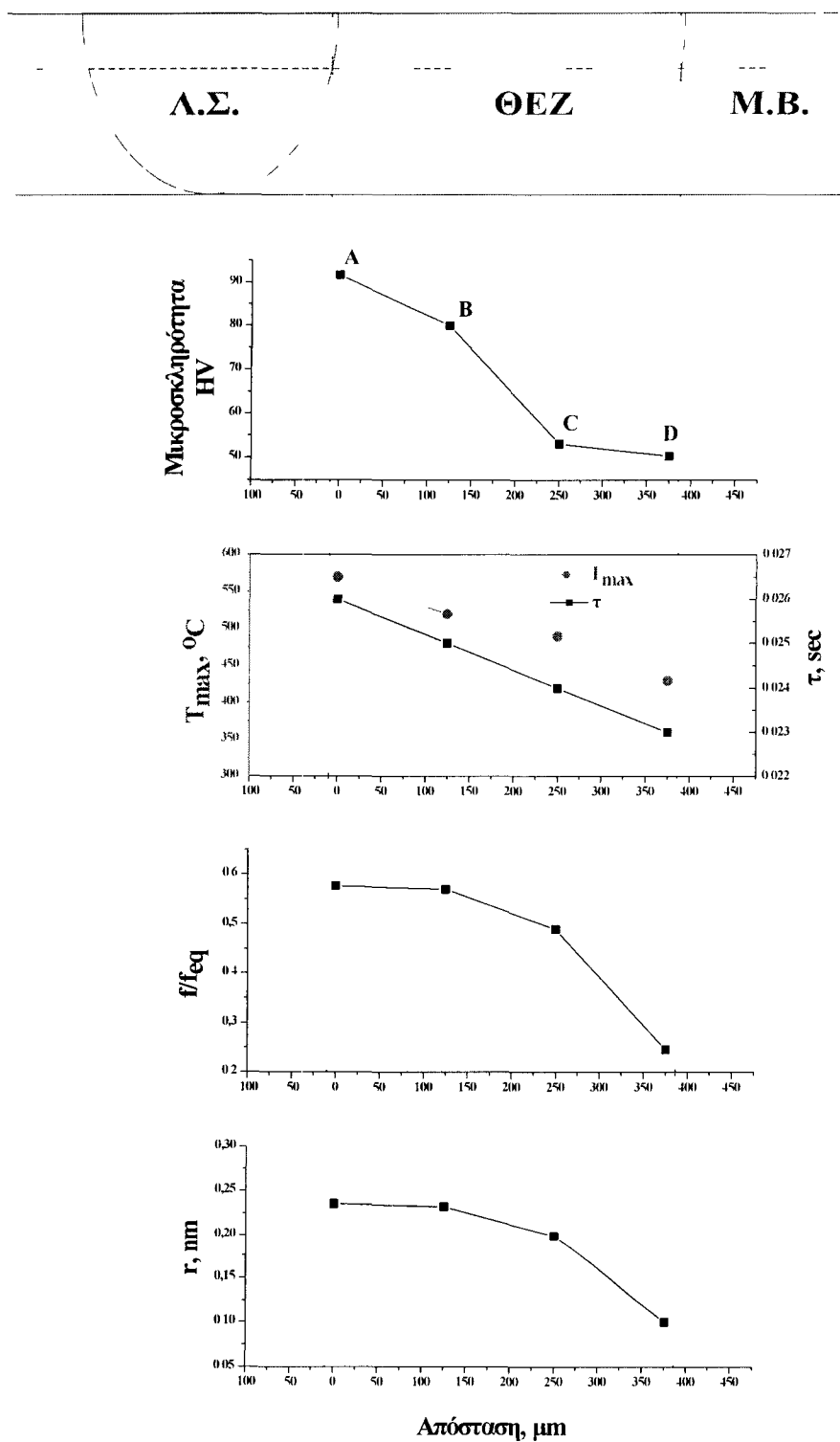
	Σημείο Α	Σημείο D
$f^{1/2} r^{-1}$	5	3.3
$f^{1/2} r^{1/2}$	0.158	0.365

Με βάση τα στοιχεία του παραπάνω Πίνακα από το σημείο D στο σημείο Α προβλέπεται μείωση σκληρότητας λόγω ενεργοποίησης του μηχανισμού ισχυροποίησης Orowan που αφορά την υπέρβαση των σωματιδίων από τις αταξίες (obstacle bypassing) κατά -0.34 ή 34%. Αντίστοιχα προβλέπεται αύξηση σκληρότητας λόγω ενεργοποίησης του μηχανισμού ισχυροποίησης λόγω συνοχής

κατά 1.31 ή 131%. Η συνολική μεταβολή στη σκληρότητα ΔH περιγράφεται από την παρακάτω σχέση:

$$\Delta H = \Delta H_{coh} + \Delta H_{or} = \Delta(f^{1/2}r^{-1}) + \Delta(f^{1/2}r^{1/2}) = -0.34 + 1.31 = 0.97 \quad \text{ή} \quad 97\% \quad \text{αύξηση σκληρότητας.}$$

Η παρατηρούμενη πειραματικά αύξηση της σκληρότητας είναι $(90-50)/50 = 80\%$. Δεδομένων των παραδοχών που έγιναν θεωρούμε ότι υπάρχει ικανοποιητική συμφωνία των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης με τα πειραματικά αποτελέσματα.



Σχήμα 4.20: Μεταβολή της μικροσκληρότητας, της μέγιστης θερμοκρασίας και της διάρκειας του θερμικού κύκλου και μεταβολή του κλάσματος όγκου και του μεγέθους της φάσης β με την απόσταση στη ΘEZ .

4.6 Προσομοίωση της διαλυτοποίησης κατά τη συγκόλληση του κράματος 6061-T6

Όπως αναφέρθηκε στα πειραματικά αποτελέσματα του Κεφ.2, κατά τη συγκόλληση του κράματος 6061-T6, παρατηρείται μία σημαντική μείωση της σκληρότητας στη ΘΕΖ, η οποία οφείλεται στη διαλυτοποίηση της φάσης ισχυροποίησης β -Mg₂Si. Ο σκοπός των υπολογισμών που παρουσιάζονται στην παρούσα παράγραφο είναι η προσομοίωση της εξέλιξης της μικροδομής, δηλαδή της εξέλιξης του κλάσματος όγκου f και του μεγέθους r της φάσης β κατά τη συγκόλληση του κράματος 6061-T6. Στη συνέχεια παρουσιάζεται ο θερμικός κύκλος, που χρησιμοποιήθηκε για τους υπολογισμούς, οι παραδοχές που έγιναν και τα αποτελέσματα της προσομοίωσης.

4.6.1 Ο θερμικός κύκλος

Για την παρούσα προσομοίωση θεωρήθηκε ότι η διαλυτοποίηση ενεργοποιείται πάνω από την θερμοκρασία $T_{CR} = 400^\circ\text{C}$ και κατά συνέπεια ο θερμικός κύκλος ξεκινά από τους 400°C , ανεβαίνει μέχρι την T_{max} με ρυθμό H_R και στη συνέχεια πέφτει στους 400°C με ρυθμό H_C (Σχ. 4.21). Η διάρκεια του κύκλου είναι τ , ο χρόνος δηλαδή που το υλικό παραμένει πάνω από την T_{CR} και δίδεται από την σχέση:

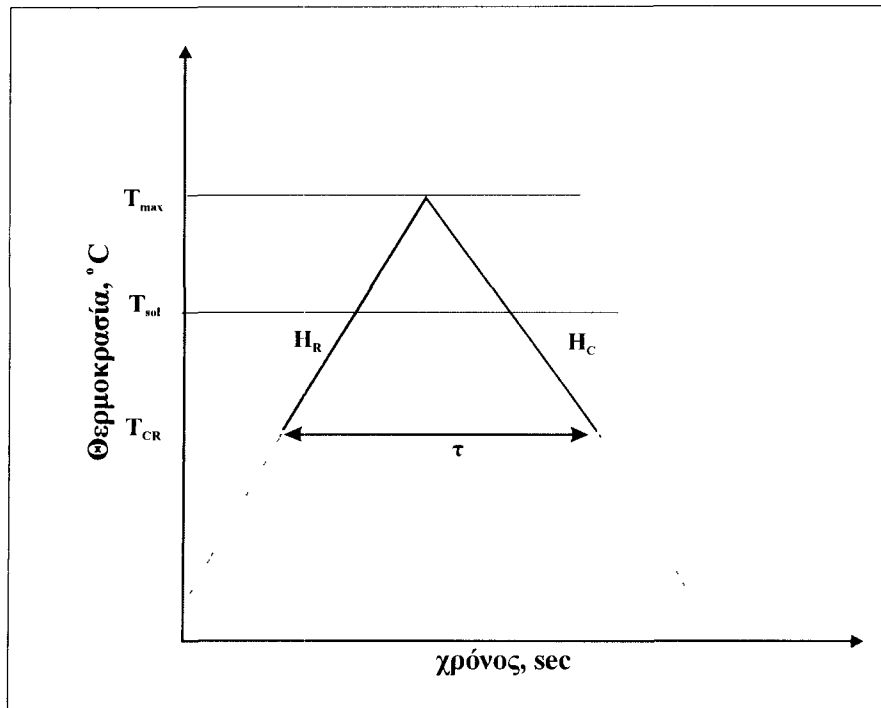
$$\tau = (T_{max} - T_{CR}) \left(\frac{1}{H_C} + \frac{1}{H_R} \right) \quad (4.7)$$

όπου H_R και H_C είναι οι ρυθμοί θέρμανσης και ψύξης αντίστοιχα .

Οι προσομοιώσεις της διαλυτοποίησης πραγματοποιήθηκαν για τις παραμέτρους του θερμικού κύκλου, που δίδονται στον Πιν. 4.4

Πίνακας 4.4: Τιμές των παραμέτρων του θερμικού κύκλου που χρησιμοποιήθηκαν στην προσομοίωση της διαλυτοποίησης

T_{max} [°C]	H_C / H_R [°C/sec]	τ [sec]
595	$10^3 - 5 \times 10^7$	$7.8 \times 10^{-6} - 0.39$
575	$10^3 - 5 \times 10^7$	$7 \times 10^{-6} - 0.35$
550	$10^3 - 5 \times 10^7$	$6 \times 10^{-6} - 0.3$
500	$500 - 10^6$	$2 \times 10^{-4} - 0.3$
450	$500 - 10^6$	$10^{-4} - 0.2$

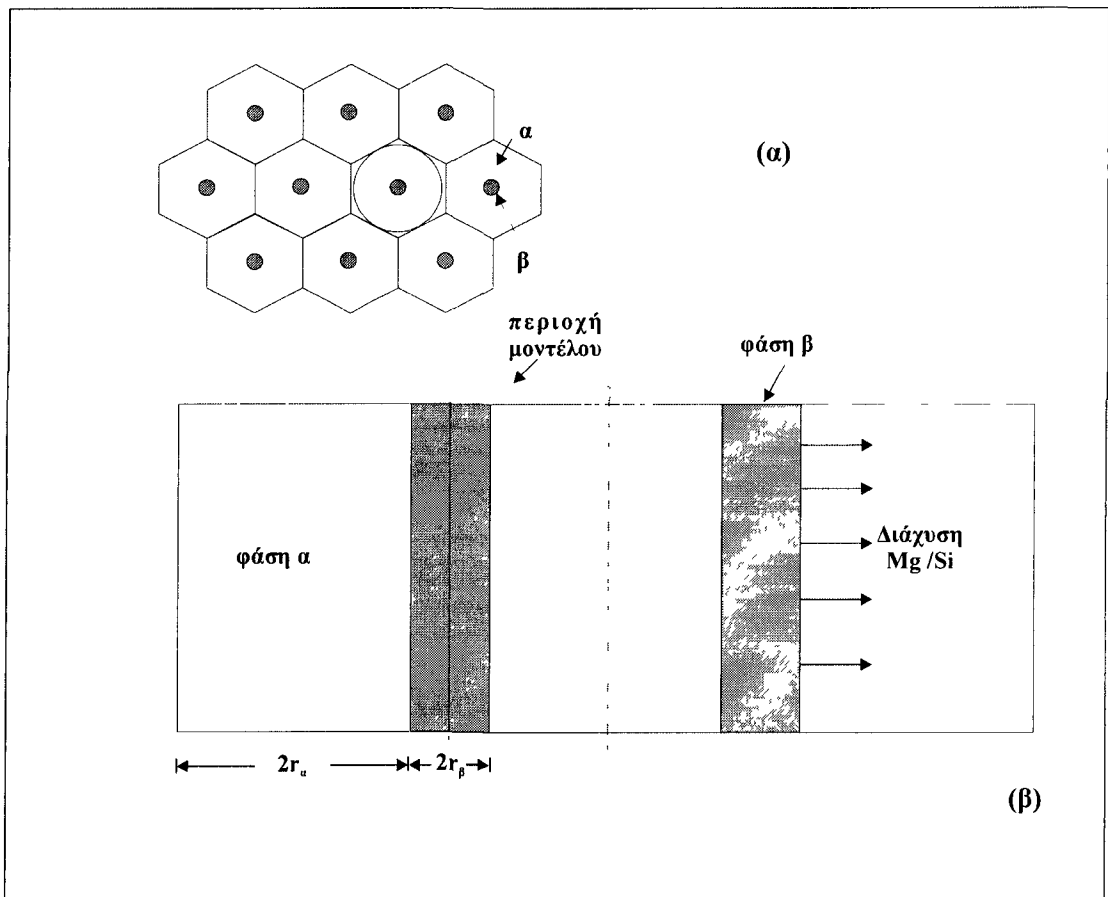


Σχήμα 4.21: Σχηματική παράσταση θερμικού κύκλου σε ένα σημείο στη ΘΕΖ, όπως χρησιμοποιήθηκε στην προσομοίωση της διαλυτοποίησης.

4.6.2 Γεωμετρικό μοντέλο – Παραδοχές

Η μορφολογία της φάσης ισχυροποίησης β - Mg_2Si όπως φάνηκε από τη μελέτη των δειγμάτων με Ηλεκτρονική Μικροσκοπία Διερχόμενης Δέσμης (Σχ.4.5) είναι ραβδοειδής (rod-shape). Υποθέτοντας επίσης ότι η φάση β - Mg_2Si είναι κυρίως ευθυγραμμισμένη σε μια κρυσταλλογραφική διεύθυνση η κατανομή της μπορεί να προσομοιωθεί με αυτή ενός κυβικού εδροκεντρωμένου πλέγματος (FCC), Σχ. 4.22α. Αν τοποθετηθούν νοητά επίπεδα στο μέσο της απόστασης μεταξύ των πλησιέστερων γειτονικών σωματιδίων, τότε κάθε σωματίδιο περιβάλλεται από ένα ξεχωριστό κελί. Η συμμετρία της διάταξης αυτής απαιτεί η καθαρή ροή των ατόμων Mg διαμέσου των ορίων του κελιού να είναι μηδέν, επομένως η περιοχή διαλυτοποίησης καθορίζεται από ένα εγγεγραμμένο κύλινδρο ο όγκος του οποίου είναι ίσος με αυτόν του εξαγωνικού κελιού. Αυτή η διάταξη έχει χρησιμοποιηθεί και από άλλους ερευνητές [7] για την προσομοίωση της διαλυτοποίησης κάτω από ισόθερμες συνθήκες. Στην παρούσα εργασία το πρόβλημα αντιμετωπίζεται με τη μονοδιάστατη ποσομοίωση της μεθοδολογίας DICTRA. Το γεωμετρικό μοντέλο φαίνεται στο Σχ.4.22β όπου απεικονίζεται ένα ζεύγος κελιών της διάταξης του Σχήματος 4.22α. Στο σχήμα αυτό r_β είναι η ακτίνα της φάσης β και r_α η ακτίνα της περιοχής της φάσης α όπου ενεργοποιείται η διεργασία της διαλυτοποίησης. Για δεδομένο κλάσμα όγκου της φάσης β , η σχέση των ακτίνων των περιοχών α και β δίδεται από την παρακάτω σχέση υποθέτοντας ότι η διεπιφάνεια μεταξύ των δύο φάσεων έχει μοναδιαίο εμβαδόν:

$$r_\alpha = \left[\frac{1}{\sqrt{f_\beta}} - 1 \right] r_\beta \quad (4.8)$$



Σχήμα 4.22: Προσομοίωση μορφολογίας μικροδομής φάσεων β και α στο κράμα 6061-T6 και γεωμετρικό μοντέλο διαλυτοποίησης.

Επιπλέον παραδοχές είναι οι εξής:

1. Το μοντέλο είναι μονοδιάστατο και θεωρήθηκε ότι η διαλυτοποίηση/ανάπτυξη της φάσης ισχυροποίησης β - Mg_2Si πραγματοποιείται μόνο κατά την ακτινική διεύθυνση. Λόγω συμμετρίας εξετάστηκε μόνο η μισή περιοχή όπως σημειώνεται και στο Σχήμα 4.22β.
2. Επειδή η διάχυση του Mg είναι πολύ πιο αργή από τη διάχυση του Si θεωρείται ότι η ανάπτυξη της φάσης β ελέγχεται από την διάχυση Mg στη φάση α.
3. Το πεδίο διάχυσης είναι η φάση α. Επειδή η φάση β - Mg_2Si είναι στοιχειομετρική ενδομεταλλική ένωση, θεωρείται ότι δεν υφίσταται gradient συγκέντρωσης στο εσωτερικό της και επομένως δεν λαμβάνει χώρα εκεί διάχυση.

Από την υπολογιστική θερμοδυναμική (Thermo-calc) επίσης καθορίστηκαν οι αρχικές συστάσεις των δύο φάσεων στα στοιχεία Mg και Si. Το ισοζύγιο μάζας των συστατικών Mg και Si στο σύστημα θα πρέπει να ακολουθεί την παρακάτω σχέση: (υπόθεση ομοιόμορφη κατανομή των κραματικών στοιχείων)

$$r_{\alpha}^0 C_{Mg}^{\alpha,0} + r_{\beta}^0 C_{Mg}^{\beta,0} = C_{Mg}^0 \quad (4.9)$$

$$r_{\alpha}^0 C_{Si}^{\alpha,0} + r_{\beta}^0 C_{Si}^{\beta,0} = C_{Si}^0 \quad (4.10)$$

όπου:

r_{α}^0 το αρχικό μέγεθος της φάσης α

r_{β}^0 το αρχικό μέγεθος της φάσης β

$C_{Mg}^{\alpha,0}$ η αρχική σύσταση της φάσης α σε Mg

$C_{Mg}^{\beta,0}$ η αρχική σύσταση της φάσης β σε Mg

C_{Mg}^0 η σύσταση Mg του κράματος

$C_{Si}^{\alpha,0}$ η αρχική σύσταση της φάσης α σε Si

$C_{Si}^{\beta,0}$ η αρχική σύσταση της φάσης β σε Si

C_{Si}^0 η σύσταση Si του κράματος

Το πρόβλημα της διαλυτοποίησης περιγράφεται από τις παρακάτω εξισώσεις:

Η ροή μάζας του Mg στο εσωτερικό της φάσης α περιγράφεται από την παρακάτω εξίσωση για την περίπτωση κυλινδρικής γεωμετρίας :

$$\frac{\partial C_{Mg}^{\alpha}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_{Mg}^{\alpha} \frac{\partial C_{Mg}^{\alpha}}{\partial r} \right) \quad (4.11)$$

όπου : C_{Mg}^{α} η συγκέντρωση Mg στην φάση α

D_{Mg}^{α} ο συντελεστής διάχυσης του Mg στη φάση α

Η εξίσωση (4.11) ισχύει για την φάση α : $0 < r < r_{\alpha}$

Η ροή ατόμων Mg στην διεπιφάνεια α/β περιγράφεται από την εξίσωση:

$$u_{\alpha/\beta} \left(C_{\beta}^{\alpha/\beta} - C_{\alpha}^{\alpha/\beta} \right) = D_{Mg}^{\alpha} \left(\frac{\partial C_{Mg}^{\alpha}}{\partial r} \right)_{\alpha/\beta} \quad (4.12)$$

όπου :

$u_{\alpha/\beta}$ η ταχύτητα διεπιφάνειας α/β

D_{Mg}^{α} ο συντελεστής διάχυσης του Mg στη φάση α

$C_{\alpha}^{\alpha/\beta}, C_{\beta}^{\alpha/\beta}$ οι συγκεντρώσεις Mg στις φάσεις α και β στη διεπιφάνεια

Το σύστημα θεωρείται κλειστό, και οι συνοριακές συνθήκες στο εξωτερικό όριο είναι:

$$\frac{\partial C_{Mg}}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial C_{Mg}}{\partial r} \Big|_{r=r_{\alpha} + r_{\beta}} = 0 \quad (4.14)$$

Οι αρχικές συνθήκες του προβλήματος περιγράφονται από την παρακάτω σχέση:

$$C_{Mg}^{\alpha}(r,0) = C_{Mg}^{\alpha}(298K), \quad 0 \leq r \leq r_{\alpha} \quad (4.15)$$

Το πρόβλημα που περιγράφεται από τις εξισώσεις 4.11-4.15 επιλύθηκε με τη μέθοδο DICTRA για μη ισόθερμες συνθήκες κατεργασίας όπως αυτές που χαρακτηρίζουν τη συγκόλληση. Για το κράμα 6061-T6 το κλάσμα όγκου της φάσης β , f_{β} είναι 1.63%. Για να διερευνηθεί ο ρόλος της λεπτομέρειας της αρχικής διασποράς ισχυροποίησης πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις με τιμές του r_{β} 2, 10 και 50nm. Οι αντίστοιχες τιμές των περιοχών της φάσης α υπολογίζονται από τη σχέση (4.8).

4.6.3 Αποτελέσματα προσομοιώσεων διαλυτοποίησης

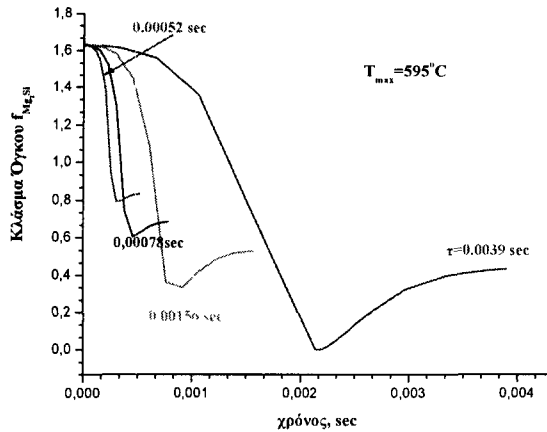
Η μεταβολή του κλάσματος όγκου f της φάσης β -Mg₂Si με τον χρόνο από $t=0$ έως $t=\tau$, όπου τ είναι η διάρκεια του θερμικού κύκλου παρουσιάζεται για την περίπτωση που $T_{max}=595^{\circ}C$ στα Σχ.4.23, 4.24 και 4.25 για αρχικό μέγεθος φάσης β 2,10 και 50 nm αντίστοιχα. Στο Σχ. 4.23(α) παρουσιάζονται αποτελέσματα για μικρή διάρκεια κύκλου (έως 4×10^{-3} sec) ενώ στο Σχ.4.23(β) για μεγαλύτερη διάρκεια (έως 4×10^{-2} sec). Σε όλες τις περιπτώσεις ο θερμικός κύκλος ξεκινά με διαλυτοποίηση κατά τη θέρμανση και τελειώνει με επανακαθίζηση κατά την ψύξη. Ο ρυθμός της διαλυτοποίησης είναι μεγαλύτερος για μικρή διάρκεια κύκλου. Το ποσοστό όμως της διαλυτοποίησης αυξάνεται με τη διάρκεια του θερμικού κύκλου, ενώ παρατηρείται πλήρης διαλυτοποίηση ($f=0$) για διάρκεια κύκλου μεγαλύτερη από 10^{-2} sec. Το ποσοστό επανακαθίζησης εξαρτάται από το ποσοστό διαλυτοποίησης, γίνεται μάλιστα σημαντικό στις περιπτώσεις όπου κατά την διάρκεια του θερμικού κύκλου έχει προηγηθεί πλήρης διαλυτοποίηση. Αυτό μπορεί να εξηγηθεί από το γεγονός ότι η διαλυτοποίηση αυξάνει τον υπερκορεσμό της φάσης α σε Mg και Si κατά την ψύξη και επομένως την θερμοδυναμική κινούσα δύναμη για καθίζηση της φάσης β -Mg₂Si. Τα αποτελέσματα για την περίπτωση που η αρχική μικροδομή χαρακτηρίζεται από διασπορά της φάσης β με μέσο μέγεθος 10nm παρουσιάζονται στο Σχ.4.24. Εδώ πλήρης διαλυτοποίηση συμβαίνει μόνο για μεγάλη διάρκεια κύκλου (Σχ.4.25β), όπου και παρατηρείται επανακαθίζηση. Το ποσοστό επανακαθίζησης για μικρή διάρκεια θερμικού κύκλου (Σχ.4.24α) είναι ασήμαντο. Η συμπεριφορά αυτή μπορεί να εξηγηθεί από το γεγονός ότι η διασπορά σωματιδίων μεγέθους 10nm είναι ευρύτερη από την προηγούμενη περίπτωση (2nm) και τα πεδία διάχυσης είναι μεγαλύτερα. Αυτό φαίνεται καλύτερα στο Σχ.4.24γ όπου συγκρίνονται οι καμπύλες f για τις τρεις περιπτώσεις 2, 10 και 50nm αλλά με την ίδια διάρκεια θερμικού κύκλου. Ενώ η διασπορά των 50nm σχεδόν δεν επηρεάζεται από τον θερμικό κύκλο, η διασπορά των 10nm διαλυτοποιείται σε σχετικά μικρό ποσοστό χωρίς ιδιαίτερη επανακαθίζηση και αυτή των 2nm διαλυτοποιείται πλήρως ενώ ακολουθεί σημαντικό ποσοστό επανακαθίζησης.

Τα αποτελέσματα για την περίπτωση που η διασπορά είναι πολύ ευρεία (50nm) παρουσιάζονται στο Σχ.4.25. Εδώ για μικρής διάρκειας θερμικού κύκλου το ποσοστό διαλυτοποίησης είναι πολύ μικρό (Σχ.4.25α, Σχ.4.25β) ενώ η διαλυτοποίηση (και η επανακαθίζηση) είναι σημαντική μόνο για μεγάλη διάρκεια κύκλου της τάξης των δευτερολέπτων (Σχ.4.25γ).

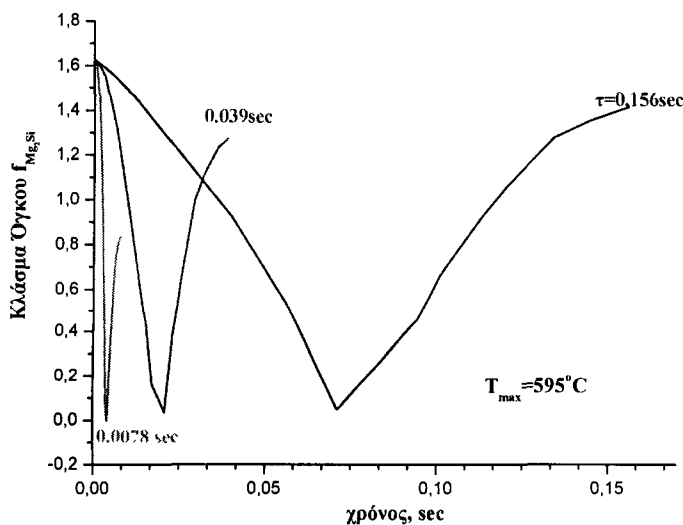
Ενώ τα παραπάνω αποτελέσματα δείχνουν την εξέλιξη του κλάσματος όγκου f της φάσης β κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου, τα συγκεντρωτικά αποτελέσματα με την τελική τιμή του f (εκφρασμένη ως f/f_{eq}) σε συνάρτηση με την διάρκεια του

θερμικού κύκλου δίδονται στο Σχ.4.26 για $T_{\max}=595^{\circ}\text{C}$ και στα Σχ.4.27, 4.28, 4.29 και 4.30 για $T_{\max}=575^{\circ}\text{C}$, 550°C , 500°C και 450°C αντίστοιχα.

Για συγκεκριμένη μέγιστη θερμοκρασία T_{\max} η γενική μορφή των σχημάτων αυτών δείχνει ότι το τελικό κλάσμα όγκου της φάσης β (στο τέλος του θερμικού κύκλου) αρχικά μειώνεται για μικρής διάρκειας κύκλους και στη συνέχεια αυξάνεται για τους κύκλους με μεγαλύτερη χρονική διάρκεια. Η ελάχιστη τιμή του f/f_{eq} μετατοπίζεται σε μεγαλύτερες διάρκειες κύκλου, καθώς το αρχικό μέγεθος της φάσης ισχυροποίησης αυξάνει από 2 έως 50nm. Όσον αφορά την επίδραση του T_{\max} το ελάχιστο f/f_{eq} μετατοπίζεται σε χαμηλότερες τιμές (μεγαλύτερο ποσοστό διαλυτοποίησης) με αύξηση της μέγιστης θερμοκρασίας.

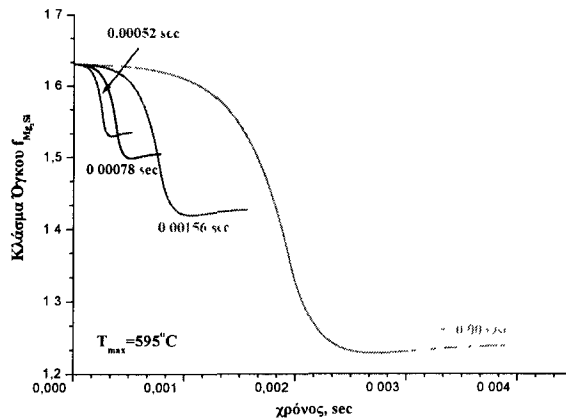


(α)

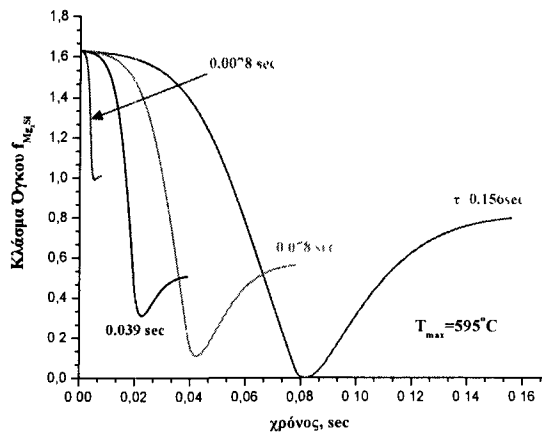


(β)

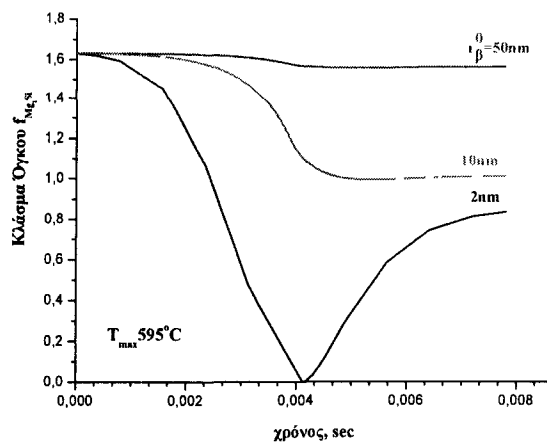
Σχήμα 4.23: Μεταβολή του κλάσματος όγκου f της φάσης β - Mg_2Si σε σχέση με τη διάρκεια του θερμικού κύκλου ($T_{\max}=595^{\circ}\text{C}$, $r_{\beta}=2\text{nm}$).



(α)

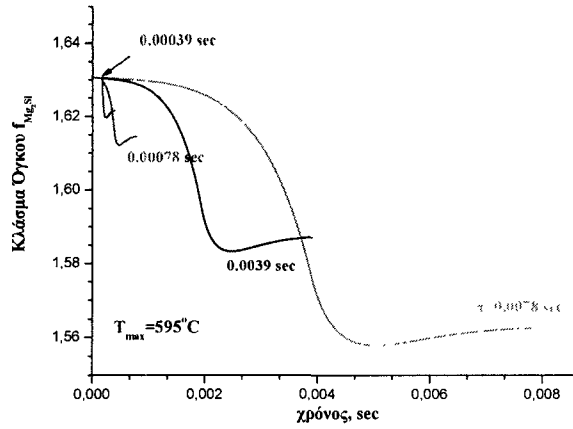


(β)

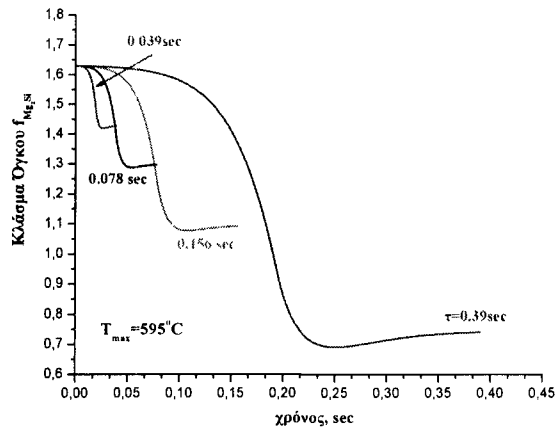


(γ)

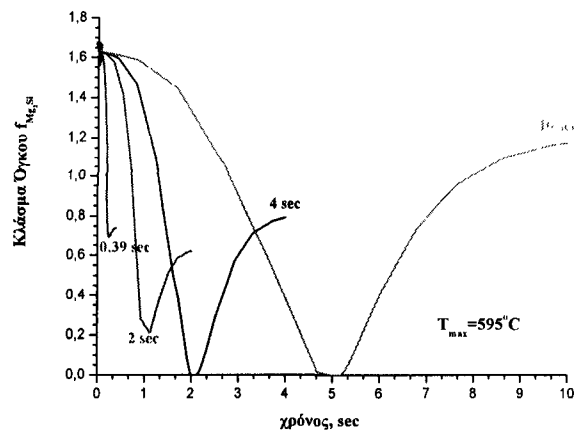
Σχήμα 4.24:(α),(β) Μεταβολή του κλάσματος όγκου f της φάσης β - Mg_2Si σε σχέση με τη διάρκεια του θερμικού κύκλου ($T_{max} = 595^\circ C$, $r_\beta = 10nm$). (γ) Μεταβολή του κλάσματος όγκου f της φάσης β - Mg_2Si σε σχέση με το αρχικό μέγεθος και για διάρκεια θερμικού κύκλου $\tau = 0,0078sec$.



(α)

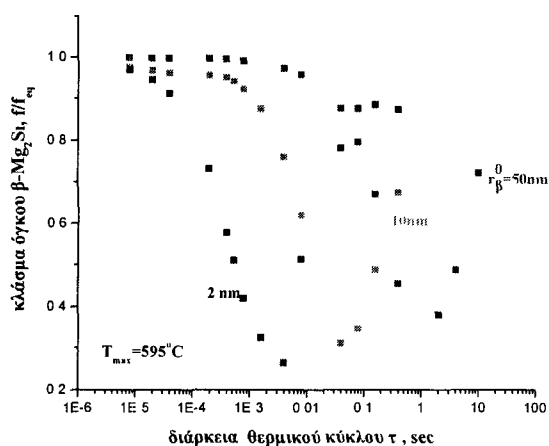


(β)

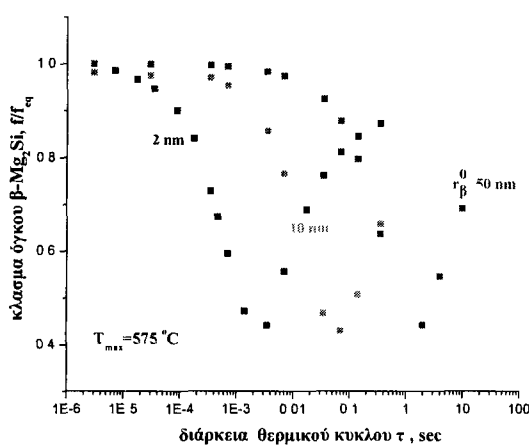


(γ)

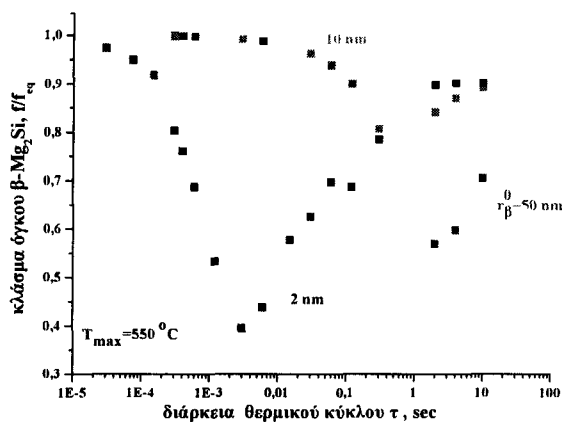
Σχήμα 4.25: Μεταβολή του κλάσματος όγκου f της φάσης β - Mg_2Si σε σχέση με τη διάρκεια του θερμικού κύκλου ($T_{max} = 595^\circ C$, $\tau_\beta = 50nm$).



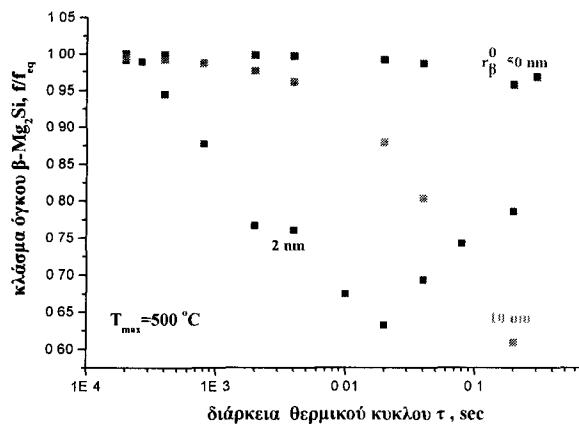
Σχήμα 4.26 Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β - Mg_2Si συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου τ και του αρχικού μεγέθους, σε $T_{max}=595^\circ C$.



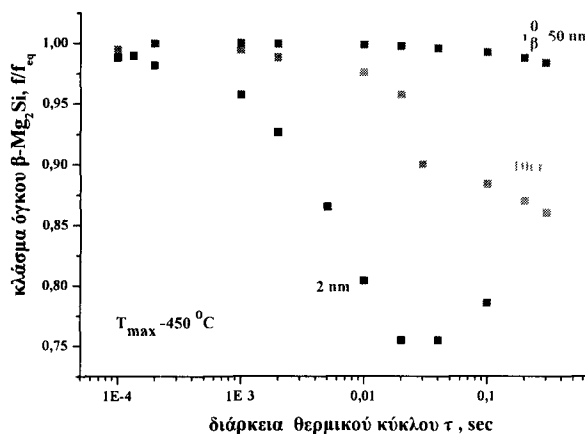
Σχήμα 4.27 Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β - Mg_2Si συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου τ και του αρχικού μεγέθους, σε $T_{max}=575^\circ C$.



Σχήμα 4.28 Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β - Mg_2Si συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου τ και του αρχικού μεγέθους, σε $T_{max}=550^\circ C$.



Σχήμα 4.29: Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β - Mg_2Si συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου τ και του αρχικού μεγέθους, σε $T_{max}=500^\circ C$.

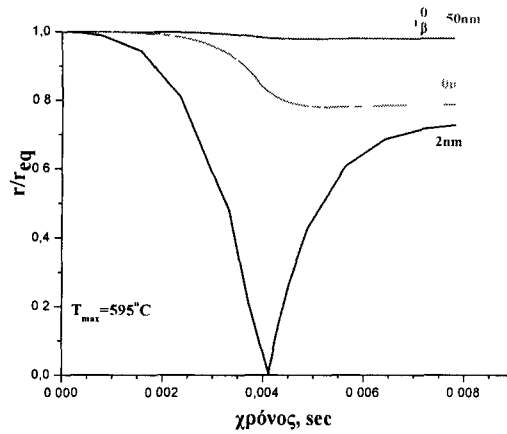


Σχήμα 4.30: Μεταβολή του κλάσματος όγκου της φάσης β - Mg_2Si συναρτήσει της διάρκειας του θερμικού κύκλου τ και του αρχικού μεγέθους, σε $T_{max}=450^\circ C$.

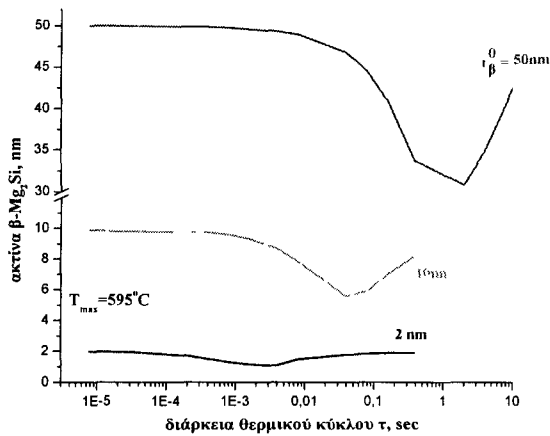
Η μεταβολή του μεγέθους r της φάσης β κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου παρουσιάζει παρόμοια χαρακτηριστικά με τη μεταβολή του f που παρουσιάστηκε παραπάνω. Ένα παράδειγμα φαίνεται στο Σχ.4.31 όπου για την ίδια διάρκεια κύκλου δίδεται η μεταβολή μεγέθους για $T_{max}=595^\circ C$ και για τις περιπτώσεις όπου η αρχική διασπορά είχε μέγεθος 2, 10 και 50nm. Παρατηρούμε και εδώ ότι η λεπτότερη διασπορά των 2nm παρουσιάζει εντονότερη μεταβολή κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου αφού υφίσταται πλήρη διαλυτοποίηση και επανακαθίζηση σε ποσοστό 75% μέσα σε 8msec.

Η τελική τιμή του μεγέθους της φάσης β δίδεται σε συνάρτηση με τη διάρκεια του θερμικού κύκλου στο Σχ. 4.32 για $T_{max} = 595^\circ C$. Παρατηρούμε ότι σε απόλυτες τιμές, η μεταβολή της τελικής τιμής του r με τη διάρκεια του θερμικού κύκλου για τη διασπορά των 2nm δεν είναι τόσο μεγάλη ώστε να έχει σημαντική επίδραση στη

σκληρότητα της ΘΕΖ. Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι η σκληρότητα της ΘΕΖ, στην περίπτωση της διαλυτοποίησης, εξαρτάται κυρίως από το f που μεταβάλλεται σημαντικά, όπως είδαμε παραπάνω.



Σχήμα 4.31: Μεταβολή του μεγέθους (r) της φάσης β - Mg_2Si σε σχέση με το αρχικό μέγεθος και για διάρκεια θερμικού κύκλου $\tau=0,0078\text{sec}$ ($T_{\text{max}}=595^\circ\text{C}$).



Σχήμα 4.32: Μεταβολή του μεγέθους (r) της φάσης β - Mg_2Si σε συνάρτηση με τη διάρκεια θερμικού κύκλου ($T_{\text{max}}=595^\circ\text{C}$).

4.6.4 Σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα

Για τη σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα η ΘΕΖ χωρίζεται σε δύο περιοχές (ΘΕΖ₁ και ΘΕΖ₂) ανάλογα με τη μέγιστη θερμοκρασία του θερμικού κύκλου. Η περιοχή ΘΕΖ₁ εκτείνεται από τη ζώνη τήξης έως το σημείο που η μέγιστη θερμοκρασία υπολογίζεται από το μοντέλο πεπερασμένων στοιχείων σε 400°C, ενώ η περιοχή ΘΕΖ₂ από το σημείο με μέγιστη θερμοκρασία 400°C έως το μέταλλο βάσης. Στην περιοχή ΘΕΖ₁ ο μετασχηματισμός που μελετάται είναι η διαλυτοποίηση ενώ στην περιοχή ΘΕΖ₂ είναι η διεύρυνση, σύμφωνα και με τα αναφερθέντα στην εισαγωγή του παρόντος Κεφαλαίου (Σχ. 4.1).

Για το κράμα 6061-T6 τα αποτελέσματα των μικροσκληρομετρήσεων παρουσιάστηκαν στο Σχήμα 2.24. Η συγκόλληση έγινε με τις εξής συνθήκες: ισχύς laser 4.5kW, ταχύτητα 4.5 m/min και εστιακή απόσταση -1mm. Στο Σχήμα 4.33 παρουσιάζεται η μεταβολή των παρακάτω μεγεθών σε συνάρτηση με τη θέση στη ΘΕΖ₁:

- Η σκληρότητα της ΘΕΖ₁ όπως μετρήθηκε από μικροσκληρομετρήσεις μετά τη συγκόλληση (Σχήμα 4.33α).
- Η μέγιστη θερμοκρασία του θερμικού κύκλου T_{max} καθώς και η διάρκεια του τ για τα σημεία όπου έγινε η μικροσκληρομέτρηση (Σχήμα 4.33β)
- Το κλάσμα όγκου της φάσης ισχυροποίησης β -Mg₂Si (f) (Σχήμα 4.33γ).
- Το μέγεθος της φάσης ισχυροποίησης r (Σχήμα 4.33δ).

Κατ' αρχήν παρατηρούμε ότι η συγκόλληση επέφερε μείωση στη σκληρότητα της ΘΕΖ₁ σε σχέση με την σκληρότητα του βασικού μετάλλου ($H_{BM}=118HV$). Συγκεκριμένα η σκληρότητα ξεκινά από 88HV στο όριο με τη ΘΕΖ₂ (σημείο F), πέφτει στην τιμή των 83HV στο σημείο B, ενώ αυξάνεται σε 85HV στη ζώνη τήξης (σημείο A). Η μέγιστη θερμοκρασία του θερμικού κύκλου αυξάνεται από 451°C στο σημείο F σε 595°C στο σημείο A. Οι αντίστοιχοι ρυθμοί θέρμανσης και ψύξης στα σημεία αυτά είναι $H_R=12000^\circ C/sec$, $H_c=8326^\circ C/sec$ για το σημείο F και $H_R=24375^\circ C/sec$, $H_c=17727^\circ C/sec$ για το σημείο A, ενώ η διάρκεια του θερμικού κύκλου είναι $\tau_F=0.01038sec$ και $\tau_A=0.019sec$. Με τα δεδομένα αυτά υπολογίζονται οι τιμές των f και r στα σημεία A και F αλλά και στα ενδιάμεσα σημεία B, C, D και E. Η μεταβολή τους δίδεται στα Σχ. 4.33γ και 4.33δ αντίστοιχα. Παρατηρούμε ότι το κλάσμα όγκου f μειώνεται από 1.4247% στο σημείο F σε 1.173% στο σημείο B, ενώ το r αυξάνεται σε 1.222% στο σημείο A (ζώνη τήξης). Αντίστοιχες είναι οι μεταβολές στο μέγεθος της φάσης ισχυροποίησης.

Η μεταβολή στη σκληρότητα ΔH λόγω διαλυτοποίησης της φάσης β σε σχέση με τη σκληρότητα στο βασικό μέταλλο είναι:

$$\frac{\Delta H}{H_{BM}} = \frac{f^{1/2}r^{1/2} - f_{BM}^{1/2}r_{BM}^{1/2}}{f_{BM}^{1/2}r_{BM}^{1/2}} + \frac{f^{1/2}r^{-1} - f_{BM}^{1/2}r_{BM}^{-1}}{f_{BM}^{1/2}r_{BM}^{-1}} = \frac{f^{1/2}r^{1/2}}{f_{BM}^{1/2}r_{BM}^{1/2}} + \frac{f^{1/2}r^{-1}}{f_{BM}^{1/2}r_{BM}^{-1}} - 2 \quad (4.16)$$

όπου $f_{BM}=1,63\%$ και $r_{BM}=2nm$ για την κατάσταση T6.

Η σκληρότητα για κάθε σημείο της ΘΕΖ₁ υπολογίζεται από τον τύπο:

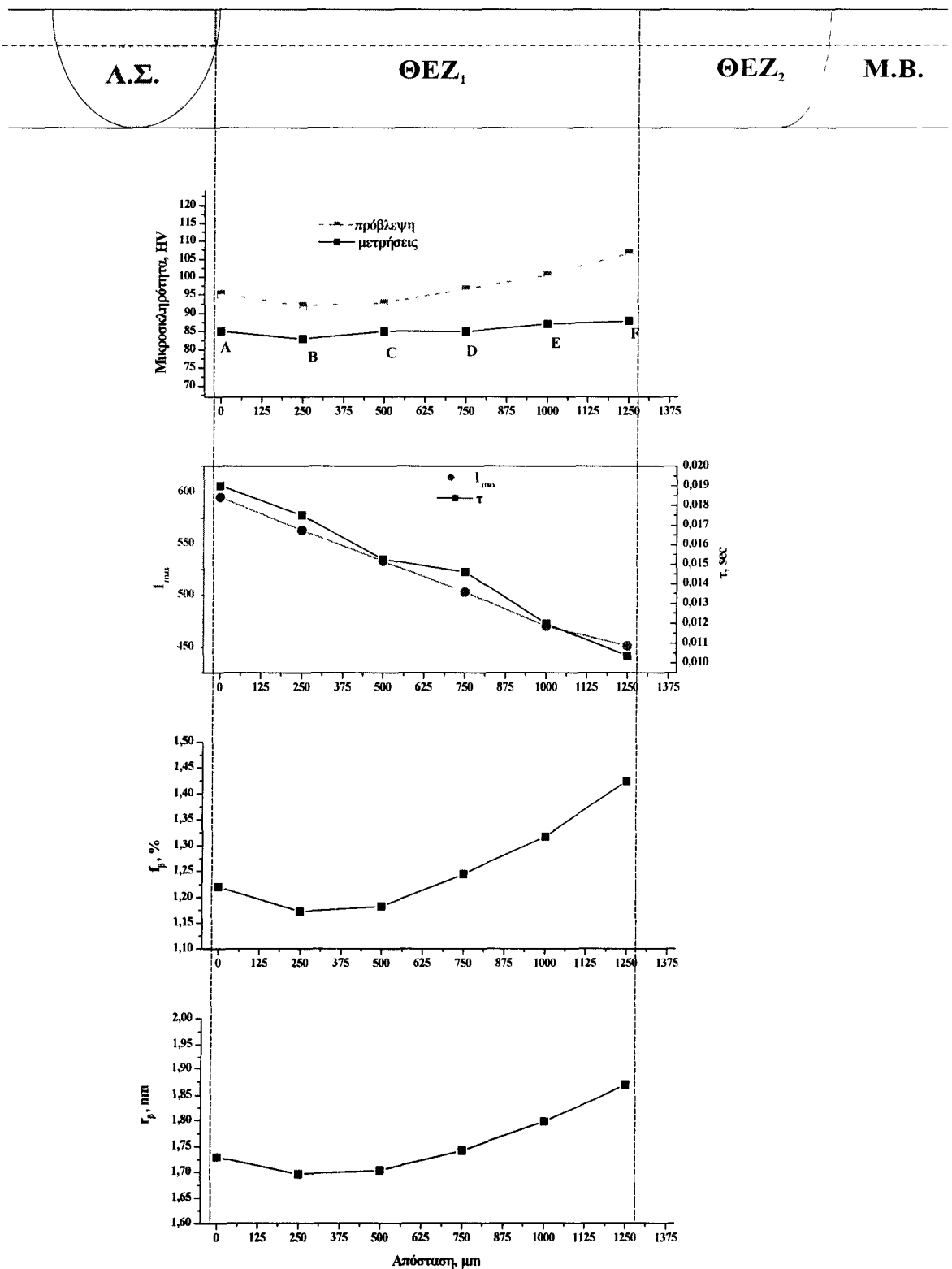
$$H = H_{BM} + \left(\frac{\Delta H}{H_{BM}} \right) H_{BM} \quad (4.17)$$

Οι τιμές της σκληρότητας όπως υπολογίστηκαν από την εφαρμογή των σχέσεων (4.16 και 4.17) μαζί με τις αντίστοιχες πειραματικές τιμές δίδονται στον Πίνακα 4.5.

Πίνακας 4.5: Σύγκριση πειραματικών τιμών σκληρότητας με θεωρητικές προβλέψεις για τα σημεία της ΘΕΖ₁.

Σημείο	f	r (nm)	Σκληρότητα από προσομοίωση (HV)	Σκληρότητα πειραματική (HV)
A	0.0122	1.725	95.3	85
B	0.01173	1.70	92	83
C	0.01183	1.7029	92.8	85
D	0.01245	1.7424	96.6	85
E	0.013175	1.7975	100.6	87
F	0.014247	1.8692	106.6	88

Το προβλεπόμενο profil σκληρότητας παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.33α. Η προσομοίωση υποεκτιμά τη μείωση της σκληρότητας στη ΘΕΖ₁ σε ποσοστό ~8-15%. Ο βασικότερος λόγος είναι ότι η προσομοίωση λαμβάνει υπόψη μόνο τη διαλυτοποίηση και δεν λαμβάνει υπόψη τη διεύρυνση της διασποράς στην περιοχή αυτή. Δεδομένων των παραδοχών που έγιναν, θεωρούμε ότι υπάρχει ικανοποιητική συμφωνία των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης με τα πειραματικά αποτελέσματα.



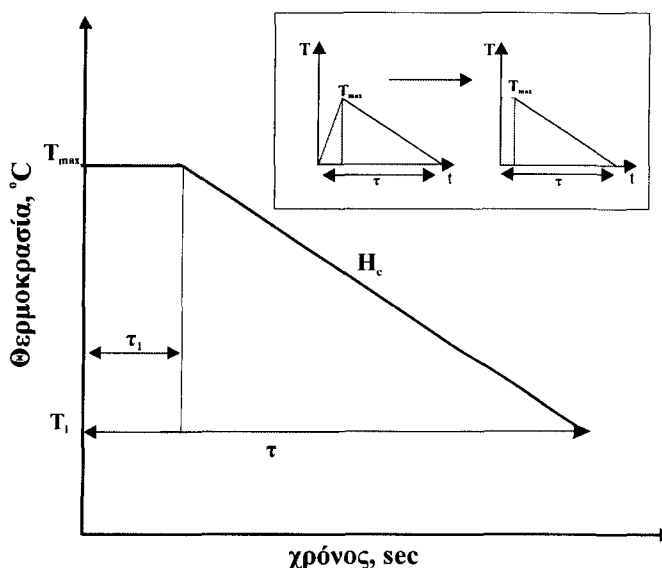
Σχήμα 4.33: Μεταβολή της μικροσκληρότητας, της μέγιστης θερμοκρασίας και της διάρκειας του θερμικού κύκλου και μεταβολή του κλάσματος όγκου και του μεγέθους της φάσης β με την απόσταση στη ΘEZ_1 .

4.7 Προσομοίωση της διεύρυνσης φάσεων ισχυροποίησης κατά τη συγκόλληση του κράματος 6061-T6.

Στην εισαγωγή του παρόντος Κεφαλαίου αναφέρθηκε ότι αφορμή για την πτώση της σκληρότητας στη ΘΕΖ του κράματος 6061-T6 είναι η δαλυτοποίηση καθώς και η διεύρυνση της φάσης ισχυροποίησης β -Mg₂Si. Αναφέρθηκε επίσης ότι τα δύο αυτά φαινόμενα μελετώνται σαν διακριτοί μετασχηματισμοί σε θερμοκρασιακές περιοχές που σημειώνονται στο Σχήμα 4.1. Στην παρούσα παράγραφο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των υπολογισμών της προσομοίωσης της διεύρυνσης.

4.7.1 Ο θερμικός κύκλος

Για τους υπολογισμούς της διεύρυνσης της φάσης ισχυροποίησης β -Mg₂Si ο θερμικός κύκλος που αναπτύσσεται σε κάθε σημείο της ΘΕΖ υπολογίζεται από τα πεπερασμένα στοιχεία. Τα χαρακτηριστικά του θερμικού κύκλου που χρησιμοποιήθηκαν στους υπολογισμούς φαίνονται στο Σχήμα 4.34. Το ισόθερμο τμήμα του θερμικού κύκλου (T_{max} , τ_i), θεωρούμε ότι ισοδυναμεί με το τμήμα της ανόδου ($T_i \rightarrow T_{max}$), αφού το εμβαδόν της καμπύλης στο τμήμα της ανόδου με το εμβαδόν της καμπύλης στην ισόθερμη περιοχή είναι ίσα (βλ. ένθετο στο Σχ. 4.34).



Σχήμα 4.34: Σχηματική παράσταση θερμικού κύκλου σε ένα σημείο στη ΘΕΖ της συγκόλλησης όπως χρησιμοποιήθηκε στην προσομοίωση της διεύρυνσης.

Πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις διεύρυνσης αρχικά για ισόθερμη κατεργασία σε χρόνους έως 2sec και με μέση ακτίνα σωματιδίων β φάσης 2, 5, 7.5 και 10nm σε θερμοκρασίες που δίδονται στον Πίνακα 4.6.

Πίνακας 4.6: Τιμές των παραμέτρων του θερμικού κύκλου που χρησιμοποιήθηκαν για τις ισόθερμες προσομοιώσεις

T [°C]	τ [sec]	\bar{r} [nm]
400	2	2, 5, 7.5, 10
350	2	2, 5, 7.5, 10
310	2	2, 5, 7.5, 10

Στη συνέχεια έγιναν προσομοιώσεις για παραμέτρους του θερμικού κύκλου που δίδονται στον πίνακα 4.7 και για μέση ακτίνα σωματιδίων 2nm.

Πίνακας 4.7: Τιμές των παραμέτρων του θερμικού κύκλου που χρησιμοποιήθηκαν προσομοίωση της διεύρυνσης.

T_{max} [°C]	H_c [°C/sec]	τ₁ [sec]	τ [sec]
416	10 ² -10 ⁴	0.01	0.2- 1
400	10 ² -10 ⁴	0.01	0.2- 1
393	10 ² -10 ⁴	0.01	0.2-1
380	10 ² -10 ⁴	0.01	0.2-1
350	10 ² -10 ⁴	0.01	0.2-1

4.7.2 Γεωμετρικό μοντέλο-Παραδοχές

Η κινούσα δύναμη για τη διεύρυνση είναι η μείωση της διεπιφανειακής ελεύθερης ενέργειας. Στο Σχήμα 4.35 φαίνονται οι καμπύλες ελεύθερης ενέργειας-σύστασης της φάσης α και της φάσεως β όταν η τελευταία ευρίσκεται υπό μορφή σφαιρικών σωματιδίων με ακτίνα r_1 και $r_2 < r_1$ [25]. Βλέπουμε ότι $G^\beta(r_2) > G^\beta(r_1) > G^\beta(\infty)$, δηλαδή η ελεύθερη ενέργεια της φάσεως β εξαρτάται από την ακτίνα καμπυλότητας των σωματιδίων της φάσεως αυτής λόγω της β επίδρασης Gibbs-Thomson. Άμεση συνέπεια είναι ότι η σύσταση της φάσεως α σε ισορροπία με τη φάση β εξαρτάται από την ακτίνα καμπυλότητας. Αυτό συμβαίνει διότι η κοινή εφαιπτομένη μεταξύ της καμπύλης α και των καμπυλών β (r_1) και β (r_2) ορίζει ένα διαφορετικό σημείο επαφής στη καμπύλη α το οποίο εξαρτάται από την ακτίνα καμπυλότητας. Η αύξηση της ελεύθερης ενέργειας της φάσης β, λόγω του ότι η β περικλείεται από μια επιφάνεια με καμπυλότητα r είναι:

$$\Delta G = \frac{2\gamma V_m}{r}, \quad (4.18)$$

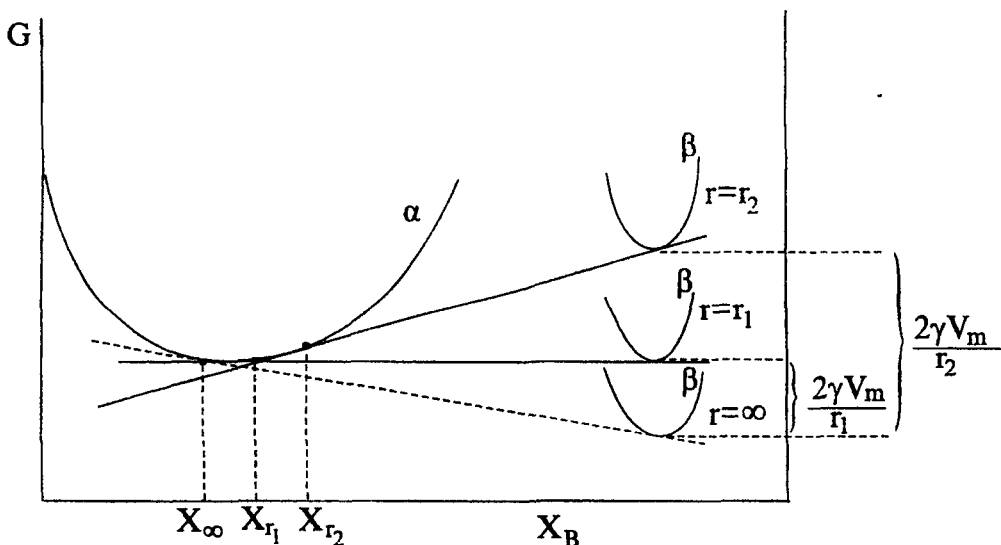
όπου γ είναι η επιφανειακή ενέργεια και V_m ο μοριακός όγκος της φάσης β. Η σύσταση X_r της φάσεως α σε ισορροπία με τη φάση β(r) είναι:

$$X_r = X_\infty \exp \frac{2\gamma V_m}{kTr}, \quad (4.19)$$

όπου X_∞ η σύσταση της φάσης α σε ισορροπία με τη φάση $\beta(\infty)$, δηλαδή με τη φάση β όταν το διαφανικό όριο είναι επίπεδο ($r = \infty$). Λόγω λοιπόν της επίδρασης Gibbs-Thomson δημιουργείται μια διαφορά συγκέντρωσης στη φάση α μεταξύ των δύο σωματιδίων r_1 και r_2 . Επειδή $X_{r_2} > X_{r_1}$, θα υπάρξει διάχυση συστατικού β από το μικρό σωματίδιο προς το μεγάλο διά μέσου της φάσεως α. Με τον τρόπο αυτό τα μικρά σωματίδια συρρικνώνονται και εξαφανίζονται ενώ τα μεγάλα σωματίδια αναπτύσσονται περισσότερο. Με το μηχανισμό αυτό εξελίσσεται η διεύρυνση της διασποράς της φάσεως β και η μέση ακτίνα \bar{r} της διασποράς αυξάνει με το χρόνο. Η μεταβολή της μέσης ακτίνας \bar{r} μιας διασποράς σωματιδίων μελετήθηκε από τους Lifshitz, Slyozon [97,98] και Wagner [99]. Η θεωρία τους, γνωστή ως θεωρία LSW, περιγράφει την κατανομή των ακτίνων των σωματιδίων μετά τη διεργασία της διεύρυνσης καθώς και την κινητική της διεύρυνσης. Η θεωρία LSW περιγράφει την κινητική της διεύρυνσης με την παρακάτω σχέση:

$$\bar{r}^3 - \bar{r}_0^3 = \frac{8D\gamma V_m X_\infty}{9kT} t, \quad (4.20)$$

όπου, \bar{r}_0 η μέση ακτίνα της διασποράς πριν τη διεύρυνση, και D_0 συντελεστής διάχυσης.



Σχήμα 4.35: Διάγραμμα ελεύθερης ενέργειας-σύστασης των φάσεων α και β, για διάφορες τιμές της ακτίνας καμπυλότητας της φάσεως β[25].

Το μοντέλο που είναι ενσωματωμένο στο DICTRA[100] και επιτρέπει τη προσομοίωση του φαινομένου της διεύρυνσης, βασίζεται στην παραδοχή ότι η διεύρυνση ενός συστήματος μπορεί να περιγραφεί εκτελώντας υπολογισμούς για ένα σφαιρικό σωματίδιο το οποίο έχει το μέγιστο μέγεθος της διασποράς πριν τη συγκόλληση και ευρίσκεται στο κέντρο ενός κελιού. Σύμφωνα με τη θεωρία LSW το

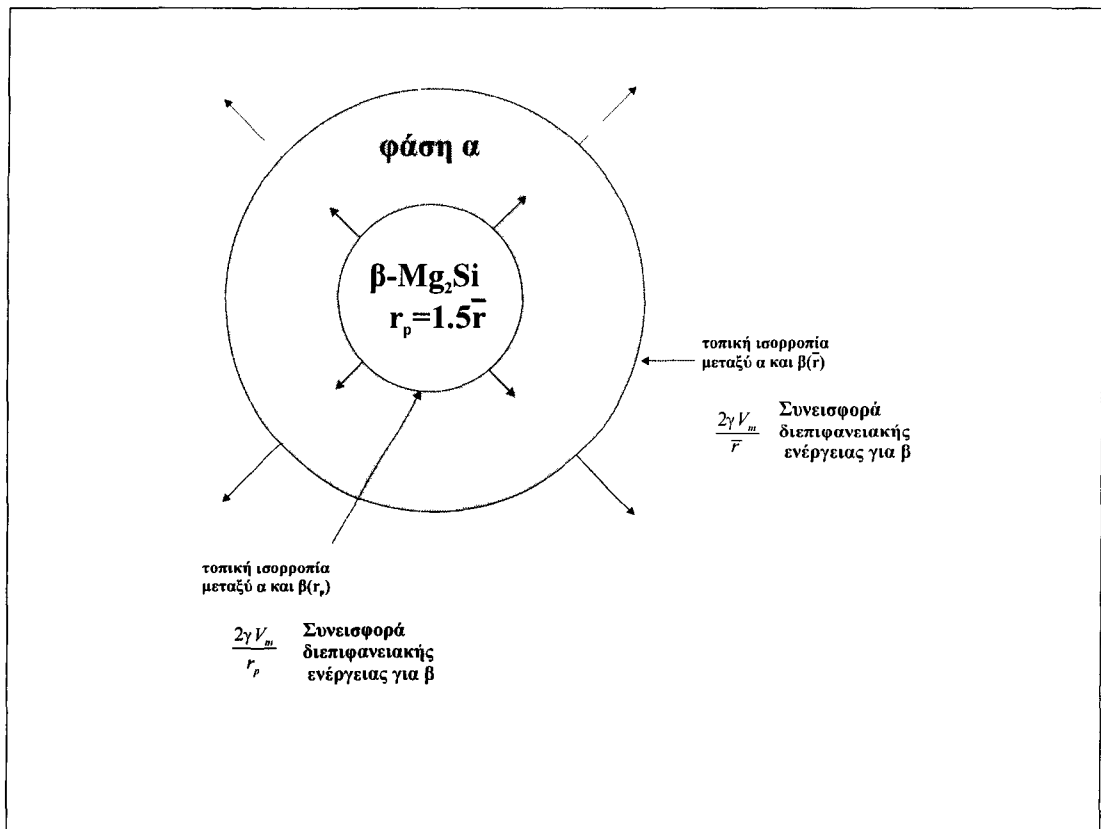
μέγιστο μέγεθος σωματιδίου είναι 1.5 φορά το μέσο μέγεθος. Στο DICTRA λαμβάνεται υπόψιν η πλήρης πολυσυστατική θερμοδυναμική συμπεριφορά καθώς και η πολυσυστατική διαχυτική επιρροή.

Στο μοντέλο η συνεισφορά από την διεπιφανειακή ενέργεια προστίθεται στην ελεύθερη ενέργεια Gibbs του σωματιδίου όπως χαρακτηριστικά φαίνεται στο Σχήμα 4.36.

$$\Delta G_m = \frac{2\gamma V_m}{r} \quad (4.21)$$

όπου γ διεπιφανειακή ενέργεια σε J/mm^2 , και V_m μοριακός όγκος στοιχείου αντικατάστασης σε m^3/mole .

Τοπικά στο διεπιφανειακό όριο γίνεται η παραδοχή ότι επικρατεί θερμοδυναμική ισορροπία. Η συνεισφορά της διεπιφανειακής ενέργειας προστίθεται επίσης στην ενέργεια Gibbs του σωματιδίου με το μέσο μέγεθος στο σύνορο του κελλιού. Η συνεισφορά της διεπιφανειακής ενέργειας είναι μικρότερη για το σωματίδιο με το μέγιστο μέγεθος r_p σε σχέση με τα σωματίδια μέσου μεγέθους \bar{r} . Επομένως σύμφωνα με τη συζήτηση που προηγήθηκε θα υπάρξει διάχυση προς το σωματίδιο του μέγιστου μεγέθους το οποίο θα αναπτυχθεί. Για τη διατήρηση της αρχικής σύστασης το μέγεθος του κελιού θα αυξηθεί ανάλογα.



Σχήμα 4.36: Γεωμετρικό μοντέλο διεύρυνσης (coarsening)

Τα δεδομένα για το σύστημα Al-Mg-Si που χρησιμοποιήθηκαν στους υπολογισμούς

είναι: $M_{\text{Mg}_2\text{Si}} : 76.7 \text{ g mol}^{-1}$, $\rho_{\text{Mg}_2\text{Si}} : 2.0 \text{ g cm}^{-3}$, $\gamma : 0.5 \text{ J m}^{-2}$ [7] και $r_0 : 2 \text{ nm}$
 Για δεδομένο κλάσμα όγκου της φάσης $\beta (f_\beta)$ η σχέση των ακτίνων των περιοχών α και β δίδεται από την παρακάτω σχέση υποθέτοντας ότι η διεπιφάνεια μεταξύ των δύο φάσεων έχει μοναδιαίο εμβαδόν:

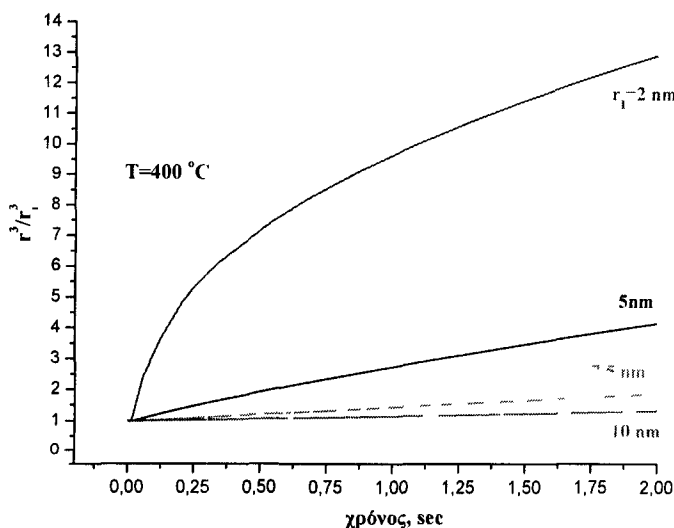
$$r_a = \left(\frac{1}{f_\beta^{1/3}} - 1 \right) r_\beta \quad (4.22)$$

4.7.3 Αποτελέσματα προσομοιώσεων διεύρυνσης

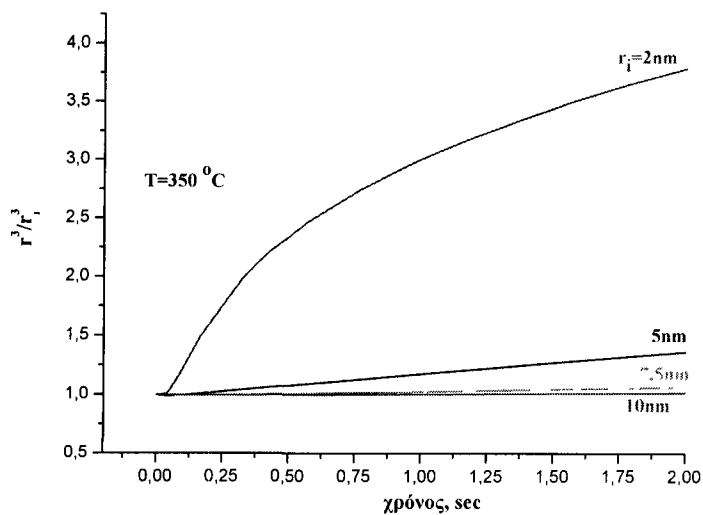
4.7.3.1 Ισόθερμες Προσομοιώσεις

Η μεταβολή της ακτίνας (r^3/r_1^3) δίδεται στο Σχήμα 4.37 για $T=400^\circ\text{C}$ (4.37a), $T=350^\circ\text{C}$ (4.37β), $T=310^\circ\text{C}$ (4.37γ). Παρατηρούμε ότι σε μεγάλο βαθμό η διεύρυνση ακολουθεί την κινητική LSW δηλαδή $r^3 = kt$ της σχέσης (4.20).

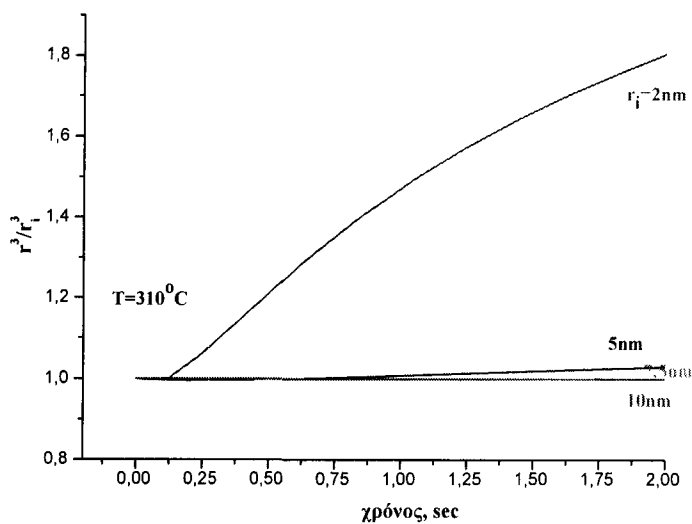
Η μεταβολή της ακτίνας r της φάσης $\beta\text{-Mg}_2\text{Si}$ σε σχέση με τη θερμοκρασία, και το αρχικό μέγεθος r_1 , για χρόνο θέρμανσης 2sec παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.38.



(α)

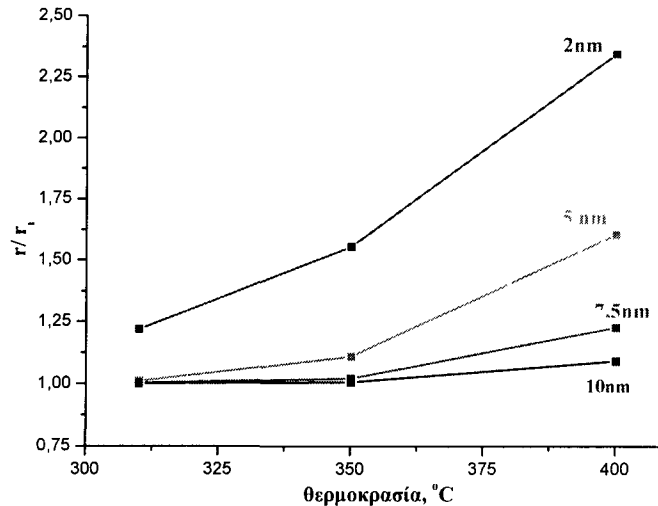


(β)



(γ)

Σχήμα 4.37: Μεταβολή της ακτίνας της φάσης β -Mg₂Si σε σχέση με τη διάρκεια της θέρμανσης, και το αρχικό μέγεθος r_1 .



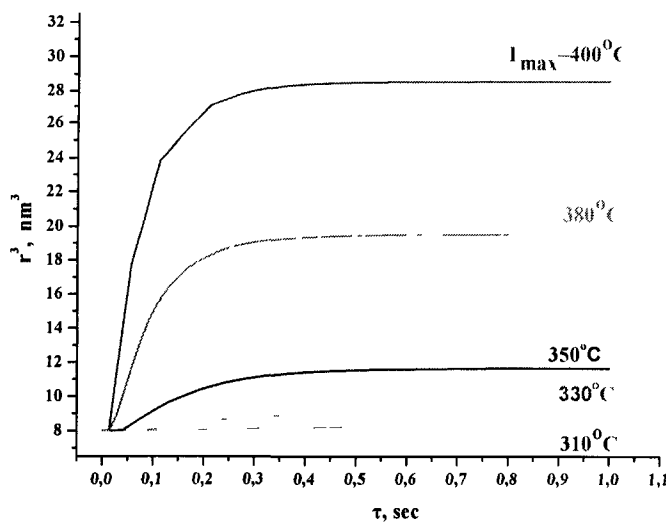
Σχήμα 4.38: Μεταβολή της ακτίνας της φάσης β - Mg_2Si σε σχέση με τη θερμοκρασία, και το αρχικό μέγεθος r_0 , για χρόνο θέρμανσης 2sec.

Από τη μελέτη των παραπάνω σχημάτων προκύπτουν τα παρακάτω:

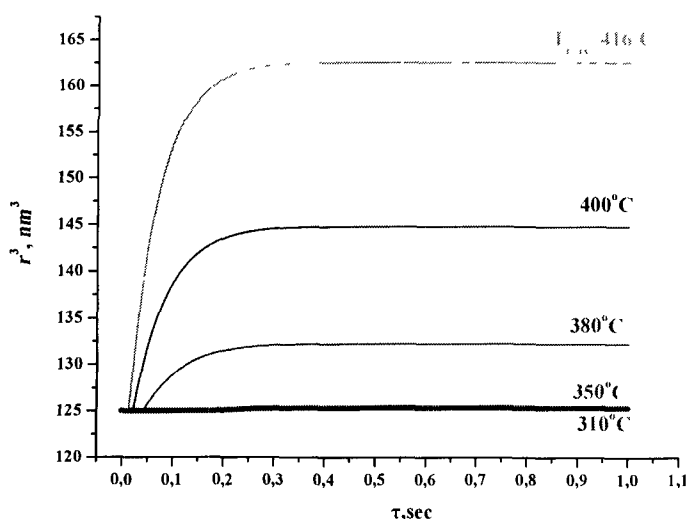
- Η διεύρυνση είναι ταχύτερη σε υψηλότερες θερμοκρασίες.
- Η πιο λεπτομερής διασπορά διευρύνεται ταχύτερα
- Η θεωρία LSW $r^3 = kt$ ισχύει μετά από κάποιο χρόνο για τη διασπορά 2 nm.

4.7.3.2 Προσομοιώσεις με θερμικό κύκλο

Τα αποτελέσματα από αυτή τη σειρά των προσομοιώσεων οι οποίες εκτελέστηκαν με βάση τις παραμέτρους που παρουσιάστηκαν στον Πίνακα 4.6 για τον θερμικό κύκλο του Σχήματος 4.34 φαίνονται στα Σχήματα 4.39 και 4.40 για αρχικό μέγεθος β φάσης 2 και 5 nm αντίστοιχα.



Σχήμα 4.39: Μεταβολή r^3 φάσης β - Mg_2Si σε σχέση με τη μέγιστη θερμοκρασία και τη διάρκεια του θερμικού κύκλου ($r_0=2nm$)



Σχήμα 4.40: Μεταβολή r^3 φάσης β - Mg_2Si σε σχέση με τη μέγιστη θερμοκρασία και τη διάρκεια του θερμικού κύκλου ($r_0=5nm$)

Παρατηρούμε ότι η διεύρυνση ενεργοποιείται σε μικρής διάρκειας θερμικούς κύκλους και φτάνει σε κορεσμό, όπου το μέγεθος αυξάνεται πολύ αργά. Η διασπορά με αρχικό μέγεθος 2 nm διευρύνεται ταχύτερα από τη διασπορά με αρχικό μέγεθος 5nm.

4.7.4 Σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα

Για τη σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα η ΘΕΖ όπως προαναφέρθηκε χωρίζεται σε δύο περιοχές (ΘΕΖ₁ και ΘΕΖ₂) ανάλογα με τη μέγιστη θερμοκρασία του θερμικού κύκλου. Η περιοχή ΘΕΖ₂ που μελετάται στην παρούσα παράγραφο εκτείνεται από το σημείο με μέγιστη θερμοκρασία 400°C έως το μέταλλο βάσης.

Για το κράμα 6061-T6 τα αποτελέσματα των μικροσκληρομετρήσεων παρουσιάστηκαν στο Σχήμα 2.26. Η συγκόλληση έγινε με τις εξής συνθήκες: ισχύς laser 4.5kW, ταχύτητα 4.5 m/min και εστιακή απόσταση -1mm. Στο Σχήμα 4.41 παρουσιάζεται η μεταβολή των παρακάτω μεγεθών σε συνάρτηση με τη θέση στη ΘΕΖ:

- Η σκληρότητα της ΘΕΖ όπως μετρήθηκε από μικροσκληρομετρήσεις μετά τη συγκόλληση (πλήρης γραμμή στο Σχήμα 4.41α).
- Η μέγιστη θερμοκρασία του θερμικού κύκλου T_{max} για τα σημεία όπου έγινε η μικροσκληρομέτρηση (Σχήμα 4.41β).
- Το μέγεθος της φάσης ισχυροποίησης r (Σχήμα 4.41γ).

Όπως φαίνεται από το Σχ. 4.41α η σκληρότητα στη ΘΕΖ₂ πέφτει από την τιμή 118HV στο μέταλλο βάσης σε 88HV στο σύνορο με την ΘΕΖ₁ (σημείο Α). Την ίδια στιγμή το μέγεθος της φάσης β , όπως υπολογίστηκε από τις προσομοιώσεις για τα σημεία Α,Β,С, D, E και F αυξάνει από 2 σε 3.22nm. Θεωρώντας ότι κατά τη διεύρυνση ενεργοποιείται μόνον ο μηχανισμός ισχυροποίησης κατά Orowan, (σκληρυνση ανάλογη του $r^{1/2}$ r^{-1}) μπορούμε να υπολογίσουμε την σκληρότητα στη ΘΕΖ₂ κάνοντας την υπόθεση ότι η πτώση της σκληρότητας στη ΘΕΖ₂ οφείλεται

αποκλειστικά στη διεύρυνση. Εφόσον το κλάσμα όγκου κατά τη διεύρυνση είναι σταθερό, η σκληρότητα σε κάποιο σημείο της $\Theta E Z_2$ ευρίσκεται από τη σχέση:

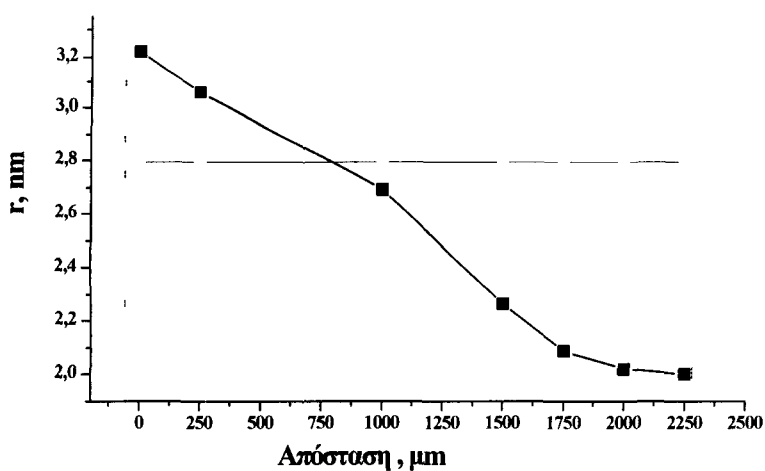
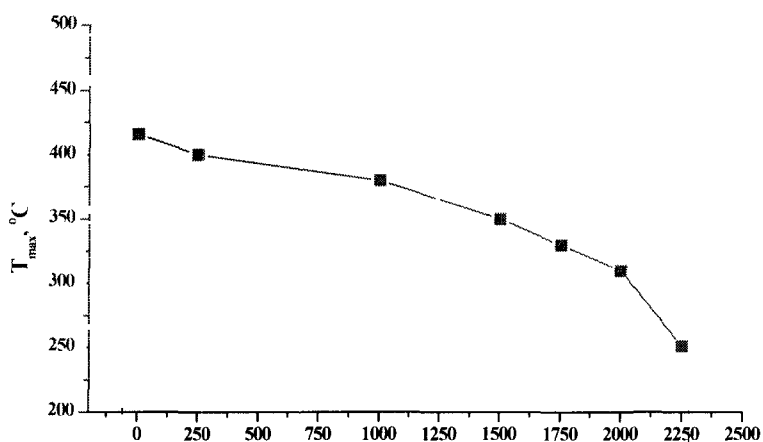
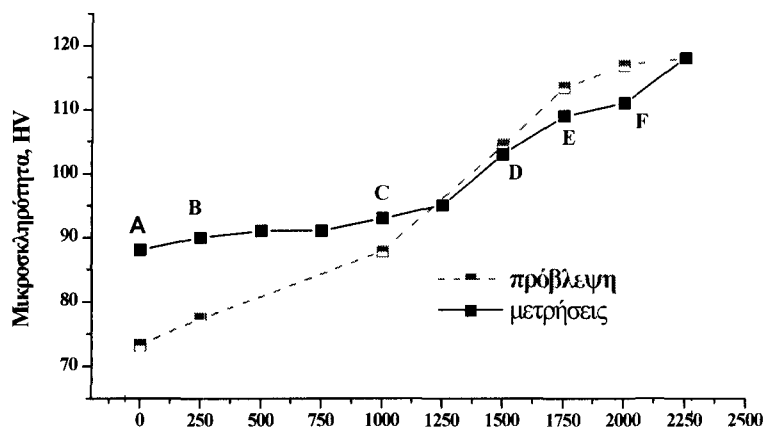
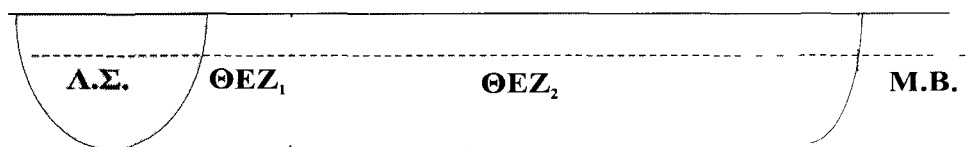
$$H = \frac{H_B r_B}{r} \quad (4.23)$$

όπου H_B και r_B είναι η σκληρότητα και το μέγεθος της φάσης β στο βασικό μέταλλο αντίστοιχα. Οι τιμές της σκληρότητας για τα σημεία της $\Theta E Z_2$ φαίνονται στον Πίνακα 4.8.

Πίνακας 4.8: Σύγκριση πειραματικών τιμών σκληρότητας με θεωρητικές προβλέψεις για τα σημεία της $\Theta E Z_2$.

Σημείο	Μέγιστη Θερμοκρασία (°C)	Μέγεθος φάσης β (nm)	Σκληρότητα από προσομοίωση (HV)	Σκληρότητα πειραματική (HV)
A	416	3.22	73.3	88
B	400	3.05	77.3	90
C	380	2.69	87.7	93
D	350	2.26	104.4	103
E	330	2.08	113.4	109
F	310	2.02	116.8	111

Το προφίλ σκληρότητας που υπολογίστηκε από τις προσομοιώσεις φαίνεται με την διακεκομμένη γραμμή στο Σχ.4.41α . Δεδομένων των παραδοχών που έγιναν, η σύγκριση με τις πειραματικές τιμές σκληρότητας είναι ικανοποιητική.



Σχήμα 4.41: Μεταβολή της μικροσκληρότητας, της μέγιστης θερμοκρασίας και της διάρκειας του θερμικού κύκλου και μεταβολή του μεγέθους της φάσης β με την απόσταση στη ΘΕΖ₂.

5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Το βασικότερο συμπέρασμα της διατριβής είναι ότι είναι δυνατόν με την εφαρμογή της υπολογιστικής θερμοδυναμικής / κινητικής κραμάτων, να πραγματοποιηθεί μία σχετικά ακριβής προσομοίωση της διαμόρφωσης της δομής στην ΘΕΖ των συγκολλήσεων laser. Αυτό στην πράξη σημαίνει ότι για δεδομένες συνθήκες συγκόλλησης, είναι δυνατό να γίνει μία ικανοποιητική πρόβλεψη για το προφίλ σκληρότητας στη ΘΕΖ. Το αποτέλεσμα αυτό έχει ιδιαίτερα μεγάλη σημασία γιατί ανοίγει το δρόμο για τον ουσιαστικό έλεγχο και σχεδιασμό των συγκολλήσεων laser στα κράματα αλουμινίου και την επακόλουθη διεύρυνση των εφαρμογών της συγκόλλησης στις ελαφρές κατασκευές, κυρίως της αεροπορικής βιομηχανίας και της αυτοκινητοβιομηχανίας.

Επίσης είναι σημαντικό το γεγονός ότι η προσομοίωση του μετασχηματισμού της καθίζησης, διαλυτοποίησης και διεύρυνσης της φάσης ισχυροποίησης πραγματοποιήθηκε κάτω από τις εξής συνθήκες:

- Πολύ μικρές διαστάσεις της ΘΕΖ (2-3mm).
- Διάρκεια θερμικού κύκλου κάτω από 1 sec.
- Υψηλοί ρυθμοί θέρμανσης και ψύξης (10^4 - 10^5 °C/sec).

Τα επιμέρους συμπεράσματα, τα οποία προέκυψαν από την πειραματική διαδικασία και τις προσομοιώσεις είναι τα εξής:

1. Πραγματοποιήθηκαν επιτυχείς συγκολλήσεις τύπου bead-on-plate πλήρους διείδυσης για ένα ευρύ φάσμα τιμών του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας (heat input) σε ελάσματα των κραμάτων 6063, 6061 και 6013, πάχους 1.6mm. Προσδιορίστηκαν συνθήκες για ελαχιστοποίηση των σφαλμάτων συγκόλλησης (weld defects).
2. Η αύξηση του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας προκαλεί αύξηση της διείδυσης συγκόλλησης και του πλάτους της ραφής. Σε πολύ υψηλές τιμές του ρυθμού πρόσδοσης θερμότητας, η πλήρης διείδυση συνοδεύεται από φαινόμενα υποκοπής (undercutting) και αύξηση του πορώδους (porosity).
3. Κατά τη συγκόλληση των κραμάτων στην κατάσταση -0, π.χ. το 6061-0 παρατηρείται αύξηση της σκληρότητας της ΘΕΖ σε σχέση με το βασικό μέταλλο. Αντίθετα κατά τη συγκόλληση των κραμάτων στην κατάσταση T6, π.χ. το 6061-T6, παρατηρείται μείωση της σκληρότητας της ΘΕΖ σε σχέση με το βασικό μέταλλο. Οι αλλαγές αυτές οφείλονται στη διαμόρφωση της μικροδομής της ΘΕΖ, λόγω διαλυτοποίησης, διεύρυνσης και επανακαθίζησης, από το θερμικό κύκλο της συγκόλλησης.
4. Ο θερμικός κύκλος προσδιορίστηκε ως συνάρτηση των συνθηκών συγκόλλησης, στα σημεία της ΘΕΖ με την εφαρμογή της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων.
5. Πραγματοποιήθηκε προσομοίωση της αύξησης σκληρότητας της ΘΕΖ στο κράμα 6061-0 με την εφαρμογή της υπολογιστικής θερμοδυναμικής / κινητικής για τον υπολογισμό της καθίζησης της φάσης ισχυροποίησης κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου της συγκόλλησης. Η σύγκριση με το πειραματικό προφίλ σκληρότητας ήταν ικανοποιητική.

Πραγματοποιήθηκε προσομοίωση της μείωσης της σκληρότητας της ΘΕΖ στο κράμα 6061-T6, με την εφαρμογή της υπολογιστικής θερμοδυναμικής / κινητικής για τον υπολογισμό της διαλυτοποίησης, επανακαθίζησης και διεύρυνσης της φάσης ισχυροποίησης κατά την διάρκεια του θερμικού κύκλου της συγκόλλησης. Και στην περίπτωση αυτή η σύγκριση με το πειραματικό προφίλ σκληρότητας ήταν ικανοποιητική.

6. ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ

Από την πειραματική μελέτη και την προσομοίωση της μικροδομής της ΘΕΖ στις συγκολλήσεις κραμάτων αλουμινίου προέκυψαν πολλά ερωτήματα, τα οποία μπορούν να αποτελέσουν αντικείμενο περαιτέρω έρευνας. Τα κυριότερα από αυτά είναι:

- Εφαρμογή της μεθοδολογίας σε κράματα των σειρών 2000 και 7000 δεδομένου ότι υπάρχει μεγάλο ενδιαφέρον από τις αεροπορικές βιομηχανίες για την εισαγωγή των συγκολλήσεων των θερμικά κατεργάσιμων κραμάτων αλουμινίου, στην κατασκευή των αεροσκαφών.
- Σύζευξη των προσομοιώσεων διαμόρφωσης μικροδομής με μοντέλα ισχυροποίησης με στόχο την ακριβέστερη πρόβλεψη της αντοχής των συγκολλήσεων. Συγκεκριμένα προτείνεται η ανάπτυξη μοντέλου που θα υπολογίζει τη μεταβολή της διασποράς της φάσης ισχυροποίησης κατά τη διάρκεια του θερμικού κύκλου.
- Πραγματοποίηση πειραμάτων και εφαρμογή της μεθοδολογίας σε συγκολλήσεις συμβολής αλλά και σε αυχενικές συγκολλήσεις δεδομένου ότι τα αποτελέσματα της διατριβής αφορούσαν συγκολλήσεις bead-on-plate.
- Σύζευξη των προσομοιώσεων των μετασχηματισμών φάσεων με μοντέλα υπολογισμού των παραμενουσών τάσεων και παραμορφώσεων των συγκολλήσεων.
- Προσομοίωση των μετασχηματισμών φάσεων που συμβαίνουν στη λίμνη συγκόλλησης κατά τη στερεοποίηση και πρόβλεψη της αντίστοιχης μεταβολής σκληρότητας.

7.ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. I. J. Polmear, Light Alloys, 1981, Arnold Publishers, London.
2. Aluminum & Aluminum Alloys, Specialty Handbook, 1993,ASM International, Materials Park, Ohio.
3. J. C. Ion, Science and Technology of Welding and Joining, Vol.5, 2000, p.p. 265-276.
4. N. C. Sekhar, B. Bjorneklett, Science and Technology of Welding and Joining, Vol.7, 2002, p.p. 19-25.
5. T.A.Barnes, I.R.Pashby, Journal of Materials Processing Technology, Vol.99, 2000, p.p.62-71.
6. T. Anderson, The American Welder, November 2000, p.p. 1-3.
7. O. Grong, Metallurgical Modeling of Welding, 1997,The Institute of Materials, 2nd ed., Cambridge, U.K.
8. W. M. Steen, Laser Materials Processing, Springer-Verlang, London 1991.
9. Handbook of the Eurolaser Academy, ed: D. Schuocker, Chapman& Hall, Cambridge,1998.
10. J.S. Kim, T.Watanable and Y. Yoshida, Journal of Materials Science Letters, 14, 1995, p.p. 1624-1626.
11. G. Arie, C.L.M.Ireland, I.M.Norris, C.N.D.Peters, T.M.Weedon, 5th International Conference on Welding and Melting by Electron and Laser Beams, 1993 , p.p. 113-120.
12. W.Kalita, J. Hoffman and Z. Mucha, Welding International, 10, (4), 1996, p.p. 257-261.
13. M.F.Lee, J.C. Huang and N.J.Ho, Journal of Materials Science, 31, 1996, p.p. 1455-1468.
14. K.H.Hou and W.A. Baeslack, Journal of Materials Science Letters, 15, 1996, p.p.208-213.
15. W. M. Steen, Laser Welding Applications. Eurolaser Academy, University of Liverpool, February 1997.
16. D. Radaj Mathematical Modeling of Weld Phenomena , TIM, ISBN 0901716634 editor: H.Cerjak,p.250,1995.
17. I.R.Whitaker and D.G.McCartney, Scripta Metallurgica et Materialia, Vol.31, No.12, 1994, p.p. 1717-1722.
18. P.A. Hilton, Optical and Quantum Electronics, 27, 1995, p.p. 1127-1147
19. I.A. Jones and S.T.Riches, The TWI Journal, Volume 4, No 3, 1995, p.p. 388-426.
20. M. Yoshikawa, T. Kurosawa, K. Nakata, S.Kimura and S. Aoki, Weding International, 9, (1), 1995, p.p. 5-12.
21. ΓΓΕΤ,ΕΠΙΕΤ II-170, Κατεργασίες Βιομηχανικών Υλικών με laser, LASER MAT, Τελική έκθεση, 1999.
22. ΓΓΕΤ, ΠΑΒΕ 97ΒΕ274, Ανάπτυξη και Εφαρμογή Συγκολλήσεων laser σε τμήματα κινητήρων αρμάτων, Τελική έκθεση, 2000.
23. Μ.Α. Vlachogiannis, Α.Δ.Ζερβάκι, Γ.Ν.Ηαιδεμενοπουλος, Τεχνικά Χρονικά, Επιστ. Εκδ. ΤΕΕ, V, 1-2,1998, p.p.63-74.
24. COST 507, Measurement and data evaluation of thermomechanical and thermophysical properties to provide a data base for the development of new light alloys, Annual Report, 1992.
25. Γ. Ν. Χαϊδεμενόπουλος, Φυσική Μεταλλουργία-Θεμελιώδεις αρχές, 2000, Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Θεσσαλίας, Βόλος.

26. B. Sudman, B. Jonsson and J.O.-Andersson, CALPHAD, 1985, vol. 9, p.153
27. J. Agren, I.S.I.J. Inter.,1992, vol32,p.291.
28. A. Engstrom, L. Hogle and J.Agren, Metall. Mater. Trans. A, 1994, vol. 25A, p.1127.
29. H.R.Schercliff, M.F.Ashby, Acta metallurgica et materialia, Vol.38, No.10, 1990, p.p. 1789-1802.
30. H.R.Schercliff, M.F.Ashby, Acta metallurgica et materialia, Vol.38, No.10, 1990, p.p. 1808-1812.
31. O.R.Myhr, F. Grong, Acta metallurgica et materialia_ Vol.39, No.11, 1991, p.p. 2693-2702.
32. O.R.Myhr, F. Grong, Acta metallurgica et materialia,Vol.39, No.11, 1991, p.p. 2703-2708.
33. ABAQUS, Hibbitt, Karlsson & Sorensen Inc., Pawtucket, RI.
34. J. Singh, Journal of Materials Science, 29 (1994), p.p. 5232-5258.
35. L.C.Mollory, Laser Materials Processing III, TMS ,1989.
36. I.A.Jones and S.T.Riches, The TWI Journal, Vol 4.,No 3,1995 ,p.p 388-426.
37. S. Katayama ,C.D. Lundin, J.C. Danko T.D. Mckay: Laser Weldability of Aluminum Alloys in Recent Trends in Welding Science and Technology edited by S.A.David & J.M.Vitela ,1990 p.p. 687-691.
38. S. Katayama, C.D.Lundin,Welding in the World, Vol.29 ,No.8 ,1991 p.p 349-360.
39. B.Thorstensen, J. Mazumder, Proc. 4th Int. Conf. Lasers in Manufacturing , May 1987,p.p. 203-210.
40. G. Ricciardi, M. Cantelo and F.G.Michelletti, Robotics and Computer Integrated Manufacturing Vol.4, No.1 / 2 , 1988,p.p.225-231.
41. M.Kutsuna, J.Suzuki, S.Kimura, S.Sugiyama , M.Yunki and H.Yamaoka, Welding in the world,Vol.31,No.2, 1993 ,p.p 126-135.
42. K.Behler, E.Beyer ,R.Schafer, SPIE Vol.1020 ,1988, p.p 164-169.
43. K.Behler, E.Beyer ,R.Schafer, Conference Proceedings, Laser Materials Processing, Springer-Verlang ,1988,p.p 249-258.
44. J. Rapp, C. Glumann, F. Dausinger, H. Hugel, Optical and Quantum Electronics , 27, 1995, p.p.1203-1211.
45. H.Yamaoka, M.Yuki, T.Murayama, K.Tsuchiya, T.Irisawa, Welding International Vol.6(10) 1992, p.p 766-773.
46. Dudas J.H., Collins F.R. Welding Journal ,Vol.45,1966 p.p.3-15.
47. C.A. Binroth, T.C.Zuo and S. Sepold: CO₂ -laser welding with filler material of high strength aluminum alloys, Proceedings of the Second International Conference, Power and Beam Technology ,1990,p.p.119-127.
48. L.A.Guitterez ,G.Neye, E.Zschech, Welding Journal, April 1996,p.p115s-121s.
49. A. Hirose, H. Todaka and K. Kobayashi, Metallurgical and Materials Transactions A, Vol. 28A,1997, p.p 2657-2662.
50. H.Hugel and F.Dausinger, Interaction Phenomena, Handbook of the Eurolaser Academy, 1998, ed. D. Schuoker, vol.2, Chapman and Hall, London.
51. E.A.Metzbower, Power Beam Processing :Electron, Laser, Plasma Arc ed.ASM,1988, p.p.141-147.
52. R.C.Crafer, Applied Laser Tooling,Publisher: Martinus Nijhoff Publishers 1987 p.p. 115-130.
53. A.F.A. Hoalday, M.Rappaz and M. Zimmermann, Metallurgical Transactions B, Vol. 22B, 1991, p.p.101-109.

54. H.S.Carlsaw and J.C.Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, 1959, 2nd ed., Oxford University Press, London.
55. ASM Handbook, Vol. 6, *Welding, Brazing and Soldering*, 1997, p.p.262-266.
56. G.M.Oreper and J.Szekely, *J. Fluid Mechanics*,1984, vol.147, p.p.53-79.
57. R.W. Lewis and K. Morgan, *The Finite Element Method in Heat Transfer Analysis*,1996, John Wiley and sons Ltd,England.
58. K.H.Huebner and E.A.Thornton, *The Finite Element Method for Engineers*,1982, 2nd ed., John Wiley and sons Ltd, USA.
59. J.N.Reddy,*An Introduction to the Finite Element Method*,1993, 2nd ed., McGraw- Hill, NY.
60. D. Rosental, *Trans Amer Soc Eng*, 1946, 68, p.p. 849-866.
61. V.J.Papazoglou, *Analytical Techniques for Determining Temperatures, Thermal Strains and Residual Stresses During Welding*, Ph.D. Thesis, M.I.T., 1981.
62. G.N.Haidemenopoulos, *Heat Flow and Material Degradation During Laser Metal Forming*. M.Sc. Thesis, Dept. of Ocean Engineering, MIT,1985.
63. W.M.Steen, J. Downen, M. Davis, P. Kapadia, *J. Physics D*, 1988, 21, p.p. 1255-60.
64. R. Akhter, M. Davis, J. Downen, P. Kapadia, M. Ley, W.M.Steen, *J. Physics D*, 1989, 21, p.p. 23-28.
65. W. Hamoudi, R. Ducharme, *International Journal for Joining of Materials*, 1996, 8, p.p.30-36.
66. N. Postacioglou, J. Downen, P. Kapadia, *J. Physics D*, 1993, 261, p.p. 563-573.
67. A. Kaplan, In: Kaplan A, Schuocker D, editors. *Proceedings of the 12th meeting on Mathematical Modeling of Materials Processing with Lasers*,(M4PL12), Section 2, Paper 5, 1997.
68. J. Downen, R. Ducharme, P. Kapadia, *Lasers Engineering*, 1998, p.p.215-228.
69. L. Tao, *Journal Applied Mechanics*, 1981, 48, p.p. 732-736.
70. D. Frederic, J. Greif, *Journal Heat Transfer*, 1985, 107, p.p.520-526.
71. T. Kasuya, N. Shimoda, *Journal of Applied Physics*, 1997, 82, p.p.3672-3678.
72. J. Mackerle, *Modeling Simulation of Materials Science and Engineering*, 1996, 4, p.p. 501-533.
73. J. Mazumder, W.M.Steen, *Journal of Applied Physics*, 1980, 51, p.p.941-947.
74. T.Chande, J. Mazumder, In: Mukherjee K., J. Mazumder, editors, *Proceedings of Lasers In Metallurgy*, TMS-AIME, 1981, p.p. 133-138.
75. J. Downen, P. Kapadia, *Journal of Applied Physics*, 1995, 28, p.p.2252-2261.
76. AF Norman, R. Ducharme, A. Mackwood, P. Kapadia, *PB.Pragnel, Science and Technology of Welding and Joining*, 1998, 3, p.p. 260-266.
77. PS Mohanty, J. Mazumder, *Science and Technology of Welding and Joining*, 1998, 3, p.p. 260-266.
78. V Semak, B. Dramkroger, S. Kempka, *Journal of Physics D*, 1999, 32, p.p. 1819-1825.
79. V Semak, R Steele, P Fuerschbach, B Dramkroger, *Journal of Physics D*, 2000, 33, p.p. 1179-1185.
80. A.P.Mackwood, R. Crafer, *Optics and Laser Technology*, 20004 in Press.
81. Σ. Τσίρκας, *Ανάπτυξη αριθμητικού μοντέλου υπολογισμού των στρεβλώσεων κατασκευαστικών στοιχείων υψηλής ολοκλήρωσης που συγκολλούνται με laser*, Διδακτορική Διατριβή, Παν. Πατρών, 2003.
82. N.Sonti and M.F.Amateau, *Numerical Heat Transfer, Part A, Vol 16*,1989, p.p.351-370.

83. D.W.Moon, E.A.Metzbower, *Welding Journal*, Vol.62, No.2,1983, p.p53-58.
84. J.N.Reddy and D.K.Gartling, *The Finite Element Method in Heat Transfer and Fluid Dynamics*, 1994, CRC Press, USA.
85. THERSYST, *A Thermophysical Database for Light Alloys*,ed. G. Neuer, G. Weiland, IKE, Stuttgart, 1997.
86. Α. Κατσαμάς, Διδακτορική διατριβή , Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας,2001.
87. O.Voss, I. Decker and H. Wohlfahrt, *Mathematical Modeling in Weld Phenomena 4*, ed. H. Cerjak, IOM, University Press, Cambridge, 1998, p.p.584-596.
88. O.R.Myhr, O. Grong and S.J.Andersen, *Acta Mater.* 49, 2001, p.p65-75.
89. O.R.Myhr, O. Grong, *Acta Mater.* 48, 2000, p.p 1605-1615.
90. M. Nicolas, A. Deschamps, *Acta Mater.* 51, 2003, p.p 6077-6094.
91. D.H.Bratland, O.Grong, H. Schercliff, O.Myhr and S.Tjotta, *Acta Mater.* Vol. 45, No. 1, 1997, p.p 1-22.
92. .A. Hirose, H. Todaka. H. Yamakoa, N. Kurosawa and K. Kobayashi, *Metallurgical and Materials Transactions A*, Vol. 30A,19997, p.p 2115-2120.
93. V. Malin, *Welding Research Supplement in Welding Journal*, September 1995, p.p. 305-318.
94. M. Nicolas, A. Deschamps, *Materials Science Forum Vols. 396-402*, 2002, p.p 1561-1566.
95. G. Liu, G.J.Zhang, X.D.Ding, J. Sun, K.H.Chen, *Materials Science and Engineering*, 2002, p.p1-12.
96. S. Esmaeili, D.J.Lloyd, W.J.Poole, *Acta Materialia* 51, 2003, p.p.3467-3481.
97. I.M.Liftshitz and V.V.Slyozov, *Soviet Physics JETP*, Feb. 1959, 35(8), No. 2,p.p. 331-339.
98. I.M.Liftshitz and V.V.Slyozov, *Chem. Solids*,19 (1/2), p.p.35-50.
99. C. Wagner,*Zeitschrift fur Electrochemie*, 1961, 65 (7/8), p.p. 581-591.
100. A. Gustafson, L. Høglund and J. Agren, *Proceedings Conference Advanced Heat Resistant Steels for Power Generation*, San Sebastian, Spain, April 27-29 1999, p.p. 270-276.

