



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ
ΗΛΕΚΤΡΟΟΠΤΙΚΗΣ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

Θεωρία της Υπεραγωγιμότητας και Εφαρμογές Υπεραγώγιμων Υλικών σε Ενεργειακές Διατάξεις

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Παναγιώτης Γ. Κατσιρούμπας

Επιβλέπων : Ιωάννης Ρουμελιώτης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Ιούλιος 2014



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ
ΗΛΕΚΤΡΟΟΠΤΙΚΗΣ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

Θεωρία της Υπεραγωγιμότητας και Εφαρμογές Υπεραγώγιμων Υλικών σε Ενεργειακές Διατάξεις

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Παναγιώτης Γ. Κατσιρούμπας

Επιβλέπων : Ιωάννης Ρουμελιώτης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 26/09/2014

.....

Ιωάννης Ρουμελιώτης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....

Ηλίας Γλύτσης
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....

Ιωάννης Τσαλαμέγκας
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Ιούλιος 2014

.....
Παναγιώτης Γ. Κατσιρούμπας

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π.

Copyright © Παναγιώτης Γ. Κατσιρούμπας, 2014

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Πρόλογος

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε κατά το ακαδημαϊκό έτος 2013-14 στα πλαίσια ολοκλήρωσης των προπτυχιακών σπουδών μου στη σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα καθηγητή της διπλωματικής εργασίας, κύριο Ιωάννη Ρουμελιώτη, καθηγητή Ε.Μ.Π, για την εμπιστοσύνη που μου έδειξε κατά τη διάρκεια συγγραφής της εργασίας. Η συνεχής καθοδήγηση και οι πολύτιμες συμβουλές του συνετέλεσαν στο μέγιστο βαθμό για την υλοποίηση της παρούσας εργασίας.

Παράλληλα, θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους τους διδάσκοντες καθηγητές με τους οποίους ήρθα σε επαφή κατά τη διάρκεια της φοίτησής μου στη Σχολή. Μέσα από τη διαδικασία διδασκαλίας, εκτός από την απόκτηση τεχνικών γνώσεων και διεύρυνσης του τρόπου σκέψης, δίδαξαν ήθος και με έκαναν συνολικά καλύτερο άνθρωπο.

Τέλος, οφείλω ιδιαίτερες ευχαριστίες στους γονείς μου και στα κοντινά μου πρόσωπα, για τη συνεχή υποστήριξη και αγάπη που δείχνουν προς το πρόσωπό μου όλα αυτά τα χρόνια.

Παναγιώτης Κατσιρούμπας

Αθήνα, Ιούλιος 2014

Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία αποτελείται από τρία κεφάλαια. Το πρώτο κεφάλαιο πραγματεύεται τη γενική Θεωρία της Υπεραγωγιμότητας έτσι όπως έχει αναπτυχθεί μέχρι σήμερα. Αναλύονται τα βασικά μέρη της θεωρίας της υπεραγωγιμότητας, καθώς και οι μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγώγιμων υλικών. Εξετάζεται επίσης η μοντελοποίηση των υπεραγωγών με τη βοήθεια του μοντέλου των δύο ρευστών και των εξισώσεων London. Γίνεται αναφορά στις ιδιότητες των υπεραγωγών σε υψηλές συχνότητες, οι οποίες έχουν εφαρμογή στον τομέα των τηλεπικοινωνιών. Στη συνέχεια γίνεται μία προσέγγιση στη κβαντική θεώρηση του φαινομένου της υπεραγωγιμότητας, καθώς και μία αναφορά στη μικροσκοπική θεωρία του φαινομένου. Στο τελευταίο μέρος του πρώτου κεφαλαίου αναλύεται ο μηχανισμός λειτουργίας και οι ιδιότητες των υπεραγωγών τύπου 2, οι οποίοι παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον στα πλαίσια των ενεργειακών εφαρμογών.

Στο δεύτερο κεφάλαιο της διπλωματικής εργασίας εξετάζονται οι κυριότερες εφαρμογές των υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας σε ενεργειακές διατάξεις. Γίνεται αναφορά και ανάλυση των δημοφιλέστερων υπεραγώγιμων υλικών που χρησιμοποιούνται από τις βιομηχανίες σήμερα, η πλειονότητα των οποίων ανήκει στα κεραμικά υλικά. Στη συνέχεια αναλύονται οι επικρατούσες τοπολογίες που χρησιμοποιούνται για την ψύξη και τη θερμική μόνωση των υπεραγώγιμων διατάξεων. Στο τελευταίο κομμάτι του θεωρητικού μέρους της εργασίας γίνεται μία εισαγωγή στις δημοφιλέστερες ενεργειακές εφαρμογές των υπεραγώγιμων υλικών. Αναλύεται η χρήση τους, η τοπολογία τους και τα σημαντικότερα κατασκευαστικά ζητήματα που εγείρει η προσπάθεια βελτιστοποίησης του λόγου του κόστους προς απόδοση, κατά τη διάρκεια της μόνιμης λειτουργίας τους. Πιο συγκεκριμένα, εξετάζονται οι υπεραγώγιμες ηλεκτρικές μηχανές εναλλασσομένου ρεύματος, η χρήση μετασχηματιστών με υπεραγωγή τυλίγματα, καθώς και οι υπεραγώγιμοι περιοριστές ρευμάτων σφάλματος σε ηλεκτρικά δίκτυα μεγάλης κλίμακας. Τελος, προσεγγίζονται οι διάφορες μορφές των υπεραγώγιμων γραμμών μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας που έχουν κατασκευαστεί μέχρι σήμερα.

Το τρίτο και τελευταίο κεφάλαιο περιέχει την προσομοίωση μίας υπεραγώγιμης γραμμής μεταφοράς ηλεκτρικού ρεύματος, κατά τη μετάβαση από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση. Εξετάστηκε η συμπεριφορά της διάταξης, καθώς και η διακύμανση κρίσιμων μεγεθών σε συνθήκες εφαρμογής υψηλής ισχύος. Η προσομοίωση πραγματοποιήθηκε με τη χρήση λογισμικού το οποίο βασίζεται στην αριθμητική μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων.

Λέξεις Κλειδιά:

Υπεραγωγοί, Θεωρία της Υπεραγωγιμότητας, Θεωρία London, Υπεραγωγοί Υψηλής Κρίσιμης Θερμοκρασίας (HTS), Υπεραγώγιμη Ηλεκτρική Μηχανή, Μετασχηματιστής με Υπεραγωγή Τυλίγματα, Υπεραγώγιμος Περιοριστής Ρευμάτων Σφάλματος, Υπεραγώγιμη Γραμμή Μεταφοράς, Μέθοδος Πεπερασμένων Στοιχείων

Abstract

This thesis consists of three chapters. The first chapter deals with the general theory of superconductivity as it has developed so far, by analyzing essential parts of the theory and magnetic properties of superconducting materials. It also considers the modeling of superconductors based on the London equations and the two-fluid model. Reference is made to the properties of superconductors at high frequencies, which are applicable in the field of telecommunications. Next there is an approach to quantum consideration of the phenomenon of superconductivity and a reference to the microscopic theory of the phenomenon. Operating mechanism and properties of type-II superconductors are examined at the end of the first chapter.

Main applications of high critical temperature superconductors (HTS) in the energy sector are studied in the second chapter. Reference is made to the top superconducting materials used by industries today, the majority of which belong to the ceramics. Furthermore, the prevailing devices used for cooling and thermal insulation of superconducting devices are analyzed. An introduction is made to the most popular energy applications of HTS, such as superconducting AC electric motor, HTS transformer, superconducting fault current limiter (SFCL) and superconducting power transmission lines that have been built to date. The main uses, the topology and the major construction issues raised by the attempt to optimize the ratio of cost to performance, are discussed.

The final chapter contains the simulation of a superconducting power transmission line during the transition from the superconducting to the normal state. The behavior of the device and the variation of critical variables are examined in high power application conditions. The simulation was performed using software, which is based on numerical finite element method.

Key words:

Superconductors, Theory of Superconductivity, London Theory, High Temperature Superconductors (HTS), Superconducting Electric Machine, HTS Transformer, Superconducting Fault Current Limiter (SFCL), Superconducting Power Transmission Line, Finite Element Method.

Περιεχόμενα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Θεωρία της Υπεραγωγιμότητας	13
1.1 Εισαγωγή.....	15
1.1.1 Ιστορική αναδρομή και βασικά πειραματικά δεδομένα	16
1.1.2 Το φαινόμενο Meissner.....	19
1.1.3 Κβαντισμός της μαγνητικής ροής	22
1.1.4 Το φαινόμενο Josephson.....	23
1.1.5 Εξέλιξη της θεωρίας της υπεραγωγιμότητας.....	24
1.2 Μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών.....	29
1.2.1 Μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών τύπου-I.....	30
1.2.2 Ενδιάμεση κατάσταση σε υπεραγωγούς τύπου-I.....	31
1.2.3 Μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών τύπου-II.....	32
1.3 Το μοντέλο των δύο ρευστών και οι εξισώσεις London.....	34
1.3.1 Οι εξισώσεις London.....	34
1.3.2 Βάθος διείσδυσης London.....	36
1.3.3 Ελεύθερη ενέργεια στο μοντέλο London.....	37
1.4 Ιδιότητες των υπεραγωγών σε υψηλές συχνότητες.....	38
1.4.1 Κινητική επαγωγή.....	38
1.4.2 Επιδερμικό φαινόμενο.....	40
1.4.3 Αγωγιμότητα υπεραγωγών σε υψηλές συχνότητες.....	41
1.4.4 Σύνθετη αντίσταση επιφάνειας ενός υπεραγωγού	43
1.4.5 Υπεραγώγιμη γραμμή μεταφοράς υψηλών συχνοτήτων	45
1.5 Κβαντική θεώρηση της υπεραγωγιμότητας	48
1.5.1 Η προσέγγιση των Ginzburg-Landau σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο (θεωρία G-L).....	48
1.5.2 Πυκνότητα ελεύθερης ενέργειας σε μη μηδενικό μαγνητικό πεδίο	50
1.5.3 Οι εξισώσεις Ginzburg-Landau	51
1.5.4 Η σχέση μεταξύ της μικροσκοπικής θεωρίας και της θεωρίας Ginzburg-Landau	53
1.6 Μικροσκοπική θεωρία της υπεραγωγιμότητας (Θεωρία BCS)	55
1.7 Υπεραγωγοί τύπου-II	58

1.7.1	Εισαγωγή.....	58
1.7.2	Η δομή μίας απομονωμένης δίνης <i>Abrikosov</i>	59
1.7.3	Αλληλεπίδραση μεταξύ γειτονικών μαγνητικών δινών.....	61
1.7.4	Μόνιμες ιδιότητες των υπεραγωγών τύπου-II.....	64
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Ενεργειακές Εφαρμογές Υπεραγωγών Υψηλής Κρίσιμης Θερμοκρασίας (High Temperature Superconductors-HTS)		67
2.1	Εισαγωγή.....	69
2.2	Υπεραγωγοί Υψηλής Κρίσιμης Θερμοκρασίας	70
2.2.1	Υπεραγωγοί τύπου <i>BSCCO-2212</i>	73
2.2.2	Υπεραγωγίμα Καλώδια τύπου <i>BSCCO-2223 (1G wires)</i>	74
2.2.3	Υπεραγωγίμα καλώδια τύπου <i>YBCO-123 (2G wires)</i>	75
2.2.4	Διβορίδιο του Μαγνησίου (<i>MgB₂</i>) και άλλοι Υπεραγωγοί Υψηλής Κρίσιμης Θερμοκρασίας.....	80
2.3	Συστήματα ψύξης και θερμικής μόνωσης σε υπεραγώγιμες διατάξεις.....	83
2.3.1	Η δομή ενός κρυοστάτη.....	83
2.3.2	Κρυογονικά υγρά για την ψύξη <i>HTS</i> μαγνητών	85
2.3.3	Άμεση ψύξη υπεραγωγών με κρυογονικά υγρά.....	87
2.3.4	Έμμεση ψύξη υπεραγωγών μέσω θερμικής αγωγής.....	88
2.3.5	Συστήματα ψύξης υπεραγώγιμων διατάξεων.....	89
2.3.5.1	Συστήματα ψύξης <i>Gifford-McMahon</i>	90
2.3.5.2	Συστήματα ψύξης <i>Stirling</i>	92
2.3.5.3	Ψύκτες παλμού-σωλήνα.....	93
2.3.6	Ψύξη ανοιχτού κύκλου με υγρό άζωτο.....	94
2.4	Υπεραγώγιμες ηλεκτρικές μηχανές εναλλασσομένου ρεύματος.....	94
2.4.1	Τοπολογία	95
2.4.2	Σχεδιασμός.....	98
2.4.3	Υπολογισμοί απωλειών και αποδοτικότητας	102
2.4.4	Κατασκευαστικά ζητήματα	104
2.4.5	Γεννήτριες με υπεραγωγίμα τυλίγματα.....	108
2.4.6	Κινητήρες με υπεραγωγίμα τυλίγματα.....	113
2.5	Μετασχηματιστές με υπεραγωγίμα τυλίγματα.....	115
2.5.1	Τοπολογία	117
2.5.2	Μελλοντικοί Στόχοι.....	121

2.5.3 Κατασκευαστικά ζητήματα	123
2.6 Υπεραγώγιμοι περιοριστές ρευμάτων σφάλματος (Superconducting Fault Current Limiters-SFCL)	124
2.6.1 Αρχή λειτουργίας και συνδεσμολογία	126
2.6.1.1 Ωμικοί περιοριστές ρευμάτων σφάλματος (R-FCL)	128
2.6.1.2 Επαγωγικοί περιοριστές ρευμάτων σφάλματος με θωρακισμένο πυρήνα σιδήρου ...	131
2.6.1.3 Επαγωγικοί περιοριστές ρευμάτων σφάλματος με κορεσμένο πυρήνα σιδήρου	133
2.6.2 Κατασκευαστικά Ζητήματα.....	135
2.7 Υπεραγώγιμα καλώδια μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας	136
2.7.1 Δομή των υπεραγώγιμων καλωδίων.....	139
2.7.2 Σχεδιαστικές προκλήσεις και μελλοντικοί στόχοι	142
2.7.3 Κατασκευαστικά ζητήματα	146
2.7.4 Πρωτότυπες κατασκευές HTS καλωδίων	149
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Προσομοίωση Υπεραγώγιμου Καλωδίου Υψηλής Κρίσιμης Θερμοκρασίας με τη Μέθοδο των Πεπερασμένων Στοιχείων	153
3.1 Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων	155
3.2 Μοντελοποίηση Υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας σε εναλλασσόμενα μαγνητικά πεδία.....	157
3.3 Μοντελοποίηση Υπεραγώγιμου σύρματος κατά τη Μετάβαση από την Υπεραγώγιμη στην Κανονική Κατάσταση	159
3.3.1 Ορισμοί και Παραδοχές	159
3.3.2 Κατασκευή και χαρακτηριστικά μοντέλου προσομοίωσης.....	161
3.3.3 Αποτελέσματα προσομοίωσης και συμπεράσματα	165
Κατάλογος Σχημάτων.....	175
Κατάλογος Πινάκων	179

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Θεωρία της Υπεραγωγιμότητας

1.1 Εισαγωγή

Υπεραγωγιμότητα ονομάζεται το φαινόμενο κατά το οποίο ένα υλικό έχει ως κύρια χαρακτηριστικά τη μηδενική ηλεκτρική αντίσταση και την πλήρη εξώθηση των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου από το εσωτερικό του. Τα υλικά στα οποία συναντάται το φαινόμενο αυτό λέγονται υπεραγώγιμα υλικά και μεταβαίνουν στην υπεραγώγιμη κατάσταση όταν η θερμοκρασία τους μειωθεί κάτω από μία συγκεκριμένη τιμή. Η τιμή αυτή ονομάζεται χαρακτηριστική κρίσιμη θερμοκρασία (T_c) και ποικίλλει ανάλογα με το υλικό.

Η υπεραγωγιμότητα ανακαλύφθηκε πριν από περίπου έναν αιώνα, το 1911 από τον Heike Kamerlingh-Onnes. Ήταν μία απρόσμενη ανακάλυψη και ο μηχανισμός του φαινομένου ήταν και είναι δύσκολο να εξηγηθεί πλήρως ακόμα και σήμερα. Η υπεραγωγιμότητα έχει αποτελέσει πεδίο εξέλιξης πολλών νέων ιδεών και τεχνικών, οι οποίες με τη σειρά τους έχουν επιφέρει μεγάλες αλλαγές σε τομείς της επιστήμης, όπως στην εξέλιξη των ηλεκτρικών συστημάτων, στη κβαντική φυσική, στην επιστήμη των υλικών, στις μεταφορές, στην ιατρική έρευνα και σε πολλούς άλλους. Στα τελευταία χρόνια της έντονης ερευνητικής δραστηριότητας σημαντικές εξελίξεις είναι η ανακάλυψη των κεραμικών υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας, καθώς και η μικροσκοπική θεώρηση του Abrikosov.

Θεωρητικά η εφαρμογή των υπεραγωγών θα ήταν ευρύτατη από τα πρώτα χρόνια της ανακάλυψής τους. Ιδιαίτερα στη μεταφορά ηλεκτρικής ενέργειας αποτελούν ιδανικούς αγωγούς ρεύματος, καθώς παρουσιάζουν μηδενική ηλεκτρική αντίσταση. Χαρακτηριστικά έχουν τη δυνατότητα να μεταφέρουν ηλεκτρικό ρεύμα πολύ υψηλής πυκνότητας της τάξης 10^6 - 10^7 A/cm², όταν τα εμπορικά καλώδια από χαλκό και αλουμίνιο άγουν ρεύματα της τάξης των 200-300 A/cm². Το γεγονός όμως ότι οι υπεραγωγοί λειτουργούν σε πολύ χαμηλές θερμοκρασίες αυξάνει κατά πολύ το κόστος λειτουργίας τους και έχει εμποδίσει την εφαρμογή τους σε ευρεία κλίμακα μέχρι σήμερα. Παρ'όλα αυτά η διείσδυση των υπεραγώγιμων υλικών στις αγορές αυξάνεται τα τελευταία χρόνια, με κυριότερους τομείς εφαρμογής στην ιατρική, τους μαγνητικούς τομογράφους (MRI) και την έρευνα και την εξέλιξη τεχνολογιών.

Στον Πίνακα 1.1 απεικονίζονται στοιχεία της Conectus για τις συνολικές επενδύσεις σε υπεραγωγούς στην παγκόσμια αγορά. Η Conectus είναι μία ένωση ευρωπαϊκών εταιρειών με σκοπό την προώθηση και την εφαρμογή των υπεραγώγιμων υλικών σε

ευρεία κλίμακα. Παρατηρούμε ότι, με βάση τα τωρινά παγκόσμια στοιχεία και τις προβλέψεις για τα επόμενα χρόνια, οι υπεραγωγοί χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας (LTS) θα συνεχίσουν να διατηρούν το μεγαλύτερο μερίδιο της αγοράς σε σχέση με τους υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας (HTS).

Πίνακας 1.1: Συνολικές επενδύσεις σε υπεραγωγούς στην παγκόσμια αγορά, σύμφωνα με την Conectus.

Global Market for Superconductivity (in M€) Conectus, March 2012				
Business Field	Year 2011	Year 2012	Year 2014	Year 2016
Research & Technological Development (RTD)	920	945	1030	1115
Magnetic Resonance Imaging (MRI)	4050	4125	4230	4330
TOTAL of RTD & MRI	4970	5070	5260	5445
New Large Scale Applications	50	55	80	125
New Electronics Applications	60	60	80	95
TOTAL of Emerging New Businesses	110	115	160	220
TOTAL MARKET	5080	5185	5420	5665
Market Shares for Low-Tc Superconductors	5050	5155	5350	5535
Market Shares for High-Tc Superconductors	30	30	70	130

Εκτός από τις εφαρμογές σε μαγνήτες υψηλής απόδοσης, τα υπεραγωγικά υλικά χρησιμοποιούνται όλο και περισσότερο σε σύγχρονες ηλεκτρονικές εφαρμογές, όπως στις τηλεπικοινωνίες (υπεραγωγικά φίλτρα), σε συσκευές και ανιχνευτές πολύ υψηλής ευαισθησίας (SQUID) καθώς και σε μικροεπεξεργαστές που αποτελούνται από πύλες μεταγωγής Josephson. Επίσης από το 2003 περίπου αναπτύσσονται νέες εφαρμογές μεγάλης κλίμακας, βασισμένες σε υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας.

1.1.1 Ιστορική αναδρομή και βασικά πειραματικά δεδομένα

Το 1911 ο Heike Kamerlingh-Onnes εξέταζε τη συμπεριφορά της ηλεκτρικής αντίστασης καθαρών μετάλλων σε πολύ χαμηλές θερμοκρασίες, με τη βοήθεια υγροποιημένου Ηλίου. Ενώ όλα τα καθαρά μέταλλα από μία πολύ χαμηλή θερμοκρασία και κάτω, κοντά στο απόλυτο μηδέν, παρουσίαζαν κορεσμό και σταθεροποίηση της αντίστασής τους, ο υδράργυρος στην περιοχή των 4 βαθμών Κέλβιν παρουσίαζε απότομα μηδενική αντίσταση. Ήταν φανερό ότι υπήρχε μετάβαση από την κανονική σε μία υπεραγωγική κατάσταση μηδενικής ηλεκτρικής αντίστασης.

Σύντομα η ιδιότητα της υπεραγωγιμότητας παρατηρήθηκε και σε άλλα μέταλλα όπως κασσίτερο, μόλυβδο, αλουμίνιο, νιόβιο και άλλα. Επίσης πολλά μη υπεραγωγίμα υλικά αποκτούν υπεραγωγίμες ιδιότητες σε υψηλές πιέσεις, μεγαλύτερες από την ατμοσφαιρική. Για παράδειγμα ο φώσφορος είναι ο υπεραγωγός τύπου-I με τη μεγαλύτερη κρίσιμη θερμοκρασία $T_c=14-22\text{K}$ σε συνθήκες πίεσης 2,5 Mbar.

Με την πολύ μεγάλη ευαισθησία των σύγχρονων οργάνων μέτρησης έχει παρατηρηθεί ότι η αντίσταση των υλικών που βρίσκονται στην υπεραγωγίμη κατάσταση είναι μικρότερη από $10^{-24} \Omega$ ανά cm, όταν η αντίσταση του χαλκού υψηλής καθαρότητας είναι της τάξης των $10^{-9} \Omega$ ανά cm στους 4,2 K.

Στο σχήμα 1.1 απεικονίζεται ο περιοδικός πίνακας των χημικών στοιχείων. Τα στοιχεία που εμφανίζουν υπεραγωγίμες ιδιότητες σε ατμοσφαιρική πίεση είναι χρωματισμένα με μπλε χρώμα, ενώ τα στοιχεία που γίνονται υπεραγωγίμα σε υψηλότερες πιέσεις με πράσινο. Παρατηρούμε λοιπόν ότι η υπεραγωγιμότητα είναι μία αρκετά διαδεδομένη ιδιότητα στο σύνολο των χημικών στοιχείων.

KNOWN SUPERCONDUCTIVE ELEMENTS

■ BLUE = AT AMBIENT PRESSURE
■ GREEN = ONLY UNDER HIGH PRESSURE

1	IA																										0									
1	H																		2	He																
2	3	Li	4	Be																		5	B	6	C	7	N	8	O	9	F	10	Ne			
3	11	Na	12	Mg	13	Al	14	Si	15	P	16	S	17	Cl	18	Ar																				
4	19	K	20	Ca	21	Sc	22	Ti	23	V	24	Cr	25	Mn	26	Fe	27	Co	28	Ni	29	Cu	30	Zn	31	Ga	32	Ge	33	As	34	Se	35	Br	36	Kr
5	37	Rb	38	Sr	39	Y	40	Zr	41	Nb	42	Mo	43	Tc	44	Ru	45	Rh	46	Pd	47	Ag	48	Cd	49	In	50	Sn	51	Sb	52	Te	53	I	54	Xe
6	55	Cs	56	Ba	57	*La	72	Hf	73	Ta	74	W	75	Re	76	Os	77	Ir	78	Pt	79	Au	80	Hg	81	Tl	82	Pb	83	Bi	84	Po	85	At	86	Rn
7	87	Fr	88	Ra	89	+Ac	104	Rf	105	Ha	106	107	108	109	110	111	112																			

SUPERCONDUCTORS.ORG

* Lanthanide Series	58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71
	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
+ Actinide Series	90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103
	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr

Σχήμα 1.1: Κατανομή των υπεραγωγίων στοιχείων στον Περιοδικό Πίνακα. Τα στοιχεία που εμφανίζουν υπεραγωγίμες ιδιότητες σε ατμοσφαιρική πίεση απεικονίζονται με μπλε χρώμα, ενώ τα στοιχεία που γίνονται υπεραγωγίμα σε υψηλότερες πιέσεις απεικονίζονται με πράσινο.

Ενδιαφέρον παρουσιάζει το γεγονός ότι από τα στοιχεία του περιοδικού πίνακα μόνο τα μέταλλα γίνονται υπεραγωγοί. Τα σιδηρομαγνητικά υλικά αλλά και κάποια μέταλλα που είναι καλοί αγωγοί σε θερμοκρασία δωματίου (χρυσός, ασήμι, χαλκός) δε μεταβαίνουν σε υπεραγώγιμη κατάσταση. Όλες οι χαρακτηριστικές κρίσιμες θερμοκρασίες των απλών στοιχείων είναι μικρότερες από 10K.

Οι υψηλότερες κρίσιμες θερμοκρασίες που έχουν παρατηρηθεί μέχρι σήμερα προέρχονται από τους κεραμικούς υπεραγωγούς, χημικές ενώσεις που περιέχουν οξείδιο του χαλκού και ανακαλύφθηκαν από τους J.Bednorz και K.Muller το 1986. Οι ενώσεις αυτές ονομάζονται Υπεραγωγοί Υψηλής Κρίσιμης Θερμοκρασίας (HTS) και αποτελούν πεδίο έντονης έρευνας για τη μετάβαση στην υπεραγώγιμη κατάσταση σε ολόένα και υψηλότερες θερμοκρασίες. Το γεγονός ότι οι κεραμικοί υπεραγωγοί έχουν κρίσιμες θερμοκρασίες υψηλότερες από το σημείο βρασμού του αζώτου (77K), κατέστησε εφικτή τη μείωση του κόστους για την ψύξη τους στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Ο πίνακας 1.2 περιλαμβάνει τις πιο διαδεδομένες υπεραγώγιμες κεραμικές ενώσεις (HTS), καθώς και κράματα μετάλλων που επιτυγχάνουν θερμοκρασίες μετάβασης λίγο υψηλότερες από αυτές των απλών στοιχείων (LTS).

Πίνακας 1.2: Υπεραγώγιμες κεραμικές ενώσεις υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας (HTS materials) και υπεραγώγιμα κράματα μετάλλων (LTS compounds), με τις κρίσιμες θερμοκρασίες τους T_c .

LTS compounds	T_c , K
Nb-47%Ti	9
NbN	15
Nb ₃ Sn	18
Nb ₃ Ge	23
MgB ₂	39

HTS materials	T_c , K
La _{1.85} Ba _{0.15} CuO ₄	35
YBa ₂ Cu ₃ O ₇	92
Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O _{8+x}	85
Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{10+x}	108
Ta ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8+x}	125
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8+x}	150*

* Under pressure

Μία παράμετρος που επηρεάζει σημαντικά τις υπεραγώγιμες ιδιότητες μίας ένωσης ή ενός κράματος είναι το ποσοστό των προσμίξεων. Ενώ στα καθαρά μέταλλα αυξάνουν την ηλεκτρική αντίσταση, στα υπεραγώγιμα υλικά ενδέχεται και να βελτιώσουν κάποιες ιδιότητές τους. Οι μη μαγνητικές προσμίξεις έχουν πολύ μικρή επίδραση στην κρίσιμη θερμοκρασία με τη μεταβολή της συγκέντρωσής τους, μεταβάλλουν όμως άλλες υπεραγώγιμες ιδιότητες, όπως το φέρον ηλεκτρικό ρεύμα και μαγνητικά μεγέθη. Αντίθετα οι μαγνητικές προσμίξεις (σίδηρος, νικέλιο) καταστρέφουν την υπεραγωγιμότητα ακόμα και σε πολύ μικρές συγκεντρώσεις.

Εκτός από την κρίσιμη θερμοκρασία υπάρχει και ένα άλλο μέγεθος πάνω από το οποίο καταστρέφεται η υπεραγώγιμη κατάσταση, το κρίσιμο μαγνητικό πεδίο H_c . Με $H_c(0)$ την τιμή του κρίσιμου μαγνητικού πεδίου υπολογισμένου με γραμμική παρεμβολή για 0°K , η θερμοκρασιακή εξάρτηση του H_c με βάση τα πειραματικά δεδομένα είναι :

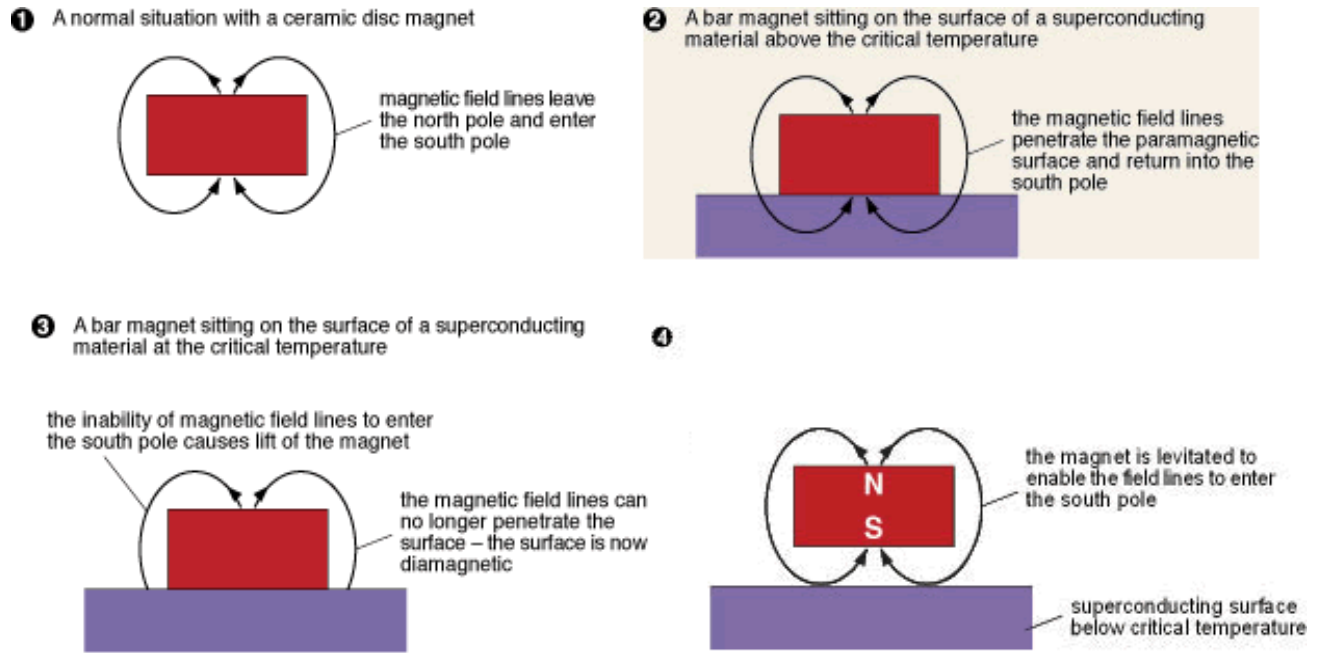
$$H_c(T) = H_c(0) \cdot [1 - (\frac{T}{T_c})^2] \quad (1)$$

Άρα με την αύξηση της θερμοκρασίας T , μειώνεται το κρίσιμο μαγνητικό πεδίο H_c μέχρι την κρίσιμη θερμοκρασία T_c , όπου έχουμε και κατάργηση της υπεραγώγιμης κατάστασης.

1.1.2 Το φαινόμενο Meissner

Όταν ένας υπεραγωγός εκτίθεται σε ένα ασθενές εξωτερικό μαγνητικό πεδίο με $H < H_c$, αναπτύσσει επιφανειακά ρεύματα με φορά τέτοια ώστε να δημιουργούν μαγνητικό πεδίο αντίθετο από το εξωτερικό. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την πλήρη εξώθηση των δυναμικών γραμμών του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου από το εσωτερικό του υλικού και είναι γνωστό ως φαινόμενο Meissner. Το φαινόμενο του τέλειου διαμαγνητισμού που παρατηρείται στους υπεραγωγούς προκαλεί την εντυπωσιακή ιδιότητα της μαγνητικής αιώρησης.

Στο σχήμα 1.2 παρατηρούμε ότι κατά τη μετάβαση από την κανονική στην υπεραγώγιμη κατάσταση, οι δυναμικές γραμμές του μόνιμου μαγνήτη δεν εισέρχονται πλέον στο εσωτερικό του υπεραγωγού, με αποτέλεσμα την ανύψωσή του μαγνήτη και την κανονική ροή των γραμμών από το βόρειο στο νότιο πόλο.



Σχήμα 1.2: Σχηματική απεικόνιση του φαινομένου Meissner.

Το ελάχιστο κριτήριο για να πραγματοποιηθεί διαμαγνητική αιώρηση ενός υλικού είναι:

$$B \cdot \frac{dB}{dz} = \mu_0 \cdot \rho \cdot \frac{g}{\chi} \quad (2)$$

όπου χ είναι η μαγνητική επιδεκτικότητα του υλικού, ρ η πυκνότητα της μάζας, μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού, B η μαγνητική επαγωγή του πεδίου, dB/dz ο ρυθμός μεταβολής της επαγωγής στον κάθετο άξονα και g η τοπική επιτάχυνση της βαρύτητας. Όλα τα υλικά παρουσιάζουν διαμαγνητικές ιδιότητες, αλλά συνήθως είναι αμελητέες. Στους υπεραγωγούς το φαινόμενο αυτό είναι έντονο και αναπτύσσονται ισχυρές δυνάμεις ικανές για μαγνητική αιώρηση.

Σε αυτό το σημείο πρέπει να τονιστεί η διαφορά μεταξύ τέλειων αγωγών και υπεραγωγών.

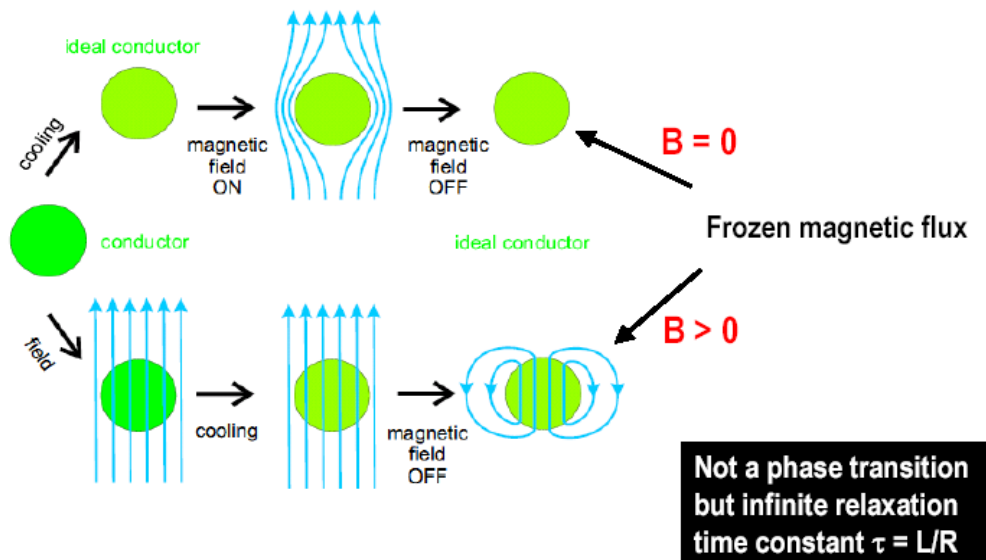
Έστω ότι έχουμε έναν αγωγό, ο οποίος αρχικά ψύχεται σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο ώστε να μεταβεί σε κατάσταση τέλειας αγωγιμότητας. Έπειτα εφαρμόζεται εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, προκαλώντας μεταβολή της μαγνητικής επαγωγής B . Με βάση την

εξίσωση του Maxwell ισχύει ότι: $rotE = -\frac{\partial B}{\partial t}$.

Στον τέλειο αγωγό με βάση τις σχέσεις $\rho=0$ και $E=J\cdot\rho$, συνεπάγεται ότι $E=0$. E είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου, ρ η ειδική αντίσταση του υλικού και J η πυκνότητα του επαγόμενου ρεύματος. Άρα η μαγνητική επαγωγή B του αγωγού θα είναι σταθερή πριν και μετά την εφαρμογή του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Έτσι το υλικό θα απωθήσει τις δυναμικές γραμμές από το εσωτερικό του.

Αν αντιστρέψουμε τη διαδικασία και εφαρμόσουμε ένα μαγνητικό πεδίο σε έναν αγωγό σε κανονική θερμοκρασία, το πεδίο θα εισχωρήσει κανονικά στο εσωτερικό του, καθώς το υλικό θα έχει μη μηδενική ειδική αντίσταση ρ . Ψύχοντας τον αγωγό ώστε να γίνει τέλειος, με μηδενική αντίσταση, το πεδίο θα παραμείνει σταθερό στο εσωτερικό του και δε θα έχουμε εξώθηση των δυναμικών γραμμών. Παρατηρούμε δηλαδή ότι σε έναν τέλειο αγωγό το αν θα εκδηλωθεί τέλειος διαμαγνητισμός ή όχι εξαρτάται από την ακολουθία των γεγονότων.

Ideal skin effect in perfect conductors



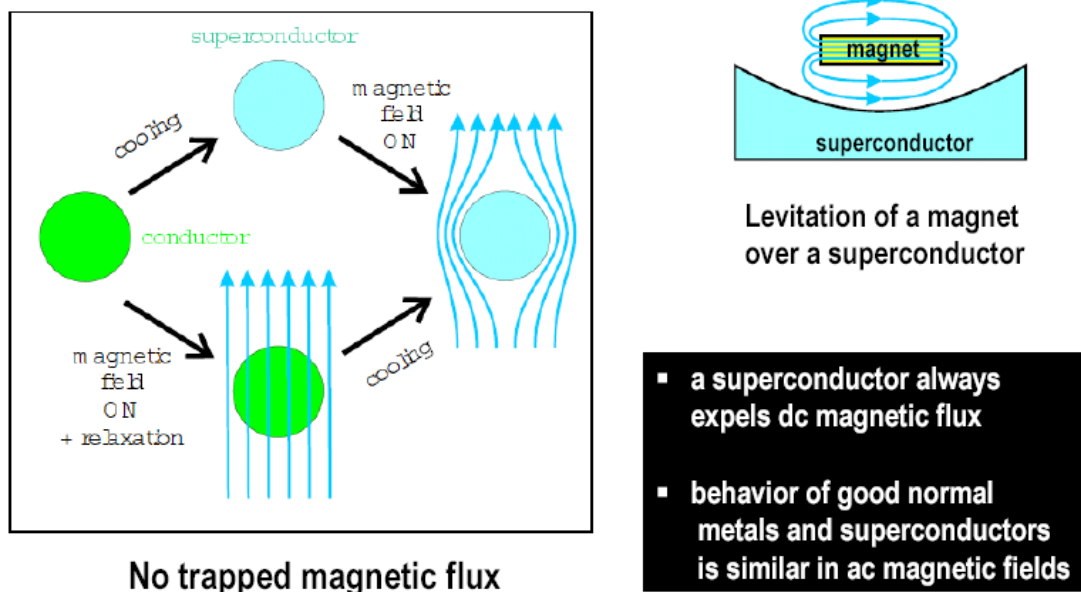
Σχήμα 1.3: Το φαινόμενο του διαμαγνητισμού στους τέλειους αγωγούς.

Το πείραμα των W. Meissner και R. Ochsenfeld το 1933 αποκάλυψε ότι οι υπεραγωγοί δε συμπεριφέρονται όπως οι τέλειοι αγωγοί. Βρέθηκε ότι για θερμοκρασίες χαμηλότερες της κρίσιμης ($T < T_c$) το πεδίο στο εσωτερικό του υπεραγωγού είναι πάντα μηδενικό, υπό την παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Η ανακάλυψη αυτή είναι ιδιαίτερα σημαντική, καθώς η συνθήκη $B=0$ στο εσωτερικό

του υλικού μπορεί να θεωρηθεί μία εγγενής ιδιότητα της υπεραγώγιμης κατάστασης. Έτσι η υπεραγώγιμη κατάσταση υπακούει στις εξισώσεις

$$\rho = 0, B=0 \quad (3)$$

Meissner effect in superconductors



Σχήμα 1.4: Το φαινόμενο Meissner στους υπεραγωγούς.

1.1.3 Κβαντισμός της μαγνητικής ροής

Εξαιτίας της μηδενικής ηλεκτρικής αντίστασης των υπεραγωγών, ένα επαγόμενο ηλεκτρικό ρεύμα μπορεί να ρέει μέσα σε έναν υπεραγώγιμο δακτύλιο για άπειρο χρονικό διάστημα, χωρίς την παρουσία κάποιας πηγής. Ένα τέτοιου είδους "επίμονο" ρεύμα μπορεί να παραχθεί με τον ακόλουθο τρόπο:

Αρχικά εφαρμόζουμε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο στο δακτύλιο, σε κανονική κατάσταση ($T > T_c$), με τις δυναμικές γραμμές να διαπερνούν το εσωτερικό του. Έπειτα μειώνουμε τη θερμοκρασία κάτω από την κρίσιμη και μηδενίζουμε το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Μηδενίζοντας το εξωτερικό πεδίο μειώνεται και η μαγνητική ροή στο δακτύλιο, προκαλώντας έτσι, σύμφωνα με το νόμο επαγωγής του Faraday, ένα ηλεκτρικό ρεύμα στο εσωτερικό του. Το ρεύμα αυτό εμποδίζει την περαιτέρω μείωση της ροής στο εσωτερικό του δακτυλίου. Αν ο δακτύλιος είχε μη μηδενική αντίσταση η μαγνητική ροή θα μειωνόταν μέχρι να μηδενιστεί. Στο

υπεραγωγίμο υλικό όμως παραμένει αμείωτη για άπειρο χρονικό διάστημα, όπως και το ρεύμα.

Το 1961 παρατηρήθηκε πειραματικά ότι η αναλλοίωτη μαγνητική ροή σε έναν υπεραγωγίμο κοίλο κύλινδρο μπορεί να πάρει μόνο κβαντισμένες τιμές, ίσες με πολλαπλάσια ενός κβάντου ροής (φλαξόνιο) . Ένα κβάντο ροής είναι ίσο με:

$$\Phi_0 = \frac{h \cdot c}{2 \cdot e} \quad (4)$$

Όπου h είναι η σταθερά Planck, c η ταχύτητα του φωτός και e το στοιχειώδες φορτίο του ηλεκτρονίου.

1.1.4 Το φαινόμενο Josephson

Το φαινόμενο Josephson (γνωστό και ως "αδύναμη" υπεραγωγιμότητα) παρέχει μία διαφορετική έκφραση της κβαντικής φύσης της υπεραγωγίμης κατάστασης. Ο όρος "αδύναμη" υπεραγωγιμότητα αναφέρεται σε μία κατάσταση στην οποία δύο υπεραγωγοί συνδέονται μεταξύ τους μέσω ενός αδύναμου συνδέσμου. Ο αδύναμος σύνδεσμος μπορεί να είναι μία πύλη μεταγωγής ή μία στένωση στην εγκάρσια τομή ενός φιλμ. Η απαίτηση η σύνδεση να είναι ασθενής εξασφαλίζει ότι δε θα επηρεάσει σημαντικά τις κυματοσυναρτήσεις των δύο πλευρών.

Το φαινόμενο Josephson διακρίνεται σε δύο κατηγορίες:

- στο στατικό (DC φαινόμενο Josephson)
- στο μη στατικό (AC φαινόμενο Josephson)

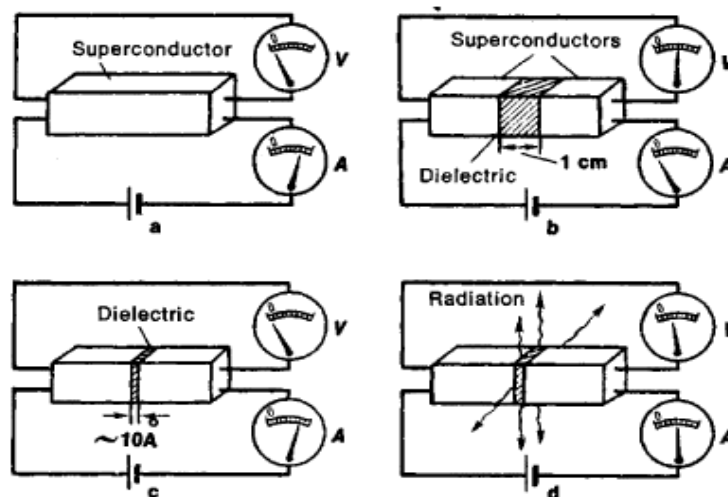
Ας εξετάσουμε πρώτα το στατικό φαινόμενο. Αν εφαρμόσουμε ένα επαρκώς μικρό ρεύμα κατά μήκος του αδύναμου συνδέσμου (κόμβος Josephson) τότε θα τον διαπεράσει χωρίς αντίσταση, ακόμα και αν είναι μονωτής. Καταλήγουμε έτσι σε μία πολύ σημαντική ιδιότητα των υπεραγωγών: Στη συνεκτική συμπεριφορά των υπεραγωγίων ηλεκτρονίων. Ηλεκτρόνια των δύο υπεραγωγών, αλληλεπιδρώντας μέσω του αδύναμου κόμβου, συγχωνεύονται σε μία κοινή κβαντική κατάσταση. Στο DC φαινόμενο δεν υπάρχει πτώση τάσης κατά μήκος του κόμβου.

Το μη στατικό φαινόμενο Josephson είναι ακόμα πιο αξιοσημείωτο. Έστω ότι αυξάνουμε το συνεχές ρεύμα κατά μήκος του κόμβου, μέχρι να εμφανιστεί μία

πεπερασμένη τάση στα άκρα του. Τότε εκτός από τη DC συνιστώσα, η τάση V θα έχει και μία AC συνιστώσα με γωνιακή συχνότητα ω , ώστε να ισχύει η σχέση:

$$\hbar \cdot \omega = 2 \cdot e \cdot V \quad (5)$$

Οι ταλαντώσεις στο μη στατικό φαινόμενο προκαλούν εκπομπή ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων από τους κόμβους Josephson, γεγονός το οποίο παρατηρήθηκε για πρώτη φορά πειραματικά το 1965.



Σχήμα 1.5: Πύλη μεταγωγής Josephson.

1.1.5 Εξέλιξη της θεωρίας της υπεραγωγιμότητας

Το 1935 οι αδελφοί London διατύπωσαν την πρώτη θεωρία που περιέγραφε επιτυχώς τις ηλεκτροδυναμικές ιδιότητες των υπεραγωγών. Η θεωρία αυτή αποτελείται από δύο εξισώσεις, οι οποίες περιγράφουν τις δύο βασικές ιδιότητες των υπεραγωγών: Τον τέλειο διαμαγνητισμό και τη μηδενική ηλεκτρική αντίσταση σε DC ρεύμα. Σύμφωνα με τη θεωρία London τα ηλεκτρόνια ενός υπεραγωγού μπορούν να θεωρηθούν ως ένα μείγμα δύο διαφορετικών ειδών ηλεκτρονίων: Των υπεραγωγίων και των φυσιολογικών ηλεκτρονίων. Η πυκνότητα των υπεραγωγίων ηλεκτρονίων n_s μειώνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας και τελικά γίνεται μηδέν για $T=T_c$, ενώ αντίστοιχα για $T=0$ είναι ίση με τη συνολική πυκνότητα των ηλεκτρονίων του υπεραγωγού. Αυτή είναι η βασική αρχή του μοντέλου των δύο ρευστών για τους υπεραγωγούς. Παρά το γεγονός ότι οι εξισώσεις London περιέγραφαν με ικανοποιητικό τρόπο τη συμπεριφορά των υπεραγωγών σε AC και DC ηλεκτρομαγνητικά πεδία, έρχονταν σε αντίθεση με κάποια βασικά πειραματικά

δεδομένα. Για μία επιφάνεια ανάμεσα σε φυσιολογικές και υπεραγώγιμες περιοχές η θεωρία προέβλεπε αρνητική επιφανειακή ενέργεια $\sigma_{ns} < 0$. Έτσι, ένας υπεραγωγός που βρισκόταν μέσα σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο είχε τη δυνατότητα να μειώσει τη συνολική του ενέργεια, αν αποτελούταν από διαδοχικές φυσιολογικές και υπεραγώγιμες περιοχές. Για να γίνει το εμβαδόν της επιφάνειας του υπεραγωγού μέγιστο, το μέγεθος των περιοχών θα έπρεπε να είναι το ελάχιστο δυνατό. Τα πειράματα της εποχής έδειχναν ότι ο διαχωρισμός μεταξύ των φυσιολογικών και υπεραγώγιμων περιοχών συνέβαινε μόνο σε δείγματα με μη μηδενικό παράγοντα απομαγνήτισης. Επίσης οι περιοχές ήταν σχετικά μεγάλες (περίπου 1mm), γεγονός το οποίο έδειχνε θετική επιφανειακή ενέργεια $\sigma_{ns} > 0$ και ερχόταν σε αντίθεση με τις υποθέσεις London.

Την αντίφαση αυτή τη συμπεριέλαβαν στη θεωρία τους οι V.L. Ginzburg και L.D. Landau οι οποίοι έλαβαν υπόψη και κβαντικά φαινόμενα. Η θεωρία G-L υποθέτει ότι μία μοναδική κβαντομηχανική κυματοσυνάρτηση Ψ περιγράφει όλα τα υπεραγώγιμα ηλεκτρόνια. Το τετράγωνο του πλάτους της Ψ θα πρέπει να είναι μηδέν σε μία φυσιολογική περιοχή, να αυξάνεται ομαλά μέσα στην επιφάνεια μεταξύ φυσιολογικής και υπεραγώγιμης περιοχής και τελικά να φτάνει σε μία τιμή ισορροπίας μέσα στην υπεραγώγιμη περιοχή. Ως εκ τούτου μία κλίση της Ψ (gradient) πρέπει να εμφανίζεται στην ενδιάμεση επιφάνεια και όπως γνωρίζουμε από την κβαντομηχανική το $|\nabla\Psi|^2$ είναι ανάλογο της πυκνότητας της κινητικής ενέργειας. Έτσι, λαμβάνοντας υπόψη τα κβαντικά φαινόμενα, υπάρχει μία πρόσθετη θετική ενέργεια αποθηκευμένη στην ενδιάμεση επιφάνεια, δίνοντας τη δυνατότητα για θετική επιφανειακή ενέργεια $\sigma_{ns} > 0$. Το σημαντικό επίτευγμα της θεωρία G-L είναι ότι εισήγαγε την κβαντομηχανική στην περιγραφή των υπεραγωγών. Αντιστοίχισε το σύνολο των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων με μία κυματοσυνάρτηση, με μόνη μεταβλητή μία χωρική συντεταγμένη. Έτσι η θεωρία διατύπωσε για πρώτη φορά την ομοιογενή συμπεριφορά όλων των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων, τα οποία περιγράφονται από μία κυματοσυνάρτηση $\bar{\Psi}(r)$.

Αν έχουμε έναν αριθμό n_s πανομοιότυπων υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων και όλα τα ηλεκτρόνια συμπεριφέρονται με τον ίδιο τρόπο, είναι προφανές ότι αρκεί η ίδια κυματοσυνάρτηση, με μία παράμετρο, για να τα περιγράψει όλα. Η σκέψη αυτή ήταν

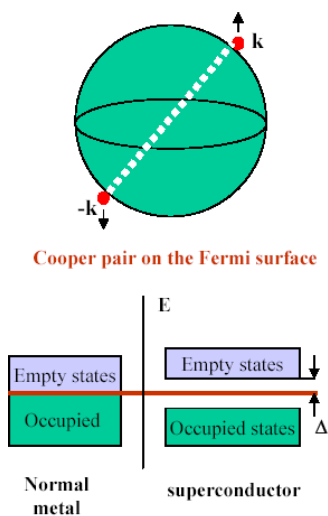
επαναστατική και έδωσε τη δυνατότητα για μετέπειτα προβλέψεις κβαντικών και μακροσκοπικών φαινομένων της υπεραγωγιμότητας.

Έχοντας εφαρμόσει τη θεωρία G-L σε υπεραγωγία κράματα μετάλλων, ο A.A.Abrikosov ανέπτυξε τη θεωρία των υπεραγωγών τύπου-II (1957). Αποδείχθηκε τελικά ότι οι υπεραγωγοί δεν έχουν απαραίτητα θετική επιφανειακή ενέργεια $\sigma_{ns} > 0$. Οι υπεραγωγοί οι οποίοι έχουν $\sigma_{ns} > 0$ είναι τύπου-I ενώ οι υπεραγωγοί με αρνητική επιφανειακή ενέργεια $\sigma_{ns} < 0$ είναι τύπου-II. Στην τελευταία κατηγορία ανήκει η πλειονότητα των υπεραγωγίων κραμάτων και χημικών ενώσεων. Στους υπεραγωγούς τύπου-II το φαινόμενο Meissner δεν εκδηλώνεται σε έντονα μαγνητικά πεδία και οι δυναμικές γραμμές διαπερνούν το υλικό κατά ένα ασυνήθιστο τρόπο. Οι δυναμικές γραμμές που διαπερνούν το υλικό σχηματίζουν τις λεγόμενες δίνες Abrikosov και η υπεραγωγιμότητα σε αυτή την περίπτωση εμφανίζει πολύ υψηλό κρίσιμο μαγνητικό πεδίο.

Η μικροσκοπική προέλευση της υπεραγωγιμότητας προσδιορίστηκε τελικά το 1957 από τους J. Bardeen, L. Cooper και J. Schrieffer με τη θεωρία BCS. Το πιο σημαντικό βήμα στην κατανόηση του μικροσκοπικού μηχανισμού της υπεραγωγιμότητας οφείλεται στον L. Cooper. Η κεντρική ιδέα της δουλειάς του συνοψίζεται στο σχήμα 1.6.

Cooper pairs and BCS theory of superconductivity

Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) theory (1957). Nobel prize in 1972



- Attraction between electrons with antiparallel momenta \mathbf{k} and spins due to exchange of lattice vibration quanta (phonons)
 - Instability of the normal Fermi surface due to bound states of electron (Cooper) pairs
 - Bose condensation of overlapping Cooper pairs into a coherent superconducting state.
 - Superconducting gap Δ on the Fermi surface
 - Critical temperature: $k_B T_c \approx 1.13 \hbar \omega_D \exp(-1/\gamma)$, $\gamma \approx 0.1-1$ is a dimensionless coupling constant
- $2\hbar \Delta = 3.52 k_B T_c$, $T_c \ll T_D \sim 300K$

Σχήμα 1.6: Μικροσκοπική θεωρία BCS και ζεύγη ηλεκτρονίων Cooper.








Έστω ότι έχουμε ένα κανονικό μέταλλο στη θεμελιώδη κατάσταση: Στο χώρο k όλες οι καταστάσεις για τα ηλεκτρόνια που δεν αλληλεπιδρούν μέσα στη σφαίρα Fermi είναι κατειλημμένες, ενώ έξω από τη σφαίρα είναι άδειες. Έπειτα ένα νέο ζεύγος ηλεκτρονίων τοποθετείται στις καταστάσεις k και $-k$ στην περιοχή της επιφάνειας Fermi. Αποδείχθηκε ότι αν τα δύο ηλεκτρόνια αναπτύξουν μεταξύ τους μία ελκτική δύναμη, σχηματίζουν μία οριακή κατάσταση. Το συγκεκριμένο ζεύγος ηλεκτρονίων ονομάζεται ζεύγος Cooper. Το ζεύγος Cooper έχει μηδενικό spin και αντιστοιχεί σε ένα μποζόνιο (υπακούει στη στατιστική Bose-Einstein). Αυτού του είδους τα σωματίδια, αν βρεθούν σε θερμοκρασία χαμηλότερη από μία συγκεκριμένη τιμή T , συγκεντρώνονται στη χαμηλότερη ενεργειακή κατάσταση (θεμελιώδη). Η διαδικασία αυτή είναι γνωστή ως συμπύκνωση Bose. Όλα τα σωματίδια τα οποία βρίσκονται στη συμπυκνωμένη κατάσταση έχουν την ίδια κυματοσυνάρτηση $\bar{\Psi}(r)$. Η ροή των συμπυκνωμένων σωματιδίων ακολουθεί τη μορφή των υπερρευστών και είναι πολύ δύσκολο να διασκορπιστούν από προσμίξεις ή ατέλειες του κρυστάλλου του μέσου διάδοσης.




Έτσι, το φαινόμενο της υπεραγωγιμότητας μπορεί να περιγραφεί με τον εξής τρόπο: Σε θερμοκρασίες μικρότερες από την κρίσιμη T_c , τα ζεύγη ηλεκτρονίων Cooper συμπυκνώνονται. Η συμπυκνωμένη ύλη δρα ως υπερρευστό, με το ηλεκτρικό ρεύμα να μεταφέρεται μέσω των ζευγών Cooper. Το ηλεκτρικό φορτίο του στοιχειώδους φορέα ρεύματος είναι ίσο με $2e$, όπου e το στοιχειώδες φορτίο του ηλεκτρονίου.

Η μικροσκοπική θεωρία της υπεραγωγιμότητας αναλύθηκε περαιτέρω από τον L.P. Gor'kov, ο οποίος ανέπτυξε μία μέθοδο επίλυσης του μοντέλου BCS με συναρτήσεις Green. Η δουλειά του Gor'kov ολοκλήρωσε τις θεωρίες των Ginzburg-Landau-Abrikosov. Στα χρόνια που ακολούθησαν ανακαλύφθηκαν νέες υπεραγώγιμες χημικές ενώσεις, με κρίσιμες θερμοκρασίες υψηλότερες από 25°K . Η πιο σημαντική πρόοδος έγινε το 1986 από τους J.G. Bednorz και K.A. Muller, οι οποίοι ανακάλυψαν τον πρώτο κεραμικό υπεραγωγό (LaBaCuO_4 , $T_c \sim 40\text{ K}$). Οι κεραμικοί υπεραγωγοί έχουν εμφανίσει τις υψηλότερες κρίσιμες θερμοκρασίες μέχρι σήμερα, φτάνοντας μέχρι και στους 138°K σε συνθήκες ατμοσφαιρικής πίεσης. Η κλασική θεωρία BCS δε δύναται να δώσει επαρκή εξήγηση όλων των ιδιοτήτων των υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας. Μέχρι σήμερα ο μηχανισμός λειτουργίας των υπεραγωγών αυτών και η αιτία της υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας παραμένουν αδιευκρίνιστα και

αποτελούν μία από τις κυριότερες προκλήσεις της σύγχρονης Φυσικής της συμπεκνωμένης ύλης. Στον πίνακα 1.3 απεικονίζονται οι κάτοχοι των βραβείων Nobel, τα οποία σχετίζονται με τον τομέα της υπεραγωγιμότητας.

Πίνακας 1.3: Κάτοχοι βραβείων Nobel τα οποία σχετίζονται με τον τομέα της Υπεραγωγιμότητας.

1913	1962	1972			1973	1973
Heike Kamerlingh Onnes	Lev Davidovich Landau	John Bardeen	Leon Neil Cooper	John Robert Schrieffer	Brian David Josephson	Ivar Giaever
						
for his investigations on the properties of matter at low temperatures which led, inter alia, to the production of liquid helium	for his pioneering theories for condensed matter, especially liquid helium	for their jointly developed theory of superconductivity, usually called the BCS-theory			for his theoretical predictions of the properties of a supercurrent through a tunnel barrier, in particular those phenomena which are generally known as the Josephson effects	for his experimental discoveries regarding tunneling phenomena in superconductors
Discovery of superconductivity in Hg	Superfluidity Theory of second order phase transitions	Microscopic theory of superconductivity			Josephson effect (theory)	Josephson effect (experiment)

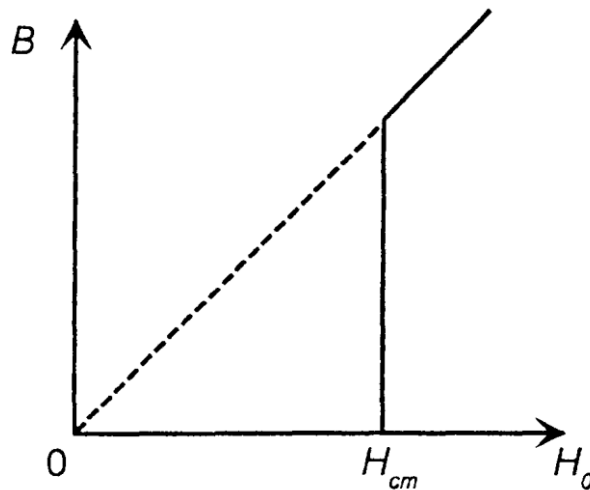
1978 Pyotr Leonidovich Kapitsa	1987 J. Georg Bednorz	K. Alexander Müller	2003 Alexei A. Abrikosov	Vitaly L. Ginzburg	Anthony J. Leggett	XXXX ????
						
for his basic inventions and discoveries in the area of low-temperature physics	for their important break-through in discovery of the superconductivity in ceramic materials		for pioneering contributions to the theory of superconductors and superfluids		for explanation of High Tc super-conductivity?	
Discovery of superfluidity	Discovery of High Temperature Superconductors		Vortices in type-II super-conductors	Ginzburg-Landau theory	Superfluidity in He-3 (theory)	

1.2 Μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών

Οι υπεραγωγοί μπορούν να διαιρεθούν σε δύο κατηγορίες, με κριτήριο τη διαφορετική αντίδραση σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Οι υπεραγωγοί τύπου-I παρουσιάζουν το πλήρες φαινόμενο Meissner. Οι υπεραγωγοί τύπου-II χαρακτηρίζονται από μερικό φαινόμενο Meissner σε περίπτωση έκθεσης σε επαρκώς μεγάλο μαγνητικό πεδίο. Όλα τα καθαρά στοιχεία (με μικρό ποσοστό προσμίξεων) είναι υπεραγωγοί τύπου-I. Τα υπεραγωγία κράματα, τα στοιχεία με προσμίξεις και οι χημικές ενώσεις (συμπεριλαμβανομένων των υπεραγωγών υψηλής θερμοκρασίας) ανήκουν στους υπεραγωγούς τύπου-II.

1.2.1 Μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών τύπου-I

Έστω ότι έχουμε έναν υπεραγωγό μέσα σε μαγνητικό πεδίο έντασης H_0 . Καθώς η μαγνητική ένταση αυξάνεται, η μαγνητική επαγωγή αρχικά δεν αλλάζει και παραμένει μηδενική ($B=0$). Όταν η ένταση φτάσει στην κρίσιμη τιμή πεδίου H_c , η υπεραγωγιμότητα καταστρέφεται, το πεδίο διεισδύει στο εσωτερικό του υλικού και η επαγωγή B γίνεται μη μηδενική. Έτσι η καμπύλη μαγνήτισης $B=B(H_0)$ των υπεραγωγών τύπου-I διαμορφώνεται όπως στο σχήμα 1.7:



Σχήμα 1.7: Καμπύλη μαγνήτισης υπεραγωγών τύπου-I.

Η μαγνητική επαγωγή B και η ένταση του μαγνητικού πεδίου H_0 σχετίζονται με τη σχέση:

$$B = H_0 + 4 \cdot \pi \cdot M \quad (1)$$

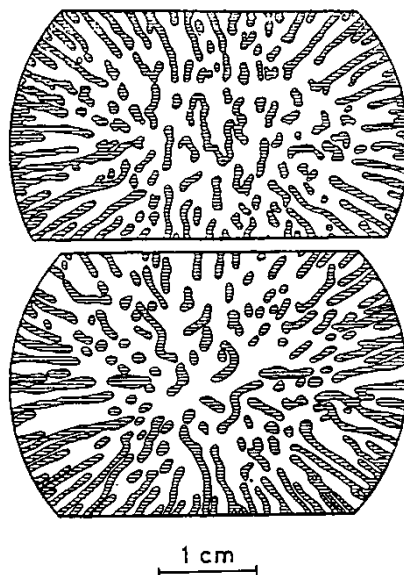
με το M να είναι η μαγνητική ροπή ανά μονάδα όγκου.

Με βάση τις σχέσεις (3) της ενότητας 1.1.2 ($\rho=0$ και $B=0$), εξάγονται οι βασικές μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών τύπου-I:

- Οι δυναμικές γραμμές στο εξωτερικό ενός υπεραγωγού είναι πάντα εφαπτόμενες στην επιφάνειά του.
- Ένας υπεραγωγός μέσα σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο εμφανίζει πάντα επιφανειακά ρεύματα.
- Σε μία απλή δομή υπεραγωγού τα επιφανειακά ρεύματα αναπτύσσονται μόνο στην περίπτωση ύπαρξης εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.

1.2.2 Ενδιάμεση κατάσταση σε υπεραγωγούς τύπου-I

Όταν τοποθετείται ένας υπεραγωγός τύπου-I σε εξωτερικό ομοιόμορφο μαγνητικό πεδίο, η ιδιότητα της υπεραγωγιμότητας καταστρέφεται όταν η ένταση του μαγνητικού πεδίου φτάσει την κρίσιμη τιμή H_c . Σε πιο σύνθετα σχήματα δειγμάτων η ομοιομορφία του πεδίου παύει να ισχύει. Για παράδειγμα, όταν τοποθετείται μία υπεραγώγιμη σφαίρα σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, οι δυναμικές γραμμές είναι πάντα επαπτόμενες στην επιφάνειά της. Έτσι στο εξωτερικό της σφαίρας η πυκνότητα των γραμμών είναι μεγαλύτερη στην περιφέρειά της και μηδενική στους πόλους της. Το φαινόμενο αυτό της μη ομοιόμορφης κατανομής του πεδίου στο εξωτερικό της σφαίρας ονομάζεται φαινόμενο απομαγνήτισης. Όταν αυξάνεται η μαγνητική ένταση H_0 του εξωτερικού πεδίου, το περιφερειακό πεδίο φτάνει την κρίσιμη τιμή για $H_0 < H_c$, νωρίτερα από το πεδίο των πόλων. Λόγω της ανισότητας των δύο πεδίων η σφαίρα δεν μπορεί να βρίσκεται ολόκληρη σε κανονική ή υπεραγώγιμη κατάσταση. Παρατηρείται μία συνύπαρξη εναλλασσόμενων υπεραγώγιμων και κανονικών περιοχών στο εσωτερικό της σφαίρας, φαινόμενο που είναι γνωστό ως ενδιάμεση κατάσταση. Οι επιφάνειες ανάμεσα στις εναλλασσόμενες περιοχές είναι πάντα παράλληλες στο πεδίο, ενώ σε εγκάρσια τομή της σφαίρας παρατηρούνται σύνθετοι σχηματισμοί κανονικών και υπεραγώγιμων περιοχών (Σχήμα 1.8).



Σχήμα 1.8: Υπεραγώγιμες και κανονικές περιοχές σε μία σφαίρα κασσιτέρου. Οι σκιασμένες περιοχές είναι οι υπεραγώγιμες.

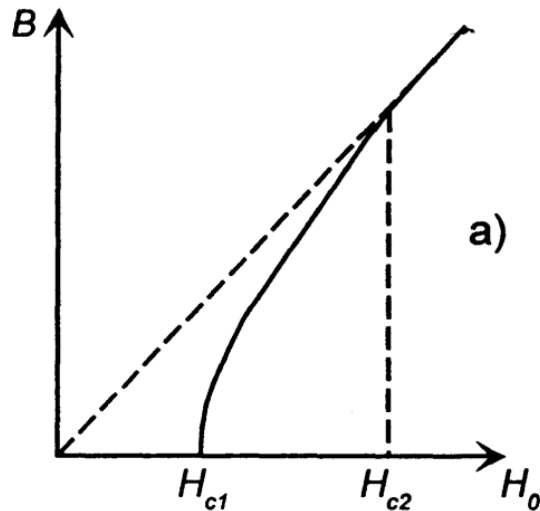
Η μέγιστη ένταση στην επιφάνεια του υπεραγωγού H_m είναι μεγαλύτερη, αλλά ανάλογη με αυτή του εξωτερικού πεδίου H_0 και εξαρτάται από τη γεωμετρία του υπεραγώγιμου δείγματος. Πιο συγκεκριμένα, είναι:

$$H_m = \frac{H_0}{1-D} \quad (2)$$

όπου D είναι ο παράγοντας απομαγνήτισης και παίρνει διαφορετικές τιμές, ανάλογα με το σχήμα του δείγματος. Η μετάβαση στην ενδιάμεση κατάσταση πραγματοποιείται όταν η μέγιστη ένταση H_m φτάσει την κρίσιμη τιμή H_c . Ένας σταθερός σχηματισμός υπεραγώγιμων και κανονικών περιοχών είναι δυνατός μόνο αν στις κανονικές περιοχές το πεδίο είναι ίσο με H_c . Για αυτό το λόγο οι κανονικές περιοχές προσαρμόζουν αυτόματα το μέγεθός τους, ώστε να έχουν την κρίσιμη τιμή του πεδίου. Η ενδιάμεση κατάσταση μπορεί να παρουσιαστεί επίσης σε ηλεκτροφόρα κυλινδρικά σύρματα. Τη στιγμή που το ρεύμα φτάνει σε μία τιμή, ώστε το μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια του αγωγού να πάρει την τιμή H_c , ο αγωγός μεταβαίνει στην ενδιάμεση κατάσταση. Ένα στρώμα κανονικής περιοχής σχηματίζεται στην επιφάνειά του και το πάχος του αυξάνεται ανάλογα με την τιμή του ρεύματος.

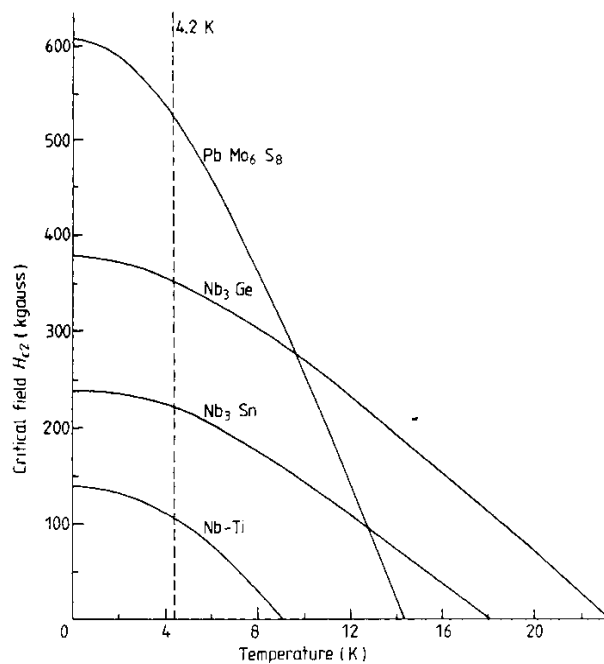
1.2.3 Μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών τύπου-II

Σε αντίθεση με τους υπεραγωγούς τύπου-I, στους υπεραγωγούς τύπου-II το μαγνητικό πεδίο μπορεί να διεισδύσει στο εσωτερικό τους κατά ένα συγκεκριμένο τρόπο. Υπάρχουν δύο κρίσιμες τιμές έντασης του μαγνητικού πεδίου H_{c1} και H_{c2} . Σε χαμηλές τιμές του πεδίου για $H_0 < H_{c1} < H_c$, στο υλικό εκδηλώνεται το πλήρες φαινόμενο Meissner και η μαγνητική επαγωγή είναι μηδενική στο εσωτερικό του ($B=0$). Σε υψηλότερες τιμές της μαγνητικής έντασης οι δυναμικές γραμμές διαπερνούν τμηματικά τον υπεραγωγό με τη μορφή κβαντισμένων μαγνητικών δινών. Η μαγνητική επαγωγή B αυξάνεται με την αύξηση του εξωτερικού πεδίου H_0 και τελικά γίνεται ίση με την επαγωγή του πεδίου όταν καταστραφεί η υπεραγωγιμότητα. Η επιστροφή στην κανονική κατάσταση γίνεται στην ανώτερη κρίσιμη τιμή του πεδίου $H_{c2} > H_c$. Η κατάσταση για την περιοχή τιμών μεταξύ H_{c1} και H_{c2} , στην οποία $B \neq 0$ στο εσωτερικό του υπεραγωγού, ονομάζεται μικτή κατάσταση. Ωστόσο, ακόμα και για τιμές μεγαλύτερες του H_{c2} , μέχρι την τρίτη κρίσιμη τιμή $H_{c3} = 1,69 \cdot H_{c2}$, ένα λεπτό επιφανειακό στρώμα του υλικού παραμένει υπεραγώγιμο. Η καμπύλη μαγνήτισης $B=B(H_0)$ για έναν ιδανικό υπεραγωγό τύπου-II δίνεται στο σχήμα 1.9:



Σχήμα 1.9: Καμπύλη μαγνήτισης υπεραγωγών τύπου-II.

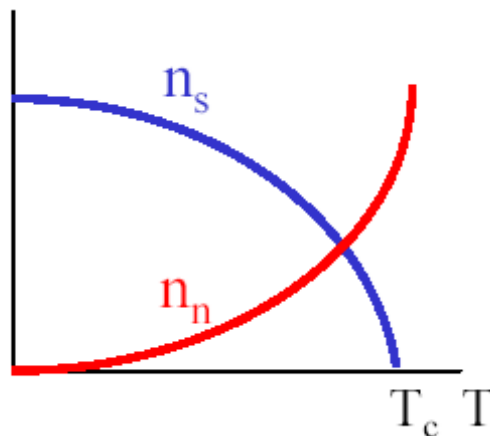
Αξίζει να σημειωθεί ότι στους υπεραγωγούς τύπου-II η δεύτερη κρίσιμη τιμή του μαγνητικού πεδίου H_{c2} μπορεί να είναι πολύ μεγαλύτερη από την κρίσιμη τιμή H_c . Για αυτό το λόγο οι υπεραγωγοί τύπου-II χρησιμοποιούνται σε υπεραγώγιμους μαγνήτες ισχυρών πεδίων και σε υπεραγώγιμα σύρματα υψηλών ρευμάτων. Η εξάρτηση της δεύτερης κρίσιμης τιμής H_{c2} από τη θερμοκρασία, για κάποιες υπεραγώγιμες χημικές ενώσεις ισχυρών πεδίων, φαίνεται στη γραφική παράσταση του σχήματος 1.10:



Σχήμα 1.10: Εξάρτηση δεύτερης κρίσιμης τιμής H_{c2} από τη θερμοκρασία για υπεραγώγιμες χημικές ενώσεις ισχυρών πεδίων.

1.3 Το μοντέλο των δύο ρευστών και οι εξισώσεις London

Το μοντέλο των δύο ρευστών παρέχει τον ευκολότερο τρόπο περιγραφής της συμπεριφοράς ενός υπεραγωγού, μέσα σε ένα εξωτερικό εναλλασσόμενο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Υποθέτουμε ότι τα ελεύθερα ηλεκτρόνια μέσα σε έναν υπεραγωγό μπορούν να χωριστούν σε δύο κατηγορίες: Στα υπεραγώγιμα ηλεκτρόνια με πυκνότητα n_s και στα κανονικά ηλεκτρόνια με πυκνότητα n_n . Η ολική πυκνότητα των ελεύθερων ηλεκτρονίων $n = n_s + n_n$ διατηρείται σταθερή. Σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες από την κρίσιμη δεν υπάρχουν υπεραγώγιμα ηλεκτρόνια, είναι δηλαδή $n_s = 0$ και $n = n_n$. Στο απόλυτο μηδέν ($T=0$) όλα τα ηλεκτρόνια μετατρέπονται σε υπεραγώγιμα και γίνεται $n_s = n$ και $n_n = 0$. Όσο αυξάνεται η θερμοκρασία από το 0 έως την κρίσιμη T_c , η πυκνότητα n_s μειώνεται σταδιακά από το n στο 0, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.11.



Σχήμα 1.11: Μεταβολή της πυκνότητας των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων n_s και των κανονικών ηλεκτρονίων n_n συναρτήσει της θερμοκρασίας T .

1.3.1 Οι εξισώσεις London

Υποθέτουμε ότι το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο είναι αρκετά μικρής έντασης, ώστε να μην έχουν κάποια αξιόλογη επίδραση στην πυκνότητα των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων. Επίσης η πυκνότητα n_s των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων είναι σταθερή σε όλο το χώρο. Σε αυτή την περίπτωση η σχέση ανάμεσα στο ηλεκτρικό ρεύμα, στο ηλεκτρικό και στο μαγνητικό πεδίο είναι γραμμική και δίνεται από τις εξισώσεις London.

Πρώτη εξίσωση London

Από το δεύτερο νόμο του Νεύτωνα, για υπεραγώγιμα ηλεκτρόνια που κινούνται μέσα σε ηλεκτρικό πεδίο έντασης E , ισχύει :

$$n_s \cdot m \cdot \frac{\partial v_s}{\partial t} = n_s \cdot e \cdot E \quad (1)$$

όπου m η μάζα και e το φορτίο του ηλεκτρονίου, v_s η ταχύτητα και n_s η πυκνότητα των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων. Λαμβάνοντας υπόψη ότι η πυκνότητα του υπεραγώγιμου ρεύματος είναι $J_s = n_s \cdot e \cdot v_s$, προκύπτει ότι:

$$E = \Lambda \cdot \frac{\partial J_s}{\partial t}, \text{ με } \Lambda = \frac{m}{n_s \cdot e^2} \quad (2)$$

Η εξίσωση αυτή είναι η πρώτη εξίσωση London και αποδεικνύει ότι για σταθερή πυκνότητα υπεραγώγιμου ρεύματος ($\frac{\partial J_s}{\partial t} = 0$), το ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του υπεραγωγού είναι μηδενικό.

Δεύτερη εξίσωση London

Η δεύτερη εξίσωση London ορίζει τη σχέση μεταξύ του υπεραγώγιμου ρεύματος και του μαγνητικού πεδίου σε έναν υπεραγωγό. Από τις ιδιότητες των υπεραγωγών τύπου-I, είναι γνωστό ότι το μαγνητικό πεδίο δε διαπερνά το εσωτερικό τους.

Το γεγονός αυτό ισχύει μόνο μακροσκοπικά, καθώς σε μικρότερη κλίμακα το μαγνητικό πεδίο διεισδύει στο εσωτερικό του υπεραγωγού κατά ένα μικρό βάθος της τάξης των 1000 Angstrom.

Αντικαθιστώντας τις εξισώσεις του Maxwell

$$\text{rot}E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \text{ rot}H = J \xrightarrow{(1)} H + \lambda^2 \cdot \text{rot}(\text{rot}H) = 0 \quad (2) \text{ και } \text{rot}H = J \text{ στην πρώτη}$$

εξίσωση London (εξίσωση (2)) και υποθέτοντας ότι το υπεραγώγιμο ρεύμα J_s δεν επηρεάζει την πυκνότητα των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων n_s , προκύπτει η δεύτερη εξίσωση London:

$$H + \lambda^2 \cdot \text{rot}(\text{rot}H) = 0$$

όπου $H(r)$ η ένταση του μαγνητικού πεδίου και $\lambda^2 = \frac{m \cdot c^2}{4 \cdot \pi \cdot n_s \cdot e^2}$ το βάθος διείσδυσης

London.

1.3.2 Βάθος διείσδυσης London

Με τη βοήθεια των εξισώσεων London θα εξετάσουμε τον τρόπο διείσδυσης του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό ενός υπεραγωγού. Σε ένα καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων θεωρούμε έναν υπεραγωγό ημιχώρο $x > 0$, με την αρχή του να συμπίπτει με το επίπεδο $x=0$. Έστω ότι υπάρχει εξωτερικό μαγνητικό πεδίο με ένταση H_0 , στη διεύθυνση του άξονα z . Λαμβάνοντας υπόψη τη συμμετρία του προβλήματος και το γεγονός ότι $\text{rot}(\text{rot}H) = -\nabla^2 H$, η δεύτερη εξίσωση London θα μας δώσει :

$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \frac{H}{\lambda^2}$. Οι συνοριακές συνθήκες είναι $H(x=0) = H_0$ και από το φαινόμενο

Meissner προκύπτει η δεύτερη συνθήκη $H(\infty) = 0$. Η λύση που ικανοποιεί την προηγούμενη εξίσωση, σε συνδυασμό με τις συνοριακές συνθήκες, είναι της μορφής:

$$H = H_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (4)$$

Παρατηρούμε ότι για απόσταση x μεγαλύτερη από το βάθος διείσδυσης λ από την επιφάνεια του υπεραγωγού, το μαγνητικό πεδίο H στο εσωτερικό του υπεραγωγού μειώνεται εκθετικά. Για την απλή γεωμετρία του παραδείγματος η εξίσωση Maxwell

$\text{rot}H = J_s$ θα γίνει $J_s = \frac{\partial H}{\partial x}$. Αντικαθιστώντας τη μορφή της έντασης H προκύπτει

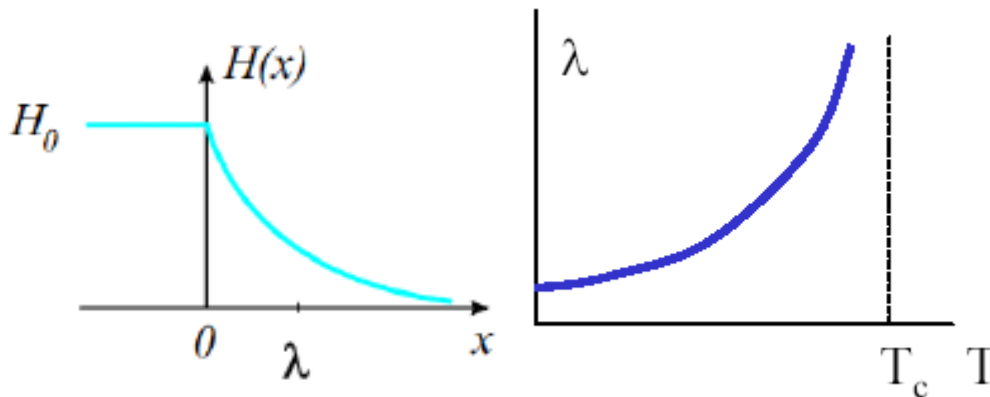
τελικά ότι η πυκνότητα του υπεραγωγίμου ρεύματος είναι:

$$J_s = \frac{H_0}{\lambda} \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (5)$$

Το βάθος διείσδυσης λ εξαρτάται από την πυκνότητα των υπεραγωγίων ηλεκτρονίων n_s , άρα και από τη θερμοκρασία T . Μία καλή προσέγγιση για τη θερμοκρασιακή εξάρτηση του λ είναι ο εμπειρικός τύπος:

$$\lambda(T) = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{[1 - (\frac{T}{T_c})^4]}} \quad (6)$$

Να σημειωθεί ότι η εξίσωση που προέκυψε για το λ ισχύει μόνο για καθαρές ενώσεις υπεραγωγών, ενώ πιθανές προσμίξεις έχουν ως αποτέλεσμα την αύξηση του.



Σχήμα 1.12: Αριστερά: Η εξάρτηση της έντασης H του μαγνητικού πεδίου από την απόσταση x ενός εσωτερικού σημείου από την επιφάνεια του υπεραγωγού. Δεξιά: Η θερμοκρασιακή εξάρτηση του βάθους διείσδυσης λ .

1.3.3 Ελεύθερη ενέργεια στο μοντέλο London

Στην ενότητα 1.3.1 εξαγάγαμε τις εξισώσεις London χρησιμοποιώντας το δεύτερο νόμο του Νεύτωνα και τις εξισώσεις του Maxwell. Εξετάζοντας το φαινόμενο από τη θερμοδυναμική φύση του, είναι γνωστό ότι η κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας αντιστοιχεί στην ελάχιστη ελεύθερη ενέργεια. Ας θεωρήσουμε έναν υπεραγωγό μέσα σε ένα ομοιόμορφο μαγνητικό πεδίο. Έστω ότι η ελεύθερη ενέργεια του υπεραγωγού σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο είναι ίση με F_{s0} . Για έναν υπεραγωγό, εκτός από την ενέργεια του μαγνητικού πεδίου, πρέπει να λάβουμε υπόψη και την κινητική ενέργεια των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων. Η πυκνότητα της κινητικής ενέργειας είναι:

$$W_{kin} = \frac{n_s \cdot v_s^2 \cdot m}{2} = \frac{m \cdot J_s^2}{2 \cdot e \cdot n_s} \quad (7)$$

Αντικαθιστώντας την πυκνότητα J_s από την εξίσωση Maxwell και από τη σχέση του βάθους διείσδυσης λ , προκύπτει ότι:

$$W_{kin} = \frac{\lambda^2 \cdot (\text{rot}H)^2}{8 \cdot \pi} \quad (8)$$

Η χωρική πυκνότητα της μαγνητικής ενέργειας στο εσωτερικό του υπεραγωγού είναι ίση με $\frac{H^2}{8 \cdot \pi}$. Επομένως η συνολική ελεύθερη ενέργεια του υπεραγωγού, συμπεριλαμβανομένης της κινητικής και της μαγνητικής ενέργειας, θα είναι:

$$F_{sH} = F_{s0} + \frac{1}{8\pi} \int [H^2 + \lambda^2 \cdot (\text{rot}H)^2] dV \quad (9)$$

Το ολοκλήρωμα υπολογίζεται στο σύνολο του όγκου του υπεραγωγού. Για να προσδιορίσουμε την τιμή $H(r)$ της έντασης, για την οποία η ενέργεια F_{sH} γίνεται ελάχιστη, αρκεί να ισχύει $\frac{dF_{sH}}{dt} = 0$. Παραγωγίζοντας τη σχέση (9) και με τη βοήθεια της ταυτότητας $a \cdot \text{rot}b = b \cdot \text{rot}a - \text{div}[a \times b]$, καταλήγουμε στη σχέση:

$$H + \lambda^2 \cdot \text{rot}(\text{rot}H) = 0 \quad (10)$$

Η σχέση (10) είναι η δεύτερη εξίσωση London.

1.4 Ιδιότητες των υπεραγωγών σε υψηλές συχνότητες

Μέχρι τώρα εξετάσαμε τις στατικές ιδιότητες των υπεραγωγών, οι οποίες περιγράφονται από τις εξισώσεις London. Σε πολλές περιπτώσεις όμως εναλλασσόμενα ρεύματα ή σήματα εφαρμόζονται στους υπεραγωγούς. Για να εξετάσουμε τα φαινόμενα αυτά απαιτείται κατανόηση των δυναμικών ιδιοτήτων, καθώς και των ιδιοτήτων τους σε υψηλές συχνότητες. Ο ευκολότερος τρόπος για τη μελέτη αυτή είναι η εφαρμογή του μοντέλου των δύο ρευστών, σε συνδυασμό με την πρώτη εξίσωση London.

1.4.1 Κινητική επαγωγή

Η επαγωγή ενός τμήματος σε ένα ηλεκτρικό κύκλωμα ορίζεται συνήθως από την ενέργεια F^M του παραγόμενου από το ρεύμα I μαγνητικού πεδίου. Ισχύει ότι:

$$F^M = \frac{1}{8\pi} \cdot \int H^2 dv = \frac{1}{2} \cdot L^M \cdot I^2 \quad (1)$$

με το ολοκλήρωμα να εφαρμόζεται στο σύνολο του χώρου. Η επαγωγή L^M ονομάζεται μαγνητική επαγωγή. Ωστόσο, η ενέργεια σε ένα κλειστό βρόχο που διαρρέεται από ρεύμα δεν αποθηκεύεται μόνο στο μαγνητικό πεδίο: Η ροή του ρεύματος υποδεικνύει ότι ένα μέρος της ενέργειας αποθηκεύεται ως κινητική ενέργεια F^K των ηλεκτρονίων που μεταφέρουν το ρεύμα. Αυτό το μέρος της ενέργειας σχετίζεται με την κινητική επαγωγή ως εξής:

$$F^K = \int \frac{n \cdot m \cdot v^2}{2} dv = \frac{1}{2} \cdot L^K \cdot I^2 \quad (2)$$

όπου L^K είναι η κινητική επαγωγή των ηλεκτρονίων, ενώ n, m, v είναι η πυκνότητα, η μάζα και η ταχύτητα των ηλεκτρονίων, αντίστοιχα.

Αν το τμήμα του κυκλώματος είναι απλός αγωγός η συνεισφορά της κινητικής επαγωγής στη συνολική εμπέδηση είναι πολύ μικρή, καθώς η ταχύτητα ολίσθησης των φυσιολογικών ηλεκτρονίων συνήθως αμελείται. Η συνεισφορά της κινητικής εμπέδησης στους συνήθεις αγωγούς μπορεί να γίνει σημαντική μόνο σε πολύ μεγάλες συχνότητες, της τάξης των 10^{13} Hz. Τα υπεραγώγιμα ηλεκτρόνια όμως δεν εμφανίζουν το φαινόμενο της διασποράς και μπορούν να αναπτύξουν μεγάλες ταχύτητες. Έτσι η κινητική επαγωγή είναι υπολογίσιμη στους υπεραγωγούς.

Η πυκνότητα του υπεραγώγιμου ρεύματος είναι $J_s = n_s \cdot e \cdot v_s$. Από τις σχέσεις της κινητικής ενέργειας και του βάθους διείσδυσης London εξάγουμε τον ακόλουθο ορισμό της κινητικής επαγωγής για τους υπεραγωγούς:

$$L^K = \frac{4\pi\lambda^2}{c^2} \cdot \int \frac{J_s^2}{I^2} dv \quad (3)$$

όπου το ολοκλήρωμα υπολογίζεται στο σύνολο του όγκου του υπεραγωγού και I είναι το συνολικό ρεύμα που τον διαπερνά. Αν θεωρήσουμε ένα υπεραγώγιμο σύρμα μήκους l και ακτίνας $R \gg \lambda$, το οποίο διαρρέεται από ρεύμα I , η ροή του ρεύματος θα περιοριστεί στην περιοχή της επιφάνειας. Η κατανομή αυτή οφείλεται στο φαινόμενο Meissner. Η πυκνότητα ρεύματος J_s σε απόσταση r από το κέντρο του σύρματος θα είναι:

$$J_s(x) = J_s(0) \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}}, \text{ με } x=R-r \quad (4)$$

Το ολικό ρεύμα θα είναι:

$$I = 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \lambda \cdot J_s(0) \quad (5)$$

Αντικαθιστώντας στη σχέση της κινητικής επαγωγής και υπολογίζοντας το ολοκλήρωμα προκύπτει ότι:

$$L^K = \frac{l \cdot \lambda}{c^2 \cdot R} \quad (6)$$

όπου l είναι το μήκος της διαδρομής του ρεύματος.

1.4.2 Επιδερμικό φαινόμενο

Το εναλλασσόμενο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο επάγει επιφανειακά ρεύματα σε έναν αγωγό, με αποτέλεσμα τη μείωση της έντασης του πεδίου στο εσωτερικό του. Η έκταση των επιφανειακών ρευμάτων καθορίζεται από την αγωγιμότητα σ του υπεραγωγού και από τη συχνότητα ω του πεδίου. Για να αναλυθεί ποσοτικά το επιδερμικό φαινόμενο πρέπει να εξεταστεί η διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε αγωγία μέσα. Χαρακτηρίζεται από τις χρονομεταβλητές εξισώσεις του Maxwell:

$$\text{rot}H = J + \frac{\partial D}{\partial t} \quad \text{και} \quad \text{rot}E = -\frac{\partial B}{\partial t}. \quad \text{Από τον ορισμό της αγωγιμότητας ισχύει ότι}$$

$J = \sigma \cdot E$. Εφαρμόζοντας τον τελεστή $\nabla \times$ στην πρώτη εξίσωση και με βάση την ταυτότητα $\text{rot}(\text{rot}H) = -\nabla^2 H$, καταλήγουμε στη σχέση:

$$\nabla^2 H - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \cdot \sigma \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \quad (7)$$

Η τελευταία εξίσωση αποτελεί μία εξίσωση διάδοσης ενός κλασικού κύματος σε ένα μέσο με απώλειες. Έτσι το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο εξαρτάται από το διαδιδόμενο κύμα ως εξής: H ανάλογο του $e^{-j \cdot (kx - \omega t)}$, όπου k είναι ο κυματαριθμός διάδοσης και είναι ίσος με $k = \frac{1-j}{\delta}$. Το δ είναι το χαρακτηριστικό μήκος εξασθένισης του πεδίου και είναι

$$\delta = \sqrt{\frac{c^2}{2\pi\sigma\omega}} \quad (8)$$

Από τα παραπάνω συμπεραίνουμε ότι το πλάτος του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου μειώνεται εκθετικά από την επιφάνεια προς το εσωτερικό του αγωγού. Το εναλλασσόμενο πεδίο εισχωρεί μόνο σε ένα λεπτό στρώμα του αγωγού, στην περιφέρειά του. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να μειώνεται σημαντικά η ενεργός διατομή του αγωγού από την οποία διέρχεται το ηλεκτρικό ρεύμα. Από τον ορισμό του δ παρατηρούμε ότι όσο αυξάνεται η συχνότητα τόσο μειώνεται το πάχος αυτού του στρώματος. Για να εξετάσουμε το επιδερμικό φαινόμενο στους υπεραγωγούς αρκεί να προσδιορίσουμε την αγωγιμότητά τους σ_s σε υψηλές συχνότητες.

1.4.3 Αγωγιμότητα υπεραγωγών σε υψηλές συχνότητες

Για να υπολογίσουμε τη σύνθετη αγωγιμότητα ενός υπεραγωγού πρέπει να εξετάσουμε τη συμπεριφορά του μέσα σε ένα ομοιόμορφο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Η πραγματική κατανομή του πεδίου στον υπεραγωγό δε θα είναι ομοιόμορφη, λόγω του επιδερμικού φαινομένου. Ο παρακάτω υπολογισμός αφορά την αγωγιμότητα του υπεραγωγού ως χαρακτηριστικό του υλικού και όχι την πραγματική αγωγιμότητα ενός υπεραγώγιμου σώματος. Ο υπολογισμός της πραγματικής αγωγιμότητας ενός υπεραγώγιμου σώματος προϋποθέτει την ακριβή γνώση της χωρικής κατανομής του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου.

Το μοντέλο των δύο ρευστών

Για να υπολογίσουμε την αγωγιμότητα ενός υπεραγωγού σε πεδίο υψηλής συχνότητας χρησιμοποιούμε το μοντέλο των δύο ρευστών. Η συνολική πυκνότητα ηλεκτρονίων είναι $n = n_s + n_n$ και διατηρείται σταθερή: n_s είναι η πυκνότητα των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων και n_n η πυκνότητα των κανονικών.

Το συνολικό ρεύμα είναι το άθροισμα του κανονικού και του υπεραγώγιμου ρεύματος:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_s, \quad \mathbf{J}_{n,s} = -e \cdot n_{n,s} \cdot \mathbf{v}_{n,s} \quad (9)$$

όπου $\mathbf{v}_{n,s}$ είναι οι ταχύτητες των κανονικών και υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων. Από τον ορισμό της σύνθετης αγωγιμότητας σ , ισχύει:

$$J = \sigma \cdot E = (\sigma_1 - \sigma_2 \cdot j) \cdot E \quad (10)$$

με σ_1 το πραγματικό μέρος και σ_2 το φανταστικό μέρος.

Κανονικά ηλεκτρόνια

Από το δεύτερο νόμο του Νεύτωνα, λαμβάνοντας υπόψη τη δύναμη του πεδίου και τις τριβές εξαιτίας των συγκρούσεων των ηλεκτρονίων, προκύπτει ότι:

$$m \cdot \frac{dv}{dt} = \frac{m}{n_n \cdot e} \cdot \frac{\partial J_n}{\partial t} = e \cdot E - m \cdot \frac{v}{\tau} \quad (11)$$

όπου $\tau^{-1} = \frac{v_f}{l}$ είναι η συχνότητα των συγκρούσεων των ηλεκτρονίων.

Ολοκληρώνοντας τη σχέση και υποθέτοντας ότι η πυκνότητα του κανονικού ρεύματος είναι ανάλογη του $e^{i\omega t}$, θα προκύψει ότι:

$$J_n = \frac{n_n \cdot \tau}{n_s \cdot \Lambda} \cdot \frac{1}{1 + j\omega\tau} \cdot E, \text{ με } \Lambda = \frac{m}{n_s \cdot e^2} \quad (12)$$

Η αγωγιμότητα των κανονικών ηλεκτρονίων προκύπτει τελικά:

$$\sigma_{n1} = \frac{n_n \cdot \tau}{n_s \cdot \Lambda} \cdot \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} \text{ και } \sigma_{n2} = \frac{n_n \cdot \tau}{n_s \cdot \Lambda} \cdot \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (13)$$

Υπεραγώγιμα ηλεκτρόνια

Η κίνηση των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων καθορίζεται από την πρώτη εξίσωση London: Υποθέτοντας ότι η πυκνότητα του υπεραγώγιμου ρεύματος J_s είναι ανάλογη του $e^{j\omega t}$, θα έχουμε ότι:

$$J_s = -\frac{j}{\Lambda\omega} \cdot E \quad (14)$$

Η τελευταία σχέση μας δείχνει ότι η αγωγιμότητα των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων είναι καθαρά φανταστική, χωρίς ωμικές απώλειες, όπως αναμενόταν. Άρα θα είναι:

$$\sigma_{s1} = 0 \text{ και } \sigma_{s2} = \frac{1}{\Lambda\omega} \quad (15)$$

Το συνολικό ρεύμα είναι το άθροισμα του κανονικού ρεύματος J_n και του υπεραγώγιμου J_s , άρα η συνολική αγωγιμότητα του υπεραγωγού θα είναι:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_s = \sigma_1 + \sigma_2, \text{ με } \sigma_1 = \frac{n_n \cdot \tau}{n_s \cdot \Lambda} \cdot \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} \text{ και } \sigma_2 = \frac{1}{\Lambda\omega} \cdot \left[1 + \frac{n_n}{n_s} \cdot \frac{(\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2} \right] \quad (16)$$

Οι εξισώσεις αυτές ορίζουν τη σύνθετη αγωγιμότητα ενός υπεραγωγού, που βρίσκεται μέσα σε ηλεκτρομαγνητικό πεδίο υψηλής συχνότητας.

Πρέπει να τονιστεί ότι οι υπεραγωγοί ενώ εμφανίζουν μηδενική ωμική αντίσταση σε συνεχή ρεύματα, σε εναλλασσόμενα ρεύματα παρουσιάζουν μή μηδενική αντίσταση και κατά συνέπεια ωμικές απώλειες. Σε DC κατάσταση το ρεύμα διαδίδεται αποκλειστικά μέσω ζευγών ηλεκτρονίων Cooper (υπεραγώγιμα ηλεκτρόνια) και δεν εισέρχεται το πεδίο στο εσωτερικό του υπεραγωγού. Αντίθετα, ένα εναλλασσόμενο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο διεισδύει στο εσωτερικό του υπεραγωγού σε ένα βάθος διείσδυσης λ και η αλληλεπίδρασή του με τα κανονικά σωματίδια προκαλεί απώλειες. Αν υποθέσουμε ότι η θερμοκρασία δε βρίσκεται πολύ κοντά στην κρίσιμη T_c , προσεγγιστικά θα ισχύει ότι:

$$\frac{n_n \cdot (\omega\tau)^2}{n_s} \ll 1 \text{ και } \omega\tau \ll 1 \quad (17)$$

και η αγωγιμότητα θα απλοποιηθεί στη μορφή

$$\sigma = \frac{n_n \cdot \tau}{n_s \cdot \Lambda} - j \cdot \frac{1}{\Lambda\omega} \quad (18)$$

Το πραγματικό μέρος αντιστοιχεί στην πραγματική αγωγιμότητα και το φανταστικό μέρος στην καθαρά επαγωγική, χωρίς απώλειες, υπεραγωγιμότητα.

Συνολικά, η μετρήσιμη αντίσταση ενός υπεραγωγού καθορίζεται από την υπεραγωγιμότητα που προσδιορίσαμε ως χαρακτηριστικό του υλικού, αλλά και από την κατανομή του πεδίου στην επιφάνεια του υπεραγωγού, σε κάθε περίπτωση.

1.4.4 Σύνθετη αντίσταση επιφάνειας ενός υπεραγωγού

Η σύνθετη αντίσταση επιφάνειας ενός υπεραγωγού ανά τετραγωνικό μέτρο ορίζεται ως εξής:

$$Z_s = R_s + j \cdot X_s = \frac{4\pi \cdot E_x}{c \cdot H_y} \quad (19)$$

όπου R_s η ωμική αντίσταση και X_s η επαγωγική αντίσταση της επιφάνειας. Η αντίσταση επιφάνειας για έναν υπεραγωγό καθορίζεται από την αγωγιμότητα του υλικού και από το επιδερμικό φαινόμενο. Από τη γενική εξίσωση του χαρακτηριστικού μήκους εξασθένισης δ , σε συνδυασμό με την αγωγιμότητα σ ενός υπεραγωγού, προκύπτει ότι το επιδερμικό φαινόμενο σε έναν υπεραγωγό έχει χαρακτηριστικό μήκος εξασθένισης:

$$\delta \approx \frac{\sqrt{2} \cdot \lambda}{\sqrt{\frac{n_n}{n_s} \cdot \omega\tau - j}} \quad (20)$$

Σε χαμηλές συχνότητες, η σχέση (20) θα πάρει τη μορφή:

$$\delta \approx \lambda \cdot (1 + j) \quad (21)$$

Ο κυματαριθμός στην περίπτωση αυτή γίνεται $k = -\frac{j}{\lambda}$, άρα η ένταση του μαγνητικού πεδίου θα είναι:

$$H(x) \text{ ανάλογο του } e^{-jkx} = e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (22)$$

Παρατηρούμε ότι ένα μαγνητικό πεδίο χαμηλής συχνότητας εισέρχεται σε έναν υπεραγωγό, όπως ένα στατικό μαγνητικό πεδίο, δηλαδή μειώνεται εκθετικά σε συνάρτηση με το βάθος διείσδυσης London λ .

Κατά τη διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων το ηλεκτρικό πεδίο E είναι κάθετο με το μαγνητικό H , ενώ και τα δύο είναι κάθετα ως προς τη διεύθυνση διάδοσης. Ισχύει δηλαδή ότι:

$$E_x, H_y \text{ ανάλογα του } e^{-j \cdot (kz - \omega t)} \quad (23)$$

Αν εκφράσουμε τη σύνθετη αντίσταση Z_s με τη βοήθεια της εξίσωσης Maxwell

$$\text{rot}E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \text{ προκύπτει η γενική σχέση:}$$

$$Z_s \approx \sqrt{\frac{j4\pi\omega}{c^2 \cdot \sigma}} \quad (24)$$

η οποία ισχύει για όλους τους αγωγούς.

Λαμβάνοντας υπόψη τον ορισμό της αγωγιμότητας για τους υπεραγωγούς και τον κυματοριθμό k , η προσεγγιστική έκφραση της αντίστασης επιφάνειας ενός υπεραγωγού είναι:

$$R_s = \frac{2\pi \cdot \omega^2 \cdot \lambda \tau \cdot n_n}{c^2 \cdot n_s} \quad \text{και} \quad X_s = \omega \cdot L \quad (25)$$

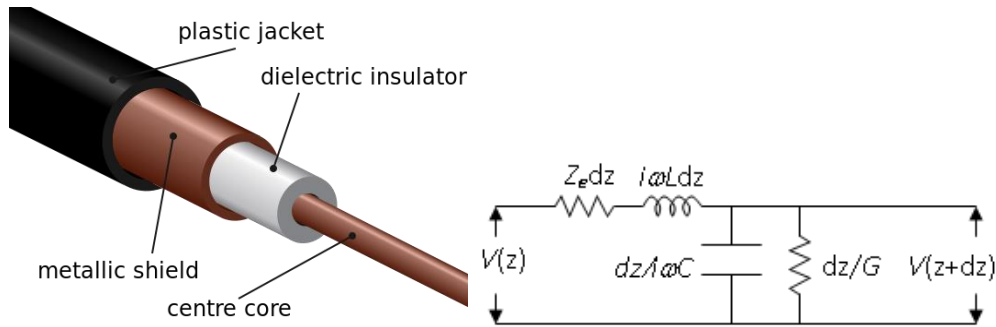
Το πραγματικό μέρος R_s προκαλεί την απώλεια ενέργειας εξαιτίας του φαινομένου Joule, ενώ το φανταστικό X_s είναι η επαγωγική αντίδραση των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων.

1.4.5 Υπεραγώγιμη γραμμή μεταφοράς υψηλών συχνοτήτων

Οι γραμμές μεταφοράς υψηλών συχνοτήτων χρησιμοποιούνται σε εφαρμογές όπως σε κυματοδηγούς ή σε παθητικά στοιχεία (π.χ. γραμμές καθυστέρησης, φίλτρα). Μία γραμμή μεταφοράς αποτελείται από δύο (ή περισσότερα) ηλεκτρόδια, τα οποία χωρίζονται από μονωτικό στρώμα. Χαρακτηριστικά μεγέθη μίας γραμμής είναι η χωρητικότητα C , η γεωμετρική επαγωγή L , η συνολική αντίσταση ηλεκτροδίων Z_e και η αγωγιμότητα διαρροής G του μονωτή. Για μία γραμμή μεταφοράς, ανεξάρτητα από τη γεωμετρία της, ισχύουν οι ακόλουθες σχέσεις για τη χωρητικότητα και την επαγωγή:

$$LC = \frac{\mu\epsilon}{c^2} \quad \text{και} \quad G = \frac{\sigma C}{4\pi\epsilon} \quad (26)$$

όπου μ είναι η μαγνητική διαπερατότητα, ϵ η επιτρεπτότητα και σ η αγωγιμότητα του μονωτικού στρώματος.



Σχήμα 1.13: Ομοαξονική γραμμή μεταφοράς υψηλών συχνοτήτων και το ισοδύναμο κύκλωμα του μοντέλου συγκεντρωμένων στοιχείων της γραμμής.

Στην περίπτωση μίας ιδανικής γραμμής μεταφοράς και με βάση τη σχέση (26), η ταχύτητα διάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού σήματος στη γραμμή είναι:

$$v_0 = \frac{\omega}{k_0} = \frac{c}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (27)$$

όπου $k_0 = \omega \cdot \sqrt{LC}$ είναι ο κυματαριθμός για μία ιδανική γραμμή μεταφοράς, με μηδενικές ωμικές απώλειες και μηδενική αγωγιμότητα διαρροής μονωτή ($Z_e = R_e = 0, G = 0$). Από το ισοδύναμο κύκλωμα του μοντέλου συγκεντρωμένων στοιχείων, η συνολική αντίσταση της γραμμής μεταφοράς μπορεί να εκφραστεί ως εξής:

$$Z = \sqrt{\frac{Z_e + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (28)$$

Η ιδανική γραμμή μεταφοράς χωρίς απώλειες ($Z_e = R_e = 0, G = 0$) έχει πραγματική αντίσταση:

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (29)$$

Όταν τα ηλεκτρόδια της γραμμής είναι υπεραγώγιμα, η αντίστασή τους Z_e συμπίπτει με τη σύνθετη αντίσταση επιφάνειας ενός υπεραγωγού. Σε θερμοκρασίες αρκετά μικρότερες από την κρίσιμη T_c , η επιφανειακή ωμική αντίσταση ανά μονάδα μήκους της γραμμής τείνει στο μηδέν:

$$R_e = \frac{R_{sa}}{2\pi a} + \frac{R_{sb}}{2\pi b} \quad (30)$$

όπου R_{sa} και R_{sb} είναι οι επιφανειακές αντιστάσεις ανά μονάδα επιφάνειας των δύο ηλεκτροδίων του ομοαξονικού καλωδίου. Η ωμική αντίσταση R_e του υπεραγώγιμου υλικού δε μηδενίζεται ακαριαία, αλλά μειώνεται σταδιακά σε θερμοκρασίες $T < T_c$. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην ύπαρξη πεπερασμένης πυκνότητας κανονικών ηλεκτρονίων n_n στο εσωτερικό του υπεραγωγού. Αξίζει να σημειωθεί ότι στα απλά μέταλλα ισχύει ότι R_n ανάλογο του $\sqrt{\omega}$, ενώ στους υπεραγωγούς R_s ανάλογο του ω^2 .

Σε θερμοκρασίες λίγο χαμηλότερες από την κρίσιμη, η επιφανειακή αντίσταση ενός υπεραγωγού μπορεί να ξεπεράσει αυτήν ενός απλού μετάλλου σε υψηλές συχνότητες.

Η σημαντικότερη διαφορά μίας υπεραγώγιμης γραμμής μεταφοράς από μία απλή είναι η ύπαρξη σημαντικής κινητικής επαγωγής L_k , η οποία μειώνει την ταχύτητα διάδοσης. Η ιδιότητα αυτή βρίσκει εφαρμογή σε γραμμές καθυστέρησης: Για μία δεδομένη χρονική καθυστέρηση του σήματος, η υπεραγώγιμη γραμμή είναι σημαντικά κοντύτερη από την αντίστοιχη απλή γραμμή. Άλλες πολύ χρήσιμες ιδιότητες των υπεραγώγιμων γραμμών είναι η ταυτόχρονη εμφάνιση χαμηλής εξασθένισης ($R_s \rightarrow 0$) και χαμηλής διασποράς. Η χαμηλή διασπορά οφείλεται στο ότι η ταχύτητα διάδοσης του κύματος για $R \rightarrow 0$ γίνεται ανεξάρτητη της συχνότητας. Πιο συγκεκριμένα, ισχύει ότι :

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} \cdot \left[1 + \frac{2R^2}{\omega^2 L^2}\right] = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (31)$$

Ένα άλλο σημαντικό πλεονέκτημα των υπεραγώγιμων γραμμών είναι η χαμηλή θερμική αγωγιμότητα. Η διάδοση της θερμότητας πραγματοποιείται μόνο μέσω των απλών ηλεκτρονίων, γεγονός που καθιστά την αγωγιμότητα $\frac{\sigma_1}{\sigma_n}$ φορές μικρότερη από αυτήν ενός απλού μετάλλου. Έτσι διατηρείται το απαραίτητο περιβάλλον χαμηλής θερμοκρασίας και υπάρχει μεγαλύτερη ανοχή σε θερμικό θόρυβο.

1.5 Κβαντική θεώρηση της υπεραγωγιμότητας

Οι εξισώσεις London προέκυψαν με τη χρήση του δεύτερου νόμου του Newton και των εξισώσεων Maxwell. Παρά το γεγονός ότι η δεύτερη εξίσωση London εξηγεί τον κβαντισμό της μαγνητικής ροής, δε λαμβάνει υπόψη δύο βασικά φαινόμενα. Η υπεραγώγιμη κατάσταση χαρακτηρίζεται από μεγαλύτερη τάξη της ύλης σε σχέση με την κανονική, ενώ η μετάβαση από την κανονική στην υπεραγώγιμη είναι μία μετάβαση φάσης δεύτερης τάξης. Μετάβαση φάσης δεύτερης τάξης ορίζεται η μετάβαση από μία θερμοδυναμική κατάσταση σε μία άλλη, κατά την οποία οι πρώτες παράγωγοι των θερμοδυναμικών συναρτήσεων (όπως η εντροπία) είναι συνεχείς. Έτσι δεν υπάρχει λανθάνουσα θερμότητα, ενώ παρουσιάζεται ασυνέχεια στη δεύτερη παράγωγο των θερμοδυναμικών συναρτήσεων. Σύμφωνα με τη θεωρία του Landau, για τη μετάβαση φάσης δεύτερης τάξης η ελεύθερη ενέργεια Gibbs του συστήματος εκφράζεται ως συνάρτηση μίας παραμέτρου τάξης η :

$$G_s = G_n + \lambda + \alpha \cdot \eta^2 + \gamma \cdot \eta^3 + \left(\frac{\beta}{2}\right) \cdot \eta^4 \quad (1)$$

Η πρώτη φαινομενολογική κβαντική θεωρία της υπεραγωγιμότητας διατυπώθηκε από τους Ginzburg και Landau (θεωρία G-L). Θεώρησαν μία κβαντική μηχανική κυματοσυνάρτηση $\Psi(r)$ ενός ηλεκτρονικού υπερρευστού, ως μία παράμετρο κατά τη μετάβαση στην υπεραγώγιμη κατάσταση.

1.5.1 Η προσέγγιση των Ginzburg-Landau σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο (θεωρία G-L)

Υποθέτουμε ότι η κυματοσυνάρτηση των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων $\Psi(r)$ ταυτίζεται με την παράμετρο τάξης η . Εκλέγουμε την κανονικοποιημένη κυματοσυνάρτηση $\Psi(r)$ τέτοια ώστε να ισχύει:

$$|\Psi(r)|^2 = \frac{n_s}{2} \quad (2)$$

Το δεύτερο μέλος αντιπροσωπεύει την πυκνότητα των ζευγών Cooper, με n_s να είναι η συνολική πυκνότητα των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων. Θεωρούμε την απλούστερη περίπτωση ομογενούς υπεραγωγού σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο. Η Ψ δε θα εξαρτάται από την ακτίνα r και η ελεύθερη ενέργεια για θερμοκρασίες κοντά στην T_c θα γίνει:

$$G_{s0} = G_n + \alpha \cdot |\Psi|^2 + \left(\frac{\beta}{2}\right) \cdot |\Psi|^4 \quad (3)$$

όπου G_{s0} είναι η πυκνότητα ελεύθερης ενέργειας στην υπεραγώγιμη κατάσταση και G_n στην κανονική. Για να φτάσουμε σε κατάσταση ισορροπίας πρέπει η ελεύθερη ενέργεια G_{s0} να γίνει ελάχιστη. Από τη συνθήκη $\frac{dG_{s0}}{d|\Psi|^2} = 0$ και την εξίσωση (3), προκύπτει ότι για να έχουμε ελάχιστη ενέργεια η Ψ θα είναι:

$$|\Psi_0|^2 = -\frac{\alpha}{\beta} \quad (4)$$

Αντικαθιστώντας την τελευταία σχέση στην (3) προκύπτει:

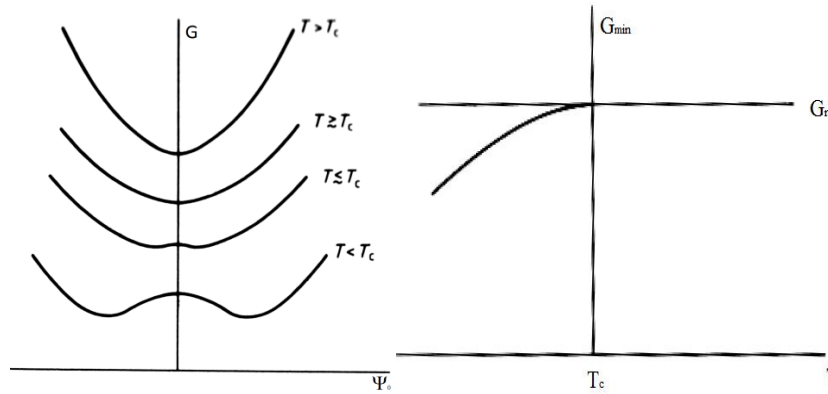
$$G_n - G_{s0} = \frac{\alpha^2}{2\beta} \quad (5)$$

Η διαφορά αυτή των ενεργειών είναι ίση με $\frac{H_c^2}{8\pi}$, άρα τελικά η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι $H_c^2 = \frac{4\pi\alpha^2}{\beta}$.

Ο συντελεστής α εξαρτάται από τη θερμοκρασία T μέσω της σχέσης:

$$\alpha = A \cdot (T - T_c) \quad (6)$$

ενώ ο συντελεστής β είναι σταθερός και πάντα θετικός. Με δεδομένες τις εξαρτήσεις των συντελεστών α, β από τη θερμοκρασία, οι γραφικές παραστάσεις του σχήματος 1.14 απεικονίζουν τη μεταβολή της ελεύθερης ενέργειας G συναρτήσει της Ψ_0 και τη μεταβολή της ελάχιστης ενέργειας G_{\min} συναρτήσει της θερμοκρασίας T .



Σχήμα 1.14: Αριστερά: Ελεύθερη ενέργεια Gibbs G συναρτήσει της κυματοσυνάρτησης Ψ_0 , Δεξιά: Ελάχιστη ενέργεια G_{\min} συναρτήσει της θερμοκρασίας T .

Στο αριστερό γράφημα παρατηρούμε τη σημαντική μεταβολή της μορφής της συνάρτησης $G(|\Psi_0|)$ για θερμοκρασίες μικρότερες και μεγαλύτερες από την T_c .

Η ελάχιστη τιμή της ενέργειας με $\Psi = \Psi_0$ στη σχέση (3) είναι:

$$G_{\min} = G_n, \text{ για } T > T_c \quad (7a)$$

$$G_{\min} = G_n - \frac{1}{2\beta} \cdot A^2 \cdot (T_c - T)^2, \text{ για } T < T_c \quad (7b)$$

Στο δεξί γράφημα του σχήματος 1.14 παρατηρούμε ότι η G_{\min} μειώνεται σχετικά αργά για τιμές της T χαμηλότερες από την T_c . Αντίθετα η $|\Psi_0|$ μεταβάλλεται με ταχύτερο ρυθμό ως προς τη θερμοκρασία T . Έτσι, μία θερμοκή μεταβολή που περιλαμβάνει σημαντική μεταβολή της $|\Psi_0|$ απαιτεί μόνο μία μικρή μεταβολή της ελεύθερης ενέργειας.

1.5.2 Πυκνότητα ελεύθερης ενέργειας σε μη μηδενικό μαγνητικό πεδίο

Θεωρούμε ότι έχουμε ένα μη ομογενή υπεραγωγό μέσα σε ομοιόμορφο μαγνητικό πεδίο έντασης H_0 . Ορίζεται η μαγνητική επαγωγή B του υπεραγωγού και το ακριβές μικροσκοπικό πεδίο h σε ένα δοσμένο σημείο του υπεραγωγού. Κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία T_c η πυκνότητα ελεύθερης ενέργειας G_{SH} μπορεί να εκφραστεί σε δυνάμεις του Ψ ως εξής:

$$G_{sH} = F_n + \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| -i\hbar \nabla \Psi - \frac{2e}{c} A \Psi \right|^2 + \frac{\hbar^2}{8\pi} - \frac{\hbar \cdot H_0}{4\pi} \quad (8)$$

F_n είναι η πυκνότητα ελεύθερης ενέργειας στην κανονική κατάσταση και οι δύο επόμενοι όροι είναι κοινοί με το μηδενικό πεδίο. Ο όρος που περιέχει τη μάζα $m^*=2m_e$ αντιστοιχεί στην πυκνότητα κινητικής ενέργειας των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων και ο τελευταίος όρος στην πυκνότητα μαγνητικής ενέργειας.

1.5.3 Οι εξισώσεις Ginzburg-Landau

Για να προσδιορίσουμε την κατάσταση ισορροπίας σε θερμοκρασία T και ένταση μαγνητικού πεδίου H_0 , αρκεί να ελαχιστοποιήσουμε την ελεύθερη ενέργεια Gibbs. Θεωρώντας την κυματοσυνάρτηση $\Psi(r)$ και το διανυσματικό δυναμικό $A(r)$ ως ανεξάρτητες μεταβλητές, θα εξετάσουμε το μηδενισμό των μερικών παραγώγων της εξίσωσης (8), την $\frac{\delta G_{sH}}{\delta \Psi} = 0$ και την $\frac{\delta G_{sH}}{\delta A} = 0$. Από την πρώτη εξίσωση, έπειτα από τις απαραίτητες πράξεις, προκύπτει η πρώτη εξίσωση της θεωρίας G-L για την κυματοσυνάρτηση Ψ :

$$\alpha \Psi + \beta \Psi |\Psi|^2 + \frac{1}{4m} \left(i\hbar \nabla + \frac{2e}{c} A \right)^2 \Psi = 0 \quad (9)$$

Η συνοριακή συνθήκη στην επιφάνεια του υπεραγωγού είναι:

$$\left(i\hbar \nabla \Psi + \frac{2e}{c} A \Psi \right) \cdot n = 0 \quad (10)$$

όπου n είναι το κάθετο μοναδιαίο διάνυσμα εκεί. Από τη δεύτερη μερική παράγωγο προκύπτει η δεύτερη εξίσωση της θεωρίας G-L για το διανυσματικό δυναμικό A :

$$\mathbf{J}_s = -\frac{i\hbar e}{2m} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{2e^2}{mc} |\Psi|^2 \mathbf{A} \quad (11)$$

Η θεωρία G-L εισήγαγε επίσης δύο επιπλέον μεγέθη για τους υπεραγωγούς: Το μήκος συνοχής ξ το οποίο είναι ίσο με:

$$\xi = \sqrt{\left[\frac{\hbar^2}{4m|\alpha|} \right]} \quad (12)$$

και το βάθος διείσδυσης λ που δίνεται από τη σχέση:

$$\lambda = \sqrt{\left[\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} \right]} = \sqrt{\left[\frac{mc^2 \beta}{8\pi e^2 |a|} \right]} \quad (13)$$

Αντικαθιστώντας τους ορισμούς αυτούς στις εξισώσεις (9) και (11) και εισάγοντας μία νέα κυματοσυνάρτηση χωρίς διαστάσεις $\psi(r) = \frac{\Psi(r)}{\Psi_0}$, οι εξισώσεις G-L γράφονται στην τελική μορφή:

$$\xi^2 \cdot (\mathbf{j}\nabla + \frac{2\pi}{\Phi_0} A)^2 \cdot \psi - \psi + \psi \cdot |\psi|^2 = 0 \quad (14)$$

$$J_s = \frac{c|\psi|^2}{4\pi\lambda^2} \cdot \left[\frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla\Theta - A \right] \quad (15)$$

Το $\Phi_0 = \frac{\pi\hbar c}{e}$ είναι το κβάντο της μαγνητικής ροής, το οποίο ορίσαμε σε προηγούμενη ενότητα. Για την εξαγωγή της εξίσωσης (15) η ψ εκφράστηκε στη μορφή Euler, ως εξής :

$$\psi = |\psi| \cdot e^{i\Theta} \quad (16)$$

Παρατηρούμε επίσης ότι η εξίσωση (15) για $|\psi| = 1$ δίνει την κβαντικά γενικευμένη δεύτερη εξίσωση London.

Τα μεγέθη ξ και λ εξαρτώνται από τη θερμοκρασία T . Κοντά στην T_c ισχύει η αναλογία:

$$\xi, \lambda \text{ ανάλογα του } (T_c - T)^{-\frac{1}{2}} \quad (17)$$

ενώ και τα δύο μεγέθη αποκλίνουν όταν $T \rightarrow T_c$.

Ένα εξίσου πολύ σημαντικό μέγεθος είναι η παράμετρος GL. Ορίζεται ως εξής:

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad (18)$$

και είναι ανεξάρτητη της θερμοκρασίας. Μπορεί να θεωρηθεί ως ιδιότητα υλικού για έναν υπεραγωγό. Από τη στιγμή που το λ και το ξ ορίζουν τη μεταβολή του μαγνητικού πεδίου και της παραμέτρου τάξης η , αντίστοιχα η παράμετρος κ καθορίζει την επίδραση του μαγνητικού πεδίου στην παράμετρο τάξης $\eta = \Psi$.

Για έναν υπεραγωγό ο οποίος έχει παράμετρο $\kappa \ll 1$, δηλαδή $\lambda \ll \xi$, η επίδραση του ασθενούς μαγνητικού πεδίου $H \ll H_c$ στην παράμετρο τάξης είναι αμελητέα. Επίσης το βάθος διείσδυσης λ επηρεάζεται ελάχιστα από το πεδίο. Αντίθετα, για $\kappa \gg 1$ η επίδραση του εξωτερικού πεδίου στην παράμετρο τάξης Ψ είναι πολύ μεγαλύτερη, προκαλώντας ενδιαφέροντα φαινόμενα. Η μελέτη των φαινομένων αυτών είναι πέρα από τους σκοπούς της παρούσας διπλωματικής εργασίας.

1.5.4 Η σχέση μεταξύ της μικροσκοπικής θεωρίας και της θεωρίας Ginzburg-Landau

Η θεωρία G-L είναι μία φαινομενολογική θεωρία, δεν επιτρέπει δηλαδή στους συντελεστές της να ερμηνευθούν σε μικροσκοπικό επίπεδο. Μία λεπτομερής ερμηνεία των ποσοτήτων της θεωρία G-L έγινε δυνατή μόνο μετά από την αυστηρή μικροσκοπική θεωρία BCS της υπεραγωγιμότητας. Το εγχείρημα αυτό επιτεύχθηκε από τον Lev Gorkon. Παρακάτω παραθέτουμε απλά τα τελικά αποτελέσματα της έρευνας αυτής για τους καθαρούς υπεραγωγούς και για τους υπεραγωγούς με προσμίξεις. Με δείκτη p συμβολίζονται οι καθαροί υπεραγωγοί ενώ με δείκτη d αυτοί με προσμίξεις. Να σημειωθεί ότι καθαροί υπεραγωγοί θεωρούνται εκείνοι στους οποίους ισχύει $l \gg \xi_0$, ενώ στους υπεραγωγούς με προσμίξεις ισχύει $l \ll \xi_0$. Το μέγεθος l συμβολίζει τη μέση ελεύθερη διαδρομή ενός ηλεκτρονίου.

Στη θεωρία του Gorkon το υπεραγώγιμο ενεργειακό διάκενο Δ είναι η παράμετρος τάξης, η οποία είναι ανάλογη με την παράμετρο τάξης G-L για $T \rightarrow T_c$:

$$\psi_p = \sqrt{\frac{7\zeta(3)mv_F^2 N(0)}{2\pi^2 k_B^2 T_c^2}} \cdot \Delta(r), \quad \zeta(3) \approx 1.202 \quad (19a)$$

$$\psi_d = \sqrt{\frac{\pi m v_F N(0) l}{12 \hbar k_B T_c}} \cdot \Delta(r) \quad (19b)$$

$N(0)$ είναι η πυκνότητα καταστάσεων στο επίπεδο Fermi, v_F είναι η ταχύτητα Fermi των ηλεκτρονίων, $\zeta(\chi)$ η συνάρτηση Riemann και k_B είναι η σταθερά Boltzmann. Για $T \rightarrow T_c$ θα έχουμε :

$$\Delta(T) = \sqrt{\frac{8\pi^2}{7\zeta(3)}} \cdot k_B \cdot T_c \cdot \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}} \approx 3.1 k_B T_c \cdot \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}} \quad (20)$$

Τα μήκη συνοχής ξ και τα βάθη διείσδυσης λ είναι αντίστοιχα :

$$\xi_p = 0.74 \xi_0 \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (21a)$$

$$\xi_d = 0.85 \cdot \sqrt{(\xi_0 l)} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (21b)$$

$$\lambda_p = \frac{\lambda(0)}{\sqrt{2}} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (21c)$$

$$\lambda_d = 0.615 \lambda(0) \cdot \sqrt{\frac{\xi_0}{l}} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (21d)$$

$$\lambda^2(0) = \frac{3c^2}{8\pi e^2 v_F^2 N(0)} \quad (21e)$$

Στις προηγούμενες σχέσεις ορίστηκε το μέγεθος $\xi_0 = 0.18 \cdot \frac{\hbar v_F}{k_B T_c}$ ενός ζεύγους

ηλεκτρονίων Cooper. Οι συντελεστές G-L α και β για την έκφραση της ελεύθερης ενέργειας συναρτήσει των δυνάμεων της Ψ προκύπτουν:

$$\alpha_p = 1.83 \cdot \frac{\hbar^2}{2m\xi_0^2} \cdot \left(\frac{T}{T_c} - 1\right) \quad (22a)$$

$$\beta_p = 0.35 \cdot \frac{1}{N(0)} \cdot \left(\frac{\hbar^2}{2m\xi_0^2}\right)^2 \cdot \frac{1}{(k_B T_c)^2} \quad (22b)$$

$$\alpha_d = 1.36 \cdot \frac{\hbar^2}{2m\xi_0 l} \cdot \left(\frac{T}{T_c} - 1\right) \quad (22c)$$

$$\beta_d = 0.2 \cdot \frac{1}{N(0)} \cdot \left(\frac{\hbar^2}{2m\xi_0 l} \right)^2 \cdot \frac{1}{(k_B T_c)^2} \quad (22d)$$

Τέλος, η παράμετρος G-L κ θα πάρει για τις δύο περιπτώσεις τις τιμές:

$$\kappa_p = 0.96 \cdot \frac{\lambda(0)}{\xi_0} \quad (23a)$$

$$\kappa_d = 0.725 \cdot \frac{\lambda(0)}{l} \quad (23b)$$

1.6 Μικροσκοπική θεωρία της υπεραγωγιμότητας (Θεωρία BCS)

Η μικροσκοπική εξήγηση της υπεραγωγιμότητας δόθηκε από τους Bardeen, Cooper και Schrieffer και για αυτό το λόγο είναι γνωστή ως θεωρία BCS. Το πρώτο βήμα για τον προσδιορισμό της προέλευσης της υπεραγωγιμότητας έγινε με την ανακάλυψη του φαινομένου των ισοτόπων. Βρέθηκε ότι διαφορετικά ισότοπα του ίδιου υπεραγώγιμου μετάλλου έχουν διαφορετική κρίσιμη θερμοκρασία T_c . Ισχύει η σχέση:

$$T_c \cdot M^\alpha = \text{σταθερό} \quad (1)$$

όπου M είναι η μάζα του ισοτόπου. Για την πλειοψηφία των υπεραγώγιμων στοιχείων ισχύει ότι $\alpha \approx 0.5$.

Η εξάρτηση αυτή καθορίζεται σε μεγάλο βαθμό από την ενέργεια της ταλάντωσης στο κρυσταλλικό πλέγμα του υλικού. Φωνόνιο είναι το κβάντο ενέργειας που αντιστοιχεί στη μηχανική ταλάντωση του ελάχιστου ταλαντωτή του κρυσταλλικού πλέγματος. Θεωρητικές αναλύσεις απέδειξαν ότι η αλληλεπίδραση ηλεκτρονίων-φωονίων επιφέρει μία πρόσθετη αλληλεπίδραση μεταξύ των ηλεκτρονίων. Σε συγκεκριμένες συνθήκες η αλληλεπίδραση αυτή παίρνει τη μορφή της ηλεκτρικής έλξης μεταξύ δύο ηλεκτρονίων. Αν η έλξη αποδειχθεί ισχυρότερη από την άπωση Coulomb, τα ηλεκτρόνια σχηματίζουν τα ζεύγη Cooper, οδηγώντας στην υπεραγώγιμη κατάσταση.

Έστω ότι έχουμε ένα υπεραγώγιμο υλικό σε θερμοκρασία $T=0$. Στη θερμοκρασία αυτή δεν υπάρχουν φωνόνια, καθώς δεν πραγματοποιούνται ταλαντώσεις στο κρυσταλλικό πλέγμα. Θεωρούμε ένα ηλεκτρόνιο με κυματοδιάνυσμα k_1 , κινούμενο

μέσα στο κρυσταλλικό πλέγμα. Κάποια χρονική στιγμή το ηλεκτρόνιο διεγείρει μία ταλάντωση στο πλέγμα, δημιουργώντας ένα φωνόνιο και μεταβαίνει στην κατάσταση k_1' . Έστω ότι το φωνόνιο έχει κυματοδιάνυσμα q και ενέργεια $\hbar \cdot \omega(q)$. Από την αρχή διατήρησης της ορμής θα ισχύει ότι:

$$k_1 = k_1' + q \quad (2)$$

Το φωνόνιο q απορροφάται από ένα νέο ηλεκτρόνιο k_2 , το οποίο με τη σειρά του μεταβαίνει σε μία νέα κατάσταση k_2' . Με αυτό τον τρόπο δύο ηλεκτρόνια, τα οποία βρίσκονταν στις αρχικές καταστάσεις k_1 και k_2 , κατέληξαν στις νέες ενεργειακές καταστάσεις k_1' και k_2' . Έτσι και τα δύο ηλεκτρόνια εκτράπηκαν από την αρχική τους πορεία και τα κυματοδιανύσματά τους ικανοποιούν τη σχέση:

$$k_1 + k_2 = k_1' + k_2' \quad (3)$$

Η παραπάνω διαδικασία περιγράφει μία αποτελεσματική αλληλεπίδραση μεταξύ δύο ηλεκτρονίων. Τη στιγμή κατά την οποία ένα ηλεκτρόνιο μεταβαίνει από την κατάσταση k_1 στην κατάσταση k_1' , προκαλεί τοπικές ταλαντώσεις ηλεκτρονίων με συχνότητα:

$$\omega = \frac{E(k_1) - E(k_1')}{\hbar} \quad (4)$$

όπου $E(k_1)$ και $E(k_1')$ είναι οι ενέργειες του ηλεκτρονίου στην αρχική και τελική κατάσταση, αντίστοιχα.

Ας υποθέσουμε ότι σε μία χρονική στιγμή η τοπική πυκνότητα ηλεκτρονίων έχει αυξηθεί σε ένα σημείο, δημιουργώντας έτσι συσσώρευση αρνητικού φορτίου. Στα γειτονικά ιόντα θα ασκηθεί ηλεκτρική έλξη και θα πλησιάσουν στο σημείο αυτό, ώστε να αντισταθμίσουν την αύξηση της πυκνότητας ηλεκτρονίων. Ωστόσο, τα θετικά ιόντα, λόγω της μεγάλης τους μάζας, θα συνεχίσουν την κίνηση τους και έτσι θα δημιουργηθεί περίσσεια θετικού φορτίου. Το γεγονός αυτό θα έχει σαν αποτέλεσμα το δεύτερο ηλεκτρόνιο με ορμή k να πλησιάσει στο σημείο, λόγω της ηλεκτρικής έλξης. Οδηγούμαστε έτσι στην ηλεκτρική έλξη μεταξύ δύο ηλεκτρονίων, με τη μεσολάβηση ενός φωνονίου. Από τη στιγμή που τα ιόντα ανήκουν στο κρυσταλλικό πλέγμα θα έχουν συγκεκριμένες συχνότητες ταλάντωσης. Η έλξη

μεταξύ ηλεκτρονίων μέσω φωνονίου, πραγματοποιείται μόνο όταν οι ταλαντώσεις στο κρυσταλλικό πλέγμα είναι σε φάση με αυτές των ηλεκτρονίων, με συχνότητα ω που δίνεται από τη σχέση (4). Η συχνότητα ταλάντωσης ω πρέπει να είναι μικρότερη από τη μέγιστη συχνότητα του συστήματος ιόντων, τη συχνότητα Debye (Ω_D).

Θεωρούμε έναν απλό αρμονικό ταλαντωτή μάζας m και ιδιοσυχνότητας ω_0 , στον οποίο ασκείται εξωτερική περιοδική δύναμη $f \cdot e^{j\omega t}$. Η εξίσωση κίνησης για το σύστημα θα είναι:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = \frac{f}{m} \cdot e^{j\omega t} \quad (5)$$

Η λύση θα έχει τη μορφή:

$$x = x_0 \cdot e^{j\omega t}, \text{ με } x_0 = \frac{f}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (6)$$

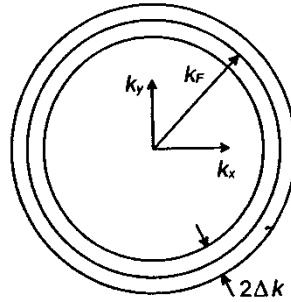
Έτσι, για $\omega < \omega_0$ οι ταλαντώσεις θα είναι σε φάση με την εξωτερική δύναμη, ενώ για $\omega > \omega_0$ δε θα είναι σε φάση.

Για να έχει ένα ηλεκτρόνιο τη δυνατότητα να μεταβεί από μία ενεργειακή κατάσταση k σε μία νέα κατάσταση k' , η τελευταία θα πρέπει να είναι ελεύθερη, σύμφωνα με την απαγορευτική αρχή του Pauli. Αυτό είναι δυνατόν μόνο στην περιοχή της επιφάνειας Fermi. Για τα ελεύθερα ηλεκτρόνια η επιφάνεια Fermi έχει τη μορφή μίας σφαίρας με ακτίνα k_F στο χώρο των ορμών. Από την εξίσωση (6) συνάγεται ότι ηλεκτρόνια με ενέργειες που διαφέρουν από την ενέργεια Fermi κατά μία ποσότητα μικρότερη από $\hbar \cdot \Omega_D$, μπορούν να είναι σε φάση με τις ταλαντώσεις του κρυσταλλικού πλέγματος και να έλκονται μεταξύ τους. Συμβολίζουμε την ενέργεια της αλληλεπίδρασής τους με $-V$. Τα υπόλοιπα ηλεκτρόνια δεν αλληλεπιδρούν μέσω φωνονίων.

Για όλες τις πιθανές περιπτώσεις η ενέργεια της αλληλεπίδρασης μεταξύ των ηλεκτρονίων θα είναι:

$$V_{kk'} = \begin{cases} -V, & |\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_F| \leq \hbar \Omega_D, \quad |\mathcal{E}_{k'} - \mathcal{E}_F| \leq \hbar \Omega_D \\ 0, & |\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_F| > \hbar \Omega_D, \quad |\mathcal{E}_{k'} - \mathcal{E}_F| > \hbar \Omega_D \end{cases} \quad (7)$$

Οι τελευταίες εξισώσεις υποδεικνύουν ότι μόνο τα ηλεκτρόνια τα οποία βρίσκονται σε ενεργειακές καταστάσεις κοντά στην επιφάνεια Fermi, εμφανίζουν αμοιβαία ηλεκτρική έλξη και σχηματίζουν ζεύγη Cooper. Η απόσταση από την επιφάνεια Fermi αρκεί να είναι $\Delta E < \hbar \cdot \Omega_D$. Η συνθήκη αυτή απεικονίζεται στο σχήμα 1.15:



Σχήμα 1.15: Συνθήκη αλληλεπίδρασης ηλεκτρονίων μέσω φωνονίων σύμφωνα με τη θεωρία BCS. Τα ηλεκτρόνια τα οποία βρίσκονται μέσα σε ενεργειακό διάστημα $2\Delta k$ από την επιφάνεια Fermi αλληλεπιδρούν μέσω φωνονίων.

1.7 Υπεραγωγοί τύπου-II

1.7.1 Εισαγωγή

Ο όρος υπεραγωγοί τύπου-II εισήχθη για πρώτη φορά από τον Abrikosov, ο οποίος πρότεινε μία λεπτομερή φαινομενολογική θεωρία των υλικών αυτών, βασισμένη στη θεωρία G-L. Για τους υπεραγωγούς τύπου-II η ενέργεια μίας επιφάνειας μεταξύ μίας κανονικής και μίας υπεραγώγιμης περιοχής είναι $\sigma_{ns} < 0$. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα όταν ένας υπεραγωγός τύπου-II τοποθετηθεί μέσα σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, να διαιρεθεί σε εναλλασσόμενες κανονικές και υπεραγώγιμες περιοχές. Στο σχήμα 1.9 παραθέσαμε την καμπύλη μαγνήτισης ενός ιδανικού υπεραγωγού τύπου-II. Σε ασθενή εξωτερικά πεδία, για τιμές χαμηλότερες της κατώτερης κρίσιμης H_{c1} , το πεδίο στο εσωτερικό του υπεραγωγού είναι $B=0$. Ωστόσο, για τιμές $H_{c1} < H_0 < H_{c2}$ το υλικό δεν εμφανίζει το πλήρες φαινόμενο Meissner. Σε αυτό το διάστημα τιμών, με την αύξηση της έντασης του εξωτερικού πεδίου, ένα συνεχώς αυξανόμενο πεδίο επαγωγής B διαπερνά τον υπεραγωγό. Η ένταση του πεδίου αυτού είναι πάντα μικρότερη από την εξωτερική ένταση H_0 και η υπεραγωγιμότητα του δείγματος δεν καταστρέφεται. Η συγκεκριμένη κατάσταση είναι γνωστή ως μικτή κατάσταση (ή κατάσταση Shubnikov), διότι χαρακτηρίζεται από μερική διείσδυση του μαγνητικού πεδίου στο

εσωτερικό του δείγματος. Το μαγνητικό πεδίο διεισδύει στους υπεραγωγούς τύπου-II με ένα συγκεκριμένο ασυνήθιστο τρόπο: ως κβαντισμένες μαγνητικές "δίνες". Στο εσωτερικό του υπεραγωγού οι δίνες σχηματίζουν ένα συμμετρικό, συνήθως τριγωνικό πλέγμα.

Όταν το εξωτερικό πεδίο φτάσει την ανώτερη κρίσιμη τιμή H_{c2} , το πεδίο στο εσωτερικό του γίνεται ίσο με το εξωτερικό πεδίο H_0 και η υπεραγωγιμότητα στο σύνολο του όγκου του υπεραγωγού καταστρέφεται.

1.7.2 Η δομή μίας απομονωμένης δίνης Abrikosov

Θα εξετάσουμε την περίπτωση μίας απομονωμένης μαγνητικής δίνης, στη μικτή κατάσταση ενός υπεραγωγού τύπου-II. Η μαγνητική ροή είναι κβαντισμένη και κάθε δίνη περικλείει ένα κβάντο μαγνητικής ροής. Το μαγνητικό πεδίο δημιουργείται από ηλεκτρικό ρεύμα που κυκλοφορεί γύρω από τον πυρήνα της δίνης. Γνωρίζουμε ότι το χαρακτηριστικό μήκος εξασθένησης του πεδίου δίνεται από το βάθος διείσδυσης London λ , το οποίο καθορίζει επίσης το μαγνητικό μέγεθος της δίνης. Το πεδίο και η πυκνότητα του υπεραγώγιμου ρεύματος είναι μέγιστα στο κέντρο της μαγνητικής δίνης. Από την πρώτη εξίσωση της θεωρίας G-L (εξίσωση (9) στην ενότητα 1.5.3), συμπεραίνουμε ότι στον πυρήνα της δίνης η παράμετρος τάξης η θα μειωθεί σε μεγάλο βαθμό. Από τον ορισμό του μήκους συνοχής, ο κανονικός πυρήνας θα έχει ακτίνα περίπου ίση με ξ . Θεωρούμε την περίπτωση στην οποία ισχύει για την παράμετρο G-L, $k \gg 1$ ή $\lambda \gg \xi$. Σε μία απόσταση $r \gg \xi$ η παράμετρος τάξης θα είναι $|\psi| = 1$. Στην απόσταση αυτή η εξίσωση G-L για το διανυσματικό δυναμικό A (εξίσωση (10) στην ενότητα 1.5.3) απλοποιείται στη δεύτερη εξίσωση London και μπορεί να γραφεί στη μορφή:

$$H + \lambda^2 \text{rot}(\text{rot}H) = \frac{\Phi_0}{2\pi} \text{rot}\nabla\Theta \quad (1)$$

Γνωρίζουμε ότι ο όρος $\text{rot}\nabla\Theta$ (βαθμωτή συνάρτηση) είναι μηδενικός σε όλες τις περιοχές της δίνης, εκτός από τον πυρήνα της. Στην περιοχή του πυρήνα παρουσιάζεται ένα κρουστικό φαινόμενο, δίνοντας $|\nabla\Theta| \rightarrow \infty$. Η συμπεριφορά του τελευταίου όρου αντιστοιχεί στην κρουστική συνάρτηση $\delta(r)$ και μπορεί να γραφεί ως $\text{rot}\nabla\Theta = 2\pi\delta(r) \cdot e_r$, όπου e_r είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κατά μήκος της δίνης. Έτσι, η εξίσωση (1) γράφεται στη μορφή:

$$H + \lambda^2 \text{rot}(\text{rot}H) = \Phi_0 \delta(r) e_v \quad (2)$$

με συνοριακή συνθήκη $H(\infty)=0$. Η λύση της εξίσωσης (2) είναι:

$$H = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \cdot K_0 \cdot \left(\frac{r}{\lambda} \right) \quad (3)$$

Η συνάρτηση K_0 είναι γνωστή ως συνάρτηση MacDonald και έχει φανταστικό όρισμα. Η ασυμπτωτική συμπεριφορά της συνάρτησης περιγράφεται ως εξής:

$$K_0(\rho) \approx \ln\left(\frac{1}{\rho}\right), \text{ για } \rho \ll 1 \quad (4a)$$

$$K_0(\rho) \approx \frac{e^{-\rho}}{\sqrt{\rho}}, \text{ για } \rho \gg 1 \quad (4b)$$

Το πεδίο της εξίσωσης (3) δημιουργείται από ένα ηλεκτρικό ρεύμα, που κυκλοφορεί γύρω από τον πυρήνα της δίνης. Η πυκνότητα του ρεύματος στον πυρήνα μπορεί να υπολογιστεί από τις εξισώσεις (3), (4a) και από την εξίσωση Maxwell $\text{rot}H = J$:

$$J_\varphi = -\frac{\partial H_z}{\partial r} = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2 r}, \text{ για } r \ll \lambda \quad (5)$$

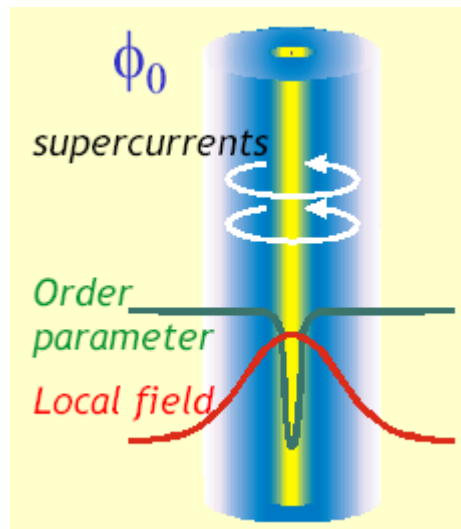
Η εξίσωση (4b) δείχνει ότι σε μεγάλη απόσταση από το κέντρο της δίνης το μαγνητικό της πεδίο και η πυκνότητα ρεύματος μειώνονται εκθετικά, σε μήκος της τάξης λ . Στο κέντρο της δίνης οι εξισώσεις (4a) και (5) προβλέπουν ότι το πεδίο μεταβάλλεται λογαριθμικά. Στην πραγματικότητα όμως δεν παρουσιάζεται κάποια μεταβολή και η εξίσωση (2) δεν ισχύει στην περιοχή του κανονικού πυρήνα (για ακτίνα ξ). Πράγματι, καθώς η πυκνότητα του ρεύματος αυξάνεται η παράμετρος τάξης μειώνεται σε μεγάλο βαθμό. Έτσι, η δομή του κέντρου της δίνης δεν μπορεί να περιγραφεί από τη δεύτερη εξίσωση London, αλλά πρέπει να αναλυθεί με τη βοήθεια των εξισώσεων G-L, λαμβάνοντας υπόψη και τη χωρική μεταβολή της παραμέτρου $|\psi|$.

Στο κέντρο της μαγνητικής δίνης η παράμετρος τάξης θα φτάσει στο μηδέν. Το πεδίο στο κέντρο μπορεί να υπολογιστεί με λογαριθμική ακρίβεια, θέτοντας ένα όριο για

$r=\xi$ στις εξισώσεις (3) και (4a). Η ένταση του πεδίου στο κέντρο της δίνης θα προκύψει:

$$H(0) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln(\kappa) \quad (6)$$

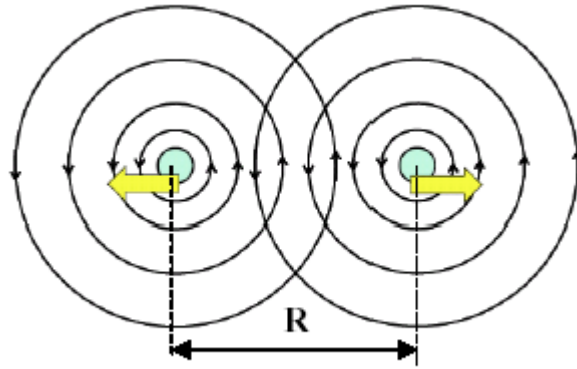
Η χωρική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου μίας απομονωμένης μαγνητικής δίνης φαίνεται στο σχήμα 1.16:



Σχήμα 1.16: Δομή μίας απομονωμένης μαγνητικής δίνης Abrikosov σε άπειρο υπεραγωγό τύπου-II.

1.7.3 Αλληλεπίδραση μεταξύ γειτονικών μαγνητικών δινών

Στην προηγούμενη ενότητα εξετάσαμε τη δομή μίας απομονωμένης δίνης Abrikosov. Όταν ένας υπεραγωγός τύπου-II βρίσκεται στη μικτή κατάσταση υπάρχουν πολλές μαγνητικές δίνες στο εσωτερικό του. Θεωρούμε δύο παράλληλες δίνες με τον ίδιο προσανατολισμό, μέσα σε έναν άπειρο υπεραγωγό. Επίσης υποθέτουμε ότι η παράμετρος G-L είναι $k \gg 1$. Στην περίπτωση που η απόσταση μεταξύ των δινών υπερβαίνει το βάθος διείσδυσης λ , οι δύο δίνες δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Όταν η απόσταση γίνει μικρότερη από το λ , ο πυρήνας της μίας δίνης εισέρχεται στην περιοχή κυκλοφορίας του υπεραγώγιμου ρεύματος της γειτονικής δίνης. Στο σχήμα 1.17 απεικονίζονται δύο γειτονικές μαγνητικές δίνες:



Σχήμα 1.17: Αλληλεπίδραση δύο παράλληλων μαγνητικών δινών Abrikoson με ίδιο προσανατολισμό. Τα υπεραγωγία ρεύματα αφαιρούνται στην περιοχή ανάμεσα στις δίνες, ενώ προστίθενται έξω από αυτές.

Είναι εμφανές, από τη φορά των υπεραγώγιμων ρευμάτων στο σχήμα, ότι στην περιοχή έξω από τις δίνες προστίθενται, ενώ ανάμεσα σε αυτές αφαιρούνται.

Θα εξετάσουμε τις δυνάμεις που ασκούνται μεταξύ των δύο παράλληλων δινών. Υποθέτουμε ότι οι συντεταγμένες των πυρήνων δύο γειτονικών δινών είναι r_1 και r_2 . Αμελώντας τη συνεισφορά των πυρήνων, η οποία είναι μικρή για $k \gg 1$, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την έκφραση London για την ελεύθερη ενέργεια ενός υπεραγωγού:

$$F_{sH} = F_{s0} + \frac{1}{8\pi} \int [H^2 + \lambda^2 (\text{rot } H)^2] dV \quad (7)$$

Η συνολική ελεύθερη ενέργεια είναι το άθροισμα της μαγνητικής και της κινητικής ενέργειας των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων, που βρίσκονται μέσα στις δίνες. Το πεδίο H είναι το ολικό μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από τις δύο δίνες.

Επειδή οι εξισώσεις London είναι γραμμικές, το συνολικό πεδίο είναι απλά η επαλληλία των πεδίων της κάθε δίνης χωριστά. Αυτό ισοδυναμεί με την αντικατάσταση της κρουστικής συνάρτησης δ στην εξίσωση (2) με το άθροισμα των δύο κρουστικών $\delta(r-r_1) + \delta(r-r_2)$. Μετά από μετασχηματισμούς προκύπτει η ενέργεια των δύο γειτονικών δινών Abrikoson:

$$\varepsilon_v = \frac{\Phi_0}{8\pi} [H(r_1) + H(r_2)] \quad (8)$$

όπου $H(r_1)$ και $H(r_2)$ είναι τα πεδία στα κέντρα των δινών 1 και 2 αντίστοιχα. Το πεδίο $H(r_1)$ είναι η επαλληλία του μαγνητικού πεδίου $H_1(0)$ της δίνης 1 και του $H_{21}(r_2-r_1)$ της δίνης 2, η οποία βρίσκεται σε απόσταση $R=r_2-r_1$ από το κέντρο της δίνης 1. Ομοίως προσδιορίζεται και το πεδίο $H(r_2)$ στο κέντρο της δίνης 2. Έτσι η συνολική ενέργεια του συστήματος των δύο δινών δίνεται από την εξίσωση:

$$F = 2\varepsilon_v + \frac{\Phi_0}{8\pi} 2H_{12}(R) \quad (9)$$

όπου R είναι η απόσταση μεταξύ των πυρήνων των δύο δινών και ε_v η ενέργεια κάθε δίνης χωριστά, η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$\varepsilon_v = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 (\ln \kappa + 0.08) \quad (10)$$

Αξίζει να σημειωθεί ότι η ενέργεια μίας απομονωμένης δίνης είναι θετικός αριθμός. Χωρίς την επίδραση εξωτερικού πεδίου η δίνη δεν είναι δυνατόν να σχηματιστεί στο εσωτερικό του υπεραγωγού, καθώς στοιχίζει σε ενέργεια. Έτσι, αν ένας υπεραγωγός βρίσκεται μέσα σε ασθενές μαγνητικό πεδίο δε σχηματίζονται δίνες και το υλικό παραμένει στην κατάσταση Meissner, όπως συμβαίνει στους υπεραγωγούς τύπου-I.

Η φυσική σημασία της εξίσωσης (9) είναι προφανής: Ο πρώτος όρος αντιστοιχεί στην ενέργεια δύο μαγνητικών δινών που δεν αλληλεπιδρούν, ενώ ο δεύτερος στην ενέργεια της αλληλεπίδρασής τους. Συμβολίζοντας το δεύτερο όρο με $U(R)$ και χρησιμοποιώντας την εξίσωση (3) προκύπτει:

$$U(R) = \frac{\Phi_0}{4\pi} H_{12}(R) = 2 \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 K_0 \left(\frac{R}{\lambda} \right) \quad (11)$$

Η δύναμη αλληλεπίδρασης μεταξύ των δύο δινών, ανά μονάδα μήκους, θα είναι:

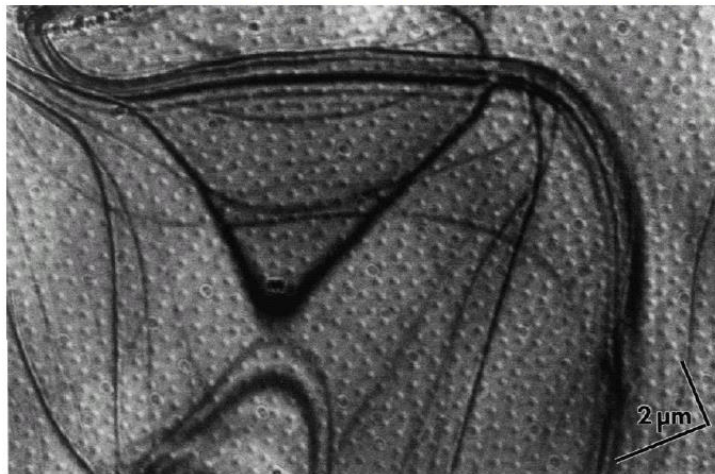
$$f = -\frac{dU(R)}{dR} = -\frac{\Phi_0}{4\pi} \frac{dH_{12}(R)}{dR} = [J_{12} \times \Phi_0] \quad (12)$$

όπου J_{12} είναι η πυκνότητα ρεύματος που προκαλείται από τη μία δίνη στο κέντρο της άλλης.

Παρατηρούμε ότι η μορφή της αρχικής εξίσωσης (1) είναι αυτή μίας γραμμικής διαφορικής εξίσωσης. Έτσι κάθε επαλληλία επιμέρους λύσεων αποτελεί λύση της εξίσωσης. Μπορούμε να συμπεράνουμε, λοιπόν, ότι οι παραπάνω τύποι ισχύουν και για γενικότερες περιπτώσεις μεγαλύτερου αριθμού δινών, με τυχαία κατανομή και υπό την επίδραση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Η αμοιβαία άπωση των δινών Abrikosov οδηγεί στο σχηματισμό ενός δισδιάστατου πλέγματος γραμμών μαγνητικών δινών. Με το συγκεκριμένο τρόπο κατανομής επιτυγχάνεται η ελάχιστη δυναμική ενέργεια αλληλεπίδρασης μεταξύ των δινών. Στο σχήμα 1.18 απεικονίζεται ένα πλέγμα δινών Abrikosov, όπως φαίνεται από την επιφάνεια του υπεραγωγού:

Lorentz electron microscopy of vortex structures

Fascinating vortex movies at: www.hqrd.hitachi.co.jp/em/movie.html



Nb film at 4.2K and 10mT, Harada et al, 1992

Σχήμα 1.18: Εικόνα ενός πλέγματος δινών Abrikosov με τη μέθοδο μικροσκοπικής απεικόνισης Lorentz.

1.7.4 Μόνιμες ιδιότητες των υπεραγωγών τύπου-II

Θεωρούμε ότι έχουμε έναν υπεραγωγό τύπου-II στη μικτή κατάσταση, στον οποίο κυκλοφορεί ρεύμα από εξωτερική πηγή με κατεύθυνση κάθετη στις μαγνητικές δίνες. Το ρεύμα ασκεί μία δύναμη Lorentz στις δίνες. Αν ο υπεραγωγός ήταν ιδανικός και ομογενής, μία μικρή δύναμη Lorentz θα προκαλούσε την κίνηση των δινών. Η κίνηση αυτή συνοδεύεται με απώλεια ενέργειας και έτσι το κρίσιμο ρεύμα ενός ιδανικού ομογενούς υπεραγωγού θα ήταν μηδενικό.

Σε ένα μη ομογενή υπεραγωγό τύπου-II, ο οποίος περιέχει διάφορους τύπους ατελειών, οι μαγνητικές δίνες μπορεί να προσκολληθούν σε αυτές τις ατέλειες. Είναι απαραίτητο ένα πεπερασμένο ρεύμα μεταφοράς, ώστε η δύναμη Lorentz που θα δημιουργηθεί να είναι επαρκώς ισχυρή και να μετακινήσει τις δίνες μακριά από τις ατέλειες του υλικού. Οι ατέλειες συχνά ονομάζονται και κέντρα προσκόλλησης των μαγνητικών δινών. Η πυκνότητα ρεύματος, με την οποία επιτυγχάνεται η απελευθέρωση των δινών από τις ατέλειες, ονομάζεται κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_c . Η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος είναι μία ποσότητα η οποία εξαρτάται από τη δομή του υλικού και είναι ευαίσθητη σε θερμικές και μηχανικές μεταβολές του υπεραγωγού. Παράλληλα, η κρίσιμη θερμοκρασία T_c και το κρίσιμο πεδίο H_c παραμένουν αμετάβλητα. Για υπεραγωγούς οι οποίοι προορίζονται για εφαρμογές υψηλών ρευμάτων, όπως σε υπεραγώγιμους μαγνήτες και υπεραγώγιμες συσκευές, η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος είναι της τάξης των 10^6 A/cm². Η αύξηση της δύναμης προσκόλλησης των δινών είναι πολύ σημαντική παράμετρος για εφαρμογές υπεραγωγών υψηλής ισχύος, όπως για τους πολύ ισχυρούς μαγνήτες (που είναι και η πιο διαδεδομένη εμπορική εφαρμογή των υπεραγωγών αυτή τη στιγμή). Η αποτελεσματικότητα στην προσκόλληση μαγνητικών δινών διαφέρει ανάλογα με το είδος των ατελειών. Η βελτίωση των δομικών ιδιοτήτων των υλικών και η ανάπτυξη συνθετικών υπεραγωγών οδηγεί σταδιακά στην αύξηση του κρίσιμου ρεύματος και του κρίσιμου πεδίου των υπεραγώγιμων υλικών.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Ενεργειακές Εφαρμογές Υπεραγωγών Υψηλής Κρίσιμης Θερμοκρασίας (High Temperature Superconductors-HTS)

2.1 Εισαγωγή

Οι υπεραγωγοί έχουν μεγάλη χρησιμότητα σε ενεργειακές εφαρμογές υψηλής ισχύος. Για παράδειγμα, στο ηλεκτρικό δίκτυο των ΗΠΑ σχεδόν το 7% της ηλεκτρικής ενέργειας χάνεται υπό τη μορφή απωλειών, από τα σημεία παραγωγής μέχρι τους τελικούς καταναλωτές. Μία αντίστοιχη ποσότητα ενέργειας χάνεται στα σημεία παραγωγής και διανομής. Η τάξη μεγέθους των συνολικών απωλειών είναι αρκετά μεγάλη, επιβαρύνοντας τους φυσικούς πόρους και το περιβάλλον γενικότερα. Η αποτελεσματικότητα του ηλεκτρικού συστήματος μπορεί να βελτιωθεί σημαντικά, με τη χρησιμοποίηση υπεραγωγών στην παραγωγή και στη διανομή της ηλεκτρικής ενέργειας.

Μερικές από τις ενεργειακές εφαρμογές, οι οποίες μπορούν να βελτιωθούν σημαντικά με τη χρησιμοποίηση των υπεραγωγών, είναι οι μεγάλοι ηλεκτρικοί κινητήρες και οι γεννήτριες, οι μετασχηματιστές και τα καλώδια μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας. Η τεχνολογία των υπεραγωγών μπορεί να εφαρμοστεί επίσης σε βοηθητικό εξοπλισμό, για την ομαλή λειτουργία του ηλεκτρικού δικτύου. Για παράδειγμα, στην υπεραγώγιμη ηλεκτρομαγνητική αποθήκευση ενέργειας (SMES) και στους υπεραγώγιμους περιοριστές ρευμάτων σφάλματος (SFCL). Οι υπεραγωγοί, παράλληλα με τη βελτίωση της αποτελεσματικότητας του συστήματος, συμβάλλουν και στη μείωση του μεγέθους και του βάρους των ενεργειακών διατάξεων. Συμπαγείς και ελαφρύτεροι κινητήρες και γεννήτριες χρειάζονται ολοένα και περισσότερο σε εφαρμογές πλοίων και αεροσκαφών.

Οι υπεραγωγοί που ανακαλύφθηκαν στις αρχές του προηγούμενου αιώνα ήταν καθαρά μέταλλα (υδράργυρος, μόλυβδος, κασσίτερος) και είχαν μηδενική ικανότητα αγωγής ρεύματος υπό συνθήκες ισχυρών μαγνητικών πεδίων. Στα τέλη της δεκαετίας του 1950 με αρχές του 1960 ανακαλύφθηκε ένα νέο είδος υπεραγωγών που διατηρούν τις ιδιότητές τους σε ισχυρά πεδία, όπως κράματα (Nb-Ti) και χημικές ενώσεις (Nb₃Sn). Χρησιμοποιούνται σε μαγνήτες που παράγουν πολύ ισχυρά μαγνητικά πεδία, όπως σε αυτούς των μαγνητικών τομογράφων (MRI). Αυτά τα υλικά πρέπει να ψυχθούν στη θερμοκρασία των 4 Kelvin, όπου το κόστος ψύξης και η αξιοπιστία είναι αποτρεπτικοί παράγοντες για την ευρεία εφαρμογή τους.

Η ανακάλυψη των κεραμικών υπεραγωγών το 1986 και η διατήρηση της υπεραγωγιμότητας σε εύρος κρίσιμων θερμοκρασιών 35 με 40 K, και μετέπειτα

μέχρι τα 110 K, οδήγησε στη χρησιμοποίησή τους σε ενεργειακές εφαρμογές. Τα υλικά αυτά είναι γνωστά ως Υπεραγωγοί Υψηλής Κρίσιμης Θερμοκρασίας (HTS). Έχουν τη δυνατότητα να ψυχθούν με υγρό άζωτο σε εφαρμογές με ασθενή μαγνητικά πεδία. Για εφαρμογές με ισχυρότερα μαγνητικά πεδία χρειάζεται καλύτερη ψύξη με κρυοστάτες, που κυμαίνεται στα 30-40K.

Προϋπόθεση για την ευρεία εφαρμογή της τεχνολογίας αυτής είναι η βελτίωση της απόδοσης των HTS υπεραγώγιμων υλικών, καθώς και η μείωση του κόστους παραγωγής τους. Μείωση του κόστους χρειάζεται επίσης και στα συστήματα ψύξης, που διατηρούν τα υλικά στην υπεραγώγιμη κατάσταση.

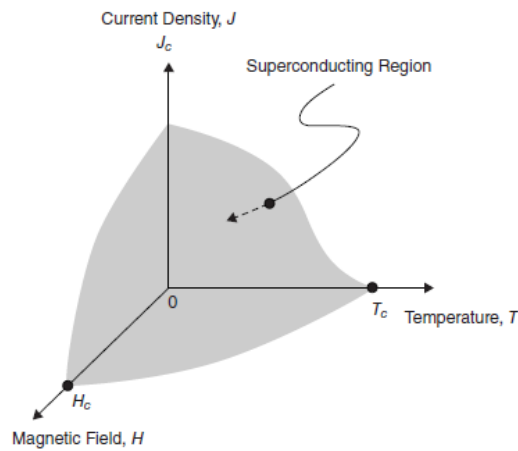
Στην παρούσα εργασία δόθηκε έμφαση στα πιο διαδεδομένα υλικά που ανήκουν στην κατηγορία των HTS υπεραγωγών: BSCCO-2212, BSCCO-2223, YBCO-123 και MgB_2 . Οι συγκεκριμένοι υπεραγωγοί έχουν το πλεονέκτημα της αυξημένης αποδοτικότητας και του χαμηλού κόστους λειτουργίας, στα πλαίσια ενός ηλεκτρικού συστήματος.

2.2 Υπεραγωγοί Υψηλής Κρίσιμης Θερμοκρασίας

Η λειτουργία των υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας είναι αρκετά αποδοτικότερη από τη λειτουργία των κοινών υπεραγωγών χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας. Οι HTS υπεραγωγοί βρίσκονται στην υπεραγώγιμη κατάσταση σε θερμοκρασίες υψηλότερες από 77K (σημείο βρασμού του αζώτου) σε εφαρμογές με ασθενή μαγνητικά πεδία. Αντίθετα, υπεραγωγοί χαμηλής θερμοκρασίας όπως οι Nb-Ti και Nb_3Sn πρέπει να ψυχθούν στους 4K ώστε να εμφανίσουν υπεραγώγιμες ιδιότητες, αυξάνοντας έτσι το κόστος λειτουργίας τους σε βιομηχανικό περιβάλλον. Ενδεικτικά, η ηλεκτρική ισχύς που απαιτείται σε θερμοκρασία δωματίου για τη λειτουργία καταψύκτη των 77K είναι μικρότερη από το ένα δέκατο της ισχύος που απαιτείται για τη λειτουργία καταψύκτη των 4K.

Όπως αναλύθηκε και σε προηγούμενες ενότητες, οι υπεραγωγοί διατηρούν τις υπεραγώγιμες ιδιότητες σε μία περιοχή λειτουργίας η οποία καθορίζεται από τρία αλληλοεξαρτώμενα κρίσιμα μεγέθη: Την πυκνότητα ρεύματος J_c , τη θερμοκρασία λειτουργίας T_c και το μαγνητικό πεδίο H_c . Η κατάσταση της υπεραγωγιμότητας για κάθε υλικό έχει άνω όριο τις τρεις κρίσιμες τιμές. Αύξηση ενός τουλάχιστον μεγέθους πάνω από την κρίσιμη τιμή του, οδηγεί στην επιστροφή του υπεραγωγού

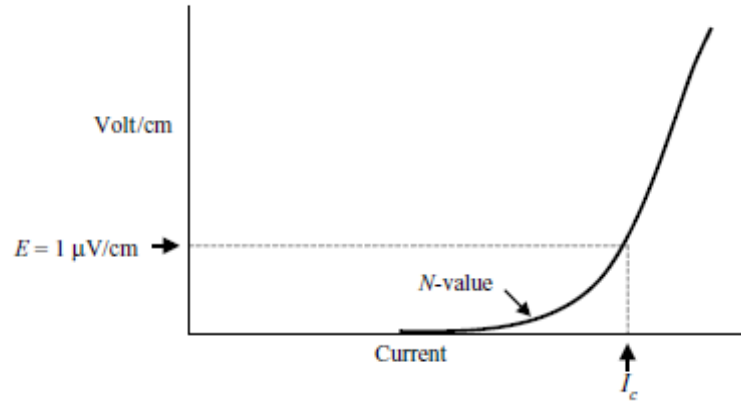
στην κανονική κατάσταση. Στο σχήμα 2.1 απεικονίζεται η περιοχή λειτουργίας ενός υπεραγωγού εντός των κρίσιμων μεγεθών:



Σχήμα 2.1: Περιοχή υπεραγωγικής κατάστασης συναρτήσει των κρίσιμων μεγεθών T_c , H_c και J_c .

Το ιδανικό κρίσιμο ρεύμα I_c είναι το ρεύμα το οποίο όταν διαπεράσει ένα υλικό εκδηλώνεται μετάβαση φάσης από την υπεραγωγική κατάσταση στην κανονική. Για τα υπεραγωγικά καλώδια που χρησιμοποιούνται σε ενεργειακές εφαρμογές, η μετάβαση δεν είναι άμεση αλλά σταδιακή. Το I_c ορίζεται ως το ρεύμα στο οποίο η πτώση τάσης ανά μονάδα μήκους, κατά μήκος του καλωδίου, γίνεται μεγαλύτερη από ένα καθορισμένο ηλεκτρικό πεδίο E_c . Μία συνηθισμένη τιμή είναι $1\mu\text{V}/\text{cm}$ στους 77K . Τα όρια της πτώσης τάσης τείνουν να γίνονται πιο αυστηρά, φτάνοντας σε μία τιμή των $0.1\mu\text{V}/\text{cm}$, την οποία συναντάμε σε εμπορικούς υπεραγωγούς χαμηλής θερμοκρασίας.

Ένα υπεραγωγικό καλώδιο χαρακτηρίζεται από μία καμπύλη $E-I$, όπου E είναι η πτώση τάσης ανά μονάδα μήκους στο καλώδιο και I το ρεύμα που το διαπερνά. Στο σχήμα 2.2 δίνεται μία χαρακτηριστική καμπύλη $E-I$ ενός δοσμένου υπεραγωγού.



Σχήμα 2.2: Χαρακτηριστική καμπύλη E-I ενός υπεραγώγιμου καλωδίου.

Στις βιομηχανικές εφαρμογές ως κρίσιμο ρεύμα I_c ορίζεται το ρεύμα εκείνο το οποίο προκαλεί πτώση τάσης ίση με $1\mu\text{V}/\text{cm}$ στο καλώδιο. Για τη μετάβαση από την υπεραγώγιμη κατάσταση (μηδενική πτώση τάσης) σε μία πεπερασμένη αντίσταση (πεπερασμένη πτώση τάσης), η καμπύλη E-I περιγράφεται από την εξίσωση (1):

$$E(I) = E_c \cdot \left(\frac{I}{I_c}\right)^N \quad (1)$$

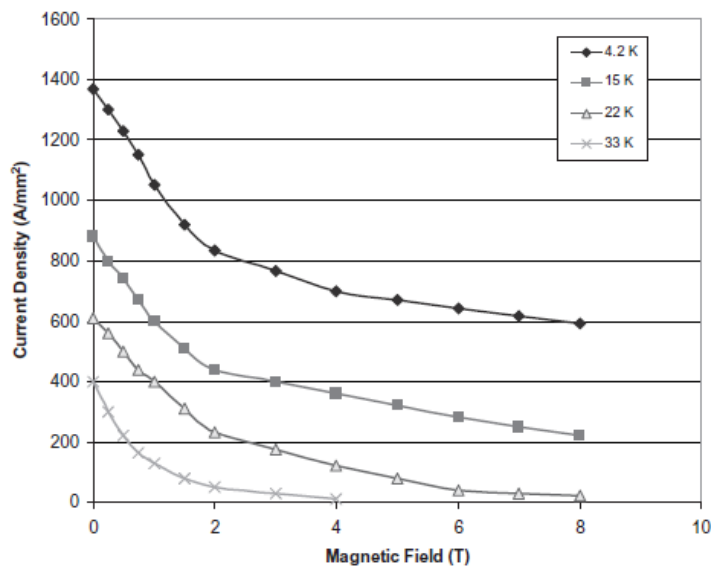
όπου $E(I)$ είναι η διαμήκης πτώση τάσης στον υπεραγωγό, E_c είναι το κρίσιμο ηλεκτρικό πεδίο με μέτρο $1\mu\text{V}/\text{cm}$, I_c το κρίσιμο ρεύμα και I το ρεύμα που διαπερνά το υλικό. Μεγαλύτερες τιμές του εκθέτη N αντιστοιχούν σε πιο απότομη κλίση στην καμπύλη E-I και σε ποιοτικότερους υπεραγωγούς, με λιγότερες απώλειες. Οι απώλειες ανά μονάδα μήκους είναι ίσες με το γινόμενο $E(I) \cdot I$. Γενικά, τα υπεραγώγιμα υλικά συγκρίνονται με βάση την κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_c , η οποία είναι ίση με το πηλίκο του κρίσιμου ρεύματος I_c προς τη διατομή του υπεραγωγού.

Στο σχεδιασμό των υπεραγώγιμων συσκευών το μέτρο σύγκρισης είναι η μηχανική κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_e , η οποία είναι ίση με το πηλίκο του κρίσιμου ρεύματος I_c προς τη διατομή ολόκληρου του καλωδίου. Στην ολική διατομή περιλαμβάνονται και άλλα υλικά που χρησιμοποιούνται για τη μόνωση των υπεραγωγών, καθώς και για τη μηχανική στήριξη του καλωδίου.

2.2.1 Υπεραγωγοί τύπου BSCCO-2212

Το υλικό BSCCO-2212 (οξειδία βισμούθιου, στροντίου, χαλκού και ασβέστιο) έχει κρίσιμη θερμοκρασία 90K και παρουσιάζει πρακτικό ενδιαφέρον λόγω των ιδιοτήτων που το χαρακτηρίζουν σε ισχυρά μαγνητικά πεδία (σε θερμοκρασίες μεταξύ 4.2K και 20K). Το υλικό αυτό, παρά το γεγονός ότι έχει μικρή ικανότητα αγωγής ρεύματος στους 77K, ήταν το πρώτο που χρησιμοποιήθηκε για την κατασκευή υπεραγώγιμων καλωδίων. Είναι αρκετά ευέλικτο ως υλικό και μπορεί να πάρει τη μορφή στρογγυλού καλωδίου, επίπεδης ταινίας, ράβδων και μπλοκ διαφόρων σχημάτων και διαστάσεων. Η ικανότητά του να αλλάζει σχήματα έπειτα από διαδοχικό λιώσιμο και στερεοποίηση, το καθιστά κατάλληλο για αλλαγή της γεωμετρίας του υπεραγωγού. Η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_c στα στρογγυλά καλώδια παρουσιάζει ομοιογένεια, υπό την επίδραση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Έχουν κατασκευαστεί καλώδια μεγάλου μήκους από το συγκεκριμένο υλικό, με ομοιόμορφες ιδιότητες και ικανοποιητική μηχανική αντοχή. Η ευελιξία που παρέχει το BSCCO-2212 το καθιστά κατάλληλο για εφαρμογές με θερμοκρασία λειτουργίας μικρότερη από 20K .

Στο σχήμα 2.3 δίνεται η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου για έναν υπεραγωγό BSCCO-2212 της Oxford Superconductor Technologies:



Σχήμα 2.3: Κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_c συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου για το υλικό BSCCO-2212, σε 4 διαφορετικές θερμοκρασίες λειτουργίας.

Παρατηρείται ότι με την αύξηση της θερμοκρασίας η κρίσιμη πυκνότητα J_c μειώνεται σε μεγάλο ποσοστό. Σε BSCCO-2212 υπό τη μορφή λεπτών ταινιών έχουν επιτευχθεί πυκνότητες ρευμάτων της τάξης των 7100 A/mm^2 σε μηδενικό εξωτερικό πεδίο και 3500 A/mm^2 σε πεδίο $B=10\text{T}$ και θερμοκρασία $4,2\text{K}$. Το γεγονός αυτό καθιστά το υλικό κατάλληλο για εφαρμογές ισχυρών μαγνητικών πεδίων, όπως είναι η κατασκευή υπεραγώγιμων μαγνητών. Το ισχυρότερο πεδίο από υπεραγώγιμο μαγνήτη που έχει καταγραφεί μέχρι σήμερα προέρχεται από το συγκεκριμένο υλικό. Επίσης έχουν κατασκευαστεί ταινίες που περιέχουν πολλά λεπτά νήματα, καθώς και καλώδια Rutherford για εφαρμογές σε μαγνήτες ισχυρών πεδίων.

Όπως ειπώθηκε και προηγουμένως, η επίδοση του υλικού BSCCO-2212 είναι εξαιρετική σε θερμοκρασίες μικρότερες από 20K . Σε μεγαλύτερες θερμοκρασίες τα χαρακτηριστικά του περιορίζονται, με αποτέλεσμα σε πολλές εφαρμογές να αντικατασταθεί από το υλικό BSCCO-2223.

2.2.2 Υπεραγωγή Καλώδια τύπου BSCCO-2223 (1G wires)

Το υλικό BSCCO-2223 έχει κρίσιμη θερμοκρασία της τάξης των 110K , 20 βαθμούς υψηλότερη από αυτήν του BSCCO-2212. Με βάση το υλικό αυτό κατασκευάστηκαν τα υπεραγώγιμα καλώδια πρώτης γενιάς (1G wires). Για την παραγωγή τους ακολουθείται μία συγκεκριμένη διεργασία με την ονομασία OPIT (oxide powder in tube). Το υψηλότερο κρίσιμο ρεύμα I_c που έχει επιτευχθεί σε καλώδια αυτού του τύπου είναι της τάξης των 150A , σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο και σε θερμοκρασία 77K . Η μέθοδος κατασκευής OPIT εφαρμόστηκε στη βιομηχανική παραγωγή με επιτυχία, με αποτέλεσμα να κατασκευαστούν υπεραγώγιμες ταινίες εκατοντάδων μέτρων, μειώνοντας παράλληλα το κόστος και αυξάνοντας την ικανότητα αγωγής ρεύματος. Οι υπεραγώγιμες ταινίες 1G πρώτης γενιάς έκαναν την εμφάνισή τους στην αγορά και οι ηλεκτρικές, μηχανικές και θερμικές τους ιδιότητες οδήγησαν στην ενσωμάτωσή τους σε ενεργειακές εφαρμογές.

Ένα σημαντικό μειονέκτημα του συγκεκριμένου καλωδίου είναι η μειωμένη μηχανική αντοχή του ασημένιου περιβλήματος των υπεραγώγιμων ινών. Αποτρεπτικός παράγοντας για την περαιτέρω εφαρμογή των ταινιών BSCCO-2223 είναι το κόστος παραγωγής τους. Μέχρι το 2005 το κόστος ήταν 10 φορές πάνω από τα αποδεκτά όρια, για ευρεία βιομηχανική εφαρμογή. Η εταιρεία Sumitomo Electric

Industries έχει πραγματοποιήσει μελέτη για μείωση του κόστους και εναρμόνιση με τις βιομηχανικές ανάγκες.

Μέχρι το 2006 οι τρεις κυριότερες εταιρείες παραγωγής των 1G καλωδίων ήταν η American Superconductor (AMSC, ΗΠΑ), η Sumitomo Electric Industries (SEI, Ιαπωνία) και η European High Temperature Superconductor (EHTS, Γερμανία).

Στο σχήμα 2.4 φαίνεται μία υπεραγωγίμη ταινία από το υλικό BSCCO-2223, με ορθογώνια διατομή διαστάσεων $0.2 \cdot 4 \text{ mm}^2$.



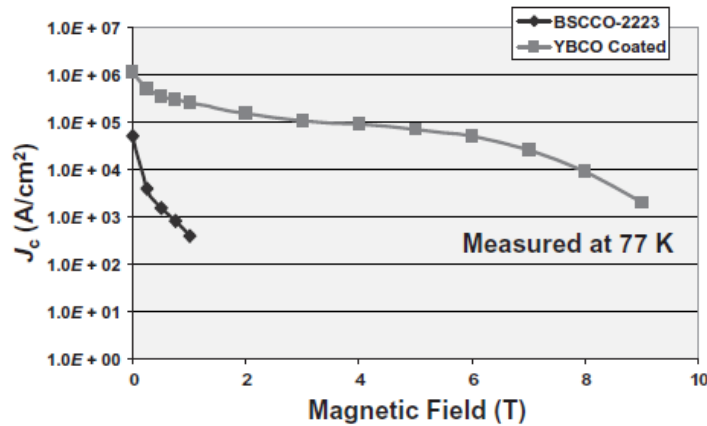
Σχήμα 2.4: Υπεραγωγίμη ταινία κατασκευασμένη από BSCCO-2223.

Το καλώδιο διαθέτει περίπου 85 υπεραγωγίμα λεπτά νήματα, τα οποία περιβάλλονται από κράμα με κυρίαρχο συστατικό το ασήμι. Το κύριο τεχνικό πρόβλημα του καλωδίου είναι η μειωμένη μηχανική αντοχή του κράματος που περιβάλλει τις ίνες από BSCCO-2223, καθιστώντας έτσι το καλώδιο ακατάλληλο για εφαρμογές με σημαντικές εξωτερικές πιέσεις. Για την αύξηση της αντοχής στις ισχυρές δυνάμεις Lorentz που δημιουργούνται σε εφαρμογές με μαγνήτες, κάποιοι κατασκευαστές ενίσχυσαν με προσμίξεις το κράμα του περιβλήματος. Ωστόσο, η American Superconductor δημιούργησε υπεραγωγίμο καλώδιο υψηλής μηχανικής αντοχής, παρεμβάλλοντας την υπεραγωγίμη ταινία ανάμεσα σε ταινίες από ανοξείδωτο χάλυβα.

2.2.3 Υπεραγωγίμα καλώδια τύπου YBCO-123 (2G wires)

Παράλληλα με την αύξηση της παραγωγής των υπεραγωγίων καλωδίων πρώτης γενιάς, πολλοί κατασκευαστές επεδίωξαν την ανάπτυξη υπεραγωγίων υλικών δεύτερης γενιάς. Τα υλικά αυτά είναι βασισμένα σε λεπτές ταινίες από YBCO-123 (ύτριο, βάριο και οξείδια χαλκού). Εξαιτίας των ιδιοτήτων του BSCCO-2223, τα καλώδια πρώτης γενιάς περιορίζονταν σε θερμοκρασίες χαμηλότερες από 40K, σε μαγνητικά πεδία μεγαλύτερα των 2T. Στο σχήμα 2.5 δίνεται μία σύγκριση μεταξύ ενός τυπικού καλωδίου πρώτης γενιάς (BSCCO-2223) και ενός καλωδίου δεύτερης

γενιάς (YBCO-123) ως προς την κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_c συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου B στους 77K.



Σχήμα 2.5: Κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_c υπεραγώγιμων καλωδίων BSCCO-2223 και YBCO-123 στους 77K.

Από την παραπάνω σύγκριση είναι εμφανές ότι τα καλώδια δεύτερης γενιάς, με την αύξηση του μαγνητικού πεδίου, διατηρούν την κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος σε αρκετά υψηλότερα επίπεδα, σε σχέση με τα καλώδια πρώτης γενιάς.

Τα 2G καλώδια έχουν εντελώς διαφορετική αρχιτεκτονική συγκριτικά με τα 1G καλώδια. Δε χρησιμοποιούν ακριβά μέταλλα όπως το ασήμι, το οποίο αυξάνει σημαντικά το κόστος παραγωγής των καλωδίων πρώτης γενιάς. Το κυριότερο πλεονέκτημα των 2G καλωδίων είναι ότι παρέχουν τη δυνατότητα μείωσης του κόστους έως και 2 με 3 φορές, σε σχέση με τα 1G καλώδια. Το γεγονός αυτό οφείλεται στο υψηλότερο κρίσιμο ρεύμα I_c , στην καλύτερη απόδοση και στην ελαχιστοποίηση του κόστους με την αυτοματοποίηση της παραγωγής. Το χαμηλό κόστος και η διαθεσιμότητα σε συνδυασμό με την υψηλή απόδοση, ήταν δύο από τις βασικές προϋποθέσεις για την εμπορική βιωσιμότητα των 2G καλωδίων. Επίσης η αντικατάσταση των 1G καλωδίων από 2G σε εφαρμογές που είναι ήδη σε λειτουργία, δεν απαιτεί σημαντικές αλλαγές και έχει χαμηλό κόστος. Η μεγαλύτερη μηχανική αντοχή που προσφέρουν διευρύνει τις διαθέσιμες επιλογές στην κατασκευή υπεραγώγιμων ενεργειακών διατάξεων.

Ενώ πολλοί κατασκευαστές παγκοσμίως αναπτύσσουν υπεραγώγιμα καλώδια δεύτερης γενιάς, δύο διαδικασίες παραγωγής είναι οι πιο διαδεδομένες: Οι

τεχνολογίες MOD/RABiTS που εφαρμόζονται από την AMSC και η μέθοδος IBAD-MgO η οποία υιοθετήθηκε από την εταιρεία SuperPower.

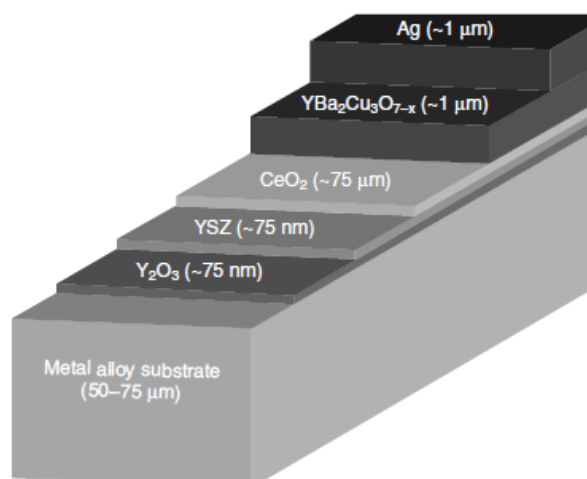
Ακολουθεί περιγραφή των τεχνικών χαρακτηριστικών εμπορικών καλωδίων δεύτερης γενιάς των εταιρειών AMSC και Super Power:

Υπεραγωγή καλώδια 2G της American Superconductor Corporation (AMSC)

Η αρχιτεκτονική του καλωδίου δεύτερης γενιάς YBCO-123 της AMSC περιλαμβάνει πολλαπλές επιστρώσεις πάνω σε ένα βασικό υλικό, με σκοπό την υψηλότερη απόδοση και το χαμηλότερο κόστος του υπεραγώγιμου υλικού. Η εταιρεία επέλεξε τη διαδικασία MOD (metal organic deposition) και RABiTS (rolling assisted biaxially textured substrate) για την παραγωγή των καλωδίων 2G. Επίσης μετέτρεψε την υπεραγώγιμη ταινία σε λεπτό έλασμα και την τοποθέτησε ανάμεσα σε λεπτά φύλλα χαλκού ή ανοξειδωτού χάλυβα. Η αρχιτεκτονική αυτή των τριών στρώσεων είχε εφαρμοστεί και στα 1G καλώδια. Τα 2G υπεραγώγιμα καλώδια, συγκεκριμένα τα μοντέλα 344 και 348, εξελίχθηκαν ώστε να αντικαταστήσουν τα 1G καλώδια στις υπάρχουσες ενεργειακές εφαρμογές με όσο το δυνατόν μικρότερο κόστος, χωρίς επανασχεδίαση των διατάξεων. Οι προβλέψεις κόστους για την ευρεία βιομηχανική εφαρμογή των 2G καλωδίων (στους 77K υπό μηδενικό μαγνητικό πεδίο) έδειξαν ότι το κόστος τους είναι μικρότερο από εκείνο του συμβατικού χαλκού.

Η αρχιτεκτονική των 2G καλωδίων με τις πολλαπλές επικαλύψεις, έχει στο εξωτερικό της ένα εύκαμπτο υπόστρωμα πάχους 50μm μη μαγνητικού μετάλλου, για αντοχή σε μηχανικές πιέσεις. Μέσα από το εξωτερικό στρώμα υπάρχει μία πολλαπλή στρώση οξειδίων πάχους μικρότερου από 0,5μm, οδηγώντας στο υπεραγώγιμο στρώμα από YBCO-123 πάχους 1 με 3μm.

Τη δομή ολοκληρώνει ένα προστατευτικό στρώμα από ασήμι, που επικαλύπτεται από μία παχύτερη επίστρωση χαλκού, η οποία προστατεύει και σταθεροποιεί μηχανικά το καλώδιο.

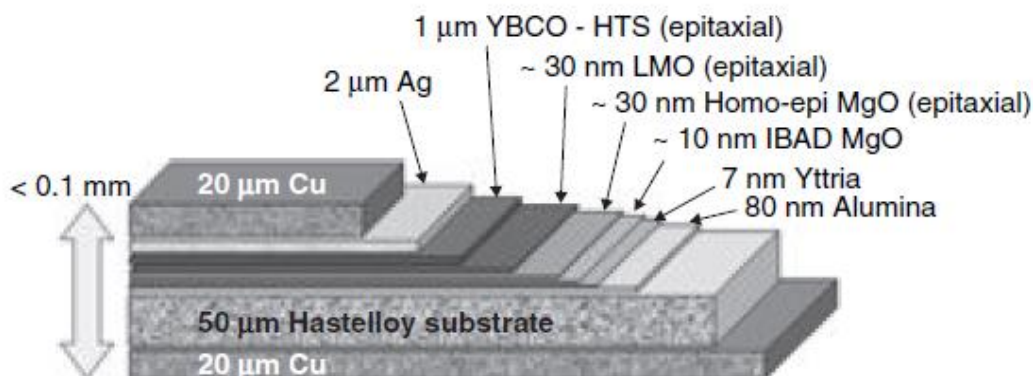


Σχήμα 2.6: Δομή ενός καλωδίου 2G της American Superconductor Corporation

Η διαδικασία παραγωγής των 2G καλωδίων εξελίχθηκε ραγδαία την περίοδο 2005-06, με αποτέλεσμα την κατασκευή καλωδίου μέχρι και 100 μέτρων με κρίσιμο ρεύμα I_c , της τάξης των 270A/cm. Η ομοιομορφία των χαρακτηριστικών κατά μήκος των καλωδίων άφησε ανοιχτό το ενδεχόμενο για κατασκευές μήκους αρκετών χιλιομέτρων. Η AMSC διαθέτει στην αγορά τα 2G καλώδιά της με την εμπορική ονομασία 344. Το μοντέλο αυτό έχει την αρχιτεκτονική τριών στρώσεων και οι μηχανικές του ιδιότητες ξεπερνούν αυτές των 1G καλωδίων.

Υπεραγωγή καλώδια 2G της εταιρείας Super Power

Η Super Power, θυγατρική της Royal Philips Electronics, υιοθέτησε τη μέθοδο IBAD (ion beam assisted deposition) για την παραγωγή καλωδίων 2G. Το 2006, όταν βελτιώθηκε η μέθοδος κατασκευής από IBAD-YSZ (Yttria-stabilized zirconia) σε IBAD-MgO, ήταν δυνατή η παραγωγή καλωδίων με μήκη πάνω από 1000 μέτρα. Η δομή του καλωδίου αποτελείται από πολλά στρώματα, τα οποία χωρίζουν το μεταλλικό υπόστρωμα από το υπεραγώγιμο YBCO-123. Η επίστρωση του οξειδίου του αργιλίου (alumina) αποτρέπει στοιχεία του μεταλλικού υποστρώματος από να εισχωρήσουν σε γειτονικές επιστρώσεις και στην υπεραγωγή. Το στρώμα IBAD-MgO είναι και το σημαντικότερο για τη διαδικασία παραγωγής. Τέλος, η επίστρωση από το υλικό LaMnO_3 (LMO) είναι καθοριστικής σημασίας για την επίτευξη υψηλότερου κρίσιμου ρεύματος I_c .



Σχήμα 2.7: Δομή ενός καλωδίου 2G της εταιρείας Super Power

Στην τελική τοποθέτηση της υπεραγωγίσιμης ταινίας στις διατάξεις προτιμήθηκε μία ελικοειδής διάταξη έναντι της συμβατικής, προσφέροντας έτσι καλύτερο χειρισμό σε μεγάλα μήκη και καλύτερη ομοιομορφία σε όλο το πλάτος της ταινίας. Η SuperPower διαθέτει στην αγορά υπεραγωγίσιμα καλώδια 2G σε 4 πλάτη: 3, 4, 6 και 12 mm. Ένα περίβλημα μηχανικής σταθεροποίησης από χαλκό περιβάλλει το υπεραγωγίσιμο καλώδιο. Ο σταθεροποιητής προστατεύει τον υπεραγωγό και διαθέτει στρογγυλεμένες άκρες, οι οποίες είναι κατάλληλες για εφαρμογές υψηλής τάσης.

Στους πίνακες 2.1 απεικονίζονται συγκριτικά τα ονομαστικά μεγέθη των 2G καλωδίων των δύο κατασκευαστών, που αναλύσαμε πιο πάνω:

Specification		Specification	
Minimum I_c , A	90	Minimum I_c , A	80-140
Average thickness, mm	0.20 ± 0.02	Average thickness, mm	0.1
Width, mm	4.83 ± 0.12	Width, mm	4
Minimum bend diameter, mm	30	Minimum bend diameter, mm	11
Maximum tensile stress at RT, MPa	150	Maximum tensile stress at RT, MPa	>550
Maximum tensile strain at 77K	0.3%	Maximum tensile strain at 77K	0.45%
Continuous piece length, m	500	Continuous piece length, m	Up to 500

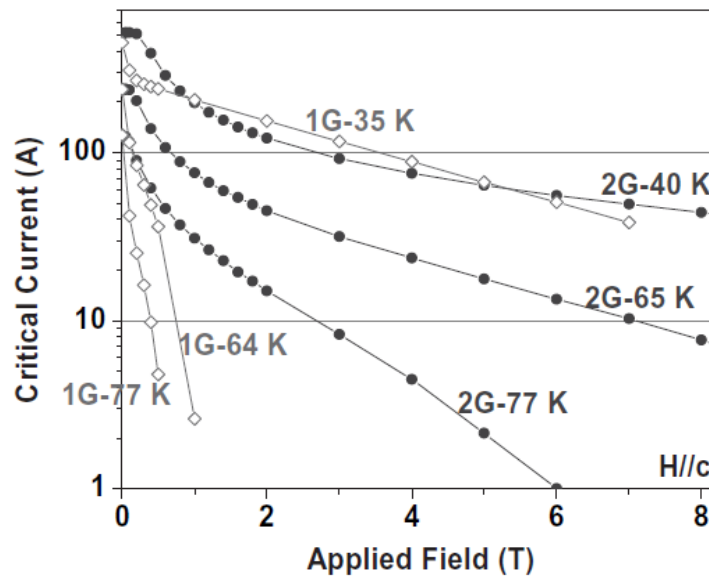
Πίνακας 2.1: Αριστερά: Ονομαστικά μεγέθη καλωδίου 2G της AMSC

Δεξιά: Ονομαστικά μεγέθη καλωδίου 2G της Super Power.

Η μεγαλύτερη διαφορά των δύο μοντέλων παρατηρείται στη μηχανική αντοχή των καλωδίων. Το καλώδιο της SuperPower είναι πιο ανθεκτικό σε μηχανικές

καταπονήσεις, καθώς αντέχει σε πιέσεις περίπου 3 φορές μεγαλύτερες (550 MPa) από το καλώδιο της AMSC (150MPa) σε θερμοκρασία δωματίου. Το γεγονός αυτό οφείλεται κυρίως στον σταθεροποιητή χαλκού που περιβάλλει εξ ολοκλήρου το καλώδιο.

Τέλος, στο σχήμα 2.8 παρατίθενται το κρίσιμο ρεύμα I_c συναρτήσει του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, για τυπικά εμπορικά καλώδια 1G και 2G, πλάτους 4mm. Το καλώδιο 2G έχει ανώτερη απόδοση σε όλες τις θερμοκρασίες. Η σημαντικότερη διαφορά βρίσκεται στις εφαρμογές των 77K. Σε εφαρμογές με ισχυρά μαγνητικά πεδία μπορούν να χρησιμοποιηθούν καλώδια 2G, με ψύξη από υγρό άζωτο. Το γεγονός αυτό είναι καταλυτικό για την ευρεία εφαρμογή των 2G καλωδίων, καθώς μειώνεται κατά πολύ το κόστος της ψύξης της υπεραγωγίσιμης διάταξης.



Σχήμα 2.8: Κρίσιμο ρεύμα I_c συναρτήσει μαγνητικού πεδίου για υπεραγωγίσιμα καλώδια 1G και 2G, σε 3 επίπεδα θερμοκρασιών λειτουργίας.

2.2.4 Διβορίδιο του Μαγνησίου (MgB_2) και άλλοι Υπεραγωγοί Υψηλής Κρίσιμης Θερμοκρασίας

Το διβορίδιο του μαγνησίου είναι μία χημική ένωση η οποία διαπιστώθηκε ότι έχει υπεραγωγίσιμες ιδιότητες μόλις το 2001. Από τότε η εταιρεία Hyper Tech Research (ΗΠΑ) το εξελίσσει ώστε να κατασκευάσει ένα υπεραγωγίσιμο καλώδιο υψηλής αποδοτικότητας και χαμηλού κόστους. Το υλικό αυτό στην ουσία έχει εφαρμογή σε

θερμοκρασίες χαμηλότερες των 25K. Το μεγάλο του πλεονέκτημα είναι ότι στις θερμοκρασίες λειτουργίας του δεν υπάρχει κάποιο όριο στην πυκνότητα ρεύματος J_c ή στο κρίσιμο πεδίο H_c , πάνω από τα οποία χάνει τις υπεραγώγιμες ιδιότητες. Το MgB_2 μπορεί να ανταγωνιστεί στο μέλλον καλώδια με βάση υπεραγωγούς χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας ή με βάση το BSCCO σε εφαρμογές με θερμοκρασίες των 25K. Ένα άλλο πλεονέκτημα που παρουσιάζει είναι η άμεση μετάβαση μεταξύ κανονικής και υπεραγώγιμης κατάστασης, χαρακτηριστικό που δε συναντάται στους υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας.

Τα συγκεκριμένα χαρακτηριστικά το καθιστούν κατάλληλο για εφαρμογές με ισχυρά ρεύματα και μαγνητικά πεδία. Το κόστος των πρώτων υλών (του μαγνησίου Mg και του βορίου B) είναι αρκετές φορές μικρότερο από το κόστος των υπεραγωγών χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας, που έχουν ως βάση το Νιόβιο (Nb).

Η εξέλιξη της παραγωγής του MgB_2 απασχολεί αρκετές εταιρείες παγκοσμίως. Αν επιτευχθεί ακόμα χαμηλότερο κόστος παραγωγής, μπορεί να ανταγωνιστεί άμεσα τους υπεραγωγούς χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας με βάση το Νιόβιο. Ο ανταγωνισμός με τα HTS καλώδια πρώτης και δεύτερης γενιάς θα εξαρτηθεί σε μεγάλο βαθμό από την αύξηση της θερμοκρασίας λειτουργίας, σε εφαρμογές με ισχυρά ρεύματα και μαγνητικά πεδία.

Η Hyper Tech Research έχει αναπτύξει τη μέθοδο κατασκευής CTFF (continuous tube forming and filling), για την παραγωγή υπεραγώγιμου καλωδίου από MgB_2 . Αποτέλεσμα της διαδικασίας αυτής είναι η κατασκευή καλωδίων μήκους έως και 4 χιλιομέτρων. Η διατομή του υπεραγωγού μπορεί να είναι είτε στρογγυλή είτε ορθογώνια, ανάλογα με τις ανάγκες της εφαρμογής. Το MgB_2 είναι ελαφρύτερο και μπορεί να παραχθεί οικονομικότερα από τους κεραμικούς HTS υπεραγωγούς πρώτης και δεύτερης γενιάς. Οι κατασκευές που έχουν πραγματοποιηθεί μέχρι σήμερα κυμαίνονται σε μήκος από 1 έως 4 χιλιόμετρα και περιέχουν από 7 έως 19 υπεραγώγιμα νήματα.

Το συγκεκριμένο καλώδιο είναι αρκετά ευέλικτο και μπορεί να έχει πολλές εφαρμογές, εξαιτίας της αντοχής του σε ισχυρά ρεύματα και πεδία (μετασχηματιστές, υπεραγώγιμες ηλεκτρικές μηχανές, MRI). Η περεταίρω εξέλιξή του επικεντρώνεται στην αύξηση της κρίσιμης θερμοκρασίας, με παράλληλη διατήρηση των πολύ υψηλών ορίων στα υπόλοιπα κρίσιμα μεγέθη.

Αυτή τη στιγμή τρία είναι τα HTS υλικά τα οποία είναι εμπορικά διαθέσιμα (BSCCO-2223, YBCO-123 και MgB_2). Η κρίσιμη μηχανική πυκνότητα ρεύματος J_c , συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου και της θερμοκρασίας, ποικίλλουν σε μεγάλο βαθμό. Η καταλληλότητα ενός HTS υλικού για μία δεδομένη εφαρμογή πρέπει να εκτιμηθεί με βάση δεδομένα παρόμοια με αυτά του σχήματος 2.5. Το υλικό BSCCO-2223 είναι το πιο εξελιγμένο αλλά και το πιο αδύναμο μηχανικά στην αρχική του μορφή. Πρέπει να μετατραπεί σε ελάσματα και να περιβάλλεται από ισχυρότερα υλικά, για να αντέξει στις μηχανικές καταπονήσεις λειτουργίας. Ένας άλλος περιορισμός είναι το μικρό μέγιστο μήκος των καλωδίων αυτών, εξαιτίας της διαδικασίας παραγωγής.

Αντίθετα, οι υπεραγωγοί YBCO-123 με τις πολλαπλές επιστρώσεις έχουν μεγαλύτερη μηχανική αντοχή και μπορούν να διατεθούν σε μεγαλύτερα μήκη, χαρακτηριστικό απαραίτητο για βιομηχανικές εφαρμογές. Τα υλικά BSCCO και YBCO έχουν προβλήματα ομοιογένειας. Η πυκνότητα J_c κατά μήκος ενός υπεραγωγού δεν είναι σταθερή. Η περιοχή με τη χαμηλότερη πυκνότητα J_c προσδιορίζει και το ρεύμα λειτουργίας του υπεραγωγού. Σημαντικό ρόλο έχει και ο προσανατολισμός του υπεραγώγιμου καλωδίου σε κάθε εφαρμογή, σε σχέση με το μαγνητικό πεδίο. Η J_c είναι μεγαλύτερη όταν το πεδίο είναι παράλληλο στη φαρδύτερη διάσταση του αγωγού και μικρότερη όταν είναι κάθετο. Έτσι, στο σχεδιασμό υπεραγώγιμων καλωδίων για μία δεδομένη εφαρμογή πρέπει να λαμβάνεται σοβαρά υπόψη ο προσανατολισμός των εκάστοτε μαγνητικών πεδίων.

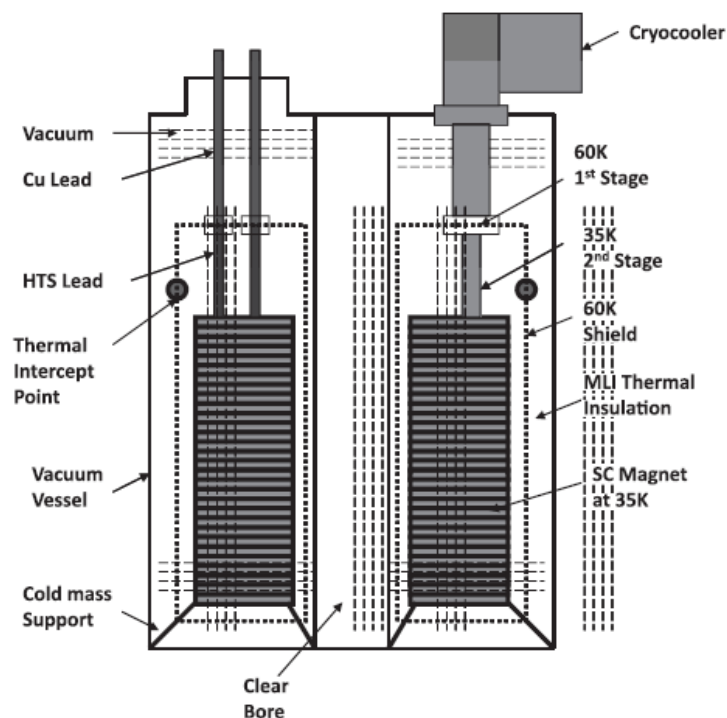
Τέλος, το MgB_2 είναι το λιγότερο εξελιγμένο υπεραγώγιμο υλικό. Έχει το μεγάλο πλεονέκτημα ότι μπορεί να πάρει στρογγυλό σχήμα και να είναι ανεπηρέαστο από τον προσανατολισμό του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Οι στρογγυλοί αγωγοί έχουν επίσης καλύτερη συμπεριφορά σε ισχυρούς ανέμους. Προς το παρόν, το υλικό αυτό είναι κατάλληλο μόνο για εφαρμογές χαμηλής θερμοκρασίας (20K) και έχει χαμηλή πυκνότητα J_c . Η διαθεσιμότητά του σε μεγαλύτερα μήκη είναι περιορισμένη.

2.3 Συστήματα ψύξης και θερμικής μόνωσης σε υπεραγώγιμες διατάξεις

Όλοι οι υπεραγωγοί, που χρησιμοποιούνται σε βιομηχανικές εφαρμογές μέχρι σήμερα, πρέπει να λειτουργούν σε θερμοκρασίες της τάξης των 4K με 80K. Η τεχνολογία που απαιτείται για την επίτευξη των θερμοκρασιών αυτών είναι αρκετά σύνθετη. Στην παρούσα εργασία θα περιοριστούμε στη δημιουργία και στη συντήρηση του κρυογονικού περιβάλλοντος, στο οποίο λειτουργούν οι υπεραγωγοί. Πιο συγκεκριμένα, θα γίνει μία εισαγωγή στα αέρια που είναι κατάλληλα για το κρυογονικό περιβάλλον, στο σχεδιασμό κρυοστατών που είναι απαραίτητοι για τη διατήρηση των χαμηλών θερμοκρασιών και στους κρυογονικούς καταψύκτες, οι οποίοι απομακρύνουν το θερμικό φορτίο από το περιβάλλον του υπεραγωγού.

2.3.1 Η δομή ενός κρυοστάτη

Ένας κρυοστάτης περικλείει και διατηρεί τα ελίγματα ενός υπεραγώγιμου ηλεκτρομαγνήτη, σε κατάλληλο περιβάλλον για τη λειτουργία τους. Στο Σχήμα 2.9 απεικονίζεται η συνδεσμολογία ενός κρυοστάτη, που έχει στο εσωτερικό του υπεραγώγιμα ελίγματα.



Σχήμα 2.9: Η δομή ενός κρυοστάτη ψύξης υπεραγώγιμων ελιγμάτων.

Στο συγκεκριμένο παράδειγμα, τα υπεραγώγιμα ελίγματα του ηλεκτρομαγνήτη ψύχονται μέσω θερμικής αγωγιμότητας από έναν κρυοκαταψύκτη και διατηρούνται στη θερμοκρασία λειτουργίας τους (της τάξης των 30K). Η συνδεσμολογία του κρυοστάτη αποτελείται από τα ακόλουθα στοιχεία: Ένα δοχείο που περιέχει κενό (vacuum vessel), έναν υπεραγώγιμο ηλεκτρομαγνήτη, ράβδους στις οποίες κυκλοφορεί το ηλεκτρικό ρεύμα (current leads), τα μηχανικά στηρίγματα του μαγνήτη (cold mass support), ενδιάμεση προστασία από τη θερμική ακτινοβολία (60K shield), θερμική μόνωση πολλαπλών στρώσεων (MLI thermal insulation) και τον κρυοκαταψύκτη (cryocooler).

Το δοχείο κενού είναι διαμορφωμένο ώστε να περικλείει το μαγνήτη και να παρέχει ένα κενό χώρο διαμέτρου 100mm. Τα ψυχρά τυλίγματα του μαγνήτη υποστηρίζονται από το ζεστό δοχείο κενού. Μία προστασία ενδιάμεσης θερμοκρασίας, στους 60K, περιβάλλει ολόκληρο το μαγνήτη. Ο σκοπός της προστασίας αυτής είναι να εμποδίσει τη θερμική ακτινοβολία που εκπέμπεται από τα εξωτερικά τοιχώματα του κρυοστάτη προς το εσωτερικό του. Τα εξωτερικά τοιχώματα βρίσκονται σε θερμοκρασία δωματίου της τάξης των 300K, αρκετά υψηλότερη από τη θερμοκρασία λειτουργίας των υπεραγώγιμων τυλιγμάτων. Ανάμεσα στην προστασία και στα εξωτερικά τοιχώματα τοποθετείται θερμική μόνωση πολλαπλών στρωμάτων. Ένα ζεύγος από ράβδους παρέχει το απαραίτητο ρεύμα στα υπεραγώγιμα τυλίγματα του μαγνήτη. Ταυτόχρονα με την αγωγή ηλεκτρικού ρεύματος εκδηλώνεται και αγωγή θερμότητας, από τα εξωτερικά τοιχώματα στον υπεραγωγό. Για το λόγο αυτό οι ράβδοι σχεδιάζονται με σκοπό την ελαχιστοποίηση της αγωγής θερμότητας προς το εσωτερικό του κρυοστάτη.

Μία τυπική ράβδος αγωγής ρεύματος αποτελείται από δύο μέρη: Ένα κατώτερο τμήμα (μεταξύ του μαγνήτη και της προστασίας από την ακτινοβολία) κατασκευασμένο από HTS υλικό και ένα ανώτερο τμήμα (ανάμεσα στην προστασία και στα εξωτερικά τοιχώματα), κατασκευασμένο από χαλκό ή ορείχαλκο. Το θερμικό φορτίο που μεταφέρεται από τα εξωτερικά τοιχώματα στην προστασία από την ακτινοβολία, απομακρύνεται από το πρώτο στάδιο του κρυοκαταψύκτη. Ομοίως, το θερμικό φορτίο που άγεται από την προστασία προς το μαγνήτη απομακρύνεται από το δεύτερο στάδιο του κρυοκαταψύκτη. Στο σχήμα 2.9 απεικονίζεται ένας κρυοκαταψύκτης δύο σταδίων, ο οποίος εκτελεί τις συγκεκριμένες λειτουργίες. Το πρώτο στάδιο ψύξης απομακρύνει το θερμικό φορτίο που προέρχεται από τη θερμική

ακτινοβολία των εξωτερικών τοιχωμάτων, καθώς και από τη θερμική αγωγή μέσω των στηριγμάτων του μαγνήτη, των καλωδίων των οργάνων και των ράβδων αγωγής του ρεύματος στην προστασία των 60K. Το δεύτερο στάδιο ψύξης απομακρύνει θερμικό φορτίο από την περιοχή των 35K. Στο φορτίο αυτό περιλαμβάνεται η θερμική ακτινοβολία από την προστασία των 60K και η θερμική αγωγή μέσω των στηριγμάτων των τυλιγμάτων και μέσω των καλωδίων των οργάνων. Τέλος, απομακρύνεται και η θερμότητα που μεταφέρεται μέσω του υπεραγώγιμου τμήματος των ράβδων ρεύματος, μεταξύ του πρώτου σταδίου του κρυοκαταψύκτη και της ψυχρής μάζας του υπεραγώγιμου μαγνήτη.

Κρυοκαταψύκτες δύο σταδίων έχουν χρησιμοποιηθεί για την ψύξη μαγνήτη μέχρι και στους 4K, θερμοκρασία απαραίτητη για υπεραγωγούς χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας. Ωστόσο, ένας κρυοκαταψύκτης ενός σταδίου είναι συνήθως επαρκής για τη λειτουργία ενός HTS μαγνήτη στους 30K. Ο υπεραγώγιμος μαγνήτης που εξετάσαμε ψύχεται μέσω θερμικής αγωγιμότητας. Ο κρυοκαταψύκτης παρέχει μία διαδρομή χαμηλής θερμικής αντίστασης, από τον ίδιο μέχρι τα υπεραγώγιμα τυλίγματα. Οι κρυοκαταψύκτες ψύχουν τους υπεραγώγιμους μαγνήτες από θερμοκρασίες περιβάλλοντος (300K) μέχρι τους 30K (ακόμα και στους 4K όταν χρειαστεί).

2.3.2 Κρυογονικά υγρά για την ψύξη HTS μαγνητών

Ένας υπεραγώγιμος μαγνήτης χρειάζεται να ψυχθεί σε θερμοκρασία κατάλληλη για την αποδοτική και αξιόπιστη λειτουργία του. Ο πιο απλός τρόπος για την ψύξη ενός υπεραγωγού είναι η βύθισή του σε κρυογονικό υγρό, το οποίο έχει σημείο βρασμού κατάλληλο για τα υπεραγώγιμα υλικά. Ένα κρυογονικό υγρό βράζει σε μία σταθερή θερμοκρασία, αν διατηρηθεί σε συνθήκες σταθερής πίεσης. Στον πίνακα 2.2 παρατίθενται τα κυριότερα υγρά που χρησιμοποιούνται για την ψύξη των υπεραγωγών, μαζί με κάποια χαρακτηριστικά μεγέθη.

Property	He	H ₂	Ne	N ₂	O ₂
Boiling temperature (T_b), K	4.22	20.39	27.09	77.39	90.18
Triple point, K	—	13.96	24.56	63.16	54.36
Heat of vaporization (liquid), kJ/kg	20.9	443	85.9	199.3	213
Heat of vaporization (liquid volume), J/cm ³	2.6	31.1	104	161	243
Density (T_b , liquid), kg/m ³	125	70.8	1206	807	1141
Density (T_b , vapor), kg/m ³	16.9	1.33	9.37	4.60	4.47
Density (293 K), kg/m ³	0.167	0.084	0.840	1.169	1.333
Density (T_b , liquid)/ Density (293 K)	749	843	1436	690	856

Πίνακας 2.2:Κυριότερα κρυογονικά υγρά για την ψύξη υπεραγωγών.

Από τα 5 κυριότερα ρευστά, τα H₂ και O₂ αποφεύγονται σε ευρεία κλίμακα, λόγω του εύφλεκτου χαρακτήρα τους. Το υγρό οξυγόνο μπορεί να προκαλέσει φωτιά ή έκρηξη σε μη εύφλεκτα υλικά, όπως το αλουμίνιο ή το τεφλόν. Το υδρογόνο χρησιμοποιείται σε περιορισμένο αριθμό εφαρμογών υψηλής τεχνολογίας, όπου η σταθερότητά του ελέγχεται σε πραγματικό χρόνο. Τα υπόλοιπα υγρά (He, Ne και N₂) προτιμώνται επειδή είναι αδρανείς ουσίες και δε δημιουργούν εκρηκτικά μείγματα σε συνδυασμό με άλλα ρευστά.

Οι υπεραγώγιμοι μαγνήτες χαμηλής θερμοκρασίας (από Nb-Ti ή Nb₃Sn) απαιτούν για τη λειτουργία τους θερμοκρασίες κοντά στους 4K. Για αυτό το λόγο το μόνο υγρό που χρησιμοποιείται για την ψύξη τους είναι το Ήλιο (He). Από την άλλη πλευρά, οι HTS υπεραγωγοί (BSCCO-2223 και YBCO-123) έχουν τη δυνατότητα να λειτουργούν σε υψηλότερες θερμοκρασίες. Για εφαρμογές με ασθενή μαγνητικά πεδία λειτουργούν στη θερμοκρασία του υγρού αζώτου (77K), ενώ για πιο ισχυρά πεδία λειτουργούν στη θερμοκρασία του υγρού Νέον (27K). Το υγρό άζωτο είναι προτιμότερο ως ψυκτικό μέσο, καθώς είναι οικονομικό, αδρανές και διαθέσιμο σε μεγάλες ποσότητες. Το υγρό Νέον (Ne) είναι επίσης ελκυστικό για την ψύξη των HTS υπεραγωγών, αλλά είναι ακριβότερο από το άζωτο και πιο δυσεύρετο. Το κυριότερο μειονέκτημα όλων των ψυκτικών υγρών είναι ότι πρέπει διαρκώς να αναπληρώνονται ή να κυκλοφορούν σε έναν κλειστό κύκλο, όπου ένας κρουκαταψύκτης υγροποιεί εκ νέου τους ατμούς που προέρχονται από το βρασμό τους. Σε πολλές εφαρμογές με HTS μαγνήτες έχουν χρησιμοποιηθεί ως ψυκτικά μέσα

το υγρό άζωτο και το υγρό Νέον. Τέλος, πρέπει να σημειωθεί ότι τα συγκεκριμένα ψυκτικά υγρά κρύβουν κινδύνους κατά το χειρισμό τους και πρέπει να ακολουθούνται όλοι οι ισχύοντες κανόνες ασφαλείας και ελέγχου.

2.3.3 Άμεση ψύξη υπεραγωγών με κρυογονικά υγρά

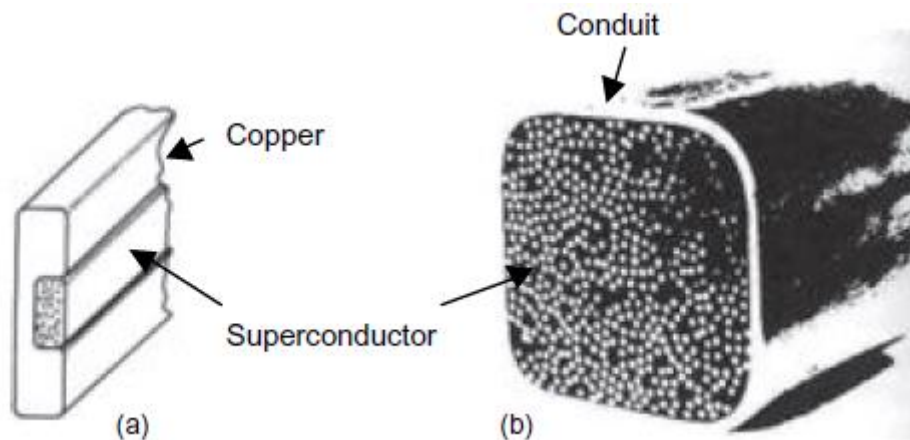
Οι υπεραγωγάτοι μαγνήτες χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας (NbTi και Nb₃Sn) ψύχονται συνήθως με τη βύθισή τους σε υγρό Ήλιο. Σχεδόν όλοι οι μαγνήτες των μαγνητικών τομογράφων (MRI) ψύχονται με αυτό τον τρόπο. Από τη στιγμή που ο υπεραγωγός βυθίζεται στο ψυκτικό υγρό, οι ποσότητες θερμότητας που δημιουργούνται μεταφέρονται στο τελευταίο. Η απορρόφηση θερμότητας από το υγρό Ήλιο προκαλεί τη μετάβασή του από την υγρή μορφή σε αέρια. Τα υπεραγωγικά τυλίγματα παραμένουν στην υπεραγωγική κατάσταση, όσο η ροή θερμότητας (θερμότητα ανά μονάδα επιφάνειας) στην επιφάνειά τους είναι μικρότερη από αυτήν που μπορεί να αφαιρέσει το υγρό Ήλιο. Το όριο αυτό ονομάζεται κρίσιμη ροή θερμότητας. Μόλις η ροή θερμότητας στην επιφάνεια του υπεραγωγού ξεπεράσει την κρίσιμη, η θερμοκρασία των τυλιγμάτων αρχίζει να αυξάνεται. Όταν η θερμοκρασία γίνει μεγαλύτερη από την κρίσιμη T_c, ο υπεραγωγός μεταβαίνει από την υπεραγωγική στην κανονική κατάσταση. Η πλειοψηφία των υπεραγωγίων μαγνητών των μαγνητικών τομογράφων και των επιταχυντών σωματιδίων λειτουργούν με το συγκεκριμένο μηχανισμό.

Μία άλλη κατηγορία μαγνητών ψύχεται με την εξαναγκασμένη ροή υγρού Ηλίου. Σε αυτή τη μέθοδο τα υπεραγωγικά νήματα είτε βρίσκονται στο εσωτερικό ενός σωλήνα ή είναι συνδεδεμένα με το εξωτερικό του. Το υγρό Ήλιο κυκλοφορεί με τη βοήθεια μίας αντλίας μέσα στο σωλήνα και ψύχει τα υπεραγωγικά νήματα. Η συγκεκριμένη μέθοδος επιτρέπει την πιο αποτελεσματική και ελεγχόμενη ψύξη των υπεραγωγικών νημάτων, σε σχέση με τη μέθοδο βύθισης σε ψυκτικό υγρό. Ένας μεγάλος αριθμός μαγνητών έχουν κατασκευαστεί χρησιμοποιώντας και τις δύο μεθόδους ψύξης.

Τα υπεραγωγικά σύρματα χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας (LTS wires) κατασκευάζονται συνήθως σε μικρές διαμέτρους, λόγω τεχνικών και κατασκευαστικών περιορισμών. Ένα τυπικό σύρμα από Nb-Ti ή Nb₃Sn έχει διάμετρο της τάξης 0.5 με 1 mm. Ένα σύρμα έχει τη δυνατότητα να μεταφέρει ρεύμα μεγέθους 100-200 A, το οποίο δεν είναι αρκετό για την κατασκευή μεγάλων μαγνητών. Ένας μεγάλος μαγνήτης απαιτεί την ύπαρξη πολλών αμπερελιγμάτων. Αν χρησιμοποιηθεί

για την κατασκευή του σύρμα μικρής διαμέτρου, τότε χρειάζεται να σχηματιστεί ένας μεγάλος αριθμός ελιγμάτων. Η αυξημένη επαγωγή ενός μεγάλου αριθμού ελιγμάτων δημιουργεί προβλήματα, όπως μειωμένη προστασία από διακοπή υπεραγωγίμης κατάστασης, μεγάλο χρόνο φόρτισης και αυξημένο κόστος κατασκευής. Η μόνωση ενός υπεραγώγιμου πηνίου μπορεί να αντέξει μία περιορισμένη τάση κατά μήκος των ακροδεκτών. Συνήθως η μέγιστη επιτρεπόμενη τάση στους ακροδέκτες ενός πηνίου είναι 1000V. Σε περίπτωση διακοπής της υπεραγωγίμης κατάστασης, πρέπει να εξασφαλιστεί ο συντομότερος δυνατός χρόνος εκφόρτισης της μαγνητικής ενέργειας από το πηνίο, για την προστασία του μαγνήτη. Για να δημιουργηθεί ένας μαγνήτης χαμηλής επαγωγής είναι απαραίτητη η χρησιμοποίηση υπεραγώγιμων καλωδίων, με δυνατότητα αγωγής υψηλών ρευμάτων. Τα καλώδια αυτά σχηματίζονται με την ένωση πολλών υπεραγώγιμων ινών, κατάλληλα συνεστραμμένων ώστε η κατανομή του ρεύματος να είναι ομοιόμορφη σε όλο το καλώδιο.

Στο σχήμα 2.10 απεικονίζονται οι μορφολογίες των υπεραγώγιμων συρμάτων στα οποία εφαρμόζονται οι μέθοδοι ψύξης που αναλύθηκαν προηγουμένως:

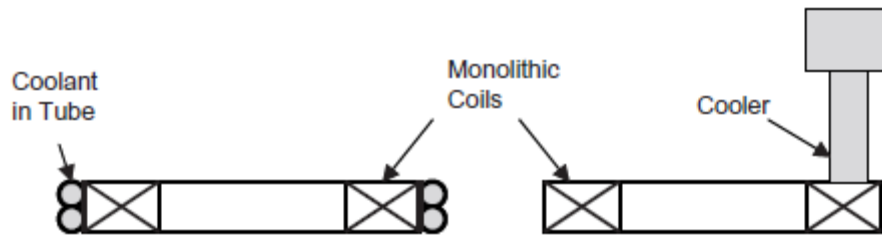


Σχήμα 2.10: Υπεραγωγοί υψηλών ρευμάτων. (α): Υπεραγωγίμα σύρματα μέσα σε χάλκινο αγωγό για ψύξη με βύθιση σε κρυογονικό υγρό, (β): Μεγάλος αριθμός υπεραγώγιμων συρμάτων μέσα σε σωλήνα, για ψύξη με εξαναγκασμένη ροή κρυογονικού υγρού.

2.3.4 Έμμεση ψύξη υπεραγωγών μέσω θερμικής αγωγής

Πολλοί μαγνήτες ισχυρών πεδίων έχουν κατασκευαστεί χρησιμοποιώντας την απλή μέθοδο ψύξης, μέσω θερμικής αγωγής με κρυοκαταψύκτες. Αυτή τη στιγμή είναι εμπορικά διαθέσιμοι τέτοιου είδους μαγνήτες, που δημιουργούν πεδία μεγαλύτερα

από 12 Tesla. Υπεραγωγίμα πηνία ενσωματώνονται σε μία ενιαία δομή, πετυχαίνοντας υψηλή μηχανική αντοχή και ευκολία στο χειρισμό. Οι δομές αυτές ψύχονται από την εξωτερική τους επιφάνεια μέσω θερμικής αγωγής. Δύο τυπικά συστήματα ψύξης μέσω αγωγής φαίνονται στο σχήμα 2.11. Απαραίτητη προϋπόθεση είναι η καλή θερμική επαφή μεταξύ των HTS τυλιγμάτων και των σωλήνων μεταφοράς του ψυκτικού υγρού ή του κρυοκαταψύκτη.



Σχήμα 2.11: Ψύξη μέσω θερμικής αγωγής υπεραγώγιμων πηνίων. Αριστερά: Επαφή πηνίων με σωλήνες μεταφοράς ψυκτικού υγρού. Δεξιά: Επαφή πηνίων άμεσα με κρυοκαταψύκτη.

Το ψυκτικό μέσο στο εσωτερικό των σωλήνων μεταφοράς μπορεί να είναι κρυογονικό υγρό ή ψυχρό αέριο. Το ψυκτικό μέσο συνήθως κυκλοφορεί μέσα σε έναν κλειστό κύκλο, αποβάλλοντας το θερμικό του φορτίο έξω από το μαγνήτη, σε έναν κρυοκαταψύκτη. Μία άλλη περίπτωση είναι η παροχή κρυογονικού υγρού από δοχείο αποθήκευσης και η αναπλήρωσή του ανά τακτά χρονικά διαστήματα. Τέλος, είναι δυνατή η άμεση θερμική διασύνδεση του κρυοκαταψύκτη με τα υπεραγωγίμα πηνία.

2.3.5 Συστήματα ψύξης υπεραγώγιμων διατάξεων

Ψύξη είναι η διαδικασία απομάκρυνσης θερμότητας από έναν κλειστό χώρο ή μία ουσία, με σκοπό τη μείωση της θερμοκρασίας και τη διατήρηση της σε χαμηλά επίπεδα. Τα συστήματα ψύξης απαιτούν ηλεκτρική ισχύ, για την απομάκρυνση του θερμικού φορτίου από την περιοχή χαμηλής θερμοκρασίας. Η αποδοτικότητα η των κρυογονικών ψυγείων βελτιώνεται σταθερά τα τελευταία χρόνια. Ωστόσο, η αποδοτικότητα των ψυγείων που χρησιμοποιούνται στην ψύξη των υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας είναι μικρότερη από το 20% της απόδοσης της θεωρητικής μηχανής Carnot, με την τελευταία να είναι :

$$n_c = \frac{T_{low}}{T_{high} - T_{low}} \quad (1)$$

Για μία θερμοκρασία περιβάλλοντος $T_{high}=300K$ και θερμοκρασία λειτουργίας $T_{low}=77K$, ο συντελεστής απόδοσης Carnot είναι $n_c=34.5\%$. Συνεπώς η απόδοση ενός ψυγείου είναι περίπου $n=6.9\%$. Ένας εναλλακτικός τρόπος έκφρασης της αποδοτικότητας είναι η ειδική ισχύς, η οποία είναι ίση με $1/n$. Στο παράδειγμα του ψυγείου είναι ίση με $\frac{1}{0.069} = 14.492$. Αυτό σημαίνει ότι για την απομάκρυνση 1 watt

θερμότητας από την περιοχή των 77K χρειάζονται περίπου 14.5 watts ως είσοδος στο ψυγείο. Η μεγάλη κατανάλωση ισχύος για την ψύξη μετριάζει το κέρδος ενέργειας που επιτυγχάνουν οι υπεραγωγοί υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας, λόγω έλλειψης ωμικών απωλειών. Ο συντελεστής απόδοσης n μειώνεται με τη μείωση της θερμοκρασίας λειτουργίας (στους 30K είναι $n_c=11\%$).

Οι περισσότεροι υπεραγώγιμοι μαγνήτες λειτουργούν σε θερμοκρασίες μεταξύ 4 και 80K. Τα κρυογονικά ψυγεία που επιτυγχάνουν τις συγκεκριμένες θερμοκρασίες χωρίζονται σε 2 κατηγορίες:

1. Ψυγεία τύπου ανάκτησης (σταθερή ροή ψυκτικού μέσου): κύκλοι Joule-Thomson, Brayton, Claude κ.ά.
2. Ψυγεία αναγεννητικού τύπου (παλλόμενη ροή ψυκτικού μέσου): κύκλοι Stirling, Gifford-McMahon, παλμού-σωλήνα κ.ά.

Για την ψύξη των HTS μαγνητών χρησιμοποιούνται κυρίως κρυογονικά ψυγεία αναγεννητικού τύπου, τα κυριότερα είδη των οποίων θα εξετάσουμε παρακάτω.

2.3.5.1 Συστήματα ψύξης Gifford-McMahon

Τα κρυογονικά ψυγεία Gifford-McMahon (G-M) είναι τα δημοφιλέστερα σε εφαρμογές ψύξης υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας. Ένα από τα κυριότερα πλεονεκτήματα που έχουν είναι ότι απομονώνουν το συμπιεστή από το υλικό που απορροφά/προσδίδει τη θερμότητα, επιτρέποντας τη χρησιμοποίηση τροποποιημένου συμπιεστή από συστήματα κλιματισμού. Εργασίες συντήρησης γίνονται ανά 1 έως 3 χρόνια. Μία μονάδα G-M μπορεί να είναι ογκώδης και βαριά, παράγοντας παράλληλα δονήσεις από τα κινούμενα μηχανικά μέρη. Ωστόσο, η

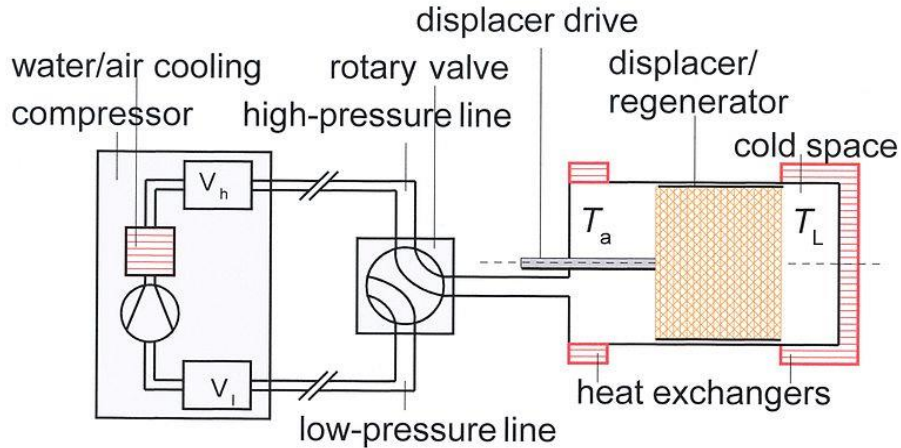
τοποθέτηση του συμπιεστή και της κρύας κεφαλής σε απόσταση από τη συσκευή που ψύχεται, μπορεί να μετριάσει το πρόβλημα. Τα κρυογονικά ψυγεία G-M χρησιμοποιούνται για την ψύξη υπεραγωγών σε θερμοκρασίες από 2 έως 80K. Απαρτίζονται από ένα, δύο ή και τρία στάδια και κατασκευάζονται σε διάφορα μεγέθη. Τα ψυγεία τριών σταδίων επιτυγχάνουν θερμοκρασίες χαμηλότερες από 2K. Για τις περισσότερες εφαρμογές υπεραγώγιμων μαγνητών, καταψύκτες ενός (20K) ή δύο (4K) σταδίων επαρκούν. Έτσι, σε εφαρμογές με υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας χρησιμοποιούνται καταψύκτες ενός σταδίου.

Παρά το γεγονός ότι τα ψυγεία G-M είναι δημοφιλή και διαθέσιμα σε πολλά μεγέθη, έχουν κάποια σημαντικά μειονεκτήματα: αποδοτικότητα, μέγεθος, βάρος, θόρυβοι και δονήσεις λειτουργίας και κόστος. Τα ζητήματα αυτά απαιτούν προσεκτική εκτίμηση πριν την επιλογή ενός συστήματος G-M για μία δεδομένη εφαρμογή.

Από την άλλη πλευρά είναι φορητά και αρκετά ευέλικτα και έχουν τοποθετηθεί σε πολλές συσκευές με υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας.

Κατά την περίοδο της αιχμής της βιομηχανίας των υπεραγωγών παράγονταν κάθε χρόνο περίπου 20.000 μονάδες. Τα συστήματα G-M χρησιμοποιούνται επίσης για την ψύξη των προστατευτικών από την ακτινοβολία στους μαγνητικούς τομογράφους. Οι μονάδες ενός σταδίου, για θερμοκρασίες μεγαλύτερες των 30K, είναι πιο οικονομικές. Η ισχύς ψύξης για τους 80K κυμαίνεται από 10 έως 500W, με την ισχύ εισόδου για αυτά τα μεγέθη να κυμαίνεται από 800W μέχρι 10KW.

Στο σχήμα 2.12 απεικονίζεται η δομή ενός κρυογονικού ψυγείου Gifford-McMahon. Τα V_1 και V_h είναι οι όγκοι ρύθμισης του συμπιεστή (compressor). Η θερμότητα του συμπιεστή απομακρύνεται μέσω του ψυκτικού μέσου στα τμήματα ανταλλαγής θερμότητας (heat exchangers). Οι περιστροφικές βαλβίδες (rotary valve) συνδέουν εναλλάξ τον ψύκτη με τις γραμμές υψηλής και χαμηλής πίεσης του συμπιεστή. Η ανταλλαγή θερμότητας γίνεται στο υλικό το οποίο απομακρύνει ή προσδίδει την απαραίτητη θερμότητα (displacer/regenerator).



Σχήμα 2.12: Η δομή ενός κρυογονικού ψυγείου Gifford-McMahon.

2.3.5.2 Συστήματα ψύξης Stirling

Παρά το γεγονός ότι οι ψύκτες Stirling είναι πιο αποδοτικοί από τους G-M και παρέχουν σημαντική ισχύ ψύξης στους 65K, έχουν πολύ μεγάλο βάρος και κοστίζουν περισσότερο. Υπάρχει σημαντική εμπειρία κατασκευής αυτού του είδους μονάδων, αλλά είναι επιρρεπείς σε δονήσεις εξαιτίας των κινούμενων μηχανικών μερών. Πρέπει να λειτουργούν χωρίς λίπανση, εξαιτίας της σύνδεσης της ψυχρής με τη θερμή περιοχή μέσω του ψυκτικού αερίου. Είναι αρκετά δαπανηρή η επίτευξη μεγάλης διάρκειας ζωής του συγκεκριμένου τύπου ψυκτών.

Ένας ψύκτης Stirling λειτουργεί με επαναλαμβανόμενη θέρμανση και ψύξη μίας σφραγισμένης ποσότητας ωφέλιμου αερίου. Ένα έμβολο μεταβάλλει τον όγκο του "εργαζόμενου" αερίου, το οποίο βρίσκεται μέσα στον ψύκτη απομονωμένο από τα ψυχρά και θερμά στοιχεία. Οι ψύκτες Stirling διατίθενται σε διάφορα μεγέθη, με ισχύ ψύξης από μερικά mWatts, έως και μερικές εκατοντάδες Watts. Θερμοκρασίες μέχρι και 20K είναι εφικτές με μονάδες δύο σταδίων.

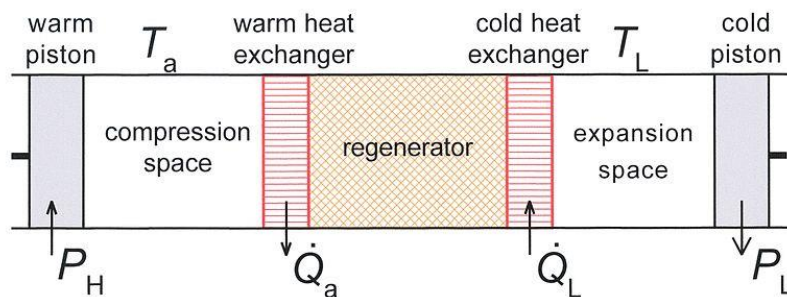
Η εταιρεία Stirling κατασκευάζει τρία είδη ψυκτών για διαφορετικές θερμοκρασίες και εφαρμογές:

1. Τον ψύκτη επαναυγροποίησης του ψυκτικού μέσου (R-LPC). Ψύχει μέχρι τους 65K και συμπυκνώνει εκ νέου το αέριο που προέρχεται από το βρασμό κατά τη διάρκεια του κύκλου. Χρησιμοποιείται σε εφαρμογές όπου ο σχεδιασμός της HTS συσκευής επιτρέπει επαρκή ψύξη μέσω φυσικής ροής ή

σε διατάξεις στις οποίες τα αέρια βρασμού του ψυκτικού μέσου συγκεντρώνονται στην κορυφή του κρουστάτη.

2. Τον ψύκτη εξαναγκασμένης ροής (LPC). Ψύχει μέχρι τους 65K χρησιμοποιώντας έναν κύκλο υγρού-αερίου. Είναι χρήσιμος σε εφαρμογές όπου το ψυγείο βρίσκεται μακριά από την περιοχή αφαίρεσης θερμότητας. Χρησιμοποιείται επίσης στην περίπτωση που η HTS συσκευή δεν επιτρέπει την επαρκή ψύξη μέσω φυσικής ροής του ψυκτικού μέσου.
3. Τον ψύκτη αερίου ψυκτικού μέσου (GPC). Επιτυγχάνει θερμοκρασίες από 20 έως 40K, μέσω ενός κύκλου με αέριο Ήλιο. Χρησιμοποιείται σε εφαρμογές οι οποίες απαιτούν πλήρη ψύξη σε θερμοκρασίες χαμηλότερες από 65K.

Στο σχήμα 2.13 απεικονίζεται με απλό τρόπο η αρχή λειτουργίας ενός ψύκτη Stirling: Το σύστημα διαθέτει ένα έμβολο σε θερμοκρασία περιβάλλοντος T_a και ένα στη χαμηλή θερμοκρασία λειτουργίας T_L . Το αέριο με πορεία από αριστερά προς τα δεξιά μεταβαίνει από την T_a στην T_L , αποβάλλοντας θερμότητα στο ενδιάμεσο υλικό (regenerator). Αναλόγως θερμαίνεται όταν μεταφέρεται από δεξιά στα αριστερά, προσλαμβάνοντας θερμότητα από το ενδιάμεσο υλικό.



Σχήμα 2.13: Απλοποιημένη δομή ενός ψύκτη τύπου Stirling.

2.3.5.3 Ψύκτες παλμού-σωλήνα

Το πλεονέκτημα του συστήματος ψύξης παλμού-σωλήνα είναι ότι το υλικό ανταλλαγής θερμότητας δεν είναι ένα στερεό υλικό, όπως στους υπόλοιπους ψύκτες, αλλά μία στήλη αερίου. Εξαλείφεται έτσι η μηχανική κίνηση σε χαμηλές θερμοκρασίες, μειώνοντας τις δονήσεις και ενισχύοντας την αξιοπιστία λειτουργίας.

Οι περισσότεροι ψύκτες παλμού-σωλήνα, που έχουν κατασκευαστεί μέχρι σήμερα, έχουν μικρή ισχύ ψύξης (μικρότερη από 50W). Πρόσφατες εξελίξεις οδήγησαν στην αύξηση της ισχύος μέχρι και στο 1KW, για θερμοκρασίες των 77K. Οι προσπάθειες

για την περαιτέρω εξέλιξη των συστημάτων αυτών επικεντρώνονται στην πλήρη κατανόηση του μηχανισμού ψύξης, στην επέκταση του εύρους των θερμοκρασιών που μπορούν να επιτευχθούν, καθώς και στην εκτίμηση των διαφόρων ρυθμίσεων της ψύξης. Άλλοι στόχοι είναι η αύξηση του συντελεστή απόδοσης, η αύξηση των συχνοτήτων λειτουργίας σε χαμηλές θερμοκρασίες, η αξιοπιστία λειτουργίας και η μείωση του μεγέθους των συσκευών. Αξίζει να σημειωθεί, τέλος, ότι οι ψύκτες παλμού-σωλήνα απαιτούν ελάχιστη συντήρηση, μειώνοντας το κόστος λειτουργίας.

2.3.6. Ψύξη ανοιχτού κύκλου με υγρό άζωτο

Η παραγωγή υγρού αζώτου είναι πολύ μεγάλη σε παγκόσμια κλίμακα, με χιλιάδες τόνους να είναι διαθέσιμοι σε αρκετά χαμηλές τιμές. Αυτός είναι και ένας από τους κύριους λόγους που η χρησιμοποίηση των υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας είναι πιο ελκυστική από αυτή των συμβατικών υπεραγωγών. Τα συστήματα ψύξης με υγρό άζωτο είναι απλά στην εγκατάσταση και στη λειτουργία τους, με αυξημένη αξιοπιστία. Επιτυγχάνουν θερμοκρασίες από 65 έως 77K, με τη χρησιμοποίηση αντλιών κενού.

Υπάρχουν πολλά προφανή πλεονεκτήματα σε ένα σύστημα ψύξης ανοιχτού κύκλου, με υγρό άζωτο. Το κόστος εγκατάστασης και λειτουργίας είναι χαμηλό, δε χρειάζονται πολύπλοκα μηχανικά μέρη και η συντήρηση είναι απλή. Ωστόσο, παρά το γεγονός της χαμηλής τιμής του αζώτου και της οικονομικότερης λειτουργίας του, σε σχέση με μικρότερα μηχανικά συστήματα ψύξης, τα κόστη μπορεί να αυξηθούν σημαντικά σε απομακρυσμένες περιοχές.

2.4 Υπεραγώγιμες ηλεκτρικές μηχανές εναλλασσομένου ρεύματος

Στις συμβατικές περιστρεφόμενες ηλεκτρικές μηχανές (κινητήρες και γεννήτριες), τα τυλίγματα στο στάτη και στο δρομέα είναι κατασκευασμένα από χαλκό. Τα ρεύματα που διαρρέουν τα τυλίγματα προκαλούν ωμικές απώλειες, οι οποίες αντιστοιχούν σε απώλειες ενέργειας και σπατάλη οικονομικών πόρων. Οποιαδήποτε συμβολή στη μείωση των απωλειών θα οδηγήσει σε σημαντική εξοικονόμηση ενέργειας. Η υπεραγωγιμότητα προσφέρει σχεδόν μηδενική αντίσταση στη ροή του ηλεκτρικού ρεύματος. Έτσι έχουμε σημαντική μείωση των απωλειών ηλεκτρικής ενέργειας και ελάττωση του μεγέθους και του βάρους των ηλεκτρικών μηχανών. Η ανακάλυψη των

υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας, το 1986, έδωσε το έναυσμα για την ανάπτυξη ηλεκτρικών μηχανών με υπεραγωγή τυλίγματα.

Οι υπεραγωγοί υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας λειτουργούν σε υψηλότερες θερμοκρασίες συγκριτικά με τους υπεραγωγούς χαμηλής θερμοκρασίας (από 25K έως 77K). Το γεγονός αυτό απλοποιεί τα συστήματα ψύξης και μειώνει το κόστος λειτουργίας τους. Τα τελευταία χρόνια έχουν κατασκευαστεί γεννήτριες και κινητήρες με υπεραγωγή τυλίγματα, για συγκεκριμένες ενεργειακές εφαρμογές.

Οι HTS ηλεκτρικοί κινητήρες είναι ιδανικοί για εφαρμογές συνεχούς λειτουργίας όπως αντλίες, ανεμιστήρες, συμπιεστές και μάντες κίνησης σε βιομηχανικές εγκαταστάσεις. Είναι κατάλληλοι για βιομηχανικές εφαρμογές μεγάλης κλίμακας, όπως επεξεργασία χάλυβα και χαρτιού, δύλιση πετρελαίου, φυσικού αερίου και χημικών, για ορυχεία και άλλες εφαρμογές απαιτητικού χαρακτήρα. Μία σημαντική και ταχέως αναπτυσσόμενη εφαρμογή τους είναι στις μεταφορές, ειδικά στην πρόωση ναυτικών και εμπορικών πλοίων, όπου η οικονομία σε μέγεθος και βάρος είναι καθοριστικής σημασίας.

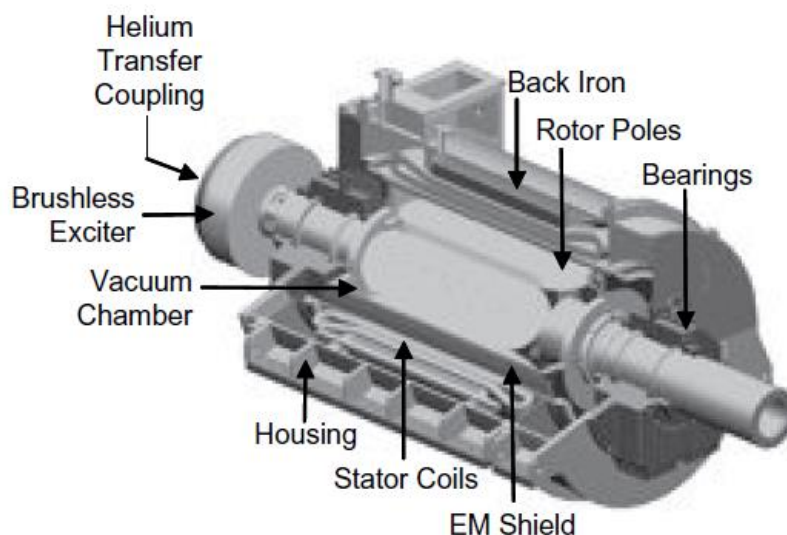
2.4.1 Τοπολογία

Δύο από τα πιο διαδεδομένα είδη ηλεκτρικών μηχανών είναι οι σύγχρονες και οι μηχανές επαγωγής. Μία περιστρεφόμενη σύγχρονη μηχανή διαθέτει δύο τυλίγματα: Ένα τύλιγμα εναλλασσόμενου ρεύματος στο στάτη και ένα τύλιγμα συνεχούς ρεύματος στο δρομέα. Αυτή είναι η πιο συνηθισμένη συνδεσμολογία, αν και οι θέσεις των δύο τυλιγμάτων είναι αντιστρέψιμες. Μία μηχανή επαγωγής διαθέτει δρομέα τύπου κλωβού ή ένα τριφασικό τύλιγμα τυλιγμένο στο δρομέα. Το τύλιγμα του δρομέα διαρρέεται από εναλλασσόμενο ρεύμα, το οποίο βρίσκεται στη συχνότητα ολίσθησης. Η συχνότητα του ρεύματος του δρομέα είναι ίση με τη συχνότητα του δικτύου, όταν η ολίσθηση είναι ίση με 1 (ακίνητος δρομέας). Όταν ο δρομέας περιστρέφεται στην ονομαστική του ταχύτητα, η συχνότητά του είναι μικρότερη από το 5% της συχνότητας του δικτύου.

Οι κινητήρες επαγωγής χρησιμοποιούνται κυρίως σε βιομηχανικές εφαρμογές χαμηλής ισχύος (<500HP), ενώ σε μεγαλύτερες διατάξεις προτιμώνται συνήθως οι σύγχρονοι κινητήρες. Επιπλέον, τα τυλίγματα τόσο του στάτη όσο και του δρομέα στους κινητήρες επαγωγής διαρρέονται από εναλλασσόμενα ρεύματα. Το γεγονός

αυτό τους καθιστά ακατάλληλους για την ενσωμάτωση υπεραγώγιμων τυλιγμάτων, καθώς δε γίνεται εκμετάλλευση της φύσης της υπεραγωγιμότητας και σημειώνονται σημαντικές απώλειες. Όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενη ενότητα, οι απώλειες στους υπεραγωγούς είναι αμελητέες μόνο στην περίπτωση που διαρρέονται από συνεχή ρεύματα. Λόγω του υψηλού κόστους των υπεραγωγών και των συστημάτων ψύξης τους, οι κυριότερες εφαρμογές των υπεραγώγιμων κινητήρων είναι σε εφαρμογές μεγάλης ισχύος (>1000HP) σε βιομηχανίες και σε πλοία, όπου απαιτείται συνεχής λειτουργία.

Στο σχήμα 2.14 απεικονίζεται μία τυπική σύγχρονη μηχανή εναλλασσομένου ρεύματος, με υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου. Το περιστρεφόμενο HTS τύλιγμα πεδίου, που βρίσκεται στο δρομέα, δημιουργεί ένα μαγνητικό πεδίο στο τύλιγμα του στάτη. Το μέγεθος του πεδίου αυτού είναι τυπικά διπλάσιο συγκριτικά με μία συμβατική μηχανή. Η υπεραγώγιμη μηχανή διαθέτει ένα μη μαγνητικό δρομέα και μη μεταλλικά δόντια στο στάτη. Το γεγονός αυτό επιτρέπει στο πεδίο του διακένου να αυξηθεί χωρίς τις απώλειες πυρήνα και τα προβλήματα κορεσμού που παρουσιάζονται στον τυπικό στάτη και δρομέα, οι οποίοι είναι κατασκευασμένοι από σίδηρο. Το τύλιγμα οπλισμού του στάτη, το οποίο είναι κατασκευασμένο από χαλκό, βρίσκεται ακριβώς έξω από το διάκενο αέρος της μηχανής. Σε ορισμένες εφαρμογές είναι ενσωματωμένο σε μη μεταλλικά δόντια, ώστε να του παρέχεται μηχανική υποστήριξη.



Σχήμα 2.14: Συνδεσμολογία μία τυπικής σύγχρονης μηχανής με υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου στο δρομέα.

Στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας ο δρομέας στρέφεται σε συγχρονισμό με το περιστρεφόμενο πεδίο, που δημιουργείται από τα τριφασικά ρεύματα στο στάτη. Έτσι το υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου αντιμετωπίζει μόνο DC μαγνητικά πεδία. Ωστόσο, σε μεταβατικά φαινόμενα της πηγής και του φορτίου, ο δρομέας κινείται υπό την επίδραση των πεδίων που δημιουργούνται από τα ρεύματα του στάτη. Στο δρομέα επιδρούν αρμονικές πεδίων εναλλασσομένου ρεύματος. Ένα προστατευτικό αγώγιμο κέλυφος είναι τοποθετημένο ανάμεσα στο υπεραγώγιμο τύλιγμα και στο τύλιγμα του στάτη και προστατεύει τον υπεραγωγό από τα εναλλασσόμενα πεδία. Ένα προστατευτικό σε θερμοκρασία δωματίου είναι τοποθετημένο έξω από την επιφάνεια του δρομέα. Μέσα από το κέλυφος υπάρχει κενό για θερμική μόνωση και περικλείει τον κρυστάτη του δρομέα. Σε περίπτωση χρησιμοποίησης και κρύου προστατευτικού κελύφους, αυτό τοποθετείται στην εσωτερική επιφάνεια του κενού χώρου και είναι υψηλής αγωγιμότητας. Το υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου βρίσκεται μέσα από το κρύο προστατευτικό κέλυφος, πάνω σε μία μη μαγνητική δομή μηχανικής στήριξης.

Το εξωτερικό προστατευτικό αγώγιμο κέλυφος μεταφέρει τη ροπή στον άξονα της μηχανής, ο οποίος περιστρέφεται σε θερμοκρασία δωματίου. Το κέλυφος είναι σχεδιασμένο ώστε να αντέχει μηχανικά τις μεγάλες δυνάμεις που δημιουργούνται κατά τη διάρκεια των σφαλμάτων. Απορροφά τη θερμότητα που προκαλείται από τα ρεύματα αρνητικής ακολουθίας και από τις αρμονικές συνιστώσες που δημιουργούνται σε συστήματα οδήγησης μηχανής μεταβλητών στροφών. Ένα σύστημα ψύξης, το οποίο χρησιμοποιεί Ήλιο σε μορφή αερίου (ή άλλο ψυκτικό μέσο) σε έναν κλειστό κύκλο, διατηρεί το υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου σε κρυογονικές θερμοκρασίες. Το ψυκτικό μέσο κυκλοφορεί μέσα από κανάλια ψύξης, τα οποία βρίσκονται στο εσωτερικό του δρομέα. Ο κλειστός κύκλος ψύξης ξεκινάει από το περιστρεφόμενο σώμα του δρομέα και καταλήγει στο εξωτερικό στατικό σύστημα ψύξης.

Το τύλιγμα χαλκού του στάτη δε χρησιμοποιεί μαγνητικά δόντια από σίδηρο και είναι σχεδιασμένο με μόνωση κλάσης F (μέγιστη θερμοκρασία λειτουργίας 155°C). Για λόγους ασφαλείας λειτουργεί σε θερμοκρασίες κλάσης B (130°C). Για να μειωθούν οι απώλειες εξαιτίας δινορευμάτων, στο τύλιγμα του στάτη χρησιμοποιούνται χάλκινοι αγωγοί Litz. Οι αγωγοί Litz αποτελούνται από μεγάλο αριθμό ξεχωριστά μονωμένων συνεστραμμένων συρμάτων. Επειδή στο τύλιγμα του στάτη αναπτύσσεται ισχυρό

μαγνητικό πεδίο, τα δόντια από σίδηρο ενός συμβατικού στάτη θα παρουσίαζαν κορεσμό. Στις υπεραγώγιμες μηχανές δε χρησιμοποιούνται δόντια από σίδηρο στο στάτη, γεγονός που απαιτεί εναλλακτική μέθοδο για την ψύξη και τη μηχανική στήριξη του τυλίγματος.

2.4.2 Σχεδιασμός

Σχεδίαση τυλίγματος στάτη

Το τύλιγμα οπλισμού του στάτη είναι παρόμοιο με τα αντίστοιχα των συμβατικών σύγχρονων και επαγωγικών μηχανών. Η δομή του μπορεί να είναι μίας ή δύο στρώσεων. Στο τύλιγμα του στάτη παρέχουν μηχανική στήριξη είτε μη μαγνητικά δόντια, είτε δόντια από σίδηρο όπως συνηθίζεται στις συμβατικές μηχανές. Στη δεύτερη περίπτωση εισάγονται περιορισμοί στο σχεδιασμό του υπεραγώγιμου τυλίγματος πεδίου. Στόχος είναι το μαγνητικό πεδίο να διατηρηθεί εντός των επιτρεπόμενων ορίων, ώστε να αποφευχθεί ο κορεσμός του σιδήρου. Αν ο σίδηρος στα δόντια του στάτη αντικατασταθεί από ένα μη μαγνητικό και μη αγώγιμο υλικό, είναι δυνατή η λειτουργία του υπεραγώγιμου τυλίγματος σε πολύ υψηλότερα μαγνητικά πεδία. Είναι εφικτή η σχεδίαση μίας υπεραγώγιμης μηχανής, με το πεδίο στο τύλιγμα του στάτη να κυμαίνεται από 1 έως 2 Tesla. Πεδία μεγαλύτερα από τις τιμές αυτές προκαλούν μεγάλες απώλειες σιδήρου, επηρεάζοντας την αποδοτικότητα της μηχανής. Επίσης, παρουσιάζουν μεγάλες δυσκολίες στην απομάκρυνση της θερμότητας που αναπτύσσεται τοπικά στα δόντια. Ο κορεσμός του σιδήρου θα προκαλέσει τη διαρροή πεδίου στις αύλακες του στάτη, καθώς και μεγάλες απώλειες στο χαλκό των τυλιγμάτων.

Λαμβάνοντας υπόψη όλα τα παραπάνω, είναι προτιμότερη η χρησιμοποίηση μη μαγνητικού και μη αγώγιμου υλικού για τη μηχανική υποστήριξη του τυλίγματος του στάτη. Η αντικατάσταση των συμβατικών σιδερένιων δοντιών θα επιτρέψει την τοποθέτηση μεγαλύτερης ποσότητας χαλκού στην περιοχή του στάτη, αυξάνοντας έτσι την ικανότητα αγωγής ρεύματος. Η ονομαστική ισχύς μίας μηχανής είναι άμεση συνάρτηση του ρεύματος στο τύλιγμα του στάτη, καθώς και του πεδίου που προκαλεί το τύλιγμα πεδίου στο στάτη. Το γεγονός αυτό έχει σαν αποτέλεσμα μία υπεραγώγιμη μηχανή να είναι αρκετά πιο συμπαγής από μία συμβατική παρόμοιας ισχύος.

Ο ζυγός του στάτη

Η εξάλειψη των δοντιών σιδήρου από το τυλίγμα του στάτη, δεν αναιρεί την ανάγκη της συγκράτησης του μαγνητικού πεδίου μέσα στη μηχανή. Τρεις είναι οι πιθανές επιλογές για την επίτευξη του σκοπού αυτού: Η απουσία θωράκισης, ζυγός από σίδηρο σε μορφή ελασμάτων και συμπαγής αγωγίμος ζυγός.

Η επιλογή του ζυγού από σίδηρο σε μορφή ελασμάτων είναι η δημοφιλέστερη στις μηχανές που έχουν κατασκευαστεί μέχρι σήμερα. Ο ζυγός είναι πανομοιότυπος με αυτόν των συμβατικών μηχανών, με τη μόνη διαφορά να εντοπίζεται στην απουσία των μαγνητικών δοντιών. Τα τυλίγματα του στάτη στηρίζονται μηχανικά από κάποιο μη μαγνητικό υλικό. Το κυριότερο μειονέκτημα του συγκεκριμένου τύπου θωράκισης είναι ο μεγάλος του όγκος. Από την άλλη πλευρά παρέχει ακαμψία στο στάτη και συμβάλλει στην καλύτερη απόσβεση των μηχανικών δονήσεων. Ο ζυγός από σίδηρο εξασθενεί τόσο τα AC όσο και τα DC πεδία, ενισχύοντας παράλληλα το πεδίο στην ωφέλιμη περιοχή της μηχανής.

Μόνωση του στάτη

Η εξάλειψη των δοντιών σιδήρου μεταξύ γειτονικών τυλιγμάτων του στάτη σε μία υπεραγώγιμη γεννήτρια, δημιουργεί επιπλέον ελεύθερο χώρο. Ο ελεύθερος χώρος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την επίτευξη των ακόλουθων στόχων:

- Παχύτερη μόνωση για την αύξηση της αντοχής της μηχανής σε μεγαλύτερη τάση.
- Μεγαλύτερη ποσότητα χαλκού για την αύξηση ικανότητας αγωγής ρεύματος των τυλιγμάτων του στάτη.

Η απουσία των δοντιών σιδήρου από το στάτη δημιουργεί μία δυσκολία. Στις μηχανές που ψύχονται μεσω του αέρα, τα δόντια σιδήρου σε κάθε πλευρά του τυλίγματος βοηθούν στην απαγωγή της θερμότητας που αναπτύσσεται στο τελευταίο. Με την απομάκρυνση των δοντιών πρέπει να βρεθεί εναλλακτικός τρόπος ψύξης. Μη μαγνητικά θερμικά δόντια έχουν αντικαταστήσει τα δόντια σιδήρου, για να παρέχουν την απαραίτητη ψύξη. Στα περισσότερα υπεραγώγιμα τυλίγματα, τα οποία δε διαθέτουν μαγνητικά δόντια, εφαρμόζονται μία από τις ακόλουθες λύσεις:

- Ψύξη του αγωγού του τυλίγματος μέσω ψυκτικού υγρού. Το ψυκτικό υγρό ρέει μέσα σε σωλήνες, οι οποίοι βρίσκονται στο εσωτερικό της διατομής του τυλίγματος. Το ψυκτικό υγρό έχει την ίδια τάση με το τύλιγμα, και έτσι χρησιμοποιούνται ειδικές τεχνικές για τη διασύνδεσή του με το σύστημα ψύξης που είναι γειωμένο.
- Είναι δυνατή η ενσωμάτωση σωλήνων ψύξης ανάμεσα σε γειτονικά τυλίγματα. Στους σωλήνες μπορεί να χρησιμοποιηθούν κατάλληλα διηλεκτρικά έλαια, όπως το FR3, για την ψύξη των τυλιγμάτων. Αρκετές μηχανές μεγάλου μεγέθους έχουν κατασκευαστεί με τη συγκεκριμένη μέθοδο ψύξης.

Υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου

Το υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου τροφοδοτείται με συνεχές ρεύμα και είναι σχεδιασμένο για να παράγει ένα μαγνητικό πεδίο στην περιοχή του τυλίγματος του στάτη. Όταν ο δρομέας περιστρέφεται, το πεδίο αυτό στο στάτη γίνεται εναλλασσόμενο. Σε μία γεννήτρια, το εναλλασσόμενο πεδίο του στάτη παράγει μία τάση στα τυλίγματά του. Το τύλιγμα του πεδίου πρέπει να πληροί τις ακόλουθες προϋποθέσεις:

- Μόνο η θεμελιώδης συνιστώσα του πεδίου που παράγεται από το τύλιγμα του δρομέα είναι χρήσιμη στην παραγωγή ενέργειας.
- Οι χωρικές αρμονικές, που παράγονται από το τύλιγμα πεδίου, δημιουργούν αρμονικές τάσεις στο τύλιγμα του στάτη. Επίσης προκαλείται θέρμανση λόγω απωλειών από δινορεύματα στα τυλίγματα και σε άλλα μεταλλικά στοιχεία. Για αυτό το λόγο είναι απαραίτητη η ελαχιστοποίηση των χωρικών αρμονικών.
- Το τύλιγμα πεδίου πρέπει να είναι σχεδιασμένο ώστε να επιτυγχάνει τη μέγιστη δυνατή πυκνότητα ρεύματος. Αυτό θα έχει σαν αποτέλεσμα την ελαχιστοποίηση της ποσότητας των υπεραγώγιμων τυλιγμάτων, μειώνοντας το κόστος.
- Η ψύξη των υπεραγώγιμων τυλιγμάτων πρέπει να είναι επαρκής, για την ελαχιστοποίηση της ανόδου θερμοκρασίας που μπορεί να προκαλέσουν τα μεταβατικά φαινόμενα ή τα σφάλματα.
- Οι μηχανικές καταπονήσεις στο τύλιγμα, καθώς και στα υποστηρικτικά δόντια του στάτη, θα πρέπει να είναι αποδεκτές κατά την ψύξη ή τη θέρμανση του πρώτου. Το τύλιγμα, τέλος, είναι αναγκαίο να αντέχει σε μηχανικές καταπονήσεις κατά τη μόνιμη λειτουργία και σε συνθήκες σφάλματος.

Αρκετές προσεγγίσεις έχουν εφαρμοστεί από διάφορες εταιρίες στην κατασκευή του υπεραγώγιμου τυλίγματος πεδίου. Οι κυριότερες είναι:

- Άμεση περιέλιξη υπεραγώγιμου σύρματος στους έκτυπους πόλους του δρομέα για το σχηματισμό πόλων του τυλίγματος πεδίου. Σε ορισμένες περιπτώσεις οι πόλοι είναι κατασκευασμένοι από καθαρό σίδηρο.
- Ο σχηματισμός πολλών πηνίων και ή ένωσή τους για τη συγκρότηση πόλων. Το σώμα των πόλων μπορεί να είναι μαγνητικό ή μη μαγνητικό.
- Τοποθέτηση του υπεραγωγού απευθείας σε αύλακες μέσα σε μαγνητικό σίδηρο, όπως σε ένα δρομέα συμβατικής μηχανής.

Τέλος, όσον αφορά στα πλεονεκτήματα των υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας, πολύ σημαντική είναι η ικανότητά τους να απορροφούν μεγάλα ποσά θερμότητας και να μη μεταβαίνουν από την υπεραγώγιμη κατάσταση στην κανονική. Το γεγονός αυτό τους καθιστά πιο ανθεκτικούς σε μεταβατικά φαινόμενα, συγκριτικά με τους υπεραγωγούς χαμηλών θερμοκρασιών.

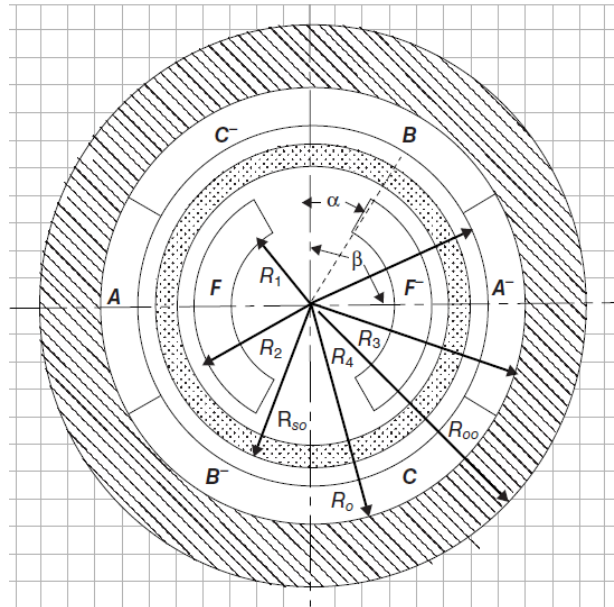
Προστατευτικό κέλυφος από ηλεκτρομαγνητικά πεδία

Μία υπεραγώγιμη μηχανή χρειάζεται ένα προστατευτικό κέλυφος από ηλεκτρομαγνητικά πεδία, ώστε να προφυλαχθεί το τυλίγμα πεδίου από τα ασύγχρονα πεδία που παράγονται από τα ρεύματα του στάτη. Εκτός από την εξασθένιση των εναλλασσόμενων πεδίων, το κέλυφος πρέπει να αντέχει σε μεγάλες ροπές και δυνάμεις που αναπτύσσονται σε ένα σφάλμα. Σε μεγάλες μηχανές έχουν τοποθετηθεί προστατευτικά κελύφη σε θερμοκρασία δωματίου, τα οποία περικλείουν το θερμό τοίχος του κρυστάτη του δρομέα. Το κέλυφος δέχεται τα εναλλασσόμενα πεδία από το στάτη και τα εξασθενεί επαρκώς, ώστε να ελαχιστοποιηθεί το θερμικό φορτίο που θα εισέλθει στην περιοχή κρυογονικής θερμοκρασίας.

Ένα προστατευτικό κέλυφος μπορεί να κατασκευαστεί από αλουμίνιο ή χαλκό υψηλής αγωγιμότητας. Ωστόσο, τα μέταλλα υψηλής αγωγιμότητας δεν είναι αρκετά ανθεκτικά, ώστε να αντέξουν τις ροπές και τις δυνάμεις των σφαλμάτων. Η επιλογή της αύξησης του πάχους του κελύφους για την αύξηση της μηχανικής αντοχής δεν ενδείκνυται, καθώς θα μείωνε τη ροπή απόσβεσης μετά από μία διαταραχή του ηλεκτρικού δικτύου. Μία λύση θα ήταν κελύφη από σύνθετα υλικά. Το εξωτερικό μέρος ενός σύνθετου προστατευτικού αποτελείται από μέταλλο υψηλής αγωγιμότητας, έχοντας στο εσωτερικό του κύλινδρο από χάλυβα για την απαραίτητη

μηχανική στήριξη. Τέλος, το σύνθετο κέλυφος πρέπει να είναι σταθερά συνδεδεμένο με τον άξονα της μηχανής για τη μεταφορά των ροπών των σφαλμάτων.

Στο σχήμα 2.15 απεικονίζεται η διατομή μίας σύγχρονης μηχανής με υπεραγώγιμα τυλίγματα, με 2 πόλους.



Σχήμα 2.15: Διατομή σύγχρονης ηλεκτρικής μηχανής 2 πόλων με υπεραγώγιμα τυλίγματα.

F, F' είναι το θετικό και το αρνητικό ρεύμα στο τυλίγμα πεδίου, R_1, R_2 η εσωτερική και η εξωτερική ακτίνα του τυλίγματος πεδίου,

A, A', B, B', C, C' είναι οι φάσεις των τυλιγμάτων του στάτη και R_3, R_4 , η εσωτερική και εξωτερική ακτίνα του τυλίγματος του στάτη,

R_{so} είναι η εξωτερική ακτίνα του προστατευτικού κελύφους από ηλεκτρομαγνητικά πεδία,

R_o και R_{oo} είναι η εσωτερική και η εξωτερική ακτίνα του ζυγού του στάτη.

2.4.3 Υπολογισμοί απωλειών και αποδοτικότητας

Οι υπεραγώγιμες μηχανές είναι συνήθως πιο αποδοτικές από τις συμβατικές. Οι κυριότερες αιτίες των απωλειών των υπεραγώγιμων μηχανών είναι οι παρακάτω:

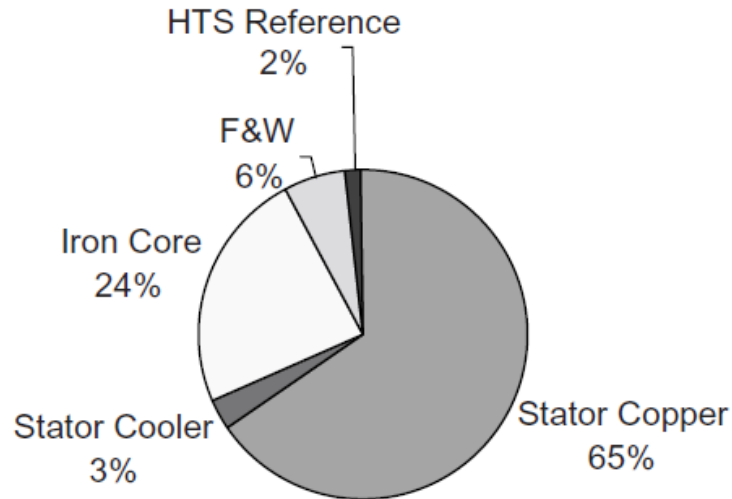
- Τα τυλίγματα του στάτη είναι κατασκευασμένα από χαλκό και προκαλούν το μεγαλύτερο μέρος των απωλειών ενέργειας. Οι απώλειες μπορούν να υπολογιστούν από την ωμική αντίσταση των τυλιγμάτων του στάτη ανά φάση, η οποία δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$r_a = \frac{12N_a^2 \rho_a l}{\pi \cdot [R_{out}^2 - R_{in}^2] \cdot \lambda} \quad (1)$$

Στην (1) R_{out} και R_{in} είναι η εξωτερική και η εσωτερική ακτίνα του στάτη αντιστοίχα, ρ_a είναι η ειδική αντίσταση του χαλκού στη θερμοκρασία λειτουργίας, N_a είναι ο αριθμός των τυλιγμάτων ανά φάση, l το αξονικό μήκος του τυλίγματος του στάτη και λ η κλασματική περιεκτικότητα του τυλίγματος σε χαλκό (κυμαίνεται από 0.15 έως 0.3).

- Οι απώλειες του ζυγού από σίδηρο αποτελούν σημαντικό μέρος των συνολικών απωλειών, σε μία μηχανή με συχνότητα λειτουργίας στα 60Hz. Αυτή η συνιστώσα απωλειών μπορεί να υπολογιστεί από τις δοσμένες τιμές των κατασκευαστών, σε συνάρτηση με το πεδίο και τη συχνότητα λειτουργίας.
- Οι απώλειες λόγω τριβών και ανεμισμού μπορούν να αποτελέσουν επίσης σημαντικό κομμάτι των συνολικών απωλειών.
- Οι απώλειες του συστήματος του υπεραγωγίου τυλίγματος πεδίου είναι συνήθως οι μικρότερες, καθώς κυμαίνονται στο 2% των συνολικών απωλειών. Από αυτές το μεγαλύτερο ποσοστό το καταλαμβάνει η ισχύς εισόδου του συστήματος ψύξης. Οι απώλειες του ίδιου του υπεραγωγίου πηνίου είναι αμελητέες.

Στο σχήμα 2.16 φαίνεται η κατανομή των απωλειών σε μία τυπική σύγχρονη γεννήτρια δύο πόλων, με υπεραγωγίο τύλιγμα πεδίου. Η συχνότητα λειτουργίας είναι στα 60Hz.



Σχήμα 2.16: Ποσοστιαία κατανομή απωλειών σε σύγχρονη γεννήτρια 2 πόλων με υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου

Σε καταστάσεις μερικών φορτίων όλες οι συνιστώσες απωλειών, εκτός από τις απώλειες του στάτη, ουσιαστικά παραμένουν αμετάβλητες. Οι απώλειες του στάτη είναι χαμηλές σε συνθήκες μερικών φορτίων, καθώς είναι ανάλογες με το τετράγωνο του ρεύματος του φορτίου. Έτσι, σε αντίθεση με τις συμβατικές μηχανές, μία υπεραγώγιμη μηχανή διατηρεί την υψηλή αποδοτικότητα κατά τη διάρκεια μερικών φορτίων. Η γεννήτρια του προηγούμενου σχήματος έχει υψηλή απόδοση στο ονομαστικό της φορτίο (98,6%). Η απόδοση αυτή διατηρείται σε μερικά φορτία, τα οποία δεν ξεπερνούν το ένα τρίτο των ονομαστικών τιμών.

2.4.4 Κατασκευαστικά ζητήματα

Η κατασκευή μίας υπεραγώγιμης μηχανής είναι παρόμοια με αυτήν μίας συμβατικής, με εξαίρεση τους ακόλουθους τομείς:

- Το υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου και το σύστημα ψύξης του.
- Τη μεταφορά της ροπής από το τύλιγμα πεδίου στον άξονα της μηχανής.
- Το τύλιγμα του στάτη.

Παρακάτω θα αναλυθεί κάθε μέρος της μηχανής ξεχωριστά:

Υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου και το σύστημα ψύξης

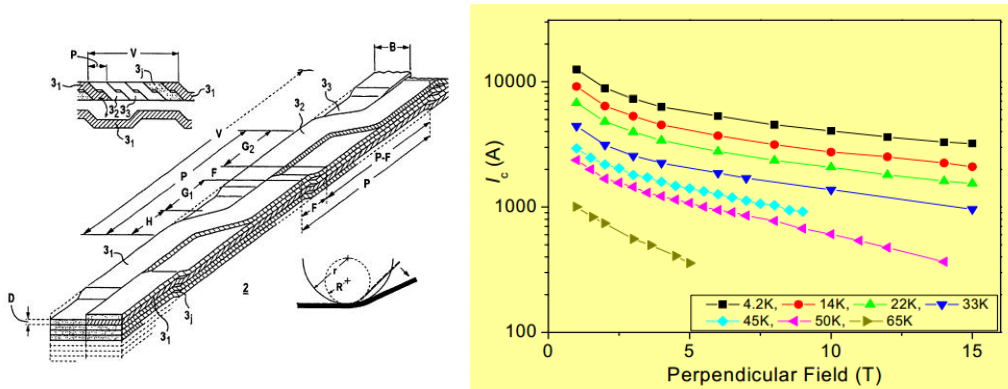
Σχεδόν σε όλες οι υπεραγώγιμες μηχανές, που κατασκευάστηκαν μέχρι το 2010, χρησιμοποιήθηκαν HTS υπεραγωγοί πρώτης γενιάς (BSCCO-2223). Οι ηλεκτρικές, μηχανικές και οι θερμικές ιδιότητες του υλικού επέτρεψαν τη χρησιμοποίησή του σε εφαρμογές ηλεκτρικών μηχανών. Παρά το γεγονός ότι οι υπεραγωγοί δεύτερης γενιάς (λεπτές ταινίες από YBCO-123) εισήχθησαν στην αγορά το 2007, η επίδοσή τους και το κόστος τους δεν είναι ακόμα στο ίδιο επίπεδο με τα υλικά πρώτης γενιάς.

Εξαιτίας της επίπεδης γεωμετρίας των υπεραγώγιμων συρμάτων πρώτης και δεύτερης γενιάς, η καλύτερη μορφή κατασκευής του τυλίγματος πεδίου είναι τα πηνία τύπου κουλούρας, είτε τα πηνία με ελικοειδές σχήμα. Η συναρμολόγηση και η στήριξη των υπεραγώγιμων πηνίων σε ένα τύλιγμα πεδίου είναι μία δύσκολη διαδικασία. Διάφοροι κατασκευαστές έχουν αναπτύξει λύσεις για τη στήριξη και την ψύξη των τυλιγμάτων. Στις περισσότερες περιπτώσεις τα τυλίγματα ψύχονται μέσω αγωγής. Το θερμικό φορτίο που αναπτύσσεται στο τύλιγμα μεταφέρεται μέσω αγωγής σε ένα κρύο μέλος, το οποίο με τη σειρά του ψύχεται με κατάλληλο ψυκτικό μέσο. Το ψυκτικό μέσο κυκλοφορεί από το περιστρεφόμενο τύλιγμα πεδίου μέχρι το εξωτερικό ψυγείο.

Όταν οι συνθήκες λειτουργίας είναι σε πεδία μεγαλύτερα από 2 Tesla, η θερμοκρασία για τα υπεραγώγιμα σύρματα πρώτης γενιάς γίνεται μικρότερη από 40K. Παρά το γεγονός ότι τα σύρματα δεύτερης γενιάς δίνουν τη δυνατότητα για περαιτέρω μείωση του κόστους, για μηχανικά ισχυρότερες κατασκευές και θερμοκρασίες πλησιέστερες στα 77K, δεν έχουν ακόμα εφαρμοστεί ευρέως σε ηλεκτρικές μηχανές. Οι υπεραγωγοί πρώτης και δεύτερης γενιάς, όταν βρίσκονται στην κανονική τους μορφή, άγουν ρεύματα της τάξης των 100A. Το μέγεθος αυτό είναι αρκετά μικρό για την κατασκευή ενός τυλίγματος πεδίου, για μία μηχανή μεγάλης ισχύος. Απαιτείται έτσι τύλιγμα πολλών σπειρών, αυξάνοντας την επαγωγή του και επιβραδύνοντας τυχόν μεταβολές στο ρεύμα του τυλίγματος διέγερσης. Επίσης, δεν είναι δυνατή η χρησιμοποίηση τυπικών διεγερτών και ρυθμιστών τάσης. Για την αύξηση της αγωγής ρεύματος, αναπτύσσονται υπεραγώγιμα καλώδια τύπου Roebel, τα οποία αποτελούνται από υπεραγώγιμη ταινία δεύτερης γενιάς. Η ικανότητα αγωγής των καλωδίων Roebel είναι πολύ μεγαλύτερη από ότι στα συμβατικά καλώδια, καθώς κυμαίνεται από 2000 έως 3000A. Τα τυλίγματα πεδίου που χρησιμοποιούν τέτοιου είδους καλώδια έχουν πολύ μικρό αριθμό σπειρών. Αναμένεται να αυξηθεί η

εφαρμογή τους σε μελλοντικές ηλεκτρικές μηχανές, τόσο σε τυλίγματα πεδίου όσο και σε τυλίγματα στάτη.

Στο σχήμα 2.17 απεικονίζεται η δομή ενός υπεραγωγίου καλωδίου τύπου Roebel, καθώς και μία γραφική παράσταση με τα κρίσιμα ρεύματα και τη μεταβολή τους συναρτήσει του πεδίου και της θερμοκρασίας.



Σχήμα 2.17: Αριστερά: Η δομή ενός καλωδίου τύπου Roebel. Δεξιά: Οι τιμές του κρίσιμου ρεύματος για ένα καλώδιο Roebel κατασκευασμένο από την εταιρία General Cable Superconductors. Το καλώδιο περιέχει 15 υπεραγωγία νήματα, πλάτους 5mm το καθένα.

Οι περισσότερες μηχανές με υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας, που έχουν κατασκευαστεί μέχρι σήμερα, χρησιμοποιούν συστήματα ψύξης Gifford-McMahon, τα οποία αναλύθηκαν σε προηγούμενη ενότητα. Ένας ψύκτης G-M ενός σταδίου μπορεί να παρέχει ισχύ ψύξης της τάξης των 100Watt, σε θερμοκρασία 30K. Συστήματα ψύξης για μεγαλύτερες μηχανές μπορούν να κατασκευαστούν, χρησιμοποιώντας τον ψύκτη G-M ως δομικό στοιχείο. Χρησιμοποιεί αέριο Ήλιο ως εργαζόμενο μέσο, για τη μεταφορά θερμότητας από τα υπεραγωγία τυλίγματα στους κρυοκαταψύκτες. Το ψυκτικό μέσο μεταφέρεται στο δρομέα μέσω μίας περιστρεφόμενης σύζευξης, η οποία επιτρέπει την είσοδο και την έξοδο του αερίου. Τα συστήματα ψύξης έχουν κατασκευαστεί και τεθεί σε λειτουργία από πολλές εταιρίες. Παλαιότερα ως μέρος διατάξεων με υπεραγωγούς χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας (δεκαετία 1970-1980) και πρόσφατα σε εφαρμογές με υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας. Σε όλες τις περιπτώσεις οι τεχνικές δυσκολίες των συστημάτων ξεπεράστηκαν.

Τύλιγμα Στάτη

Δύο είναι οι πιθανοί τρόποι κατασκευής ενός στάτη:

- Ο συμβατικός στάτης με μαγνητικά δόντια από σίδηρο, παρέχοντας συγκεκριμένη διαδρομή στη μαγνητική ροή.
- Το τύλιγμα του στάτη να στηρίζεται σε μη μαγνητικά και μη αγώγιμα δόντια.

Στον τομέα παραγωγής μεγάλων ποσοτήτων ηλεκτρικής ενέργειας, υπάρχει η τάση οι ηλεκτρικές μηχανές να διατηρούνται σύμφωνα με τα συμβατικά σχέδια. Το γεγονός αυτό ευνοεί το συμβατικό στάτη με τα μαγνητικά δόντια. Σε αυτή την περίπτωση υπάρχει η δυνατότητα αύξησης του διακένου της μηχανής, ώστε να περιοριστεί η αντίδραση του στάτη στην αλλαγή της μαγνητικής ροής που προκαλεί η περιστροφή του δρομέα.

Η εισαγωγή ενός υπεραγώγιμου δρομέα σε ένα συμβατικό στάτη θα οδηγούσε σε μία μικρή αύξηση των δυνατοτήτων της υπάρχουσας μηχανής. Η συγκεκριμένη στρατηγική ωφελεί τόσο τους πελάτες, όσο και τους κατασκευαστές, καθώς η μετάβαση από τις συμβατικές μηχανές στις υπεραγώγιμες γίνεται σταδιακά και με πιο οικονομικό τρόπο.

Η χρησιμοποίηση στάτη υψηλής απόδοσης, χωρίς μαγνητικά δόντια από σίδηρο, απαιτεί μία πιο συμπαγή σχεδίαση. Πιο συγκεκριμένα, 4 φορές μικρότερο μέγεθος ή και περισσότερο, συγκριτικά με τις συμβατικές μηχανές. Η μικρή σύγχρονη αντίδραση μίας υπεραγώγιμης μηχανής παρέχει καλύτερη σταθερότητα, υψηλή ικανότητα υπερφόρτωσης και βελτιωμένη αντιστάθμιση αέργου ισχύος. Τα συγκεκριμένα χαρακτηριστικά έχουν αναπτυχθεί και έχουν δοκιμαστεί επιτυχώς σε κατασκευές γεννητριών με υπεραγωγούς χαμηλής θερμοκρασίας, καθώς και σε κινητήρες με υπεραγωγούς υψηλής θερμοκρασίας. Παρά το γεγονός ότι το τύλιγμα του στάτη χωρίς μαγνητικά δόντια είναι κατασκευασμένο από χαλκό, παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον. Η υψηλή πυκνότητα ισχύος σε μηχανές με υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας, επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας εξαρτήματα υψηλής ηλεκτρικής και μηχανικής απόδοσης στα τυλίγματα του στάτη. Συστήματα ψύξης με εξαναγκασμένη ροή απαιτούνται συνήθως για μηχανές υψηλής πυκνότητας ισχύος. Μία προφανής λύση είναι η ψύξη με νερό, η οποία εφαρμόζεται ευρέως σε μηχανές

υψηλής ισχύος. Μία εναλλακτική προσέγγιση θα ήταν η χρησιμοποίηση υγρών τόσο για την απαγωγή θερμότητας, όσο και για την ηλεκτρική μόνωση.

2.4.5 Γεννήτριες με υπεραγώγιμα τυλίγματα

Η υπεραγωγιμότητα έδωσε τη δυνατότητα για την κατασκευή γεννητριών μεγάλης ισχύος από τη δεκαετία του 1960. Εκείνη την εποχή, η εξέλιξη της παραγωγής της πυρηνικής ενέργειας ώθησε την ισχύ των γεννητριών στα φυσικά τους όρια. Η υπεραγωγιμότητα αναγνωρίστηκε ως μία ευκαιρία για την περαιτέρω αύξηση της πυκνότητας και του μεγέθους των ισχύων των γεννητριών. Τα σημαντικότερα πλεονεκτήματα της τεχνολογίας ήταν η βελτιωμένη αποδοτικότητα, η αυξημένη δυνατότητα παροχής αέργου ισχύος και η μειωμένη σύγχρονη αντίδραση των υπεραγώγιμων γεννητριών. Ένας μεγάλος αριθμός γεννητριών, που χρησιμοποιούσαν υπεραγωγούς χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας (NbTi), κατασκευάστηκε από το 1970 έως το 1990. Τα μειονεκτήματά τους ήταν η σύνθετη δομή των συστημάτων ψύξης, καθώς και η αστάθεια των τυλιγμάτων χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας (Low Temperature Superconductors-LTS). Έτσι θεωρήθηκαν οικονομικά ασύμφορες και σταμάτησε η περαιτέρω εξέλιξή τους.

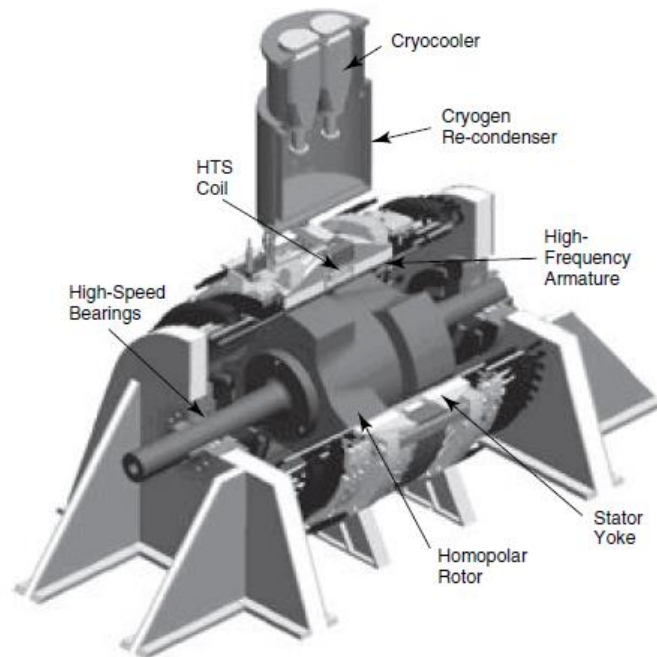
Ωστόσο, η ανακάλυψη των υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας έδωσε το κίνητρο για τη μελέτη της εφαρμογής τους σε ηλεκτρικές μηχανές. Τα HTS πηνία μπορούν να λειτουργήσουν σε θερμοκρασίες σημαντικά υψηλότερες από τις θερμοκρασίες λειτουργίας των LTS πηνίων. Επίσης μπορούν να ψυχθούν με απλούστερα, οικονομικότερα και πιο αποτελεσματικά συστήματα ψύξης. Αυτοί οι παράγοντες καθιστούν την εφαρμογή των HTS συρμάτων τεχνικά κατάλληλη και οικονομικά εφικτή για την ανάπτυξη μηχανών σε πολύ χαμηλότερα επίπεδα ισχύος από τις μηχανές με LTS σύρματα. Τα τελευταία χρόνια έχουν αναπτυχθεί δύο τύποι γεννητριών με HTS τυλίγματα:

- Οι γεννήτριες υψηλών ταχυτήτων (>10000 RPM)
- Οι γεννήτριες χαμηλών ταχυτήτων (<3600 RPM)

Γεννήτριες Υψηλών Ταχυτήτων

Οι στρατιωτικές και εμπορικές εφαρμογές χρειάζονται φορητές γεννήτριες με ισχύ από 1 έως 5MW και μεγάλη πυκνότητα ισχύος. Μία προσέγγιση είναι η

χρησιμοποίηση μίας γεννήτριας υψηλής ταχύτητας, άμεσα συνδεδεμένης με έναν αεριοστρόβιλο. Με αυτό τον τρόπο παράγεται ισχύς υψηλής συχνότητας, η οποία μετατρέπεται στην επιθυμητή συχνότητα με τεχνικές μετατροπής ενέργειας στερεάς κατάστασης. Η τεχνολογία των υπεραγωγών προσφέρει τη δυνατότητα κατασκευής γεννητριών με τη μέγιστη δυνατή πυκνότητα ισχύος. Στο σχήμα 2.18 απεικονίζεται η δομή μίας γεννήτριας με υπεραγωγία τυλίγματα, κατασκευασμένη από την General Electric. Η γεννήτρια δοκιμάστηκε σε φορτία έως και 1.3 MW και έχει πυκνότητα ισχύος μεγαλύτερη από 8.82 kW/kg.



Σχήμα 2.18: Γεννήτρια με υπεραγωγία τυλίγματα κατασκευής General Electric.

Η γεννήτρια αποτελείται από ένα HTS πηνίο διέγερσης, από ένα δρομέα και ένα συμβατικό, αλλά εξελιγμένο στάτη. Τα τυλίγματα του στάτη ψύχονται από υγρό και στηρίζονται σε μη μαγνητικά δόντια. Περιβάλλονται από ζυγό από σίδηρο σε μορφή ελασμάτων, τα οποία έχουν κατεύθυνση και προς τις τρεις διαστάσεις, για να μεταφέρουν τη μαγνητική ροή σε ολόκληρη τη μηχανή. Το σταθερό HTS τύλιγμα πεδίου βρίσκεται γύρω από το σιδηρομαγνητικό δρομέα και ανάμεσα σε 4 έκτυπους πόλους (σχήμα 2.18). Το HTS τύλιγμα πεδίου παρέχει τη δυνατότητα για πολύ μεγαλύτερη μαγνητεγερτική δύναμη από ένα συμβατικό τύλιγμα χαλκού.

Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία πολύ μεγάλης μαγνητικής ροής στο τύλιγμα του στάτη. Τα κυριότερα χαρακτηριστικά της συγκεκριμένης γεννήτριας είναι τα εξής:

- Το σταθερό υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου δεν καταπονείται από μεγάλες φυγοκεντρικές δυνάμεις, που παρατηρούνται στα συμβατικά περιστρεφόμενα τυλίγματα. Η θερμική μόνωση μεταξύ τυλίγματος πεδίου και περιβάλλοντος είναι επίσης βελτιωμένη, εξαιτίας της απουσίας φυγοκεντρικών φορτίων και των μειωμένων απαιτήσεων σε μηχανική στήριξη.
- Ο κρυστάτης του πηνίου είναι ακίνητος. Δεν υπάρχει ανάγκη για μία σύζευξη μεταφοράς για την εισαγωγή ψυκτικού μέσου στο περιστρεφόμενο κύκλωμα ψύξης.
- Δεν είναι απαραίτητη η ύπαρξη δακτυλίου για τη μεταφορά ρεύματος από τον διεγέρτη στο τύλιγμα.

Το τύλιγμα του στάτη που αποτελείται από χαλκό και στηρίζεται σε συμβατικά μαγνητικά δόντια σιδήρου, θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί σε τέτοιου είδους μηχανές. Ωστόσο, σε αυτή την περίπτωση η General Electric επέλεξε μη μαγνητικά δόντια στο στάτη, για να επιτύχει μεγαλύτερη πυκνότητα ισχύος. Στο τύλιγμα του στάτη χρησιμοποιήθηκαν χάλκινα σύρματα Litz, με άμεση ψύξη από νερό ή από διηλεκτρικό υγρό. Το τύλιγμα του στάτη συνδέθηκε με το ζυγό του στάτη για να σχηματιστεί μία άκαμπτη δομή, η οποία αντέχει σε ροπές προκαλούμενες από σφάλματα, δονήσεις κα κρουστικά φορτία.

Γεννήτριες χαμηλών ταχυτήτων

Αρκετές εταιρίες προσπάθησαν να κατασκευάσουν μηχανές με υπεραγώγιμα τυλίγματα χαμηλών ταχυτήτων, από το 2000 και μετά. Τα τρία πιο αξιοσημείωτα παραδείγματα είναι μία γεννήτρια της General Electric των 100MW, ένας σύγχρονος πυκνωτής της AMSC των 8 MVAR και μία γεννήτρια της Siemens των 4 MW. Θα αναφερθούν κάποια στοιχειώδη χαρακτηριστικά της κάθε κατασκευής, για να γίνουν αντιληπτοί οι στόχοι και οι χρησιμότητες μίας γεννήτριας με υπεραγώγιμα τυλίγματα χαμηλής ταχύτητας.

Γεννήτρια General Electric ισχύος 100 MW:

Η εταιρία General Electric κατασκεύασε μία γεννήτρια ισχύος 100MW, ταχύτητας 3600RPM, με δρομέα δύο πόλων. Συνδύασε ένα υπεραγώγιμο τύλιγμα δρομέα, με το

συμβατικό στάτη με μαγνητικά δόντια από σίδηρο. Το κυριότερο πλεονέκτημα της υιοθέτησης γεννήτριας με HTS τυλίγματα σε σταθμούς παραγωγής, είναι η αυξημένη αποδοτικότητα του συστήματος. Οι μεγαλύτερες απώλειες ενέργειας στις γεννήτριες παρατηρούνται στα τυλίγματα πεδίου και στις μπάρες του στάτη.

Με τη χρησιμοποίηση υπεραγώγιμου σύρματος στα τυλίγματα πεδίου, οι απώλειες στο δρομέα μπορούν πρακτικά να εξαλειφθούν. Είναι δυνατή η περαιτέρω μείωση των απωλειών, με την αύξηση της πυκνότητας ισχύος και με τη μείωση των απαιτήσεων ψύξης. Οι γεννήτριες με HTS τυλίγματα παράγουν ηλεκτρική ενέργεια με λιγότερες απώλειες από τις αντίστοιχες συμβατικές.

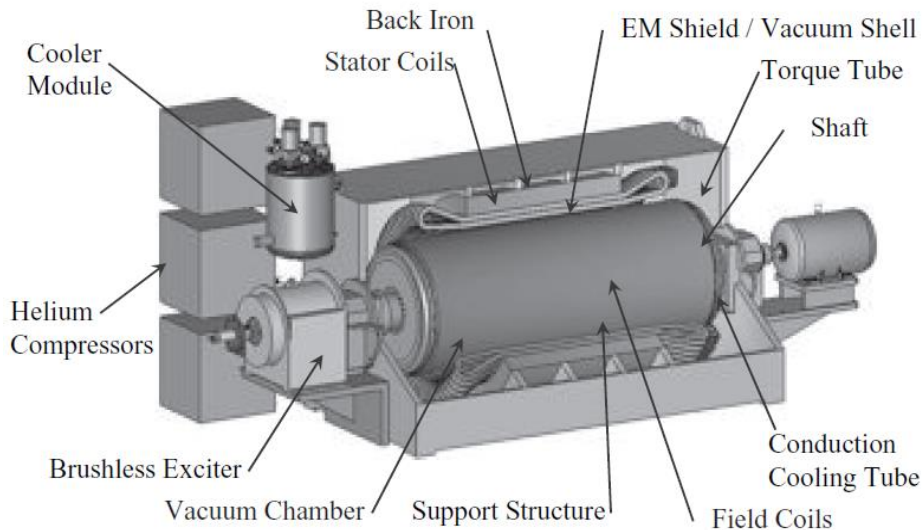
Ακόμα και μικρές βελτιώσεις στην αποδοτικότητα του συστήματος, μπορούν να αποφέρουν τεράστια οικονομικά οφέλη για τις εταιρίες παραγωγής ενέργειας. Ενδεικτικά, μία βελτίωση της τάξης του 0.5% για μία γεννήτρια των 100MW, που λειτουργεί 8000 ώρες ετησίως, αποφέρει κέρδη της τάξης των 200.000\$, με μία τιμή στα 5 λεπτά/kWh. Η συγκεκριμένη γεννήτρια διαθέτει συμβατικό πυρήνα και πλαίσιο στάτη, στα οποία προστίθεται ένας δρομέας με HTS τυλίγματα, που περιέχει πυρήνα σιδήρου. Η προσέγγιση αυτή εξαλείφει κάθε κίνδυνο που σχετίζεται με τη σχεδίαση του στάτη, παρέχοντας παράλληλα μία μαγνητική δομή στο δρομέα για την ενίσχυση της μετάδοσης της μηχανικής ροπής. Προσφέρει άμεσα οφέλη στην αποδοτικότητα, συμβατότητα με το σύστημα μετάδοσης κίνησης του αεριοστροβίλου, καθώς και τη δυνατότητα μεταγενέστερης ενσωμάτωσης δρομέων με HTS τυλίγματα σε υπάρχουσες συμβατικές γεννήτριες.

Εναλλακτικά, η σχεδίαση ενός στάτη χωρίς μαγνητικά δόντια έχει ως αποτέλεσμα μία γεννήτρια μικρότερη σε μέγεθος και ελαφρύτερη από την ισοδύναμη συμβατική. Σε εφαρμογές όπου η οικονομία χώρου και βάρους είναι σημαντική, όπως σε πλοία και τρένα, οι υπεραγώγιμες γεννήτριες θα μπορούσαν να αυξήσουν τη δυνατότητα παραγωγής ενέργειας, χωρίς να χρειαστεί επιπλέον χώρος. Η κατασκευή, η μεταφορά και η εγκατάσταση μπορούν να απλοποιηθούν λόγω των μικρότερων διαστάσεων και του μικρότερου βάρους. Ωστόσο, υπάρχουν ορισμένες δυσκολίες στην παραγωγή γεννητριών με μη μαγνητικό στάτη. Οι κυριότερες από αυτές είναι η δυσκολία στη μετάδοση της ροπής μέσα στη γεννήτρια, καθώς και η πιθανότητα ενίσχυσης των ροπών σφαλμάτων στο σύστημα κίνησης της στροβιλογεννήτριας.

Σύγχρονοι πυκνωτές της American Superconductor Corporation:

Οι σύγχρονες γεννήτριες διαθέτουν χαμηλή σύγχρονη αντίδραση, γεγονός που επιτρέπει τη λειτουργία τους σε οποιαδήποτε τιμή συντελεστή ισχύος (επαγωγικό ή χωρητικό), όταν συνδέονται με το ηλεκτρικό δίκτυο. Η AMSC κατασκεύασε έναν πρωτότυπο σύγχρονο πυκνωτή, ισχύος 8 MVAR για εφαρμογές ηλεκτρικού δικτύου. Τοποθετήθηκε σε δίκτυο για να παρέχει άεργο ισχύ σε μία κάμινο τόξου, ώστε να εξαιρεθούν οι αυξομειώσεις της τάσης. Παρά το γεγονός ότι η πρωτότυπη κατασκευή ανταποκρίθηκε σε όλες τις απαιτήσεις, το πρόγραμμα ματαιώθηκε για οικονομικούς λόγους. Η μηχανή ήταν κατά πολύ ακριβότερη από αντίστοιχες λύσεις με χρήση ηλεκτρονικών (STATCOM), εξαιτίας του κόστους των υπεραγώγιμων τυλιγμάτων και του συστήματος ψύξης.

Η μηχανή χρησιμοποιούσε λιγότερη από τη μισή ενέργεια που θα χρειαζόταν ένας συμβατικός σύγχρονος πυκνωτής, για την παραγωγή της ίδιας ποσότητας αέργου ισχύος. Συγχρονίστηκε για πρώτη φορά με το ηλεκτρικό δίκτυο το 2004 και λειτούργησε για ένα χρόνο. Στο σχήμα 2.19 απεικονίζεται η δομή της συγκεκριμένης υπεραγώγιμης μηχανής.



Σχήμα 2.19: Σύγχρονος πυκνωτής ισχύος 8 MVAR με υπεραγώγιμα τυλίγματα, κατασκευής AMSC.

2.4.6 Κινητήρες με υπεραγώγιμα τυλίγματα

Βιομηχανικοί κινητήρες ισχύος μέχρι 5000 HP, με υπεραγώγιμα τυλίγματα, έχουν λειτουργήσει επιτυχώς. Η εισαγωγή τους στη βιομηχανική αγορά εξαρτάται από την ευρεία διαθεσιμότητα υπεραγωγών δεύτερης γενιάς χαμηλού κόστους (YBCO-123).

Κινητήρες υψηλών ταχυτήτων

Αρκετοί κινητήρες υψηλών στροφών με HTS τυλίγματα κατασκευάστηκαν από το 1995 έως το 2007. Η εταιρεία Rockwell ξεκίνησε πρώτη την εξέλιξη των υπεραγώγιμων κινητήρων στις ΗΠΑ. Ένας πρωτότυπος κινητήρας ισχύος 1000 HP, τετραπολικός, με συχνότητα λειτουργίας στα 60Hz, κατασκευάστηκε το 2000 από την εταιρεία. Η AMSC κατασκεύασε τα HTS τυλίγματα πεδίου (από το υλικό BSCCO-2223) και το σύστημα ψύξης του. Χρησιμοποιήθηκε στάτης χωρίς μαγνητικά δόντια και η ταχύτητα του δρομέα ήταν στις 1800 RPM. Στη συγκεκριμένη τοπολογία τα HTS τυλίγματα βρίσκονται στο δρομέα, ενώ ο στάτης αποτελείται από συμβατικά τυλίγματα χαλκού. Τα HTS τυλίγματα στηρίζονται μηχανικά και ψύχονται μέσω αγωγιμότητας από την υποστηρικτική δομή. Το τύλιγμα του στάτη ψύχεται με νερό μέσω ενσωματωμένων σωλήνων ψύξης.

Η προσέγγιση αυτή ενισχύει την αποτελεσματικότητα της ψύξης και δίνει τη δυνατότητα για τη λειτουργία του κινητήρα σε μεγαλύτερη ισχύ. Η εταιρεία AMSC σχεδίασε, κατασκεύασε και δοκίμασε έναν κινητήρα ισχύος 5000 HP, τετραπολικό και ταχύτητας 1800 RPM. Στο σχήμα 2.20 μπορεί να παρατηρηθεί το μικρό του, σχετικά, μέγεθος, για την ονομαστική του ισχύ.



Σχήμα 2.20: Τετραπολικός κινητήρας ισχύος 5000HP με υπεραγώγιμα τυλίγματα, κατασκευής AMSC.

Κινητήρες χαμηλών ταχυτήτων

Σύγχρονοι κινητήρες πολύ χαμηλής ταχύτητας χρειάζονται για την πρόωση πλοίων, καθώς και για τις ανεμογεννήτριες. Δύο κινητήρες χαμηλών ταχυτήτων, με σκοπό την πρόωση πλοίων, έχουν κατασκευαστεί από την AMSC. Χαμηλών ταχυτήτων θεωρούνται οι κινητήρες οι οποίοι λειτουργούν σε ταχύτητες από 10 έως και 200 RPM. Εξαιτίας της πολύ χαμηλής τους ταχύτητας, οι μηχανές αυτές παράγουν μεγάλη ροπή και έχουν αυξημένο βάρος και μέγεθος. Τα υπεραγωγία τυλίγματα πεδίου μπορούν να παράγουν ισχυρό μαγνητικό πεδίο στην περιοχή του στάτη. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη μείωση σε όγκο και βάρος.

Στα τέλη της δεκαετίας του 1990, το Πολεμικό Ναυτικό των ΗΠΑ επικεντρώθηκε στην εξέλιξη των ηλεκτρικών κινητήρων για την πρόωση των πλοίων του. Νέες τεχνολογίες και τεχνικές κρίθηκαν απαραίτητες για την παραγωγή και την αξιοποίηση της ηλεκτρικής ενέργειας στα πλοία. Επίσης, ελαφρύτερες και μικρότερες σε μέγεθος μηχανές είχαν ζητηθεί για πλοία με περιορισμένο χώρο. Οι κινητήρες πρόωσης με υπεραγωγία τυλίγματα, ήταν μία επιλογή που ικανοποιούσε όλες τις παραμέτρους. Επιπλέον είναι συμβατοί με την οδήγηση μεταβλητής ταχύτητας και πληρούν όλες τις προδιαγραφές των εμπορικών και πολεμικών πλοίων. Τα κυριότερα πλεονεκτήματα που προσφέρουν οι κινητήρες πρόωσης με HTS τυλίγματα είναι τα ακόλουθα:

- Μέχρι και 4 φορές μεγαλύτερη ροπή παράγει ένας υπεραγωγίσιμος κινητήρας σε σχέση με ένα συμβατικό παραπλήσιου βάρους. Οι μηχανές με HTS τυλίγματα είναι ελαφρύτερες και μικρότερες σε μέγεθος. Το γεγονός αυτό καθιστά ευκολότερη τη μεταφορά και την εγκατάστασή τους, καθώς και την επανατοποθέτησή τους μέσα στο πλοίο.
- Η απουσία οδόντων σιδήρου στο στάτη μειώνει το θόρυβο.
- Η υψηλή αποδοτικότητα από τις χαμηλές έως και τις ονομαστικές ταχύτητες μπορεί να βελτιώσει σημαντικές παραμέτρους ενός πλοίου, όπως είναι η οικονομία καυσίμου και η σταθερή ταχύτητα.
- Ισοθερμικά τυλίγματα πεδίου είναι κατάλληλα για πολύ συχνές μεταβολές του φορτίου.

Τα σημαντικά πλεονεκτήματα ενός κινητήρα πρόωσης με HTS τυλίγματα, σε σχέση με τη συμβατική τεχνολογία, οφείλονται στην απουσία των σιδερένιων οδόντων του στάτη. Δημιουργείται έτσι ένα μεγάλο διάκενο στο εσωτερικό της μηχανής, που επιτρέπει στους σχεδιαστές να μεγιστοποιήσουν την πυκνότητα ισχύος. Ακόμα, είναι

δυνατή η ρύθμιση παραμέτρων της μηχανής, όπως της σύγχρονης και της υπομεταβατικής αντίδρασης, ώστε να πληροί τις ακόλουθες προϋποθέσεις:

- Λειτουργία σε μοναδιαίο συντελεστή ισχύος για μείωση του κόστους.
- Χαμηλότερη χωρητικότητα, για την ελαχιστοποίηση της επίπτωσης της μεταβολής συχνότητας οδήγησης του κινητήρα.
- Χαμηλότερα ρεύματα σφαλμάτων (με τη λειτουργία του κινητήρα σε υψηλότερες τάσεις, μέχρι και 10 kV) για τη μείωση των απαιτήσεων στις προδιαγραφές του διακόπτη.
- Αντοχή σε μεγαλύτερα αρμονικά ρεύματα από τις συμβατικές μηχανές, εξαιτίας της εξασθένισης των αρμονικών πεδίων στο μεγαλύτερο διάκενο και της ικανότητας απόσβεσης της παραπανίσιας θερμότητας στο ηλεκτρομαγνητικό προστατευτικό του δρομέα.

Τα τυλίγματα πεδίου στις HTS μηχανές αποτελούνται από υπεραγώγιμο σύρμα, επιτρέποντας την παραγωγή πολύ υψηλότερων μαγνητικών πεδίων, σε σχέση με τα συμβατικά τυλίγματα χαλκού και τους μόνιμους μαγνήτες. Για την καλύτερη αξιοποίηση της πολύ μεγάλης μαγνητικής ροής, τα δόντια στα οποία στηρίζονται τα τυλίγματα του στάτη είναι μη μαγνητικά. Ο στάτης ψύχεται μέσω διηλεκτρικού μονωτικού ελαίου.

2.5 Μετασχηματιστές με υπεραγώγιμα τυλίγματα

Η παραγωγή και η κατανάλωση ηλεκτρικής ενέργειας σε ευρεία κλίμακα, δε θα ήταν δυνατή χωρίς τη χρήση μετασχηματιστών. Οι μετασχηματιστές είναι τα εξαρτήματα που χρησιμοποιούνται περισσότερο σε ένα ηλεκτρικό δίκτυο. Το μεγαλύτερο μέρος της ηλεκτρικής ισχύος παράγεται σε χαμηλές τάσεις, υπό τη μορφή εναλλασσομένου ρεύματος. Η μεταφορά της ηλεκτρικής ενέργειας, από τα σημεία παραγωγής στα σημεία κατανάλωσης, πραγματοποιείται σε αρκετά υψηλότερα επίπεδα τάσης. Οι μετασχηματιστές μετατρέπουν την ηλεκτρική ενέργεια από ένα επίπεδο τάσης σε ένα άλλο. Γενικότερα, η ηλεκτρική ισχύς από τα εργοστάσια παραγωγής αλλάζει επίπεδα τάσης 5 με 10 φορές, μέχρι τη μεταφορά της στον τελικό καταναλωτή.

Ένας τυπικός μετασχηματιστής χρησιμοποιεί συμβατικό αγωγό στα τυλίγματά του (χαλκό ή αλουμίνιο), δημιουργώντας έτσι απώλειες ηλεκτρικής ενέργειας υπό τη μορφή θερμότητας. Λαμβάνοντας υπόψη ότι το ποσοστό απόδοσης ενός μετασχηματιστή είναι περίπου 99%, είναι πιθανή η απώλεια ενός ποσοστού 5 με 10%

της συνολικής ηλεκτρικής ενέργειας σε όλους τους μετασχηματιστές ενός δικτύου. Αντικαθιστώντας τους συμβατικούς αγωγούς των τυλιγμάτων με υπεραγωγούς, είναι δυνατή η μείωση των απωλειών κατά 60% ή και περισσότερο. Η αύξηση της διαθεσιμότητας των υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας και η σταδιακή μείωση του κόστους τους, καθιστούν την εφαρμογή τους εφικτή σε ευρεία κλίμακα. Ιδιαίτερα οι υπεραγωγοί δεύτερης γενιάς YBCO-123, έχουν επιτύχει την απαιτούμενη απόδοση για την εφαρμογή τους σε υπεραγώγιμους μετασχηματιστές.

Τα κυριότερα πλεονεκτήματα των μετασχηματιστών με υπεραγώγιμα τυλίγματα, σε σχέση με τους συμβατικούς, είναι τα εξής:

- Μικρότερο βάρος και μέγεθος. Εξαιτίας της μεγάλης πυκνότητας ισχύος των HTS καλωδίων, ένας μετασχηματιστής με HTS τυλίγματα είναι περίπου 40-60% μικρότερος και ελαφρύτερος από ένα συμβατικό ίδιας ισχύος. Η ιδιότητα αυτή συμβάλλει στη μείωση του κόστους κατασκευής, μεταφοράς και εγκατάστασης. Ακόμα παρέχει ευελιξία στην τοποθέτηση του μετασχηματιστή, καθώς γίνεται σημαντική οικονομία χώρου σε εφαρμογές όπως σε αστικούς υποσταθμούς, σε σιδηρόδρομους ή σε πλοία.
- Μεγαλύτερη διάρκεια ζωής. Η θερμότητα που παράγεται από την ηλεκτρική αντίσταση και τις συνεχείς εναλλαγές της θερμοκρασίας, φθείρει την ηλεκτρική μόνωση του σύρματος χαλκού των συμβατικών τυλιγμάτων. Το φαινόμενο αυτό εξαλείφεται με τη χρησιμοποίηση των HTS τυλιγμάτων, τα οποία λειτουργούν σε κρυογονικές θερμοκρασίες.
- Οι συμβατικοί μετασχηματιστές έχουν μειωμένη αντοχή σε υπερφορτώσεις (200% για 30 λεπτά, σύμφωνα με τα πρότυπα IEEE/ANSI). Αντίθετα, οι HTS μετασχηματιστές έχουν τη δυνατότητα υπερφόρτωσης ανά πάσα στιγμή, χωρίς μείωση της διάρκειας ζωής του εξοπλισμού.
- Υψηλότερη αποδοτικότητα. Οι απώλειες ενέργειας μειώνονται με την εξάλειψη των απωλειών Joule στα τυλίγματα του μετασχηματιστή.
- Περιβαλλοντικά οφέλη. Το υγρό άζωτο, το οποίο είναι οικονομικό και φιλικό προς το περιβάλλον, αντικαθιστά το συμβατικό έλαιο των μετασχηματιστών. Παρέχει την απαραίτητη ψύξη για τη λειτουργία στην υπεραγώγιμη κατάσταση, λειτουργώντας παράλληλα και ως διηλεκτρικό με την απαιτούμενη ηλεκτρική μόνωση. Το υγρό άζωτο είναι ασφαλές, μη εύφλεκτο και φιλικό προς το περιβάλλον. Χρησιμοποιώντας το ως ψυκτικό και διηλεκτρικό μέσο, εξαλείφεται ο κίνδυνος εκρήξεων και πιθανών μολύνσεων από διαρροή ελαίου. Οι HTS μετασχηματιστές μπορούν να σχεδιαστούν για την εγκατάστασή τους σε εσωτερικούς χώρους.

- Απόδοση του συστήματος. Οι HTS μετασχηματιστές χαρακτηρίζονται από χαμηλή σύγχρονη αντίδραση, γεγονός που τους καθιστά ικανούς να τροφοδοτούν φορτία με ελάχιστη πτώση τάσης. Η ιδιότητα αυτή μπορεί να μειώσει ή και να εξαλείψει την ανάγκη για μεταβλητούς λόγους ελιγμάτων, πρακτική με υψηλό κόστος και μειωμένη αξιοπιστία.
- Ασφάλεια συστήματος. Οι HTS μετασχηματιστές παρέχουν τη δυνατότητα για βελτίωση της ασφάλειας του συστήματος. Μπορούν να συνδεθούν απευθείας με υπόγεια υπεραγώγιμα καλώδια. Χωρίς την παρουσία ελαίου για πιθανή διαρροή ή ανάφλεξη, οι μετασχηματιστές με υπεραγώγιμα τυλίγματα αποτελούν μία ασφαλή διάταξη ως προς τις πιθανές διαταραχές του ηλεκτρικού δικτύου.
- Περιορισμός ρευμάτων μεταβατικών φαινομένων. Οι ιδιότητες των HTS καλωδίων παρέχουν δυνατότητες περιορισμού ρευμάτων που προέρχονται από σφάλματα. Είναι δυνατή η ενσωμάτωση της λειτουργίας αυτής σε μετασχηματιστές για συγκεκριμένες εφαρμογές.

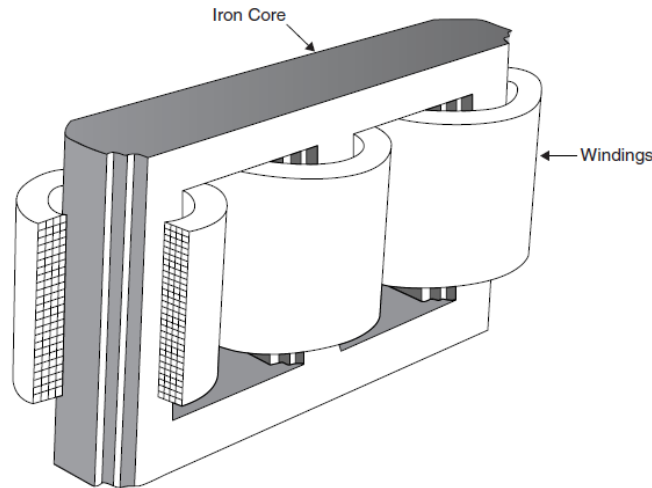
2.5.1 Τοπολογία

Η φυσική βάση ενός μετασχηματιστή είναι η αμοιβαία επαγωγή μεταξύ δύο τυλιγμάτων, τα οποία συνδέονται μέσω μίας κοινής μαγνητικής ροής. Για αποτελεσματική μεταφορά ενέργειας ανάμεσα στα δύο τυλίγματα απαιτείται μία ισχυρή κοινή μαγνητική ροή. Ένας πυρήνας σιδήρου χρησιμοποιείται συνήθως ως αγωγός για τη μεταφορά της ροής μεταξύ των πηνίων.

Τα βασικά πλεονεκτήματα ενός πυρήνα σιδήρου είναι τα ακόλουθα:

- Αυξημένη κοινή ροή εξαιτίας της υψηλής μαγνητικής διαπερατότητας.
- Μικρότερο ρεύμα μαγνήτισης, καθώς απαιτούνται λιγότερα αμπερελίγματα για τη δημιουργία της απαιτούμενης μαγνητικής ροής.
- Μείωση της μαγνητικής ροής που δε συνδέει τα τυλίγματα (πεδίο "διαρροής"), λόγω της μικρής διατομής των HTS τυλιγμάτων.

Το μειονέκτημα του πυρήνα σιδήρου είναι οι σημαντικές απώλειες. Στο σχήμα 2.21 απεικονίζεται ένας τυπικός συμβατικός μετασχηματιστής.



Σχήμα 2.21: Τοπολογία συμβατικού μετασχηματιστή ισχύος.

Ένας συμβατικός μετασχηματιστής χρησιμοποιεί τυλίγματα χαλκού, με πυκνότητες ρευμάτων που φτάνουν τα $4-5 \text{ A/mm}^2$. Οι χαμηλές πυκνότητες ρεύματος δημιουργούν την απαίτηση για μεγάλες διατομές τυλιγμάτων. Έτσι, αυξάνεται το συνολικό βάρος του μετασχηματιστή, λόγω της μεγάλης ποσότητας χαλκού. Οι μετασχηματιστές μεγάλης ισχύος τοποθετούνται σε μεγάλα μεταλλικά δοχεία, τα οποία είναι γεμάτα με έλαιο. Το έλαιο ψύχει τα τυλίγματα χαλκού και ενισχύει την ηλεκτρική τους μόνωση.

Οι συμβατικοί μετασχηματιστές διανομής είναι συνήθως κατασκευασμένοι με πλατιά αγωγία φύλλα στα τυλίγματά τους. Το σχήμα των αγωγών τους καθιστά ικανούς να μεταφέρουν πλήρες ονομαστικό ρεύμα. Εξαιτίας της υψηλής αντίστασης του χαλκού σε θερμοκρασία δωματίου, οι απώλειες δινορευμάτων που προκαλούνται από το πεδίο "διαρροής" είναι ελάχιστες. Τα υπεραγωγία καλώδια δεύτερης γενιάς έχουν πλάτη που φτάνουν τα 40mm και μπορούν να άγουν ρεύμα σημαντικής έντασης. Ωστόσο, εξαιτίας της σχεδόν μηδενικής αντίστασης των υπεραγωγών, δημιουργούνται μεγάλες απώλειες υστέρησης και δινορευμάτων από το πεδίο που δε συνδέει τα τυλίγματα.

Την τελευταία δεκαετία έχουν κατασκευαστεί αρκετά πρωτότυπα μετασχηματιστών με υπεραγωγίο καλώδιο πρώτης γενιάς (BSCCO-2223). Οι προσπάθειες αυτές δεν είχαν την αναμενόμενη επιτυχία, εξαιτίας της μικρής πυκνότητας ρεύματος και των απωλειών AC του καλωδίου. Οι περισσότεροι κατασκευαστές κατέληξαν στο ότι ένα υπεραγωγίο καλώδιο με μικρές απώλειες είναι απαραίτητο για οικονομικά και

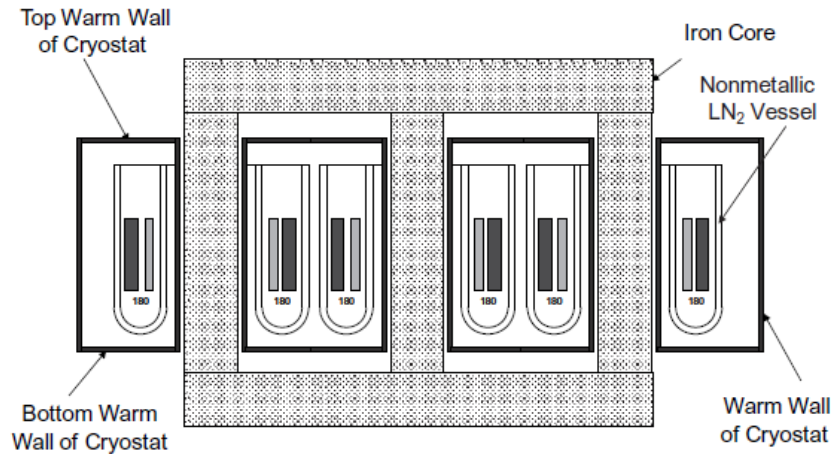
πρακτικά βιώσιμους μετασχηματιστές. Τα HTS καλώδια δεύτερης γενιάς έχουν μικρές απώλειες όταν τοποθετούνται παράλληλα στο τοπικό μαγνητικό πεδίο. Επίσης υπάρχει η δυνατότητα για μείωση των απωλειών που οφείλονται στο κάθετο μαγνητικό πεδίο. Το εμπορικά διαθέσιμο καλώδιο πλάτους 4mm άγει ρεύμα της τάξης των 100A και δεν είναι κατάλληλο για την κατασκευή μετασχηματιστών μεγάλης ισχύος. Καλώδια με μεγαλύτερο πλάτος έχουν μικρότερη πυκνότητα ρεύματος και χαρακτηρίζονται από μεγαλύτερες απώλειες AC. Σε πολλές περιπτώσεις δεν πληρούν τα πρότυπα κατασκευής μετασχηματιστών. Έτσι, προκύπτει η ανάγκη επανασχεδιασμού των καλωδίων δεύτερης γενιάς, για τη χρήση τους σε μετασχηματιστές.

Τα καλώδια τύπου CTC (Continuously Transposed Cable), τα οποία κατασκευάζονται από υπεραγωγό δεύτερης γενιάς, δίνουν τη δυνατότητα για την κατασκευή βιώσιμων μετασχηματιστών. Η δομή ενός CTC καλωδίου είναι όμοια με τη δομή ενός αγωγού Roebel, ο οποίος συναντάται σε γεννήτριες AC και σε μετασχηματιστές μεγάλης ισχύος. Ένας αγωγός Roebel αποτελείται από πλατιά νήματα χαλκού συνεστραμμένα με ορισμένη περιοδικότητα. Επειδή το υπεραγώγιμο καλώδιο δεύτερης γενιάς δεν έχει τη δυνατότητα της πλευρικής κάμψης, κόβεται κατάλληλα ώστε να σχηματίσει ένα νήμα τύπου Roebel. Ο αριθμός νημάτων του καλωδίου CTC καθορίζεται από τις ανάγκες αγωγιμότητας ρεύματος. Οι απώλειες AC σε ένα CTC καλώδιο είναι το άθροισμα των απωλειών κάθε νήματος χωριστά και ενός μικρού μέρους απωλειών εξαιτίας της μαγνητικής σύζευξης μεταξύ των νημάτων.

Τα τυλίγματα ενός HTS μετασχηματιστή τοποθετούνται σε μη μεταλλικά δοχεία και λειτουργούν σε κρυογονικές θερμοκρασίες, χρησιμοποιώντας συνήθως ως ψυκτικό μέσο το υγρό άζωτο. Ο πυρήνας σιδήρου λειτουργεί σε θερμοκρασία δωματίου, καθώς οι απώλειές του παραμένουν σταθερές, ανεξαρτήτως θερμοκρασίας. Τα εξωτερικά κάθετα τοιχώματα θερμοκρασίας δωματίου, που περικλείουν τα δοχεία των τυλιγμάτων, μπορεί να είναι είτε μεταλλικά είτε μη μεταλλικά. Τα άνω και κάτω οριζόντια τοιχώματα πρέπει να είναι μη μεταλλικά, για την αποφυγή βραχυκυκλωμάτων με τα αγωγικά τυλίγματα. Τα τοιχώματα πρέπει να είναι σχεδιασμένα ώστε να αντέχουν στη διαφορά της εξωτερικής ατμοσφαιρικής πίεσης με το εσωτερικό κενό. Ένα επιπρόσθετο εξωτερικό μεταλλικό τοίχωμα, που θα

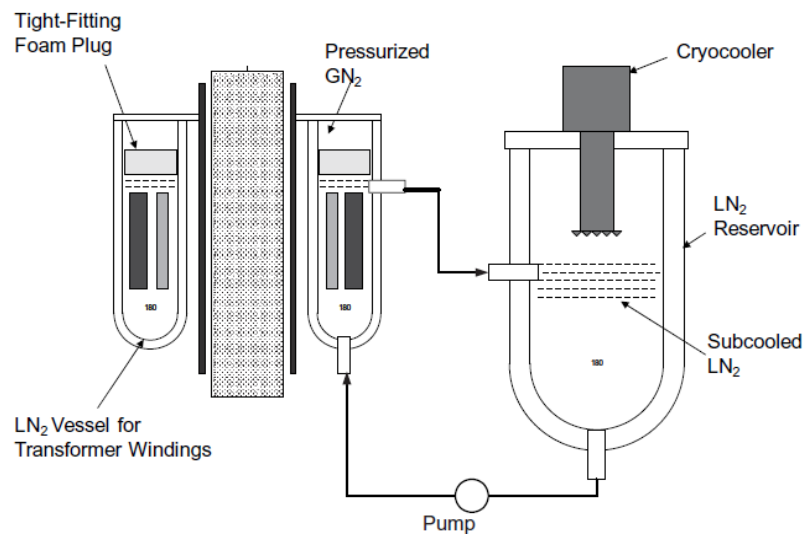
περικλείει ολόκληρο το μετασχηματιστή, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την προστασία από το περιβάλλον.

Στο σχήμα 2.22 παρατίθεται μία γενική συνδεσμολογία ενός μετασχηματιστή με υπεραγώγιμα τυλίγματα.



Σχήμα 2.22: Συνδεσμολογία μετασχηματιστή με υπεραγώγιμα τυλίγματα.

Τα υπεραγώγιμα τυλίγματα που βρίσκονται μέσα σε δοχείο υγρού αζώτου λειτουργούν σε θερμοκρασία 70K, υπό πίεση 3 ή 4 bar. Ένα σύστημα ψύξης, που διατηρεί το υγρό άζωτο του δοχείου των τυλιγμάτων σε κρυογονικές θερμοκρασίες, απεικονίζεται στο σχήμα 2.23.



Σχήμα 2.23: Σύστημα ψύξης δοχείου υπεραγώγιμων τυλιγμάτων μετασχηματιστή.

Το υγρό άζωτο ψύχεται σε χωριστό κρυοστάτη με κρυοκαταψύκτες και μεταφέρεται στα δοχεία των τυλιγμάτων μέσω αντλίας, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.23. Για την άντληση του υγρού αζώτου σε όλα τα δοχεία αρκεί μία αντλία. Η θερμοκρασία του υγρού αζώτου ελέγχεται μέσω των κρύων κεφαλών των κρυοκαταψυκτών. Υπερβολική ισχύς ψύξης θα μειώσει περεταίρω τη θερμοκρασία του υγρού αζώτου, δημιουργώντας ένα περιθώριο ασφαλείας για την περίπτωση υπερφόρτωσης του μετασχηματιστή. Σε πραγματικά συστήματα ψύξης, συσκευές θέρμανσης τοποθετούνται στις κρύες κεφαλές των κρυοκαταψυκτών. Έτσι, η θερμοκρασία των κεφαλών διατηρείται πάνω από το σημείο πήξης του υγρού αζώτου και αποφεύγεται ο σχηματισμός πάγου. Συστήματα ψύξης του συγκεκριμένου τύπου έχουν κατασκευαστεί και λειτουργήσει με επιτυχία από το εθνικό εργαστήριο του Oak Ridge των ΗΠΑ.

2.5.2 Μελλοντικοί Στόχοι

Μετασχηματιστές σε όλα τα επίπεδα ισχύος χρησιμοποιούνται σε ένα ηλεκτρικό δίκτυο. Ωστόσο, εξαιτίας του μεγάλου όγκου και του υψηλού κόστους των συστημάτων ψύξης, καθώς και του κόστους των υπεραγώγιμων καλωδίων, δεν είναι οικονομικά βιώσιμη η κατασκευή HTS μετασχηματιστών μικρής ισχύος. Η χαμηλότερη τάξη ισχύος, στην οποία θα ήταν οικονομικά αποδοτική μία τέτοια κατασκευή, είναι περίπου τα 25MVA. Η ελάχιστη δυνατή ισχύς ενός HTS μετασχηματιστή είναι άμεση συνάρτηση του κόστους του συστήματος ψύξης και του υπεραγώγιμου καλωδίου. Προβλέπεται ότι στο άμεσο μέλλον το κόστος του HTS καλωδίου θα είναι στα 25\$/kA-m από διάφορους κατασκευαστές. Τα περισσότερα συστήματα ψύξης χρησιμοποιούν κρυοκαταψύκτες τύπου Gifford-McMahon, με το κόστος της κάθε μονάδας να φτάνει τα 30.000\$. Ένας μετασχηματιστής χρειάζεται τουλάχιστον δύο καταψύκτες, ανεβάζοντας το κόστος μόνο των καταψυκτών στα 60.000\$. Για παράδειγμα, ένας συμβατικός μετασχηματιστής ισχύος 1 MVA, που κοστίζει συνολικά 30.000\$, δεν είναι οικονομικά βιώσιμος για εμπορική εκμετάλλευση.

Οι περισσότεροι κατασκευαστές μετασχηματιστών κατασκευάζουν το κάθε τύλιγμα από ένα ενιαίο καλώδιο μεγάλου μήκους. Έτσι, η διαθεσιμότητα υπεραγώγιμων καλωδίων μεγάλου μήκους, με ομοιόμορφες ιδιότητες, είναι πολύ σημαντική για την κατασκευή HTS μετασχηματιστών σε βιομηχανικό περιβάλλον. Είναι επίσης πολύ

σημαντική η επιτυχής κατασκευή πρωτότυπων μοντέλων, ώστε να γίνει αποδεκτή η συγκεκριμένη τεχνολογία σε ευρεία κλίμακα. Οι διηλεκτρικές ιδιότητες της ηλεκτρικής μόνωσης του μετασχηματιστή σε κρυογονικές θερμοκρασίες, αποτελούν μία κρίσιμη παράμετρο για την απροβλημάτιστη λειτουργία της διάταξης.

Η μερική αποφόρτιση στο εσωτερικό του μετασχηματιστή φθείρει σταδιακά το διηλεκτρικό μέσο. Επαναλαμβανόμενοι κύκλοι θέρμανσης/ψύξης δημιουργούν μικροσκοπικές ρωγμές στο διηλεκτρικό υλικό, μέσα στις οποίες λαμβάνουν χώρα τα φαινόμενα της μερικής αποφόρτισης. Η απόκτηση εμπειρίας στη χρήση συστημάτων μόνωσης σε κρυογονικές θερμοκρασίες, αποτελεί απαραίτητη προϋπόθεση για την αξιόπιστη λειτουργία των HTS μετασχηματιστών.

Τα τυλίγματα των HTS μετασχηματιστών υποβάλλονται σε ισχυρές δυνάμεις, που δημιουργούνται κατά την εκδήλωση σφαλμάτων. Σε σχέση με τους συμβατικούς μετασχηματιστές, η διατομή των τυλιγμάτων που καταπονούνται είναι αρκετά μικρότερη. Ομοίως, οι δυνάμεις που ασκούνται στον πυρήνα σιδήρου κατά τη διάρκεια των σφαλμάτων και στη μόνιμη κατάσταση, είναι παρόμοιες με εκείνες των συμβατικών μετασχηματιστών. Ως εκ τούτου, τα συγκεκριμένα ζητήματα είναι αναγκαίο να εξετάζονται στα πρώιμα στάδια σχεδίασης του μετασχηματιστή.

Κρίσιμες παράμετροι στην κατασκευή ενός HTS μετασχηματιστή ισχύος 50MVA είναι οι ακόλουθες:

- Η κατασκευή των τυλιγμάτων από καλώδιο CTC
- Τα μη μεταλλικά δοχεία ψύξης των τυλιγμάτων που περιέχουν υγρό άζωτο
- Το σύστημα ψύξης
- Η διαχείριση των ισχυρών δυνάμεων που προκαλούνται από σφάλματα
- Η συνδεσμολογία και η αξιόπιστη λειτουργία

Για την ελαχιστοποίηση των κινδύνων των συγκεκριμένων παραμέτρων, προτείνεται η κατασκευή δοκιμαστικών μετασχηματιστών και η λειτουργία τους σε ελεγχόμενα δίκτυα διανομής. Ο δοκιμαστικός μετασχηματιστής πρέπει να υποβληθεί σε όλες τις προβλεπόμενες δοκιμές, σύμφωνα με τα διεθνή πρότυπα IEEE και IEC και να τις εκπληρώσει με επιτυχία.

2.5.3 Κατασκευαστικά ζητήματα

Οι περισσότερες τεχνολογίες, που είναι απαραίτητες για την κατασκευή των HTS μετασχηματιστών, έχουν ήδη αναπτυχθεί, ενώ οι υπόλοιπες βρίσκονται ακόμα σε εξέλιξη. Ακολουθεί μία σύντομη αναφορά για το στάδιο στο οποίο βρίσκονται οι κυριότερες από αυτές:

- Υπεραγώγιμα καλώδια υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας (HTS wires): Τα καλώδια δεύτερης γενιάς, τα οποία είναι απαραίτητα για την κατασκευή των μετασχηματιστών, είναι εμπορικά διαθέσιμα από εταιρείες στην Ευρώπη, στην Ιαπωνία και στις ΗΠΑ. Η τρέχουσα τιμή τους είναι υψηλή, αλλά εκτιμάται ότι θα μειωθεί στα 25\$/kA-m, καθώς αυξάνεται η ζήτηση στην αγορά και βελτιώνεται η τεχνολογία τους.
- Αγωγοί CTC: Οι αγωγοί CTC είναι εμπορικά διαθέσιμοι από την General Cable Superconductors. Το μέγιστο μήκος περιορίζεται στα 400m, εφόσον είναι αποδεκτές οι συνδέσεις μεταξύ επιμέρους αγωγών. Το κόστος και η αποδοτικότητα της παραγωγής αγωγών CTC θα παρουσιάσουν βελτίωση, καθώς αυξάνεται η ζήτηση των HTS μετασχηματιστών και άλλων υπεραγώγιμων συσκευών. Εκτός από τους μετασχηματιστές, οι αγωγοί CTC βρίσκουν εφαρμογή σε γεννήτριες, κινητήρες και σε υπεραγώγιμους περιοριστές ρευμάτων σφάλματος.
- Κατασκευή τυλιγμάτων: Υπεραγώγιμα τυλίγματα έχουν κατασκευαστεί και δοκιμαστεί επιτυχώς σε αρκετά είδη ενεργειακών διατάξεων. Η τεχνολογία παραγωγής τυλιγμάτων έχει εφαρμοστεί σε μικρού και μεσαίου μεγέθους συσκευές, ενώ χρειάζεται αρκετή εξέλιξη για την υιοθέτησή της σε βιομηχανική κλίμακα. Οι υπεραγώγιμες ταινίες χρειάζονται μηχανική ενίσχυση μέσω προσθήκης ισχυρών μετάλλων. Η υψηλή μηχανική αντοχή είναι απαραίτητη, καθώς υπόκεινται σε ισχυρές καταπονήσεις κατά τη διάρκεια της διαδικασίας παραγωγής.
- Κρυστάτης: Τα υπεραγώγιμα τυλίγματα περικλείονται από μη μεταλλικά δοχεία, τα οποία περιέχουν υγρό άζωτο για την αποτελεσματική τους ψύξη. Τέτοιου είδους μη μεταλλικά δοχεία έχουν κατασκευαστεί επιτυχώς για μεγάλο αριθμό μετασχηματιστών και για άλλου είδους εφαρμογές.
- Συστήματα ψύξης: Συστήματα ψύξης που χρησιμοποιούν ως ψυκτικό μέσο το υγρό άζωτο έχουν ενσωματωθεί με επιτυχία σε πολλές εφαρμογές. Ένας κλειστός κύκλος ψύξης υγρού αζώτου μπορεί να κατασκευαστεί με τους διαθέσιμους κρυσταψύκτες. Οι κρυσταψύκτες είναι αυτόνομες συσκευές οι οποίες έχουν τη δυνατότητα συντήρησης, ενώ ο μετασχηματιστής παραμένει σε λειτουργία εξυπηρετώντας το φορτίο.

- Πυρήνας σιδήρου: Ο πυρήνας σιδήρου που χρησιμοποιείται στους HTS μετασχηματιστές είναι ο ίδιος με αυτόν ενός συμβατικού μετασχηματιστή. Για μία μονάδα ίδιου μεγέθους, ο HTS μετασχηματιστής θα χρειαστεί περίπου μισή ποσότητα σιδήρου για τον πυρήνα, σε σχέση με ένα συμβατικό.

Πριν την κατασκευή υπεραγώγιμων μετασχηματιστών μεγάλης ισχύος (>50MVA), είναι απαραίτητη η εφαρμογή της τεχνολογίας σε μικρότερες μονάδες (1-5 MVA). Σε αυτές τις μικρότερες μονάδες, μπορούν να δοκιμαστούν όλες οι πιθανές τεχνολογίες που θα χρησιμεύσουν σε μεγαλύτερους μετασχηματιστές.

Σημαντικές εμπορικές προοπτικές υπάρχουν και σε εφαρμογές μικρότερης κλίμακας, όπως είναι σε αστικούς υποσταθμούς, σε ανεμογεννήτριες και σε ηλεκτρικά δίκτυα πλοίων.

2.6 Υπεραγώγιμοι περιοριστές ρευμάτων σφάλματος (Superconducting Fault Current Limiters-SFCL)

Ένα δίκτυο ηλεκτρικής ενέργειας είναι ένα σύνθετο σύστημα που αποτελείται από μεγάλο αριθμό γεννητριών, κινητήρων, μετασχηματιστών, διακοπτικών στοιχείων και γραμμών μεταφοράς. Αναπόφευκτα στο δίκτυο εκδηλώνονται ακραία φυσικά φαινόμενα και σφάλματα. Για παράδειγμα ένα βραχυκύκλωμα ενδέχεται να προκαλέσει ζημιά σε εξοπλισμό στην περιοχή του σφάλματος. Τα ισχυρά ρεύματα, που δημιουργούνται από το βραχυκύκλωμα, προκαλούν υψηλές δυναμικές και θερμικές καταπονήσεις σε όλα τα στοιχεία του δικτύου. Η αύξηση της παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας, καθώς και η αύξηση του μεγέθους του δικτύου, οδηγούν σε υψηλότερα επίπεδα ρευμάτων σφάλματος. Το ρεύμα σφάλματος μπορεί εύκολα να ξεπεράσει τα όρια αντοχής του συστήματος. Για το λόγο αυτό ελέγχεται από μία σειρά συσκευών, οι οποίες ονομάζονται περιοριστές ρευμάτων σφάλματος. Οι περιοριστές δίνουν τη δυνατότητα στον εξοπλισμό να παραμείνει σε λειτουργία, ακόμα και αν το ρεύμα σφάλματος ξεπεράσει τα ονομαστικά όρια αντοχής του συστήματος. Επιτρέπουν αναβολή της αντικατάστασης του εξοπλισμού σε μεταγενέστερη χρονική στιγμή. Σε πολλά σύγχρονα ηλεκτρικά δίκτυα, οι περιοριστές ρευμάτων σφάλματος δίνουν τη δυνατότητα λειτουργίας του εξοπλισμού σε χαμηλότερα μεγέθη από τα ονομαστικά, μετά την εκδήλωση ενός σφάλματος. Το γεγονός αυτό επιφέρει αξιοσημείωτη εξοικονόμηση κόστους.

Οι δύο επικρατέστερες συσκευές για τον έλεγχο των ρευμάτων σφάλματος είναι οι ασφάλειες και οι επαγωγείς, αν και οι μετασχηματιστές υψηλής αντίστασης είναι εξίσου χρήσιμοι για τη λειτουργία αυτή. Οι ασφάλειες είναι απλές στη λειτουργία τους και οικονομικές, απαιτούν όμως χειροκίνητη αντικατάσταση σε περίπτωση βλάβης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την παρατεταμένη διακοπή παροχής ισχύος. Επίσης, δεν είναι πρακτικές σε τάσεις επιπέδου μεταφοράς, καθώς υπάρχει σημαντική καθυστέρηση στη διακοπή του σφάλματος. Ωστόσο παθητικά στοιχεία, όπως οι επαγωγείς που συνδέονται σε σειρά με το δίκτυο, περιορίζουν το ρεύμα σφάλματος μέσω της εμπέδησής τους. Η εμπέδηση περιορίζει επίσης τη μεταφορά ισχύος σε συνθήκες κανονικής λειτουργίας. Ακόμα, παρεμποδίζεται η γρήγορη επαναφορά του συστήματος μετά από ένα σφάλμα, αυξάνοντας παράλληλα το λόγο της αντίδρασης προς την αντίσταση X/R . Το τελευταίο έχει ως συνέπεια την αύξηση της τάσης που αναπτύσσεται στους ακροδέκτες ενός διακόπτη, αμέσως μετά το άνοιγμά του. Σε αυτή την περίπτωση απαιτούνται πιο εξελιγμένοι και ακριβότεροι διακόπτες, γεγονός το οποίο καθιστά τους εν σειρά επαγωγείς μη ελκυστικούς. Οι βασικές προδιαγραφές που πρέπει να πληροί μία συσκευή περιορισμού ρευμάτων σφάλματος είναι η γρήγορη αντίδραση σε ένα σήμα από σφάλμα, η ταχεία επαναφορά της χωρίς την ανάγκη χειροκίνητης παρέμβασης, καθώς και η ελάχιστη επίδραση στη λειτουργία του δικτύου σε συνθήκες μόνιμης κατάστασης.

Ένας υπεραγώγιμος περιοριστής ρευμάτων σφάλματος (SFCL) ικανοποιεί τις προηγούμενες απαιτήσεις. Η αρχή λειτουργίας ενός υπεραγώγιμου περιοριστή είναι απλή. Ένα υπεραγώγιμο στοιχείο εισάγεται σε σειρά σε μία γραμμή. Σε κανονικές συνθήκες το σύστημα λειτουργεί χωρίς περιορισμούς, καθώς η αντίσταση του υπεραγώγιμου στοιχείου είναι ουσιαστικά μηδενική. Είναι επίσης δυνατή η ελαχιστοποίηση της επαγωγικής αντίδρασης του στοιχείου. Ωστόσο, κατά τη διάρκεια ενός σφάλματος το ρεύμα γίνεται πολλαπλάσιο της ονομαστικής τιμής και ξεπερνάει το κρίσιμο ρεύμα του υπεραγωγού. Έτσι, το υπεραγώγιμο στοιχείο επανέρχεται γρήγορα στην κανονική του κατάσταση και η αντίστασή του αυξάνεται σε μία προκαθορισμένη τιμή. Η αυξημένη αντίσταση του υπεραγωγού περιορίζει το ρεύμα σφάλματος στα επιθυμητά επίπεδα. Όταν πραγματοποιηθεί η εκκαθάριση του σφάλματος, το υπεραγώγιμο τύλιγμα άγει το ονομαστικό ρεύμα του συστήματος με μηδενική αντίσταση. Κατά τη διάρκεια ενός σφάλματος το υπεραγώγιμο στοιχείο βρίσκεται στην κανονική κατάσταση και θερμαίνεται μέχρι να φτάσει σε μία

προκαθορισμένη θερμοκρασία. Ο χρόνος επαναφοράς, μετά από ένα σφάλμα, είναι συνάρτηση του χρόνου που απαιτείται για την ψύξη του υπεραγωγού, μέχρι την επαναφορά του στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Η ελαχιστοποίηση του χρόνου επαναφοράς του υπεραγώγιμου περιοριστή είναι μία σύνθετη διαδικασία.

Οι υπεραγώγιμοι περιοριστές που βασίζονται σε υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας, έχουν αρχίσει να ερευνώνται από τα τέλη της δεκαετίας του 80. Η εφαρμογή τους σε ευρεία βιομηχανική κλίμακα δεν έχει επιτευχθεί μέχρι σήμερα, για πρακτικούς και οικονομικούς λόγους. Στην ιδανική περίπτωση, ένας υπεραγώγιμος περιοριστής πρέπει να περιορίζει το ρεύμα σφάλματος σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα και να έχει το μικρότερο δυνατό χρόνο επαναφοράς μετά την εκκαθάριση του σφάλματος. Η επίτευξη ενός περιοριστή, που πληροί τις συγκεκριμένες προϋποθέσεις, αποτελεί μεγάλη πρόκληση για τους επιστήμονες και τους μηχανικούς που εργάζονται στο συγκεκριμένο τομέα. Έχουν κατασκευαστεί και λειτουργήσει επιτυχώς αρκετοί υπεραγώγιμοι περιοριστές σε μικρή κλίμακα. Πρόσφατα έχουν γίνει διαθέσιμες και οι πρώτες εμπορικές συσκευές από εταιρείες του τομέα των υπεραγωγών (AMSC, Nexans).

2.6.1 Αρχή λειτουργίας και συνδεσμολογία

Όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενη ενότητα, οι υπεραγωγοί έχουν τις ακόλουθες ιδιότητες:

- Μηδενική αντίσταση σε συνεχή ρεύματα, αρκεί να ικανοποιούνται οι τρεις συνθήκες για τη διατήρηση της υπεραγώγιμης κατάστασης:
 1. $T < T_c$, T_c : Κρίσιμη θερμοκρασία
 2. $B < B_c$, B_c : Κρίσιμη μαγνητική επαγωγή πεδίου
 3. $J < J_c$ ή $I < I_c$, J_c : Κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος, I_c : Κρίσιμο ρεύμα
- Στην περίπτωση που ένα από τα μεγέθη της θερμοκρασίας T , της επαγωγής B ή του ρεύματος I ξεπεράσει την κρίσιμη τιμή, ο υπεραγωγός επιστρέφει στην κανονική του κατάσταση και η αντίστασή του αυξάνεται με πολύ μεγάλο ρυθμό.

Η λειτουργία των SFCLs βασίζεται στην απότομη μετάβαση ενός υπεραγωγού υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας από τη μηδενική αντίσταση σε κανονικά ρεύματα, σε μη μηδενική αντίσταση σε υψηλότερα ρεύματα. Η υψηλή αντίσταση που χαρακτηρίζει τους υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας, ως μονωτικά υλικά

στην κανονική τους κατάσταση, περιορίζει αποτελεσματικά τα ρεύματα που δημιουργούνται κατά τη διάρκεια των σφαλμάτων. Έτσι, ένας SFCL είναι μία αξιόπιστη συσκευή η οποία ενεργοποιείται χωρίς την ανάγκη κάποιου εξωτερικού σήματος. Απαραίτητη προϋπόθεση είναι η ποσότητα του υπεραγώγιμου υλικού να είναι σε θέση να αποσβέσει το υψηλό ρεύμα σφάλματος και να επανέλθει έγκαιρα στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Ωστόσο, για να γίνει βιώσιμη μία τέτοια διάταξη πρέπει να αντιμετωπιστούν τα παρακάτω ζητήματα που χαρακτηρίζουν τη λειτουργία της:

- Το υπεραγώγιμο μέρος του περιοριστή πρέπει να ψύχεται σε κρυογονικές θερμοκρασίες (υγρού αζώτου ή παρακάτω) και το κόστος ψύξης να ελαχιστοποιηθεί.
- Χρειάζεται η τοποθέτηση ενός κανονικού στοιχείου παράκαμψης (π.χ. ανοξείδωτο ατσάλι) παράλληλα στον HTS υπεραγωγό. Το παράλληλο στοιχείο αποτρέπει το σχηματισμό σημείων υψηλής θερμοκρασίας μέσα στον υπεραγωγό, απορροφώντας την πλεονάζουσα θερμότητα.
- Είναι απαραίτητος ο περιορισμός των απωλειών AC (υστέρησης και δινορευμάτων) μέσα στον υπεραγωγό, για τη μείωση του κόστους ψύξης.
- Πρέπει να εξεταστεί ο χειρισμός των περιοριστών υψηλής τάσης σε κρυογονικές θερμοκρασίες.

Μέχρι σήμερα δύο είναι τα δημοφιλέστερα υλικά για την κατασκευή SFCLs:

- Το BSCCO-2212, με κρίσιμη θερμοκρασία $T_c=92^\circ\text{K}$. Το συγκεκριμένο υλικό μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε μορφή ράβδων, κυλίνδρων ή τυλιγμάτων. Οι πρώτοι τεχνικά βιώσιμοι περιοριστές με βάση το BSCCO-2212 έχουν ήδη υλοποιηθεί.
- Λεπτές ταινίες από YBCO-123, με κρίσιμη θερμοκρασία επίσης ίση με $T_c=92^\circ\text{K}$. Το υλικό αυτό χρησιμοποιείται συνήθως ως επικάλυψη σε υπόστρωμα αγώγιμης ταινίας (υπεραγώγιμα καλώδια δεύτερης γενιάς).

Οι SFCLs, οι οποίοι βασίζονται σε υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας, διακρίνονται σε δύο κατηγορίες:

- Στους ωμικούς περιοριστές ρευμάτων σφάλματος (Resistive-FCL). Το ρεύμα σφάλματος περιορίζεται από την αυξημένη αντίσταση του υπεραγωγού όταν μεταβεί στην κανονική κατάσταση. Μία εναλλακτική συνδεσμολογία είναι η χρησιμοποίηση του υπεραγωγού υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας ως γρήγορου

διακόπτη, παράλληλα με ωμικές αντιστάσεις ή επαγωγές, όπου και γίνεται η κύρια απόσβεση του ρεύματος.

- Στους επαγωγικούς περιοριστές ρευμάτων σφάλματος (Inductive FCL). Το ρεύμα σφάλματος περιορίζεται από την εισαγωγή μίας επαγωγής, η οποία ενεργοποιείται από ένα HTS τύλιγμα. Οι επαγωγικοί SFCLs μπορεί να είναι είτε θωρακισμένου πυρήνα σιδήρου, είτε κορεσμένου πυρήνα σιδήρου.

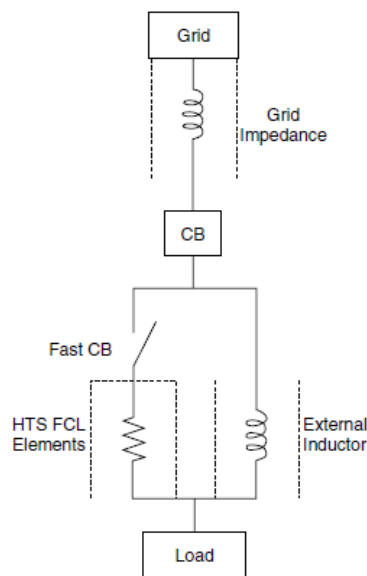
Πρωτότυπες κατασκευές SFCLs έχουν ολοκληρωθεί και δοκιμαστεί με ποικίλους βαθμούς επιτυχίας. Ένας αριθμός περιοριστών για εφαρμογές σε υψηλές τάσεις είναι υπό κατασκευή, ενώ έχουν παραδοθεί προς χρήση εμπορικές μονάδες για δίκτυα διανομής.

2.6.1.1 Ωμικοί περιοριστές ρευμάτων σφάλματος (R-FCL)

Τα υπεραγώγιμα στοιχεία υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας εισάγονται σε σειρά με τη γραμμή την οποία πρόκειται να προστατέψουν. Κατά τη διάρκεια ενός σφάλματος το ρεύμα γίνεται μεγαλύτερο από την κρίσιμη τιμή I_c και η αντίσταση του υπεραγωγού αυξάνεται ραγδαία. Η υπεραγώγιμη κατάσταση των HTS στοιχείων διακόπτεται, προτού το ρεύμα σφάλματος γίνει μέγιστο. Σε δίκτυα AC συχνοτήτων 50 ή 60Hz, η αγωγή των HTS στοιχείων διακόπτεται μέσα σε 1-2 ms από την εκδήλωση του σφάλματος. Ο ακριβής χρόνος διακοπής εξαρτάται από το λόγο του αναμενόμενου ρεύματος σφάλματος προς το ονομαστικό ρεύμα λειτουργίας. Ένας ωμικός περιοριστής χρειάζεται ένα ζεύγος αγωγών ρεύματος για κάθε φάση, οι οποίοι συνδέουν τα HTS στοιχεία με το υπόλοιπο σώμα της διάταξης, που βρίσκεται σε θερμοκρασία δωματίου. Οι αγωγοί είναι κατασκευασμένοι από σύνθετες αγώγιμο μέταλλο (χαλκός, μπρούντζος) προκαλώντας θερμικές απώλειες, ενώ παράλληλα μεταφέρουν θερμική ενέργεια από τα μέρη που βρίσκονται σε θερμοκρασία δωματίου στα HTS στοιχεία. Τα παραπάνω προστίθενται στο θερμικό φορτίο του συστήματος ψύξης, αυξάνοντας το μέγεθος και το κόστος του τελευταίου. Συνηθίζεται η απομόνωση του περιοριστή μετά από μία μη αναστρέψιμη διακοπή της υπεραγώγιμης κατάστασης, μέσω ενός συμβατικού μηχανικού διακόπτη. Κατά την εκδήλωση του σφάλματος το υπεραγώγιμο υλικό θερμαίνεται και είναι δύσκολη η ανάκτηση της υπεραγωγιμότητας, όταν τα HTS στοιχεία είναι συνδεδεμένα με το φορτίο. Η ανάγκη ύπαρξης μηχανικού διακόπτη αλλοιώνει την απροβλημάτιστη λειτουργία του ωμικού περιοριστή. Πολλές φορές χρησιμοποιούνται παραπάνω από ένας διακόπτες, για την ενίσχυση της αξιοπιστίας. Ωστόσο, σε ορισμένες περιπτώσεις έχει αναφερθεί

επαναφορά στην υπεραγώγιμη κατάσταση υπό φορτίο, χωρίς την ανάγκη μηχανικών διακοπών.

Μετά τη διακοπή της υπεραγώγιμης κατάστασης ακολουθεί ένα χρονικό διάστημα επαναφοράς (της τάξης των μερικών δευτερολέπτων). Κατά τη διάρκεια της επαναφοράς το σύστημα ψύξης μειώνει τη θερμοκρασία των HTS στοιχείων και αυτά μεταβαίνουν εκ νέου στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Έπειτα ο ωμικός περιοριστής επανατοποθετείται στο δίκτυο. Στο σχήμα 2.24 παρατίθεται ένας ωμικός περιοριστής, ο οποίος διαθέτει μηχανικό διακόπτη σε σειρά με τα HTS στοιχεία, καθώς και παράλληλο κλάδο με επαγωγέα.



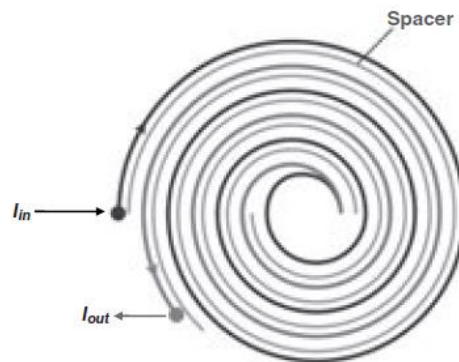
Σχήμα 2.24: Ωμικός περιοριστής ρευμάτων σφάλματος με παράλληλο επαγωγέα.

Στη συγκεκριμένη περίπτωση ο μηχανικός διακόπτης ενεργοποιείται μέσω του ρεύματος που διαρρέει τον παράλληλο επαγωγέα. Το πεδίο AC που δημιουργείται από το ρευματοφόρο επαγωγέα απωθεί το κινητό μέρος του διακόπτη και ο τελευταίος ανοίγει, απομονώνοντας τα υπεραγώγιμα στοιχεία από το φορτίο. Η προσέγγιση αυτή στην κατασκευή SFCLs έχει εφαρμοστεί κυρίως στην Ιαπωνία.

Από την άλλη πλευρά, μεγαλύτερες ποσότητες HTS υλικών έχουν τη δυνατότητα επαναφοράς στην υπεραγώγιμη κατάσταση, χωρίς να αποσυνδεθούν από το φορτίο. Η μεγαλύτερη ποσότητα υπεραγώγιμου υλικού έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση των

απωλειών AC στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας, καθώς και την αύξηση του κόστους και του όγκου της εγκατάστασης.

Το HTS καλώδιο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την κατασκευή περιοριστή με μη επαγωγικά τυλίγματα. Ένα μη επαγωγικό τύλιγμα αποτελείται από δύο νήματα, τα οποία διαρρέονται από ρεύματα αντίθετης φοράς. Η συγκεκριμένη συνδεσμολογία ελαχιστοποιεί την αποθηκευμένη μαγνητική ροή στο τύλιγμα, μειώνοντας την παραμένουσα επαγωγή και τις απώλειες AC. Ένα μη επαγωγικό τύλιγμα, που αποτελείται από δύο HTS νήματα αντίθετων ρευμάτων, φαίνεται στο σχήμα 2.25:

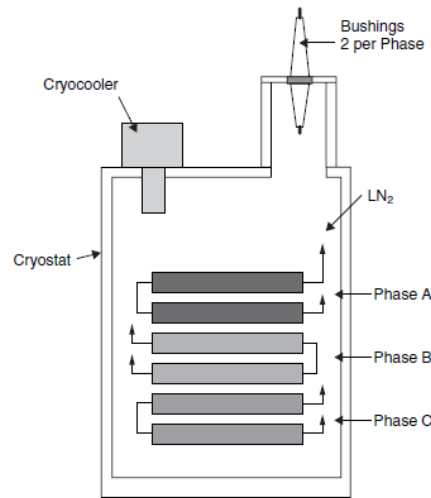


Σχήμα 2.25: Μη επαγωγικό τύλιγμα με 2 HTS νήματα με αντίθετα ρεύματα, για την ελαχιστοποίηση των απωλειών AC σε ωμικό περιοριστή.

Μία εναλλακτική συνδεσμολογία είναι ο σχηματισμός σωληνοειδών τυλιγμάτων από HTS καλώδιο, αρκεί τα γειτονικά τυλίγματα να έχουν αντίθετα ρεύματα μεταξύ τους. Ακόμα, στην περίπτωση που τα HTS τυλίγματα είναι σε σχήμα κουλούρας (pancake coils), επιδιώκεται το πεδίο που παράγεται από το κάθε τύλιγμα να είναι αντίθετο με αυτά των γειτονικών του τυλιγμάτων. Οι δύο εναλλακτικές συνδεσμολογίες αποθηκεύουν κάπως μεγαλύτερη μαγνητική ροή, σε σχέση με το μη επαγωγικό τύλιγμα, παρουσιάζοντας υψηλότερη επαγωγή και απώλειες AC.

Οι απαιτήσεις σε τάσεις/ρεύματα για τον ωμικό περιοριστή, επιτυγχάνονται συνδέοντας τα μη επαγωγικά τυλίγματα σε σειρά ή παράλληλα. Η κάθε σπείρα των τυλιγμάτων αποτελείται από μονή HTS ταινία ή από αγωγό CTC. Ο συνολικός αριθμός τυλιγμάτων μπορεί να μειωθεί με τη χρήση αγωγού CTC, καθώς έχει μεγαλύτερη ικανότητα αγωγής ρεύματος από τη μονή HTS ταινία.

Μία πιθανή τοπολογία ενός ωμικού περιοριστή, με τα μη επαγωγικά τυλίγματα όλων των φάσεων να βρίσκονται σε κοινό κρυοστάτη, φαίνεται στο σχήμα 2.26:



Σχήμα 2.26: Ωμικός περιοριστής με μη επαγωγικά τυλίγματα σε κοινό κρυοστάτη.

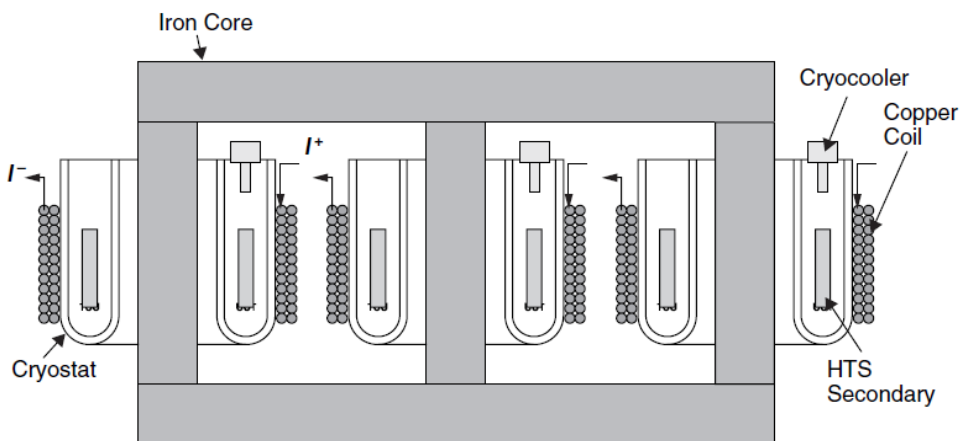
Είναι επίσης πιθανή η τοποθέτηση των τυλιγμάτων κάθε φάσης σε ξεχωριστό κρυοστάτη, ανάλογα με τις ανάγκες της εκάστοτε εφαρμογής. Μία πιο απλουστευμένη διάταξη ενός ωμικού υπεραγωγίου περιοριστή ρευμάτων, είναι η τοποθέτηση των υπεραγωγίων ταινιών παράλληλα. Οι υπεραγωγοί μπορεί να είναι είτε HTS καλώδια δεύτερης γενιάς, είτε αγωγοί CTC. Οι τελευταίοι είναι καταλληλότεροι, καθώς η κατανομή των ρευμάτων σε αυτούς είναι πιο ομοιόμορφη. Τέλος, το υπεραγωγίο μέρος ενός ωμικού περιοριστή μπορεί να αποτελείται από μία απλή υπεραγωγίμη ράβδο. Ο απαραίτητος αριθμός των ράβδων συνδέεται παράλληλα ή σε σειρά, ανάλογα με την εφαρμογή για την οποία προορίζεται.

2.6.1.2 Επαγωγικοί περιοριστές ρευμάτων σφάλματος με θωρακισμένο πυρήνα σιδήρου

Ένας SFCL με θωρακισμένο πυρήνα σιδήρου αποτελείται από έναν πυρήνα σιδήρου, από ένα πρωτεύον τύλιγμα (από συμβατικό αγωγό) και από ένα δευτερεύον τύλιγμα-υπεραγωγίο κύλινδρο. Η συγκεκριμένη συσκευή μοιάζει με ένα συμβατικό μετασχηματιστή με βραχυκυκλωμένο δευτερεύον, με τη διαφορά ότι το δευτερεύον τύλιγμα αποτελείται εξολοκλήρου από υπεραγωγίο υλικό. Κατά τη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας, το πρωτεύον δημιουργεί μαγνητική ροή μέσα στον πυρήνα σιδήρου. Στον υπεραγωγίο κύλινδρο, στο δευτερεύον, δημιουργείται ρεύμα εξ επαγωγής, το οποίο αντισταθμίζει στην αύξηση της ροής που δημιουργεί το πρωτεύον.

Η αλληλεπίδραση αυτή ουσιαστικά "θωρακίζει" τον πυρήνα σιδήρου, με τη μαγνητική ροή στο εσωτερικό του να παραμένει ουσιαστικά μηδενική. Στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας η εμπέδηση του περιοριστή είναι αρκετά μικρή, περίπου ίση με την εμπέδηση ενός μετασχηματιστή με βραχυκυκλωμένο δευτερεύον (0.05-0.1 ανά μονάδα). Κατά τη διάρκεια ενός σφάλματος το φαινόμενο θωράκισης του υπεραγώγιμου κυλίνδρου αναιρείται. Το υψηλό ρεύμα σφάλματος ξεπερνάει την κρίσιμη τιμή και προκαλείται διακοπή της υπεραγώγιμης κατάστασης του κυλίνδρου. Όταν ο κύλινδρος βρίσκεται στην κανονική κατάσταση, το ρεύμα που τον διαπερνά είναι κατά πολύ μικρότερο του ρεύματος σφάλματος του πρωτεύοντος. Όταν διακοπεί το φαινόμενο θωράκισης του πυρήνα σιδήρου, δημιουργείται στο εσωτερικό του μία μαγνητική ροή. Η μεγάλη μαγνητική ροή του πρωτεύοντος αυξάνει την εμπέδησή του, περιορίζοντας το ρεύμα σφάλματος στα επιθυμητά επίπεδα.

Το σημαντικότερο πλεονέκτημα του συγκεκριμένου είδους περιοριστών είναι ότι το δευτερεύον τύλιγμα είναι βραχυκυκλωμένο (HTS κύλινδρος). Έτσι, δεν απαιτείται η ύπαρξη ξεχωριστών αγωγών ρεύματος όπως στους ωμικούς περιοριστές. Το μειονέκτημα της διάταξης είναι ότι, με την εγκατάστασή της στη γραμμή εισάγεται μία πεπερασμένη εμπέδηση. Η εμπέδηση είναι μη μηδενική στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας, προκαλώντας απώλειες. Ένα ακόμα μειονέκτημα είναι ο μεγάλος όγκος και το μεγάλο βάρος του πυρήνα σιδήρου. Στο σχήμα 2.27 απεικονίζεται η δομή ενός επαγωγικού περιοριστή με θωρακισμένο πυρήνα. Παρατηρείται ότι κάθε τύλιγμα ψύχεται από ξεχωριστό κρυοστάτη.



Σχήμα 2.27: Επαγωγικός περιοριστής ρευμάτων σφάλματος με θωρακισμένο πυρήνα.

Ύστερα από κάποιες επιτυχημένες προσπάθειες κατασκευής και δοκιμών του συγκεκριμένου είδους περιοριστών, η ανάπτυξή τους δεν είχε συνέχεια για τους ακόλουθους λόγους:

- Ο πυρήνας σιδήρου καθιστά το σύστημα αρκετά ογκώδες.
- Οι μη ομοιόμορφες θερμικές καταπονήσεις και η άνοδος της θερμοκρασίας οδηγούν σε απότομη διακοπή της υπεραγωγιμότητας του κυλίνδρου.
- Είναι δύσκολη η επίτευξη χαμηλής εμπέδησης της διάταξης στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας.

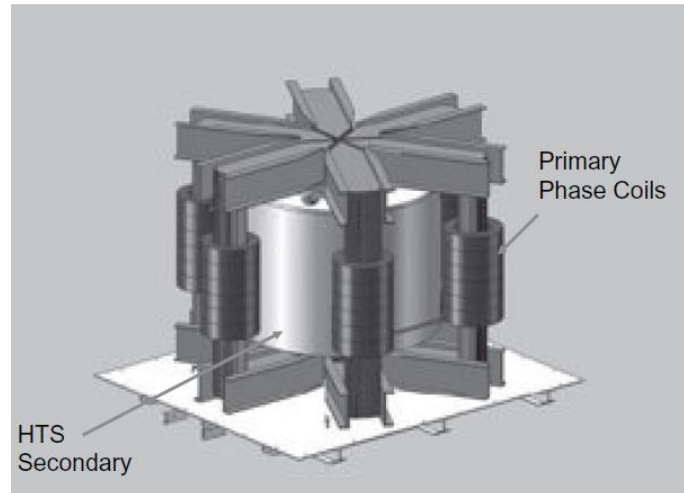
2.6.1.3 Επαγωγικοί περιοριστές ρευμάτων σφάλματος με κορεσμένο πυρήνα σιδήρου

Οι επαγωγικοί περιοριστές με κορεσμένο πυρήνα χρησιμοποιούν δύο πυρήνες σιδήρου σε κάθε φάση. Για τον κορεσμό των πυρήνων επιλέχθηκε υπεραγωγίμο τύλιγμα, αντί του συμβατικού από χαλκό, για τη μείωση των ωμικών απωλειών. Το κυριότερο πλεονέκτημα της διάταξης, είναι η απλότητα κατασκευής και η αξιόπιστη λειτουργία της. Υπάρχει η δυνατότητα αντιμετώπισης σφαλμάτων μεγάλης διάρκειας, καθώς και η επαναφορά από αυτά είναι άμεση. Η ιδιότητα αυτή καθιστά τη συσκευή ικανή να αντιμετωπίσει πολλά διαδοχικά σφάλματα, σε περιορισμένο χρονικό διάστημα. Η βασική αρχή λειτουργίας συνοψίζεται στα ακόλουθα σημεία:

- Κατά τη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας, τα αμπερελίγματα συνεχούς ρεύματος στο δευτερεύον HTS τύλιγμα οδηγούν τον πυρήνα στον κορεσμό. Ακολουθεί μείωση της εμπέδησης του τυλίγματος χαλκού στο πρωτεύον AC τύλιγμα.
- Κατά τη διάρκεια ενός σφάλματος, το ισχυρό ρεύμα που δημιουργείται απομαγνητίζει τον πυρήνα σιδήρου και τον οδηγεί από τον κορεσμό στη γραμμική περιοχή λειτουργίας. Το γεγονός αυτό αυξάνει την εμπέδηση του πρωτεύοντος, μειώνοντας το ρεύμα σφάλματος στα επιθυμητά επίπεδα.

Το εναλλασσόμενο ρεύμα έχει θετικές και αρνητικές τιμές, οι οποίες μαγνητίζουν τον πυρήνα σιδήρου. Είναι απαραίτητη η χρησιμοποίηση δύο πυρήνων σε κάθε φάση. Κάθε πυρήνας διαθέτει ένα τύλιγμα χαλκού συνδεδεμένο σε σειρά με τη γραμμή την οποία προστατεύει. Σε κάθε φάση ο ένας πυρήνας μαγνητίζεται με τη θετική μέγιστη τιμή του ρεύματος και ο άλλος με την αρνητική. Στο σχήμα 2.28 παρατίθεται μία τριφασική συνδεσμολογία της παραπάνω διάταξης. Ο περιοριστής διαθέτει 6

προτεύοντα τυλίγματα χαλκού (2 για κάθε φάση) και ένα κοινό HTS τύλιγμα ως δευτερεύον. Το HTS τύλιγμα διαρρέεται από συνεχές ρεύμα και οδηγεί στον κορεσμό και τους 6 πυρήνες ταυτόχρονα. Η συγκεκριμένη συσκευή εγκαταστάθηκε στο κύκλωμα Avanti της εταιρείας Edison το Μάρτιο του 2009 και έγινε ο πρώτος υπεραγώγιμος περιοριστής που λειτούργησε σε δίκτυο των ΗΠΑ.



Σχήμα 2.28: Επαγωγικός υπεραγώγιμος περιοριστής ρευμάτων με κορεσμένο πυρήνα.

Οι περιοριστές τύπου κορεσμένου πυρήνα έχουν πολλές ιδιότητες, που τους καθιστούν κατάλληλους στην απόσβεση των ισχυρών ρευμάτων σφάλματος:

- Αυτόνομη και άμεση ενεργοποίηση.
- Άμεση επαναφορά μετά από ένα σφάλμα.
- Αξιόπιστη λειτουργία.
- Διατήρηση της υπεραγώγιμης κατάστασης στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας και κατά τη διάρκεια των σφαλμάτων.
- Το υπεραγώγιμο τύλιγμα και το σύστημα ψύξης βρίσκονται πολύ κοντά στη μηδενική τάση.
- Παρόμοιος σχεδιασμός με τους συμβατικούς μετασχηματιστές σε επίπεδα υψηλής τάσης. Παρά το γεγονός αυτό, κάθε τύλιγμα χαλκού εκτίθεται σε υψηλή τάση κατά τη διάρκεια των σφαλμάτων.

Κάθε είδους διάταξη, εκτός από τα πλεονεκτήματα που παρέχει, χαρακτηρίζεται και από κάποια μειονεκτήματα. Για τους περιοριστές κορεσμένου πυρήνα τα σημαντικότερα είναι τα ακόλουθα:

- Μη αμελητέα εμπέδηση κατά τη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας.
- Σε κάθε φάση χρειάζονται δύο τυλίγματα χαλκού, αυξάνοντας έτσι τη συνολική εμπέδηση της προς προστασία γραμμής.
- Για τριφασικές γραμμές αυξάνεται ο όγκος και το βάρος της διάταξης, εξαιτίας των 6 πυρήνων σιδήρου.
- Όταν τα ρεύματα στα πρωτεύοντα τυλίγματα είναι συμμετρικά, η μαγνητική ροή στο δευτερεύον HTS τύλιγμα είναι μηδενική. Σε περίπτωση ασυμμετρίας δημιουργείται εναλλασσόμενη ροή στο HTS τύλιγμα, επάγοντας εναλλασσόμενη τάση στα άκρα του. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία απωλειών, οι οποίες είναι αμελητέες κατά τη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας, αλλά αυξάνονται σημαντικά κατά τη διάρκεια των σφαλμάτων.

Ένα υπεραγώγιμο τύλιγμα, κατασκευασμένο από αγωγό CTC αντί για απλό υπεραγώγιμο καλώδιο δεύτερης γενιάς, θα αποτελείται από μικρότερο αριθμό ελιγμάτων και από μικρότερου μεγέθους υπεραγώγιμα νήματα. Τα δύο αυτά χαρακτηριστικά θα μειώσουν την επαγόμενη τάση και τις απώλειες AC, αντίστοιχα. Σε κάθε περίπτωση το κύριο μειονέκτημα της διάταξης παραμένει το μεγάλο βάρος και ο αυξημένος όγκος της.

2.6.2 Κατασκευαστικά Ζητήματα

Οι ωμικοί υπεραγώγιμοι περιοριστές, που βασίζονται σε καλώδια δεύτερης γενιάς, προϋποθέτουν διαθεσιμότητα υπεραγώγιμων καλωδίων σε μεγάλες ποσότητες και ελκυστικές τιμές. Επίσης, το υπεραγώγιμο καλώδιο πρέπει να είναι επιστρωμένο σε σταθεροποιητή υψηλής αντίστασης (ανοξειδωτο χάλυβα). Ο χάλυβας απορροφά τις θερμικές απώλειες αδιαβατικά, κατά τη διάρκεια ενός σύντομου σφάλματος. Μεταξύ των δύο υλικών πρέπει να υπάρχουν ισχυροί θερμικοί και μηχανικοί δεσμοί, ενώ το τελικό αποτέλεσμα πρέπει να είναι κατάλληλο για βιομηχανική χρήση.

Στην περίπτωση του μη επαγωγικού πηνίου, η μέγιστη τάση παρουσιάζεται ανάμεσα στις δύο εξωτερικές σπείρες, δίπλα στους αγωγούς ρεύματος. Η μόνωση στις σπείρες αυτές πρέπει να είναι επαρκής, ώστε να αντέξουν στην τάση βασικής μόνωσης (τάση την οποία πρέπει να αντέχουν οι μονώσεις όλων των στοιχείων ενός δικτύου). Από τη στιγμή που σημαντικό κλάσμα της τάσης βασικής μόνωσης εφαρμόζεται στις πρώτες

σπείρες ενός τυλίγματος, είναι σημαντική η ισχυρότερη μόνωση των σπειρών αυτών. Από την άλλη πλευρά, η επιπλέον μόνωση παρεμποδίζει το μηχανισμό ψύξης. Έτσι, η επιλογή της κατάλληλης μόνωσης πρέπει να γίνει λαμβάνοντας υπόψη αμφότερες τις ανάγκες μόνωσης και ψύξης.

Πριν την κατασκευή ενός περιοριστή ρευμάτων είναι απαραίτητη η εκτίμηση της επίδρασης της πιθανής βλάβης κάθε εξαρτήματος ξεχωριστά, στη συνολική λειτουργία της συσκευής. Η κατασκευή μονάδων που να είναι ανθεκτικές σε κάθε είδους βλάβη, είναι μία δύσκολη διαδικασία. Ωστόσο, σε περίπτωση βλάβης ο παράλληλος κλάδος του υπεραγωγού υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας σταματάει να άγει. Κατά τα μεταβατικά φαινόμενα δεν εκδηλώνονται ηλεκτρικά τόξα, αλλά οι απώλειες AC αυξάνονται σημαντικά στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας. Το στοιχείο που έχει υποστεί βλάβη μπορεί να αντικατασταθεί σε μεταγενέστερη χρονική στιγμή.

Το Υπουργείο Ενέργειας των ΗΠΑ χρηματοδοτεί την ανάπτυξη δύο πρωτότυπων μοντέλων υπεραγώγιμων περιοριστών. Στον ιδιωτικό τομέα η AMSC, σε συνεργασία με τη Siemens και τη Nexans, αναπτύσσουν έναν ωμικό περιοριστή υψηλής τάσης. Η Zenergy Power είναι στο στάδιο κατασκευής ενός επαγωγικού περιοριστή κορεσμένου πυρήνα. Το Υπουργείο Ενέργειας των ΗΠΑ διεξάγει μελέτες για την κατάρτιση συγκεκριμένου πρωτοκόλλου δοκιμών, οι οποίες θα διεξάγονται σε κάθε νέο μοντέλο πριν την εμπορική αξιοποίησή του.

2.7 Υπεραγώγιμα καλώδια μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας

Τα υπεραγώγιμα καλώδια υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας έχουν πολλά πλεονεκτήματα σε σχέση με τα συμβατικά καλώδια χαλκού, τα οποία χρησιμοποιούνται σήμερα στη μεταφορά και διανομή της ηλεκτρικής ενέργειας:

- Ικανότητα αγωγής ρεύματος 3-5 φορές μεγαλύτερη σε σχέση με τα συμβατικά καλώδια.
- Ελάχιστες ωμικές απώλειες και απώλειες θερμότητας. Δεν παρατηρείται θέρμανση του εδάφους στα υπόγεια υπεραγώγιμα καλώδια.
- Δυνατότητα εγκατάστασης σε υπάρχουσες υποδομές αγωγών σε μεγάλα αστικά κέντρα.

- Καταλαμβάνουν λιγότερο χώρο από τα συμβατικά καλώδια, δίνοντας τη δυνατότητα για εξυπηρέτηση μεγαλύτερου φορτίου σε δεδομένο χώρο.
- Μεγάλη χωρητικότητα ισχύος σε χαμηλές τάσεις, μειώνοντας τον αριθμό των απαραίτητων μετασχηματιστών και του σχετικού βοηθητικού εξοπλισμού.
- Βελτίωση της σχέσης κόστους-απόδοσης στη ροή ισχύος σε διασυνδεδεμένα δίκτυα.
- Με την εξυπηρέτηση φορτίων από υπεραγώγιμες γραμμές, παρατείνεται η διάρκεια ζωής των υπάρχουσών υποδομών που εξυπηρετούν υψηλά φορτία.
- Χρησιμοποίηση του υγρού αζώτου για την ψύξη των υπεραγωγών. Το υγρό άζωτο είναι οικονομικό και φιλικό προς το περιβάλλον.
- Δεν παρατηρείται ανάπτυξη ηλεκτρομαγνητικών πεδίων έξω από τις δομές των υπεραγώγιμων γραμμών.
- Χαρακτηρίζονται από χαμηλότερη εμπέδηση σε σχέση με τα συμβατικά καλώδια και τις υπάρχουσες εναέριες γραμμές.

Από τη στιγμή που ένα HTS καλώδιο έχει σημαντικά χαμηλότερη αντίσταση από τις εναέριες γραμμές μεταφοράς και τους συμβατικούς υπόγειους αγωγούς, είναι δυνατή η μεταφορά μεγαλύτερης ισχύος ανάμεσα στα δύο σημεία που συνδέει. Εξαιτίας του περιορισμένου υπόγειου χώρου για τα συμβατικά καλώδια και τα αυξημένα κόστη των απαλλοτριώσεων νέων εκτάσεων, τα HTS καλώδια αποτελούν μία πιθανή λύση για την ηλεκτροδότηση μεγάλων αστικών κέντρων. Η διασύνδεση των υποσταθμών και η οικονομία χώρου που προσφέρουν τα HTS καλώδια αυξάνουν την αξιοπιστία του ηλεκτρικού δικτύου.

Κατά τη διάρκεια της περασμένης δεκαετίας έχουν αναπτυχθεί και λειτουργήσει αρκετές σχεδιάσεις HTS καλωδίων. Τα HTS καλώδια μπορούν να χωριστούν σε 3 μεγάλες κατηγορίες:

- Μονοφασικά καλώδια με διηλεκτρικό υλικό, τα οποία βρίσκονται σε θερμοκρασία υγρού αζώτου.
- Μονοφασικά καλώδια με διηλεκτρικό υλικό, τα οποία βρίσκονται σε θερμοκρασία δωματίου.
- Τριφασικά καλώδια τύπου Triax.

Κάθε HTS καλώδιο μπορεί να στεγαστεί σε ξεχωριστό κρυστάτη ή 3 HTS καλώδια μπορούν να βρίσκονται μέσα σε κοινό κρυστάτη. Οι 2 πιθανές προσεγγίσεις έχουν εφαρμοστεί στις ΗΠΑ και σε άλλες χώρες. Αυτή τη στιγμή σε ηλεκτρικά δίκτυα των ΗΠΑ είναι σε λειτουργία HTS καλώδια μέσης (15-46 kV) και υψηλής (69-230 kV) τάσης. Πιο συγκεκριμένα :

- Καλώδιο υψηλής τάσης, 138 kV, 2500A από την AMSC και τη Nexans. Λειτουργεί στο Long Island της Νέας Υόρκης. Ένα ομοαξονικό καλώδιο με HTS θωράκιση για κάθε φάση, μέσα σε ξεχωριστό κρυστάτη.
- Καλώδιο μέσης τάσης, 34.5 kV, 800A από τη Super Power και τη Sumitomo Electric. Λειτουργεί στην περιοχή Albany της Νέας Υόρκης. Τα καλώδια των τριών φάσεων βρίσκονται μέσα σε κοινό κρυστάτη.
- Καλώδιο μέσης τάσης, 13.2kV, 3000A από τη Southwire και την nkt cables. Λειτουργεί στην περιοχή Columbus, στο Οχάιο των ΗΠΑ. Αυτό το καλώδιο, τύπου Triax, έχει τις τρεις φάσεις ενσωματωμένες σε ένα κοινό καλώδιο μέσα σε έναν κρυστάτη.

Τα HTS καλώδια πρέπει να διαρρέονται από ισχυρά ρεύματα για να έχουν οικονομικό όφελος σε σχέση με τα συμβατικά. Ωστόσο, οι εταιρείες ηλεκτρικής ενέργειας είναι διστακτικές στην ενσωμάτωση καλωδίων τόσο υψηλών ρευμάτων. Μία απότομη βλάβη τους μπορεί να προκαλέσει αστάθεια ολόκληρου του δικτύου.

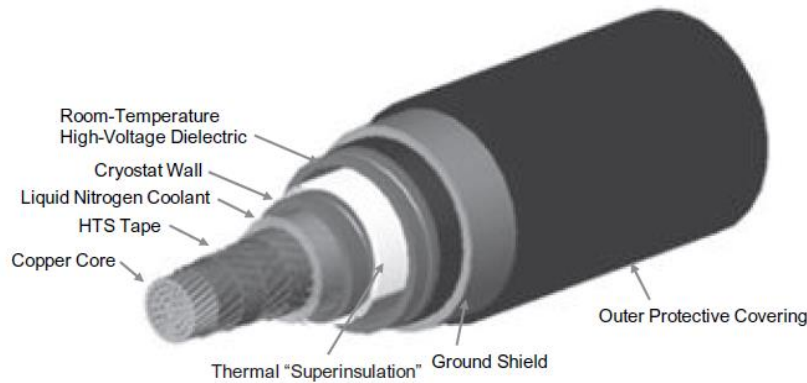
Επιπρόσθετα, τα HTS καλώδια είναι επιρρεπή στη διακοπή της υπεραγωγίμης κατάστασης κατά τη διάρκεια σφαλμάτων με υψηλά ρεύματα (40-80 kA). Με τη διακοπή της υπεραγωγίμης κατάστασης η θερμοκρασία του καλωδίου αυξάνεται σημαντικά, εξαιτίας των ωμικών απωλειών που προκαλούνται. Έτσι, απαιτείται σημαντικός χρόνος για να επανέλθει το HTS καλώδιο στη θερμοκρασία λειτουργίας του και στην υπεραγωγίμη κατάσταση. Κρίνεται απαραίτητη η εφαρμογή εναλλακτικού σχεδίου για τη διατήρηση της ευστάθειας του δικτύου, κατά τη διάρκεια της ψύξης των καλωδίων. Ένας μεγαλύτερος αριθμός υπεραγώγιμων ταινιών μέσα σε ένα καλώδιο, θα μπορούσε να αντέξει σε υψηλότερα ρεύματα σφαλμάτων. Η λύση αυτή δεν είναι εφικτή στην πράξη, καθώς το κόστος του καλωδίου αυξάνεται σημαντικά με την αύξηση των HTS ταινιών. HTS καλώδια τα οποία περιορίζουν τα ρεύματα των σφαλμάτων είναι εφικτά, αλλά η ελαχιστοποίηση του χρόνου επαναφοράς τους στην υπεραγωγίμη κατάσταση παραμένει μία πρόκληση.

2.7.1 Δομή των υπεραγώγιμων καλωδίων

Έχουν κατασκευαστεί και δοκιμαστεί αρκετά πρωτότυπα σχέδια υπεραγώγιμων καλωδίων, ώστε να αξιοποιηθούν τα οφέλη και η αποδοτικότητα της υπεραγώγιμης κατάστασης. Σημαντικότερος στόχος είναι η ελαχιστοποίηση του κόστους κεφαλαίου και του λειτουργικού κόστους των καλωδίων. Ανασταλτικοί παράγοντες στο εγχείρημα αυτό είναι το υψηλό κόστος των υπεραγώγιμων υλικών, καθώς και του συστήματος ψύξης. Οι μεταβολές στην αρχιτεκτονική των καλωδίων έχουν σημαντικές επιπτώσεις στους τομείς της απόδοσης, στην ανάπτυξη εξωτερικών ηλεκτρομαγνητικών πεδίων, καθώς και στην αντίστασή τους στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας.

Τα HTS καλώδια χωρίζονται σε δύο κατηγορίες. Τα καλώδια της πρώτης κατηγορίας αποτελούνται από ένα μονό αγωγό, ο οποίος με τη σειρά του περιέχει συνεστραμμένες HTS ταινίες γύρω από έναν εύκαμπτο πυρήνα. Η συγκεκριμένη τοπολογία χρησιμοποιεί ένα εξωτερικό διηλεκτρικό στρώμα μόνωσης σε θερμοκρασία δωματίου. Για το λόγο αυτό ονομάζεται HTS καλώδιο τύπου "θερμού" διηλεκτρικού. Οι HTS ταινίες, οι οποίες είναι τυλιγμένες γύρω από τον εύκαμπτο πυρήνα χαλκού, περιβάλλονται από ένα θερμικό μονωτικό στρώμα (κρυστάτη). Η ηλεκτρική μόνωση εφαρμόζεται στο εξωτερικό τοίχωμα του κρυστάτη, το οποίο βρίσκεται σε θερμοκρασία δωματίου. Η συγκεκριμένη σχεδίαση προσφέρει υψηλή πυκνότητα ισχύος και χρησιμοποιεί την ελάχιστη δυνατή ποσότητα HTS καλωδίων, για ένα δεδομένο επίπεδο μεταφερόμενης ισχύος. Σε σχέση με τους υπόλοιπους τύπους HTS καλωδίων, στα καλώδια τύπου "θερμού" διηλεκτρικού προκαλούνται υψηλότερες ηλεκτρικές απώλειες. Οι ηλεκτρικές απώλειες εκλύουν θερμότητα, αυξάνοντας έτσι τις ανάγκες σε ισχύ ψύξης. Επίσης, χαρακτηρίζονται από υψηλότερη επαγωγή κατά τη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας.

Κρίνεται απαραίτητος ο διαχωρισμός των αγωγών κάθε φάσης για τη μείωση της θέρμανσης λόγω δινορευμάτων, καθώς και για τη μείωση παραγωγής εξωτερικών πεδίων στην περιοχή του καλωδίου.

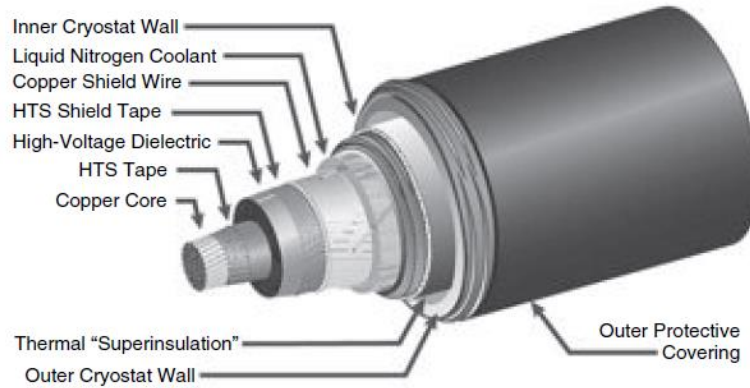


Σχήμα 2.29: Δομή HTS καλωδίου τύπου “θερμού” διηλεκτρικού, μίας φάσης.

Μία εναλλακτική σχεδίαση HTS καλωδίου είναι ο τύπος “ψυχρού” διηλεκτρικού. Στη συγκεκριμένη περίπτωση το διηλεκτρικό υλικό τοποθετείται στο εσωτερικό του κρυοστάτη, περιβάλλοντας τις HTS ταινίες. Οι HTS ταινίες είναι τυλιγμένες γύρω από έναν εύκαμπτο πυρήνα χαλκού. Στο εξωτερικό της ηλεκτρικής μόνωσης βρίσκεται ακόμα ένα στρώμα υπεραγώγιμης ταινίας, λειτουργώντας ως μία ψυχρή προστασία για το μονοφασικό καλώδιο. Το υγρό άζωτο ρέει ανάμεσα στα δύο HTS στρώματα και έξω από αυτά, παρέχοντας την απαιτούμενη ψύξη για τη λειτουργία τους στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Ακόμα, λειτουργεί και ως διηλεκτρικό υλικό, παρέχοντας μόνωση ανάμεσα στον κεντρικό αγωγό και στο εξωτερικό στρώμα θωράκισης. Η εν λόγω σχεδίαση είναι γνωστή ως ομοαξονική σχεδίαση HTS καλωδίου “ψυχρού” διηλεκτρικού. Το κόστος κατασκευής του τύπου αυτού είναι αυξημένο, καθώς απαιτείται η μέγιστη ποσότητα HTS υλικού για τη μεταφορά μίας δεδομένης ποσότητας ισχύος. Ωστόσο, η αυξημένη ποσότητα HTS υλικού παρέχει αρκετά πλεονεκτήματα που μειώνουν το κόστος λειτουργίας. Τα σημαντικότερα από αυτά είναι η αυξημένη αγωγιμότητα σε ισχυρά ρεύματα, οι μειωμένες απώλειες AC, η χαμηλότερη επαγωγή στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας και η πλήρης εξάλειψη όλων των ηλεκτρομαγνητικών πεδίων στο εξωτερικό του καλωδίου. Η μείωση των απωλειών AC επιτρέπει την τοποθέτηση των μονάδων του συστήματος ψύξης σε μεγαλύτερη απόσταση, αυξάνοντας την αξιοπιστία λειτουργίας του. Τέλος, η επαγωγή ενός HTS καλωδίου τύπου “ψυχρού” διηλεκτρικού είναι σημαντικά χαμηλότερη από την αντίστοιχη ενός συμβατικού αγωγού. Όπως είναι γνωστό, η ροή ισχύος σε ένα δίκτυο είναι αντιστρόφως ανάλογη της σύνθετης αντίστασης του αγωγού μεταφοράς. Έτσι, το HTS καλώδιο έχει τη δυνατότητα εξυπηρέτησης

σημαντικά μεγαλύτερου φορτίου σε σχέση με τους συμβατικούς αγωγούς, για μία δεδομένη διατομή.

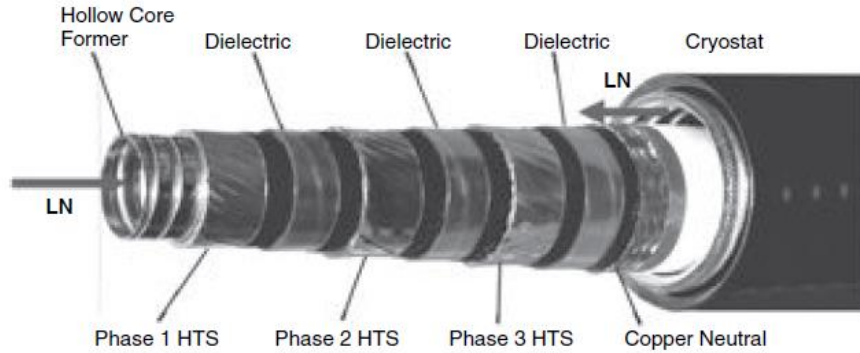
Στο σχήμα 2.30 απεικονίζεται η δομή ενός μονοφασικού HTS καλωδίου τύπου “ψυχρού” διηλεκτρικού.



Σχήμα 2.30: Δομή HTS καλωδίου τύπου “ψυχρού” διηλεκτρικού, μίας φάσης.

Η τρίτη από τις επικρατέστερες συνδεσμολογίες υπεραγώγιμων καλωδίων είναι η σχεδίαση TriaxTM. Σε έναν τριφασικό αγωγό τύπου Triax, οι τρεις φάσεις περιέχονται σε ένα κοινό καλώδιο. Ο συγκεκριμένος τύπος υπεραγώγιμου καλωδίου χαρακτηρίζεται από την ελάχιστη σύνθετη αντίσταση στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας, σε σχέση με τις υπόλοιπες συνδεσμολογίες. Για την κατασκευή του απαιτείται η ελάχιστη ποσότητα HTS ταινιών, μειώνοντας σημαντικά το κόστος κατασκευής. Οι τρεις φάσεις είναι κατανομημένες σε τρεις υπεραγώγιμες ταινίες, οι οποίες είναι μονωμένες μεταξύ τους με διηλεκτρικό υλικό. Οι υπεραγώγιμες ταινίες με τα διηλεκτρικά υλικά στηρίζονται μηχανικά σε μία κοίλη διάταξη, που βρίσκεται στο κέντρο του αγωγού. Η σχεδίαση αυτή μειώνει τις απώλειες AC, μειώνοντας παράλληλα το θερμικό φορτίο που καλείται να απομακρύνει το σύστημα ψύξης. Η ομόκεντρη διάταξη των τριών φάσεων εμποδίζει την παραγωγή εξωτερικών ηλεκτρομαγνητικών πεδίων. Σε σχέση με τα HTS καλώδια τύπου “ψυχρού” διηλεκτρικού, τα καλώδια τύπου Triax απαιτούν τη μισή ποσότητα υπεραγώγιμου υλικού για την κατασκευή τους. Ακόμα καταλαμβάνουν σημαντικά λιγότερο χώρο, καθώς ένα καλώδιο Triax τριών φάσεων είναι ίδιο σε όγκο με ένα μονοφασικό HTS καλώδιο “ψυχρού” ή “θερμού” τύπου. Εξωτερικά το τριφασικό καλώδιο είναι μηχανικά και θερμικά μονωμένο, ώστε να είναι ανθεκτικό σε τυπικές βιομηχανικές

συνθήκες. Τέλος, η ψύξη επιτυγχάνεται με τη ροή υγρού αζώτου μέσα από τον κεντρικό κοίλο αγωγό κατά μήκος του καλωδίου. Το θερμό άζωτο, που έχει δεσμεύσει το θερμικό φορτίο, επιστρέφει στον κρυοκαταψύκτη μέσω του κενού που βρίσκεται ανάμεσα στο εξωτερικό στρώμα της μόνωσης του καλωδίου και στο εσωτερικό τοίχωμα του κρυοστάτη.



Σχήμα 2.31: Δομή HTS καλωδίου τύπου Triax, τριών φάσεων.

2.7.2 Σχεδιαστικές προκλήσεις και μελλοντικοί στόχοι

Οι υπόγειες γραμμές μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας, με μόνωση πολυαιθυλενίου, χρησιμοποιούνται παγκοσμίως από τη δεκαετία του 1960. Σήμερα, οι υπόγειες γραμμές πολυαιθυλενίου χρησιμοποιούνται παγκοσμίως σε τάσεις που φτάνουν τα 400kV. Οι υπόγειες γραμμές μεταφοράς έχουν εφαρμογή σε περιοχές όπου δεν υπάρχει χώρος για την κατασκευή εναέριων γραμμών. Τυπικά παραδείγματα αποτελούν τα μεγάλα αστικά κέντρα και οι θαλάσσιες περιοχές. Η λειτουργία τους είναι εξαιρετικά αξιόπιστη και δεν επηρεάζονται από ακραία καιρικά φαινόμενα (πάγος, θύελλες). Η μεγαλύτερη πρόκληση στη σχεδίαση HTS αγωγών ρεύματος είναι να ανταγωνιστούν την αξιόπιστη λειτουργία και το χαμηλό λειτουργικό κόστος των υπόγειων καλωδίων πολυαιθυλενίου. Από την πλευρά των εταιρειών ηλεκτρικής ενέργειας, σημαντικά κριτήρια επιλογής αποτελούν το χαμηλό κόστος κεφαλαίου και το λειτουργικό κόστος, η αξιοπιστία λειτουργίας, η απόσβεση των επενδύσεων σε ένα εύλογο χρονικό διάστημα, καθώς και η τελική τιμή που θα διαμορφωθεί για τον καταναλωτή.

Η πιο ελκυστική εφαρμογή των HTS καλωδίων είναι στη μεταφορά ηλεκτρικής ενέργειας σε μεγάλα αστικά κέντρα. Για την εφαρμογή τους σε ευρεία κλίμακα, πρέπει να πληρούν τις παρακάτω προϋποθέσεις:

- Χαμηλό κόστος κεφαλαίου και κόστος λειτουργίας.
- Αξιοπιστία λειτουργίας του συστήματος ψύξης.
- Υψηλή αποδοτικότητα κατά τη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας και κατά τη διάρκεια σφαλμάτων.
- Επαρκής διαθεσιμότητα.
- Ικανότητα περιορισμού ρευμάτων σφάλματος.

Κόστος κεφαλαίου και κόστος λειτουργίας

Τα κόστη των HTS καλωδίων, του κρυστάτη και του κρυοκαταψύκτη είναι αρκετά υψηλά. Το συνολικό κόστος κεφαλαίου ενός συστήματος HTS καλωδίων είναι 3 με 4 φορές μεγαλύτερο από εκείνο ενός συμβατικού συστήματος παρόμοιας ονομαστικής ισχύος. Παρά το πλεονέκτημα της σημαντικής οικονομίας χώρου, το υψηλό κόστος κεφαλαίου των HTS καλωδίων αποτελεί αποτρεπτικό παράγοντα για την εφαρμογή τους σε ηλεκτρικό δίκτυο. Οι κατασκευαστές έχουν θέσει ως στόχο ένα κόστος μικρότερο από 10\$/kA-m από το 1995, για τους υπεραγωγούς δεύτερης γενιάς. Ωστόσο, μία τέτοια μείωση δεν έχει επιτευχθεί μέχρι σήμερα. Για να γίνει εφικτή η ευρεία εφαρμογή των HTS καλωδίων, η τιμή τους πρέπει να κινηθεί στην τάξη των 5\$ με 10\$/kA-m. Σε εφαρμογές μικρού μήκους, μέσα σε αστικά κέντρα, η διαρροή θερμότητας από το καλώδιο του κρυστάτη και οι απώλειες στους τερματισμούς αποτελούν τα μεγαλύτερα θερμικά φορτία. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ο κρυοκαταψύκτης να λειτουργεί κοντά στην ονομαστική του λειτουργία, ανεξάρτητα από το φορτίο που εξυπηρετεί η γραμμή μεταφοράς. Η μεγάλη ισχύς ψύξης αυξάνει το λειτουργικό κόστος του HTS αγωγού.

Αξιοπιστία του συστήματος ψύξης

Το σύστημα ψύξης μίας εγκατάστασης HTS καλωδίων έχει πολύ σημαντικό ρόλο στη λειτουργία του. Σε περίπτωση βλάβης του συστήματος ψύξης, το HTS καλώδιο έχει τη δυνατότητα να εξυπηρετήσει το ονομαστικό φορτίο για πολύ μικρό χρονικό διάστημα. Για το λόγο αυτό, το σύστημα ψύξης πρέπει να είναι αξιόπιστο με χαμηλό κόστος λειτουργίας. Στη σημερινή αγορά τα διαθέσιμα συστήματα ψύξης είναι δαπανηρά, με δείκτες αξιοπιστίας κατώτερους από τους επιθυμητούς. Σε εγκαταστάσεις μικρής κλίμακας θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν κρυοκαταψύκτες

τύπου Gifford-McMahon. Ωστόσο, το κόστος τους για ισχύ ψύξης 300W στους 77K φτάνει τα 30.000\$. Ένας συνδυασμός διαφόρων τύπων ψυκτών, θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί για την επίτευξη της απαραίτητης ισχύος ψύξης σε πιο λογικό κόστος. Το ζήτημα της αξιοπιστίας θα μπορούσε να αντιμετωπιστεί με την ύπαρξη εφεδρικών καταψυκτών. Το σύστημα ψύξης είναι το σημαντικότερο μέρος ενός συστήματος HTS καλωδίων, καθώς τα καλώδια πρέπει να λειτουργούν κοντά στην ονομαστική θερμοκρασία λειτουργίας, για να εξυπηρετήσουν οποιοδήποτε φορτίο. Το γεγονός αυτό καθιστά απαραίτητη την αξιόπιστη σχεδίαση του συστήματος ψύξης, τόσο σε επίπεδο εξαρτημάτων, όσο και σε επίπεδο ενσωμάτωσης στο σύστημα. Σε επίπεδο εξαρτημάτων τυπικοί καταψυκτές έχουν χρησιμοποιηθεί για την ψύξη του υγρού αζώτου εδώ και αρκετές δεκαετίες. Η τυπική τεχνολογία των καταψυκτών διαθέτει υψηλή αξιοπιστία και εφαρμόζεται σε πολλούς τομείς της βιομηχανίας.

Απόδοση στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας και κατά τη διάρκεια σφαλμάτων

Εξαιτίας του υψηλού κόστους των HTS υλικών, η ελαχιστοποίηση της ποσότητάς τους στο τελικό καλώδιο αποτελεί έναν από τους σημαντικότερους σχεδιαστικούς στόχους. Η ποσότητα υπεραγώγιμου υλικού που χρησιμοποιείται επαρκεί συνήθως για να άγει ρεύμα υπερφόρτωσης, μέχρι και διπλάσιο του ονομαστικού. Ωστόσο, σε ένα σύστημα καλωδίων μπορεί να αναπτυχθούν ρεύματα σφάλματος από 40 έως και 80kA. Τόσο υψηλά ρεύματα προκαλούν διακοπή της υπεραγώγιμης κατάστασης των καλωδίων. Με τον τρόπο αυτό δημιουργούνται απώλειες Joule, αυξάνοντας περαιτέρω τη θερμοκρασία, με αποτέλεσμα την πλήρη διακοπή της αγωγής των καλωδίων. Υψηλά ρεύματα δημιουργούνται κατά την εκκίνηση μεγάλων κινητήρων επαγωγής, καθώς και κατά το άνοιγμα και κλείσιμο διακοπών σε μετασχηματιστές. Επίσης, η διακοπή της υπεραγώγιμης κατάστασης είναι πιθανό να μην είναι ομοιόμορφη κατά μήκος του καλωδίου. Ένα τμήμα τοπικής υπερθέρμανσης, λόγω ανομοιόμορφης διακοπής της υπεραγωγιμότητας, ενδέχεται να προκαλέσει φθορά του καλωδίου. Μία μακροχρόνια λειτουργία των HTS καλωδίων σε ηλεκτρικό δίκτυο είναι απαραίτητη, ώστε να καθοριστούν ακριβώς οι σχεδιαστικές και λειτουργικές προδιαγραφές. Ένα σημαντικό μειονέκτημα των HTS καλωδίων είναι ο μη αμελητέος χρόνος επαναφοράς στην υπεραγώγιμη κατάσταση, μετά από μία διακοπή. Η αιτία για την καθυστέρηση αυτή είναι η αδυναμία της άμεσης ψύξης, μέχρι την ονομαστική θερμοκρασία λειτουργίας. Τα καλώδια υψηλής τάσης είναι δυσκολότερο να ψυχθούν,

εξαιτίας του μεγάλου πάχους της διηλεκτρικής μόνωσης του HTS υλικού. Κατά τη διάρκεια της διακοπής της υπεραγωγιμότητας του HTS καλωδίου, είναι απαραίτητη η ύπαρξη εναλλακτικών αγωγών για την εξυπηρέτηση των φορτίων, ώστε να μη διακοπεί η ηλεκτροδότηση των τελικών καταναλωτών.

Διαθεσιμότητα

Όλα τα HTS καλώδια απαιτούν σημαντικό χρόνο για να ψυχθούν, από θερμοκρασία δωματίου στην ονομαστική θερμοκρασία λειτουργίας τους. Η χρονική διάρκεια ψύξης κυμαίνεται από μερικές ημέρες, έως και μερικές εβδομάδες. Κατά τη διάρκεια της ψύξης πρέπει να είναι διαθέσιμοι εναλλακτικοί αγωγοί, ώστε να εξυπηρετήσουν το φορτίο των HTS καλωδίων. Έτσι, μέχρι το HTS καλώδιο να επανέλθει στην υπεραγώγιμη κατάσταση, επιτελεί μόνο υποστηρικτικό ρόλο στο ηλεκτρικό δίκτυο. Τα υπεραγώγιμα καλώδια έχουν προταθεί για τη διασύνδεση απομακρυσμένων αιολικών πάρκων. Εξαιτίας της αστάθειας της ισχύος των ανεμογεννητριών, μία τέτοια εφαρμογή θα είχε σοβαρά προβλήματα αξιοπιστίας.

Περιορισμός ρευμάτων σφάλματος

Πολλοί κατασκευαστές HTS καλωδίων προτείνουν την ενσωμάτωση της δυνατότητας περιορισμού ρευμάτων, που προκαλούνται από σφάλματα στα απλά HTS καλώδια. Ένα καλώδιο με τέτοιου είδους δυνατότητες δοκιμάζεται στο smart grid Con Edison, στην πόλη της Νέας Υόρκης των ΗΠΑ. Ωστόσο, καλώδια με δυνατότητα περιορισμού είναι πιθανό να έχουν αυξημένο χρόνο επαναφοράς, μετά από διακοπές της υπεραγώγιμης κατάστασης. Με την εκδήλωση υψηλών ρευμάτων σφάλματος, παρατηρείται διακοπή της υπεραγώγιμης κατάστασης και αύξηση της αντίστασης του HTS καλωδίου.

Η αυξημένη αντίσταση, η οποία προσεγγίζει τα επίπεδα μονωτικών υλικών, περιορίζει τα ρεύματα σφάλματος και έτσι το HTS καλώδιο λειτουργεί από τη φύση του ως διακοπτικό στοιχείο. Είναι απαραίτητο ένα ελάχιστο μήκος HTS καλωδίου, ώστε να γίνει αποτελεσματικά η απόσβεση του μέγιστου ρεύματος σφάλματος. Το μήκος εξαρτάται από την τάση που αναπτύσσεται στα άκρα του καλωδίου, κατά τη διάρκεια του σφάλματος. Η μετάβαση του HTS καλωδίου από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση, συνήθως δεν είναι ομοιόμορφη. Το γεγονός αυτό έχει ως αποτέλεσμα το σχηματισμό τοπικών σημείων πολύ υψηλής θερμοκρασίας,

φθείροντας το καλώδιο. Η απόδοση και η αξιοπιστία των συστημάτων HTS καλωδίων σε πραγματικά φορτία πρέπει να μελετηθεί και να δοκιμαστεί διεξοδικά, πριν την εφαρμογή τους σε δίκτυα ευρείας κλίμακας.

Τα ομοαξονικά HTS καλώδια με HTS θωρακίσεις, χαρακτηρίζονται από πολύ χαμηλή σύνθετη αντίσταση στη μόνιμη κατάσταση λειτουργίας. Κατά τη διάρκεια ενός σφάλματος το ρεύμα αναμένεται να λάβει τιμές έως και 80kA. Όταν το ρεύμα σφάλματος γίνει μεγαλύτερο από το κρίσιμο, παρατηρείται άμεση μετάβαση από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση. Με την αύξηση του ρεύματος, η κανονική κατάσταση χαρακτηρίζεται αρχικά από σχετικά χαμηλή αντίσταση. Όταν το ρεύμα σφάλματος γίνει πολλαπλάσιο της ονομαστικής τιμής ρεύματος, το HTS υλικό αποκτά την πλήρη αντίσταση κανονικής κατάστασης (της τάξης των 100μΩ-cm). Σε συνθήκες σφάλματος, η μετάβαση στην κανονική κατάσταση γίνεται μέσα σε μερικά milliseconds, δηλαδή σε λιγότερο από μία περίοδο των AC μεγεθών. Έπειτα, όλα τα ρεύματα μετατοπίζονται στον πυρήνα χαλκού. Έτσι, όταν το ρεύμα σφάλματος είναι χαμηλό και δεν παρατηρείται μετάβαση από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση, το καλώδιο διατηρεί την πολύ χαμηλή σύνθετη αντίσταση. Αντίθετα, σε υψηλά ρεύματα σφάλματος το καλώδιο μεταβαίνει στην κανονική κατάσταση και αποκτά υψηλότερη σύνθετη αντίσταση, σε σχέση με ένα συμβατικό καλώδιο χαλκού.

2.7.3 Κατασκευαστικά ζητήματα

Πολλά HTS καλώδια έχουν κατασκευαστεί και δοκιμαστεί επιτυχώς. Τα περισσότερα έχουν υλοποιηθεί με τη χρήση συμβατικών μηχανών κατασκευής καλωδίων, με ελάχιστες τροποποιήσεις. Επίσης, έχουν πραγματοποιηθεί επιτυχώς οι απαραίτητες τεχνικές συγκόλλησης, τερματισμού, καθώς και η λειτουργία των αντίστοιχων συστημάτων ψύξης. Ένα μειονέκτημα των HTS καλωδίων είναι η αδυναμία της άμεσης επαναφοράς στην υπεραγώγιμη κατάσταση, μετά από ένα σφάλμα. Ο χρόνος επαναφοράς είναι δυνατόν να μειωθεί με την άμεση παροχή αποθεμάτων ψυκτικού μέσου (συνήθως υγρό άζωτο). Ένας γρήγορος τρόπος παροχής του ψυκτικού μέσου στους υπεραγωγούς, είναι η μεταφορά του μέσω του δικτύου βιομηχανικών αερίων.

Η αναγκαιότητα διατήρησης της θερμοκρασίας των HTS καλωδίων σε κρυογονικά επίπεδα, εισάγει έναν επιπλέον δείκτη αξιοπιστίας στη λειτουργία του συστήματος. Για τη βελτίωση της αξιοπιστίας του συστήματος ψύξης, εξελίσσονται καταψύκτες τύπου παλμού-σωλήνα, με τα ελάχιστα δυνατά κινούμενα μέρη. Κατασκευαστικά

ζητήματα των HTS καλωδίων σχετίζονται με την παραγωγή HTS αγωγών υψηλής τάσης, καθώς και με τη διηλεκτρική τους μόνωση. Αφορούν επίσης τη συνεχή κατασκευή κρυστατών, τη συγκόλληση και τον τερματισμό των καλωδίων, καθώς και θέματα γείωσης.

HTS αγωγοί

Τόσο το BSCCO-2223, όσο και το YBCO-123, είναι κατάλληλοι υπεραγωγοί για την κατασκευή HTS καλωδίων. Υπεραγώγιμα υλικά, από διάφορους κατασκευαστές, έχουν χρησιμοποιηθεί με επιτυχία για την κατασκευή πρωτότυπων μοντέλων HTS καλωδίων.

Διηλεκτρικές εφαρμογές

Τα δημοφιλέστερα υλικά για τη μόνωση των HTS καλωδίων είναι τα Kαρτον και Nomex και το ισοδύναμο φύλλο χαρτιού πολυπροπυλενίου-κυπαρίνης. Τα υλικά αυτά εφαρμόζονται μετά από λείανση κατάλληλου αριθμού υπεραγώγιμων ταινιών, πάχους περίπου 1 ίντσας. Οι τεχνικές που χρησιμοποιούνται είναι ίδιες με αυτές που συνηθίζονται στα συμβατικά καλώδια.

Κρυστάτες

Ο μονωμένος κρυστάτης κενού, που φαίνεται στο σχήμα 2.32 αποτελείται από δύο ομόκεντρους εύκαμπτους σωλήνες. Οι σωλήνες είναι κατασκευασμένοι από ανοξείδωτο ατσάλι, με μειωμένη περιεκτικότητα σε άνθρακα.



Σχήμα 2.32: Κρυστάτης με θερμική μόνωση για HTS αγωγούς.

Η εξωτερική επιφάνεια του εσωτερικού σωλήνα καλύπτεται με στρώματα πολύ ισχυρής μόνωσης. Ένας διαχωριστής, με χαμηλές θερμικές απώλειες, χωρίζει τον εσωτερικό από τον εξωτερικό σωλήνα. Ένα μικροσκοπικό μοριακό φίλτρο εξασφαλίζει τη διατήρηση του κενού ανάμεσα στους σωλήνες, για μεγάλο χρονικό διάστημα.

Ο κρυστάτης διαθέτει στο εξωτερικό του προστατευτικό κάλυμμα πολυαιθυλενίου. Οι κρυστάτες συναρμολογούνται, δοκιμάζονται και εκκενώνονται εσωτερικά στο εργοστάσιο. Το γεγονός αυτό επιτρέπει μία απλή και οικονομική εγκατάσταση στο χώρο του τελικού δικτύου. Η μηχανική ευκαμψία των κρυστατών επιτρέπει χειρισμούς ίδιους με των συμβατικών καλωδίων. Οι εύκαμπτοι κρυστάτες έχουν κατασκευαστεί και εγκατασταθεί με επιτυχία σε ένα μεγάλο αριθμό πρωτότυπων HTS καλωδίων.

Τερματισμοί HTS καλωδίων

Κάθε μήκος HTS καλωδίου έχει δύο τερματισμούς, οι οποίοι συνδέουν το ψυχρό άκρο του καλωδίου με τα εξαρτήματα που βρίσκονται σε θερμοκρασία δωματίου. Μέσα στους τερματισμούς βρίσκεται ένας αγωγός ρεύματος, που συνδέει το υπεραγώγιμο καλώδιο με ένα δακτύλιο από συμβατικό αγωγό. Ο αγωγός ρεύματος χειρίζεται τη μετάβαση στη θερμοκρασία δωματίου, λαμβάνοντας υπόψη τις διηλεκτρικές απαιτήσεις του καλωδίου και των τερματισμών. Παράλληλα ελαχιστοποιεί τη θερμική αγωγιμότητα από το άκρο που βρίσκεται σε θερμοκρασία δωματίου, προς στο ψυχρό άκρο. Οι τερματισμοί των καλωδίων ελέγχουν επίσης τη ροή του υγρού αζώτου, που είναι απαραίτητο για την ψύξη των HTS αγωγών. Τέτοιου είδους τερματισμοί έχουν κατασκευαστεί και ενσωματωθεί με επιτυχία σε πρωτότυπα HTS καλώδια, με τάσεις μέχρι 138kV.

Συγκόλληση καλωδίων

Οι κολλήσεις μεταξύ των υπεραγώγιμων καλωδίων είναι απαραίτητες, εξαιτίας του περιορισμένου μήκους κατασκευής τους από το εργοστάσιο. Η κόλληση πρέπει να διαθέτει την ελάχιστη δυνατή αντίσταση και να επιτρέπει τη ροή του υγρού αζώτου και προς τις δύο κατευθύνσεις. Σε κάποιες κολλήσεις είναι απαραίτητη η εγκατάσταση ενδιάμεσων σταθμών ψύξης. Μία τέτοια διάταξη είναι πιο δύσκολο να κατασκευαστεί σε καλώδιο τύπου Triax, όπου το υγρό άζωτο κυκλοφορεί μέσα από

την οπή του καλωδίου. Η βελτίωση των συνδέσεων, μεταξύ των επιμέρους καλωδίων, πραγματοποιείται σε εργαστηριακό επίπεδο από τους κατασκευαστές.

Επισκευές σε περίπτωση βλάβης

Ένα καλώδιο ενδέχεται να υποστεί φθορές λόγω ηλεκτρικών ή μηχανικών καταπονήσεων. Είναι απαραίτητη η τυποποίηση διαδικασιών και κατάλληλων εργαλείων, για την κατασκευή τους στο χώρο λειτουργίας τους. Δεν είναι ξεκάθαρο από τα δεδομένα των εταιρειών του χώρου τι εξέλιξη υπάρχει σε αυτό τον τομέα.

2.7.4 Πρωτότυπες κατασκευές HTS καλωδίων

Ένας μεγάλος αριθμός πρωτότυπων HTS καλωδίων έχει κατασκευαστεί και δοκιμαστεί με επιτυχία μέχρι σήμερα. Παρακάτω παρατίθενται οι κυριότερες κατασκευές, οι οποίες λειτουργούν σε πραγματικές συνθήκες ηλεκτρικών δικτύων στις ΗΠΑ.

HTS καλώδια υψηλής τάσης

Η American Superconductor και η Nexans έχουν κατασκευάσει και εγκαταστήσει HTS καλώδιο τάσης 138kV, με δυνατότητα αγωγής ρεύματος 2500 A. Η εγκατάσταση έχει γίνει στο ηλεκτρικό δίκτυο του Long Island της Νέας Υόρκης και χρησιμοποιεί υπεραγωγό υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας πρώτης γενιάς σε μονοφασικό καλώδιο. Ο σκοπός του συγκεκριμένου προγράμματος είναι η εκτίμηση των ιδιοτήτων ενός HTS καλωδίου, κατά την ενσωμάτωσή του στο ηλεκτρικό δίκτυο του Long Island. Το μήκος του είναι περίπου 800 μέτρα και αποτελεί μόνιμο κομμάτι του δικτύου μεταφοράς υψηλής τάσης. Αποτελεί την πρώτη εγκατάσταση HTS καλωδίου σε ενεργό ηλεκτρικό δίκτυο, σε επίπεδο υψηλής τάσης μεταφοράς. Το καλώδιο τάσης 138 kV έχει ικανότητα τροφοδότησης ηλεκτρικής ενέργειας σε 300.000 οικισμούς και αποτελεί αναπόσπαστο μέρος του δικτύου του Long Island. Το τμήμα του HTS καλωδίου ενεργοποιήθηκε στις 22 Απριλίου του 2008 και έκτοτε είναι σε μόνιμη λειτουργία.



Σχήμα 2.33: Εγκατάσταση HTS μονοφασικού αγωγού στο Long Island της Νέας Υόρκης από τις American Superconductor και Nexans.

HTS καλώδια μέσης τάσης

Οι εταιρείες Super Power και Sumitomo κατασκεύασαν και εγκατέστησαν HTS καλώδιο τάσης 34.5 kV και ρεύματος 800 A, στο εθνικό δίκτυο των ΗΠΑ στην περιοχή Albany της Νέας Υόρκης. Στο συγκεκριμένο αγωγό χρησιμοποιήθηκε HTS καλώδιο πρώτης γενιάς στο μεγαλύτερο μήκος του, ενώ αργότερα ενσωματώθηκε και τμήμα HTS καλωδίου δεύτερης γενιάς. Σκοπός του συγκεκριμένου προγράμματος ήταν η ενσωμάτωση υπεραγώγιμου καλωδίου στο ενεργό δίκτυο της περιοχής Albany. Είναι η πρώτη εφαρμογή όπου υπάρχει συγκόλληση μεταξύ υπεραγωγών πρώτης και δεύτερης γενιάς. Το καλώδιο χρησιμοποιεί τεχνολογία τριών πυρήνων, με τρεις πυρήνες χαλκού να βρίσκονται μέσα σε έναν ενιαίο κρυστάλλι. Κάθε πυρήνας περιβάλλεται από στρώματα HTS καλωδίου και ηλεκτρικής μόνωσης, ενώ ολόκληρη η δομή του καλωδίου βρίσκεται μέσα σε υγρό άζωτο, με εξωτερική θερμική μόνωση.

Η διάταξη είναι τύπου “ψυχρού” διηλεκτρικού, στην οποία το ψυκτικό υγρό και η θερμική μόνωση περιβάλλουν την ηλεκτρική μόνωση του καλωδίου. Το καλώδιο είναι σχεδιασμένο ώστε να άγει 800 A σε τάση 34.5 kV. Έχει μήκος 350 μέτρα και είναι εγκαταστημένο κάτω από τη γη, στην περιοχή Albany της Νέας Υόρκης, ανάμεσα σε δύο υποσταθμούς του εθνικού δικτύου των ΗΠΑ. Στο πρόγραμμα αυτό πραγματοποιήθηκε η πρώτη κόλληση μεταξύ υπεραγώγιμων καλωδίων, ώστε να γίνουν εφικτά μεγαλύτερα μήκη από τα διαθέσιμα των εργοστασίων.

Στη δεύτερη φάση του έργου, ένα τμήμα υπεραγωγού μήκους 30 μέτρων αντικαταστάθηκε από HTS καλώδιο δεύτερης γενιάς. Τα καλώδια δεύτερης γενιάς έχουν καλύτερη απόδοση και οικονομικά οφέλη, σε σχέση με τα καλώδια πρώτης γενιάς. Αναμένεται να επιταχύνουν την είσοδο της υπεραγώγιμης τεχνολογίας στην αγορά καλωδίων μεταφοράς ηλεκτρικής ενέργειας. Παράλληλα, η εταιρεία συστημάτων ψύξης Linde ανέπτυξε ένα σύστημα ψύξης, που πληροί τα αυστηρά πρότυπα αξιοπιστίας και αποδοτικότητας που είναι απαραίτητα για τη βιομηχανική του εφαρμογή. Η πρώτη φάση του προγράμματος ξεκίνησε στις 20 Ιουλίου του 2006. Λειτούργησε χωρίς προβλήματα αξιοπιστίας, ως αναπόσπαστο μέρος του εθνικού δικτύου των ΗΠΑ, εξυπηρετώντας φορτίο ισοδύναμο με το φορτίο 25.000 σπιτιών. Τέθηκε εκτός λειτουργίας εννέα μήνες αργότερα, ώστε να αρχίσει η δεύτερη φάση του προγράμματος με την εγκατάσταση HTS καλωδίου δεύτερης γενιάς. Ήταν η πρώτη εγκατάσταση HTS καλωδίου δεύτερης γενιάς σε ενεργό ηλεκτρικό δίκτυο.



Σχήμα 2.34: Εγκατάσταση HTS καλωδίου σε επίπεδο μέσης τάσης στην περιοχή Albany της Νέας Υόρκης. Το πρόγραμμα ήταν σύμπραξη των εταιρειών Super Power και Sumitomo.

HTS καλώδια μέσης τάσης τύπου Triax

Η εταιρεία Southwire, σε συνεργασία με την ntk Cables, κατασκεύασαν και εγκατέστησαν HTS καλώδιο τύπου Triax στην περιοχή Columbus, στο Ohio των ΗΠΑ. Ο συγκεκριμένος αγωγός λειτουργεί σε τάση 13.2kV και μπορεί να μεταφέρει ρεύμα 3000 A, χρησιμοποιώντας HTS υπεραγωγό πρώτης γενιάς.

Σκοπός του προγράμματος είναι η δοκιμή ενός HTS καλωδίου μεγάλου μήκους, σε πραγματικές περιβαλλοντικές καταπονήσεις και σε πραγματικά ηλεκτρικά φορτία. Το HTS καλώδιο έχει τη δυνατότητα αγωγής 3-5 φορές μεγαλύτερης ισχύος, σε σχέση με ένα συμβατικό αγωγό. Με την αντικατάσταση των συμβατικών καλωδίων από υπεραγωγία μπορεί να αντιμετωπιστεί η αυξανόμενη ζήτηση σε ισχύ στις αστικές περιοχές, χωρίς την ανάγκη κατασκευής νέων διατάξεων.

Το καλώδιο τύπου Triax ενσωματώνει και τις τρεις φάσεις της γραμμής μεταφοράς σε ένα καλώδιο. Ο σχηματισμός αυτός μειώνει το θερμικό φορτίο του συστήματος ψύξης και οι ομόκεντρες φάσεις εμποδίζουν σε μεγάλο βαθμό την ανάπτυξη εξωτερικών πεδίων. Επιπλέον, η συγκεκριμένη σχεδίαση απαιτεί τη μισή ποσότητα υπεραγωγίου υλικού, σε σχέση με τα ομοαξονικά HTS καλώδια. Ο χώρος που καταλαμβάνει είναι λιγότερος σε σχέση με τις υπόλοιπες σχεδιάσεις, καθιστώντας το κατάλληλο για εγκατάσταση σε μεγάλα αστικά κέντρα. Το μήκος του καλωδίου είναι 200 μέτρα και τέθηκε σε λειτουργία στις 8 Αυγούστου του 2006. Η λειτουργία του από τότε δεν παρουσίασε προβλήματα, εξυπηρετώντας φορτίο ισοδύναμο με αυτό 36.000 σπιτιών. Το μεγαλύτερο μέρος του καλωδίου τοποθετήθηκε σε υπόγειο αγωγό και το συνολικό του μήκος αποτελείται από επιμέρους συνδεδεμένα υπεραγωγία καλώδια. Για την ψύξη του συστήματος χρησιμοποιείται ένας κρυοκαταψύκτης κενού, ενώ ένας κρυοκαταψύκτης τύπου παλμού-σωλήνα παρέχει περίπου το 40% της απαιτούμενης ισχύος.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Προσομοίωση Υπεραγώγιμου Καλωδίου Υψηλής Κρίσιμης Θερμοκρασίας με τη Μέθοδο των Πεπερασμένων Στοιχείων

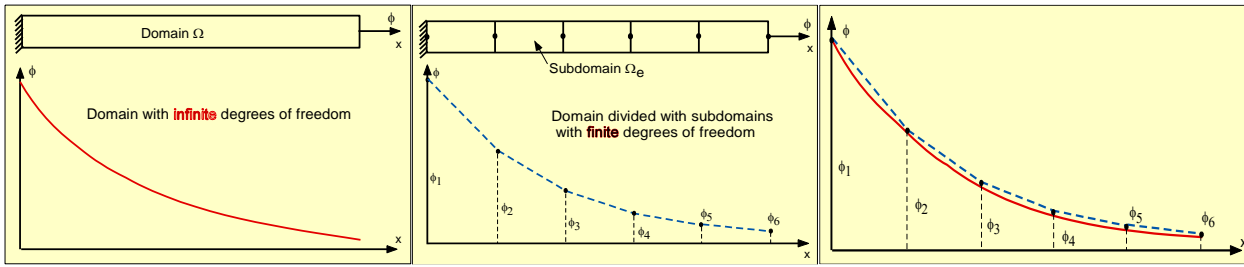
3.1 Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων

Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων είναι μία αριθμητική μέθοδος, η οποία χρησιμοποιείται στην επίλυση φυσικών συστημάτων με σύνθετες εξισώσεις κατάστασης. Σε περίπτωση που η γενική εξίσωση κατάστασης του προβλήματος έχει τη μορφή σύνθετης διαφορικής εξίσωσης, με άπειρους βαθμούς ελευθερίας, η επίλυσή της απαιτεί αρκετό χρόνο και αυξημένους πόρους υπολογιστικής ισχύος. Βασική ιδέα της μεθόδου αποτελεί η διαίρεση του συνεχούς συνολικού χώρου Ω του προβλήματος σε ένα σύνολο υποπεριοχών, οι οποίες χαρακτηρίζονται από απλούστερες εξισώσεις κατάστασης.

Το διακριτό μοντέλο που προκύπτει προσεγγίζεται από ένα σύνολο τμηματικά συνεχών εξισώσεων κατάστασης, οι οποίες χαρακτηρίζονται από πεπερασμένο αριθμό βαθμών ελευθερίας. Η μείωση των βαθμών ελευθερίας του συνεχούς φυσικού μοντέλου επιταχύνει κατά πολύ την επίλυση των εξισώσεων του συστήματος. Σε κάθε υποπεριοχή της διάταξης εξάγεται μία απλή γενική λύση των εξισώσεων, που αντιστοιχούν στις συνθήκες του προβλήματος. Η λύση κάθε επιμέρους στοιχείου αποτελεί συνάρτηση των αγνώστων μεγεθών των κόμβων, που ενώνουν τα στοιχεία μεταξύ τους. Με την εξαγωγή γενικών λύσεων για όλα τα στοιχεία του προβλήματος προκύπτει ένα πεπερασμένο σύνολο αλγεβρικών εξισώσεων της μορφής:

$$[K] \cdot \{\varphi\} = \{F\} \quad (1)$$

όπου $[K]$ είναι ο πίνακας που αντιστοιχεί στην αντίσταση των στοιχείων για αλλαγή της κατάστασής τους, όταν εφαρμόζονται σε αυτά εξωτερικά πεδία. Ο $[K]$ περιλαμβάνει παραμέτρους των επιμέρους στοιχείων, όπως χαρακτηριστικά γεωμετρίας και ιδιότητες υλικών. $\{F\}$ είναι ο πίνακας των εφαρμοζόμενων εξωτερικών πεδίων, ενώ $\{\varphi\}$ είναι ο πίνακας των αγνώστων μεταβλητών των κόμβων. Οι άγνωστες μεταβλητές φ των κόμβων είναι τα μεγέθη που υπολογίζονται κατά την επίλυση του συστήματος. Μετά τον υπολογισμό τους, με την επιλογή κατάλληλης συνάρτησης παρεμβολής, προσεγγίζονται οι μεταβλητές κατάστασης στο εσωτερικό των στοιχείων με τη μέθοδο της γραμμικής παρεμβολής.



Σχήμα 3.1: Βασική ιδέα της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων.

Η επίλυση ενός συνεχούς προβλήματος με τη μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων πραγματοποιείται σε συγκεκριμένα στάδια. Τα βήματα που ακολουθούνται για την επίλυση ενός μαγνητοστατικού προβλήματος είναι τα εξής:

- *Ο χωρισμός της επιφάνειας του προβλήματος σε διακριτά μέρη:* Το πρώτο βήμα είναι ο χωρισμός της περιοχής επίλυσης σε διακριτά στοιχεία. Το σύνολο N_e των διακριτών στοιχείων καλύπτει τη συνολική επιφάνεια του προβλήματος, χωρίς να υπάρχει κάποια επικάλυψη μεταξύ τους. Κάθε στοιχείο διαθέτει κοινούς κόμβους με τα γειτονικά του στοιχεία. Είναι δυνατή η συνύπαρξη στοιχείων διαφορετικών σχημάτων, με διαφορετικό αριθμό κόμβων. Το τελικό πλέγμα στοιχείων που προκύπτει δεν είναι ομοιογενές, ενώ η πυκνότητά του εξαρτάται από την απαιτούμενη ακρίβεια των αποτελεσμάτων της εκάστοτε περιοχής. Επίσης, περιοχές με μεγαλύτερο ρυθμό μεταβολής των μεταβλητών κατάστασης απαιτούν μεγαλύτερο αριθμό στοιχείων.
- *Επιλογή συνάρτησης παρεμβολής:* Το επόμενο βήμα είναι ο σχηματισμός κόμβων σε κάθε στοιχείο της διάταξης και η επιλογή κατάλληλης συνάρτησης παρεμβολής. Η συνάρτηση παρεμβολής αντιπροσωπεύει τη διακύμανση του μεταβλητού μαγνητικού πεδίου σε όλη την επιφάνεια των στοιχείων. Η μεταβλητή του πεδίου μπορεί να είναι βαθμωτή, διανυσματική ή τανυστής ανώτερης τάξης. Μία επιλογή συνάρτησης παρεμβολής είναι τα πολυώνυμα, καθώς είναι κατάλληλα για τις πράξεις της ολοκλήρωσης και της διαφορίσης. Ο βαθμός του πολυωνύμου που θα επιλεγεί εξαρτάται από τον αριθμό των κόμβων της διάταξης, τη φύση και τον αριθμό των αγνώστων σε κάθε κόμβο, καθώς και από ορισμένες συνθήκες συνέχειας μεταξύ των στοιχείων. Το μέγεθος της μεταβλητής του πεδίου, καθώς και το μέγεθος των παραγώγων της, είναι οι πιθανοί άγνωστοι των κόμβων.
- *Εξαγωγή των εξισώσεων του συστήματος από τις ιδιότητες των επιμέρους στοιχείων:* Στη μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων, οι εξισώσεις του συστήματος προκύπτουν από τις εξισώσεις του κάθε στοιχείου χωριστά. Αντίθετα, στη μέθοδο πεπερασμένων διαφορών οι εξισώσεις του συστήματος προκύπτουν από τις εξισώσεις των κόμβων.

- *Καθορισμός των συνοριακών συνθηκών του προβλήματος:* Πριν την επίλυση του προβλήματος, οι εξισώσεις του συστήματος πρέπει να τροποποιηθούν ώστε να λαμβάνονται υπόψη οι συνοριακές συνθήκες. Σε αυτό το στάδιο θέτουμε γνωστές τιμές στις εξαρτημένες μεταβλητές των κόμβων στα σύνορα του προβλήματος. Οι συνοριακές συνθήκες που ορίζονται είναι είτε τύπου Dirichlet, είτε τύπου Neumann, ανάλογα με την ύπαρξη ή μη εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.
- *Επίλυση του προβλήματος και πραγματοποίηση πρόσθετων υπολογισμών:* Οι εξισώσεις του συστήματος επιλύονται ώστε να προκύψουν οι άγνωστες μεταβλητές των κόμβων. Με βάση τα αποτελέσματα στους κόμβους, εξάγονται αντίστοιχα αποτελέσματα στην υπόλοιπη επιφάνεια του προβλήματος, μέσω της μεθόδου της γραμμικής παρεμβολής. Τα αποτελέσματα συνήθως προβάλλονται σε μορφή γραφικών παραστάσεων ή σχημάτων, για να είναι δυνατή η αξιολόγηση της εξέλιξης του προβλήματος.

3.2 Μοντελοποίηση Υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας σε εναλλασσόμενα μαγνητικά πεδία

Ένα από τα σημαντικότερα ζητήματα στην εμπορευματοποίηση των υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας είναι η μείωση των απωλειών ενέργειας, κατά τη λειτουργία τους σε εναλλασσόμενα πεδία και ρεύματα. Η μοντελοποίηση, με τη χρήση της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων, είναι ιδιαίτερα χρήσιμη για την πρόβλεψη των AC απωλειών των HTS υλικών σε ενεργειακές εφαρμογές. Με αυτόν τον τρόπο είναι δυνατή η βελτιστοποίηση του σχεδιασμού τους πριν το στάδιο της κατασκευής. Το κυριότερο εμπόδιο στον υπολογισμό των AC απωλειών είναι ο μη γραμμικός χαρακτήρας της αντίστασης των υπεραγωγίων υλικών. Η μοντελοποίηση δεν είναι δυνατόν να πραγματοποιηθεί με τα έτοιμα εργαλεία των προγραμμάτων προσομοίωσης, αλλά πρέπει να μελετηθεί ως ένα μεταβατικό φαινόμενο.

Το μοντέλο με το οποίο υλοποιήθηκε η παρούσα προσομοίωση βασίζεται στη δημοσίευση των Roberto Brambilla και Francesco Grilli (vo. 9 στη βιβλιογραφία). Το μοντέλο αποτελείται από μία διάταξη δύο διαστάσεων, όπου λαμβάνεται υπόψη η διατομή του υπεραγωγίου καλωδίου και θεωρείται κάθετη στη διεύθυνση του ρεύματος. Τα αριθμητικά αποτελέσματα της προσομοίωσης βασίζονται στην επίλυση των εξισώσεων Maxwell. Το μοντέλο έχει χρησιμοποιηθεί με επιτυχία στην προσομοίωση υπεραγωγίων ταινιών και καλωδίων, σε ένα μεγάλο εύρος διατομών.

Τα υπεραγώγιμα υλικά, σε αντίθεση με τα συνήθη υλικά σταθερής ειδικής αντίστασης ρ , μοντελοποιούνται με τη βοήθεια μίας μη γραμμικής ειδικής αντίστασης. Η αντίσταση των υπεραγώγιμων υλικών εξαρτάται από την πυκνότητα ρεύματος J , σύμφωνα με τον ακόλουθο εμπειρικό τύπο:

$$\rho(J) = \frac{E_c}{J_c} \cdot \left| \frac{J}{J_c} \right|^{n-1}$$

όπου $J_c \approx 10^8 - 10^{10} \frac{A}{m^2}$ είναι η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος και $E_c \approx 10^{-4} \frac{V}{m}$ είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου όταν η πυκνότητα ρεύματος παίρνει την κρίσιμη τιμή J_c . Ο εκθέτης $n=25-50$ προκύπτει από τα πειραματικά δεδομένα και χαρακτηρίζει την ταχύτητα μετάβασης από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση.

Γενικότερα, τα υπεραγώγιμα καλώδια χαρακτηρίζονται από ανισοτροπία, με το κρίσιμο ρεύμα $J_c(\theta, |B|)$ και τον εκθέτη $n(\theta, |B|)$ να εξαρτώνται από τη γωνία του καλωδίου με το διάνυσμα μαγνητικής επαγωγής \vec{B} του πεδίου. Για λόγους απλοποίησης, στην παρούσα προσομοίωση τα συγκεκριμένα μεγέθη θεωρούνται ισοτροπικά με σταθερή τιμή. Ως αρχική συνθήκη ορίστηκε ότι $H=0$ για $t=0$, ώστε να διασφαλιστεί η μοναδικότητα της λύσης της εξίσωσης $H(t)=0$ για $t>0$.

Στο μοντέλο δύο διαστάσεων που χρησιμοποιήθηκε λήφθηκαν υπόψη οι διαστάσεις της διατομής του καλωδίου κατά τις διευθύνσεις x και y , ενώ κατά τον άξονα z θεωρήθηκε άπειρο το μήκος του καλωδίου. Η συγκεκριμένη προσέγγιση είναι επαρκής για τις περισσότερες μορφολογίες υπεραγώγιμων καλωδίων και ταινιών. Οι εξισώσεις του Maxwell εκφράζονται ως συνάρτηση των συνιστωσών της έντασης του μαγνητικού πεδίου κατά τον x και y άξονα, δηλαδή της H_x και H_y . Η ειδική αντίσταση ρ εξαρτάται από την πυκνότητα ρεύματος J , η οποία αποτελεί μία συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου με βάση την εξίσωση Maxwell:

$$\nabla \times H = J \Rightarrow J_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}$$

Στις 2 διαστάσεις η σχέση (3) είναι βαθμωτή και απλοποιείται στην ακόλουθη έκφραση:

$$J_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \quad (4)$$

Με βάση τη σχέση (4), η ειδική αντίσταση ρ του υπεραγωγού της σχέσης (2) εκφράζεται συναρτήσει της έντασης του μαγνητικού πεδίου ως εξής:

$$\rho(\mathbf{J}) = \frac{E_c}{J_c} \cdot \left| \frac{\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}}{J_c} \right|^{n-1}$$

με αρχικές συνθήκες $H|_{t=0} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$.

3.3 Μοντελοποίηση Υπεραγωγίμου σύρματος κατά τη Μετάβαση από την Υπεραγωγή στην Κανονική Κατάσταση

Ένα υπεραγωγίμο σύρμα διαθέτει πρακτικά μηδενική ηλεκτρική αντίσταση σε συνεχή ρεύματα, εφόσον τα μεγέθη της θερμοκρασίας, της πυκνότητας ρεύματος και του μαγνητικού πεδίου κινούνται μέσα στα όρια των κρίσιμων μεγεθών. Το συγκεκριμένο μοντέλο επιλύει το χρονοεξαρτώμενο πρόβλημα της αύξησης του ρεύματος που διαρρέει ένα υπεραγωγίμο σύρμα, κοντά στην κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος. Πιο συγκεκριμένα, εξετάζεται η διακύμανση του ρεύματος στη διατομή ενός υπεραγωγίμου σύρματος, κατά τη μετάβαση από την υπεραγωγή στην κανονική κατάσταση.

3.3.1 Ορισμοί και Παραδοχές

Η εξάρτηση της ηλεκτρικής αντίστασης από την πυκνότητα του ρεύματος καθιστά δύσκολη την επίλυση του προβλήματος με τις συνήθεις εξισώσεις των μαγνητικών πεδίων. Το γεγονός αυτό οφείλεται σε μία κυκλική εξάρτηση που προκύπτει, με την αντίσταση να εξαρτάται από τον εαυτό της.

Μία εναλλακτική προσέγγιση χρησιμοποιεί το μαγνητικό πεδίο ως εξαρτημένη μεταβλητή. Η πυκνότητα του ρεύματος J προκύπτει από την εξίσωση (3). Το

ηλεκτρικό πεδίο είναι συνάρτηση του ρεύματος, ενώ ο νόμος του Faraday καθορίζει το συνολικό σύστημα με βάση την εξίσωση:

$$\nabla \times E(J) = -\mu \cdot \frac{\partial H}{\partial t} \quad (6)$$

όπου $E(J)$ είναι το ηλεκτρικό πεδίο που εξαρτάται από την πυκνότητα ρεύματος J . Το πεδίο παίρνει τιμές με βάση τον ακόλουθο εμπειρικό τύπο:

$$E(J) = 0, \quad |J| < J_c \quad (7a)$$

$$E(J) = E_0 \cdot \left(\frac{|J| - J_c}{J_c}\right)^a \cdot \frac{J}{|J|}, \quad |J| > J_c \quad (7b)$$

Παρατηρείται ότι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου είναι μηδενική μέσα στην υπεραγωγίμη περιοχή. E_0 και a είναι σταθερές που καθορίζουν τη μη γραμμική συμπεριφορά της μετάβασης από την υπεραγωγίμη στην κανονική κατάσταση. J_c είναι η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος, η οποία μειώνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας.

Για το υπεραγωγίμο σύρμα της προσομοίωσης χρησιμοποιήθηκε το υλικό YBCO, το οποίο έχει τις ακόλουθες τιμές παραμέτρων:

Πίνακας 3.1: Τιμές παραμέτρων υπεραγωγίμου υλικού YBCO.

Παράμετρος	Τιμή
E_0	0.0836168 V/m
a	1.449621256
J_c	17 MA
T_c	92 K

Συστήματα με δύο τελεστές στροβιλισμού επιλύονται αποτελεσματικότερα χρησιμοποιώντας διανυσματικά στοιχεία. Η μέθοδος πεπερασμένων στοιχείων του λογισμικού που χρησιμοποιήθηκε περιλαμβάνει διανυσματικά στοιχεία στην επίλυση

παρόμοιων εξισώσεων. Η επίλυση του συστήματος βασίζεται στην ακόλουθη μερική διαφορική εξίσωση:

$$D_a \cdot \frac{dH}{dt} + \nabla \cdot \Gamma = F \Rightarrow \begin{bmatrix} \mu_0 & 0 \\ 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{dH_x}{dt} \\ \frac{dH_y}{dt} \end{bmatrix} + \nabla \cdot \begin{bmatrix} 0 & E_z \cdot (J_z) \\ -E_z \cdot (J_z) & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (8)$$

με εξαρτημένες μεταβλητές τις συνιστώσες H_x και H_y του μαγνητικού πεδίου και D_a το συντελεστή απόσβεσης του πεδίου. Για λόγους συμμετρίας θεωρήθηκε ότι το ρεύμα έχει μοναδική συνιστώσα στη διεύθυνση του άξονα z .

Το ρεύμα το οποίο διαρρέει το υπεραγωγίμο σύρμα περιορίζεται από τις εξωτερικές συνοριακές συνθήκες του προβλήματος. Με βάση το νόμο του Ampere, για ένα επικαμπύλιο ολοκλήρωμα που περικλείει τη διατομή του σύρματος θα ισχύει:

$$\oint H \cdot d\ell = 2\pi r \cdot H_\Phi = I_{wire} \quad (9)$$

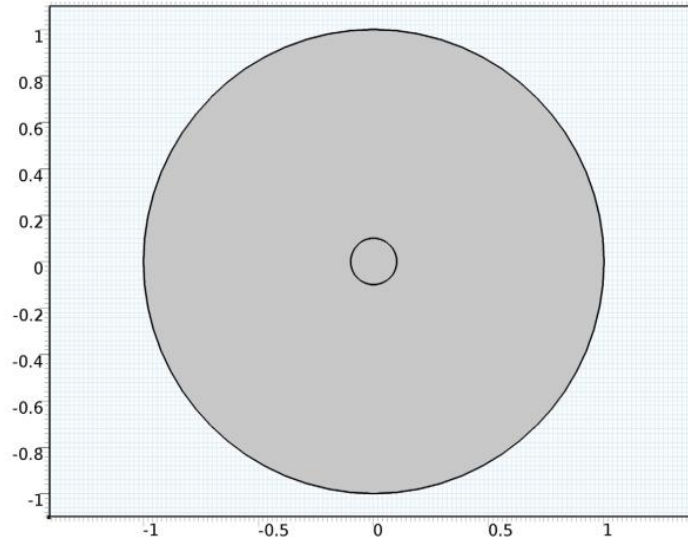
Υποθέτοντας κυλινδρική συμμετρία στην περιοχή γύρω από το σύρμα, η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι γνωστή και δίνεται από τη σχέση:

$$H_\Phi = \frac{I_{wire}}{2\pi r} \quad (10)$$

Στα σύνορα του προβλήματος ορίστηκαν συνοριακές συνθήκες Dirichlet, οι οποίες λειτουργούν περιοριστικά για τις εφαπτομενικές συνιστώσες του διανυσματικού πεδίου.

3.3.2 Κατασκευή και χαρακτηριστικά μοντέλου προσομοίωσης

Το μοντέλο αποτελείται από δύο ομόκεντρες κυκλικές διατομές, με άπειρες διαστάσεις ως προς τον άξονα z . Το υπεραγωγίμο καλώδιο, που βρίσκεται στο κέντρο, έχει ακτίνα 0,1m και είναι κατασκευασμένο από YBCO. Περιβάλλεται από κυκλικό τομέα, ο οποίος έχει τις ιδιότητες του αέρα και έχει ακτίνα 1m. Η ακριβής διάταξη απεικονίζεται στο σχήμα 3.2.



Σχήμα 3.2: Μοντέλο προσομοίωσης υπεραγώγιμου καλωδίου YBCO.

Για την επίλυση των εξισώσεων του προβλήματος, ορίστηκαν οι γενικές παράμετροι του πίνακα 3.2:

Πίνακας 3.2: Γενικές παράμετροι προβλήματος προσομοίωσης.

Όνομασία	Τιμή	Περιγραφή
A	1.449621256	Παράμετρος για το μοντέλο αντίστασης
J_c	$1.7 \cdot 10^7$ [A/m ²]	Κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος
I_0	10^6 [A]	Εφαρμοζόμενο ρεύμα στο καλώδιο
ρ_0 αέρα	10^6 [ohm*m]	Αντίσταση του αέρα
t_0	0.02[s]	Χρονική σταθερά για το εφαρμοζόμενο ρεύμα
T_c	92[K]	Κρίσιμη θερμοκρασία
dT	4[K]	Παράμετρος για το μοντέλο αντίστασης

dJ	1700 [A/m ²]	Παράμετρος για το μοντέλο αντίστασης
E ₀	0.0836168[V/m]	Παράμετρος για το μοντέλο αντίστασης

Το φαινόμενο που μελετάται είναι χρονομεταβλητό, ορίζοντας ως ελάχιστο βήμα μεταβολής του χρόνου ίσο με 0.05sec. Το ρεύμα που διαρρέει το καλώδιο συναρτήσσει του χρόνου δίνεται από την εξίσωση:

$$I_1 = I_0 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{t_0}}) \quad (11)$$

Η πυκνότητα ρεύματος εκφράστηκε συναρτήσσει της x και y συνιστώσας της έντασης του μαγνητικού πεδίου, σύμφωνα με τη σχέση (4). Η θερμότητα ανά μονάδα όγκου που αναπτύσσεται στο εσωτερικό του υπεραγωγού, δίνεται από τη σχέση:

$$Q = E_z \cdot J_z \quad (12)$$

Η μεταβλητή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου E_z ορίζεται διαφορετικά στις 2 περιοχές του προβλήματος. Στην περιοχή του αέρα γύρω από το καλώδιο είναι:

$$E_z = \rho_{0_αέρα} \cdot J_z \quad (13)$$

Στην περιοχή του καλωδίου που βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση το ηλεκτρικό πεδίο είναι μηδενικό, ενώ στα σημεία όπου η πυκνότητα ρεύματος J ξεπερνά την κρίσιμη, αναπτύσσεται ένταση που δίνεται από τον τύπο:

$$E(J) = E_0 \cdot \left(\frac{|J| - J_c}{J_c}\right)^a \cdot \frac{J}{|J|}, |J| > J_c \quad (14)$$

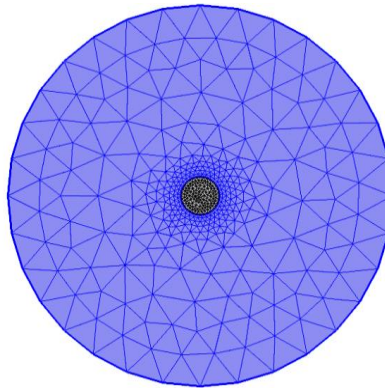
Στα σύνορα του προβλήματος, στην περιφέρεια της εξωτερικής κυκλικής διατομής, ορίστηκε συνοριακή συνθήκη Dirichlet για την ένταση του μαγνητικού πεδίου. Σε κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων θα έχει συνιστώσα στη διεύθυνση της γωνίας φ:

$$H_{\varphi} = \frac{I_1}{2\pi \cdot \sqrt{x^2 + y^2}} \quad (15)$$

Στη συνέχεια έγινε τροποποίηση της γενικής μορφής των μερικών διαφορικών εξισώσεων του λογισμικού, ώστε να πάρει τη μορφή της εξίσωσης (8).

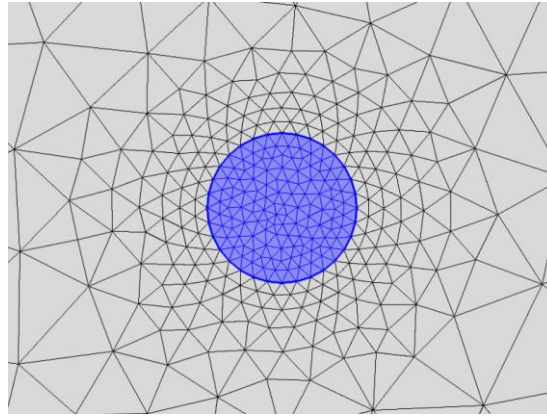
Για την εφαρμογή της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων, είναι απαραίτητος ο διαχωρισμός της συνολικής επιφάνειας του προβλήματος σε πεπερασμένο αριθμό μικρότερων επιφανειών. Εξαιτίας της δισδιάστατης διάταξης του προβλήματος, επιλέχθηκαν πεπερασμένα στοιχεία τριγωνικού σχήματος. Ορίστηκαν δύο πλέγματα για το σύνολο της επιφάνειας του προβλήματος:

- Ένα γενικό πλέγμα από τριγωνικά στοιχεία στην περιοχή του αέρα που περιβάλλει το υπεραγώγιμο καλώδιο. Στην περιοχή του αέρα δεν είναι απαραίτητη μεγάλη ακρίβεια κατά τη σύγκλιση της αριθμητικής μεθόδου. Για εξοικονόμηση κόστους της προσομοίωσης δημιουργήθηκε μικρός αριθμός στοιχείων μεγάλου μεγέθους. Πιο συγκεκριμένα, το μέγιστο μέγεθος κάθε στοιχείου ορίστηκε στα 0,2m. Ως μέγεθος στοιχείου ορίζεται η μέγιστη απόσταση μεταξύ 2 σημείων εντός της τριγωνικής επιφάνειας.



Σχήμα 3.3: Διάταξη τριγωνικού πλέγματος για την αριθμητική επίλυση του προβλήματος. Με μπλε χρώμα απεικονίζεται η περιοχή του αέρα που περιβάλλει το υπεραγώγιμο καλώδιο.

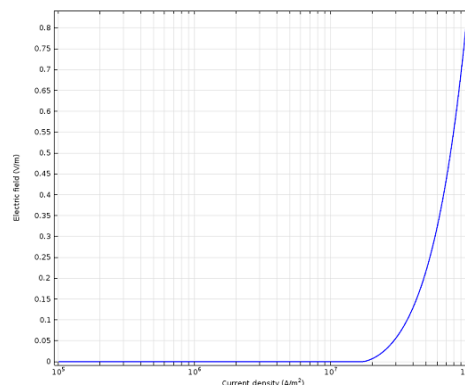
- Ένα πλέγμα με μεγαλύτερη πυκνότητα στοιχείων στην περιοχή του υπεραγώγιμου καλωδίου. Στην περιοχή του καλωδίου είναι απαραίτητη μεγαλύτερη ακρίβεια για τον υπολογισμό των κρίσιμων μεγεθών του προβλήματος. Επιλέχθηκαν τριγωνικά στοιχεία, με μέγιστο μέγεθος στοιχείου στα 0,02m. Στο σχήμα 3.3 είναι εμφανής η διαφορά του αριθμού των πεπερασμένων στοιχείων ανά μονάδα επιφάνειας, μεταξύ των δύο περιοχών.



Σχήμα 3.4: Διάταξη τριγωνικού πλέγματος για την αριθμητική επίλυση του προβλήματος. Με μπλε χρώμα απεικονίζεται η περιοχή του υπεραγώγιμου καλωδίου. Η προσομοίωση του μοντέλου πραγματοποιήθηκε στο πεδίο του χρόνου, από $t=0\text{sec}$ έως $t=0.1\text{sec}$. Ως ελάχιστο βήμα για την εξέλιξη του χρόνου ορίστηκε $t_{\text{step}}=0.005\text{sec}$.

3.3.3 Αποτελέσματα προσομοίωσης και συμπεράσματα

Όλα τα ζητούμενα μεγέθη προκύπτουν από το μαγνητικό πεδίο, με τη χρήση των εξισώσεων και των παραμέτρων που ορίστηκαν. Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων που χρησιμοποιήθηκε είναι αποτελεσματική στη μοντελοποίηση υλικών που εμφανίζουν μη γραμμική σχέση μεταξύ ηλεκτρικού πεδίου και πυκνότητας ρεύματος (σχήμα 3.5). Η μη γραμμική σχέση μεταξύ των δύο μεγεθών εκφράζεται ως μία ηλεκτρική αντίσταση που εξαρτάται από το ρεύμα, σύμφωνα με τη σχέση $J = \sigma \cdot E \Rightarrow \rho(J) = \frac{E}{J}$. Το ηλεκτρικό πεδίο είναι μηδενικό στο εσωτερικό του υλικού για τιμές πυκνότητας ρεύματος $J < J_c$. Η ιδιότητα αυτή είναι χαρακτηριστική της υπεραγώγιμης κατάστασης.



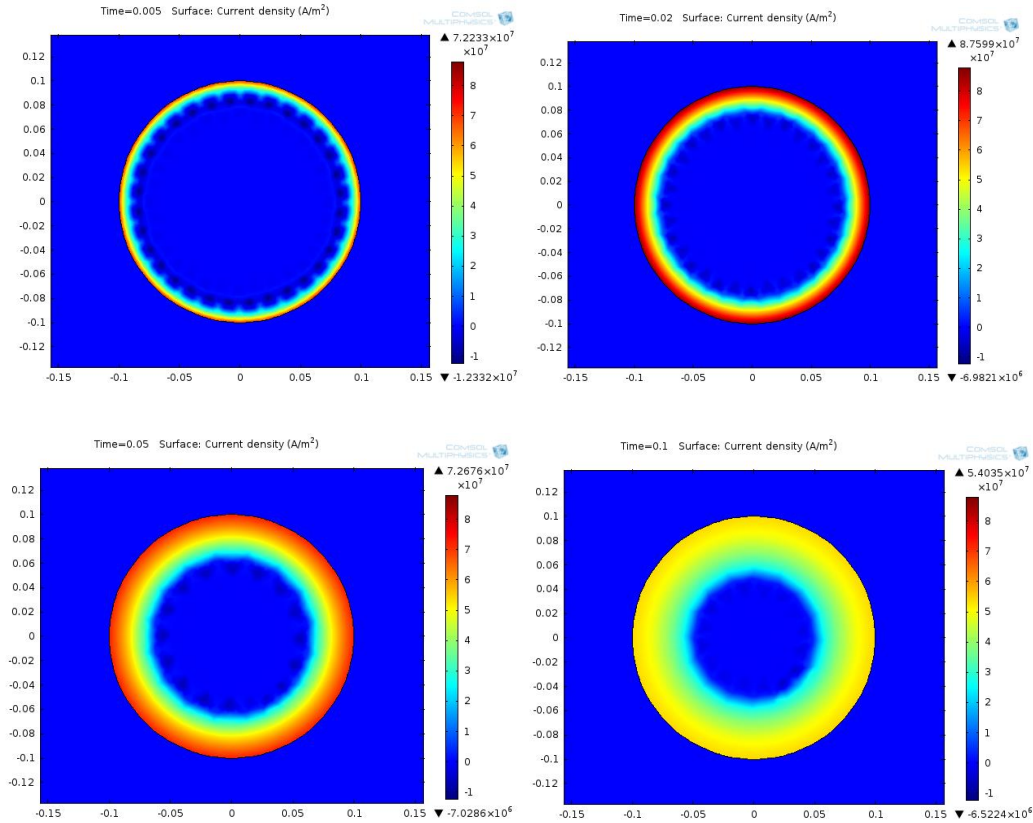
Σχήμα 3.5: Καμπύλη ηλεκτρικού πεδίου συναρτήσει πυκνότητας ρεύματος για τον υπεραγωγό YBCO. Οι τιμές της πυκνότητας ρεύματος εκφράζονται σε λογαριθμική κλίμακα.

Στο μοντέλο προσομοίωσης το ρεύμα που διαρρέει το υπεραγωγίμο καλώδιο αυξάνεται λογαριθμικά με βήμα 0.02 sec, ξεκινώντας από το 0 και αποκτώντας τελική τιμή 1MA. Εξαιτίας της δισδιάστατης διάταξης, χρησιμοποιήθηκε ο νόμος του Ampere για να υπολογιστεί το ρεύμα στη διεύθυνση του άξονα z. Στον κυκλικό τομέα που περιβάλλει το καλώδιο εφαρμόστηκε μαγνητικό πεδίο H_ϕ , κατά τη διεύθυνση ϕ σε κυλινδρικές συντεταγμένες, με φορά σύμφωνα με τον κανόνα του δεξιού χεριού.

Από τα αποτελέσματα της προσομοίωσης αποτυπώθηκε η διακύμανση κρίσιμων μεγεθών στο σύνολο της επιφάνειας του προβλήματος, σε στιγμιότυπα ανάμεσα στις χρονικές στιγμές $t=0$ και $t=1$ sec.

Για λόγους καλύτερης εποπτείας η κυκλική διατομή που απεικονίζεται στα σχήματα 3.6, 3.8 και 3.9 είναι η διατομή του υπεραγωγίμου καλωδίου, ενώ η περιοχή που την περιβάλλει είναι η περιοχή του αέρα, εντός των συνόρων του προβλήματος. Αντίθετα, στο σχήμα 3.7 περιλαμβάνεται η συνολική επιφάνεια του προβλήματος, με τις ομόκεντρες κυκλικές διατομές του καλωδίου και της περιοχής του αέρα.

Στο σχήμα 3.6 απεικονίζεται η χωρική κατανομή της πυκνότητας του ρεύματος J_z , που διαρρέει το υπεραγωγίμο καλώδιο, για τις χρονικές στιγμές $t=0.005$, 0.02, 0.05 και 0.1 sec.



Σχήμα 3.6: Χωρική κατανομή της πυκνότητας του ηλεκτρικού ρεύματος J_z κατά τις χρονικές στιγμές $t=0.005$, 0.02 , 0.05 και 0.1 sec.

- Για $t=0.005$ sec παρατηρείται αποκλειστικά περιφερειακή ροή του ρεύματος, καθώς η πυκνότητα του ρεύματος καθορίζεται από τη θεωρία London για τις υπεραγώγιμες περιοχές. Σύμφωνα με τη σχέση (5) της ενότητας 1.3.2, η πυκνότητα του ρεύματος σε έναν υπεραγωγό εκφράζεται στη μορφή

$$J_s = \frac{H_0}{\lambda} \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}}, \text{ όπου } \lambda \text{ είναι το βάθος διείσδυσης London, } x \text{ είναι η}$$

απόσταση του σημείου από την περιφέρεια του υπεραγωγού και H_0 είναι η ένταση του εξωτερικού πεδίου. Παρατηρείται ότι για τιμές του x μεγαλύτερες από το λ , η πυκνότητα του ρεύματος μειώνεται εκθετικά προς το εσωτερικό του υπεραγωγού.

Η πυκνότητα του ρεύματος έχει μέγιστη τιμή $J_{\max} = 7.2233 \cdot 10^7 \frac{A}{m^2}$, αρκετά

μεγαλύτερη από την κρίσιμη τιμή $J_c = 1.7 \cdot 10^7 \frac{A}{m^2}$. Το γεγονός αυτό προκαλεί

τη μετάβαση της περιφερειακής επιφάνειας από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση.

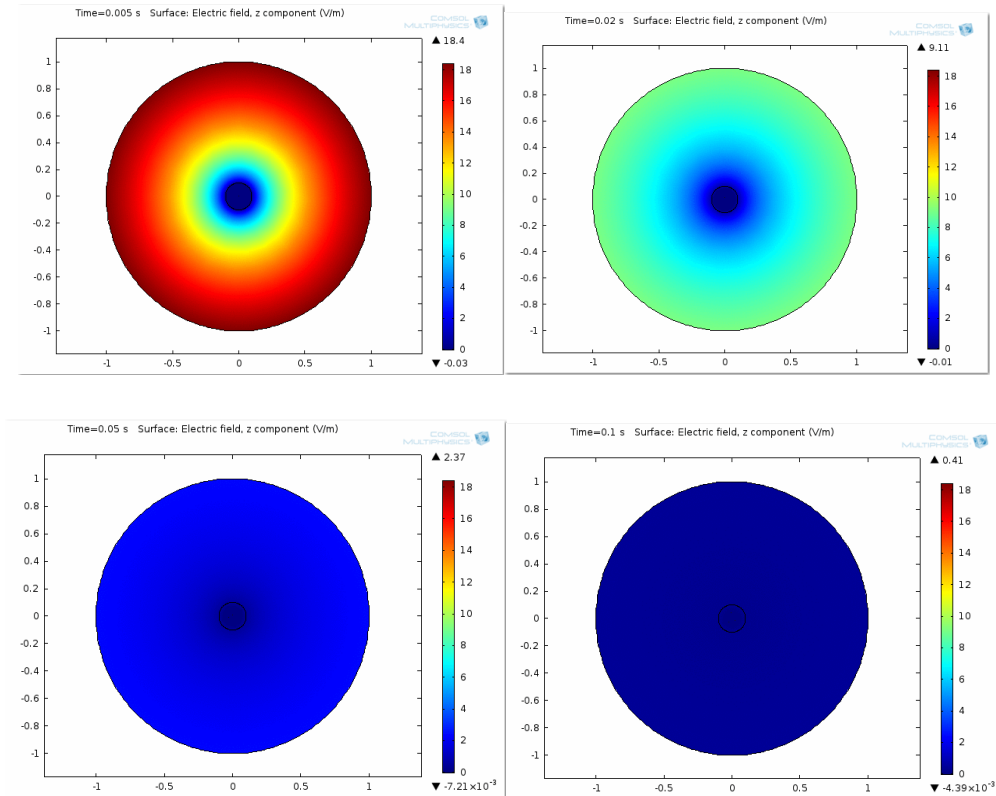
- Για $t=0.02$ sec εμφανίζεται η μέγιστη πυκνότητα ρεύματος στο πρόβλημα, ίση με $J_{\max} = 8.7599 \cdot 10^7 \frac{A}{m^2}$. Η εμφάνιση της μέγιστης πυκνότητας οφείλεται στην αύξηση του εφαρμοζόμενου ρεύματος I_1 στη διατομή του καλωδίου. Η μέγιστη τιμή εκδηλώνεται στην περιφέρεια του καλωδίου, ενώ σε πιο κεντρικές περιοχές έχει αρχίσει και αναπτύσσεται ρεύμα χαμηλότερης πυκνότητας.

Η επέκταση της αγωγής του ρεύματος προς το κέντρο του καλωδίου, υποδηλώνει διακοπή της υπεραγώγιμης κατάστασης σε περιοχές πλησιέστερες στο κέντρο της διάταξης. Αρχικά, τα σημεία στην περιφέρεια του καλωδίου μεταβαίνουν στην κανονική κατάσταση λόγω πολύ υψηλών ρευμάτων ($J > J_c$). Η μετάβαση αυτή προκαλεί απότομη αύξηση της αντίστασης τοπικά, δημιουργώντας απώλειες Joule από τη ροή του ρεύματος. Οι απώλειες Joule υπό τη μορφή θερμότητας οδηγούν σε τοπική αύξηση της θερμοκρασίας, η οποία επεκτείνεται σε γειτονικές περιοχές. Η αύξηση της θερμοκρασίας σε περιοχές που βρίσκονται πλησιέστερα στο κέντρο έχει ως αποτέλεσμα τη μετάβασή τους από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση, λόγω υπέρβασης της κρίσιμης θερμοκρασίας ($T > T_c$).

- Για $t=0.05$ και 0.1 sec παρατηρείται ανάλογη εξέλιξη του φαινομένου μετάβασης στην κανονική κατάσταση. Περιοχές που βρίσκονται πιο κοντά στο κέντρο του καλωδίου μεταβαίνουν από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση, επιτρέποντας τη διέλευση του ηλεκτρικού ρεύματος. Η σημαντική αύξηση της διατομής της κανονικής περιοχής, με την παράλληλη αύξηση της αντίστασης, προκαλούν τη μείωση της μέγιστης τιμής της πυκνότητας του ηλεκτρικού ρεύματος.

Ενδεικτικά, για $t=0.05$ sec η πυκνότητα έχει μέγιστη τιμή $J_{\max} = 7.2676 \cdot 10^7 \frac{A}{m^2}$, ενώ για $t=0.1$ sec είναι $J_{\max} = 5.4035 \cdot 10^7 \frac{A}{m^2}$.

Η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου E_z στην περιοχή του αέρα δίνεται από τη σχέση **(13)**. Στο εσωτερικό του καλωδίου, στις περιοχές που βρίσκονται στην υπεραγώγιμη κατάσταση, το ηλεκτρικό πεδίο είναι μηδενικό, ενώ στις περιοχές που έχουν μεταβεί στην κανονική κατάσταση η ένταση δίνεται από τη σχέση **(14)**. Έχοντας ορίσει τις σταθερές των εξισώσεων **(13)** και **(14)** και με διαθέσιμες τις τιμές της πυκνότητας του ρεύματος J_z , η χωρική κατανομή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου $E_z(J)$ απεικονίζεται στο σχήμα 3.7.



Σχήμα 3.7: Χωρική κατανομή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου E_z κατά τις χρονικές στιγμές $t=0.005, 0.02, 0.05$ και 0.1 sec.

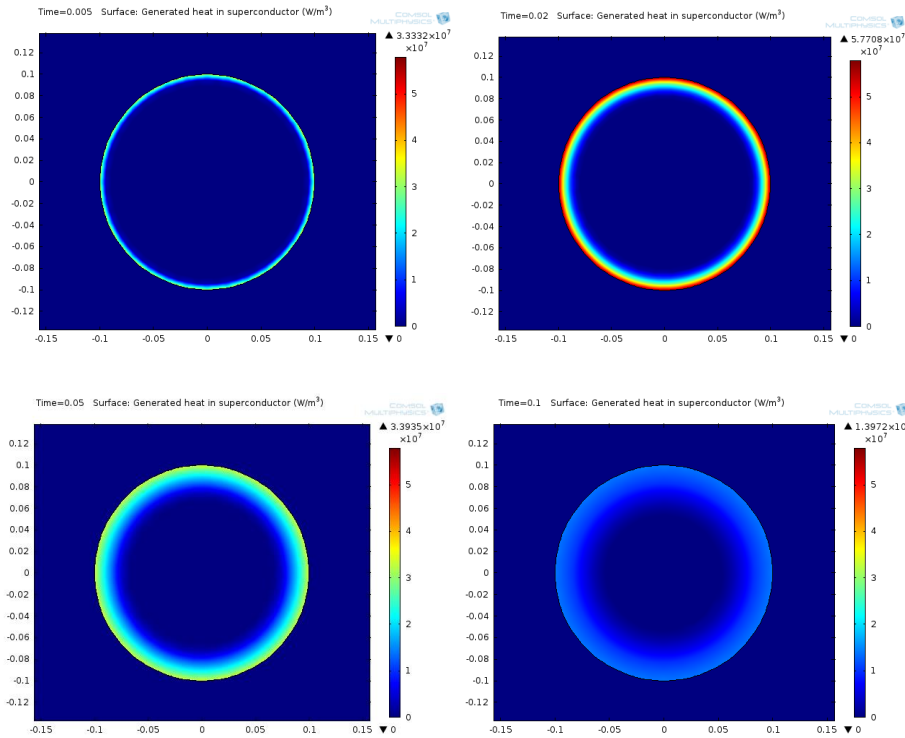
Από τα αποτελέσματα του σχήματος 3.7, παρατηρείται ταχεία μείωση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου με την πάροδο του χρόνου. Στην περιοχή του αέρα η ένταση E_z είναι ευθέως ανάλογη με την πυκνότητα ρεύματος J_z με βάση τη σχέση (13).

Στο εσωτερικό του καλωδίου η ένταση E_z είναι μηδενική στις υπεραγωγίμες περιοχές, ενώ στις κανονικές η τιμή της προκύπτει από τη σχέση (14). Ακολουθεί η διακύμανση των μέγιστων τιμών της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου για τις χρονικές στιγμές των στιγμοτύπων:

$$\text{Για } t=0.005 \text{ sec : } E_{z_max} = 18.4 \frac{V}{m} \text{ , για } t=0.02 \text{ sec : } E_{z_max} = 9.11 \frac{V}{m} \text{ ,}$$

$$\text{για } t=0.05 \text{ sec : } E_{z_max} = 2.37 \frac{V}{m} \text{ , για } t=0.1 \text{ sec : } E_{z_max} = 0.41 \frac{V}{m} \text{ .}$$

Ένα μέγεθος το οποίο έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον είναι οι θερμικές απώλειες Q ανά μονάδα όγκου, που αναπτύσσονται στο εσωτερικό του υπεραγωγίου καλωδίου κατά την εξέλιξη του φαινομένου. Με βάση τη σχέση (12), οι απώλειες Q είναι ίσες με το γινόμενο των συνιστωσών της έντασης E_z του ηλεκτρικού πεδίου και της πυκνότητας ρεύματος J_z , που αναπτύσσονται στη διεύθυνση του άξονα z . Από τα διαθέσιμα αποτελέσματα των τελευταίων μεγεθών προέκυψε η κατανομή των θερμικών απωλειών στο εσωτερικό του υπεραγωγίου καλωδίου:



Σχήμα 3.8: Χωρική κατανομή των θερμικών απωλειών Q κατά τις χρονικές στιγμές $t=0.005$, 0.02 , 0.05 και 0.1 sec.

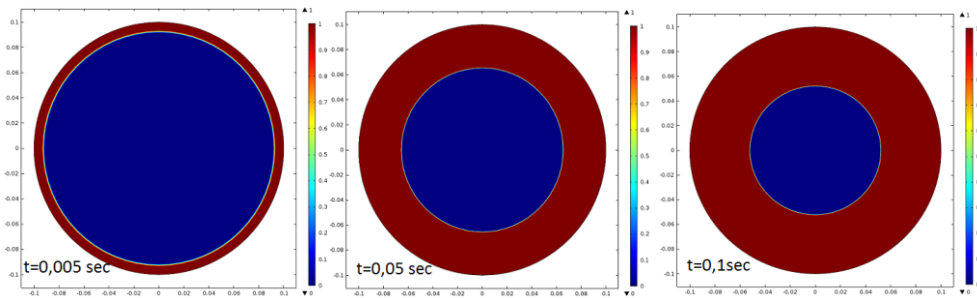
Ακολουθούν οι μέγιστες τιμές των θερμικών απωλειών για τις χρονικές στιγμές των στιγμοτύπων:

$$\text{Για } t=0.005 \text{ sec : } Q_{\max} = 3.3332 \cdot 10^7 \frac{W}{m^3}, \text{ για } t=0.02 \text{ sec : } Q_{\max} = 5.7708 \cdot 10^7 \frac{W}{m^3},$$

$$\text{για } t=0.05 \text{ sec : } Q_{\max} = 3.3935 \cdot 10^7 \frac{W}{m^3}, \text{ για } t=0.1 \text{ sec : } Q_{\max} = 1.3972 \cdot 10^7 \frac{W}{m^3}.$$

Παρατηρείται η άμεση αναλογία μεταξύ των θερμικών απωλειών Q και της πυκνότητας ρεύματος J_z , τόσο ποσοτικά στη μορφή των μέγιστων τιμών τους, όσο και ποιοτικά στη χωρική τους κατανομή στο εσωτερικό του καλωδίου.

Μία ποιοτική θεώρηση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης απεικονίζει την αύξηση του επαγόμενου ηλεκτρικού ρεύματος, το οποίο γίνεται μεγαλύτερο από την κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος του υλικού YBCO ($J_c = 1.7 \cdot 10^7 \frac{A}{m^2}$). Όπως παρατηρείται στο σχήμα 3.9, με την πάροδο του χρόνου περιοχές του καλωδίου μεταβαίνουν από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση. Η μετάβαση γίνεται σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα (σε λιγότερο από 1sec), με κατεύθυνση από την περιφέρεια στο κέντρο του καλωδίου.



Σχήμα 3.9: Στιγμιότυπα κατά τη μετάβαση από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση για τις χρονικές στιγμές $t=0,005$, $t=0,05$ και $t=0,1$. Η περιοχή με μπλε χρώμα αντιστοιχεί στην υπεραγώγιμη κατάσταση ($J < J_c$), ενώ στις περιοχές με κόκκινο έχει γίνει μετάβαση στην κανονική κατάσταση λόγω αύξησης της πυκνότητας ρεύματος ($J > J_c$).

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης δείχνουν ότι για ενεργειακές εφαρμογές με υψηλά ρεύματα, είναι απαραίτητη η χρήση υπεραγώγιμων υλικών με υψηλή τιμή κρίσιμου ρεύματος. Στη διάταξη της προσομοίωσης παρατηρήθηκε ταχεία μετάβαση του υπεραγωγού από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση, εξαιτίας της μεγάλης αύξησης του ρεύματος σε μικρό χρονικό διάστημα. Το γεγονός αυτό αύξησε σημαντικά την ειδική αντίσταση και τις θερμικές απώλειες του υλικού, καθιστώντας το ακατάλληλο για τη συγκεκριμένη εφαρμογή. Ένα από τα βασικά κριτήρια στο σχεδιασμό υπεραγώγιμων διατάξεων για εφαρμογές με ισχυρά ρεύματα, είναι η επιλογή κατάλληλου υπεραγωγού ώστε το μέγιστο ρεύμα να παραμένει πάντα μικρότερο από την κρίσιμη τιμή του υλικού.

Βιβλιογραφία

1. Ι.Τσαλαμέγκας, Ι.Ρουμελιώτης: “Ηλεκτρομαγνητικά πεδία: Ηλεκτρομαγνητικά πεδία και κύματα”, ISBN 978-960-418-214-5 (1η έκδ. - Θεσσαλονίκη: Τζιόλα 2010).
2. V.V.Schmidt: “The Physics of Superconductors: Introduction to Fundamentals and Applications”, ISBN 3-540-61243-2 (Springer-Verlag 1997).
3. W.Buckel and R.Kleiner: “Superconductivity”, ISBN 3-527-40349-3 (Wiley-VCH 2004).
4. T. P.Orlando and K.A. Delin: “Foundations of applied superconductivity”, ISBN 0-201-18323-4 (Addison-Wesley 1991).
5. J.R.Waldrum: “Superconductivity of metals and cuprates”, ISBN 0-85274-335-1 (IoP 1996).
6. R.P.Huebener: “Magnetic flux structures in superconductors”, ISBN 3-540-67953-7 (Springer 2001).
7. Vladimir M. Krasnov: “Superconductivity and Josephson Effect: Physics and Applications”, Department of Physics, Stockholm University, AlbaNova University Center, Sweden, 2012.
8. Swarn S. Kalsi: “Applications of High Temperature Superconductors to Electric Power Equipment”, ISBN: 978-0-470-16768-7 (Wiley-IEEE Press 2011).
9. Roberto Brambilla, Francesco Grilli: “Simulating Superconductors in AC Environment: Two Complementary COMSOL Models”, Comsol Conference 2009 Milan.
10. R. Pecher, M.D. McCulloch, S.J. Chapman, L. Prigozhin, C.M. Elliott: “3D-modelling of bulk type-II superconductors using unconstrained H-formulation”, 6th European Conf. Applied Superconductivity, EUCAS 2003.
11. R. Radebaugh: “Refrigeration for Superconductors”, Proc. IEEE 92 (10): 1719 – 1734 , 2004.
12. B. W. McConnell: “Transformers: A Successful Application of High Temperature Superconductors”, IEEE Trans. Appl. Superconductivity 10 (1): 2000 , pp. 716 – 720 .
13. S.S.Kalsi, A.Malozemoff: “ HTS Fault Current Limiter Concept”, 2004 IEEE Power Engineering Society General Meeting, June 6–10, 2004, Vol. 2 1426 – 1430, DOI 10.1109/PES.2004.1373103.

14. H. Kamerlingh-Onnes, 1913 Nobel lecture:
http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1913/onnes-lecture.html .
15. J.G. Bednorz and K.A. Muller, 1987 Nobel lecture:
http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1987/bednorz-muller-lecture.pdf .
16. V.L.Ginzburg, 2003 Nobel lecture:
http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2003/ginzburg-lecture.html .
17. A.A.Abrikosov, 2003 Nobel lecture:
http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2003/abrikosov-lecture.pdf .
18. L.N. Cooper, 1972 Nobel lecture:
http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1972/cooper-lecture.pdf .
19. <http://www.superconductors.org>
20. <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/solids/scond.html>
21. G. P. Nikishkov: “Introduction to the Finite Element Method”, Lecture Notes University of Aizu, Aizu-Wakamatsu, Japan, 2004.
22. Jian-Ming Jin: “The Finite Element Method in Electromagnetics”, ISBN: 0-471-43818-9 (Wiley 2002).

Κατάλογος Σχημάτων

Σχήμα 1.1: Κατανομή των υπεραγώγιμων στοιχείων στον Περιοδικό Πίνακα ...	17
Σχήμα 1.2: Σχηματική απεικόνιση του φαινομένου Meissner	20
Σχήμα 1.3: Το φαινόμενο του διαμαγνητισμού στους τέλειους αγωγούς.....	21
Σχήμα 1.4: Το φαινόμενο Meissner στους υπεραγωγούς.....	22
Σχήμα 1.5: Πύλη μεταγωγής Josephson	24
Σχήμα 1.6: Μικροσκοπική θεωρία BCS και ζεύγη ηλεκτρονίων Cooper	26
Σχήμα 1.7: Καμπύλη μαγνήτισης υπεραγωγών τύπου-I.	30
Σχήμα 1.8: Υπεραγώγιμες και κανονικές περιοχές σε μία σφαίρα κασσιτέρου ...	31
Σχήμα 1.9: Καμπύλη μαγνήτισης υπεραγωγών τύπου-II.....	33
Σχήμα 1.10: Εξάρτηση δεύτερης κρίσιμης τιμής H_{c2} από τη θερμοκρασία για υπεραγώγιμες χημικές ενώσεις ισχυρών πεδίων.	33
Σχήμα 1.11: Μεταβολή της πυκνότητας των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων n_s και των κανονικών ηλεκτρονίων n_n συναρτήσει της θερμοκρασίας T	34
Σχήμα 1.12: Αριστερά: Η εξάρτηση της έντασης H του μαγνητικού πεδίου από την απόσταση x ενός εσωτερικού σημείου από την επιφάνεια του υπεραγωγού. Δεξιά: Η θερμοκρασιακή εξάρτηση του βάθους διείσδυσης λ	37
Σχήμα 1.13: Ομοαξονική γραμμή μεταφοράς υψηλών συχνοτήτων και το ισοδύναμο κύκλωμα του μοντέλου συγκεντρωμένων στοιχείων της γραμμής.....	46
Σχήμα 1.14: Αριστερά: Ελεύθερη ενέργεια Gibbs G συναρτήσει της κυματοσυνάρτησης Ψ_0 , Δεξιά: Ελάχιστη ενέργεια G_{\min} συναρτήσει της θερμοκρασίας T	50
Σχήμα 1.15: Συνθήκη αλληλεπίδρασης ηλεκτρονίων μέσω φωνονίων σύμφωνα με τη θεωρία BCS.	58
Σχήμα 1.16: Δομή μίας απομονωμένης μαγνητικής δίνης Abrikosov σε άπειρο υπεραγωγό τύπου-II.....	61
Σχήμα 1.17: Αλληλεπίδραση δύο παράλληλων μαγνητικών δινών Abrikosov με ίδιο προσανατολισμό.....	62
Σχήμα 1.18: Εικόνα ενός πλέγματος δινών Abrikosov με τη μέθοδο μικροσκοπικής απεικόνισης Lorentz	64
Σχήμα 2.1: Περιοχή υπεραγώγιμης κατάστασης συναρτήσει των κρίσιμων μεγεθών T_c , H_c και J_c	71
Σχήμα 2.2: Χαρακτηριστική καμπύλη $E-I$ ενός υπεραγώγιμου καλωδίου.....	72
Σχήμα 2.3: Κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_c συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου για το υλικό BSCCO-2212, σε 4 διαφορετικές θερμοκρασίες λειτουργίας.....	73
Σχήμα 2.4: Υπεραγώγιμη ταινία κατασκευασμένη από BSCCO-2223	75

Σχήμα 2.5: Κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_c υπεραγώγιμων καλωδίων BSCCO-2223 και YBCO-123 στους 77K.....	76
Σχήμα 2.6: Δομή ενός καλωδίου 2G της American Superconductor Corporation	78
Σχήμα 2.7: Δομή ενός καλωδίου 2G της εταιρείας Super Power	79
Σχήμα 2.8: Κρίσιμο ρεύμα I_c συναρτήσει μαγνητικού πεδίου για υπεραγώγιμα καλώδια 1G και 2G, σε 3 επίπεδα θερμοκρασιών λειτουργίας.....	80
Σχήμα 2.9: Η δομή ενός κρυστάτη ψύξης υπεραγώγιμων ελιγμάτων.....	83
Σχήμα 2.10: Υπεραγωγοί υψηλών ρευμάτων	88
Σχήμα 2.11: Ψύξη μέσω θερμικής αγωγής υπεραγώγιμων πηνίων.....	89
Σχήμα 2.12: Η δομή ενός κρυογονικού ψυγείου Gifford-McMahon.....	92
Σχήμα 2.13: Απλοποιημένη δομή ενός ψύκτη τύπου Stirling	93
Σχήμα 2.14: Συνδεσμολογία μία τυπικής σύγχρονης μηχανής με υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου στο δρομέα	96
Σχήμα 2.15: Διατομή σύγχρονης ηλεκτρικής μηχανής 2 πόλων με υπεραγώγιμα τυλίγματα	102
Σχήμα 2.16: Ποσοστιαία κατανομή απωλειών σε σύγχρονη γεννήτρια 2 πόλων με υπεραγώγιμο τύλιγμα πεδίου	104
Σχήμα 2.17: Αριστερά: Η δομή ενός καλωδίου τύπου Roebel. Δεξιά: Οι τιμές του κρίσιμου ρεύματος για ένα καλώδιο Roebel κατασκευασμένο από την εταιρία General Cable Superconductors.....	106
Σχήμα 2.18: Γεννήτρια με υπεραγώγιμα τυλίγματα κατασκευής General Electric	109
Σχήμα 2.19: Σύγχρονος πυκνωτής ισχύος 8 MVAR με υπεραγώγιμα τυλίγματα, κατασκευής AMSC	112
Σχήμα 2.20: Τετραπολικός κινητήρας ισχύος 5000HP με υπεραγώγιμα τυλίγματα, κατασκευής AMSC.....	113
Σχήμα 2.21: Τοπολογία συμβατικού μετασχηματιστή ισχύος	118
Σχήμα 2.22: Συνδεσμολογία μετασχηματιστή με υπεραγώγιμα τυλίγματα	120
Σχήμα 2.23: Σύστημα ψύξης δοχείου υπεραγώγιμων τυλιγμάτων μετασχηματιστή	120
Σχήμα 2.24: Ωμικός περιοριστής ρευμάτων σφάλματος με παράλληλο επαγωγέα	129
Σχήμα 2.25: Μη επαγωγικό τύλιγμα με 2 HTS νήματα με αντίθετα ρεύματα ...	130
Σχήμα 2.26: Ωμικός περιοριστής με μη επαγωγικά τυλίγματα σε κοινό κρυστάτη.....	131

Σχήμα 2.27: Επαγωγικός περιοριστής ρευμάτων σφάλματος με θωρακισμένο πυρήνα.....	132
Σχήμα 2.28: Επαγωγικός υπεραγώγιμος περιοριστής ρευμάτων με κορεσμένο πυρήνα.....	134
Σχήμα 2.29: Δομή HTS καλωδίου τύπου “θερμού” διηλεκτρικού, μίας φάσης	140
Σχήμα 2.30: Δομή HTS καλωδίου τύπου “ψυχρού” διηλεκτρικού, μίας φάσης	141
Σχήμα 2.31: Δομή HTS καλωδίου τύπου Triax, τριών φάσεων	142
Σχήμα 2.32: Κρυοστάτης με θερμική μόνωση για HTS αγωγούς	147
Σχήμα 2.33: Εγκατάσταση HTS μονοφασικού αγωγού στο Long Island της Νέας Υόρκης από τις American Superconductor και Nexans.....	150
Σχήμα 2.34: Εγκατάσταση HTS καλωδίου σε επίπεδο μέσης τάσης στην περιοχή Albany της Νέας Υόρκης.....	151
Σχήμα 3.1: Βασική ιδέα της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων.....	156
Σχήμα 3.2: Μοντέλο προσομοίωσης υπεραγώγιμου καλωδίου YBCO.....	162
Σχήμα 3.3: Διάταξη τριγωνικού πλέγματος για την αριθμητική επίλυση του προβλήματος.....	164
Σχήμα 3.4: Διάταξη τριγωνικού πλέγματος για την αριθμητική επίλυση του προβλήματος.....	165
Σχήμα 3.5: Καμπύλη ηλεκτρικού πεδίου συναρτήσει πυκνότητας ρεύματος για τον υπεραγωγό YBCO	165
Σχήμα 3.6: Χωρική κατανομή της πυκνότητας του ηλεκτρικού ρεύματος J_z κατά τις χρονικές στιγμές $t=0.005$, 0.02 , 0.05 και 0.1 sec	167
Σχήμα 3.7: Χωρική κατανομή της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου E_z κατά τις χρονικές στιγμές $t=0.005$, 0.02 , 0.05 και 0.1 sec.....	169
Σχήμα 3.8: Χωρική κατανομή των θερμικών απωλειών Q κατά τις χρονικές στιγμές $t=0.005$, 0.02 , 0.05 και 0.1 sec	170
Σχήμα 3.9: Στιγμιότυπα κατά τη μετάβαση από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση για τις χρονικές στιγμές $t=0,005$, $t=0,05$ και $t=0,1$ sec	171

Κατάλογος Πινάκων

Πίνακας 1.1: Συνολικές επενδύσεις σε υπεραγωγούς στην παγκόσμια αγορά, σύμφωνα με την Conectus.....	16
Πίνακας 1.2: Υπεραγώγιμες κεραμικές ενώσεις υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας (HTS materials) και υπεραγώγιμα κράματα μετάλλων (LTS compounds), με τις κρίσιμες θερμοκρασίες τους T_c	18
Πίνακας 1.3: Κάτοχοι βραβείων Nobel τα οποία σχετίζονται με τον τομέα της Υπεραγωγιμότητας	28
Πίνακας 2.1: Αριστερά: Ονομαστικά μεγέθη καλωδίου 2G της AMSC Δεξιά: Ονομαστικά μεγέθη καλωδίου 2G της Super Power	79
Πίνακας 2.2:Κυριότερα κρυογονικά υγρά για την ψύξη υπεραγωγών	86
Πίνακας 3.1: Τιμές παραμέτρων υπεραγώγιμου υλικού YBCO.....	160
Πίνακας 3.2: Γενικές παράμετροι προβλήματος προσομοίωσης.....	162