

**ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΩΝ ΕΦΗΣΥΧΑΣΜΟΥ ΤΗΣ
ΜΑΓΝΗΤΙΚΗΣ ΡΟΠΗΣ ΥΠΕΡΑΓΩΓΙΜΩΝ ΛΕΠΤΩΝ ΥΜΕΝΙΩΝ
 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ ΚΑΙ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+x}$**

Μ. Χολιαστού, Μ. Πίσσας και Δ. Νιάρχος

ΙΕΥ, ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος", 15310, Αθήνα

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι υπεραγωγοί υψηλών θερμοκρασιών χαρακτηρίζονται από μεγάλες τιμές της παραμέτρου Ginsberg-Landau $\kappa=\lambda/\xi$, με συνέπεια, στο μεγαλύτερο μέρος του μαγνητικού διαγράμματος φάσης τους ($H-T$) να βρίσκονται στη μικτή κατάσταση, όπου η συμπεριφορά τους καθορίζονται από το πλέγμα των φλαξονίων (fluxons). Έτσι, από την ανακάλυψη των υπεραγωγών υψηλών θερμοκρασιών [1], πολλές έρευνες έχουν επικεντρωθεί στη μελέτη του συστήματος των φλαξονίων και πιο συγκεκριμένα, των αλλαγών φάσης που παρουσιάζει (καθώς μεταβάλλονται η θερμοκρασία, το μαγνητικό πεδίο ή το ρεύμα), του διαστατικού του χαρακτήρα (ο οποίος έχει περισσότερο ενδιαφέρον σε υπεραγωγούς με μεγάλη ανισοτροπία, όπως είναι οι ενώσεις του Bi) και της κινητικής του (στην οποία μεγάλο ρόλο παίζουν οι ατέλειες του υλικού, οι οποίες "καρφώνουν" τα φλαξόνια στην περιοχή τους). Τα πειράματα εφησησυχασμού της μαγνητικής ροπής, δηλαδή της μεταβολής της μαγνητικής ροπής με το χρόνο ενώ το πεδίο είναι σταθερό, δίνουν πολλές πληροφορίες για τη διάσταση των φλαξονίων, την ένταση του δυναμικού καρφώματος, τη μορφή της χαρακτηριστικής $I-V$ κ.λ.π.

Στην εργασία αυτή παρουσιάζεται η προσομοίωση πειραμάτων εφησησυχασμού της μαγνητικής ροπής λεπτών υμενίων των υπεραγωγών $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ και $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+x}$, που παρασκευάστηκαν με τη μέθοδο sputtering, με υπολογιστικό πρόγραμμα που βασίζεται σε πρώτες αρχές του ηλεκτρομαγνητισμού και επιπλέον συμπεριλαμβάνει όλα τα ρεαλιστικά χαρακτηριστικά του πειράματος (ρυθμός εφαρμογής μαγνητικού πεδίου, σχήμα υμενίου κ.λ.π.).

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟ ΜΕΡΟΣ

Λεπτά υμένια των υπεραγωγών $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_6$ (Bi2212) και $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ (Bi2223) παρασκευάστηκαν με τη μέθοδο sputtering [2]. Όπως έδειξαν μετρήσεις εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας [2], τα υμένια είναι υπεραγωγίμα με θερμοκρασίες μετάβασης,

Bi2212 : $T_{c, \text{onset}} = 87\text{K}$, $\Delta T_c (=T_c^{90\%} - T_c^{10\%}) = 6\text{K}$.

Bi2223 : $T_{c, \text{onset}} = 83\text{K}$, $\Delta T_c (=T_c^{90\%} - T_c^{10\%}) = 3\text{K}$.

Μετρήσεις εφησησυχασμού γίνονται με μαγνητόμετρο SQUID (MPMS2 QUANTUM

DESIGN) εμπορικού τύπου με την εξής διαδικασία : το υμένιο ψύχεται μέχρι την επιθυμητή θερμοκρασία απουσία πεδίου. Στη συνέχεια εφαρμόζεται το μαγνητικό πεδίο και καταγράφεται η μαγνητική ροπή συναρτήσει του χρόνου.

Η εφαρμογή του πεδίου στο μαγνητόμετρο SQUID διαρκεί 60sec, ενώ η μέτρηση της μαγνητικής ροπής διαρκεί περίπου 30sec και γίνεται με κινούμενο δείγμα που επάγει ηλεκτρική τάση στην ακίνητη διάταξη πηνίων του μαγνητομέτρου.

Οι μετρήσεις εφησυχασμού στα δυο υμένια γίνονται σε θερμοκρασίες 5 και 10K και μαγνητικά πεδία 5 και 20 kGauss.

Στα Σχήματα 1 και 2 φαίνονται οι μετρήσεις εφησυχασμού για τα υμένια Bi2212 και Bi2223, αντίστοιχα.

ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ

Το σύστημα των εξισώσεων Maxwell, με οριακές συνθήκες αυτές του τετράγωνου υμενίου, πάχους $d \rightarrow 0$, καταλήγει σε μια ολοκληρο-διαφορική εξίσωση κίνησης για το ρεύμα που ρέει κάθε χρονική στιγμή σε κάθε σημείο του υμενίου [3]. Η εξίσωση αυτή επιλύεται αριθμητικά με H/Y και έτσι μπορούν να υπολογιστούν η μαγνητική ροπή, η μαγνητική επαγωγή και άλλα ηλεκτρομαγνητικά μεγέθη, αρκεί να εισαχθούν το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο και η ειδική αντίσταση του υλικού. Το μαγνητικό πεδίο μπορεί να είναι συνάρτηση του χρόνου και η ειδική αντίσταση συνάρτηση της θέσης, του μαγνητικού πεδίου ή και άλλων μεγεθών, ανάλογα με τις ιδιότητες του υλικού και τις συνθήκες του πειράματος.

Για την ειδική αντίσταση των υμενίων, υποθέτουμε τη σχέση $\rho = \rho_0 \times \exp[-U(j)/kT]$ (1) η οποία περιγράφει τη θερμική ενεργοποίηση των φλαξονίων με ενέργεια ενεργοποίησης $U(B, j)$ που εξαρτάται από το τοπικό ρεύμα στο υμένιο (με άλλα λόγια, τη βαθμίδα της πυκνότητας των φλαξονίων στο υμένιο) και το μαγνητικό πεδίο (δηλαδή, τη δύναμη Lorentz που κινεί τα φλαξόνια). Για την ενέργεια ενεργοποίησης θεωρούμε τη σχέση $U = U_c \times \ln(j_c/j)$ (2) που ισχύει στην περιοχή *single-vortex pinning*, δηλαδή το κάρφωμα των φλαξονίων γίνεται μεμονωμένα και όχι κατά ομάδες. Πράγματι, το εγκάρσιο μήκος συσχετισμού (κάθετα στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου) στις θερμοκρασίες και τα μαγνητικά πεδία του πειράματος είναι $R_c = \alpha_0 \times (\xi/8\pi \lambda^2 \mu_0)^{1/2} \times (B/j_c)^{1/2} \approx 0.8 \times \alpha_0$, όπου α_0 η απόσταση μεταξύ των φλαξονίων. Αυτό προκύπτει αν θεωρήσουμε ότι: $\xi \approx 30\text{\AA}$ και $\lambda \approx 1500\text{\AA}$, όπως ισχύει για το Bi και ότι $j_c \approx 10^6$ A/m. Το τελευταίο εκτιμάται από ανάλυση βρόγχων υστέρησης με τη σχέση $j_c = 3mc/\pi R^3 d$, όπου m η μαγνητική ροπή, R η ακτίνα του υμενίου και d το πάχος του. Το αποτέλεσμα $R_c \approx 0.8 \times \alpha_0$ δηλώνει ότι η απόσταση μεταξύ των φλαξονίων είναι μεγαλύτερη από το μήκος συσχετισμού · έτσι έχουμε μεμονωμένο κάρφωμα των φλαξονίων. Μάλιστα, ισχυριζόμαστε επιπλέον, ότι τα φλαξόνια είναι δύο διαστάσεων, αφού η τιμή της διαμήκους σταθεράς συσχετισμού είναι $L_c = \epsilon \times \xi \times (c\Phi_0 / 12\sqrt{3}\pi^2 \lambda^2 \xi j_c)^{1/2} \approx 2\text{\AA}$, δηλαδή, μικρότερη από τη χαρακτηριστική απόσταση που χωρίζει τις δυάδες (Bi2212) ή τριάδες (Bi2223) επιπέδων CuO₂ μεταξύ τους, η οποία είναι $\approx 12\text{\AA}$.

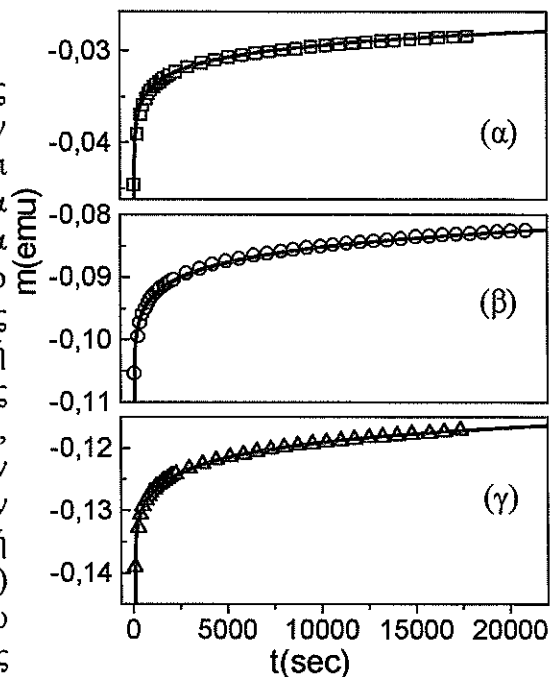
Επομένως, στις συνθήκες του πειράματος, τα φλαξόνια βρίσκονται σε περιοχή *single-rancake pinning*, δηλαδή, έχουμε μεμονωμένο κάρφωμα δισκίων φλαξονίων.

Για το κρίσιμο ρεύμα j_c , το οποίο μειώνεται με το μαγνητικό πεδίο, χρησιμοποιούμε ενδεικτικά τη σχέση του Kim [4] $j_c = j_{c0} / (1 + B/B_0)$ (3), όπου j_{c0} και B_0 σταθερές (j_{c0} το κρίσιμο ρεύμα σε μηδενικό πεδίο), η οποία έχει χρησιμοποιηθεί επιτυχώς και από άλλους ερευνητές στην ερμηνεία μαγνητικών μετρήσεων [4,5].

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (1)-(3), πετυχαίνουμε πολύ καλή προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων του εφησυχασμού της μαγνητικής ροπής με παραμέτρους: ρ_0 , U_c , j_{c0} και B_0 .

ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Στα σχήματα 1, 2 φαίνονται οι καμπύλες προσομοίωσης των μετρήσεων εφησυχασμού των υμενίων Bi2212 και Bi2223 στις θερμοκρασίες 5, 10K και στα μαγνητικά πεδία 5, 20kG καθώς και τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα. Στο σχήμα 3 δείχνουμε το αρχικό τμήμα της καμπύλης του σχήματος 2(γ). Ίδια μορφή παρουσιάζουν και όλες οι υπόλοιπες καμπύλες. Οι τιμές των παραμέτρων ρ_0 , U_c , j_{c0} και B_0 δίνονται στον Πίνακα I. Κατά την αύξηση του πεδίου από την τιμή μηδέν στην τελική τιμή (σχ. 3), η μαγνητική ροπή αυξάνεται ραγδαία (κατά απόλυτη τιμή) εξαιτίας του μεγάλου ρυθμού του εξωτερικού πεδίου. Όταν ο ρυθμός μηδενιστεί και σταθεροποιηθεί το πεδίο, η μαγνητική ροπή ελαττώνεται πολύ γρήγορα, με ρυθμό που καθορίζεται από την παράμετρο ρ_0 (όσο πιο μικρή η ειδική αντίσταση ρ_0 , τόσο πιο μεγάλη και πιο απότομη η αύξηση και η ελάττωση της μαγνητικής ροπής). Ακολούθως, η μαγνητική ροπή φτάνει ένα όριο που εξαρτάται κυρίως από το κρίσιμο ρεύμα j_{c0} και στη συνέχεια μειώνεται με μικρότερο ρυθμό (σχ. 1,2), ο οποίος καθορίζεται από την ενέργεια U_c . Η παράμετρος B_0 ρυθμίζει την εξάρτηση του κρίσιμου ρεύματος j_c από το πεδίο (όσο μικρότερο το B_0 , τόσο πιο γρήγορη η μείωση του j_c με την αύξηση του πεδίου) και πρέπει να εξαρτάται μόνο από τη θερμοκρασία, όπως και η σταθερά j_{c0} (κρίσιμο ρεύμα σε μηδέν πεδίο). Παρατηρήστε από τον Πίνακα I ότι οι καμπύλες προσομοίωσης στην ίδια θερμοκρασία έχουν προκύψει με τις ίδιες τιμές των ρ_0 , j_{c0} , B_0 και μόνο το μαγνητικό πεδίο H και η σταθερά U_c αλλάζουν. Γενικά παρατηρείται ότι ο εφησυχασμός στα μεγαλύτερα πεδία είναι πιο αργός (μεγαλύτερο U_c), διότι είναι

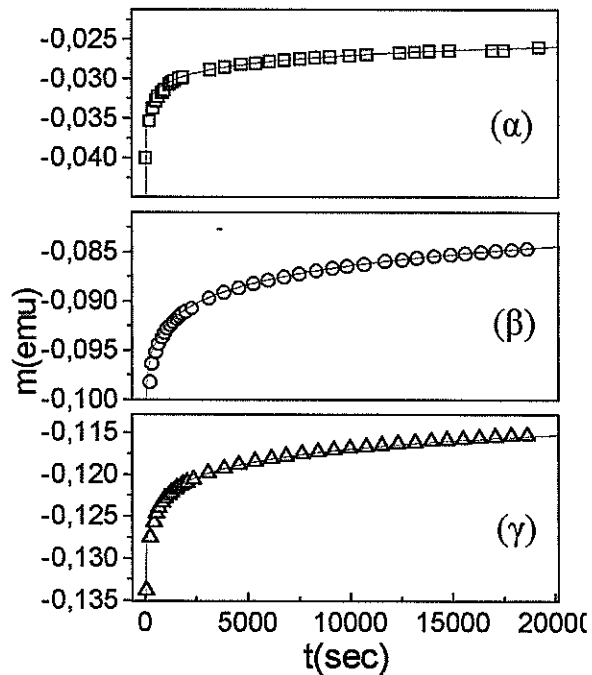


Σχήμα 1. Καμπύλες προσομοίωσης και αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα για το υμένο Bi2212 σε: $T=10\text{K}$, $H=20\text{kG}$ (α), $T=10\text{K}$, $H=5\text{kG}$ (β) και $T=5\text{K}$, $H=5\text{kG}$ (γ).

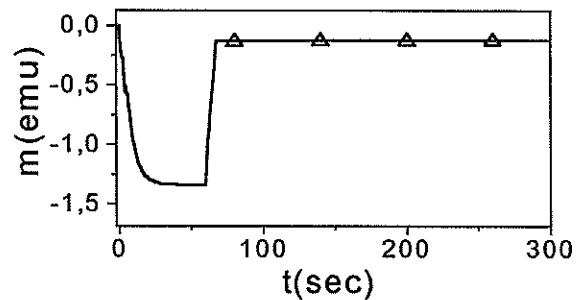
μικρότερο το κρίσιμο ρεύμα και συνεπώς μικρότερη η βαθμίδα στη συγκέντρωση φλαξονίων που πρόκειται να εξαλειφθεί. Επίσης, σε όλα τα πεδία και θερμοκρασίες ο εφησυχασμός στο Bi2223 είναι πιο αργός, πράγμα που οφείλεται στο μικρότερο κρίσιμο ρεύμα και το ισχυρότερο κάρφωμα των φλαξονίων (η φάση Bi2223, σχηματίζεται δυσκολότερα και με περισσότερες ατέλειες, stacking faults κλπ.).

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1]. Bednorz and K.A. Muller, Z. Phys. 64, 189 (1986)
 [2]. M. Holiastou, V.Psyharis, D.Niarchos, P.Haibach, U.Frey, H.Adrian, Sup.Sci.Tech. 10, 712 (1997)
 [3] «Θεωρητικός υπολογισμός της μαγνητικής ροπής, της πυκνότητας ρεύματος και της μαγνητικής επαγωγής υπεραγωγίων λεπτών υμενίων μέσα σε μαγνητικό πεδίο», Μ. Πίσσας, Μ. Χολιαστού κ.ά., XII Πανελλ. Συνέδριο Φ.Σ.Κ., Ηράκλειο, 1996.
 [4] Y.B. Kim, Phys. Rev. Lett. 9, 306 (1962).
 [5] J. Rhyner, Physica C 212, 3025 (1994).



Σχήμα 2 Καμπύλες προσομοίωσης και αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα για το υμένιο Bi2223 σε : $T=10\text{K}$, $H=20\text{kG}$ (α), $T=10\text{K}$, $H=5\text{kG}$ (β) και $T=5\text{K}$, $H=5\text{kG}$ (γ).



Σχήμα 3. Λεπτομέρεια του αρχικού τμήμα της καμπύλης του σχήματος 2(γ)

ΠΙΝΑΚΑΣ Ι

T (K)	H (kG)	Bi2212				B2223			
		ρ_0 ($\mu\Omega\cdot\text{cm}$)	U_c (K)	j_{∞} (A/cm^2)	B_0 (kG)	ρ_0 ($\mu\Omega\cdot\text{cm}$)	U_c (K)	j_{∞} (A/cm^2)	B_0 (kG)
5	5	0,02	170	$4,5\cdot 10^6$	9,0	0,02	240	$5,3\cdot 10^6$	8,6
10	5	0,02	230	$3,9\cdot 10^6$	8,0	0,02	296	$5,2\cdot 10^6$	6,0
10	20	0,02	139,4	$3,9\cdot 10^6$	8,0	0,02	160	$5,2\cdot 10^6$	6,0

Πίνακας Ι. Τιμές των παραμέτρων ρ_0 , U_c , j_{∞} και B_0 που έδωσαν τις καμπύλες προσομοίωσης των σχημάτων 1,2,3.