

**יצירה והרפיה של מצבי אי-סדר טרנזיינטיים**

**במערך הפלקסונים במוליכי-על**

**בטמפרטורות גבוהות**

חיבור לשם קבלת התואר "דוקטור לפילוסופיה"

מאת

בינה קליסקי

המחלקה לפיזיקה

הוגש לסינט של אוניברסיטת בר-אילן

תשרי ה'תשס"ד

רמת-גן

עבודה זו נעשתה בהדרכתו של

**פרופ' יוסף ישורון**

מן המחלקה לפיסיקה

של אוניברסיטת בר-אילן

תודתי הכנה נתונה בזה לפרופ' יוסי ישורון אשר הנחה אותי בעבודה זו. מעורבותו בכל שלבי עבודתי, והתמיכה העקבית אשר העניק לי, הם אשר עזרו לי להתגבר על הקשיים ולהציג כאן את פירות עבודתי.

תודה מיוחדת לפרופ' אבנר שאולוב על הדרכתו והשתתפותו במחקר זה. הדיונים הרבים אתו, תרמו לי לחשיבה עצמית ביקורתית ולזוויות ראייה חדשות.

לד"ר שוקי וולפוס אשר בא לעזרתי בכל רגע, ולד"ר דימה גילר אשר הכיר לי את מערכת המגנטו-אופטיקה. שניהם העניקו לי מתבונתם כי רבה. תודתי נתונה להם.

תודה לכל חברי המעבדה שיצרו אוירה של כוורת עבודה, עם חום אישי ועזרה הדדית והפכו את עבודת המחקר שלי לחוויה מהנה. בתוך אלה תודה מיוחדת לד"ר אלכס פרידמן, לד"ר יעל רדזינר וליפעת הרפז.

לאבי סנטו, מנחם כץ, סמיון נתליאשווילי ואלי פרל, עזרתם בפתרון הבעיות הנסיוניות שהתעוררו חדשות לבקרים אפשרה לי להתרכז במחקר.

עבודה זו בוצעה במעבדה למוליכות על שבמחלקה לפיזיקה באוניברסיטת בר-אילן. תודתי נתונה לראשי המחלקה פרופ' גיטרמן ופרופ' טייטלבאום, לצוות המחלקה, וביניהם לד"ר מנצור, ולמזכירות.

לתומר אישי ולבני משפחתי  
תודתי על סבלנותם הרבה ותמיכתם בכל עת.

# תוכן העניינים

i	תקציר	
1	הקדמה	I.
15	המערכת הניסיונית	II.
16	מערכת למדידות מגנטו-אופטיות	II. 1.
16	עקרון הפעולה	II. 1. 1.
17	אינדיקטורים מגנטו-אופטיים	II. 1. 2.
19	מבנה המערכת	II. 1. 3.
23	עיבוד הנתונים	II. 1. 4.
25	ניתוח התוצאות	II. 1. 5.
27	מגנטומטר SQUID	II. 2.
29	תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים	III.
30	תאור הניסוי	III. 1.
31	יצירת לולאות מגנטיזציה בו-זמניות	III. 2.
33	זיהוי מצבים טרנזיינטיים	III. 3.
37	זיהוי אזור המצבים הטרנזיינטיים על לולאת המגנטיזציה	III. 4.
39	מדידה ישירה של זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים	III. 5.
41	התלות בטמפרטורה של $\tau(B)$	III. 6.
43	דיון	III. 7.
43	קטיעתו של קו מעבר הפאזה בטמפרטורות נמוכות	III. 7. 1.
45	התלות בזמן של שדה המעבר	III. 7. 2.
45	התלות בטמפרטורה של שדה המעבר	III. 7. 3.
55	קביעת ערכו התרמודינמי של שדה המעבר	III. 7. 4.
58	מנגנונים להרפיה של מצבים טרנזיינטיים	III. 8.
63	סיכום ומסקנות	III. 9.
66	יצירה של מצבים טרנזיינטיים	IV.
66	תאור הניסוי	IV. 1.
67	סריקת שדה בעלייה (Field Sweep Up-FSU)	IV. 1. 1.
67	סריקת שדה בירידה (Field Sweep Down-FSD)	IV. 1. 2.
67	מדידות בעליית שדה	IV. 2.
67	זיהוי המצבים הטרנזיינטיים	IV. 2. 1.
70	צורות הצגה של מדידות לוקאליות	IV. 2. 2.
78	השפעת קצב הסריקה על השיא השני (ב-FSU)	IV. 2. 3.

83.....	השפעת הטמפרטורה על השיא השני (ב-FSU)	IV. 2. 4.
87.....	מדידות בירידת שדה.....	IV. 3.
91.....	השפעת קצב הסריקה על השיא השני (ב-FSD)	IV. 3. 1.
94.....	השפעת הטמפרטורה על השיא השני (ב-FSD)	IV. 3. 2.
96.....	דיון .....	IV. 4.
97.....	סיכום התוצאות הניסיוניות .....	IV. 4. 1.
98.....	השוואה בין ניסויי FSU ו-FSD .....	IV. 4. 2.
100.....	פתרון לשאלות פתוחות.....	IV. 4. 3.
102.....	סיכום ומסקנות.....	IV. 5.
<b>104.....</b>	<b>דינמיקה של מצבים טרנזיינטיים.....</b>	<b>V.</b>
105.....	סיכום התוצאות הניסיוניות.....	V. 1.
108.....	ניתוח תיאורטי.....	V. 2.
110.....	ניסויי סריקת שדה בעליה (FSU).....	V. 2. 1.
115.....	ניסויי רלקסציה בשדה חיצוני קבוע.....	V. 2. 2.
117.....	ניסויי סריקת שדה בירידה (FSD).....	V. 2. 3.
123.....	דיון .....	V. 3.
131.....	סיכום ומסקנות.....	V. 4.
<b>133.....</b>	<b>השפעת גודל הדגם על מדידות של מעבר הפאזה.....</b>	<b>VI.</b>
136.....	תאור הניסוי .....	VI. 1.
137.....	קטיעתו של קו המעבר בטמפרטורות גבוהות.....	VI. 2.
146.....	השפעת גודל הדגם על קטיעתו של קו המעבר בטמפרטורות גבוהות .....	VI. 3.
152.....	השפעת גודל הדגם על מדידות של מעבר הפאזה סמוך לטמפרטורת הקטיעה הנמוכה של קו המעבר.....	VI. 4.
159.....	דיון .....	VI. 5.
162.....	סיכום ומסקנות.....	VI. 6.
<b>164.....</b>	<b>סיכום ומסקנות.....</b>	<b>VII.</b>
<b>169.....</b>	<b>רשימת מקורות.....</b>	<b>VIII.</b>
<b>178.....</b>	<b>רשימת פרסומים – בינה קליסקי .....</b>	<b>נספח:</b>

# רשימת איורים

## I. הקדמה

- איור I-1: דיאגרמת הפאזות המגנטית של מוליכי על מסוג II.....1
- איור I-2: דיאגרמת הפאזות של מערך הפלקסונים ב-  $T_c = 88 \text{ K}$ , BSCCO, מתוך מקור [15].  
הציור אינו מראה את השדות הקריטיים. בסקלה של האיור, השדה הקריטי העליון ניצב לציר הטמפרטורה ב-  $T_c$ . השדה הקריטי התחתון בטמפרטורות נמוכות הוא מסדר גודל של עשרות גאוס. ....3
- איור I-3: החותם המגנטי של מעברי הפאזה מוצק-מוצק (SMP – השיא השני) ומוצק-נוזל (melting) לאורך קו המעבר מסודר-לא מסודר. ערוך מתוך מקור [15] ו- [18]. ....5

## II. המערכת הניסיונית

- איור II-1: תאור המבנה של אינדיקטור בעל מגנטיזציה במישור המונח על דגם, ותאור מסלול האור המוחזר ממנו (לקוח ממקור [99]).....18
- איור II-2: המערכת המגנטו-אופטית (מעובד מתוך [101]). ....20
- איור II-3: תמונה מגנטו-אופטית של דגם BSCCO ברוחב 450 מיקרון, אורך של מילימטר ועובי של כ-10 מיקרון. התמונה צולמה 0.1 שניה לאחר הפעלת שדה מגנטי חיצוני של 350 גאוס. עצמת האור מייצגת עצמות שדה שונות. הקו לרוחב הדגם מסמן את המקום ממנו נלקח פרופיל האינדוקציה.....22
- איור II-4: (a) עקומת כיוול  $F(H)$  שנמדדה ב-25 קלווין. (b) חתך רוחב של סדרת תמונות הכיוול (בשדות שונים) שתורגמו על ידי טבלת הכיוול. ....25
- איור II-5: תאור סכמתי של גאומטריית הדגמים במחקר זה. ....26
- איור II-6: עקרון המדידה של ה-RSO. ....28

## III. תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטים

- איור III-1: ההתפתחות בזמן של האינדוקציה לרוחב הדגם עבור שדה חיצוני של 465 גאוס ב-21 קלווין. האיור מתמקד בפרופילים בצידו השמאלי של הדגם. החץ (ב-  $x_0 = -514 \mu\text{m}$ ) מסמן את המקום ממנו נלקחו הנתונים עבור האיורים בפרק זה. ....31
- איור III-2: תמונת ההתפתחות של הזרמים המקומיים ב-  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  כפונקציה של האינדוקציה ב-21 קלווין. צבעים שונים מסמלים שדות חיצוניים שונים. ....32
- איור III-3: לולאות מגנטיזציה בו-זמניות ב-  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  ב-21 קלווין. ....33
- איור III-4: פרופילים נבחרים מתוך איור III-1 המציגים התפתחות בזמן של פרופיל האינדוקציה ב-21 קלווין, לאחר קפיצת שדה של 465 גאוס. החצים מסמנים את מיקומו של השבר על הפרופיל, והקו המקווקו את המיקום  $x_0 = -514 \mu\text{m}$ . השבר זו אל קצה הפרופיל ועובר את הנקודה  $x_0$  בערך ב-3.6 שניות. הפרופיל של זמן זה מסומן בירוק. ....34

איור III-5: התפתחות בזמן של פרופיל האינדוקציה ב- 21 קלווין, לאחר קפיצת שדה של 690 גאוס. החצים מסמנים את מיקומו של השבר על הפרופיל, והקו המקווקו את המיקום  $x_0$   $-514 \mu\text{m} = \dots\dots\dots$  36

איור III-6: עקומות טיפוסיות של dB/dx כנגד B לוקאלי בזמנים המצוינים עבור 21 קלווין. האזור האפור מציין את תחום המצבים הטרנזיינטיים.  $\dots\dots\dots$  37

איור III-7: ספקטרום זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים הלא-מסודרים בטמפרטורות 21 ו- 24 קלווין כפי שנמדד במקום  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  ממרכז הדגם. הקו העובר בין הנקודות הנסיוניות התקבל מהתאמה לביטוי  $\tau = \tau_0 / (1 - B/B_{od})^y$ .  $\dots\dots\dots$  40

איור III-8: התפתחות המומנט המגנטי במשך שעה, מוצגת כפונקציה של השדה המופעל. נמדד במערכת ה- SQUID ב- 25 קלווין.  $\dots\dots\dots$  41

איור III-9: עקומות טיפוסיות של dB/dx כנגד B לוקאלי בזמנים המצוינים עבור 24 קלווין. האזור האפור מציין את תחום המצבים הטרנזיינטיים.  $\dots\dots\dots$  42

איור III-10: קו מעבר הפאזה מוצק-מוצק ממדידות גלובאליות (SQUID) הקו מתאר את התלות בטמפרטורה של ה- onset של השיא השני.  $\dots\dots\dots$  47

איור III-11: תמונת ההתפתחות בזמן של עקומות המגנטיזציה שנמדדו גלובאלית בטמפרטורות (a) 20 K (b) 23 K (c) 21 K (d) 19.5 K. החץ מדגים את תנועתו של  $H_{on}$  עם הזמן.  $\dots\dots\dots$  48

איור III-12: קו המעבר הנמדד מההתפתחות בזמן של השיא השני במשך 10 דקות. המסגרת הפנימית מתמקדת באזור בו מתהפכת מגמתו של קו המעבר עם הזמן.  $\dots\dots\dots$  49

איור III-13: התפתחות בזמן של לולאות מגנטיזציה לוקאליות ב-  $-514 \mu\text{m}$  (a,b) וב-  $-495 \mu\text{m}$  (c,d). כפונקציה של B (a,c) וכפונקציה של H (b,d)  $\dots\dots\dots$  51

איור III-14: ההתפתחות בזמן של האינדוקציה לרוחב הדגם עבור שדה חיצוני של 465 גאוס ב- 21 קלווין (מתוך איור III-1).  $\dots\dots\dots$  52

איור III-15: תאור סכמתי של (a) פרופיל טיפוס, (b) התלות בזמן של שני המרכיבים של  $H_{on} : B_{on} - j(D-x_0)$ .  $\dots\dots\dots$  53

איור III-16: (a) עקומות מגנטיזציה בזמניות שנמדדו במשך 29 שניות ב- 21 קלווין. באיור III-6 הוצגו עקומות בזמנים נבחרים מתוך גרף זה. הנקודות האדומות מסמנות את מיקום ה- onset של השיא השני. (b) מחותמת הזמן של כל נקודה כפונקציה של האינדוקציה הלוקאלית מתקבל  $\tau(B)$  לטמפרטורה זו. הקו המלא הוא התאמה ל-  $\tau = \tau_0 / (1 - B/B_{od})^y$ .  $\dots\dots\dots$  56

איור III-17: תמונת ההתפתחות של הזרמים המקומיים ב-  $-514 \mu\text{m}$  כפונקציה של הזמן ב- 21 קלווין. צבעים שונים מסמנים שדות חיצוניים שונים.  $\dots\dots\dots$  59

איור III-18: תמונת ההתפתחות של הזרמים המקומיים ב-  $-514 \mu\text{m}$  כפונקציה של האינדוקציה ב- 21 קלווין. צבעים שונים מסמנים שדות חיצוניים שונים (הערכים רשומים על איור III-17). האזור האפור מציין את תחום המצבים הטרנזיינטיים. הקווים הם הלולאות הבו-זמניות בזמנים המצוינים.  $\dots\dots\dots$  59

איור III-19: תמונת ההתפתחות של הזרמים המקומיים ב-  $-514 \mu\text{m}$  כפונקציה של הזמן ב- 21 קלווין. צבעים שונים מסמנים אינדוקציות שונות.  $\dots\dots\dots$  62

איור III-20: תמונת ההתפתחות של הזרמים המקומיים ב-  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  כפונקציה של האינדוקציה ב- 21 קלווין. צבעים שונים מסמנים אינדוקציות שונות, בערכים הרשומים על איור III-19. האזור האפור מציין את תחום המצבים הטרנזיינטיים. הקיום הם הלולאות הבו-זמניות בזמנים המצויינים. .... 62

## IV. יצירה של מצבים טרנזיינטיים

איור IV-1: האינדוקציה המגנטית לרוחב הדגם כפי שנמדדה בסריקת שדה בעליה (FSU) בקצב של 47.6 גאוס\שניה ב- 22.5 קלווין. .... 69

איור IV-2: האינדוקציה המגנטית לרוחב הדגם כפי שנמדדה בסריקת שדה בעליה (FSU) בקצב של 16 גאוס\שניה ב- 25 קלווין. .... 70

איור IV-3: פרופילי האינדוקציה ב- 23 קלווין עבור קצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה. הקו המקוקו מסמן את המקום ממנו צוירה הלולאה הלוקאלית והקיום המנוקדים את גבול התחום. הפרופילים המודגשים באדום וכחול מתאימים לנקודות המודגשות בלולאה שבאיור IV-4. .... 72

איור IV-4: החלק העולה של לולאת מגנטיזציה לוקאלית dB/dx כנגד B לוקאלי, ב- 23 קלווין עבור קצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה. הלולאה הופקה מהפרופילים המוצגים באיור IV-3. .... 73

איור IV-5: פרופילי האינדוקציה של (23 קלווין וקצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה). הקיום המקוקים מסמנים את המקומות מהם צוירו הלולאות ה"גלובאליות", והפרופילים המודגשים באדום וכחול מתאימים לנקודות המודגשות בלולאה באיור IV-6. .... 74

איור IV-6: החלק העולה של לולאת מגנטיזציה "גלובאלית" M כנגד H חיצוני, ב- 23 קלווין עבור קצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה. הלולאה הופקה מהפרופילים המוצגים באיור IV-5. .... 75

איור IV-7: לולאת מגנטיזציה "גלובאלית" M כנגד B לוקאלי, ב- 23 קלווין עבור קצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה. .... 77

איור IV-8: לולאות מגנטיזציה "גלובאליות"  $M = B - H_{\text{ext}}$  כנגד B ב- 23 קלווין, ב-  $x_0 = -447 \mu\text{m}$  עבור קצבי סריקת שדה שונים. .... 78

איור IV-9: פרופילי האינדוקציה שנמדדו במהלך עליית השדה ב- 23 קלווין בקצבי סריקה של 4, 160 ו- 400 גאוס\שניה. .... 79

איור IV-10: לולאות מגנטיזציה "גלובאליות"  $M=B-H$  כנגד B בקצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה, ב-  $x_0 = -427 \mu\text{m}$  עבור טמפרטורות שונות. .... 84

איור IV-11: פרופילי האינדוקציה שנמדדו במהלך עליית השדה בקצב סריקה של 160 גאוס\שניה בטמפרטורות המצוינות. .... 85

איור IV-12: האינדוקציה המגנטית לרוחב הדגם כפי שנמדדה בסריקת שדה בירידה (FSD) בקצב של 21 גאוס\שניה ב- 25 קלווין. .... 88

איור IV-13: לולאת מגנטיזציה לוקאלית ב-  $x_0 = -407 \mu\text{m}$ , ב- 25 קלווין עבור קצב סריקה של 160 גאוס\שניה והפרופילים מהם צוירה הלולאה, עליהם מסומן מקום המדידה. .... 90



- אזור IV-14: האינדוקציה המגנטית לרוחב הדגם כפי שנמדדה בסריקת שדה בירידה ב- 25 קלוין בקצבים של 4 ו- 400 גאוס\שניה. 91
- אזור IV-15: פרופילי האינדוקציה שנמדדו במהלך ירידת השדה בקצב סריקה של 160 גאוס\שניה בטמפרטורות 25 ו- 30 קלוין. 95
- אזור IV-16: התלות בטמפרטורה של שדה המעבר הנמדד בקצבי סריקה שונים, על ידי ערך האינדוקציה בשבר בניסוי FSD. 96
- אזור IV-17: תלות  $B_{f0}$  בניסוי FSU (ריבועים) ו- FSD (עיגולים) בקצב הסריקה ב- 23 קלוין. חישוב  $B_{od}$  מתואר בפרק V. האזור התכול מסמן את תחום הפאזה המסודרת, האדום - את הפאזה הלא-מסודרת, והאזור האפור מסמן את תחום המצבים הטרנזיינטיים הלא-מסודרים. 98
- אזור IV-18: ספקטרום זמני החיים כפונקציה של האינדוקציה B המנורמלת ל-  $B_{od}$ . 101

## **V. דינמיקה של מצבים טרנזיינטיים**

- אזור V-1: מהירות השבר כפונקציה של הזמן בקצבי סריקה שונים ב- 23 קלוין, עבור ניסוי סריקת שדה בעליה. הקו הרציף מחושב ממשוואה 11 (בהמשך). 106
- אזור V-2: מהירות השבר כפונקציה של הזמן בשדות חיצוניים שונים ב- 21 קלוין, עבור ניסוי רלקסציה בשדה חיצוני קבוע. הקו הרציף מחושב ממשוואה 13 (בהמשך). 107
- אזור V-3: מהירות השבר כפונקציה של הזמן בקצבי סריקה שונים ב- 23 קלוין, עבור ניסוי סריקת שדה בירידה. הקו הרציף מחושב ממשוואה 22 (בהמשך). 108
- אזור V-4: פרופיל אופייני לניסוי עלית שדה, המתאר את הקשר בין  $x_f$  ל-  $j_h, H_{ext}$  ו-  $B_f$ . 111
- אזור V-5: תאור סכמטי של השפעת הגורמים השונים על תנועת השבר. בכל תמונה משנים פרמטר אחד כאשר השניים האחרים מקובעים: (a)  $B_f$  משתנה (b)  $H_{ext}$  משתנה (c)  $j_h$  משתנה. 112
- אזור V-6:  $\partial x_f / \partial t$  עבור קצבי סריקה שונים כפי שצויר מתוך משוואה 11 תוך שימוש בערכי  $B_{od}, B_{f0}, j_h$  ו-  $dH_{ext}/dt$  אופייניים לניסוי. 115
- אזור V-7: פתרון נומרי של משוואה 13 המתארת את  $x_f(t)$  ואת  $\partial x_f / \partial t(t)$  עבור רלקסציה לשדות שונים. 117
- אזור V-8: זיהוי  $B_{f0}$  של קצב סריקה מסוים כנקודת המפגש בין הקו הישר המגדיר את אופן הורדת השדה החיצוני לבין העקום  $\tau(B)$ . 119
- אזור V-9: הקשר בין  $x_f$  לקצב סריקת השדה, האינדוקציה בשבר, וצפיפות הזרם, בניסוי סריקת שדה בירידה. 120
- אזור V-10:  $\partial x_f / \partial t$  ו-  $\partial B_f / \partial t$  עבור קצבי סריקה שונים, כפי שחושבו ממשוואות 22 ו- 23, תוך שימוש בערכים אופייניים לניסוי עבור  $j_h, \gamma, \tau_0$  ו-  $B_{od}$  ו-  $dH_{ext}/dt$ . 122
- אזור V-11:  $B_{f0}$  שנמדד עבור קצבי סריקה שונים, ב- 23 קלוין, בניסוי עליית שדה (עיגולים), ובניסוי ירידת שדה (ריבועים). 123
- אזור V-12:  $\tau(B)$  שחושב משלשת הניסויים עבור 23 קלוין. הקו הרציף הוא התאמה לנוסחה 6. 124

איור V-13: עקומות  $\tau(B)$  שנמדדו בטמפרטורות שונות. 125

איור V-14:  $\tau_0$  כתלות בטמפרטורה. הקו הרציף הוא התאמה לחוק ארניוס:  $8 \cdot 10^{-9} \exp(326/T)$ . 126

איור V-15:  $B_{od}$  כתלות בטמפרטורה (קו רציף) כפי שהתקבל מהתאמה למשוואה 19. לשם השוואה מוצגים קווי המעבר כפי שנמדדו על ידי ה- onset של השיא השני בקצבי סריקה שונים (קווים מקווקווים), מתוך איור IV-16. 126

איור V-16: לולאת מגנטיזציה גלובאלית שחושבה על ידי השטח בין הפרופיל לשדה החיצוני,  $M = \sum(B(x) - H)$ , מנורמל ל-  $d^2$ , כנגד  $H$ .  $d$  הוא חצי רוחב הדגם. תנועת השבר והאינדוקציה בו חושבו ממשוואות 11-12 ו- 22-23, עבור FSU ו- FSD בהתאמה, תוך שימוש בערכים אופייניים לניסוי:  $j_h = 4 \text{ A/cm}^2$ ,  $j_l = 1 \text{ A/cm}^2$ ,  $\gamma = 2.6$ ,  $B_{od} = 430 \text{ G}$ ,  $\tau_0 = 0.04$ ,  $dH_{ext}/dt = 1, 100, 1000 \text{ G/s}$ ,  $= 100 \mu\text{m}$ . 128

איור V-17: לולאות מגנטיזציה גלובאליות המחושבות על ידי השטח בין הפרופיל לשדה החיצוני מנורמל ל-  $d^2$  כפי שהוצגו באיור V-16 יחד עם לולאות שחושבו עם אותם פרמטרים עבור דגם שרחבו גדול פי 6. 130

## **VI. השפעת גודל הדגם על מדידות של מעבר הפאזה**

איור VI-1: (a) תרשים של פרופיל אינדוקציה טיפוסי. השטח הצהוב מייצג את התרומה של מחסומי השפה והכחול את התרומה של זרמי הנפח למומנט המגנטי הכללי. מן האיור ברור שבמדידת מומנט גלובאלי  $M_{bulk} \propto d^2$  ואילו  $M_{surface} \propto d$ , ובמדידת מומנט לוקאלי  $M_{bulk} \propto d$  ואילו  $M_{surface} \propto d^0$ . (b) תאור סכמתי של טמפרטורות הקטיעה של קו המעבר בדגם גדול ובדגם קטן. 135

איור VI-2: תאור מהלך החיתוך של הדגם. 136

איור VI-3: לולאת מגנטיזציה שהתקבלה בניסוי סריקת שדה בעליה עבור טמפרטורות 21 – 27 קלווין בקצב סריקה של 4 גאוס/שניה. במסגרת הפנימית מוצגת לולאת המגנטיזציה השלמה. 138

איור VI-4: לולאות מגנטיזציה שנמדדו ב- 27 קלווין בקצבי סריקה שונים בין 4 ל- 1600 גאוס/שניה. המסגרת הפנימית מתמקדת על אזור השיא השני על הלולאה. החץ מסמן את "עומק" של השיא השני, כלומר את ההפרש בין הזרם לפני ואחרי המעבר. 140

איור VI-5: השפעת זרמי שפה,  $j_{surface}$ , על פרופיל האינדוקציה עבור זרם נפח,  $j_{bulk}$ , בגדלים שונים. העקומות מנורמלות לנקודה העמוקה בפרופיל. 142

איור VI-6: (a) הפרופילים שנמדדו במהלך סריקת שדה בעליה בקצב של 5 גאוס/שניה ב- 27 קלווין ב- FT4c1b1. (b) לולאת מגנטיזציה לוקאלית שצוירה מהפרופילים ב- a. 143

איור VI-7: עומק השיא השני,  $d(j_{high} - j_{low})$ , כפונקציה של קצב סריקת השדה בטמפרטורות שונות. 144

איור VI-8: הערכה לזרמים השונים כפונקציה של קצב הסריקה בשדות שונים. הזרם ה"גלובאלי" מתואר, כפונקציה של קצב סריקת השדה, עבור שלש אינדוקציות בהן הפאזה מסודרת (200, 300 ו- 400 גאוס) ושתי אינדוקציות בהן הפאזה לא-מסודרת (550 ו- 600 גאוס). האינדוקציות מסומנות בקו אנכי על לולאות המגנטיזציה. 145

איור VI-9: לולאות מגנטיזציה  $B-H_{ext}$  כנגד B ב- 27 קלוין עבור הדגם הגדול (ירוק) ועבור הדגם הקטן (ורוד), בקצבי סריקה של 5.3 (משולשים) ו- 230 (עיגולים) גאוס\שניה..... 147

איור VI-10: הערכה לזרם ה"גלובלי" עבור דגם גדול (צד שמאל) ודגם קטן (צד ימין), שנמדד ב- 27 קלוין, עבור אותם קצבי סריקה של השדה החיצוני, 4-1600 גאוס\שניה..... 148

איור VI-11: זרם הנפח הגבוה,  $j_h$ , ב-27 קלוין באינדוקציות של ~600 גאוס בדגם גדול ובדגם קטן עבור קצבי סריקה שונים..... 149

איור VI-12: לולאות מגנטיזציה  $B-H$  כנגד B בקצב סריקה של 230 גאוס\שניה עבור הדגם הגדול (ירוק) ושל 16 גאוס\שניה עבור הדגם הקטן (ורוד)..... 150

איור VI-13: הזרם בדגם בשדה חיצוני מסויים כפונקציה של השדה החיצוי עבור גדלי דגם שונים, כפי שחושב נומרית עבור  $n=3$ ,  $j_c=10^6$  A/cm<sup>2</sup>,  $x_0\omega_m = 10^4$  cm/s,  $d=0.001-0.12$  cm, ו-  $\dot{H} = 1 - 1000$  G/s..... 151

איור VI-14: עקומות  $\tau(B)$  שנמדדו עבור הדגם הגדול בטמפרטורות שונות, מתוך איור V-13. באדום:  $\tau(B)$  שנמדד עבור הדגם הקטן ב- 21 קלוין..... 153

איור VI-15: התפתחות בזמן של לולאות מגנטיזציה בו-זמנית, dB/dx כנגד B, ב- 21 קלוין עבור דגם גדול ודגם קטן..... 154

איור VI-16: לולאת מגנטיזציה בו-זמנית, dB/dx כנגד H, שנמדדה 3.4 שניות לאחר הפעלת השדה החיצוני ב- 21 קלוין עבור דגם גדול ודגם קטן..... 155

איור VI-17: לולאות מגנטיזציה  $B-H_{ext}$  כנגד  $H_{ext}$  ב- 23 קלוין עבור הדגם הגדול (ירוק) ועבור הדגם הקטן (ורוד), בקצבי סריקה של 230 (משולשים) ו- 4 (עיגולים) גאוס\שניה..... 157

איור VI-18: (a) מסלול השבר מהקצה של עבר מרכז הדגם כפי שנמדד בקצב סריקה של 160 גאוס\שניה עבור הטמפרטורות המצוינות על הגרף. (b) מסלול השבר עבור מספר טמפרטורות כפי שחושב על ידי משוואות 11 ו- 12 מפרק V..... 158

איור VI-19: תוצאות של Wang *et al.*, מתוך [65]. (a) לולאות מגנטיזציה של שני דגמים ב- 25 קלוין. (b) רוחב הדגם והטמפרטורה הקריטית שממנה אי אפשר כבר למדוד בו את השיא השני..... 160

# תקציר

עבודת המחקר המוצגת כאן עוסקת בחקר המצבים הטרנזיינטיים הלא-מסודרים במערך הפלקסונים במוליכי-על בטמפרטורות גבוהות. האפקטים של מצבים אלה משמעותיים במיוחד סמוך למעבר הפאזה "סדר – אי-סדר" בין שריג פלקסונים מסודר, או מסודר למחצה, לבין פאזה פלקסונים לא מסודרת. העבודה מתמקדת בהדמיה של המצבים הטרנזיינטיים, במעקב אחרי תהליכי היצירה וההרפיה שלהם ובבדיקת השפעתם של המצבים הטרנזיינטיים על מדידות מגנטיות של מעבר הפאזה.

המדידות התבצעו בשיטה המגנטו-אופטית, בה מבצעים מיפוי לוקאלי של האינדוקציה המגנטית על פני הדגם. במערכת המדידה משולבת מצלמה מהירה המאפשרת למדוד שינויים מהירים של האינדוקציה בדגם, תכונה הכרחית עבור מחקר של מצבים טרנזיינטיים. הרזולוציה המרחבית הגבוהה (מיקרומטרים) ורזולוצית הזמן הטובה (מילישניות) של המערכת מאפשרות לחקור דינמיקה של פאזות שונות הקיימות בו זמנית בדגם.

על מנת לחקור את הדינמיקה של המצבים הטרנזיינטיים ביצענו שלשה סוגי ניסויים בגבישים יחידים של  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCuO}_{8+\delta}$  (א) מדידת הרלקסציה המגנטית בדגם בשדה מגנטי חיצוני קבוע. מדידות אלה מאפשרות לעקוב אחרי תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים, ולראות, לראשונה, כיצד הוא משפיע על מדידות של מעבר הפאזה. (ב) מדידת ההתפתחות בזמן של האינדוקציה המגנטית הלוקאלית במהלך העלאה של השדה החיצוני בקצב קבוע. בניסוי זה המצבים הטרנזיינטיים מוזרקים לדגם באופן רציף וניתן לעקוב אחר חדירתם לדגם. (ג) מדידת ההתפתחות בזמן של האינדוקציה המגנטית הלוקאלית במהלך הורדה של השדה החיצוני בקצב קבוע. בניסוי זה הפאזה הלא-מסודרת נגררת אל מתחת לשדה המעבר, וניתן לעקוב אחרי תהליך "supercooling" עד להרפיית המצבים הטרנזיינטיים.

בכל שלשת הניסויים שהוזכרו לעיל מופיע שינוי חד בשיפוע ("שבר") בפרופיל האינדוקציה,  $B_z(x)$ . שבר זה, המסמן את הגבול בין הפאזות השונות בדגם, נע אל עבר מרכז הדגם (בניסויים ב' ו-ג') ואל עבר שפתו (בניסוי א'). גבול דינמי זה מאפשר זיהוי של מצב הפלקסונים בכל מקום על הדגם, ומאפשר מעקב אחרי התפתחות הפאזות השונות. החידוש העיקרי במחקר זה הינו היכולת לצפות בדינמיקה של המצבים הטרנזיינטיים ולאפיין אותם, כמותית, על ידי מדידת זמן החיים שלהם כפונקציה של שדה וטמפרטורה. מצאנו כי זמן החיים גדל מונוטונית עם השדה, מתבדר לקראת קו המעבר, ומתקצר ככל שהטמפרטורה עולה. ניתוח תוצאות הניסויים מצביע על כך שההתנהגות המגנטית של הדגם בכל ניסוי נקבעת על ידי התחרות בין תהליך יצירת המצבים הטרנזיינטיים בדגם לבין תהליך ההרפיה של מצבים אלה. זיהינו שלשה גורמים המשפיעים על התחרות: קצב הזרקת המצבים הטרנזיינטיים הנשלט על ידי קצב שינוי השדה החיצוני, קצב זחילת השטף לדגם בשדה חיצוני קבוע; מנגד, קצב הרפיית המצבים הטרנזיינטיים הנקבע על ידי האינדוקציה הלוקאלית והטמפרטורה.

מתוצאות המחקר עולה כי המצבים הטרנזיינטיים משפיעים על מדידות מגנטיות של מעבר הפאזה בצורה משמעותית ביותר. מעבר לכך, מעורבות המצבים הטרנזיינטיים מספקת הסבר לסדרה של שאלות בתחום, שהיו פתוחות במשך זמן רב. למשל, העלמות השיא השני בטמפרטורות נמוכות, המציינת, לכאורה, קטיעה פתאומית של קו מעבר הפאזה, ולפיכך מעלה שאלות לגבי עצם קיומו של מעבר הפאזה בטמפרטורות נמוכות יותר. העלמות זו של השיא השני בטמפרטורה נמוכה תוסבר כאן כמיסוכו של השיא השני על ידי מצבים טרנזיינטיים בעלי זמני חיים ארוכים מזמן המדידה. כפי שציינו, זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים מתארכים ככל ששורדים בטמפרטורה. במחקר זה נראה שהשיא השני אכן מופיע גם בטמפרטורות נמוכות כאשר ממתינים זמן המספיק להרפיה של המצבים הטרנזיינטיים בשדות הנמוכים.

דוגמא נוספת לשאלה פתוחה המוסברת על ידי מעורבותם של המצבים הטרנזיינטיים היא התלות בזמן של השיא השני, תכונה שאינה הולמת סממן של מעבר פאזה תרמודינאמי. בעבודה זו נראה שהדינמיקה של השיא השני נובעת מהרפייתם של המצבים הטרנזיינטיים, שזמני החיים שלהם תלויים בשדה.

קו המעבר נקטע פעם נוספת, בטמפרטורות גבוהות יותר, בתחום שמתחת לקו האי-רברסביליות. קטיעה זו פוגעת ברציפות של הקו עם קו ההתכה (ה-melting). בדיקה של בעיה זו העלתה שהיא אינה קשורה למצבים הטרנזיינטיים ומקורה ברלקסציה המהירה של זרמי הנפח. הדגמנו טענה זו על ידי מדידות מהירות יותר (בקצב סריקה גבוה יותר), שהראו שיא שני בטמפרטורות בהן, לכאורה, התופעה נעלמה.

הישג נוסף של עבודה זו הוא ניתוח של תלות זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים בשדה ובטמפרטורה, המאפשר ניטרול של השפעת המצבים הטרנזיינטיים ומדידה עקיפה של קו המעבר התרמודינאמי. מדידות שהוצגו בספרות נבדלות מהותית זו מזו בערכים המוחלטים וכן בתלות האיכותית של שדה המעבר בטמפרטורה. הראנו שהבדלים אלה הם תוצאה של טכניקות מדידה שונות, ובעיקר של זמני מדידה שונים המעניקים משקל שונה למצבים הטרנזיינטיים. בנוסף, מדידת זמן החיים מתוך ניסויים שונים, אפשרה השוואה בין אופיים של מצבים טרנזיינטיים שנוצרו בצורות שונות: הזרקה דרך שפת הדגם לעומת גרירה (supercooling) של הפאזה הלא-מסודרת אל מתחת לקו המעבר. הראנו שספקטרום זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים אינו תלוי באופן יצירתם.

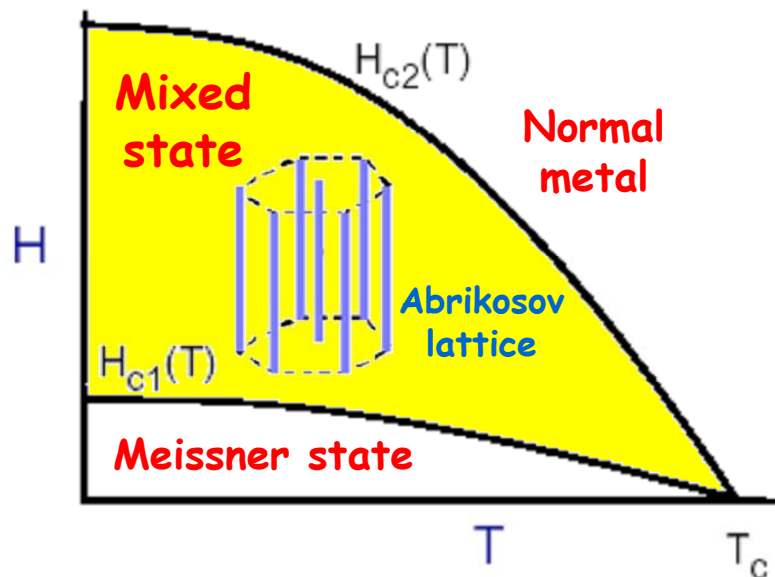
חקרנו גם את השפעת גודל הדגם על קו המעבר. בשנים האחרונות טענו חוקרים שונים שגודל הדגם משפיע על קו מעבר הפאזה. מסקנתנו היא שגודל הדגם אינו משנה את קו מעבר הפאזה, לפחות בתחום הגדלים שבו קיים עדיין סריג של פלקסונים. לעומת זאת, יש לגודל הדגם השפעה על הטמפרטורות בהן נמדדת הקטיעה של קו המעבר, אבל גם אפקט זה הוא מלאכותי וניתן לתיקון על ידי שינוי פרוטוקול המדידה. מסקנה זו מנוגדת

לדעה הרווחת הקושרת את העלמות השיא השני בדגמים קטנים עם העלמות מעבר הפאזה.

לסיכום, במחקר המתואר כאן בוצעה הדמיה מגנטית של תהליכי יצירה והרפיה של מצבים טרנזיינטיים של מערכי הפלקסונים. ניתוח התוצאות אפשר אפיון כמותי של מצבים אלה על ידי מדידת זמן החיים שלהם כפונקציה של האינדוקציה המגנטית והטמפרטורה. התחרות בין תהליכי היצירה וההרפיה של מצבים טרנזיינטיים מסבירה שורה של תופעות אשר עד כה היו בגדר חידה, כגון העלמות השיא השני בטמפרטורות נמוכות, והתלות הבלתי-צפויה שלו בזמן. ניתוח התלות של זמן החיים בשדה ובטמפרטורה מאפשר מדידה של קו המעבר התרמודינאמי, אשר מראה התנהגות שונה מקווי מעבר הנמדדים ללא החשבות במעורבותם של המצבים הטרנזיינטיים. תוצאות המחקר מוסיפות נדבך חשוב להבנת דיאגרמת הפאזות של חומר הפלקסונים במוליכי-על בטמפרטורות גבוהות.

# I. הקדמה

בסוף שנות השמונים חלה פריצת דרך בנושא מוליכות-על כאשר נתגלו על ידי Muller ו- Bednorz [1, 2] וממשיכיהם [3-5] תרכובות קרמיות שהראו מוליכות-על בטמפרטורות גבוהות יחסית. מוליכי-על אלה הם מסוג II [2, 6], כלומר, בנוכחות שדה מגנטי מעל השדה הקריטי התחתון,  $H_{c1}$ , נוצר בהם מצב "מעורב" (mixed state) המורכב מ"איים" מיקרוסקופיים של חומר במצב נורמלי בתוך ה"ים" העל-מוליך. כל "אי" כזה מורכב מליבה נורמלית בצורת גליל שרדיוסו שווה לאורך הקוהרנטיות,  $\xi$ . סביב לליבה זורמים זרמים, שכיוון סיבובם הפוך לזרם סביב שפת הדגם, והם דועכים ברדיוס השווה לעומק החדירה,  $\lambda$ . הליבה הנורמלית והזרמים הסובבים אותה יוצרים את האלמנט הנקרא "פלקסון", "קו שטף" או "מערבולת מגנטית". כל פלקסון מכיל קוונט אחד של שטף מגנטי  $\phi_0 = hc/2e = 2 \cdot 10^{-7} \text{G} \cdot \text{cm}^2$ . חדירת פלקסונים לדגם מתחילה, כאמור, רק מעל השדה הקריטי התחתון,  $H_{c1}$ . עם העלאת השדה המגנטי החיצוני צפיפות קווי השטף עולה, עד שבשדה הקריטי העליון,  $H_{c2}$ , כל החומר מצוי במצב נורמלי.



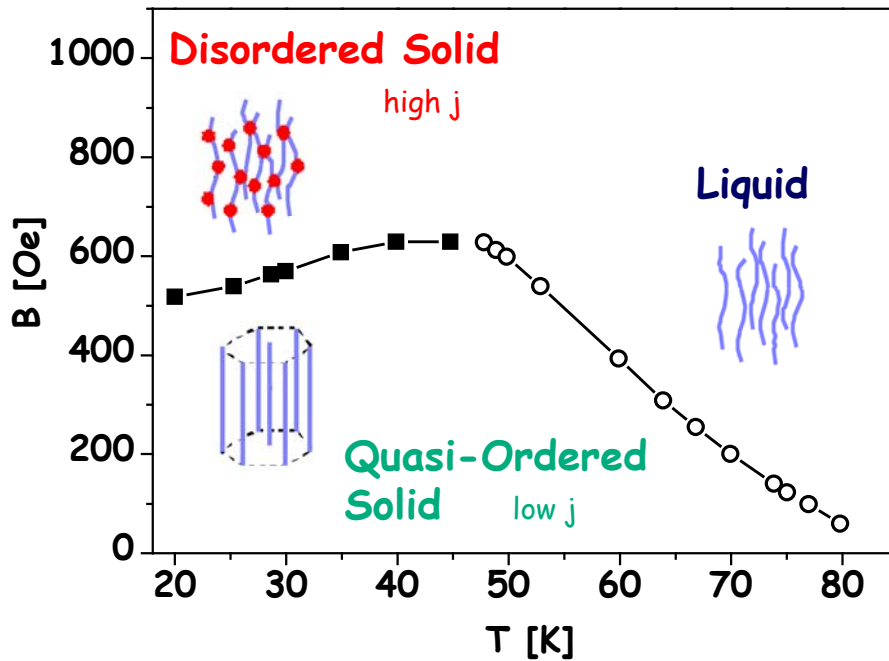
איור I-1. דיאגרמת הפאזות המגנטית של מוליכי על מסוג II.



באיור 1-I מוצגת דיאגרמת הפאזות המגנטית במישור H-T של מוליכי על מסוג II. החלק התחתון, מתחת ל-  $H_{c1}(T)$ , מתאר את מצב מייזנר, בו החומר מציג דיאמגנטיות מושלמת, כלומר, בנוכחות שדה זרמי שפה חזקים מתחילים לזרום סביבו כך שהם מנטרלים לחלוטין את השטף המגנטי שאמור לעבור דרכו [6, 7]. האזור הצהוב, בין שני השדות הקריטיים מסמן את המצב המעורב, בו, כאמור, שטף מגנטי חודר לדגם בצורת פלקסונים. בחלק העליון, מעל  $H_{c2}(T)$ , החומר נורמלי.

בגבישים נקיים, ללא פגמים, כוחות הדחייה האלקטרומגנטיים שבין הפלקסונים גורמים לסידורם במבנה של סריג משושה, הנקרא סריג אבריקוסוב (Abrikosov lattice) [2]. המרחק הממוצע בין הפלקסונים תלוי באינדוקציה המגנטית בדגם לפי  $a_0 \approx \sqrt{\phi_0/B}$ .

מוליכי-על בטמפרטורות גבוהות, המהווים תת קבוצה של מוליכי-על מסוג II, מציגים דיאגרמת פאזות עשירה יותר של מערך הפלקסונים במצב המעורב. בהשוואה למוליכי-העל ה"ותיקים", מוליכי-על אלה מאופיינים על ידי אורך קוהרנטיות נמוך, עומק חדירה גבוה, אנאיזטרופיה גבוהה וטמפרטורות מעבר גבוהות במיוחד [8, 9]. השילוב של פרמטרים אלה גורם למערך הפלקסונים להיות רך יותר ופחות מקובע, וכתוצאה מכך נוצרת דיאגרמת פאזות עשירה במיוחד [8]. לדוגמא, באיור 2-I ניתן לראות את דיאגרמת הפאזות של מערך הפלקסונים בגבישי  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCuO}_{8+\delta}$  (BSCCO), בהם תעסוק עבודה זו. מחקרים רבים, למשל מדידות פיזור נויטרונים בזוויות קטנות [10] ו- $\mu\text{SR}$  (Muon spin rotation) [11], הראו כי דיאגרמת הפאזות של חומר הפלקסונים מורכבת משלש פאזות שונות לפחות [8, 12]: פאזה מעין-מסודרת בטמפרטורות נמוכות ושדות נמוכים, פאזה לא-מסודרת בטמפרטורות נמוכות ושדות גבוהים ופאזה נזלית בטמפרטורות גבוהות [13, 14].



איור 2-I. דיאגרמת הפאזות של מערך הפלקסונים ב-BSCCO,  $T_c = 88 \text{ K}$ , מתוך מקור [15]. הציור אינו מראה את השדות הקריטיים. בסקלה של האזור, השדה הקריטי העליון ניצב לציר הטמפרטורה ב- $T_c$ . השדה הקריטי התחתון בטמפרטורות נמוכות הוא מסדר גודל של עשרות גאוס.

המודל המקובל [8, 13, 14, 16] מתאר את המעברים בין הפאזות כנשלטים על ידי תחרות בין שלש אנרגיות: האנרגיה האלסטית, אנרגיית הלכידה והאנרגיה התרמית. האנרגיה האלסטית דומיננטית בשדות נמוכים ובטמפרטורות נמוכות. לכן בגבישים נקיים ללא פגמים הפלקסונים מסתדרים במבנה של סריג משושה ויש ביניהם קורלציה ארוכת טווח. הימצאותם של מרכזי לכידה (pinning centers), שהם תוצאה של פגמים הקיימים בכל דגם, יוצרת הפרעות בסריג. מתקבל מבנה הנקרא "זכוכית בראג" (Bragg glass), שבו הסדר בגביש נשמר רק בטווחים קצרים יחסית. בהמשך נכנה פאזה זו "מעין-מסודרת" (quasi-ordered), או "מסודרת".

ככל שהשדה המגנטי עולה וצפיפות הפלקסונים עולה, אנרגיית הלכידה נעשית דומיננטית יותר. הפלקסונים מסתבכים בינם לבין עצמם (entangled), ויוצרים את הפאזה הלא-מסודרת. מוקדי הלכידה מאופיינים ע"י הכת,  $F_{pin}$ , שהם מפעילים על יחידת נפח של פלקסונים. על מנת לנתק את הפלקסונים ממרכזי הלכידה צריך שצפיפות הזרם בדגם

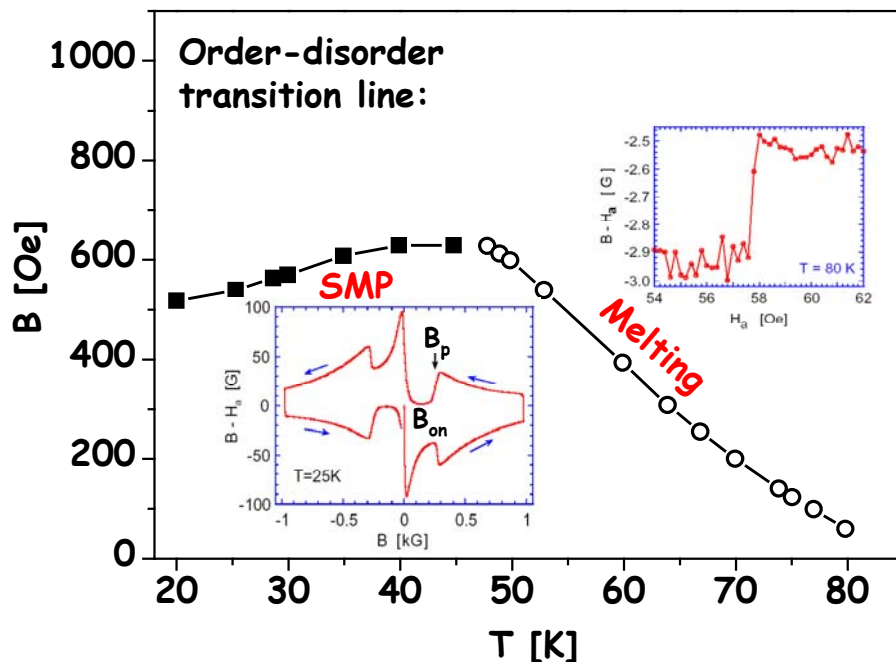
תעלה על צפיפות הזרם הקריטית,  $j_c$ . הקשר בין כח הלכידה לזרם הקריטי הוא  $\vec{F}_{pin} = \vec{j}_c \times \vec{B} / c$ . ככל שלכידת הפלקסונים דומיננטית יותר, קשה יותר לנתק אותם ממקומם. לפיכך הפאזה הלא-מסודרת מאופיינת על ידי זרם קריטי גבוה יותר מאשר המסודרת. לכידת הפלקסונים מונעת מהמערכת להגיע לשווי-משקל מיד לאחר הפעלת שדה מגנטי. לכידת הפלקסונים והאקטיבציה התרמית המשחררת אותם גורמות לכך שמדידות מגנטיות של דגמים מוליכי-על בדרך כלל תלויות בזמן. לכידת הפלקסונים היא אחת הסיבות לכך שהמגנטיזציה בדגמים מוליכי-על היא אירברסבילית. ההתנהגות האירברסבילית של המגנטיזציה מתוארת ע"י מודל המצב הקריטי של Bean [17].

כיון שמדובר במוליכי-על בטמפרטורות גבוהות, לא ניתן להתעלם מהתנודות התרמיות של הפלקסונים. בטמפרטורה מספיק גבוהה האנרגיה התרמית יכולה לשחרר את הפלקסונים ממוקדי הלכידה. במצב זה אין קורלציה בין הפלקסונים, והם נעים עצמאית בצורת נזל של קווי שטף [18]. זוהי הפאזה הנוזלית. בחומרים אנאיזוטרופיים מאוד נעלמת הקורלציה (הצימוד) בין חלקי הפלקסון במישורים השונים, ומתקבל גז של "חביתיות" (pancakes) לא מצומדות (decoupled) [19].

דיאגרמת הפאזות מתחלקת לאזורים שונים, כאשר המצב בכל אזור נקבע על ידי התחרות בין האנרגיות וקווי מעבר הפאזה נקבעים על ידי השוויון ביניהן. בפאזה המסודרת האנרגיה השלטת היא האנרגיה האלסטית, בפאזה הלא-מסודרת – אנרגית הלכידה, ואילו במצב הנוזלי האנרגיה השלטת היא האנרגיה התרמית. כאשר הטמפרטורה עולה, המוצק עובר התכה לנזל על ידי מעבר פאזה מסדר ראשון, הדומה למעבר מים-קרח [18]. המעבר בין המוצק הלא-מסודר לנזל אמור להתרחש כאשר אנרגית הלכידה שווה לאנרגיה התרמית. מעבר זה לא נמדד עדיין וכנראה שזהו מעבר הדרגתי (cross over) [20]. מחקר זה יתמקד במעבר בין המוצק המסודר למוצק הלא-מסודר, עליו אחראית התחרות בין האנרגיה האלסטית לאנרגית הלכידה. האופי של מעבר זה עדיין אינו ברור [15, 21], ובדרך כלל מתייחסים אליו כאל מעבר פאזה מסדר ראשון [22, 23].

נפתח את הדיון בתאור החותמת המגנטית של מעברי פאזה אלה. לאחר מכן נציג

את השאלות הפתוחות בתחום, אותן בחרנו לחקור.



איור 3-I. החותם המגנטי של מעברי הפאזה מוצק-מוצק (SMP – השיא השני) ומוצק-נוזל (melting) לאורך קו המעבר מסודר-לא מסודר. ערוך מתוך מקור [15] ו-[18].

החותמת המגנטית של מעבר הפאזה מוצק-נוזל היא קפיצה חדה ומוגדרת ( $\Delta H < 0.1$  G) במגנטיזציה הרברסבילית ("melting") [15, 18], כמתואר באיור 3-I. לעומת זאת, המעבר בין המוצק המסודר למוצק הלא-מסודר "מרוח" על פני עשרות גאוסים. המעבר מוצק-מוצק מתבטא בעליה אנומלית של הזרם המתמיד כפונקציה של השדה [13, 14, 16, 22, 24-30]. תופעה זו נקראת השיא השני, SMP - Second Magnetization Peak או "fishtail" בשל צורתה (ראה איור 3-I). לאחרונה הוצע לראות בשני קווי מעבר אלה קו אחד, כאשר החותם המגנטי של המעבר משתנה לארכו [31-34]. גישה זו, התומכת בדעה שהמעבר מוצק-מוצק אף הוא מעבר פאזה מסדר ראשון, מתבססת על סדרת ניסויים שהתבצעו לאחרונה [34, 35], המראים שניתן "לחשוף" מעבר חד, למשל על ידי תוספת של שדה רוטט באמפליטודה קטנה (ניסויי shaking או dithering). עם זאת, לא ברור מדוע החותמת המגנטית בניסויים מגנטיים "רגילים" מרוחה כל כך.

המחקר יתמקד בשאלה זו ובשאלות פתוחות נוספות הקיימות כיום לגבי התמונה הסטטית של דיאגרמת הפאזות. נתאר עתה כמה מהן:

לשיא השני שעל לולאת המגנטיזציה המוצגת באיור I-3 יש שני אפיינים עיקריים: שדה השיא - peak, והשדה בו התופעה מתחילה, onset. אפיין שלישי, שדה בו יש שבר, (kink) בחלק העקומה הנמצא בין ה-onset ל-peak, מופיע רק בחומרים מסוימים (YBCO ו-LSCO), ואינו מופיע ב-BSCCO. עדיין לא מוסכם מהו האפיין המייצג את מעבר הפאזה על לולאת המגנטיזציה, האם שדה השיא (peak), שדה ה-onset של האנומליה או אולי אפיינים אחרים [29, 32, 33, 36-38]. העליה האנומלית פרושה על תחום שדות רחב יחסית והזיהוי של שדה המעבר אינו ברור. יתר על כן, המאפיינים של הלולאה מראים תלות בזמן [39-45]; תלות כזו לא תתכן בתמונה סטטית תרמודינאמית.

כמו כן, מלולאות שנמדדו על ידי ניסויים שונים (פרוטוקולי מדידה שונים), למשל מדידות רלקסציה ומדידות תוך שינוי רציף של השדה, מתקבלת תמונה שונה של השיא השני, וערכים שונים לשדה המעבר [44-46]. כך גם מתקבלים הבדלים ניכרים בין תוצאות מדידות של השיא השני בשיטות מדידה גלובאליות ולוקאליות מסוגים שונים.

תעלומה נוספת לגבי קו המעבר היא קטיעתו בטמפרטורות נמוכות [29, 32, 44-48]. מ-17~ קלוין ומטה לא רואים את השיא השני על לולאת המגנטיזציה של BSCCO [46-50], כך שאין דרך למצוא את ערכו של שדה המעבר, או לדעת האם הוא בכלל קיים. בטמפרטורה הנמוכה במקצת מטמפרטורת הקטיעה של הקו *Yeshurun et al.* [47] ו- *Andres et al.* [46] הראו שאמנם אין אפשרות לזהות את השיא השני במדידות רגישות, אך הוא מופיע כאשר מבצעים את המדידה בחלון זמן ארוך יותר. דהיינו, מעבר הפאזה בעצם קיים שם, אך יש להמתין להופעתה של החותמת המגנטית. לתוצאות דומות הגיעו *Li and Wen* [49]. לכן, למרות שברור שקו המעבר קיים בטמפרטורות נמוכות, עדיין יש להסביר מדוע הוא מופיע רק במדידות ארוכות, למדוד את תלות הופעתו בזמן ולכמת אותה.

גם בטמפרטורות הביניים, בהן מופיע השיא השני, השדה הנמדד כשדה המעבר משתנה עם הזמן. בחומרים שונים, ואפילו במדידות שונות של אותו חומר, נצפה לעיתים שינוי לא עקבי של השדה הנמדד כשדה המעבר. לעתים הוא מתקדם עם הזמן לכוון שדות גבוהים יותר [32, 40, 42, 44-46, 51] ולעתים לכוון שדות נמוכים יותר [29, 32, 38, 39, 46, 52-55]. ברור שככל שהמדידה נמשכת יותר זמן, השדה הנמדד כשדה המעבר קרוב יותר לערכו התרמודינאמי. אם כן, התוצאות המראות תזוזה של השיא השני לשדות גבוהים יותר מלמדות ששדה המעבר התרמודינאמי גבוה מהערך שנמדד באותו זמן. הערכה זו אינה מתיישבת עם התזוזה של השיא השני לשדות נמוכים, המלמדת ששדה המעבר התרמודינאמי הוא נמוך יותר, ואולי אפילו אפס. הבעיה מחמירה כאשר מציירים מתוצאות כאלה את התלות בזמן של קו המעבר הנמדד, שכן קווי מעבר של זמנים שונים נחתכים. תוצאות אלה אינן מאפשרות לקבוע בוודאות, ואף לא להעריך, את קו מעבר הפאזה התרמודינאמי.

שאלה נוספת שהעסיקה את החוקרים בשנים האחרונות היא התלות בטמפרטורה של שדה המעבר מוצק-מוצק,  $B_{od}(T)$  בתחום הטמפרטורות הנמוכות [31, 32, 56-58]. בעוד התיאוריה צופה שבטמפרטורות נמוכות קו המעבר יהיה בלתי תלוי בטמפרטורה [13, 16, 32, 57, 59], התמונה הנסיונית מראה שקווים שנמדדו בדגמים שונים, הם שונים משמעותית: קו מעבר שכמעט אינו תלוי בטמפרטורה ב-BSCCO ו-PbBSCCO [57, 60, 61] וב-NCCO [41]; ירידה חדה עם עליית הטמפרטורה ב-LSCO [53] וחלק מדגמי YBCO [36, 62]; והתנהגות לא-מונוטונית בדגמי YBCO [36-38, 51, 63], BSCCO [33, 34, 57, 61], ו-PbBSCCO [64]. עדיין נדרש הסבר לתלות בטמפרטורה, ובמיוחד לתלות השלילית החזקה (שנצפתה ברוב החומרים) המסתיימת בקטיעתו של קו המעבר בטמפרטורות נמוכות.

בנוסף לבעיית קטיעתו של קו מעבר הפאזה בטמפרטורות נמוכות, קיימת גם טמפרטורה גבוהה יותר שמעליה לא נמדד השיא השני (בין 25 ל 40 קלווין ב-BSCCO, בהתאם לדגם) [32, 47, 65]. במקרים רבים, טמפרטורה זו נמוכה יותר מטמפרטורת האי-

רברסביליות, וכך נגרמת קטיעה נוספת של קו המעבר מוצק-מוצק [46, 49, 65, 66]. קטיעה זו בעייתית, שכן לעתים היא יוצרת פער בקו המעבר סדר – אי-סדר, שאינו מסתדר עם ההבנה הנוכחית הטוענת שהקו הוא רציף [31-34]. כפי שהראו [32, 46, 47], בטמפרטורה קבועה בתחום בו נמדד השיא השני קיימת העלמות שלו עם הזמן. חשוב למצוא מהו הגורם להעלמות זו, והאם הסיבה לקטיעתו של קו המעבר בתחום טמפרטורות זה קשורה לקטיעתו בטמפרטורות הנמוכות.

אפקט נוסף המקשה על הבנה של השיא השני כמזהה של מעבר פאזה בדגם קשור להשפעת גודל הדגם עליו. כבר בשנת 1998 טענו Esquinazi *et al.* [67-70] שתופעת השיא השני נעלמת בדגמים קטנים, מסדר גודל של 100 מיקרומטר, והסיקו מכך שהשיא השני נובע מאפקט תרמו-מגנטי. החום הנוצר עקב תנועת הפלקסונים בדגם משתחרר דרך שפת הדגם. בדגם קטן בו היחס בין שטח הפנים לנפח הדגם הוא גדול מספיק, החום הנוצר משתחרר דרך השפה מבלי לגרום לאפקט החימום המקומי אשר לטענתם גורם להופעת השיא השני. בשנת 2001 מדדו Wang *et al.* [65, 66] דגמים קטנים אף יותר, 30 – 100 מיקרומטר, וציירו דיאגרמת פאזות חדשה, בה שייכו לכל גודל דגם טמפרטורה קריטית שמעליה אי אפשר למדוד את השיא השני. לפי ההסבר שלהם, מעל טמפרטורה קריטית זו המעבר, אותו הם מבינים כמעבר 2D-3D, אינו קיים כלל. מעל הטמפרטורה הקריטית מערך הפלקסונים אינו יכול להיות מושפע מפוטנציאל לכידה וממילא מצב 3D קיים תמיד. במסגרת התיאוריה המקובלת, הרואה במעבר הפאזה מסריג מסודר למוצק לא מסודר את הגורם לשיא השני, אנו מצפים לאפקט גודל, כלומר להתבטלות של מעבר הפאזה, שבעקבותיה לא ימדד השיא השני, בתחום הגדלים בו לא מתקיים יותר סריג פלקסונים בדגם. ב-BSCCO ניתן להעריך גודל זה במיקרונים בודדים. כלומר, לפי מודל זה אין אנו מצפים לתלות של הופעת השיא השני בגודל הדגם בתחום גדלי הדגמים בהם מדובר כאן.

מחקרים אינטנסיביים של חומר הפלקסונים ב BSCCO שהתבצעו בשנים האחרונות הראו שמצבים טרנזיינטיים בלתי-מסודרים משפיעים על מדידות מגנטיות ועל מדידות תובלה ליד מעבר הפאזה סדר – אי-סדר [23, 40, 42, 71-77]. מצבים כאלה נוצרים בדגם על ידי הזרקה בלתי מכוונת של פלקסונים דרך מחסומי שפה לא-הומוגנים [71, 72, 77], או על ידי גרירה (supercooling) של הפאזה הלא-מסודרת אל מתחת לקו המעבר [23, 73, 78]. מצבים אלה קיימים בדגם לזמן מוגבל בלבד, שכן הפאזה התרמודינאמית שם היא הפאזה המסודרת.

במדידות מגנטיות במערכת המגנטו-אופטית, המבצעת הדמיה של השדה המגנטי בדגם והשינויים החלים בו, זוהו מצבים טרנזיינטיים בדרך הבאה [75]: מהתמונה הדו-ממדית של השדה המגנטי בדגם, ניתן לקחת פרופילי שדה. מאחר שהפאזות השונות מאופיינות על ידי זרמים שונים וקצבי רלקסציה שונים, ניתן לקבוע משפוע הפרופיל ומהתפתחותו בזמן מהי הפאזה הקיימת במקום מסוים בדגם. דו הקיום של שתי פאזות מתבטא בקיומם של שני שיפועים שונים על הפרופיל, אשר מתפתחים עם הזמן בקצבים שונים. נקודת המעבר בין הפאזות נראית כשבר, דהיינו שינוי חד בשפוע הפרופיל. בשיטה זו ניתן לדעת במדויק איזה חלק של הדגם מצוי באיזו פאזה. בעזרת סדרת פרופילים בזמנים עוקבים ניתן גם לבחון את תזוזת הפאזות השונות על פני הדגם. מהירות העלמות המצב הטרנזיינטי תלויה בקרבה לשדה המעבר התרמודינאמי.

במערך ניסוי יחודי (קורבינו) במדידות תובלה [71, 72] הצליחו להעלים את התופעות הטרנזיינטייות על מנת לחשוף את מעבר הפאזה התרמודינאמי. לשם ניסוי זה נודפו מגעים על הדגם כך שעובר בו זרם רדיאלי הומוגני. תחת זרם כזה הפלקסונים זזים במעגלים ואינם עוברים דרך שפת הדגם. בעזרת ניסוי זה זיהו שזיהום השפה (edge contamination), מעבר הפלקסונים דרך מחסומי השפה הלא הומוגנים, גורם לכך שהפלקסונים נכנסים תמיד לדגם במצב לא מסודר. בדרך זו הצליחו למדוד על אותו



הדגם מעבר המושפע ממצבים טרנזיינטיים בשיטת המדידה המקובלת, וגם מעבר חד ללא מצבים טרנזיינטיים בקונפיגורצית קורבינו.

בכל המחקרים שהזכרנו לעיל המצבים הטרנזיינטיים זהו כגורם מפריע ומטרת המחקר היתה למדוד את המעבר תוך המנעות מהם. לעומת זאת, תשומת לב מועטה הושקעה בניסיון לבחון את המצבים הטרנזיינטיים עצמם ולכמת את השפעתם במונחים של שדה מגנטי, טמפרטורה וזמן. הפרמטר החשוב ביותר עבור אפיון המצבים הטרנזיינטיים הוא זמן החיים שלהם,  $\tau$ , שתלוי בשדה המגנטי ובטמפרטורה. ידע של  $\tau$  הוא חיוני עבור הבנה נכונה של ניסויים שמטרתם לחקור את מעבר הפאזה המושרה על ידי אי-הסדר.

במחקר הנוכחי נעשה שימוש במערכת מגנטו-אופטית על מנת לאפיין את המצבים הטרנזיינטיים, לקבוע את זמני החיים שלהם, ומתוך כך להבין ולכמת את השפעתם על המדידות ליד מעבר הפאזה [44, 45, 58]. נסיונות אלה בוצעו על מספר רב של דגמי BSCCO על ידי מדידות לוקאליות ברזולוצית זמן גבוהה. בעבודה זו עקבנו אחרי תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים באמצעות מדידות של הרלקסציה המגנטית המתרחשת בדגם מיד לאחר הפעלת שדה חיצוני מסוים. מתוך מדידות כאלה בשדות שונים הרכבנו לולאות מגנטזציה עבור זמנים שונים, ועקבנו אחרי ההתפתחות של השיא השני. בזמנים קצרים השיא השני אינו מופיע, אלא צומח לאחר זמן ומתפתח לשדות גבוהים יותר. מדידות מגנטו-אופטיות אלה אפשרו, לראשונה, מדידה ישירה של זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים כפונקציה של השדה הלוקאלי בטמפרטורות שונות,  $\tau(B,T)$  [43, 45].

ניצלנו את המערכת המגנטו-אופטית גם למעקב אחרי תהליך היצירה של מצבים טרנזיינטיים בדגם. יצרנו את המצבים הטרנזיינטיים על ידי הזרקה במהלך ניסוי סריקת שדה בעלייה [44, 79], ועל ידי גרירה (supercooling) של הפאזה הלא-מסודרת אל מתחת לקו המעבר במהלך ניסוי סריקת שדה בירידה [44, 78, 80]. גם ממדידות אלה עלה בידנו

לחלץ את ספקטרום זמני חיים של המצבים הטרנזיינטיים. ספקטרום זמני החיים שהתקבל זהה לזה שנמדד ישירות בניסויי רלקסציה [58, 81]. גילוי זה מוכיח שלמצבים הטרנזיינטיים הנוצרים ממקורות שונים, הזרקה דרך מחסומי שפה לא-הומוגנים וגרירה (supercooling) של הפאזה הלא-מסודרת, יש אופי זהה.

המערכת המגנטו-אופטית מאפשרת מעקב אחרי הדינמיקה של הגבול בין המצבים הטרנזיינטיים והפאזה המסודרת. פיתחנו מודל המסביר את הדינמיקה של הפאזות על ידי תחרות בין תהליך יצירת המצבים הטרנזיינטיים בדגם לבין תהליך ההרפיה שלהם, והראנו ששלשה גורמים מעורבים בתחרות: קצב ההזרקה, הנקבע על ידי שינוי השדה החיצוני; כניסת השטף בשל תהליך הרלקסציה; ומנגד קצב הרפיית המצבים הטרנזיינטיים. שלשת הגורמים הללו הם הקובעים את מהירות הגבול ומהירות שינוי האינדוקציה בו. מודל זה [58, 81, 82] מאפשר למדוד את זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים בניסויים השונים.

על בסיס הידע שרכשנו בעבודה זו לגבי ספקטרום זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים, הצלחנו להסביר את תופעת קטיעתו של קו המעבר בטמפרטורות נמוכות, הופעת השיא השני לאחר זמן, והתזוזה של השדה הנמדד כשדה המעבר לשדות גבוהים יותר עם הזמן. מצאנו כי תופעות אלה הן תוצאה של מיסוך השיא השני על ידי מצבים טרנזיינטיים בעלי זמני חיים ארוכים מזמן המדידה [43-45]. העלמות השיא השני בטמפרטורות נמוכות מוסברת על ידי העובדה שספקטרום זמני החיים תלוי בטמפרטורה; בטמפרטורות נמוכות זמני החיים הם כה ארוכים, כך שיש לחכות זמן רב עד שיתרפו ותתאפשר צפיה במעבר [43-45, 58, 81]. תוצאה נוספת של מדידות אלה היא ההבנה שאף מאפיין של לולאת המגנטזציה אינו מייצג ישירות את שדה מעבר הפאזה, מאחר שכולם מושפעים ממצבים טרנזיינטיים, ולפיכך הם תלויים בזמן.

תוצאה חשובה של ידיעת ספקטרום זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים היא היכולת לחשב את שדה מעבר הפאזה התרמודינאמי,  $B_{od}$ , מתוך תוצאות של מדידות מגנטיות "רגילות". נושא חשוב שיידון במסגרת העבודה הוא צורתו של קו מעבר הפאזה

$B_{od}(T)$ . נראה כיצד קו המעבר הנמדד תלוי בזמן, וכיצד הוא מתקרב לערכו התרמודינאמי, כלומר נעשה פחות ופחות תלוי בטמפרטורה, ככל שהמצבים הטרנזיינטיים דועכים. בנוסף, מדידות אלה מאפשרות להסביר תוצאות סותרות, לכאורה, במדידות גלובאליות, בהן קו המעבר מציג תלות חזקה והפוכה בטמפרטורה בתחום הטמפרטורות הנמוכות [83].

שאלה מעניינת נוספת שטופלה במסגרת המעקב אחרי הרפיית המצבים הטרנזיינטיים היא מהו המנגנון דרכו מתבצעת ההרפיה. מסקנתנו היא שהרפיית המצבים הטרנזיינטיים מתרחשת על ידי שני מנגנונים: זחילה איטית של שטף, ותהליך מהיר הנובע מהאינטראקציה בין הפלקסונים שבגבול הפאזה המסודרת לבין הפלקסונים השכנים שנמצאים במצב הטרנזיינטי הלא-מסודר [84].

בעזרת ניסויים אלה, ניסויי רלקסציה בשדה חיצוני קבוע וניסויי סריקת שדה בקצב קבוע, חקרנו גם את תחום הטמפרטורות הגבוה יותר, שם מתרחשת קטיעה נוספת של קו המעבר (בטמפרטורה שבין 25 ל-40, בהתאם לדגם) [46, 47, 66], כאשר השיא השני נעלם, אך הלולאה עדיין אי-רברסבילית. מניסויים שביצענו באזור זה למדנו שדוקא תנאי הניסוי שאינם מועדפים ב"קצה" התחתון של הקו, הם המועדפים ב"קצהו" העליון. בניסוי הראנו שניתן לגרום להופעתו של השיא השני מחדש בטמפרטורה שמעל לטמפרטורת הקטיעה, על ידי שימוש בקצב סריקה גבוה יותר (כלומר מדידה בזמן קצר יותר). חשוב לציין שהסיבה לאי מדידת השיא השני בגבול העליון של הטמפרטורה אינה מצבים טרנזיינטיים, שזמני החיים שלהם קצרים מאוד בטמפרטורות אלה, אלא הרלקסציה המהירה של זרמי הנפח (bulk). תוצאות אלה מתאימות לגישה הרואה את קו מעבר הפאזה כקו רציף בכל תחום הטמפרטורות.

נושא נוסף שנחקר בעבודה זו הוא השפעת גודל הדגם על מדידות מעבר הפאזה. על סמך מדידות שבוצעו על דגם שנחתך לארכו שוב ושוב, אנו טוענים שקו מעבר הפאזה אינו תלוי בגודל הדגם (בתחום גדלים שבו קיים עדיין שריג פלקסונים). בדקנו את השפעת גודל הדגם על מדידות השיא השני בשני אזורי טמפרטורה על קו המעבר: סמוך

לטמפרטורה מעליה לא נמדד יותר השיא השני וסמוך לטמפרטורה שמתחתיה הוא נעלם. בגבול הטמפרטורה הגבוהה נראה שזרם הנפח הנמדד בזמן מסויים תלוי בגודל הדגם (כלומר קצב הרלקסציה תלוי בגודל הדגם). לכן בדגם קטן דעיכת המומנט כתוצאה מזרמי הנפח (יחסית למומנט כתוצאה מזרמי שפה) "תעלים" את השיא השני בטמפרטורה נמוכה יותר. נדגים את קיומו של מעבר הפאזה על ידי מדידת השיא השני בטמפרטורה בה הוא נעלם בדגם הקטן. בגבול הטמפרטורה הנמוכה וידאנו שזמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים אינם תלויים בגודל הדגם. עם זאת, הדגמנו כיצד השפעתם על מדידות מעבר הפאזה תלויה בגודל הדגם. כמו כן, העלנו את האפשרות שגם טמפרטורת הקטיעה הנמוכה תלויה לכאורה בגודל הדגם. מסקנתנו זו, הרואה בהשפעת הגודל על השיא השני אפקט מלאכותי הניתן לתיקון על ידי שינוי פרוטוקול המדידה, מנוגדת לדעה הרווחת הקושרת את העלמות השיא השני בדגמים קטנים עם העלמות מעבר הפאזה. ראוי לציין שאיננו שוללים קיומו של אפקט גודל דגם, אך אנו מצפים שאפקט כזה יקרה בדגמים קטנים יותר (ב-BSCCO בדגמים מסדר גודל של מיקרונים בודדים) כאשר לא קיים כבר שריג פלקסונים בדגם.

הנושאים שהזכרנו מאורגנים בתזה זו כלהלן: בפרק הבא נתאר את מערכת המגנטו-אופטיקה ועקרונות פעולתה, במערכת זו התבצעו רוב המדידות המוצגות בעבודה זו. כמו כן נתאר בקצרה את מערכת ה-SQUID, בעזרתה ביצענו מדידות גלובאליות משלימות.

בפרק III נציג מדידות רלקסציה שבעזרתן עקבנו אחרי תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים [43, 45]. במדידות אלה זיהינו את תפקיד המצבים הטרנזיינטיים בהתפתחותו של השיא השני ומדדנו את זמני החיים שלהם. התנהגות זמני החיים כפונקציה של שדה וטמפרטורה אפשרה להבין את העלמות השיא השני בטמפרטורות נמוכות, ולמדוד את שדה מעבר הפאזה התרמודינאמי. בפרק זה חקרנו גם את המנגנון דרכו מרפים המצבים הטרנזיינטיים [84].

בפרק IV נתאר כיצד עקבנו אחרי תהליך ההזרקה של מצבים טרנזיינטיים לדגם בניסויי סריקת שדה בעלייה בקצבים שונים ובטמפרטורות שונות [44, 79]. בפרק זה יתואר גם המעקב אחרי תהליך ה- supercooling של הפאזה הלא-מסודרת והרפיית המצבים הטרנזיינטיים שנוצרו במהלך ניסוי סריקת שדה בירידה [44, 78, 80].

בפרק V נציג מודל המתאר את התחרות בין תהליך יצירת המצבים הטרנזיינטיים בדגם לבין תהליך ההרפיה שלהם בניסויים השונים שתוארו בפרקים III ו-IV, על ידי ניתוח תנועת הגבול בין הפאזות [58, 81, 82]. בדרך זו חושבו זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים כפונקציה של שדה וטמפרטורה מכל אחד מסוגי הניסויים, ונמדד קו המעבר התרמודינאמי [58].

בפרק VI אנו דנים בהשפעת גודל הדגם על מדידות מגנטיות של מעבר הפאזה, ומציגים תרחישים שונים העלולים לגרום לאפקט גודל מלאכותי.

בפרק VII נסכם את השגי העבודה ובפרק שלאחריו תוצג רשימת המקורות. בנספח לעבודה מופיעה רשימה של הפרסומים הכוללים חלקים מעבודה זו.

## II. המערכת הניסיונית

רוב המדידות המגנטיות המקובלות הן "גלובאליות". כלומר, הן מתבצעות על ידי חיישן מגנטי הגדול מגודל הדגם, ומסכמות את התגובה המגנטית של כל הדגם. כאשר מנתחים נתונים של מדידות כאלה יש להתחשב באפקטים של דה-מגנטיזציה, זרמי נפח, זרמי שפה, ובחוסר ההומוגניות של האינדוקציה המגנטית בדגם. אולם רוב התופעות הנמדדות במוליכי-על תלויות בערך הלוקאלי של האינדוקציה המגנטית בדגם [8, 85]. כתוצאה מכך, המאפיינים של תופעות פיזיקליות שונות, הנמדדים במדידות גלובאליות, נוטים להיות "מרוחים" בגלל התחום הרחב של האינדוקציות המתמצע בכל מדידה [17, 86]. לעיתים, המריחה כה גדולה עד שלא ניתן לאתר את התופעה. במקרים מסוימים, כגון דו-קיום של שתי פאזות בדגם, מקרה שיידון בהרחבה במסגרת תזה זו, מדידה הממצעת על הדגם אינה מסוגלת לאפיין את הפאזות השונות ולעקוב אחרי הדינמיקה שלהן. מכאן מובן, שאפילו מכשירי מדידה רגישים ביותר, כמו מגנטומטר SQUID (בעל רגישות של  $10^{-9}$  emu), או מגנטומטר מרעיד (VSM) (בעל רגישות של  $10^{-5}$  emu), אינם מתאימים לחקר הדינמיקה של פאזות פלקסונים, שם נדרשת רזולוציה לוקאלית.

בשל המגבלות של טכניקות המדידה הגלובאליות שצוינו לעיל, טכניקות מדידה לוקאליות הן המתאימות ביותר למחקר העוסק בהתנהגות מערך הפלקסונים במוליכי-על בטמפרטורות גבוהות. סקלת האורך המאפיינת את המחקר המתואר בעבודה זו היא המיקרון. הטכניקות המקובלות לסקלת אורך זו הן מדידות בעזרת מערך חיישני הול (Hall probe array) המאפשר מדידה סימולטנית של 11-20 נקודות על הדגם ברזולוציה של עד ל-  $1 \times 1$  מיקרומטר [48, 85, 87-89] טכניקה נוספת, המאפשרת רזולוציה גבוהה יותר וכ-  $1000 \times 1000$  נקודות מדידה על הדגם, היא המגנטו-אופטיקה [90-93]. בטכניקות המדידה הלוקאליות הנ"ל נמדדת ההתפלגות של  $B_z$ , רכיב האינדוקציה הניצב לפני הדגם.

תכונה נוספת הנדרשת ממערכת למדידת מגנטיות של מערך הפלקסונים היא רזולוצית זמן גבוהה, העשויה לאפשר מדידות של ההתנהגות הדינמית של חומר הפלקסונים.

במחקר זה השתמשנו במערכת מגנטו-אופטית דומה לזו המתוארת ב- [94]. למערכת רזולוציה מרחבית של עד 1 מיקרון ורזולוצית זמן של 40 מילי-שנייה. כמו כן החל פיתוחה של מערכת בעלת רזולוציות מקום וזמן המשופרות בסדר גודל אחד לפחות. להשלמת התמונה ביצענו מדידות גלובאליות של אותם דגמים במגנטומטר SQUID. בסעיפים הבאים נתאר את שתי המערכות.

## **II. 1. מערכת למדידות מגנטו-אופטיות**

בסעיף זה נתאר את טכניקת המדידה המגנטו-אופטית, שהיא הטכניקה העיקרית בה בוצע המחקר בתזה זו. נסקור את התפתחות האינדיקטורים, שהם לב המערכת, נתאר את המערכת עצמה ואת אופן העיבוד של המידע הנמדד.

### **II. 1. 1. עקרון הפעולה**

עקרון הפעולה של מערכות מגנטו-אופטיות טמון באינטראקציה בין אור מקוטב למומנט מגנטי. כידוע, לא ניתן "לראות" מגנטיות. ברזל אינו משנה את הופעתו כתוצאה מהיותו מגנטי, מאחר שמקדמי הבליעה וההחזרה של החומר אינם תלויים במגנטיות. למרות זאת, חומרים מגנטיים שקופים מסויימים מסוגלים להשפיע על האור העובר דרכם על ידי סיבוב מישור הקיטוב שלו (אפקט פאראדיי). הגודל והכוון של סיבוב זווית הקיטוב תלוי בשדה המגנטי הלוקאלי, בקבוע Verdet  $(V)$ , שהוא קבוע של החומר, ובאורך המסלול של האור בתוך החומר  $(d)$ , לפי  $\alpha_f = VB_2d$ . חומרים בעלי תכונה זו מכונים חומרים פעילים מגנטו-אופטית [91].

כיון שחומרים אלה רגישים לשדה המגנטי הלוקאלי, ניתן להשתמש בהם למיפוי שדה מגנטי של חומרים מגנטיים אחרים שאינם פעילים מגנטו-אופטית. כבר ב-1957, הציע Alers [92, 95], לנדף שכבה של חומר פעיל מגנטו-אופטית על משטח של מוליך-על כדי למפות את חדירת השטף המגנטי אליו. כיוון שהשטף המגנטי כתוצאה מזרמי שפה נמצא גם מחוץ לדגם, האינדיקטור צריך להיות גדול מגודל הדגם. בקונפיגורציה זו, האור עובר פעמיים דרך השכבה הפעילה כיוון שהוא מוחזר ממראה הנמצאת בתחתית השכבה. מהלך זה מכפיל את הרגישות לשדה כי זווית הסיבוב של מישור הקיטוב מוכפלת,  $\alpha_f = VB_z 2d$ . בקונפיגורציה זו אנו משתמשים והיא מתוארת באיור 1-II.

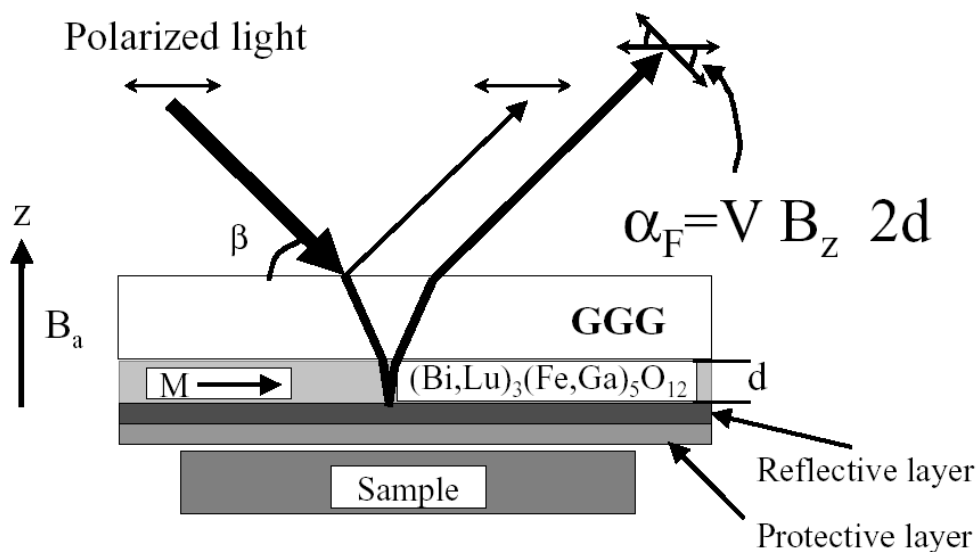
## **II. 1. 2. אינדיקטורים מגנטו-אופטיים**

האינדיקטורים הראשונים ששמשו למדידות מגנטו-אופטיות היו תמיסות פאראמגנטית של צריום נתון בגליצרין [95]. אבל בגלל קבוע Verdet הקטן שלהם (בערך  $5 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ / \mu\text{mG}$ ), נדרשה שכבה בעובי מילימטרים על מנת לקבל תגובה סבירה לשדה.

בשלב הבא נעשה שימוש ב- EuS או  $\text{EuF}_2$ ; קבוע Verdet של חומרים אלה  $9 \cdot 10^{-3} - 4 \text{ } ^\circ / \mu\text{mG}$ , אפשר שימוש בשכבות דקות מאד, בעובי של 0.1-0.2 מיקרון [96]. השימוש בשכבה דקה נתן רזולוציה מרחבית מעולה, המוגבלת רק על ידי אורך הגל של האור. החסרון העיקרי של אינדיקטורים אלה הוא שהם רגישים רק בטמפרטורות נמוכות מאוד (מתחת ל-15 קלווין). חסרון נוסף הוא שאופן הנידוף שלהם על פני הדגם הוא מסובך, ובמקרים רבים השכבה שנודפה לא היתה טובה, ולא ניתן היה לבצע מדידות נוספות של הדגם. רק בשנות ה-80 התגברו על הבעיה על ידי נידוף השכבה על מצע זכוכית המכוסה בשכבה של מראה דקה, ובצורה זו התאפשר שימוש חוזר באינדיקטור, נמנעה פגיעה בדגם, וניתן היה למדוד גם חומרים מגנטיים אטומים לאור [97]. החיסרון בשיטה זו הוא הרווח הנוצר בין האינדיקטור לדגם, דבר הפוגע ברזולוציה המרחבית.



פריצת דרך בפיתוח אינדיקטורים מגנטו-אופטיים ארעה ב-1989 כאשר Polyanskii, Indenbom, Vlasko-Vlasov ו-Nikitenko [98] הציעו להשתמש בשכבות דקות של iron garnet עם Bi בתור אינדיקטורים. היתרון העיקרי שלהם הוא קבוע Verdet הגדול (בכמה סדרי גודל מהקודם) ובאפקטיביות שלו עד לטמפרטורות גבוהות (מעל 500 קלווין). החסרון העיקרי של אינדיקטורים אלה הוא שלשכבה הפעילה יש שני אזורים (domains) בעלי מגנטיזציה הפוכה, כאשר המגנטיזציה בכוון ניצב לשכבה. האזורים האנטי-מקבילים מסתדרים בצורת מבוך, ורוחבם מגביל את הרזולוציה המרחבית ל-5-10 מיקרון.



איור II-1. תאור המבנה של אינדיקטור בעל מגנטיזציה במישור המונח על דגם, ותאור מסלול האור המוחזר ממנו (לקוח ממקור [99]).

שיפור ברזולוציה המרחבית והרגישות של אינדיקטורים אלה הושג על ידי השימוש ב- $(\text{Bi,Lu})_3(\text{Fe,Ga})_5\text{O}_{12}$ , שבו המומנט המגנטי הוא במישור הפילם. אינדיקטורים אלה מגיעים לרוויה בתחום שבין 800 ל-2000 גאוס. יתרונם העיקרי הוא שהם מאפשרים רזולוציה מרחבית גבוהה יותר, שכן האזורים בעלי המגנטיזציה ההפוכה (במישור) הם בעלי צורה משולשת ולא בצורת מבוך. באיור II-1, הלקוח ממקור [99], מתואר השימוש באינדיקטורים מסוג זה. אור מקוטב מגיע במאונך למשטח, עובר דרך שכבת Gadolinium Gallium Garnet (GGG) שקופה בעובי של 0.2-0.3 מ"מ, ולאחר מכן עובר דרך השכבה הפעילה המגנטו-אופטית, שעביה 0.1-10 מיקרון. בשכבה זו זווית הקיטוב משתנה בהתאם

ל- $M_z$ .  $M_z$  הוא רכיב  $z$  של המומנט המגנטי באינדיקטור, והוא נקבע לפי  $B_z$ .  $B_z$  הוא הרכיב של האינדוקציה המגנטית הלוקאלית הניצב לפני הדגם, כתגובה להימצאותו בשדה חיצוני  $H_z$ . האור העובר את השכבה מוחזר משכבה דקה של אלומיניום או זהב (בעובי של כמה מאות ננו-מטר) הנמצאת מתחת לשכבה הפעילה, ועובר שוב בשכבה הפעילה בדרכו החוצה. מתחת לשכבה המחזירה את האור נמצאת שכבה של  $TiO_2$  על מנת להגן משריטות.

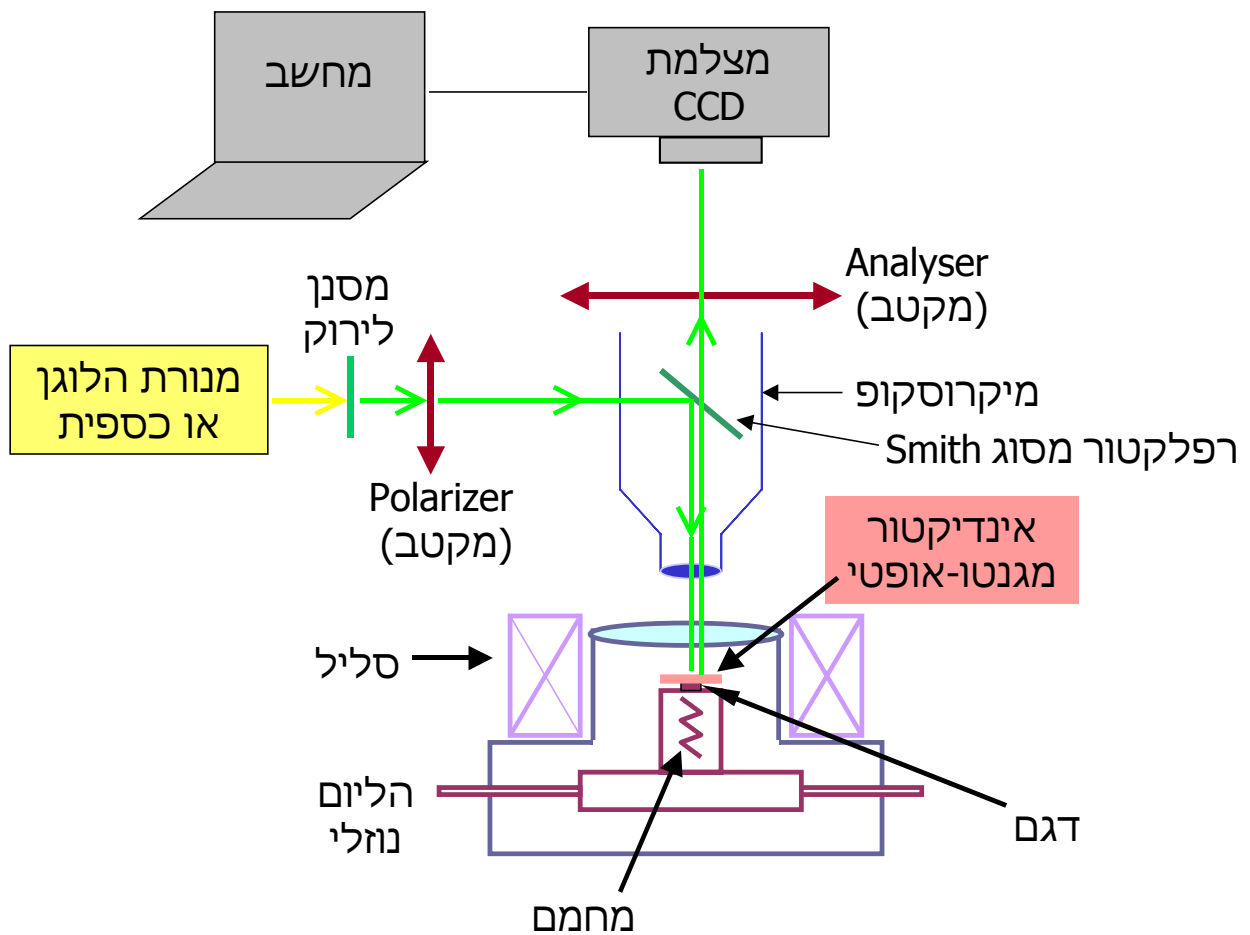
עובי השכבה הפעילה (בין 0.1 ל-10 מיקרון, בדרך כלל 3 מיקרון), וגובה האינדיקטור מעל הדגם (2-10 מיקרון) הם הקובעים את הרגישות ואת הרזולוציה המרחבית של המדידה. במדידה זהירה בה האינדיקטור מוצמד אל הדגם, הרזולוציה המרחבית יכולה להגיע לכ-1 מיקרון. עם זאת ראוי לציין שבאופן עקרוני, עם אינדיקטור מתאים, המגבלה של הרזולוציה המרחבית היא אורך הגל של האור הנמדד, כפי שהראו Johansen וקבוצתו, שהצליחו לראות פלקסונים בודדים [100].

## **II. 1. 3. מבנה המערכת**

המערכת הנסיונית מתוארת באיור II-2. המערכת כוללת:

1. קריאוסטט לזרימה מתמשכת של הליום נוזל, שנבנה על ידי Oxford Instruments לפי תכנון שלנו, על בסיס דגם OPTISTAT CF-V. הקריאוסטט עשוי מפלדת אל-חלד. החלק הפנימי הקר עשוי מנחושת וסביבו יש מגן קרינה מחורץ מאלומיניום (למניעת זרמי מערבולת). בנוסף תוכננה אצבע קרה מספיר על מנת לאפשר מדידות מהירות יותר (עד 1 מילי-שניה).

2. הטמפרטורה נשלטת על ידי שני סנסורים (AlGaAs-diode). אחד הסנסורים מונח בבסיס האצבע הקרה והשני סמוך לדגם. בדרך זו ניתן לשמור על טמפרטורה יציבה. בנוסף, בסנסור שבבסיס האצבע ישנו גם מחמם התנגדותי. רכיבים אלה נשלטים על ידי בקר טמפרטורה ITC502 של Oxford Instruments.



איור II-2. המערכת המגנטו-אופטית (מעובד מתוך [101]).

3. הדגם מוצמד תרמית לקצה האצבע הקרה, ונמצא במרכזו של סליל נחושת המשורה שדה מגנטי בדגם. הזרם בסליל מוכתב על ידי ספק זרם של Lipman (Lip-LPS-2306D), המורכב משני ספקים של 30-0 וולט ו-6-0 אמפר. ספק זרם של KEPCO, 4-4 אמפר ו-100-100 וולט מאפשר בצוע מדידות בקצבי סריקה מהירים של השדה החיצוני. ספק זה מאפשר סריקה מהירה של זרמים בתדירות של מגה-הרץ. הסליל בו התבצעו רוב המדידות המוצגות בתזה זו מאפשר הפעלת שדה חיצוני של עד 300 גאוס ללא הגבלת זמן, 500 גאוס עד שתי דקות, ו-1000 גאוס למשך מספר שניות. לשם פתרון בעית החימום תוכנן ונבנה סליל קירור מים, המורכב משלושה סלילים בעלי אותו ציר, ומאפשר הפעלה של 800 גאוס למשך כשעה, כמו גם הפעלת שדה AC קטן..

4. המערכת האופטית כוללת מיקרוסקופ DMRM של Leica עם אובייקטיבים low-strain, שאינם משנים את קיטוב האור, בהגדלות 2.5x, 5x ו-10x. אובייקטיב נוסף,

x20, נותן רזולוציה מרחבית טובה יותר, ומאפשר, בקירוב טוב, מדידות כמותיות. למערכת שני מקורות אור: מנורת הלוגן ומנורת כספית, שתיהן מיוצבות. האור המסופק ממנורות אלה עובר תחילה דרך מראה המסננת את קרינת UV ו-IR, ואז דרך פילטר ירוק. ההגבלה לאורך גל מסוים נעשית על מנת להימנע מדיספרסיה בתגובה של האינדיקטור. ההגבלה היא לירוק, כיוון שלרוב האינדיקטורים שברשותנו יש רגישות מקסימלית, בסביבות 530 ננו-מטר. האור הנכנס עובר דרך Polarizer – מקטב בעל יחס הכחדה של  $10^{-5}$ , מנותב אל הדגם על ידי רפלקטור מסוג Smith. בדרכו חזרה, לאחר שעבר באינדיקטור, האור עובר דרך Analyzer – מקטב (בעל יחס הכחדה של  $10^{-5}$ ) שניתן לשלוט בזווית שלו בתחום של 360 מעלות. כל הרכיבים הנ"ל הם תוצרת Leica.

5. האינדיקטורים נרכשו ברוסיה, והם מהסוג שתואר בסעיף הקודם: Bi\YIG שגודלו

על GGG. שדה הרוויה של רוב האינדיקטורים שברשותנו הוא כ-800 גאוס.

6. לאחר המעבר ב-Analyzer האור מגיע למצלמה דיגיטלית מקוררת, CCD

(Charged Coupled Device), Hamamatsu 4880-80A. המצלמה מעבירה את התמונות

למחשב דרך frame-grabber (IC-P-2M). מצלמה מדגם זה מסוגלת לצלם 25 תמונות

מלאות (656X492 פיקסלים) בשניה, ו-1000 תמונות חלקיות בשניה (16X16 פיקסלים

בלבד). במצב המהיר עומק הביט הוא 12 (4092 רמות אפור שמתוכן 70-300 מבוזבזות על

רעש אלקטרוני (dark current, photon shot noise and read noise)). בצילום האיטי עומק

הביט יכול להגיע ל-16. המרחק הפיזי בין החיישנים במטריצה הוא 1.99 מיקרון. הרזולוציה

המרחבית של התמונה נקבעת על ידי ההגדלה, ועבור אובייקטיב של x20 היא 0.99

מיקרון לפיקסל. אובייקטיב עם הגדלה של x40 מביא אותנו לרזולוציה מסדר גודל של

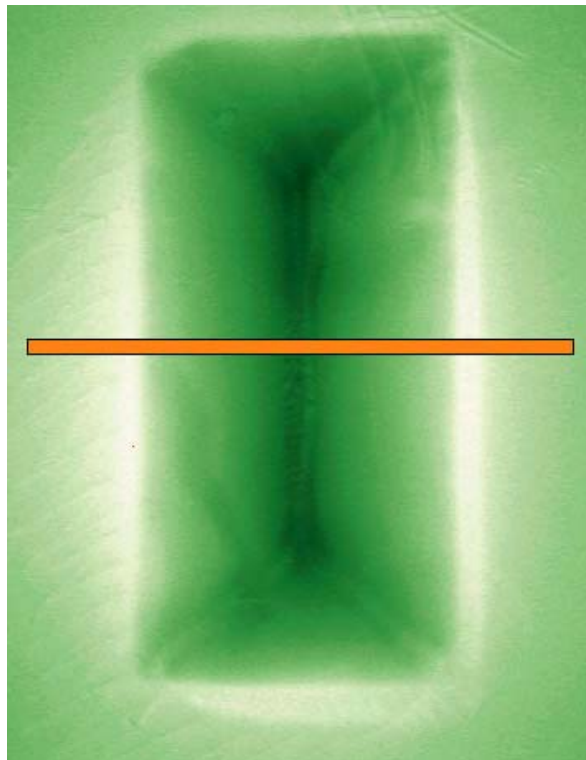
אורך הגל של האור. למרות רזולוציה טובה זו, יש לזכור שהמגבלה בפועל היא מרחק

האינדיקטור מהדגם ועובי השכבה הפעילה, והם שמגבילים בפועל את הרזולוציה

המרחבית של המדידה. זמן החשיפה של התמונה נשלט על ידי shutter אלקטרוני. התחום

שלו הוא מ-70 מיקרו-שניות ועד ל-36 שניות. כלומר, ניתן למדוד במצלמה זו גם תופעות מהירות וגם תופעות סטאטיות בעלות עוצמה נמוכה.

לסיכום, האור שמספקת מנורת ההלוגן/כספית עובר דרך פילטרים, מתקטב לינארית ואז עובר דרך אובייקטיב ודרך חלון הקריאוסטט. כל הרכיבים האופטיים הללו אינם פוגעים בקיטוב. האור המקוטב פוגע ומוחזר מהאינדיקטור המונח על הדגם. הדגם צמוד תרמית לאצבע הקרה ונמצא בשדה הומוגני המיוצר על ידי הסליל. האור המוחזר עובר דרך מקטב שני הנמצא ב-90 מעלות לראשון, נקלט במצלמה ומועבר למחשב. זווית הקיטוב של האור המוחזר משקפת את התפלגות השדה המגנטי על האינדיקטור. ולכן אם, למשל, בנקודה מסוימת האינדוקציה היתה אפס, הפיקסל המתאים יראה חושך, כיון שהאינדיקטור לא סובב את זווית הקיטוב של האור. בנקודה אחרת, בה היה שדה, הפיקסל המתאים יקבל עוצמת אור גבוהה יותר. באיור 3-II מוצגת תמונה מגנטו-אופטית טיפוסית



איור 3-II. תמונה מגנטו-אופטית של דגם BSCCO ברוחב 450 מיקרון, אורך של מילימטר ועובי של כ-10 מיקרון. התמונה צולמה 0.1 שניה לאחר הפעלת שדה מגנטי חיצוני של 350 גאוס. עצמת האור מייצגת עצמות שדה שונות. הקו לרוחב הדגם מסמן את המקום ממנו נלקח פרופיל האינדוקציה.

של דגם BSCCO. במרכז הדגם, שם השדה המופעל ממוסך, מתקבל חושך, וסביב הדגם ניתן לראות טבעת בהירה בשל זרמי השפה. תבנית הזיגזג במרכז התמונה היא הקו המפריד בין אזורים (domains) בעלי מגנטיזציה הפוכה במישור האינדיקטור. ניתן לראות שהם אינם מפריעים לתמונה זו, אך ככל שהדגם קטן יותר הגבול בין האזורים תופס חלק נכבד יותר בדגם ופוגע ברזולוציה המרחבית.

## **II. 1. 4. עיבוד הנתונים**

התמונות המתקבלות מהמצלמה מראות תמונה איכותית טובה של התפלגות האינדוקציה על הדגם ושל זרמי השפה סביבו. עם זאת, על מנת לעקוב אחרי תופעות פיזיקליות ולכמת אותן, יש לתרגם את התמונות מהתפלגות של עוצמת אור להתפלגות של עוצמת שדה.

התפלגות האור המתקבלת מהמצלמה תלויה בפרמטרים של הניסוי: בזווית בין ה-Polarizer (המקטב בכניסה) ל-Analyzer (המקטב ביציאה). כמו כן, עוצמת האור בפיקסל מסוים ניתנת לפי  $I = I_0 \eta \sin^2(\alpha_f + \alpha_0)$ , כאשר  $\eta$  הוא מקדם שתלוי בעובי ובמקדם הבליעה של השכבה המגנטו-אופטית [97]. אם המקטבים נמצאים ב- $90^\circ$  אחד לשני ( $\alpha_0 = 0$ ), זווית הסיבוב של פראדיי,  $\alpha_f$ , קטנה, ניתן להעריך שעוצמת האור פרופורציונית ל- $\alpha_f^2$ . אבל, כפי שנראה בהמשך, הזווית בין המקטבים בדרך כלל שונה מ- $90^\circ$ , ולכן יש ליצור עקומת כיוול המקשרת בין השדה לבין עוצמת האור, ולא להעריך לפי הזווית. נקודה חשובה נוספת היא שהתאורה על הדגם בדרך כלל אינה הומוגנית ולכן יש להתחשב בה (או לפחות להפחית אותה מכל תמונה כאשר מבצעים קירוב). נזכיר שוב שהמדידות נעשות באור מונוכרומטי כיון שהמקדם של זווית הסיבוב תלוי באורך הגל.

בסעיף זה נראה כיצד מתרגמים את תמונת התפלגות עצמת האור שהתקבלה מהמצלמה, לתמונת התפלגות של האינדוקציה המגנטית. תנאים בסיסיים לשם ביצוע מדידות כמותיות:

1. המדידות נעשות בטמפרטורה יציבה, כיוון שהתגובה של האינדיקטור תלויה בטמפרטורה. לכל טמפרטורה מתבצע הכיול בנפרד.
2. הזווית בין המקטבים נשארת קבועה לאורך כל המדידה.
3. השדה המגנטי המופעל על הדגם אחיד, או לפחות בעל התפלגות ידועה.
4. התפלגות התאורה על הדגם יציבה בזמן.
5. הכיול מבוצע לפני כל סדרת מדידות ויש לחזור עליו כל פרק זמן מסוים, כיוון שנוצרים מאמצים באינדיקטור בשל גרדיאנט הטמפרטורה.

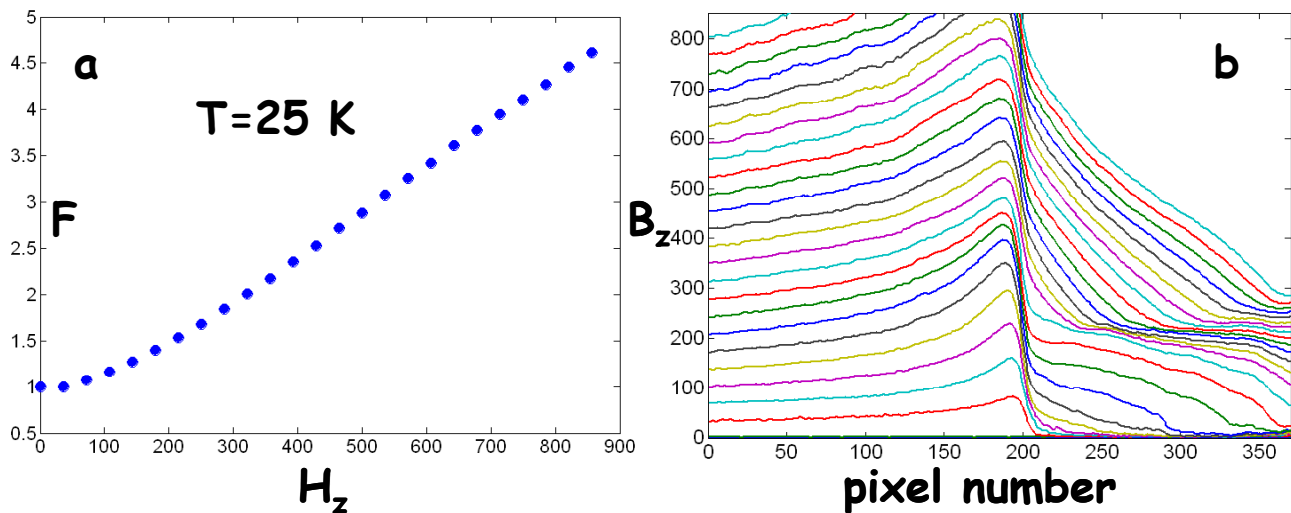
מהלך הכיול: ראשית נלקחת תמונת "חושך" (D-Dark) כאשר מפתח המצלמה מכוסה. המטרה היא למדוד את ה- dark current, העוצמה הנמדדת בגלל רעש אלקטרוני במצלמה. תמונה זו ממוצעת על m תמונות (בדרך כלל m=100). כמן כן, היא ממוצעת במרחב על ריבוע של n x n פיקסלים (בדרך כלל n=3, 4).

בשלב השני נלקחת תמונה של התפלגות האור על האינדיקטור ללא הפעלת שדה וכאשר הדגם נקי מפלקסונים (אחרי ZFC). זוהי תמונת "שדה אפס" (ZF- Zero Field). גם תמונה זו ממוצעת בזמן ובמרחב על מנת להפחית רעשים במידת האפשר.

בשלב השלישי נלקחת סדרה של תמונות בנוכחות סדרת ערכים של שדה מגנטי,  $H_z(i)$ , צפופה ככל האפשר. נסמן סדרה זו ב- Calib. מסדרת תמונות זו יוצרים טבלת כיוול

$F(i)$  כנגד  $H_z(i)$  לפי 
$$F(i) = \frac{\text{Calib}(i) - \text{ZF}}{\text{ZF} - D} \Big|_{\text{for a chosen point}}$$
 בנקודה מסוימת בתמונה. הנקודה הנבחרת

נמצאת במרחק מספיק מהדגם, על מנת להבטיח שאינה מושפעת מזרמי השפה, אלא רק מהשדה המגנטי המופעל. גם במהלך זה אנו ממצעים על מספר פיקסלים סמוכים על מנת להפחית את הרעש.  $\text{Calib}(0)$  - התמונה שצולמה בשדה 0, מוחלפת ב ZF על מנת להקטין את הרעש. מכאן ברור מדוע מומלץ למדוד במקטבים שאינם מצולבים - כדי לקבל תמונה מדויקת מספיק של התפלגות האור, על מנת שנוכל לנטרל אותה (או בניסוח מתמטי, כדי שלא נחלק באפס, במקרה ש- ZF ו- D קרובים מידי).



איור 4-II. (a) עקומת כיוול  $F(H)$  שנמדדה ב-25 קלווין. (b) חתך רוחב של סדרת תמונות הכיוול (בשדות שונים) שתורגמו על ידי טבלת הכיוול.

באיור 4-II מוצגת דוגמא לעקומת כיוול ולנתונים שכוילו בעזרתה. סדרת הפרופילים לרוחב חצי הדגם ומחוצה לו מדגימה את השפעת זרמי השפה, שבעטיה צריך לבחור נקודת כיוול הרחוקה מהדגם. מומלץ לייצר את עקומת הכיוול בכמה נקודות, על מנת להימנע מהשפעתם של דומיינים באינדיקטור. בעזרת הפונקציה שקיבלנו ניתן לכייל את כל התמונות שנמדדו תחת אותם תנאים.

בשלב הבא, עבור כל פיקסל על כל תמונה שצולמה, אנו מחשבים את  $F$  על ידי

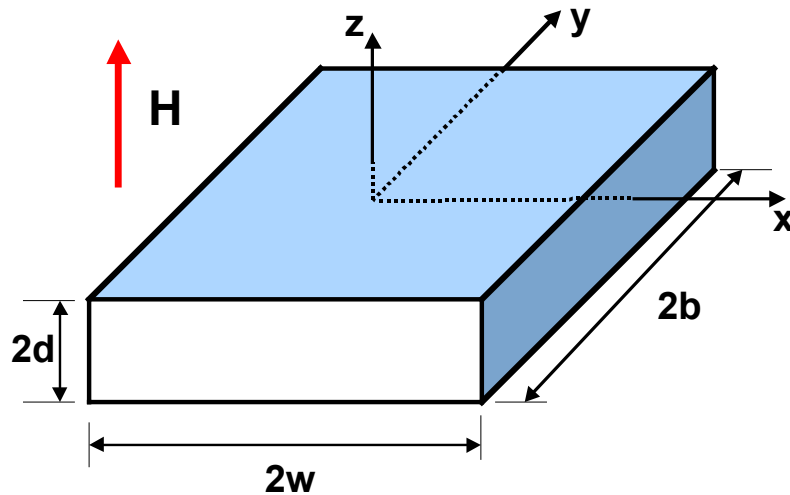
$$F = \frac{\text{Image} - ZF}{ZF - D} \Bigg|_{\text{for a certain pixel}}$$

שייצרנו קודם. כך מתקבלות תמונות אינדוקציה דו-מימדיות.

## II.1.5. ניתוח התוצאות

כל התוצאות המוצגות בתזה זו נמדדו בדגמים עם גאומטריה של platelet. הכוונה לדגמים בהם העובי- $d$  >> רוחב- $w$  >> אורך- $b$ , כמתואר באיור 5-II. היתרון של שימוש בגאומטריה זו הוא האפשרות לבצע אנליזה על חתך חד ממדי. בגאומטריה זו ניתן להניח שלצפיפות הזרם,  $j$ , ולשדה החשמלי,  $E$ , יש רק רכיב  $y$ , ושהוא אחיד לגובה הדגם. לכן ניתן לבצע אנליזה רק כתלות ב- $x$  [102, 103].





איור 5-II. תאור סכמתי של גאומטריית הדגמים במחקר זה.

על מנת לקבל את הזרם בדגם מתוך המגנטיזציה, יש להשתמש במשוואת מקסוול  
 $j = (c/4\pi)\nabla \times B$ . עבור גאומטריית slab (עובי  $\ll$  רוחב ואורך) משוואה זו מקבלת את  
הצורה הפשוטה של  $j_y = (c/4\pi)(dB_z/dx)$ . בגאומטריה של platelet, בה אנו עוסקים,  
המשוואה הופכת ל-  $j_y = \frac{c}{4\pi} \left( \frac{dB_z}{dx} - \frac{dB_x}{dz} \right)$ . כזכור, במדידות מגנטו-אופטיות נמדד רק רכיב  
האינדוקציה הניצב לדגם,  $B_z$ . מתוך פרופיל  $B_z$  על הדגם ניתן לחשב באופן אנליטי את  
הזרם בעזרת חוק Biot-Savart, וזאת למרות ש-  $B_x$  לא נמדד. בעזרת חוק ביו-סבר ניתן  
לבטא את שני הרכיבים של B על ידי  $B_z = H_z + jG_z(x, z')$  ו-  $B_x = jG_x(x, z')$ , כאשר  
 $G_x(x, z')$  ו-  $G_z(x, z')$  הם פקטורים גאומטריים המושפעים מיחס עובי/רוחב של הדגם [88,  
102, 103].

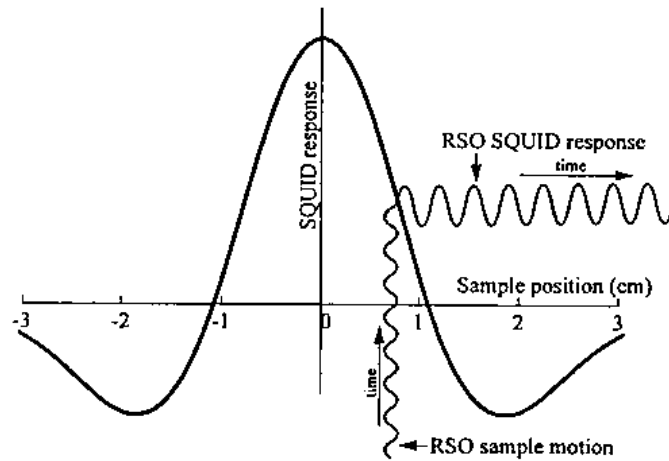
בחלק מהמקרים (פרקים III ו-IV) נדרשנו לתאור איכותי בלבד של הזרם בדגם,  
והשגנו זאת על ידי חישוב השיפוע הלוקאלי,  $dB_z/dx$ . במקרים בהם לערכו של הזרם היתה  
משמעות ביצענו התאמה לחוק ביו-סבר (פרקים V ו-VI).

## II.2. מגנטומטר SQUID

להשלמת התמונה הנסיונית ביצענו מדידות גלובאליות במגנטומטר מסחרי (SQUID) Superconducting Quantum Interference Device של Quantum Design, מודל MPMS-5S. למערכת תחום שדות הנע בין 5- ל- 5 טסלה ותחום טמפרטורות מ- 1.7 עד 400 קלווין. עקרון הפעולה של המערכת מתואר בהרחבה במקור [104]. מדידה ב-SQUID מתבצעת על ידי הסעת הדגם דרך ארבע טבעות ג'וזפסון, הממוקמות במרכז המגנט (אלו הם "סלילי החישה" – detection coils). כאשר הדגם עובר דרך הטבעות, המומנט המגנטי שלו משרה בהן זרם, והשינויים בזרם מתורגמים למתח ביציאה.

מערכת ה-SQUID שברשותנו מספקת שתי שיטות למדידה: בראשונה, המכונה "סריקת DC", הדגם נע בקפיצות איטיות דרך כל ארכו של סליל החישה. קפיצות איטיות אלה מנקודה לנקודה מאפשרות לרכיבים האלקטרוניים של המערכת להתייזב בכל נקודה. עבור מדידות של מוליכי-על חשוב שהסריקה לא תבצע על אורך גדול מידי, על מנת להבטיח אחידות בשדה המגנטי המופעל על הדגם. כמו כן, בשל הרלקסציה המגנטית בדגם חשוב שזמן המדידה לא יהיה ארוך מדי, כדי שהמדידה תהיה של מצב מסוים בדגם ולא מיצוע של דעיכת המומנט. לכן במחקר זה השתמשנו בשיטת המדידה השנייה, שפותחה לאחרונה, המכונה "סריקת RSO".

שיטת מדידה זו, הנקראת (RSO) Reciprocating Sample Operation, מאפשרת הפחתה של הרגישות לשינויים הקטנים והבלתי נמנעים בשדה המופעל ושל הרגישות לרעש מהסביבה. עקרון הפעולה של ה-RSO [105] מתואר באיור II-6. על מנת להשיג רגישות מקסימלית, מיקום הדגם נבחר להיות בנקודה בה הרגישות של סליל החישה היא מקסימלית. הדגם מנודנד אנכית סביב נקודה זו באמפליטודה קטנה, והסיגנל שנמדד הוא כמעט סינוסואידלי. מיקום הדגם, המנוטר במהלך התזוזה, מושווה בזמן אמת לסיגנל של ה-SQUID וכך מושגת מדידה נעולת פאזה (phase locked measurement). השיפור העיקרי של שיטת מדידה זו היא במהירות המדידה וברגישות ה-SQUID, שעלתה ל- $10^{-9}$  emu.



**איור II-6. עקרון המדידה של ה-RSO.**

כאמור, עבור מחקר של הפאזות השונות במערך הפלקסונים במוליכי-על, ובמיוחד עבור מחקר של מצבי פלקסונים טרנזיינטים, חשוב שזמן המדידה יהיה קצר וכן שבמהלך המדידה לא יהיו שינויים בשדה המגנטי החיצוני. לכן, במחקר זה השתמשנו במדידות RSO באורך סריקה של 1 ס"מ, כאשר כל מדידה נמשכת דקה לערך.

### III. תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים

בפרק I (ההקדמה) הזכרנו מחקרים שהתבצעו לאחרונה, אשר הראו שמצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים של מערך הפלקסונים משפיעים על התוצאות של מדידות מגנטיות ומדידות תובלה ליד מעבר הפאזה סדר – אי-סדר [23, 40, 42, 71-77]. עיקר המאמץ המחקרי עד כה התבטא בניסיון לעקוף את השפעתם של המצבים הטרנזיינטיים, למשל על ידי קונפיגורצית קורבינו במדידות תובלה [71, 72, 77]. תשומת לב מועטה בלבד [71, 75] הושקעה בניסיון לאפיין את המצבים הטרנזיינטיים.

בפרק זה יתואר מחקר העושה שימוש במערכת מגנטו-אופטיקה להדמיה מגנטית של הדגם ברזולוצית זמן גבוהה, על מנת לאפיין את המצבים הטרנזיינטיים ולקבוע את זמן החיים שלהם, כפונקציה של שדה וטמפרטורה. נראה שבעזרת אינפורמציה זו ניתן לכמת את השפעתם על המדידות ליד מעבר הפאזה [43, 45, 106].

על ידי מדידות של הרלקסציה המגנטית המתרחשת בדגם לאחר הפעלה פתאומית של שדה מגנטי בתחום בו צפוי להתקבל מעבר הפאזה, הרכבנו את תמונת ההתפתחות בזמן של לולאות המגנטיזציה הלוקאלית, במקומות שונים בדגם בטמפרטורות שונות. באמצעות המידע הלוקאלי זיהינו את המצבים הטרנזיינטיים כגורם המעצב את תופעת השיא השני והצלחנו למדוד באופן ישיר את זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים כפונקציה של השדה הלוקאלי בטמפרטורות שונות,  $\tau(B,T)$ .

תוצר חשוב של מידע זה הוא הפתרון של כמה מהשאלות הפתוחות המרכזיות הקיימות בנוגע לתמונה הסטטית של דיאגרמת הפאזות באזור המעבר מוצק-מוצק. כך למשל, תופעת קטיעתו של קו המעבר מוצק-מוצק בטמפרטורות נמוכות מקשה על ההבנה של דיאגרמת הפאזות. קטיעה זו של קו המעבר היא תולדה של העלמות השיא השני בטמפרטורות נמוכות. אולם, בטמפרטורות ביניים (K 16-18) השיא השני אינו נמדד בתחילה ומופיע רק לאחר זמן [43, 45-50, 106]. תופעה זו גם היא איננה מובנת. יתר על

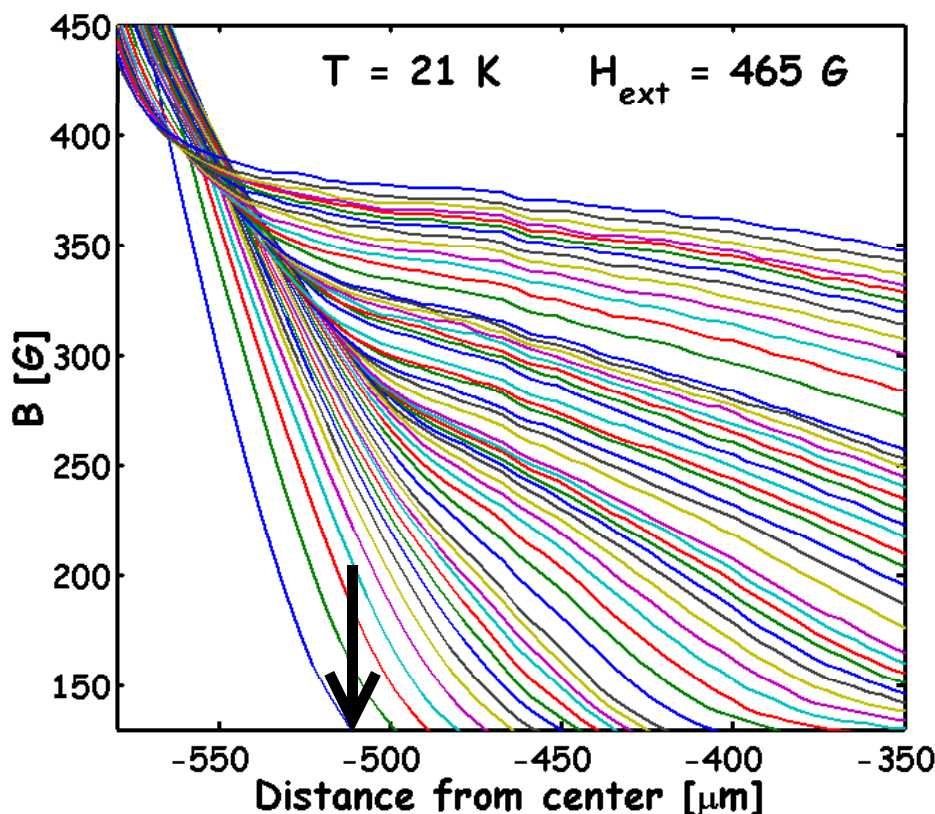
כן, בכל תחום הטמפרטורות בו נמדד השיא השני, שדה המעבר מוצק-מוצק זו עם הזמן [39, 40, 43, 45, 46, 53]. תופעות אלה מקשות על זיהוי שדה מעבר הפאזה התרמודינאמי. בעיה חמורה יותר היא שדינמיקה כזו של שדה המעבר אינה אפשרית בתמונה סטטית תרמודינאמית, מה שמקשה על האינטרפרטציה של השיא השני כאינדיקטור למעבר הפאזה. כפי שנראה בפרק זה, התשובה לכל השאלות הללו קשורה למעורבות של המצבים הטרנזיינטים במדידות מגנטיות של מוליך-העל.

### **III. 1. תאור הניסוי**

המדידות במחקר זה בוצעו על מספר רב של דגמי  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCuO}_{8+\delta}$  שגודלו בשיטת ה- *traveling solvent floating zone* בקבוצה של T. Tamegai [107]. בפרק זה תוצגנה תוצאות המדידות שבוצעו על דגם שממדיו  $1.55 \times 1.25 \times 0.05 \text{ mm}^3$  והטמפרטורה הקריטית שלו  $\sim 92$  קלווין. דגם זה, שנבחר בשל חדירת השטף ההומוגנית דרכו, נבדק על ידי הדמיה מגנטו-אופטית לפני ואחרי שנחתך למלבן בעזרת מסור חוט. המערכת המגנטו-אופטית מתוארת בהרחבה בפרק II. התמונות המגנטו-אופטיות מספקות לנו מידע על התפלגות רכיב z של האינדוקציה המגנטית על פני הדגם בכל זמן לאחר הפעלת השדה. תמונת הדגם מוטלת על  $310 \times 391$  פיקסלים, כאשר הרזולוציה היא 3.96 מיקרון/פיקסל. בניסויים המתוארים בפרק זה השדה המגנטי החיצוני הועלה לשדה יעד בין 140 ל-840 גאוס, כאשר זמן העלאת השדה קטן מ-50 מילי-שניה, והספק אינו עובר את השדה המבוקש בעת ייצוב השדה. עבור שדות גבוהים מספיק, הקפיצה לשדה היעד H התבצעה לאחר שהות של דקה בשדה  $430 \text{ G}$  - H. הסיבה לכך תובהר בפרק IV. מיד לאחר ייצוב השדה צולמה סדרה של 100 תמונות מגנטו-אופטיות עוקבות, עם זמן חשיפה של 36 מילי-שניות. סרט נוסף בן 100 תמונות צולם תחת אותם תנאים בדיוק, אבל במרווחים של 300 מילי-שניות בין תמונה לתמונה. סרטים כאלה צולמו לאחר הפעלה של כ-30 שדות בתחום המוזכר, והתהליך כולו בוצע במספר טמפרטורות בין 20 ל-30 קלווין.

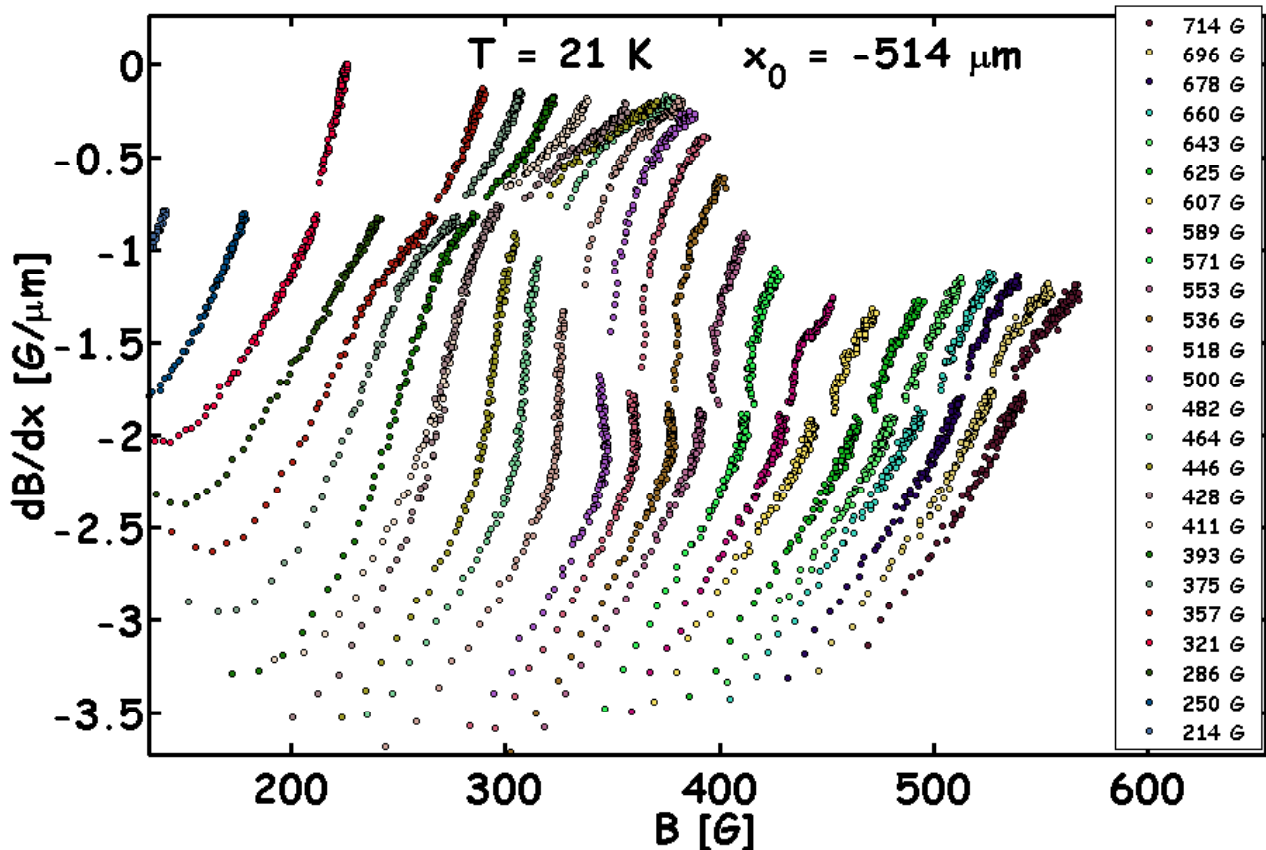
### III.2. יצירת לולאות מגנטיזציה בו-זמניות

מכל תמונה מגנטו-אופטית דו-ממדית חולץ פרופיל האינדוקציה המגנטית לרוחב הדגם, בדומה לפרופיל המסומן על איור II-3. כך ניתן לעקוב אחרי ההתפתחות בזמן של האינדוקציה על אותו פרופיל, כמוצג באיור III-1 עבור שדה חיצוני של 465 גאוס ב- 21 קלווין.



איור III-1. ההתפתחות בזמן של האינדוקציה לרוחב הדגם עבור שדה חיצוני של 465 גאוס ב- 21 קלווין. האיור מתמקד בפרופילים בצידו השמאלי של הדגם. החץ (ב-  $x_0 = -514 \mu\text{m}$ ) מסמן את המקום ממנו נלקחו הנתונים עבור האיורים בפרק זה.

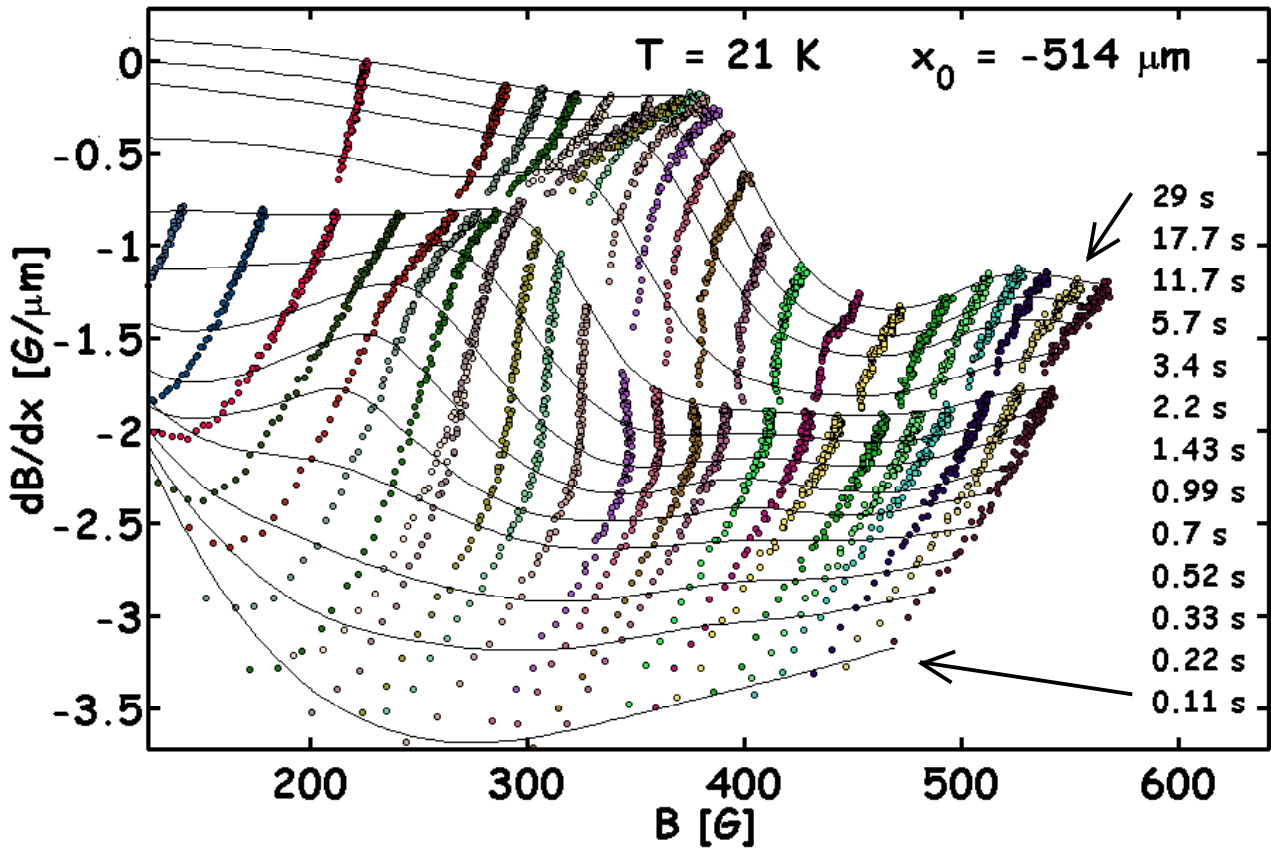
עבור מקום מסוים,  $x_0$ , על הפרופיל, חושב השיפוע הלוקאלי  $dB/dx$ , בזמנים שונים, עבור כל השדות שנמדדו, וצויר כפונקציה של השדה הלוקאלי ב-  $x_0$ . כיון ש-  $dB/dx$  פרופורציוני לזרם הלוקאלי,  $j$ , מתקבלת תמונת ההתפתחות של הזרמים המקומיים בדגם כפונקציה של האינדוקציה, כפי שניתן לראות באיור III-2 עבור  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  (x נמדד ממרכז הדגם) בטמפרטורה של 21 קלווין. צבעים שונים מסמנים שדות חיצוניים שונים.



איור 2-III. תמונת ההתפתחות של הזרמים המקומיים ב-  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  כפונקציה של האינדוקציה ב- 21 קלווין. צבעים שונים מסמלים שדות חיצוניים שונים.

בשלב הבא, כל הנקודות השייכות לאותו זמן חוברו בקו, כמתואר באיור 3-III, וכך התקבלה תלות הזרם הלוקאלי בשדה, עבור זמנים שונים מאז הפעלת השדה. כל אחת מעקומות אלו היא לולאת מגנטיזציה בו-זמנית, וציוורן בזמנים שונים מאפשר לנו לעקוב אחרי התפתחותו בזמן של השיא השני.

באיור 3-III ניתן לראות שבזמנים קצרים מ-0.5 שניה אין שיא שני על לולאת המגנטיזציה. רמז לעליה אנמלית בזרם רואים לאחר 0.52 שניות מזמן הפעלת השדה. בזמנים ארוכים יותר השיא השני מתפתח בהדרגה. נשים לב שהאינדוקציה של תחילת העליה, המסמנת את ה-onset של השיא השני, נעה ימינה עם הזמן, (מ-200 גאוס לאחר 0.52 שניה ל-390 גאוס לאחר 29 שניות).



איור 3-III. לולאות מגנטיציה בו-זמניות ב-  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  ב 21 קלווין.

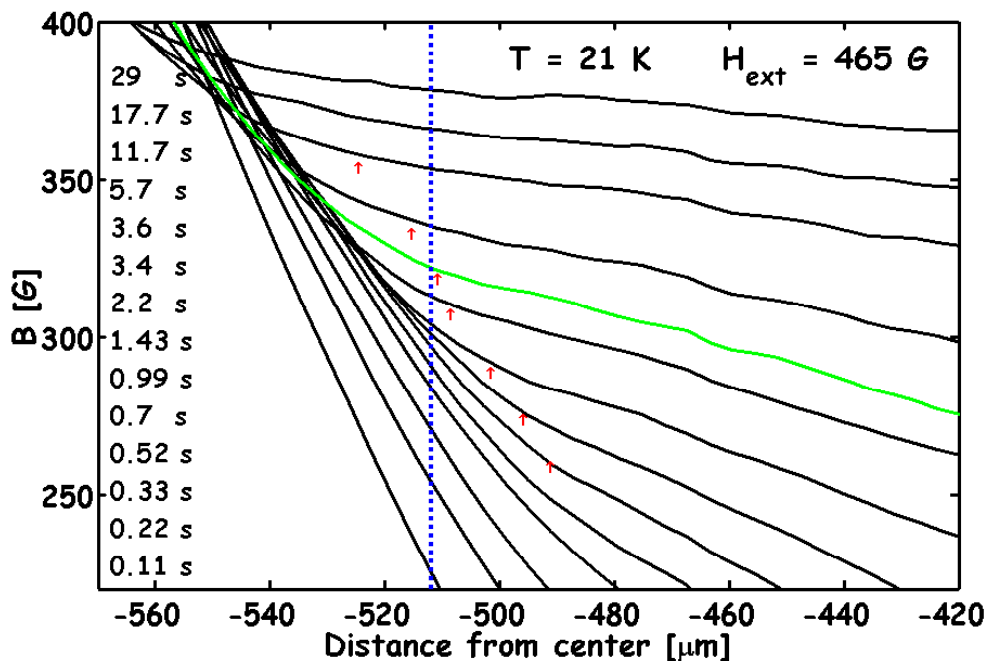
דינמיקה של השיא השני כבר נצפתה בסוגים שונים של מדידות לוקאליות (למשל Hall probe) וגלובאליות (למשל VSM, SQUID) ודווחה בספרות [39, 40, 43, 45, 46, 53]. יתרון של התוצאות הלוקאליות המובאות כאן הוא שהן מאפשרות לזהות את הפאות בדגם באופן ישיר, על ידי ידיעת התפלגות האינדוקציה והזרם הלוקאלי בכל זמן ובכל מקום על הדגם. בהמשך נראה עד כמה חשובה האינפורמציה של זיהוי מצב הפלקסונים, להבנת הדינמיקה של השיא השני המתוארת באיור 3-III. בסעיף הבא נראה כיצד ניתן לזהות את המצבים הטרנזיינטיים.

### 3. III. זיהוי מצבים טרנזיינטיים

המפתח לאיתור קיומם של המצבים הטרנזיינטיים בדגם הוא השבר החד המופיע בפרופיל האינדוקציה ומחלק אותו לשני אזורים בעלי שיפועים שונים [75, 94]. פרופיל בעל שבר כזה מלמד על דו-קיום של שני מצבי פלקסונים שונים בדגם: פאזה מעין-



מסודרת המאופיינת על ידי זרם מתמיד נמוך, ומצב לא מסודר המאופיין על ידי זרם מתמיד גבוה. מיקומו של שבר זה תלוי בזמן, כך שניתן לעקוב אחרי התפשטות הפאזות השונות בדגם. דוגמא להתפתחות בזמן של פרופיל בעל שבר ניתן לראות באיור 4-III עבור טמפרטורה של 21 קלווין, לאחר קפיצת שדה של 465 גאוס. בזמנים הראשונים הפרופיל חלק, ללא שבר, אך לאחר כ-0.5 שניות מופיע שבר ומתקדם עם הזמן לכוון קצה הדגם. השבר, שמסומן בחץ, מפריד בין המצבים הטרנזיינטיים שליד קצה הדגם לבין הפאזה התרמודינאמית המעין-מסודרת שבמרכזו. תנועת השבר עם הזמן מבטאת את תנועת הגבול בין הפאזות.



איור 4-III. פרופילים נבחרים מתוך איור 1-III המציגים התפתחות בזמן של פרופיל האינדוקציה ב 21 קלווין, לאחר קפיצת שדה של 465 גאוס. החצים מסמנים את מיקומו של השבר על הפרופיל, והקו המקווקו את המיקום  $x_0 = -514$  מיקרון. השבר זז אל קצה הפרופיל ועובר את הנקודה  $x_0$  בערך ב-3.6 שניות. הפרופיל של זמן זה מסומן בירוק.

מקורם של המצבים הטרנזיינטיים זוהה על ידי זלדוב כ"זיהום שפה" (edge contamination) [71, 72]: על ידי העלאה פתאומית של השדה החיצוני, פלקסונים מוזרקים לדגם דרך מחסומי שפה לא הומוגניים, ולפיכך במצב בלתי מסודר, למרות שהתנאים התרמודינאמיים בדגם באותה עת הם של פאזה מסודרת. למצבים טרנזיינטיים

אלה זמן חיים אופייני,  $t(B)$ . העלאה הפתאומית של השדה החיצוני לפני תחילת המדידה יצרה מצבים טרנזיינטים בכל הדגם, וזהו תנאי ההתחלה של הניסוי.

קביעת המצב בו נמצא מערך הפלקסונים במקום שרירותי בדגם,  $x_0$ , נעשית על ידי השוואת מיקומו של  $x_0$  ביחס אל השבר בפרופיל האינדוקציה [45, 43]:

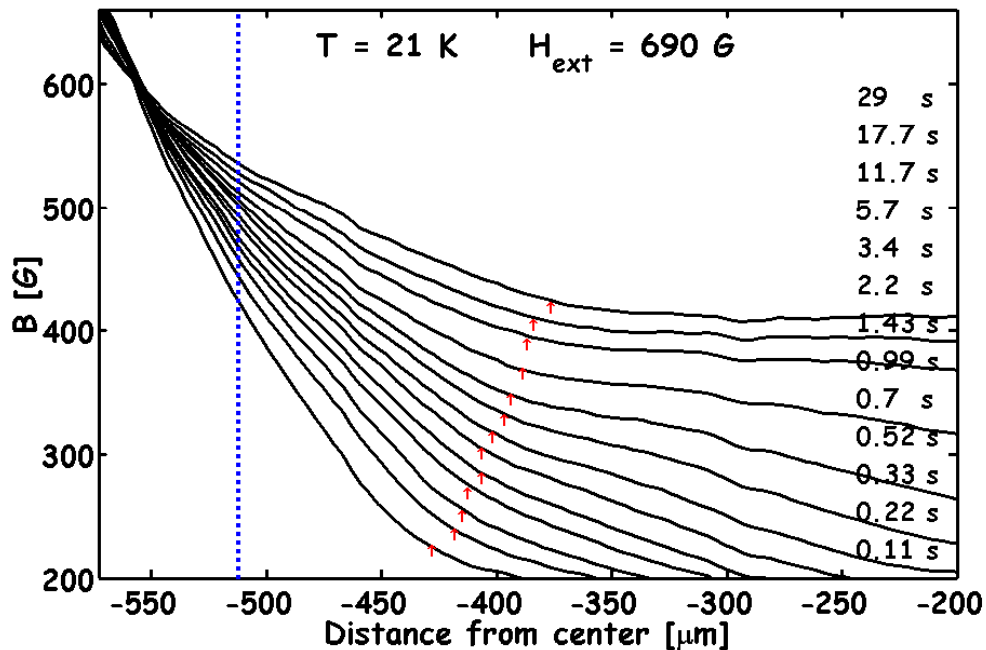
- אם  $x_0$  נמצא בין השבר לקצה, הרי שהפלקסונים ב-  $x_0$  נמצאים במצב לא מסודר.
- אם  $x_0$  נמצא בין השבר למרכז, הפלקסונים ב-  $x_0$  נמצאים במצב המסודר.
- משמעותם של פרופילים ללא שבר המקדימים בזמן פרופילים בעלי שבר, היא שהמצב הלא מסודר שולט בכל הדגם.
- פרופילים דומים, ללא שבר, הנמדדים לאחר העלמות השבר בקצה הדגם, מלמדים שהפאזה התרמודינאמית המסודרת השתלטה על כל הדגם.
- בהתאמה, פרופילים ללא שבר, הנמדדים לאחר העלמות השבר במרכז הדגם, מלמדים שהפאזה התרמודינאמית הלא-מסודרת השתלטה על כל הדגם.

נבחן עתה מספר מקרים המהווים דוגמאות לזיהוי מצבי הפלקסונים במקום מסוים

לפי שיטה זו:

באיור 4-III מוצגת ההתפתחות בזמן של פרופיל האינדוקציה ב- 21 קלווין, לאחר קפיצת שדה ל- 465 גאוס. החצים מסמנים את מיקומו של השבר על הפרופיל בזמנים השונים. השבר זז אל קצה הפרופיל ועובר את הנקודה  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  המסומנת בקו מקווקו כחול, 3.6 שניות בערך לאחר הפעלת השדה. בזמנים הראשונים, עד 0.9 שניה בערך, לא מופיע שבר על הפרופיל, ולכן לא ניתן עדיין לזהות מהו מצב הפלקסונים ב-  $x_0$ . לאחר שמופיע שבר, אנו יכולים לזהות את המצב ב-  $x_0$  כלא מסודר טרנזיינטי, כיון שעד הופעת השבר כל הפרופיל היה לא מסודר והופעת השבר מלמדת על התגרענות הפאזה המסודרת במרכז הדגם. החל מ- 0.9 שניה ועד 3.6 שניות,  $x_0$  עדיין נמצא במצב טרנזיינטי לא מסודר כיון שהוא מצוי בין השבר לקצה. 3.6 שניות לאחר הפעלת השדה השבר עובר

את הנקודה  $x_0$  בדרכו אל הקצה. לפיכך, החל מזמן זה נזהה את המצב ב-  $x_0$  כמסודר, היות והוא נמצא בין השבר למרכז, באזור הפאזה המסודרת. בזמנים המאוחרים,  $\sim 29$  שניות לאחר הפעלת השדה, ניתן לראות שכבר אין שבר על הפרופיל. הידיעה שכבר היה שבר שזז לכוון הקצה, מובילה לקביעה שכל הדגם נמצא בפאזה המסודרת, ובכלל זה  $x_0$ .



איור 5-III. התפתחות בזמן של פרופיל האינדוקציה ב- 21 קלווין, לאחר קפיצת שדה של 690 גאוס. החצים מסמנים את מיקומו של השבר על הפרופיל, והקו המקווקו את המיקום  $x_0 = -514 \mu\text{m}$ .

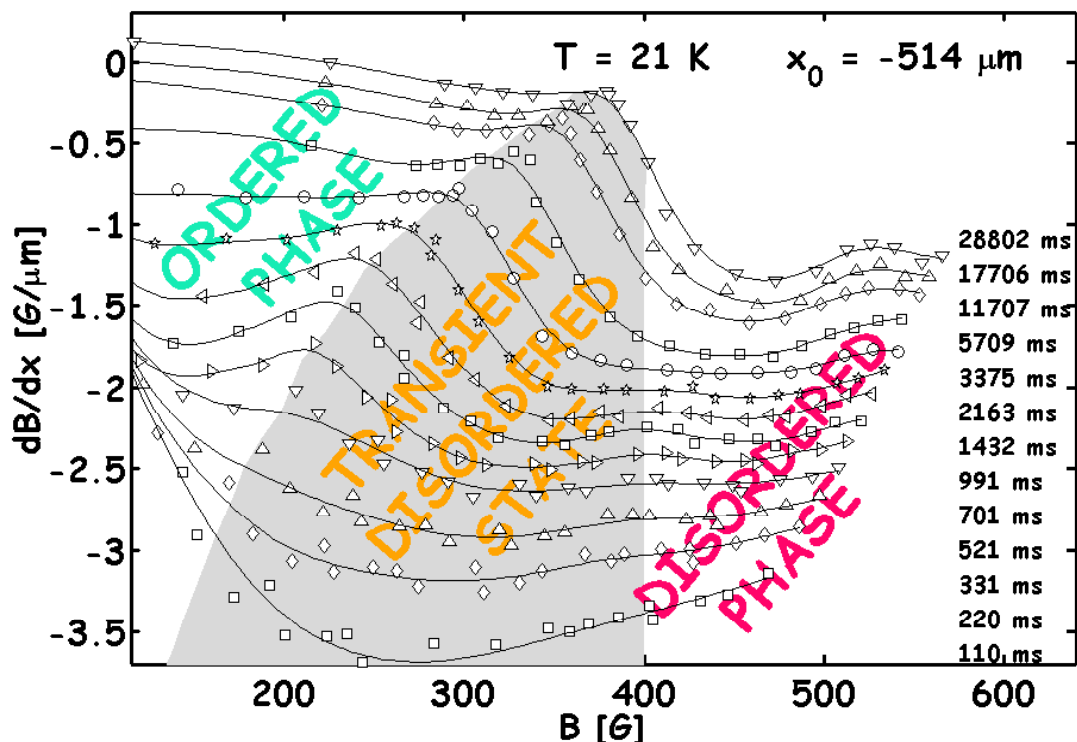
באיור 5-III מוצגת ההתפתחות בזמן של פרופיל האינדוקציה ב- 21 קלווין, אך הפעם לאחר קפיצת שדה ל- 690 גאוס. גם כאן, החצים מסמנים את מיקום השבר בפרופילים השונים. ניתן לראות שהשבר זז לכוון מרכז הדגם, מה שמלמד שהפאזה הלא מסודרת היא זו שמשלת על הדגם. באיור זה מופיע שבר כבר בפרופילים הראשונים, ו-  $x_0$  נמצא בין השבר לקצה, מה שמוביל לזיהוי המצב בו כמצב לא-מסודר. בשל העובדה שהשבר זז לכוון המרכז, ברור שהמצב הלא-מסודר ב-  $x_0$  אינו טרנזיינטי אלא ימשיך להיות לא מסודר כיון שהשבר אינו מתעתד לעבור דרכו ולהפכו למסודר. במקרה זה נזהה את המצב ב-  $x_0$  כפאזה תרמודינאמית לא-מסודרת.

התוצאות שהצגנו בתת-סעיף זה ממחישות את עוצמתה של הטכניקה בה

השתמשנו. ההדמיה המגנטית של הדגם מאפשרת לנו, לראשונה, לזהות את מצב הפלקסונים (מסודר, לא-מסודר, טרנזיינטי) בכל מקום בדגם, בכל זמן נתון.

### III.4. זיהוי אזור המצבים הטרנזיינטיים על לולאת המגנטיזציה

בתת הסעיף הקודם הצגנו שיטה לזיהוי מצב הפלקסונים בכל מקום בדגם, כאשר המפתח לזיהוי הוא השבר בפרופיל והדינמיקה שלו, המלמדת על כוון התפשטות הפאזות. בעזרת שיטה זו זיהינו את הפאזות בגרף של  $j$  כנגד  $B$ , ובמיוחד את האזור בו מצב הפלקסונים ב-  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  הוא לא-מסודר טרנזיינטי. אזור זה מסומן באיור 6-III. ניתן להבחין כי אזור המצבים הטרנזיינטיים ממלא את האזור שליד השיא השני. אזור אפור זה "מתכווץ" עם הזמן, כאשר המצבים הטרנזיינטיים מתרפים. למרות זאת, יש לציין שאפילו לאחר זמן ארוך יחסית, המצבים הטרנזיינטיים עדיין שולטים בדינמיקה של השיא השני.



איור 6-III. עקומות טיפוסיות של  $\frac{dB}{dx}$  כנגד  $B$  לוקאלי בזמנים המצוינים עבור 21 קלוין. האזור האפור מציין את תחום המצבים הטרנזיינטיים.

אבחנה מעניינת לגבי איור 6-III היא שהגבול השמאלי של האזור האפור מסומן על ידי האינדוקציה של תחילת תופעת השיא השני (ה- onset). בתחום שמשמאל לאזור האפור המצבים טרנזיינטיים כבר התרפו, ופאזה תרמודינאמית מסודרת התבססה.

אבחנה מעניינת נוספת היא שהגבול הימני של האזור האפור, המפריד בין התחום בו זוהו מצבים טרנזיינטיים לבין התחום בו זוהתה הפאזה הלא-מסודרת, נשאר קבוע בזמן. חשוב לציין שמגבול זה לא ניתן ללמוד את ערכו של שדה מעבר הפאזה,  $B_{od}$ , בשל אופי הניסוי, שאינו מודד הרפיה בלבד, אלא הרפיה בנוכחות הזרקה של מצבים טרנזיינטיים לדגם כתוצאה מזחילת שטף לדגם בשדה חיצוני קבוע. במהלך הניסוי, מלבד ההזרקה החזקה הראשונית של המצבים הטרנזיינטיים, ממשיכים להכנס פלקסונים דרך מחסומי השפה הלא-הומוגנים כתוצאה מזחילת השטף המגנטי, ולכן מה שנמדד בניסוי אינו הרפיה נקיה של מצבים טרנזיינטיים, אלא הרפיה תוך כדי הזרקה מתמשכת, אם כי חלשה מאוד, של מצבים טרנזיינטיים. נסביר כאן מדוע ניסויי הרלקסציה שבוצעו בפרק זה אינם מאפשרים לזהות מצבים טרנזיינטיים בתחום  $\sim 20$  גאוס מתחת ל-  $B_{od}$  ומהי משמעותו של הערך הקבוע של הגבול הימני.

כל עוד נקודת המדידה נמצאת בין השבר לקצה הדגם, והשבר נע לכוון קצה הדגם, קל לזהות את המצב כטרנזיינטי לא-מסודר. אבל, אם השבר משנה את כוון תנועתו (עוד לפני שהגיע לנקודת המדידה) ומתחיל לזוז בחזרה לכוון מרכז הדגם, אזי ברור שהמצב בנקודה ישאר לא-מסודר ושהפאזה הלא-מסודרת תשלוט בסוף בדגם כולו. במקרה זה הזיהוי של המצב בנקודה כפאזה לא-מסודרת אינו נכון, שכן הסיבה שהשבר משנה את כוון תנועתו וחוזר אל עבר מרכז הדגם אינה שהאינדוקציה הגיעה ל-  $B_{od}$ , אלא שקצב ההזרקה הבלתי-מכוונת של מצבים טרנזיינטיים (בגלל זחילת השטף) גובר על קצב ההרפיה, ולכן מצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים "משתלטים" על הדגם. זיהוי אמיתי של מצבים כטרנזיינטיים יכול להעשות רק אם יודעים מהו  $B_{od}$  ומזהים את האינדוקציה כנמוכה ממנו. הגבול הימני של האזור האפור המסומן על איור 6-III משקף את מה שהתרחש

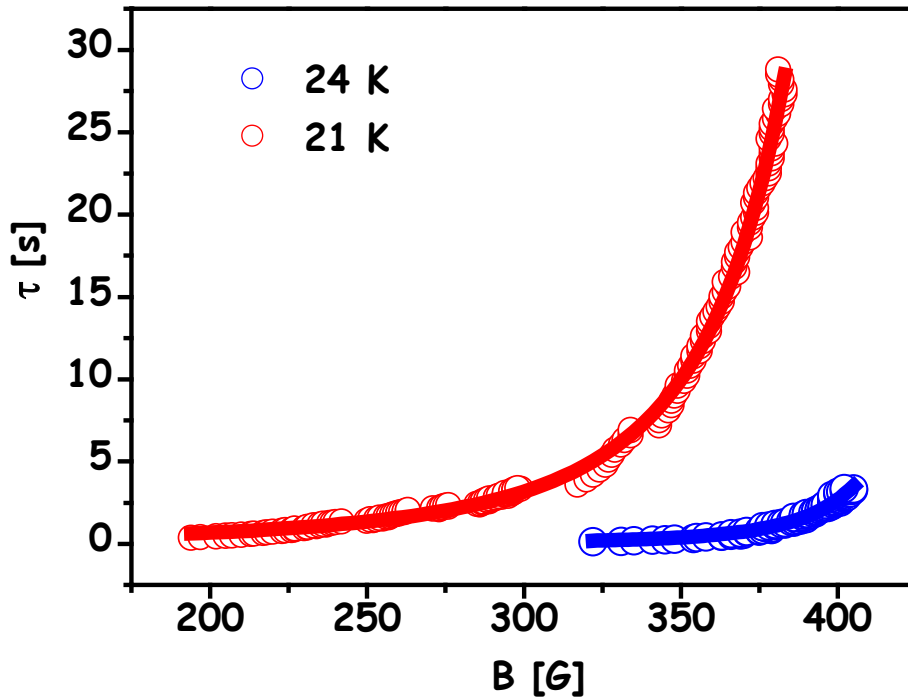
בפועל בניסוי, ללא ידיעת  $B_{od}$ . דהיינו, אם השבר זז לעבר המרכז, וברור שהפלקסונים בנקודת המדידה כבר לא יסתדרו אפילו אם נמדוד עד זמן אינסוף, המצב מבחינתנו לא יוגדר כטרנזיינטי כיון שתמיד ישאר לא מסודר, וזאת למרות שיתכן שהאינדוקציה בו נמוכה מ- $B_{od}$ .

בפרק V נדון בהרחבה בהשפעת ההזרקה הבלתי-מכוונת על המתרחש בדגם. עם זאת נזכיר שכיון שבניסוי זה ההזרקה חלשה, היא משפיעה על המדידות רק בשדות קרובים ל- $B_{od}$ , שם קצב ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים הוא איטי מאוד. לכך הזרקה זו אינה משפיעה על חדות זיהויו של הגבול השמאלי של האזור האפור אלא גורמת לכך שהגבול הימני נמדד מתחת ל- $B_{od}$ . בניסוי אידאלי המודד את הרפית המצבים הטרנזיינטיים, הגבול הימני של האזור האפור יהיה ב- $B_{od}$ . כפי שנראה בהמשך הפרק, גם מניסוי זה, למרות שההרפיה בו אינה טהורה, אפשר למדוד את ערכו של  $B_{od}$ .

### **III. 5. מדידה ישירה של זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים**

מלולאות המגנטיזציה הבו-זמניות, ניתן למדוד באופן ישיר את זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים,  $\tau$ , כפונקציה של האינדוקציה המגנטית הלוקאלית. אם נתבונן במקום מסוים בדגם,  $x_0$ , נוכל להגדיר את זמן החיים,  $\tau$ , כזמן שעבר בין הפעלת השדה (הזרקת המצבים הטרנזיינטיים לדגם) לבין הרגע בו המצב הטרנזיינטי ב- $x_0$  נעלם.

אנו טוענים שחותמת הזמן של כל לולאת מגנטיזציה בו-זמנית היא זמן החיים של המצב הטרנזיינטי שנוצר באינדוקציה של ה- $B_{on}$ , onset, של אותה לולאה. הסיבה לכך היא שעבור אינדוקציות הנמוכות מ- $B_{on}$ , הפלקסונים כבר נמצאים בפאזה המסודרת, ובאינדוקציות הגבוהות קצת מ- $B_{on}$ , הפלקסונים נמצאים עדיין במצב טרנזיינטי לא-מסודר. באיור 7-III מוצג  $\tau$  כפונקציה של האינדוקציה של  $B$ , שנמדד בצורה זו בטמפרטורות 21 ו-24 קלווין ב  $x_0 = -514 \mu m$  ממרכז הדגם.

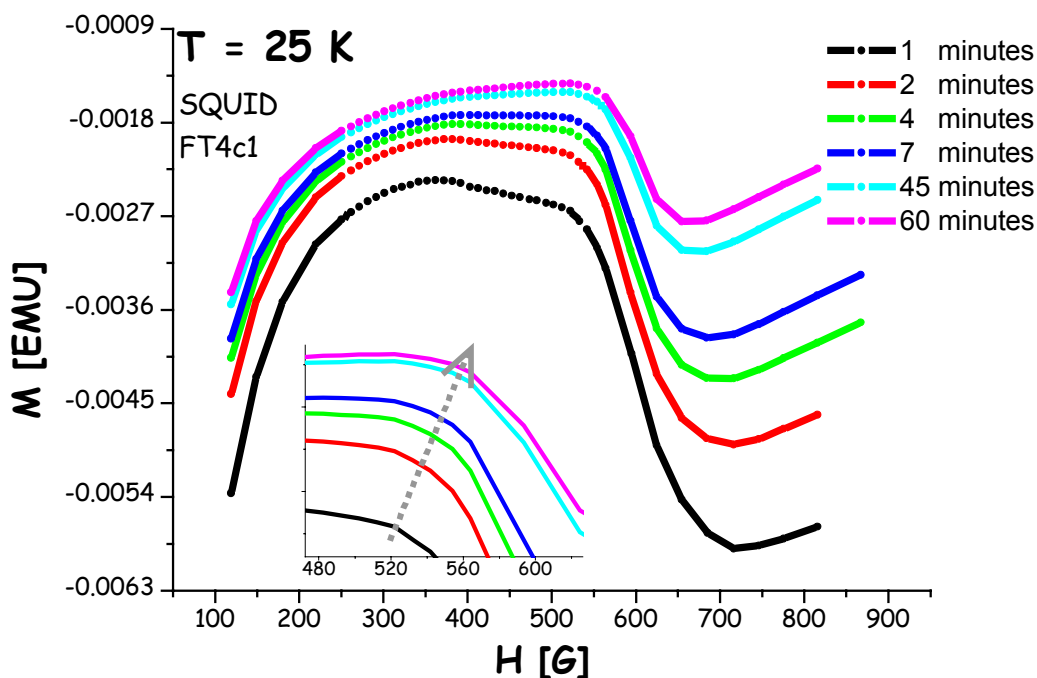


איור 7-III. ספקטרום זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים הלא-מסודרים בטמפרטורות 21 ו-24 קלווין כפי שנמדד במקום  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  ממרכז הדגם. הקו העובר בין הנקודות הנסיוניות התקבל מהתאמה לביטוי  $\tau = \tau_0 / (1 - B/B_{od})^2$ .

ניתן לראות ש- $\tau$  עולה מונוטונית עם האינדוקציה, וכאשר האינדוקציות מתקרבות לשדה מעבר הפאזה,  $B_{od}$ , הוא עולה בצורה חדה. התנהגות זו של התבדרות זמני החיים של המצב הטרנזיינטי הלא-מסודר סמוך למעבר הפאזה היא צפויה, כיון שהמצב הלא-מסודר הוא המועדף תרמודינאמית מעל  $B_{od}$ . מכאן שבזמני מדידה טיפוסיים המצבים הטרנזיינטיים תמיד שולטים על ההתנהגות המגנטית סמוך ל- $B_{od}$ . עובדה זו בולטת באיור 6-III, שמראה, שלמרות שהאזור האפור מתכווץ עם הזמן, הוא עדיין משתרע על תחום שדות משמעותי אפילו לאחר רלקסציה (המתנה) של 29 שניות.

כפי שציינו בסעיף הקודם, הניסוי שבוצע אינו ניסוי הרפיה "טהור" כיון שבמהלך הניסוי מוזרקים מצבים טרנזיינטיים בשל זחילת השטף. כתוצאה מהזרקה זו מהירות השבר מאטה לקראת קצה הדגם ולכן מדידה ישירה של  $\tau(B)$  במקומות שונים בדגם מראה תלות קלה במקום [44].

על מנת להראות שמצבים טרנזיינטים מתערבים במתרחש בדגם גם בזמני מדידה ארוכים יותר, נציג מדידות גלובאליות שבוצעו על דגם זה ב-SQUID. מדידות אלה מראות שה-onset של השיא השני ממשיך לעלות לשדות גבוהים יותר אפילו לאחר רלקסציה של שעה. תוצאה טיפוסית מוצגת באיור 8-III עבור טמפרטורה של 25 קלווין. תחום השדות שבו משתנה ה-onset גבוה מהתחום המוצג באיורים הקודמים, כיון שאלו מדידות גלובאליות המציגות את המומנט הנמדד כפונקציה של השדה החיצוני,  $H$ . זאת לעומת המדידות הלוקאליות בהן הצגנו את  $dB/dx$  כפונקציה של השדה הלוקאלי בדגם,  $B$ , ולכן הערכים עבור שדה ה-onset היו נמוכים יותר.



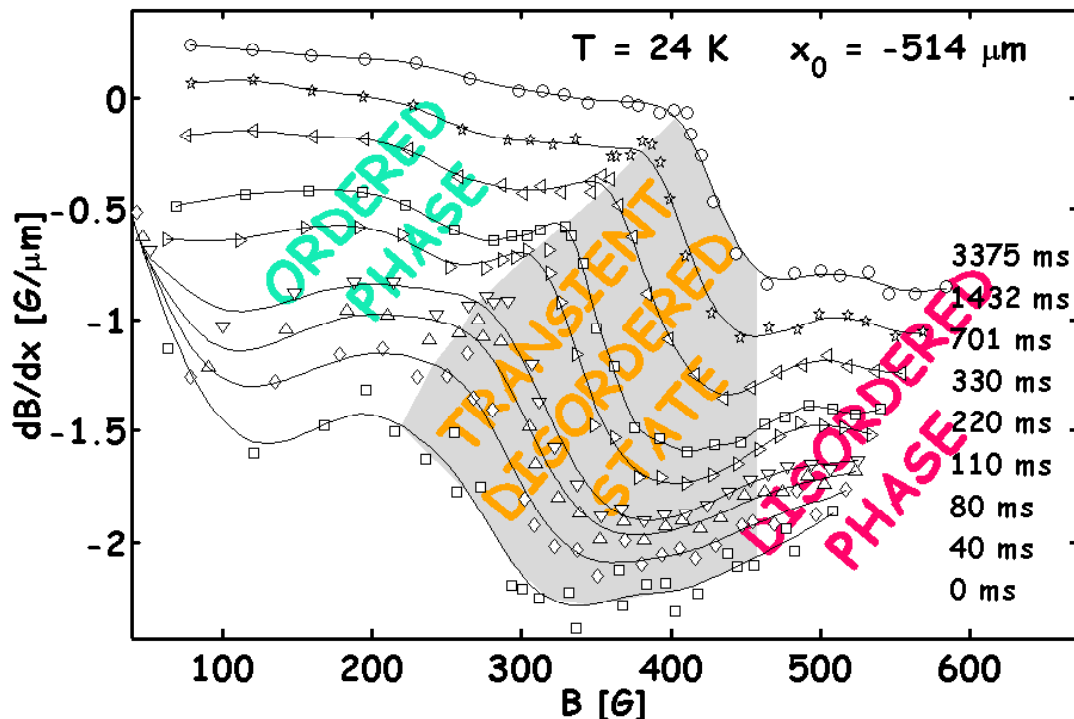
איור 8-III. התפתחות המומנט המגנטי במשך שעה, מוצגת כפונקציה של השדה המופעל. נמדד במערכת ה-SQUID ב-25 קלווין.

### III.6. התלות בטמפרטורה של $\tau(B)$

תופעת השיא השני הדינמי נמדדה במספר טמפרטורות בתחום 20 – 30 קלווין, ותמונות של הזרם הלוקאלי,  $j$ , כפונקציה של האינדוקציה הלוקאלית,  $B$ , צוירו בדומה לאיור 6-III. נציג כאן נתונים בטמפרטורה 24 קלווין. איור 9-III מציג את  $j$  כנגד  $B$  במקום  $x_0 = -514 \mu\text{m}$ , שאליו התייחסנו גם בטמפרטורה 21. אנו מוצאים שהשפעת הטמפרטורה



על זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים היא דרמטית. בטמפרטורה זו, רוחבו של אזור המצבים הטרנזיינטיים מתכווץ הרבה יותר מהר: מ- 220 ל- 40 גאוס תוך 3 שניות ב- 24 קלווין (איור 9-III), לעומת מ- 210 ל- 70 גאוס תוך 29 שניות ב- 21 קלווין (איור 6-III). בנוסף לכך, בטמפרטורה 24 קלווין, ה- onset של השיא השני מופיע כבר בזמן הראשון הנמדד לאחר הפעלת השדה, מה שמלמד שלמצבים הטרנזיינטיים שהיו באינדוקציות הנמוכות מאותו  $B_{on}$ , לקח פחות מ- 0.04 שניה על מנת להתרפות.



איור 9-III. עקומות טיפוסיות של  $dB/dx$  כנגד  $B$  לוקאלי בזמנים המצוינים עבור 24 קלווין. האזור האפור מציין את תחום המצבים הטרנזיינטיים.

באיור 7-III ניתן לראות בברור את ההבדל הדרמטי בין זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים בטמפרטורות השונות. ככל שעולים בטמפרטורה, זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים מתקצרים. כמו כן ניתן לראות שהאינדוקציה בה מתבדרים זמני החיים גבוהה יותר עבור 24 קלווין. מגמה זו של עליה קלה של שדה מעבר הפאזה,  $B_{od}$ , עם הטמפרטורה נצפתה גם במדידות גלובליות בזמנים ארוכים. כמו כן ניתן לראות שבכל אינדוקציה זמן החיים של המצב הטרנזיינטי ב- 21 קלווין הוא תמיד ארוך יותר מאשר ב- 24 קלווין. בנוסף לכך, יש להבחין בצורתן השונה של העקומות -  $\tau(B)$  של 21 קלווין עולה בצורה מתונה

יותר (רחב יותר) מזה של 24 קלוין, מה שיכול להסביר הבדלים בדינמיקה של השיא השני בטמפרטורות השונות.

### **III.7. דיון**

בסעיף זה נראה כיצד ידיעת זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים והתלות שלהם בשדה ובטמפרטורה פותרת רבות מהשאלות הנובעות מהקושי בזיהוי של השיא השני כביטוי המגנטי של מעבר הפאזה מוצק-מוצק. כך, למשל, קטיעתו של קו המעבר בטמפרטורות נמוכות [29, 32, 44-48], יוצרת קושי בסיסי בהבנתה של דיאגרמת הפאזות המגנטית של מוליכי על בטמפרטורות גבוהות בכלל, ושל BSCCO בפרט. העדרו של השיא השני במדידות מגנטיות בטמפרטורות נמוכות מ-16 קלוין [46-50], והופעת השיא השני לאחר זמן [43-47, 49], גם הן קשות להבנה במסגרת המודל המסביר את השיא השני כקשור למעברי פאזה מגנטיים. בדומה, התלות בזמן של השדה הנמדד כשדה המעבר [29, 32, 38-40, 42, 44-46, 51-55] איננה מובנת במסגרת מודל זה. בסעיפים הבאים נראה כיצד התלות של זמן החיים  $\tau$  בשדה ובטמפרטורה עונה על שאלות אלה [43, 45]. בנוסף, בדיון שלהלן נראה כיצד ניתן למדוד את שדה המעבר התרמודינאמי,  $B_{od}$ , ונדון במנגנונים דרכם מתרפים המצבים הטרנזיינטיים [84].

### **III.7.1. קטיעתו של קו מעבר הפאזה בטמפרטורות נמוכות**

מחקרים רבים העוסקים במדידות של השיא השני ב-BSCCO דווחו על העלמות התופעה בטמפרטורות נמוכות מ-16 קלוין [43, 45-50, 106]. תוצאה ישירה של חוסר היכולת למדוד את השיא השני בטמפרטורות הנמוכות היא, שקו מעבר הפאזה סדר אי-סדר שמתקבל נסיונית נקטע בטמפרטורות נמוכות. קטיעה זו של קו המעבר מהווה שאלה פתוחה בתחום מזה זמן רב. התוצאות שהובאו בסעיפים הקודמים מובילות להסבר הבא: הקטיעה של קו המעבר נובעת מכך, שכאשר יורדים לטמפרטורות נמוכות  $\tau(B,T)$  מתרחב עד למצב שבו בזמן המדידה המצבים הטרנזיינטיים אינם מספיקים להתרפות ומצב לא-

מסודר טרנזיינטי שולט בדגם אפילו באינדוקציות נמוכות מאוד. כתוצאה מכך לא ניתן לראות את החתימה המגנטית של המעבר, היינו את הקפיצה מזרם מתמיד נמוך לזרם מתמיד גבוה, שיוצרת את השיא השני, שכן בשום שדה בתחום אין בדגם פאזת זרם נמוך. לפי התוצאות שלנו, השיא השני הדינמי מופיע אפילו בטמפרטורות נמוכות אם זמן המדידה ארוך דיו כך שהמצבים הטרנזיינטיים מספיקים להתרפות, ומתאפשר מעבר מ-  $j$  נמוך ל-  $j$  גבוה. אכן ניתן למצוא בספרות תוצאות של מדידות גלובאליות המדגימות הופעה של השיא השני בטמפרטורות נמוכות לאחר זמני המתנה ארוכים, ראה למשל *Yeshurun et al.* [47] ו- *Anders et al.* [46].

עבודה נוספת שהתפרסמה לאחרונה היא זו של *Li and Wen* [49], ובה השתמשו במדידות גלובאליות של BSCCO בירידת שדה, על מנת להראות שהופעת השיא השני בטמפרטורה 16 קלוין נמדדת רק בזמנים ארוכים, וביצעו הערכה לזמן שיידרש ב 5 קלוין (מיליוני שנים). הם שייכו את התופעה לרלקסציה של הפרופיל המטה-סטבילי בדגם, ולזמן הארוך שנדרש לו להגיע לשווי-משקל. בניסוי שביצעו השדה החיצוני יורד בפתאומיות משדה גבוה מאוד לשדה מתחת לשדה המעבר,  $B_{od}$ . וטענתם היא שבגלל הרלקסציה האיטית, במשך זמן רב חלק גדול מהפרופיל נמצא עדיין בשדות מעל  $B_{od}$  ורק לאחר זמן רב רוב הפרופיל עובר את  $B_{od}$  והמדידה שמתקבלת היא של מצב מסודר.

אין אנו חולקים על הממצאים של *Li and Wen*, אך ההסבר שלנו – המתבסס על הדמיה של המצבים הטרנזיינטיים – שונה באופן מהותי; אנו טוענים שגם כאשר הפרופיל נמצא מתחת ל-  $B_{od}$  המצב הנמדד הוא לא מסודר, ורק כעבור זמן מספיק המצב הטרנזיינטי מתרפה וניתן למדוד מצב מסודר. לכן הסיבה לעיכוב בהופעת השיא השני היא קיומם של מצבים טרנזיינטיים בעלי זמנים ארוכים בכל תחום השדות (ולא המצאו של הפרופיל בשדות גבוהים מדי). לפי הסבר זה אפשר להבין הן את העיכוב בשיא השני הנמדד בעלית שדה והן בירידת שדה, כיון שבשני הניסויים נוצרים מצבים טרנזיינטיים,

בעוד שהסבר על ידי קצב רלקסציה איטי של הפרופיל עובד רק בכוון אחד, כוון ירידת שדה.

### **III. 7. 2. התלות בזמן של שדה המעבר**

תופעת השיא השני היא הביטוי המגנטי של מעבר הפאזה, וככזו אינה אמורה להיות תלויה בזמן, שכן שדה המעבר,  $B_{od}$ , הינו גודל תרמודינאמי. ובכל זאת, כפי שהראנו באיור 6-III, ובהתאמה לתצפיות רבות אחרות [40, 43, 45, 46], ה-onset של השיא השני, שהוא המאפיין של מעבר הפאזה, משתנה עם הזמן. המצבים הטרוניינטיים אותם תארנו בפרק זה נותנים הסבר טבעי גם לדינמיקה זו. כפי שהוסבר בסעיף 5. III, זמן החיים של המצבים הטרוניינטיים בכל אינדוקציה,  $B_{on}$ , מזוהה כחותמת הזמן של הלולאה (ראה איור 6-III). הסיבה לכך היא שבלולאה השייכת לזמן מסוים, באינדוקציות הנמוכות מ- $B_{on}$ , הפלקסונים כבר נמצאים בפאזה המסודרת, ובאינדוקציות הגבוהות קצת מ- $B_{on}$ , הפלקסונים נמצאים עדיין במצב טרוניינטי לא-מסודר. בלולאה של זמן מאוחר יותר, מצבים טרוניינטיים באינדוקציות גבוהות יותר הספיקו להתרפות. זו הסיבה ש- $B_{on}$  זו ימינה, כך שכל האינדוקציות שהתרפו בזמן זה ימצאו לשמאלו.

תהליך זה של הרפית המצבים הטרוניינטיים מספק הסבר פשוט לדינמיקה של  $B_{on}$  ובכך פותר בעיה שהעיבה על הקשר בין מעבר הפאזה התרמודינאמי למעבר הנמדד בפועל מהשיא השני, שכן המעבר שנמדד אינו המעבר התרמודינאמי אלא מעבר למצב טרוניינטי, ולפיכך מותר לו להיות תלוי בזמן. בסעיף הבא נתאר את השלכות של תזוזת  $B_{on}$  עם הזמן על קו מעבר הפאזה  $B_{od}(T)$ .

### **III. 7. 3. התלות בטמפרטורה של שדה המעבר**

לאחר שהראנו כי השדה הנמדד כשדה מעבר הפאזה תלוי בזמן, יש לשים לב להשלכות של תזוזה זו על צורתו של קו מעבר הפאזה. קו המעבר הנמדד נסיונית מציג בעצם את  $B_{on}(T)$  של זמן מסוים ולא את קו המעבר התרמודינאמי,  $B_{od}(T)$ . התלות בזמן

של שדה זה הנמדד כשדה המעבר, כמו גם טכניקת המדידה, משפיעות על צורתו של קו המעבר. לשם כך נציג תוצאות ממדידות גלובאליות ולוקאליות העוקבות אחרי ההתפתחות בזמן של השיא השני, ובאמצעותן נצייר את התפתחותו בזמן של הקו הנמדד כקו מעבר הפאזה. כמו כן, בהמשך הפרק נתאר שיטה למדידת קו מעבר הפאזה התרמודינאמי.

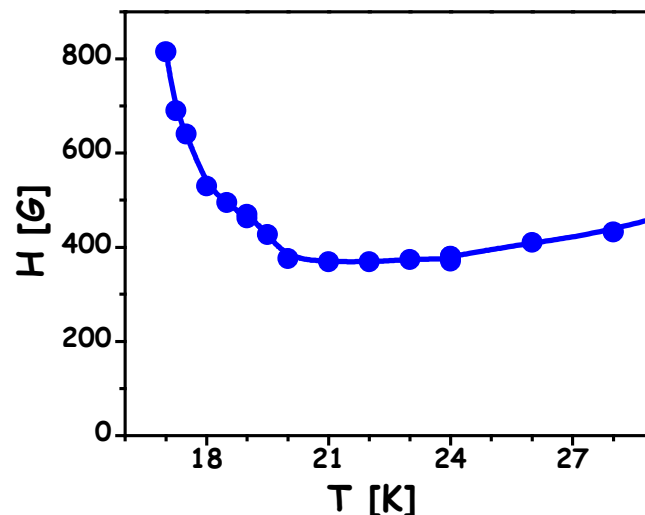
לפי המודל שהצענו בפרק זה, המסביר את הדינמיקה של השיא השני כמיסוך של מעבר הפאזה התרמודינאמי בשל נוכחותם של מצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים בדגם, ברור מדוע מתקבלת תזוזה של ה-onset לאינדוקציות גבוהות יותר עם הזמן. הסיבה היא, שככל שעובר הזמן המצבים הטרנזיינטיים מתרפים באינדוקציות גבוהות יותר (בהן  $\tau$  ארוך יותר). למרות זאת, סקירה של התוצאות המובאות בספרות מלמדת שהשיא השני לא תמיד נע לכיוון השדות הגבוהים [32, 40, 42, 44-46, 51]. במקרים רבים ה-onset של השיא השני זז לשדות נמוכים יותר עם הזמן [29, 32, 38, 39, 46, 52-55], כך שנדמה שבזמן אינסופי ה-onset יתקבל בשדה אפס ותופעת השיא השני תעלם. גם תופעה מוזרה זו תוסבר בהמשך הפרק.

התוצאות המדווחות, המראות התפתחות של השיא השני עם הזמן בחומרים שונים, מראות תזוזה של ה-peak לשדות נמוכים (שמאלה) עם הזמן במדידות Hall probe של YBCO [38, 39] והתקדמות ה-onset לשדות נמוכים עם הזמן ב-LSCO במדידות גלובליות ב-SQUID [37, 53, 54]. מאידך, עבור BSCCO חלק מהמדידות מראות תזוזה ימינה של ה-onset [32, 40, 42, 46, 51] כפי שנצפתה בפרק זה [43, 45], ואחרות מראות תזוזה שמאלה [32, 46]. בעזרת מדידות לוקאליות שביצענו על דגם BSCCO במערכת המגנטו-אופטיקה ומדידות גלובאליות שבוצעו על אותו הדגם ב-SQUID, נסביר את הסיבה להבדל בין התוצאות.

אנו טוענים שאין סתירה בין האבחנות השונות: כל הדווחים על תזוזה שמאלה של ה-onset עם הזמן מציגים לולאות מגנטיזציה שנמדדו גלובאלית או לולאות מגנטיזציה

שנמדדו לוקאלית אך הוצגו כפונקציה של השדה החיצוני,  $H$ . לעומת זאת, במדידות לוקאליות המוצגות כפונקציה של  $B$ , ה-  $\text{onset}$  זו תמיד ימינה עם הזמן. להלן נבהיר כיצד הבדל זה בהצגת התוצאות גורם למדידת קווי מעבר שונים איכותית [83].

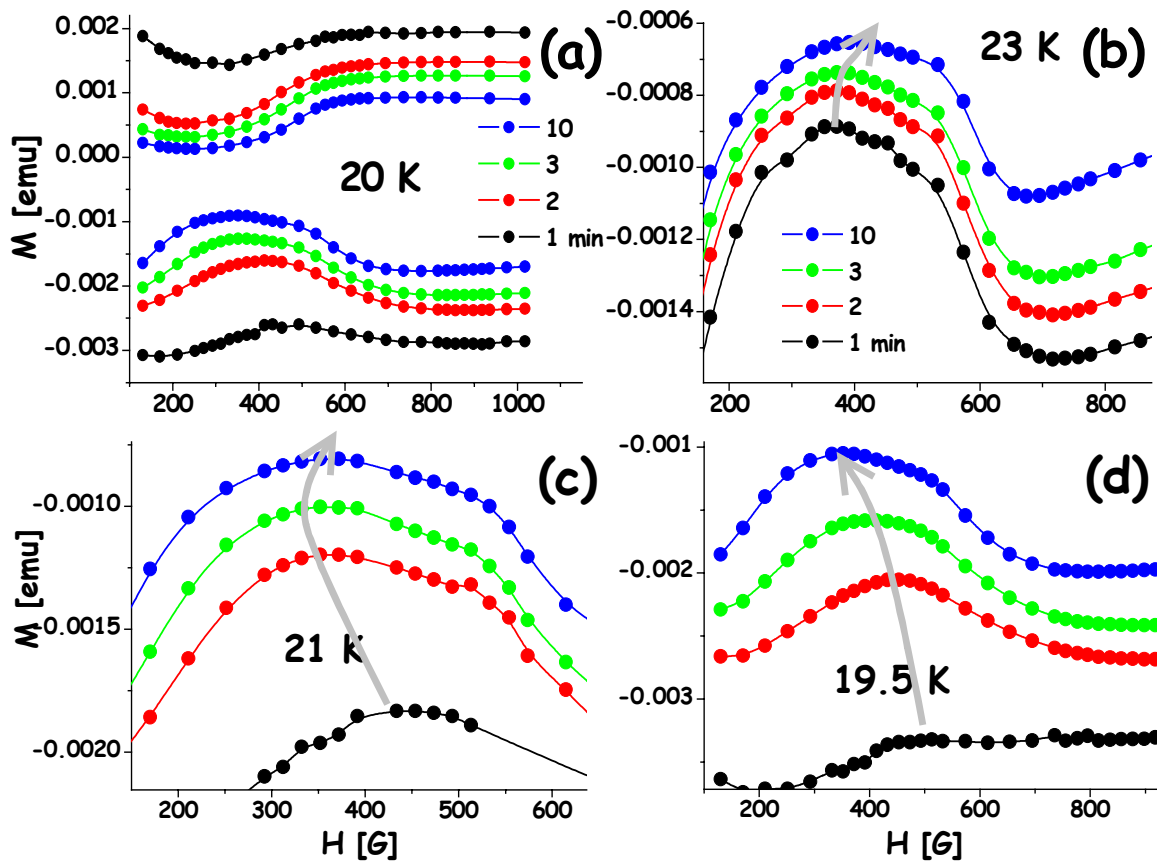
נפתח בהצגת תוצאות המדידות הגלובאליות שבוצעו במערכת ה- SQUID על אותו הדגם. באיור 10-III מוצג קו מעבר הפאזה שנמדד על ידי ה-  $\text{onset}$  של השיא השני. לולאות המגנטיזציה נמדדו בטמפרטורות שונות בקצב סריקה איטי של כשלושה גאוס לשניה. ניתן לראות שבטמפרטורות נמוכות הקו יורד חזק עם עליית הטמפרטורה, בדומה לתוצאות של *de Andrade et al.* [56] ואחרים, ובערך ב-21 קלווין משתנה מגמתו והוא עולה בצורה מתונה עם הטמפרטורה, כמקובל בדגמי BSCCO [33].



**איור 10-III. קו מעבר הפאזה מוצק-מוצק ממדידות גלובאליות (SQUID). הקו מתאר את התלות בטמפרטורה של ה-  $\text{onset}$  של השיא השני.**

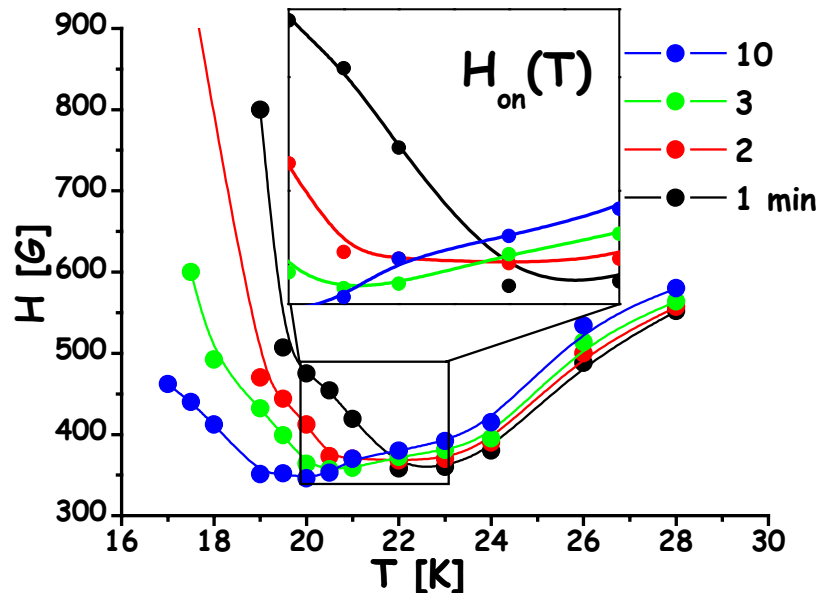
בנוסף, ממדידות רלקסציה שבוצעו בשדות שונים עבור טמפרטורות בתחום שבין 16.5 ל- 30 קלווין, הרכבנו את תמונת ההתפתחות בזמן של עקומות המגנטיזציה, בדומה ללולאות המגנטיזציה הבו-זמניות שתוארו בפרק זה. ממעקב אחרי ההתפתחות בזמן של עקומות המגנטיזציה אנו לומדים על כוון התפתחות השיא השני. תוצאות אופייניות מוצגות באיור 11-III עבור טמפרטורות שונות. ניתן לחלק את התלות בזמן של השיא השני לשלושה תחומי טמפרטורה בתחום הנמדד. בטמפרטורות גבוהות מ-22 קלווין ה-  $\text{onset}$  של

השיא השני מראה תנועה עקבית ימינה, לכוון שדות גבוהים יותר, כפי שניתן לראות באיור 11-III (b). בטמפרטורות הביניים, 20.5 – 21.5 קלוין, ה-onset מציג תנועה לא עקבית – הוא זז תחילה שמאלה, לכוון שדות נמוכים יותר, ולאחר מכן משנה את כוון תנועתו וזז עם הזמן לכוון שדות גבוהים יותר. דינמיקה זו מודגמת באיור 11-III (c) עבור 21 קלוין. בתחום השלישי, בטמפרטורות נמוכות מ-20 קלוין, ה-onset של השיא השני זז שמאלה לשדות נמוכים יותר במשך כל זמן המדידה, כפי שניתן לראות באיור 11-III (d) עבור 19.5 קלוין. באיור 11-III (a) אנו מציגים את התפתחות הלולאה השלמה ב-20 קלוין, כאשר גם בה ניתן לראות תזוזה שמאלה של ה-onset. בנוסף, בטמפרטורות הנמוכות ביותר שנמדדו, 16-17 קלוין, השיא השני לא נמדד בזמנים הקצרים, ומופיע על הלולאה רק כעבור מספר דקות.



איור 11-III. תמונת ההתפתחות בזמן של עקומות המגנטיזציה שנמדדו גלובאלית בטמפרטורות 20 K (a) 23 K (b) 21 K (c) 19.5 K (d). החץ מדגים את תנועתו של  $H_{on}$  עם הזמן.

כאשר מציירים על דיאגרמת הפאזות את קו המעבר הנמדד מתוצאות אלה, מתקבל קו דינמי המוצג באיור 12-III. הקווים של כל הזמנים מציגים אותה התנהגות איכותית שראינו באיור 10-III: בטמפרטורות נמוכות הקו יורד עם עליית הטמפרטורה, ובגבוהות יותר עולה עם הטמפרטורה. בהשוואה בין קווים של זמנים שונים ניתן לראות שהטמפרטורה  $T^*$ , בה מתרחש היפוך המגמה של הקו, יורדת מונוטונית עם הזמן. בתחום הטמפרטורות של  $T^*$  (תחום זה מוגדל במסגרת הפנימית באיור 12-III) ניתן לראות שינוי דרמטי של קו המעבר עם הזמן. קו המעבר משתנה עם הזמן בתחום זה מתלות שלילית בטמפרטורה לתלות חיובית. בהמשך סעיף זה נסביר את התלות הזו בעזרת מדידות לוקאליות.



איור 12-III. קו המעבר הנמדד מההתפתחות בזמן של השיא השני במשך 10 דקות. המסגרת הפנימית מתמקדת באזור בו מתהפכת מגמתו של קו המעבר עם הזמן.

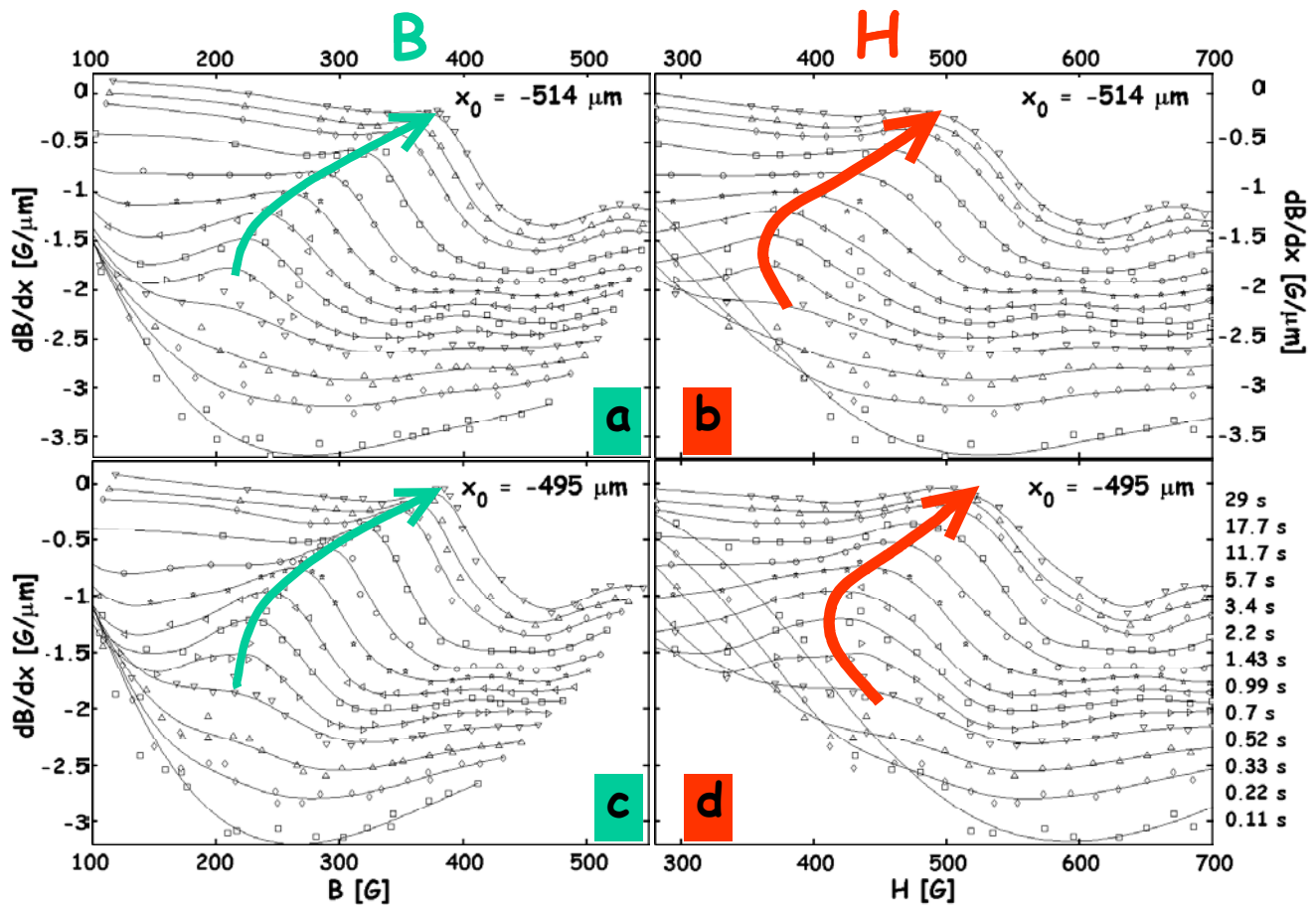
מדידות לוקאליות המציגות את  $dB/dx$ , המייצג את הזרם המתמיד בדגם, כפונקציה של האינדוקציה הלוקאלית,  $B$ , נידונו בהרחבה בפרק זה. מדידות אלה מראות שה- $onset$  של השיא השני זו תמיד לשדות גבוהים יותר עם הזמן בכל תחום הטמפרטורות בו נמדד השיא השני. לדוגמא, איור 6-III מציג את ההתפתחות של השיא השני לכוון שדות גבוהים יותר במשך כ-30 שניות ב-21 קלווין. ברור, שאם נתרגם מדידות אלה לדיאגרמת הפאזות



נקבל קו מעבר נמדד שזו תמיד לשדות גבוהים יותר עם הזמן (ראה איור 16-IV בפרק הבא), ולכן קוים השייכים לזמנים שונים לא יחתכו. זאת בניגוד לתמונה שהתקבלה ממדידות גלובאליות בה תזוזת ה-onset לשדות נמוכים יותר עם הזמן גרמה לחיתוך של קווי מעבר שנמדדו בזמנים שונים.

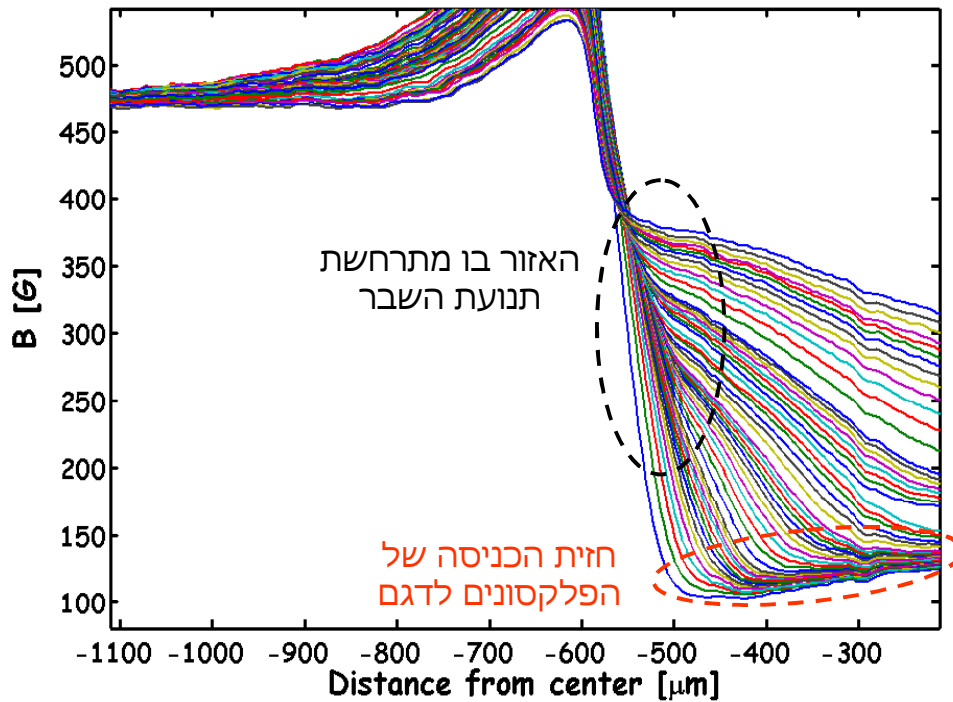
היתרון הגדול של המדידות הלוקאליות הוא היכולת לזהות את מצב הפלקסונים על ידי השבר החד המופיע בפרופיל האינדוקציה. בצורה זו זיהינו את המצבים הטרנזיינטים, מדדנו את זמני החיים שלהם, והסברנו את התזוזה של השיא השני לאינדוקציות גבוהות עם הזמן. לפי הסבר זה, השיא השני לעולם אינו יכול לזוז שמאלה, לכוון אינדוקציות נמוכות יותר. הסיבה היא ש- $\tau$  גדל מונוטונית עם  $B$ , וככל שעובר הזמן המצבים הטרנזיינטים מרפים באינדוקציות גבוהות יותר (בהן  $\tau$  ארוך יותר). הבנה זו עומדת לכאורה בניגוד לתוצאות המתוארות באיור 11-III.

נראה עתה כי בעזרת המדידות הלוקאליות ניתן להסביר את ההבדל האיכותי בין קו מעבר שנמדד על ידי לולאות מגנטיזציה המוצגות כפונקציה של  $B$ , לבין קו מעבר שנמדד על ידי לולאות מגנטיזציה המוצגות כפונקציה של  $H$ . כאמור, זמן החיים של המצבים הטרנזיינטים תלוי באינדוקציה הלוקאלית,  $B$ . לפיכך, הדינמיקה של השיא השני המוצגת כפונקציה של  $B$ , מבטאת את תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטים, המכתיב תזוזה של ה-onset ימינה. לעומת זאת, מדידה כפונקציה של השדה החיצוני,  $H$ , מורכבת משתי תרומות:  $B$  ו- $M$ , לפי  $H = B + 4\pi|M|$ . לכן, הדינמיקה של השיא השני המוצג כפונקציה של  $H$  תושפע מהתלות בזמן של המרכיבים השונים. טענתנו היא שבמדידות רלקסציה לאחר הרמת שדה התלות בזמן של  $B$  ושל  $M$  הפוכה, והרכיב בעל התלות הדומיננטית בזמן הוא המכתיב את כוון תזוזת השיא השני המוצג כפונקציה של  $H$ . לשם הדגמת טענה זו נשתמש בתוצאות המדידות הלוקאליות, ונציג אותה סדרת נתונים, פעם אחת כפונקציה של  $B$  ופעם נוספת כפונקציה של  $H$ .



איור 13-III התפתחות בזמן של לולאות מגנטיציה לוקאליות ב-  $-514 \mu\text{m}$  (a,b) וב-  $-495 \mu\text{m}$  (c,d).  
 (a,c) כפונקציה של B וכפונקציה של H (b,d).

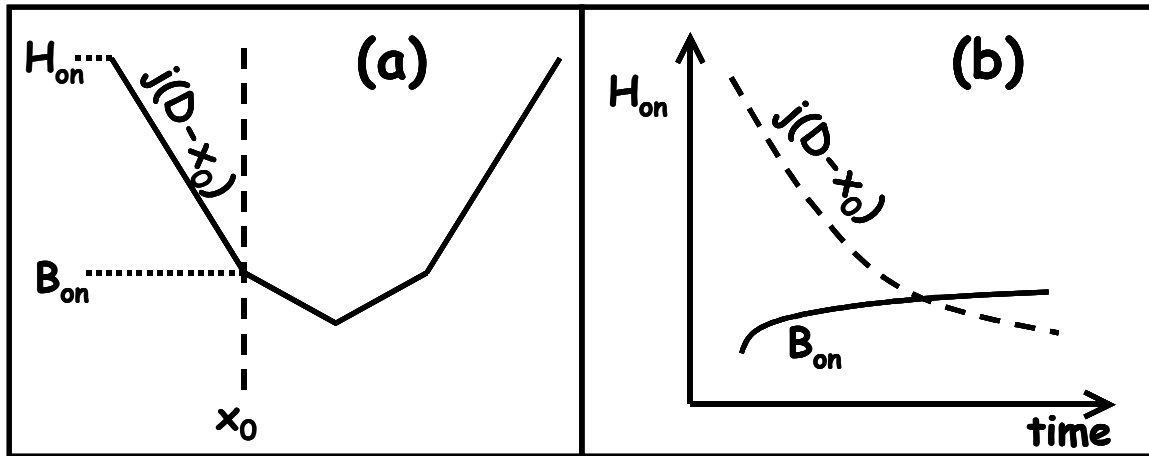
באיור 13-III ניתן לראות עקומות מגנטיציה בו-זמניות שנמדדו לוקאלית ב-21 קלוין. (a) dB/dx בנקודת המדידה  $-514 \mu\text{m}$  ממרכז הדגם מוצג כפונקציה של B, (b) ב-  $-514 \mu\text{m}$  כפונקציה של H, (c) ב-  $-495 \mu\text{m}$  כפונקציה של B, (d) ב-  $-495 \mu\text{m}$  כפונקציה של H. התוצאה המפתיעה היא שבמידות המוצגות כפונקציה של B (a ו- c) ה- onset זר ימינה, בעוד שבמידות המוצגות כפונקציה של H (b ו- d) ה- onset מתחיל את תנועתו שמאלה ובשלב מסוים משנה את מגמתו וזר ימינה. מתמונות אלה (b ו- d) ניתן גם לראות שככל שהמדידה מתבצעת רחוק יותר משפת הדגם, התזוזה שמאלה נמשכת זמן ארוך יותר.



איור 14-III. ההתפתחות בזמן של האינדוקציה לרוחב הדגם עבור שדה חיצוני של 465 גאוס ב 21 קלוין (מתוך איור 1-III).

מתוך תוצאה זו, ולאחר בחינה של התפתחות הפרופילים בזמן (ראה איור 14-III), ניתן לקבוע שהסיבה לתזוזה של ה- onset לשדות נמוכים היא העובדה שבזמנים קצרים וטמפרטורות נמוכות התלות בזמן של  $4\pi M$  היא המרכיב הדומיננטי בתלות H בזמן. המומנט המגנטי, M, מורכב ממגנטיזציה של הנפח (bulk) בשל הזרמים בתוך הדגם, וממגנטיזציה כתוצאה ממחסומי שפה. באיור 14-III מוצגת ההתפתחות בזמן של האינדוקציה לרוחב הדגם עבור שדה חיצוני של 465 גאוס ב 21 קלוין (מתוך איור 1-III). ניתן לראות ששפוע הפרופיל גדול, היינו, זרם הנפח בדגם גבוה ודועך בצורה חזקה. כמו כן בולטת העובדה שבמהלך כל הניסוי עדיין מתקדמת חזית החדירה של הפלקסונים לעבר המרכז. דבר זה מלמד שמחסומי השפה חזקים בטמפרטורה זו. החדירה האיטית של פלקסונים לדגם תואמת את ההסבר של de Andrade *et al.* [56], שייחס את הירידה החזקה של קו המעבר בטמפרטורות נמוכות למחסומי שפה. מאחר שברור מהנתונים ששני מרכיבי M, שפה ונפח, תורמים כאן לדעיכתו החזקה, בחרנו, לצורך הדיון כאן,

להדגים כיצד הדעיכה של זרם הנפח גורמת לתזוזה שמאלה של ה-onset הנמדד כפונקציה של H.



איור 15-III. תאור סכמתי של (a) פרופיל טיפוסי, (b) התלות בזמן של שני המרכיבים של  $H_{on}$ :  $B_{on}$  ו-  $j(D-x_0)$ .

באיור 15-III (a) מוצג תאור סכמתי של פרופיל טיפוסי בעל שבר השייך לזמן מסוים. בהתאם לשיטה בה הרכבנו את עקומות המגנטיזציה הבו-זמניות עבור מקום מסוים בדגם, נכון לומר שהפרופיל הזה נותן את נקודת ה-onset שעל עקומת המגנטיזציה השייכת לזמן זה. איור זה מדגים את שתי התרומות מהן מורכב  $H_{on}$ :  $B_{on}$  ו-  $j(D-x_0)$ . אם כן, התלות בזמן של  $H_{on}$  מושפעת מהתלות בזמן של שני מרכיביו. באיור 15-III (b) מתוארת התלות בזמן של  $B_{on}$ , שעולה עם הזמן לפי  $\tau(B)$ , כפי שתואר בהרחבה בפרק זה. זרם הנפח,  $j$ , לעומת זאת, יורד עם הזמן (קו מקווקו) כיון שהדגם מתמלא פלקסונים כתוצאה מזחילת השטף. היחס בין התלות בזמן של שני מרכיביו של  $H_{on}$  משתנה בהתאם לזמן, לטמפרטורה ולמרחק  $x_0$  ממרכז הדגם.

הערכה לתרומה של  $dB_{on}/dt$  קיבלנו על ידי גזירת הביטוי ל- $\tau(B)$  (משוואה 10 בפרק V) והצבה של ערכים ניסיוניים. לדוגמא, עבור 21 קלוין קיבלנו  $dB_{on}/dt = 0.11 \cdot t^{0.6}$ . את הזרם חישבנו על ידי התאמה של הפרופילים לחוק ביו-סבר וקיבלנו תלות בערך לוגריתמית של הזרם בזמן, כאשר הנגזרת היא:  $dj_{on}/dt = 10^5 \cdot t^{-1}$ . מכאן מובן מדוע בטמפרטורה קבועה כלשהי, בתחילה, כאשר הרלקסציה של  $j$  דומיננטית,  $H_{on}$  זו שמאלה,

לכוון שדות נמוכים יותר. לאחר זמן מסוים, כאשר  $dj/dt$  קטן עד מתחת ל-  $dB_{on}/dt$ , ה-  
onset משנה את מגמתו ונע לכוון שדות גבוהים יותר, תוך שהוא משקף את ההרפיה של  
המצבים הטרנזיינטיים, אשר מתחילה מאינדוקציות נמוכות ומתרחשת גם בגבוהות לאחר  
זמן.

בחירת חלון זמן מסוים, ומדידת התפתחות השיא השני בו בטמפרטורות שונות,  
גורמת לכך שבטמפרטורות נמוכות, בהן הרלקסציה איטית יותר, חלון הזמן שלנו יראה  
התנהגות הנשלטת על ידי  $j(D-x_0)$ . בטמפרטורות גבוהות, באותו חלון זמן, השינוי בזרם  
כבר איטי ולכן  $H_{on}$  יתנהג עם הזמן כמו  $B_{on}$ . בטמפרטורות הביניים נוכל לצפות בשינוי  
המגמה של  $H_{on}$ . זו בדיוק התלות בטמפרטורה שנצפתה באיור III-11.

מכאן גם מובן מדוע התזוזה שמאלה של  $H_{on}$ , שהוצגה באיור III-13 (b) ו-(d)  
נמשכה פחות זמן כאשר הזזנו את נקודת המדידה,  $x_0$ , אל עבר קצה הדגם. כאשר הנקודה  
קרובה לקצה הדגם, התרומה של  $(D-x_0)dj/dt$  קטנה יותר, ולכן  $dB_{on}/dt$  מתחיל להכתיב  
את התנהגות הקו בזמן מוקדם יותר. מאחר שלמיקום נקודת המדידה בדגם יש השפעה  
מכרעת על כוון ההתפתחות בזמן של  $H_{on}$ , נצפה שבמדידות גלובאליות האפקט יחריף.  
בדגמים גדולים כמו כאן יהיה, איפוא, צורך להמתין זמן ארוך בהרבה מאשר הזמן שחיינו  
במדידה הלוקאלית (שם הצבנו את נקודת המדידה ליד שפת הדגם), עד שנבחין בתזוזה  
ימינה. לשם הערכה, ב- 21 קלוין, שם ה-onset זו שמאלה ולאחר מכן ימינה, נדרשו כשלוש  
דקות להיפוץ המגמה במדידה הגלובאלית, ואילו במדידה הלוקאלית, משום שנקודת  
המדידה היתה קרובה לקצה, נדרשה שניה אחת בלבד.

בסעיף זה תארנו כיצד צורת המדידה מסבירה הבדלים איכותיים במדידות קו  
המעבר ב-BSCCO. בעזרת הבנה זו נוכל אולי לתת פרדיקציה עבור התלות בטמפרטורה  
של שדה המעבר הנמדד בחומרים אחרים. התלות בטמפרטורה של שדה המעבר מהווה  
שאלה פתוחה מעניינת בתחום, שכן בעוד התיאוריה צופה שבטמפרטורות נמוכות קו  
המעבר יהיה בלתי תלוי בטמפרטורה [13, 16, 32, 57, 59], התמונה הנסיונית מראה

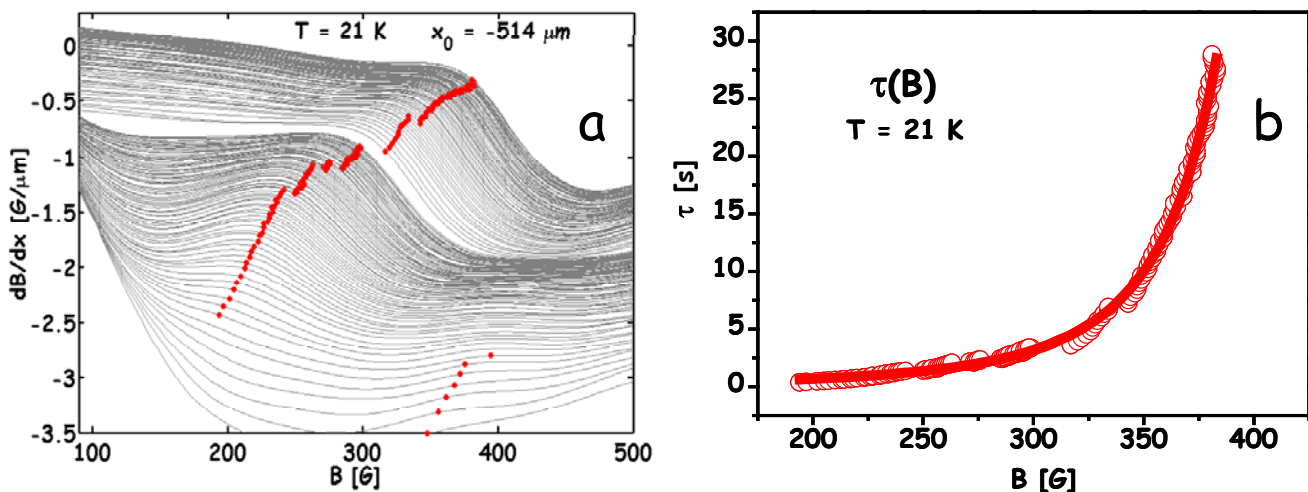
שקווים שנמדדו בדגמים שונים, הם שונים משמעותית: קו מעבר שכמעט אינו תלוי בטמפרטורה ב- BSCCO ו- PbBSCCO [57, 60, 61] וב- NCCO [41]; ירידה חדה עם עליית הטמפרטורה ב- LSCO [53] ובחלק מדגמי YBCO [36, 62]; והתנהגות לא-מונוטונית בדגמי YBCO [36-38, 51, 63], BSCCO [33, 34, 56, 57, 61], ו- PbBSCCO [64]. בסעיף זה ראינו כיצד התלות בזמן של השדה הנמדד כשדה המעבר, כמו גם טכניקת המדידה, משפיעות על צורתו של קו מעבר הפאזה. כיון שראינו שהרלקסציה של M משפיעה על כוון ההתפתחות בזמן של הלולאה הנמדדת במדידות גלובליות כפונקציה של H, ומכאן על דיאגרמת הפאזות (H-T), נצפה שבדגמים בהם הרלקסציה איטית בהרבה (LSCO, YBCO) יקח הרבה יותר זמן "להפוך" את התלות בטמפרטורה של הקו, באותן טמפרטורות שנמדדו כאן ב-BSCCO. כמוכן נצפה שלגאומטריה השונה של הדגמים תהיה השפעה מכרעת על דיאגרמת הפאזות (H-T). המחסומים הגאומטריים [108-114], שתלויים ביחס עובי/רוחב של הדגם (t/D), ומשפיעים על הזמן שלוקח לפלקסונים לחדור לדגם, עלולים לעוות את צורתו של קו מעבר הפאזה בצורה דרמטית. אם הם חזקים במיוחד, (t/D גדול), וכניסת הפלקסונים לדגם היא איטית, אנו עלולים לטעות ולקבוע את שדה המעבר בערכים גבוהים מידי, לפי ערכו של השדה החיצוני, בעוד שלמעשה בתוך הדגם האינדוקציה קטנה באופן משמעותי. המסקנה מכאן היא שלשם מניעת עוותים במדידת מעבר הפאזה יש להשתמש במדידות לוקאליות (כפונקציה של צפיפות הפלקסונים הלוקאלית, B), כאשר מציירים את קו המעבר, וכפי שנראה בהמשך, ממדידות אלה ניתן אף להעריך את ערכו המדויק של  $B_{od}$ .

### **III. 7. 4. קביעת ערכו התרמודינמי של שדה המעבר**

מהדיון עד כה נובע שבמדידות קונבנציונאליות הערך אשר נמדד כשדה המעבר אינו ערך של שווי-משקל. כמו כן, כאשר המדידה מתבצעת באותו חלון זמן עבור טמפרטורות שונות גם הסטיה מהערך האמיתי של שדה המעבר אינה אחידה בין

הטמפרטורות. מעבר לכך, הראנו, שאפילו במדידות בזמנים ארוכים מאוד לא ניתן להפטר לחלוטין מהשפעת המצבים הטרנזיינטיים על השיא השני, כיון שזמני החיים שלהם מתבדרים כאשר מתקרבים לאזור המעבר התרמודינאמי. לכן, נציג כאן שיטה למציאת ערכו התרמודינאמי של שדה מעבר הפאזה,  $B_{od}$ , על ידי אקסטרפולציה של התוצאות הנמדדות.

בסעיף 5. III. ראינו כי  $\tau$  מתבדר לקראת  $B_{od}$ . התוצאות הניסיוניות הובילו לבחירת הביטוי  $\tau = \tau_0 / (1 - B/B_{od})^\gamma$  עם אקספוננט התבדרות  $\gamma > 1$ . התאמה של ביטוי זה לתוצאות הניסיוניות מאפשרת לקבל את  $B_{od}$ ,  $\gamma$  ו- $\tau_0$ . בפרק V נציג התאמה לעקום  $\tau(B)$  בטמפרטורות שונות ונרחיב את הדיון.



איור 6-III. (a) עקומות מגנטיזציה בו-זמניות שנמדדו במשך 29 שניות ב-21 קלווין. באיור 6-III הוצגו עקומות בזמנים נבחרים מתוך גרף זה. הנקודות האדומות מסמנות את מיקום ה-onset של השיא השני. (b) מחותמת הזמן של כל נקודה כפונקציה של האינדוקציה הלוקאלית מתקבל  $\tau(B)$  לטמפרטורה זו. הקו המלא הוא התאמה ל-  $\tau = \tau_0 / (1 - B/B_{od})^\gamma$ .

באיור 6-III מתוארת דוגמא למציאת שדה המעבר התרמודינאמי  $B_{od}$  ב-21 קלווין. ב- (a) מתוארות עקומות מגנטיזציה בו-זמניות שנמדדו במשך 29 שניות ב-21 קלווין. עקומות אלה הורכבו מנקודות הנתונים המופיעות באיור 2-III, ועקומות בזמנים נבחרים מתוכן הוצגו באיור 3-III ובאיור 6-III. הנקודות האדומות מסמנות את מיקום ה-onset של השיא השני. ניתן להבחין במקבצים של נקודות, וזאת משום שבמהלך תזוזתו של ה-onset

לאינדוקציות גבוהות יותר הוא עובר בין סדרות נתונים השייכות לשדות חיצוניים שונים שמהן הורכבו עקומות המגנטיזציה (ראה איור 2-III ואיור 3-III). ב- (b) מצויר  $\tau(B)$  עבור טמפרטורה זו, שהתקבל מחותמת הזמן של כל נקודה כפונקציה של האינדוקציה הלוקאלית. הקו המלא הוא התאמה ל-  $\tau = \tau_0 / (1 - B/B_{od})^\gamma$  למציאת  $B_{od}$  שמוערך כאן בכ-430 גאוס. כאמור, בפרק V נדון גם בערכים שהתקבלו עבור  $\tau_0$  ו- $\gamma$ .

ככל הידוע לנו, זו הפעם הראשונה בה מאותר ערכו של שדה המעבר התרמודינאמי במדידות מגנטיות. לידיעת שדה זה יש חשיבות, כיון שמדידות שגויות של שדה המעבר עלולות לגרום שגיאה איכותית בצורתו של קו המעבר בדיאגרמת הפאזות B-T; בטמפרטורות נמוכות המצבים הטרנזיינטיים מורידים בצורה מלאכותית את השדה הנמדד כשדה המעבר, כך שקו המעבר יציג עליה חזקה עם הטמפרטורה. תוצאות ראשוניות מראות שבדגם זה, שהוא over-doped,  $B_{od}$  ממילא עולה בצורה חלשה עם הטמפרטורה, כך שהמצבים הטרנזיינטיים גרמו לעוות התמונה ולא לשינוי איכותי. אך התוצאות שהצגנו יכולות להסביר גם מקרים אחרים בהם העוות הוא איכותי, למשל קו המעבר בדגם בו מצפים לירידה חלשה של  $B_{od}$  עם הטמפרטורה. אם קו המעבר בדגם זה ימדד ישירות מה-onset של השיא השני הנמדד בטמפרטורות שונות בסקלת זמנים קצרה, הוא יציג עליה עם הטמפרטורה, ותוצאה זו שגויה איכותית.

לאור הדיון הנ"ל לגבי מדידת  $\tau(B)$  והיכולת לחשב את  $B_{od}$  ממנו, אנו מציעים לנסות לגשר בין ההבדלים ב-  $B_{od}(T)$  הנמדד בחומרים שונים. הציפייה היא ש-  $\tau(B)$  יהיה שונה בחומרים שונים ואפילו בין דגמים שונים של אותו חומר, כיון שהוא תלוי בדרגת הזיהום של הדגם. זיהומים, שמתפקדים כמרכזי לכידה, יוצרים מצבים מטה-סטביליים עם זמן חיים ארוך. לפיכך, אנו מצפים שבחומרים מזוהמים מאוד ספקטרום זמני החיים יהיה רחב (זמנים ארוכים גם עבור אינדוקציות נמוכות), וכתוצאה מכך השיא השני הדינמי יהיה מרוח, ושדה ה-onset שלו יזוז לערכים נמוכים. דבר זה מסביר שינויים בין קווי המעבר מוצק-מוצק הנמדדים בדגמים שונים של אותו החומר. למעשה, הערכים אשר בדרך כלל



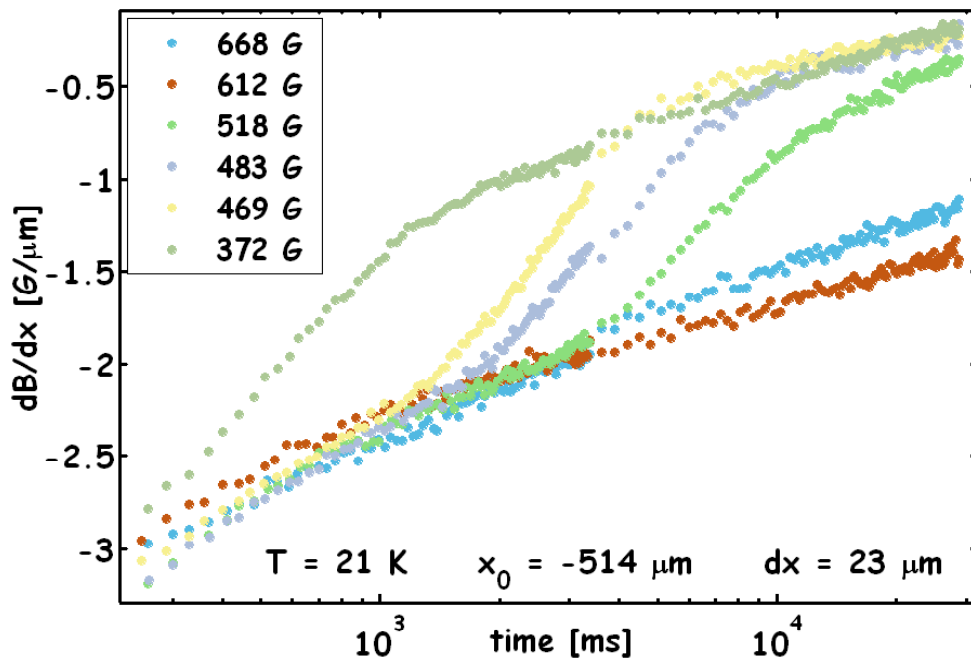
מוצגים עבור שדה המעבר הם ערכי מעבר שאינו בשווי-משקל ( non-equilibrium phase transition ) מפאזה מסודרת למצב טרנזיינטי לא-מסודר. מעבר כזה מושפע בצורה חזקה מצורת ספקטרום זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים,  $\tau(B)$ , אשר משתנה בצורה משמעותית בין דגם לדגם. מסקנה זו דורשת כמובן בדיקה נסיונית והעמקה תאורטית.

### III.8. מנגנונים להרפיה של מצבים טרנזיינטיים

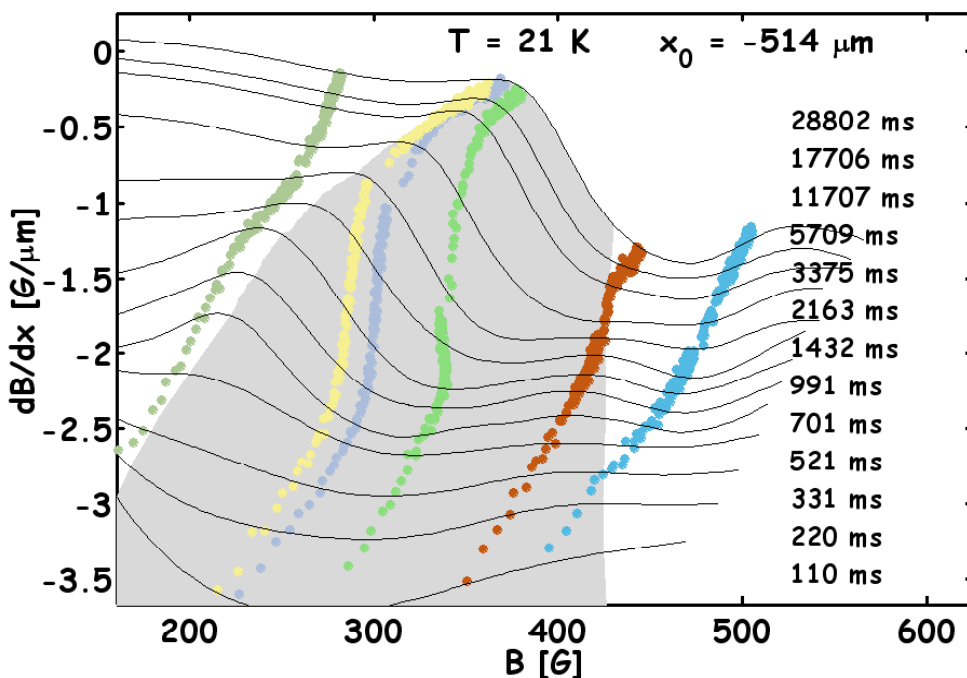
בסעיפים הקודמים בחנו את המצבים הלא-מסודרים הטרנזיינטיים המקדימים את הפאזה המסודרת מתחת לקו מעבר הפאזה, ונוצרים על ידי הזרקת פלקסונים אל תוך הדגם דרך מחסומי שפה לא-הומוגנים. איתרנו את המצבים הטרנזיינטיים בדגם ומדדנו את זמני החיים שלהם בעזרת לולאות מגנטיזציה בו-זמניות, אשר הורכבו ממדידות רלקסציה לאחר קפיצה לשדות חיצוניים רבים באזור שדה מעבר הפאזה,  $B_{od}$ . המצבים הטרנזיינטיים בדגם נעלמים אחרי זמן מסוים,  $\tau$ , שהולך וגדל ככל שהאינדוקציה מתקרבת ל  $B_{od}$  או כאשר הטמפרטורה יורדת.

שאלה חשובה לדיון היא מהו המנגנון דרכו המצבים הטרנזיינטיים מרפים: האם זו אקטיבציה תרמית רגילה או אולי מנגנון אחר? כדי לענות על שאלה זו עקבנו אחרי התפתחות הזרם הלוקאלי עם הזמן בשדה חיצוני קבוע.

באיור 17-III מוצג  $dB/dx$ , שהוא מדד לזרם הלוקאלי כנגד  $\log$  של הזמן, עבור שדות חיצוניים שונים בין 370 ל- 700 גאוס. על הקו השייך לשדה חיצוני של 470 גאוס (צהוב), ניתן להבחין בשלשה שיפועים שונים – שיפוע מתון, עד לזמן 1.15 שניות, אחריו שיפוע חזק, מ- 1.15 עד 4.8 שניות, ושוב שיפוע מתון עד סוף המדידה ב- 29 שניות. השיפוע החזק בזמני הביניים מפתיע, שכן הוא מצביע על האצה בתהליכי הרלקסציה. ראוי לציין שתוצאות דומות התקבלו על ידי *Konczykowski et al.* במדידות Hall probe בהורדת שדה [115, 116]. להלן, ננסה להסביר תופעה מפתיעה זו.



איור 17-III. תמונת ההתפתחות של הזרמים המקומיים ב-  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  כפונקציה של הזמן ב- 21 קלווין. צבעים שונים מסמנים שדות חיצוניים שונים.



איור 18-III. תמונת ההתפתחות של הזרמים המקומיים ב-  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  כפונקציה של האינדוקציה ב- 21 קלווין. צבעים שונים מסמנים שדות חיצוניים שונים (הערכים רשומים על איור 17-III). האזור האפור מציין את תחום המצבים הטרנזיינטים. הקווים הם הלולאות הבו-זמניות בזמנים המצוינים.

באיור 18-III מוצג dB/dx עבור אותם שדות חיצוניים כפונקציה של האינדוקציה הלוקאלית. הקווים הם לולאות המגנטיזציה הבו-זמניות עבור כל אחד מהזמנים שנמדדו, וברקע מופיע האזור האפור מאיור 6-III, המסמן את הנקודות שעבורן זיהינו מהפרופילים שמצב הפלקסונים בהן הוא לא-מסודר טרנזיינטי, כפי שהוסבר בתת פרק 4. III. מכאן מצאנו שהקו השייך לשדה חיצוני של 470 גאוס עוזב את האזור הטרנזיינטי בזמן 4.8 שניות, התואם לזמן שבו הסתיימה ההאצה הפתאומית של הרלקסציה. גם עבור הקווים השייכים לשדות האחרים, ועוברים האצה באיור 17-III, קיימת התאמה בין הזמן שבו מסתיימת ההאצה הפתאומית ברלקסציה לבין הזמן שבו יוצא הקו הנמדד מהאזור האפור. זמן זה הוא זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים באותה אינדוקציה, ולכן נזהה את זמן סיום ההאצה ברלקסציה עם הזמן בו הסתיימה הרפיית המצבים הטרנזיינטיים.

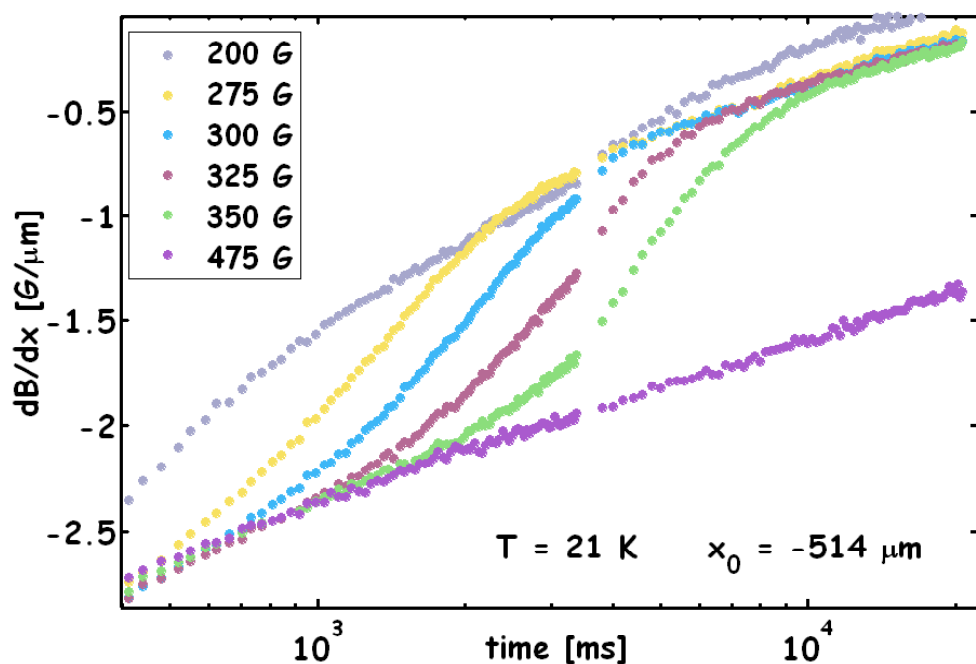
דוגמא למקרה קצה הוא הקו השייך לשדה חיצוני של 670 גאוס (צבוע בתכלת). הקו מציג שיפוע קבוע באיור 17-III, והשוואה לאיור 18-III מלמדת שהמצבים הלא מסודרים באינדוקציות גבוהות אלה אינם מספיקים לרפות עד שהאינדוקציה עוברת את  $B_{od}$  והם הופכים להיות הפאזה התרמודינאמית. מקרה קצה שני הוא הקו השייך לשדה חיצוני של 370 גאוס, שכפי שניתן לראות באיור 17-III, האינדוקציות השייכות לו הן נמוכות מאוד, ולכן זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים גם הם קצרים מאוד. דבר זה גורם לכך שבחלון הזמן של המדידה שלנו אי אפשר למדוד את המצבים הטרנזיינטיים כלל, וכבר בתחילת המדידה נמצאים בשלב ההאצה ברלקסציה.

החידוש ממדידות אלה הוא שהרפית המצבים הטרנזיינטיים אינה נעשית בצורה רציפה, אלא פתאומית. כל עוד זמן החיים לא עבר, הרלקסציה תתרחש בצורה לוגריתמית כמו בפאזה הלא-מסודרת, ולקראת סיומו של זמן החיים מתרחש מעבר חד לפאזה המסודרת. מאחר שהמעבר הוא מזרם גבוה לזרם נמוך, והוא מתרחש תוך זמן קצר, קיימת האצה פתאומית בקצב הרלקסציה, עד אשר הזרם מגיע לערך הנמוך, ומאז ממשיכה רלקסציה לוגריתמית רגילה של פאזה מסודרת.

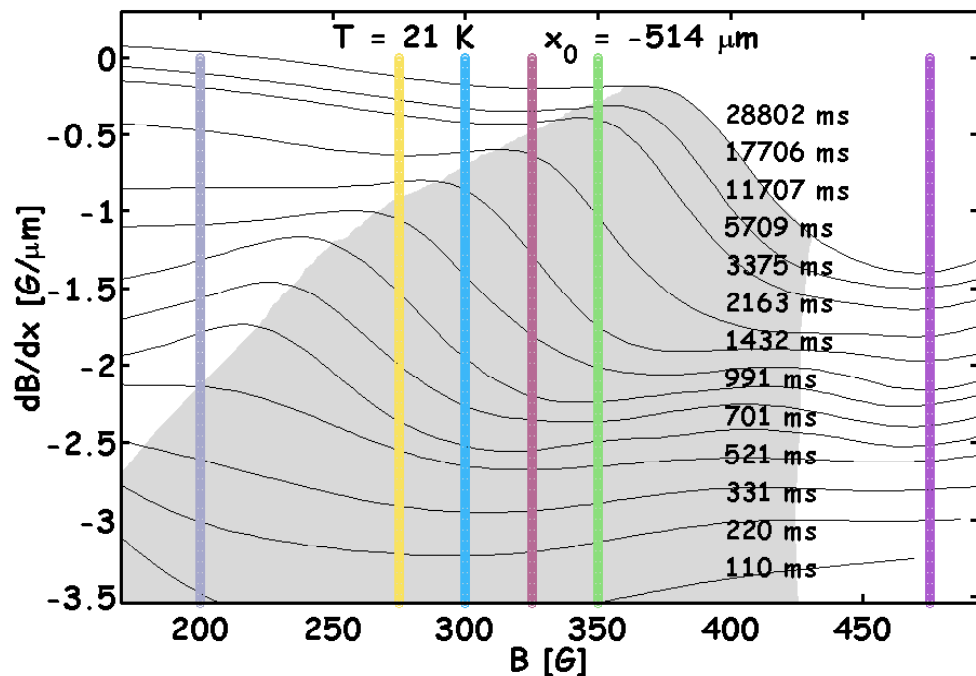
זיהוי המעבר במקום מסוים בדגם,  $x_0$ , ממצב טרנזיינטי לא-מסודר לפאזה המסודרת, נעשה על ידי מעקב אחרי השבר המסמן את הגבול בין הפאזות. במקרה זה השבר זז לכוון קצה הדגם, כאשר כל מקום שבו הוא עובר הופך למסודר. עבור  $x_0$ , הנמצא באינדוקציה מסוימת,  $B_0$ , אנו יודעים לומר מהו הזמן שבו יעבור השבר באותו המקום – זהו זמן החיים של אותה אינדוקציה,  $\tau(B_0)$ . כיון שלנקודת המדידה הוספנו רוחב שרירותי,  $dx$ , נדרש לשבר זמן סופי לעבור אותה, ומכאן תחום הזמן שאורכת ההאצה ברלקסציה. בזמן שהשבר חוצה את  $dx$  חלקו היחסי של השיפוע הנמוך בפרופיל (הזרם הנמוך) גדל (ולכן  $dB/dx$  קטן), עד שכל אזור המדידה נמצא בפאזה המסודרת. מכאן ואילך השינוי בשיפוע נובע רק מהרלקסציה של הזרם במצב המסודר. נקודה זו של השפעת גודלו של  $dx$  נבדקה על ידי בחירת  $dx$  קטן יותר, ואכן משך הזמן שלוקחת ההאצה ברלקסציה קטן בהתאם. בתמונות המובאות כאן בחרנו  $dx$  של 23 מיקרון. באופן עקרוני, אם נבחר  $dx$  מינימלי (פיקסל אחד), נקבל קפיצת מדרגה בזרם, אבל בחירה זו גם תגדיל מאוד את הרעש.

דיון זה הדגיש את העובדה, שההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים מתרחשת בפתאומיות למרות הציפיה לדעיכה הדרגתית של אי-הסדר במשך זמן החיים. משך הזמן שלוקח לשבר לעבור את  $dx$ , שהוא בעצם הזמן בו מתרחשת הרפיה המצבים הטרנזיינטיים תלוי, אם כן, במהירות בה עובר השבר את המרחק השרירותי  $dx$ . דיון נרחב במהירותו של השבר, התלויה באינדוקציה ובמקום בדגם, יובא בפרק V.

עד כאן הסברנו את התוצאות עבור רלקסציה בשדה חיצוני קבוע. מאחר שהפרמטר החשוב עבור התנהגות המצבים הטרנזיינטיים הוא  $B$  ולא  $H$ , נחזור על התהליך עבור לולאות המגנטזציה הבו-זמניות המוצגות כנגד האינדוקציה הלוקאלית. מלולאות אלה נוכל לחלץ את ההתפתחות של  $dB/dx$  עם הזמן באינדוקציה קבועה, כמתואר באיור III-19 עבור ערכי אינדוקציה נבחרים המסומנים באותם צבעים על איור III-20.



איור 19-III. תמונת ההתפתחות של הזרמים המקומיים ב-  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  כפונקציה של הזמן ב- 21 קלווין. צבעים שונים מסמנים אינדוקציות שונות.



איור 20-III. תמונת ההתפתחות של הזרמים המקומיים ב-  $x_0 = -514 \mu\text{m}$  כפונקציה של האינדוקציה ב- 21 קלווין. צבעים שונים מסמנים אינדוקציות שונות, בערכים הרשומים על איור 19-III. האזור האפור מציין את תחום המצבים הטרנזיינטיים. הקווים הם הלולאות הבו-זמניות בזמנים המצוינים.

התמונה דומה לזו שקיבלנו קודם עבור שדה חיצוני קבוע באינדוקציה לוקאלית משתנה. למשל על הקו השייך ל- 325 גאוס באיור III-19 (צבע בורדו), ניתן להבחין בשלשה שיפועים שונים – שיפוע מתון, עד לזמן 1.5 שניות, אחריו שיפוע חזק, מ- 1.5 עד 5.6 שניות, ולבסוף שוב שיפוע מתון. מאיור III-20 נאתר את הזמן בו הקו השייך ל- 325 גאוס עוזב את האזור הטרנזיינטי כ- 5.6 שניות. זמן זה תואם את הזמן בו הסתיימה ההאצה הפתאומית של הרלקסציה ואת זמן החיים של אותה אינדוקציה. מכאן שאין מדובר במעבר חד עקב שינוי פרמטר תרמודינאמי (שדה או טמפרטורה) אלא, כפי שהוסבר לעיל, במעבר חד המתרחש בזמן שהשבר חוצה את האזור הנמדד.

מסקנתנו היא שהרפית המצבים הטרנזיינטים מתרחשת על ידי שני מנגנונים [84]: זחילה איטית של שטף בגלל הטמפרטורה, ותהליך מהיר הנובע מהאינטראקציה בין הפלקסונים שבגבול הפאזה המסודרת והפלקסונים השכנים הנמצאים במצב הטרנזיינטי הלא-מסודר. כיון שהמצב המסודר הוא המועדף מבחינה תרמודינאמית, הפלקסונים במצב הטרנזיינטי הלא-מסודר הנמצאים ליד הגבול נרפים. לפיכך, בזמנים קצרים ההרפיה מתבצעת רק על-ידי זחילת השטף המגנטי. בזמני הביניים, כאשר הגבול מתקרב לאזור הנמדד, ההרפיה נשלטת על ידי התהליך השני – האינטראקציה בגבול. תהליך זה מהיר מאוד, וכפי שראינו, חדות המעבר נקבעת על ידי רוחב אזור המדידה ומהירות השבר. לאחר שהגבול עובר, הפלקסונים נמצאים בפאזה המסודרת, ותהליך הרלקסציה שוב מוכתב על ידי זחילת השטף בפאזה זו.

### **III.9. סיכום ומסקנות**

עקבנו אחרי תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטים על ידי מדידה מגנטו-אופטית של הרלקסציה המגנטית בדגם בשדה חיצוני קבוע. מניסויים אלה הרכבנו את תמונת ההתפתחות בזמן של לולאת המגנטיזציה הלוקאלית. במקביל, באופן בלתי תלוי, השתמשנו במידע הלוקאלי על מנת לזהות את מצב הפלקסונים בכל נקודת זמן ושדה.

תוצאות אלה הוכיחו, בצורה חד משמעית, שתהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים שולט על התפתחות השיא השני. בחינה מדוקדקת של התהליך הראתה שההרפיה מתרחשת בצורה פתאומית ובמהירות, כאשר הזרז הוא התקרבות הגבול של הפאזה המסודרת אל אזור המצבים הטרנזיינטיים. עד להתקרבות הגבול, המצבים הטרנזיינטיים נרפים לאט מאוד דרך תהליך רלקסציה רגיל.

מתוך מדידות אלה הראנו, שאת תהליך ההרפיה ניתן לכמת בעזרת פרמטר אחד – זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים. התוצאות גם מאפשרות, בפעם הראשונה, מדידה ישירה של זמן חיים זה, כפונקציה של שדה וטמפרטורה,  $\tau(B,T)$ . מצאנו כי זמן החיים גדל מונוטונית עם השדה, מתבדר לקראת קו המעבר, ומתקצר ככל שהטמפרטורה עולה.

בעזרת ספקטרום זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים,  $\tau(B,T)$ , הצלחנו להסביר כמה מן השאלות הפתוחות המרכזיות הקיימות בתמונה הסטטית של דיאגרמת הפאזות. למשל, קטיעתו של קו המעבר בטמפרטורות נמוכות, הופעת השיא השני לאחר זמן, והתלות בזמן של השדה הנמדד כשדה המעבר. ראינו שתופעות אלה הן תוצאה של מיסוך השיא השני על ידי מצבים טרנזיינטיים בעלי זמני חיים השקולים לזמן המדידה. העלמות השיא השני בטמפרטורות נמוכות, הגורמת לקטיעתו של קו המעבר, מוסברת על ידי העובדה שזמן החיים  $\tau(B)$  תלוי בטמפרטורה; בטמפרטורות נמוכות זמני החיים הם כה ארוכים, עד שיש להמתין זמן רב עד שיתרפו וצפיה במעבר תתאפשר. גם לאחר הופעת השיא השני, מצבים טרנזיינטיים בשדות גבוהים יותר מתרפים עם הזמן, ולכן השיא השני זז לשדות גבוהים.

תזוזה זו של השיא השני נמדדה בטמפרטורות שונות, ובצורה זו חקרנו את ההתפתחות בזמן של קו המעבר הנמדד. במדידות הלוקאליות ראינו שקו המעבר מטפס עם הזמן לשדות גבוהים יותר ונעשה פחות ופחות תלוי בטמפרטורה. המדידות הלוקאליות אפשרו גם להסביר תוצאות סותרות לכאורה, בהן השיא השני נע עם הזמן לשדות נמוכים יותר. תרגום תוצאות אלה לקו המעבר יוצר מגמה הפוכה. במקום לעלות עם הזמן, הקו

יורד לשדות נמוכים יותר. ההסבר שהצגנו פותר את שאלת התלות החזקה של קו המעבר בטמפרטורה בתחום הטמפרטורות הנמוכות. ירידה זו של קו המעבר היא תוצר של המדידות הגלובאליות המציגות את המומנט כפונקציה של השדה החיצוני. צורת הצגה זו לוקחת בחשבון גם את מחסומי השפה, שהם דומיננטיים מאוד בטמפרטורות נמוכות. לכן, הירידה החזקה של קו המעבר מופיעה רק בטמפרטורות נמוכות, מתנהגת בצורה דומה לשיא הראשון (המוכתב על ידי מחסומי השפה), אינה מופיעה במדידות לוקאליות, וחשוב מכל – נעלמת כאשר מודדים את קו המעבר לאורך זמן.

לסיכום, עקבנו אחרי תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים, זיהינו את השפעתם על התפתחות השיא השני, מדדנו את זמני החיים שלהם, וחקרנו את מנגנון הרלקסציה שלהם. התנהגות המצבים הטרנזיינטיים בטמפרטורות ושדות שונים הסבירה שורה של בעיות שהקשו על זיהוי השיא השני כסממן של מעבר הפאזה התרמודינאמי, ואפשרה מדידה של קו מעבר הפאזה האמיתי.



## IV. יצירה של מצבים טרנזיינטיים

בפרק הקודם הדגמנו את קיומם של המצבים הטרנזיינטיים וחקרנו את תהליך ההרפיה שלהם. בפרק זה נציג מדידות מגנטו-אופטיות המדגימות את תהליך יצירת המצבים הטרנזיינטיים בדגם.

מחקרים שבוצעו בשנים האחרונות הראו שמצבים טרנזיינטיים נוצרים בשל מעבר דרך מחסומי שפה לא הומוגנים בכניסת פלקסונים לדגם בהעלאת שדה [71, 72, 77], ועל ידי supercooling בהורדת שדה [23, 73, 78]. המדידות הלוקאליות שנציג בפרק זה עוקבות אחרי שני תהליכים אלה, על ידי מדידה מהירה תוך כדי העלאה או הורדה של השדה המגנטי החיצוני בקצב קבוע.

מדידות אלה בוצעו בקצבי סריקה שונים ובטמפרטורות שונות, וסיפקו מידע רב על התחרות בין תהליך יצירת המצבים הטרנזיינטיים לתהליך ההרפיה שלהם. תחרות זו היא הקובעת את מידת המעורבות של מצבים טרנזיינטיים בניסוי. ההבנה של תחרות זו ושל הדרכים להשפיע עליה היא קריטית עבור מחקר של מעבר הפאזה סדר – אי-סדר מאחר שמדידה מגנטית של המעבר מתבצעת בדרך כלל על ידי מדידות במהלך סריקת שדה עולה ויורד.

### IV.1. תאור הניסוי

המדידות במחקר זה בוצעו על מספר רב של דגמי  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCuO}_{8+\delta}$  שגודלו בשיטת המצע הנע על ידי T. Tamegai [107]. בחרנו להציג כאן תוצאות שנמדדו באותו הדגם עבורו הוצגו התוצאות בפרק הקודם. ממדי הדגם הם  $1.55 \times 1.25 \times 0.05 \text{ mm}^3$ , והוא בעל טמפרטורה קריטית של 92 ~ קלווין. דגם זה נבחר בשל חדירת השטף ההומוגנית דרכו ונבדק על ידי הדמיה מגנטו-אופטית לפני ואחרי שנחתך למלבן בעזרת מסור חוט. בוצעו שני סוגי ניסויים: סריקת שדה בעליה וסריקת שדה בירידה.

## **IV. 1.1. סריקת שדה בעלייה (Field Sweep Up-FSU)**

לפני ביצוע הניסוי הדגם קורר לטמפרטורת המדידה ללא שדה חיצוני\*. לאחר ייצוב הטמפרטורה לערך מסוים בין 18 ל-30 קלווין, השדה החיצוני,  $H_{ext}$ , הועלה מ-0 ל-850 גאוס בקצב קבוע, בין 4 ל-1600 גאוס\שניה. תוך כדי סריקת השדה החיצוני צולמה סדרה של תמונות מגנטו-אופטיות, ברווחים קבועים, עם זמן חשיפה של 36 מילי-שניות. עבור כל קצב של סריקת השדה, נקבע הזמן שבין התמונות כך שעבור רוב זמני הסריקה צולמה תמונה לאחר כל שינוי של 10 גאוס בשדה החיצוני.

## **IV. 1.2. סריקת שדה בירידה (Field Sweep Down-FSD)**

לפני ביצוע הניסוי, הטמפרטורה יוצבה בערך מסוים בין 18 ל-30 קלווין, והופעל שדה חיצוני של 850 גאוס לזמן המספיק כדי להבטיח ביסוסה של פאזה תרמודינאמית לא-מסודרת בדגם. השדה החיצוני הורד בקצב קבוע שבין 4 ל-1600 גאוס\שניה. לאורך כל זמן סריקת השדה החיצוני צולמה סדרה של תמונות מגנטו-אופטיות, ברווחים קבועים, עם זמן חשיפה של 36 מילי-שניות, ואותו מרווח בין התמונות עבור כל קצב סריקה.

## **IV. 2. מדידות בעליית שדה**

### **IV. 2.1. זיהוי המצבים הטורנזיינטיים**

זיהוי המצבים הטורנזיינטיים התבצע באותה שיטה המתוארת בפרק III עבור ניסויי רלקסציה, למעט ההבדלים שיוסברו להלן. גם כאן, המפתח לזיהוי קיומם של מצבים אלו בדגם, הוא השבר החד המופיע על פרופיל האינדוקציה. שבר זה מחלק את הפרופיל לשני

---

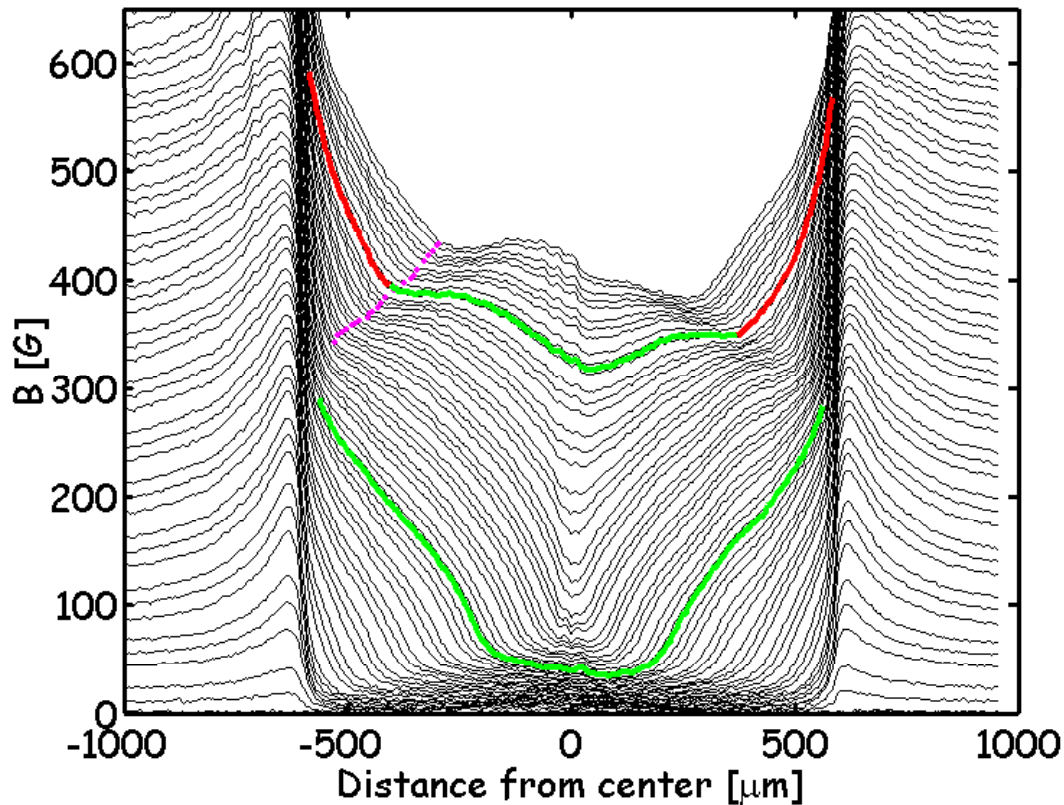
\* בחלק מהניסויים לא "נוקה" הדגם על ידי חימום מעל  $T_c$  וקרור בשדה אפס. במדידות השוואתיות מצאנו שתהליך הקרור בשדה אפס חשוב רק עבור מקרים בהם האינדוקציות של השבר קרובות לתחום השדות של המגנטיזציה השירית ( $M_{remnant} < 100$  G).

אזורים בעלי שיפועים שונים, ומלמד על דו-קיום של שני מצבי פלקסונים שונים בדגם: פאזה מעין-מסודרת המאופיינת על ידי זרם מתמיד נמוך, ומצב לא מסודר המאופיין על ידי זרם מתמיד גבוה. מיקומו של שבר זה תלוי בזמן, כך שניתן באמצעותו לעקוב אחרי התפשטות הפאזות השונות בדגם.

רשימת הכללים שהצגנו עבור זיהוי המצבים הטרנזיינטיים בתת-פרק 3. III. עדיין תקפה, למעט כלל אחד. בניסויי רלקסציה, משמעותם של פרופילים ללא שבר המקדימים פרופילים בעלי שבר היא שהמצב הלא מסודר שולט בכל הדגם. לעומת זאת כאן, בניסוי סריקת שדה בעלייה (FSU), משמעותם היא שהפאזה המסודרת שוררת בכל הדגם. הסיבה להבדל זה היא תנאי ההתחלה, השונים מהותית בין הניסויים. בניסוי רלקסציה המדידה מתחילה מיד לאחר שהוזרקה לדגם כמות גדולה של פלקסונים על ידי קפיצת שדה פתאומית. מטרת הניסוי היא לבחון כיצד מצבים אלה מרפים. בניסוי סריקת שדה בעלייה, המדידה מתחילה כאשר הדגם נקי מפלקסונים, ובמהלך הניסוי מזריקים מצבים טרנזיינטיים מהשפה אל תוך הדגם. מטרת הניסוי היא לבחון את האופן בו המצבים הטרנזיינטיים חודרים אל הדגם.

תנאי נוסף שהזכרנו (ב- 3. III) נגע למשמעותם של פרופילים ללא שבר הנמדדים לאחר העלמות השבר בקצה הדגם. שם טענו שפרופילים כאלה מלמדים שהפאזה התרמודינאמית המסודרת השתלטה על כל הדגם. תנאי זה ממשיך להיות נכון, אבל אינו רלוונטי לניסוי זה. שכן, כפי שנראה בהמשך הפרק, כל עוד לא עוצרים את הזרקה הפלקסונים לדגם, השבר ממשיך אל תוך הדגם ולעולם אינו יוצא, ולכן לא קיים מצב של העלמות בקצה.

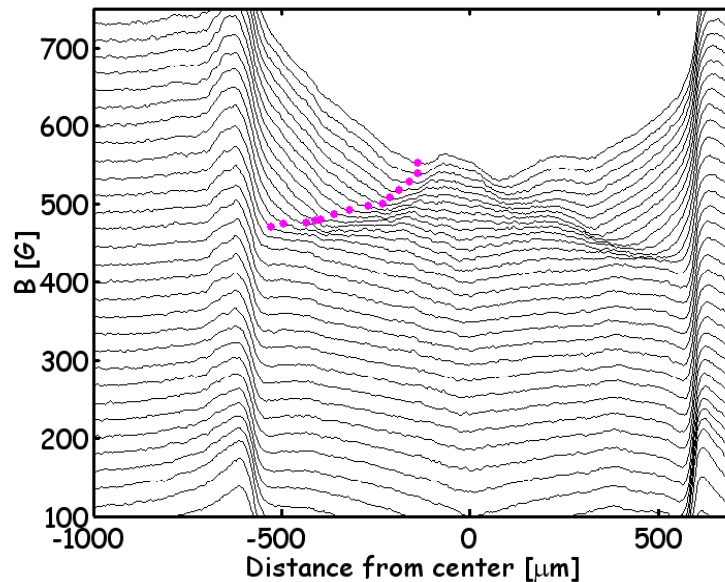
איור 1-IV מציג את פרופילי האינדוקציה המגנטית לרוחב הדגם, שנלקחו מהתמונות הדו ממדיות שצולמו במהלך ניסוי סריקת שדה בעלייה (FSU) בקצב של 47.6 גאוס\שניה ב- 22.5 קלוין. בתחילת הניסוי הפרופילים חלקים, ללא שבר. לדוגמא, הפרופיל הירוק המודגש השייך לשדה חיצוני של 375 גאוס. לפי כללי הזיהוי של מצבים



איור 1-IV. האינדוקציה המגנטית לרוחב הדגם כפי שנמדדה בסריקת שדה בעליה (FSU) בקצב של 47.6 גאוס\שניה ב- 22.5 קלויין.

טרנזיינטים נזהה שבפרופילים אלה הפאזה המסודרת שוררת בכל הדגם. יש לשים לב לכך שהפרופילים, שבתחילה מתאימים למודל Bean, מתפתחים במהלך הניסוי לצורת Dome האופיינית למצב מסודר. כאשר השדה החיצוני מגיע לערך של  $\sim 400$  גאוס מופיע שבר בפרופיל. השבר, המסומן על התמונה על ידי הנקודה הורודה השמאלית ביותר, מפריד בין המצבים הטרנזיינטים שליד קצה הדגם לבין הפאזה התרמודינאמית המסודרת שבמרכזו. דוגמא לשבר כזה היא הפרופיל המודגש העליון. בחלקו הירוק, הנמצא בין השבר למרכז, הפלקסונים מסודרים, ובחלקו השני, הנמצא בין השבר לקצה, הפלקסונים לא-מסודרים (צבוע באדום). במהלך המשך עליית השדה החיצוני השבר זז לכיון מרכז הדגם, בעוד שהאינדוקציה שלו עולה מונוטונית. תנועה זו של הגבול בין הפאזות לעבר מרכז הדגם מבטאת את התפשטותו של המצב הלא-מסודר, עד שלבסוף הוא ישלוט בכל הדגם. מצב זה של העלמות השבר במרכז אינו מומחש באיור 1-IV כיון שבטמפרטורה זו חדירת המצבים הטרנזיינטים לדגם היא איטית ולכן שדה חיצוני של 850 גאוס אינו מספיק

על מנת שכל הדגם יימצא במצב לא מסודר. להשלמת התמונה, ראה איור 2-IV בטמפרטורה 25 קלווין וקצב סריקה שדה של 16 גאוס\שניה, שם בשדה חיצוני של 770 גאוס השבר כבר נעלם במרכז הדגם וכל הדגם נמצא במצב לא-מסודר.



**איור 2-IV. האינדוקציה המגנטית לרוחב הדגם כפי שנמדדה בסריקת שדה בעליה (FSU) בקצב של 16 גאוס\שניה ב- 25 קלווין.**

לסיכום, במהלך ניסוי סריקת שדה בעלייה מוזרקים מצבים טרנזיינטיים לא מסודרים לדגם. כניסתם לדגם מבוטאת על ידי הופעת השבר ליד קצה הדגם והתקדמותו לכוון המרכז. ניתן לוודא שאלו מצבים טרנזיינטיים על ידי עצירת השינוי בשדה החיצוני. במקרה זה השבר שפלש לדגם מתחיל לנוע חזרה לכוון הקצה, כפי שראינו בניסויי רלקסציה בשדה חיצוני קבוע. תנועה זו של השבר חושפת את תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים.

## **IV. 2.2. צורות הצגה של מדידות לוקאליות**

לשם בחינת תופעת השיא השני, ניתן לבחור בין שתי צורות הצגה של לולאות מגנטיציה. שתי הצורות מתיחסות לנתונים הלוקאליים, דוגמת איור 1-IV.

- **לולאה "לוקאלית":** בוחרים מקום מסוים בדגם, ובאמצעות שתי נקודות סמוכות מחשבים את שיפוע הפרופיל,  $dB/dx$ , שהוא פרופורציוני לזרם באותו מקום בדגם.

מציירים את  $dB/dx$  לעומת האינדוקציה הלוקאלית,  $B$ , וכך ניתן לדעת מהי האינדוקציה שבה מתרחש השיא השני באותו מקום. לולאה כזו מספקת מידע רק לגבי המקום בו צוירה, תוך שהיא מנצלת את הרזולוציה המרחבית הטובה של המדידות המגנטו-אופטיות, ולכן היא מכונה "לולאה לוקאלית".

• **לולאה "גלובאלית":** בוחרים מקום מסוים בדגם, בדרך כלל במרכזו, ומחשבים

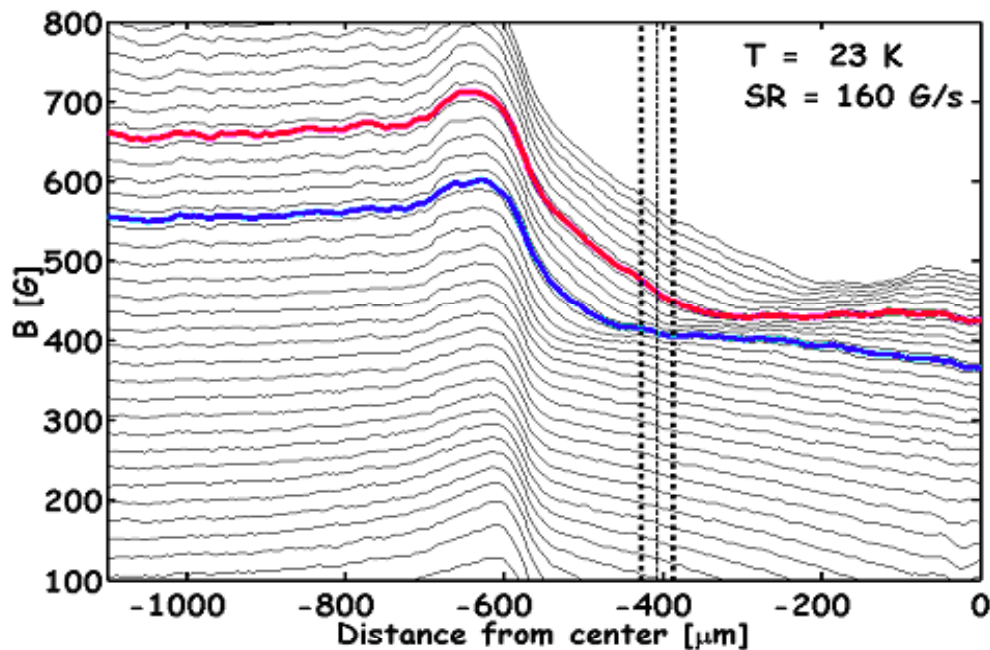
את ההפרש בין האינדוקציה לבין השדה החיצוני,  $B-H_{ext}$ . השדה החיצוני ניתן על ידי נקודה הנמצאת מחוץ לדגם, רחוק מספיק מזרמי השפה. מציירים את  $B-H_{ext}$  לעומת השדה החיצוני,  $H_{ext}$ , וכך מקבלים מידע על חלק הפרופיל שבין נקודת המדידה לקצה הדגם כפונקציה של השדה החיצוני. מדידה זו דומה למדידות לוקאליות המתבצעות על ידי חיישן הול אחד המוצב בתוך הדגם. מדידה זו מזכירה במובנים רבים מדידות גלובאליות, ולכן נקרא לה לולאה "גלובאלית", להבדיל מלולאה גלובאלית אמיתית (VSM, SQUID) הממצעת את תגובת הדגם כולו. הבדל נוסף הוא שבמדידה זו אנו יודעים את ערך האינדוקציה בדגם ותמיד אפשר לצייר את  $B-H_{ext}$  כפונקציה של  $B$  [117].

בשתי צורות ההצגה ניתן לשנות את הנקודה שנבחרה וכך לבדוק את השפעת המיקום בדגם על התוצאות.

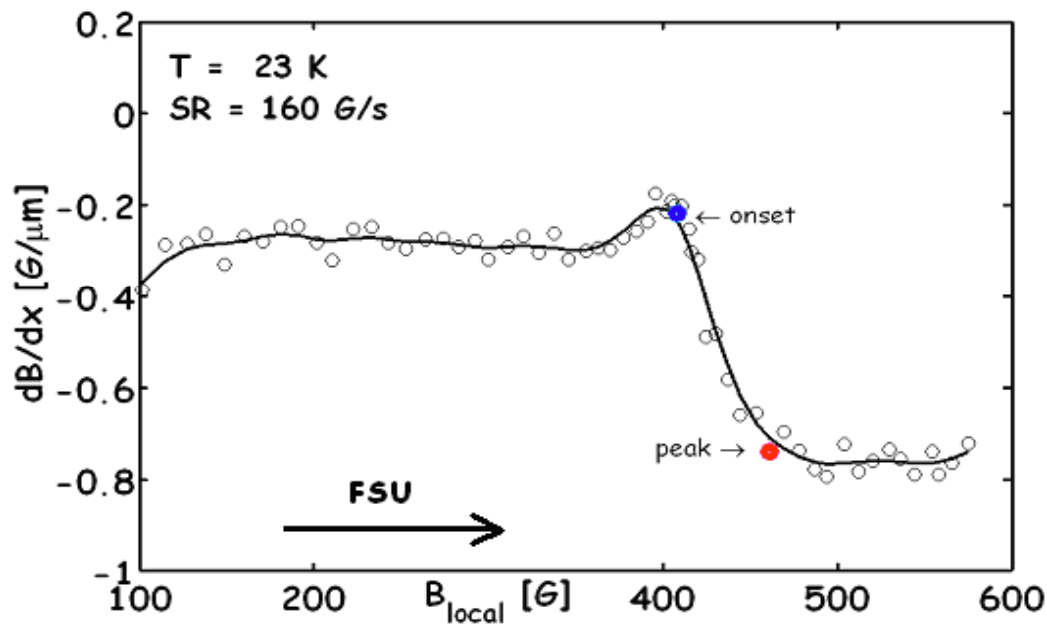
חשיבותה של ההצגה הלוקאלית ברורה. התהליכים המתרחשים בדגם מתנהגים בהתאם לאינדוקציה הלוקאלית, שמשתנה מאוד לאורך הפרופיל, ולכן חשוב לא למצע על חלקים שונים שלו. אבל יש צורך להסביר מדוע נרצה להציג גם לולאות "גלובאליות" תוך ויתור, לכאורה, על הרזולוציה של המדידות. הסיבה היא שהתופעות המדווחות בספרות, שאותן אנו שואפים להבין ולהסביר, נמדדו במדידות גלובאליות, או במדידות חישני הול עם מעט מאוד חישנים על הדגם. יתרון של המדידות כאן הוא, שבעזרת המידע הלוקאלי – איתור הפרופיל על השבר ומעקב אחרי תנועתו – נוכל לזהות עבור כל נקודה מהו המצב בדגם, גם את מדובר בלולאה "גלובאלית".

יש לציין שלאפיינים של לולאת המגנטיזציה (onset, kink, peak) יש משמעות שונה בכל אחת מצורות ההצגה. נתבונן למשל בניסוי שבוצע בטמפרטורה של 23 קלווין וקצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה. נסביר מה משמעותו של כל אפיין של השיא השני ונוכל לעמוד על ההשפעה של שיטת המדידה על מה שהוא מייצג.

בלולאה הלוקאלית, המציגה את הזרם הלוקאלי,  $dB/dx$ , כפונקציה של האינדוקציה באותו מקום, מתבצע, למעשה, מיצוע על אזור קטן ברוחב  $dx$  סביב נקודת המדידה. כאן בחרנו למצע על אזור ברוחב של 31 מיקרון ונקודת המדידה נמצאת 407 מיקרון ממרכז הדגם, ומסומנת בקו מקוקו באיור 3-IV. גבול האזור שעליו בוצע המיצוע מסומן בקווים מנוקדים משני צידי נקודת המדידה.



איור 3-IV. פרופילי האינדוקציה ב- 23 קלווין עבור קצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה. הקו המקוקו מסמן את המקום ממנו צוירה הלולאה הלוקאלית, והקווים המנוקדים את גבול התחום הפרופיליים המודגשים באדום וכחול מתאימים לנקודות המודגשות בלולאה שבאיור 4-IV.



איור 4-IV. החלק העולה של לולאת מגנטיזציה לוקאלית dB/dx כנגד B לוקאלי, ב- 23 קלווין עבור קצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה. הלולאה הופקה מהפרופילים המוצגים ב

### איור 3-IV.

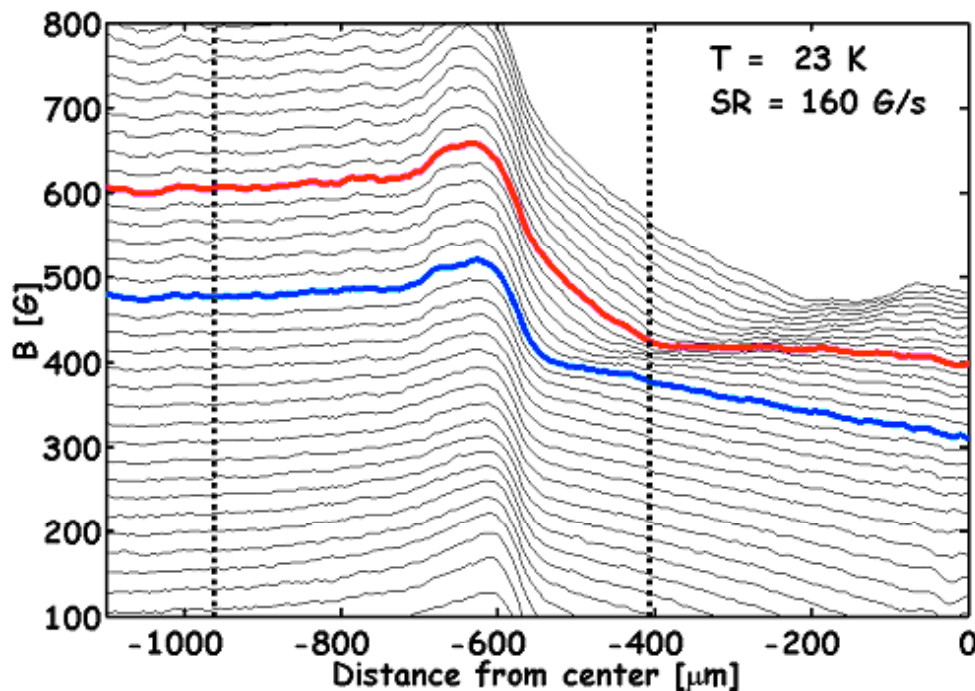
באיור 4-IV מוצג החלק של לולאת המגנטיזציה בו השדה החיצוני עולה. ניתן לראות ש- dB/dx נשאר יחסית קבוע עם עליית השדה. כ- 40 גאוס לפני ה- onset, המסומן בכחול, מתרחשת לכאורה ירידה חזקה בערכו המוחלט של הזרם הנובעת משינוי השיפוע במעבר מפרופיל Bean לפרופיל dome. ראוי לציין כי באזור זה בו השיפוע קטן מאד, יש להתייחס בזהירות רבה לקשר שבין השיפוע לזרם. באזור זה שפוע הפרופיל נקבע בעיקר על ידי השפעתם של זרמי השפה (surface) ואינו מייצג את זרם הנפח (bulk).

ה- onset של השיא השני מתרחש באינדוקציה של  $408 \pm 2$  G, כאשר השבר נכנס לאזור המדידה שבין הקווים המנוקדים. כל עוד השבר נמצא באזור המדידה, dB/dx עולה, כיון שעם תזוזת השבר לכיוון מרכז הדגם, חלקו היחסי של אזור הזרם הגבוה עולה. כאשר השבר עובר את האזור לחלוטין, dB/dx הגיע למקסימום, ומכאן יכול רק לרדת בהתאם לרלקסציה ולתלות הזרם בשדה. הדבר קורה באינדוקציה של  $460 \pm 2$  G, ב- peak, המסומן באדום על הלולאה ובתמונת הפרופילים.



לסיכום, ה- onset בלולאה הלוקאלית מסמן את מעבר השבר דרך הגבול החיצוני של אזור המדידה ומשמעותו היא תחילת המעבר מפאזה מסודרת למצב לא-מסודר – תחילת דו-הקיום של שתי הפאזות באזור המדידה. ה- peak מסמן את מעבר השבר דרך הגבול הפנימי של אזור המדידה ומשמעותו היא סיום המעבר – כל האזור נמצא כבר במצב לא-מסודר.

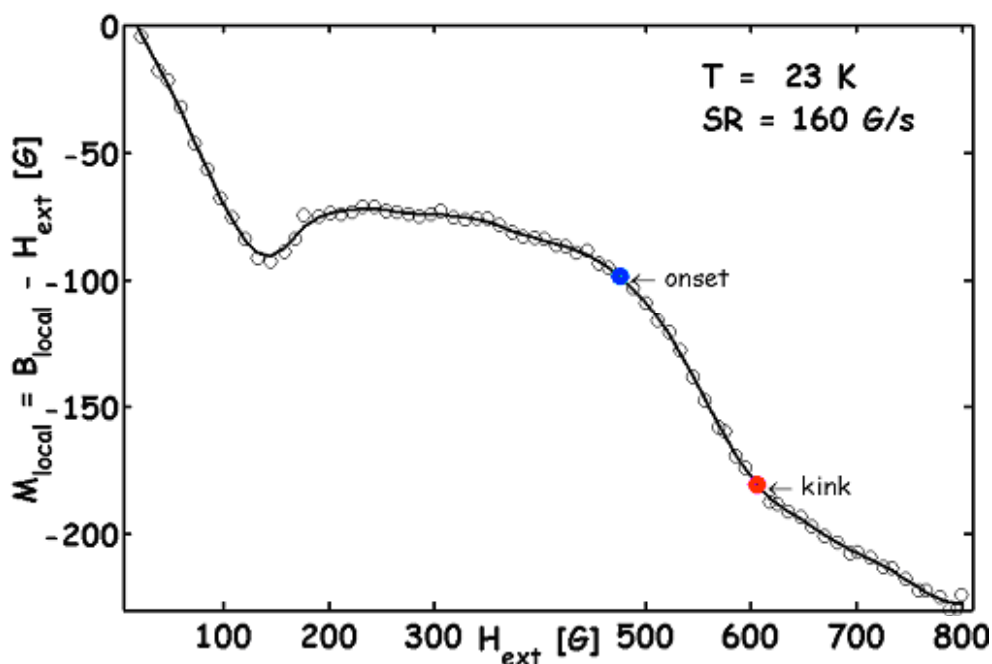
במדידות ה"גלובאליות", המציגות את המומנט בדגם כפונקציה של השדה החיצוני, בחרנו שתי נקודות ל"חיישנים": נקודה אחת נמצאת בתוך הדגם, במרחק 407 מיקרון ממרכזו, ונקודה אחת מחוצה לו, רחוק מספיק כך שלזרמי השפה של הדגם כבר אין השפעה, והשדה הנמדד הוא השדה המופעל. מקומות אלה מסומנים בקוים המנוקדים באיור 5-IV. הנקודה בתוך הדגם נבחרה כך שנוכל להשוות בין לולאה זו ללולאה ה"לוקאלית".



איור 5-IV. פרופילי האינדוקציה של איור 3-IV (23 קלוין וקצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה). הקוים המקוקיים מסמנים את המקומות מהם צוירו הלולאות ה"גלובאליות", והפרופילים המודגשים באדום וכחול מתאימים לנקודות המודגשות בלולאה באיור 6-IV.

באיור 6-IV מוצג החלק העולה של לולאת המגנטיזציה. עד השיא הראשון ישנה עליה בערכו המוחלט של המומנט כיון שעדיין לא הגענו למצב של חדירה מלאה. לאחר השיא הראשון, שמתרחש כאשר השדה החיצוני הוא  $140 \pm 2$  G, המגנטיזציה מתחילה לרדת. בנקודת ה-onset, המתרחשת כאשר השדה החיצוני הוא  $475 \pm 2$  G (מסומנת בכחול באיור 5-IV ואיור 6-IV), השבר נכנס מקצה הדגם. דבר זה מורגש בנקודת המדידה, כי בגלל גדלו של הזרם במצב הלא-מסודר, עומק הפרופיל גדל בפתאומיות אפילו אם החלק היחסי של מצב זה על הפרופיל הוא קטן.

עם תזוזת השבר אל תוך הדגם, המומנט עולה בהדרגה, כיון שחלקו היחסי של המצב הלא-מסודר גדל. ב-  $605 \pm 2$  G שיפוע הפרופיל משתנה – מופיע kink על לולאת המגנטיזציה (מסומן באדום). בפרופיל המתאים ניתן לראות, שבשדה חיצוני זה השבר עובר את נקודת המדידה בדרכו למרכז הדגם. בטמפרטורות גבוהות יותר, כאשר הרלקסציה יותר בולטת, מתקבל peak ולא kink שכן השינוי ב-B גדול יותר מהשינוי ב-H.



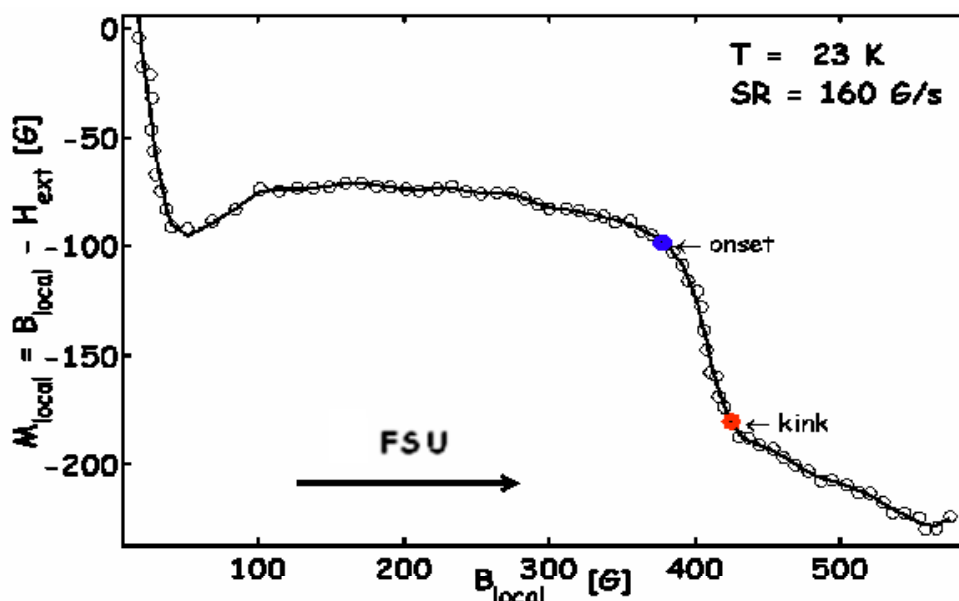
איור 6-IV. החלק העולה של לולאת מגנטיזציה "גלובאלית" M כנגד H חיצוני, ב- 23 קלוין עבור קצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה. הלולאה הופקה מהפרופילים המוצגים באיור 5-IV.

לסיכום, ה- onset בלולאה ה"גלובאלית" (M vs. H) מסמן את כניסת השבר לדגם ומשמעותו היא תחילת דו-הקיום של שתי הפאזות בדגם (עד ה- onset שררה פאזה מסודרת בדגם כולו). ה- kink (או ה-peak) מסמן את מעבר השבר דרך נקודת המדידה ומשמעותו היא סיום המעבר – כל האזור מהנקודה שבחרנו ועד הקצה נמצא כבר במצב לא-מסודר (אם היינו בוחרים את נקודת המדידה במרכז הדגם, משמעות ה- kink היתה שהדגם כולו עבר כבר למצב לא-מסודר).

נמנה עתה כמה מן ההבדלים בין סוגי הלולאות:

- ההבדל הבולט ביותר מתבטא במריחת התופעה בלולאה ה"גלובאלית". כלומר, תחום השדות בין ה- onset ל- kink\peak גדול יותר במדידה ה"גלובאלית". הסיבה לכך היא שה"חיישן" במדידה הגלובאלית מרגיש את השבר כבר כאשר הוא נכנס לדגם, ולכן משך דו-הקיום של שתי הפאזות ארוך יותר והמעבר חד פחות. (בדוגמא שהובאה כאן תחום השדות שבין ה- onset ל- kink בלולאה ה"גלובאלית" הוא 130 גאוס, לעומת 52 גאוס בלולאה ה"לוקאלית").
- הבדל בולט נוסף קשור לתלות שונה במקום: במדידות ה"לוקאליות" נצפה לתלות חזקה של שדה ה- onset במקום, כיון שהשבר עובר בכל נקודה בדגם בזמן שונה ובאינדוקציה שונה. לפיכך מדידת שדה ה- onset במקומות שונים לרוחב הדגם תראה שהוא גבוה יותר לקראת המרכז. שיקול דומה פועל גם עבור שדה ה- peak, שהוא השדה בו השבר יוצא מאזור המדידה. במדידות ה"גלובאליות" נצפה ששדה ה- onset יהיה בלתי תלוי במקום ה"חיישן" כיון ששדה זה הוא השדה החיצוני בו נכנס השבר לדגם, ואינו תלוי במקום. ה- kink\peak במקרה זה יהיה תלוי במקום, מאחר שמשך דו-הקיום שמרגיש ה"חיישן" תלוי במיקומו. ככל שנקרב את ה"חיישן" למרכז הדגם, תהיה לשבר דרך ארוכה יותר לעבור עד שיגיע אליו, ולפיכך יעבור זמן ארוך יותר עד לקבלת ה- kink\peak, והאינדוקציה בו תהיה גבוהה יותר.

- כפי שציינו, הסיבה למריחה של תופעת השיא השני במדידה ה"גלובאלית" היא הרגישות לשבר החל מהופעתו הראשונה בדגם. מריחה זו מחמירה משום שהלולאה ה"גלובאלית" מציגה את סממני הלולאה כפונקציה של השדה החיצוני, ולא כפונקציה של האינדוקציה הלוקאלית. באיור 7-IV ניתן לראות שאכן, כאשר מציגים את המגנטיזציה כתלות באינדוקציה בחיישן שבתוך הדגם, תחום השדות שבין ה-onset ל-kink\peak מצטמצם מאוד [117]. עם זאת, תחום האינדוקציות דיין גדול יותר מאשר במדידה ה"לוקאלית".



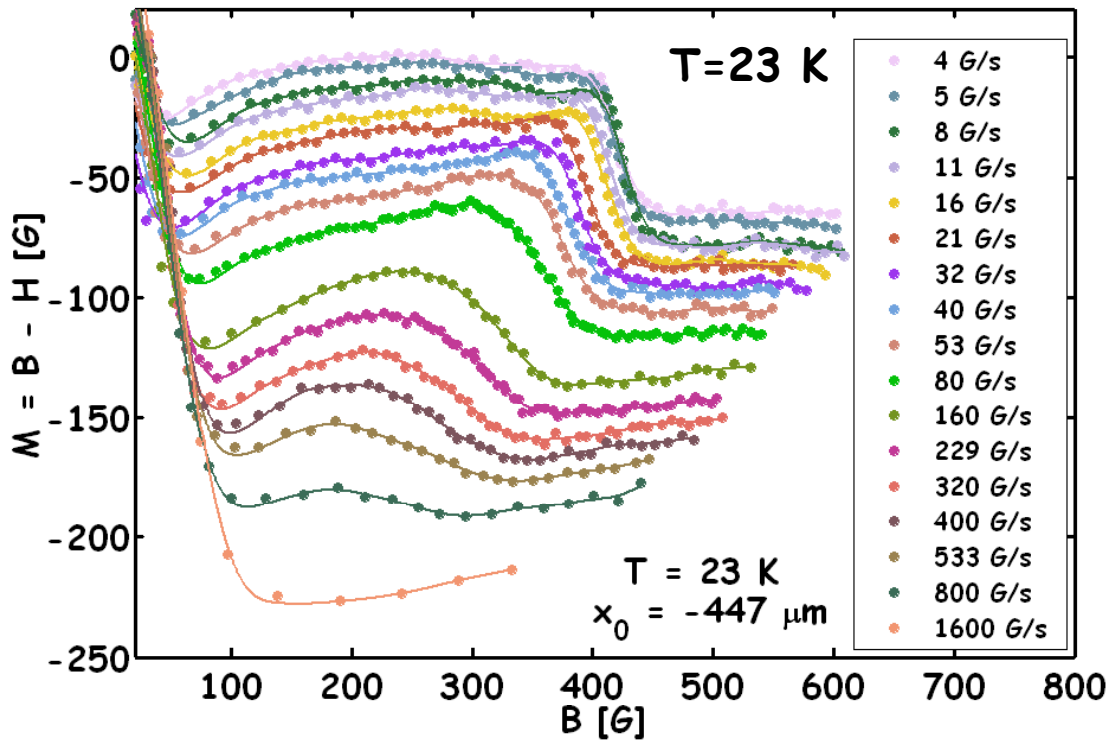
איור 7-IV. לולאת מגנטיזציה "גלובאלית" M כנגד B לוקאלי, ב- 23 קלווין עבור קצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה.

המסקנה העיקרית מהדיון בהבדלים שבין הלולאות היא, שאף אחד מהסממנים שעל לולאת המגנטיזציה אינו יכול לייצג את הערך התרמודינאמי של שדה מעבר הפאזה. במדידות לוקאליות, ציור "לוקאלי" או "גלובאלי" של לולאת מגנטיזציה, כפי שהוגדרו בתחילת סעיף זה, משפיע על משמעות המאפיינים של הלולאה ועל ערכי השדות שלהם. הערך המדויק ביותר של האינדוקציה בה מתרחשת תופעת השיא השני בדגם מתקבל ממדידות לוקאליות, אך בשל הדינמיקה של השבר בתוך הדגם, מתקבלת תלות במקום. אם כן, לשם מציאת ערכו של שדה המעבר מסממן של לולאת המגנטיזציה, יש להתחשב

בטכניקת המדידה. בהמשך הפרק נציג לולאות מגנטיזציה "גלובאליות", ונראה שצורת הצגה זו מאפשרת לאתר  $B_{od}$  מתוך ההתפתחות בזמן של  $B_{on}$ . בשלב הבא נציג את תוצאות הניסויים השונים בסריקת שדה עולה (FSU).

### IV. 3.2. השפעת קצב הסריקה על השיא השני (ב-FSU)

בסעיף הקודם ראינו כיצד מתקבלת לולאת המגנטיזציה מניסוי סריקת שדה. נראה עתה תוצאות אופייניות של ניסויים בקצבי סריקה שונים בטמפרטורה קבועה ונבחן את השפעת הקצב על תופעת השיא השני. נציג תוצאות טיפוסיות ממדידות ב- 23 קלוין.

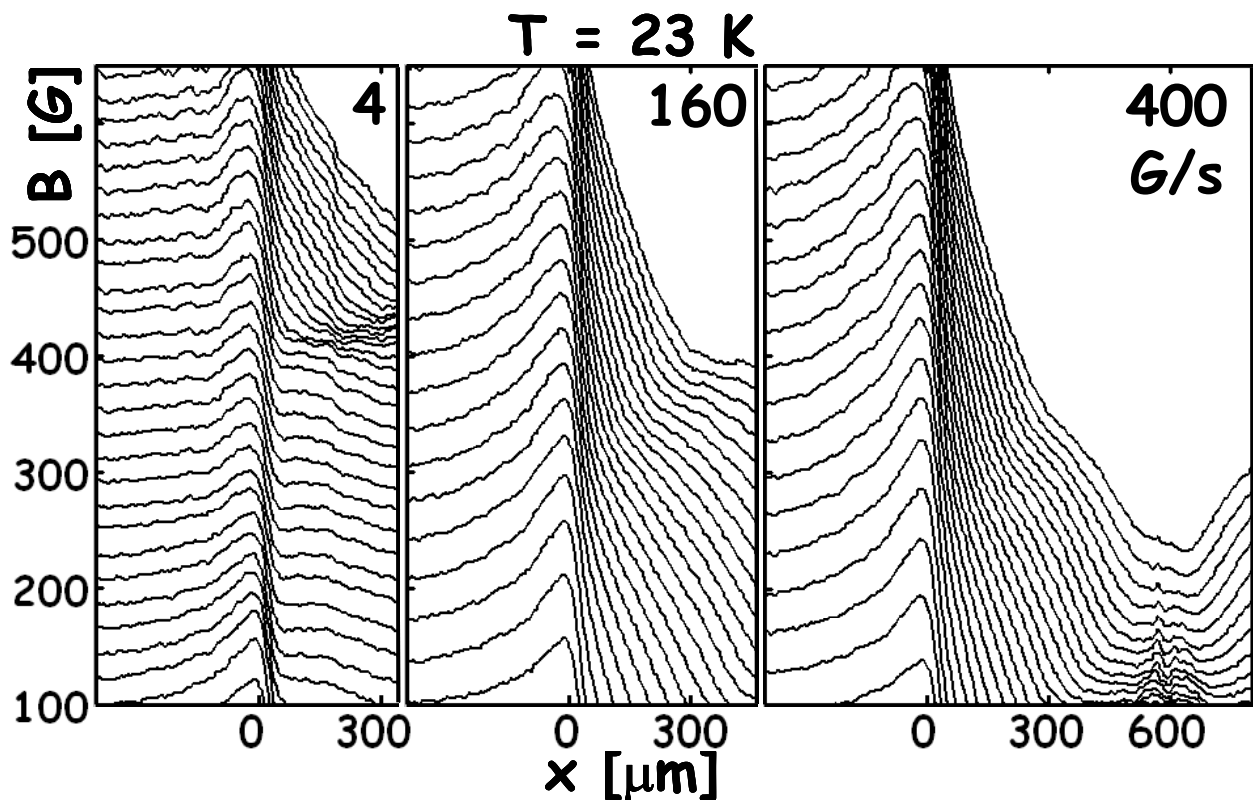


איור 8-IV. לולאות מגנטיזציה "גלובאליות"  $M = B - H_{ext}$  כנגד  $B$  ב- 23 קלוין, ב-  $x_0 = -447 \mu m$  עבור קצבי סריקת שדה שונים.

באיור 8-IV מוצגות לולאות מגנטיזציה  $M = B - H_{ext}$  כנגד  $B$  ב- 23 קלוין, שצוירו ב-  $x_0 = -447 \mu m$  עבור קצבי סריקת שדה שונים. מאיור זה ברור שלקצב הסריקה השדה יש השפעה חזקה על צורת השיא השני בלולאת המגנטיזציה. בקצב של 1600 גאוס\שניה לא רואים שיא שני. הוא מופיע בקצב של 800 גאוס\שניה, כאשר שדה ה-  $B_{on}$ , onset, הוא 200

גאוס. ניתן לראות שככל שמאיטים את קצב סריקת השדה,  $B_{on}$  אז לאינדוקציות גבוהות יותר, עד שהוא מגיע ל- 410 גאוס בקצב סריקה של 4 גאוס/שניה.

על מנת להבין כיצד קצב סריקת השדה משפיע כך על הלולאה, נבחן את הנעשה בדגם בזמן הניסוי. כפי שתואר בסעיף 1. 2. IV, הפרופילים הראשונים חלקים, ללא שבר. לפי כללי הזיהוי המתוארים שם, פרופילים כאלה מלמדים על המצאותה של פאזה מסודרת בכל הדגם. בשלב מסוים בניסוי מופיע שבר בפרופיל באינדוקציה  $B_{f0}$ . כזכור, שבר זה מפריד בין המצבים הטרנזיינטיים שליד קצה הדגם לבין הפאזה התרמודינאמית המסודרת שבמרכזו. עם המשך העלאת השדה החיצוני השבר זז לכיוון מרכז הדגם, בעוד שהאינדוקציה שלו עולה מונוטונית. תנועה זו של הגבול בין הפאזות לעבר מרכז הדגם מבטאת את התפשטותו של המצב הלא-מסודר, עד שלבסוף הוא נמצא בכל הדגם.



איור 9-IV. פרופילי האינדוקציה שנמדדו במהלך עליית השדה ב- 23 קלוין בקצבי סריקה של 4, 160 ו- 400 גאוס/שניה.

כפי שניתן לראות באיור 9-IV, ככל שקצב הסריקה עולה, השבר מופיע באינדוקציה  $B_{f0}$  נמוכה יותר. עובדה זו מסבירה את צורת הלולאות המתוארות באיור 8-IV.

כיון שבחרנו לצייר לולאות "גלובאליות", ה- onset יסמן את הכניסה הראשונה של השבר אל הדגם, בשדה  $B_{f0}$ . במילים אחרות, ללא קשר למיקומו של החיישן בתוך הדגם, ה- onset מתאר את הופעת השבר בקצה הדגם. נותר עתה להסביר מדוע העלאת קצב סריקת השדה מורידה את  $B_{f0}$ .

במשך כל ניסוי סריקת שדה בעלייה פלקסונים מוזרקים אל תוך הדגם דרך מחסומי שפה לא הומוגנים, ויוצרים מצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים ליד שפת הדגם. כפי שהציעו [71, 72], וכמתואר בפרק III, למצבים הטרנזיינטיים האלה יש זמן חיים אפייני,  $\tau$ , שהוא קצר מאוד עבור אינדוקציות נמוכות הרחוקות מ-  $B_{od}$  ומתבדר באינדוקציות סמוכות ל- $B_{od}$ . כפי שיתואר בהרחבה בפרק הבא,  $\tau(B)$  קובע את קצב ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים שהוזרקו לדגם. באינדוקציות נמוכות קצב ההרפיה מהיר ולכן המצבים הטרנזיינטיים מרפים מיד עם כניסתם לדגם. כתוצאה מכך הפרופיל כולו מסודר והשבר "תקוע" בקצה הדגם. באיור 1-IV ניתן לראות שאכן על פרופילים אלה אין שבר. ליד קצה הדגם מתנהלת כל הזמן "תחרות" בין הזרקת הפלקסונים הלא מסודרים בקצב שמכתיבה סריקת השדה, לבין ההרפיה המהירה של המצבים הטרנזיינטיים בקצב הנקבע לפי זמן החיים שלהם באינדוקציה הלוקאלית שם. ככל שהאינדוקציה הלוקאלית עולה, קצב ההרפיה קטן. השבר יופיע רק כאשר קצב ההרפיה משתווה לקצב ההזרקה. המצבים הטרנזיינטיים המתחילים לחדור לדגם יוצרים שיפוע גדול ליד השפה, המתמזג עם הפרופיל בעל השיפוע הנמוך של המצב המסודר שבתוך הדגם, תוך יצירת נקודת שבר באינדוקציה  $B_{f0}$ . עם עליית השדה החיצוני, האינדוקציות גדלות ולכן קצב ההרפיה קטן. כתוצאה מכך השבר חודר עמוק יותר אל תוך הדגם. ניתן לראות שהשבר מתקדם לעבר מרכז הדגם והאינדוקציה בו,  $B_f$ , עולה לקראת  $B_{od}$ .

כאשר מגבירים את קצב הסריקה,  $dH_{ext}/dt$ , קצב ההזרקה של המצבים הטרנזיינטיים גדל. קצב ההרפיה, לעומת זאת, ממשיך להקבע לפי אותו  $\tau(B)$ . כלומר, כאשר מעלים את קצב הסריקה, התחרות בין תהליך יצירת המצבים הטרנזיינטיים לבין

תהליך הרפייתם תוכרע באינדוקציה נמוכה יותר. אכן, ניתן לראות באיור 9-IV ש- $B_{f0}$ , האינדוקציה בה משתווה קצב ההרפיה לקצב ההזרקה ומופיע השבר, יורדת לערכים נמוכים יותר עם עליית קצב הסריקה. כאשר הקצב הועלה מ-4 ל-160 גאוס\שניה,  $B_{f0}$  ירד מ-450 ל-400 גאוס. ירידה נוספת בערכו של  $B_{f0}$  התרחשה כאשר קצב הסריקה הוגבר ל-400 גאוס\שניה. כפי שראינו לעיל,  $B_{f0}$  קובע את מיקום ה-onset על לולאת המגנטיזציה.

מקרה קיצוני של השפעת קצב הסריקה על מדידות השיא השני הוא כאשר בקצבים מהירים מספיק, קצב ההזרקה גדול כל כך עד שמצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים חודרים לדגם כבר בשדות נמוכים מאוד. במקרה זה לא יופיע שיא שני על לולאת המגנטיזציה למרות שבוצעה סריקה של השדות בכל התחום.

המסקנה ממדידות אלה היא, שבעוד קצב ההרפיה הינו פרמטר של הדגם, ואין שליטה עליו, ניתן לשלוט בתופעת השיא השני על ידי שינויים בקצב ההזרקה. כך ניתן לשנות את מיקום השיא השני על לולאת המגנטיזציה. תוצאות אלו מסבירות באופן מיידי את התוצאות המתקבלות בניסויים גלובליים שונים, בהם השיא השני לא נצפה כלל. למשל, [68] Esquinazi *et al.* דיווחו שתופעת השיא השני תלויה במרווח,  $\Delta H$ , בין נקודות המדידה שעל הלולאה. הם מדדו Bi2212 ב-SQUID ב-25 קלוין בתחום קפיצות שבין 2 ל-60 גאוס, ומצאו שבקפיצות של 60 גאוס תופעת השיא השני נעלמת. מסקנתם היתה שהשיא השני, שלדעתם מופיע בגלל האפקט התרמו-מגנטי<sup>†</sup>, מוסתר על ידי ה-giant flux creep בקפיצות גדולות, ולכן מתקבלת לולאה ללא השיא השני. קל להסביר את התוצאות הנ"ל בעזרת המסקנות שלנו. בהנחה שמדידה נעשית בשדה קבוע ושאינה לוקחת זמן רב יחסית לזמן שינוי השדה (הנחה נכונה עבור טכניקת המדידה בה השתמש), ניתן לייחס לכל  $\Delta H$  "קצב סריקה" אפקטיבי. "קצב הסריקה" בקפיצות של

---

<sup>†</sup> החום שיוצרת תנועת הפלקסונים בנפח הדגם אינו מצליח להתפזר בגלל היחס בין השטח לנפח. חימום הדגם מוריד את מחסום האנרגיה לכניסת פלקסונים, וגורם לירידת המגנטיזציה לאחר השיא הראשון וליצירת צורת השיא השני.



$\Delta H=60$  גאוס גדול פי 30 מהקצב ב-  $\Delta H=2$  גאוס, וכפי שראינו, אם נמצאים קרוב לקצה תחום הקצבים בהם מעבר הפאזה אכן מתרחש, שינוי כזה בקצב בהחלט יכול לבטל את המעבר מסדר לאי-סדר, וכמובן להעלים את השיא השני.

גם *Kupfer et al.* [42] הראו שבמדידות VSM של YBCO ו NBCO בקצבי סריקה שבין 1.7 ל-100 גאוס\שניה, ה- onset תלוי בקצב הסריקה (זו לשדות נמוכים כאשר קצב הסריקה עולה). התוצאות שלנו תואמות לתוצאות אלה ומספקות להן הסבר ברור וחד משמעי. תחום המדידה (קצב הסריקה האפקטיבי) של *Kupfer* נופל באזור בו קצב ההזרקה אינו מספיק גדול על מנת להעלים את השיא השני לגמרי, אך הוא גורם לשינוי בערך השדה החיצוני שבו מתחילים המצבים הטרנזיינטיים להתקיים בדגם. ככל שמגבירים את קצב ההזרקה של הפלקסונים אל הדגם מצבים טרנזיינטיים חודרים לדגם בשדה נמוך יותר.

עבודה קודמת של *Caplin et al.* [55] התייחסה לקצב הסריקה,  $dH_{ext}/dt$ , כקובע את השדה החשמלי בדגם. עבור לולאה גלובאלית שנמדדה בקצב סריקה מסוים, הם תרגמו את  $H_{ext}$  ל-  $B$ , רוחב הלולאה ל-  $j$ , ואת  $dH_{ext}/dt$  ל-  $E$ . ממדידות של לולאות מגנטיזציה בקצבי סריקה שונים, הרכיבו משטח  $E-j-B$  עבור טמפרטורה מסוימת. התוצאות שלנו מסבירות מדוע  $E$  גבוה יותר גורם ל-  $j-B$  אחר. הסיבה היא ההזרקה של המצבים הטרנזיינטיים שהיא חזקה יותר ככל שקצב הסריקה מהיר יותר; פלקסונים נכנסים לדגם בצורה לא מסודרת, ובקצב סריקה מהיר הם לא מספיקים להתרפות. (יש לציין שבדרך כלל נוכחות שדה חשמלי מסדרת, כיון שהיא עוזרת לפלקסונים לזוז. המקרה שלנו הוא חריג, כיון ש- $E$  גדול יותר יוצר זיהום שפה חזק יותר). מתוך המדידות הלוקאליות שהצגנו ברור שההנחה ש-  $E$  אחיד בדגם, שנעשתה על מנת לצייר את משטח  $E-j-B$ , נכונה רק בקצבי סריקה גבוהים מאוד. במקרים אלה קצב הסריקה מכתוב את קצב הכניסה של פלקסונים לדגם וניתן להזניח את הרלקסציה (מצב זה מתבטא בפרופילים אשר לא משנים את שיפועם במהלך עלייתם לשדות גבוהים).

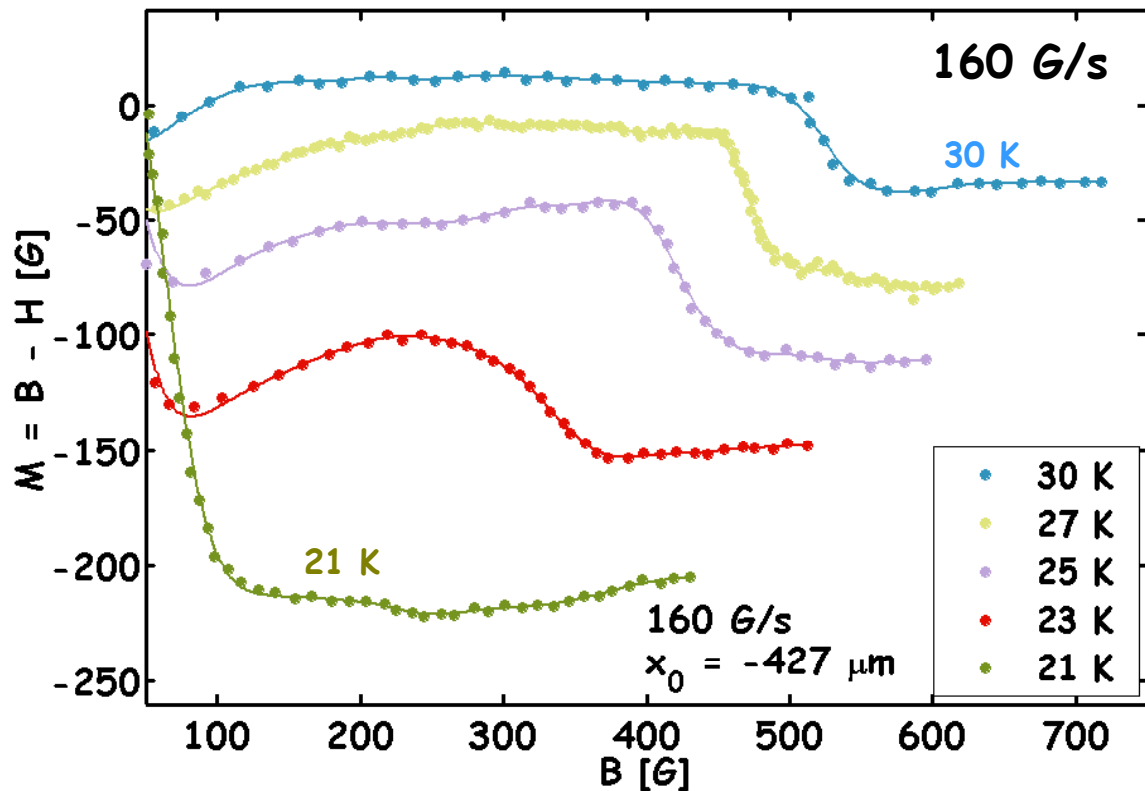
לסיכום, תפקיד המצבים הטרנזיינטיים הלא-מסודרים בתלות השיא השני בקצב סריקת השדה מספק הסבר למקרים בהם לא הופיע השיא השני במדידות, או שמדידות שונות סיפקו ערך שונה לשדה המעבר עבור אותו דגם. במקרים שהשיא השני אינו מופיע בגלל מיסוך של מצבים טרנזיינטיים יש למדוד את לולאת המגנטיזציה בקצב נמוך יותר, עד להופעתו. במקרים בספרות בהם נמצא הבדל בין הערכים של שדה המעבר על דיאגרמת הפאזות, יש להשוות את הקצב בו התבצעו המדידות.

יש לציין שקצב הסריקה גם מסביר את המקרים בהם לא נמדד השיא השני בטמפרטורות גבוהות יותר (לקראת קו האי-רברסביליות) [32, 46, 47, 49, 65, 66]. אך במקרים אלה הסיבה אינה מצבים טרנזיינטיים, והפתרון שיאפשר למדוד את השיא השני הינו דוקא הגברת קצב הסריקה. נדון בנושא זה בפרק VI.

#### **IV. 2. 4. השפעת הטמפרטורה על השיא השני (ב-FSU)**

כפי שראינו, השפעת קצב סריקת השדה על תופעת השיא השני היא דרמטית. נבחן עתה מהי השפעת הטמפרטורה, כיון שידוע מפרק III שזמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים תלויים בטמפרטורה. לשם כך נציג תוצאות אופייניות שנמדדו בקצב סריקת שדה קבוע של 160 גאוס\שניה בטמפרטורות שונות בתחום 20 – 30 קלווין.

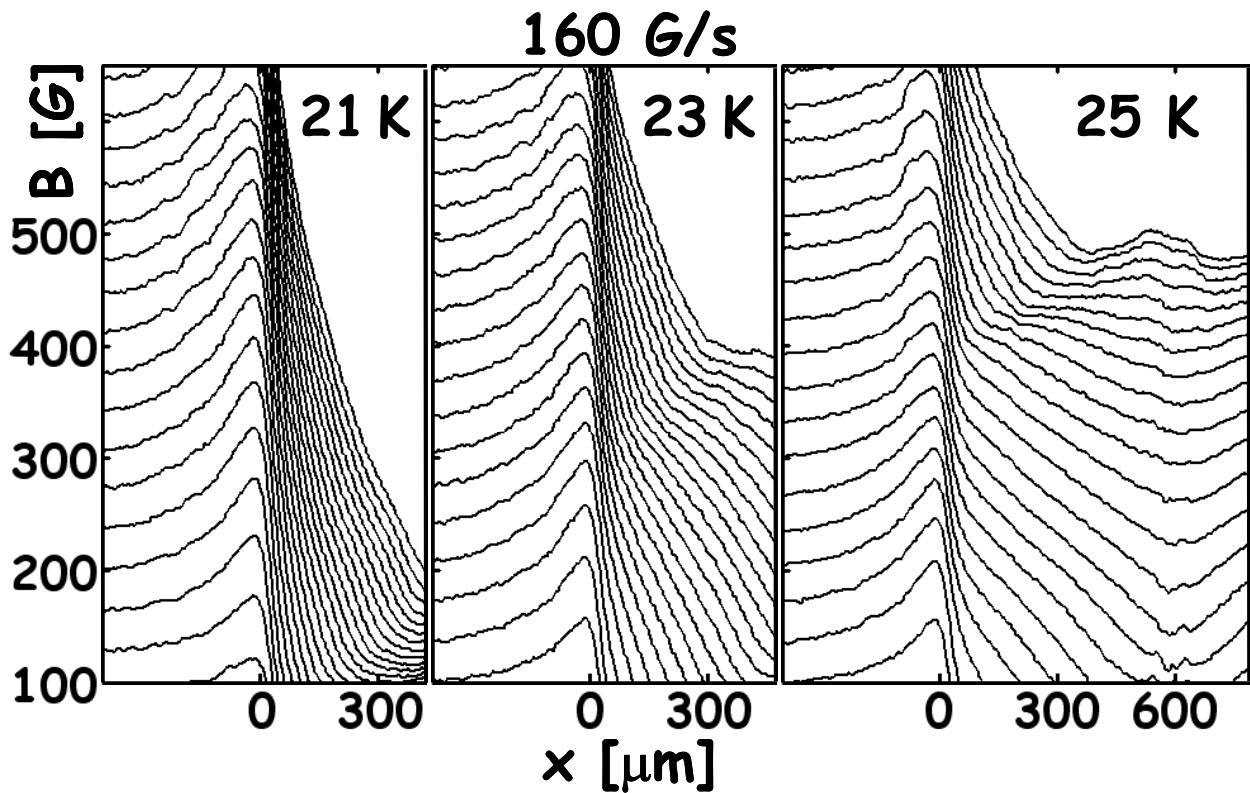
באיור 10-IV מוצגות לולאות מגנטיזציה "גלובאליות"  $M = B - H$  כנגד B שנמדדו בקצב סריקת שדה של 160 גאוס\שניה, וצוירו ב-  $x_0 = -427 \mu m$  עבור טמפרטורות שונות. מאיור זה ברור שלטמפרטורה יש השפעה חזקה על השיא השני בלולאת המגנטיזציה, הדומה להשפעתו של שינוי בקצב סריקת השדה. בטמפרטורה של 21 קלווין כמעט לא ניתן לראות את השיא השני על הלולאה. השיא השני מופיע ב- 23 קלווין כאשר שדה ה-  $B_{on, onset}$ , הוא כ-300 גאוס. ניתן לראות שעם עלית הטמפרטורה,  $B_{on}$  זז לאינדוקציות גבוהות יותר, עד שמגיע ל- 500 גאוס ב- 30 קלווין.



איור 10-IV. לולאות מגנטוציה "גלובאליות"  $M=B-H$  כנגד  $B$  בקצב סריקת שדה של 160 גאוס/שנייה, ב-  $x_0 = -427 \mu\text{m}$  עבור טמפרטורות שונות.

על מנת להבין כיצד הטמפרטורה משפיעה כך על הלולאה, יש לבחון את הנעשה בדגם בזמן הניסוי. תהליך חדירת המצבים הטרנזיינטיים לדגם זה לזה שתואר בסעיף הקודם. בתחילה הדגם כולו נמצא במצב מסודר והפרופילים חלקים, ללא שבר. באינדוקציה מסוימת,  $B_{f0}$ , מופיע שבר בפרופיל, המפריד בין המצבים הטרנזיינטיים שליד קצה הדגם לבין הפאזה התרמודינאמית המסודרת שבמרכזו. עם המשך העלאת השדה החיצוני, השבר זז לכיוון מרכז הדגם, עם התפשטותו של המצב הלא-מסודר, עד שלבסוף כל הדגם נמצא במצב לא-מסודר.

כפי שניתן לראות באיור 11-IV, ככל שהטמפרטורה נמוכה יותר, האינדוקציה בה מופיע השבר לראשונה,  $B_{f0}$ , נמוכה יותר. מכאן מובנת צורת הלולאות, שכן בלולאה "גלובאלית" האינדוקציה בה נמדד ה-onset היא תמיד האינדוקציה בה נכנס השבר לראשונה אל הדגם,  $B_{f0}$ .



איור 11-IV. פרופילי האינדוקציה שנמדדו במהלך עלית השדה בקצב סריקה של 160 גאוס\שניה בטמפרטורות המצוינות.

נסביר עתה מדוע  $B_{f_0}$  יורד עם הטמפרטורה. כפי שתארנו בסעיף הקודם, במהלך הניסוי מוזרקים מצבים טרנזיינטיים אל הדגם בקצב הנקבע על ידי קצב הסריקה של השדה החיצוני. כזכור, מצבים אלה חודרים לדגם רק החל מאינדוקציה מסוימת,  $B_{f_0}$ , כתוצאה מהתחרות בין תהליך ההזרקה לתהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים. קצב ההרפיה נקבע לפי ספקטרום זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים,  $\tau(B)$ . כאשר אנו מורידים את הטמפרטורה וממשיכים להשתמש באותו קצב סריקה, קצב ההזרקה אינו משתנה<sup>‡</sup>. לעומת זאת, זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים בכל אינדוקציה, גדל. כפי שנראה בפרק הבא, הגידול בזמן החיים עם ירידת הטמפרטורה הוא אקספוננציאלי. אם כן, כאשר מנמיכים את הטמפרטורה, קצב ההרפיה קטן והתחרות בין קצב יצירת המצבים

<sup>‡</sup> בתחום טמפרטורות זה, 20-30 קלוין, אנו מזניחים את התלות של מחסומי השפה בטמפרטורה. לכן, קצב ההזרקה נקבע רק על ידי קצב סריקת השדה,  $dH_{ext}/dt$ .

הטרנזיינטים לקצב הרפייתם מוכרעת באינדוקציה  $B_{f0}$  נמוכה יותר, כלומר, המצבים הטרנזיינטים מצליחים לחדור לדגם באינדוקציה נמוכה יותר.

מקרה קיצוני של השפעת קצב הסריקה על מדידות השיא השני הוא בטמפרטורות נמוכות מספיק, שקצב ההרפיה בהן איטי כל כך, עד שמצבים טרנזיינטים חודרים לדגם באינדוקציות נמוכות מאוד. במקרה זה לא נוכל להבחין בשיא השני על לולאת המגנטיזציה. זהו ההסבר לתופעה הידועה של העלמות תופעת השיא השני בטמפרטורות נמוכות [29, 32, 44-50]. מאחר שבטמפרטורות נמוכות מצבים טרנזיינטים נמצאים בדגם כמעט בכל תחום השדות, אין אינדוקציה בה נוכל לצפות במעבר מזרם נמוך לזרם גבוה, המהווה את תופעת השיא השני. במילים אחרות, בטמפרטורות נמוכות המצבים הטרנזיינטים ממסכים את השיא השני.

תוצאות אלו מסבירות את התוצאות המתקבלות בניסויים גלובליים שונים ובהם למטה מטמפרטורה מסוימת השיא השני אינו נצפה כלל [46-50]. חלק מן המחקרים [46, 47, 49], מדגימים את הופעתו מחדש של השיא השני על ידי מדידות רלקסציה למשך זמן רב. כפי שתארנו בפרק הקודם, אכן השיטה להצמחתו מחדש של השיא השני היא להמתין עד שהמצבים הטרנזיינטים יתרפו [45]. נוסיף כאן, שגם כשמדובר בלולאות מגנטיזציה שנמדדו בצורה קונבנציונאלית, על ידי סריקת שדה, ניתן להצמיח את השיא השני מחדש בטמפרטורות נמוכות, וזאת על ידי הקטנת קצב סריקת השדה [44]. במקרה זה קצב ההזרקה קטן, וגם אם קצב ההרפיה הוא איטי, מצבים טרנזיינטים יצליחו להתרפות עד לשדה  $B_{f0}$  גבוה מספיק על מנת שנוכל להבחין בשיא השני.

לאחר שראינו ששינוי קצב הסריקה ושינוי הטמפרטורה משפיעים על השיא השני, ברור שאין זה נכון לצייר את שדה המעבר כפונקציה של הטמפרטורה על ידי מדידת השיא השני בטמפרטורות שונות באותו קצב סריקה. כפי שראינו, בקצב סריקה מסוים, למצבים הטרנזיינטים השפעה חזקה יותר ככל שהטמפרטורה יורדת, ולכן קו המעבר שיתקבל יציג תלות חזקה מידי של שדה המעבר בטמפרטורה. לדוגמא, כאן מדדנו הפרש

של כ-200 גאוס בין השדה הנמדד כשדה המעבר ב-23 קלוין לזה הנמדד ב-30 קלוין. בהמשך נראה שהתלות של שדה המעבר התרמודינאמי,  $B_{od}$ , בטמפרטורה חלשה בהרבה.

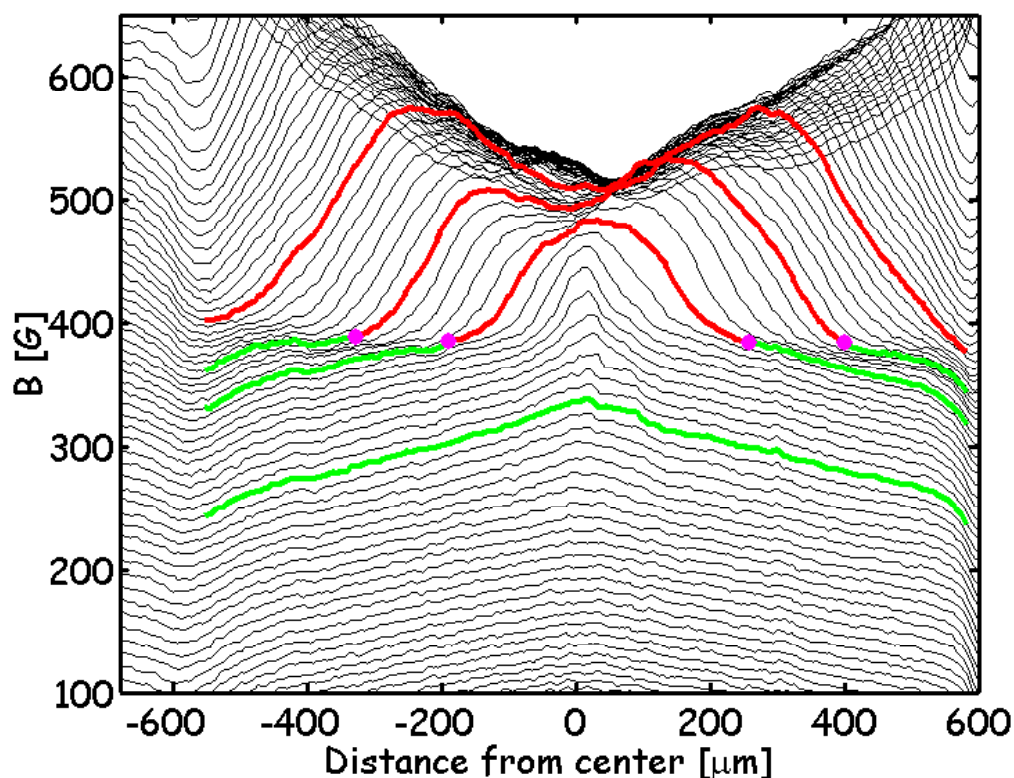
לסיכום, תפקיד המצבים הטרנזיינטיים הלא-מסודרים בתלות השיא השני בטמפרטורה מספק הסבר למקרים בהם השיא השני אינו מופיע במדידות בטמפרטורות נמוכות, או שקו המעבר הנמדד עולה בצורה חזקה עם עלית הטמפרטורה. יש להתייחס בזהירות לקו מעבר שצויר על ידי מדידת השיא השני בקצב סריקה מסוים בכל הטמפרטורות, שכן שדה המעבר הנמדד על ידי ה-onset של השיא השני מושפע בצורה חזקה מהמצבים הטרנזיינטיים, ובמקרים רבים צורתו של קו המעבר תעוות איכותית ולא רק כמותית.

#### **IV. 3. מדידות בירידת שדה**

תוצאות שונות לחלוטין התקבלו בניסויי סריקת שדה בירידה (FSD). בסעיף זה נציג תוצאות שהתקבלו בניסויים אלה ונעמוד על ההבדלים בין ניסויים בעליית שדה לניסויים בירידת שדה.

זיהוי המצב בכל זמן בכל מקום על הדגם נעשה באותה שיטה שהצגנו ב- IV. 2. 1. – על ידי איתור השבר ומעקב אחרי תנועתו. הופעת השבר מלמדת תמיד על דו-קיום של שתי פאזות, אך בניסויי ירידת שדה תנאי ההתחלה וכיוון שינוי השדה החיצוני שונים. לפיכך, כללי הזיהוי של מצבי הפלקסונים, אותם תארנו ב- IV. 2. 1 יהיו אף הם שונים. במיוחד, משמעותם של פרופילים ללא שבר המקדימים פרופילים בעלי שבר, שבמקרה זה היא שהמצב הלא-מסודר שולט בדגם כולו. הנימוק לכך הוא שלפני תחילת המדידה הדגם נחשף לשדה הגבוה בערך פי 2 משדה המעבר למשך זמן מספיק כך שניתן להניח שהפלקסונים בכל הדגם מצויים בפאזה תרמודינאמית לא-מסודרת. כלל זה זהה לכלל שהצבנו בניסוי רלקסציה (פרק III), מאחר שתנאי ההתחלה של הניסויים הוא זהה –

בניסויי רלקסציה המדידה מתחילה לאחר הרמה פתאומית של השדה, כך שכל הפלקסונים שנכנסים הם במצב טרנזיינטי לא-מסודר. לעומת זאת, בניסויי סריקת שדה בירידה אנו יודעים בברור שהפרופילים לפני הופעת השבר מלמדים על המצאה של פאזה לא-מסודרת, שכן אלו הם תנאי ההתחלה שכפינו. עבור פרופילים בעלי שבר, נוכל לזהות את הפאזה המעין-מסודרת המאופיינת על ידי זרם מתמיד נמוך, ומצב לא-מסודר המאופיין על ידי זרם מתמיד גבוה. משמעותם של פרופילים ללא שבר הנמדדים לאחר פרופילים בעלי שבר, היא שכל הדגם נמצא בפאזה מסודרת. כלל זה שונה ממה שראינו בניסויי סריקת שדה בעליה וניסויי רלקסציה, כיון ששניהם מתבצעים בשדה עולה ובסוף הניסוי הפרופיל נמצא בשדות גבוהים. לעומת זאת בסוף ניסוי סריקת שדה בירידה הפרופיל נמצא בשדות נמוכים מאוד וברור שהציפייה היא למצוא שם פאזה מסודרת.



איור 12-IV. האינדוקציה המגנטית לרוחב הדגם כפי שנמדדה בסריקת שדה בירידה (FSD) בקצב

של 21 גאוס\שניה ב- 25 קלויין

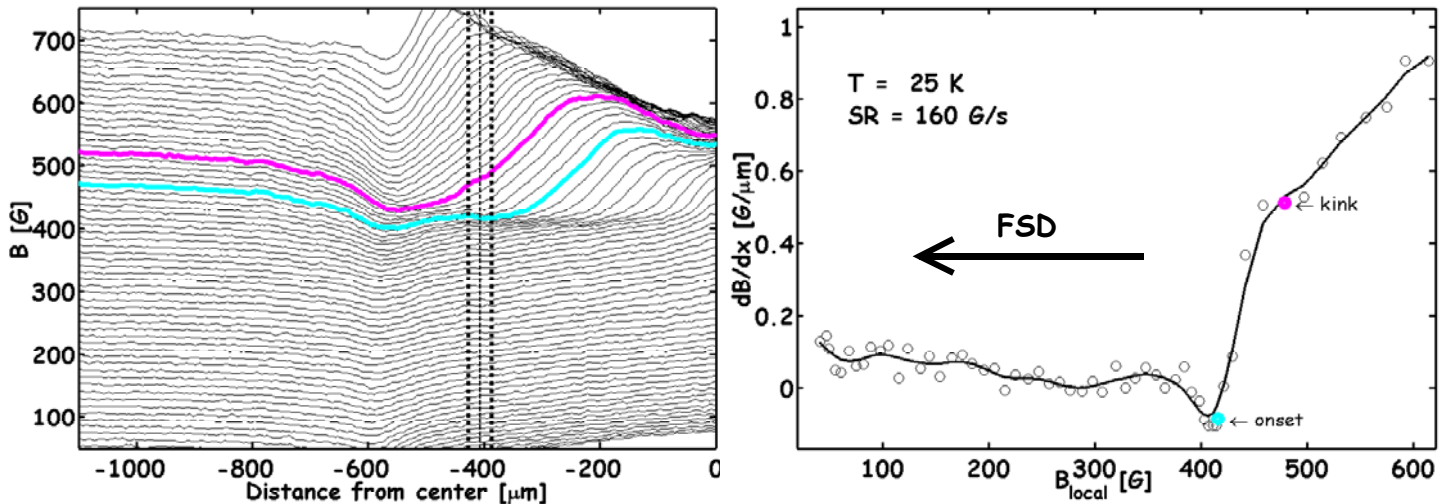
איור 12-IV מציג את פרופילי האינדוקציה המגנטית לרוחב הדגם במהלך סריקת שדה בירידה, בקצב של 21 גאוס\שניה ב- 25 קלוין. חתך הרוחב נלקח מהתמונות הדו-ממדיות שצולמו במהלך סריקת השדה, מאותו מקום בדגם שממנו נלקחו הפרופילים בסעיף הקודם. בתחילת הניסוי אין שבר בפרופילים. לדוגמא, הפרופיל המודגש העליון, הצבוע כולו באדום. מזהה פרופיל זה כמעיד על קיומה של פאזה לא מסודרת בכל הדגם. עבור שדות חיצוניים שבין 490 ל- 320 גאוס, מופיע שבר בפרופילים. השבר מפריד בין המצב הלא-מסודר שבמרכז הדגם לבין הפאזה התרמודינאמית המסודרת שליד קצהו. דוגמא למקרה כזה הוא הפרופיל המודגש השני, שבחלקו האדום, הנמצא בין השבר למרכז, הפלקסונים לא-מסודרים, ובחלקו השני, הנמצא בין השבר לקצה, הפלקסונים מסודרים. השבר בפרופיל מסומן על ידי נקודה ורודה. במהלך הורדת השדה החיצוני השבר זז לכיוון מרכז הדגם בעוד האינדוקציה שלו נשארת קבועה יחסית, בערך של  $\pm 390$  8 גאוס, ללא תלות במקום<sup>§</sup>. דוגמא לכך הוא הפרופיל המודגש השלישי, שבו השבר (הנקודה הורודה) קרוב יותר למרכז, אך ניתן לראות שהאינדוקציה שלו כמעט לא השתנתה. תנועה זו של הגבול בין הפאזות לעבר מרכז הדגם מבטאת את התפשטותה של הפאזה המסודרת, עד שלבסוף השבר יעלם במרכז והיא תשלוט בכל הדגם, למשל הפרופיל המודגש התחתון (ירוק), שמציג פאזה מסודרת בכל הדגם.

מאחר שערך האינדוקציה של השבר כמעט אינו תלוי במקום ובזמן, עלולים לזהות אותו עם שדה מעבר הפאזה,  $B_{od}$ . אבל, כפי שנראה בהמשך, ערך זה תלוי בקצב סריקת השדה בצורה חזקה, כך שאפשרות זו נפסלת מלכתחילה.

---

<sup>§</sup> השבר הראשון מופיע בדגם באינדוקציה  $B_{f0}^{FSD}$ , הגבוהה במקצת מהערך הסופי של האינדוקציה בשבר, אך השינוי הכולל הוא קטן (ראה דיון בפרק V).





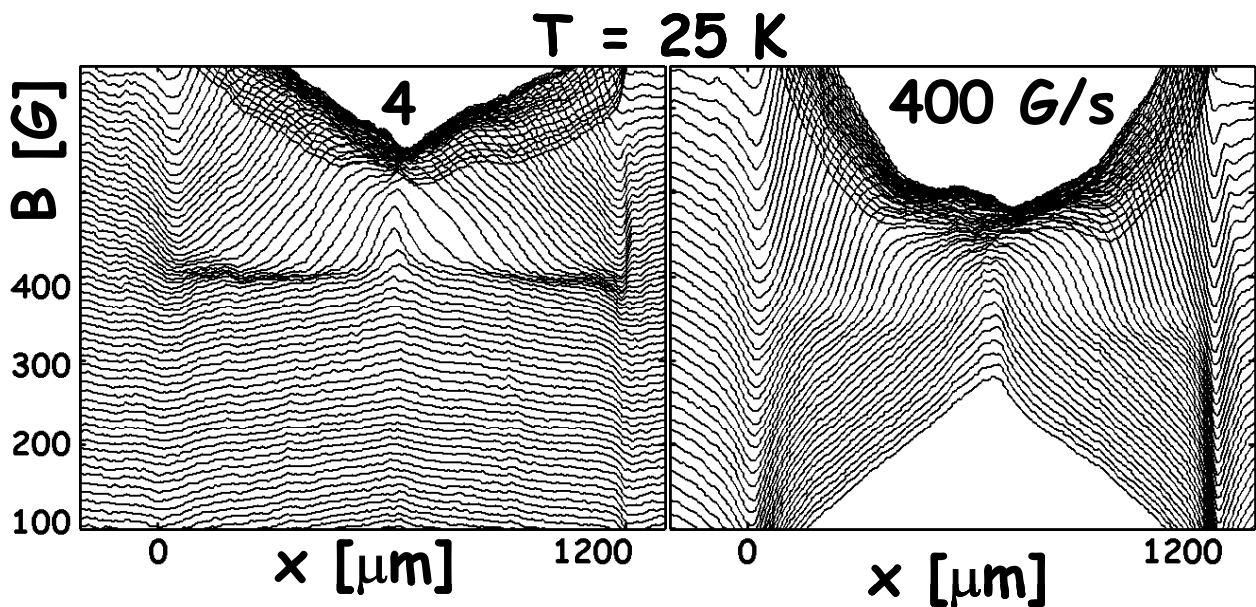
**איור 13-IV. לולאת מגנטיזציה לוקאלית ב-  $x_0 = -407 \mu\text{m}$ , ב- 25 קלוין עבור קצב סריקה של 160 גאוס\שניה והפרופילים מהם צוירה הלולאה שעליהם מסומן מקום המדידה**

הקשר בין תופעת השיא השני על לולאת המגנטיזציה לבין פרופילי האינדוקציה דומה למה שתואר בסעיף 2.2. IV. עבור שיטות שונות להצגת מדידות לוקאליות. לדוגמא, בלולאות ה"לוקאליות",  $dB/dx$  כנגד  $B$ , מתרחשת קפיצה מזרם גבוה לזרם נמוך כאשר השבר עובר את נקודת המדידה. באיור 13-IV מוצגת לולאת מגנטיזציה "לוקאלית" שצוירה ב-  $x_0 = -407 \mu\text{m}$  ממרכז הדגם, ב- 25 קלוין עבור קצב סריקה של 160 גאוס\שניה. בחלקו השני של האיור מוצגים הפרופילים מהם צוירה הלולאה, ועליהם מסומן מקום המדידה. הנקודה והפרופיל הצבועים בכחול מסמנים את ה-  $onset$ , ובאדום את ה-  $kink$ . ניתן לראות שהקפיצה חדה, בערך 50 גאוס, ושרחבה נובע מרוחב אזור המדידה שנבחר. בדומה לסריקת שדה בעלייה, כאשר מציירים לולאות "גלובאליות", מקבלים אינדיקציה על המתרחש מנקודת המדידה ועד קצה הדגם. ולכן, ה-  $kink\backslash peak$ , תחילת הירידה בזרם, מסמן את ההופעה הראשונה של השבר ליד קצה הדגם. ה-  $onset$ , לעומת זאת, מסמן את מעבר השבר דרך נקודת המדידה. בשל השינוי הקטן באינדוקציה השבר, רוחב התופעה (תחום האינדוקציות שבין ה-  $kink$  ל-  $onset$ ) צפוי להיות צר מאוד. מכאן אנו מבינים מדוע בלולאות "גלובאליות",  $B-H_{ext}$  כפונקציה של  $B$ , רוחב התופעה על הענף העולה גדול תמיד מרחבה על הענף היורד. אנו מצפים להבדל זה גם במדידה "גלובאלית" כפונקציה של

$H_{ext}$ , כיון שאז הפרמטר שקובע את "רוחב" השיא הוא הזמן שבין ה- onset ל- peak/kink (שכן  $H_{ext}$  משתנה בקצב קבוע), וכפי שראינו, הזמן ארוך יותר בעליית שדה מאשר בירידה.

### IV. 3. 1. השפעת קצב הסריקה על השיא השני (ב-FSD)

למרות שאינדוקצית השבר,  $B_f$ , נשארת יחסית קבועה בזמן ובמקום, מסתבר שהיא אינה יכולה להיות שדה המעבר התרמודינמי,  $B_{od}$ , משום שאותו ערך קבוע של האינדוקציה מראה תלות חזקה בקצב סריקת השדה. נציג כאן תוצאות אופייניות בטמפרטורה של 25 קלווין המדגימות תלות זו.



איור IV-14. האינדוקציה המגנטית לרוחב הדגם כפי שנמדדה בסריקת שדה בירידה ב- 25 קלווין בקצבים של 4 ו- 400 גאוס\שניה

ככל שמעלים את קצב הסריקה ערכו של  $B_f$  יורד, כפי שניתן לראות באיור IV-14. כאשר הופעל קצב סריקה של 4 גאוס\שניה,  $B_f$  נמדד ב- 410 גאוס, וכשמגבירים את קצב הסריקה ל- 400 גאוס\שניה,  $B_f$  יורד ל- 350 גאוס. כשממשיכים להעלות את קצב הסריקה,  $B_f$  ממשיך לרדת, ובקצב הסריקה המקסימלי שהפעלנו (1600 גאוס\שניה), הגיע ערכו ל- 275 גאוס.

ההשלכה של תוצאה זו על הענף היורד של לולאות המגנטיזציה היא, שככל שקצב הסריקה עולה, השיא השני יופיע על הלולאה בערכים נמוכים יותר. בשונה מניסוי סריקת שדה בעליה, גם בלולאות "לוקאליות",  $dB/dx$ , אין חשיבות למקום בדגם ממנו ציירנו את הלולאה כיון שבמהלך תזוזת השבר, ערך האינדוקציה בו נשאר יחסית קבוע.

במהלך הניסוי, כפי שניתן לראות בתמונות הפרופילים, השדה החיצוני "גורר" את הפרופיל כלפי מטה, כלומר פלקסונים עוזבים את הדגם והאינדוקציה יורדת. במקרה זה אי-ההומוגניות של שפת הדגם אינה משחקת תפקיד ביצירת מצבים טרנזיינטיים. מצבים טרנזיינטיים נוצרים על ידי supercooling בגלל השינוי המהיר בשדה החיצוני [23, 73, 78].

גרירת הפרופיל כלפי מטה גורמת לגרירה של פלקסונים שהיו בפאזה תרמודינאמית לא-מסודרת אל מתחת ל- $B_{od}$ , שם הם מצבים טרנזיינטיים וזקוקים לזמן  $\tau(B)$  על מנת להתרפות.

אנו טוענים שקצב סריקת השדה,  $dH_{ext}/dt$ , הקובע את קצב "יצירת" המצבים הטרנזיינטיים, הוא הפרמטר המכתיב את עומק ה- supercooling בניסוי הורדת שדה (FSD). נסביר עתה כיצד: במהלך הורדת השדה, כשעוברים את  $B_{od}$ , והפאזה הלא-מסודרת הופכת למצב טרנזיינטי, קצב הסריקה, ולעומתו זמן החיים,  $\tau(B)$ , קובעים מה יתרחש. זמן החיים באינדוקציות הסמוכות ל-  $B_{od}$  הוא ארוך מאוד, ולכן המצבים הטרנזיינטיים לא מספיקים להתרפות שם. ככל שהאינדוקציה יורדת זמני החיים מתקצרים, עד שהרפיה מתאפשרת בחלון הזמן של המדידה. כפי שהראנו בפרק הקודם, המצבים הטרנזיינטיים מרפים דרך שני מנגנונים: המנגנון העיקרי הוא תהליך מהיר המתרחש בנקודה מסוימת כאשר הגבול של הפאזה המסודרת נמצא בסמוך. בזמן שעד מעבר השבר מתרחש תהליך זחילת שטף איטי רגיל. לפי הבנה זו, במשך הירידה מ-  $B_{od}$  ל-  $B_f$  המצבים הטרנזיינטיים מרפים דרך המנגנון האיטי – זחילת השטף. רק כאשר המצבים הטרנזיינטיים מגיעים לאינדוקציה נמוכה מספיק מתרחשת ההרפיה הפתאומית, והגבול עובר דרך נקודת המדידה. קצב הסריקה הוא המכתיב את חלון הזמן בו המצבים הטרנזיינטיים יכולים

להתרפות (דהיינו, איזו אינדוקציה היא נמוכה מספיק עבור הרפיה), והוא גם קובע את המהירות בה האינדוקציה יורדת, (דהיינו, כמה זמן יקח להגיע לאותה אינדוקציה). ככל שמגדילים את קצב הסריקה, המצבים נגררים מטה מהר יותר, וההרפיה מתרחשת באינדוקציה נמוכה יותר. ניתן להעריך את זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים ב- $B_{f0}$  כזמן הגרירה של המצבים הטרנזיינטיים מ- $B_{od}$  עד ל- $B_{f0}$ . בפרק V, שם נציג ניתוח תיאורטי של תנועת השבר, נראה שהערכה זו טובה למדי וניתן בעזרתה לחשב את ערכו של  $\tau(B)$ .

בקצבי סריקה איטיים, בהם חלון הזמן ארוך, המצבים הטרנזיינטיים יספיקו להתרפות כבר בשדות קרובים ל- $B_{od}$ . תיאורטית, אם קצב הסריקה שואף לאפס, נצפה שהמעבר יתרחש ב- $B_{od}$  עצמו. ככל שהקצב מהיר יותר, "משתהים" פחות זמן בכל אינדוקציה, ולכן המצבים הטרנזיינטיים יצליחו להתרפות רק באינדוקציות נמוכות. בקצב סריקה אינסופי נצפה שהמעבר לא יתרחש כלל (כלומר, יתרחש באינדוקציה אפס) כי המצבים הטרנזיינטיים לא יספיקו להתרפות כלל.

הביטוי של התופעה על לולאת המגנטיזציה הוא שבקצבים איטיים השיא השני שעל הענף היורד יתקבל קרוב ל- $B_{od}$ , וככל שהקצב עולה הוא יתקבל באינדוקציות נמוכות יותר. עד קצב מהיר מספיק, בו לא יתקבל שיא שני כלל, ולא תהיה שום אינדיקציה למעבר הפאזה על הלולאה.

כפי שהזכרנו ב-3.2. IV, תוצאות אלה מסבירות לולאות שנמדדו בקצבים שונים והראו תלות של שדה ה onset בקצב הסריקה [42, 55], כמו גם תוצאות שהראו העלמות מוחלטת של תופעת השיא השני בקצבים גבוהים [68].

הבדל עקרוני בין ניסויי FSU ל-FSD הוא מיקומן של הפאזות הנמצאות בדו-קיום בדגם. בעוד בניסוי סריקת שדה בעליה הפאזה המסודרת נמצאת במרכז והמצבים הטרנזיינטיים סמוך לקצות הדגם, בירידת שדה המצב הפוך, ואת הפאזה המסודרת אנו מוצאים סמוך לקצוות כאשר המצבים הלא-מסודרים שוכנים במרכז. הסיבה לכך היא שהרפיה תמיד מתחילה להתרחש באינדוקציות הנמוכות ביותר על הפרופיל, שם זמני

החיים של המצבים הטרנזיינטיים הם הקצרים ביותר. בניסוי עלית שדה האינדוקציות הנמוכות ביותר נמצאות במרכז, ולכן שם תמצא הפאזה המסודרת. לפי אותו הגיון, בניסוי סריקת שדה בירידה, שם האינדוקציה המינימלית ליד קצה הדגם, הפאזה המסודרת תתגרען בקצוות.

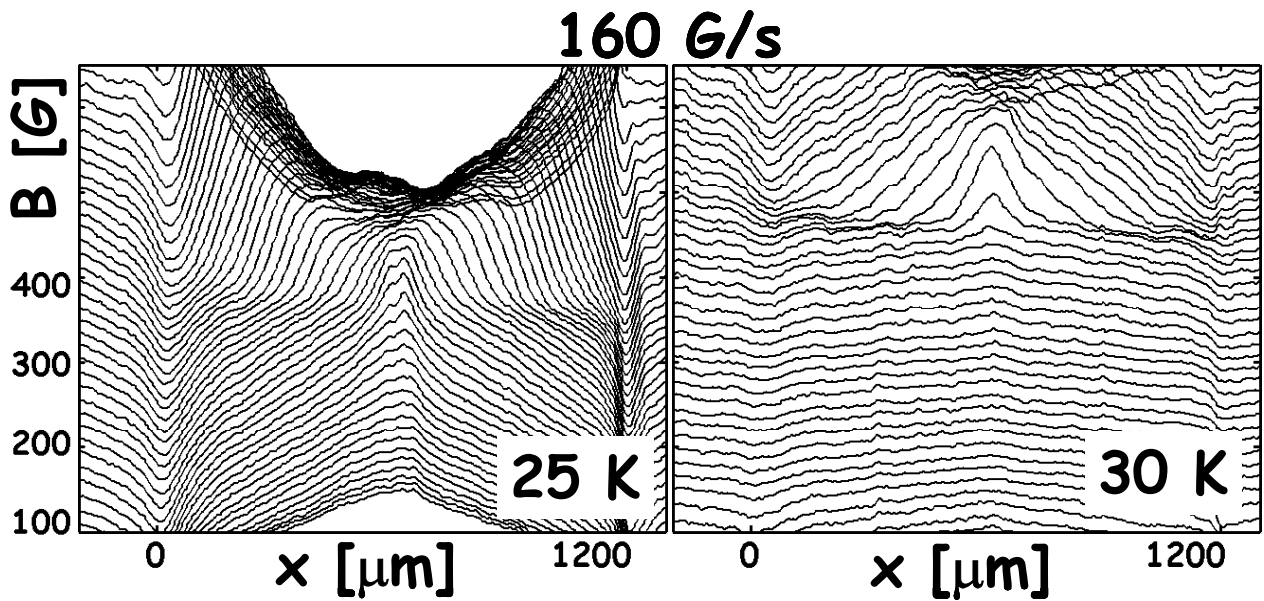
לסיכום, התוצאות המדגימות את השפעת קצב סריקת השדה על תופעת השיא השני בניסויי FSD, דומות לאלו שהתקבלו ב-FSU. עם זאת, הבחנו במספר הבדלים, למשל התלות השונה של  $B_f$  במקום ובזמן בשני הניסויים, מקורם של המצבים הטרנזיינטיים ומיקומן של הפאזות על הפרופיל. ראינו שהמפתח להתנהגות הפאזות בשני הניסויים הוא התחרות בין תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים לבין תהליך היצירה שלהם.

#### **IV. 3. 2. השפעת הטמפרטורה על השיא השני (ב-FSD)**

בסעיף הקודם ראינו שהשפעת קצב סריקת השדה על תופעת השיא השני בניסויי ירידת שדה דומה להשפעה שנצפתה בניסויי עליית שדה. נבחן עתה את השפעת הטמפרטורה. לשם כך נציג תוצאות אופייניות שנמדדו בקצב סריקה קבוע (160 גאוס\שניה) בטמפרטורות שונות.

באיור 15-IV מוצגים פרופילי האינדוקציה שנמדדו במהלך ירידת השדה בקצב של 160 גאוס\שניה בטמפרטורות 25 ו-30. ניתן לראות שהשדה בו מתרחש המעבר מזרם גבוה לנמוך משתנה מאוד עם הטמפרטורה, מ-470 גאוס ב-30 קלווין ל-390 גאוס ב-25 קלווין. ב-21 קלווין  $B_f$  יורד עד 140 גאוס בקצב סריקה זה.

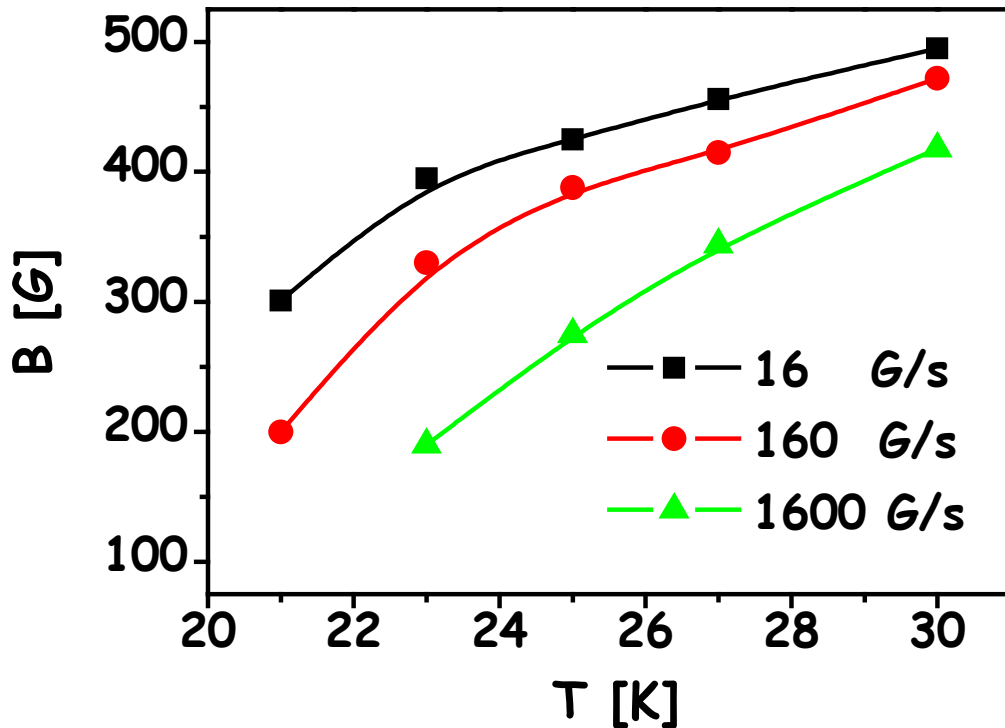
ההסבר להשפעה זו של הטמפרטורה טמון בתלות של ספקטרום זמני החיים,  $\tau(B)$ , בטמפרטורה. כפי שראינו גם בפרק III, זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים מתארכים ככל שיוורדים לטמפרטורות נמוכות. ב-FSD, כפי שראינו בסעיף הקודם, קצב הסריקה,



איור 15-IV. פרופילי האינדוקציה שנמדדו במהלך ירידת השדה בקצב סריקה של 160 גאוס\שניה בטמפרטורות 25 ו-30 קלווין.

ולעומתו זמן החיים,  $\tau(B)$ , קובעים את האינדוקציה בה יתקבל המעבר. בקצב סריקה מהיר המעבר מתקבל באינדוקציות נמוכות בלבד, וככל שמאיטים את הקצב המצבים הטרנזיינטיים מצליחים להתרפות באינדוקציות גבוהות יותר, בהן זמן החיים ארוך יותר. כאשר הטמפרטורה יורדת, זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים גדל. לפיכך, עבור קצב כלשהו, באינדוקציה בה התרחשה הרפיה קודם לכן, לא תתרחש הרפיה עכשיו, כי המצבים הטרנזיינטיים עוד לא התרפו. במקרה זה ההרפיה תתרחש באינדוקציה נמוכה יותר, בה זמני החיים קצרים יותר.

האינדוקציה בה מתרחשת ההרפיה,  $B_f$ , היא שדה ה-kink (וה-onset) שעל הענף היורד של הלולאה. לכן ירידת ערכו של  $B_f$  עם ירידת הטמפרטורה פירושה  $B_{on}$  נמוך יותר. כך נבין את התוצאות המוצגות באיור 16-IV, המראות את התלות בטמפרטורה של שדה המעבר בקצבי סריקה שונים.



איור 16-IV. התלות בטמפרטורה של שדה המעבר הנמדד בקצבי סריקה שונים, על ידי ערך האינדוקציה בשבר בניסוי FSD.

ניתן לראות שככל שקצב הסריקה נמוך יותר, התלות בטמפרטורה של שדה המעבר הנמדד חלשה יותר. כפי שהסברנו, הסיבה לכך היא שככל שקצב הסריקה נמוך יותר מצבים טרנזיינטיים מתערבים פחות במדידה. לכן, ככל שנמדוד את קו המעבר בקצבי סריקה נמוכים יותר, הוא יהיה קרוב יותר לקו המעבר התרמודינאמי.

#### IV. 4. דיון

עד כה הצגנו את התוצאות המתקבלות בניסוי סריקת שדה בעלייה (FSU) ובירידה (FSD). בניסויים אלה קצב הסריקה של השדה החיצוני הוא הפרמטר העיקרי המכתיב את חלון הזמן בו המצבים הטרנזיינטיים יכולים להתרפות, והוא גם קובע את המהירות בה משתנה האינדוקציה בדגם. מנגד, ניצב תהליך ההרפיה, התלוי בזמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים,  $\tau(B,T)$ . הצגנו מדידות בקצבי סריקה שונים ובטמפרטורות שונות, והראנו את הקשר בין התפלגות האינדוקציה לרוחב הדגם לבין תופעת השיא השני בלולאת המגנטזציה. תוצאות הניסויים מדגימות כיצד מצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים הנוצרים

בדגם על ידי הזרקה [71, 72] או על ידי supercooling [23, 73, 78] משפיעים על השיא השני בצורה דרמטית.

בסעיף זה נסכם את התוצאות, נשווה ונקשר בין ניסויי סריקת שדה בעליה ובירידה, ונרחיב את ההסבר לגבי אופן השפעתם של המצבים הטרנזיינטיים. לבסוף, נראה כיצד גם כאן המצבים הטרנזיינטיים מסבירים את השאלות שהצגנו בפרק הקודם לגבי העלמותו של השיא השני בטמפרטורות נמוכות, הופעתו לאחר זמן והדינמיקה שלו.

#### **IV. 4. 1. סיכום התוצאות הניסיוניות**

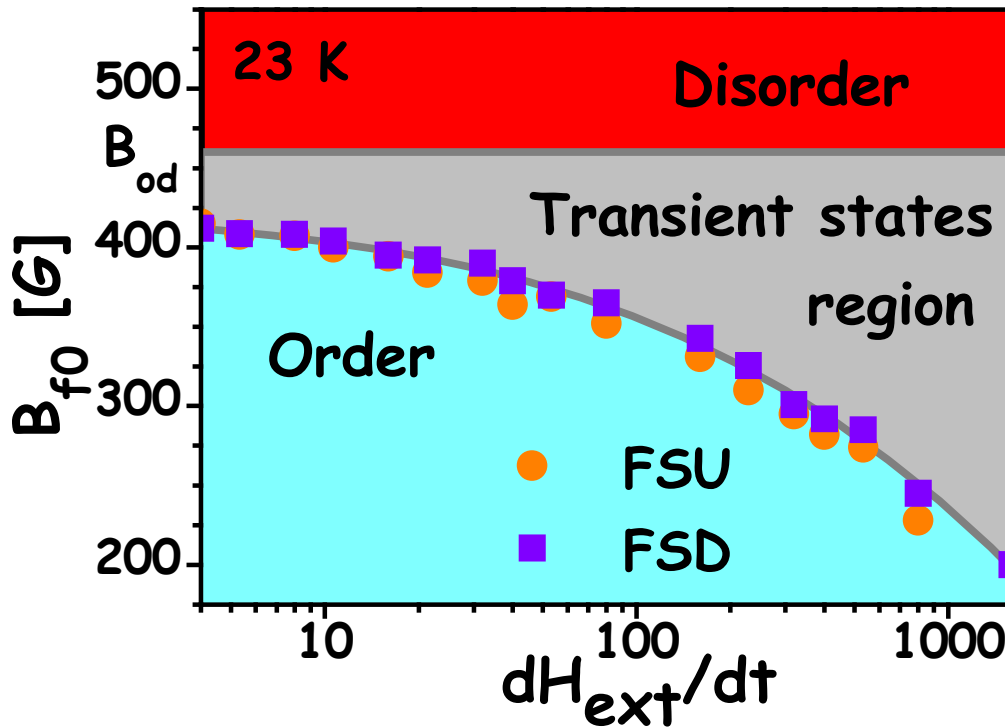
התוצאות הבולטות של ניסויי סריקת השדה היו התלות החזקה של תופעת השיא השני בקצב הרלקסציה ובטמפרטורה. תופעת השיא השני מצטיירת כתופעה מרוחה,  $B_{on}$  נמדד בערכי אינדוקציה נמוכים מ- $B_{od}$ , וככל שמעלים את קצב סריקת השדה המריחה גוברת ( $B_{on}$  זז לערכים נמוכים יותר). גם ירידת הטמפרטורה מגבירה את המריחה. בלולאה הנמדדת בקצב סריקה מסוים, הורדת הטמפרטורה מורידה את  $B_{on}$  לערכים נמוכים מאוד.

איור 17-IV מציג תוצאות אופייניות, ב-23 קלוין, המדגימות את התלות של האינדוקציה הראשונה בה מופיע השבר בדגם,  $B_{f0}$ , בקצב הרלקסציה. העיגולים הכתומים מייצגים את תוצאות ניסוי FSU, והריבועים הסגולים את תוצאות ניסוי FSD. ערכו המקורב של  $B_{od}$  ב-23 קלוין מסומן על התמונה, ותוחם את האזור האפור הנמצא בין  $B_{od}$  לבין  $B_{f0}$ . האזור האפור מסמן את התחום בו נמצאים מצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים בדגם. ניתן לראות שקצב סריקת השדה משפיע בצורה משמעותית על מידת המריחה של תופעת השיא השני. האזור התכול מסמן את אזור הקיום של הפאזה המסודרת, והאזור האדום - את אזור הפאזה הלא-מסודרת.

את המריחה המתקבלת כתוצאה מירידה בטמפרטורה, ראינו באיור 16-IV. ברור כי בתחום טמפרטורות נתון, ככל שקצב הסריקה איטי יותר, המצבים הטרנזיינטיים משפיעים פחות על השיא השני, וקו המעבר הנמדד יהיה קרוב יותר לקו המעבר התרמודינמי.



המסקנה מאיור זה היא שלא ניתן לקבוע קצב סריקה מסוים ולהשתמש בו בכל הטמפרטורות על מנת למדוד את קו המעבר. אפילו אם נבחר קצב איטי מאוד, תמיד קיימת טמפרטורה נמוכה מספיק בה זמן החיים של המצבים הטרנזיינטים ארוך מספיק על מנת למסך את השיא השני. בטמפרטורות נמוכות אלה גם מדידה בקצב סריקה איטי ביותר תביא למדידת קו מעבר בעל תלות חזקה בטמפרטורה, עד לקטיעתו.



איור 17-IV. תלות  $B_{f0}$  בניסויי FSU (ריבועים) ו-FSD (עיגולים) בקצב הסריקה ב-23 קלווין. חישוב  $B_{od}$  מתואר בפרק V. האזור התכול מסמן את תחום הפאזה המסודרת, האדום - את הפאזה הלא-מסודרת, והאזור האפור מסמן את תחום המצבים הטרנזיינטים הלא-מסודרים.

#### IV. 2.4. השוואה בין ניסויי FSU ו-FSD

כפי שראינו באיור 17-IV, התלות של  $B_{f0}$  בקצב הסריקה מלמדת כי השברים שנצפו בפרופילים בניסויי FSU ו-FSD אינם מסמנים את מעבר הפאזה התרמודינאמי,  $B_{od}$ . יתר על כן, העובדה שאינדוקצית השבר ב-FSU תלויה במקום ובזמן, פוסלת אותה מלשמש ערך תרמודינאמי. במהלך הפרק נתקלנו במספר התנהגויות דומות (☑) ושונות (☒) בין תוצאות הניסויים של FSU ל-FSD, נסכם אותן כאן:

- ☑ דינמיקת השבר – מופיע ליד הקצה, נכנס פנימה ונעלם במרכז הדגם.
- ☑  $B_f$ , ערך האינדוקציה בשבר ב-FSD, דומה ל- $B_{f0}$ , ערכו הראשון של השבר ב-FSU.
- ☑ השפעת שינוי קצב סריקת השדה על תופעת השיא השני זהה.
- ☑ השפעת שינוי הטמפרטורה על תופעת השיא השני זהה.
- ☑ בשני הניסויים, קצב סריקה גבוה מספיק יכול להעלים את תופעת השיא השני.
- ☑ בשני הניסויים, טמפרטורה נמוכה מספיק יכולה להעלים את תופעת השיא השני.
- ☑ FSU – האינדוקציה בשבר עולה עם התקדמותו. FSD – האינדוקציה בשבר יורדת מעט מאוד, ונשארת יחסית קבועה.
- ☑ FSU – הפאזה המסודרת נמצאת במרכז הדגם, והמצבים הטרנזיינטיים - ליד הקצה. FSD – המצבים הטרנזיינטיים נמצאים במרכז הדגם, והפאזה המסודרת - ליד הקצה.
- ☑ FSU – תנאי ההתחלה של הניסוי הוא שדות נמוכים – פאזה מסודרת. FSD – תנאי ההתחלה של הניסוי הוא פאזה לא-מסודרת.
- התנהגות המצבים הטרנזיינטיים בשני הניסויים זהה ונקבעת על ידי  $\tau(B,T)$  \*\*. השוני הבסיסי בין הניסויים הוא מקור המצבים הטרנזיינטיים. ב-FSU אנו צופים בחדירת מצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים אל הדגם בגלל זיהום שפה [71, 72], ועוקבים אחרי השתלטותם על כל הדגם. לעומת זאת ב-FSD המצבים הטרנזיינטיים הלא-מסודרים נוצרים על ידי גרירה (supercooling) של הפאזה הלא-מסודרת אל מתחת לקו המעבר [23, 73, 78], ובמהלך הניסוי אנו צופים בהעלמותם.

לדוגמא, נסביר מדוע בשני הניסויים השבר מציג דינמיקה דומה. כפי שתואר במהלך הפרק, בשני הניסויים נוצרים מצבים טרנזיינטיים, והשבר מופיע לראשונה

---

\*\* העובדה שלמצבים טרנזיינטיים שנוצרו ממקורות שונים יש את אותו זמן חיים,  $\tau(B,T)$ , אינה טריוויאלית. בפרק V נראה, שאכן זמן החיים זהה.

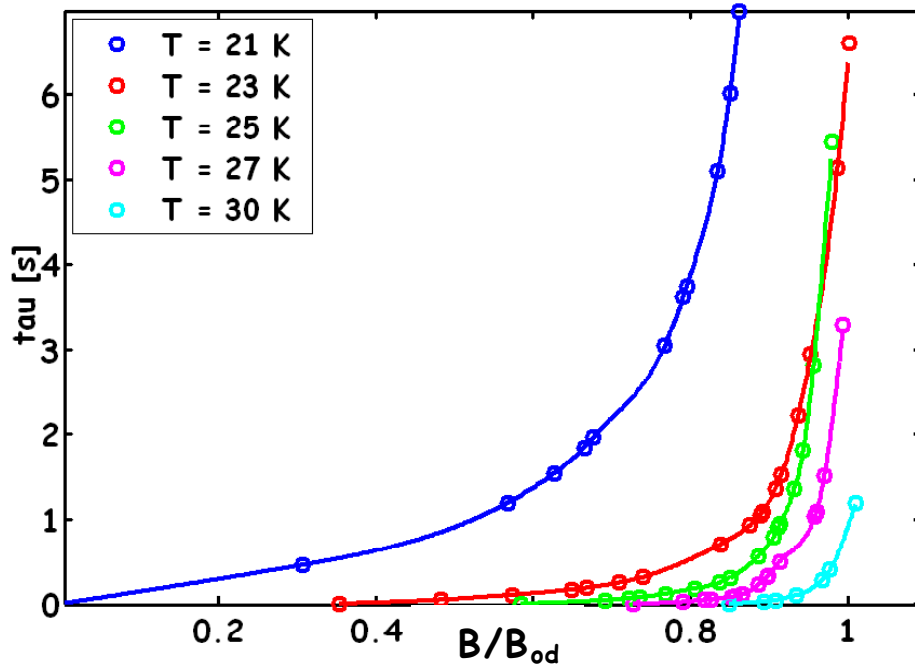
באינדוקציה  $B_{f0}$ , כאשר קצב ההרפיה משתווה לקצב ההזרקה. לגבי שני הניסויים נכון לומר שקצב ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים גדל ככל שהאינדוקציה נמוכה. בניסוי FSU תנאי ההתחלה של הניסוי הוא מצב מסודר, ולכן האינדוקציה הראשונה בה יתקיים השוויון בין קצב ההרפיה לקצב ההזרקה תהיה הגבוהה ביותר הקיימת בפרופיל, בה קצב ההרפיה מינימלי. בניסוי FSD תנאי ההתחלה הוא מצבים לא-מסודרים, ולכן האינדוקציה הראשונה בה יתקיים השוויון תהיה הנמוכה ביותר הקיימת בפרופיל, בה קצב ההרפיה מקסימלי. בנוסף, צורת הפרופילים הפוכה בין הניסויים, כך שמתקבל שגם האינדוקציה הגבוהה ביותר בניסוי FSU וגם הנמוכה ביותר בניסוי FSD נמצאות ליד קצה הדגם, ולכן שם מופיע השבר לראשונה. התקדמותו לעבר מרכז הדגם מוסברת על ידי אותם שיקולים.

#### **IV. 3.4 פתרון לשאלות פתוחות**

כפי שניתן היה לראות במהלך הפרק, אותן תופעות שנידונו בפרק III: העלמות השיא השני בטמפרטורות נמוכות [46-50], הופעתו בזמנים ארוכים [46, 47, 49], ותזוזת שדה ה-onset שלו לאינדוקציות גבוהות יותר עם הזמן [32, 40, 42, 44-46, 51], מופיעות גם בניסויי סריקת שדה (FSU ו-FSD), שהוצגו בפרק זה. בפרק הקודם הסברנו תופעות אלה בעזרת ספקטרום זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים, התלוי בטמפרטורה. נראה שאותו הסבר תקף גם לפרק זה.

כפי שתואר בהרחבה, דינאמיקת הגבול בין הפאזה המסודרת למצב הטרנזיינטי הלא-מסודר נקבעת על ידי התחרות בין קצב היצירה של המצבים הטרנזיינטיים לבין קצב ההרפיה שלהם. ראינו ששינוי קצב סריקת השדה שולט על קצב יצירת המצבים הטרנזיינטיים, ולכן ניתן לקשר בינו לבין קצב ההרפיה שלהם באינדוקציה בה מופיע השבר לראשונה. הצעד המתבקש, אותו נבצע בפרק הבא, הוא למצוא ביטוי המקשר את קצב סריקת השדה לזמן החיים, הקובע את קצב ההרפיה, כך שניתן יהיה לחשב את  $\tau(B,T)$  מתוך המדידות שהצגנו בפרק זה. איור IV-18 מציג את  $\tau$  כפונקציה של האינדוקציה

המנורמלת ל-  $B_{od}$  בטמפרטורות שונות, מתוך החישוב שיופיע בפרק V. ניתן לראות שצורת ספקטרום זמני החיים מתרחבת עם ירידת הטמפרטורה (העליה לעבר ההתבדרות ב-  $B_{od}$  מתבצעת בצורה מתונה יותר ככל שהטמפרטורה נמוכה). זמני החיים שהתקבלו, זהים לאלה שקיבלנו בפרק III על ידי מדידה ישירה.



איור IV-18. ספקטרום זמני החיים כפונקציה של האינדוקציה B המנורמלת ל-  $B_{od}$ .

מאחר שאותו ספקטרום זמני החיים, שהסביר את התנהגותם של המצבים הטרנזיינטיים בניסויי רלקסציה, שולט על התנהגותם גם בניסויי סריקת שדה, אנו מסיקים שגם ההסבר לתופעות הדינאמיות של השיא השני זהה להסבר שהוצג בפרק III. למשל, התארכות זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים בטמפרטורות נמוכות תסביר את קטיעתו של קו המעבר הנמדד בטמפרטורה נמוכה כמיסוך השיא השני על ידי מצבים טרנזיינטיים עם זמני חיים הארוכים מזמן המדידה. עם זאת, אופן ההתערבות של המצבים הטרנזיינטיים שגרמו לתופעות אלה שונה לחלוטין. בפרק III עקבנו אחרי הרפייתם של המצבים, ואילו כאן נכנס גורם נוסף – יצירת המצבים הטרנזיינטיים. ניסויי סריקת שדה אפשרו לבדוק את שני מנגנוני היצירה של מצבים טרנזיינטיים: הזרקה דרך מחסומי שפה לא הומוגנים וגרירה של הפאזה הלא-מסודרת (supercooling). בניסויים אלה באה לידי ביטוי התחרות בין

יצירתם של המצבים הטרנזיינטיים בדגם לבין ההרפיה שלהם. תחרות זו היא הקובעת את מעורבותם של המצבים הטרנזיינטיים במדידות מעבר הפאזה.

## IV. 5. סיכום ומסקנות

- הצגנו את התוצאות המתקבלות ממדידות מגנטו-אופטיות לוקאליות של סריקת שדה בעליה ובירידה בקצבי סריקה שונים ובטמפרטורות שונות, והראנו את הקשר בין התפלגות האינדוקציה בפרופיל לבין תופעת השיא השני בלולאת המגנטיזציה.
- הניסויים שביצענו מאפשרים, לראשונה, מעקב אחרי תהליך יצירת המצבים הטרנזיינטיים בדגם. בניסוי FSU עקבנו אחרי יצירת המצבים הטרנזיינטיים כתוצאה מהזרקה של פלקסונים דרך מחסומי שפה לא הומוגניים [71, 72, 77]. בניסוי FSD עקבנו אחרי יצירתם על ידי גרירה של הפאזה הלא מסודרת אל מתחת לקו המעבר (supercooling) [23, 73, 78].
- בטמפרטורות נמוכות ההשפעה של המצבים הטרנזיינטיים מתחזקת. הסברנו זאת על ידי התארכות זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים, עד כדי זמני המדידה המקובלים.
- השפעתם של המצבים הטרנזיינטיים מתחזקת גם עם הגדלת קצב סריקת השדה, מאחר שבניסוי כזה גם מצבים עם זמני חיים קצרים ביותר משפיעים על המתרחש.

המסקנות מתוצאות אלה:

- הנתונים הוכיחו שהמצבים הטרנזיינטיים משחקים תפקיד מכריע בעיצוב השיא השני. הם גורמים למריחה של השיא השני ולהזזת ה- onset שלו לאינדוקציות נמוכות מ-  $B_{od}$ .
- ניסויים אלה מאפשרים לעמוד על טיבה של התחרות בין תהליך יצירת המצבים הטרנזיינטיים לבין תהליך ההרפיה שלהם. התוצאות גם הוכיחו שתחרות זו קובעת את צורתו של השיא השני.

- תלות השיא השני בקצב סריקת השדה מספקת הסבר למקרים בהם הוא אינו מופיע כלל במדידות, או למקרים בהם מדידות שונות של אותו דגם קבעו ערך שונה לשדה המעבר. במקרים שהשיא השני אינו מופיע יש למדוד את לולאת המגנטיזציה בקצב נמוך יותר, עד להופעתו. במקרים בספרות בהם קיים הבדל בין הערכים של שדה המעבר על דיאגרמת הפאזות, יש להשוות את הקצבים בהם התבצעו המדידות.

- תלות השיא השני בטמפרטורה מסבירה את המקרים בהם נעלם השיא השני בטמפרטורות נמוכות, דבר המביא לקטיעת קו המעבר בערך מסוים, כמו גם מקרים בהם נמדדו ערכי  $B_{od}$  העולים בצורה חזקה עם הטמפרטורה. יש להתייחס בזהירות לדיאגרמת פאזות שצוירה לפי השיא השני על לולאות מגנטיזציה שנמדדו באותו קצב בכל הטמפרטורות, שכן ערכי השדות בהם מופיע השיא השני מושפעים בצורה חזקה מהמצבים הטרנזיינטיים. במקרים רבים צורתו של קו המעבר משתנה איכותית ולא רק כמותית בגלל מצבים אלו.

כפי שראינו, מעבר הפאזה שלא בשווי-משקל (non-equilibrium phase transition) מקשה על לימוד אופיו של מעבר הפאזה הטרמודינאמי. בזמני מדידה מקובלים תמיד קיים תחום טמפרטורות שבו קו המעבר תלוי בזמן. יתר על כן, קו המעבר גם נקטע בטמפרטורות נמוכות ושב ומופיע לאחר זמן. כל הבעיות שהזכרנו ניתנות להסבר פשוט עם זיהוי השפעתם החזקה של המצבים הטרנזיינטיים הממסכים את המעבר. השפעתם נקבעת לפי התחרות בין תהליך יצירתם בדגם לבין תהליך ההרפיה שלהם. מדידת זמני החיים שלהם ומציאת ערכו האמיתי של  $B_{od}$ , מקדמים מאוד את חקר מעבר הפאזה הטרמודינאמי.

## 7. דינמיקה של מצבים טרנזיינטיים

בשני הפרקים הקודמים עקבנו אחרי הדינמיקה של המצבים הטרנזיינטיים כפי שהיא באה לידי ביטוי בשלושה סוגי ניסויים: (i) במהלך הזרקה מתמשכת של מצבים טרנזיינטיים. (ii) במהלך הרפיה של המצבים הטרנזיינטיים המוזרקים. (iii) במהלך הרפיה של פאזה לא מסודרת שנגררה לאזור הפאזה המסודרת ("supercooling").

מעקב אחרי הדינמיקה של המצבים הטרנזיינטיים מתאפשר בשל קיומו של גבול ברור בין המצב הטרנזיינטי למצב התרמודינאמי. הגבול מתבטא בשינוי חד בשיפוע של פרופיל האינדוקציה ("שבר"), שנמדד מגנטו-אופטית. השבר מסמן את החזית שבין הפאזות השונות בדגם. על ידי מעקב אחרי שבר זה בזמן הצגנו פלישה של מצבים טרנזיינטיים לדגם בניסוי (i), ונסיגה שלהם בניסויים (ii) ו- (iii). כמו כן ראינו קשר בין התנהגות המצבים הטרנזיינטיים לקצב סריקת השדה והטמפרטורה [45, 44].

בפרקים הקודמים הראנו שהדינמיקה של הפאזות מוסברת בצורה איכותית על ידי התחרות בין תהליך יצירת המצבים הטרנזיינטיים בדגם לבין תהליך ההרפיה שלהם. בפרק זה נציג אנליזה מפורטת של דינמיקת השבר [58, 81, 82]. במסגרת אנליזה זו נציג ביטויים לתחרות בין קצב יצירת המצבים הטרנזיינטיים בדגם לבין קצב ההרפיה שלהם, המוכתב על ידי זמן החיים  $\tau$ . על ידי השוואה לתוצאות הניסיוניות שתוארו בפרקים הקודמים נראה שביטויים אלה מתארים בצורה טובה את הדינמיקה של מיקום השבר בדגם,  $x_f(t)$ .

בפרק זה נראה שהאנליזה של שלושת הניסויים הנ"ל מביאה לאותה התוצאה עבור זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים,  $\tau$ , כפונקציה של שדה וטמפרטורה. תוצאה זו חשובה, שכן היא מבהירה שהמצבים הטרנזיינטיים הנוצרים בדגם בניסויים השונים הם בעלי אופי זהה, ואינם תלויים בתהליך היצירה שלהם.

ידיעה של  $\tau$  היא הכרחית עבור ניתוח נכון של מדידות מגנטיות, שמטרתן לאפיין את מעבר הפאזה סדר – אי-סדר במערך הפלקסונים. נראה כאן, בדומה לניתוח שהוצג

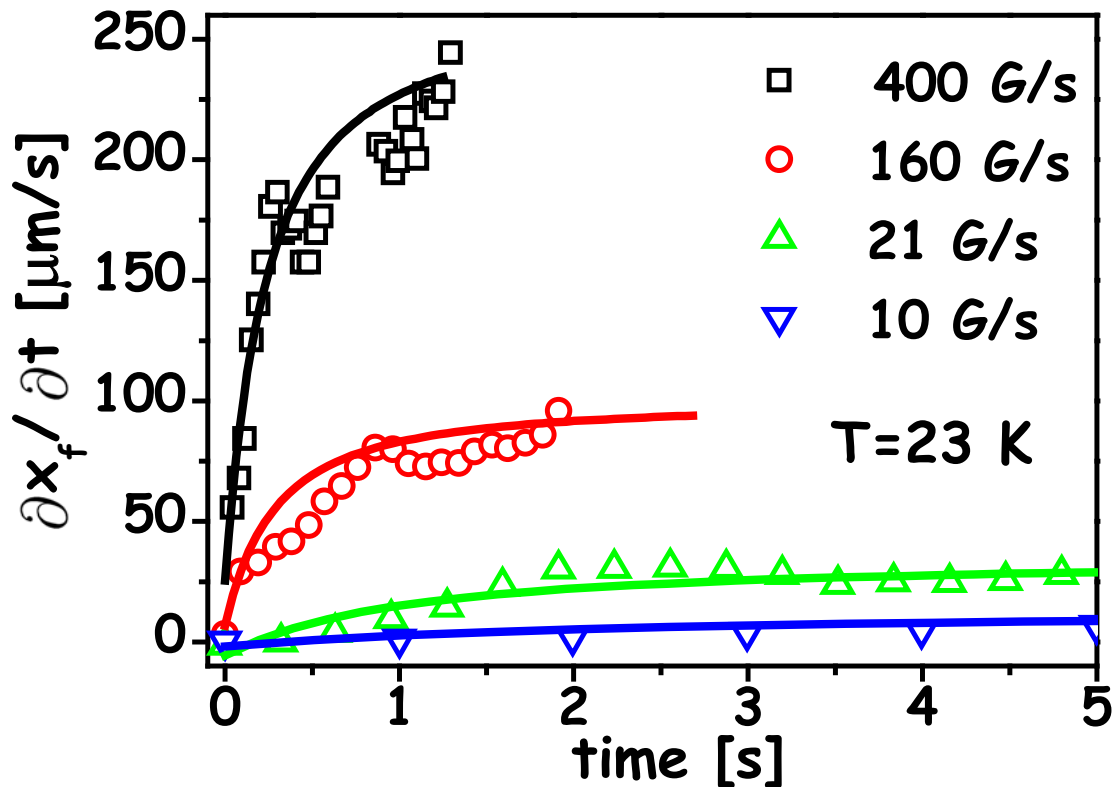
בפרק III לגבי מדידות רלקסציה, שבעזרת אנליזה זו אפשר לקבל את קו מעבר הפאזה התרמודינאמי,  $B_{od}(T)$ , מתוך מדידות מגנטיות קונבנציונליות.  $B_{od}(T)$  המתקבל שונה באופן איכותי מקו המעבר שנמדד ישירות על ידי ה-onset של השיא השני, אשר מושפע מאוד ממצבים טרנזיינטיים.

## **1. V. סיכום התוצאות הניסיוניות**

בסעיף זה נסכם בקצרה את התוצאות של שלשת הניסויים (i-iii) ליצירה ולהרפיה של מצבים טרנזיינטיים, ואת ההסבר האיכותי שהצענו להבנת התוצאות על בסיס התחרות בין תהליכי יצירה והרפיה שלהם. בנוסף, נתמקד בדינמיקה של התהליך, ונתאר את מהירות השבר בכל אחד מהניסויים השונים.

**ניסוי i:** בניסויי סריקת שדה בעליה (FSU), שתוארו בהרחבה בפרק IV, בשדה חיצוני מסוים הופיע שבר ליד קצה הדגם. עם המשך עליית השדה החיצוני השבר התקדם לכיוון מרכז הדגם, תוך שהאינדוקציה בו עולה (ראה איור 1-IV). את התוצאות הסברנו כתחרות בין קצב הזרקה המצבים הטרנזיינטיים, שנשאר קבוע במהלך הניסוי, לבין קצב ההרפיה שלהם. קצב ההרפיה גבוה באינדוקציות נמוכות ויורד בצורה חדה כאשר מתקרבים ל- $B_{od}$ . ההופעה הראשונה של השבר ליד קצה הדגם מתרחשת כאשר קצב ההרפיה משתווה לקצב ההזרקה. השבר מתחיל לנוע לכיוון מרכז הדגם במהירות אפס, ואז מאיץ את תנועתו. ההאצה הולכת וקטנה עד שלבסוף השבר נע במהירות קבועה הנקבעת על ידי קצב סריקת השדה. איור 1-V מציג את מהירות השבר כפונקציה של הזמן בקצבי סריקה שונים ב- 23 קלווין. שימוש בקצב סריקת שדה גבוה יותר, או הנמכת הטמפרטורה עבור אותו קצב סריקה, גורמים לשבר הראשון להופיע באינדוקציה  $B_{f0}$  נמוכה יותר (ראה איור 9-IV ואיור 11-IV), אבל ההתנהגות האיכותית של  $\partial x_f / \partial t$  נשמרת.

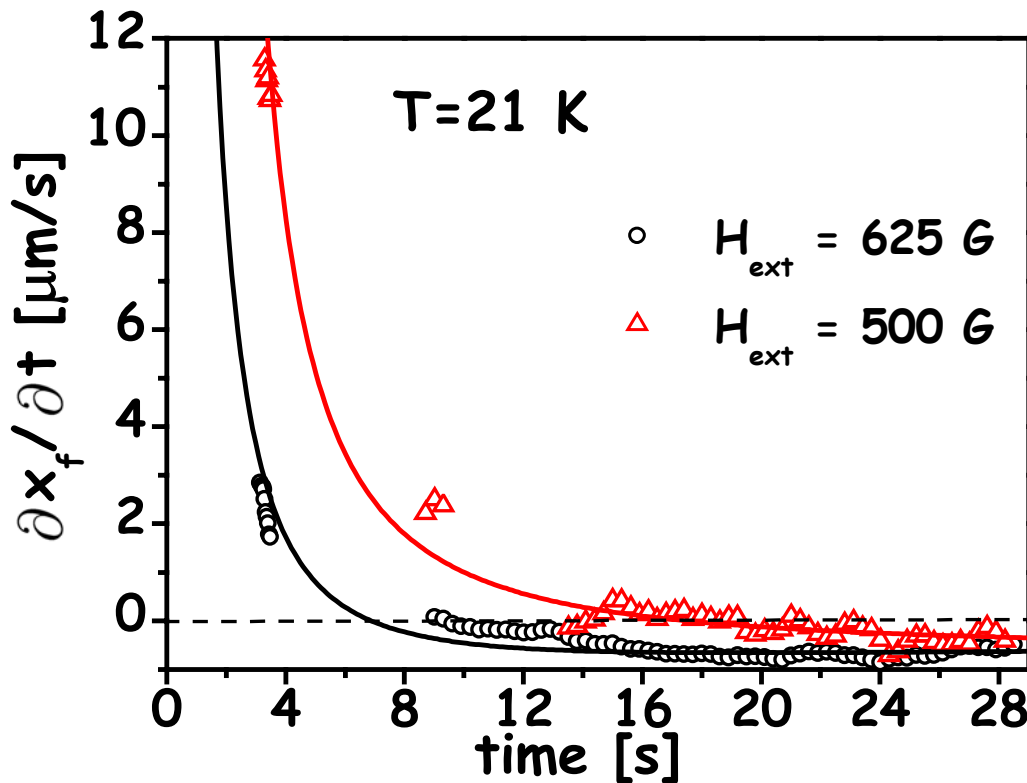




איור V-1. מהירות השבר כפונקציה של הזמן בקצבי סריקה שונים ב- 23 קלווין, עבור ניסוי סריקה שדה בעליה. הקו הרציף מחושב ממשוואה 11 (בהמשך).

**ניסוי ii:** הדינמיקה של השבר בניסויי רלקסציה, שתוארה בהרחבה בפרק III, שונה לחלוטין. בניסויים אלה השבר הראשון הופיע בתוך הדגם והתקדם עם הזמן לכיוון קצהו (ראה איור III-1). תנאי ההתחלה של הניסוי הוא הזרקה מצבים טרנזיינטים לדגם כולו, והסיבה לתנועה היא הגידול של הפאזה המסודרת, המתחיל באינדוקציות נמוכות [75]. השבר מתחיל את תנועתו במהירות גדולה ומאט עד למהירות אפס, כפי שמוצג באיור V-2 עבור שדות חיצוניים של 500 ו-625 גאוס. לאחר שהשבר מגיע למהירות אפס הוא הופך את כיוון תנועתו ומתקדם לעבר מרכז הדגם. שינוי זה בכיוון תנועת השבר הוא תוצאה של התחרות בין קצב הרפיית המצבים הטרנזיינטים לקצב הזרקתם משפת הדגם. בניסוי זה, לאחר הזרקה מצבים טרנזיינטים לדגם כולו, השדה החיצוני מוחזק קבוע, והמצבים הטרנזיינטים מתרפים. עם זאת, מצבים לא מסודרים ממשיכים להכנס משפת הדגם במהלך הניסוי בשל זחילת השטף המגנטית. באינדוקציות נמוכות קצב ההרפייה גדול ולכן תנועת השבר מבטאת את גידול הפאזה המסודרת. באינדוקציות המתקרבות ל-

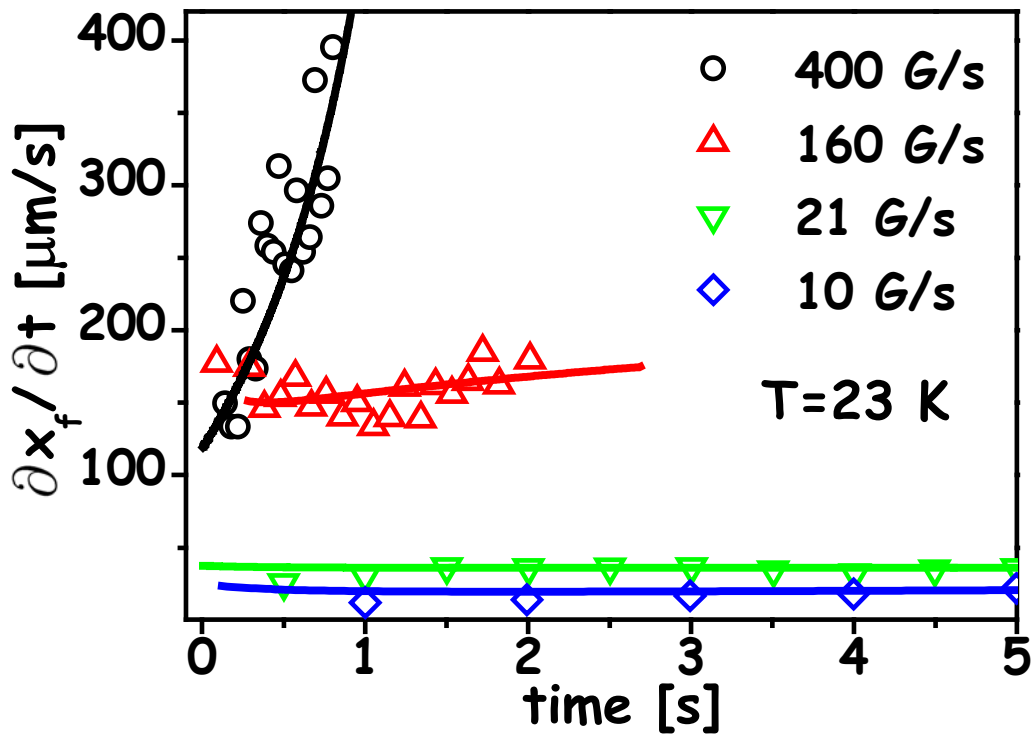
$B_{od}$  קצב ההרפיה קטן, וקצב ההזרקה של מצבים טרנזיינטיים כתוצאה מזחילת השטף משתווה לו ואף גובר עליו. כאשר הקצבים שווים, מהירות השבר מתאפסת, ולאחר מכן קצב ההזרקה גדול מקצב ההרפיה ולכן השבר משנה את כיוון תנועתו.



איור 2-V. מהירות השבר כפונקציה של הזמן בשדות חיצוניים שונים ב-21 קלווין, עבור ניסוי רלקסציה בשדה חיצוני קבוע. הקו הרציף מחושב ממשוואה 13 (בהמשך).

### ניסוי iii: ניסויי סריקת שדה בירידה (FSD) עוקבים אחרי ההרפיה של מצבים

טרנזיינטיים שנוצרו על ידי גרירה של הפאזה הלא מסודרת אל מתחת ל- $B_{od}$  (supercooling) [23, 73, 78]. בניסויים אלה השבר מופיע לראשונה ליד קצה הדגם ומתקדם לכיוון המרכז עם הזמן, ראה איור 12-IV. בניגוד לתוצאות ניסוי (i), השבר מופיע תמיד באותה אינדוקציה, כמעט ללא תלות במקום. בדומה לניסוי (i), אינדוקצית השבר מושפעת משינוי קצב סריקת השדה ומשינוי טמפרטורה (כמוצג באיור 14-IV ואיור 15-IV). איור 3-V מתאר את מהירות השבר כפונקציה של הזמן בקצבי סריקה שונים ב-23 קלווין.



איור 3-V. מהירות השבר כפונקציה של הזמן בקצבי סריקה שונים ב- 23 קלווין, עבור ניסוי סריקת שדה בירידה. הקו הרציף מחושב ממשוואה 22 (בהמשך).

## 2.V ניתוח תיאורטי

בניסויים שתוארו לעיל ראינו סוגים שונים של התנהגות שהציגו המצבים הטרנזיינטיים. הדינמיקה של המצבים הטרנזיינטיים תלויה בסוג הניסוי, בקצב הסריקה של השדה החיצוני, בערך האינדוקציה בשבר, בטמפרטורה ובזמן. ננסה לנתח את ההתנהגויות השונות במונחים של תחרות בין שני התהליכים שהזכרנו: יצירה והרפיה של מצבים טרנזיינטיים. הפרמטר בעל התפקיד החשוב ביותר באנליזה זו הוא זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים,  $\tau$ . כאשר אנו מגדירים את  $\tau$  אנו מתייחסים לניסויי רלקסציה שתוארו בפרק III. שם הגדרנו את זמן החיים כזמן שנדרש למצבים טרנזיינטיים שנוצרו באינדוקציה מסוימת להרפות. את ערכו של  $\tau$  מדדנו ישירות מהגבול השמאלי של האזור האפור באיור III-6. באופן מעשי, כל נקודה על הגבול השמאלי של אזור המצבים הטרנזיינטיים מבטאת את הרגע בו, בשדה חיצוני מסוים, השבר חצה את נקודת המדידה בדגם. המשמעות היא שבאינדוקציה זו, עד אותו רגע, שרר מצב טרנזיינטי לא-מסודר. אך

החל מהרגע שחזית הגידול של הפאזה המסודרת (השבר) חצתה את מקום המדידה, נמדדת שם פאזה מסודרת. בניתוח התיאורטי שנציג כאן נגדיר את זמן החיים על ידי תנועה זו של השבר.

אנו מניחים שבתחילת הניסוי הדגם כולו מלא מצבים טרנזיינטיים לא מסודרים, שנוצרו על ידי העלאה פתאומית של השדה החיצוני. תהליך ההרפיה מתחיל בזמן  $t=0$ , כאשר פאזה מסודרת מתגרענת במרכז הדגם. תהליך ההרפיה ממשיך עם התקדמות השבר לעבר קצה הדגם [75]. על מנת להבדיל בחישוב בין השינוי בזרם כתוצאה מזחילת השטף ה"רגילה" לבין השינוי בזרם בשל תהליך ההרפיה של מצבים טרנזיינטיים, אנו מניחים שהפאזה המסודרת והלא-מסודרת מאופיינות על ידי צפיפות זרם שאינה תלויה בזמן. צפיפות הזרם בפאזה הלא מסודרת גבוהה יותר, ונסמנה ב-  $j_h$ . צפיפות הזרם הקבועה של הפאזה המסודרת תסומן ב-  $j_l$ ,  $j_h > j_l$ . תאור סכמתי של תהליך הרפיה "טהור" זה מובא באיור 5-V (a). על מנת לבטא את זמן החיים  $\tau(B, T)$  נבחר מקום מסוים בדגם,  $x$  ( $x=0$  בשפת הדגם). במקום זה, בזמן  $t=0$ , האינדוקציה היא  $B(x)$  וצפיפות הזרם  $j_h$ . זמן ההרפיה,  $\tau(B, T)$ , מוגדר כזמן שלוקח לצפיפות הזרם בנקודה  $x$  להפוך ל-  $j_l$ , בעוד האינדוקציה שם נשארת קבועה. לפיכך:

$$\tau(B, T) = t_N + \int_{\frac{d}{2}}^x \frac{dx}{v_f} \quad (1)$$

כאשר  $t_N$  הוא זמן הגירעון של הפאזה המסודרת במרכז הדגם,  $v_f(B, T)$  היא מהירות השבר בשדה חיצוני קבוע ו-  $j_h$  ו-  $j_l$  קבועים (אין הזרקה של מצבים טרנזיינטיים כתוצאה מזחילת שטף אלא תהליך הרפיה בלבד),  $d/2$  הוא מרכז הדגם, בו מתרחש הגירעון של הפאזה המסודרת [118]. בהגדרה זו אנו מניחים ש-  $t_N$  הוא  $\tau$  של  $B$  במרכז הדגם.

ממשוואה 1, המתייחסת למדידות רלקסציה (ניסוי ii), ניתן להסיק את התנהגותו האיכותית של  $\tau(B)$ : באינדוקציות נמוכות מאוד מ-  $B_{od}$  מהירות השבר,  $v_f$ , היא גבוהה [75],

מה שגורר  $\tau$  קטן. באינדוקציות המתקרבות ל-  $v_f B_{od}$  יורד ולכן  $\tau$  עולה. בתחום האינדוקציות הסמוך ממש ל-  $v_f, B_{od}$  הולך לאפס, ולכן  $\tau$  הולך לאינסוף. בסעיפים הבאים ננתח את הדינמיקה של השבר בשלשת הניסויים שתוארו קודם ונראה כיצד אפשר לחלץ את  $\tau$  מכל אחד מהם [58].

## V. 2. 1. ניסויי סריקת שדה בעליה (FSU)

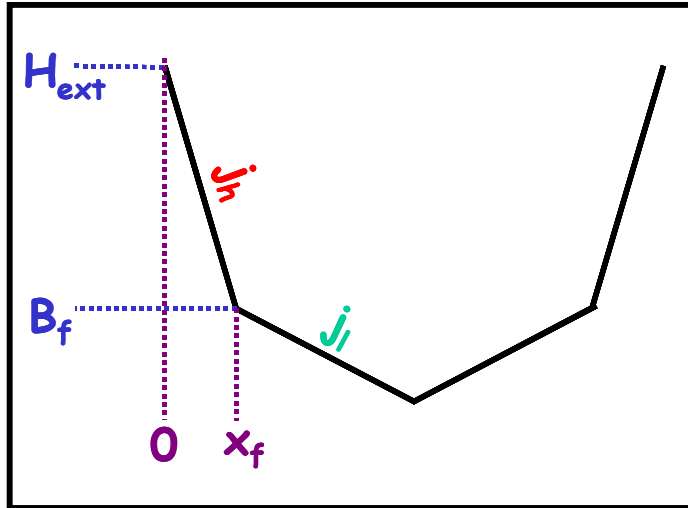
בניסוי זה, מצבים טרנזיינטיים מוזרקים אל תוך הדגם, דרך השפה, במשך כל הניסוי, גם על ידי הרמת השדה החיצוני וגם על ידי זחילת שטף (המתרחשת גם בשדה קבוע). תוך כדי ההזרקה מתרחש גם תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים. תחרות זו בין יצירה והרפיה של מצבים טרנזיינטיים קובעת את מיקום השבר,  $x_f$ . פורמלית, במסגרת מודל המצב הקריטי אפשר לתאר את  $x_f$  כפונקציה של שלשה פרמטרים בלתי תלויים<sup>††</sup>:  
 השדה המגנטי החיצוני,  $H_{ext}$ , צפיפות הזרם,  $j_h$ , והאינדוקציה בשבר,  $B_f$ :

$$x_f = \frac{H_{ext} - B_f}{j_h} \quad (2)$$

קשר זה מתואר בצורה סכמתית באיור V-4. בפרק זה, על מנת לפשט את החישובים,  $x=0$  הוא בקצה השמאלי של הדגם ולא במרכזו כמו בפרקים III ו-IV.

---

<sup>††</sup> יש לציין שהמדידות שהוצגו בפרקים הקודמים התבצעו בגאומטריה בה השדה המגנטי ניצב לפני הדגם (platelet), ואילו המודל המוצג כאן נבנה עבור גאומטריה בה השדה המגנטי מקביל למשטח אינסופי (slab). ברור לנו שתאור מדויק של המתרחש בדגם צריך להתחשב באפקטים של דה-מגנטיזציה, אבל אפקטים אלה אינם צפויים לשנות את התמונה הפיזיקלית של התחרות בין יצירת המצבים הטרנזיינטיים בדגם לבין הרפייתם. ברור שאפקטים של דה-מגנטיזציה לא ישפיעו על תהליך ההרפיה, הנשלט על ידי זמן החיים  $\tau(B)$ , ובתהליך ההזרקה התפקיד של  $dH_{ext}/dt$  ימולא על ידי  $dB_{edge}/dt$ . כפי שנראה בהמשך, מודל זה אכן מתאר בצורה טובה את דינמיקת השבר,  $\partial x_f / \partial t$ .



איור 4-V. פרופיל אופייני לניסוי עלית שדה, המתאר את הקשר בין  $x_f$  ל-  $H_{ext}$ ,  $j_h$  ו-  $B_f$ .

על ידי קשר זה בין  $x_f$  ל-  $H_{ext}$ ,  $j_h$  ו-  $B_f$ , נוכל לבטא את מהירות התקדמות השבר על

ידי נגזרת של  $x_f$  לפי הזמן בצורה הבאה:

$$\frac{\partial x_f}{\partial t} = \frac{1}{j_h} \frac{dH_{ext}}{dt} - \frac{H_{ext} - B_f}{j_h^2} \left( \frac{\partial j_h}{\partial t} \right)_{H_{ext}, B_f} - \frac{1}{j_h} \left( \frac{\partial B_f}{\partial t} \right)_{H_{ext}, j_h} \quad (3)$$

לפי משוואה 1:

$$\left( \frac{\partial B_f}{\partial t} \right)_{H_{ext}, j_h} = \left( \frac{\partial B_f}{\partial x_f} \right) \left( \frac{\partial x_f}{\partial t} \right)_{H_{ext}, j_h} = j_h v_f = \frac{1}{(\partial \tau / \partial B)_{B=B_f}} \quad (4)$$

נציב את משוואה 4 בתוך 3 לקבלת:

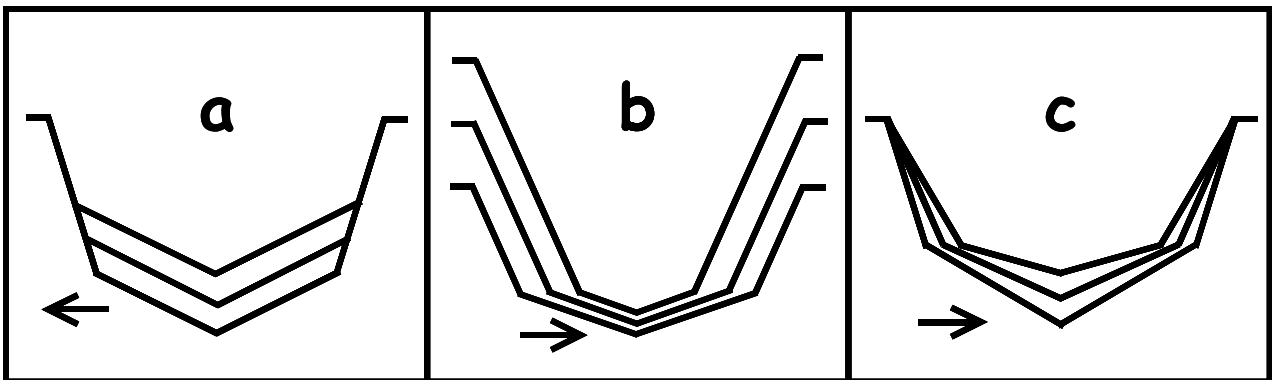
$$\frac{\partial x_f}{\partial t} = \frac{1}{j_h} \frac{dH_{ext}}{dt} - x_f \frac{\partial}{\partial t} (\ln j_h) - \frac{1}{j_h} \frac{1}{(\partial \tau / \partial B)_{B=B_f}} \quad (5)$$

משוואה זו מתארת את הדינמיקה של השבר בניסויי FSU. כל איבר במשוואה זו מייצג "כח" מניע אחר בתחרות בין היצירה להרפיה של המצבים הטרנזיינטיים: האיבר הראשון בצד הימני של המשוואה מתאר הזרקה מתמשכת של מצבים טרנזיינטיים כתוצאה מהשינוי של השדה החיצוני. הזרקה זו "דוחפת" את השבר מהקצה אל עבר מרכז הדגם בקצב שנקבע על ידי קצב השינוי של השדה החיצוני. התהליך מתואר באיור 5-V (b) ( $H_{ext}$  משתנה,  $B_f$  ו-  $j_h$  נשארים קבועים). האיבר השני בצד ימין של משוואה 5 מתאר הזרקה איטית של מצבים

טרנזיינטים משפת הדגם, הנגרמת על ידי זחילת שטף. רלקסציה כזו מתוארת באיור 5-V

(c), שם  $H_{ext}$  ו-  $B_f$  קבועים, אך  $j_h$  דועך בגלל רלקסציה מגנטית. יש לציין ש-  $\frac{\partial}{\partial t}(\ln j_h)$

שלילי ולכן ההזרקה הנגרמת על ידי זחילת השטף "דוחפת" גם היא את השבר לכיוון מרכז הדגם. האיבר השלישי מתאר את תהליך ההרפיה, אשר דוחף את השבר בכיוון ההפוך, לעבר קצה הדגם. התהליך מתואר באופן סכמתי באיור 5-V (a).



איור 5-V. תאור סכמטי של השפעת הגורמים השונים על תנועת השבר. בכל תמונה משנים פרמטר אחד כאשר השניים האחרים מקובעים: (a) משתנה  $B_f$  (b) משתנה  $H_{ext}$  (c) משתנה  $j_h$  משתנה.

התחרות בין שלשת האיברים הללו קובעת את הדינמיקה של השבר. בהתחלה, כש-  $H_{ext}$  מתחיל לעלות מאפס, האינדוקציות נמוכות מאוד (רחוקות מאוד מ-  $B_{od}$ ), ולכן  $\frac{\partial \tau}{\partial B}$  קטן (ראה עקום  $\tau(B)$  המוצג באיור 7-III ובהמשך באיור 8-V). כתוצאה מכך איבר ההרפיה (האיבר השלישי בצד ימין של משוואה 5) שולט, והמצבים הטרנזיינטים אינם חודרים לדגם, כלומר השבר "תקוע" בקצהו. כאשר  $H_{ext}$  עולה, האינדוקציה בקצה גדלה לעבר  $B_{od}$ , ולכן איבר ההרפיה נעשה פחות ופחות חשוב. הסיבה לכך היא ש-  $\tau$  ו-  $\frac{\partial \tau}{\partial B}$  גדלים מונוטונית עד שהם מתבדרים כש-  $B$  שואף ל-  $B_{od}$ . לכן השבר מתחיל את מסעו מקצה הדגם אל עבר המרכז במהירות אפס, ומאיץ עם הזמן לעבר מהירות סופית שנקבעת על ידי קצב השינוי של השדה החיצוני. התנהגות זו של מהירות השבר מודגמת באיור 6-V בהמשך.

נסמן ב- $B_{f0}$  את האינדוקציה של השבר הראשון שזוהה בדגם. עבור רגע זה ניתן להציב במשוואה 5 את  $\partial x_f / \partial t = 0$ , שכן השבר מתחיל את מסעו במהירות אפס, ואת  $x_f \approx 0$  (השבר בקצה). מקבלים:

$$\left( \frac{\partial \tau}{\partial B} \right)_{B=B_{f0}} = \frac{1}{dH_{\text{ext}}/dt} \quad (6)$$

כלומר, אם נמדוד את  $B_{f0}$  עבור קצבי סריקה שונים של השדה החיצוני נוכל לקבל את  $\partial \tau / \partial B$  כפונקציה של  $B$ , ועל ידי אינטגרציה פשוטה למצוא את  $\tau(B)$ :

$$\tau(B) = \int_0^B \frac{\partial \tau}{\partial B} dB \quad (7)$$

מאחר ו- $\partial \tau / \partial B$  גדל מונוטונית כשמתקרבים ל- $B_{\text{od}}$ , ניתן להסיק ממשוואה 6 ש- $B_{f0}$  נמוך מושג על ידי  $dH_{\text{ext}}/dt$  גבוה. אבחנה זו תואמת לחלוטין לתוצאות הניסיוניות. בפרק IV ראינו שהגדלת קצב הסריקה גרמה להופעת השבר בדגם כבר באינדוקציה נמוכה יותר (ניתן לראות זאת באיור 9-IV).

התלות בזמן של  $B_f$  ניתנת לביטוי מתוך משוואה 5 כיון ש- $B_f$  ו- $x_f$  קשורים זה לזה דרך משוואה 2:

$$B_f = H_{\text{ext}} - j_h x_f \quad (8)$$

לכן:

$$\frac{\partial B_f}{\partial t} = \frac{dH_{\text{ext}}}{dt} - x_f \frac{\partial j_h}{\partial t} - j_h \frac{\partial x_f}{\partial t} \quad (9)$$

כאשר השבר מופיע לראשונה בקצה הדגם,  $x_f \approx 0$  ו- $\frac{\partial x_f}{\partial t} = 0$ . לכן,  $B_f(t) \cdot \frac{\partial B_f}{\partial t} = \frac{dH_{\text{ext}}}{dt}$ . מתחיל לעלות בקצב השווה לקצב השינוי של השדה החיצוני (זוהי מסקנה הגיונית שכן הפרופיל בקצהו "מחובר" לשדה החיצוני). האיבר השני במשוואה 9,  $-x_f \frac{\partial j_h}{\partial t}$ , תורם גם



הוא לעליה של  $\partial B_f / \partial t$  עם הזמן. עם זאת, עבור קצבי סריקת שדה גבוהים מספיק,

התרומה שלו היא זניחה. התרומה של האיבר השלישי,  $-j_h \frac{\partial x_f}{\partial t}$ , משמעותית הרבה יותר

והיא גורמת לירידה מתמשכת ב-  $\partial B_f / \partial t$  עד לאפס.  $B_f$  מפסיק להשתנות עם הזמן כאשר

$\partial x_f / \partial t$  מגיע לערכו הסופי,  $\frac{1}{j_h} \frac{dH_{ext}}{dt}$ , ומבטל את האיבר הראשון במשוואה 9. מכאן,

שההאצה של  $x_f$  מיתרגמת להאטה של  $\partial B_f / \partial t$  עם הזמן. כאשר מזניחים את הזרקת

השטף כתוצאה מרלקסציה,  $\partial B_f / \partial t = 0$  ב-  $B_f = B_{od}$ . בדגמים קטנים בהם  $x_f$  נעלם במרכז

הדגם לפני שהשבר מגיע למהירותו המקסימלית, גם  $B_f$  נעלם לפני שמגיע לערך הרוויה

שלו,  $B_{od}$ . במקרה זה, הערך הסופי של  $B_f$  יהיה  $H_{ext} - j_h \frac{d}{dt}$ .

ניתן לקבל ביטוי אנליטי עבור  $\partial x_f / \partial t$  ו-  $\partial B_f / \partial t$  מתוך משוואה 5, על ידי הצבת

הביטוי הניסיוני שהוצג בפרק III עבור  $\tau(B)$ :

$$\tau = \frac{\tau_0}{\left(1 - \frac{B}{B_{od}}\right)^\gamma} \quad (10)$$

אנו מזניחים את זחילת השטף ומקבלים:

$$\left. \frac{\partial x_f}{\partial t} \right|_{UP} = \frac{1}{j_h} \frac{dH_{ext}}{dt} \left( 1 - \left( \frac{B_{od} - B_{f0}}{\gamma \frac{dH_{ext}}{dt} t + B_{od} - B_{f0}} \right)^{1 + \frac{1}{\gamma}} \right) \quad (11)$$

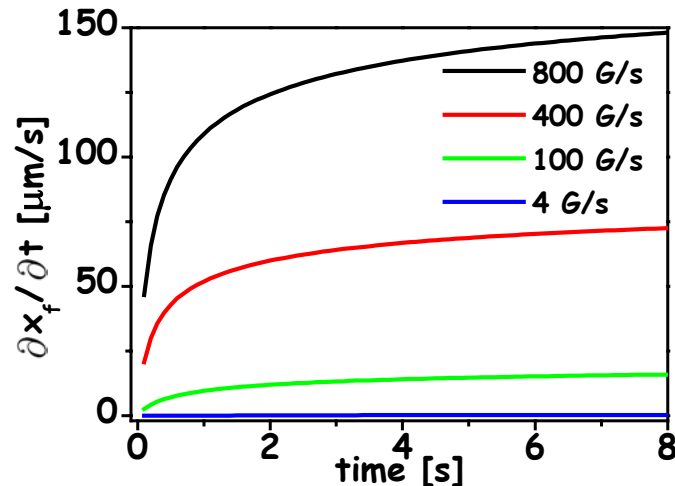
$$\left. \frac{\partial B_f}{\partial t} \right|_{UP} = \frac{dH_{ext}}{dt} \left( \frac{B_{od} - B_{f0}}{\gamma \frac{dH_{ext}}{dt} t + B_{od} - B_{f0}} \right)^{1 + \frac{1}{\gamma}} \quad (12)$$

נדגים שימוש בביטויים אלה על מהירות השבר,  $\partial x_f / \partial t$ . איור 6-V מציג את  $\partial x_f / \partial t$  עבור

קצבי סריקה שונים כפי שחושבה על ידי משוואה 11, עבור ערכי  $j_h$ ,  $B_{od}$ ,  $B_{f0}$  ו-  $dH_{ext}/dt$ .

אופייניים לניסוי (4 A/cm<sup>2</sup>, 300-400 G, 430 G, ו- 4-800 G/s בהתאמה). כפי שניתן לראות,

מתקבלת האצה של מהירות השבר מאפס אל עבר מהירות סופית, כפי שנצפה תאורטית ובהתאמה מלאה לתוצאות הניסיוניות באיור V-1. כמו כן, ניתן לצפות שבדגמים קטנים מספיק,  $x_f$  יגיע למרכז הדגם ויעלם עוד לפני שהגיע למהירות הקבועה הסופית.



איור V-6. עבור קצבי סריקה שונים כפי שצויר מתוך משוואה 11 תוך שימוש בערכי  $B_{fo}$ ,  $j_h$  ו- $B_{od}$ ,  $dH_{ext}/dt$  אופייניים לניסוי.

## V. 2. 2. ניסויי רלקסציה בשדה חיצוני קבוע

עבור  $H_{ext}$  קבוע, משוואות 5 ו-9 מקבלות את הצורה:

$$\frac{\partial x_f}{\partial t} = -x_f \frac{\partial}{\partial t} (\ln j_h) - \frac{1}{j_h} \frac{1}{(\partial \tau / \partial B)_{B=B_f}} \quad (13)$$

-1

$$\frac{\partial B_f}{\partial t} = -x_f \frac{\partial j_h}{\partial t} - j_h \frac{\partial x_f}{\partial t} \quad (14)$$

בהעדר הזרקה בגלל שינוי של השדה החיצוני, האיבר המבטא הזרקה בגלל רלקסציה מגנטית הופך להיות משמעותי. לכן, לא ניתן להזניח את האיברים  $-x_f \frac{\partial j_h}{\partial t}$  ו- $-x_f \frac{\partial}{\partial t} (\ln j_h)$  מתוך משוואות 13 ו-14 בהתאמה. גם כאן נזהה שני תהליכים מתחרים: הזרקה של מצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים בשל הרלקסציה המגנטית, הדוחפת את השבר לעבר מרכז הדגם, ולעומתה הרפית המצבים הטרנזיינטיים, הדוחפת את השבר לעבר קצה

הדגם. כלומר, שני התהליכים דוחפים את  $x_f$  לכוונים מנוגדים והתחרות ביניהם תקבע את כוון תנועתו. לגבי  $B_f$ , ניתן לראות ששני התהליכים פועלים לאותו כוון – שניהם מגדילים את ערכו של  $B_f$  עם הזמן, ( $\partial j_h / \partial t$  הוא שלילי, וגם  $\partial x_f / \partial t$  שלילי בתחילת הניסוי, שכן השבר מתחיל במרכז ויוצא החוצה).

בהנחה שבתחילת הניסוי  $x_f = d/2$  ו- $B_f$  נמוך מאוד לעומת  $B_{od}$ , האיבר השני בצד ימין של משוואה 13 (האיבר המבטא את ההרפיה), שולט. לכן השבר מתחיל את מסעו ממרכז

הדגם לכוון הקצה במהירות מקסימלית הניתנת על ידי  $-\frac{1}{j_h} \frac{1}{(\partial \tau / \partial B)_{B=B_f}}$ . כאשר  $x_f$  זז לכוון

הקצה  $B_f$  עולה, ולכן  $(\partial \tau / \partial B)_{B_f}$  גדל. דהיינו קצב ההרפיה מאט, ו- $x_f$  מאט למהירות אפס.

אם היינו מדברים על מצב של הרפיה "טהורה", ללא איבר של הזרקה מרלקסציה (ללא האבר הראשון במשוואה 13), השבר היה מגיע למהירות אפס כאשר  $B_f = B_{od}$ . אבל ככל

שמתקרבים ל- $B_{od}$  איבר ההרפיה נעשה קטן לעומת איבר ההזרקה, ו- $\partial x_f / \partial t = 0$  מתרחש באינדוקציה כלשהי,  $B_{fm}$ , שבה האיברים משתווים.  $B_{fm}$ , האינדוקציה בה השבר נעצר (הופך את כוון תנועתו) ניתנת לביטוי על ידי השוויון:

$$-x_f \frac{\partial}{\partial t} (\ln j_h) = \frac{1}{j_h} \frac{1}{(\partial \tau / \partial B)_{B=B_{fm}}} \quad (15)$$

כפי שהסברנו בפרק III, אינדוקציה זו מופיעה כגבול הימני של האזור האפור באיור 6-III.

כאשר התנאי במשוואה 15 מתקיים,  $B_f$  ממשיך לעלות מעל  $B_{fm}$  בקצב של  $-x_f \frac{\partial j_h}{\partial t}$

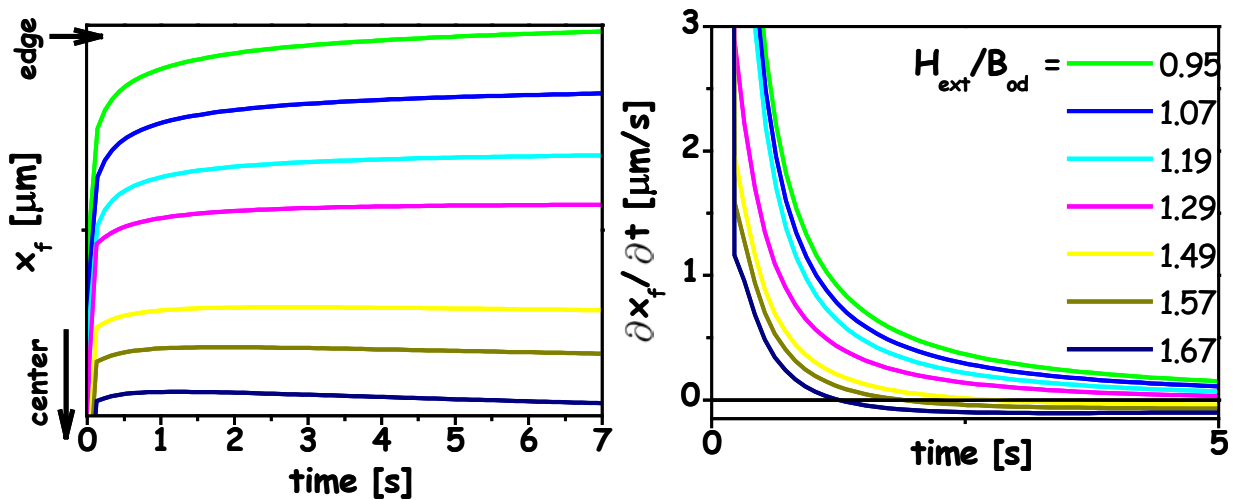
כתוצאה מהרלקסציה (ראה משוואה 11). עבור  $B_f$  הגדול מ- $B_{fm}$  השבר הופך את כוון תנועתו ומתקדם לכוון מרכז הדגם.

נציג תוצאות של פתרון נומרי של משוואה 13 המתארת את  $x_f(t)$  ואת  $v_f(t)$  עבור

רלקסציה לשדות שונים. במשוואה 13 הוצב הביטוי הניסיוני עבור  $\tau(B)$  (משוואה 10).

השתמשנו בפרמטרים שהתקבלו מהניסיון:  $B_{od} = 420 \text{ G}$ ,  $j_h = 28 - 22 \ln \left( \frac{t}{0.0015} + 1 \right)$ ,

$\gamma = 2.6$ . הפתרון חושב עבור הפעלת שדות חיצוניים שונים בין  $0.5B_{od}$  ל-  $2.5B_{od}$ . באיור 7-V ניתן לראות את השבר יוצא ונכנס, ואת המהירות משנה כוון.



איור 7-V. פתרון נומרי של משוואה 13 המתארת את  $x_f(t)$  ואת  $\partial x_f / \partial t(t)$  עבור רלקסציה לשדות שונים.

באיור 2-V מוצגות התוצאות הניסיוניות עבור מהירות השבר כפונקציה של הזמן בשני שדות חיצוניים מייצגים (500 ו- 625 גאוס). ניתן לראות שאכן השבר מתחיל את תנועתו במהירות גדולה, מאט לאפס ולאחר מכן הופך את כוון תנועתו. כיון שבניסוי זה התהליך הדומיננטי הוא תהליך ההרפיה, ניתן למדוד ממנו בצורה ישירה את זמן החיים  $\tau(B)$ , כפי שתואר בפרק III. כפי שהוסבר בסעיף זה, הקרוב שביצענו לתהליך הרפיה "טהור" נכון עד לשדות קרובים מספיק ל-  $B_{od}$  כך שתהליך ההרפיה בהם איטי וההזרקה כתוצאה מרלקסציה נעשית משמעותית.

### 3.2.V ניסויי סריקת שדה בירידה (FSD)

ההבדל העיקרי בין ניסוי סריקת שדה בירידה לניסוי סריקת שדה בעליה הוא מקורם של המצבים הטרנזיינטיים בדגם. בשונה מ-FSU, בניסוי FSD המצבים הטרנזיינטיים אינם מוזרקים מקצות הדגם, אלא מיוצרים על ידי גרירה (supercooling) [23, 73, 78] של הפאזה הלא-מסודרת שהיתה בדגם לפני תחילת הניסוי אל מתחת לשדה מעבר הפאזה.

בזמן  $t=0$ , מתחילים להוריד את השדה החיצוני בקצב קבוע, מערך התחלתי  $H_m$ .  $H_m$  גבוה מספיק כך שבתחילת הניסוי כל הפרופיל נמצא מעל  $B_{od}$ , כלומר בפאזה הלא-מסודרת. הביטוי לשדה החיצוני הוא:

$$H_{ext}(t) = H_m - \left| \frac{dH_{ext}}{dt} \right| t \quad (16)$$

כל פרופיל האינדוקציה נשאר בפאזה תרמודינאמית לא-מסודרת על לזמן  $t_{od}$  שבו האינדוקציה בקצות הפרופיל מגיעה ל-  $B_{od}$ .

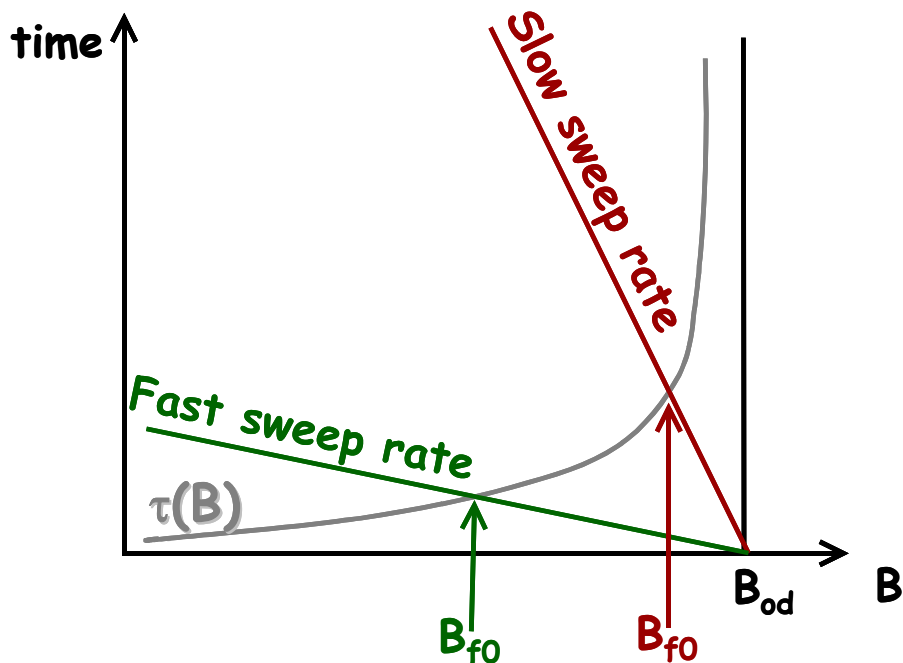
$$t_{od} = \frac{H_m - B_{od}}{\left| dH_{ext}/dt \right|} \quad (17)$$

עבור  $t > t_{od}$ , מצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים מופיעים ליד קצה הדגם. ככל שהשדה החיצוני יורד וגורר איתו את הפרופיל, ניתן למצוא מצבים טרנזיינטיים עמוק יותר בתוך הדגם. במקביל, מתרחש תהליך ההרפיה של המצבים הללו. בניגוד לניסויי רלקסציה בשדה קבוע, שם ההרפיה התחילה במרכז הדגם, תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים מתחיל בקצה הדגם. הסיבה היא שבקצה הדגם האינדוקציה היא מינימלית, ולפיכך זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים הוא הקצר ביותר. ברור שמצבים טרנזיינטיים שנוצרו בקצה הדגם מיד לאחר  $t_{od}$  צריכים אינסוף זמן כדי להתרפות. אבל כאשר השדה החיצוני מורד, האינדוקציה בקצה נגררת לערכים נמוכים יותר ויותר, וזמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים שם קטן. לכן, בזמן מסוים  $t_{f0} > t_{od}$ , האינדוקציה בקצה יורדת ל-  $B_{f0}(t) = B_{od} - \left| \frac{dH_{ext}}{dt} \right| (t_{f0} - t_{od})$ . באינדוקציה זו המצבים הטרנזיינטיים מתרפים, ומופיע שבר בקצה הדגם. זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים הוא  $\tau(B_{f0})$ , וניתן כך לקשר בין זמן החיים ב-  $B_{f0}$  לבין קצב הסריקה של השדה:

$$\tau(B_{f0}) = t_{f0} - t_{od} = \frac{B_{od} - B_{f0}}{\left| dH_{ext}/dt \right|} \quad (18)$$

תנאי זה מזהה את  $B_{f0}$  כנקודת המפגש בין הקו הישר  $\frac{B_{od} - B}{|dH_{ext}/dt|}$  המצויר כפונקציה של  $B$

לבין העקום  $\tau(B)$ . ראה תאור סכמתי באיור 8-V.

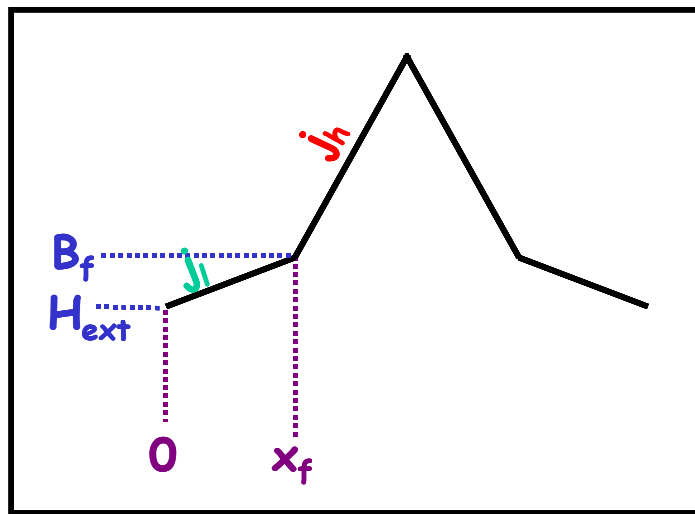


איור 8-V. זיהוי  $B_{f0}$  של קצב סריקה מסוים כנקודת המפגש בין הקו הישר המגדיר את אופן הורדת השדה החיצוני לבין העקום  $\tau(B)$ .

מצורתו של  $\tau(B)$  ברור שכאשר משתמשים בקצבי סריקה גבוהים יותר,  $B_{f0}$  יהיה נמוך יותר. אבחנה זו מתאימה למה שנצפה בניסיון, ראה איור 14-IV. כמו כן, ברור שעקומות  $\tau(B)$  שונות, למשל בטמפרטורות שונות, יתנו  $B_{f0}$  אחר לאותו קצב סריקה. גם תוצאה זו תואמת את מה שנצפה בניסוי (ראה איור 15-IV).

על בסיס משוואה 18 אפשר למדוד את  $\tau(B)$  על ידי מדידת  $B_{f0}$  בקצבי סריקה שונים. אבל חשוב לזכור ששיטה זו מוגבלת על ידי הצורך לדעת מראש את  $B_{od}$ . כפי שהוסבר בפרק III, וכפי שנראה בהמשך פרק זה, את  $B_{od}$  אנו מוצאים מתוך  $\tau(B)$  ולא להפך. בשיטה זו למציאת  $\tau(B)$  נשתמש לשם השוואה בין זמני החיים הנמדדים בשיטות שונות, ואילו שתי השיטות האחרות שהוצגו עבור מדידת  $\tau$  הן השיטות שניישם בפועל עבור אפיון דגמים חדשים.

להשוואת זמן החיים המחושב מניסויי FSD עם זה המחושב מניסויי FSU או ניסויי רלקסציה יש חשיבות מרובה, שכן המקור של המצבים הטרנזיינטיים שונה. בניסויי FSD המצבים הטרנזיינטיים נוצרים על ידי גרירה (supercooling) של הפאזה הלא-מסודרת [23], ואילו בשני הניסויים האחרים המצבים נוצרים על ידי הזרקה דרך מחסומי שפה לא הומוגניים [71, 72]. כפי שראינו, זמן החיים הוא הפרמטר המאפיין את המצבים הטרנזיינטיים, ולכן בעזרתו נוכל לגלות האם קיים הבדל באופי המצבים הנוצרים בכל אחת מהצורות. בהמשך הפרק נענה על שאלה זו.



איור 9-V. הקשר בין  $x_f$  לקצב סריקת השדה, האינדוקציה בשבר, וצפיפות הזרם, בניסוי סריקת שדה בירידה.

מרגע שהשבר מופיע בקצה הדגם, הדינמיקה שלו (התנהגות  $x_f$  ו-  $B_f$  עם הזמן) ניתנת לניתוח באותה צורה בה ניתחנו בסריקת שדה עולה, כאשר הפעם הקשר בין  $x_f$  לקצב סריקת השדה, האינדוקציה בשבר, וצפיפות הזרם ניתן על ידי (ראה איור 9-V):

$$x_f = \frac{B_f - H_{ext}}{j_l} \quad (19)$$

על פי אותם שיקולים שננקטו בניתוח סריקת שדה בעליה מקבלים:

$$\frac{\partial x_f}{\partial t} = -\frac{1}{j_l} \frac{dB_f}{dt} - x_f \frac{\partial (\ln j_l)}{\partial t} - \frac{1}{j_l} \frac{1}{(\partial \tau / \partial B)_{B=B_f}} \quad (20)$$

$$\frac{\partial B_f}{\partial t} = \frac{dH_{\text{ext}}}{dt} + x_f \frac{\partial j_l}{\partial t} + j_l \frac{\partial x_f}{\partial t} \quad (21)$$

מעניין לראות שבניתוח תנועת  $x_f$ , שלשת הגורמים (השינוי בשדה החיצוני, הרלקסציה והרפית המצבים הטרנזיינטיים) דוחפים את  $x_f$  לעבר מרכז הדגם. בניגוד לכך, הדינמיקה של  $B_f$  נקבעת על ידי תחרות: השינוי ב- $B_f$  והרלקסציה דוחפים את  $B_f$  למטה ( $dH_{\text{ext}}/dt < 0$  וגם  $\partial j_l/\partial t < 0$ ), בעוד שתהליך ההרפיה דוחף את  $B_f$  למעלה ( $\partial x_f/\partial t > 0$ ). מסיבה זו, היחס בין השינוי של  $x_f$  בזמן לבין השינוי של  $B_f$  בזמן בניסוי זה, גדול בהרבה מאשר היה בניסוי FSU. הבדל זה מספק הסבר להבדל האיכותי בין תוצאות הניסויים, השווה איור 12-IV לאיור 1-IV. התוצאות מראות באופן בולט, שבניסוי FSD,  $B_f$  כמעט קבוע.

בדומה ל-FSU גם כאן עבור FSD ניתן, בהזנחת הרלקסציה, לחלץ את  $\partial x_f/\partial t$  ו-

$\partial B_f/\partial t$  ממשוואות 10 ו-19-21. מתקבלים הביטויים הבאים:

$$\left. \frac{\partial x_f}{\partial t} \right|_{\text{DOWN}} = \frac{1}{j_l} \left. \frac{dH_{\text{ext}}}{dt} \right| \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \left( \frac{B_{\text{od}} - B_{f0}}{\left. \frac{dH_{\text{ext}}}{dt} \right| t + B_{\text{od}} - B_{f0}} \right)^{1+\frac{1}{\gamma}} \right) \quad (22)$$

$$\left. \frac{\partial B_f}{\partial t} \right|_{\text{DOWN}} = \left. \frac{dH_{\text{ext}}}{dt} \right| \frac{1}{\gamma} \left( \frac{B_{\text{od}} - B_{f0}}{\left. \frac{dH_{\text{ext}}}{dt} \right| t + B_{\text{od}} - B_{f0}} \right)^{1+\frac{1}{\gamma}} \quad (23)$$

בפרק הדיון נדגים, על ידי הצבה בביטויים ל- $\partial x_f/\partial t$  ול- $\partial B_f/\partial t$  עבור FSU ו-FSD,

שאכן תחום השינוי של  $B_f$  במהלך מסע השבר מקצה הדגם למרכז בניסוי FSU קטן מאשר ב-FSD. חילוק של משוואה 7 ב-21 נותן גודל חיובי שתמיד גדול מ-1 ומראה בברור שמהירות השבר בניסוי FSD תמיד גדולה מאשר בניסוי FSU. יש לציין שהתחשבות באיבר הרלקסציה בניסוי FSD תגדיל את מהירות השבר (שכן  $B_f$  יורד,  $(\partial \tau/\partial B)_{B_f}$  קטן, והאיבר השלישי במשוואה 17 גדל). גידול במהירות השבר גורם להקטנה נוספת ב- $\partial B_f/\partial t$ . ואכן



בניסוי מתקבל שתחום  $B_f$  בניסוי ירדת שדה קטן יותר בקצבי סריקה נמוכים, שם הרלקסציה דומיננטית יותר.

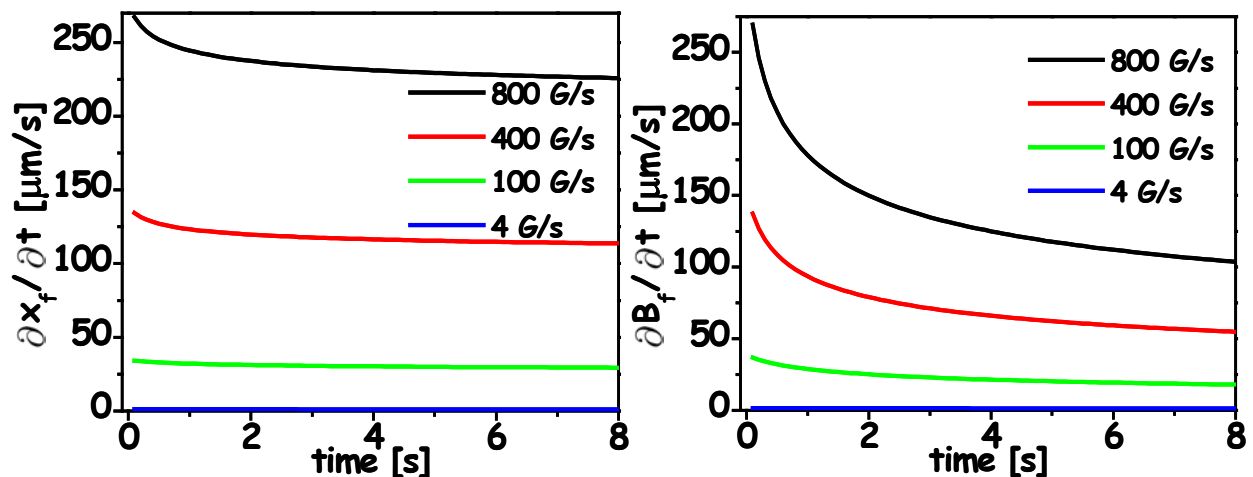
על מנת לעקוב אחרי השינוי של  $x_f$  ו-  $B_f$  עם הזמן, נזניח תחילה את התרומה של הרלקסציה, ונשתמש במשוואות 22 ו- 23. ההזנחה מוצדקת עבור ההופעה הראשונה של השבר בדגם, ב-  $B_{f0}$ , שכן איבר הרלקסציה אינו משפיע ליד הקצה ( $x_f \approx 0$ ). עבור זמן

אפס, נקבל ממשוואה 22:  $\frac{\partial x_f}{\partial t} = \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \frac{1}{j_i} \left| \frac{dH_{ext}}{dt} \right|$ . כלומר, המהירות ההתחלתית של

השבר נקבעת על ידי קצב השינוי של השדה החיצוני, בניגוד לניסוי FSU שם המהירות הסופית של השבר נקבעה על ידי  $dH_{ext}/dt$ . התנהגות של  $\partial x_f/\partial t$  ושל  $\partial B_f/\partial t$  עבור קצבי סריקה שונים מוצגת באיור 10-V. החישוב בוצע על ידי הצבת ערכים אופייניים לניסוי עבור  $dH_{ext}/dt$  ו-  $B_{od}$ ,  $\tau_0$ ,  $\gamma$ ,  $j_i$ ,  $4$ ,  $2.6$ ,  $0.04$  s,  $430$  G, ו-  $4$ - $800$  G/s במשוואות 22 ו- 23. ניתן לראות ש-  $\partial x_f/\partial t$  ממתחיל ממהירות מקסימלית ומאט עד מהירות קבועה,

$\frac{\partial x_f}{\partial t} = \frac{1}{j_i} \left| \frac{dH_{ext}}{dt} \right|$ . ניתן לראות שגם  $\partial B_f/\partial t$  מתחיל ממהירות מקסימלית,  $\frac{\partial B_f}{\partial t} = \frac{1}{\gamma} \left| \frac{dH_{ext}}{dt} \right|$ ,

ומאט עד שיגיע למהירות אפס ב-  $B_{od}$ .

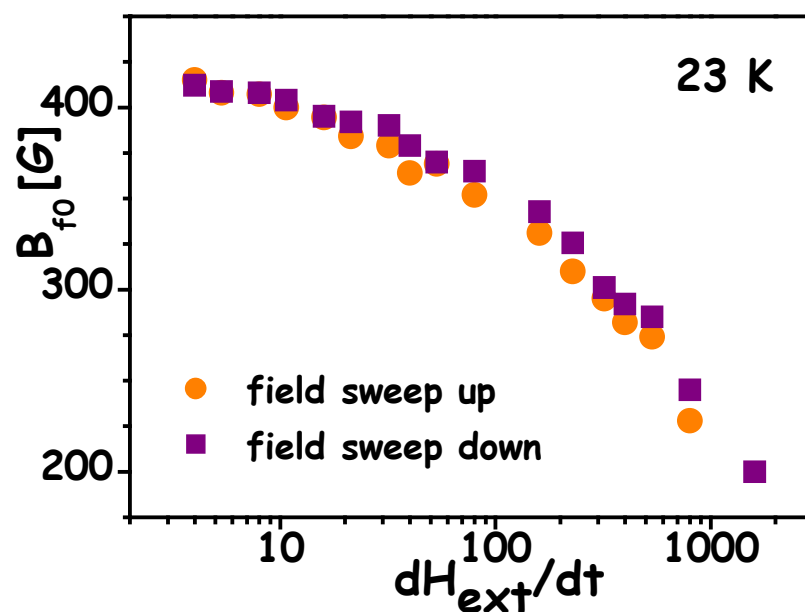


איור 10-V.  $\partial x_f/\partial t$  ו-  $\partial B_f/\partial t$  עבור קצבי סריקה שונים, כפי שחושבה ממשוואות 22 ו- 23, תוך

שימוש בערכים אופייניים לניסוי עבור  $j_i$ ,  $\gamma$ ,  $\tau_0$  ו-  $B_{od}$  ו-  $dH_{ext}/dt$ .

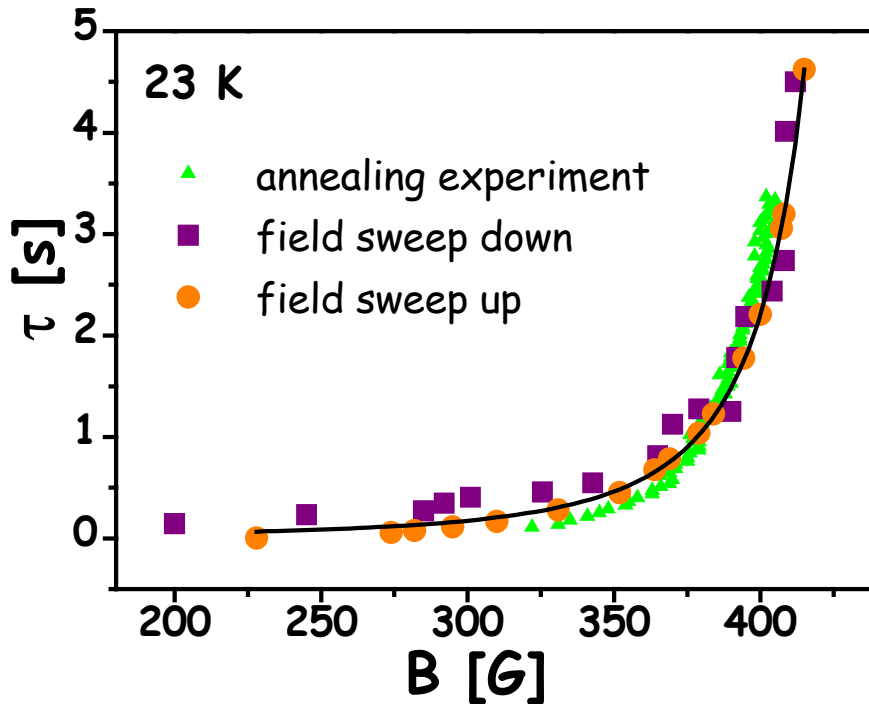
### 3.V דיון

בניתוח התיאורטי שהצגנו, מהירות השבר (משוואות 5, 13 ו-20) מתוארת על ידי שלשה איברים, אשר כל אחד מהם מייצג תהליך אחר המשפיע על הדינמיקה של המצבים הטרנזיינטים. שלשת התהליכים הם: קצב השינוי של השדה החיצוני, קצב הרלקסציה, וקצב ההרפיה הנקבע ע"י השינוי של  $\tau$  עם  $B$ . בעוד את השדה החיצוני משנים בקצב קבוע, קצב ההרפיה משתנה על פני תחום רחב של ערכים, כיון ש- $\tau$  תלוי חזק ב- $B$ . ראינו שאת הקשר  $\tau(B)$  אפשר לחלץ מניסויי סריקת שדה בעליה ובירידה, על ידי שימוש במשוואות 6 ו-18. ניתן גם למדוד את  $\tau(B)$  ישירות מניסויי רלקסציה, כפי שתואר בהרחבה בפרק III, בתחום השדות בו ניתן להזניח את הזרקת המצבים הטרנזיינטים כתוצאה מרלקסציה.



איור V-11.  $B_{f0}$  שנמדד עבור קצבי סריקה שונים, ב-23 קלוין, בניסוי עליית שדה (עיגולים), ובניסוי ירידת שדה (ריבועים).

לשם חישוב  $\tau(B)$  מניסויי סריקת שדה בעליה, יש למדוד את  $B_{f0}$  עבור קצבי סריקה שונים. העיגולים באיור V-11 מציגים את  $B_{f0}$  שנמדד כפונקציה של  $dH_{ext}/dt$  ב-23 קלוין.  $B_{f0}$  יורד מונוטונית כש- $dH_{ext}/dt$  עולה, בהתאם לציפיות התיאורטיות (ראה V. 2. 1).



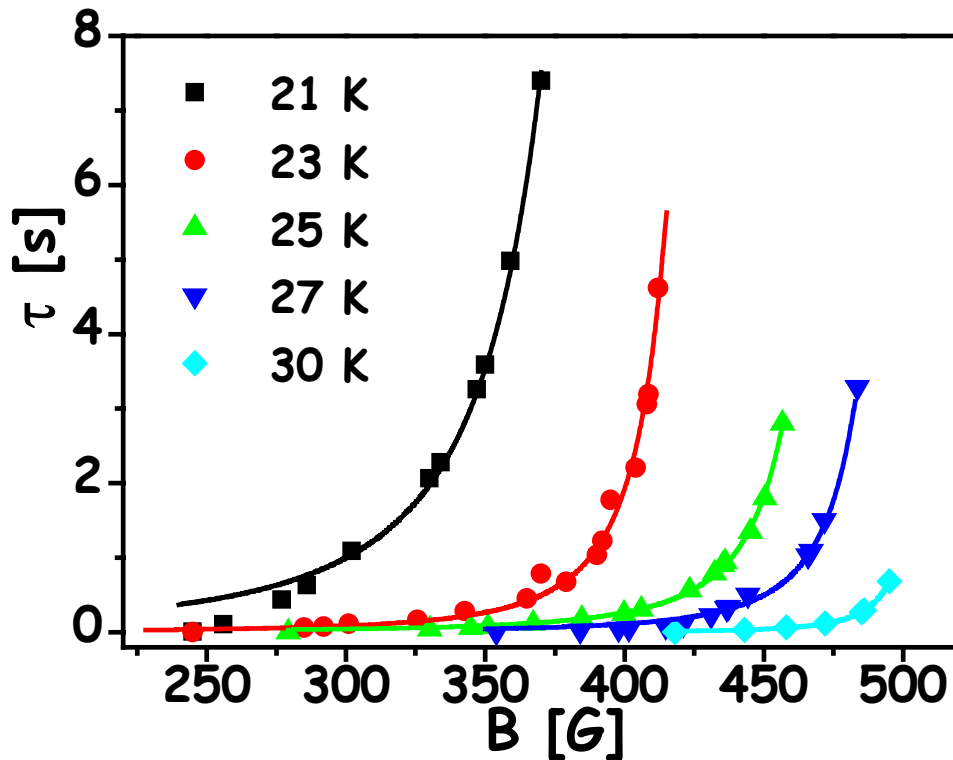
איור 12-V.  $\tau(B)$  שחושב משלשת הניסויים עבור 23 קלוין. הקו הרציף הוא התאמה לנוסחה 6.

תוצאות עבור  $\tau(B)$  שחושבו מנתונים אלה מוצגות באיור 12-V (עיגולים). הקו הרציף הוא התאמה לנוסחה 10. ניתן לראות שיש התאמה טובה עד שדות נמוכים מאוד (כ- 200 גאוס). הפרמטרים איתם התאמנו:  $\tau_0 = 0.011$  s,  $\gamma = 2.6$  ו-  $B_{od} = 460$  G. בשלב הבא השתמשנו בערך זה של  $B_{od}$  על מנת לחשב את  $\tau(B)$  מתוצאות ניסוי סריקת שדה בירידה. הריבועים באיור 11-V מציגים את  $B_{f0}$  שנמדד בירידת שדה כפונקציה של  $dH_{ext}/dt$  באותה טמפרטורה, 23 קלוין. ניתן לראות שערכי  $B_{f0}$  בשני הניסויים דומים למדי. ממשוואות 6 ו-18 מתקבל ביטוי המקשר בין  $B_{f0}$  המתקבל בשני הניסויים בקצב סריקה מסוים:

$$\frac{(B_{od} - B_{f0})_{UP}}{(B_{od} - B_{f0})_{DOWN}} = \gamma^{\frac{1}{\gamma+1}} \quad (24)$$

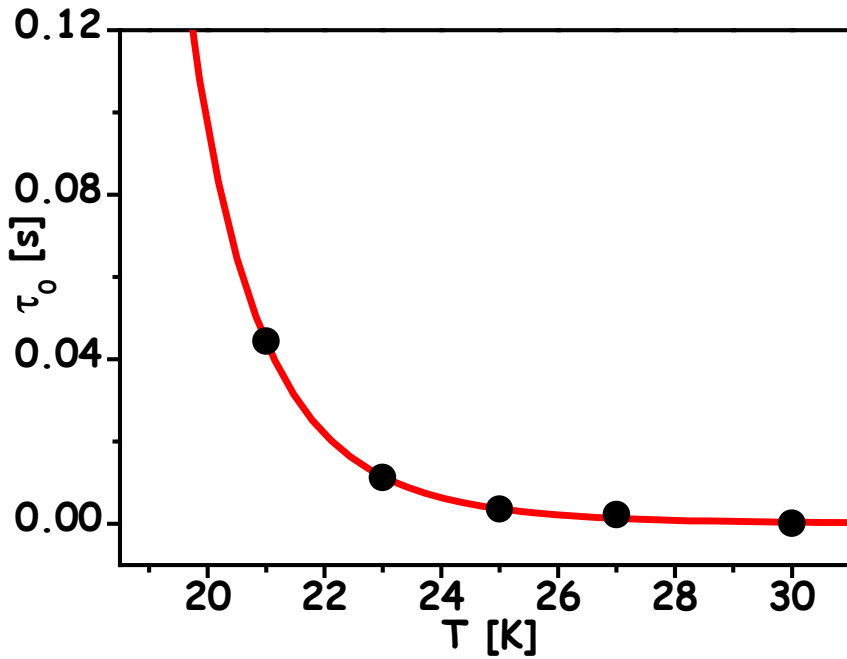
עבור  $\gamma = 1$  אותו  $B_{f0}$  מתקבל בשני הניסויים בקצב סריקה מסוים. אולם ניתן לראות ממשוואה 24 שעבור  $\gamma > 1$ , הציפייה היא ל-  $B_{f0}$  גבוה יותר בניסוי ירידת שדה.

תחזית זו אושרה ניסיונית, ראה איור 11-V. הריבועים באיור 12-V מציגים את  $\tau(B)$  שחושב מערכי  $B_{f0}$  שנמדדו בירידת שדה. המשולשים מייצגים את  $\tau(B)$  שנמדד ישירות מניסויי רלקסציה. עקומות  $\tau(B)$  שהתקבלו בשלש צורות המדידה חופפות.

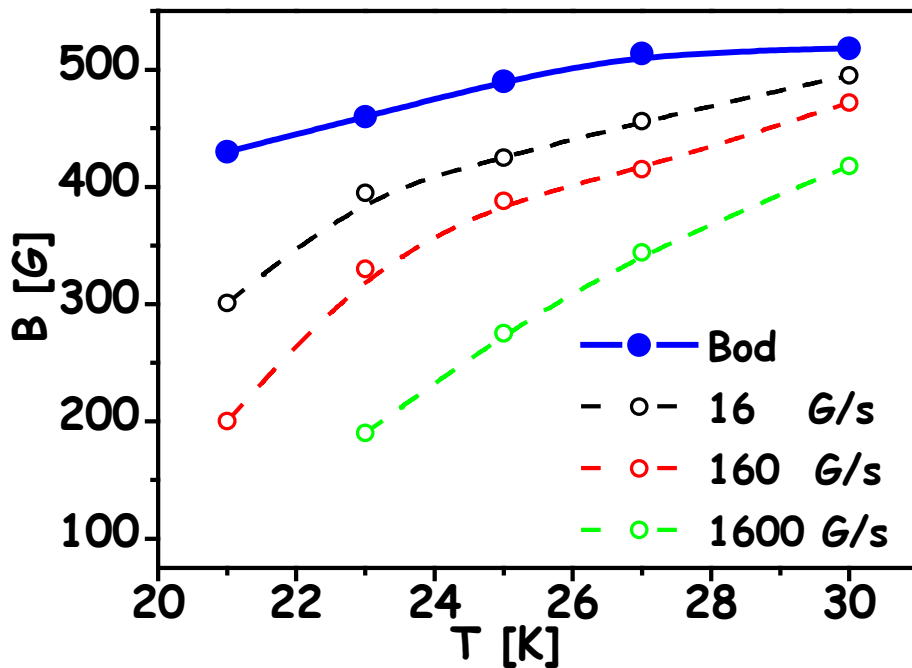


איור 13-V. עקומות  $\tau(B)$  שנמדדו בטמפרטורות שונות.

עקומות  $\tau(B)$  נמדדו בטמפרטורות שונות, והתוצאות מוצגות באיור 13-V. ניתן לראות שככל שהטמפרטורה יורדת עקומת  $\tau(B)$  עולה לקראת ההתבדרות באינדוקציות נמוכות יותר ויותר [44]. התאמה של הנקודות הניסיוניות למשוואה 10 נותנת את  $\tau_0$  ואת  $B_{od}$  כפונקציה של הטמפרטורה, ראה איור 14-V ו-איור 15-V בהתאמה. איור 14-V מציג את התלות של  $\tau_0$  בטמפרטורה. קיבלנו ש-  $\tau_0$  גדל בצורה אקספוננציאלית עם ירידת הטמפרטורה. הקו הרציף בתמונה הוא התאמה לחוק ארניוס (Arrhenius):  $\tau_0 = 8 \cdot 10^{-9} \exp(326/T)$ . ההתרחבות האקספוננציאלית של  $\tau(B)$ , המתרחשת כאשר הטמפרטורה יורדת, מסבירה את העלמות השיא השני בטמפרטורות נמוכות [44-50]. העלמות זו של חותם מעבר הפאזה גורמת לקטיעה של קו המעבר בטמפרטורה מסוימת ועלולה להוביל למסקנה השגויה שמעבר הפאזה אינו מתרחש בטמפרטורות נמוכות.



איור V-14.  $\tau_0$  כתלות בטמפרטורה. הקו הרציף הוא התאמה לחוק ארניוס:  $8 \cdot 10^{-9} \exp(326/T)$ .



איור V-15.  $B_{od}$  כתלות בטמפרטורה (קו רציף) כפי שהתקבל מהתאמה למשוואה 19. לשם השוואה מוצגים קווי המעבר כפי שנמדדו על ידי ה-onset של השיא השני בקצבי סריקה שונים (קווים מקווקוים), מתוך איור IV-16.

איור V-15 מציג את התלות של  $B_{od}$  בטמפרטורה. לשם השוואה מוצגים גם קווי המעבר כפי שנמדדו על ידי ה-onset של השיא השני בקצבי סריקה שונים (מתוך איור IV-16). ניתן לראות שככל שקצב הסריקה גבוה יותר, קו המעבר הנמדד רחוק יותר מקו

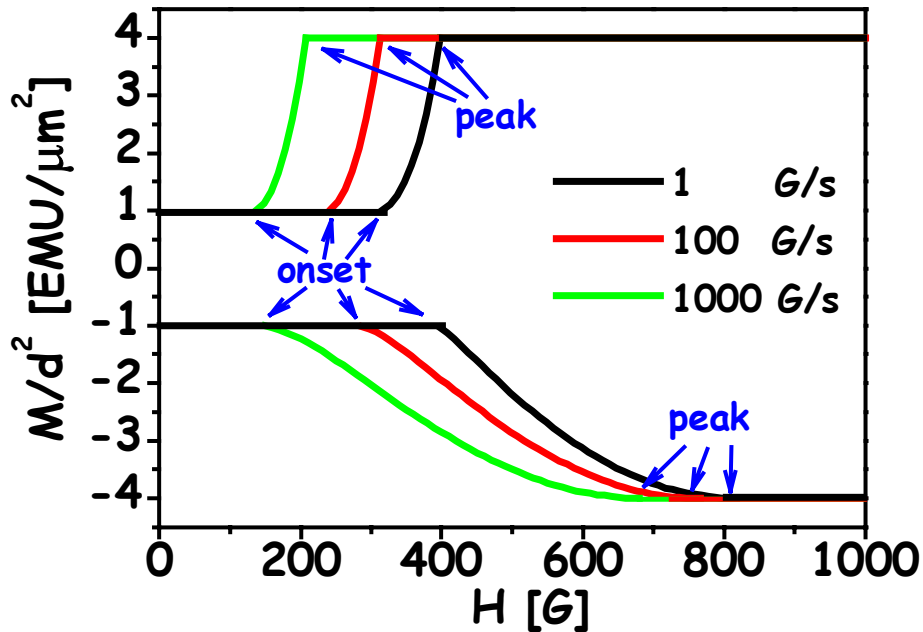
המעבר התרמודינאמי. מדידה ישירה של קו המעבר התרמודינאמי דורשת שימוש בקצב סריקה איטי מאוד בכל אחת מהטמפרטורות, כדי להפחית למינימום את מעורבותם של המצבים הטרנזיינטים במדידה. מדידה כזו אינה מעשית, והדרך שאנו מציעים היא למדוד את  $B_{f0}$  בכמה קצבי סריקה, ולמצוא את  $B_{od}(T)$  בעזרת התאמה למשוואה 10. הנקודות המלאות באיור 15-V מסמנות את שדה המעבר התרמודינאמי שחושב בצורה זו בטמפרטורות שונות. ניתן לראות שקו המעבר התרמודינאמי מציג תלות חלשה בלבד בטמפרטורה. בהשוואה לקוי המעבר שנמדדו שלא בשווי-משקל (non-equilibrium), הוא הקרוב ביותר לתחזית התאורטית עבור טמפרטורות נמוכות, הצופה קו מעבר שאינו תלוי כלל בטמפרטורה [13, 16, 32, 57, 59].

כאשר ידועה צורתו של עקום  $\tau(B)$ , אפשר לבחון מה היא התחזית של האנליזה לגבי התוצאות הניסיוניות. דהיינו, אפשר לחשב את מהירות הגבול,  $\partial x_f / \partial t$ , מתוך משוואות 5, 13 ו-20, ולהשוות לתוצאות שהתקבלו בשלשת סוגי הניסויים עבור מהירות הגבול. הקוים המלאים באיור 1-V ו-איור 3-V חושבו מתוך משוואות 11 ו-22 תוך שימוש בערכים הניסיוניים עבור  $j_h(t)$ ,  $j_i(t)$  ו- $B_{f0}$ . התאמה טובה למדי התקבלה על ידי שימוש ב- $B_{od} = 480 \text{ G}$ .

התנהגות השבר בניסויי רלקסציה בשדה חיצוני קבוע שונה לחלוטין מהמתואר לעיל. כפי שתואר ב-2.2 V, השבר מתחיל את תנועתו במהירות מקסימלית ומאט עד לעצירה מוחלטת באינדוקציה הקטנה מ- $B_{od}$ . לאחר מכן השבר הופך את כוון תנועתו. המשוואות שתוארו לעיל (סעיף 2.2 V) חוזות את ההתנהגות המוצגת על ידי הקו באיור V-2. בפתרון הנומרי התחשבנו גם באיבר ההרפיה וגם באיבר הרלקסציה במשוואה 13. בחישוב השתמשנו ב- $j_h(t)$  שנמדד ניסיונית. התאמה טובה לתוצאות הניסיוניות התקבלה תוך שימוש באותו  $B_{od}$ , ו- $\tau_0 = 0.04 \text{ s}$ .

נעבור עתה לטפל בהשפעת הדינמיקה של השבר על לולאת המגנטיזציה. בדומה למתואר בפרק IV, נתרגם את דינמיקת השבר שתוארה בפרק זה ללולאות מגנטיזציה

גלובאליות (המחקות את הנמדד במכשירים גלובאליים, דוגמת ה-SQUID). נקשר בין דינמיקת הפאזות לשיא השני המתקבל על הלולאה, ונבדוק, עבור מספר נקודות שהועלו בפרק זה, האם יש להן ביטוי בלולאת המגנטיזציה.



איור 16-V. לולאת מגנטיזציה גלובאלית שחושבה על ידי השטח בין הפרופיל לשדה החיצוני,  $M = \Sigma(B(x) - H)$ , מנורמל ל- $d^2$ , כנגד  $H$ . הוא חצי רוחב הדגם. תנועת השבר והאינדוקציה בו חושבו ממשוואות 12-11 ו-23-22, עבור FSU ו-FSD בהתאמה, תוך שימוש בערכים אופייניים לניסוי:  $j_i = 1 \text{ A/cm}^2$ ,  $j_h = 4 \text{ A/cm}^2$ ,  $\gamma = 2.6$ ,  $B_{od} = 430 \text{ G}$ ,  $\tau_0 = 0.04$ ,  $d = 100 \text{ μm}$ ,  $dH_{ext}/dt = 1, 100, 1000 \text{ G/s}$ .

באיור 16-V מוצגת לולאה גלובאלית המחושבת על ידי השטח בין הפרופיל לשדה החיצוני,  $M = \Sigma(B(x) - H)$ , כנגד  $H$ . המגנטיזציה,  $M$ , מנורמלת ל- $d^2$ ,  $d$  הוא חצי רוחב הדגם). תנועת השבר והאינדוקציה בו חושבו ממשוואות 12-11 ו-23-22, עבור FSU ו-FSD בהתאמה, עבור קצבי סריקה שונים  $dH_{ext}/dt = 1, 100, 1000 \text{ G/s}$ . החישוב בוצע תוך שימוש בערכים אופייניים לניסוי:  $j_i = 1 \text{ A/cm}^2$ ,  $j_h = 4 \text{ A/cm}^2$ ,  $\gamma = 2.6$ ,  $B_{od} = 430 \text{ G}$ ,  $\tau_0 = 0.04$ ,  $d = 100 \text{ μm}$ . מאחר שהביטויים במשוואות 12-11 ו-23-22 אינם מתחשבים ברלקסציה, המגנטיזציה מתחת ל-onset של השיא השני משקפת את הזרם הנמוך,  $j_i$ , ללא תלות בזמן, ומעל ל-peak של השיא השני את הזרם הגבוה,  $j_h$ .

onset- של השיא השני בענף העולה של הלולאה מבטא את הכניסה הראשונה של השבר לדגם. כאשר מופיע השבר ליד קצה הדגם, עומק הפרופיל גדל, והשטח בינו לבין H גדל, שכן בין השבר לשפת הדגם מצוי זרם גבוה. עם התקדמות השבר לעבר מרכז הדגם עומק הפרופיל גדל בהדרגה כיון שחלקו היחסי של אזור הזרם הגבוה בדגם עולה, לכן השטח בין הפרופיל ל-H גדל בהדרגה. כאשר השבר מגיע למרכז הדגם כל הפרופיל מצוי במצב לא מסודר, ומכאן ואילך עומק הפרופיל לא משתנה. בענף היורד של הלולאה הופעת השבר בקצה הדגם מבוטאת על ידי ה-peak של השיא השני. ברגע זה השבר מופיע ליד קצה הדגם, אחוז קטן מהפרופיל מצוי בזרם נמוך, ולכן עומק הפרופיל מתחיל לרדת, כמו גם השטח בינו ל-H. עם תנועת השבר על עבר מרכז הדגם חלקו היחסי של אזור הזרם הנמוך בדגם עולה, עד לנקודת ה-onset בה כל הדגם נמצא בפאזה המסודרת.

האפיין החשוב של השיא השני הוא זה שמייצג את ההופעה הראשונה של השבר בדגם. כפי שתואר בפרק זה, בעזרת אינדוקציה השבר בהופעה הראשונה,  $B_{f0}$ , ניתן למדוד את זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים מניסויי FSU ו-FSD. נסכם ונאמר שהאפיין המשמעותי של השיא השני הוא ה-onset בניסוי FSU וה-peak בניסוי FSD. כיון שמדובר כאן בגאומטריה בה השדה המגנטי מקביל למשטח האינסופי, השדה החיצוני בו נמדד השבר הראשון הוא גם האינדוקציה של שפת הדגם, כלומר עבור FSU  $B_{f0}$  הוא  $H_{on}$  ועבור FSD  $B_{f0}$  הוא  $H_p$ . להבנה דומה של משמעות האפיינים של השיא השני הגענו ממעקב אחרי השבר ותרגום תנועתו ללולאות מגנטיזציה בפרק IV<sup>\*\*</sup>. נמנה כאן מספר נקודות שנלמדו בפרק זה מתוך ניתוח הדינמיקה ובאות לידי ביטוי בלולאות המוצגות באיור 16-V:

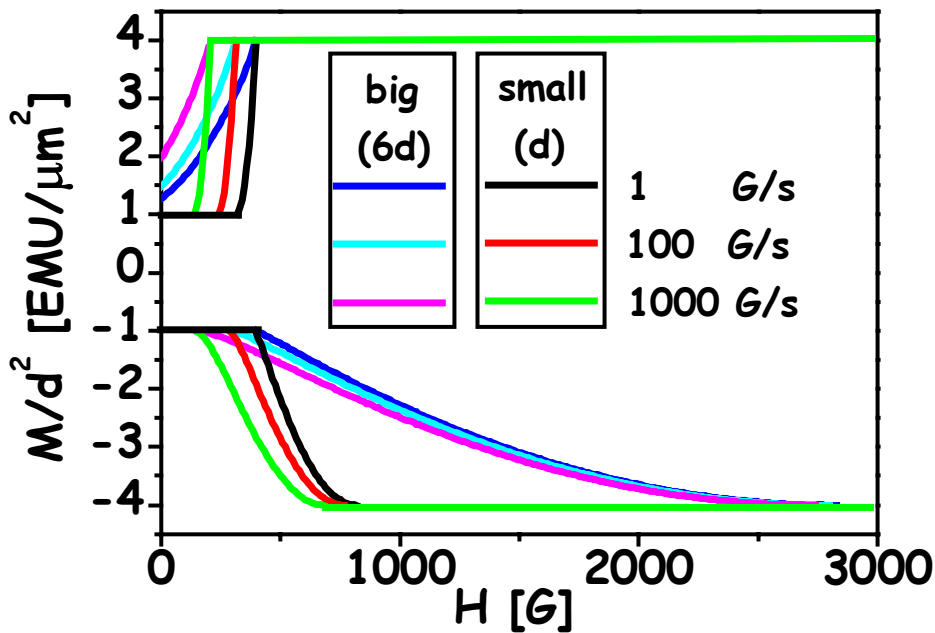
---

<sup>\*\*</sup> בפרק IV תרגמנו את פרופילי האינדוקציה ללולאות מגנטיזציה משני סוגים: לולאה "לוקאלית" המציגה את הזרם הלוקאלי, dB/dx כנגד B, ולולאה "גלובאלית" המציגה את B-H כנגד H. ראינו שלאפיינים של השיא השני שבלולאות אלה יש משמעות שונה. לאפיינים של לולאה "גלובאלית", המתארת את עומק הפרופיל, יש אותה משמעות כשל הלולאות המוצגות באיור 16-V.



- $B_{f0}$  ב-FSD גבוה יותר מ- $B_{f0}$  ב-FSU ומקיים את היחס המתואר במשוואה 24 עם  $\gamma = 2.6$ .

- תחום השדות בין ה-onset ל-peak ב-FSU גדול מאשר ב-FSD.
- ככל שקצב הסריקה נמוך יותר האינדוקציה של השבר הראשון, המבוטאת על ידי  $H_{on}$  ב-FSU ו- $H_p$  ב-FSD, עולה לקראת  $B_{od}$ . אינדוקציות אלה נמדדות תמיד מתחת ל- $B_{od}$ , עד שבקצב סריקה אפסי הן יתקבלו ב- $B_{od}$  עצמו.
- לעומת זאת  $H_p$  ב-FSU ו- $H_{on}$  ב-FSD מסמנים את השדה החיצוני בו השבר הגיע למרכז הדגם. בקצב סריקה מסוים שדה זה תלוי רק במרחק שעל השבר לעבור בתוך הדגם, ובדגם רחב לעיתים הוא מתקבל מעל  $B_{od}$  ב-FSU ואינו מתקבל אפילו באפס ב-FSD (ראה איור 17-V להלן).



איור 17-V. לולאות מגנטיזציה גלובאליות המחושבות על ידי השטח בין הפרופיל לשדה החיצוני מנורמל ל- $d^2$  כפי שהוצגו באיור 16-V יחד עם לולאות שחושבו עם אותם פרמטרים עבור דגם שרחבו גדול פי 6.

כאמור, רוחב הדגם מהווה פרמטר חשוב בתרגום תנועת השבר ללולאת המגנטיזציה מניסויים FSU ו-FSD, שכן הוא קובע את אורך המסלול שעל השבר לעבור. לכן ככל שהדגם רחב יותר, ייקח לשבר יותר זמן לחצות אותו, ותחום השדות בין ה-onset

ל-peak (רוחב השיא השני) יהיה גדול יותר. הבדל זה ניכר באיור V-17 המציג את לולאות המגנטזציה הגלובאליות שהוצגו באיור V-16 יחד עם לולאות שחושבו עם אותם פרמטרים עבור דגם שרחבו גדול פי 6. ניתן לראות שלמרות שרוחב השיא השני גדל עם גודל הדגם, השדה הראשון של כניסת השבר אינו תלוי בגודל הדגם אלא בפרמטרים האחרים:  $\tau_0$ ,  $\gamma$ ,  $dH_{ext}/dt$ , כלומר בתחרות בין קצב יצירת המצבים הטרנזיינטיים לקצב הרפייתם. דיון נוסף בהשפעת גודל הדגם על מדידות מעבר הפאזה, כמו גם תוצאות ניסיוניות התואמות תחזית זו יוצגו בפרק הבא.

## 4. V. סיכום ומסקנות

בפרק זה הצגנו מודל המתאר את הדינמיקה של החזית המפרידה בין הפאזה המסודרת ובין המצבים הטרנזיינטיים הלא-מסודרים, כפי שהיא מתבטאת בשלשה ניסויים שונים. הדינמיקה של החזית בכל אחד מהניסויים נשלטת על ידי קצב השינוי של השדה החיצוני, האינדוקציה בשבר, הטמפרטורה והזמן. הסברנו את הדינמיקה של החזית כתוצאה של תחרות בין תהליך יצירת מצבים טרנזיינטיים בדגם לבין תהליך ההרפיה שלהם.

הביטויים שהצגנו עבור מהירות הגבול מתארים את התחרות ואת התהליכים המשתתפים בה: יצירה של מצבים טרנזיינטיים כתוצאה משינוי השדה החיצוני או כתוצאה מתהליך רלקסציה בשדה חיצוני קבוע, ומנגד, הרפית המצבים הטרנזיינטיים הנקבעת לפי זמן החיים שלהם באינדוקציה הלוקאלית בגבול. השוואה לתוצאות המדידות שתוארו בפרקים III ו-IV מראה שביטויים אלה מתארים היטב את מהירות השבר.

הראנו כיצד ניתן למדוד את ספקטרום זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים מכל אחד משלשת סוגי הניסויים. מדידה של  $\tau(B)$  בשלש השיטות הניבה עקומות חופפות. תוצאה זו חשובה כיון שהיא מוכיחה שהמצבים הטרנזיינטיים שנוצרו בצורות שונות, על ידי הזרקה [71, 72] או על ידי גרירה (supercooling) [23], הם בעלי אופי זהה.

כמו כן הראנו כיצד ניתן למדוד את ערכו של  $B_{od}(T)$  על ידי התאמה של  $\tau(B)$  למשוואה 10. קו המעבר התרמודינאמי שנמדד בשיטה זו שונה מאוד מ"קווי המעבר" שנמדדים קונבנציונלית על ידי ה- onset של השיא השני, ומושפעים ממצבים טרנזיינטים.

## VI. השפעת גודל הדגם על מדידות של מעבר הפאזה

בפרקים הקודמים ראינו כיצד מצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים משפיעים על תוצאות המדידה של השיא השני, שהוא ביטוי של מעבר הפאזה של מערך הפלקסונים ממצב מסודר ללא-מסודר. איתור המצבים הטרנזיינטיים וידיעת זמני החיים שלהם מאפשרים פתרון לבעיות שהקשו על תאור התופעה כסממן של מעבר פאזה תרמודינאמי, כגון התלות החזקה של השיא השני בזמן והעלמותו בטמפרטורות הנמוכות.

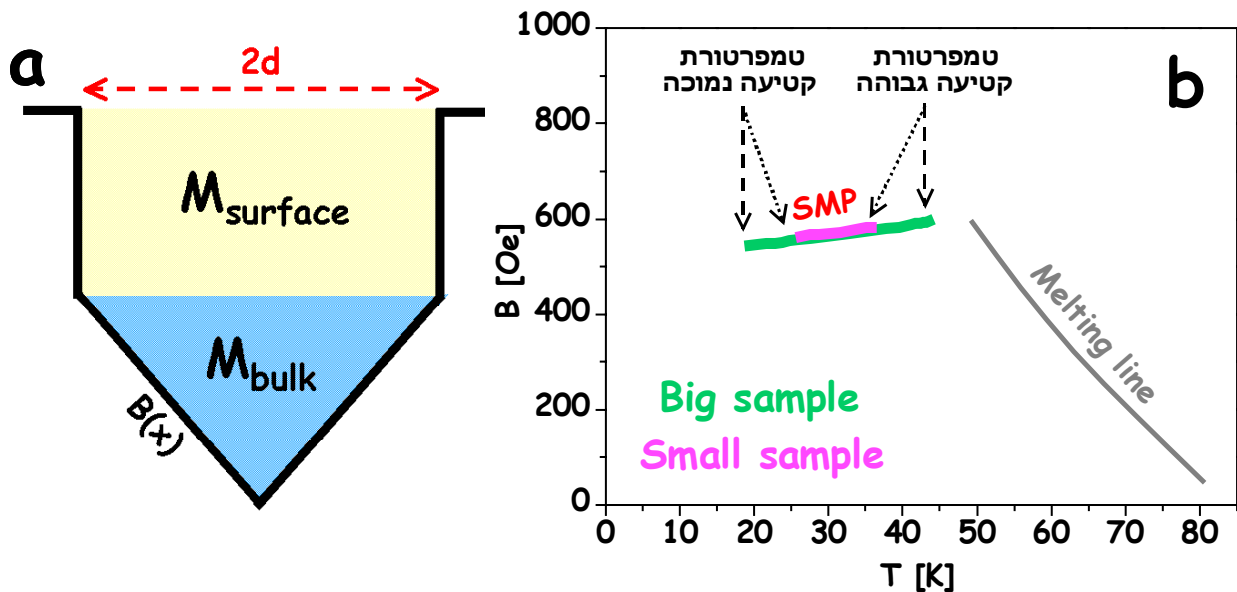
אפקט נוסף המקשה על תאור השיא השני כסממן של מעבר פאזה תרמודינאמי קשור להשפעת גודל הדגם על תוצאות המדידה. כבר בשנת 1998 טענו *Esquinazi et al.* [70-67] שתופעת השיא השני נעלמת בדגמים קטנים, מסדר גודל של 100 מיקרומטר, והסיקו מכך שהשיא השני נובע מאפקט תרמו-מגנטי. החום הנוצר עקב תנועת הפלקסונים בדגם משתחרר דרך פני הדגם. בדגם קטן בו היחס בין שטח הפנים לנפח הדגם גדול מספיק, החום הנוצר משתחרר דרך השפה מבלי לגרום לאפקט החימום המקומי אשר, לטענתם, גורם להופעת השיא השני. בשנת 2001 מדדו *Wang et al.* [65], [66] דגמים קטנים אף יותר, 30–100 מיקרומטר, וציירו דיאגרמת פאזות חדשה שבה שייכו לכל גודל דגם טמפרטורה קריטית שמעליה אי אפשר למדוד את השיא השני. לפי ההסבר שלהם, מעל טמפרטורה קריטית זו המעבר, שאותו הם מבינים כמעבר 2D-3D, אינו קיים כלל. מעל הטמפרטורה הקריטית אורך הקורלציה גדול מהדגם ולכן חומר הפלקסונים אינו יכול להיות מושפע מפוטנציאל לכידה והמעבר אינו מתרחש.

ניתן, איפוא, לסכם את התצפיות הנסיוניות שהזכרנו [70-65] ולומר, שטמפרטורת הקטיעה של קו המעבר, מעליה לא נמדד יותר השיא השני, תלויה בגודל הדגם, (למשל, אם בדגם ברוחב של 100 מיקרון ניתן למדוד את השיא השני עד לטמפרטורה של 35 קלוין, הרי שבדגם ברוחב של 30 מיקרון הוא נעלם כבר ב- 25 קלוין). אבחנה זו זוהתה כאפקט של גודל הדגם [65], כלומר, מעבר הפאזה אינו מתקיים בדגמים קטנים יותר.

תלות חריפה זו בגודל הדגם קשה מאוד להבנה במסגרת התיאוריה המקובלת [8, 13, 14, 16], המתארת את השיא השני כסממן של מעבר פאזה תרמודינאמי של מערך הפלקסונים משריג מסודר למוצק לא-מסודר. במסגרת מודל זה, נצפה לאפקט גודל, כלומר להתבטלות מעבר הפאזה, רק בדגמים שגודלם בתחום בו לא קיים כבר שריג פלקסונים. גודל זה מוערך עבור BSCCO במיקרונים בודדים בתחום השדות בו צפוי מעבר הפאזה. בגדלי הדגמים בהם מדובר כאן (עשרות מיקרונים), מעבר פאזה תרמודינאמי אינו יכול להיות תלוי בגודל. בפרק זה ניישב את התוצאות הניסיוניות עם המודל המקובל של מעבר פאזה תרמודינאמי במערך הפלקסונים.

בחלקו הראשון של הפרק נראה שהעלמות השיא השני בדגמים קטנים, כפי שדווח על ידי קודמינו [65-70], הינה אפקט גודל מלאכותי התלוי בנוהל המדידה. בפרט, נראה נסיונית שניתן "להצמיח" את השיא השני מחדש במקרים שלא ניתן היה לראותו בניסיונות קודמים, על ידי שינוי בפרוטוקול המדידה. נטען שהסיבה להעלמות השיא השני מעל טמפרטורה מסוימת היא הרלקסציה של זרמי הנפח, המקטינה את היחס בין מגנטיזצית הנפח למגנטיזצית השפה, עד שלבסוף  $M_{bulk}$  נבלע ב- $M_{surface}$ , ולא ניתן למדוד יותר את השיא השני שהוא קפיצה בזרם הנפח. דבר זה מתרחש מתחת לטמפרטורת האי-הרסביליות, כך שעדיין לא נמדדת קפיצת ה-melting במעבר הפאזה. מלכתחילה קיימת ציפיה להעלמות השיא השני בדגמים קטנים בשל תלות המומנט המגנטי ברוחב הדגם. כפי שניתן לראות באיור 1-VI (a), במדידות גלובאליות,  $M_{bulk}$  מתנהג כמו  $d^2$  ואילו  $M_{surface}$  כמו  $d$ , ולכן ככל שמקטינים את הדגם חלקו היחסי של  $M_{bulk}$  קטן כיחס הגדלים. במדידות לוקאליות, כאשר הערך הנמדד הוא עומק הפרופיל,  $M_{surface}$  קבוע עם שינוי גודל הדגם ואילו  $M_{bulk}$  מתנהג כמו  $d$ . כלומר, גם במדידה הלוקאלית ככל שמקטינים את הדגם  $M_{bulk}$  אמור לקטון כיחס הגדלים. אולם, כפי שראו קודמינו [65-70] וכפי שנראה בפרק זה, תלות זו של  $M_{bulk}$  בגודל הדגם אינה חזקה מספיק על מנת להסביר את התוצאות הניסיוניות. אנו טוענים שזרם הנפח עצמו,  $j$ , תלוי בגודל הדגם, ולכן  $M_{bulk}$  תלוי בגודל הדגם בחזקה

הגדולה מ-1. נראה שככל שהדגם קטן יותר, השיא השני נעלם מהר יותר. במדידות בחלון זמן קבוע המשמעות היא שככל שהדגם קטן יותר השיא השני נעלם בטמפרטורה נמוכה יותר.

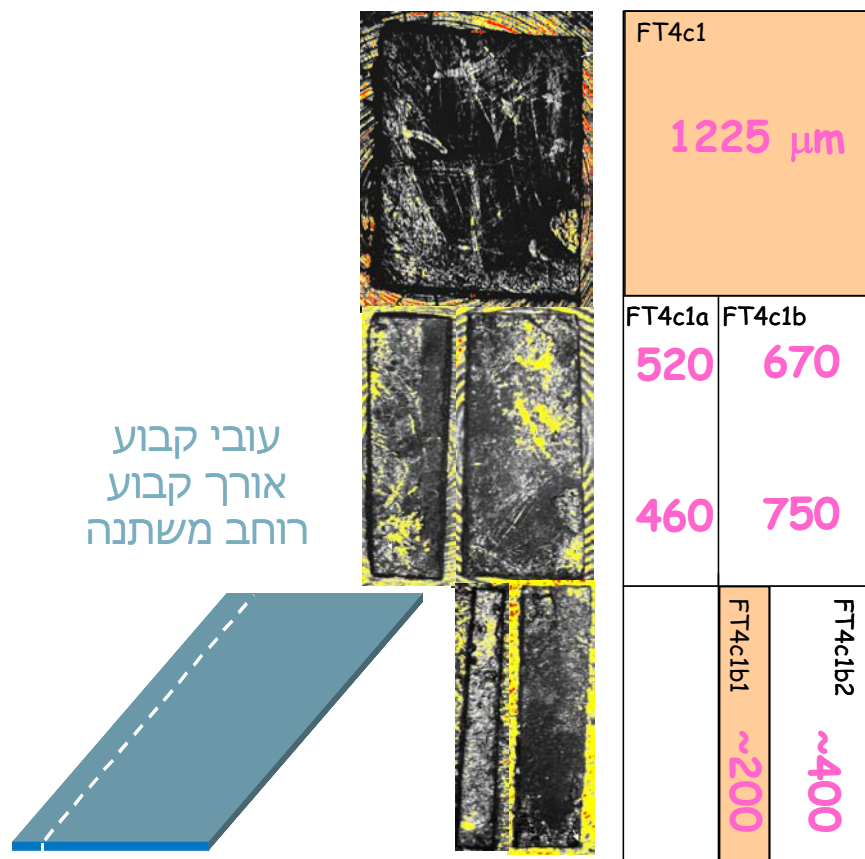


איור 1-VI. (a) תרשים של פרופיל אינדוקציה טיפוסית. השטח הצהוב מייצג את התרומה של מחסומי השפה והכחול את התרומה של זרמי הנפח למומנט המגנטי הכללי. מן האיור ברור שבמידת מומנט גלובאלי  $M_{\text{bulk}} \propto d^2$  ואילו  $M_{\text{surface}} \propto d$ , ובמידת מומנט לוקאלי  $M_{\text{bulk}} \propto d$  ואילו  $M_{\text{surface}} \propto d^0$ . (b) תאור סכמתי של טמפרטורות הקטיעה של קו המעבר בדגם גדול ובדגם קטן.

בפרקים הקודמים הראנו שקו מעבר הפאזה נקטע גם בטמפרטורות נמוכות, מתחת ל-20 קלווין. הסברנו את הקטיעה כנובעת ממיסוך המעבר על ידי מצבים טרנזיינטיים ארוכי חיים. בפרק זה נעלה את האפשרות שגם טמפרטורת הקטיעה הנמוכה תלויה בגודל הדגם. דהיינו, ככל שמקטינים את הדגם, תחום הטמפרטורות בו נצפה השיא השני מצטמצם, כפי שמתואר סכמתית באיור 1-VI (b). בחלקו השני של פרק זה נדגים כיצד השפעת המצבים הטרנזיינטיים על מדידות השיא השני תלויה בגודל הדגם. נתיחס לשני סוגי הניסויים בהם עסקנו בפרקים III ו-IV – מדידות רלקסציה ומדידות סריקת שדה. בנוסף, כאמור, נציג תרחיש אפשרי (שעדיין לא אושר נסיונית) המתאר כיצד המצבים הטרנזיינטיים יכולים לגרום לאפקט מלאכותי של גודל הדגם בטמפרטורת הקטיעה הנמוכה.

המסקנה שאליה נגיע בפרק זה היא שלא קיים אפקט גודל במעבר הפאזה ממצב מסודר ללא-מסודר בסקלות אורך של עשרות מיקרונים, וכל הדווחים בספרות משקפים אפקט גודל מלאכותי. בחלקו הראשון של הפרק נדון בהשפעת גודל הדגם על מדידות מעבר הפאזה סמוך לטמפרטורה מעליה, לא ניתן יותר למדוד את השיא השני. בחלקו השני של הפרק נדון בהשפעת גודל הדגם על התערבות המצבים הטרוניינטים במדידות מעבר הפאזה סמוך לטמפרטורת הקטיעה הנמוכה יותר של קו המעבר, מתחתיה לא ניתן למדוד את השיא השני.

## VI.1. תאור הניסוי



איור VI-2. תאור מהלך החיתוך של הדגם.

התוצאות המובאות כאן התקבלו ממדידות של גביש ה-  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCuO}_{8+\delta}$  שתואר ונמדד בפרקים III ו-IV. דגם זה נבחר בשל חדירת השטף ההומוגנית דרכו ונבדק על ידי הדמיה מגנטו-אופטית לפני ואחרי שנחתך למלבן בעזרת מסור חוט. הדגם נחתך מספר

פעמים לאורכו, כאשר בכל פעם העובי והאורך נשארו קבועים ורק הרחב השתנה, ראה איור 2-VI. גודלו של הדגם המקורי הוא  $1.55 \times 1.25 \times 0.05 \text{ mm}^3$  והטמפרטורה הקריטית שלו היא  $\sim 92$  קלווין. בין החיתוכים השונים בוצעו מדידות במערכת המגנטו-אופטיקה. המדידות שבוצעו הן מדידות רלקסציה ומדידות סריקת שדה שתוארו בהרחבה בפרקים III ו-IV.

התוצאות המוצגות בפרק התקבלו עבור שני דגמים מייצגים – דגם גדול ברוחב 1225 מיקרון, FT4c1, ודגם קטן ברוחב של כ- 200 מיקרון, FT4c1b1. הדגמים מסומנים על איור 2-VI.

## **2. VI. קטיעתו של קו המעבר בטמפרטורות גבוהות**

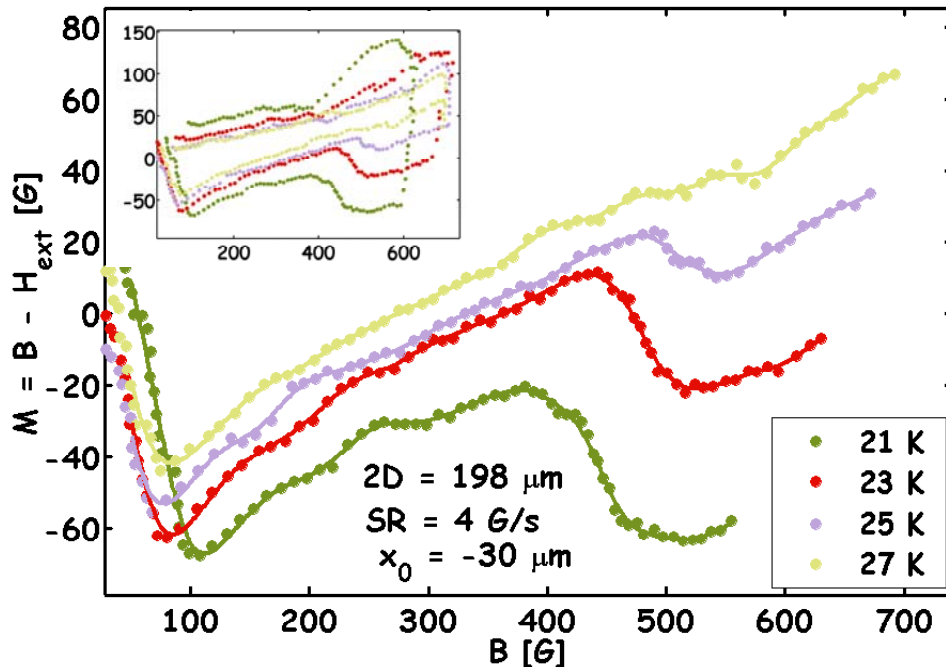
בסעיף זה נסביר מדוע השיא השני נעלם החל מטמפרטורה מסוימת (לפני הופעת ה-melting) ואיך אפשר בכל זאת למדוד אותו באותה טמפרטורה. בסעיף שלאחריו נראה שטמפרטורת ההעלמות תלויה בגודל הדגם, ולכן היא יוצרת אפקט גודל מלאכותי שניתן להמנע ממנו על ידי שינוי של פרוטוקול המדידה.

בתחום הטמפרטורות הגבוהות חותמת מעבר הפאזה מוצק-נוזל הנה קפיצה חדה במגנטזציה הרברסבילית ("melting") [18]. בתחום הטמפרטורות הנמוכות המעבר בין המוצק המסודר למוצק הבלתי-מסודר מתבטא בתופעת השיא השני. הגישה הרווחת היום רואה בשני קווי מעבר אלה קו אחד רציף, כמו שמוצג באיור 3-I, כאשר החותמת המגנטית של מעבר הפאזה משתנה לאורכו [31, 34].

בניגוד לתחזית זו, המדידות המוצגות בספרות, כמו גם המדידות שנציג כאן, מצביעות, לכאורה, על אי רציפות בקו מעבר הפאזה. דהיינו, קיים פער טמפרטורות בו לא נמדד השיא השני [47, 49, 65, 68, 70] עוד לפני התחום הרברסבילי בו נמדד ה-melting. המדידות שביצענו מתמקדות בתחום טמפרטורות זה (25-30 קלווין), המצוי עדיין בתחום האי-רברסבילי. תחילה ביצענו מדידות סריקת-שדה בקצב קבוע ובטמפרטורות שונות, על



דגם FT4c1b1, על מנת לאתר את הטמפרטורה בה נעלם השיא השני. התוצאות שהתקבלו בסריקת שדה בעליה מוצגות באיור 3-VI עבור טמפרטורות 21–27 קלוין בקצב סריקה של 4 גאוס\שניה. במסגרת הפנימית מוצגת לולאת המגנטיזציה השלמה.



איור 3-VI לולאת מגנטיזציה שהתקבלה בניסוי סריקת שדה בעליה עבור טמפרטורות 21 – 27 קלוין בקצב סריקה של 4 גאוס\שניה. במסגרת הפנימית מוצגת לולאת המגנטיזציה השלמה.

מ- 21 ועד 25 קלוין אפשר לראות בברור את תופעת השיא השני ולזהות את ה-onset וה-peak שלה. ב- 27 קלוין אפשר לראות עוות קל של הלולאה, אך ללא ההשוואה ללולאות האחרות לא ניתן לזהותו כתופעת השיא השני, ובוודאי שלא ניתן לקבוע את ערכי ה-onset וה-peak. נוכל איפוא לומר, בהתאמה מלאה למדידות שעליהן דווח בספרות [65, 68, 70], שבדגם זה תופעת השיא השני נעלמת ב- 27 קלוין. קו ה-melting בדגמים אלה מופיע במדידות בטמפרטורות מעל 40 קלוין לערך. התוצאות מאשרות לכאורה את אי רציפותו של קו המעבר מוצק-מוצק למוצק-נוזל.

כדי להבין את הגורמים לאי רציפות זו נתבונן בתלות בזמן של לולאת המגנטיזציה. כפי שהראו Yeshurun *et al.* [47], הזמן והטמפרטורה "משחקים" תפקיד דומה במדידות אלה. בטמפרטורה קבועה בתחום המעבר מוצק-מוצק מדידות של התפתחות לולאת

המגנטיזציה בזמן מראות העלמות של השיא השני לאחר זמן מסוים. נבדוק תחילה מהו הגורם להעלמות זו עם הזמן, והאם יש לו קשר לעובדה שהשיא השני מופיע רק לאחר זמן בטמפרטורות הנמוכות.

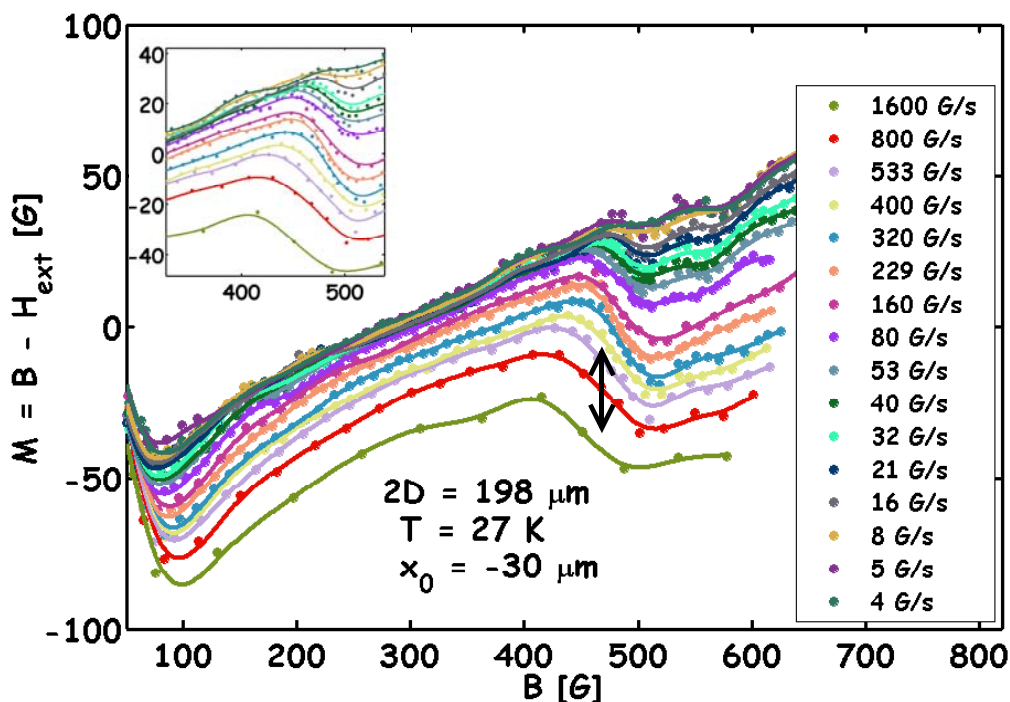
כפי שתואר בפרקים III ו-IV, השתמשנו בשתי שיטות מדידה כדי לעקוב אחר התפתחותו של השיא השני בזמן. דרך אחת היא ביצוע המדידות בקצבי סריקה שונים כך שקצב הסריקה קובע את חלון הזמן האופייני של הניסוי. קצבי סריקה גבוהים מאפשרים מדידת לולאה בעלת "גיל" צעיר. ככל שמאיטים את קצב הסריקה לולאת המגנטיזציה מפותחת יותר. בפרק IV עקבנו בדרך זו אחרי הופעת השיא השני והתפתחותו בזמן בטמפרטורה של 21 קלוין. הדרך השניה היא ביצוע שינוי מהיר מאוד של השדה ומעקב אחרי השינוי בזמן של המגנטיזציה מיד לאחר מכן. הקפיצה החדה בשדה החיצוני משרה את הזרם הגבוה ביותר האפשרי, ולאחריה המצבים הטרנזיינטיים הלא-מסודרים ממלאים את הדגם כולו. עם הזמן המצבים הטרנזיינטיים מתרפים ועקומת המגנטיזציה כתלות בזמן,  $M(t)$ , משקפת הרפיה זו. בדומה להליך הנסיוני שתואר בפרק III, בונים את לולאות המגנטיזציה הבו-זמניות  $M(B,t=const)$  ועוקבים אחר הופעת השיא השני והתפתחותו עם הזמן ב- 21 קלוין.

טענתנו היא שבשתי צורות המדידה הנ"ל, לו היינו עוקבים אחרי התפתחות הלולאות למשך זמן מספיק או בקצב סריקה איטי מספיק, היינו צופים גם בהעלמותו של השיא השני. הטמפרטורה היא הפרמטר הניסיוני הקובע מה יימדד בחלון זמן מסוים. הטמפרטורה קובעת את מהירותם של שני התהליכים החשובים בדגם – הרפית המצבים הטרנזיינטיים, וקצב הרלקסציה המגנטית (זחילת השטף - flux creep). כפי שראינו, ספקטרום זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים,  $\tau(B)$ , תלוי אקספוננציאלית בטמפרטורה. בטמפרטורות נמוכות זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים גדול והם ממסכים את השיא השני. לפיכך, מדידות המתבצעות בחלון זמן קבוע תהיינה מושפעות ממצבים טרנזיינטיים בעיקר בטמפרטורות נמוכות. לעומת זאת, בטמפרטורות גבוהות המצבים הטרנזיינטיים

מתרפים מהר מאוד, מתחת לחלון הזמן של הניסוי (בין 4 ל-1600 גאוס\שניה בניסויי סריקת שדה, ובין 40 מילישניה עד כמה עשרות שניות בניסויי רלקסציה). ההשפעה החשובה השניה של הטמפרטורה היא על מהירות זחילת השטף המגנטי, הגורמת לדעיכה לוגריתמית בזרם הנפח בדגם.

בפרקים הקודמים ראינו שזמן החיים מתבדר ליד  $B_{od}$ , ושצורתו של עקום  $\tau(B)$  תלויה בטמפרטורה. בטמפרטורות גבוהות, למשל 27 קלווין, בהן זמני החיים קצרים ביותר עד סמוך מאוד ל- $B_{od}$ , השפעתם של המצבים הטרנזיינטיים על המעבר היא זניחה. במקרה זה יש לבחון את האפשרות שזחילת השטף היא זו שגורמת להעלמות השיא השני בזמנים הארוכים.

לשם כך, ננסה למדוד לולאה "קדומה" יותר בטמפרטורות בהן נעלם השיא השני. באיור 4-VI מוצגות לולאות מגנטיזציה שנמדדו ב- 27 קלווין בקצבי סריקה שונים בין 4 ל-1600 גאוס\שניה. המסגרת הפנימית מתמקדת באזור השיא השני על הלולאה.



איור 4-VI מוצגות לולאות מגנטיזציה שנמדדו ב- 27 קלווין בקצבי סריקה שונים בין 4 ל-1600 גאוס\שניה. המסגרת הפנימית מתמקדת על אזור השיא השני על הלולאה. החץ מסמן את "עומקו" של השיא השני, כלומר את ההפרש בין הזרם לפני ואחרי המעבר.

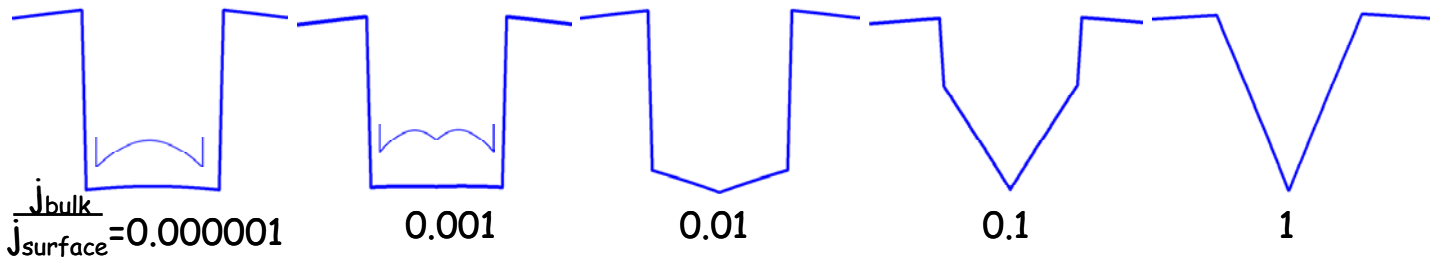
באיור 4-VI ניתן לראות שהשיא השני מופיע עם הקטנת חלון זמן המדידה (עם הגדלת קצב סריקת השדה). ככל שהקצב גדל, עומקו של השיא השני גדל בהדרגה. ניתן, איפוא, לקבוע ש-27 קלויין אינה הטמפרטורה בה לא ניתן יותר למדוד את השיא השני. עם זאת, ברור שמדידות איטיות לא יאפשרו מדידה של השיא השני ויביאו למסקנה (השגויה) שקו המעבר נקטע. קרוב לדאי שגם בטמפרטורות גבוהות יותר מ-27 אפשר יהיה לצפות בשיא השני ובלבד שקצב הסריקה יהיה גדול מספיק.

נסכם, איפוא, שההעלמות של השיא השני בטמפרטורות גבוהות הנה תוצאה של מדידה בחלון זמן ארוך מידי (כלומר בקצב סריקה איטי). ניתן לצפות שבחלון זמן קצר יותר יופיע השיא השני גם בטמפרטורות גבוהות, עד לטמפרטורה בה מתחיל להופיע חותם ה-melting.

ננסה להבהיר עתה כיצד הרלקסציה תורמת להעלמות השיא השני. נציין כי למרות שהשיא השני נעלם, לולאת המגנטיזציה היא עדיין אי-רברסבילית. עובדה זו נכונה עבור הדגמים שלנו כמו גם בתוצאות המובאות בספרות [47, 49, 65, 66, 68, 70]. הסיבה היא שקיימים שני מנגנונים האחראים לאי-הרברסביליות של לולאת מגנטיזציה: זרמי bulk-נפח (בגלל לכידת הפלקסונים בדגם) וזרמי מיסוך – זרמי שפה (בגלל מחסומים גאומטריים ומחסומי שפה של Bean Livingston) [86, 111-114, 119-124]. כל אחד מהמנגנונים דומיננטי בתחום טמפרטורות אחר, והוא קובע את השדה בו הלולאה הופכת רברסבילית באותו תחום. בדגמים דומים לשלנו, הגורם הדומיננטי לאי-הרברסביליות עד 22 קלויין הוא לכידת פלקסונים בנפח הדגם, מחסומי שפה דומיננטיים בתחום 25-50 קלויין, ומחסומים גאומטריים מ-60 קלויין ועד  $T_c$  [85].

את הגורם הדומיננטי לאי-הרברסביליות של לולאה ניתן לחלץ ישירות מצורת פרופילי האינדוקציה על הדגם. כאשר המנגנון הדומיננטי הוא לכידה, הפרופיל יתנהג לפי מודל Bean ונוכל לתאר את זרם הנפח על ידי שיפוע הפרופיל,  $dB/dx$ . כאשר הגורם הדומיננטי הוא זרמי מיסוך, לפרופיל תהיה צורת dome. במקרה זה, אפילו אם זרם הנפח

גדול מאפס, לא נוכל לקבוע מהו לפי dB/dx [85]. השפעתם של זרמי השפה על פרופיל האינדוקציה מתווספת לפרופיל הנוצר מזרמי הנפח (ומתאים למודל Bean), ומוסיפה מדרגה ליד קצה הדגם וצורת dome לפרופיל עצמו. איור 5-VI מדגים את השפעת זרם השפה על פרופיל האינדוקציה עבור זרמי נפח בגדלים שונים (העקומות מנורמלות לנקודה העמוקה בפרופיל). החישוב נעשה לפי חוק Biot-Savart עבור הגאומטריה של הדגם שלנו. כאשר זרם הנפח חזק, מתקבל פרופיל המתאים למודל Bean וככל שזרם הנפח קטן המדרגה בקצה הדגם נעשית דומיננטית והפרופיל מקבל צורת dome (ניתן לראות זאת בשתי התמונות בצד שמאל, בהן הגדלנו את חלקו הפנימי של הפרופיל). חשוב לציין שתרומת זרמי השפה מתווספת כסכום.

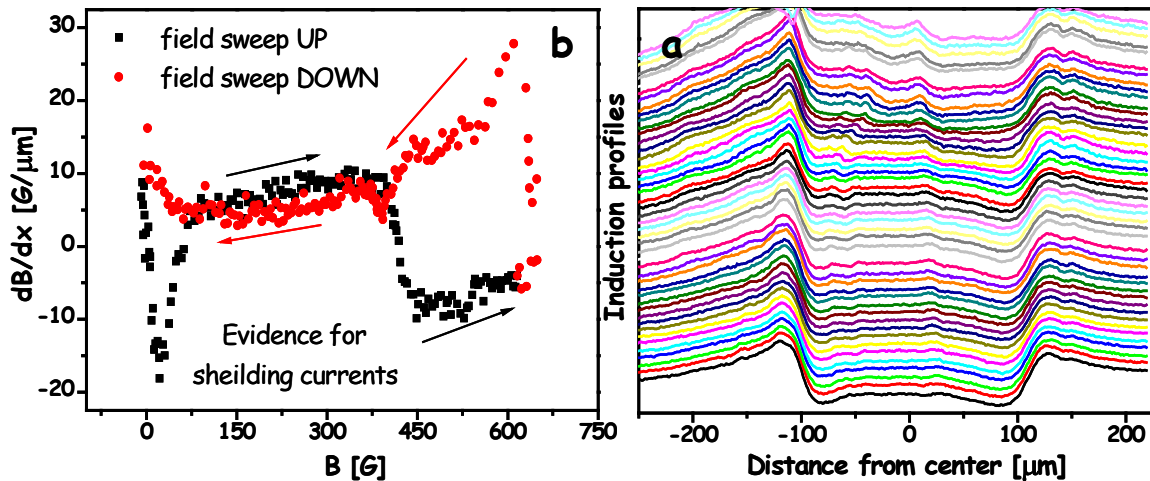


**איור 5-VI. השפעת זרמי שפה,  $j_{surface}$ , על פרופיל האינדוקציה עבור זרם נפח,  $j_{bulk}$ , בגדלים שונים. העקומות מנורמלות לנקודה העמוקה בפרופיל.**

ניתן גם לקבוע את הגורם לאי-רברסביליות מניתוח הלולאה הלוקאלית, dB/dx vs. B. כאשר אי-הרברסביליות היא תוצאה של זרמי נפח, הענף העולה של הלולאה נפגש עם הענף היורד בניגוד לכוון השעון, וכאשר היא תוצאה של זרמי מיסוך, הלולאה היא עם כוון השעון [85].

איור 6-VI (a) מציג את הפרופילים שנמדדו במהלך סריקת שדה בעליה בקצב של 5 גאוס\שניה ב-27 קלוין. ניתן לראות שבשדות הנמוכים, בפאזה המסודרת, לפרופילים יש צורת Dome, כלומר התרומה הדומיננטית היא של זרם השפה, ואילו זרם הנפח קטן מכדי להשפיע על צורת הפרופיל. בשדות הגבוהים, בפאזה הלא-מסודרת, שם זרם הנפח גבוה, תרומתו מספיק משמעותית יחסית לתרומת זרמי השפה כך שהפרופיל הנמדד מתנהג לפי מודל Bean. כמו כן, כאשר מציירים את לולאת המגנטיזציה הלוקאלית במקום כלשהו על

הדגם (ראה איור 6-VI (b)), מתקבלת בשדות הנמוכים לולאה בכוון השעון, המעידה על דומיננטיות של זרמי שפה, ואילו בשדות הגבוהים, שם זרמי ה-bulk גבוהים יותר, נצפית לולאה בניגוד לכוון השעון.



איור 6-VI (a) הפרופילים שנמדדו במהלך סריקת שדה בעליה בקצב של 5 גאוס\שניה ב-27 קלוין ב-FT4c1b1. (b) לולאת מגנטיזציה לוקאלית שצוירה מהפרופילים ב-a.

מעבר הפאזה מלווה בקפיצה מזרם נמוך לזרם גבוה, כך שניתן לצפות לקפיצה במגנטיזציה, דהיינו להופעת השיא השני. לשם מעקב אחרי העלמות השיא השני בחרנו בהפרש בין הזרם לפני ואחרי המעבר כפרמטר המכמת את השיא השני. הפרש זה הוא בעצם "עומקו" של השיא (ראה לדוגמה את החץ השחור על איור 4-VI). באיור זה ניתן לראות שעומק השיא תלוי ישירות בקצב הסריקה. החשיבות של בחירת עומק השיא השני כפרמטר המכמת אותו היא בביטול השפעתם של מחסומי השפה, שכן

$$m_{high} - m_{low} = (m_{surface} + dj_{high}) - (m_{surface} + dj_{low})$$

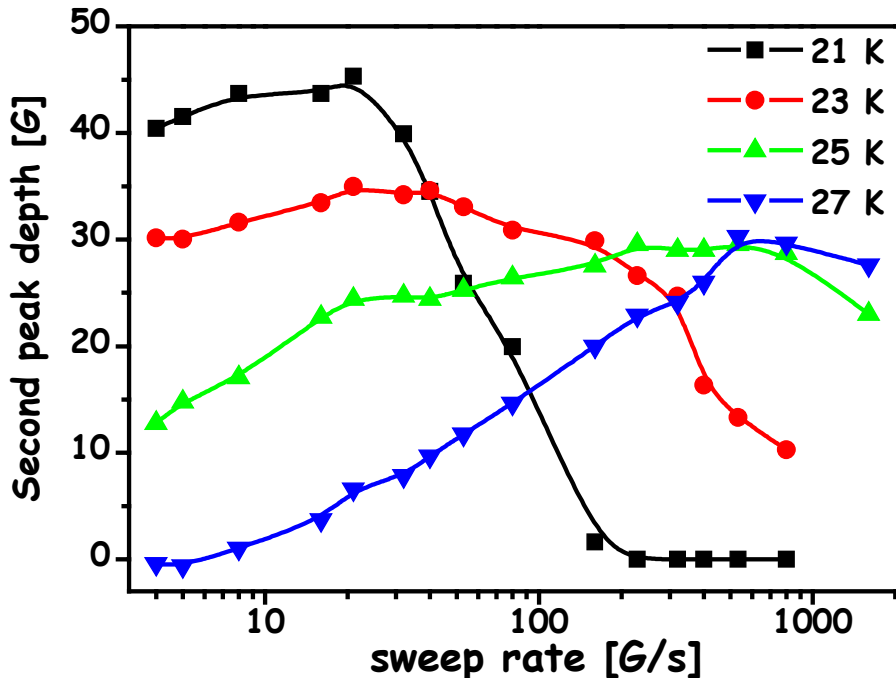
עומק השיא השני בכל זמן ניתן על ידי

$$d(j_{high} - j_{low}),$$

כאשר  $j_{high}$  ו- $j_{low}$  הם הזרמים במצב הלא-מסודר והמסודר בהתאמה ו- $d$  הוא חצי רוחב הדגם. כיון שהזרם בכל אחת מהפאזות יורד עם הזמן, העומק הוא

$$d(j_{high}(t) - j_{low}(t)).$$

מאחר שקצב הסריקה קובע את חלון הזמן של המדידה, לכל קצב נוכל לשייך  $j_h$  ו- $j_l$  משלו (אם כי יש לזכור כי השיוך נותן קרוב בלבד משום שמתרחשת גם דעיכה של הזרם במהלך הסריקה כתוצאה מזחילת שטף).



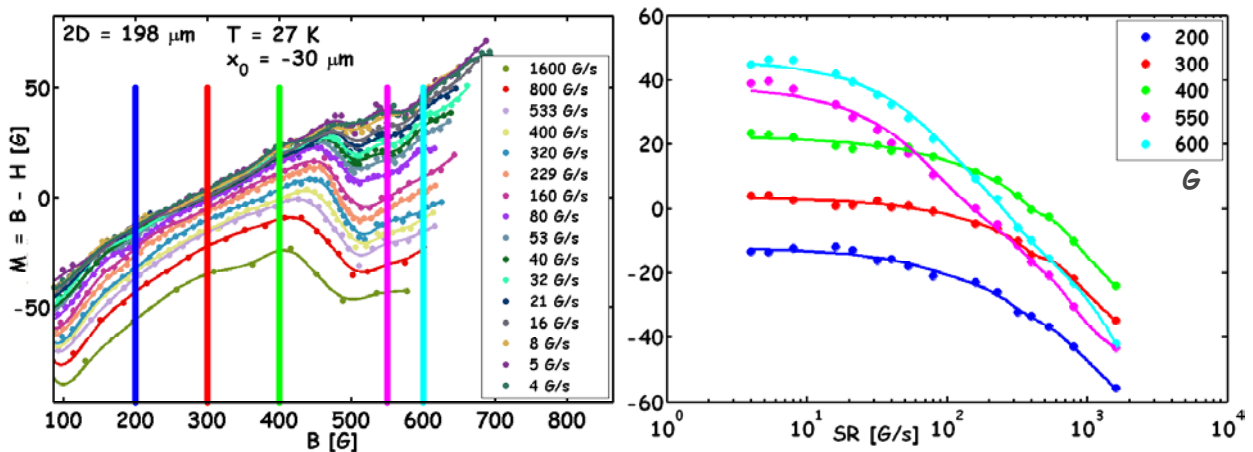
איור 7-VI. עומק השיא השני,  $d(j_{high}-j_{low})$ , כפונקציה של קצב סריקת השדה בטמפרטורות שונות.

באיור 7-VI מוצג עומק השיא השני, כפי שנמדד על ידי הפרש הזרמים, כפונקציה של קצב סריקת השדה החיצוני עבור טמפרטורות שונות. בטמפרטורות נמוכות, למשל 21 קלווין, בהן המצבים הטרנזיינטיים ממסכים את המעבר בחלון זמן המדידה ומתרפים עם הזמן, תמונה זו מדגימה את צמיחת השיא השני עם ירידת קצב הסריקה (כלומר עם הרחבת חלון זמן המדידה). בטמפרטורות גבוהות יותר, בהן המצבים הטרנזיינטיים התרפו כבר בחלון זמן המדידה, ניתן לראות את דעיכת השיא השני עם ירידת קצב הסריקה. כאמור, דעיכה זו של עומק השיא השני נובעת מדעיכת זרמי הנפח עם הזמן, ומביאה בסוף להעלמות השיא השני ב-27 קלווין.

לכל טמפרטורה, בתחום זמנים בו המצבים הטרנזיינטיים כבר התרפו, בקצב הסריקה המקסימלי מתקבל עומק מסוים לשיא השני, וככל שמאיטים את הסריקה ומודדים  $j$  נמוך יותר בכל פאזה, העומק יורד בהדרגה. כיון שהזמן והטמפרטורה פועלים באותו כוון [47], ברור שעבור קצב סריקה מסוים, עומק השיא יקטן עם עליית הטמפרטורה (ראה איור 3-VI). אך גם ברור מאיור 4-VI שניתן לשלוט על העומק ולהפכו לבלתי תלוי בטמפרטורה על ידי שימוש בקצבי סריקה הולכים וגדלים כאשר הטמפרטורה עולה.

כאמור, השיא השני הנמדד על לולאת המגנטיזציה הינו תוצאה של קפיצה מזרם נפח (bulk) נמוך לגבוה, והתרומה של מחסומי השפה מהווה רקע. כאשר זרמי הנפח דועכים לערך נמוך מאד, נמדד הרקע, זרמי השפה, בלבד.

כיון שזרם הנפח בפאזה הלא-מסודרת גבוה תמיד מזה של המסודרת (באותו חלון זמן), הפאזה המסודרת תהיה הראשונה ש"תבלע" בזרמי השפה. באיור 8-VI מוצגת הערכה לזרמים השונים כפונקציה של קצב הסריקה. ניתן לראות שהזרם הנמוך מגיע לרוויה (כלומר אינו משתנה יותר עם שינוי קצב הסריקה) בזמנים קצרים יותר מאשר הזרם הגבוה. כלומר, סמוך לגבול בו נעלם השיא השני ניתן להעריך את העומק שלו על ידי הזרם הגבוה בלבד,  $j_{high}$ , שכן הזרם הנמוך כבר "נבלע" בזרמי השפה.



איור 8-VI. הערכה לזרמים השונים כפונקציה של קצב הסריקה בשדות שונים. הזרם ה"גלובאלי" מתואר, כפונקציה של קצב סריקת השדה, עבור שלש אינדוקציות בהן הפאזה מסודרת (200, 300 ו-400 גאוס) ושתי אינדוקציות בהן הפאזה לא-מסודרת (550 ו-600 גאוס). האינדוקציות מסומנות בקו אנכי על לולאת המגנטיזציה.

מסקנתנו מכאן היא שסמוך להעלמות השיא השני בטמפרטורות גבוהות ניתן להעריך את עמקו על ידי  $j_h$ . נפנה עתה לדון בקשר שבין ממדי הדגם להעלמות השיא השני.



## 3.VI. השפעת גודל הדגם על קטיעתו של קו המעבר

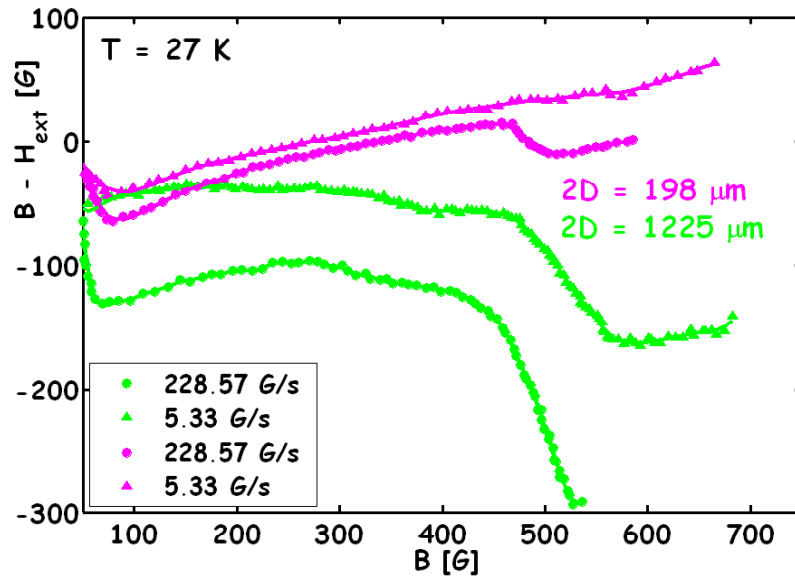
### בטמפרטורות גבוהות

הערך הנמדד של המגנטיזציה,  $M$ , הוא סכום של שני רכיבים:  $M_{\text{bulk}}$  המשקף את לכידת הפלקסונים בנפח הדגם, ו-  $M_{\text{surface}}$  המשקף את העיכוב בכניסת פלקסונים לדגם בשל מחסומי השפה. שני המרכיבים תלויים בממדי הדגם:  $M_{\text{bulk}}$  צפוי להתנהג כמו  $jd$  לפי מודל Bean [8, 17], ו-  $M_{\text{surface}}$  תלוי ב-  $t/d$  (יחס עובי/רוחב) עבור מחסומים גאומטריים [66, 108, 110, 112, 125-127] וגם עבור מחסומי שפה של Bean-Livingston באופן לא ישיר על ידי פקטור הדה-מגנטיזציה [66, 86, 108, 120-122, 128]. (פקטור הדה-מגנטיזציה  $N \approx 1 - \pi t/4d$  [110, 129] בדגמים המוצגים בפרק זה הוא 0.99 עבור הדגם הגדול ו-0.96 עבור הדגם הקטן). כפי שצויין לעיל, לעניין הצפייה בשיא השני, רק לאיבר  $M_{\text{bulk}}$  של המגנטיזציה יש תפקיד, וזרמי השפה מהווים רקע (שיש לנסות לשמרו קבוע<sup>§§</sup>). בסעיף הקודם הראנו, שסמוך להעלמות השיא השני ניתן להעריך את עומקו על ידי  $j_h d$  בלבד. נפנה עתה לבדוק ניסיונית את התלות של עומק השיא השני ברוחב הדגם, והאם  $d$  אכן משפיע על הטמפרטורה בה נעלם לכאורה השיא השני.

באיור 9-VI מוצגות לולאות מגנטיזציה  $B-H_{\text{ext}}$  כנגד  $B$  ב- 27 קלוין, עבור הדגם הגדול (ירוק) והדגם הקטן (ורוד), בקצב סריקה של 5.3 גאוס/שניה (משולשים). ניתן לראות שיא שני על העקומה השייכת לדגם הגדול, אך בזו של הדגם הקטן הוא נעלם.

---

<sup>§§</sup> במקור [65] מוצגות לולאות מגנטיזציה של שני דגמים בהם נשמר  $t/d$  ולכן ניתן שם לטעון שבקרוב טוב ההפרש בין רוחב הלולאות של שני הדגמים הוא תוצאה של השינוי ב-  $M_{\text{bulk}}$  בלבד. עם זאת במקור [65] מצוין במפורש שבשאר הדגמים שנמדדו (סה"כ 8) רק  $d$  שונה, והיחס  $t/d$  לא נשמר, ובכל זאת הנקודות  $R_{\text{cr}}(T)$  "יושבות" בדיוק על אותו קו. הסיבה לכך היא זו שציינו קודם:  $M_{\text{barrier}}$  משמש רק כרקע הקובע את רוחב הלולאה, אך אינו קובע האם יופיע עליה השיא השני.

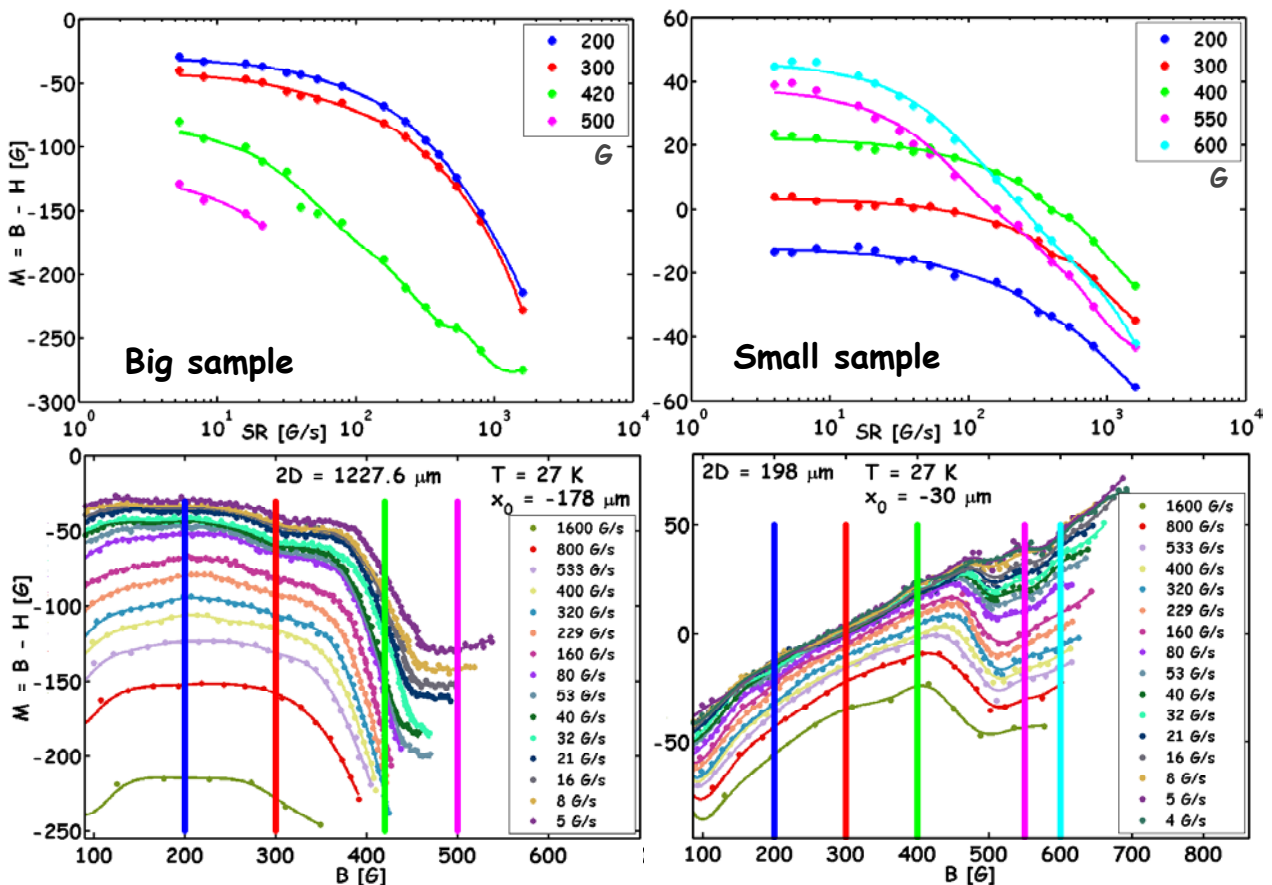


איור 9-VI לולאות מגנטיזציה  $B-H_{ext}$  כנגד  $B$  ב- 27 קלוין עבור הדגם הגדול (ירוק) ועבור הדגם הקטן (ורוד), בקצבי סריקה של 5.3 (משולשים) ו- 230 (עיגולים) גאוס\שניה.

מתוצאה זו אפשר היה לקבוע שהטמפרטורה הקריטית, שמעליה לא ניתן למדוד את השיא השני קטנה או שווה ל- 27 קלוין בדגם הקטן וגדולה מ- 27 קלוין בדגם הגדול. לפי ההסבר שהוצע בסעיף הקודם, מדידות בקצב סריקה גבוה יותר (בחלון זמן קטן יותר) מאפשרות מדידה של זרמי נפח קדומים יותר, ולפיכך גדולים יותר, כך ש-  $D(j_{high}(t)-j_{low}(t))$  גדל, וניתן שוב להבחין בשיא השני על הלולאה. על איור 9-VI מוצגות גם לולאות שנמדדו בשני הדגמים באותה טמפרטורה בקצב סריקה גבוה יותר, של 230 גאוס\שניה ואכן השיא השני מופיע הן בדגם הגדול והן בקטן.

לכאורה, הביטוי עבור המגנטיזציה ליד ההעלמות,  $Dj_{high}(t)$ , מוביל לעומק שיא התלוי ישירות בגודל הדגם. אולם התוצאות המובאות כאן מראות שהיחס בין עומקי השיא אינו יחס הגדלים (6.25) אלא גדול בהרבה (במקרה זה  $\sim 22$ ). (בדומה לתוצאות של Wang *et al*. שקיבלו יחס פיקים של כ- 70/3 במקום 7/3). הסיבה להבדל המשמעותי בין הגדלים השונים היא שחלון הזמן האפקטיבי בו נמדדת הרלקסציה תלוי גם הוא בגודל הדגם, כך שבמדידה המתבצעת בחלון זמן נתון, הזרם בדגם הקטן הוא נמוך יותר.

נקודה זו מודגמת באיור 10-VI המציג הערכה לזרם ה"גלובלי" בדגמים השונים, שנמדד באותה טמפרטורה (27 קלוין) עבור אותם חלונות זמן (הנקבעים על ידי קצב סריקת השדה החיצוני, 4-1600 גאוס\שניה). החלק השמאלי של התמונה מתייחס לדגם הגדול והחלק הימני לדגם הקטן. החלק העליון של התמונה מציג את הזרם שנמדד עבור מספר שדות מייצגים מעל ומתחת לשיא השני (כלומר  $j_h$  ו- $j_l$ ). שדות אלה מסומנים על לולאות המגנטיציה המוצגות בחלקה התחתון של התמונה. ניתן לראות שבטמפרטורה זו זרם הנפח הנמוך,  $j_h$ , אינו משתנה כבר עם שינוי קצב הסריקה (חלון הזמן) הן בדגם הגדול והן בקטן. לעומת זאת, הזרם הגבוה,  $j_h$ , שאינו משתנה עם קצב הסריקה בדגם הקטן, עדיין קיים בדגם הגדול עבור אותם זמנים.



איור 10-VI. הערכה לזרם ה"גלובלי" עבור דגם גדול (צד שמאל) ודגם קטן (צד ימין), שנמדד ב-27 קלוין, עבור אותם קצבי סריקה של השדה החיצוני, 4-1600 גאוס\שניה.

מאחר והעלמות זרם הנפח הנמדדת על ידי שיפוע הפרופיל אינה מאפשרת השוואה של ערכו של זרם הנפח בין הדגמים, חישבנו את הזרמים שנמדדו בחלונות זמן שונים,

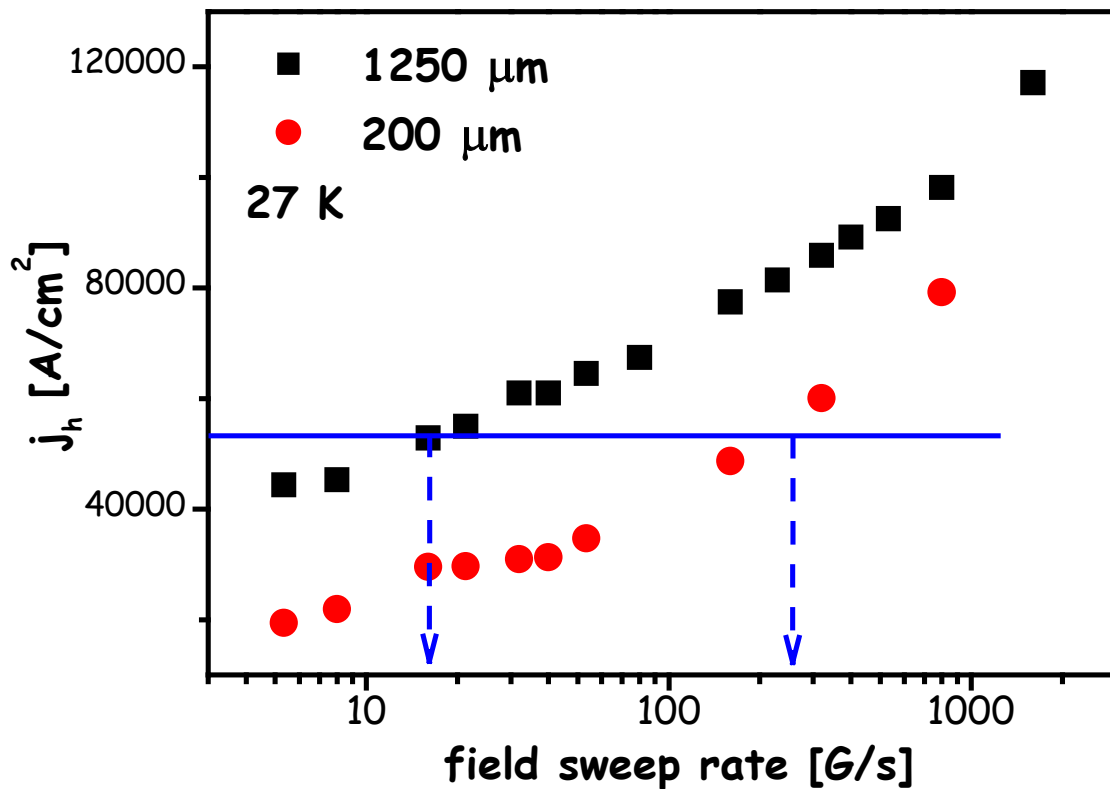
בשני הדגמים, עבור אינדוקציות בסביבות 600 גאוס (מעל השיא השני). הפכנו פרופיל

אינדוקציה לפרופיל זרם על ידי התאמה לחוק ביו-סבר,  $B = \frac{1}{c} \int \frac{J(B, r') \times (r - r')}{|r - r'|^3} d^3 r'$ , וכך

גם הפרדנו את זרמי השפה מזרמי הנפח. ניתן לראות באיור 11-VI שזרם הנפח הגבוה,  $j_h$ ,

בדגם הקטן תמיד נמוך יותר מאשר בדגם הגדול. כמו כן ניתן לראות שעבור מדידת אותו

זרם בשני הדגמים יש להשתמש בקצב סריקה שונה.



איור 11-VI. זרם הנפח הגבוה,  $j_h$ , ב-27 קלוין באינדוקציות של ~600 גאוס בדגם גדול ובדגם קטן

עבור קצבי סריקה שונים.

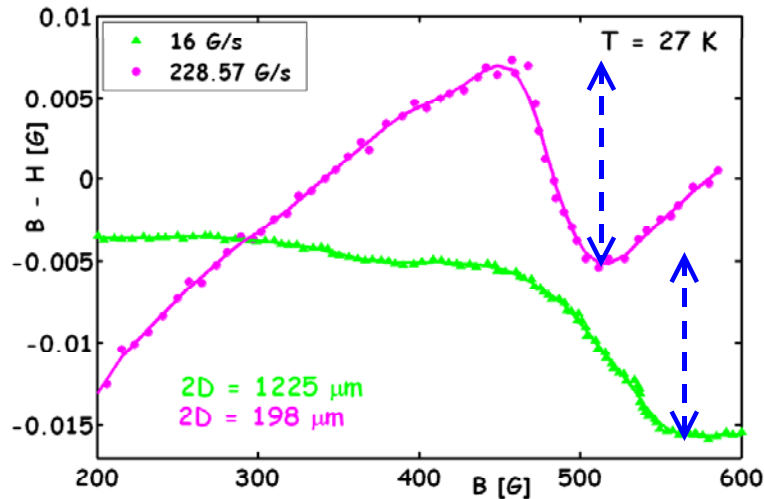
בעזרת איור 11-VI ניתן "לתקן" את ההבדל בגודל השיא השני על ידי התאמת חלון

זמן שונה לכל גודל דגם. לדוגמא, נבחר  $j_h$  מסוים (כלומר גודל שיא שני מסוים), מסומן

בקו אופקי כחול על איור 11-VI. ניתן לראות שקצב הסריקה הנדרש הוא 16 G/s בדגם

הגדול ו- ~250 G/s בדגם הקטן. באיור 12-VI מוצגת הלולאה המתקבלת ב- 230

גאוס\שניה עבור הדגם הגדול (ירוק) וב- 16 גאוס\שניה עבור הדגם הקטן (ורוד).



איור 12-VI. לולאות מגנטיזציה B-H כנגד B בקצב סריקה של 230 גאוס\שניה עבור הדגם הגדול (ירוק) ושל 16 גאוס\שניה עבור הדגם הקטן (ורוד).

נותר להסביר מדוע הזרמים נמוכים יותר בדגם הקטן עבור אותו חלון זמן, כלומר מדוע הרלקסציה מהירה יותר ככל שהדגם קטן. כדי להסביר זאת, נניח נסיון בגיאומטריה מקבילית (כלומר, השדה מקביל לפנים הארוכות) ולכן על השפה  $B=H$ . בנוסף אנו מניחים שהזרם אחיד לרוחב הדגם, הנחה הנשמכת על הנסיון. לכן:  $B = \frac{4\pi}{c}(d-x)j + H$  (מודל

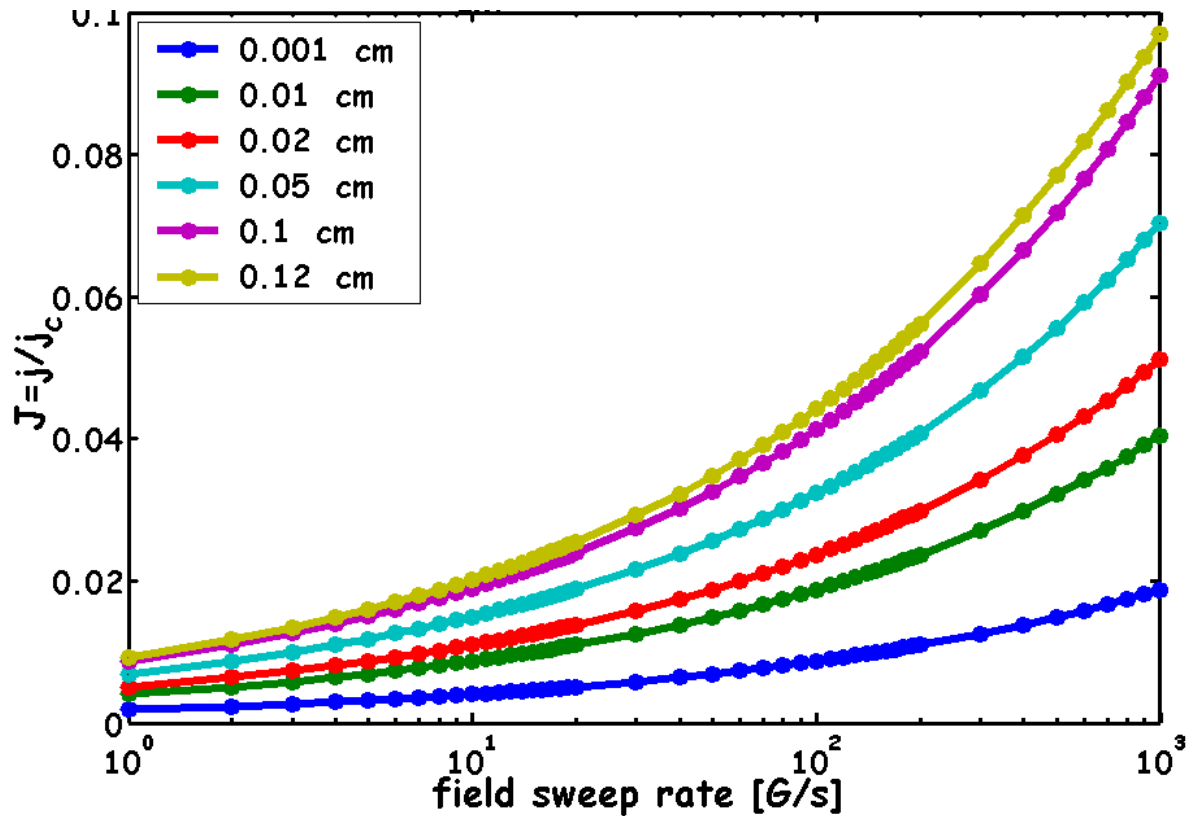
המצב הקריטי של Bean). מצד שני, לפי משוואת הדיפוזיה  $(vB)$   $\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(vB)$ . הצבה של

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{4\pi}{c}(d-x)\frac{\partial j}{\partial t} + \frac{dH}{dt}$$

ואינטגרציה של משוואה זו ממרכז הדגם אל שפתו [12] נותנת:

$$\frac{\partial j}{\partial t} = -\frac{cv_0H}{2\pi d^2} e^{-\frac{y}{KT}} + \frac{\dot{H}}{d} \quad (1)$$

במשוואה זו  $\dot{H}$  קצב סריקת השדה החיצוני,  $H$  השדה החיצוני, ו- $U$  אנרגיית האקטיבציה.  $v_0$  היא מהירות שטף הפלקסונים ב-(flux flow),  $v_0 = x_0\omega_m j/j_c$ , כאשר  $x_0$  הוא ה- hopping distance, ו- $\omega_m$  תדירות הנסיונות (attempt frequency). משוואה זו מתארת תחרות בין שני גורמים המשפיעים על קצב שינוי הזרם. האבר השני, המבטא את קצב עליית השדה, גורם לעלייה של  $j$ , ואילו האיבר הראשון, המבטא את הרלקסציה, מתאר דעיכה של  $j$ . בזמנים ארוכים  $H$  גבוה ואיבר הרלקסציה יהיה דומיננטי.



איור 13-VI. הזרם בדגם בשדה חיצוני של 1500 גאוס כפונקציה של קצב שינוי השדה החיצוי עבור גדלי דגם שונים, כפי שחושב נומרית עבור  $n=3$ ,  $j_c=10^6$  A/cm<sup>2</sup>,  $x_0\omega_m = 10^4$  cm/s,  $\dot{H} = 1 - 1000$  G/s ו- $d=0.001-0.12$  cm.

בהצבת  $J = \frac{j}{j_c}$ ,  $\tau = \frac{t}{t_0}$  ו-  $t_0 = -\frac{2\pi j_c d}{Hc}$  במשוואה 1, ובהנחה של מודל

לוגריתמי עבור U:  $U = U_0 \ln(j_c/j)$ , מקבלים:

$$\frac{\partial J}{\partial \tau} = 1 - \frac{2\pi x_0 \omega_m j_c}{cH} \tau J^{n+1} \quad (2)$$

כאשר  $n = U_0 / kT$ .

פתרנו נומרית את משוואה 2 עבור קצבי סריקת שדה שונים וגדלים שונים, כאשר הקבועים הם ערכים אופייניים לניסוי. מתוך תוצאות שלה ציירנו את הזרם בשדה חיצוני מסויים כפונקציה של קצב שינוי השדה החיצוני עבור גדלים שונים של דגם. התוצאות מובאות באיור 13-VI. החישוב בוצע עבור  $n=3$ ,  $j_c=10^6$  A/cm<sup>2</sup>,  $x_0\omega_m = 10^4$  cm/s,  $\dot{H} = 1 - 1000$  G/s ו- $d=0.001-0.12$  cm בדגם שבו התבצעו המדידות, n נע בין 3 ל-7,

ונציין שחישוב עבור ח-ים שונים בתחום מניב תוצאות דומות. ניתן לראות באיור 13-VI שהתנהגות הזרם כפונקציה של קצב סריקת השדה החיצוני ושל גודל הדגם דומה למתואר באיור 11-VI. דהיינו, הזרם גדל עם קצב סריקת השדה ועם רוחב הדגם.

יחס הזרמים בין הדגם ברוחב 1.2 מילימטר לדגם ברוחב 200 מיקרון המתקבל מהסימולציה נע בין 1.8 ל- 1.9 עבור קצבי הסריקה השונים (ראה איור 13-VI). אכן, מהתוצאות המוצגות באיור 11-VI, מתקבל יחס הנע בין 1.8 ל- 2.3. יחס המומנטים צפוי להיות תלוי חזק יותר בגודל הדגם שכן המומנט הוא  $j_d$ .

לסכום, העלמות השיא השני בטמפרטורות הגבוהות אינה העלמות אמיתית של מעבר הפאזה אלא תופעה מלאכותית כתוצאה מהרלקסציה המהירה של זרם הנפח בטמפרטורות גבוהות. בסעיף זה הראנו שהעלמותו של השיא השני יוצרת הבדל משמעותי בין דגמים בגדלים שונים, היכול להתפרש בטעות כאפקט של גודל הדגם על מעבר הפאזה.

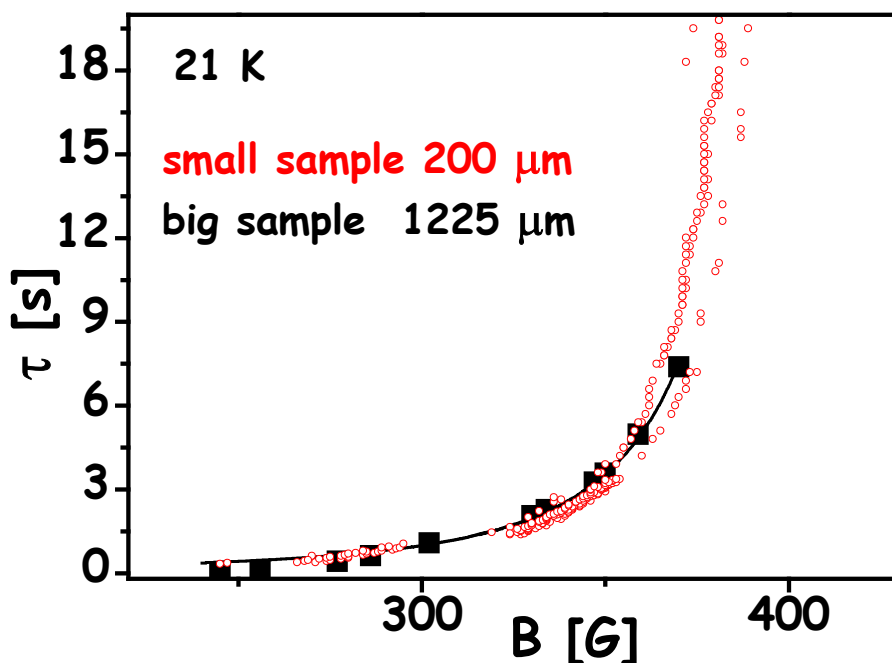
## **VI.4. השפעת גודל הדגם על מדידות של מעבר הפאזה סמוך**

### **לטמפרטורת הקטיעה הנמוכה של קו המעבר**

בסעיף הקודם דנו בתלות בגודל הדגם של הטמפרטורה בה נקטע קו המעבר בתחום הטמפרטורות הגבוהות. כפי שתארנו בהרחבה בפרקים קודמים, קו מעבר הפאזה סדר – אי-סדר נקטע פעם נוספת בטמפרטורה נמוכה יותר (מצידו התחתון). בפרקים III ו-IV הראנו שהסיבה להעלמות השיא השני היא מיסוכו על ידי מצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים, שזמני החיים שלהם בטמפרטורות נמוכות ארוכים יותר מחלון הזמן של המדידה. הראנו גם שהרחבת חלון הזמן של המדידה גורמת להופעתו מחדש של השיא השני בטמפרטורה בה הוא נעלם. בסעיף זה נדגים נסיונית ונסביר כיצד השפעתם של המצבים הטרנזיינטיים על צורתו של השיא השני תלויה בגודל הדגם. עד כה לא נבדקה

השפעה של גודל הדגם על טמפרטורת הקטיעה עצמה, אם כי בהמשך הפרק נתאר תרחיש אפשרי לתלות כזו.

הפרמטר המכמת את השפעתם של המצבים הטרנזיינטיים הוא זמן החיים שלהם,  $\tau$ , התלוי באינדוקציה הלוקאלית ובטמפרטורה. מכאן שהצעד הראשון שעלינו לבצע על מנת להשוות בין דגמים בגדלים שונים הוא להשוות את  $\tau(B)$  שלהם. מדידה של עקומות  $\tau(B)$  בדגם הקטן ב- 21 קלוין הניבה עקומה החופפת לזו של הדגם הגדול (ראה איור VI-14) והובילה למסקנה שזמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים אינם תלויים בגודל הדגם.

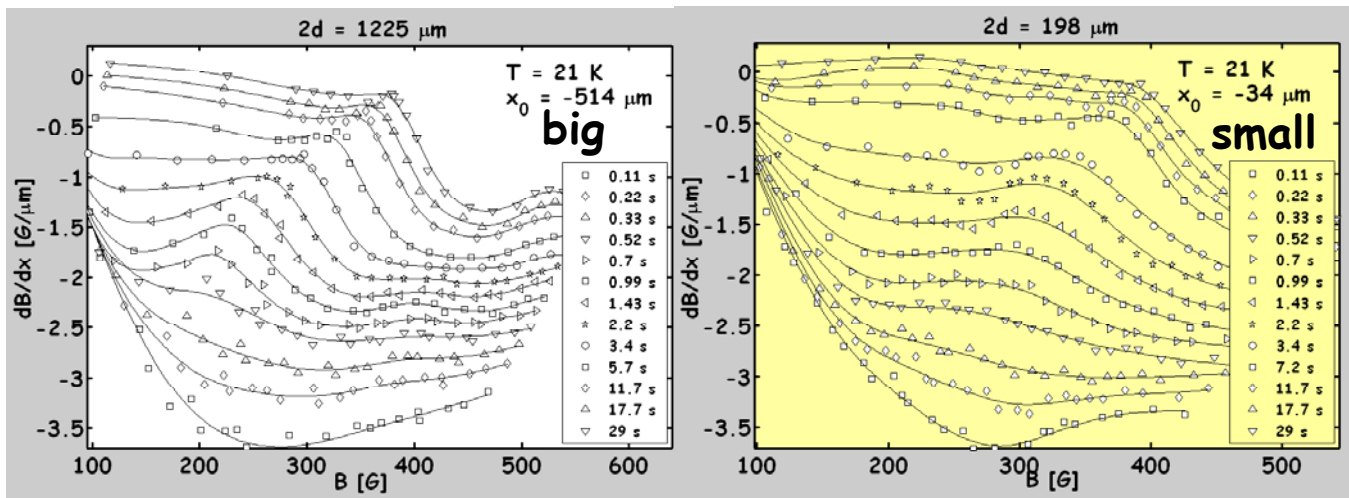


איור VI-14. עקומות  $\tau(B)$  שנמדדו עבור הדגם הגדול בטמפרטורות שונות, מתוך איור V-13. באדום:  $\tau(B)$  שנמדד עבור הדגם הקטן ב- 21 קלוין.

המחשה לכך שזמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים אינם תלויים בגודל הדגם נוכל לקבל על ידי השוואת תוצאות ניסויי רלקסציה בין שני הדגמים (הניסויים מתוארים בהרחבה בפרק III). מדידות אלה מציגות את הזרם הלוקאלי,  $dB/dx$ , כפונקציה של האינדוקציה הלוקאלית,  $B$ , מתוך מדידות רלקסציה שהתבצעו לאחר הפעלת שדות מגנטיים חיצוניים שונים. התהליך השולט בהתפתחות השיא השני בניסוי זה הוא הרפית המצבים הטרנזיינטיים, הנקבעת על ידי  $\tau(B)$ . בפרק III ראינו שניתן למדוד ישירות את זמן



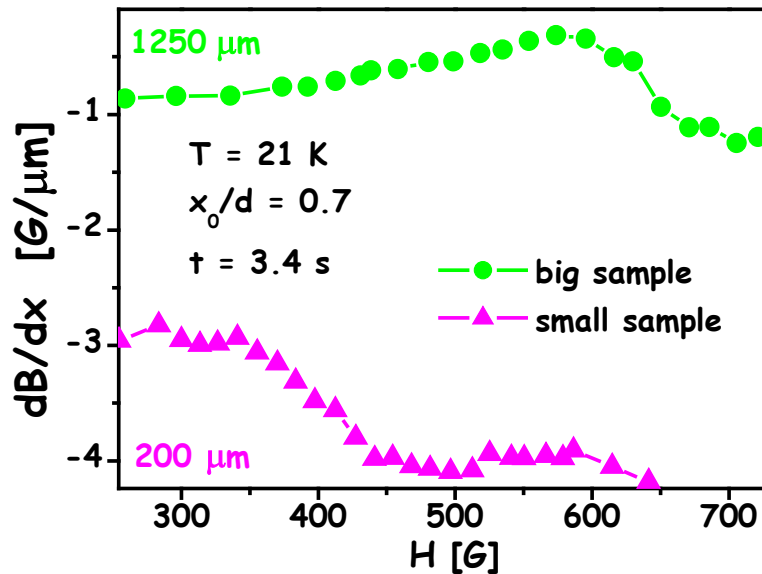
החיים של כל אינדוקציה על ידי חותמת הזמן של הלולאה בה מתקבל ה-onset באינדוקציה זו.



איור 15-VI. התפתחות בזמן של לולאות מגנטיזציה בו-זמניות, dB/dx כנגד B, ב- 21 קלוין עבור דגם גדול ודגם קטן.

איור 15-VI מציג את תמונת התפתחות בזמן של לולאות מגנטיזציה בו-זמניות ב- 21 קלוין עבור דגם גדול ודגם קטן. ניתן לראות את הדמיון בהתפתחות השיא השני, אשר מופיע על שתי הלולאות כחצי שניה לאחר הפעלת השדה, ונע עם הזמן לערכי אינדוקציה גבוהים יותר.

כפי שראינו, השיא השני הנמדד בזמן מסוים מופיע בשני הדגמים באותה אינדוקציה לוקאלית, כלומר  $B_{on}(t)$  שלהם זהה. נציין רק שכאשר הלולאה נמדדת כפונקציה של השדה החיצוני, השדה בו מתקבלת תופעת השיא השני הוא תמיד נמוך יותר בדגם הקטן. הסיבה היא שבהפעלת שדה חיצוני זהה על שני הדגמים, הפרופיל המתקבל על דגם גדול עמוק יותר מאשר בקטן. לפיכך האינדוקציות במרכז הפרופיל נמוכות יותר, וזמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים המעורבים קצר יותר. אם כן, השיא השני יופיע על שתי התמונות באותו זמן, אך ערכי השדה יהיו נמוכים יותר בדגם הקטן. תופעה זו מודגמת באיור 16-VI.



איור 16-VI. לולאת מגנטיזציה בו-זמנית,  $\text{dB/dx}$  כנגד  $H$ , שנמדדה 3.4 שניות לאחר הפעלת השדה החיצוני ב- 21 קלווין עבור דגם גדול ודגם קטן.

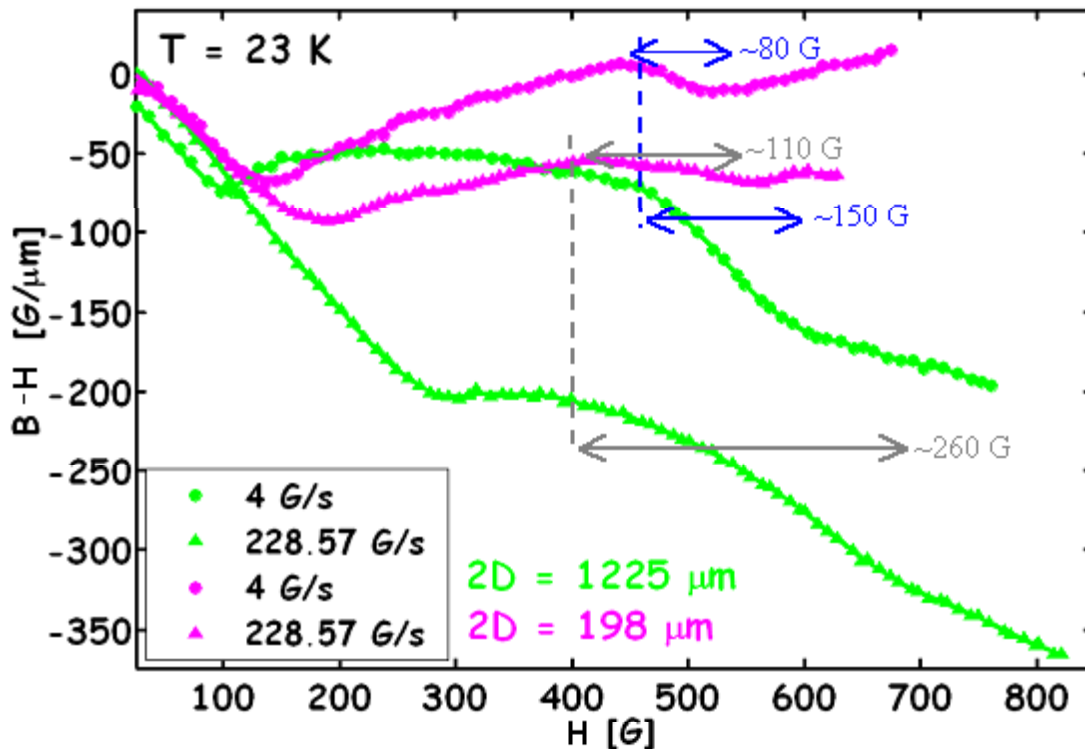
ניתן לראות באיור 16-VI, המציג לולאת מגנטיזציה שנמדדה 3.4 שניות לאחר הפעלת השדה החיצוני, שתופעת השיא השני מתקבלת בדגם הגדול ב- 580-680 גאוס ובקטן ב- 340-440 גאוס. בשני הדגמים נבחרה נקודת מדידה,  $x_0$ , הממוקמת ביחס של 0.7 לגודל הדגם ( $x_0$  נמדד ממרכז הדגם). בחירת מיקום זה היא שרירותית כמו בחירת מרחק קבוע מהקצה, כיון שפרופילי אינדוקציה של דגמים ברוחב שונה אינם נופלים זה על זה כאשר מותחים את הציר. יש לציין שאת הזרמים הלוקאליים עצמם לא ניתן להשוות ממדידה כזו. על מנת להשוות את ערכי הזרם יש לבצע התאמה של הפרופיל לחוק ביו-סבר כפי שבוצע בסעיף הקודם.

לסיכום, ראינו שצורת השיא השני במדידות רלקסציה אינה תלויה בגודל הדגם מאחר שהיא מוכתבת על ידי  $\tau(B)$ , שאינו תלוי בגודל הדגם. כאשר מודדים את התפתחות השיא השני כפונקציה של השדה החיצוני, באה לידי ביטוי העובדה שעומק הפרופיל תלוי בגודל הדגם. לכן השיא השני מתקבל בשדות נמוכים יותר בדגם הקטן. בהמשך נתאר את השפעת גודל הדגם על תוצאות מדידות סריקת שדה.

במדידות סריקת שדה בעלייה, שתוארו בהרחבה בפרק IV, לכאורה לא נצפה להשפעה של גודל הדגם על מדידת המעבר, שכן השבר נכנס לדגם מהקצה והתנהגותו

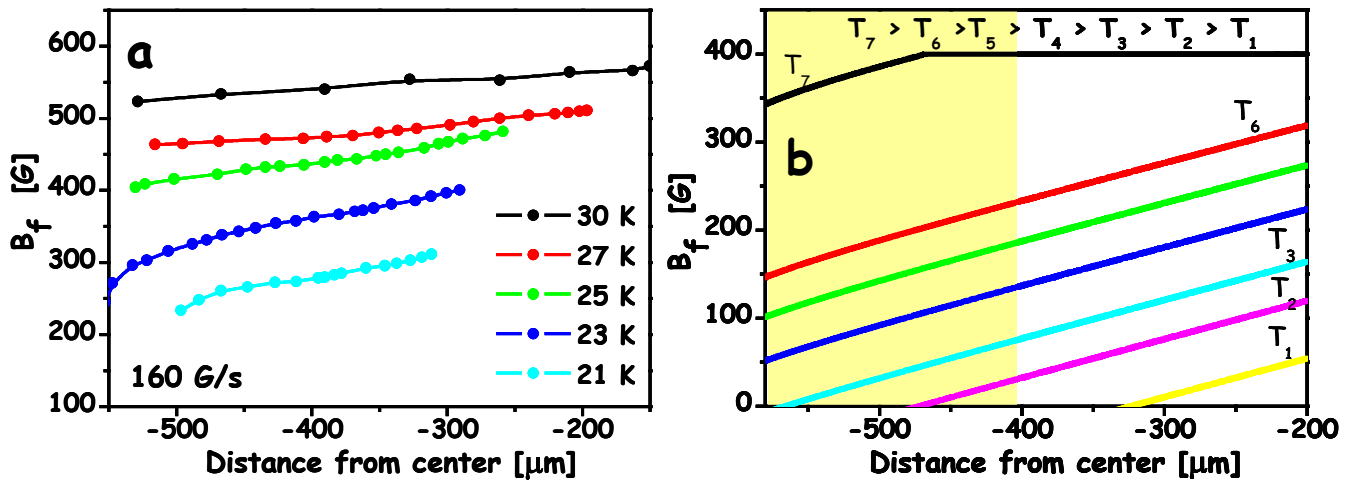
אינה מושפעת מעומק הפרופיל. התוצאות הניסיוניות (למשל איור 1-IV) והדיון בדינמיקת השבר בפרק V, הולידו תמונה ברורה של המתרחש בדגם בניסויי סריקת שדה. השבר נכנס לראשונה לדגם באינדוקציה  $B_{f0}$ , בה קצב ההזרקה של המצבים הטרנזיינטיים המוזרקים דרך השפה גובר על קצב ההרפיה שלהם. אינדוקציה זו תלויה ב-  $\tau(B,T)$  של החומר ובקצב הסריקה בלבד, ולכן אין שום סיבה להבדל בין דגמים בגדלים שונים. ההופעה הראשונה של השבר מיתרגמת ל-onset של השיא השני, כיון שאז מתחילים להכנס מצבים טרנזיינטיים לדגם והזרם בדגם מתחיל לעלות. לאחר הופעתו, השבר נע לעבר מרכז הדגם תוך שהאינדוקציה בו עולה, וניתן לתאר את תנועתו על ידי קצב הסריקה,  $dH/dt$ , זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים,  $\tau(B,T)$ , וחוק הרלקסציה של אותה טמפרטורה,  $j(t)$ . גודל הדגם אינו נכלל בביטויים אלה, ולכן בדגם גדול ובדגם קטן מסלול השבר צפוי להיות זהה.

ההבדל היחיד בין דגמים בגדלים שונים הוא שככל שהדגם גדול יותר השבר צריך לעבור דרך ארוכה יותר עד שיגיע למרכזו. כאשר השבר מגיע למרכזו כל הפרופיל לא-מסודר, ואז נמדד ה-peak, המסמן את סוף דו-הקיום של הפאזות בדגם. בדגם קטן, אותו השבר חוצה מהר, תחום האינדוקציות של השבר הוא מאוד מצומצם, ולכן נצפה שהשיא השני יתחדד בדגמים קטנים. הכוונה הפעם לרוחב בציר H (או B) ולא לעומק השיא שאליו התייחסנו בחלקו הראשון של הפרק כפרמטר שעוקב אחרי העלמות התופעה. מכאן, שההבדל בין השיא השני הנמדד בגדלי דגם שונים במדידות סריקת שדה יהיה דוקא ב-peak של השיא השני ולא ב-onset. שדה ה-peak,  $H_p$ , צפוי לקטון עם גודל הדגם. בפרק V הדגמנו את הציפיה התיאורטית להשפעה זו של גודל הדגם על השיא השני (ראה איור V-17). כאן, באיור VI-17, נדגים השפעה זו נסיונית.



איור 17-VI. לולאות מגנטיזציה  $B-H_{ext}$  כנגד  $H_{ext}$  ב- 23 קלוין עבור הדגם הגדול (ירוק) ועבור הדגם הקטן (ורוד), בקצבי סריקה של 230 (משולשים) ו-4 (עיגולים) גאוס\שניה.

באיור 17-VI מוצגות לולאות מגנטיזציה "גלובאליות" כפונקציה של השדה החיצוני ב- 23 קלוין עבור הדגם הגדול (ירוק) ועבור הדגם הקטן (ורוד), בקצבי סריקה של 230 (משולשים) ו-4 גאוס\שניה (עיגולים). ניתן לראות שהשיא השני בדגם הקטן חד יותר מאשר בגדול (תחום השדות עליו הוא מתפרש צר יותר), ושההבדל הוא בשדה ה-peak. שדה ה-onset זהה כמעט בשני הדגמים, ואילו שדה ה-peak שונה משמעותית. כפי שראינו בפרק IV, ככל שמבצעים את המדידה בטמפרטורה נמוכה יותר (או בקצב סריקה גבוה יותר), המצבים הטרנזיינטים חודרים לדגם באינדוקציות נמוכות יותר, כך שתופעת השיא השני נדחפת מטה לשדות נמוכים. נדגים זאת באיור 18-VI (a) על ידי תאור מסלול השבר כפי שנמדד בכמה טמפרטורות עבור קצב סריקה של 160 גאוס\שניה.



איור 18-VI. (a) מסלול השבר מהקצה של עבר מרכז הדגם כפי שנמדד בקצב סריקה של 160 גאוס/שנייה עבור הטמפרטורות המצוינות על הגרף. (b) מסלול השבר עבור מספר טמפרטורות כפי שחושב על ידי משוואות 11 ו-12 מפרק V.

מתוך הדיון שהובא בפרקים הקודמים נובע שבמקרה קיצוני של טמפרטורה נמוכה מספיק (או קצב סריקה גבוה מספיק), השיא השני יעלם. טמפרטורה זו היא טמפרטורת הקטיעה הנמוכה של קו מעבר הפאזה הנמדד, שמתחתיה לא ניתן למדוד את השיא השני ללא הרחבת חלון זמן המדידה. בתחום זה לא נמדדה עדיין השפעת גודל הדגם, ולכן אין לנו יודעים אם גם שם יימדד אפקט גודל מלאכותי, כלומר האם טמפרטורות הקטיעה תלויה בגודל הדגם.

במסגרת המדידות שתוצאותיהן מוצגות באיור 18-VI (a) לא נמדדה טמפרטורה נמוכה מספיק, בה השבר נכנס לדגם באינדוקציות נמוכות יותר. על מנת להעריך את המתרחש סמוך לגבול בו נעלם השיא השני, נשתמש בתאור האנליטי של תנועת השבר, כפי שבצענו בפרק V. באיור 18-VI (b) מתואר מסלול השבר עבור מספר טמפרטורות כפי שחושב ממשוואות 11, ו-12 המוצגות בפרק V. בטמפרטורה בה השיא השני נעלם ה-onset וה-peak צריכים להתקבל בשדה אפס, כלומר מצבים טרנזיינטיים חודרים לדגם וממלאים אותו החל מאינדוקציה אפס. ניתן לזהות שטמפרטורה  $T_1$  שבציור היא טמפרטורת הקטיעה של קו המעבר, כיון שבטמפרטורה נמוכה יותר מצבים טרנזיינטיים ממלאים את הדגם כבר מתחילת הניסוי. התחום הצהוב מסמן את הדגם הקטן שרחבו 200 מיקרון,

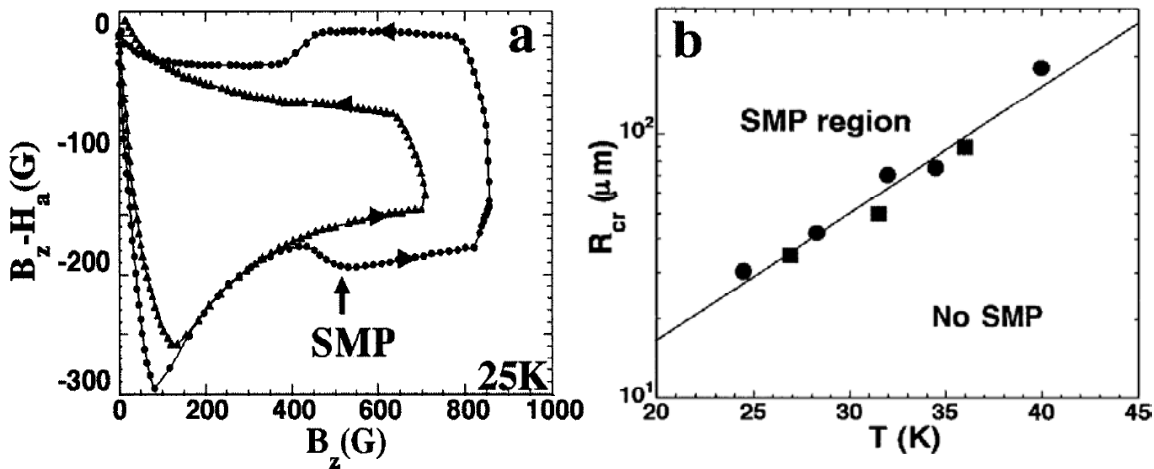
כלומר, מרכזו בערך ב-  $500 \mu\text{m}$ . בטמפרטורה  $T_3$ , השבר עדיין מופיע בדגם הקטן, כלומר יופיע שיא שני על לולאת המגנטיזציה, אך זוהי טמפרטורת הקטיעה כיון שב-  $T_2$  המצבים הטרנזיינטיים ממלאים את הדגם הקטן כבר מתחילת הניסוי ולא יופיע שיא שני כלל. הצגנו כאן תרחיש אפשרי המוביל לקיומו של אפקט גודל מלאכותי במדידות של לולאת מגנטיזציה בטמפרטורות נמוכות. הפתרון לבעיה, כלומר הצפיה המחודשת בשיא השני, הוא זמן. אם נשתמש בקצב סריקה איטי מאוד נוכל לצפות מחדש בשיא השני גם בדגמים קטנים, שכן קצב ההזרקה של המצבים הטרנזיינטיים יהיה נמוך מקצב ההרפיה שלהם, ובאינדוקציות נמוכות תשרור פאזה מסודרת. מכאן שאם תמדד תופעה כזו של העלמות השיא השני בדגמים קטנים, ברור שהיא אינה פיזיקלית, אלא רק תוצאה של מעבר פאזה שאינו בשווי-משקל (non-equilibrium) בין פאזה מסודרת למצבים טרנזיינטיים לא-מסודרים (במקום לפאזה תרמודינאמית).

## VI.5. דיון

כאמור לעיל, הקבוצות שתוצאותיהן מתוארות ב- [65-70] פרשו את העלמות השיא השני כאפקט גודל. אפקט גודל כזה הינו צפוי לפי הבנתם את המכניזם הגורם לשיא השני, ומהווה עבורם הוכחה לנכונות מכניזם זה. התוצאות הניסיוניות שהוצגו בפרק זה תואמות לשלהם, אבל ניתן להראות שאפקט הגודל שמדדו [65-70] הינו מלאכותי וניתן לתיקון על ידי שינוי פרוטוקול המדידה.

איור 19-VI מציג את התוצאות העיקריות של Wang *et al.* [65, 66] ממדידות של דגמי BSCCO בעזרת חיישן הול. ב-(a) מוצגות לולאות של שני דגמים ב- 25 קלוין, כאשר הדגם הגדול מציג שיא שני והקטן לא. תוצאות דומות הצגנו באיור 9-VI, והדגמנו כיצד על ידי שימוש בקצב סריקה גבוה יותר שב ומופיע השיא השני גם בדגם הקטן. כאשר משתמשים באותו קצב סריקה נמדד הבדל בעומק השיא השני בין דגמים בגדלים שונים, הגדול מיחס הגדלים של הדגמים. הסברנו עובדה זו על ידי קצב הרלקסציה, התלוי בגודל

הדגם. לכן, העובדה שהיחס בין עומקי השיא השני שבתמונה (a) היה 70/3 ולא 7/3 (יחס הגדלים) הינה צפויה ואינה מעידה על אפקט גודל.



איור 19-VI. תוצאות של Wang *et al.*, מתוך [65]. (a) לולאות מגנטיזציה של שני דגמים ב- 25 קלווין. (b) רוחב הדגם והטמפרטורה הקריטית שממנה אי אפשר כבר למדוד בו את השיא השני.

מאחר ש Wang *et al.* [65, 66] פרשו הבדל זה בעומק השיא השני כאפקט גודל, הם מצאו, עבור כל דגם, את הטמפרטורה הגבוהה ביותר בה ניתן למדוד את השיא השני, וציירו דיאגרמת פאזות חדשה בה הצמידו לכל גודל דגם את הטמפרטורה הקריטית שממנה אי אפשר כבר למדוד את השיא השני (b). דיאגרמה זו התאימה להבנתם את מקור השיא השני כמעבר D2 ל- 3D. לפי ההסבר שלהם, כאשר הדגם קטן מאורך הקורלציה, התיאוריה של Larkin-Ovchinnikov לא תקפה, בכל שכבה יש קורלציה חזקה מאוד בין הפנקייקים, כך שהחומר אינו יכול להיות מושפע מפוטנציאל לכידה. אורך הקורלציה תלוי בטמפרטורה, ולכן עבור כל גודל דגם צריכה להיות טמפרטורה קריטית מעליה המעבר אינו מתרחש. לפי ההבנה שהצגנו, קו המעבר, הנמדד על ידי השיא השני אינו נקטע בטמפרטורה מסוימת, וממשיך עד לרציפות עם חותם ה-melting ללא תלות בגודל הדגם. מכאן נבין שהדיאגרמה המוצגת ב-(b) אינה נכונה והמקור לטעות הוא השימוש בחלון זמן קבוע עבור כל גדלי הדגמים.

גם התוצאות שהציגו *Esquinazi et al.* במאמריהם [67-70] מובהרות לפי ההסבר שהצגנו. הם מדדו לולאות מגנטיזציה גלובאליות (ב-SQUID) בדגמי Bi2212 בגדלים שונים וגילו שעבור דגם של  $100 \times 100 \times 20 \mu\text{m}^3$  נעלם השיא השני לחלוטין. מתוך רוחב הלולאה חישובו את הזרם בדגם והראו שככל שיוורדים בגודל הדגם הפרש הזרמים משני צידי השיא השני קטן, עד להעלמותו ברעש. תוצאות אלה הוו עבורם אישור להבנה שהמקור לשיא השני הוא קפיצות אקראיות במגנטיזציה המשקפות חוסר יציבות כתוצאה מאפקטים תרמיים (Thermo Magnetic Instability). קפיצות אלה במגנטיזציה (מפולות) במוליכי על מסוג II מתרחשות כאשר החום שנוצר בדגם על ידי תנועת הפלקסונים אינו מספיק להשתחרר דרך פני הדגם. ככל שהדגם קטן, היחס בין שטח הפנים לנפח גדל ולכן בדגם קטן מספיק לא מתרחש האפקט התרמו-מגנטי ולכן, לטענתם, לא נצפה השיא השני. אנו טוענים שכל התוצאות שהראו ניתנות להסבר במסגרת מודל מעבר הפאזה,

לפי הבנתנו, לו היו מגדילים את קצב הסריקה בו נמדדה הלולאה, היה נמדד השיא השני גם בדגם הקטן. הסיבה לכך שבמידות בחלון זמן מסוים הפרש הזרמים משני צידי השיא השני, השקול במקרה לעומק השיא השני, קטן עד להעלמותו ככל שמקטינים את גודל הדגם, הינה התלות של זרמי הנפח בגודל הדגם. כלומר, אין צורך לפרש תוצאות אלה כאפקט גודל אמיתי אלא לשנות את זמני המדידה בהתאם לגודל הדגם.

בנוסף, נציין ש *Esquinazi et al.* [67-70] תולים את התרחשות האפקט התרמו-מגנטי גם בקצב הסריקה. על סמך המדידות שביצעו ועל סמך הבנתם את האפקט התרמו-מגנטי, ככל שקצב הסריקה גבוה יותר, תופעת השיא השני *תעלם* [68]. תוצאות אלה סותרות, לכאורה, את התוצאות שהצגנו, המראות שכאשר מגדילים את קצב הסריקה השיא השני *שב ומופיע* בדגמים קטנים בהם הוא כבר לא נמדד. ביכולתנו להסביר את התוצאות שלהם על ידי האבחנה שבחלון הזמן בו נמדדו הלולאות על ידי קפיצות בגדלים שונים (מדידה השקולה בקרוב למדידה בקצבי סריקה שונים), המצבים הטרנזיינטיים עדיין לא התרפו ולכן ככל שקצב הסריקה גבוה יותר הם ממסכים את השיא



השני בלולאת המגנטיזציה. מזכיר כאן גם שהטיעון המרכזי המצדיק, לדעתנו, את מודל מעבר הפאזה לעומת המודל התרמו-מגנטי כסיבה להתרחשות תופעת השיא השני, נובע מהמדידות הלוקאליות ולא דוקא מההוכחה שאפקט הגודל הנ"ל הוא מלאכותי. בעזרת המדידות הלוקאליות ניתן לראות שבמהלך התרחשות השיא השני השבר חוצה את הדגם בתנועה רציפה, ולעיתים איטית, דבר שאינו מתאים כלל למתרחש בדגם בזמן קפיצות תרמו-מגנטיות [67].

לסיכום, דווחים על אפקט גודל המעלים את השיא השני מקשים מאוד על התפיסה של מעבר הפאזה סדר – אי-סדר כגורם לשיא השני. תכונותיו הפיזיקליות של הדגם אינן משתנות עם גודלו בתחום גדלים בו קיים שריג פלקסונים. לפיכך מעבר פאזה תרמודינאמי, הנובע מתחרות בין אנרגיה אלסטית לאנרגיית הלכידה, אינו יכול להיות תלוי בגודל. לכן הדיון שהצגנו בסעיף זה בתוצאות המציגות אפקט גודל, וההבנה כי אפקט זה הוא מלאכותי ותלוי בפרוטוקול המדידה, תומך במודל מעבר הפאזה בהתאם לגישה המקובלת כיום.

## **VI.6. סיכום ומסקנות**

בפרק זה בדקנו את השפעת גודל הדגם על מדידות מעבר הפאזה בשני אזורי טמפרטורה על קו המעבר: סמוך לטמפרטורה מעליה לא נמדד יותר השיא השני וסמוך לטמפרטורה שמתחתיה הוא נעלם. הבחנו בין הסיבות להעלמות השיא השני באזורים השונים: דעיכה של זרמי הנפח המעלימה את השיא השני באזור הטמפרטורה הגבוהה ומיסוך שלו על ידי מצבים טרנזיינטיים באזור הטמפרטורה הנמוכה. סיבות אלה מבהירות שהעלמות השיא השני בשני המקרים הינה אפקט מלאכותי, הניתן לתיקון על ידי שינוי פרוטוקול המדידה. השינוי שיוביל לצפיה מחודשת בשיא השני בטמפרטורה בה הוא נעלם הינו מדידה בחלון זמן מוקדם יותר, על מנת לצפות בזרמי הנפח לפני דעיכתם, מעל

הטמפרטורה הגבוהה; ומנגד, הרחבת חלון זמן המדידה על מנת לאפשר הרפייתם של המצבים הטרנזיינטיים, מתחת לטמפרטורה הנמוכה.

בגבול הטמפרטורה הגבוהה ראינו שחלון הזמן האפקטיבי בו נמדדת הרלקסציה תלוי בגודל הדגם. לכן בדגם קטן דעיכת זרמי הנפח "תעלים" את השיא השני בטמפרטורה נמוכה יותר. הבדל זה עלול להתפרש כאפקט אמיתי של גודל הדגם, כלומר שמעבר הפאזה אינו מתקיים כלל בדגמים קטנים [65-70]. הסברנו מדוע פרשנות זו אינה נכונה והדגמנו את קיומו של מעבר הפאזה על ידי מדידת השיא השני בטמפרטורה בה הוא נעלם בדגם הקטן, לאחר הגדלת קצב סריקת השדה.

בגבול הטמפרטורה הנמוכה וידאנו שזמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים אינם תלויים בגודל הדגם. עם זאת, הדגמנו כיצד השפעתם על צורת השיא השני תלויה בגודל הדגם במדידות רלקסציה ובמדידות סריקת שדה. למשל, במדידות סריקת שדה הראנו שרוחב השיא השני (המרחק בין ה-onset ל-peak) תלוי ישירות ברוחב הדגם. כמו כן, העלנו את האפשרות שגם טמפרטורת הקטיעה הנמוכה תלויה לכאורה בגודל הדגם. אם תרחיש זה נכון, המשמעות היא שככל שמקטינים את הדגם, תחום הטמפרטורות בו נצפה השיא השני מצטמצם, אלא אם כן מתאימים את חלון זמן המדידה לגודל הדגם.

לסיכום, המסקנה אליה הגענו בפרק זה היא שלא קיים אפקט גודל במעבר הפאזה ממצב מסודר ללא-מסודר בסקלות האורך עליהן דווח במדידות (עשרות מיקרונים). התוצאות הניסיוניות המלמדות על קיום אפקט כזה משקפות אפקט מלאכותי התלוי בנוהל המדידה. עם זאת, ברור שאנו מצפים לאפקט גודל אמיתי, כלומר אי-קיום מעבר הפאזה, בדגמים מסדר גודל של מיקרונים, שם כבר לא קיים סריג פלקסונים בתחום השדות הרלוונטי לשיא השני.

## VII. סיכום ומסקנות

בעבודת המחקר שהוצגה כאן עסקנו בחקר המצבים הטרנזיינטיים הלא-מסודרים במערך הפלקסונים. מצבים אלה נוצרים בדגם על ידי הזרקה של פלקסונים דרך מחסומי שפה לא-הומוגניים [71, 72, 77], או על ידי גרירה (supercooling) של הפאזה הלא-מסודרת אל מתחת לקו המעבר [23, 73]. הראנו כיצד המצבים הטרנזיינטיים משפיעים על מדידות מגנטיות של מעבר הפאזה.

עקבנו אחרי תהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים על ידי מדידה מגנטו-אופטית של הרלקסציה המגנטית בדגם בשדה חיצוני קבוע. מניסויים אלה הרכבנו את תמונת ההתפתחות בזמן של לולאת המגנטיזציה הלוקאלית. במקביל, באופן בלתי תלוי, השתמשנו במידע הלוקאלי על מנת לזהות את מצב הפלקסונים בכל נקודת זמן ושדה. תוצאות אלה הוכיחו, בצורה חד משמעית, שתהליך ההרפיה של המצבים הטרנזיינטיים שולט על התפתחות השיא השני בעקומת המגנטיזציה. בחינה מדוקדקת של התהליך הראתה שההרפיה מתרחשת בצורה פתאומית ובמהירות, כאשר הזרז הוא התקרבות הגבול של הפאזה המסודרת אל אזור המצבים הטרנזיינטיים. עד להתקרבות הגבול, המצבים הטרנזיינטיים מרפים לאט מאוד דרך תהליך רלקסציה רגיל.

מתוך מדידות אלה הראנו, שאת תהליך ההרפיה ניתן לכמת בעזרת פרמטר אחד – זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים. התוצאות גם מאפשרות, בפעם הראשונה, מדידה ישירה של זמן חיים זה, כפונקציה של שדה וטמפרטורה,  $\tau(B,T)$ . מצאנו כי זמן החיים גדל מונוטונית עם השדה, מתבדר לקראת קו המעבר, ומתקצר ככל שעולים בטמפרטורה.

כאמור, המצבים הטרנזיינטיים נוצרים בדגם על ידי הזרקה של פלקסונים או בתהליך של גרירה (supercooling). על ידי מדידות מגנטו-אופטיות מהירות שבוצעו במהלך העלאת השדה החיצוני בקצב קבוע, ("מדידות סריקת שדה"), עקבנו אחרי תהליך יצירת המצבים הטרנזיינטיים בדגם תוך כדי הזרקתם אל תוך הדגם. מדידות דומות במהלך

הורדת השדה החיצוני אפשרו מעקב אחרי גרירה של הפאזה הלא-מסודרת אל מתחת לקו המעבר. מדידות אלה בוצעו בקצבי סריקה שונים ובטמפרטורות שונות, וסיפקו מידע רב על התחרות בין התהליך של יצירת המצבים הטרנזיינטיים לבין תהליך ההרפיה שלהם. תחרות זו היא הקובעת את מידת המעורבות של מצבים טרנזיינטיים בניסוי. ההבנה של תחרות זו ושל הדרכים להשפיע עליה היא קריטית עבור מחקר של מעבר הפאזה סדר – אי-סדר כיון שמדידות במהלך סריקת שדה עולה ויורד, הן הדרך הקונבנציונאלית למדידה מגנטית של המעבר.

בשתי צורות המדידה שהזכרנו, מדידות רלקסציה ומדידות סריקת שדה, הדינמיקה של הגבול בין הפאזות נקבעת על ידי התחרות בין תהליך יצירת המצבים הטרנזיינטיים בדגם לבין תהליך ההרפיה שלהם. ביטאנו את מהירות הגבול על ידי התלות בזמן של השדה החיצוני המופעל, האינדוקציה בגבול והזרם הלוקאלי. הראנו כי שלשה גורמים מעורבים בקביעת מהירות השבר ומהירות שינוי האינדוקציה בו: קצב ההזרקה, הנקבע על ידי שינוי השדה החיצוני, וכניסת השטף בשל תהליך הרלקסציה, מכתיבים את "פלישת" המצב הטרנזיינטי אל תוך הדגם. מנגד, קצב הרפיית המצבים הטרנזיינטיים מכתיב את העלמותם. הראנו כיצד ניתן לשלוט על הדומיננטיות של גורמים אלה על ידי שינוי פרוטוקול המדידה. למשל, הגדלת קצב הסריקה מגבירה את ההזרקה ושינוי הטמפרטורה שולט בקצב ההרפיה. מניתוח זה קיבלנו ביטוי עבור זמן החיים של המצבים הטרנזיינטיים גם ממדידות סריקת שדה. התוצאות שקיבלנו זהות לאלו שנמדדו ישירות מניסויי רלקסציה.

בעזרת המדידות שלנו של ספקטרום זמני החיים של המצבים הטרנזיינטיים,  $\tau(B,T)$ , הצלחנו להסביר כמה מן השאלות הפתוחות המרכזיות הקיימות בתמונה הסטטית של דיאגרמת הפאזות, כמו למשל קטיעתו של קו המעבר בטמפרטורות נמוכות, הופעת השיא השני לאחר זמן, והתלות בזמן של השדה הנמדד כשדה המעבר. הראינו שתופעות אלה הן תוצאה של מיסוך השיא השני על ידי מצבים טרנזיינטיים בעלי זמני חיים הארוכים מזמן

המדידה. העלמות השיא השני בטמפרטורות נמוכות, הגורמת לקטיעה של קו המעבר, מוסברת על ידי העובדה שזמן החיים  $\tau(B)$  תלוי בטמפרטורה; בטמפרטורות נמוכות זמני החיים הם כה ארוכים, כך שיש לחכות זמן רב עד שיתרפו ותתאפשר צפיה במעבר. גם לאחר שהשיא השני מופיע, עם הזמן מצבים טרנזיינטיים בשדות גבוהים יותר מרפים, ולכן השיא השני זז לשדות גבוהים.

תזוזה זו של השיא השני נמדדה בטמפרטורות שונות, ובצורה זו חקרנו את ההתפתחות בזמן של קו המעבר הנמדד. במדידות הלוקאליות ראינו שקו המעבר מטפס עם הזמן לשדות גבוהים יותר ונעשה פחות ופחות תלוי בטמפרטורה. המדידות הלוקאליות אפשרו גם להסביר תוצאות סותרות לכאורה, במדידות גלובאליות, בהן השיא השני נע עם הזמן לשדות נמוכים יותר. תרגום תוצאות אלה לקו המעבר יוצר מגמה הפוכה – במקום לעלות עם הזמן, הקו יורד לשדות נמוכים יותר. ההסבר שהצגנו פותר את שאלת התלות החזקה של קו המעבר בטמפרטורה בתחום הטמפרטורות הנמוכות. ירידה זו של קו המעבר היא תוצר של המדידות הגלובאליות המציגות את המומנט כפונקציה של השדה החיצוני, H. צורת הצגה זו לוקחת בהכרח בחשבון גם את מחסומי השפה, שהם דומיננטיים מאוד בטמפרטורות נמוכות. לכן, הירידה החזקה של קו המעבר (H-T) מופיעה רק בטמפרטורות נמוכות, מתנהגת בצורה דומה לשיא הראשון (המוכתב על ידי מחסומי השפה), אינה מופיעה במדידות לוקאליות (B-T), וחשוב מכל – נעלמת כאשר מודדים את קו המעבר לאורך זמן.

לאחר שדנו בדינמיקה של קו המעבר בטמפרטורות נמוכות, המושפעת ממצבים טרנזיינטיים (ובמדידות גלובאליות – גם ממחסומי שפה), בררנו כיצד ניתן למדוד את קו המעבר התרמודינמי. הראנו כי בשיטות מדידה מגנטיות מקובלות לא ניתן למדוד את שדה המעבר ישירות, אולם ניתן לחשב אותו מתוך הערכים הנמדדים של  $\tau(B)$  על סמך ההתבדרות של זמני החיים בשדות הקרובים ל- $B_{od}$ .

תארנו לעיל את ההעלמות של השיא השני הטמפרטורות נמוכות. בעיה נוספת בה טיפלו במסגרת עבודה זו קשורה להעלמותו של השיא השני בטמפרטורות גבוהות, בתחום שמתחת לקו האי-רברסביליות. העלמות זו היא בעייתית שכן היא גורמת לקטיעה נוספת של קו המעבר, ופוגעת ברציפות שלו עם קו ה-melting. הניסויים שביצענו הראו שהבעיה במקרה זה אינה נובעת ממצבים טרנזיינטיים אלא מהרלקסציה של זרמי הנפח עד שלב שבו לא ניתן יותר להבחין בהם לעומת זרמי השפה, וכך נעלם השיא השני. במסגרת העבודה הנוכחית הראנו, לראשונה, שהשיא השני קיים גם בטמפרטורות בהן מקובל שהוא לא בר-מדידה. במסגרת הניסוי עלינו לטמפרטורה שבה לא נמדד השיא השני, וגרמנו להופעתו מחדש על ידי שימוש בקצב סריקה גבוה יותר. קצבי סריקה גבוהים יותר שקולים למדידות מהירות יותר. הראינו, איפוא, שהשיא השני נמצא גם בטמפרטורות גבוהות יחסית, אך נעלם מהר בגלל קצבי הרלקסציה הגבוהים של זרם הנפח.

לאחר שהבהרנו את הסיבה להעלמותו של השיא השני בטמפרטורות נמוכות ובגבוהות, בררנו את השפעת גודל הדגם על קו המעבר. המוטיבציה למחקר זה באה מדווחים על תלות של קו מעבר הפאזה הנמדד בגודל הדגם, ועל העלמותו של השיא השני בדגמים קטנים. מסקנתנו היא שגודל הדגם אינו משנה את קו מעבר הפאזה, בתחום גדלים שבו קיים עדיין שריג פלקסונים בדגם (עבור BSCCO מדובר במיקרונים בודדים). לעומת זאת, גודל הדגם משפיע על הטמפרטורות בהן נמדדת הקטיעה של קו המעבר. בטמפרטורת הקטיעה הגבוהה הראינו שחלון הזמן האפקטיבי בו נמדדת הרלקסציה תלוי בגודל הדגם, ולכן בדגמים קטנים השיא השני נעלם מהר יותר. בתחום טמפרטורת הקטיעה הנמוכה הראינו כיצד השפעת המצבים הטרנזיינטיים על מדידות של מעבר הפאזה תלויה בגודל הדגם. בנוסף, הצגנו תרחיש אפשרי המתאר כיצד המצבים הטרנזיינטיים יכולים לגרום לכך שטמפרטורת הקטיעה עצמה תהיה תלויה בגודל הדגם. לסיכום, השפעת גודל הדגם על השיא השני עלולה להתפרש כתלות של שדה המעבר

בגודל הדגם, אך היא בעצם אפקט מלאכותי התלוי בפרוטוקול המדידה. מסקנתנו זו מנוגדת לדעה שמזהה את העלמות השיא השני עם העלמות מעבר הפאזה.

לסיכום, המחקר המתואר כאן התמקד בזיהוי המצבים הטרנזיינטיים, במעקב אחרי תהליכי היצירה וההרפיה שלהם ובתחרות בין תהליכים אלה. המחקר אפשר לראשונה אפיון כמותי של המצבים הטרנזיינטיים והערכה של השפעתם על תוצאות של מדידות מגנטיות שונות. הערכה זו אפשרה לנטרל את השפעת המצבים הטרנזיינטיים ולמדוד את קו המעבר התרמודינמי. תוצאות המחקר תורמות להבנת דיאגרמת הפאזות של חומר הפלקסונים במוליכי על בטמפרטורות גבוהות.

## VIII. רשימת מקורות

- 1 J.G. Bednorz and K.A. Muller, "Possible high  $T_c$  superconductivity in the Ba-La-Cu-O system". Z. Phys. B **64**, 189 (1986).
- 2 A.A. Abrikosov, Soviet Physics - JETP **5**, 1174 (1957).
- 3 M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, Y.Q. Wang, and C.W. Chu, "Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Yb-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure". Phys. Rev. Lett. **58**, 901 (1987).
- 4 Y. Hidaka and M. Suzuki, "Growth and Anisotropic Superconducting Properties of  $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4-y}$  Single-Crystals". Nature **338**, 635 (1989).
- 5 A. Schilling, M. Cantoni, J.D. Guo, and H.R. Ott, "Superconductivity above 130 K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O". Nature **363**, 56 (1993).
- 6 M. Tinkham, "Introduction to Superconductivity". McGraw-Hill, New-York (1996).
- 7 W. Meissner and R. Ochsenfeld Naturewissenschaften, **21**, 787 (1933).
- 8 G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, "Vortices in high-temperature superconductors". Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- 9 E.H. Brandt, "The flux-line lattice in superconductors". Rep. Prog. Phys. **58**, 1465 (1995).
- 10 R. Cubitt, E.M. Forgan, G. Yang, S.L. Lee, D.M. Paul, H.A. Mook, M. Yethiraj, P.H. Kes, T.W. Li, A.A. Menovsky, Z. Tarnawski, and K. Mortensen, "Direct Observation of Magnetic-Flux Lattice Melting and Decomposition in the High-T(C) Superconductor  $Bi_{2.15}Sr_{1.95}CaCu_2O_{8+X}$ ". Nature **365**, 407 (1993).
- 11 S.L. Lee, P. Zimmermann, H. Keller, M. Warden, R. Schauwecker, D. Zech, R. Cubitt, E.M. Forgan, P.H. Kes, T.W. Li, A.A. Menovsky, and Z. Tarnawski, "Evidence for flux-lattice melting and a dimensional crossover in single-crystal  $Bi_{2.15}Sr_{1.85}CaCu_2O_{8+d}$  from muon spin rotation studies". Phys. Rev. Lett. **71**, 3862 (1993).
- 12 Y. Yeshurun, A.P. Malozemoff, and A. Shaulov, "Magnetic relaxation in high-temperature superconductors". Rev. Mod. Phys. **68**, 911 (1996).
- 13 T. Giamarchi and P. LeDoussal, "Phase diagrams of flux lattices with disorder". Phys. Rev. B **55**, 6577 (1997).
- 14 D. Ertas and D.R. Nelson, "Irreversibility, mechanical entanglement and thermal melting in superconducting vortex crystals with point impurities". Physica C **272**, 79 (1996).
- 15 B. Khaykovich, E. Zeldov, D. Majer, T.W. Li, P.H. Kes, and M. Konczykowski, "Vortex-lattice phase transitions in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  crystals with different oxygen stoichiometry". Phys. Rev. Lett. **76**, 2555 (1996).



- 16 V. Vinokur, B. Khaykovich, E. Zeldov, M. Konczykowski, R.A. Doyle, and P.H. Kes, "*Lindemann criterion and vortex-matter phase transitions in high-temperature superconductors*". Physica C **295**, 209 (1998).
- 17 C.P. Bean, "*Magnetization of hard superconductors*". Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).
- 18 E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, V.B. Geshkenbein, V.M. Vinokur, and H. Shtrikman, "*Thermodynamic observation of first-order vortex-lattice melting transition in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$* ". Nature **375**, 373 (1995).
- 19 G. Yang, P. Shang, S.D. Sutton, I.P. Jones, J.S. Abell, and C.E. Gough, "*Competing pinning mechanisms in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$  single crystals by magnetic and defect structural studies*". Phys. Rev. B **48**, 4054 (1993).
- 20 J. Kierfeld and V. Vinokur, "*Dislocations and the critical endpoint of the melting line of vortex line lattices*". Phys. Rev. B **61**, R14928 (2000).
- 21 A.E. Koshelev and V. Vinokur, "*Pinning-induced transition to disordered vortex phase in layered superconductors*". Phys. Rev. B **57**, 8026 (1998).
- 22 S.B. Roy and P. Chaddah, "*Study of minor hysteresis loops in the usual and anomalous superconducting regime of  $(Ce_{0.95}Nd_{0.05})Ru_2$ : evidence of a first-order transition*". Physica C **279**, 70 (1997).
- 23 C.J. van der Beek, S. Colson, M.V. Indenbom, and M. Konczykowski, "*Supercooling of the disordered vortex lattice in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* ". Phys. Rev. Lett. **84**, 4196 (2000).
- 24 M. Daeumling, J.M. Seuntjens, and D.C. Larbalestier, "*Oxygen-defect flux pinning, anomalous magnetization and intra-grain granularity in  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* ". Nature **346**, 332 (1990).
- 25 L. Klein, E.R. Yacoby, Y. Yeshurun, A. Erb, G. Muller-Vogt, V. Breit, and H. Wuehl, "*Peak-Effect and Scaling of Irreversible Properties in Untwinned YBCO Crystals*". Phys. Rev. B **49**, 4403 (1994).
- 26 L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V.M. Vinokur, and F. Holtzberg, "*Phase diagram of the vortex-solid phase in Y-Ba-Cu-O crystals: A crossover from single-vortex (1D) to collective (3D) pinning regimes*". Phys. Rev. Lett **69**, 2280 (1992).
- 27 Y.V. Bugoslavsky, A.L. Ivanov, A.A. Minakov, and S.I. Vasyurin, "*Fishtails and Anisotropy in Underdoped  $La_{1-x}Sr_xCuO_4$  Single-Crystals*". Physica C **233**, 67 (1994).
- 28 V.N. Kopylov, A.E. Koshelev, I.F. Schegolev, and T.G. Togonidze, "*The role of surface effects in magnetization of high- $T_c$  superconductors*". Physica C **170**, 291 (1990).
- 29 V. Hardy, A. Wahl, A. Ruyter, A. Maignan, C. Martin, L. Coudrier, J. Provost, and C. Simon, "*The fishtail effect in different  $Tl$  based single crystals. A possible interplay with the electronic anisotropy*". Physica C **232**, 347 (1994).
- 30 S. Bhattacharya and M.J. Higgins, "*Dynamics of a disordered flux line lattice*". Phys. Rev. Lett. **70**, 2617 (1993).
- 31 Y. Radzyner, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, "*Unified order-disorder vortex phase transition in high- $T_c$  superconductors*". Phys. Rev. B. **65**, 100513/1 (2002).

- 32 Y. Yamaguchi, G. Rajaram, N. Shirakawa, A. Mumtaz, H. Obara, T. Nakagawa, and H. Bando, *"Continuity and temperature dependence of the vortex-phase boundary of  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ "*. Phys. Rev. B. **63**, 014504 (2000).
- 33 B. Khaykovich, M. Konczykowski, E. Zeldov, R.A. Doyle, D. Majer, P.H. Kes, and T.W. Li, *"Vortex-matter phase transitions in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ : Effects of weak disorder"*. Phys. Rev. B. **56**, R517 (1997).
- 34 N. Avraham, B. Khaykovich, Y. Myasoedov, M. Rappaport, H. Shtrikman, D.E. Feldman, T. Tamegai, P.H. Kes, M. Li, M. Konczykowski, K. van der Beek, and E. Zeldov, *"Inverse melting of a vortex lattice"*. Nature **411**, 451 (2001).
- 35 N. Avraham, B. Khaykovich, Y. Myasoedov, M. Rappaport, H. Shtrikman, D.E. Feldman, E. Zeldov, T. Tamegai, P.H. Kes, M. Li, M. Konczykowski, and C.J. van der Beek, *"First-order disorder-driven transition and inverse melting of the vortex lattice"*. Physica C-Superconductivity and Its Applications **369**, 36 (2002).
- 36 K. Deligiannis, P.A.J. deGroot, M. Oussena, S. Pinfeld, R. Langan, R. Gagnon, and L. Taillefer, *"New features in the vortex phase diagram of  $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ "*. Phys. Rev. Lett. **79**, 2121 (1997).
- 37 Y. Radzyner, S.B. Roy, D. Giller, Y. Wolfus, A. Shaulov, P. Chaddah, and Y. Yeshurun, *"Metastable vortex states in  $YBa_2Cu_3O_{7-d}$  crystal"*. Phys. Rev. B. **61**, 14362 (2000).
- 38 D. Giller, A. Shaulov, Y. Yeshurun, and J. Giapintzakis, *"Vortex solid-solid phase transition in an untwinned  $YBa_2Cu_3O_{7+d}$  crystal"*. Phys. Rev. B **60**, 106 (1999).
- 39 Y. Abulafia, A. Shaulov, Y. Wolfus, R. Prozorov, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, D. Majer, E. Zeldov, H. Wuhl, V.B. Geshkenbein, and V.M. Vinokur, *"Plastic Vortex Creep In  $YBa_2Cu_3O_{7-X}$  Crystals"*. Phys. Rev. Lett. **77**, 1596 (1996).
- 40 M. Konczykowski, C.J. van der Beek, S. Colson, M.V. Indenbom, P.H. Kes, Y. Paltiel, and E. Zeldov, *"Magnetization decay due to vortex phase boundary motion in BSCCO"*. Physica C **341**, 1317 (2000).
- 41 D. Giller, A. Shaulov, R. Prozorov, Y. Abulafia, Y. Wolfus, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, E. Zeldov, V.M. Vinokur, J.L. Peng, and R.L. Greene, *"Disorder-induced transition to entangled vortex solid in Nd-Ce- Cu-O crystal"*. Phys. Rev. Lett. **79**, 2542 (1997).
- 42 H. Kupfer, A. Will, R. Meier-Hirmer, T. Wolf, and A.A. Zhukov, *"Electric-field-driven vortex lattice-glass transition and history effect in  $RBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $R = Y, Nd$ ) single crystals"*. Phys. Rev. B **63**, 214521 (2001).
- 43 B. Kalisky, A. Shaulov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, *"Time evolution of the second magnetization peak in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ "*. J. Appl. Phys. **93**, 8659 (2003).
- 44 B. Kalisky, D. Giller, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *"Nonequilibrium order-disorder vortex transitions in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ "*. Phys. Rev. B **67**, 140508 (2003).
- 45 B. Kalisky, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, *"Annealing of transient vortex states near the order-disorder phase transition in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ "*. Phys. Rev. B **68**, 012502 (2003).

- 46 S. Anders, R. Parthasarathy, H.M. Jaeger, P. Guptasarma, D.G. Hinks, and R. van Veen, "Dynamics of the second peak in the magnetization of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  crystals". Phys. Rev. B **58**, 6639 (1998).
- 47 Y. Yeshurun, N. Bontemps, L. Burlachkov, and A. Kapitulnik, "Dynamic characteristics of the anomalous second peak in the magnetization curves of  $\text{Bi-Sr-Ca-Cu-O}$ ". Phys. Rev. B. **49**, 1548 (1994).
- 48 T. Tamegai, Y. Iye, I. Oguro, and K. Kishio, "Anomalous Peak Effect in Single-Crystal  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  Studied by Hall Probe Magnetometry". Physica C **213**, 33 (1993).
- 49 S.L. Li and H.H. Wen, "No ending point on the Bragg glass phase transition line at low temperatures". Phys. Rev. B **65**, 214515 (2002).
- 50 M.F. Goffman, J.A. Herbsommer, F. de la Cruz, T.W. Li, and P.H. Kes, "Vortex phase diagram of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ : c-axis superconducting correlation in the different vortex phases". Phys. Rev. B **57**, 3663 (1998).
- 51 H. Kupfer, T. Wolf, R. Meier-Hirmer, and A.A. Zhukov, "Peak effect and vortex phase diagram in twin-free  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$  single crystals". Physica C **332**, 80 (2000).
- 52 Y. Radzyner, A. Shaulov, Y. Yeshurun, I. Felner, K. Kishio, and J. Shimoyama, "Anisotropic order-disorder vortex transition in  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ". Phys. Rev. B **65**, 214525 (2002).
- 53 Y. Radzyner, A. Shaulov, Y. Yeshurun, I. Felner, K. Kishio, and J. Shimoyama, "Disorder and thermally driven vortex-lattice melting in  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  crystals". Phys. Rev. B **65**, 100503 (2002).
- 54 Y. Kodama, K. Oka, Y. Yamaguchi, Y. Nishihara, and K. Kajimura, "Relation between the second peak in the magnetization curves and magnetic relaxation of  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  single crystals". Phys. Rev. B. **56**, 6265 (1997).
- 55 A.D. Caplin, L.F. Cohen, G.K. Perkins, and A.A. Zhukov, "The Electric-Field within High-Temperature Superconductors - Mapping the E-J-B Surface". Super. Sci. Tech. **7**, 412 (1994).
- 56 M.C. de Andrade, N.R. Dilley, F. Ruess, and M.B. Maple, "Competition between surface barriers and bulk pinning in a  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$  single crystal down to  $T/T_c=0.02$ ". Phys. Rev. B **57**, R708 (1998).
- 57 S. Ooi, T. Shibauchi, and T. Tamegai, "Evolution of vortex phase diagram with oxygen-doping in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  single crystals". Physica C **302**, 339 (1998).
- 58 B. Kalisky, Y. Bruckental, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, "Dynamics of transient disordered vortex states in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ". Phys. Rev. B. in print.
- 59 V.M. Vinokur, P.H. Kes, and A.E. Koshelev, "Flux pinning and creep in very anisotropic high-temperature superconductors". Physica C **168**, 29 (1990).
- 60 Y.P. Sun, Y.Y. Hsu, B.N. Lin, H.M. Luo, and H.C. Ku, "Anomalous variation of second magnetization peak and onset field in overdoped  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$  single crystals". Phys. Rev. B **61**, 11301 (2000).

- 61 Y. Yamaguchi, G. Rajaram, N. Shirakawa, A. Mumtaz, H. Obara, T. Nakagawa, and H. Bando, "*Continuity and temperature dependence of the vortex-phase boundary of  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+d}$* ". Phys. Rev. B. **63**, 014504 (2001).
- 62 M. Pissas, E. Moraitakis, G. Kallias, and A. Bondarenko, "*Onset of the fishtail peak in an untwinned  $YBa_2Cu_3O_{7-d}$  crystal*". Phys. Rev. B. **62**, 1446 (2000).
- 63 T. Nishizaki, T. Naito, S. Okayasu, A. Iwase, and N. Kobayashi, "*Effects of weak point disorder on the vortex matter phase diagram in untwinned  $YBa_2Cu_3O_y$  single crystals*". Phys. Rev. B **61**, 3649 (2000).
- 64 M. Baziljevich, D. Giller, M. McElfresh, Y. Abulafia, Y. Radzyner, J. Schneck, T.H. Johansen, and Y. Yeshurun, "*Vortex solid-solid transition in a  $Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  crystal*". Phys. Rev. B **62**, 4058 (2000).
- 65 Y.M. Wang, M.S. Fuhrer, A. Zettl, S. Ooi, and T. Tamegai, "*New vortex-matter size effect observed in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* ". Phys. Rev. Lett. **86**, 3626 (2001).
- 66 Y.M. Wang, A. Zettl, T. Tamegai, and S. Ooi, "*Sample size dependence of vortex penetration and the second magnetization peak in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* ". Physica C **341**, 1109 (2000).
- 67 P. Esquinazi, A. Setzer, D. Fuchs, Y. Kopelevich, E. Zeldov, and C. Assmann, "*Vortex avalanches in Nb thin films: Global and local magnetization measurements*". Phys. Rev. B **60**, 12454 (1999).
- 68 Y. Kopelevich and P. Esquinazi, "*Second magnetization peak at low fields due to thermomagnetic flux-jump instability*". J. Low Temp. Phys. **113**, 1 (1998).
- 69 Y. Kopelevich and P. Esquinazi, "*Thermomagnetic instability effects vs. vortex matter phase transitions in type-II superconductors*". Solid Stat. Commun. **122**, 33 (2002).
- 70 Y. Kopelevich, S. Moehlecke, J.H.S. Torres, R.R. da Silva, and P. Esquinazi, "*Thermomagnetic flux-jump instabilities and second magnetization peak in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  high- $T_c$  superconducting crystals*". J. Low Temp. Phys. **116**, 261 (1999).
- 71 Y. Paltiel, E. Zeldov, Y.N. Myasoedov, H. Shtrikman, S. Bhattacharya, M.J. Higgins, Z.L. Xiao, E.Y. Andrei, P.L. Gammel, and D.J. Bishop, "*Dynamic instabilities and memory effects in vortex matter*". Nature **403**, 398 (2000).
- 72 Y. Paltiel, E. Zeldov, Y. Myasoedov, M.L. Rappaport, G. Jung, S. Bhattacharya, M.J. Higgins, Z.L. Xiao, E.Y. Andrei, P.L. Gammel, and D.J. Bishop, "*Instabilities and disorder-driven first-order transition of the vortex lattice*". Phys. Rev. Lett. **85**, 3712 (2000).
- 73 D. Giller, A. Shaulov, L. Dorosinskii, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, "*Nucleation and growth of the quasi-ordered vortex phase in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* ". Physica C **341**, 987 (2000).
- 74 D. Giller, A. Shaulov, L. Dorosinskii, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, "*Magneto-optical imaging of transient vortex states in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  crystals*". Physica C **341**, 1089 (2000).

- 75 D. Giller, A. Shaulov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, "*Transient vortex states in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  crystals*". Phys. Rev. Lett. **84**, 3698 (2000).
- 76 D. Giller, B. Kalisky, A. Shaulov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, "*Magneto-optical imaging of transient vortex states in superconductors*". J. Appl. Phys. **89**, 7481 (2001).
- 77 E.Y. Andrei, Z.L. Xiao, W. Henderson, Y. Paltiel, E. Zeldov, M. Higgins, S. Bhattacharya, P. Shuk, and M. Greenblatt, "*Order-Disorder Transitions in a Vortex Lattice*". Cond. Matt. Theo. **16**, 241 (2001).
- 78 C.J. van der Beek, S. Colson, M. Konczykowski, and M.V. Indenbom, "*Supercooling of the high field vortex phase in single crystalline BSCCO*". Physica C **341**, 1319 (2000).
- 79 B. Kalisky, Y. Wolfus, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, "*Coexisting ordered and disordered vortex phases in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* ". Physica C **388**, 737 (2003).
- 80 B. Kalisky, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, "*Magneto-optical investigation of "supercooled" disordered vortex states in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* ". Physica C **388**, 695 (2003).
- 81 B. Kalisky, A. Shaulov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, "*Magneto-optical measurements of the lifetime spectrum of transient vortex states in BSCCO*". NATO Science Series (proceedings of MOI workshop, Norway, 2003).
- 82 B. Kalisky, A. Shaulov, D. Bhattacharya, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, "*Vortex order-disorder transition in relaxation and field-sweep measurements*". Submitted to Physica C (proceedings of M<sup>2</sup>S-03, Brazil, 2003)
- 83 B. Kalisky, A. Shaulov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, "*Magneto-optical investigation of the vortex order-disorder phase transition in BSCCO*". NATO Science Series (proceedings of MOI workshop, Norway, 2003).
- 84 B. Kalisky, A. Shaulov, T. Tamegai, and Y. Yeshurun, "*Accelerated magnetic relaxation of transient disordered vortex states in*". Submitted to Physica C (proceedings of M<sup>2</sup>S-03, Brazil, 2003)
- 85 E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, A.I. Larkin, V.M. Vinokur, V.B. Geshkenbein, N. Chikumoto, and H. Shtrikman, "*Nature of the Irreversibility Line in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$* ". Europhys. Lett. **30**, 367 (1995).
- 86 C.P. Bean, "*Magnetization of high-field superconductors*". Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
- 87 M. Konczykowski, F. Holtzberg, and P. Leja, "*Local Hall probe magnetometry: a new technique for investigation of magnetic flux penetration, exclusion and trapping in HTSC*". Super. Sci. Tech. **4**, S33 (1991).
- 88 Y. Abulafia, "*Mapping and characterization of local magnetic properties of high-temperature superconductors*", Bar-Ilan University, Ramat-Gan Ph. D. thesis, (1997).
- 89 Y. Abulafia, A. Shaulov, Y. Wolfus, R. Prozorov, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, D. Majer, E. Zeldov, and V.M. Vinokur, "*Local magnetic relaxation in high-temperature superconductors*". Phys. Rev. Lett. **75**, 2404 (1995).

- 90 C. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt, and H. Kronmuller, "*Magneto-optical studies of current distributions in high- $T_c$  superconductors*". Rep. Prog. Phys. **65**, 651 (2002).
- 91 M.R. Koblishka and R.J. Wijngaarden, "*Magneto-optical investigation of superconductors*". Super. Sci. Tech. **8**, 199 (1995).
- 92 V.K. Vlasko-Vlasov and *e. al.*, in *Physics and Materials Science of Vortex States, Flux Pinning and Dynamics*, R. Kossowski and *e. al.*, Editors. 1999, NATO ASI: Kluwer, Kordrecht. p. 205.
- 93 A.A. Polyanskii, D.M. Feldmann, and D.C. Larbalestier, "*Magneto-Optical Characterization Techniques*". Handbook of Superconducting Materials (2002).
- 94 D. Giller, "*Disorder-induced vortex phase transition in high - temperature superconductors*", Bar-Ilan University, Ramat-Gan, Ph. D. thesis, (2002).
- 95 P.B. Alers, "*Structure of the intermediate state in superconducting lead*". Phys. Rev. **105**, 104 (1957).
- 96 H. Kirchner, "*High-Resolution Magneto-Optical Observation of Magnetic Structures in Superconductors*". Phys. Lett. A **26**, 651 (1968).
- 97 R.P. Huebener, "*Magnetic flux structures in superconductors*". Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New-York (1979).
- 98 A.A. Polyanskii, V.K. Vlasko-Vlasov, M.V. Indenbom, and V.I. Nikitenko, "*Visualization of the penetration and trapping of magnetic flux in high-temperature superconductors*". Sov. Tech. Phys. Lett. **15**, 872 (1989).
- 99 A.A. Polyanskii, X.Y. Cai, D.M. Feldmann, and D.C. Larbalestier. *Visualization of Magnetic Flux in Magnetic Materials and High Temperature Superconductors using the Faraday Effect in Ferrimagnetic Garnet Films*. in *NATO Advanced Research Workshop*. Sozopol, Bulgaria, (1999).
- 100 P.E. Goa, H. Hauglin, M. Baziljevich, E. Il'yashenko, P.L. Gammel, and T.H. Johansen. *Real-time magneto-optical imaging of vortices in superconducting NbSe<sub>2</sub>*. in *Super. Sci. Tech.* 2001.
- 101 M. Baziljevich, "*Investigation of magnetic flux behavior in YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  thin films and single crystals using magneto-optic imaging*", University of Oslo, Oslo, Ph. D. thesis, (1996).
- 102 Y. Abulafia, D. Giller, Y. Wolfus, A. Shaulov, Y. Yeshurun, D. Majer, E. Zeldov, J.L. Peng, and R.L. Greene, "*Investigation of flux creep in high- $T_c$  superconductors using Hall-sensor array*". J. Appl. Phys. **81**, 4944 (1997).
- 103 Y. Abulafia, A. Shaulov, Y. Wolfus, R. Prozorov, L. Burlachkov, D. Majer, E. Zeldov, V.M. Vinokur, and Y. Yeshurun, "*Hall-Array Measurements Of Flux Creep Parameters In Y-Ba-Cu-O Crystals*". J. Low Temp. Phys. **107**, 455 (1997).
- 104 M. McElfresh, S. Li, and R. Sager, "*Effects of Magnetic Field Uniformity on the measurement of superconducting samples*". Quantum Design, (1996).

- 105 J. Diederichs, S. Spagna, and R.E. Sager, "Breaking through the  $10^8$  emu sensitivity barrier in magnetometers". Acad. Sci. Czech. Republic, Inst. Phys. Czechoslovak Journal of Physics **46**, 2803 (1996).
- 106 D. Giller, B. Kalisky, I. Shapiro, B.Y. Shapiro, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, "Dynamics of the second magnetization peak in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ". Physica C **388**, 731 (2003).
- 107 N. Motohira, K. Kuwahara, T. Hasegawa, K. Kishio, and K. Kitazawa, "Single-Crystal Growth of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  Superconductors by the Floating Zone Method". J. Ceramic Society of Japan **97**, 1009 (1989).
- 108 Y.M. Wang, A. Zettl, S. Ooi, and T. Tamegai, "Vortex penetration into micron-sized  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ". Phys. Rev. B **65**, 184506 (2002).
- 109 E.H. Brandt. "Geometric barrier of superconductors with and without pinning". Physica B, **284-288**, 743 (2000).
- 110 E.H. Brandt, "Irreversible magnetization of pin-free type-II superconductors". Phys. Rev. B. **60**, 11939 (1999).
- 111 N. Morozov, E. Zeldov, M. Konczykowski, and R.A. Doyle, "Geometrical and distributed surface barriers in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ ". Physica C **291**, 113 (1997).
- 112 E. Zeldov, A.I. Larkin, V.B. Geshkenbein, M. Konczykowski, D. Majer, B. Khaikovich, V.M. Vinokur, and H. Shtrikman, "Geometrical barriers in high-temperature superconductors". Phys. Rev. Lett. **73**, 1428 (1994).
- 113 D. Majer, E. Zeldov, and M. Konczykowski, "Separation of the Irreversibility and Melting Lines in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  Crystals". Phys. Rev. Lett. **75**, 1166 (1995).
- 114 R.A. Doyle, S. Rycroft, C.D. Dewhurst, E. Zeldov, I. Tsabba, S. Reich, T.B. Doyle, T. Tamegai, and S. Ooi, "The effect of sample shape on the magnetisation in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  crystals". Physica C **308**, 123 (1998).
- 115 M. Konczykowski, S. Colson, C.J. van der Beek, M.V. Indenbom, P.H. Kes, and E. Zeldov, "Magnetic relaxation in the vicinity of second magnetization peak in BSCCO crystals". Physica C **332**, 219 (2000).
- 116 M. Li, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, and P.H. Kes, "Vortex quasicrystalline transition in strongly underdoped  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$  single crystals". Physica B **319**, 303 (2002).
- 117 M. Konczykowski, E. Zeldov, D. Majer, and S. Bouffard, "Local magnetic measurement of strong pinning by columnar defects". Physica C **282**, 2189 (1997).
- 118 D. Giller, B.Y. Shapiro, I. Shapiro, A. Shaulov, and Y. Yeshurun, "Crystallization of the ordered vortex phase in high-temperature superconductors". Phys. Rev. B **63**, 220502 (2001).
- 119 C.P. Bean and J.D. Livingston, "Surface Barriers in Type-II Superconductors." Phys. Rev. Lett **12**, 14 (1964).
- 120 L. Burlachkov, "Magnetic-Relaxation over the Bean-Livingston Surface-Barrier". Phys. Rev. B **47**, 8056 (1993).

- 121 L. Burlachkov, V.B. Geshkenbein, A.E. Koshelev, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, "*Giant Flux-Creep through Surface Barriers and the Irreversibility Line in High-Temperature Superconductors*". Phys. Rev. B **50**, 16770 (1994).
- 122 L. Burlachkov, Y. Yeshurun, M. Konczykowski, and F. Holtzberg, "*Explanation for the Low-Temperature Behavior of  $H_{c1}$  in  $YBa_2Cu_3O_7$* ". Phys. Rev. B **45**, 8193 (1992).
- 123 S.S. James, C.D. Dewhurst, R.A. Doyle, D.M. Paul, Y. Paltiel, E. Zeldov, and A.M. Campbell, "*Flux pinning, surface and geometrical barriers in  $YNi_2B_2C$* ". Physica C **332**, 173 (2000).
- 124 M. Konczykowski, L.I. Burlachkov, Y. Yeshurun, and F. Holtzberg, "*Evidence for Surface Barriers and Their Effect on Irreversibility and Lower-Critical-Field Measurements in Y-Ba-Cu-O Crystals*". Phys. Rev. B **43**, 13707 (1991).
- 125 M. Benkraouda and J.R. Clem, "*Magnetic hysteresis from the geometrical barrier in type-II superconducting strips*". Phys. Rev. B **53**, 5716 (1996).
- 126 A.V. Kuznetsov, D.V. Eremenko, and V.N. Trofimov, "*Onset of flux penetration into a type-II superconductor disk*". Phys. Rev. B **56**, 9064 (1997).
- 127 M.V. Indenbom, G. Danna, M.O. Andre, V.V. Kabanov, and W. Benoit, "*Edge-shape barrier irreversibility and decomposition of vortices in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$* ". Physica C **235**, 201 (1994).
- 128 N. Chikumoto, M. Konczykowski, N. Motohira, and A.P. Malozemoff, "*Flux-creep crossover and relaxation over surface barriers in  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  crystals*". Phys. Rev. Lett **69**, 1260 (1992).
- 129 Y. Yeshurun, M.W. McElfresh, A.P. Malozemoff, J. Hagerhorsttrewhella, J. Mannhart, F. Holtzberg, and G.V. Chandrashekar, "*Effect of a Geometrical Length Scale on Remanent Magnetization and Critical Currents in Y-Ba-Cu-O and Bi-Sr-Ca-Cu-O Crystals*". Phys. Rev. B **42**, 6322 (1990).



## נספח: רשימת פרסומים – בינה קליסקי

- 1. Magneto-optical imaging of transient vortex states in superconductors**  
D. Giller, B. Kalisky, A. Shaulov, T. Tamegai and Y. Yeshurun  
J. Appl. Phys. **89**, 7481 (2001)
- 2. Magneto-optical investigation of "supercooled" disordered vortex states in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$**   
B. Kalisky, A. Shaulov and Y. Yeshurun  
Physica C, **388-389**, 695, (2003)
- 3. Coexisting ordered and disordered vortex phases in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$**   
B. Kalisky, Y. Wolfus, A. Shaulov and Y. Yeshurun  
Physica C, **388-389**, 737, (2003)
- 4. Dynamics of the second magnetization peak in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$**   
D. Giller, B. Kalisky, I. Shapiro, B. Ya. Shapiro, A. Shaulov and Y. Yeshurun  
Physica C, **388-389**, 731. (2003)
- 5. Time evolution of the second magnetization peak in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$**   
B. Kalisky, A. Shaulov, T. Tamegai and Y. Yeshurun  
J. Appl. Phys. **93**, 8659 (2003)  
Also in: Virtual Journal of Applications of Superconductivity, May 2003
- 6. Nonequilibrium order-disorder vortex transitions in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$**   
B. Kalisky, D. Giller, A. Shaulov and Y. Yeshurun  
Phys. Rev. B **67**, R 140508 (2003)  
Also in: Virtual Journal of Applications of Superconductivity, May 2003
- 7. Annealing of transient vortex states near the order-disorder phase transition in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$**   
B. Kalisky, A. Shaulov and Y. Yeshurun  
Phys. Rev. B **68**, 012502 (2003)  
Also in: Virtual Journal of Applications of Superconductivity, July 2003
- 8. I-V curves in Y-Ba-Cu-O microbridges in the flux flow regime**  
B. Kalisky, Y. Wolfus, Y. Yeshurun, G. Koren and R. P. Huebener  
Physica C, in print
- 9. Estimation of the critical current of BSCCO coils based on the field dependent I-V curves of BSCCO tapes**  
Y. Wolfus, Y. Flegler, A. Friedman, F. Kopansky, B. Kalisky, Y. Yeshurun, Z. Bar-Haim, Z. Ron, L. Ying and N. Pundak  
Physica C, in print

**10. Vortex order-disorder transition in relaxation and field-sweep measurements**

B. Kalisky, A. Shaulov, D. Bhattacharya, T. Tamegai and Y. Yeshurun  
Physica C, in print

**11. Accelerated magnetic relaxation of transient disordered vortex states in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$**

B. Kalisky, A. Shaulov, T. Tamegai and Y. Yeshurun  
Physica C, in print

**12. Dynamics of transient disordered vortex states in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$**

B. Kalisky, Y. Bruckental, T. Tamegai and Y. Yeshurun  
Phys. Rev. B, in print

**13. Magneto-optical investigation of the vortex order-disorder phase transition in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$**

B. Kalisky, A. Shaulov, T. Tamegai and Y. Yeshurun  
NATO Science Series (proceedings of MOI workshop, Norway, 2003)

**14. Magneto-optical measurements of the lifetime spectrum of transient vortex states in  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$**

B. Kalisky, A. Shaulov, T. Tamegai and Y. Yeshurun  
NATO Science Series (proceedings of MOI workshop, Norway, 2003)

**Invited talks in International Conferences:**

- High Temperature Superconductivity: From Fundamentals to Applications.  
German-Israeli Minerva Workshop, Germany, April 2003
- Vortex Dynamics and Vortex Matter (ESF), France, Oléron Island,  
June, 2003

# Abstract

This dissertation describes an experimental study of transient disordered vortex states in high temperature superconductors (HTS). In this study we magneto-optically image the generation and annealing processes of these states, measure their lifetime and demonstrate their dramatic effects on magnetic measurements of the disorder-induced vortex phase transition in HTS.

A high temporal magneto-optical system was employed to map local magnetic induction on the surface of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCuO}_{8+\delta}$  single crystals. The experimental system incorporated a high-speed CCD camera, which enabled measurements of rapid induction changes in the sample - an essential feature for capturing transient vortex states. A micron spatial resolution and a millisecond temporal resolution allowed investigation of dynamic coexistence of thermodynamic and transient vortex states in the sample.

The dynamics of transient vortex states was inspected in three types of experimental procedures: (i) Measurements of magnetic relaxation at a constant magnetic field, tracing the annealing process of the transient vortex states. (ii) Measurements of the time evolution of the induction profiles while the external magnetic field is ramped up at a constant rate, tracing the injection of transient vortex states into the sample. (iii) Measurements of the time evolution of the induction profiles while the external magnetic field is ramped down at a constant rate, tracing the annealing of a 'supercooled' disordered vortex state.

Results of these three experiments revealed a sharp change, a 'break', in the slope of the induction profile, interpreted as indicating dynamic coexistence of two

vortex states – a quasi-ordered thermodynamic phase and a transient disordered state. In experiment (i), the break moves towards the sample edge, indicating growth of the thermodynamic phase and a concurrent decay of the transient disordered state. In contrast, in experiment (ii) the break moves towards the sample center, indicating injection of transient vortex states into the sample. In experiment (iii) the break also moves towards the sample center, however, it indicates annealing of the supercooled disordered states and concurrent growth of the thermodynamic quasi-ordered phase.

A detailed theoretical analysis showed that the dynamics of the break is determined by a competition between two basic processes: (a) Injection of transient states, controlled by the rate of change of the external magnetic field and/or by flux creep; and (b) Annealing of the transient states, controlled by the field and temperature dependence of their lifetime  $\tau(B,T)$ . The theoretical analysis allows the extraction of  $\tau(B,T)$  from each of the above experiments. The results revealed the same behavior: At a given temperature,  $\tau$  increases monotonically with induction, diverging as the disorder-induced transition induction is approached. As the temperature is lowered,  $\tau$  increases exponentially.

The results of this work show that transient states dramatically affect magnetic measurements of the disorder-induced vortex phase transition. The involvement of transient states explains a series of puzzling observations, e.g. the absence of the second magnetization peak at low temperatures, apparently indicating a sudden termination of the transition line at low temperatures. Such a termination questions the existence of a phase transition at lower temperatures. In this work we explain this termination as resulting from masking of the transition by long-living transient states at low temperatures. We demonstrate that the second magnetization peak indeed

appears, even at relatively low temperatures, if enough time is given for the transient states to anneal.

The time dependence of the second magnetization peak is another example for an open question, which can be explained by the involvement of transient states. We show that the dynamics of the second magnetization peak result from the annealing of the transient states, whose lifetimes depend on the local induction.

The involvement of transient vortex states in magnetic measurements of the order-disorder phase transition results in diverse reports on the behavior of the phase transition line. We realized that in all these measurements, a non-equilibrium transition to a transient state is measured. Our measurements of the lifetime of the transient states as a function of induction and temperature enable indirect determination of the *thermodynamic* phase transition line. The results show significantly different behavior of the thermodynamic line as compared to the non-equilibrium transition lines measured ignoring effects of transient states.

Recently, several groups reported on disappearance of the order-disorder phase transition when the sample size is reduced below approximately 100 micron. This apparent size effect is difficult to explain in the framework of a model of order-disorder thermodynamic transition. As a result, different explanations for the observed transition have been proposed. However, we demonstrated experimentally that the signature of the transition, i.e. the second magnetization peak, is affected by the sample size and, indeed, may disappear but it can be enhanced and re-observed by modifying the measurement protocol, e.g. by increasing the sweep rate.

In summary, this work describes magnetic imaging of the generation and annealing processes of transient vortex states. Analysis of the experimental results

enables quantitative characterization of these states by their lifetime and its dependence on induction and temperature. The competition between the generation and annealing processes explains several puzzling results, such as the time dependence of the second magnetization peak, its disappearance at low temperature and the associated termination of the transition line. In addition, we demonstrate that the apparent size effect reported in the literature is an artifact related to the measuring protocol. Understanding of these phenomena explains the variety of transition lines reported in the literature as being non-equilibrium transitions to a transient disordered vortex state. Our measurements of the lifetime of these states enable indirect determination of the thermodynamic transition line. The results of this study clearly show that understanding of the transient vortex state is essential for correct interpretation of magnetic measurements and the description of the vortex phase diagram in high temperature superconductors.

# Table of contents

	<b>Abstract .....</b>	<b>i</b>
<b>I.</b>	<b>Introduction .....</b>	<b>1</b>
<b>II.</b>	<b>Experimental .....</b>	<b>15</b>
II. 1.	Magneto-optical system.....	16
II. 2.	Superconducting Quantum Interference Device.....	27
<b>III.</b>	<b>Annealing of transient states .....</b>	<b>29</b>
III. 1.	Experimental.....	30
III. 2.	Instantaneous magnetization curves.....	31
III. 3.	Identification of transient states .....	33
III. 4.	Transient states zone on magnetization curves.....	37
III. 5.	Direct measurement of the lifetime of transient states.....	39
III. 6.	Temperature dependence of $\tau(B)$ .....	41
III. 7.	Discussion .....	43
III. 8.	Mechanisms for annealing of transient states .....	58
III. 9.	Summary and conclusions .....	63
<b>IV.</b>	<b>Generation of transient states.....</b>	<b>66</b>
IV. 1.	Experimental .....	66
IV. 2.	Field Sweep Up measurements .....	67
IV. 3.	Field Sweep Down measurements .....	87
IV. 4.	Discussion.....	96
IV. 5.	Summary and conclusions .....	102
<b>V.</b>	<b>Dynamics of transient states .....</b>	<b>104</b>
V. 1.	Summary of experimental results.....	105
V. 2.	Analysis.....	108
V. 2. 1.	Field Sweep Up measurements .....	110
V. 2. 2.	Relaxation measurements at constant external field.....	115
V. 2. 3.	Field Sweep Down measurements.....	117
V. 3.	Discussion .....	123
V. 4.	Summary and conclusions.....	131

<b>VI.</b>	<b>Effect of sample size on phase transition measurements...</b>	<b>133</b>
VI. 1.	Experimental.....	136
VI. 2.	Termination of transition line at high temperatures.....	137
VI. 3.	Effect of sample size on termination of transition line at high temperatures .....	146
VI. 4.	Effect of sample size on phase transition measurements near the lower termination temperature of the transition line.....	152
VI. 5.	Discussion .....	159
VI. 6.	Summary and conclusions.....	162
<b>VII.</b>	<b>Summary and conclusions .....</b>	<b>164</b>
<b>VIII.</b>	<b>References .....</b>	<b>169</b>
<b>Supplement:</b>	<b>List of publications by Beena Kalisky .....</b>	<b>178</b>



This work was carried out under the supervision of

**Professor Yosef Yeshurun**

Department of Physics

Bar-Ilan University

**Generation and Annealing of  
Transient Disordered Vortex States in  
High-Temperature Superconductors**

Beena Kalisky

Department of Physics

Ph.D. Thesis

Submitted to the Senate of Bar-Ilan University

Ramat-Gan, Israel

September, 2003