איבודי אנרגיה בחוטים ננומטרים מוליכי-על

אלעד בר

עבודה זו מוגשת כחלק מהדרישות לשם קבלת תואר מוסמך

במחלקה לפיסיקה, אוניברסיטת בר-אילן

רמת גן **תשע"ד**

איבודי אנרגיה בחוטים ננומטרים מוליכי-על

אלעד בר

עבודה זו מוגשת כחלק מהדרישות לשם קבלת תואר מוסמך

במחלקה לפיסיקה, אוניברסיטת בר-אילן

רמת גן **תשע"ד**

עבודה זו נכתבה בהנחית פרופ' ישורון יוסף, המכון למוליכות-על והמכון לננוטכנולוגהי, המחלקה לפיסיקה, אוניברסיטת בר אילן

תודות

ברצוני להודות מקרב לב לפרופסור יוסף ישורון ולפרופסור אבנר שאולוב שהנחו אותי בעבודה זו.

תודה מיוחדת נתונה לחברי למעבדה ד״ר דניאל לוי על העזרה והסבלנות.

כמו כן ברצוני להודות לחברי המעבדה: ד״ר שוקי וולפוס, ד״ר אלכס פרידמן, מנחם כץ ולחברי לעבודה במעבדה: אלרן ברוך-אל, עומרי שרון, אשר תמיד עזרו ותמכו במהלך יצירת העבודה.

תודתי המיוחדת נתונה לחברי הטוב ליאור בלך, ולדודתי רונית נקש על העזרה בכתיבה של עבודה זו .

כמו כן אני מודה לאשתי הנפלאה זהבית, לבני הקטן אוריאל ולאבי נחום בר על התמיכה והאהבה הרבה שקיבלתי מהם.

תוכן עניינים

תקציר .... א

1. מבוא 1

1.1. מערבולות שטף במוליך-על 1
1.2. מערבולות פרל 2
1.3. מערבולות פרל בחוט דק 2
1.4. תנועת מערבולת שטף במוליך-על 3
1.5. מודל Kogan לאיבודי אנרגיה בחוטים דקים 4
1.6. Hot Spots 8
1.7. שאלות המחקר 10

2. שיטות מחקר 11

2.1. גידול הדגם 11
2.2. פבריקציה 12
2.3. מערכות המדידה 14

3. תוצאות 15

3.1. התנגדות כתלות בטמפרטורה 15
3.2. עקומות מתח - זרם 18

4. דיון 21

4.1. אקטיבציה תרמית ומנהור קוונטי בחוטים דקים 21
4.2. Hot Spots 27

5. סיכום ומסקנות 31

6. ביבליוגרפיה 33

ABSTRACT I

רשימת פרסומים – אלעד בר

1. **Transport properties of ultra-thin granular $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ nano bridges**

   E. Bar, D. Levi, G. Koren, A. Shaulov, and Y.Yeshurun

   Physica C (invited, accepted for publication).

2. ***Operando* electron magnetic measurements of Li-ion batteries**

   G. Gershinsky, E.Bar, L.Monconduit, and D. Zitoun

   Energy Environ. Sci. (published 19 Mar 2014).

תקציר

ההתקדמות הטכנולוגית בייצור חוטים ננומטרים מחזירה לחזית המחקר שאלות הקשורות לאיבודי אנרגיה בחוטים מוליכי-על נושאי זרם. בחוטים ננומטרים מערבולות השטף (vortices) עשויות להיות גדולות מרוחב החוט מוליך-העל ולא ברור איך עובדה זו משפיעה על מנגנוני הדיסיפציה הן בחוטים הומוגניים והן בחוטים גרנולריים בהם חוסר הומוגניות של החוט היא בסקלת אורך קטנה מגודל המערבולת. שאלות אלה עומדות במרכזה של עבודה זו. העבודה מתארת מדידות של עקומות זרם-מתח בחוטים ננו-מטריים גרנולריים של מוליך העל $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) אשר עוצבו בטכניקה של ליטוגרפיית קרן אלקטרונים על פילם שגודל בשיטת Pulsed Laser Deposition. עקומות הזרם-מתח מראות שלושה סוגי התנהגות - גידול מונוטוני איטי במתח בתחום הזרמים הנמוכים, גידול מעריכי עם מעריך קרוב ל-1 בזרמים גבוהים, וביניהם אזור בעל גידול מעריכי עם מעריך גדול יותר. כאשר מתקרבים לטמפרטורת המעבר, T_c, שני אזורי ההתנהגות הראשונים, כלומר תחום הזרמים הנמוכים ותחום הביניים, נעלמים בהדרגה. בנוסף, באחד הדגמים עקומות הזרם-מתח נקטעות על ידי קפיצה במתח בזרמים גבוהים יחסית. הזרם והמתח בהם מתרחשת הקפיצה קטנים עם העלייה בטמפרטורה עד להעלמות הקפיצות בטמפרטורות גבוהות.

את הקפיצות במתח הסברנו בהצלחה כנובעות מ״נקודות חמות״ (Hot Spots) וניתחנו את התוצאות על בסיס מודל שהציעו Tinkham *et al.* [J. Appl. Phys. **45**, 4054 (1974)]. המודל מייחס את הקפיצה במתח להיווצרות אזורים נורמליים לרוחב החוט כתוצאה משבירה של מוליכות-על ב״אזורים חלשים״. אזורים אלה נשארים נורמליים כתוצאה מחימום ג׳אולי כאשר קצב פליטת החום מהדגם איננו מספיק.

את ההתנהגות של עקומות הזרם-מתח ניסינו להסביר בעזרת המודל של Kogan [*Europhys. Lett.* **73,** 948 (2006)]. מודל זה, המניח הומוגניות בחוט, מתאר היווצרות מתח בגשרים דקים כתוצאה מתנועה של מערבולות שטף לרוחב הדגם בנוכחות מחסום פוטנציאל הנובע מהתלות של אנרגית המערבולת במרחק משפת החוט. המערבולות יכולות להתגבר על המחסום באחת משתי דרכים: אקטיבציה תרמית בטמפרטורות גבוהות ומינהור קוונטי בטמפרטורות נמוכות. המודל מצליח להסביר רק באופן חלקי את התוצאות שהתקבלו בניסוי שלנו ולכן אנחנו מציעים מודל

אלטרנטיבי המתאר את המערכת הגרנולרית כאוסף של צמתי ג׳וזפסון המחוברים בטור. המודל שלנו מתאר בהצלחה את ההתנהגות הניסיונית הן בטמפרטורות נמוכות והן בטמפרטורות גבוהות.

1. מבוא

1.1. מערבולות שטף במוליך-על

במוליך-על מסוג II ישנה תופעה, שנחזתה על ידי Abrikosov [1], של חדירת שטף מגנטי במערבולות שטף בכמויות בדידות של שטף $\emptyset_0 = \frac{h}{2e}$ (h - קבוע פלנק, e - מטען האלקטרון). התפלגות השדה המגנטי של מערבולת שטף מחושבת על ידי פתרון משוואות לונדון להתפלגות השטף המגנטי במוליך-על תחת התנאי שיש לה מרכז נורמלי ברדיוס ξ עם שטף מגנטי $\emptyset_0$:

$$B(\mathrm{r})+\lambda_L{}^2\nabla\times\nabla\times B(\mathrm{r})=\frac{\emptyset_0}{\mu_0}\delta(\mathrm{r}) \qquad (1)$$

λ_L הוא עומק החדירה של לונדון ו- $\delta(r)$ מתאר סינגולריות במישור המאונך לשדה המגנטי.

פתרון המשוואה הינו :

$$B(r) = \begin{cases} \frac{\emptyset_0}{2\pi{\lambda_L}^2\mu_0} K_0\left(\frac{r}{\lambda_L}\right) & r > \xi \\ \frac{\emptyset_0}{2\pi{\lambda_L}^2\mu_0} ln\left(\frac{\lambda_L}{\xi}\right) & r < \xi \end{cases} \qquad (2)$$

ξ הינו אורך הקוהרנטיות ו- K_0 הינה פונקציית הנקל (ולכן, כאשר $r > \lambda_L$ היא מתנהגת כ $\exp(-r/\lambda\_L)$). האנרגיה, U_v, של מערבולת שטף תהיה חיבור של האנרגיה הקינטית של זרמי המיסוך ושל אנרגית השדה המגנטי :

$$U_v = \frac{{\emptyset_0}^2}{4\pi{\lambda_L}^2\mu_0}\ln\left(\frac{\lambda_L}{\xi}\right) \qquad (3)$$

ניתן לצפות במערבולות - בעיקר של מוליכי על קונבנציונליים שלהם ξ (אורך קוהרנטיות) גבוה יחסית - בטכניקות שונות, כמו דקורציה מגנטית [2], STM [3] ומגנטו אופטיקה [4].

1.2. מערבולות פרל

ב - 1964 Pearl [5] פתר את בעיית התפלגות השדה של מערבולות שטף למקרה בו עובי מוליך-על הינו $d \ll \lambda_L$ והשדה המגנטי ניצב לשכבה (בכיוון z). הוא עשה זאת על ידי פתרון משוואה (1) במצב דו-ממדי, בהנחה שזרמי המיסוך מתפלגים באופן אחיד לאורך ציר השדה המגנטי (בכיוון z). מהפתרון מקבלים תיקון גיאומטרי לעומק החדירה ששווה כעת ל $\lambda_p = 2{\lambda_L}^2/d$. התפלגות השדה המגנטי במרחק גדול מ λ_p תדעך כמו $1/r^2$ ואילו במרחקים קצרים מ λ_p השדה יתנהג כמו $1/r$, התנהגות זו נובעת מתכונותיה של מערבולת פרל. המיסוך האקספוננציאלי קצר הטווח במערבולות רגילות מוחלף באינטראקציות קולון ארוכות טווח.

מערבולות פרל נצפו בעבודות שונות, למשל על ידי Tafuri *et al.* [6] *בטכניקה של* scanning SQUID microscope.

1.3. מערבולות פרל בחוט דק

ב - 1994 Kogan [7] חישב את האנרגיה שצריך על מנת לקיים מערבולת שטף בחוט מוליך-על ללא שדה מגנטי, בנקודה x על חוט דק שבו $\lambda_L \gg d$, $\lambda_p \gg W$ (כאשר W הינו רוחב הדגם). בעיה זו ניתנת לפתרון באותה צורה כמו פתרון של פוטנציאל אלקטרוסטטי בעל מטען $q = \emptyset_0/16\pi^2\lambda_p$ שממוקם בין שני לוחות מתכת מוארקים ב x=0 ו x=W. על בסיס זה Kogan הראה שהאנרגיה של המערבולת כתלות במיקומה לרוחב החוט הינה :

$$\epsilon = \frac{{\emptyset_0}^2}{8\pi\lambda_p(T)} ln\left(\frac{2W}{\pi\xi(T)} sin\frac{\pi x}{W}\right) \qquad (4)$$

1.4. תנועת מערבולת שטף במוליך-על

התנגדות לזרם בפאזה המעורבת $H_{c2} > H > H_{c1}$, נובעת מתנועה של מערבולות השטף. כשמופעלת בחומר הומוגני צפיפות זרם חיצוני j למערכת הכוללת מערבולות, קווי השטף מתחילים לזוז בהשפעת כוח לורנץ $F_l = \frac{j \times B}{c}$ וכוח החיכוך $F = -\eta v$, כאשר v הינו מהירות המערבולות ו- η הינו מקדם החיכוך $\eta = \frac{{\emptyset_0}^2 d}{2\pi\xi^2 c^2 \rho_n}$ (ρ_n היא ההתנגדות הסגולית במצב נורמלי), שנובע מהפרש הפאזה בין המצב הנורמלי בתוך המערבולת למצב מוליך-העל מחוצה לה. כאשר החומר אינו הומוגני קיים כוח נוסף הנקרא כוח pinning. כוח זה נובע מאי הומוגניות בחומר שגורם לאי-הומוגניות של פונקציית הגל ולכן נותן עדיפות אנרגטית לקיום מערבולות באזורים מסוימים. קיימת צפיפות זרם קריטית j_c, שבזרמים קטנים ממנה כוח ה pinning גדול מכוח לורנץ ומאפשר זרימה במוליך-העל ללא תנועה של מערבולות השטף. במצב כזה אנו מקבלים שיחזור של תכונת ההתנגדות האפסית.

מלבד האמור לעיל, ישנן תופעות נוספות המסוגלות לשחרר את המערבולות מכוח ה pinning ולתרום להתנגדות במערכת:

1. הפעלה (אקטיבציה) תרמית של מערבולות - בנוכחות של טמפרטורה סופית קיים סיכוי שפלקטואציות תרמיות יוציאו את המערבולת ממחסום הפוטנציאל. הביטוי למהירות המערבולות בהשפעת אפקט זה הינו $v = \mathrm{v_0 exp(-U(j)/k_B T)}$ *כאשר,* U(j) הינו מחסום פוטנציאל אפקטיבי התלוי במחסום ה pinning (U_0),ב $\mathrm{v_0}$ שהוא מהירות המערבולות במידה שלא היה מחסום פוטנציאל, ובצפיפות הזרם החיצוני j.

2. מנהור קוונטי - ישנו סיכוי שמערבולת תתמנהר מעבר למחסום הפוטנציאל U_0.

תנועת המערבולות באה לידי ביטוי במדידות טרנספורט. כך, למשל, ניתן לראות שקיימים שלושה אזורים בעקומת V-I (ראה מקור [8]):

1. $j < j_c$, אזור זה מאופיין בהתנגדות קטנה, הנשלטת על ידי אפקט ההפעלה התרמית (TAFF - Thermally Activated Flux Flow).
2. $j \lesssim j_c$, אזור זה, המאופיין בעלייה לא ליניארית של ההתנגדות, נשלט ע״י זחילת שטף (FC- Flux Creep).
3. $j > j_c$, אזור זה, המאופיין ע״י התנהגות אוהמית של ההתנגדות, נשלט ע״י זרימת שטף (FF – Flux Flow).

1.5. מודל Kogan לאיבודי אנרגיה בחוטים דקים וצרים

Kogan [9] טיפל במקרה הפרטי שבו החוטים נושאי הזרם דקים (ולכן המערבולות הן מערבולות פרל) וצרים (ולכן המערבולות גדולות מרוחב הדגם). Kogan הראה שבגיאומטריה מיוחדת זו ניתן להגיע לביטויים אנליטיים המתארים את עקומות המתח-זרם. המודל של Kogan מראה התנהגות שונה לעקומות המתח-זרם בטמפרטורות גבוהות יחסית בהן האקטיבציה התרמית דומיננטית ובטמפרטורות נמוכות בהן המתח הוא תוצאה של מינהור קוונטי של הפלקסונים. שני סוגי ההתנהגות מתוארים להלן:

א. אקטיבציה תרמית

כאמור, Kogan [9] הראה שניתן לקבל ביטויים אנליטיים לעקומות ה I-V בחוט דק שבו $\lambda_p \gg$ $W \gg d$, λ_L, ללא שדה מגנטי חיצוני (המערבולות נוצרות בקצוות החוט כתוצאה מפלקטואציות תרמיות). בטמפרטורות גבוהות אקטיבציה תרמית היא המאפשרת את תנועת המערבולות דרך בור הפוטנציאל [00]. מודל זה מניח בדרך כלל תנועה של חבילה של מערבולות דרך פוטנציאלים אקראיים בחומר לא מסודר. Kogan הראה שלמקרה המיוחד של חוט צר ודק, בור הפוטנציאל מוגדר היטב למערבולת פרל בדידה. במקרה זה מחסום הפוטנציאל לתנועה של מערבולת השטף נוצר מתלות אנרגיית המערבולת במיקומה לרוחב החוט (ראה משואה (4)) ומהאנרגיה שנוצרת כתוצאה מכוח

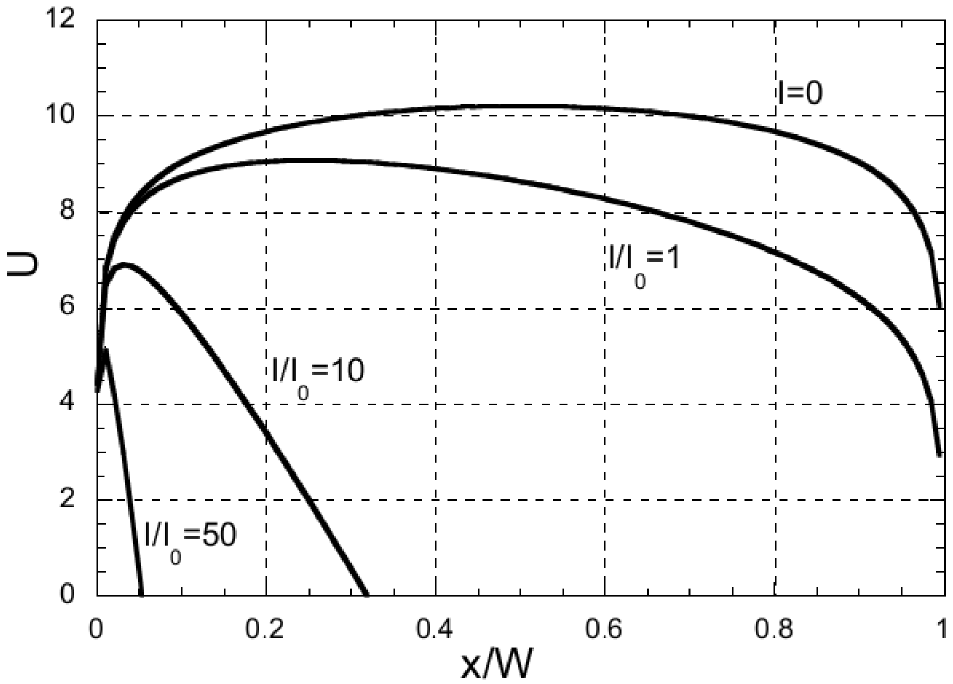
לורנץ המופעל מזרם חיצוני על המערבולת, שתחת הנחת הומוגניות הדגם יהיה $F_l = \emptyset_0 I/cW$, ולכן

מחסום הפוטנציאל כתלות במרחק x מקצה החוט יהיה:

$$
\begin{aligned}
U(x) &= \varepsilon_0 \left(ln\left(\frac{2W}{\pi\xi(T)} sin\frac{\pi x}{W}\right) - \frac{I}{I_0}\frac{\pi x}{W}\right) \\
\varepsilon_0 &= \frac{{\emptyset_0}^2}{8\pi^2\lambda_p(T)} \\
I_0 &= \frac{c\emptyset_0}{8\pi\lambda_p(T)}
\end{aligned}
\tag{5}
$$

כאשר ε_0, האנרגיה של מערבולת פרל, היא סקלת האנרגיה ו I_0 הינו סקלת הזרם.

פוטנציאל זה מתואר באיור 1. ניתן לראות שמיקום מקסימום הפוטנציאל וגודלו משתנים עם עוצמת



איור 1 - גודל מחסום הפוטנציאל ביחידות של ϵ_0 כתלות במיקום הרוחבי בחוט, ב 4 זרמים שונים $\frac{I}{I_0}$ = 0,1,10,50 . עם הגידול בזרם גובה המחסום יורד והוא מוסט כולו לקצה הדגם. המשוואה לא תקפה במרחק ξ מקצוות החוט משום שמשוואות לונדון אינן תקפות שה) .מאיור לקוח ממקור [8]).

הזרם. ככל שזרם הטרנספורט גדל, הערך המקסימלי של הפוטנציאל קטן ומיקומו מוסט מן המרכז

לכיוון שפת החוט (הכיוון שאליו הוא מוסט תלוי, כמובן, בכיוון הזרם).

חציית הדגם דורשת אנרגיה השווה לפחות לאנרגיה המרבית של מחסום הפוטנציאל:

$$U_m = \varepsilon_0 \left(\ln\left(\frac{2W}{\pi\xi(T)\sqrt{1+(I/I_0)^2}} \right) - \frac{I_0}{I} \tan^{-1}\left(\frac{I}{I_0}\right) \right) \qquad (6)$$

כאשר מערבולת שטף חוצה את החוט ייווצר מתח בחוט שהינו:

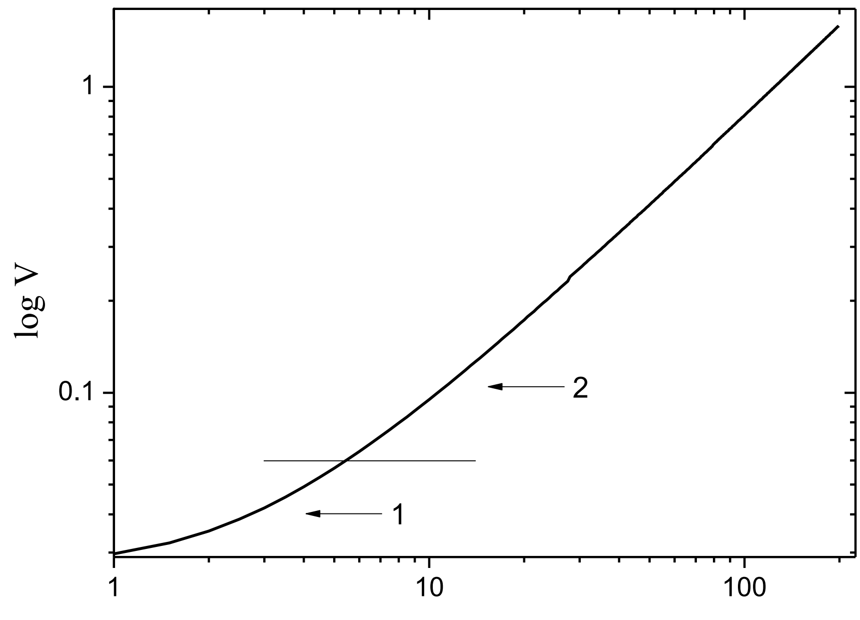
$$V \propto exp\left(-\frac{U_m}{k_B T}\right) = exp\left(-\frac{\varepsilon_0}{k_B T}\left(ln\left(\frac{2W}{\pi\xi(T)\sqrt{1+(I/I_0)^2}} \right) - \frac{I_0}{I} tan^{-1}\left(\frac{I}{I_0}\right) \right)\right) \qquad (7)$$

המחשה איכותית של משוואה זו ניתן לראות באיור 2 המדגים שני אזורי התנהגות. בזרמים נמוכים המתח עולה באיטיות. באזורים שבהם $I \gg I_0$ המתח מקבל צורה:

$$V \propto \exp\left(-\frac{U_m}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{\varepsilon_0}{k_B T} \ln\left(\frac{2W I_0}{e\pi\xi(T)\mathrm{I}}\right)\right) = \left(\frac{I}{I_d}\right)^m$$
$$m = \frac{{\emptyset_0}^2}{8\pi^2\lambda_p(T)kT} \qquad (8)$$
$$I_d = \frac{c\emptyset_0}{4e\pi^2\xi(T)\lambda_p(T)}$$

כאשר I_d הינו זרם depairing שמעליו נשברת מוליכות-העל.

ניתן לראות שבזרמים גבוהים -- $I >> I_d$ -- U_m שלילי והמודל כבר לא תקף.



איור 2 - גרף Log-Log איכותי של פתרון משוואה 7. אזור 1 מתאר את ההתנהגות בזרמים נמוכים. אזור 2 הוא אזור שבו $I \gg I_0$.

על מנת לקבל ביטוי למתח הנמדד נעריך שמספר המערבולות החודרות את מחסום הפוטנציאל פרופורציונלי לזרם. לכן, נוסיף פקטור const*I ונקבל ביטוי למתח:

$$V \propto I^{m+1} \qquad (9)$$

ב. מנהור קוונטי

בטמפרטורות נמוכות, $T < \frac{\hbar I^2}{C^2 k_B \eta}$, הצפי הוא שמנהור קוונטי של מערבולות שטף יהיה המנגנון הדומיננטי להופעת מתח בזרמים הנמוכים מאוד מ j_c. לפי Glazman and Fogel [11] ההסתברות שמערבולות יעשו מנהור קוונטי הינה יחסית ל $exp(-\gamma\beta x_b^2/\hbar)$, כאשר γ הינו פקטור גיאומטרי הקשור לצורת מחסום הפוטנציאל, β הוא מקדם הגרר ו x_b^2 הוא רוחב מחסום הפוטנציאל עליו דובר בסעיף הקודם.

$$x_b \approx C_0 \frac{W I_0}{\pi I} \qquad (00)$$

בתחום הרלוונטי $I_0 \gg I$, כאשר C_0 הוא קבוע מסדר גודל 1. במקרה זה נקבל יחס זרם-מתח:

$$\ln V = C_1 - C_2 \frac{\eta W^2}{\hbar} \frac{{I_0}^2}{I^2} \qquad (00)$$

למיטב ידיעתנו, העבודה הניסיונית היחידה שניסתה לבדוק את הפרדיקציות של Kogan היא העבודה של Tafuri et al. [9]. המודל עצמו נבדק ניסויית בדגמים רב שכבתיים הומוגניים של [BaNdCuO]/[CaCuO]/[BaNdCuO] בעלי רוחב של עשרות מיקרונים. Tafuri et al. ראו בטמפרטורות גבוהות התאמה למודל האקטיבציה התרמית של Kogan ואילו בטמפרטורות נמוכות סטייה, שפורשה בהצלחה כהתנהגות של מנהור קוונטי.

מטרתו של מחקר זה היא להבין את המכניזם של איבוד האנרגיה בננו חוטים מוליכי-על שאינם הומוגניים. במסגרת המחקר מדדנו עקומות I-V בחוטים גרנולרים של YBCO בעלי רוחב ננומטרי וניתחנו את התוצאות בעזרת המודל שהוצע על ידי Kogan. המודל מניח אמנם שהחומר הומוגני, אבל הנחנו שאי ההומוגניות בחוטים הגרנולריים מתמצעת בגלל גודלה הרב של המערבולת. ואכן, ברוב

תחומי הטמפרטורה מצאנו אזורים בעקומות I-V, הניתנים לפירוש כנובעים מאקטיבציה תרמית לפי המודל של Kogan. עם זאת, התוצאות שלנו בטמפרטורות נמוכות אינן ניתנות להסבר במסגרת מודל Kogan, לא כאקטיבציה תרמית ולא כמנהור קוונטי.

Hot Spots.1.6

במחקר זה צפינו בחלק מהדגמים בקפיצות בעקומות I-V בטמפרטורות נמוכות. התנהגות דומה נצפתה בגשרי YBCO בטמפרטורות קרובות לטמפרטורה T_c [12,13] ופורשו כאי יציבות של שטף במסגרת המודל של Larkin and Ovchinnikov [14,15]. Xiao et al. [16] צפו בקפיצות מתח אלו בחוטי YBCO רחבים בטמפרטורות נמוכות מאוד מ T_c ופירשו אותם לפי מודל Hot Spots שפותח על ידי Tinkham at el. [17]. קפיצות המתח שנמדדו אצלנו ניתנות גם הן להסבר על פי מודל זה.

המודל של Tinkham at el. ל Hot Spots מתאר היווצרות אזורים נורמליים בגשר מוליך-העל כפי שרואים ב-inset של איור 2. אזורים אלו נוצרים בתנאים של צפיפות זרם לוקאלית גבוהה וממשיכים להתקיים כתוצאה מחימום ג׳אול עצמי. במאמרם של Tinkham at el. נותחו התנאים בהם אזורים אלו יציבים, על ידי פתרון משוואה דיפרנציאלית לזרימת החום בגשר:

$$\begin{aligned} -K_N\frac{d^2T}{dx^2}+\frac{\alpha}{d}(T-T_b) &= \left(\frac{I}{Wd}\right)^2\rho \quad && |x|<x_0 \\ -K_s\frac{d^2T}{dx^2}+\frac{\alpha}{d}(T-T_b) &= 0 && |x|>x_0 \end{aligned} \qquad (12)$$

x_0 הינו אורך האזור הנורמלי, T_b טמפרטורת אמבט החום הצמוד לגשר, K_N וK_s מקדם מוליכות תרמית באזור הנורמלי בגשר ובמוליך-העל בהתאמה, α מקדם מוליכות תרמית למצע, d עובי הגשר, W רוחב הגשר ו ρ התנגדות סגולית של הגשר במצב נורמלי.

כאשר נציב תנאי שפה כך ש $T\left(\pm\frac{1}{2}x_0\right)=\mathrm{T}_c$ (טמפרטורה מינימלית על מנת שייווצר אזור נורמלי עד x_0) ושבקצוות הגשר $T\left(\pm\frac{1}{2}L\right)=\mathrm{T}_b$, ונפתור את המשוואות בשביל גשר ארוך שמקיים

את התנאי ש $\beta \ll L$ (β הינו אורך הריפוי התרמי שהינו $\left(\frac{Kd}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}}$) אזי נקבל פתרון לזרם המינימלי שצריך לקיום Hot Spots באורך x_0 מסוים :

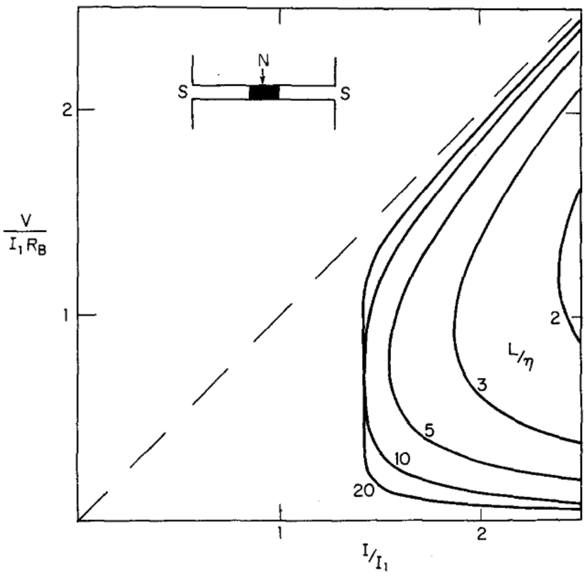
$$I(x_0) = I_1\left[1 + \sqrt{\frac{K_s}{K_n}}\coth\left(\frac{x_0}{\beta_N}\right)\coth\left(\frac{L}{2\beta_s} - \frac{x_0}{\beta_s}\right)\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (13)$$

$$I_1 = \left(\frac{\alpha W^2 d(T_c - T_B)}{\rho_n}\right)^{\frac{1}{2}}$$

כאשר I_1 הוא פרמטר המגדיר סקלת זרם. המתח שמתאים ל $I(x_0)$ מסוים יהיה :

$$V(x_0) = \frac{2\rho_n I(x_0)}{Wd} \qquad (14)$$

כפי שניתן לראות מאיור 2 אשר מציג גרף תאורטי של I-V, ההתנהגות ה׳כמעט אוהמית׳ במתחים הגבוהים ניתנת לפירוש כמפגש בין אזור נורמלי לבין אזור מוליך-על, אשר מתקרב לקצוות הגשר, אזור בו הקירור יעיל מאוד (אמבט החום בקצוות הדגם). לכן האזור הנורמלי גדל שם באיטיות רבה. כאשר רוב ההתנגדות נובעת מיחס זרם-מתח אוהמי באזור הנורמלי. הנגזרת השלילית ניתנת להבנה בכך שכאשר אורך האזור הנורמלי x_0 קטן מ β, דיסיפציית החום שצריך בכדי שהטמפרטורה במרכז האזור הנורמלי תהיה $T \geq T_C$ קטנה באיטיות רבה יותר מקצב ההקטנה של x_0 כך שבסוף V ישתנה כמו I^{-1} .



איור 3 – גרף תאורטי של I-V בשביל מודל HOT SPOT לפי משוואת 12 ו 13 I1 (מוגדר בטקסט) ו R_B ההתנגדות הנורמלית של הגשר , ה inset מראה השערה גיאומטרית ל HOT SPOT (האיור לקוח ממקור [17]).

ההיווצרות של אזורים נורמליים והגידול הפתאומי בגודל האזור הנורמלי מתבטאים במדידות I-V כקפיצות במתח.

1.7. שאלות המחקר

המחקר מנסה לענות על השאלות הבאות :

1. מהו המנגנון לאיבוד האנרגיה בחוטי YBCO ננומטרים **גרנולריים** נושאי זרם?

2. מה הן הסיבות לקפיצות בעקומות ה I-V בזרמים גבוהים בדגמי YBCO גרנולריים?

להבנת התנהגותה של ההולכה ולזיהוי הגורמים להפסדי אנרגיה בחוטים ננומטרים גרנולריים העשויים ממוליכי-על בטמפרטורות גבוהות יש, כמובן, חשיבות ברמה הבסיסית. תוצאות המחקר חשובות לנו גם להמשך הפעילות המתוכננת במעבדה לבניית רשתות של ננו חוטי YBCO. למותר לציין שלמחקר עשויה להיות גם חשיבות אפליקטיבית לקראת שימוש עתידי בחוטים כאלה.

2. שיטות מחקר

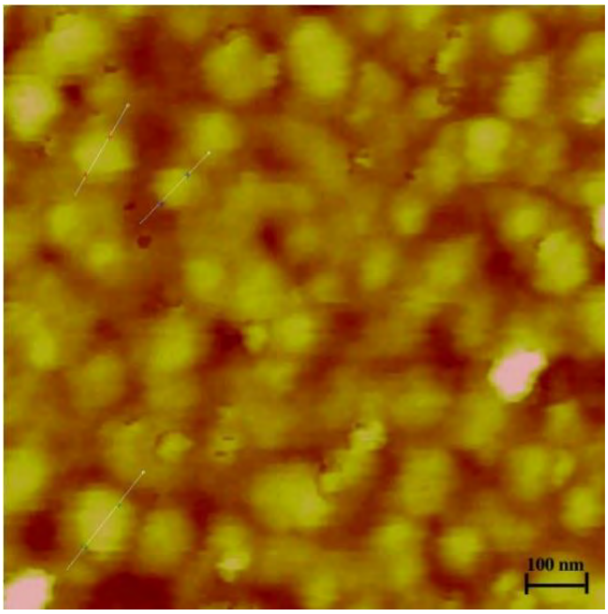
בכדי לענות על שאלות המחקר הכנו גשרים ננומטרים של YBCO גרנולרי ומדדנו את עקומות ה I-V שלהם בתחומי טמפרטורה רחבים (בין 2 K לבין טמפרטורת המעבר, $T_c \sim 90$ K). את התוצאות ניתחנו בעזרת המודלים שהוזכרו לעיל:

1. מודל Kogan לאקטיבציה תרמית ולמנהור קוונטי בחוטים דקים.
2. מודל Hot Spots של Tinkham.

בהמשך הפרק נתאר את הכנת הדגמים ואת המערכות בהן השתמשנו למדידות.

2.1 גידול הדגם

פילם דק (בערך 10-20 ננומטר עובי) של YBCO גודל במעבדה של גד קורן בטכניון בשיטת Pulsed Laser Deposition (PLD) [18]. שכבת ה- YBCO הינה בעלת אילוח אופטימלי עם אוריינטציה מאונכת של ציר *c* למשטח הדגם. הפילם הדק גרנולרי עם גרעינים בגודל טיפוסי שבין 50 ל 000 ננומטר. הגידול נעשה על משטח של $SrTiO_3$ בגודל של 10×10 mm^2 . באיור 4 ניתן לראות תמונות AFM בגודל של 1x1 μm^2 של דגם ה YBCO, כאשר הבהירות מעידה על גובה האזור – אזור בהיר יותר, גבוה יותר.

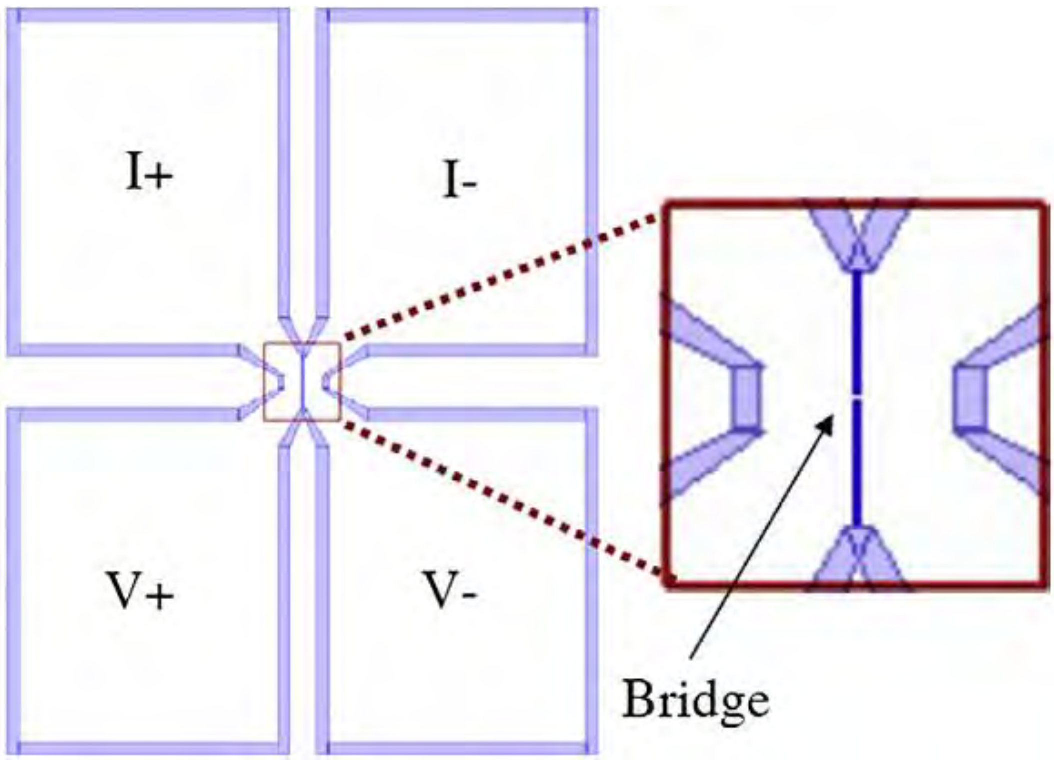


איור 4 – תמונת AFM 1x1 μm^2 של דגם ה YBCO הגרנולרה ,יאזורים הבהירים מייצגים אזורים גבוהים יותר (דגם זה גודל באותה שיטה ובאותם תנאים והוא סוג הדגם עליו בוצעו המדידות במחקר הז).

2.2.פבריקציה

ביצירת החוטים נעשה שימוש בתהליך המבוסס על ליתוגרפית קרן אלקטרונים בכדי לחצוב את תבנית החוטים משכבה דקה של מוליך-על בטמפרטורות גבוהות. מערכת הליתוגרפיה שבה השתמשנו היא CRESTEC – 9000C הממוקמת במכון לננוטכנולוגיה וחומרים מתקדמים בר אילן. ליתוגרפית קרן אלקטרונים מבוססת על 'כתיבה' בעזרת אלומת אלקטרונים ממוקדת על שכבה דקה של חומר רגיש לאלקטרונים מואצים (electron beam resist) . היתרון העיקרי של ליתוגרפית קרן אלקטרונים הוא שזוהי דרך יעילה ומדויקת ביותר לשימוש מעבר לגבול הדיפרקציה של אור על מנת לייצר מבנים בני כמה עשרות ננומטרים ואף פחות. לאחר החשיפה, החלקים שנחשפו ב resist הפכו מסיסים וניתן היה להסירם בעזרת מפתחים נוזליים ועל ידי כך ליצור מסכה (positive tone resists). לאחר מכן השתמשנו ב ion milling בכדי להסיר את החומר שאינו מוגן בresist.

באיור 5 ניתן לראות אילוסטרציה של הגשר ו 4 הפדים כאשר האזור הכחול הינו האזור שנחשף וממנו הורד ה YBCO בתהליך ion milling, בצד ימין אפשר לראות זום על הגשר עצמו.

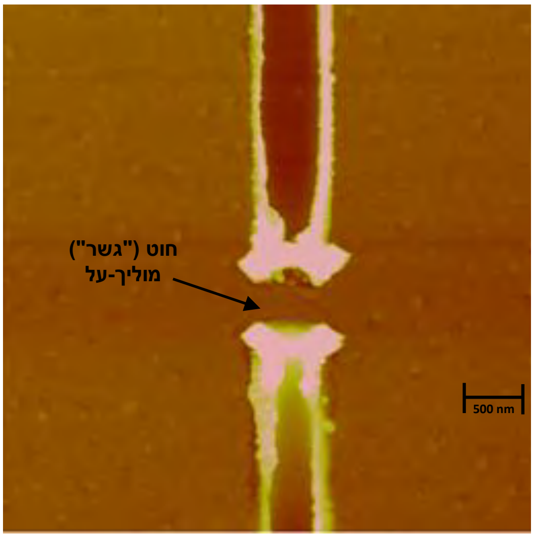


צעדי הפבריקציה הם כדלקמן :

איור 5 - אילוסטרציה של הגשר והפדים. הצבע הכחול מסמל את האזור שנחשף לאחר החשיפה הורד על ידי ion milling. האזורים הלבנים (אזורים שבהם יש YBCO) מראים 4 פדים מחוברים על הגשר, הצד הימני מראה זום על אזור הגשר.

1. ה resist שלנו הינו פולימתיל מתאקרילט (PMMA) בעל משקל מולקולרי של 495,000 (PMMA 495 A11 Microchem) אשר דיללנו עם anisole (יחסי נפח הדילול הינם 50:50). התמיסה הנ״ל מבטיחה לנו ציפוי דק במהירות סיבוב סבירה של כמה אלפי RPM.
2. לאחר הכנת ה resist ביצענו תהליך של spin-coating על הדגם במהירות של 6000 RPM לשם השגת שכבה בעובי של 500 nm של PMMA על גבי הדגם.
3. בשלב הבא 'אפינו' את הדגם ב $180\ C^{o}$ למשך 020 שניות להקשחת ה PMMA.
4. לאחר הציפוי חשפנו את הדגם בצורה הרצויה בעזרת CRESTEC Cable-9000C high resolution e-beam lithography system תוך שימוש במתח האצה של 50 KeV ובזרם של 1 nA לפדים ו 100 pA לגשר עצמו.
5. בעקבות תהליך זה האזור שנחשף נעשה מסיס. טבלנו אותו במפתח סטנדרטי MIBK (methyl isobutyl ketone) ולאחר מכן ב isopropyl לנטרול השפעות הMIBK. כך נוצרה לנו ״מסכה״ לשלב הבא.
6. בשלב זה ביצענו בדגם אציניג בעזרת יונים של ארגון על מנת להסיר את החומר החשוף. החומר שלא רצינו להסיר מוגן על ידי שכבת הPMMA (ה״מסכה״ שהושלמה).

באיור 6 ניתן לראות תמונת AFM של גשר IR1 לאחר התהליך הגשר הוא באורך 500 nm.



איור 6 – תמונת AFM $5x5\ \mu m^2$ של דגם גשר IR1, האזורים הבהירים מייצגים אזורים גבוהים יותר, כאשר האזור הלבן הוא כנראה PMMA שהתקשה.

2.3. מערכות המדידה

מדידות ההתנגדות ועקומות הזרם - מתח נעשו במכשיר ה- PPMS Modle 6000 (Physical Properties Measurements System) מתוצרת Quantum Design ובעזרת ספק זרם, מד מתח ומערכת switching של חברת קיטלי, כאשר חיבור מכשיר המדידה לפדים נעשה בעזרת בינדור 4 חוטי אלומיניום על הפדים.

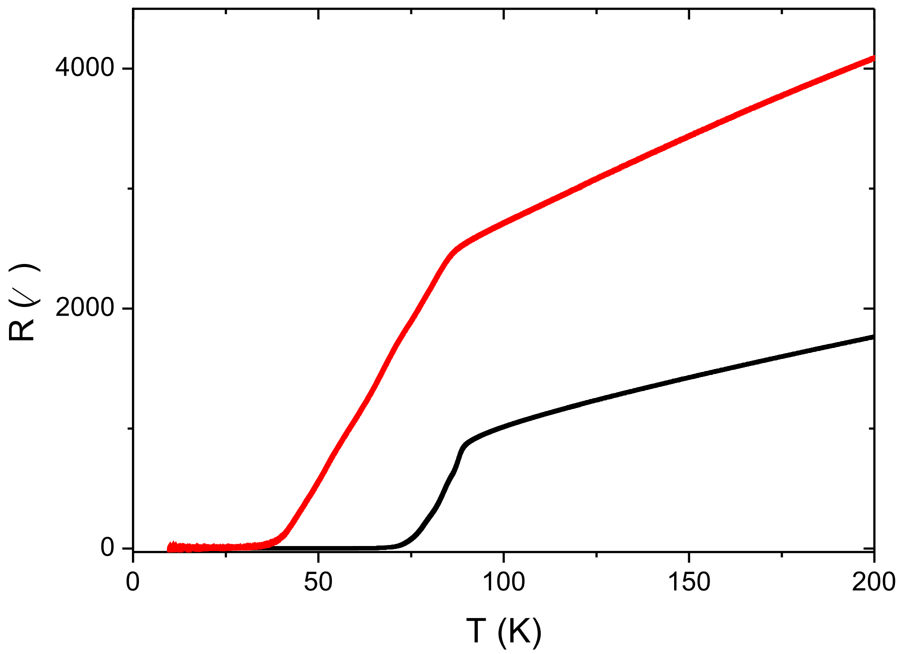
3. תוצאות

בפרק זה נציג את התוצאות השונות שהתקבלו מהמדידות – התנגדות כתלות בטמפרטורה ועקומות ה I-V בגשרים השונים.

3.1 התנגדות כתלות בטמפרטורה

איור 7 מראה את מדידות ההתנגדות כפונקציה של הטמפרטורה בזרם של 0.5 μA ושדה חיצוני אפס לשני גשרים IR1 בגודל $500X700X20\ nm^3$ ו IR3 בגודל $200X700X20\ nm^3$ (מדידות חלקיות בגשרים נוספים הראו תמונה דומה לזו שנתאר להלן). הגשרים הוכנו על אותו פילם בתאריכים שונים. כפי שרואים, שני הגשרים מגיעים בטמפרטורות נמוכות להתנגדות 0. עם זאת, ניתן להבחין בהתנהגות שונה – כמותית ואיכותית – לשני הגשרים.

בגשר IR1 ההתנגדות עולה כבר מטמפרטורה של 60 K מהתנגדות 0 בפאזה של מוליך-העל עד 900 Ω בפאזה הנורמלית בטמפרטורה של 90 K, כאשר במצב הנורמלי הגידול הינו ליניארי עם הטמפרטורה.

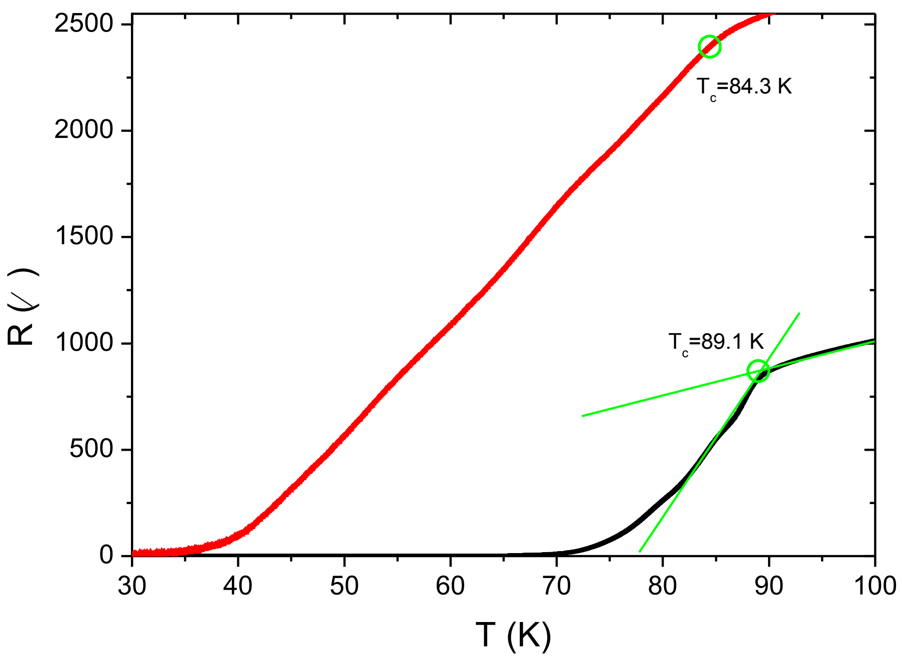


איור 7 - גרף של התנגדות תלוי טמפרטורה בזרם 0.5 μA וללא שדה מגנטי לשני הגשרים, הקו השחור: דגם IR1 שממדיו $500X700X20\ nm^3$. הקו האדום: IR3 בגודל $200X700X20\ nm^3$. שני הגשרים נוצרו על אותו פילם אבל בפער זמן של חצי שנה

בגשר IR3 עולה ההתנגדות כבר מ 30 K מ-0 בפאזת מוליך-העל עד ל 2500 Ω בפאזה הנורמלית בטמפרטורה של 87 K. גם בגשר זה, במצב הנורמלי, ההתנגדות עולה ליניארית עם הטמפרטורה.

כפי שניתן לראות מאיור 7 שני הגשרים שונים זה מזה בהתנגדות הסגולית שלהם במצב הנורמלי: ההתנגדות הנורמלית של IR1 בטמפרטורה של 200 K קטנה פי 2.5 בערך מזו של IR3. פער זה מתאים להבדלי המידות בין שני הגשרים.

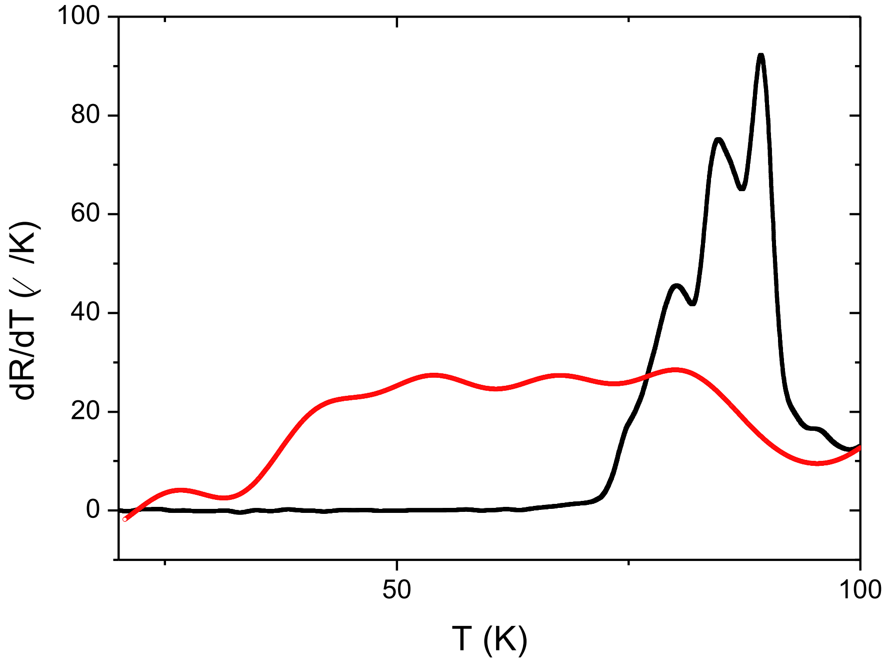
איור 8 מתמקד באזור מעבר הפאזה של גרף ההתנגדות מול טמפרטורה, ובו ניתן לראות בבירור רב יותר את ההבדלים בין שני הגשרים באזור מעבר הפאזה, ובמיוחד ב- T_c-onset שחושב מהמפגש של אקסטרפולציה ליניארית, כפי שניתן לראות מהקווים הירוקים, של האזור הנורמלי ואזור הירידה ל 0. האיור מראה ש T_c-onset של IR1 הינו 89.1 K ושל IR3 הינו 84.3 K.



איור 8 - התמקדות באזור מעבר הפאזה של גרף התנגדות תלוי טמפרטורה לשני הגשרים, IR1 שחור ו IR3 אדום, בזרם 0.5 μA וללא שדה מגנטי, Tc onset הינו 89.1 K ו 84.3 K בהתאמה.

כמו כן, ניתן לראות שהם מגיעים להתנגדות 0 בטמפרטורות שונות כפי שהוצג קודם. גשר IR1 מגיע ל 0 בטמפרטורה של 60 K ואילו גשר IR3 מגיע ל 0 בטמפרטורה של 30 K. צורת הירידה ל 0 מראה גם היא, בצורה בולטת, התנהגות שונה, כאשר גשר IR3 מראה התנהגות כמעט ליניארית ואילו ההתנהגות של גשר IR1 הינה בקירוב אקספוננציאלית.

איור 9 מציג את נגזרת ההתנגדות כפונקציה של הטמפרטורה. באיור זה ניתן לראות בבירור את ההבדלים בין מעברי הפאזה, הן ברוחבם והן באופיים. בעוד שמעבר הפאזה של IR3 מתפרש על טווח טמפרטורה רחב של ~50 K (נתון אשר חושב מרוחב העקומה בחצי הגובה של נקודת המקסימום במעבר הפאזה) והוא בעל שיפוע מתון, ב-IR1 מעבר הפאזה מתרחש לאורך טווח טמפרטורה של K ~13 והוא בעל שיפוע חד יותר בהשוואה לזה של IR3.

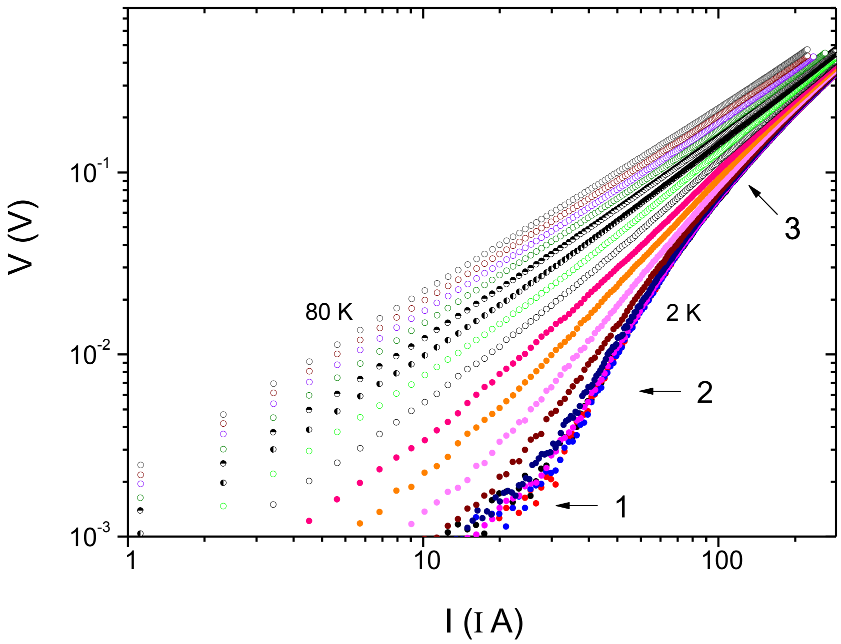


איור 9 - גרף של נגזרת התנגדות כפונקציה של הטמפרטורה לשני הגשרים במעבר הפאזה, IR1 שחור ו IR3 אדום, בזרם 0.5 μA וללא שדה מגנטי. רוחב מעבר הפאזה שנקבע באזור חצי הגובה של נקודת המקסימום במעבר הינו 13 K ו 51 K בהתאמה

ההבדלים בין הגשרים יכולים לנבוע משתי סיבות. סיבה אפשרית אחת קשורה לחוסר ההומוגניות המאפיינת את החומר הגרנולרי; הן מספר הגרעינים והן צורת הסידור שלהם בכל גשר שונה. סיבה נוספת להבדלים בין הגשרים יכולה להיות קשורה לאיבוד אטומי חמצן בדגם תוך כדי תהליך הייצור, במהלך ה'אפייה' של הפילם, האצינג, או בשל היות הדגם חשוף לאוויר לתקופה ממושכת, דבר העלול להוסיף לפליטת החמצן ממנו. מוליכות העל ב YBCO תלויה מאוד בכמות החמצן בתא היחידה ופליטת חמצן ממנו פוגעת במוליכות העל.

3.2. עקומות מתח - זרם

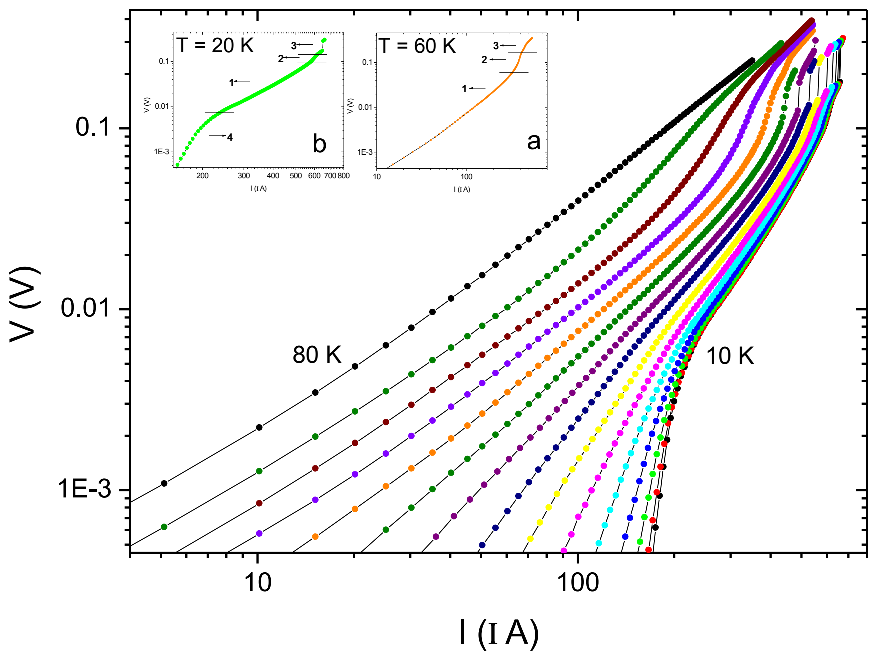
איור 10 מראה את מדידות הזרם-מתח לגשר IR3 (גודל של $200X700X20\ nm^3$) לטווח טמפרטורות של $2-80$ K (במרווחים של 5 K בין $5-80$ K). בטמפרטורות הנמוכות כל עקומה מתחלקת לשלושה אזורים שונים המסומנים בחיצים בחלקו הימני של האיור. באזור 1 (זרמים נמוכים) העלייה במתח מתונה. באזור 2 העלייה מעריכית חזקה יותר כאשר המעבר בין שני האזורים מתאפיין בברך חדה אשר נעלמת עם העלייה בטמפרטורה. בטמפרטורה של ~50 K כבר לא ניתן לזהות את הברך והעלייה לכל אורך עקומות ה I-V היא כמעט ליניארית, העלייה המעריכית הופכת עם הגידול בזרם לעלייה מעריכית בעלת שיפוע מתון יותר (אזור 3). כפי שנאמר קודם לכן, עם העלייה בטמפרטורה המעברים בין האזורים נעלמים והעלייה אחידה לכל אורך העקומה. כמו כן, ניתן לראות שבטמפרטורות נמוכות מ 20 K עקומות ה I-V למעשה חופפות.



איור 10 גרף log – log של מתח מול זרם בפמט' קבועה לגשר IR3, טווח הטמפ' הינו בין 2 K ל 80 K (במרווחים של 5 K בין 5 K ל 80 K). החיצים מצביעים על 3 האזורים של ה I-V curves בטמפרטורות נמוכות.

את עקומות ה I-V ננתח בפרק הבא בעזרת מודל של אקטיבציה תרמית של שטף מגנטי בחוטים אולטרה דקים, מודל שהוצע על ידי Kogan *et al.* [9].

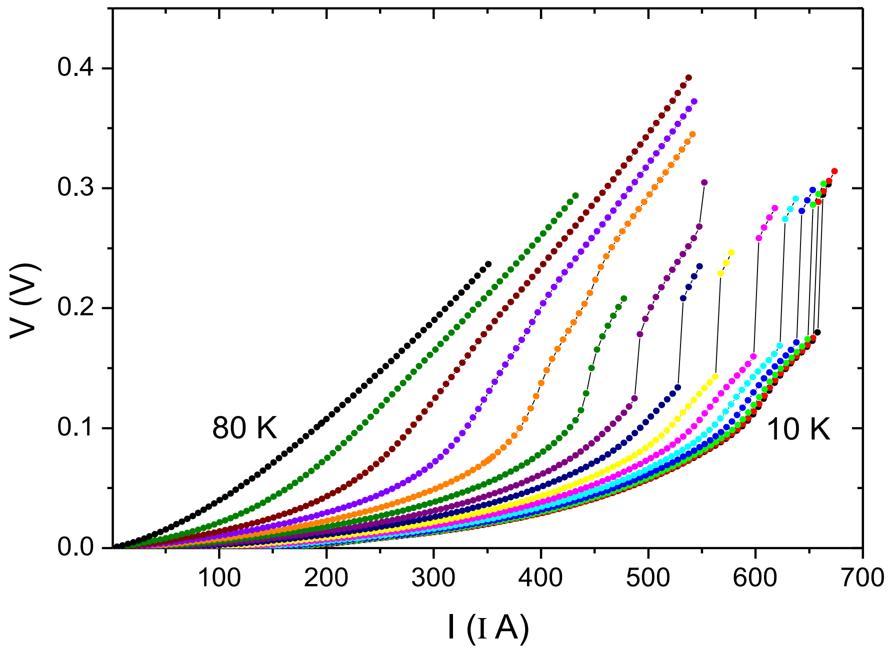
באיור 11 אנו רואים גרף log-log של מדידות הזרם-מתח לגשר IR1 (גודל של $500X700X20\ nm^3$) בטמפרטורה 10 – 80 K (במרווחים של 5 K) שנעשו ללא שדה מגנטי. גם פה ניתן לזהות אותם שלושה אזורים כבגרף הקודם, כפי שניתן לראות מהמחשה ב- inset – a של האיור, עם קיום של אזור 4 בטמפרטורה הנמוכות ובזרמים נמוכים שבו רואים עלייה מעריכית גבוהה משאר האזורים. להבדיל מהגשר הקודם, בגשר זה האזור האמצעי (אזור 2) נקטע על ידי קפיצה במתח, וכפי שציינתי קודם קיים אזור נוסף, שלא רואים בגשר הקודם, בטמפרטורה הנמוכות בזרמים נמוכים שבו הגידול במתח הוא מעריכי עם שיפוע חד יותר לעומת האזורים הבאים אחריו.



איור 11- גרף log-log מתח מול זרם בטמפרטורה קבועה לגשר IR1, טווח הטמפרטורה הינו בין 10 K ל- 80 K במרווחים של 5 K, כאשר ניתן לראות קפיצות במתח בטמפרטורה נמוכה ובזרמים גבוהים. Inset: a - המחשה של 3 האזורים לטמפרטורה של 60 K, b - המחשה של 4 האזורים לטמפרטורה של 20 K.

הממצא המעניין בדגם זה הוא הקפיצות במתח, קפיצות המבטאות אי-יציבות של מערכת המערבולות בזרמים גבוהים. את הקפיצות ניתן לראות באיור 12 בו ניתן להבחין במספר מאפיינים של קפיצות אלו. הקפיצות מתרחשות רק בטמפרטורות רחוקות מ T_c , מתחת ל- 55 K. עם העלייה בטמפרטורה קטנה הקפיצה במתח והמתח והזרם בהם מתרחשת הקפיצה קטנים אף הם.

כפי שנדון בפרק הבא, מאפיינים אלו של הקפיצות מתאימים למודל קפיצות מתח כתוצאה מהופעה של אזורים נורמליים בגשרים אשר מקיימים את עצמם כתוצאה מחימום ג׳אולי [16,19].



איור 12 - גרף של מתח מול זרם בטמפרטורה קבועה לגשר IR1, טווח הטמפרטורות הינו בין 10 K ל 80 K במרווחים של 5 K, כאשר ניתן לראות קפיצות במתח בטמפרטורות נמוכות ובזרמים גבוהים.

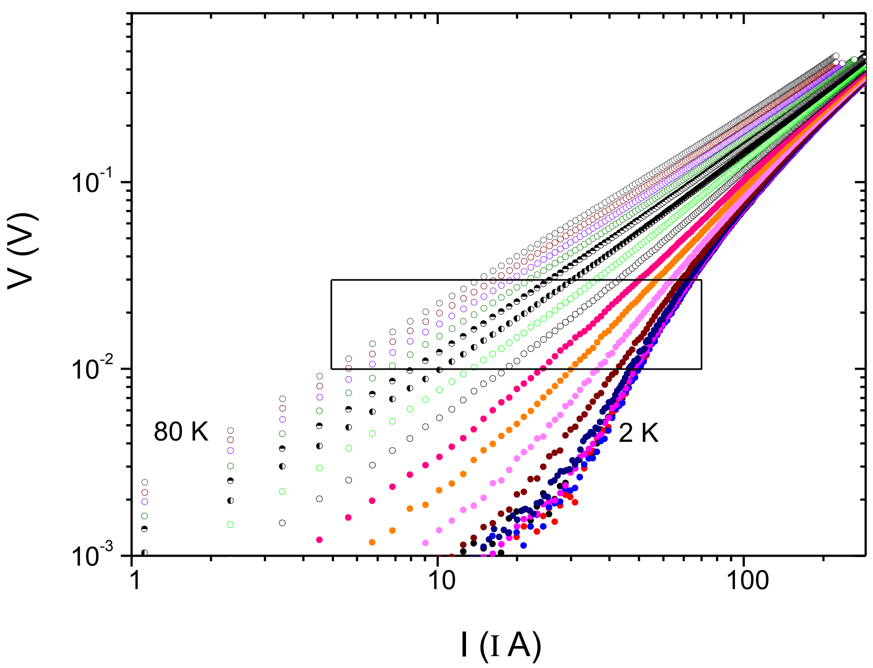
4. דיון

בפרק זה נדון בתוצאות הניסיוניות במסגרת המודלים שתיארנו בפרק 2.

4.4. אקטיבציה תרמית ומנהור קוונטי בחוטים דקים

א. אקטיבציה תרמית

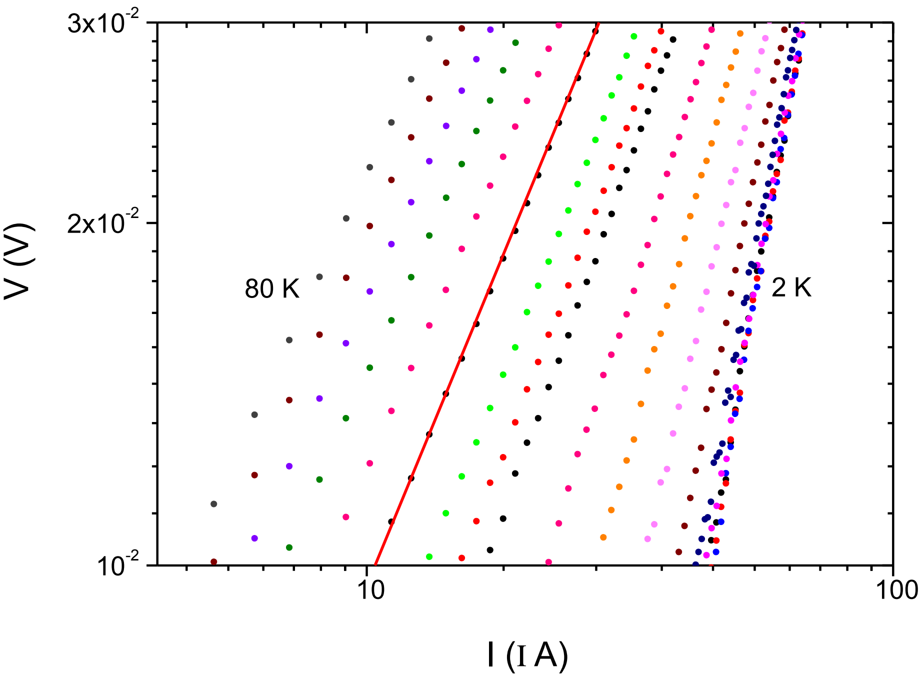
כפי שראינו מאיור 43 ניתן לזהות 3 אזורים בעקומת ה I-V. האזור הראשון מתאפיין בעלייה איטית של המתח עם הזרם עד לברך שממנה מתחיל אזור שבו מתקיים חוק חזקה עם חזקה מקסימאלית בעקומות ה I-V וזה הופך לאזור בו לחוק החזקה יש מעריך מתון יותר המתקרב ל 4. את האיור ננסה לנתח בעזרת המודל שהוצע על ידי Kogan. נבהיר מיד שאזור 3 חורג מן המצופה במודל זה; כפי שראינו במבוא וכפי שניתן לראות מאיור 2, המודל שהוצע על ידי Kogan חוזה 2 אזורים בלבד, אזור שבו הזרם קטן מ I_0 שבו הקשר בין המתח לזרם מתואר על ידי משואה 7 ואזור שבו הזרם גדול מ I_0 שבו היחס בין המתח לזרם הופך להיות יחס מעריכי אשר נקטע ב I_d משואה 8. אזור 1 קל לזיהוי באיור 13 בתחום הזרמים הנמוכים. המעבר לאזור 2 מאופיין על ידי ה״ברך״ שאחריה אנחנו מזהים את המעריך של אזור 2 התאורטי. התאוריה מנבאת, כאמור, שאזור זה ימשיך



איור 13 - גרף log – log של מתח מול זרם בפמט' קבועה לגשר IR3 עם סימון של האזור שאליו בוצעה התאמה למודל של קוגן, , טווח חטמפ' הינו בין 2 K ל 80 K (במרווחים של 5 K בין 5 K ל 80 K).

בזרמים גבוהים יותר. אבל, האיור מראה שהמעריך קטן ומתקרב ל-1 בזרמים הגבוהים. המודל איננו יכול, אפוא, לטפל באזור הזרמים הגבוהים. אנו נתמקד באזור 2, שמסומן על ידי המלבן באיור 13, בביצוע האנליזה שלנו במסגרת מודל Kogan.

באיור 14 אנו רואים את התקריב של האזור המסומן באיור הקודם, האזור בעל השיפוע המקסימאלי שאליו ביצענו את ההתאמה. באזור זה ההתנהגות הינה של חוק חזקה ולפי המודל של Kogan (אקטיבציה תרמית) נוכל להתאימו ל $V \propto I^n$ כפי שרואים במשוואה 9. מן ההתאמה נוכל להוציא את n. הקו האדום באיור הוא התאמה לדוגמא של עקומות ה I-V, בטמפרטורה של 55 K.



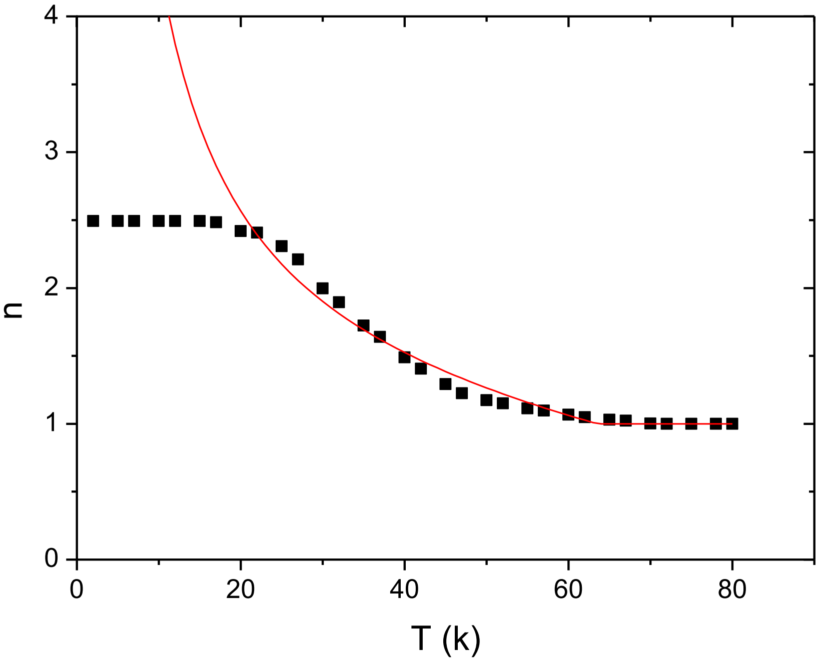
איור 14 – תקריב של גרף log – log של מתח מול זרם בטמפרטורה קבועה לגשר IR3 באזור בעל השיפוע המקסימאלי, טווח הטמפרטורות הינו בין 2 K ל 80 K (במרווחים של 5 K בין 5 K ל 80 K).

באיור 15 ניתן לראות את התלות בטמפרטורה של ערכי ה- n שהופקו מאיור 13. הקו הרציף באיור 15 מתאר התאמה של n(T) למשוואה 8. בהתאמה, לקחנו את λ_L להיות $\frac{\lambda_0}{\sqrt{1-\left(\frac{T}{T_c}\right)^2}}$ [8], λ_0

הינו עומק חדירה של לונדון בטמפרטורה 0. כזכור, $\lambda_p = \frac{2\lambda_L{}^2}{d}$, ולכן נקבל שהתלות של n בטמפרטורה הינה:

$$n = \frac{\emptyset_0{}^2}{8\pi^2\lambda_p(T)kT} + 1 = \frac{\emptyset_0{}^2 d\left(1-\left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right)}{16\pi^2\lambda_0 kT} + 1 \qquad (15)$$

הקו הרציף שבציור התקבל עבור *d=20 nm* (עובי הדגם) כאשר λ_0 ו T_C (הפרמטרים החופשיים בהתאמה) הם $\lambda_0 = 3250\ nm$ ו $T_C = 63.5\ K$.



איור 15 – גרף של המעריך n כתלות בטמפרטורה שהוצא מהתאמה ל חוק חזקה $V = const * I^n$ לאזור שמוצג באיור 13, הנקודות השחורות הן n שנלקח מההתאמה והקו האדום הינו התאמה לפי הערך של n למשוואה (12) כאשר λ_0 וT_C הינם פרמטרים חופשים.

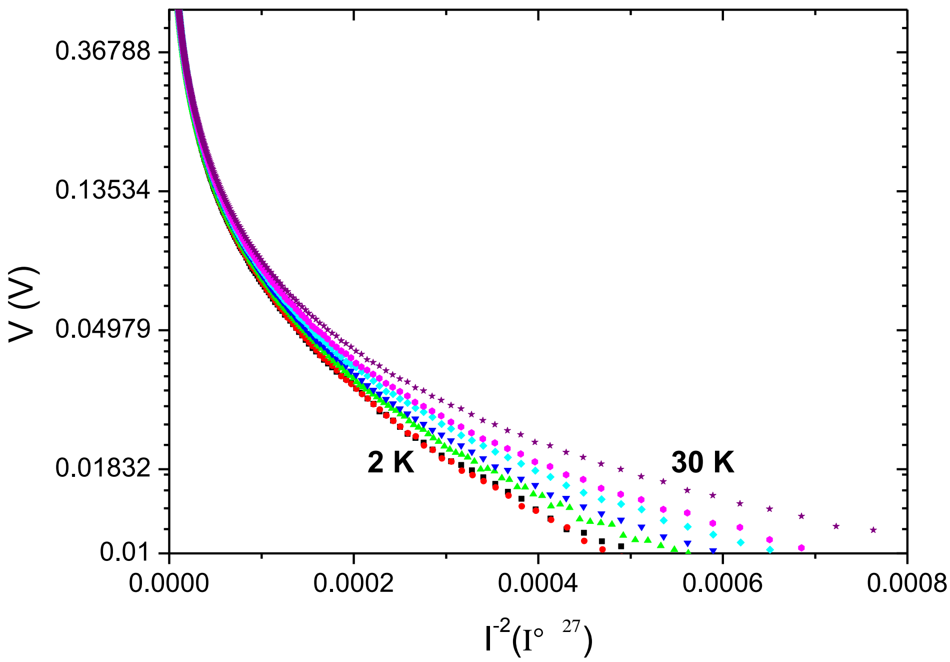
ניתן לראות שבטמפרטורות גבוהות (מעל *25 K*) *n* מתנהג כמצופה על פי המודל שהוצע על ידי קוגן לנושא אקטיבציה תרמית. למרות זאת, קיימות מספר בעיות בהתאמת המודל של אקטיבציה תרמית למודל שלנו:

1. העובדה שקיימים שלושה אזורים כאשר המודל צופה רק שניים.

2. λ_0, על פי ההתאמה שביצענו באיור 14, הינה 3250 nm לחוט זה, והיא גדולה בהרבה מהערך $\lambda_0 = 140$ nm המצופה ב *YBCO* במישור *ab* [10].

ב. מנהור קוונטי

נחזור ונסתכל כעת על אזור הטמפרטורה הנמוכות. כפי שרואים באיור 15, בטמפרטורה נמוכות ישנה סטייה בהתנהגותו של *n* מהתנהגות המצופה מאקטיבציה תרמית. הניסיון מראה רוויה בערכו של n ואילו המודל, הלוקח בחשבון אקטיבציה תרמית, מנבא עלייה חזקה בגודלו של האקספוננט ככל שיורדים בטמפרטורה. סטייה דומה בהתנהגותו של *n* ביחס להתנהגות המצופה דווחה ע״י Tafuri *et al.* [9], ופורשה כמעבר מאקטיבציה תרמית למנהור קוונטי של מערבולות שטף מגנטי. המאמר [9] הראה קשר ליניארי בין ln(v) ל I^{-2} כצפוי למנגנון של מנהור קוונטי של מערבולות השטף (משוואה (11)). איור 16 מראה גרף של ln(V) מול I^{-2} בטמפרטורה נמוכות, וממנו אפשר לראות שהקשר בין ln(V) לבין I^{-2} לדגמי ה-YBCO שלנו אינו ליניארי. התוצאות שלנו אינן תומכות, אפוא, באינטרפרטציה של מנהור קוונטי.



איור 16 - גרף של ln(v) מול V-2 לגשר IR32 לטמפרטורות של 2,10,20,22,25,27 ו 30 K לתחום מתחים של 0.01-0.4 V.

כפי שראינו לעיל, מדידות ה- I-V שבוצעו בדגמים שלנו אינן יכולות לקבל הסבר במסגרת מודל Kogan, לא בטמפרטורות הגבוהות (אקטיבציה תרמית) ולא בטמפרטורות הנמוכות (מינהור קוונטי). מסקנה זו נובעת ממספר סיבות שכבר ציינתי מוקדם יותר. ראשית, התאמה של התוצאות הנסיוניות למודל של אקטיבציה תרמית אפשרי רק עם ערכים לא סבירים (גדולים מדי) לעומק החדירה, λ_0. בנוסף, קיימים שני אזורים בו אנו מזהים חוק חזקה ולא אזור בעל מעריך אחד אשר אמור להסתיים ב I_d . גם המודל של מנהור קוונטי איננו מתאים לתוצאות ובמיוחד, לא ניתן לראות יחס ליניארי בין ln(V) ל I^{-2} אשר אמור היה להופיע, לפי Kogan, במקרה של מנהור קוונטי של מערבולות.

אנחנו מציעים, אפוא, הסבר אלטרנטיבי אשר לוקח בחשבון את המבנה הגרגרי של הגשרים. ניתן להסתכל על הגשרים כמערך טורי של צמתי ג'וזפסון עם התפלגות זרם קריטי I_c והתנגדות נורמלית R_n. בהנחה של צומת עם ריסון גבוה, יחס הזרם-מתח לכל צומת יהיה:

$$V_i = \begin{cases} 0 & I \le I_c \\ R_n\sqrt{I^2 - {I_C}^2} & I > I_c \end{cases} \tag{16}$$

כאשר המתח בשרשרת יהיה:

$$V = \sum_i^n V_i = \sum_i^n \begin{cases} 0 & I \le I_{c_i} \\ R_{n_i}\sqrt{I^2 - {I_{c_i}}^2} & I > I_{c_i} \end{cases} \tag{17}$$

למספר גדול של שרשרות ניתן להמיר את הסכום במשואה (17) לאינטגרל:

$$\begin{gathered} V(I) = \int_0^\infty v(I, I_c) \cdot P(I_c) dI_c \\ v(I, I_c) = \begin{cases} 0 & I < I_c \\ \dfrac{Const}{I_c}\sqrt{I^2 - {I_c}^2} & I > I_c \end{cases} \\ P(I_c) = \frac{e^{-\frac{(I_c-\mu)^2}{2\sigma^2}}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \end{gathered} \tag{18}$$

במשואה (18) אנחנו מניחים התפלגות נורמלית של הזרמים הקריטיים עם רוחב σ סביב זרם ממוצע μ.

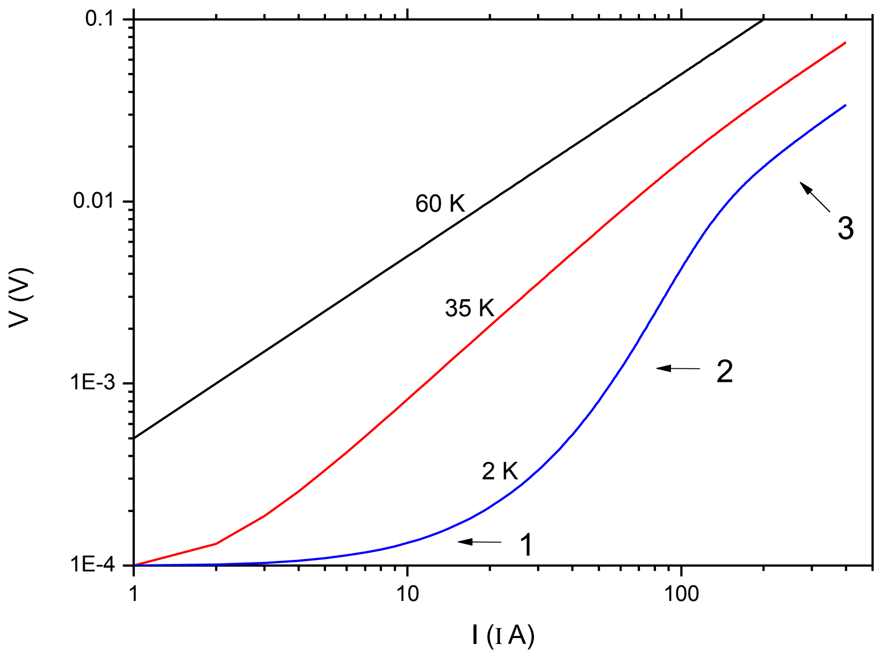
המכפלה $R_n * I_c$ הינה קבועה [8] (ערכו של הקבוע תלוי בחומר); ביטוי זה מכתיב את ההתפלגות של ההתנגדויות הנורמליות במודל שלנו. בנוסף, אנחנו מניחים שממוצע הזרמים

הקריטיים יהיה תלוי בטמפרטורה פרופורציונלית ל- $(1-\frac{T}{T_c})^{\frac{3}{2}}$, כמו התלות של הזרם הקריטי בטמפרטורה לצומת בודד [8]. אנחנו מניחים גם שסטיית התקן תתנהג כמו פרבולה הפוכה עם הטמפרטורה $\sigma = \mathrm{a}-\left(\frac{T-\mathrm{b}}{\mathrm{c}}\right)^2$. הנחה זו נובעת מכך שההתפלגות 'מתרחבת' עם העלייה בטמפרטורה בגלל אפקטים תרמיים אבל היא שבה והופכת 'צרה' ככל שמתקרבים ל-T_c כיון שיותר ויותר צמתים מגיעים לזרם קריטי אפס.

באיור 17 מתוארות תוצאות החישוב לאינטגרל (18) עבור מספר טמפרטורות. התוצאות באיור זה מתארות בצורה מוצלחת, איכותית אמנם, את ההתנהגות הנסיונית V(I). את האזורים השונים בקו V(I) ניתן לפרש במסגרת המודל שלנו באופן הבא. הופעת מתח בגשר תתרחש כאשר הזרם יגיע לזרם הקריטי הנמוך ביותר בהתפלגות הזרמים הקריטיים. העלייה המהירה במתח (אשר נצפתה באזור האמצעי כפי שרואים באיור 12 ושניתן לראותה בברור באזור האמצעי המסומן כ 2 בקו הכחול ב Inset של איור 17), מתאימה בקרוב ל I שגודלו הינו אמצע התפלגות הזרמים הקריטיים I_c במערך. ככל שהזרם עולה מכמות סך הזרמים הקריטיים במערך אנחנו רואים שקצב העלייה במתח מתמתן, כפי שניתן לראות באזור 3 בו הגידול הופך ליניארי כאשר הזרם גדול מאוד ביחס לזרם הקריטי הגדול ביותר בהתפלגות. את התלות בטמפרטורה באיור 17 ניתן להבין בכך שאם הגידול בטמפרטורה ממוצע התפלגות הזרמים הקריטיים I_c מתקרב ל 0 ולכן אנחנו רואים העלמות הדרגתית של 3 האזורים והפיכתם לקו לינארי רציף.

גם את צורת ההתנהגות של n(T) ניתן להבין במסגרת המודל של שרשרת צמתי ג'וזפסון. בטמפרטורות נמוכות קיימת תלות חלשה בטמפרטורה של פרמטרים כמו I_c המגדירים את הצמתים. התלות החלשה בטמפרטורה גורמת לעקומות הזרם-מתח בטמפרטורות נמוכות להראות דומים מאד ולכן נראה שיש סטורציה ב n(T). עם העלייה בטמפרטורה התלות של הפרמטרים בטמפרטורה נהיית יותר גדולה ולכן רואים ירידה ב n(T).

לסיום, נדגיש שהמודל של שרשרת צמתי ג'וזפסון איננו מביא בחשבון אקטיבציה תרמית של מערבולות בתור המנגנון ששולט באיבודי האנרגיה במוליך העל הגרנולרי. המודל שלנו מציע, אפוא, מנגנון אלטרנטיבי להופעתו של המתח בחוטים הגרנולריים מוליכי העל.

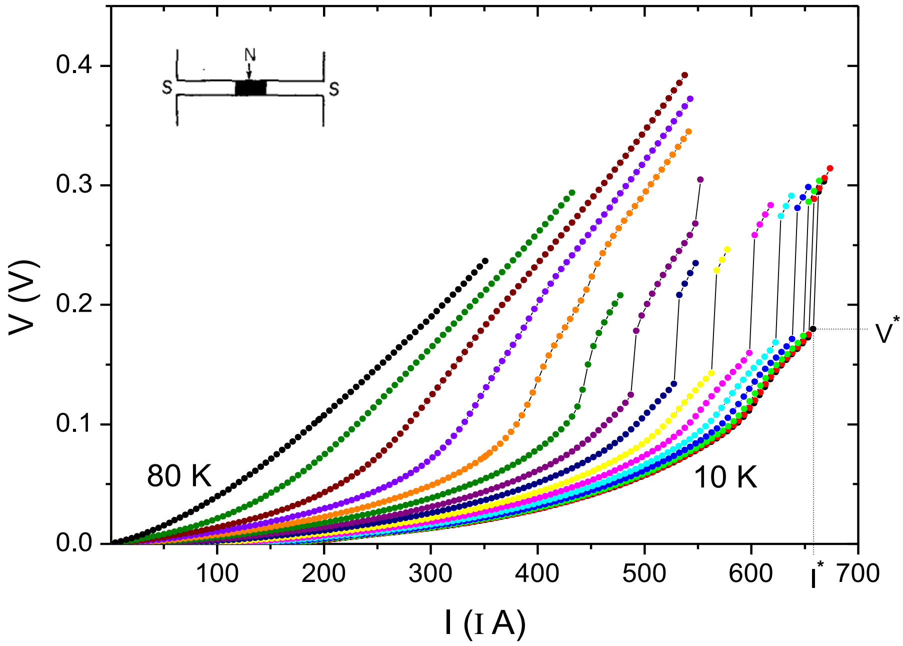


איור 17 - גרף של I-V ב log-log של שרשרת צמתי ג'וזפסון שחושב לפי משוואה 17 עם הפרמטרים הבאים: T_c=85 K, a=122 μA, b=35 K, c=2.5 $\frac{K}{\sqrt{\mu A}}$, $\mu_0 = 120\ \mu A$. הגרפים מתארים את תוצאות החישוב לטמפרטורות של 35,2 ו 60 K. המחשה של 3 האזורים לטמפרטורה של 2 K מסומנים בחיצים.

Hot Spots.4.4

כפי שהוצג במבוא, עקומות ה I-V בגשר IR1 מראות קפיצות במתח בזרמים גבוהים. קפיצות אלו ניתנות להסבר בעזרת מודל Hot Spots כאשר את הופעת המתח בהתחלה ניתן לשייך לקיום רשת צמתי ג'וזפסון אשר נקטעות על ידי הופעה של Hot Spots ברגע שהזרם הלוקלי באזור היווצרות Hot Spots חזק דיו על מנת לשבור את מוליכות-העל באותו אזור ובעזרת חימום ג'אולי להשאיר את טמפרטורה Hot Spots בקצוות שלה מעל T_c בהתאם למודל שפותח על ידי Tinkham *et al.* [17].

כאשר הזרם יגיע לזרם *I, כמצוין באיור 48, ייווצר בגשר אזור נורמלי. ואכן, כפי שרואים ב inset באותו איור, נוצר אזור נורמלי שיצירתו גורמת לקפיצה במתח. עם העלייה בזרם רוב המתח מגיע מהאזור הנורמלי כתוצאה מגידול במתח על פי חוק אוהם.

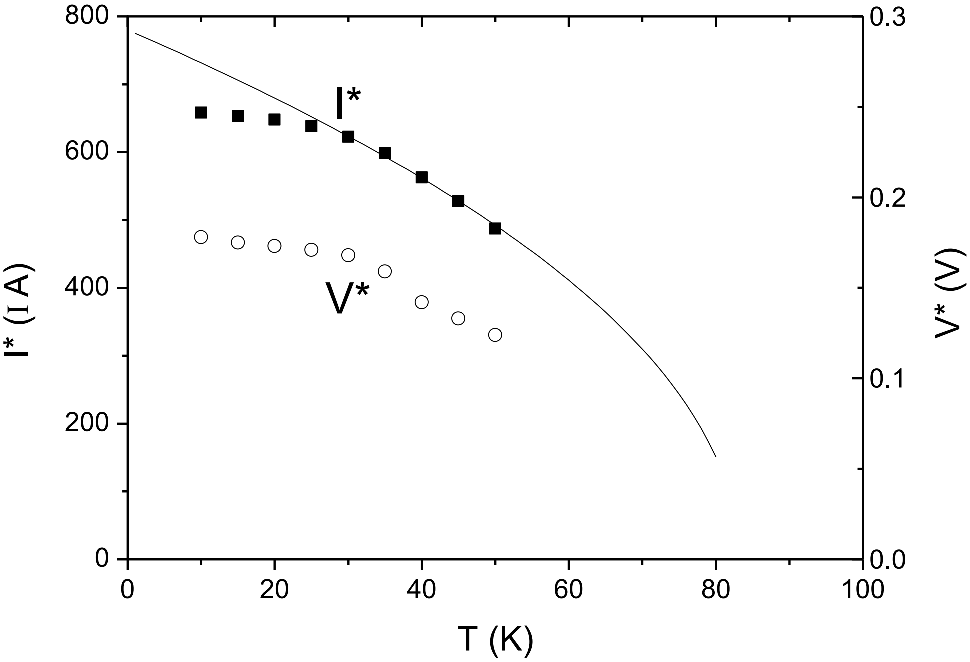


איור 18 - גרף של מתח מול זרם בטמפרטורה קבועה לגשר IR1, טווח הטמפרטורות הינו בין 10 K ל 80 K במרווחים של 5 K, כאשר I ו V* הינם הזרם והמתח שבו מתרחשת הקפיצה במתח, ב inset אילוסטרציה של Hot Spots בגשר.*

על מנת להראות התאמה למודל של Hot Spots נשתמש במודל של גשר ארוך, כאשר התנאי לכך הינו $\beta < L$ (β הינו אורך הריפוי התרמי, L אורך הגשר). במקרה שלנו, בשביל גשר YBCO עם L=700 nm , d = 20 nm ו $\beta = \left(\frac{Kd}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} = 100$ nm כאשר K מוליכות החום ו α הינו קבוע העברת חום. עבור YBCO, $K = 0.05$ W/cm K [20] ול – YBCO על מצע STO $\alpha = 10^3$ W/cm^2 K [21] בהנחה שגודל Hot Spots שייווצר יהיה בערך $\beta \ll x_0 \ll L$ (x_0 הינו אורך האזור הנורמלי) אזי I* יתנהג כתלות בטמפרטורה בהתאם למשוואה 13 :

$$I^*(T) = \sqrt{\frac{2\alpha W^2 d T_c}{\rho_n}} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{19}$$

הסימנים (ריבוע ועיגול) באיור 19 מתארים את *I ו *V הניסיוני כתלות בטמפרטורה. ניתן לראות ש- *I ו- *V יורדים עם הטמפרטורה כפי שמצופה מהמודל. הקו הרציף באיור 18 מתאר התאמה של התוצאות הניסיוניות I*(T) למשוואה 19. הצבנו במשוואה את הפרמטרים הניסיוניים שמדדנו במחקרנו T_c=83 K ‏, $\rho_n(T=100) = 1450\ \mu\Omega\ cm$, ‏d=20 nm ו w=500 nm וקבלנו $\sqrt{\frac{2\alpha W^2 d T_c}{\rho_n}} = 780\ \mu A$. מן הביטוי האחרון נחלץ את α, קבוע העברת החום : $\alpha = 680$ W/cm^2 K, בהתאמה טובה לערכים המצויים בספרות [21].



*איור 19 – התלות בטמפרטורה של *I ו *V, הזרם והמתח שבו מתרחשות הקפיצות בזרם, מתוארות ע"י הריבועים והעיגולים בהתה .המאקו הרציף מתאר התאמה של התוצאות של *I למשוואה 99.*

כפי שראינו מהתאמה של *I למודל של Hot Spots, תוצאות התצפיות בגשרים שנמדדו על ידינו, מציגים התנהגות המתאימה למודל. יש צורך באזורים חלשים בדגם על מנת שייווצרו Hot Spots. במידה שהדגם היה הומוגני לכל אורכו אזי האפשרות שבנקודה מסוימת מוליכות-העל תשבר לא הייתה קיימת, אלא הדגם כולו היה נשבר יחד. דווקא האופי הגרנולרי של הדגם מעלה את הסיכוי להיווצרות Hot Spots. הסיבה לכך שרק בדגם אחד הקפיצות מופיעות היא, כנראה, שיש תחרות בין I_d, הזרם שישבור את מוליכות העל בכל הגשר, לבין *I, הזרם שבו ייווצר Hot Spots. כאשר *I צפוי

להיות גדול מ- I_d לא נראה קפיצות. I_d נקבע על ידי טיב החומר (לדוגמא: כמה אטומי חמצן יש ל YBCO) והגאומטריה; I^*, נשלט בעיקר על ידי החוליות החלשות. בדגם IR3 כנראה שהמבנה הכימי של הגרעינים השתנה ומוליכות-העל נפגעה, כפי שרואים גם מעקומות ה R(T) (איור 7) ומעקומות ה I-V (איורים 10 ו 12) שמתחילות להציג התנהגות אוהמית בזרמים נמוכים הרבה יותר מאשר בדגם IR1. אנו מסיקים מכך ש- I_d בדגם IR3 קטן הרבה יותר מזה שבדגם IR1 ולכן I^* (הצפוי תאורטי) גדול מ I_d ולכן לא ניתן לצפייה.

5. סיכום ומסקנות

בעבודה זו תארנו מדידות של עקומות זרם-מתח בשני גשרים ננומטרים של YBCO. אחד הגשרים שנמדדו הראה קפיצות במתח בזרמים גבוהים בכל תחום הטמפרטורות הנמוכות ועד ל- 50 K. טיפלנו בקפיצות במסגרת מודל של Hot Spots והראינו שקיימת התאמה טובה בין התוצאות הניסיוניות לבין הפרדיקציות של המודל. במיוחד, הצלחנו להסביר את התלות בטמפרטורה של הזרם בו מתרחשת הקפיצה בעזרת פרמטרים ניסיוניים סבירים. האופי הגרנולרי של הגשרים תומך בהנחה של מודל Hot Spots ; בחומר הגרנולרי יש חוליות חלשות בגשר ולכן התפלגות depairing currents - דבר שיגרום להופעת הקפיצות בגלל depairing currents חלשים. התופעה לא נצפתה בגשר השני כנראה בשל העובדה שמוליכות העל בו נפגעה (ראה איור 7), דבר שהוריד את ה- depairing currents density מתחת לזרם שבו אמורות להופיע הקפיצות.

עקומות הזרם-מתח הציגו 3 אזורי התנהגות : בזרמים נמוכים המתח מראה עלייה מתונה המסתיימת בברך שממנה מתחילה עלייה מעריכית בעלת שיפוע מקסימאלי והופכת לעלייה מעריכית בעלת שיפוע קטן יותר באזור השלישי. (כאמור, באחד הגשרים העקומות נקטעות על ידי הקפיצות במתח). ניסינו להסביר את ההתנהגות הנסיונית בעזרת המודל שהציע Kogan.

על פניו נראה שהמודל אמור להסביר את עקומות הזרם-מתח בחוטים שלנו כיוון שממדיהם מתאימים להנחות המוצא של התאוריה. במיוחד, החוטים שלנו מקיימים $\lambda_P \gg W$,$\lambda_L \gg d$ ולפיכך המערבולות גדולות מגודל החוט וניתן היה לחשוב שאפשר להתייחס לדגם כאל דגם הומוגני. למרות האמור לעיל, התוצאות הניסיוניות מראות סטיות משמעותיות מהניבויים התאורטיים, הן בטמפרטורות גבוהות יחסית בהן אקטיבציה תרמית משחקת תפקיד עיקרי והן בטמפרטורות נמוכות בהן מינהור קוונטי צפוי להיות דומיננטי.

להלן סיכום הסטיות מן התאוריה.

(א). סטיות מהמודל המניח אקטיבציה תרמית. (1) בשני הגשרים ראינו שעקומות הזרם-מתח מתחלקות לשלושה אזורים. המודל שחוזה שני אזורים בלבד בעקומת הזרם-מתח נכשל בהסבר של קיום האזור השלישי שבו המתח גדל מעריכית עם מעריך קרוב ל- 1. (2) כדי להתאים את התלות של

המעריך n בטמפרטורה (משוואה 15) נאלצנו להשתמש בפרמטר λ_L גדול מכל המקובל בספרות לגבי עומק החדירה במישור ab.

(ב). סטייה מהמודל המניח אקטיבציה קוונטית בטמפרטורות נמוכות. לא נצפתה התלות הליניארית של ln v כנגד I^{-2} אותה מנבא המודל.

כזכור, מודל Kogan מניח שהגורמים לאיבודי האנרגיה הם תנועה של מערבולות בגלל אקטיבציה תרמית (בטמפרטורות גבוהות) או מנהור קוונטי (בטמפרטורות נמוכות). הכישלון של המודל להסביר את התוצאות הניסיוניות הביא אותנו להציע מודל אלטרנטיבי המתאר את החוט כשרשרת צמתי ג'וזפסון עם התפלגות של זרמים קריטיים. המודל המתאר את התלות של המתח בזרם ללא צורך בהנחות של אקטיבציה תרמית או קוונטית, מצליח להסביר את ההתנהגות של עקומות הזרם-מתח בכל תחומי הזרם הטמפרטורה.

ביבליוגרפיה .6

[1] A. A. Abrikosov, Journal of Physics and Chemistry of Solids **2**, 199 (1957).

[2] N. V. Sarma, Physics Letters A **25**, 315 (1967).

[3] H. F. Hess, R. B. Robinson, and J. V. Waszczak, Physical Review Letters **64**, 2711 (0990).

[4] G. Pål Erik, H. Harald, B. Michael, I. y. Eugene, L. G. Peter, and H. J. Tom, Superconductor Science and Technology **14**, 729 (2111).

[5] J. Pearl, Applied Physics Letters **5**, 65 (1964).

[6] F. Tafuri, J. R. Kirtley, P. G. Medaglia, P. Orgiani, and G. Balestrino, Physical Review Letters **92**, 157006 (2004).

[7] V. G. Kogan, Physical Review B **49**, 15874 (1994).

[8] M. Tinkham, *Introduction to superconductivity* (Courier Dover Publications, 2012).

[9] F. Tafuri, J. R. Kirtley, D. Born, D. Stornaiuolo, P. G. Medaglia, P. Orgiani, G. Balestrino, and V. G. Kogan, EPL (Europhysics Letters) **73**, 948 (2116).

[11] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, Reviews of Modern Physics **66**, 1125 (1994).

[11] G. L. I. a. F. N. Ya, Nizk. Temp. ,10 (1984) 94. **10**, 51 (1984).

[12] Z. L. Xiao and P. Ziemann, Physical Review B **53**, 15265 (1996).

[13] S. G. Doettinger, R. P. Huebener, R. Gerdemann, A. Kühle, S. Anders, T. G. Träuble, and J. C. Villégier, Physical Review Letters **73**, 1691 (1994).

[14] A. Larkin and Y. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP **41**, 960 (1975).

[15] A. I. Larkin and Y. N. Ovchinnikov, Journal Name: Sov. Phys. - JETP (Engl. Transl.); (United States); Journal Volume: 46:1, Medium: X; Size: Pages: 155 (1977).

[16] Z. L. Xiao, E. Y. Andrei, and P. Ziemann, Physical Review B **58**, 11185 (1998).

[17] W. J. Skocpol, M. R. Beasley, and M. Tinkham, Journal of Applied Physics **45**, 4054 (1974).

[18] G. Koren, A. Gupta, E. A. Giess, A. Segmüller, and R. B. Laibowitz, Applied Physics Letters **54**, 1054 (1989).

[19] A. V. Gurevich and R. G. Mints, Reviews of Modern Physics **59**, 941 (1987).

[21] C. D. Marshall, I. M. Fishman, R. C. Dorfman, C. B. Eom, and M. D. Fayer, Physical Review B **45**, 10009 (1992).

[21] M. Nahum, S. Verghese, P. L. Richards, and K. Char, Applied Physics Letters **59**, 2034 (1991).

Abstract

Technological advances that enable manufacturing superconducting nano wires has brought back to research forefront questions related to energy dissipation in superconducting current carrying wires. In superconducting nano wires magnetic vortices may to be larger than the width of the wire and it is unclear how this fact affects the mechanism of dissipation in either homogeneous or granular wires in which the homogeneity of the wire is of length scale smaller than the vortex size. These questions are the focus of the present work. In this work we describe measurements of Voltage-Current (V-I) curves in granular superconducting nano wires made of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO). The wires were fabricated utilizing high resolution electron beam lithography on ultra-thin YBCO film that was grown using the Pulsed Laser Deposition technique. The V-I curves show three types of behavior – slow monotonic increase of the voltage for low currents, exponential growth with an exponent close to 1 for higher currents, and in between a region of exponential growth with a larger exponent. When approaching the transition temperature, T_c, the behavior observed in the first two zones, namely lower and intermediate current regimes, gradually disappear. In addition, one of the wires showed 'jumps' in the voltage at relatively high current. The current and voltage in which the 'jumps' occur, decrease with temperature until these jumps disappear altogether at high temperatures.

We successfully explain the voltage jumps as stemming from "hot spots" and analyze these results based on a model proposed by Tinkham *et al.* [J. Appl. Phys. **45**, 4054 (1974)]. The model attributes the jumps in the voltage to the formation of normal areas in the wire as a result of breakage of the superconductivity in the weak regions of the wire. These regions are kept in normal phase due to Joule heating, as the heat does not

dissipate fast enough from the wire. The formation of such normal regions is the cause to the voltage jumps observed in the measurements.

We tried to explain the observed V-I curves using a model proposed by Kogan [Europhys. Lett. **73**, 948 (2006)]. This model, which assumes an homogeneous wire, describes the formation of voltage in ultra-thin bridges as a result of movement of the vortices crossing the wire. In this model the vortex motion is affected by a potential barrier arising from the dependence of the vortex energy on the distance from the edge of the wire. Vortices can overcome the barrier in two ways: thermal activation at high temperatures and quantum tunneling at low temperatures. The model, however, can explain our experimental results only partially. We, therefore, propose an alternative model that takes into account the granular nature of our system, and describe it as a collection of Josephson junctions connected in series. Our model successfully describes the experimental behavior both at low temperatures and at high temperatures.

This work was carried out under the supervision of Prof. Yosef Yeshurun, Institute of Superconductivity and Institute for Nanotechnology, Department of Physics, Bar-Ilan University.

Energy dissipation in
superconducting nano wires

Elad Bar

Submitted in partial fulfillment of the

requirements for the Master's Degree

in the Department of Physics,

Bar-Ilan University.

Ramat Gan, Israel **2014**

Energy dissipation in
superconducting nano wires

Elad Bar

Submitted in partial fulfillment of the
requirements for the Master' Degree
in the Department of Physics,
Bar-Ilan University.

Ramat Gan, Israel 2014