

ステップ近傍で観察される渦糸構造は、テラス部分の渦糸構造と異なり、特異な構造を示す。テラスの渦糸は円形状であるのに対し、ステップでのそれは歪んでおり、ステップ方向に伸びた細長い形状をしている。ZBC 分布プロット(図 1(e))から判るように、中心での ZBC 値は、ステップに現れる構造(A'、B'、C'、C)では、テラス部分の渦糸(D)に比べ低くなっており、超伝導特性が中心部においても残っていることを意味している。

ジョセフソン接合部での臨界電流 J_c は、他の超伝導領域での値 J_0 に比べ小さくなる。このため、接合部に形成される渦糸では、周回する超伝導電流の分布が大きく変形され、それに伴い、渦糸芯は $(J/J_0)^{-1}$ 倍だけ接合方向に伸びた形状となる。さらに渦糸芯での超伝導破壊も、 J/J_0 の減少に伴い弱くなる[6]。同様の構造は、二次元層からなる超伝導体に対して層に平行に磁場を印加した場合[7]でも存在することが知られており、接合部分に対してほぼ平行に超伝導電流が流れ、かつ芯での超伝導破壊が十分に低いとき、ジョセフソン渦糸と呼ばれる。

このシナリオを確認すべく、二次元の強結合モデルに対してボゴリューボフ・ドジャン方程式を適用した数値計算を行っている。ジョセフソン接合部でのホッピング積分 t_s は、他の部分での値 t より小さいとしており、このとき、臨界電流の比(ジョセフソンパラメータ) J/J_0 は、 t_s/t に相当する。

図 1(f)と 1(g)は、 $t_s/t = 0.4$ と 0.1 としたときの接合付近での渦糸の ZBC 分布像である。円形分布となる $t_s/t = 1$ の場合とは大きく異なり、中心部での ZBC 値は、 t_s/t の減少とともに小さくなり、その形状は楕円状となる。これらの性質は、図 1(d)で観察される A'、B'、C' の渦糸構造と対応しており、例えば、B' の渦糸に対しては、 J/J_0 の値は約 0.4 と見積もられる。C' の渦糸では、さらに弱い接合となっており、その特徴から明らかにジョセフソン渦糸と呼ぶことができる。

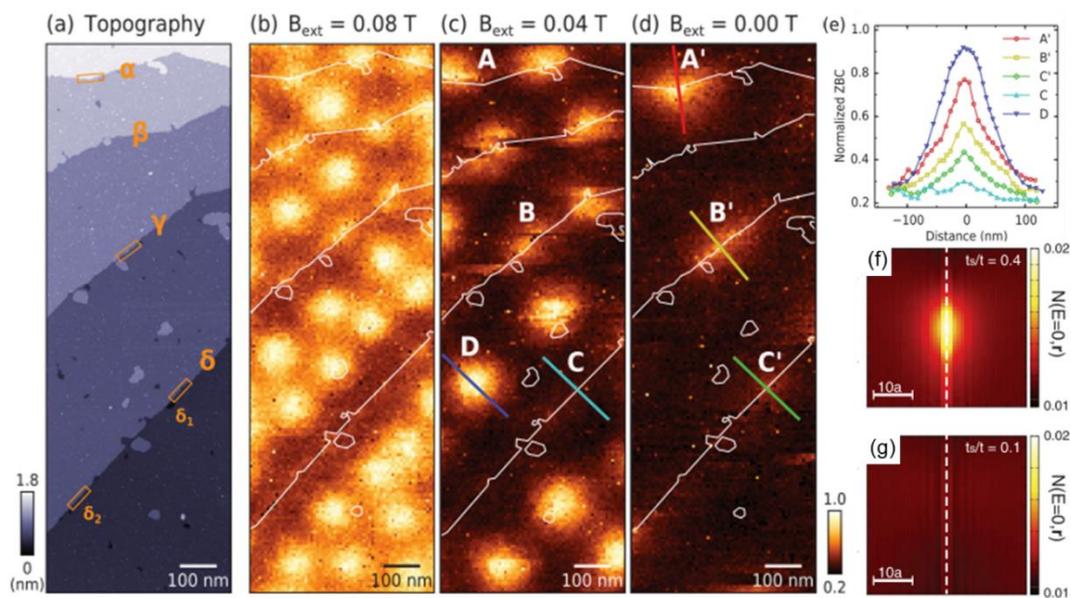


図 1 (a) Si(111)- $(\sqrt{7}\times\sqrt{3})$ -In 表面の STM 像。4 つの単原子層ステップ構造が観察されている。観察領域の広さは $500\text{ nm}\times 1500\text{ nm}$ 。(b)-(d) (a)と同じ場所で、垂直磁場下で測定された ZBC 像。印加磁場は (b) 0.08 T 、(c) 0.04 T 、(d) 0 T 。(e) (c)と(d)の ZBC 像中の各ラインに沿って測定した ZBC 値の分布。(f) (g) 数値計算により求められたジョセフソン接合付近での ZBC 値の分布像。用いたホッピング積分の比 t_s/t は、(f) 0.4 、(g) 0.1 。

[1] T. Zhang *et al.*, Nat. Phys. 6, 104 (2010).
 [2] T. Uchihashi, P. Mishra, M. Aono, and T. Nakayama, Phys. Rev. Lett. 107, 207001 (2011).
 [3] M. Yamada, T. Hirahara, and S. Hasegawa, Phys. Rev. Lett. 110, 237001 (2013).
 [4] C. Brun *et al.*, Nat. Phys. 10, 444 (2014).
 [5] S. Yoshizawa, H. Kim, T. Kawakami, Y. Nagai, T. Nakayama, X. Hu, Y. Hasegawa, and T. Uchihashi, Phys. Rev. Lett. 113, 247004 (2014).
 [6] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. 66, 1125 (1994).
 [7] P. J. W. Moll, L. Balicas, V. Geshkenbein, G. Blatter, J. Karpinski, N. D. Zhigadlo, and B. Batlogg, Nat. Mater. 12, 134 (2013).