

Vortex dynamics in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ single crystals measured by micro Hall-probe array

Micro Hall probe array를 이용한 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ 단결정 내부의 자속 운동 측정

S. Y. Shim, H. G. Hwang, C. W. Lee, T. W. Lee and D. H. Kim

심성엽, 황현국, 이창우, 이태원, 김동호

Department of Physics, Yeungnam University, Kyongsan 712-749

영남대학교 물리학과, 경산 712-749

We have studied the vortex dynamics in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ single crystals with columnar defects using micro Hall-probe array. The Hall-probe array technique allowed a simultaneous measurement of the time and spatial dependence of the vortex density so that more detailed information on flux dynamics could be obtained. We found that field profiles inside sample were similar to the Bean's critical state model from the magnetic hysteresis measurement. Normalized relaxation rates were maximum near the center and decreased toward the edge if applied field H_{app} is greater than the penetration field H^* . But applied magnetic field H_{app} is less than H^* , relaxation rates were minimum near the center and increased toward edge. We found that glassy exponent μ has the value of ~ 1 whose corresponding vortex motion is half-loop excitation. However, single vortex creep, $\mu \sim 1/7$, was also found at 30 K and $H_{\text{app}} \cong H^*$. Calculation of activation energy, U , was possible from direct analysis of the local relaxation data using the basic diffusion equation. From these results, we found that U increases logarithmically with time and U around center was lower than that at the edge.

1. 서론

고온 초전도체의 자기적 특성을 측정하는 대표적인 장치로는 양자간섭장치(Superconducting QUantum Interference Device)와 vibrating sample magnetometer 등이 있다. 이러한 장치는

시료 전체의 자기화 측정에는 뛰어난 성능을 보이고 있으나 측정된 값이 시료의 크기에 대해 평균된 값이며 따라서 자속의 운동은 여러 이론에 근거해 추리해 보는 간접적인 방법을 사용하며 논의되고 있다.

반면 시료에 비해 아주 작은 크기의 Hall

sensor array를 시료에 밀착하여 각 부분에서 인가 자기장에 대한 Hall 전압을 측정한다면 밀착된 자기장의 국소 자기장을 측정 할 수 있다. 또한 시간에 대해 자기화를 측정한다면 자속의 시간과 공간에 대한 운동 모드를 측정 가능해지며 이 경우에는 이론과 무관하게 자속의 운동을 다음과 같은 확산방정식을 통해 직접적인 분석을 행할 수 있다.

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{D} \quad (1)$$

여기서 $\vec{D} = B \vec{V}$ 는 자속 흐름밀도이며, 유효 자속 속도(effective vortex velocity) $|V| = V_0 \exp(-U/kT)$ 이며 U는 유효 활성화 에너지이다. 1990년 Bending [1] 등은 GaAs/Al_{1-x}Ga_xAs 이종접합에서 형성되는 2차원 전자기체(two dimensional electron gas, 2DEG)를 자속 검출기로 사용하여 초전도체 내부의 자속을 측정하였다. 그 후 Tamegai [2], Rauch [3], 그리고 Konczykowski [4] 등은 2DEG를 자속 검출기로 사용하여 그 결과를 계속 발표하였으나 단일 Hall probe를 이용한 결과이므로 시료 내부의 자속 분포를 SQUID의 그것보다 더 자세히 그려내지는 못할 뿐만 아니라 시료 내부의 국소 부분에서 나타나는 자속 운동을 시료 전체의 모습으로 잘못 그려낼 가능성이 있게 된다.

최근 Abulafia [5,6] 등은 10×10 μm² 크기의 Hall-probe 11개를 20 μm간격으로 배열하여 시간에 따른 자기 이완을 시료의 가장자리부터 중심부까지 측정한 결과를 보고하였다. 그들은 시료 내부의 자속 분포가 Bean's critical state model과 유사함을 보았으며, 시료의 가장자리에서는 자속 밀도의 극성이 바뀌어지며 이것으로 인해 자기이완 또한 위치에 따라 부호 변화가 나타남을 보았다. 이러한 결과들은 SQUID와 같은 시료 전체의 자기적 특성 측정으로는 알아 낼 수 없는 현상들이다. 최근 자속의 pinning이 강하게 일어나는 원통형 결함을 가진 시료에서 자속의 운동이 많은 관심의 대상이 되고 있다. 따라서 본 연구에서는 원통형 결함을 가진 YBa₂Cu₃O₇ 단결정에서 자속의 운동을 Hall-probe array를 사용하여 측정하였고 보고된 결과들과 비교 분석해 보았다.

2. 실험 방법

시료는 standard flux method로 성장된 YBa₂Cu₃O₇ 단결정의 크기는 220×170×20 μm³이며 임계온도는 90.8 K이다 [7]. 이 단결정에 Argonne Tandem Linear Accelerator를 사용하여 중 이온 U⁺⁶⁴을 YBa₂Cu₃O₇ 결정의 c축 방향으로 1.3 GeV의 에너지로 주사함으로써 원통형 결함을 생성시켰다. 주사량은 1×10¹¹ ions/cm²이며 대응되는 matching field, B₀, 는 2 T이다. 이 에너지는 주사되는 이온이 시료를 약 ~30 μm 정도 관통할 수 있어 본 실험에 사용한 시료의 경우는 두께가 약 ~20 μm 이므로 시료를 관통하는 원통형 결함이 생성되었다고 보여진다.

본 실험에 사용한 Hall-probe array는 각각 10×10 μm²의 크기를 가진 7개의 Hall-probe가 20 μm의 간격으로 배열되어 있으며 원통형 결함이 형성된 YBa₂Cu₃O₇ 단결정을 그 상단에 밀착하고 난 다음 PPMS(Quantum design)에 정착하였다. 일곱 개의 Hall-probe중 첫 번째인 #1이 시료의 가장자리로부터 ~15 μm 인 위치에 놓였으며 #5와 #6사이에 시료의 중심부분이 있게되고 #7은 중심을 지나 위치하게 된다. 따라서 시료표면과 수직인 자속밀도 B_z를 시료 내부의 위치에 따라 측정할 수 있게 된다. 인가 자기장에 따른 자기화는 0 ~ 6 T 범위 내에서 측정하였으며 시간에 따른 자기이완은 측정 온도까지 zero field cooled 한 후 B₀ 근처의 인가 자기장, 0.5 T, 1 T, 1.5 T, 2 T, 그리고 2.5 T를 범위로 하여 1시간 동안 측정하였다.

3. 결과 및 분석

그림 1은 30 K에서 인가 자기장에 따라 시료 내부의 자기화를 나타낸 것이다. 시료의 가장자리에서 내부로 X_{center} ≈ 110 μm 정도가 중심부에 해당하는데 그림에 나타난 결과들을 보면 X_{center}를 중심으로 모양이 대칭임을 알 수 있다. 인가 자기장이 증가한 경우와 감소한 경우 자기화의 기울기가 반대가 됨을 볼 수 있으며 특히 turning field인 6 T에서 인가 자기장이 감소하는 경우 6 T 근처의 곡선들을 보면 다른 곡선들과 함께 Bean's critical state model과 유사한 결과가 나타

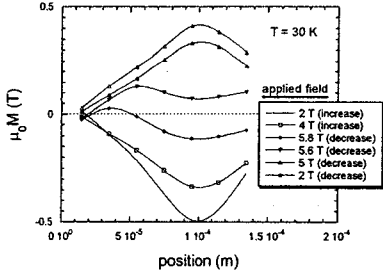


그림 1. 인가자기장에 대한 시료내부의 자기화 분포. 인가자기장의 증가와 감소 모두 Bean's critical state model과 잘 일치한다는 것을 볼 수 있다.

났음을 볼 수 있다. 2 T에서는 시료의 가장자리 근처에서 양의 자기화 값이 나타남을 볼 수 있는데 이것은 Abulafia 등이 보고한 negative relaxation과 관계가 있다고 보여지며 다음 결과에서 논의를 계속하겠다.

그림 2는 온도가 30 K이며 인가자기장이 2.5 T 인 경우 자기이완을 측정된 결과이다. 모두 log-linear한 자기이완을 보여주고 있다. #1이 시료의 가장자리에 가장 가깝게 위치한 것이며 #5와 #6이 시료의 중심 부근에 가장 가깝게 위치하여 측정된 것이다. 그림 1과 같이 #5와 #6이

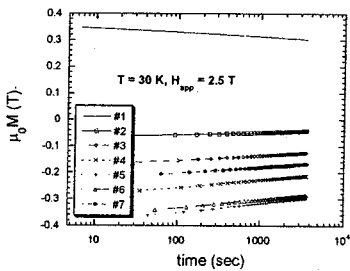


그림 2. 자기이완을 측정된 결과이며 시료 가장자리로부터 ~ 15 μm 정도 내부에 위치한 #1의 경우 다른 probe와 기울기가 다른 자기이완을 보여주고 있다.

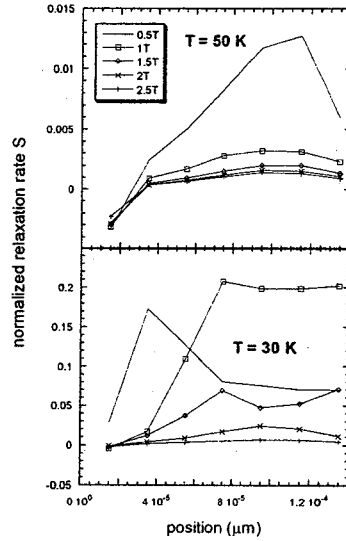


그림 3. 시료내부의 위치와 인가자기장에 따른 자기이완율. #1의 경우 negative magnetic relaxation을 볼 수 있다. 시료의 중심부에서 비교적 큰 자기이완율이 나타났으며 30 K에서 0.5 ~ 1.5 T는 H* 근처의 경우이다.

가장 큰 반자성을 보여주고 있으며 시료의 가장자리로 갈수록 그 값이 작아짐을 볼 수 있다. #1은 다른 probe 보다 비교적 가장자리에 가깝게 위치한 경우인데 이 경우 나타난 자기이완의 기울기는 다른 probe들과 반대가 되는 기울기를 보여주고 있다. 즉 시료의 모든 부분이 자기이완에 의해 $\mu_0 M$ 의 값이 줄어들고 있으나 #1과 다른 probe들은 서로 반대의 부호로써 $\mu_0 M = 0$ 에 접근하고 있다. 이 결과들로부터 자기이완율 (normalized relaxation rate),

$S = \partial \ln M / \partial \ln t$ 을 30 K, 50 K에서 계산하였으며 그 결과를 그림 3에 나타내었다.

먼저 그림 3의 50 K를 보면, 시료의 중심 부분이 모든 인가자기장에 대해 가장 큰 자기이완율이 나타남을 볼 수 있으며 또한 인가자기장이 작

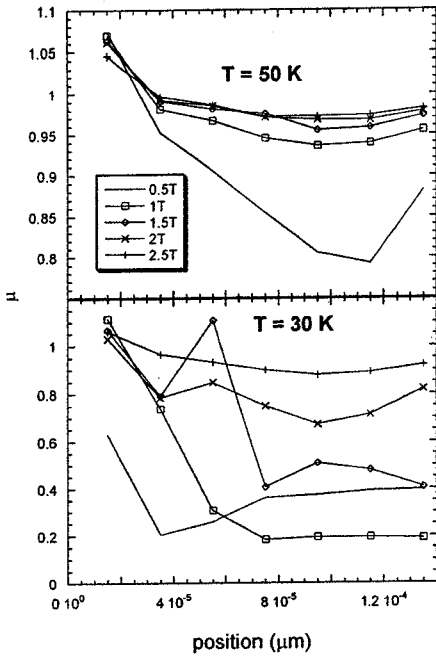


그림 4. 인가자기장이 H^* 보다 큰 경우 $\mu \sim 1$ 의 값을 보임으로써 자속이 half-loop excitation 형태로 운동함을 알 수 있다.

아질수록 자기이완율이 증가한다는 것을 알 수 있다. 여기서 #1은 다른 probe들과 다른 거동을 보이고 있다. 즉 자기이완율의 부호가 바뀌어 진 것이다. 시료의 가장자리에서 자기화의 부호변화는 이미 Abulafia등에 의해서 보고가 되었으며 그 현상은 대략 가장자리로부터 $\sim 20 \mu\text{m}$ 이상의 길이 까지 나타날 수 있다. 본 연구에서 #1이 시료의 가장자리로부터 $\sim 15 \mu\text{m}$ 정도 떨어져 있으며 그림 2에 나타난 30 K에서의 자기이완 결과와 함께 negative magnetic relaxation의 결과라는 것을 알 수 있다. 30 K에서 2 T와 2.5 T에서는 50 K와 비슷한 형태의 자기이완율 분포를 보이고 있으며 그 크기 또한 ~ 0.02 정도로써 SQUID로 측정된 결과들과 비슷한 수치를 가진다는 것을 알 수 있는데 반면 0.5 ~ 1.5 T와 같이 낮은 자기장 영역에서는 자기이완율이 다른 결과보다 아주 큰 값이라는 것을 볼 수 있다. 인가자기장이 시료의

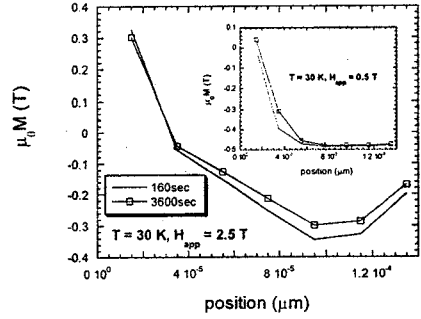


그림 5. 30 K에서 측정 초기 160 초와 3600 초에서 자기화분포의 변화.

중심부까지 완전히 침투해 들어간 경우의 자기장을 H^* 라 한다면 $H < H^*$ 일 때 자기이완율은 인가자기장의 크기에 비례하지만 $H > H^*$ 의 경우에는 반비례한다는 것이 보고된 바 있다 [8]. 본 실험에서 30 K일 경우가 대략 0.8 T 정도이다. 그러므로 30 K에서 자기이완율이 0.8 T를 중심으로 인가자기장에 따라 증가와 감소가 나타난다고 보여지며 50 K에서 0.5 T의 경우 가장 큰 자기이완율이 나타난 것 또한 같은 이유라고 보여진다.

시료 내부의 전류밀도는 $J = \mu_0 \partial B / \partial x$ 에 의해 주어지므로 일정한 공간에서는 자속밀도의 변화가 곧 전류밀도의 변화로 나타난다. 그러므로 측정한 자기화 값으로부터 전류밀도의 이완에 대한 다음과 같은 Feigel'man의 식으로부터 [9] glassy exponent μ 를 계산하였다.

$$J(t) = J_c \left[1 + \frac{\mu k T}{U_c} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \right]^{-\frac{1}{\mu}} \quad (2)$$

여기서 U_c 는 collective pinning energy이며 t_0 는 자속의 hopping이 일어날 수 있는 시도시간(attempt time)으로써 $10^{-5} \sim 10^{-8}$ 초로 알려져 있다. 그리고 μ 값은 자속의 상태에 따라 다르게 나타나는 지수이며 small bundle vortex creep은 $\mu = 2/3$, half-loop excitation 은 $\mu = 1$,

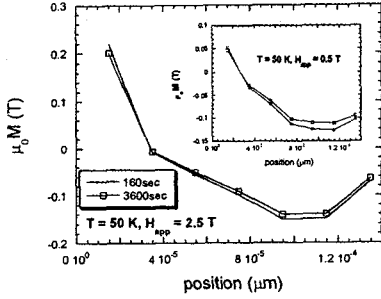


그림 6. 50 K에서 측정 초기 160 초와 3600 초에서 자기화분포의 변화.

low current 영역에서는 $\mu = 7/9$ 그리고 double kink creep은 $\mu = 3/5$ 의 값을 가진다고 보고되어 있다. Krusin-Elbaum [11] 등은 인가자기장이 H^* 근처일 때 자기이완이 최대가 되며 또한 glassy exponent $\mu = 1/7$ 이 되는 single vortex creep이 있고 인가자기장이 증가할수록 $\mu = 3/2$ 인 vortex bundle creep이 일어난다고 하였다. 그러나 본 실험의 경우와 같이 시료 내부에 원통형 결함이 형성된 경우에는 그림 4에서 보는 바와 같이 대부분이 $\mu \sim 1$ 의 값을 가짐으로써 half-loop excitation 형태의 자속 움직임이 관측되었다. 30 K와 50 K 각각 1 T와 0.5 T가 H^* 에 가깝게 되는데 두 경우 모두 가장 작은 μ 값을 보이고 있고 특히 30 K에서는 1 T의 인가자기장에서 μ 가 1/7에 근접하여 single vortex creep의 경우와 유사한 값을 보여주고 있다. 즉 시료에 원통형 결함이 형성된 경우라도 H^* 근처 혹은 보다 낮은 자기장 영역에서는 자속의 운동이 원통형 결함이 형성되지 않은 경우와 비슷하다는 것을 보여주는 결과라 생각된다.

그림 5, 6은 그림 2로부터 측정 초기 ~ 160 초와 3600 초가 지난 후에 시료 내부의 자속밀도 분포가 어떻게 변했는지 나타낸 것이다. 그림 3의 결과와 같이 인가자기장이 H^* 보다 큰 경우 시료 중심부의 자기이완이 다른 부분에 비해 빠르게 나타나고 있으며 또한 그림 5의 삽입된 그림은 그림 3에서 30 K, 0.5 T의 경우 가장자리에서 자기이완율이 크게 나타난 결과와 일치하고 있다.

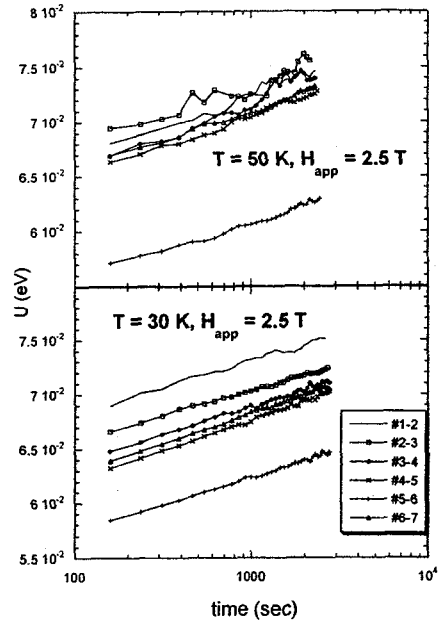


그림 7. 확산 방정식으로부터 직접 계산한 자속의 활성화 에너지. 시료의 중심부근이 가장 작은 활성화 에너지를 가지며 시료의 모든 부분에서 열적으로 활성화된 자속운동이 일어남을 볼 수 있다.

반면 그림 6에서는 0.5 T, 2.5 T 모두 시료의 중심에서 제일 큰 시료의 가장자리에서 시료 내부로 이동한다고 보여진다.

Hall-probe array의 방향을 x 라고 하면 식 (1)을 다음과 같이 고쳐 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial B}{\partial t} = - \frac{\partial D}{\partial x} \quad (3)$$

$$D = B \frac{A \Phi_0}{4\pi\eta} \frac{\partial B}{\partial x} e^{-U/kT} \quad (4)$$

여기서 Φ_0 는 단자속으로 2.06×10^{-7} gauss \cdot cm² 이며 A 는 numerical factor로써 약 1의 값을 가지고 η 는 자속의 점성계수로써 30 K, 50 K의 경우 대략 3×10^{-6} g/cm \cdot sec의 값을 가진

다[10].

시료 내부 위치에 따른 자기이완의 측정 결과로부터 자속흐름밀도 D 를 여러 이론들에 의존하지 않고 계산할 수 있으며 따라서 다음과 같이 유효 활성화 에너지를 알아 볼 수 있다.

$$\frac{U(x, t)}{kT} = -\ln\left(\frac{4\pi\eta D}{A \Phi_0 B(\partial B/\partial x)}\right) \quad (5)$$

여기서 거리에 따른 자속밀도의 변화율은 Hall-probe array를 이용한 측정으로부터 직접적으로 계산되어지며 D 는 식 (3)으로부터 다음과 같은 계산으로 구할 수 있다.

$$D(x, t) = -\int_0^x \frac{\partial B_z(x, t)}{\partial t} dx \quad (6)$$

이 계산 결과를 그림 7에 나타내었다. 30 K와 50 K의 활성화 에너지가 비슷한 값을 가지지만 U/kT 는 각각 ~ 27 와 ~ 16 정도이다. 따라서 자속의 탈출 확률(frequency)이 $f_0 \exp(-U/kT)$ 의 형태로 나타나므로 50 K에서 보다 많은 자속의 creep이 나타남을 알 수 있다. 시료의 중심부분이 가장 낮은 활성화 에너지를 보여주고 있어 이 부분에 빠른 자기이완이 나타난다는 앞의 결과들과 일치하고 있다. 열적 활성화에 의한 자기이완일 경우 $U = kT \ln(t/t_0)$ 로 알려져 있는데 이 그림에 나타난 결과들이 모두 지수함수적인 결과를 나타내고 있어 시료의 내부 중심 또는 가장자리 모두 열적으로 활성화된 자속의 운동이 일어나고 있음을 알 수 있다.

4. 결론

Hall-probe array를 이용하여 원통형 결합이 형성된 $YBa_2Cu_3O_7$ 단결정의 자속운동을 측정한 결과 자속의 운동에 대해 시간과 위치에 대해 분해능이 뛰어나므로 시료 내부의 자속분포를 정확히 알 수 있었다. M vs. H 의 측정으로부터 시료의 내부 자속밀도의 분포가 Bean's critical state

model과 유사함을 볼 수 있었고 여러 인가자기장에서 자기이완이 log-linear한 형태를 나타내었다. 시료의 가장자리에서는 중심부의 자기이완과 부호가 반대인 negative magnetic relaxation이 나타났으며 비교적 온도가 높은 50 K에서 더욱 큰 값을 보였다. H^* 를 기준으로 자기이완율의 증가와 감소가 나타났으며 Hall-probe array를 사용한 결과 최대 자기이완율의 위치가 인가자기장이 H^* 를 거쳐 증가할 때 시료의 가장자리에서 중심으로 이동한다는 것을 알 수 있었다. 또한 30 K에서는 인가자기장이 H^* 근처에서 glassy exponent가 $\mu \sim 1/7$ 에 근접한 값을 보임으로써 single vortex creep과 비슷함을 추측할 수 있었으며 대부분의 경우 $\mu \sim 1$ 로써 half-loop excitation의 자속운동이 나타난다는 것을 알 수 있었다. 확산방정식을 사용한 활성화 에너지의 계산결과 H^* 이상의 인가자기장에서 시료의 중심부가 가장 작은 활성화 에너지를 가지며 log-linear한 형태의 곡선을 보임으로써 자속이 열적으로 활성화된 형태라는 것을 알 수 있었다.

참고 문헌

- [1] S. J. Bending, K. von Klitzing and K. Ploog, Phys. Rev. B42, 9859 (1990).
- [2] T. Tamegai, L. Krusin-Elbaum, P. Santhannam, M. J. Brady, W. T. Massenlink, C. Feild and F. Holtzberg, Phys. Rev. B45, 2589 (1992).
- [3] W. Rauch, H. Behner and E. Gornik, Physica C 201, 197 (1992).
- [4] M. Konczykowski, V. M. Vinokur, F. Rullier-Albenque, Y. Yeshurun and F. Holtzberg, Phys. Rev. B47, 5531 (1993).
- [5] Y. Abulafia, Y. Wolfus, R. Prozorov, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, D. Majer, E. Zeldov and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. 75, 2404 (1995).
- [6] Y. Abulafia, D. Giller, Y. Wolfus, A. Shaulov, Y. Yeshurun, D. Majer, E. Zeldov, J. L. Peng and R. L. Greene, J. Appl. Phys. 81, 4944 (1997).

- [7] Jin-Tae Kim and D. M. Ginzburg, *J. Low. Temp. Phys.* 103, 295 (1996).
- [8] Donglu Shi, Ming Xu, A. Umezawa, and Ronald F. Fox, *Phys. Rev.* B42, 2062 (1990).
- [9] M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* B43, 6263 (1991).
- [10] M. Golosovsky, M. Tsindlekht, H. Chayet and D. Davidov, *Phys. Rev.* B50, 470 (1994).
- [11] L. Mrusin-Elbaum, L. Civale, V. M. Vinokur, and Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* 69, 2280 (1992).