

Measurements of the field profiles using scanning Hall probe and calculation of the current profiles of coated conductors

Ja Eun Yoo^{*a}, Sang Moo Lee^a, Ye Hyun Jung^a, Jaeyoung Lee^a, Yonghwan Jung^a, Dojun Youm^a, Hosup Kim^b, Hongsoo Ha^b and Sangsoo Oh^b

^a Department of Physics, KAIST, 305-701 Taejon, Republic of Korea

^b Superconducting materials research group, KERI, 28-1, Seongju-dong, Changwon, 641-120, Republic of Korea

Received 13 February 2007

Scanning Hall probe를 이용한 coated conductor의 field profile 측정과 current profile 계산

유재은^{*a}, 이상무^a, 정예현^a, 이재영^a, 정용환^a, 염도준^a, 김호섭^b, 하홍수^b, 오상수^b

Abstract

We measured the field profiles, $H(x)$'s of coated conductors by using scanning Hall probe method when various magnetic fields, H_c 's or currents, I 's were applied. From the measured field profiles, we calculated the current profiles, $J(x)$'s by the inversion method. The calculated $J(x)$'s of coated conductors show some different properties from the standard critical state model. J_c 's are inhomogeneous varying with the positions and are not constant when H_c or I changes. And when I decreases the features of current reversion are remarkably different from the model.

Keywords : coated conductor, Hall probe, magnetic property

1. Introduction

금속 tape에 고온 초전도체 박막을 입힌 coated conductor(CC)에 대한 제작기술에 있어서 많은 발전이 이루어져왔다. 하지만 CC의 활용을 위해서는 그 초전도 특성에 대한 더 많은

연구가 필요한 상태이다. 이러한 CC의 특성들은 두께가 폭에 비해 무시할 수 있을 정도로 얇고 길이가 긴 strip 형태를 가졌다는 기하학적 특징과 수많은 grain으로 이루어져 있어 미시적으로 inhomogeneous하다는 구조적인 특징에 기인한다.

Homogeneous한 strip 형태의 박막의 특성들은 많은 부분 이해되었다 [1, 2]. 하지만, CC의 경우에는 수 많은 grain으로 이루어진 구조에

*Corresponding author. Fax : +82 42 869 2510
e-mail : jaeyunyo@hotmail.com

의해 flux가 grain boundary 네트워크를 통해 복잡한 flux 침투 네트워크를 형성하며 침투하게 되므로 [3] 앞의 경우와 다른 여러 특성들이 나타날 수 있고, 이는 아직 더 많은 연구를 필요로 한다.

우리는 scanning Hall probe(SHP) method를 이용해 외부자기장 혹은 전류를 가해준 상태에서 CC의 자기장 분포를 측정하였다. 또 이렇게 측정된 자기장 분포로부터 sheet current density의 분포, $J(x)$ 를 계산하였다. (이 논문에서 나타난 전류밀도 J 는 모두 sheet current density이다.) 이러한 current profile을 standard critical state model(SCSM), 혹은 그 모델에 기반한 Brandt의 결과들과 비교해 보았는데, 우리의 결과는 SCSM과는 다른 특징들을 나타냈다.

이 논문에서 우리는 이러한 측정과 계산의 결과들을 보이고, 거기에 나타난 특성들에 대해 논해보고자 한다. 먼저, II 절에서는 실험에 대해 간략히 설명하고, III 절에서는 자기장 분포를 측정한 결과와 그 결과를 이용해 전류분포를 계산한 방법 및 계산결과와 함께 그 전류분포가 나타내는 여러 특징들에 대해 분석해보았다.

II. Experiments

CC 샘플을 액체 질소에 담그고 SHP method를 통해 샘플 표면 근처에서 field의 normal component, $H(x)$ 분포를 측정하였다. Hall probe의 active area는 $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$, Hall sensor와 초전도체 표면 사이의 거리, δ 는 약 $400\ \mu\text{m}$ 이다. 실험은 두 가지로 실행되었는데, 하나는 외부자기장을 걸어주며 측정한 것이고, 다른 하나는 전류를 가해주며 측정한 것이다. 이 두 가지 실험에는 서로 다른 샘플이 사용되었다. 외부자기장 H_0 를 가하며 측정한 실험에 쓰인 샘플은 CeO₂/YSZ/CeO₂ buffer layer를 가진 biaxially textured NiW (5at.%) 기판에 Evaporation using Drum in Dual Chambers 방식으로 증착한

1.26 μm 두께의 SmBCO 박막이다. 이 초전도체 위에는 약 4 μm 두께의 은이 입혀져 있다. I-V 곡선으로부터 얻은 J_c 는 77K에서 136.8 A/cm이고, critical field parameter, $H_c = J_c/\pi$ 는 54.9 Oe이다 [1]. XRD ϕ -scan으로 측정한 샘플의 in-plane 정렬상태는 6.2°-FWHM이다. 전류 I 를 가하며 측정한 실험에는 IBAD-MgO textured Hastelloy 기판 위에 Pulsed Laser Deposition 방식으로 증착한 1.0 μm 두께의 YBCO 박막이 쓰였다. 역시 초전도체 위에는 ~5 μm 두께의 은이 입혀져 있다. 77K에서의 J_c 는 137.4 A/cm이고, $H_c = 55\text{Oe}$, in-plane texture는 XRD ϕ -scan에서 7°-FWHM이다. 두 샘플 모두 5mm 폭에 길이는 30mm이다.

외부자기장은 샘플 표면에 수직으로 가해졌으며, 0 Oe에서 171.5 Oe(3.12 H_c)까지 증가시키며 측정한 후 다시 171.5 Oe에서 -90.4 Oe(1.65 H_c)까지 감소시키며 측정하였다. NiW 기판의 자기적인 영향은 매우 작아 무시할 수 있었다 [4]. 전류를 걸어주며 측정한 실험에서는 전류를 56A에서 -56A까지 내리며 측정하였다.

III. Results and Analyses

외부자기장, H_0 를 걸어주며 측정한 field profile, $H(x)$ 를 Fig. 1에 점으로 된 그래프로 나타내었다. 이 데이터는 우리가 최근 발표한 CC의 자기장 분포에 관한 논문에서 사용된 데이터 중 일부를 다시 사용한 것이다 [4]. 실선의 그래프는 측정 데이터로부터 계산한 $J(x)$ 를 통해 역으로 계산한 $H(x)$ 로서, 뒤에 다시 설명하겠다. Fig. 1(a)는 자기장을 0 Oe에서 171.5 Oe까지 올려주며 측정한 데이터이고, Fig. 1(b)는 171.5 Oe에서 -90.4 Oe까지 내리며 측정한 데이터이다. 샘플의 가장자리를 점선으로 나타내었다. 가장자리에서의 peak이 sharp하지 못한 것은 샘플과 센서 사이의 거리, δ 에 기인한다. $x \rightarrow \pm\infty$ 일 때 $H(x)$ 는 H_0 가 된다.

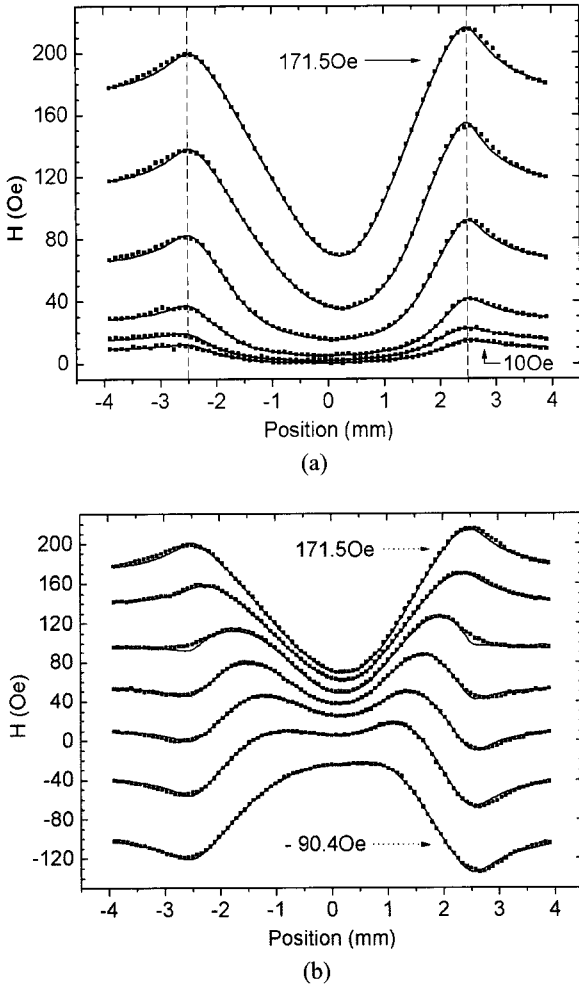


Fig. 1. 외부자기장, H_0 하에서 측정된 CC 근처의 자기장 분포, $H(x)$ (점선) 와 Fig.2 의 $J(x)$ 를 이용해 계산된 $H(x)$ (실선). (a) H_0 를 $0e$ 에서 $171.50e$ 로 증가시킨 경우. (b) H_0 를 $171.50e$ 에서 $-90.40e$ 로 감소시킨 경우. 두 개의 수직한 점선은 샘플 가장자리의 위치를 나타낸다.

H_0 를 감소시키면 positive 방향의 첫 번째 peak이 중심으로 이동하고 가장자리에는 negative 방향의 두 번째 peak이 나타나는 것을 Fig.1(b)에서 볼 수 있다.

Fig. 2는 전류 I 를 56A에서 -56A로 변화시키며 $H(x)$ 를 측정된 결과를 보여주고 있다. 역시 두 개의 수직한 점선은 샘플의 가장자리를

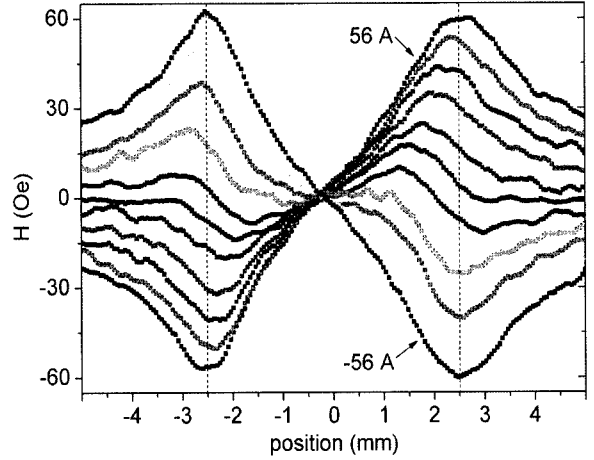


Fig. 2. 전류 I 를 56A 에서 -56A 로 감소시키며 측정된 자기장 분포, $H(x)$.

나타내는 것이다. 이 그림에서 곡선들의 오른쪽 부분을 보면 걸어준 전류가 감소함에 따라 positive 방향의 maximum point가 중심을 향해 이동하고 negative 방향의 두 번째 maximum이 가장자리에 나타나게 된다.

이와 같이 측정된 $H(x)$ 로부터 current profile 을 inversion method를 이용해 계산하였다. 그 방법은 다음과 같다. 먼저 Hall probe가 있는 위치에서의 field의 normal component와 sheet current density $J(x)$ 의 관계는 Biot-Savart's law 로부터 다음과 같이 나타낼 수 있다[1].

$$H(x, H_a) = \frac{1}{2\pi} \int_{-w}^w \frac{(x-x')J(x')}{(x-x')^2 + \delta^2} dx' + H_a \quad (1a)$$

$$H(x, I) = \frac{1}{2\pi} \int_{-w}^w \frac{(x-x')J(x', I)}{(x-x')^2 + \delta^2} dx' \quad (1b)$$

여기서 w 는 선재 폭의 반(다시 말해 $x = \pm w = \pm 2.5mm$) 이고, 식 (1a)와 (1b)는 각각 외부자기장을 걸어준 경우와 전류를 걸어준 경우에 해당한다. Johansen 등 [2]은 single crystalline film에 대한 magneto-optical imaging 실험에서 측정된 $H(x)$ 로부터 $J(x)$ 를 계산하기 위해 다음과 같은 formula를 사용했다.

$$J_0(n) = \sum_{n'} \frac{n-n'}{\pi} \left\{ \frac{1 - (-1)^{n-n'} e^{\pi k}}{k^2 + (n-n')^2} + \frac{[k^2 + (n-n')^2 - 1] [1 + (-1)^{n-n'} e^{\pi k}]}{[k^2 + (n-n'+1)^2] [k^2 + (n-n'-1)^2]} \right\} \times H_0(n') \quad (2)$$

여기서 $x = n\Delta$, $\delta = k\Delta$ 이고, Δ 는 임의의 discrete한 값이다. 이렇게 구한 $J_0(x)$ 는 δ 가 작은 경우에는 잘 들어맞는다 [2]. 하지만, δ 가 우리의 실험에서와 같은 정도로 큰 경우에는 $H(x)$ 측정에서 작은 오차가 생기면 이 inversion equation의 solution, $J_0(x)$ 는 샘플 바깥에서도 0이 되지 않는 이상한 결과를 나타낸다 [5]. 그들은 이 문제가 (2)에 포함된 Hanning window filtering function이 큰 k 값에 대한 계산을 제외시키면서 발생한다고 설명하였다 [6]. 이 문제를 해결하기 위해 [6]에서는 적절한 보정과 함께 이 formula를 반복적으로 적용하여 개선된 inversion method를 제시하였다. 우리는 다음과 같은 방법으로 그 과정을 수식화하였다.

수식 (2)를 $J_0 = \tilde{Y} \cdot H_0$ 와 같이 다시 써보자. 여기서, $H_0(x) = H(x) - H_a$ (외부자기장을 걸어준 경우), 혹은 $H_0(x) = H(x)$ (전류를 걸어준 경우)이다. $J_0(x)$ 는 샘플 바깥에서도 0이 아니므로 보정되어야 한다. 우리는 보정 연산자, \tilde{C} 를 정의했는데, 이 연산자는 $-w \leq x \leq w$ 에서는 $\tilde{C} \cdot J = J$, 샘플 바깥에선 $\tilde{C} \cdot J = 0$ 과 같은 관계를 만족한다. 이 보정 연산자를 이용해 새롭게 얻은 전류밀도는 $J_1 = \tilde{C}\tilde{Y} \cdot H_0$ 이 된다. 수식 (1)은 $H_0 = \tilde{X} \cdot J$ 와 같이 쓸 수 있고, J_1 을 통해 구한 field, $H_1 = \tilde{X} \cdot J_1$ 는 H_0 와는 분명히 다르다. 이 둘의 차이, $H_0 - H_1$ 를 보상해줄 전류밀도가 필요한데, 가능한 보상전류와 보상자기장으로 각각 $J_2 = \tilde{C}\tilde{Y} \cdot [H_0 - H_1]$ 와 $H_2 = \tilde{X} \cdot J_2$ 가 있을 것이다. 이와 같이 하면 $H_1 + H_2$ 와

H_0 간의 차이는 $H_0 - H_1$ 보다 작아지게 된다. 이와 같은 방식으로 해서 구하면, n 번째 보상 전류는 $J_n = \tilde{C}\tilde{Y} \cdot [H_0 - \sum_{m=1}^{n-1} H_m]$ 과 같이 되고, 여기서 $H_m = \tilde{X} \cdot J_m$ 이고 모든 J_n 들은 샘플 바깥에서 0이다. 여러 번 반복하게 되면 $H_0 - \sum_{m=1}^{n-1} H_m$ 은 0에 가까워지고 $H_0 = \sum_{m=1} H_m = \tilde{X} \cdot \sum_{m=1} J_m$ 가 만족되게 된다. 결국 다음과 같은 보정된 current profile을 구할 수 있다.

$$J(x) = \sum_{m=1} J_m(x) \quad (3)$$

이렇게 계산된 current profile은 다음과 같이 검증하였다. 먼저, 외부자기장을 걸어준 경우, 측정된 $H(x)$ 를 통해 계산한 $J(x)$ 를 수식 (1)에 대입하여 $H(x)$ 를 계산해 보았다. 이렇게 계산한 $H(x)$ 를 Fig. 1에 실선의 그래프로 나타내었는데, 여기에서 볼 수 있듯이 측정된 데이터(점으로 된 그래프)와 잘 일치하는 것을 볼 수 있다. 전류를 가해준 경우에는 걸어준 전류 I 에 대해 $I = \int_{-w}^w J(x, I) dx$ 를 만족하는가를 통해 검증하였다. 또한, 임의로 current profile $J(x)$ 를 정하고 $H(x)$ 를 계산하여 위의 방법을 통해 다시 역으로 계산한 $J(x)$ 가 원래의 $J(x)$ 와 일치하는 것을 통해서도 이 방법의 타당성을 알 수 있었다.

Fig. 3(a)와 Fig. 3(b)는 각각 Fig. 1(a)와 Fig. 1(b)의 측정 데이터로부터 이 방법으로 계산된 $J(x)$ 를 보여주고 있다. 먼저, Fig. 3(a)에서 H_a 가 증가함에 따라 $J(x)$ 의 maximum point가 중심으로 이동하고 $J(x)$ 의 maximum 값이 증가하는 것을 볼 수 있다. Fig. 3(b)에서는 H_a 가 음의 값까지 감소하는데, 곡선들의 오른쪽 부분을 볼 때 positive 방향의 첫 번째 maximum point가 중심으로 이동하고 그 maximum 값이

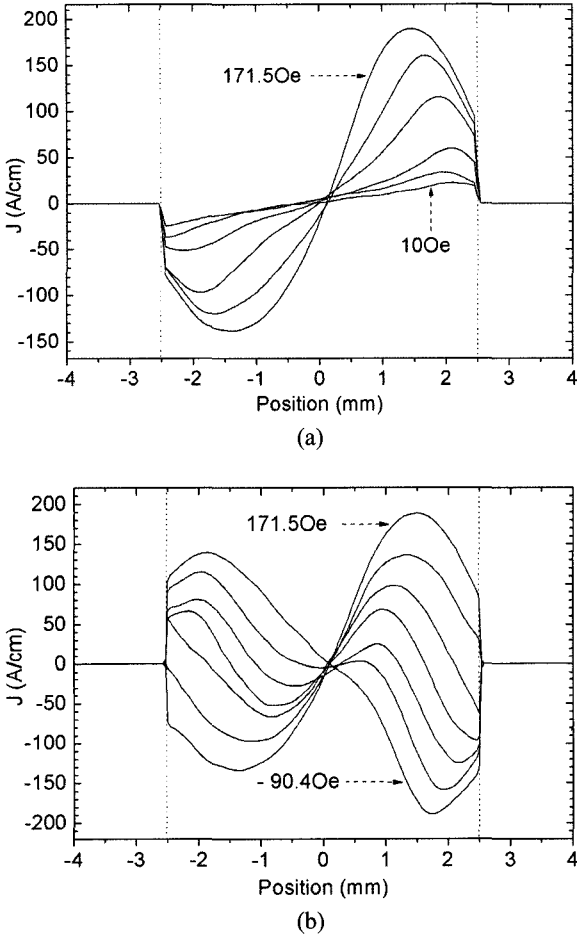


Fig. 3. (a) Fig. 1(a)와 (b) Fig. 1(b)에 나타난 $H(x)$ 의 측정 데이터로부터 계산한 전류밀도 분포, $J(x)$.

감소한다. 가장자리에 생긴 negative 방향의 두 번째 maximum point도 중심으로 이동하고 이 maximum 값 또한 감소(반대방향으로 증가)하는 것을 볼 수 있다.

여기서 나타난 current profile의 특징으로는 먼저 critical 영역에서의 $J(x)$, 즉 J_c 가 homogeneous하지 않다는 것이다. SCSM에서는 J_c 가 critical 영역에서 위치에 관계없이 일정하게 나타나는데, 이러한 결과는 SCSM과 다른 특징이다 [1]. $J_c(x)$ 가 어떤 위치에서 maximum 값을 갖는 것도 특이한 양상이다. 또 한가지, J_c 가 외부자기장의 변화에 대해 일정한 값을

갖는 SCSM의 경우와 달리 우리의 결과에선 외부자기장이 증가함에 따라 증가하는 특성을 나타냈다. 이것은 vortex 밀도가 증가함에 따라 J_c 가 증가한다는 의미인데, 이는 pinning center 갯수가 한정되어 있으므로 vortex 밀도가 높아지면 vortex 하나당 pinning force가 감소하여 J_c 가 감소한다는 사실에 위배된다. 우리의 실험에선 field의 세기가 크지 않으므로, high field에서 vortex 간의 상호작용에 의해 field의 세기가 증가함에 따라 J_c 가 증가하는 경우와는 다르다고 보여진다 [7]. 게다가 SCSM에서는 J 가 J_c 보다 커져 pinning force를 넘을 수 있는 Lorentz force를 가할 때에 vortex들이 de-pinned 되어 초전도체 안쪽으로 들어오게 되는데, J 는 $\mu_0 \vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{B}$ 에 의해 자기장이 증가함에 따라 vortex 밀도의 변화량이 커지게 되어 증가한다. 하지만, 위와 같은 결과에 따르면 자기장이 증가함에 따라 J_c 도 증가하게 되므로 flux penetration front가 계속 앞으로 이동하는 것을 이해하기 어렵게 된다 [3].

전류를 56A에서 -56A로 가해주며 측정한 결과를 통해 계산한 current profile은 Fig. 4에 나타내었다. 이 경우에도 외부자기장을 걸어준 경우와 마찬가지로 J_c 의 분포가 homogeneous하지도 않고, I 의 변화에 대해 상수도 아니다.

Fig. 4의 inset은 비교를 위해 SCSM에 의한 $J(x, I)$ 의 예를 나타낸 것이다 [1]. 여기서는 critical 영역과 vortex trap 영역이 뚜렷이 구분되고, critical 영역에서 J_c 는 homogeneous하고 상수임을 볼 수 있다. $J(x, I)$ 가 vortex trap 영역에서 $+J_c - J_s$ 이다가 critical 영역에서 $-J_c$ 로 급격하게 변하며 두 영역 사이의 경계가 중심으로 이동한다. 거기에는 전류 방향이 크게 변한다.

반면 CC에서는 전류가 역전되는 양상에 있어서 SCSM의 경우와 큰 차이를 나타낸다. CC의 경우 $J(x, I)$ 가 x 의 전 범위에 걸쳐 단지 $\Delta J(x, I)$ 만큼의 감소만을 보이며 전류 방향의

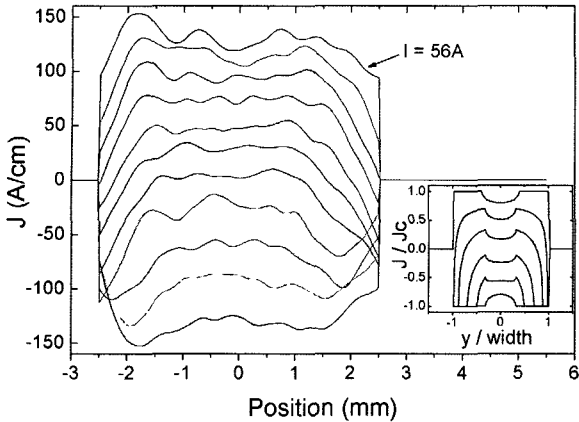


Fig. 4. Fig. 2의 $H(x)$ 로부터 계산한 전류밀도 분포, $J(x, I)$. Insets : SCSM에서의 전류밀도 분포, $J(x, I)$ 의 예.

변화가 작다. 다시 말해, I 가 0A 근처인 경우들을 제외하고는 전류가 뒤집히는 영역이 없다.

이와 같은 결과들은 SCSM이 CC에 대해서는 아주 잘 들어맞지는 않는다는 것을 보여준다. 이는 CC의 granular structure에 의해 flux의 침투가 복잡한 네트워크를 형성하여, SCSM으로는 설명할 수 없는 현상들이 나타나는 것으로 생각된다. 여기 나타난 결과들은 앞으로 이해되어야 하는 CC의 중요한 특성들이라 생각되고, 더 많은 실험적, 이론적 연구가 진행되어야 할 것이다.

IV. Conclusion

우리는 SHP method를 통해 외부자기장 혹은 전류를 가해주었을 때 CC 근처의 자기장 분포를 측정하고, 이 결과로부터 inversion method를 이용해 전류밀도 분포를 계산하였다. 이 계산에 있어서 적절한 보정과 반복적인 방법

을 써서 개선된 inversion method를 사용하였고, 이 방법의 타당성을 여러 방법을 통해 검증하였다. 이렇게 구한 전류밀도 분포에서 J_c 는 homogeneous하지 않고 외부자기장이나 전류의 변화에 대해 상수도 아니다. 또한, 가해진 전류의 변화에 의한 전류 방향의 변화도 SCSM의 경우와 크게 달랐다. 또한, SCSM으로 이해될 수 없는 현상들이 나타난다는 사실로부터 이 모델이 CC에 그대로 적용되는 데에 문제가 있다는 것을 보였다. 이러한 CC의 특성들을 이해하기 위해서는 좀 더 많은 실험적 현상들에 대한 분석과 복잡한 flux 침투 네트워크 등에 대한 이론적 연구가 더 이루어져야 할 것이다.

Acknowledgments

본 과제는 21세기 프론티어 연구개발 사업인 차세대 초전도 응용기술개발 사업단의 연구비 지원에 의해 수행되었습니다.

References

- [1] E.H. Brandt and M. Indenbom, Phys. Rev. B 48, 12893 (1993)
- [2] T.H. Johansen et.al., Phys. Rev. B 54, 16264 (1996)
- [3] T. Machi et.al., Physica C 445-448, 673 (2006); D. M. Feldmann, Appl. Phys. Lett. 77, 2906 (2000)
- [4] J. Yoo, et.al., Supercond. Sci. Technol. 19, 1291 (2006)
- [5] M. E. Gaevski, et.al., Phys. Rev. B 59, 9655 (1999)
- [6] A.V. Bobyl, et.al., Supercond. Sci. Technol. 15, 82 (2002) ; L.Lucarelli, et.al., Supercond. Sci. Technol. 19, 667 (2006)
- [7] S. Awaji, et.al., Appl. Phys. Lett. 90, 122501 (2007)