외부 전류가 흐를 때 초전도 선재에서의 전류 분포

current profiles in a coated conductor with transport current

유재은[1,*], 이상무[2], 정예현[3], 이재영[4], 염도준[1]

Jaeun Yoo[1,*], SangMoo Lee[2], YeHyun Jung[3], Jaeyoung Lee[4], Dojun Youm[1]

Abstract: The current profiles in a coated conductor with transport current were calculated using an iterative inversion method from the data of the magnetic flux density profiles measured. The applied current was increased from 0 to 60 A by 10A stpe and decreased down to -60A by 20A step. The magnetic flux profiles were measured at a distance of 400 mm above the surface of the coated conductor using a scanning hall probe method. The current profiles calculated were very different from the Bean model: current density profile is not a constant in the critical region. However the aspect of the change of the current and magnetic flux density profiles in the case of decreasing applied current are similar to the theoretical calculations in Brandt's paper [Phys. Rev. B 48 No. 17 pp. 12893].

Key Words: coated conductor, current profiles, scanning hall probe method, iterative inversion method.

1. 서 론

2 세대 초전도 선재는 마이크로미터 두께의 초전도 박막이 완충층이 증착된 금속 기판 위에 성장된 구조이다. 초전도 박막은 수십 마이크로미터 크기의 그래인들로 구성된 폴리크리스탈이며, 각 그래인의 결정축이 일정한 방향으로 배열되어 수 MA/cm^{2}의 임계전류밀도를 갖는다. 그러나, Magneto Optic Image 등으로 초전도 박막의 자기 플럭스 밀도 (magnetic flux density)를 관찰할 때, 단결정 초전도 박막과 비교하면, 플럭스밀도 분포는 상당히 불균일하다[1-2]. 이러한 불균일 분포는 초전도 내부의 전류 분포가 불균일할 것으로 예측하게 한다. 2 세대 초전도 선재의 전류 분포는 이를 이용한 전력디바이스의 교류 전력 손실 (AC power loss)에 영향을 줄 것으로 생각된다. 교류 전력 손실은 Bean 모델 에 기초하여, Norris[3], Brandt[4] 등이 이론적으로 계산하였다. 따라서, 실제 초전도 선재에 흐르는 전류 분포가 이론적 모델과 어떤 차이가 있는지 분석하는 것은 앞으로 초전도 선재의 특성을 이해하는데 중요한 역할을 할 것이다.

[1]정 회 원 : 한국과학기술원 물리학과
[2]비 회 원 : 한국과학기술원 물리학과
[3]학생회원 : 한국과학기술원 물리학과
[4]비 회 원 : 배재대학교 물리학과
*교신저자 : jaeunyoo@hotmail.com
원고접수 : 2007년 7월 2일
심사완료 : 2007년 9월 14일

본 논문에서는 2세대 초전도 선재에 대한 전류분포를 Bean 모델에 기초한 이론적 계산과 비교하여 분석하고자 한다.

2. 실험방법

본 실험에 사용한 2세대 초전도 선재는 RABiTS (Rolling Assisted Bi-axially Textured Substrates) 기판을 이용한 선재이다. 이 위에 CeO_2/Y_2O_3 stabilized ZrO_2/CeO_2 완충층을 성장하고, 이 위에 1 μm 두께의 $YBa_2Cu_3O_7$ 의 초전도 박막을 PLD 방식으로 성장하였다. 초전도 박막 위에 5μm 두께의 은을 rf 스퍼터링을 이용하여 증착하였다. 자기장이 없을 때의 임계전류는 69 A이다. XRD로 박막의 정렬도 분석 결과, YBCO 박막의 in-plane texture를 나타내는 (113) peak 분포의 반치폭 (Full Width at Half Maximun)은 7도 내외이다.

Fig. 1은 홀센서 측정 장치의 개략도 이다. 시료의 크기는 길이 30 mm, 폭 5 mm이다. 시료의 표면을 보호하기 위해, 시료를 50 μm 두께의 마일러 테이프 (Mylar tape)로 덮고, 그 위에서 자기플럭스 밀도를 측정하였다. 홀 센서 프로브는 시료의 폭 방향으로 움직인다. 홀센서의 면적은 $100\mu m \times 100\mu m$이고, 프로브 표면에서 350 μm 내부에 위치하고 있다. 따라서, 자기플럭스 밀도는 초전도 박막의 표면에서 400 μm 상부에 위치한 곳에서 측정된다. 외부에서 직류 전류를 10A 단위에 인가하여 최대 60A까지 증가하였다. 60A에서 20A단위로 0A까지 감소한 후, 전류의 방향을 반대로 하여 -60A까지 증가하였다. 매 10A씩 또는 20A씩 전류를 변화할 때마다, 홀 프로브를 이용하여 자기플럭스 밀도를 측정하였다.

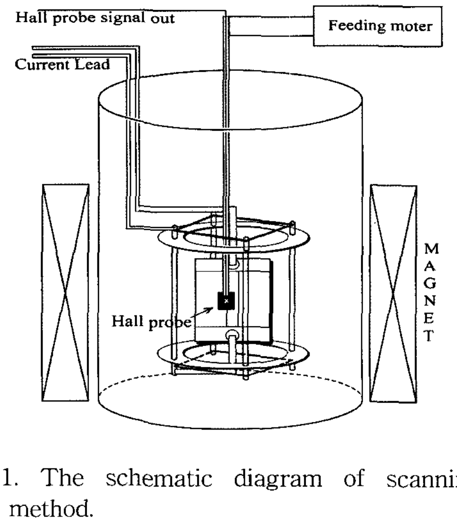


Fig. 1. The schematic diagram of scanning hall probe method.

3. 전류분포의 계산

일반적으로 전류가 흐르면 그 주변에 자기장이 발생한다. 스트립 형태의 도선에 전류가 수송되면, 도선의 표면에서 δ 거리 위치에서의 자기장의 수직 성분은 Bio-Savart법칙에 의해 아래와 같이 기술된다[4].

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

이때 $J(x)$는 sheet current density 이고, 2w는 전류가 흐르는 도선의 폭이다.

이 수식의 역을 구하면, 측정된 자기장 수직 성분으로부터 전류 분포를 계산할 수 있다. Johansen 등은 단결정성 박막에 대한 magneto-optical imaging 실험에서 측정된 H(x)로부터 J(x)를 계산하기 위해 다음과 같은 수식를 사용했다 [5].

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

여기서 $x=n\Delta$이고, $\delta=kn$이다. 수식(2)는 k가 큰 값을 cut-off 하는 Hanning window filtering 함수를 사용하였다. H(x)값을 1 μm 정도 높이에서 측정한 경우에는 전류 분포가 정확하다 [5]. 일정 거리 이상에서 측정한 경우, 자기 플럭스 밀도의 peak profile이 finite한 값으로 되어, 위의 수식으로 전류 분포를 계산하면 도선 밖에서도 일정한 전류가 흐르는 것과 같은 결과가 나타난다 [6]. 다른 참고 문헌의 저자들은 문제를 해결하기 위해 적절한 보정과 함께 수식 (2)를 반복적으로 적용하여 개선된 iterative inversion method를 제시하였으며, 본 논문도 같은 방법을 이용하여 전류 분포를 계산하였다 [7-8]. 간단히 방법을 설명하면, 계산된 전류 분포 $J_0(x)$에서 도선 외부에 나타난 전류 분포 값을 를 0으로 한다. 이 전류를 1차 cut-off 전류밀도 $J_1(x)$라 하자. 1차 cut-off 전류 밀도를 이용하여 Bio-Savart 식으로 $H_1(x)$를 구한다. 이 값과 측정값과의 차이$\Delta H(x)$를 수식(2)에 대입하여 전류 $\Delta J(x)$를 얻는다.

전류 분포는 1차 cut-off 전류 밀도와 $\Delta J(x)$의 합이며, 계산된 자기장 값은 H(x)와 $\Delta H(x)$ 합으로 얻을 수 있다. 측정한 자기장 값과 계산된 자기장 값을 비교하여, 그 차이가 0으로 수렴할·때 까지 계산하였다. 측정값과 계산된 H(x)와의 차이는 약 20회 반복하면 수렴하였다. 자세한 설명은 문헌 [9]을 참고하기 바란다.

4. 결과 및 토론

Fig. 2는 초전도 선재에 전류를 수송할 때 선재 상부 400 μm 위치에서 측정한 자기플럭스의 분포를 보여준다. Fig. 2(a)는 전류를 0에서 10A단위로 60A 까지 증가시키면 측정한 결과이며, Fig. 2(b)는 60A에서 -60A로 전류를 20A 단위로 감소시키면서 측정한 결과이다.

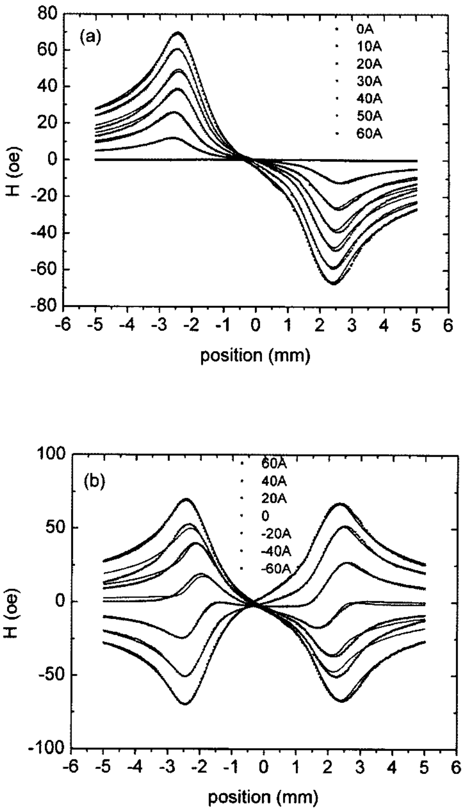


Fig. 2. Dotted lines: the magnetic flux density profiles of the coated conductor measured under transport current (a) increased from 0 to 60 A by 10A step and (d) decreased from 60 to -60A by 20A step. Soild lines: the fitted curves using the iterative inversion method described in section 3 corresponding to the data.

Fig. 3 (a),(b)는 3장에서 설명한 방식으로 계산된 전류 분포 결과이고, Fig. 4 (a),(b)의 심볼릭 그래프는 계산된 전류밀도 결과 Fig. 3 (a),(b)를 이용하여 초전도 선재 표면으로부터 40 μm 위치에서의 자기 플럭스 밀도를 수식 (1)에 의해 계산한 결과이다. Fig. 3과 4의 결과는 Bean 모델에 의해 계산된 Brandt의 전류 분포, 자기장 분포와 상당한 차이가 있다. 참고문헌 [9]에서 설명되어 있듯이, critical state 영역, Meissner 영역의 구분이 명확하지 않다. Bean 모델에 의하면 critical state영역에서 전류밀도는 일정한 값이며, 그 값은 초전도체의 임계전류 밀도 이다. 이와 달리 본 논문의 계산 결과는, 전류 밀도의 분포가 시료 가장자리 보다 안쪽의 임의의 위치에서 최댓값을 갖는 분포를 보여 준다. 이와 같은 전류 분포의 원인에 대해 알려진 바가 없으나, 최근 THEVA 2세대 선재의 전류 분포를 계산한 결과 [10]도 본 논문의 결과 3과 비슷한 양상을 보인다. 또한, sine 형태의 교류 전류 혹은 pulse 형태의 반복적인 전류를 인가한 경우에 대해, 자기장의 MO 이미지로부터 역으로 전류 분포를 계산한 논문이 있다[7-8]. 이 논문에서도, 임계전류가 상수로 정확히 정의 되지 않고, 시료 가장자리가 아닌 안쪽의 임의의 위치에서 최댓값을 갖는 결과를 보여준다. 이때 문헌의 저자들은 이러한 분포의 원인이 교류 전류에 의한 현상으로 발표하였으나, 본 논문은 직류 전류를 이용한 경우이다. 따라서, 본 논문의 경우를 설명하기는 어려운 점이 있다.

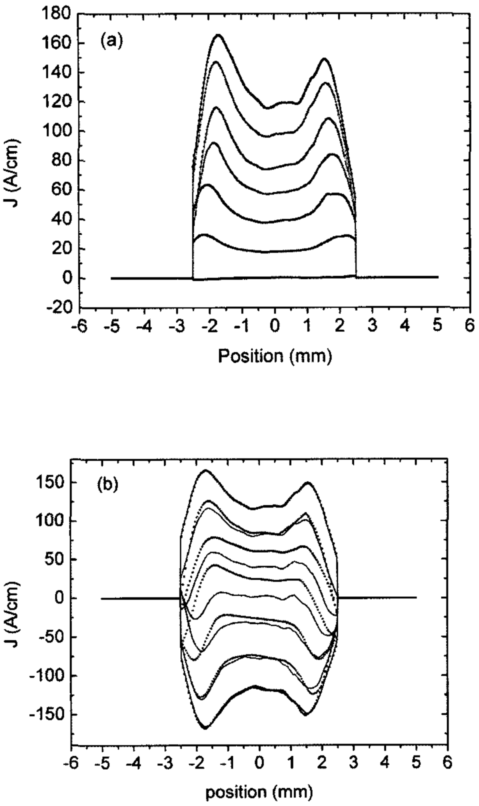


Fig. 3. Dotted lines: the current profiles calculated using Eq. (2), (a) from the data Fig. 2(a), (b) from the data Fig. 2(b). Soild lines: the calculated current profiles using Eq. (3).

본 논문의 경우는 초전도 박막의 결정성에 의한 것으로 사료된다. 단결정의 경우 볼텍스가 균일하게 시료의 가장자리에서 내부로 침투하나, 초전도 선재의 경우 그래인 바운더리를 경로로 하여 침투하기 때문에 공간에서의 상당히 불균일하다. 근본적으로 이러한 특성이 종래의 결과와 다른 양상을 나타내는 것으로 생각하며, 이에 대한 그래인 바운더리 네트워크의 볼텍스 침투의 구체적인 계산은 심도있는 연구가 필요한 분야로 사료된다.

초전도체에서의 전류 밀도 분포 분석에서 더 나아가, 전류를 감소하였을 때 자기장, 전류의 분포 변화에 대한 superposition 원리의 적용 가능성에 대해 확인하고자 하였다. 참고 문헌 [4]에 의하면, 전류를 임의의 최댓값으로 증가시킨 후 다시 감소시킬 때의 전류 분포는 최대전류와 감소한 전류에 해당하는 역전류의 superposition으로 얻을 수 있다. 따라서 자기플럭스의 분포는 최대 전류가 흐를 때의 플러스 분포와 감소한 전류 크기에 해당하는 역전류에 의해 발생하는 플럭스의 superposition 으로 계산할 수 있다. 참고 문헌 [4]의 수식을 인용하면 아래와 같다.

$$J_{\downarrow}(x, I, J_c) = J(x, I_m, J_c) - J(x, I_m - I, 2J_c) \quad (3)$$

$$H_{\downarrow}(x, I, J_c) = H(x, I_m, J_c) - H(x, I_m - I, 2J_c) \quad (4)$$

수식(3), (4)을 이용하면 $J_{\downarrow}$, $H_{\downarrow}$의 분포를 Fig. 3(a), 4(a)의 측정 값으로 부터 계산할 수 있다. 예를 들어 전류를 감소하여 40A의 전류가 흐를때의 경우는 아래와 같이 기술할 수 있다. 시료의 $J_c = 138A/cm$ 이다.

$$H_{\downarrow}(x, 40A, J_c) = H(x, 60A, J_c) - H(x, 20A, 2J_c)$$

여기서 Bio-Savart 식에 의하면,

$$H(x, 20A, 2J_c) = 2H(x, 10A, J_c)$$

이 성립하므로,

$$H_{\downarrow}(x, 40A, J_c) = H(x, 60A, J_c) - 2H(x, 10A, J_c)$$

이다.

즉, 시료의 초기 전류 증가에 의한 자기 플럭스 분포의 history에 의해 전류 감소에 의한 자기 플럭스 분포를 알 수 있다.

Fig. 4 (a),(b)의 선그래프는 측정한 $H(x)$로부터 inversion 방법으로 계산한 전류 분포, 자기 플럭스 분포와, 수식 (3), (4)를 이용하여 해석한 전류분포, 자기플럭스 분포를 함께 도식화 한 것이다. 그림에서 알 수 있듯이, 40A, 20A에 해당하는 결과를 제외하고는 두 경우 전류 분포, 자기 플럭스의 변화 양상이 superposition한 결과와 비슷하다. 40, 20A의 경우는 시료에 trap된 자기플럭스의 양이 수식 (4)를 이용한 계산 값 보다 크다. 만약, 감소한 전류 크기에 해당하는 역전류에 의해 발생하는 플럭스를 anti-볼텍스로 가정한다면, 측정된 자기 플럭스 밀도는 실제 볼텍스-anti 볼텍스의 superpostion으로 Hall sensor 면적으로 평균된 값이다. 역전류는 anti 볼텍스 분포를 형성한다. 이때, 40A, 20A에 해당하는 결과를 제외하면, 볼텍스가 존재하고 있는 상태임에도 역전류의 분포가 초기 virgin state에 전류를 수송할 때와 비슷하다는 것을 의미한다. 폴리크리스탈 형태의 선재에서 이 원리가 적용되는 것이 이 시료의 특별한 경우인지 일반적인 사실인지에 대해서는 여러 방법으로 제작된 선재를 이용하여 앞으로 더 연구해야 할 것이다.

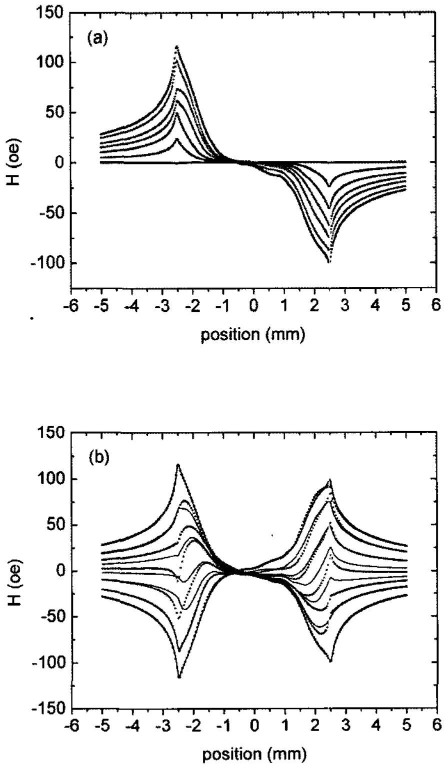


Fig. 4. Dotted lines: the magnetic flux density profiles of the coated conductor calculated using Eq. (1) at $\delta = 40\mu m$ from the J(x) plotted in Fig. 3(a) and Fig. 3(b). Soild lines: solid lines: the calculated ones using Eq. (4).

5. 결 론

RABiTS 방식으로 제조된 2차 초전도 선재에 전류를 수송하여 주변에 발생하는 자기플럭스 밀도를 측정하였다. 전류는 0에서 60A까지 증가한 후, 다시 -60A까지 감소시키면서 scanning hall probe를 이용하여 매 10A씩 변화에 대한 자기플럭스를 측정하였다. 측정된 data로부터 역으로 전류 밀도를 계산하였는데, 전류 밀도의 분포는 기존에 잘 알려진 Bean 모델과 달리 임계전류 밀도를 상수로 정의하기 어려웠다. 그러나, 전류 감소할 때 나타나는 자기플럭스 및 전류 밀도의 분포는 superposition 원리로 설명할 수 있었다.

감사의 글

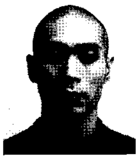
본 과제는21세기 프론티어 연구개발 사업인 차세대 초전도 응용기술개발 사업단의 연구비 지원에 의해 수행되었습니다.

참 고 문 헌

[1] D.M. Feldmann, J. L. Reev, A. A. Polyanskii, G. Kozlovski, R. R. Biggers, R. M. Nekkanti, I. Maartinse, M. Tomsic, P. Barns, C. E. Oberly, T. L.Peterson, S. E. Bobcock and D. C. Larbalestier, Appl. Phys. Lett. 77, 2906 (2000).
[2] T. Machi, N. Chikumoto, K. Nakao, Y. Aoki, Y. Kitoh, H. Fuji, T. Izumi, A. Ibi and Y. Yamada, Physic C 445-448, 673 (2006).
[3] W. T. Norris, J. Appl. Phys. D 3, 489 (1970).
[4] E. H. Brandt and M. Indenborn, Phys, Rev. B 48, 12893 (1993).
[5] T. H. Johansen, M. Baziljevich, H. Bratsberg, and Y. Galerin, P. E. Lindelof, Y. Shen and P. Vase, Phys. Rev. B 54, 16264 (1996).
[6] M. E. Gaevski, A. V. Bobyl, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, T. H. Johansen, M. Baziljevich, and H. Bratsberg, Phys. Rev. B 59, 9655 (1999).
[7] L. Lucarelli, G. Luepke, T. J. Haugan, G. A. Levin, and P. N. Barnes, Supercond,. Sci. Technol. 19, 667 (2006).
[8] A. V. Bobyl, D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, T. H. Johansen, M. Baziljevich and S. F. Karmanenko, Supercond. Sci Technol. 15, 82 (2002).
[9] 유재은, 이상무, 정예현, 이재영, 정용환, 염도준, 김호섭, 하홍수, 오상수, Progress in Superconductivity 8, 169 (2007).
[10] P. Usak, M. Polak and E. Demencik, Physic C 455, 67 (2007).

저 자 소 개

유재은(柳在垠)
1971년 09월 09일생, 1994년 한국과학기술원 물리학과 졸업, 1996년 동 대학원 물리학과 졸업(이학석사), 동대학원 물리학과 이학박사. 현재 KAIST 물리학과 연구교수.



이상무 (李相武)
1973년 03월 01일생. 2001년 고려대학교 물리학과, 화학과 졸업. 현재 KAIST 대학원 물리학과 석박사통합과정.

정예현(鄭禮鉉)
1979년 09월 23일생. 2004년 한양대학교 물리학과 졸업. 2006년 KAIST 대학원 물리학과 졸업 (이학석사). 현재 KAIST 물리학과 박사과정.

이재영(李在煐)
1980년 8월 8일생 , 배재대학교 물리학과 2005년 배재대학교 물리학과 졸업, 현재 배재대학교 물리학과 석사과정.

염도준((洪吉童)
1952년 02월 15일생, 1974년 서울대학교 물리학과 졸업, 1979년 동 대학원 물리학과 졸업(이학석사), 1986년 캘리포니아주립대학, 샌디에고 이학박사 (물리학), 현재 KAIST 물리학과 교수.