조사분석

자속의 피닝과 열적 크리프

강광용*서정대**이종용*성건용*

목 차

Ⅰ. 서 론
Ⅱ. 본 론
1. 자속의 운동
2. $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 박막의 자화완화
3. 자장내의 저항
4. 피닝(pinning) 에너지
Ⅲ. 결 론

* 기초기술연구부 선임연구원
** 기초기술연부 연구원

〈요 약〉

산화물 고온초전도체는 제2종 초전도체 이므로 초전도 혼합상태에 대한 해석과 고온초전도 메카니즘의 규명과는 직접적으로 관련되어 있다. 특히 자장하에서 생겨나는 여러가지 물성이 산화물 초전도체의 구조 및 메카니즘 연구에 밝은 전망을 던져 주므로 이론 및 실험과학자들에게 큰 관심을 불러 일으키고 있다. 그리고 계속적으로 우수한 결과가 보고되고 있다.

한편, 산화물 고온초전도체는 T_c가 높기 때문에 noise를 포함한 열적 특성이 저온초전도체와 사뭇 다르며 高자장하의 T_c근처에서, 전류-전압 특성등의 물성에 비 선형성(nonlinearty)이 많이 나타난다. 이러한 특성과 관련하여 고온초전도체의 한면을 설명하고자 한다.

Ⅰ. 서 론

산화물 고온초전도체의 혼합상태성질에 관

해, 처음으로 흥미있는 현상이라고 지적한 사람은 다름아닌 고온초전도체를 발견한 Müller 등[1]이었다. 그들은 $La_{2-x}Ba_xCuO_{4-\delta}$의 온도에 따른 반자성자화(diamagnetization)측정하여 다음과 같은 성질을 알아내었다.

첫째로, 외부자장의 크기에 의존하는 어떤 온도(T_{irr})보다도 낮은 온도에서는 온도를 내리고 올릴때 반자성자화는 이전에 발견된 제2종(type Ⅱ)초전도체처럼 강한 이력(hysteresis)을 나타내지만 이 온도 이상에서는, 반자성자화가 소멸되는 전이온도 T_c까지 이력을 보이지 않는 영역이 있다는 것과 그 온도(T_{irr})는,

$$\left(1-\frac{T_{irr}}{T_c}\right)=CH^{2/3} \qquad (1)$$

로 나타낼 수 있다는 것이다.

두번째로, hysteresis를 나타내는 영역에서의 반자성자화는 시간과 더불어 강하게 감쇠한다는 사실이다.

다시 그들은 이 결과를 해석하기 위하여 spin-glass 현상에서 유추하여, 초전도 입자간의 입계(grain boundary)가 약하게 결합된 현상을 superconducting-glass라고 불렀다.

그 이후 Mota등[2]은 이 자화의 시간변화를 수일간에 걸쳐 측정하고 그 결과는 전 영역에서 훌륭한(멋진) 대수적 시간의존성(logarithmic time dependence)이 있음을 밝혀 내었다. 또한, 같은 무렵에 Yeshurun과 Malozemoff를 중심으로 하는 IBM연구그룹은[3,4] Müller등에 의해 지적된 현상이 단결정시료에서도 같은 방식으로 관측됨을 밝히고, 전술한 대수적 시간의존성과 비가역성을 부여하는 온도의 자장의 존성은, 초전도체에 침입하여 pinning된 자속이 열적 여기에 의해 hopping하여가는 과정을 특별한 현상으로 생각하여 "거대한 자속크리프(giant flux creep)"라고 이름 붙였다.

한편 자장중에서 전기저항을 측정할때, 자장을 증가시키면 초전도 전이폭이 넓게(broad)되는 현상은 산화물 고온초전도체의 발견 직후부터 알려져 있었으나, 이 현상을 자속 크리프의 입장에서 설명한 것은 Palstra등[7]과 Tinkham[8]이다.

Palstra등은 전기의 저항이 나타나기 시작하는 영역에서 부터 Bi계 고온초전도 단결정의 저항을 상세하게 측정한 결과, 저항의 온도의 존성이 열여기형(thermal excitation type)인,

$$\rho=\rho_o\exp(-U_o/kT) \qquad (2)$$

으로 표현되고 아울러 이 현상은 자속의 열적 크리프에 기인된 것이라고 생각했다. 이처럼 산화물 고온초전도체의 혼합상태에서는 종래의 제2종 초전도체와 비교할때, 자속이 운동하기에 훨씬 더 쉬울 것으로 생각된다. 왜냐하면 자속을 초전도체내에 pinning시키는 힘과 열적 크리프의 강도에 의해 자속의 운동이 의존하기 때문이다. 산화물 고온초전도체에서는 초전도체의 코히렌스 길이(ξ)가 거의 격자상수정도의 밖에 되지 않기때문에, 자속의 피닝 포텐샬이 낮고 전이온도가 종래의 초전도체에 비해 한자리 숫자 이상으로 높기 때문에 열에너지도 높아지게 되는 것으로 해석된다.

자속이 움직이기 쉽다고하는 성질은 산화물 고온초전도체의 초전도상태를 이해하는데 중요한 열쇠가 된다.

본고에서는 초전도체의 혼합상태에서의 자속의 운동에 관해 기본적인 논의를 한후 최근의 실험결과를 소개하면서, 어디까지 자속의 운동을 이해할 수 있으며 어디에 문제가 있는지 고찰해 보고자 한다.

Ⅱ. 본 론

1. 자속의 운동

전형적인 제2종 초전도체의 혼합상태에서는 자장이 양자화된 자속(ϕ_0=hc/2e)을 단위로 하여 침투한다. 이 자속은 자속간의 척력적(repulsive) 상호작용에 의해 규칙적인 삼각격자를 형성한다. 이상적인 결정의 경우, 이 자속은 균일하게 분포하며 자장등의 외부조건을 변화시키면 그것에 대응하여 신속히 재분포한다. 그러나 실제적인 결정에는 많은 결함(defect)이 있으며 그 주변에는 부분적으로 상전도상(normal phase)이 형성된다. 자속은 이 normal phase부분에 트랩되므로서 자속의 침입에 의해 잃고 있었던 응축에너지만큼만 이득을 얻는다. 이것을 자속의 pinning현상이라고 부른다. 이때 pinning 포텐셜에너지를 U_o(여기에너지라고도 부른다), 상전도상과 자속을 서로 합친 체적을 V로하고, 열역학적 임계자장을 H_c(T)로하면

$$U_o = H_c^2(T)V/8\pi \qquad (3)$$

로 쓸 수 있다.

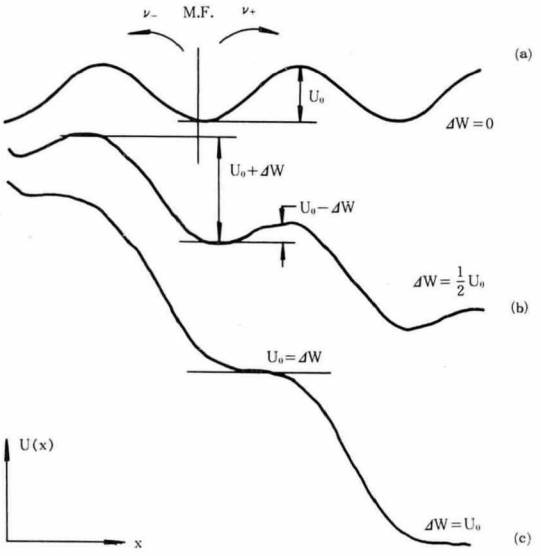
자속이 에너지 U_0로서 pinning 되어 있을때 (제1도(a)), 이 자속은 온도에 의한 열에너지 때문에

$$\nu_{\pm} = \nu_o \exp(-U_o/kT) \qquad (4)$$

의 확률로 나타난다. ν_0는 자속의 진동에 관계하는 특성 진동수이다. 위의 호핑(hopping) 확률은 본래 등방적이지만 자속분포가 불균일한 경우나 전류가 흐르고 있는 경우에는 전체 포텐샬에너지가 기울어지며(제1도(b)) 자속은 경사진 쪽으로 향하며 강하게 호핑한다. 이때의 호핑 확률은

$$\nu_{net} = \nu_+ - \nu_-$$

$$= \nu_0 \exp\left[-\frac{(U_o - \triangle W)}{kT}\right] - \nu_0 \exp\left[-\frac{(U_o + \triangle W)}{kT}\right]$$



(a) 전체 potential에 경사가 없을때
(b) 경사가 $U_0/2$일 경우
(c) 경사가 U_0로 되어 pinning되지 않을 경우

(그림 1) 피닝포텐셜의 공간적인 변화(M.F.는 magnetic flux임)

$$= 2\nu_o \exp\left(-\frac{U_o}{kT}\right) \sinh\left(\frac{\triangle W}{kT}\right) \qquad (5)$$

로 주어진다. △W는 호핑할 때의 자속이 하는 일이며, 에너지의 경사에 해당한다. 이와같이 열적인 여기에 의해 자속이 차례로 재분포해가는 과정을 자속크리프(flux creep)라 부른다. 그리고 경사가 커지고 △W가 U_o에 대등하게 되면(그림 1(c)), 자속은 pinning되지 않고 연속적으로 흐르기 시작한다. 이 상태를 자속유동(flux flow)상태라 부른다.

초전도체에 자장을 걸면 pinning 때문에 초전도체 내부에 자장기울기가 생기고, 내부의 자속밀도는 외측보다도 낮게 된다. 이처럼 자장기울기가 생기면 자속은 자기적 압력을 받아 자장기울기를 감소시키는 방향으로 크리프해

간다. 자속이 크리프할 때의 자속보존칙으로부터, 자속의 시간변화에 대해

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r}(\vec{B}\cdot\vec{v}) \tag{6}$$

가 성립하며 $\vec{v}=\nu\cdot L$(L은 호핑의 거리)을 대입하면 자속밀도의 시간변화가 구해지고, 자화 M의 변화는

$$M(t)=M(0)\left\{1-\frac{kT}{U_o}\ln\left(\frac{t}{t_o}+1\right)\right\} \tag{7}$$

으로 쓸 수 있다.

이 결과는 앞에서 기술한 반자성자화의 대수적 시간변화를 설명한다.

다음에는 자속 크리프에 의해 전기저항이 나타나는 mechanism에 대해 살펴보자 자속크리프와 전기저항의 관계에 대해서는 아직 확실해졌다고는 말할 수 없지만 하나의 피력하면, 전류와 자속사이에서 변하는 로렌쯔힘에 기인한다는 것이다.

혼합상태에서 전류가 흐르면 자속에는

$$\vec{F}=\vec{J}\times\vec{B} \tag{8}$$

라고 하는 로렌쯔힘이 작용한다. 전류와 자속이 수직(횡자장)으로 있으면, 자속이 움직일때마다 생기는 △W은,

$$\triangle W = JBV_cL$$

이다. 여기서 자속은 유효체적 V_c인 자속의 다발(dundle)을 형성하며 거리 L을 호핑한다. 다시 로렌쯔힘에 의해 자속크리프가 일어나면 자속의 운동과 직각의 방향으로 전장 $\vec{E}=\vec{B}\times\vec{v}$를 낳아 그 크기는 (5)식으로부터

$$E=BL\nu_{net}$$

$$=2\nu_0 BL\exp\left[-\frac{U_o}{kT}\sinh\left(\frac{J_B V_c L}{kT}\right)\right] \tag{10}$$

이다. $JBV_cL << kT$의 경우는

$$\rho=\frac{E}{J}=\frac{2\nu_0 B^2 V_c L^2}{kT}\exp\left(-\frac{U_o}{kT}\right) \tag{11}$$

로 되며, 전류의 크기에는 의존하지 않는 열여기형의 저항이 나타난다. 그러나, 전류값이 크게 되면 $2\sinh(JBV_cL/kT)\sim\exp(JBV_cL/kT)$로 근사되며

$$E=\nu_0 BL\exp\left[-\frac{(U_o-JBV_cL)}{kT}\right] \tag{12}$$

로 되어 전류-전압특성은 비선형으로 될 것이 기대된다. 다시 전류가 증가하여 $JBV_cL=U_o$에 달하면 자속 유동의 상태가 된다. 이 전류치를 초전도 고유의 임계전류밀도 J_{co}로 가정하면, 실제로 자속크리프가 존재할 때의 임계전류밀도 J_c는

$$J_c=J_{co}\left[1-\frac{kT}{U_o}\ln\left(\frac{\nu_0 BL}{E_c}\right)\right] \tag{13}$$

로 주어진다. 단 E_c는 J_c를 정의할 때의 표준전압치이다. 앞서 기술한 자화가 가역적으로 되는 온도 T_{irr}는 $J_c=0$에 대응한다. 그리고 단순한 모델에 의해 U_o의 온도의존성과 자장의존성을 고찰해 보자.

자속간의 거리 $a_0[=11.07(\phi_0/B)^{1/2}]$가 자속의 침입거리보다도 훨씬 길게되는 낮은 자장에서는, 자속은 개별적으로 움직이면서 회전하는 것도 가능하다. 만약 자속이 점결함(point defect)과 같은 정상상태(normal state)의 한점에 pinning될 때에는 그 폭이 $\xi^3(T)$로 주어지므로 pinning에너지는 $Uo=H_c^2(T)\xi^3(T)/8\pi$로 쓸수있다.

한편 $a_0 < \lambda$로 되는 높은 자장에서는, 자속간의 상호작용 때문에 자속은 집단적인 운동을 한다. 이 때문에 자속 한가닥의 유효에너지는

$$U_o \propto H_c^2(T)a_0^2\xi(T) \tag{14}$$

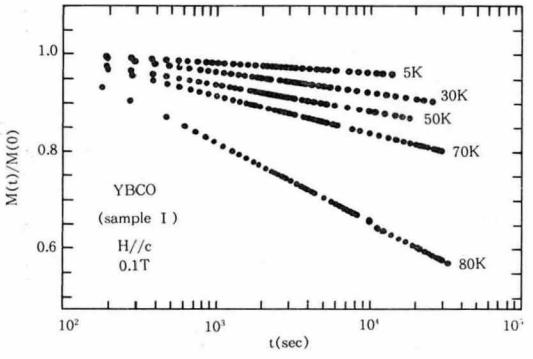
로 될 것이 기대된다. 이 값은 T_c 근방에서 $U_o \propto (1-T/T_c)^{3/2}/B$의 온도의존성을 부여한다. 따라서 (13)식에서 $J_0=0$로 하면 $(1-T_{irr}/T_c) \propto B^{2/3}$로 되어, 실험결과와 잘 일치한다.

2. $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 박막의 자화완화

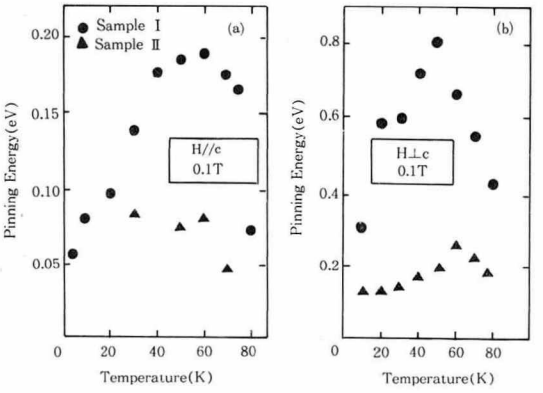
위에서 본바와 같이 자속크리프의 모델은 정성적으로는 실험결과를 상당히 잘 설명한다. 그리고 상세하게 자속의 운동문제를 조사하기 위하여 화학기상석출(chemical vapor deposition, CVD)법으로 제조한 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) 박막의 자화완화(magnetization relaxation)[9, 10]에 관해 기술한다. 시료는 $SrTiO_3$의 (100)면에 에피택셜로 성장시킨 축 배향막이다[11].

(그림 2)에 0.1tesla의 자장을 c축에 평행하게 가했을 때의 반자성자화의 시간변화를 나타내었다.

(7)식에서 기대되는 대수적 시간의존성이 측정된 전영역에서 거의 잘 성립하고 있다. 자화완화는 온도의 상승과 더불어 강해 진다. 5K에서 반자성자화는 처음 1시간정도에서 수%의 감쇠를 나타낼 뿐이지만, 80K가되면 감쇠의 비율은 25%에 달한다. 이 실험결과로부터 (7)식을 사용하여 pinning에너지를 구할 수 있다.



(그림 2) 반자성 자화의 시간의존성. 0.1tesla의 자장이 c축에 나란하게 가해져 있다. c축에 수직한 경우에도 같은 결과가 얻어진다.



(그림 3) 자화완화에서 (7)식에 따라 구해진 피닝에너지의 온도의존성(▲은 시료 II를 나타내고 ●은 시료 I을 나타낸다.)

(그림 3)의 (a), (b)는 자장을 각각 c축에 평행 및 수직으로 걸었을때의 pinning에너지의 온도의존성을 나타낸다. 그림에 표시된 2종류의 시료는 〈표 1〉과 같이 임계전류밀도에 차이를 보였으며 자화완화현상과 관련하여 흥미를 갖게 해준다. pinning에너지의 크기는 c축에 평행한 자장의 경우에 0.05~0.2eV, 수직한 경우에는 0.3~0.8eV 정도이다. 0.1tesla의 자장에서는 자속간거리가 약 1500Å정도로 되어, 거의 λ의 값과 같은 정도로 된다. 따라서 0.1 tesla 정도의 자장에서는 자속이 독립하는(isolated)

〈표 1〉 $YBa_2Cu_3O_7$ 박막(thin films)의 초전도 특성

자료가 되는 특성	시료 I	시료 II
초전도전이온도(T_c)	91.0K	90.2K
이방성($H_{C2l}/H_{C2//}$*)	5.5	1.9
임계전류밀도(77K, 1T)	1.7×10^5/㎠	2.7×10^5A/㎠

*여기서 H_{C2}는 저항 R=0에서 정의된 임계자장임.

것으로 생각되며, 간단한 자속크리프 모델에서는 $U_o=H_c^2(T)\xi^2_{ab}(T)\xi_c(T)/8\pi$로 주어진다.

YBCO박막에서의 값은 약 0.1eV정도이며 H //c의 경우와 일치한다. 그리고 실험결과는 시료에 의존하는 이방성을 보여주고 있다. 그러나 간단한 자속크리프 모형에서는 U_o가 전술한 것처럼 쓰여지기 때문에 이방성은 나타나지 않는다. 이 결과는 YBCO의 pinning 메카니즘이 간단한 모형에서 가정한 점결함과 같은 것이 아니라 강한 이방성을 가져야 함을 시사한다.

다음으로 온도의존성을 고찰해 보자. pinning에너지의 크기는 (3)식으로 주어지며 체적 V는 $\xi^3(T)$에 비례한다. 단, n의 값은 pinning 메카니즘 type과 크기에 의존하며 3이하의 정수치를 취할 수 있다. 이 pinning에너지는 온도의 증가와 더불어 단조 감소하는 함수이다. 또 T_c 근처에서는

$$U_o \propto \left[1-\left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^2 \cdot \left[1-\frac{T}{T_c}\right]^{-n/2} \qquad (15)$$

으로 근사된다. 그러나 높은 J_c를 가지는 시료(I)의 실험치는 온도의 증가와 함께 담시 증가하여 60K 근처에서 최대치를 취한후 T_c로 접근하면서 급격히 감소한다. 이 온도의존성은 단순한 자속크리프 모델로서는 이해할 수 없다.

Hagen과 Griessen[12]은 온도의존성의 이상(anomaly)에 관해, 새로운 견해를 제안하였다. 그것은 pinning에너지는 일정치가 아니라 어떤 에너지 영역에 걸쳐 분포하고 있다는 견해이다. 이와같이 생각하면, 낮은 에너지에서 트랩된(trapped) 자속은 온도가 높아지면 쉽게 움직이기 때문에, 측정을 시작하기 전에 급속히 hopping하여 버리고 높은 에너지를 가진 것만이 남는다. 이 때문에 어떤 적당한 시간후에 관측된 유효한 pinning에너지값은 고온에서는 높을 것이라고 생각해야 한다.

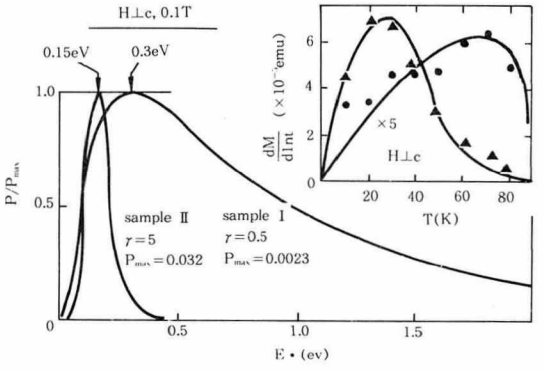
이러한 논의를 수식화하면

$$M(t,T)=M_o(T)\int_{E^*_0(t,T)}^{\infty} P(E^*) \times\left[1-\frac{kT}{E^*b(T)}\ln\left(1+\frac{t}{\tau}\right)\right]dE^* \qquad (16)$$

로 쓸 수 있다. P(E*)가 pinning에너지의 분포를 결정한다. b(T)는 개개의 pinning에너지의 온도의존성을 나타내며 근사적으로

$$b(T)=\left[1-\left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^2 \cdot \left\{\left[1+\left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right] / \left[1-\left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]\right\}^{n/2} \qquad (17)$$

로 된다. 또 적분의 하한 $E^*_0(t,T)$이 의미하는 바는 이 값보다도 에너지가 낮은 pinning에 머물게 된 자속은 시각 t에서 이미 creep하여 버



(그림 4) Pinning energy의 분포(H는 c축에 수직이고 0.1tesla의 크기임)
에너지분포는 시료에 의존하고, 고 J_C를 가진 시료의 에너지분포는 고에너지 쪽으로 퍼져있다.
(삽입한 그림은 완화속도의 실험치와 계산치(실선)이다. 여기서 ▲은 시료 Ⅱ이고 ●은 시료 Ⅰ이다)

린다는 것이다. 두사람은 단결정시료[13]와 소결시료[14]의 자화완화에 관한 실험결과로부터 에너지분포를 구하였으며 특히 단결정시료에서는 약 70meV에서 peak를 갖고 50meV정도의 반치폭을 갖는 분포임을 밝혔다. 그리고 분포함수는 대수-정규분포함수로 되고

$$P(E^*)=P_{max}\exp\left\{-\gamma\left[\ln\frac{E^*}{E^*_m}\right]^2\right\} \quad (18)$$

로서 거의 근사됨을 보여주었다.

이 모델을 실험결과에 적용하였을 때, 얻어지는 pinning에너지의 분포를 (그림 4)에 나타내었다. 삽입한 그림에 나타난 실선은 에너지분포에서 (16)식을 사용하여 구한 계산치이다. 개개의 pinning에너지의 온도의존성은 (17)식에서, n=2로 했을때에 가장 우수한 일치를 보았다.(주1) 그림에서 분명한 점은 pinning에너지는 시료에 따라서 상당히 차이가 있다는 것이다. 높은 J_c를 가지는 시료(I)에서는 분포함수의 피크가 나타내는 에너지가 0.3eV정도로, 낮은 J_c를 갖는 시료(Ⅱ)에 비해 2배정도 크고, 또한 2eV이상까지 pinning에너지가 분포해 있음을 알 수 있다.

이와같이 자속의 열적크리프에 의해 생겨나는 자화완화는 pinning의 강도에 관한 정보를 주고, J_c등의 초전도 특성과 강한 상관을 갖는다. 이 실험결과는 pinning의 강도를 외부에서도 제거할 수 있음을 시사하기 때문에 응용분야에 밝은 전망을 던져 준다.

여기서 소개한 실험결과는 영(zero)자장에서 시료를 냉각한후 자장을 원하는 값까지 상승시키고 그 후 자화의 감쇠를 측정한 것이다. 따라서 초전도체는 임계상태에 있다고 고려한다. 최근 Sun등[15]은 자장을 가한 뒤에 온도를 약간 내리면 완화시간이 갑자기 길어지는 것을 보고하였다. 이처럼 측정조건이 다름에 따라 자화완화의 모양이 아주 변해버리는 사실에 주목할 필요가 있다.

3. 자장내의 저항

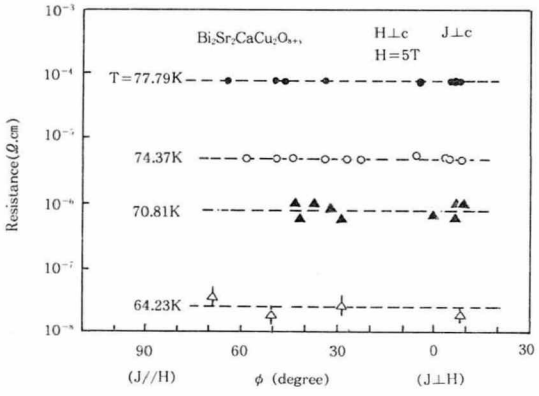
Palstra등[7]과 Tinkham[8]의 보고를 실마리로 하여 전기저항과 자속크리프와의 관계를 밝히고자 많은 연구가 진행되었다.

2절에서 서술한것처럼 자장내의 전기저항이 로렌쯔힘에 기초한 자속크리프에 의한 것인지의 여부를 조사하는 방법은 전류를 자장과 평행하게(종방향자장) 흘려 보는 것이다. 많은 실험결과[16,17]는 저항이 전류와 자장의 상대적 방향에는 그다지 의존 하지않음을 분명히 보여주었다. 그러나 산화물 초전도체는 강한 이방성을 갖기 때문에 결정축과 자장의 방향이 약간만 어긋나도 저항치가 변하기 때문에 결론은 반드시 명확하지 않았다.

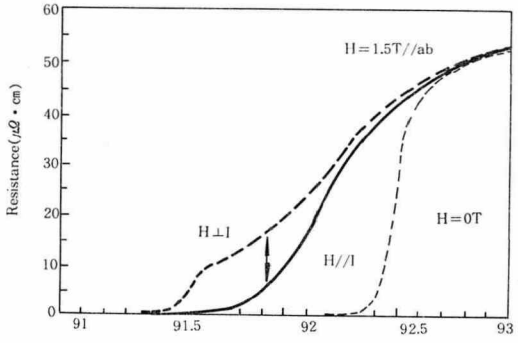
이 문제와 관련된 결정적인 실험의 하나는 Bi계 高 배향박막(high oriented thin films)을 이용한 학자들에 의해 이루어졌다.[18]. 그들은 2축회전이 가능한 측정장치를 사용하여 결정축과 자장과의 각도 맞추기에 세심한 주의를 기우렸다. (그림 5)는 초전도전이가 일어나고 있는 온도(T_c)근처에서 측정한 저항의 자장과 전류 사이의 각도의존성이다. 자장내에서는 저항을 발생시키는 원인이 있기 때문에 어느 정도의 각도 의존성이 있어도 무관하다고 생각된다. 놀랄만한 사실은 저항이 자장과 전류와의 상대각도에는 "전혀" 의존하지 않는다는 사실이다.

또 하나의 중요한 결과는 YBCO 단결정에 관해서, Kwork등[19]이 보고한 결과이다. (그

*주1 : (17)식은 근사적으로 온도의존성을 갖지만, n의 값에 강하게 의존하는 것은 위험하다.



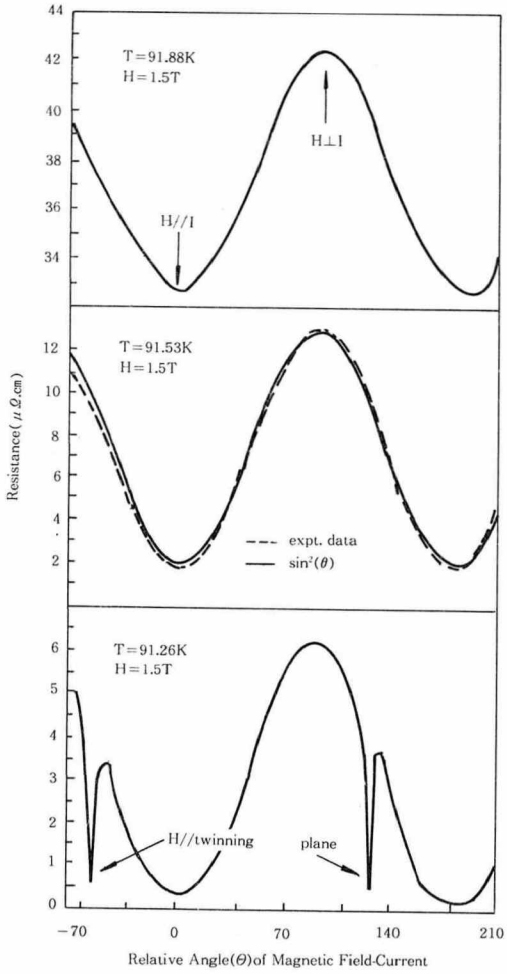
(그림 5) $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ 박막의 전이온도(T_C) 근처에서 측정한 저항의 저장과 전류사이의 각도의존성[19]



(그림 6) $YBa_2Cu_3O_7$ 단결정의 종방향 및 횡방향 자장에 의한 저항을 나타낸것. 화살표의 크기가 로렌쯔(Lorentz)힘에 기인하는 저항으로 생각된다[20].

림 6)은 전류와 자장을 각각 평행 및 수직하게 하고 측정한 저항의 온도 변화이다. 이 경우에서는 분명한 차이를 보인다. 그리고 (그림 7)에 나타낸 것처럼 각도의존성은 로렌쯔힘에 근거한 자속 크리프모형으로부터 기대되는 $\sin^2\theta$ 의존성을 나타낸다. 또, 91.5K이하에서는 자장이 쌍정면(twinning plane)에 평행하게 되었을 때에 자속이 강하게 pinning되며 피닝에 의해 저항이 감소된다. 이들의 결과는 YBCO 단결정에서는 적어도 저항성분의 일부가 로렌쯔힘에 의한 것이라고 하는 직접적인 증거를 보여주고 있다.

이들의 실험결과는 로렌쯔힘에 기인한 저항성분이 확실히 존재함을 밝혔지만, 그 이외에, 단순한 자속 크리프 모형으로서 설명할 수 없는 성분이 있으며, Bi계 산화물 초전도체와 같



(그림 7) $YBa_2Cu_3O_7$ 단결정이 갖는 저항의 저장과 전류간의 각도의존성 중간의 실선은 $\sin^2\theta$의존성을 나타낸다[20]

이 이차원성이 강한 물질에서는 거의 모두 후자만이 나타나는 것을 나타내고 있다. 이 저항성분이 보다 복잡한 메카니즘에 근거한(예컨대, 자속과 전류와의 상호작용에 의한 자속의 뒤틀림[20], 자속의 융해나 얼킴,[21, 22]등) 자속의 운동에 기인하는지 아니면 초전도요동[23, 24]과 같이 자속의 운동과는 전혀 다른 원인에 의한 것인지 다시 상세히 검토할 필요가 있다.

4. 피닝(pinning) 에너지

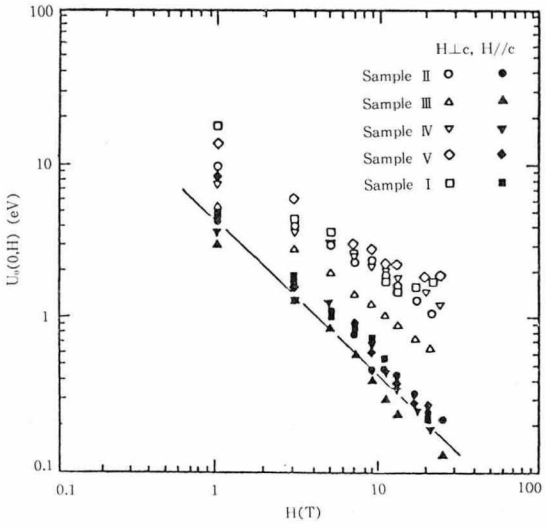
(그림 6)에 보이는 것처럼 Y계 산화물에서는 로렌쯔힘에 의한 저항이 관측된다. 이러한 저항영역에서는 자속 크리프모형에 의한 (11)식이 적용될 수 있다. 그기서 저항의 온도의존성으로부터 피닝에너지의 크기를 어림잡는 것이 가능하다. (11)식에서 직접 U_o값을 구하기 전에 온도의존성을 고려한다. 전술한 것처럼 1tesla 이상의 고자장(high magnetic field)에서는, 자속의 집단운동으로 인해 자속과 직각방향의 유효면적은 자속간 거리로 주어지고,

$$U_o(T, H) = \frac{Hc^2(T)}{8\pi} \cdot a_o^2 \xi(T)$$

$$= U_o(O, H)\left[1-\left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^2 \times$$

$$\left[1-\left(\frac{T}{T_c}\right)\right]^{-1/2} \qquad (19)$$

로 쓸 수 있다. 다시 a_o는 $H^{-1/2}$에 비례하므로 $U_o(O,H)$는 H^{-1}에 비례한다. YBCO 박막의 저항치를 (19)식에 따라 한쪽을 대수로 표시하면 넓은 범위에 걸쳐서 직선성이 성립하며 열여기형(thermal excitation type)의 온도의존성을 나타낼 수 있다. 이 기울기로부터 $U_o(O, H)$를 구한 결과가 (그림 8)이다. $U_o(O,H)$의 크기는 H//c의 경우는 0.1~5eV, H⊥c에서는 1~10eV정도이다. 이 크기는 다른 실험결과[25]와도 거의 일치하고 있다.



(그림 8) $YBa_2Cu_3O_7$ 박막(thin films)의 피닝 에너지(pinning energy)

한편 Bi계[7, 16]나 Tl계 산화물 고온초전도체[26]의 pinning energy는 YBCO에 비해 작고 Bi계인 경우는 0.01~0.05eV, Tl계에서는 0.1~0.5eV 정도이다.

이 결과는 pinning energy의 크기가 c축 방향의 coherence length 즉, c축 방향의 층간의 결합강도와 직접관계하는 것을 의미하고 있다. 또한 자장의존성은 YBCO에서는 그림의 실선으로 표시되는 것처럼 거의 H^{-1}에 비례하며 자속 creep model에서 기대되는 결과와 일치하고 있다. 그러나 Bi계나 Tl계 산화물에서는 반드시 H^{-1}에 비례하지는 않는다.

일반적으로 $H^{-\alpha}$의 형으로 표현되지만 α의 값은 1보다 작은 0.2 정도까지의 값을 취하고 있다.

지금까지의 논의에서는 pinning energy의 온도의존성에 관해 적당한 가정을 하였다. 실험적으로 온도의존성을 조사하는 것은 model의 타당성을 검토하기 위한 중요한 실마리를 제공하기 위한 것이다. 최근 Zeldov 등[26]은

YBCO epitaxial thin film의 전류전압(I－V) 특성을 여러가지 온도 및 자장에서 측정하여, 직접으로 pinning energy의 온도의존성을 구했다. 그 결과, T_C 근처에서 pinning energy는 $(1-T/T_C)^{1.6}$~$(1-T/T_C)^{3/2}$으로 (19)식에 따르는 사실을 분명히 하고 있다.

그리고 높은 전류밀도영역에서는 (12)식에서 보인 비선형 I－V특성과 전류에 비례하는 외관상의 pinning energy가 기대된다. 이 문제에 관해서도 몇가지 실험[26,27]이 이미 진행되어 있지만, 각각의 결과가 일치를 보지 못하고 있다.

Ⅲ. 결 론

산화물 고온초전도체의 자장속에서의 성질에 대해, 자속의 운동입장에서 훑어보았다. 자화완화에 관하여 말하면, 이것은 직접적으로 자속 creep에 결부되는 문제이며, 상세히 해석함에 따라 산화물 초전도체 내의 pinning이나 임계전류의 mechanism을 분명히 밝히는 것이 가능해질 것으로 생각된다.

한편 전기저항과의 관계에 대해서는, 실험결과사이에도 통일된 해석이 불가능한 부분이 많이 있다. 초전도 요동(fluctuation)이나 자속상태를 분명히 밝히는 등의 연구을 통해 광의의 입장에서 검토할 필요가 있다.

다음에는, 초전도현상을 설명하는 parameter인 임계자장, Hc_2와 자속 creep는 밀접한 관계가 있으며 산화물 고온초전도체에서는 규명해야 할 문제가 많이 내포되어 있다. 이 점에 관한 전반적인 개설은 다음에 하기로 합니다.

참 고 문 헌

1. K.A.Müller, M.Takashige and J.G.Bednorz : Phys. Rev. Lett. 58(1987) 1143
2. A.C.Mota, A.Pollini, P.Visani, K.A.Müller and J.G.Bednorz : Phys. Rev. B36(1987) 401
3. T.K.Worthington, W.J.Gallapher and T.R. Dinger : Phys. Rev. Lett. 59(1987) 1160
4. Y.Yeshurun and A.P.Malozemoff : Phys. Rev. Lett. 60(1988) 2202
5. N.Kobayashi, K.Oh-ishi, T.Sasaoka, M. Kikuchi, T.Sasaki, S.Murase, K.Noto, Y. Syono and Y.Muto : J.Phys. Soc. Jpn. 56 (1987) 1309
6. Y.Iye, T.Tamegai, H.Takeya and H.Takai : Jpn.J.Appl. Phys. 26(1987) L1057
7. T.T.M.Polstra, B.Batlogg, L.F.Schneeineyer and J.V.Waszezak : Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1662
8. M.Tinkham : Phys. Rev. Lett. 61(1988) 1658
9. N.Kobayashi, H.Masumoto, H. Kawabe, H. Iwasaki K. Watanabe, H. Yamane H. Kurosawa, T.Hirai, T.Matsushita and Y. Muto : Physica C162－164(1989) 683
10. N.Kobayashi, K.Miyoshi, H.Kawabe, K. Watanabe H.Yamane, H.Kurosawa, T. Hirai and Y.Muto : to be published in Proc. LT. 19
11. H.Yamane, H.Kurosawa, T.Hirai, K. Watanabe H.Iwasaki, N.Kobayashi ad Y. Muto : Supercond. Sci. Technol. 2(1989) 115
12. C.W.Hagen and R.P.Griessen : Phys. Rev. Lett. 62(1989) 2857
13. Y.Yeshurun, A.P.Malozemoff and F. Holtzberg : Proc. 4th Joint M.M.M.I.M. Conf. (1988)
14. M.Tuominen, A.M.Goldman and M.L.Me-

cartney : Phys. Rev. B37(1988) 548

15. J.Z.Sun, B.Lairson, C.B.Eom, J.Bravman T.J.Geballe : Seience 247(1990) 307

16. N.Kobayashl, H.Iwasaki, H.Kawabe, K. Watanabe, H.Yamane, H.Kurosawa, H. Masumoto, T.Hirai and Y.Muto : Physica C159(1989) 295

17. K.Kitazawa, S.Kambe, M.Naito, I.Tanaka and H.Hojima : Jpn. J. Appl, Phys. 28 (1989) 1555

18. Y.Iye, S.Nakamura and T.Tamegai : Physica C159(1989) 433

19. W.K.Kwok, V.Welp, G.W.Crabtree, K.G. Vandervoort, R.Hulseher and J.Z.Liu : Phys. Rev. Lett. 64(1990) 966

20. J.P.Clem : J.Low Temp. Phys. 38(1980) 353

21. D.R.Nelson : Phys. Rev. Lett. 60(1988) 1973

22. D.R.Nelson and H.S.Seung : Phys. Rev. B39(1989) 9153

23. R.Ikeda, T.Ohmi and T.Tsuneto : J.Phys. Soc. Jpn. 58(1989) 1377

24. R.Ikeda : J.Phys. Soc. Jpn. 58(1989) 1906

25. T.T.M.Palstra, B.Batlogg, R.B.van Douer, L.F.Schneemeyer and J.V.Waszezak : Appl. Phys. Lett. 54(1989) 763

26. E.Zeldov, N.M.Amer, G.Koren, A.Gupta, M.W.McElfresh and R.J.Gambino : Appl. Phys. Lett. 56(1990) 680

27. R.C.Budhani : D.O.Welch, M.Suenaga and R.L.Sabatini : Phys. Rev. Lett. 64(1990) 1666