

광학 펄스 에너지와 온도 변화에 의한 고온 초전도체의 공명 진동수 변조

Resonant Frequency Modulation of High Temperature Superconductors Subjected to Optical Pulse Energy and Temperature

조신호^{1,a}
(Shinho Cho^{1,a})

Abstract

The resonant frequency modulation of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ meander lines has been investigated as functions of optical pulse energy and temperature by using a network analyzer. The frequency-domain measurements are performed by controlling both the resonant frequency and the frequency width. The meander lines, configured in a microstrip geometry, are illuminated by optical pulses from an actively mode-locked Nd:YAG laser. The variation of the resonant frequency shows a quadratic dependence on the reduced optical pulse energy P/P_c , where P_c is defined as the critical optical pulse energy at which resonance signal has disappeared. As for the dependence on temperature, the results are in good agreement with the previously reported data.

Key Words : Superconductor, Resonance, Critical optical pulse energy

1. 서 론

고속의 광 검출기, 전송 선로, 필터와 같은 광학적으로 제어 가능한 소자를 개발하기 위하여 입사하는 빛에 대한 고온 초전도체의 반응을 조사하는 연구가 진행되고 있다[1-3]. 이러한 연구를 통하여 초전도체의 쿠퍼쌍 (Cooper pairs)을 광학적으로 파괴하는 효과의 근원을 조사할 수 있다. 초전도체의 광학 반응은 쿠퍼쌍의 밀도 변화의 결과로 발생한다. 일반적으로, 광학 반응은 초전도체에 흡수되는 빛 에너지가 초전도체내에서 소비되는 방법에 따라 두 가지 반응, 즉, 열적 반응 (bolometric)과 비열적 (nonbolometric) 반응으로 나눌 수 있다. 열적 반응은 레이저 빔의 가열에 의한 초전도체 시료의 저항값의 변화를 초래하여 발생한다.

이때 관련되는 시상수 (time constant)는 일반적으로 나노 (nano) 초 영역에 속한다. 이에 반하여, 비열적 반응은 광학적으로 유도되는 쿠퍼쌍의 파괴로 인하여 발생하며, 사태 (avalanche) 전자쌍 파괴와 재결합 과정을 통하여 초전도 전자쌍의 비평형 상태 밀도를 유발한다. 비열적 반응은 피코 (pico) 초를 갖는 전하 운반자의 재결합 시간에 의해 제한되므로, 열적 반응에 비해 빠른 시상수를 갖는다.

지금까지 많은 연구자들은 초전도체의 광학 반응을 조사하기 위하여, 초전도체로 제작된 약한 링크 브릿지 (weak link bridge)에 전류를 인가하고, 동시에 빛을 조사하여 브릿지 양단에 걸리는 순간 전압을 측정하였다[4]. 이 경우에, 브릿지의 결합 특성 때문에 측정된 결과를 분석하기는 용이하지 않다. 이러한 이유로 인하여, 전이 온도 (transition temperature) 보다 낮은 온도 영역에서 측정된 초전도체의 광학 반응이 원천적으로 열적 혹은 비열적 반응으로 발생하는 지에 대하여 상당한 논란이 있어 왔다.

1. 신라대학교 광전자공학과

(부산시 사상구 괘법동 산 1-1)

a. Corresponding Author : scho@silla.ac.kr

접수일자 : 2005. 9. 7

1차 심사 : 2005. 9. 22

심사완료 : 2005. 10. 7

본 연구에서는 고온 초전도체 YBa₂Cu₃O_{7-x} (YBCO) 박막에 굽은 형태를 갖는 전송 선로 (meander line)를 제작하여 전송 선로의 마이크로파 특성이 광학 펄스를 조사 (照査) 함에 따라 어떻게 변하는지를 조사한다, 특히, 본 연구는 두 가지를 파악하는데 중점을 둔다: 첫째로, 초전도체 전송 선로의 공명 진동수, 광학 펄스 에너지, 온도 사이의 관계를 파악하고자 한다. 초전도체 굽은 형태의 전송 선로에서 진파되는 전자파의 공명 진동수를 외부에서 조사하는 광학 펄스 에너지, 온도와 같은 섭동을 사용하여 제어하는 능력은 초전도 전자쌍 형성의 기본 원리를 이해하는데 좋은 정보를 제공할 수 있다. 둘째로, YBCO 초전도체의 전이 온도 보다 낮은 온도 영역에서 열적 및 비열적 반응을 실험적으로 구별하고자 한다. 이것은 광학 펄스를 조사하였을 때 전송 선로의 반응과 광학 펄스를 조사하지 않고 전송 선로의 주변 온도만 변화시킬 때 일어나는 전송 선로의 반응을 비교함으로써 가능하다.

2. 이론적 배경

초전도체 박막으로 제작된 전송 선로의 경우에, 외부에서 인가하는 바이어스 전류의 변화에 대한 운동 인덕턴스 (kinetic inductance) 값의 변화는 $L = (\mu_0 \lambda^2 / \sigma)(1 + 4i^2 / 9i_c^2)$ 으로 주어진다[5]. 여기서 σ 는 초전도체 박막의 단면적, λ 는 자기 침투 거리 (magnetic penetration depth), i_c 는 임계 전류를 나타낸다. 만일 입사하는 광학 펄스 에너지가 전류의 변화를 일으킨다고 가정하고, 전송 선로의 공명 진동수 f 를 광학 펄스 에너지의 함수로 나타내면,

$$f = f_0 [1 - a(P/P_c)^2] \quad (1)$$

으로 표현할 수 있다. 여기서 C 는 전송 선로의 정전 용량, a 는 바이어스 전류와 입사하는 광학 펄스 에너지를 관련시키는 상수, P_c 는 임계 광학 펄스 에너지, $f_0 = (4\pi^2 \mu_0 \lambda^2 C / \sigma)^{-1/2}$ 를 나타낸다. 식 (1)을 유도하기 위하여 광학 펄스 에너지에 대한 테일러 전개 (Taylor expansion)를 사용하였으며, P^2/P_c^2 이상의 고차항을 무시하였다.

길이 ℓ , 두께 t , 폭 w 를 갖는 두 동일한 초전도체 박막이 두께 d , 상대적인 유전상수 ϵ_r 를 갖

는 유전체 조각에 의해 분리되어 있는 초전도 전송 선로의 경우에, 전자파의 위상 속도 v 는 $v = c[\epsilon_r(1 + 2\lambda \coth(t/\lambda)/d)]^{-1/2}$ 으로 표현된다[6]. 위 식에서 첫째 항은 유전체에 저장되는 자기 에너지 (magnetic energy)에 의해 발생하는 자기 인덕턴스 (magnetic inductance)이고, 두 번째 항은 초전도 전자쌍의 운동 인덕턴스를 나타낸다. 만일 유전체 조각의 두께가 초전도체 박막의 길이와 폭에 비해 매우 작다면, 전송 선로는 평행판 공명기 (resonator)를 형성한다. 이때, 공명 진동수 f 는 위상 속도 v 와 관련되며, 그 값은

$$f(T) = f(T=0)[1 + 2\lambda \coth(t/\lambda)/d]^{-1/2} \quad (2)$$

으로 나타낼 수 있다. 여기서 $f(T=0)$ 는 절대 온도 0도에서 공명 진동수를 나타내며, 자기 침투 거리 λ 는 $\lambda = \lambda_0 [1 - (T/T_c)^4]^{-1/2}$ 으로 주어진다. 따라서, 초전도체 조각의 공명 진동수의 온도 의존성을 측정함으로써 자기 침투 거리의 온도 의존성을 결정할 수 있다.

3. 실험

본 연구에 사용된 굽은선 형태의 초전도체 전송 선로는 마이크로스트립 (microstrip) 형태로 제작되었다. 레이저 용제 (laser ablation) 방법을 사용하여 LaAlO₃ 기판 양면에 두께 350 nm의 YBCO 박막을 증착시켰으며, 그 후에 광리소그래피 (photolithography) 기술을 사용하여 상부의 YBCO 박막에 길이 34 mm와 폭 300 μm 을 갖는 굽은 형태의 전송 선로를 형성하였고, 패턴시키지 않은 뒷면의 초전도체 박막을 접지면으로 사용하였다. LaAlO₃ 기판의 두께는 125 μm 이었으며, YBCO 박막의 전이 온도는 86 K로 측정되었다. 광학 측정을 위하여 조사하고자 하는 초전도체 시료를 용해된 실리카 (fused silica)로 창을 제작하여 빛의 출입을 허용하는 온도 제어 가능한 저온 장치의 시료 고정대에 장착하였다. 폐쇄 순환 헬륨 저온 장치 (closed-cycle helium refrigerator)로 시료의 주변 온도를 10 K 까지 낮출 수 있었으며, 시료 고정대에 부착된 히터를 사용하여 원하는 온도로 제어할 수 있었다. 굽은 전송 선로의 입력과 출력 부분이 SMA 커넥터의 연결 핀을 결합하여 전기적인 접촉을 형성시켰다.

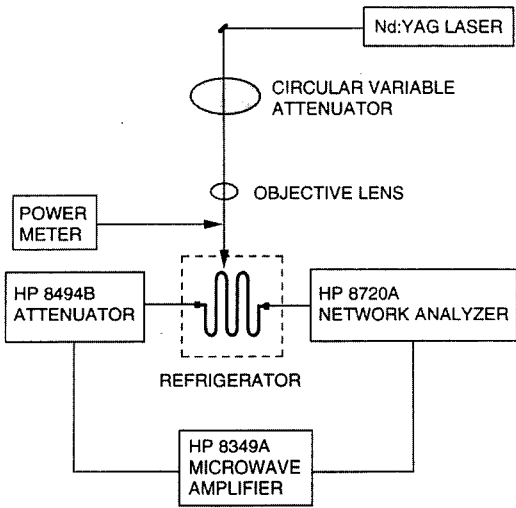


그림 1. 광학 펄스를 조사하여 공명 진동수를 측정하는 실험 장치도.

Fig. 1. Experimental setup for the measurement of the resonant frequency by illuminating with optical pulses.

그림 1은 외부에서 레이저 빔을 조사하여 초전도체의 공명 진동수의 변화를 측정하는 실험 장치도를 나타낸 것이다. HP 8720A 네트워크 분석기의 전원에서 발생하는 마이크로파 신호는 초전도체의 전송 선로로 입사한다. 이때, 마이크로파 전력은 전송 선로의 반대편으로 전송되며, 마이크로파 증폭기를 거쳐서 최종적으로 네트워크 분석기의 수신부에 도달하여 순방향 투과 계수 (forward transmission coefficient) S_{21} 를 측정할 수 있다. 투과 계수의 정점 (peak)은 초전도 전송 선로의 길이가 마이크로파 신호의 반파장의 정수배가 되는 진동수에 대응되며, 이것을 공명 진동수라고 정의한다.

YBCO 초전도체 전송 선로의 일부분에 빛을 조사하기 위하여 능동 모드 록킹 Nd:YAG 레이저를 사용하였다. 광학 펄스의 반치폭은 70 ps, 반복율은 76 MHz 이었다. 레이저의 파장은 532 nm 이었으며, 초전도체 박막에 조사되는 반점의 직경은 약 2 mm 이었다. 입사하는 광학 펄스 에너지는 원형의 가변 감쇄기를 사용하여 제어하였으며, 파장 532 nm에서 92 %의 투과도를 갖는 용해된 실리콘 앞에서 파워 미터 (LM-10 Coherent Labmaster)로 측정하였다. 초전도체 전송 선로에 흡수

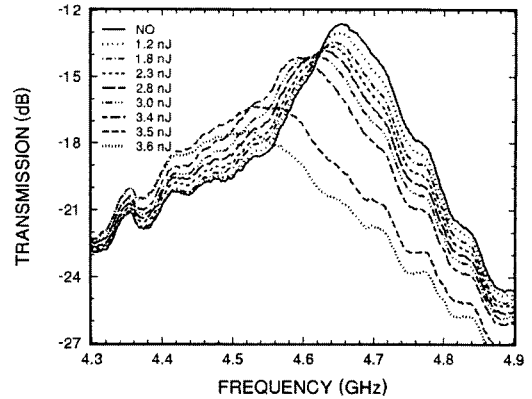


그림 2. 30 K에서 광학 펄스 에너지의 함수로 측정된 투과 계수의 크기.

Fig. 2. The magnitude of transmission coefficient as a function of optical pulse energy at 30 K.

되는 실제 광학 펄스 에너지는 레이저 빔의 직경, 입사하는 광학 펄스 에너지의 세기, 굵은 전송 선로의 기하학적 구조를 측정함으로써 근사적으로 구할 수 있다. 실제적으로, 초전도체 전송 선로에 흡수되는 광학 펄스 에너지의 값은 광학 펄스 에너지의 크기에 레이저 빔에 노출되는 초전도체의 면적을 곱한 값을 조사되는 레이저 반점의 면적으로 나눈 값으로 정의하였다. 본 연구에서 레이저 빔의 반점의 크기는 0.03 cm^2 , 빔에 노출된 초전도체의 면적은 $300 \mu\text{m} \times 2 \text{ mm}$ 이었다.

4. 결과 및 고찰

그림 2는 30 K에서 초전도체 굵은 전송 선로의 공명 진동수를 광학 펄스 에너지의 함수로 나타낸 것이다. 외부에서 레이저 빔을 조사하지 않았을 때, 공명 진동수는 4.653 GHz이었다. 광학 펄스 에너지를 1.2, 2.3, 2.8 nJ으로 각각 증가시키에 따라, 공명 진동수는 4.648, 4.638, 4.628 GHz으로 이동하면서 감소하였다. 이 광학 펄스 에너지 영역에서 진동수 폭 (frequency width) δf 의 퍼짐 현상은 거의 발생하지 않았다. 그러나, 광학 펄스 에너지의 세기가 3.0 nJ 이상으로 증가함에 따라 공명 신호의 진폭이 현저히 감소하였고, 진동수 폭의 상당한 퍼짐 현상이 나타나기 시작하였으며, 마침내 광학

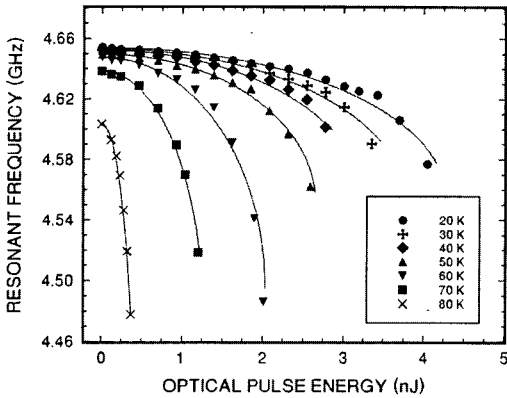


그림 3. 여러 온도에서 광학 펄스 에너지의 함수로 측정된 공명 진동수.

Fig. 3. The resonant frequency as a function of optical pulse energy at various temperatures.

펄스 에너지의 세기가 3.8 nJ 이 되었을 때, 공명 신호는 완전히 사라졌다. 이러한 현상이 일어날 때, 조사하는 레이저 빔의 크기를 임계 광학 펄스 에너지 P_c 라고 정의하였다.

본 연구에서는 두 가지 완전히 서로 다른 영역을 규정할 수 있었다: (1) 광학 펄스 에너지가 0~2.8 nJ인 영역에서는 진동수 폭의 변화가 거의 발생하지 않았고, 단지 공명 진동수만 25 MHz 이동하였다. (2) 3.4 nJ 보다 크고 임계 광학 펄스 에너지 보다 작은 영역에서는 상당히 큰 진동수 폭의 변화를 동반하면서 공명 진동수의 이동을 초래하였다. 이러한 결과는 Tsindlekht등 [7]이 보고한 실험 데이터와 일치한다. 한편, 두 동일한 초전도체로 형성된 마이크로스트립 전송 선로에서 양호도는 초전도체에서 소비 (dissipation)되는 정도와 의존성을 가지며, 공명 진동수 f 는 운동 인덕턴스 L 와 $f = (c/2\ell) [\epsilon_r (1 + Lw/\mu_0 d)]^{-1/2}$ 의 관계를 갖는다. 이때 소비는 표면 저항 R_s 와 $R_s = \pi\mu_0\delta f$ 의 관계를 갖는다[8]. 그러므로, 레이저 빔 조사에 의한 공명 진동수의 감소는 초전도체 박막에서 운동 인덕턴스의 증가로 인하여 전자파의 속도가 늦어지고, 진동수 폭의 퍼짐 현상은 임계 광학 펄스 에너지로 접근함에 따라 초전도체의 표면 저항이 증가하여 발생하는 것으로 해석할 수 있다.

그림 3은 여러 일정한 온도에서 광학 펄스 에너

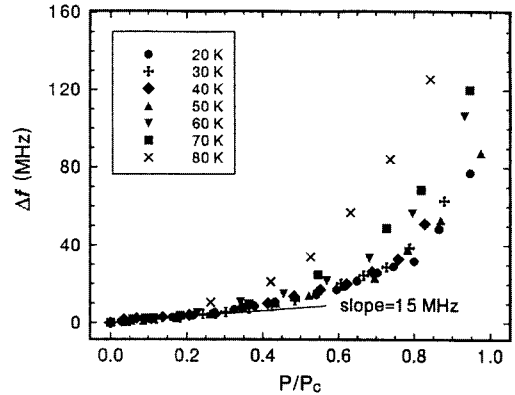


그림 4. 여러 온도에서 광학 펄스 에너지의 함수로 측정된 공명 진동수의 변화.

Fig. 4. The change in the resonant frequency as a function of the optical pulse energy at various temperatures.

지의 함수로 측정된 공명 진동수를 나타낸 것이다. 직선은 환산 광학 펄스 에너지 P/P_c 에 대한 공명 진동수의 제곱 의존성,

$$f(P) = f(P=0) [1 - a(P/P_c)^2] \quad (3)$$

을 그려놓은 것이다. 여기서 측정된 임계 광학 펄스 에너지 P_c 의 값은 온도 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80 K에서 각각 4.3, 3.8, 3.4, 2.7, 2.0, 1.3, 0.4 nJ 이었으며, $f(P=0)$ 은 위의 각 온도에서 광학 펄스 에너지가 조사되지 않았을 때 측정된 공명 진동수이다. 상수 a 는 $1.1 \times 10^{-2} \leq a \leq 2.9 \times 10^{-2}$ 의 값을 갖는 실험 데이터를 맞추는 변수 (fitting parameter)를 나타낸다.

그림 4는 $\Delta f(T, P) = f(T, P=0) - f(T, P)$, 즉, 공명 진동수의 변화를 환산 광학 펄스 에너지 P/P_c 의 함수로 나타낸 것이다. 현저히 서로 다른 두 영역에서 다른 결과가 관측되었다: (1) 광학 펄스 에너지 $0.20P_c$ 이하의 영역에서, 실험 데이터는 광학 펄스 에너지의 선형 의존성, 즉, $\Delta f(T, P) = a(P/P_c)$ 으로 나타났으며 [그림 4에서 직선으로 표시], 여기서 $a = 15$ MHz 으로 주어졌다. (2) $0.20P_c$ 보다 큰 광학 펄스 에너지 영역에서, Δf 는 선형 의존성 보다 훨씬 빠르게 증

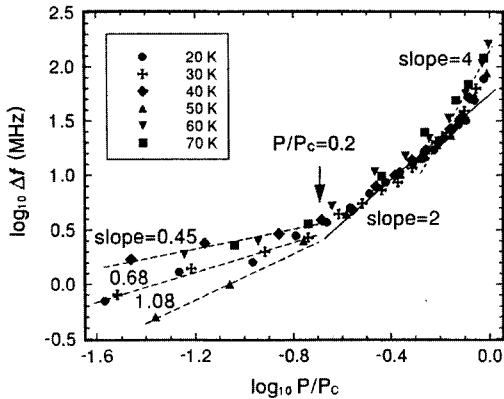


그림 5. 그림 4에서 얻은 데이터를 $\log_{10} \Delta f$ 대 $\log_{10}(P/P_c)$ 의 로그 함수로 다시 그린 것이다.

Fig. 5. The change in the resonant frequency is replotted as a function of optical pulse energy in log-log scale by using the data obtained from Fig. 4.

가하였다. 모든 광학 펄스 에너지 영역에서, Δf 의 의존성을 자세히 조사하기 위하여 그림 5에 $\log_{10} \Delta f$ 대 $\log_{10}(P/P_c)$ 의 그림을 그렸다. 이것으로부터 멱 법칙 (power law)의 의존성, 즉, $\Delta f = a(P/P_c)^k$ 의 정보를 유도할 수 있다. 여기서 k 는 광학 펄스 에너지의 세기에 따른 Δf 의 변화를 결정하는 지수를 의미한다. 실험 데이터를 가장 잘 맞추는 선은 $0.20P_c \sim 0.63P_c$ 영역에서는 $k=2$, $0.63P_c$ 보다 큰 영역에서는 $k=4$, $0.20P_c$ 보다 작은 영역에서는 $0.45 \leq k \leq 1.08$ 의 값일 때 이었다.

공명 진동수의 광학 펄스 에너지에 대한 의존성과 비교하기 위하여, 그림 6은 입사하는 마이크로파의 전력을 -10 dBm에 고정하고 온도의 함수로 공명 진동수를 측정된 결과를 나타낸 것이다. 그림 2와 그림 6의 삽입 그림에 나타나는 작은 다반사 신호는 전송 선로의 입력과 출력부 사이에 존재하는 단락된 평행한 전송 선로 때문에 발생하는 것으로 알려져 있다[9]. 마이크로스트립 형태의 초전도 전송 선로에서, 온도의 함수로 나타낸 공명 진동수에 대한 이론식은 식 (2)로 나타낼 수 있고, 자기 침투 거리 λ 는 $\lambda = \lambda_0 [1 - (T/T_c)^k]^{-1/2}$ 로 주어지므로, 이제 온도의 변화에 대한 λ 의 변

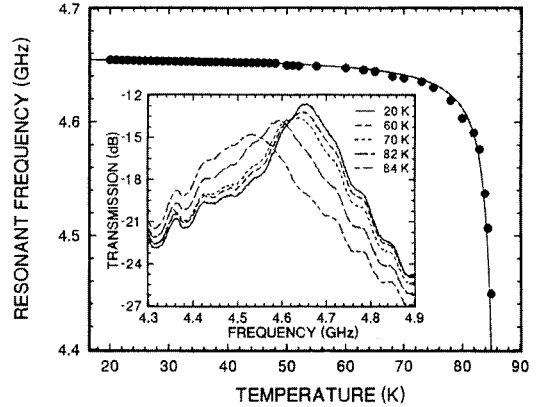


그림 6. 온도의 함수로 측정된 공명 진동수. 삽입 그림은 여러 온도에서 투과 계수의 크기를 나타낸 것이다.

Fig. 6. The resonant frequency as a function of temperature. The inset shows the magnitude of the transmission coefficients at various temperatures.

화를 결정하는 지수 k 의 값을 결정할 수 있다. 본 연구에 사용된 초전도체 전송 선로는 $t = 350$ nm, $d = 125 \mu\text{m}$, $f(T=0) = 4.654$ GHz, $\lambda_0 = 250$ nm, $k=2$ 의 값으로 가장 잘 맞추어졌으며, 절대 온도 0도에서 자기 침투 거리 λ_0 의 크기는 Kain 등[10]의 결과와 일치하였다.

그림 7은 $\Delta f(T) = f(T=20\text{K}) - f(T)$, 즉, 공명 진동수의 변화를 환산 온도 $(T/T_c)^2$ 의 함수로 나타낸 것이다. $0.56T_c$ 이하의 온도 영역에서, $\Delta f(T)$ 는 온도의 제곱 의존성을 만족하였다. 즉, $\Delta f(T) = c(T/T_c)^2$ 으로 주어졌고, 이때 $c = 0.3$ MHz 이었다. 공명 진동수와 온도에 대한 관계를 결정하기 위하여 $\log_{10} \Delta f(T)$ 대 $\log_{10}(T/T_c)$ 의 그림을 그림 6에 삽입해 두었다. 이러한 로그 함수는 기울기 k 의 값에 대한 정보를 제공한다. 실험 데이터는 $0.28T_c \sim 0.56T_c$ 의 온도 영역에서 $k=2$, $0.56T_c \sim 0.89T_c$ 의 영역에서 $k=4$ 의 값으로 잘 맞추어졌다. 온도에 대한 제곱 의존성은 그동안 여러 연구자들에 의해 제안된 바 있다[11]. 공명 진동수의 변화 $\Delta f(T)$ 가 온도의 제곱 의존성을 나타낸다는 것은 초전도층들 사이에서 조셉슨 결합 (Josephson coupling)이 발생하거나 혹은

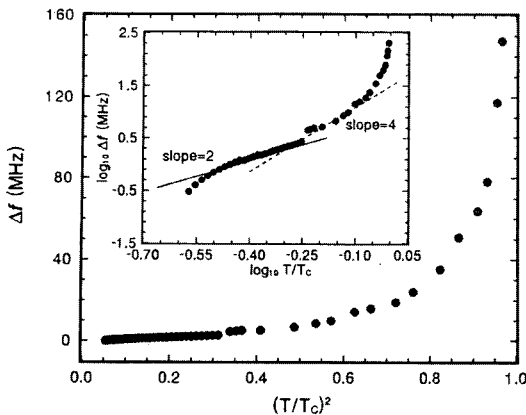


그림 7. 환산 온도 $(T/T_c)^2$ 의 함수로 측정된 공명 진동수의 변화.

Fig. 7. The change in the resonant frequency as a function of $(T/T_c)^2$.

초전도체 박막의 낱알 경계면들 (grain boundaries) 과 관련하여 약한 링크가 존재하는 것으로 판단된다[12]. 위의 결과를 종합하면, 두 외부 섭동 (광학 펄스 에너지, 온도)의 함수로 측정된 실험 데이터가 열적 혹은 비열적 반응인지를 결정할 수 있다. 공명 진동수의 변화는 $0.28X_c \sim 0.56X_c$ (여기서 $X_c = T_c$ 혹은 P_c)의 섭동 영역에서 각 섭동에 대한 제곱 의존성을 나타내며, $0.63X_c$ 이상의 영역에서는 각 섭동의 네 제곱을 만족한다. 거의 모든 섭동 영역에서, 광학 펄스와 온도 변화에 의해 유도된 공명 진동수의 변화 Δf 가 동일하다는 것은 YBCO 초전도체의 광학 반응은 레이저 가열에 의한 열적 반응임을 지지한다.

5. 결론

광학 펄스 에너지와 온도를 변화시킴으로써 굽은 형태를 갖는 YBCO 고온 초전도체 전송 선로의 공명 진동수를 변조시켰다. 이러한 진동수 영역 측정은 네트워크 분석기와 모드 록킹 Nd:YAG 레이저를 사용하여 밀폐된 저온 장치에서 수행되었다. 두 섭동에 의해 초전도 전자쌍이 파괴되는 효과는 두 섭동의 $0.28X_c \sim 0.56X_c$ 영역에서는 제곱 의존성을 보였으며, $0.63X_c$ 보다 큰 영역에서는 네 제곱 의존성을 나타내었다. 이러한 결과로

부터, 초전도체의 광학 반응의 원천은 열적 효과로 기인함을 알 수 있었다.

참고 문헌

- [1] D. Lederman, J. Hasen, I. K. Schuller, E. Osquiguil, and Y. Bruynseraede, "Photo-induced superconductivity and structural changes in high temperature superconducting films", Appl. Phys. Lett., Vol. 64, No. 5, p. 652, 1994.
- [2] A. D. Semenov, I. G. Goghidze, G. N. Gol'tsman, A. V. Sergeev, and E. M. Gershenson, "Evidence for the spectral dependence of nonequilibrium picosecond photoresponse of YBaCuO thin films", Appl. Phys. Lett., Vol. 63, No. 5, p. 681, 1993.
- [3] A. T. Findikoglu, Q. X. Jia, I. H. Campbell, X. D. Wu, D. Reagor, C. B. Mombourquette, and D. McMurry, "Electrically tunable coplanar transmission line resonators using in YBaCuO/SrTiO₃ bilayers", Appl. Phys. Lett., Vol. 66, No. 26, p. 3674, 1995.
- [4] F. A. Hegmann and J. S. Preston, "Origin of the fast photoresponse of epitaxial YBa₂Cu₃O_{7-x}", Phys. Rev. B, Vol. 48, No. 21, p. 16023, 1993.
- [5] S. Cho, H. Erlig, A. Z. Kain, H. R. Fetterman, G. C. Liang, M. E. Johansson, B. F. Cole, and R. S. Withers, "Electrical tuning of the kinetic inductance of high temperature superconductors", Appl. Phys. Lett., Vol. 65, No. 26, p. 3389, 1994.
- [6] T. Van Duzer and C. W. Turner, "Principles of superconductive circuits", Elsevier, New York, p. 134, 1981.
- [7] M. Tsindlekht, M. Golosovsky, H. Chayet, D. Davidov, and S. Chocron, "Frequency modulation of the superconducting parallel plate microwave resonator by laser irradiation", Appl. Phys. Lett., Vol. 65, No. 22, p. 2875, 1994.
- [8] S. M. Anlage and D. H. Wu, "Magnetic penetration depth measurements in cuprate superconductors", J. Supercond. Vol. 5, No. 4, p. 395, 1992.
- [9] J. M. Pond, K. R. Carrol, J. S. Horwitz, D.

- B. Chrisey, M. S. Osofsky, and V. C. Cestone, "Penetration depth and microwave loss measurements with a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{LaAlO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 59, No. 23, p. 3033, 1993.
- [10] A. Z. Kain, J. M. Pomd, H. R. Fetterman, and C. M. Jackson, "Impact of kinetic inductance effect on high- T_c superconducting coplanar waveguide resonators", *Microwave Opt. Technol. Lett.*, Vol. 6, No. 13, p. 755, 1993.
- [11] J. Annett, N. Goldenfeld, and S. R. Renn, "Interpretation of the temperature dependence of the electromagnetic penetration depth in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ", *Phys. Rev. B*, Vol. 43, No. 4, p. 2778, 1991.
- [12] L. Guerrin, H. Alloul, and G. Collin, "Possible origin for the T^2 dependence of the penetration depth detected by susceptibility measurements in aligned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ powder samples", *Physica C*, Vol. 251, p. 219, 1995.