Progress in Superconductivity Vol.10 No.2 pp.116-122 30 April 2009

A Novel Method for Measurements of the Penetration Depth of MgB_2 Superconductor Films by Using Sapphire Resonators with Short-Circuited Parallel Plates

Ho Sang Jung[a,b], J. H. Lee[a,b], Y. H. Cho[a,b], W. K. Seong[c], N. H. Lee[c], W. N. Kang[c] and Sang Young Lee[*,a,b]

[a] *Department of Physics, Konkuk University*

[b] *Center for Wireless Power Transmission, Konkuk University Seoul 143-701, Korea*

c *Department of Physics, Sungkyunkwan University Suwon 440-746, Korea*

(Received 9 March 2009; revised 1 April 2009; accepted 6 April 2009)

Short-Circuited 평행판 사파이어 공진기를 이용한 MgB_2 초전도체 박막의 침투깊이 측정법

정호상[a,b], 이재훈[a,b], 조영화[a,b], 성원경[c], 이남훈[c], 강원남[c], 이상영[*,a,b]

Abstract

We introduce a measurement method that enables to measure the penetration depth (λ) of superconductor films by using a short-ended parallel plate sapphire resonator. Variations in the λ of MgB_2 films could be measured down to the lowest temperature using a sapphire resonator with a $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ film at the bottom. A model equation of $\lambda = \lambda_0 [1 - (T/T_c)^{\tau}]^{-1/2}$ for MgB_2 films appeared to describe the observed variations of the resonant frequency of the sapphire resonator with temperature, with λ_0, τ, and T_C used as the fitting parameters.

Keywords : penetration depth, superconductor film, dielectric resonator, short-ended

I. 서론

초전도체의 복소 전기전도도(complex conductivity) (σ)는 초전도체의 전기역학적 특성을 이해할 수 있게 하는 가장 중요한 물리량의 하나로서 $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$로 표현되며 σ의 온도 의존성은 초전도체의 order parameter가 지니는 대칭성이나 에너지 gap의 크기, 준입자(quasiparticle)의 산란율(scattering rate) 등의 측정을 가능하게 한다 [1]. 특히 고온초전도체의 경우와 같이 초전도체 박막으로 우수한 성능의 기지국용 필터가 제작되어

*Corresponding author. Fax : +82 2 3436 5361
e-mail : sylee@konkuk.ac.kr

상용화 된 바 있는데, 초전도체 박막의 고주파 소자로의 응용을 가능하게 하는 초전도체 박막의 매우 낮은 표면저항은 초전도체의 σ에 의해 결정된다.

고주파 영역에서 초전도체 박막의 σ를 측정하는 방법 중 가장 널리 사용되는 방법 중 하나로 유전체 공진기법을 들 수 있는데 [2-4], 이 방법을 이용하여 유전체 공진기의 unloaded quality factor (Q_0)와 공진주파수의 온도의존성 측정 결과로부터 σ를 결정할 수 있다. 이 경우 공진기의 공진주파수의 온도에 따른 변화에 초전도체 박막의 kinetic inductance 변화뿐 아니라 유전체의 유전상수 변화 및 크기 변화, 그리고 공진기의 크기 변화가 영향을 미치게 되는데, 최근 Lee 등은 유전체 공진기의 윗면과 나머지 사이에 작은 간극(gap)을 두는 방법으로 유전체 윗면으로 사용된 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) 박막의 kinetic inductance 변화 만을 측정하여 YBCO 박막의 침투깊이를 결정한 바 있다. 그런데 이러한 간극이 있는 유전체 공진기법을 사용할 경우 한 가지 단점은 윗면에 놓인 초전도체 박막의 최저 온도가 공진기의 나머지 부분에서 측정 가능한 최저 온도에 비해 상당히 높다는 것이다 [5]. 이는 윗면에 놓인 초전도체 박막에 대한 냉각 시 간극이 있음으로 인해 유전체 공진기가 더 이상 열 전달의 통로 역할을 하지 못하기 때문인데, 이로 인해 MgB_2와 같이 임계온도 (T_C)가 YBCO 같은 고온초전도체 보다 월씬 낮은 초전도체의 침투깊이를 극저온영역까지 측정하는 것이 용이하지 않게 된다.

본 논문에서는 간극이 없는 유전체 공진기를 이용하여 MgB_2 초전도체 박막의 침투깊이를 극저온 영역까지 측정할 수 있는 방법을 기술하였다. YBCO 초전도체 박막을 reference 박막으로 사용하여 측정한 결과 MgB_2의 T_C인 40 K 이하의 온도에서 온도 변화에 따른 MgB_2 박막의 kinetic inductance 변화가 YBCO 박막에 비해 6 K 이상의 온도에서 상당히 크다는 사실을 이용하여 간극이 없는 유전체 공진기의 공진주파수 변화로부터 MgB_2 박막의 kinetic inductance가 기여하는 정도를 구하고 이 결과로부터 MgB_2 박막의 침투깊이를 구하였다.

II. 이론적 배경

1. 초전도체 박막의 유효 표면임피던스

유전체 공진기법으로 초전도체 박막의 표면저항을 측정할 경우 공진모드가 p-mode 공진기의 Q_0와 초전도체 박막의 유효 표면저항 (R^S_{eff}) 간에는 다음의 관계식이 성립한다 [6].

$$\frac{1}{Q_{0p}} = \frac{R_{Sp}^{eff,T}}{G_p^T} + \frac{R_{Sp}^{eff,B}}{G_p^B} + \frac{R_{Sp}^{Cu}}{G_p^S} + k_p \times \tan\delta_p , \quad (1)$$

식 (1)에서 $R^{eff,T}{}_{Sp}$와 $R^{eff,B}{}_{Sp}$는 각각 공진기의 윗면과 아랫면에 놓인 초전도체 박막의 R^S_{eff}이고 $R^{Cu}{}_{Sp}$는 공진기용 cavity 제작에 사용된 구리의 표면저항을, k_p는 filling factor, $\tan\delta_p$는 유전체의 loss tangent이며 $G^T{}_p$, $G^B{}_p$와 $G^S{}_p$는 각각 윗면, 아랫면과 cavity 옆면에서의 geometrical factor이다. 초전도체 박막의 고유 표면임피던스는 초전도체 박막의 두께(t)와 침투깊이(λ)를 알고 있을 경우 다음의 식으로부터 구할 수 있다 [6].

$$Z_S^{eff} = \frac{i\omega\mu_0}{\gamma_z} G_h = Z_S \frac{\beta_h - \gamma_z \coth(\gamma_z t)}{\beta_h \coth(\gamma_z t) - \gamma_z} , \quad (2)$$

식 (2)에서 $Z_S \equiv j\omega\mu_0/\gamma_z$ 로서 γ_z (= $(i\omega\mu_0\sigma)^{1/2}$)는 초전도체 박막 내에서의 전자파의 전파상수 (propagation constant)이고 μ_0와 ω는 각각 진공의 투자율과 각주파수이며 G_h는 박막의 유한한 두께로 인한 보정인자(correction factor)이며, β_h는 공진기의 공진모드와 초전도체 박막 성장 시 사용된 기판의 특성에 의해 결정된다 [6].

2. 초전도체 박막의 침투깊이 측정 이론

초전도체 박막의 λ는 유전체 공진기의 온도에 따른 공진주파수의 변화로부터 구할 수 있는데, 공진주파수의 변화와 초전도체 박막의 kinetic inductance 변화에 기인한 표면 리액턴스(surface reactance)의 변화는 다음의 관계식으로 표현된다 [1, 5].

$$-\frac{1}{f_0(T)}\frac{\partial f_0(T)}{\partial T} = \frac{1}{2G^{\mathrm{T}}}\frac{\partial X_{\mathrm{S\,Top}}^{\mathrm{eff}}}{\partial T} + \frac{1}{2G^{\mathrm{B}}}\frac{\partial X_{\mathrm{S\,Bottom}}^{\mathrm{eff}}}{\partial T} + f(\varepsilon')\frac{\partial \varepsilon'}{\partial T} + \Sigma g_i(l_i)\frac{\partial l_i}{\partial T} \quad (3)$$

식 (3)에서 $f_0(T)$는 측정온도 T에서의 공진주파수를, ε'는 온도의 함수인 유전체의 유전율을, $f(\varepsilon')$는 ε'의 함수를, 그리고 $g_i(l_i)$는 l_i의 함수를 각각 의미하는데, 여기서 l_i는 유전체와 cavity의 크기로서 온도의 함수로 주어진다.

(1) 간극이 있는 경우

유전체 공진기의 윗면과 나머지 사이에 간극이 있고 나머지의 온도는 일정한 상태에서 윗면의 온도만 변화시킬 경우 식 (3)은 $-\frac{1}{f_0}\frac{\partial f_0}{\partial T} = \frac{1}{2G^{\mathrm{T}}}\frac{\partial X_{\mathrm{S\,Top}}^{\mathrm{eff}}}{\partial T}$ 으로 표현되고 이 식은 다시 다음과 같이 표현된다 [7].

$$-\frac{\Delta f_0(T)}{f_0(T)} \cong \frac{\Delta X_{\mathrm{S\,Top}}^{\mathrm{eff}}}{2G^{\mathrm{T}}}, \quad (4)$$

식 (4)에서 $\Delta f_0(T) = f_0(T) - f_0(T_{\min})$로서 $T_{\min}$은 윗면에 있는 초전도체 박막이 도달할 수 있는 가장 낮은 온도이고 $\Delta X_{\mathrm{S\,Top}}^{\mathrm{eff}} = X_{\mathrm{S\,Top}}^{\mathrm{eff}}(T) - X_{\mathrm{S\,Top}}^{\mathrm{eff}}(T_{\min})$ 이다. 또한 $f_0(T_{\min}) >> \Delta f_0(T)$ 일 경우 식 (4)는 다음과 같이 표현된다 [7].

$$\Delta X_{\mathrm{S\,Top}}^{\mathrm{eff}} \cong G^{\mathrm{T}}\frac{\Delta f_0}{f_0(T_{\min})}. \quad (5)$$

한편 온도가 T_C 이하 이면서 T_C에 상당히 근접하지 않은 경우 $\sigma_2 >> \sigma_1$ 이므로 $\gamma_{z3} \cong 1/\lambda$ 이고 $X_S >> R_S$ 이다. 따라서 식 (2)에서 $X_S^{\mathrm{eff}} = [\mathrm{Re}(G_h)\,X_S + \mathrm{Im}(G_h)\,R_S] \cong \mathrm{Re}(G_h)\,X_S$이고 식 (5)는 다시 다음과 같이 표현된다.

$$\Delta X_{\mathrm{S\,Top}}^{\mathrm{eff}} \cong G^{\mathrm{T}}\frac{\Delta f_0}{f_0(T_{\min})} \cong \Delta[\mathrm{Re}(G_h)\,X_S], \quad (6)$$

식 (6)에서 $X_S = 2\pi f_0 \mu_0 \lambda$ 이고

$$G_h = \frac{\beta_h - (1/\lambda)\coth(t/\lambda)}{\beta_h\coth(t/\lambda) - (1/\lambda)}, \quad (7)$$

이다. 그러므로 λ에 대한 $\lambda = \lambda_0\,[1 - (\frac{T}{T_C})^{\tau}]^{-1/2}$ 의 모형식을 사용하여 $\frac{\Delta f_0}{f_0(T_{\min})}$에 대한 측정 결과를 식 (6)에 fitting하며 fitting 변수로 사용된 λ_0와 τ, 그리고 T_C를 구할 수 있다. 참고로 고온초전도체 박막에 대해서는 $\tau = 2$가, BCS 초전도체에 대해서는 $\tau = 4$임이 알려져 있다 [1].

(2) 간극이 없는 경우

유전체 공진기의 윗면과 공진기의 윗면을 제외한 나머지 (여기서는 '나머지'라고 표현함) 사이에 간극이 없을 경우 f_0는 식 (3)의 좌변에 있는 모든 항에 의해 영향을 받게 된다. 만약 유전체 공진기의 아랫면에 YBCO 고온초전도체 박막이 놓이고 윗면에 YBCO의 T_C 보다 훨씬 작은 T_C를 가지는 초전도체 박막 시편이 놓일 경우 초전도체 박막 시편이 f_0의 변화에 기여하는 정도는 다음의 과정을 통하여 구할 수 있다. 여기서는 편의상 초전도체 박막 시편이 MgB_2 박막이라 가정한다.

ⅰ) 유전체 공진기의 윗면과 아랫면에 동일한 특성의 YBCO 박막을 놓고 간극이 없는 상태에서 $\Delta f_0(T_{\min})$를 측정한다(여기서는 'Δf_0(no gap, YBCO-YBCO)'라 표기함).

ⅱ) 유전체 공진기의 윗면과 아랫면에 동일한 특성의 YBCO 박막을 놓고 간극이 있는 상태에서 YBCO 박막의 $\Delta f_0(T_{\min}')$를 측정한 다음 이 결과로부터 YBCO 박막의 λ를 $T > T_{\min}$의 영역에서 온도의 함수로 구한다. 그런 다음 $X_S = 2\pi f_0 \mu_0 \lambda$와 식 (6), (7)을 이용하여 윗면의 YBCO 박막으로 인한 f_0(여기서는 'f_0(gap, YBCO-YBCO)'라 표기함)를 구하고 f_0(gap, YBCO-YBCO)의 온도에 따른 변화량 Δf_0(여기서는 'Δf_0(YBCO)'라 표기함)를 온도의 함수로 구한다. 참고로 $T_{\min}'$은 대개 $T_{\min}$ 보다 큰 값을 지닌다.

ⅲ) Δf_0(no gap, YBCO-YBCO) - Δf_0(YBCO) (= Δf_0(rest))을 $T > T_{\min}$의 온도 영역에서 계산하

여 구한 후 $T > T_{min}$에서 간극이 없는 경우 공진기의 나머지가 기여하는 Δf_0로 결정한다.

iv) 유전체 공진기의 윗면에 놓인 YBCO 박막을 침투깊이를 측정하고자 하는 MgB_2 박막으로 대체한 후 간극이 없는 상태에서 $\Delta f_0(T_{min})$를 측정한다(여기서는 'Δf_0(no gap, MgB_2-YBCO)' 라 표기함).

v) iv)에서 구한 Δf_0(no gap, MgB_2-YBCO)와 iii)에서 구한 Δf_0(rest)의 차이 (= Δf_0(no gap, MgB_2-YBCO) - Δf_0(rest))를 윗면에 놓인 MgB_2 박막의 λ 변화에 기인한 Δf_0(여기서는 'Δf_0 (MgB_2)'라 표현함)로 결정한다.

vi) v)에서 구한 $\Delta f_0(MgB_2)$를 $X_S = 2\pi f_0 \mu_0 \lambda$, $\lambda = \lambda_0 [1 - (\frac{T}{T_C})^{\tau}]^{-1/2}$ 의 모형식과 식 (7)을 이용하여 λ_0와 τ, 그리고 T_C를 fitting 변수로 식 (6)에 fitting하여 λ_0, τ와 T_C를 구한다.

III. 실험 과정

실험에 사용된 유전체 공진기 내의 유전체로는 유전상수의 온도 의존성이 가장 작은 유전체 중 하나인 사파이어가 봉(rod)의 형태로 가공되어 사용되었는데, 사파이어의 지름과 높이는 각각 5 mm 이고 cavity의 지름과 높이는 각각 9 mm와 5 mm 이다. 측정 시편인 MgB_2 박막의 침투깊이 를 측정하기 위하여 먼저 특성이 같은 2 개의 YBCO 박막을 사파이어 공진기의 위, 아랫면으로 설치한 후 공진주파수를 측정하는 방법으로 YBCO 박막의 침투깊이를 측정하였고, 공진기 윗면의 YBCO 박막을 MgB_2 박막으로 대체한 상태에서 공진기의 공진주파수 변화를 측정하여 MgB_2 박막의 침투깊이를 구하였다. 이에 대한 상세한 이론적 배경은 II.2에 기술된 바와 같다. 실험에 사용된 400 nm 두께의 YBCO은 co-evaporation 방법으로 (100) MgO 기판 위에 성장된 것이며 MgB_2 박막은 HPCVD 방법으로 c-cut sapphire 기판 위에 성장된 1 μm 두께의 박막을 600 nm Ar ion-milling하여 400 nm 두께가 되게 한 것이다. 측정한 사파이어 공진기의 공진모드는 TE_{011} 모드로서 T > 6

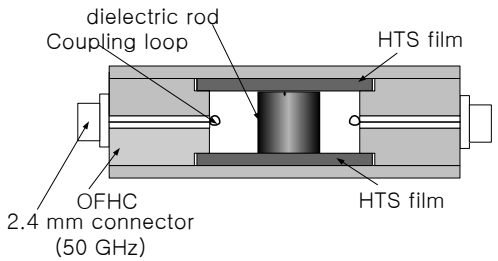

Fig. 1. A cross-sectional view for diagram of the dielectric resonator. 2.4 mm connectors are needed for measurements up to 50 GHz.

K에서의 공진주파수가 측정되었다. Fig. 1은 실험에 사용된 사파이어 공진기의 개략도이다.

IV. 실험 결과 및 논의

Fig. 2는 간극이 없는 사파이어 공진기의 위, 아랫면에 YBCO 박막이 놓인 상태에서 측정한 TE_{011} 모드 공진주파수(f_{all})의 온도 의존성으로 온도가 증가하면서 공진주파수가 감소함을 보여준다. 간극이 없는 사파이어 공진기의 공진주파수 변화는 식 (3)에서 알 수 있듯이 YBCO의 침투깊이 변화 만으로는 설명할 수 없으며 사파이어

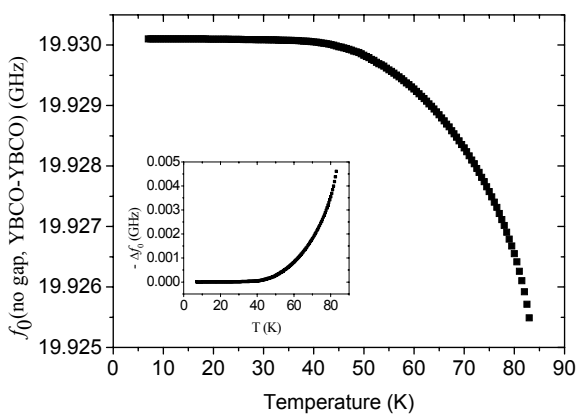

Fig. 2. The TE_{011} mode resonant frequency vs. temperature data for the sapphire resonator with the top YBCO film being in touch with the rest. Inset: Variations (Δf_0) in the resonant frequency of the TE_{011} mode. It is noted that the y-axis values are $-\Delta f_0$.

의 유전율 변화와 공진기의 크기 변화가 모두 공진주파수의 변화를 설명하기 위해 고려되어야 한다. Fig. 2의 inset은 공진주파수의 변화량을 온도의 함수로 보여준다. 참고로 유전체 공진기에 사용된 유전체의 유전율이 매우 큰 온도 의존성을 지닐 경우 이 유전체 공진기의 공진주파수 변화는 거의 유전율의 온도 의존성 때문인 것으로 잘 설명된다. 예로서 초전도체 박막이 위, 아랫면에 놓인 루타일 공진기의 경우, 공진주파수가 온도의 증가에 따라 증가하게 되는 것은 루타일의 유전상수가 온도 증가에 따라 뚜렷하게 감소하여 초천도체 박막의 침투 깊이 증가로 인한 효과가 상대적으로 미미하게 되기 때문이다. 이러한 이유로 루타일 공진기는 초전도체 박막의 침투 깊이를 측정하는데 적합하지 않다.

Fig. 3은 간극이 있는 사파이어 공진기의 공진주파수 변화로부터 YBCO 박막의 λ를 측정하여 공진기 윗면의 YBCO 박막의 온도 만 변하고 나머지의 온도는 일정한 경우 사파이어 공진기의 공진주파수의 온도 의존성을 계산한 결과이다. 간극을 두고 측정할 경우 윗면과 공진기 나머지 간의 열전도도 감소로 인해 간극이 있는 사파이어 공진기의 공진주파수 변화는 25-86 K에서만 측정되지만, 이 결과로부터 II. 2에 기술된 방법으로 구한 λ, T_C와 $\lambda = \lambda_0[1-(\frac{T}{T_C})^{\tau}]^{-1/2}$ 의 모형식, 그리고 식 (4)를 이용하여 7 K 이상의 온도에서 Fig. 3의 결과를 구하였다. Fig. 3의 inset은 공진기 윗면의 YBCO 박막으로 인한 공진주파수의 변화이다.

Fig. 4는 Fig. 2와 Fig. 3의 결과를 이용하여 구한 바, 사파이어 공진기의 윗면 온도가 일정하고 나머지 부분의 온도 만이 변한다고 할 경우 이 공진기 나머지로 인한 사파이어 공진기의 공진주파수의 온도의존성을 보여주는데 여기서 나머지란 사파이어 봉과 구리로 제작된 원통형 cavity, 그리고 공진기 아래에 놓인 YBCO 박막을 포함한다. Fig. 4의 inset은 공진기 나머지의 온도 변화로 인한 공진주파수의 변화이다.

Fig. 4에 나타난 바, 공진기의 나머지가 사파이어 공진기의 공진주파수에 어떠한 변화를 주는지가 결정된 상태에서 사파이어 공진기의 윗면에 놓인 YBCO 박막을 MgB_2 박막으로 대체하여 간극이 없는 상태에서 공진주파수의 온도 의존성을 측정하였다.

Fig. 5는 사파이어 공진기의 윗면에 MgB_2 박막이 놓이고 아랫면에 YBCO 박막이 놓인 경우에 대한 측정 결과인데 MgB_2 박막의 T_C인 40 K 부

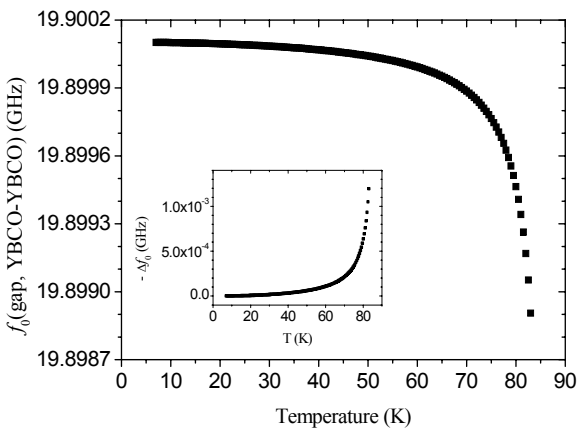

Fig. 3. The TE_{011} mode resonant frequency vs. temperature data for the sapphire resonator with an assumption that the temperature of the top YBCO film changes with the rest remaining at the lowest temperature. Inset: Variations (Δf_0) in the resonant frequency of the TE_{011} mode. It is noted that the y-axis values are -Δf_0.

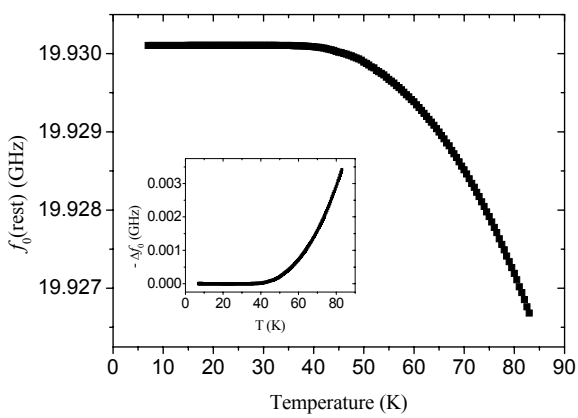

Fig. 4. The TE_{011} mode resonant frequency vs. temperature data for the sapphire resonator with an assumption that the temperature of the top YBCO film remains at the lowest temperature while that of fthe rest changes. Inset: Variations (Δf_0) in the resonant frequency of the TE_{011} mode. It is noted that the y-axis values are -Δf_0.

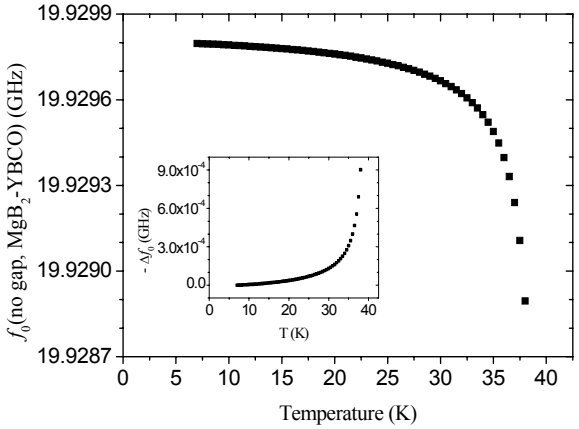

Fig. 5. The TE_{011} mode resonant frequency vs. temperature data for the sapphire resonator with a top MgB_2 film being in touch with the rest having a YBCO film at the bottom. Inset: Variations (Δf_0) in the resonant frequency of the TE_{011} mode. It is noted that the y-axis values are $-\Delta f_0$.

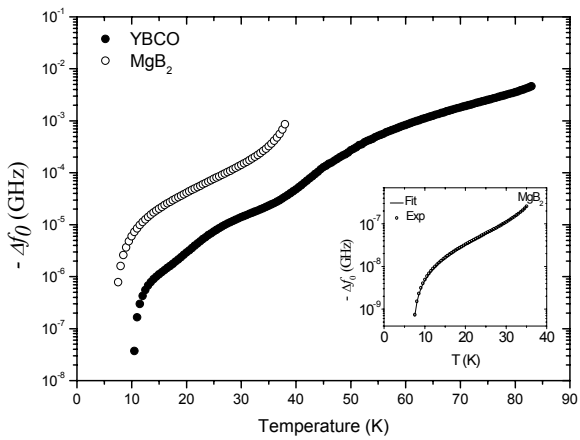

Fig. 6. $-\Delta f_0$ vs temperature for the TE_{011} mode sapphire resonator due to the change in the temperature of a MgB_2 film or a YBCO film placed at the top of the resonator. The rest of the resonator is assumed to remain at the lowest temperature. Inset: A comparison between the experimental $-\Delta f_0$ values and the fitted ones for a MgB_2 film. The two sets of data appear to agree well with each other.

근에서 MgB_2 박막의 침투 깊이가 급격히 증가하기 때문에 공진주파수가 급격히 감소함을 알 수 있다. Fig. 5의 inset은 공진주파수의 온도에 따른 변화이다.

Fig. 5의 inset의 결과와 Fig. 4의 inset의 결과 간의 차이는 MgB_2 박막의 온도 변화가 사파이어 공진기의 공진주파수 변화에 어떠한 기여를 하는지에 해당되는데, 그 결과는 Fig. 6에 나타난 바와 같다. Fig. 6에서 MgB_2 박막이 사파이어 공진기의 공진주파수 변화에 기여하는 정도는 YBCO 박막에 비해 1/10 이하임을 알 수 있으며, 이러한 것은 40 K 이하의 온도 영역에서 YBCO 박막의 침투깊이 변화가 MgB_2 박막에 비해 상당히 작기 때문이다. $\lambda = \lambda_0[1 - (\frac{T}{T_C})^{\tau}]^{-1/2}$ 의 모형식을 사용하여 구한 λ_0, τ, T_C에 대한 결과는 λ_0 = 144 nm, τ = 1.4, T_C = 39.7 K로서 τ의 크기가 BCS 초전도체에서 관측된 τ = 4나 YBCO 고온초전도체 박막에 대해 알려진 τ = 2와 다른 값을 지니는 것으로 관측되었는데, 이러한 차이는 MgB_2의 침투깊이가 에너지 gap이 하나인 다른 초전도체와 달리 두 에너지 gap의 온도 의존성에 의해 결정되기 때문이라 여겨진다.

V. 요약

Short-ended 평행판 사파이어 공진기를 이용하여 MgB_2 박막의 침투 깊이를 7 K의 극저온 영역에서부터 측정하는 방법을 고안하고 본 측정법이 간극이 있는 사파이어 공진기로 측정 할 경우에 비해 보다 넓은 온도 영역에서의 측정을 가능하게 함을 확인하였다. 사파이어 공진기의 공진주파수 변화에 MgB_2가 기여한 측정 결과를 $\lambda = \lambda_0[1 - (\frac{T}{T_C})^{\tau}]^{-1/2}$의 모형식에 fitting한 결과 MgB_2 박막에 대해 λ_0 = 144 nm, τ = 1.4, T_C = 39.7 K임을 확인하였는데, 관측된 τ의 값이 BCS 초전도체의 τ = 4나 YBCO 고온초전도체 박막에 대해 알려진 τ = 2와 다른 것은 MgB_2의 다중 gap 특성에 기인한다고 보여진다.

감사의 글

본 연구는 한국과학재단의 2008년 원자력 연구개발사업의 지원을 받아 수행되었습니다.

References

[1] See e.g., M. Hein, High-temperature superconductor thin films at microwave frequencies, *STMP 155* (Springer-Verlag, Berlin, 1999), Chap. 2.

[2] Z.-Y. Shen et al., *IEEE Trans. Microwave Theory Tech*. 40, 2424 (1992).

[3] J. Krupka et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 30, 3043 (1993).

[4] J. Mazierska, *J. Supercond*. 10, 73 (1997).

[5] S. Y. Lee, J. H. Lee, W. I. Yang, and J. H. Claassen, *IEICE Trans. Electron*. E89-C, 132 (2006).

[6] J.H. Lee et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 15, 3700 (2005).

[7] S. Y. Lee, H. S. Jung, and J. H. Lee, to be published in J. Korean Phys. Soc. (April, 2009).