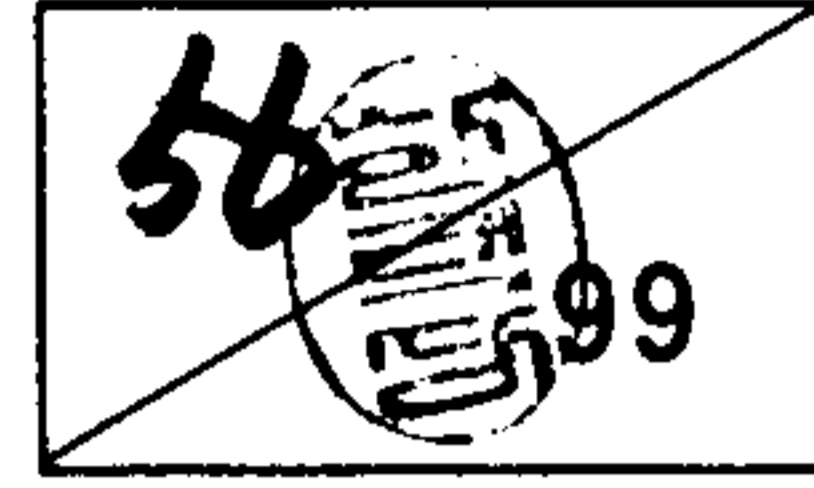


GOVP1199705804



고온초전도 기술 개발

Development of High Tc Superconductivity Technology

고온초전도 전자소자 개발

Development of High Tc Superconductor Electronic Devices

연구기관
한국과학기술연구원

과학기술처

제 출 문

과 학 기 술 처 장 관 귀 하

본 보고서를 “고온초전도 기술 개발” 과제의 세부과제 “고온초전도 전자소자 개발” 과제의 1차년도 연차보고서로 제출합니다.

3

1997. 4. 30.

주관연구기관명 : 한국표준과학연구원

연구기관명 : 한국과학기술연구원

연구책임자 : 한택상 (정보전자연구부 책임연구원)

연구원 : 이주영 (" 선임연구원)

김영환 (")

박종혁 (" 연구원)

장진욱 (" 연수연구원)

김창훈 (" 위촉연구원)

이종민 (")

심성엽 (")

소범진 (")

박병희 (")

김신근 (" 책임기사)

이재하 (")

위탁연구책임자 : 이상영 (건국대학교 조교수)

위탁연구책임자 : 김동호 (영남대학교 조교수)

여 백

요 약 문

I. 제 목

고온초전도 전자소자 개발

II. 연구개발의 목적 및 중요성

본 연구는 우수한 특성의 고온초전도 박막을 제작하고 이를 이용하여 마이크로파 소자와 단자속 양자(SFQ) 소자 및 적외선 센서 등의 고온초전도 전자소자를 제작하고 그 특성을 향상시키는 데에 있다. 이를 위하여 스퍼터링법과 레이저 증착법으로 고품질의 박막을 제조하고, ECR etching 등의 방법을 사용하여 Josephson 접합 및 소자를 제작하여 공진기, 필터 등의 마이크로파 소자와 SFQ 소자 및 광센서 제작하여 그 성능을 향상시키는 데에 연구의 목적을 두었다.

고온초전도 박막을 이용한 전자소자는 기존의 반도체나 세라믹 소자를 이용한 소자에 비하여 응답특성이 우수하고 속도가 빠르며 신뢰성이 높을 것으로 기대하기 때문에 실용화 될 경우에 그 파급효과가 매우 클 것으로 생각되며, 따라서 이에 대한 연구의 중요성이 매우 크게 인식되고 있다.

III. 연구 개발 내용 및 범위

- RF magnetron sputtering 및 PLD(pulsed laser ablation) 방법을 사용하여 물리적 및 전기적 특성이 우수하고 표면의 결정학적 특성이 우수한 박

- 막을 제조함.
- 마이크로파 소자에 응용하기 위하여 대면적 및 양면 증착 박막을 제조함.
 - 박막을 사용하여 공진기, 필터, 발진기 등의 마이크로파 수동소자를 제작하고 그 성능향상을 위한 연구를 수행함.
 - Bicrystal을 사용하여 Josephson junction을 제작하고, 이를 이용하여 SFQ 소자를 제작하고 특성을 측정하여 그 작동을 확인함.
 - 적외선 센서를 제작하고 감도 향상을 위한 연구를 수행함.
 - 비접촉식에 의한 고온초전도 박막의 성능평가 방법에 대한 연구를 수행함.
 - 단결정 및 박막에 대하여 이온 주사에 의한 기본 특성의 변화를 연구함.

IV. 연구 개발 결과 및 활용에 대한 건의

본 연구를 수행하여 얻은 결과를 요약하면 다음과 같다.

가. 박막 제조 분야

1) 대면적 박막 및 양면 박막 제조

- 마이크로파 소자에 응용하기 위하여 양면 박막과 2 x 2 cm² 크기의 대면적 박막을 제조함.
- 대면적박막은 전 표면에 걸쳐 균일한 조성 분포를 가지고 있고, 양면 박막은 앞면과 뒷면의 임계온도 차이가 1.4K 나타났음.

2) 도전성 SrRuO₃ 박막의 제조

- 금속과 같은 저항 특성을 가지는 산화물 재료인 SrRuO₃ 박막을 제조함.
- 이 박막은 전극재료로 활용될 수 있을 것으로 기대함.

나. 고온초전도 마이크로파 소자 제작

1) 고온초전도 박막을 이용하여 공진기를 제작함.

- Q-factor;
 - Ring resonator : 78K에서 ~1,394의 Q_u 값을 가짐.
- 공진주파수 특성;
 - Ring resonator : 48K에서 8.53GHz의 공진주파수 특성을 보임
- 표면저항(@8GHz) : 78K에서 약 $530\mu\Omega$ 의 표면저항 값을 보임

2) X-band용 고온초전도 filter 제작

- Two pole filter의 주파수 응답 특성
 - 중심주파수 : 10.7 GHz
 - 주파수 통과 대역 : 2%
 - 삽입손실 : ~1.8 dB (ripple 1 dB)
- Three pole filter의 주파수 응답 특성.
 - 중심주파수 : 9.9 GHz
 - B.W. : 450 MHz
 - 삽입손실 : ~2 dB
- Five pole filter의 주파수 응답 특성.
 - 중심주파수 : 9.55 GHz
 - B.W. : 500 MHz
 - 삽입손실 : ~0.5 dB

3) Microstrip ring resonator를 사용한 오실레이터 제작

- 특성
 - 발진주파수(@77K) : 7.920 GHz
 - Power : 3.1 mW
 - 기타 : 3dB에서의 선폭 = 420 Hz

다. 단자속 양자 소자 제작

- SrTiO₃ 박막 위에 read SQUID와 RS flip-flop을 구성하여 SFQ 소자를 제작하였다.
- SFQ를 구성하는 접합들의 전류-전압 특성은 RSJ 모델과 잘 일치하였다.
- RS flip-flop의 동작특성을 read SQUID로 측정한 결과 10회 측정에서 error 없이 잘 동작함을 확인하였다.

라. IR 광센서 제작

- 광센서의 광 감응도를 향상시키기 위하여 기판과 thermal holder 사이의 열전달 차이에 의한 광반응 전압과 광반응 시간의 변화를 측정, 분석하였다.
- Apiezon 보다 GE varnish가 좀더 큰 광반응 전압을 보였으며 0.1mm의 차이를 두었을 때 제일 큰 광반응 전압을 얻을 수 있었다.
- GE varnish의 경우 광반응 시간은 제일 느리게 나타났는데, 이는 상대적으로 큰 thermal boundary resistance에 의해 입사광으로부터 증가한 열이 빠르게 thermal holder로 빠져나가지 못한 결과라고 생각되어진다.

마. 대면적 고온초전도 박막의 특성 평가법

- 개선된 쌍코일 방법을 사용하여 대면적 박막의 T_c , J_c , $\lambda(T)$ 등을 측정할 수 있는 장치를 개발하였다.
- 최적의 비균형 구동 코일을 도입하여 박막의 가장자리에 밀집하는 차폐전류를 영으로 만들어 정확한 J_c 와 λ 를 측정할 수 있다.
- 납/YBCO 2중구조를 도입함으로써 측정된 상호 인덕턴스의 기저부를 별도의 ccalibration 없이도 확인할 수 있었다.

바. 물성연구 (중이온을 조사시킨 고온초전도체의 수송 특성 연구)

1) YBCO 박막의 경우

- 중이온 조사전 박막의 irrisibility field는 $H^* \sim (1-t)^{1.25}$ 의 함수 형태이나 투과후 $H^* \sim (1-t)$ 의 직선 형태를 가지고 위치도 고온 쪽으로 이동하였다.
- Activation energy를 구한 결과 외부 자기장이 3 Tesla 이하인 경우는 $\theta = \pm 10^\circ$ 일 때 $U_0(H)$ 가 최대이나 더 큰 자기장에서는 $\theta = 0^\circ$ 일 때 최대가 되었다.
- $T/T_{co}(0) = 0.570, 0.858, 0.780, 0.914$ 의 온도에서 자기장 변화에 대한 J_c 측정 결과 $\theta = \pm 10^\circ$ 일 때 가장 크게 나타났다.

2) YBCO 단결정의 Hall 효과

- 중이온 조사전 박막의 irrisibility field는 $H^* \sim (1-t)^{1.25}$ 의 함수 형태이나 투과후 $H^* \sim (1-t)$ 의 직선 형태를 가지고 위치도 고온 쪽으로 이동하였다.
- Activation energy를 구한 결과 외부 자기장이 3 Tesla 이하인 경우는 $\theta = \pm 10^\circ$ 일 때 $U_0(H)$ 가 최대이나 더 큰 자기장에서는 $\theta = 0^\circ$ 일 때 최대가 되었다.
- $T/T_{co}(0) = 0.570, 0.858, 0.780, 0.914$ 의 온도에서 자기장 변화에 대한 J_c 측정 결과 $\theta = \pm 10^\circ$ 일 때 가장 크게 나타났다.

이상의 연구 결과에서 볼 수 있듯이, 본 연구에서는 스퍼터링, 레이저 증착법 등에 의한 대형 및 양면 박막 증착, ECR etching 장비를 이용한 Josephson 접합의 제작, 공진기, 필터, 발진기 등의 마이크로파 소자, SFQ 초고속 논리소자, 광센서, 대형 박막의 물성 평가 장치, 박막 및 단결정에 대한 물성 연구 등의 연구를 수행하여 우수한 결과를 얻었다. 이 결과는 다음 단계의 진보된 연구를 위하여 활용할 계획이다.

여 백

SUMMARY

I. Title

Development of High T_c Superconducting Electronic Devices

II. Purpose and Importance of the Research

The purpose of this research is to enhance the properties of electronic devices such as microwave devices, SFQ logic devices, and IR sensors fabricated by using high quality thin films with good physical and crystallographic properties. To realize the purpose, we have fabricated high temperature superconducting thin films by laser ablation and rf magnetron sputtering, followed by patterning with ECR ion beam etching. We have prepared and characterised microwave resonators, filters and oscillators, SFQ logic devices, optical sensors, and other electronic devices.

It is necessary to develop high temperature superconducting electronic devices because they are expected to have better response, higher speed, and better reliability compared to conventional semiconductor and/or ceramic sensors.

III. Content and Scope of the Research

-Fabrication of YBCO thin films with good physical and crystallographic properties by laser ablation and rf magnetron sputtering.

-Fabrication of large area and double sided YBCO thin films for microwave application.

- Preparation and characterization of microwave passive devices such as resonators, filters, and oscillators.
- Fabrication of SFQ logic devices using Josephson junctions prepared on bicrystal.
- Preparation and characterization of optical sensors.
- Development of non-contact characterizing tool for large area YBCO thin film.
- Study on the transport properties of heavy ion irradiated single crystals and thin films.

IV. Results of the Research and Development, and Suggestion of practical Applications

The results of the research are summarized as follows;

1. Fabrication of thin films

a) Large area and double sided thin films;

- Film size : $2 \times 2 \text{ cm}^2$
- With good compositional distributuin

b) Conductive SrRuO₃ thin films

- Fabrication of SrRuO₃ film which has a metallic R-T behavior
- Expected for using as electrode materials

2. Microwave devices

a) Resonators

- Q-factor;
 - Ring resonator : $\sim 1,394 @ 78\text{K}$
- Resonance frequency;
 - Ring resonator : $8.35\text{GHz} @ 48\text{K}$

- Surface resistance : $\sim 530\mu\Omega @ 40K$
- b) Filters for X-band
- Frequency response of two pole filter;
 - Center frequency : 10.7GHz
 - B.W. : 2%
 - Loss : $\sim 1.8dB$ (ripple 1 dB)
 - Frequency response of three pole filter;
 - Center frequency : 9.9GHz
 - B.W. : 450MHz
 - Loss : $\sim 2.0dB$
 - Frequency response of five pole filter;
 - Center frequency : 9.55GHz
 - B.W. : 500MHz
 - Loss : $\sim 0.5dB$
- c) Oscillators
- Frequency(@77K) : 7.920GHz
 - Power : 3.1mW
 - Line width at 3 dB : $\sim 420Hz$
3. SFQ logic devices
- a) Fabricated a SFQ device with read SQUID and RS flip-flop on SrTiO₃
 - b) Junctions showed RSJ-like R-T characteristics
 - c) Confirmed 10 cycled operation of flip-flop without error
4. Optical sensors
- a) To enhance the responsivity, we investigated the response voltage and response time on the difference between substrate and thermal holder.
 - b) GE varnish showed higher response voltage than Apiezon showed, with optimum gap of 0.1mm
5. Development of non-contact characterizing tool for large area YBCO thin film

- Developed non-contact characterizing tool for measurement of T_c , J_c , $\lambda(T)$ of films.
 - Designed optimum unbalanced drive coil which can eliminate the shield current concentrated at the edge of films.
 - Introduced Pb/YBCO structure to measure the mutual inductance of base plane.
6. Study on the transport properties of heavy ion irradiated single crystals and thin films.
- Investigated the activation energies and optimum J_c 's of heavy ion irradiated YBCO thin films.
 - Measured the Hall effect of heavy ion irradiated YBCO single crystals.

Our main efforts are focused on the fabrication of high quality thin films, and micro-patterning technology as mentioned above in order to develop Josephson junctions, microwave devices, SFQ logic devices, IR sensors and other superconducting electronic devices. The films with high T_c and J_c and smooth surface have been obtained by rf sputtering and laser ablation method. Fine strip lines up to 1 μm width were successfully prepared by ECR ion beam etching. Research on the quality improvement in superconductor thin films, sub-micro patterning technology, junction preparation technology, and superconductor thin film device fabrication technology will be continued on following advanced research program.

CONTENTS

Chapter 1. Introduction	21
Chapter 2. Fabrication and characterization of HTSC thin films	23
Section 2. Fabrication of double sided and large area YBCO thin films ·	23
1. Introduction	23
2. Experimental.....	23
3. Results.....	24
4. Conclusion.....	30
Section 2. SrRuO ₃ film fabrication by pulsed laser deposition	31
1. Introduction	31
2. Experimental	32
3. Result and discussion	33
4. Conclusion and future study	44
Chapter 3. Fabrication and characterization of microwave devices	45
Section 1. Introduction	45
Section 2. Experimental procedure.....	52
1. YBCO microstrip ring resonator.....	52
2. Microwave study using dielectric resonator	55
3. YBCO microstrip filter	59
Section 3. Theoretical background	64
1. Surface resistance measurement using microstrip line	64
2. R _s measurement by using TM ₀₁₁ mode	69
Section 4. Results.....	78
1. YBCO microstrip ring resonator.....	78

2. Microwave study by using dielectric resonator	88
3. Parallel coupled line YBCO band pass filters	91
4. YBCO microwave oscillators	96
Section 5. Summary	99
Chapter 4. Single flux quantum (SFQ) logic devices	103
Section 1. Introduction	103
Section 2. Basic study	105
1. SQUID	105
2. Superconductor digital devices	109
Section 3. Circuit design	119
Section 4. Device fabrication	121
Section 5. Results and discussion	123
Section 6. Conclusion	134
Chapter 5. Fabrication and characterization of optical sensors	137
Section 1. Photoresponse of kinetic inductive YBCO bolometers	137
1. Introduction	137
2. Theoretical background	138
3. Experimental	141
4. Results and analysis	142
5. Conclusion and summary	148
Section 2. Study on the thermal boundary resistance	149
1. Importance of thermal boundary resistance	149
2. Basic concept	150
3. Experiment and analysis	151
4. Conclusion	154

Chapter 6. Development of evaluation tool for large area films	155
Section 1. Introduction	155
Section 2. Modification of two coil method	156
1. Two coil method	156
2. Unbalanced drive coils	158
3. Improvement in measurement of penetration depth	161
Section 3. Property measurement of double sided film	169
Section 4. Summary	175
 Chapter 7. Study on the basic properties of YBCO	 177
Section 1. Transport properties of YBCO thin films with crossed columnar defects	 177
1. Introduction	177
3. Experimental	179
4. Results and discussion	180
Section 2. Hall effect of YBCO single crystals with columnar defects	 187
1. Introduction	187
3. Experimental	189
Section 3. Conclusion	195
 Chapter 8. Conclusion	 197
 References	 199

여 백

목 차

제1장 서론	21
제2장 고온초전도 박막의 제조 및 특성 연구	23
제1절 양면 박막 및 대면적 박막 제조	23
1. 개요	23
2. 실험	23
3. 결과	24
4. 결론	30
제2절 펄스 레이저 증착법에 의한 SrRuO ₃ 박막 제조	31
1. 서론	31
2. 실험 방법	32
3. 결과 및 고찰	33
4. 결론 및 앞으로의 계획	44
제3장 마이크로파 소자 제작 및 특성 연구	45
제1절 서론	45
제2절 실험 방법	52
1. 고온초전도 YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x} Microstrip Ring Resonator 실험	52
2. 유전체 공진기를 이용한 마이크로파 특성 연구	55
3. YBCO microstrip filter 제작 연구	59
제3절 이론적 배경	64
1. 미세선을 이용한 표면저항(R _s) 측정의 이론적 배경	64
2. 유전체 부하 공진기의 TM ₀₁₁ mode를 이용한 표면저항 측정	69
제4절 연구 결과	78
1. 고온초전도 YBCO Microstrip Ring Resonator의 특성연구	78

2. 유전체 공진기를 이용한 마이크로파 특성 연구	88
3. 평행결합선 방식의 고온초전도 대역 통과 필터	91
4. 고온초전도 마이크로파 오실레이터 제작 및 특성 연구.....	96
제5절 요약	99
제4장 단자속 양자(Single Flux Quantum, SFQ) 논리 소자제작	103
제1절 서론	103
제2절 문헌연구	105
1. SQUID.....	105
2. 초전도 디지털 전자 소자	109
제3절 회로 설계	119
제4절 회로 제작	121
제5절 결과 및 논의	123
제6절 결론	134
제5장 광센서 제작 및 특성 연구.....	137
제1절 Kinetic inductive YBCO bolometer의 광응답 특성	137
1. 서론	137
2. 이론적 배경	138
3. 실험	141
4. 결과 및 분석	142
5. 결론 및 요약	148
제2절 광감응도 향상을 위한 thermal boundary resistance에 관한 연구 ..	149
1. Thermal boundary resistance의 중요성	149
2. 기본 개념	150
3. 실험 및 결과 분석	151
4. 결론	154

제6장 대면적 고온초전도 박막의 성능 측정법	155
제1절 서론	155
제2절 쌍코일 장치에 대한 개선점	156
1. 쌍코일 방법	156
2. 비균형 구동 코일	158
3. 자기적 침투깊이 측정의 개선점	161
제3절 양면 박막의 측정법	169
제4절 요약	175
제7장 물성 연구	177
제1절 Crossed columnar defect에 의한 YBa ₂ Cu ₃ O _x 박막의 수송 특성 ..	177
1. 서론	177
2. 실험 방법	179
3. 결과 및 토의	180
제2절 Columnar defect가 형성된 YBa ₂ Cu ₃ O _x 단결정의 Hall 효과	187
1. 서론	187
2. 실험 방법	189
제3절 결론	195
제8장 종합결론	197
참고문헌	199

여 백

제 1 장 서 론

액체질소 온도를 능가하는 산화물 고온초전도체가 세상에 알려져 많은 사람들의 열풍 같은 관심을 끈 지 올해로 10년이 된다. 고온초전도체에 대한 연구는 초창기의 들뜨고 흥분된 상태에서의 연구 열풍 대신 해를 거듭할수록 차분한 분위기에서 알찬 결과들을 낳고 있다. 수은계 초전도체 등의 신물질 개발 분야에서 많은 진전을 보이고 있고, 응용 면에서도 박막과 벌크 분야에서 착실한 진전을 보이고 있다. 벌크 응용에서 어려운 문제로 대두되어 왔던 낮은 임계전류밀도와 유연성의 문제도 많은 개선이 있어서, 박막에 버금가는 임계전류밀도와 유연성을 가지는 테이프의 개발이 성공하여 커다란 전기를 마련하고 있다. 고주파 응용소자, SQUID 및 센서 등의 박막과 관련한 응용분야에서는 일부의 상품화가 이루어지고 있으며 날이 갈수록 기술이 발전하고 있다.

본 연구에서는 고온초전도 박막 소자를 제작하고 특성을 개선하여 응용화에 접근하고자하는 연구를 수행하였다. 우수한 특성의 소자를 제작하기 위해서는 우수한 박막 제조 기술과 박막의 가공 기술, 특성 분석 기술 등이 뒷바침이 되어야 한다. 박막 제조를 위하여 본 연구에서는 rf 마그네트론 스퍼터링 방법과 레이저 증착법을 사용하였으며, 이들 방법을 사용하여 마이크로파 소자에 응용하기 위한 다층 박막의 제조, 양면 박막의 제조 등에 관한 연구를 수행하였으며, 전극용으로 사용할 수 있는 도전성 산화물 박막에 대한 연구도 수행하였다.

박막을 가공하여 소자로 만들기 위하여 ECR etching 방법을 채용하였으며, SFQ 소자에 사용되는 우수한 특성의 Josephson junction은 bicrystal 기판을 사용하여 제작하였다. 고온초전도 박막을 이용한 소자 중에서 마이크로파 소자가 가지는 중요성이 매우 크며, 현재로서 적용할 수 있는 마이크로파 수동소자로는 공진기와 필터가 있다. 본 연구에서는 위성통신용 고

온초전도 YBCO 마이크로스트립 링 공진기와 필터를 제작하고 그 특성을 향상시키기 위한 연구를 수행하였으며, 유전체 공진기법을 이용하여 오실레이터를 제작하고 특성을 연구하였다. 한편, 링 공진기를 이용하여 고주파 발진기를 제작하고 특성을 연구하였다.

SFQ 논리소자 제작 연구를 위하여는 bicrystal 기판을 사용하여 Josephson junction과 SQUID를 제작하여 소자를 제작하고 특성을 분석하였으며, 액체질소 온도 근처에서 작동하는 read SQUID와 결합된 flip-flop을 설계하여 제작하였다. 광센서의 광반응을 향상시키기 위하여 기판과 thermal holder 사이의 열전달 차이에 의한 광반응 전압과 광반응 시간의 변화를 측정 분석하였다.

대면적 고온초전도 박막의 특성을 비범측식으로 평가할 수 있는 방법을 고안하였으며, 이를 위하여 개선된 쌍코일 방법을 사용하여 박막의 임계온도, 임계전류밀도, 침투깊이 등을 측정할 수 있는 장치를 개발하였다. 또한 박막의 기본 물성에 대한 연구도 수행하였는데, 중이온을 조사시킨 YBCO 박막과 단결정에 대하여 수송특성을 분석하여 최적의 조사각도와 Hall 효과 등을 조사하였다.

이상에서 언급한 바와 같이 본 연구에서는 고온초전도 박막을 이용한 전자소자 제작과 그 특성 향상에 목표를 두었고, 이를 위하여 양질의 박막 제조와 박막의 가공, 마이크로파 소자의 제작 및 특성 조사, SFQ 소자 제작, 광센서 제작, 대면적 고온초전도 박막의 특성 평가 장치, 중이온 조사에 따른 물성 연구 등의 연구를 수행하였으며 각장에서 상세하게 설명하고자 한다.

제 2 장 고온초전도 박막 제조 및 특성 연구

제 1 절 양면 박막 및 대면적 박막 제조

1. 개요

우수한 특성을 가진 고온초전도 박막의 성장이 가능해짐에 따라 이를 응용하기 위한 연구가 많이 진행되고 있다. 특히 마이크로파 소자에 대한 연구는 실제 사용 가능성 및 큰 시장성으로 인하여 다른 연구 분야에 비해 더 많은 연구가 이루어지고 있다. 마이크로파 소자 제작시 초전도 박막이 증착된 기판의 뒷면에 전극 및 접지용으로 보통 Cu 또는 Au 등의 금속을 사용하고 있다. 그러나 표면 저항 및 에너지 손실 면을 고려하면 초전도체를 사용하는 것이 훨씬 효과적이다. YBCO 박막을 사용할 경우 이들 금속보다 에너지 손실이 적을 뿐아니라, 표면 저항도 약 1/100정도밖에 되지 않기 때문이다. 그리고 마이크로파 소자의 집적화를 위해서는 대면적 박막의 제조가 필요하다.

따라서 본 연구에서는 기초적인 단계로 양면 박막 및 $2 \times 2 \text{ cm}^2$ 크기의 대면적 박막을 제작하여 전기적 특성, 표면 구조 및 조성 분포 등을 분석하였다.

2. 실험

Rf magnetron sputtering법을 사용하여 양면 박막 및 대면적 박막을 제조하였다. 편리를 위하여 양면 박막을 앞면과 뒷면으로 구분한다. 박막 증착은 먼저 앞면에 한 후 뒷면에 하였다. 앞면은 기존의 방법으로 박막을 증착하였다. 뒷면에 박막을 증착하기 위해서는 먼저 앞면에 박막을 증착할

때 사용한 Ag paste(기판 holder에 기판을 부착할 때 사용한 것임)를 충분히 제거하고 세척한 후 앞면에 증착된 박막의 오염을 막기 위하여 박막이 증착되지 않은 기판을 사용하여 기판 홀더에 부착하였다. 박막 증착 조건은 앞면의 경우와 동일하다. 단지, 기판 온도를 앞면의 경우와 동일하게 하기 위하여 기판 홀더의 온도를 10℃ 높였다. 기판은 양면이 연마된 1x1cm² 크기의 LaAlO₃ 기판을 사용하였다. 자세한 박막 증착 조건을 표 1에 나타내었다.

대면적 박막은 기본적인 단계로 2x2cm² 크기의 LaAlO₃ 기판 위에 박막을 증착하여 그 특성을 고찰하였다.

표 1. YBCO 박막의 증착 조건.

rf power	45 watts
target	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-x}
working pressure	170 mTorr
sputtering gas	Ar and O ₂ (Ar : O ₂ = 1 : 5)
substrate temperature	720 °C

제작된 양면 박막의 전기적 특성을 사침법을 사용하여 분석하였고, SEM을 사용하여 표면 미세 구조를 관찰하였다. 대면적 박막의 전기적 특성은 박막용 비접촉식 ac susceptometer를 사용하여 측정하고 EPMA를 사용하여 박막의 조성 분포를 알아보았다. 그리고 박막의 조성을 ICP를 사용하여 분석하였다.

3. 결과.

대면적 박막의 전기적 특성을 박막용 비접촉식 ac susceptometer를 사

용하여 측정해 본 결과 임계 온도가 87.6K이고 임계 전류 밀도는 액체 질소 온도에서 약 $3 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ 이었다.(측정 방법:제 6 장 참조)

그림 2-1-1은 대면적 박막의 표면을 SEM으로 관찰한 것을 나타내었다. 전체적으로 이차상들이 존재하지 않는 균일한 표면 구조를 가지고 있음을 확인하였다.

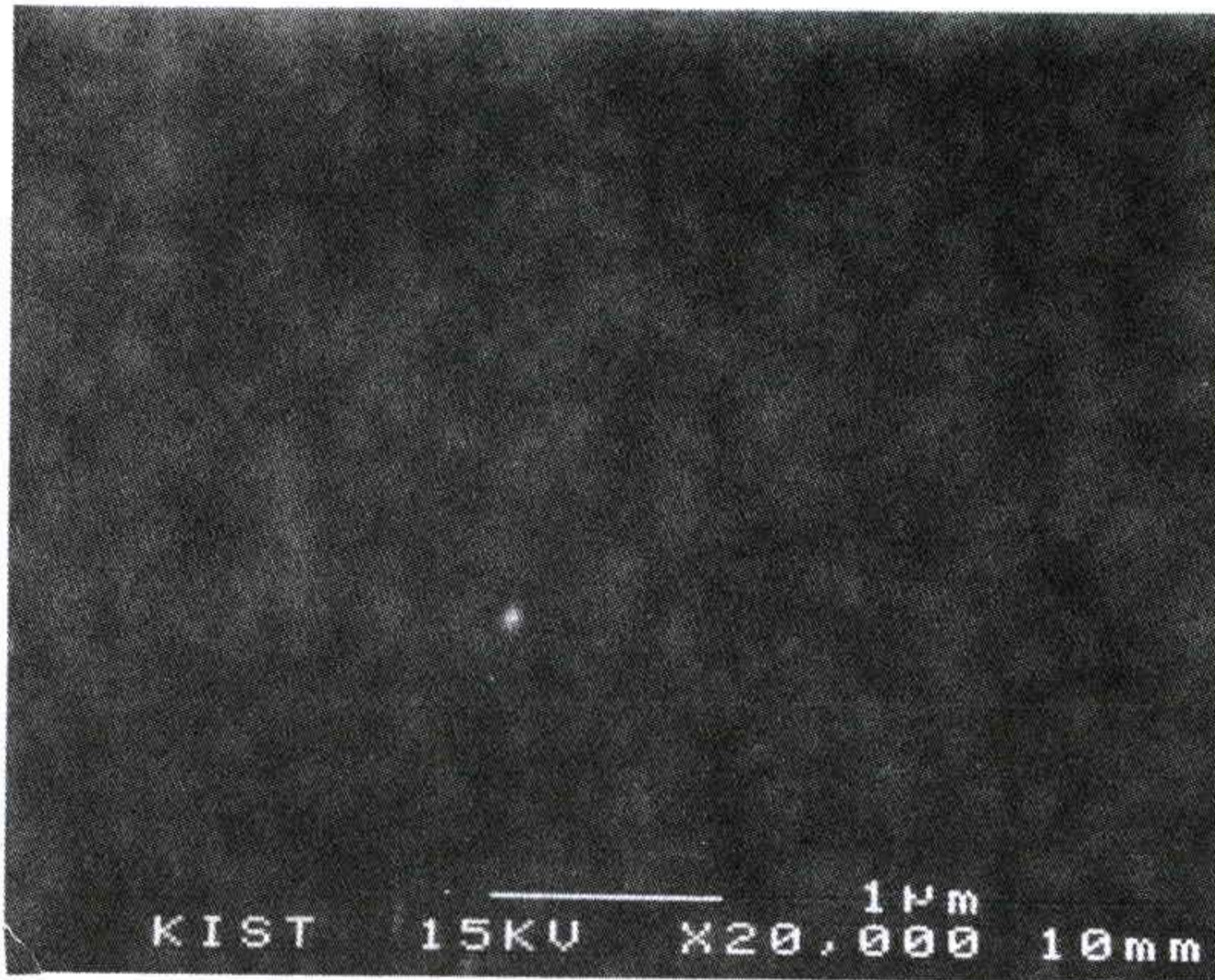


그림 2-1-1. 대면적 박막의 표면 미세 구조.

그림 2-1-2는 대면적 박막의 결정 구조를 XRD로 분석한 결과를 나타낸 것이다. 이 결과로부터 박막이 전체적으로 c축 방향으로 잘 배향되어 성장하였음을 알 수 있다.

그림 2-1-3은 대면적 박막의 조성 분포를 EPMA로 분석한 결과를 나타내었다. 분석은 $2 \times 2 \text{ cm}^2$ 크기의 기판에 대하여 matrix형태로 25 곳에 대하여 각 원소별로 행하였다. 그 결과 각 원소의 조성에 대한 표준 편차가 약 0.57-0.62로서 전체적으로 조성 분포가 균일함을 알 수 있다. 이 박막의 조성을 ICP로 분석해 본 결과 Y:Ba:Cu=1:1.95:2.91로서 거의 화학양론적인

비와 유사한 조성을 가짐을 확인하였다. EPMA분석시 Y의 량이 ICP결과보다 많이 나타나는 것은 박막의 두께가 얇기 때문에 나타나는 오차인 것으로 생각된다.

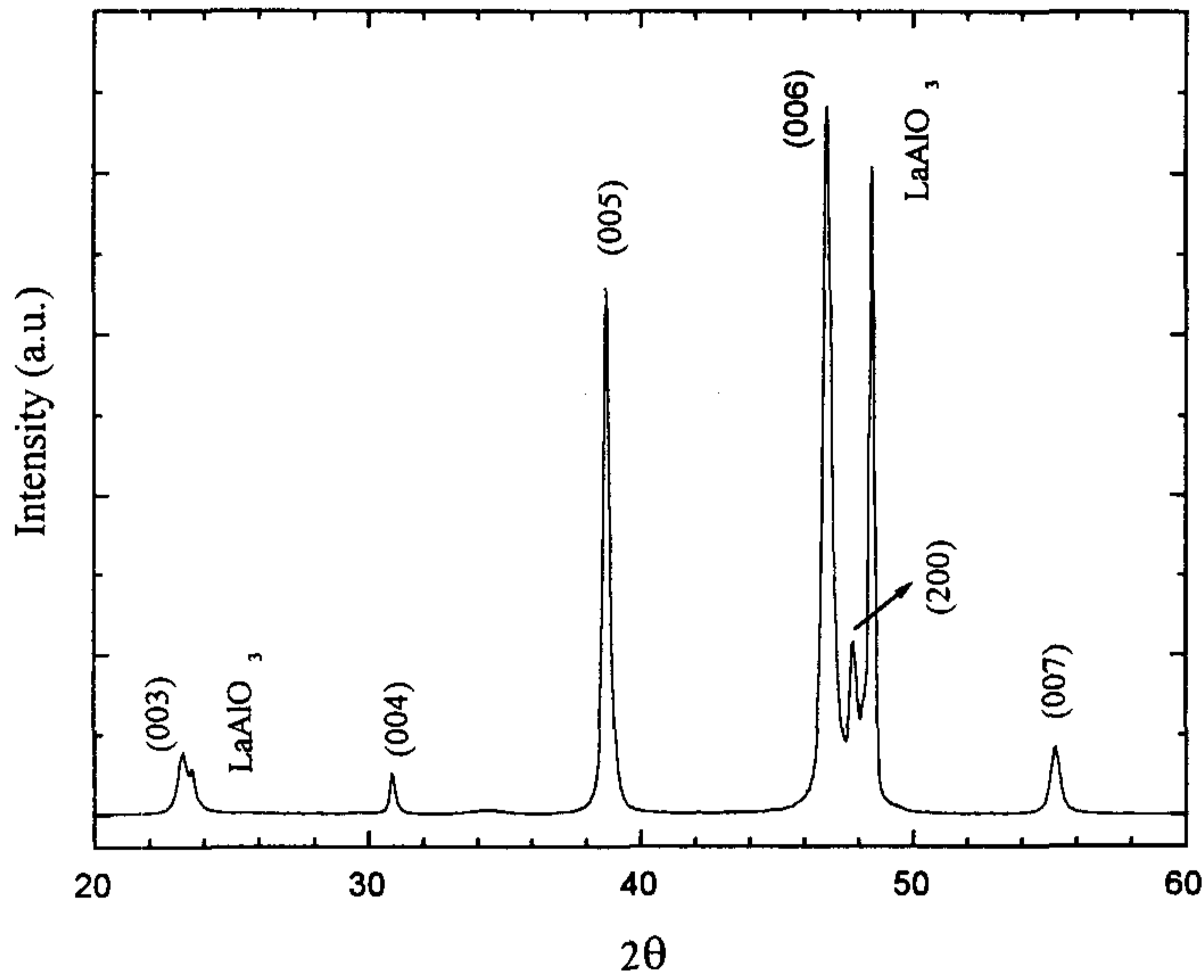


그림 2-1-2. 대면적 박막의 X선 회절도.

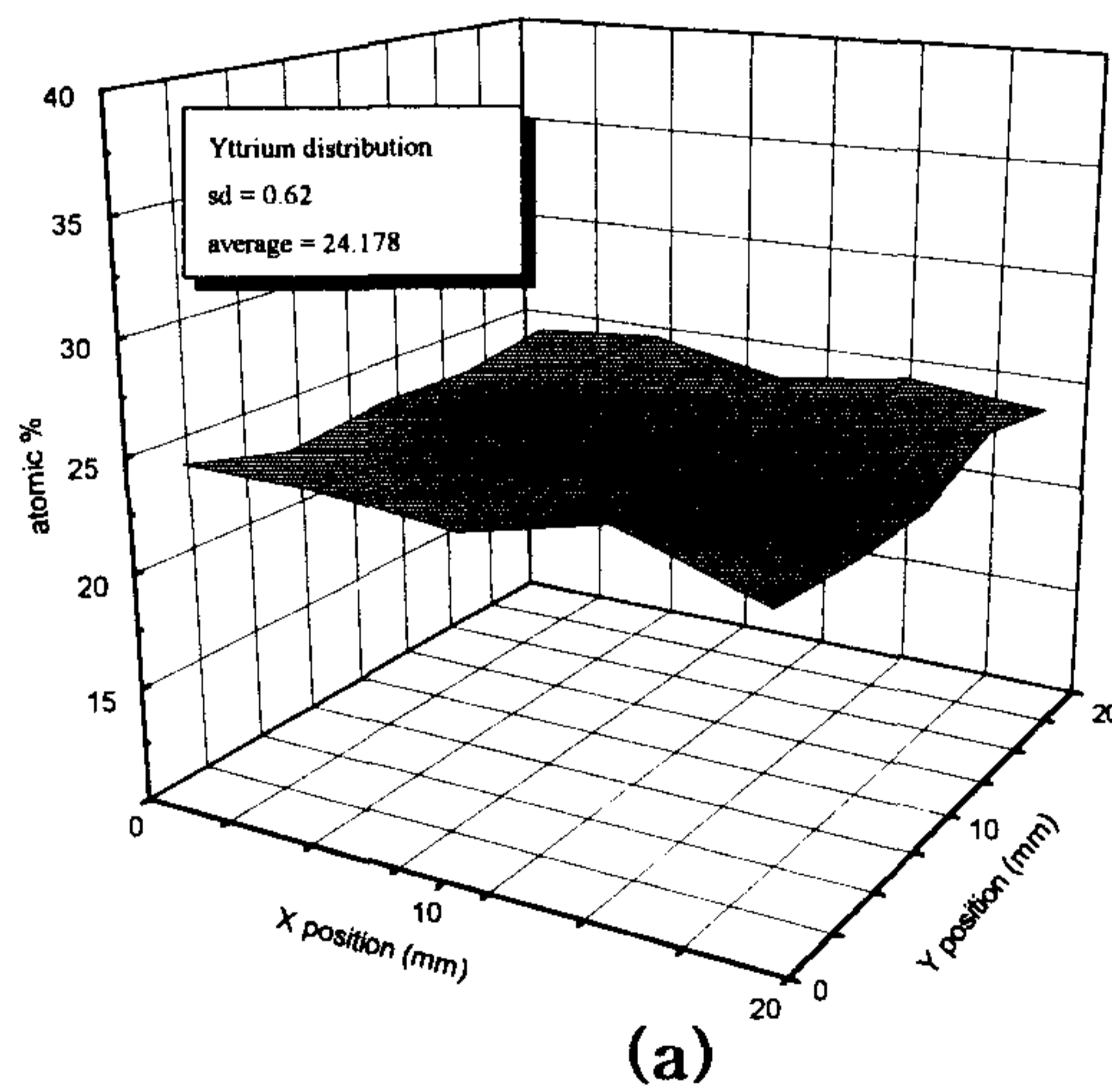
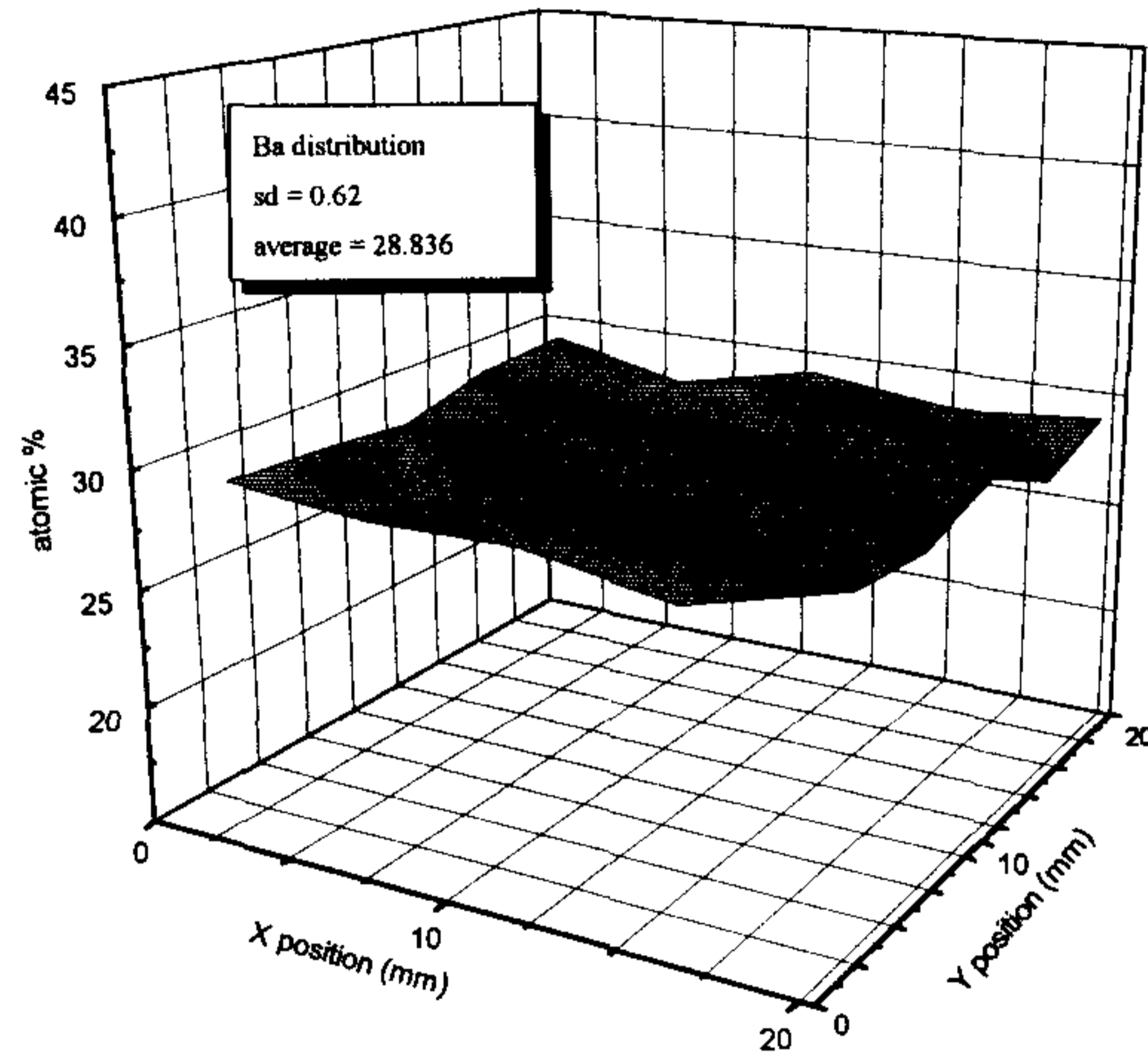
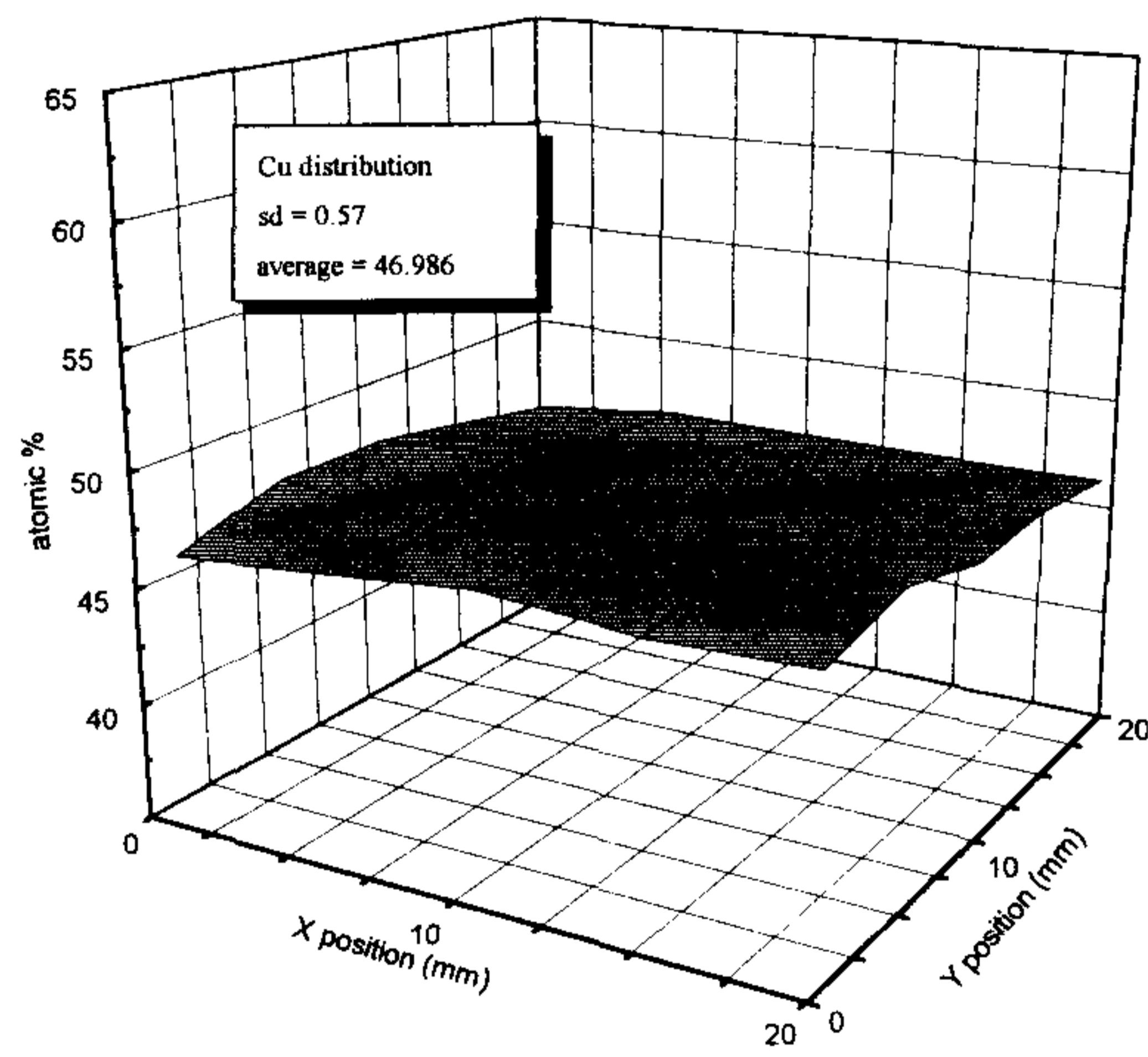


그림 2-1-3. 대면적 박막의 조성 분포; (a) Y, (b) Ba, (c) Cu.



(b)



(c)

그림 2-1-3. to be continued.

그림 2-1-4는 양면 박막의 임계온도를 측정된 것이다. 앞면과 뒷면의 경우 각각 86.5K와 85.1K로서 큰 차이가 없음을 알 수 있었다.

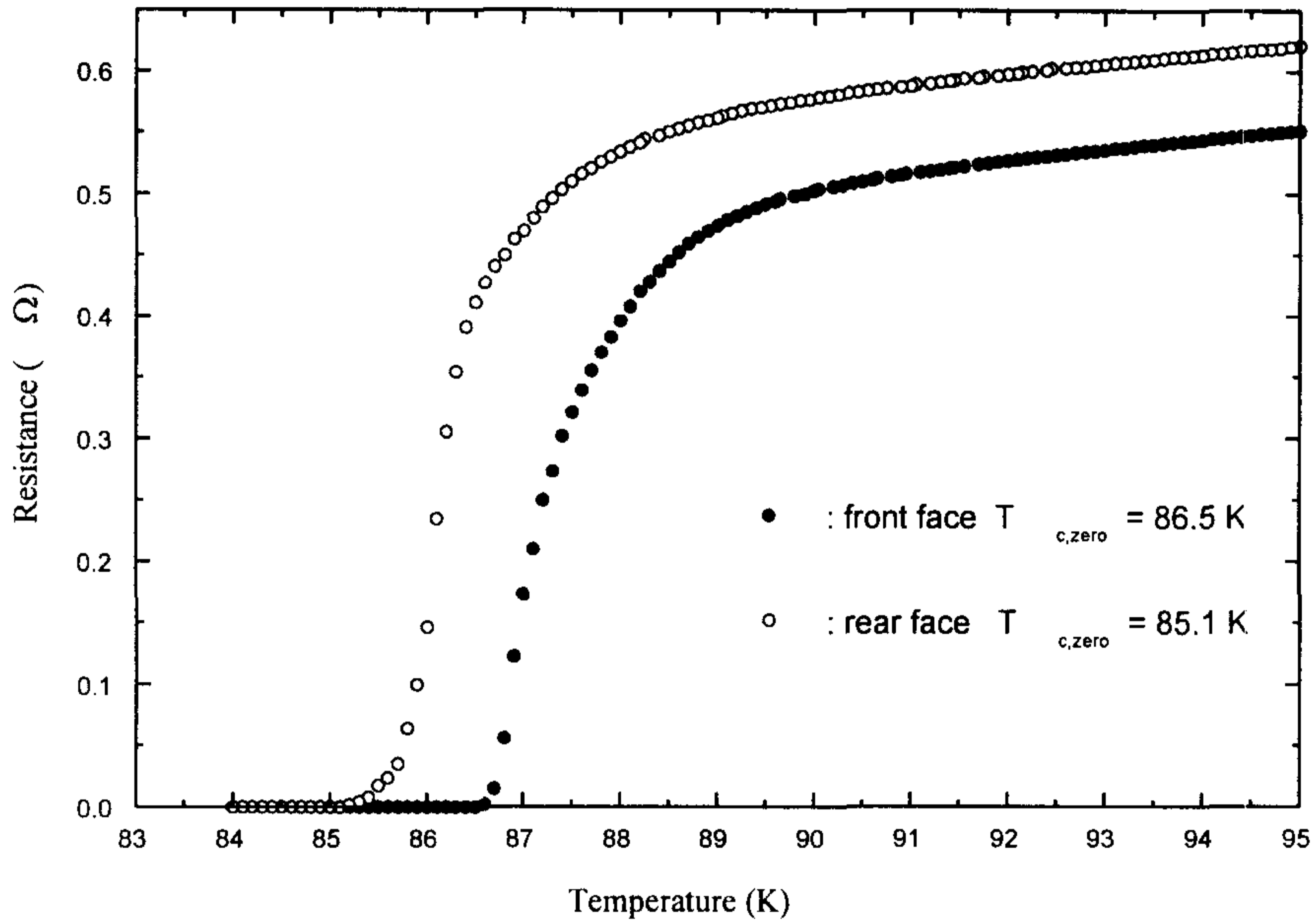
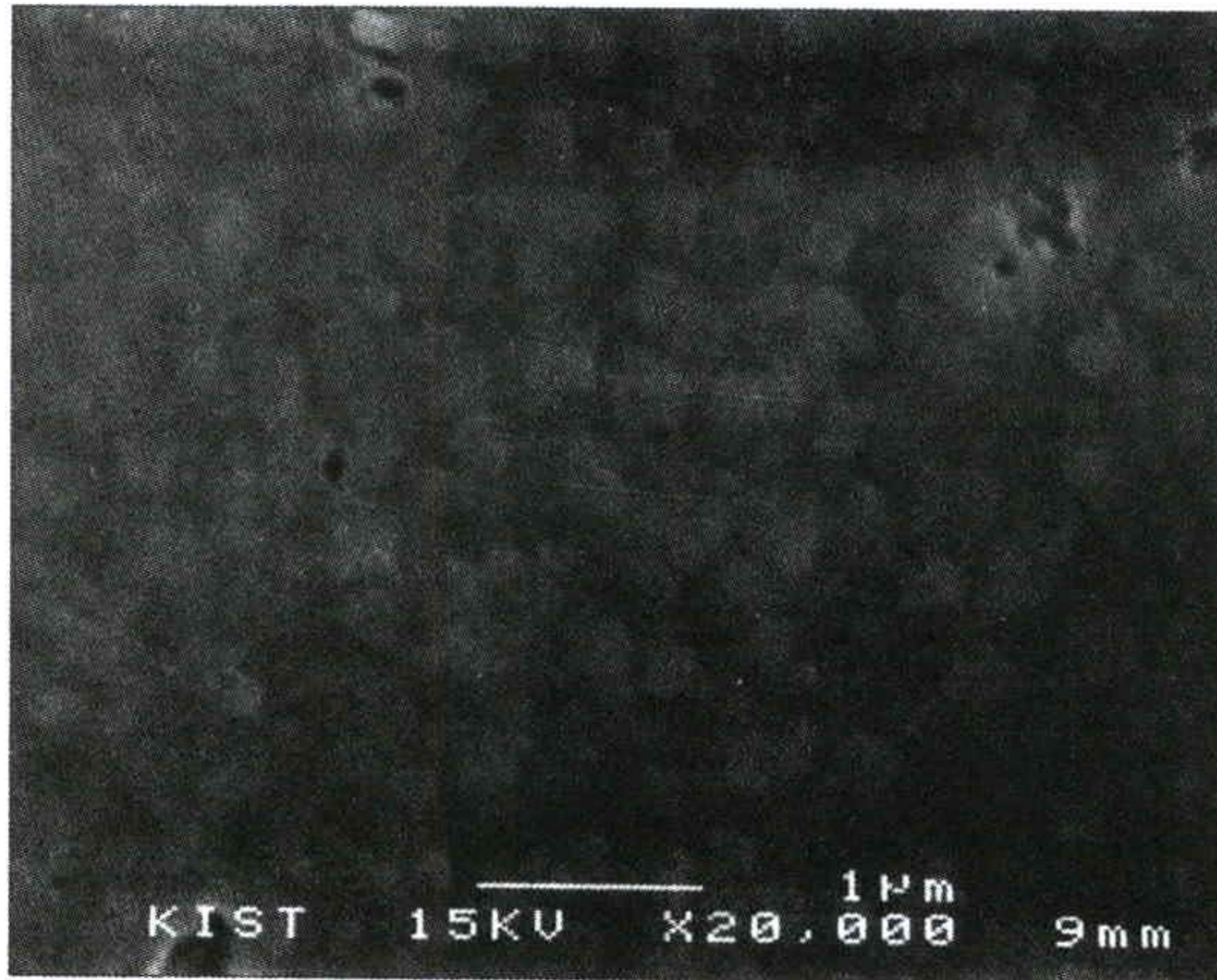
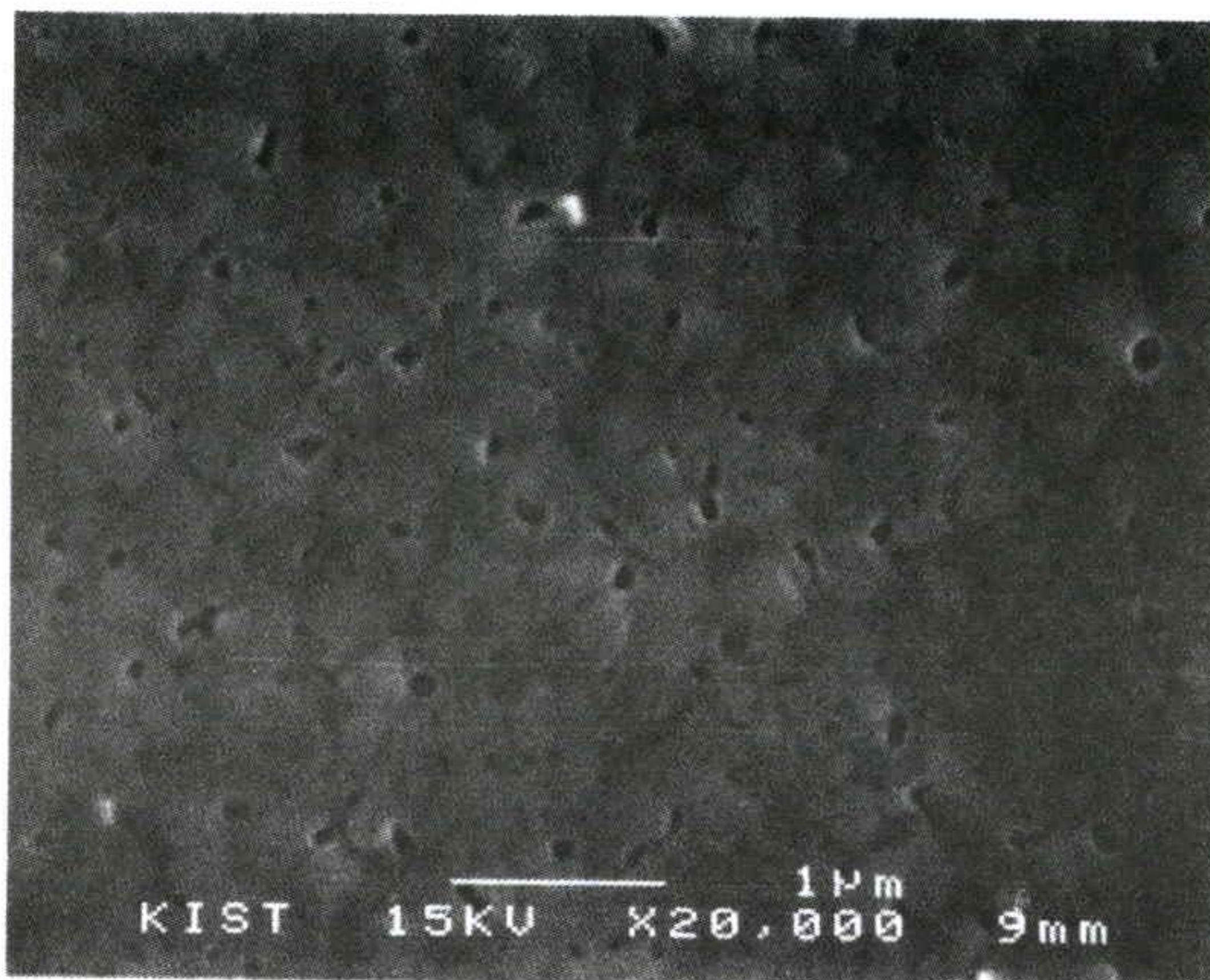


그림 2-1-4. 양면 박막의 온도-저항 특성.

그림 2-1-5는 양면 박막의 표면 미세구조를 SEM으로 관찰한 것을 나타내었다. 앞면의 경우 각이진 모양을 가진 입자들이 많이 존재하였고 뒷면의 경우는 앞면의 경우와는 차이가 있는 미세 구조를 가지고 있음을 알 수 있다. 이런 차이의 원인은 여러 가지가 있을 수 있으나 현재로는 증착 온도 차이가 주원인 것으로 추측된다. 또 한가지 원인으로 앞면에 증착된 박막의 표면 구조가 뒷면 박막 증착시에 변화했을 가능성도 있을 것으로 생각된다. 이것은 앞으로 실험에 의해 밝혀질 수 있을 것으로 생각된다.



(a)



(b)

그림 2-1-5. 양면 박막의 표면 미세 구조; (a) 앞면, (b) 뒷면.

4. 결과.

Rf magnetron sputtering 방법을 사용하여 고온초전도 양면 박막 및 대면적 박막을 제조하였다. 대면적 박막의 경우 $2 \times 2 \text{cm}^2$ 크기의 기판 위에 박막을 증착했을 경우 각 원소에 대한 조성의 표준 편차가 0.57-0.62로서 전체적으로 조성이 거의 균일하였고, 전기적 특성 또한 우수하였다. 양면 박막의 경우 앞면과 뒷면의 박막이 서로 유사한 특성을 가지고 있음을 확인하였다. 앞으로 이 결과를 바탕으로 하여 대면적의 양면 박막을 제조할 예정이다, 이를 사용하여 마이크로파 소자를 제작하려고 한다.

제 2 절 펄스레이저 증착법에 의한 SrRuO₃ 박막 제조

1. 서론

고온 초전도 YBa₂Cu₃O_{7-δ}(YBCO) 박막을 응용한 소자를 제작하기 위해서는 일반적으로 다층 박막의 구조가 요구되고 있다. 이러한 다층 박막을 제조할 때에는 소자의 특성에 적합한 layer material을 선택해야 하는데, 이때 고려해야 할 점으로는 (1) YBCO와 유사한 구조를 가지면서 격자 불일치 및 열팽창계수 차이가 적을 것, (2) 화학적으로 안정하여 박막 증착온도나 소자 작동온도에서 YBCO 및 기판과의 반응이 없을 것, (3) 소자의 용도에 적합한 물성을 가질 것 등이 있다.

SrRuO₃는 전기적 절연성을 나타내는 일반적인 산화물과는 달리 전도성 산화물로서 근래에 주목받고 있는 물질이다^(2-2-1~6). 그 구조는 orthorhombic distorted perovskite로서 격자상수가 a=5.55Å, b=5.56Å, c=7.86Å으로 a-b면의 격자상수가 $\sqrt{2}a_{\text{YBCO}}$, $\sqrt{2}b_{\text{YBCO}}$ 와 비슷하다(YBCO의 a, b축 방향으로의 격자 불일치가 각각 2.7%, 1.4% 미만). 또 대부분의 산화물 초전도체와는 달리 1200K까지 산화 및 환원 분위기에서 화학적으로 안정하다.

SrRuO₃는 비저항이 등방성을 갖고 상온에서 약 340 μΩcm 정도의 적은 값을 갖는다. 또한 비저항의 온도의존성이 metallic behavior를 나타내는 전도성 물질이다. 따라서 이제까지 강유전 박막 소자에서 전극물질로 사용되던 Pt의 문제점(hillock, 박막의 high angle grain boundary)들을 해결할 수 있는 전극재료로서 연구되고 있다.

초전도체-반도체 복합소자를 위해 Si 기판에 초전도 박막을 증착할 때, Si의 확산을 막기 위한 buffer layer로서 주로 Pt를 사용했다. 그러나 Pt와 YBCO와의 구조적 차이가 크고 Pt의 확산으로 인해 증착된 YBCO의 초전도 특성이 저하되는 문제가 생기는데, SrRuO₃를 새로운 buffer layer로 사용하고자 하는 연구가 보고되고 있다^(2-2-7,8). 또한 SNS junction device에서

metal barrier layer 대신에 YBCO와의 구조적으로 유사한 SrRuO₃를 이용하는 연구도 진행 중에 있다⁽²⁻²⁻⁹⁾

이와 같이 SrRuO₃는 초전도 박막 소자 분야에서 여러가지 응용 가능성을 가지고 있다. 본 연구에서는 소자 제작의 선행 단계로서 펄스레이저 증착법(PLD)에 의한 SrRuO₃ 박막 증착 조건 및 증착된 박막의 물성에 대해 연구하였다.

2. 실험 방법

SrRuO₃ 박막을 PLD법으로 증착하기 위해서는 타겟의 제조가 선행되어야 한다. 본 연구에서는 SrCO₃와 Ru(OH)₃를 조성비에 맞게 칭량하여 혼합한 후, 1200°C에서 2시간 하소하고 1650°C에서 4시간 소결하여 SrRuO₃ 타겟을 제작하였다. 박막 증착 실험에 사용된 레이저는 파장 248nm의 KrF excimer laser(Lambda Physik Compex 205)였고, 기판으로는 (100) LaAlO₃(LAO) 단결정 기판(a=3.79Å)을 사용하였다.

Sr-Ru-O 3성분계에서 초전도체와 연관되어 주목받는 물질로는 SrRuO₃ 외에 Sr₂RuO₄가 있다. Sr₂RuO₄는 tetragonal 구조를 가지는 물질로서 격자 상수가 a=3.87Å, c=12.74Å로 YBCO와의 격자 불일치가 적기 때문에, YBCO의 기판재료로서 연구되고 있다^(2-2-10,11). 이러한 연구들 중 Sr₂RuO₄ 박막 증착시 증착온도가 충분히 낮거나 산소압력이 높은 경우 증착된 박막의 대부분이 SrRuO₃ 상이었다는 보고가 있다⁽²⁻²⁻¹⁰⁾. 한편 Jia 등은 LAO 기판에 SrRuO₃ 박막을 증착할 때, 450°C에서부터 잘 정렬된 textured film이 증착되기 시작하고 650°C 이상에서는 epitaxial film이 증착된다고 보고하였다⁽²⁻²⁻⁶⁾. 이러한 결과로부터 SrRuO₃ 박막 증착에 있어서 증착온도와 산소압력에 따라 증착되는 박막의 조성 및 구조가 크게 달라질 수 있을 것이라고 예상할 수 있다.

본 연구에서는 증착온도와 산소압력의 두가지 증착변수 중 산소압력은

100mTorr로 고정시키고 증착온도를 400, 550, 650, 750, 850°C로 변화시켜 가면서 박막을 증착하였다. 표 2-2-1에 본 실험의 증착조건을 나타내었다. 이후 증착된 박막의 상 및 조성을 XRD와 Rutherford Backscattering Spectrometry(RBS) 분석으로 확인하였다. 또한 박막의 전기적 특성을 알아보기 위해 직류 4단자법으로 비저항-온도 특성을 측정하였다.

표 2-2-1. PLD법에 의한 SrRuO₃ 박막 증착조건.

레이저 에너지 밀도	~ 2.6J/cm ²
레이저 펄스 주파수	2Hz
타겟-기판 거리	3.75cm
증착온도	400, 550, 650, 750, 850°C
산소압력	100mTorr
증착된 박막의 두께	1800~2300 Å

3. 결과 및 고찰

가. XRD 분석

400, 550, 650, 750, 850°C에서 증착한 박막의 XRD 패턴을 그림 2-2-1에 나타내었다. 사용한 기기는 Philips 사의 X-ray diffractometer로서 Cu K α line($\lambda=1.5406\text{Å}$)으로 10~60° 범위에서 측정하였다.

그림에서 알 수 있듯이 550, 650, 750°C에서는 주 peak들이 대체적으로 일치하고 있고, 400°C와 850°C에서는 주 peak들의 위치가 다르게 나타나고 있다. 일반적으로 박막에서는 박막과 기판 간의 격자 불일치 및 열팽창계수 차이로 인해 증착된 박막에 응력이 걸리게 된다. 또한 박막 증착시에 발생하는 결함들도 응력의 원인이 된다. 따라서 박막에서는 면간 거리(d)가 bulk 세라믹과는 약간 다른 값을 갖게 된다. 또한 XRD 측정시 일반적인 $\theta-2\theta$ scan 조건에서는 박막 내에서 기판표면과 평행한 면들에 의한

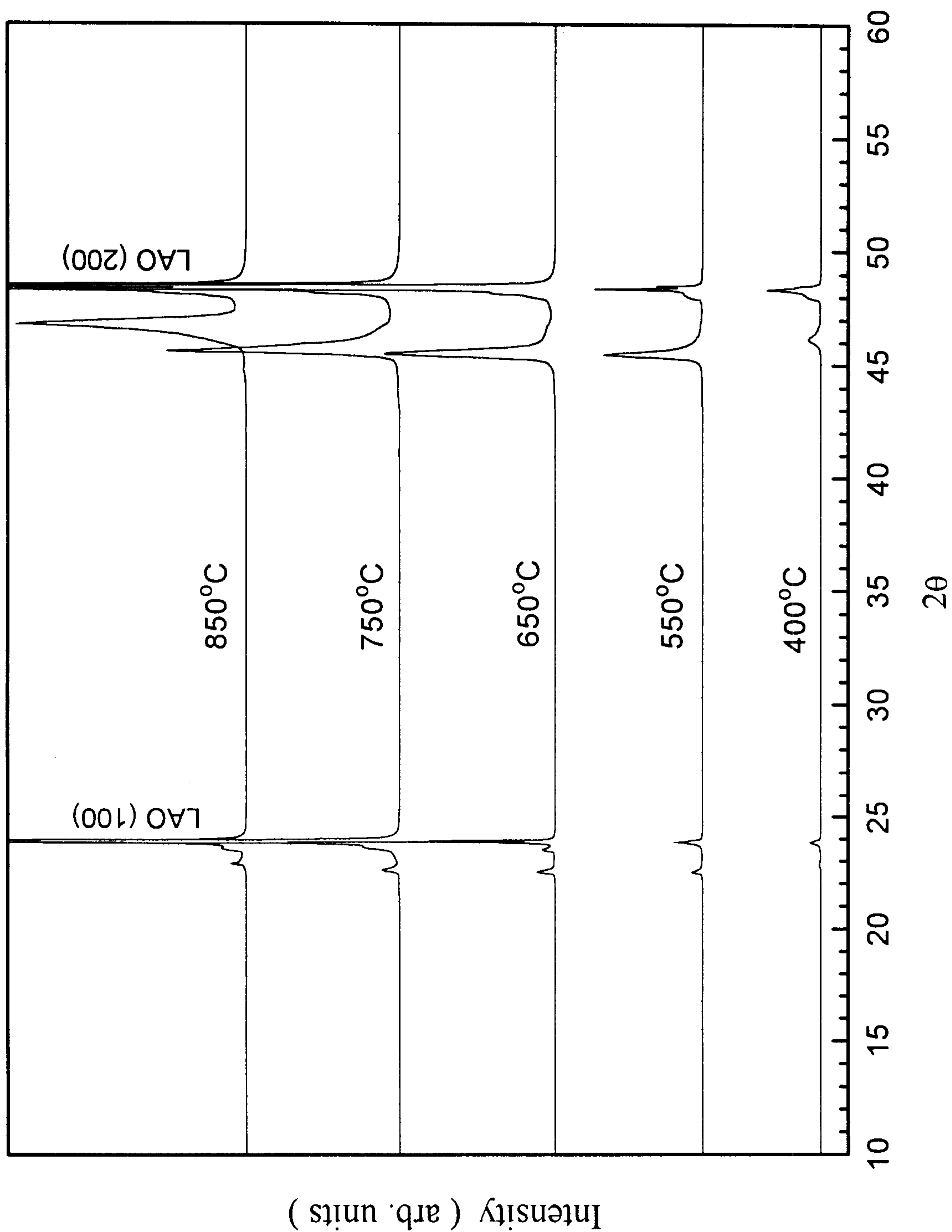


그림 2-2-1. 400, 550, 650, 750, 850°C에서 증착한 박막의 XRD 패턴.

회절만이 검출되므로, 박막이 기판과 어떤 방향관계를 가지면서 성장하는 경우 $\theta-2\theta$ scan으로 감지되는 peak의 개수는 매우 적어진다. 따라서 박막의 XRD 패턴으로부터 peak indexing을 하기에는 다소 어려움이 있다. 그림 2-2-1의 XRD 패턴에서 각 온도의 주 peak들에 해당되는 d 값들을 표 2-2-2에 나타내었다.

표 2-2-2. XRD 분석으로부터 구한 박막의 면간 거리.

증착온도	d_1 (Å)	d_2 (Å)
850°C	3.8845	1.9408
750°C	3.9338	1.9876
650°C	3.9484	1.9932
550°C	3.9493	1.9942
400°C	3.8871	1.9650

표 2-2-2의 d 값들을 SrRuO_3 와 Sr_2RuO_4 의 보고되어 있는 d 값들과 비교해 보면, 550, 650, 750°C의 d 값들은 SrRuO_3 의 d_{001} , d_{002} (cubic index) 값에 가깝고, 온도가 높아지면서 점점 SrRuO_3 의 d 값에 근접함을 알 수 있다. 이는 증착온도가 높아지면서 박막의 결정성이 좋아져 원래의 d 값을 찾아가는 것으로 생각할 수 있다. 400°C와 850°C에서는 Sr_2RuO_4 의 d_{100} , d_{200} 과 비슷한 값을 얻었다. 한편 XRD 패턴에서 주 peak 외에도 불순물이나 이차상으로 생각되는 작은 peak이 관찰되는데 그 상을 확인할 수 없었다. 따라서 본 실험에서는 550, 650, 750°C의 온도범위에서는 SrRuO_3 상이 증착되고, 400°C와 850°C에서는 Sr_2RuO_4 에 가까운 상이 형성되는 것으로 생각된다. 이렇게 증착온도에 따라 동일한 타겟로부터 증착되는 박막의 상이 달라지는 것은 타겟로부터 방출되어 기판에 도달한 각 원소들이 기판 온도에 따라 기판에 부착되는 정도가 달라지기 때문인 것으로 생각된다.

이는 기상 증착법의 증착기구에 관한 것으로 PLD법에서 형성되는 plasma plume과 박막 성장기구에 대한 보다 상세한 이해가 필요하다. 본 실험에서 증착한 박막은 TEM 분석을 통하면 미세구조에서의 정확한 상의 확인이 가능할 것으로 생각된다. 이 TEM 분석은 현재 진행 중에 있다.

나. RBS 분석

박막의 조성과 두께를 조사하기 위해 RBS 분석을 하였다. 분석에 사용된 기기는 NEC 사의 2MV급 tandem형 ion beam accelerator이고, 2MeV He^{++} 이온빔을 사용하였다. 얻어진 RBS spectrum을 simulation 결과와 비교하여 각 박막의 Sr/Ru 비와 두께를 구하였고, 그 결과를 그림 2-2-2와 2-2-3에 나타내었다.

그림 2-2-2의 Sr/Ru 비를 보면 모든 박막에서 Sr이 Ru보다 많고, 그 상대적 양이 증착온도에 따라 변함을 알 수 있다. 이는 Sr:Ru=1:1인 동일한 타겟로부터 증착시켰어도 기판까지 도달한 Sr과 Ru가 증착온도에 따라 기판에 남아있게 되는 확률이 달라진다는 것을 의미한다. 이러한 결과는 앞의 XRD 분석에서 증착온도에 따라 다른 상이 형성되는 것과 일치한다.

하지만 XRD 분석에서 Sr_2RuO_4 상에 가까운 것으로 생각되었던 400°C와 850°C 박막의 Sr/Ru 값은 1.54와 1.33이고 SrRuO_3 상으로 생각되는 550, 650, 750°C 박막의 Sr/Ru 값은 1.83, 1.63, 1.57이다. 이 550, 650, 750°C 박막의 Sr/Ru 비가 점차 감소하는 것은 XRD에서 d 값이 점차 감소하는 것과 상응하는 결과이지만, 기본적으로 400, 850°C 박막의 Sr/Ru 비가 550, 650, 750°C 박막보다 작은 값을 갖는 것은 XRD 결과와는 부합되지 않는다.

이처럼 XRD와 RBS 결과가 부합되지 않는 것에 대해서는 다음과 같이 생각할 수 있다. RBS 분석에서 사용하는 이온빔의 크기는 약 15mm^2 정도로서 이 영역으로부터 얻어지는 박막의 조성은 결국 박막에 존재하는 각 상

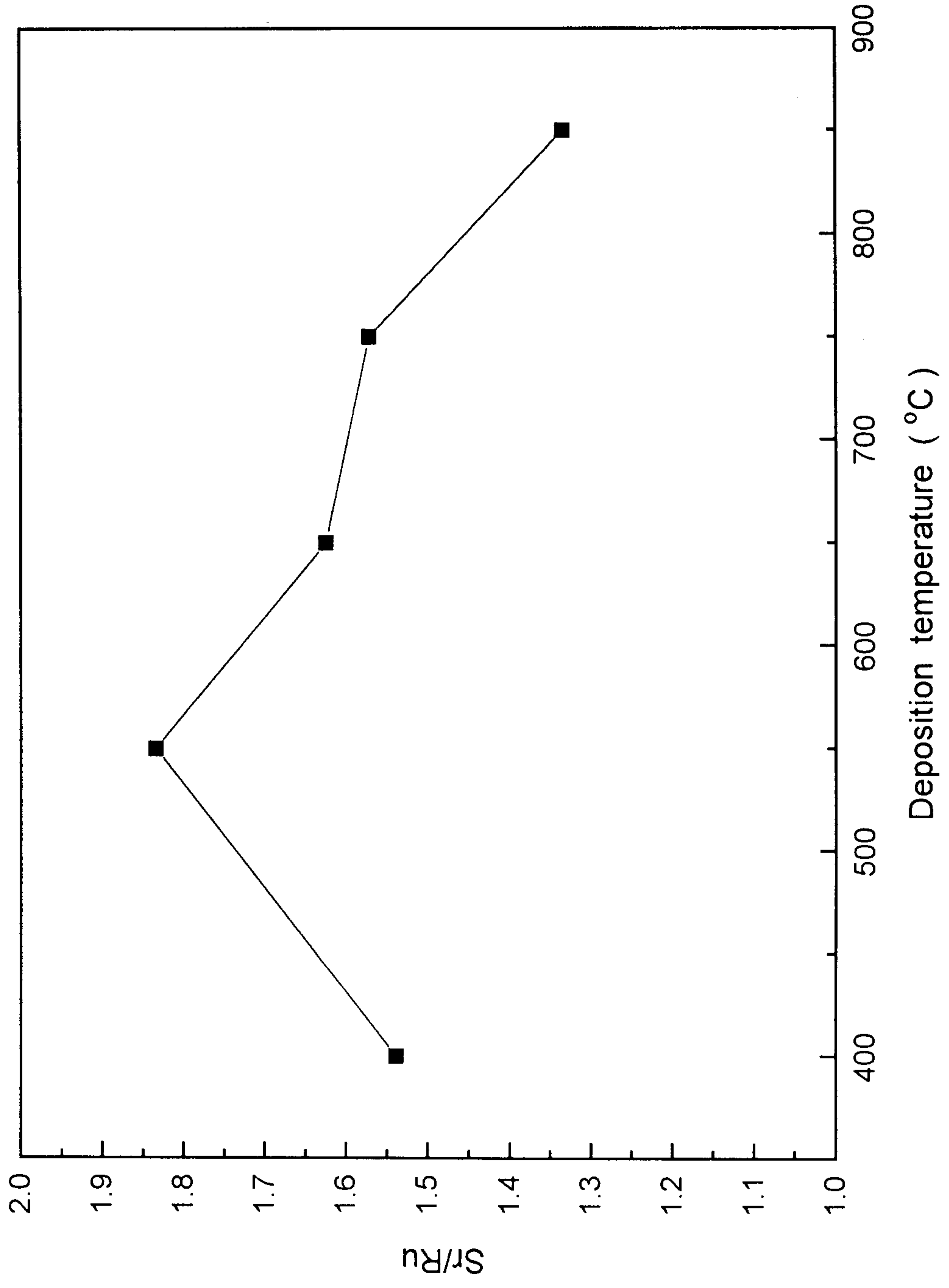


그림 2-2-2. 400, 550, 650, 750, 850°C에서 증착한 박막의 Sr/Ru 비.

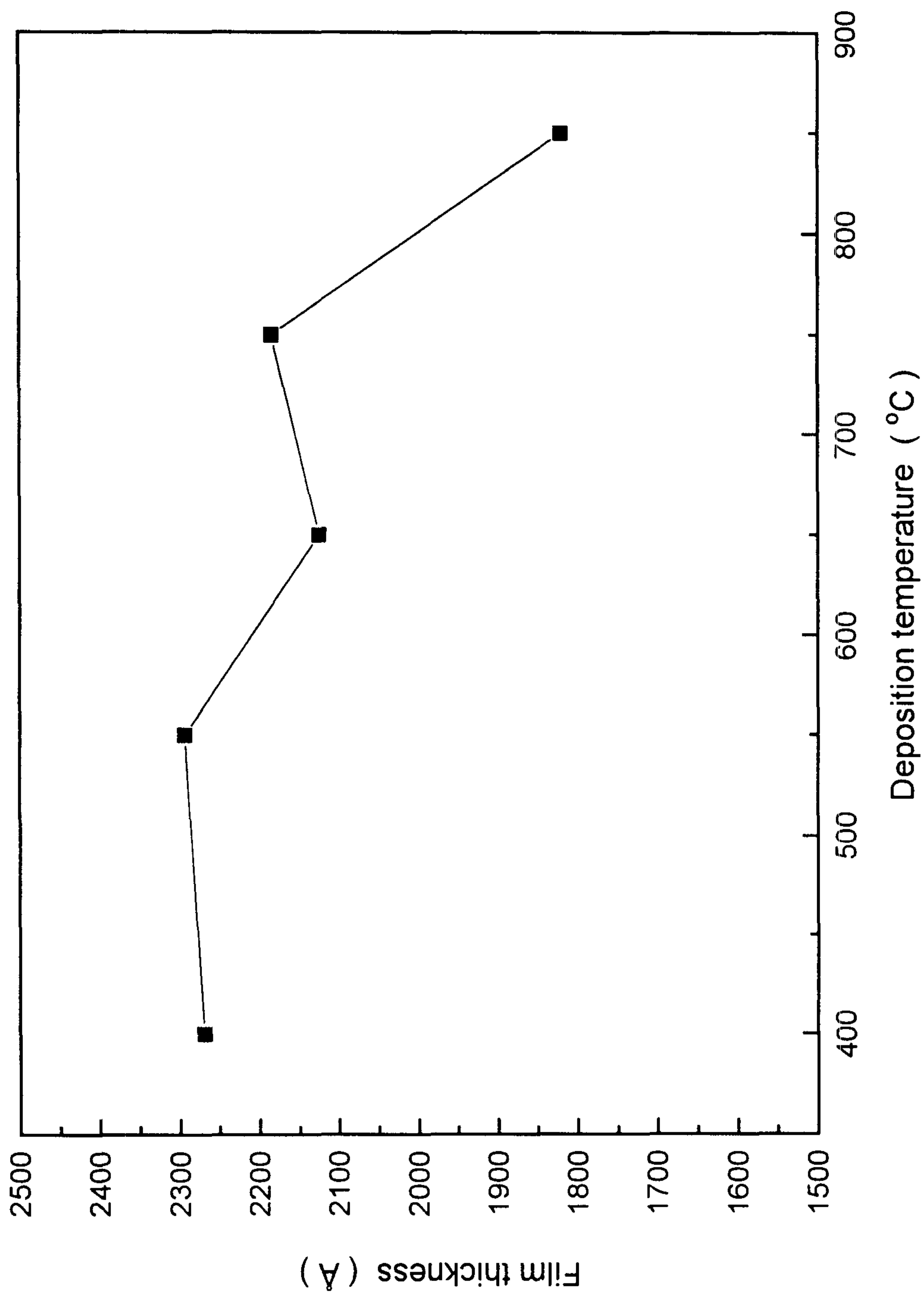


그림 2-2-3. 400, 550, 650, 750, 850°C에서 증착한 박막의 두께.

들의 조성을 평균한 값, 즉 기판 위에 존재하는 각 원소의 전체 갯수의 비가 된다. 이 원소들이 박막 내에서 서로 다른 조성비를 갖는 다른 상으로 분리되어 존재한다면 박막의 XRD 결과는 각 상이 차지하는 영역의 비에 따라 peak의 강도가 결정되므로 박막 전체의 조성비와 XRD 결과가 다르게 나타날 수도 있다.

따라서 XRD와 RBS 결과로 볼 때, 본 실험에서 증착한 박막은 단일상이 아닌 두 개 이상의 상으로 이루어진 것으로 생각된다. 이러한 상들을 분리해서 확인하고 각각의 조성을 확인하기 위해서는 TEM 관찰과 TEM EDS 분석이 필요하다.

그림 2-2-3의 박막의 두께를 보면 400, 550, 650, 750°C 박막의 두께는 약 2150~2300Å 정도의 범위에 있지만 850°C 박막은 약 1850Å 정도로 850°C 박막의 두께가 특히 작음을 알 수 있다. 이는 XRD 결과에서 550, 650, 750°C에서 비슷한 peak이 관찰되다가 850°C에서 다른 peak이 관찰되는 것과 연관이 있는 것으로 생각된다. 즉, 증착온도에 따른 박막 구성원소의 흡탈착 기구가 850°C에서 크게 달라질 것으로 예측된다.

다. 박막의 비저항-온도 특성

직류 4단자법으로 측정된 박막의 비저항-온도 특성을 그림 2-2-4에 나타내었다.

문헌에 따르면 LAO 기판에 증착한 SrRuO₃ 박막의 경우 300K에서의 비저항이 약 180 μΩcm, 4K에서는 약 30 μΩcm인 metallic behavior를 보인다고 보고되어 있다⁽²⁻²⁻⁴⁾. 또 residual resistivity ratio(RRR= $\rho_{300K}/\rho_{4.2K}$)로서 박막의 결정성을 비교할 수 있는데, 650°C와 750°C에서 증착한 박막의 RRR 값으로 각각 3.4와 8.4가 보고된 바 있다⁽²⁻²⁻⁶⁾. 한편 SrRuO₃는 약 160K에서 상자성-강자성 상전이를 일으키고 이는 비저항-온도 곡선에서 kink로 나타난다고 알려져 있다⁽²⁻²⁻⁴⁾.

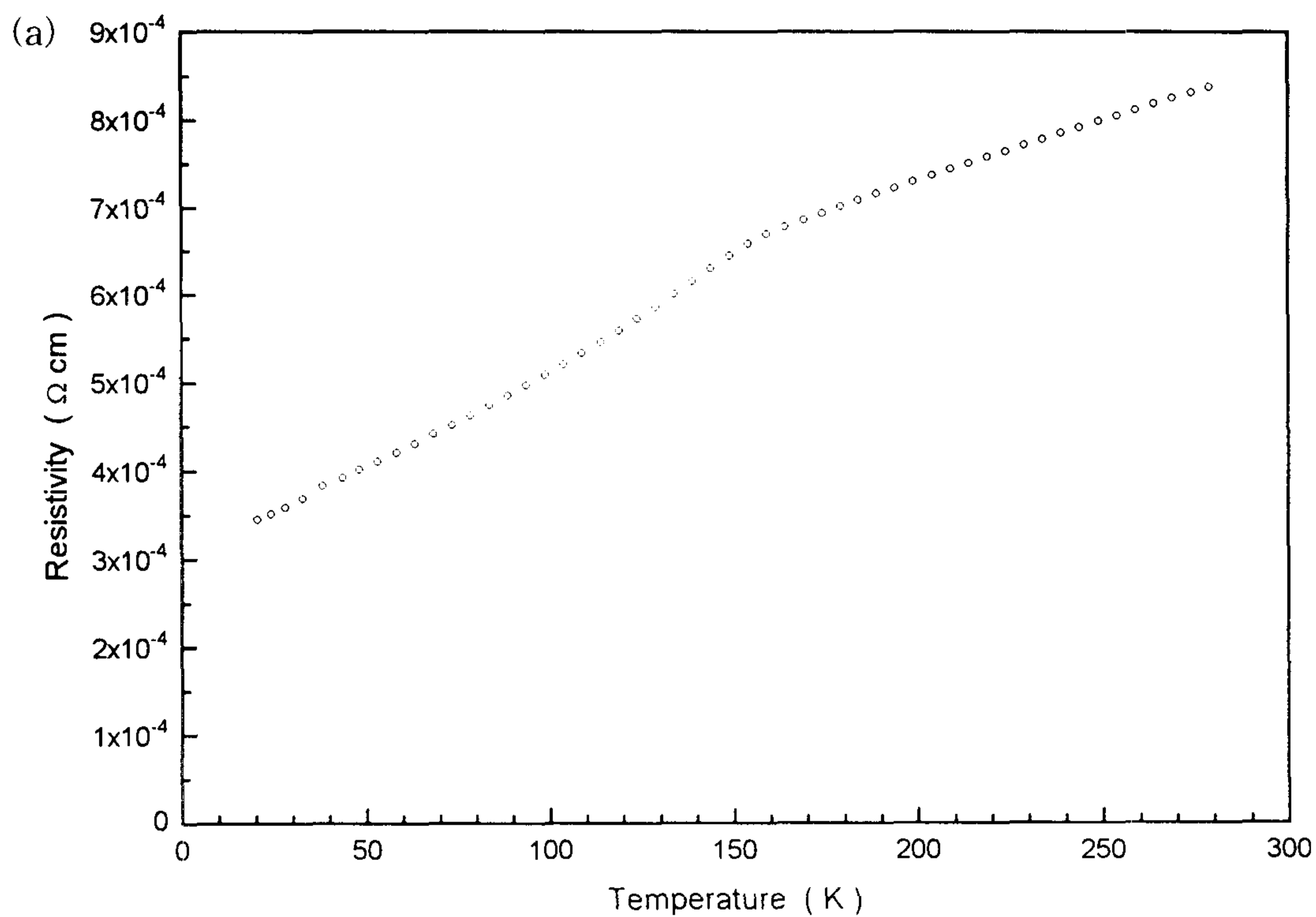
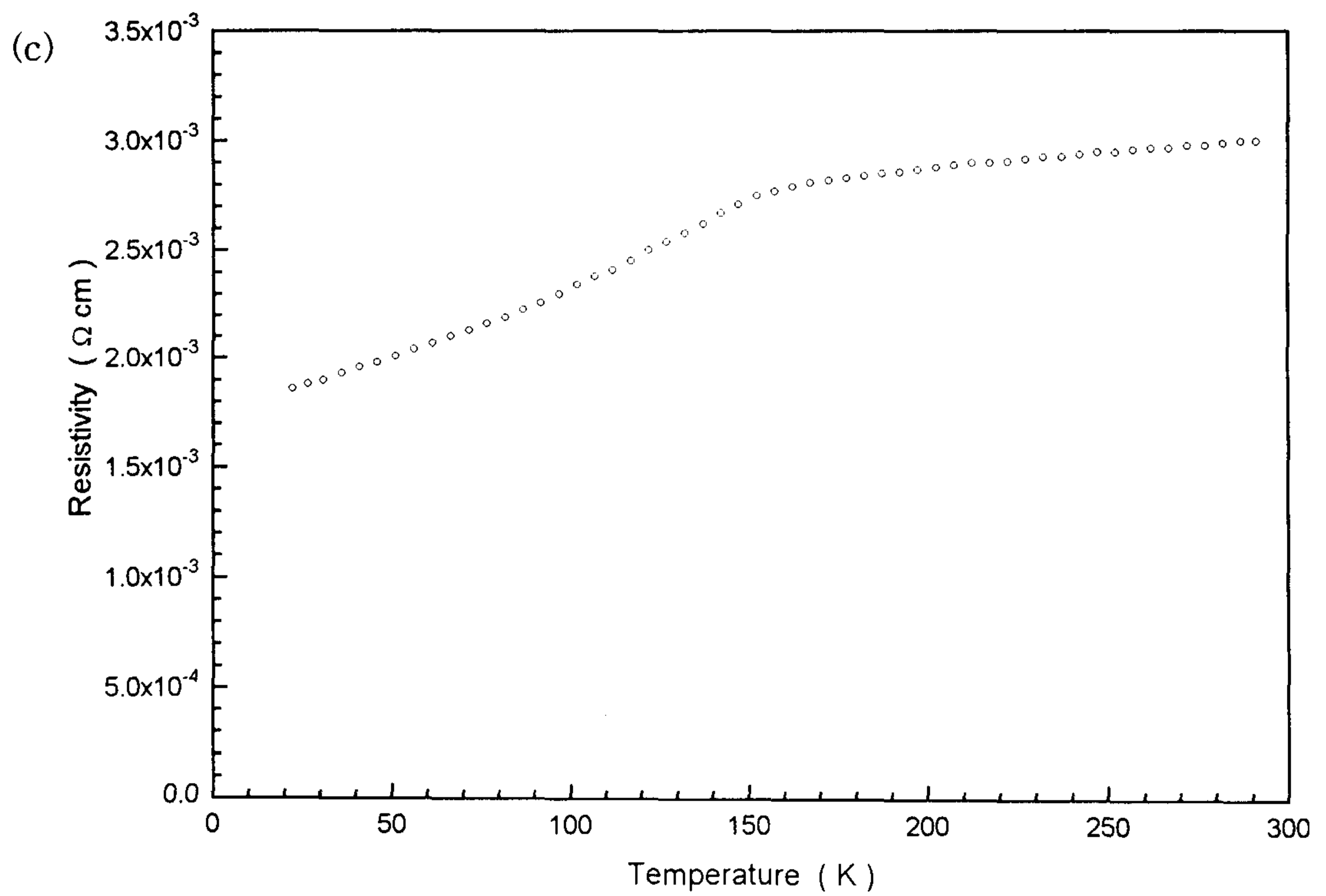
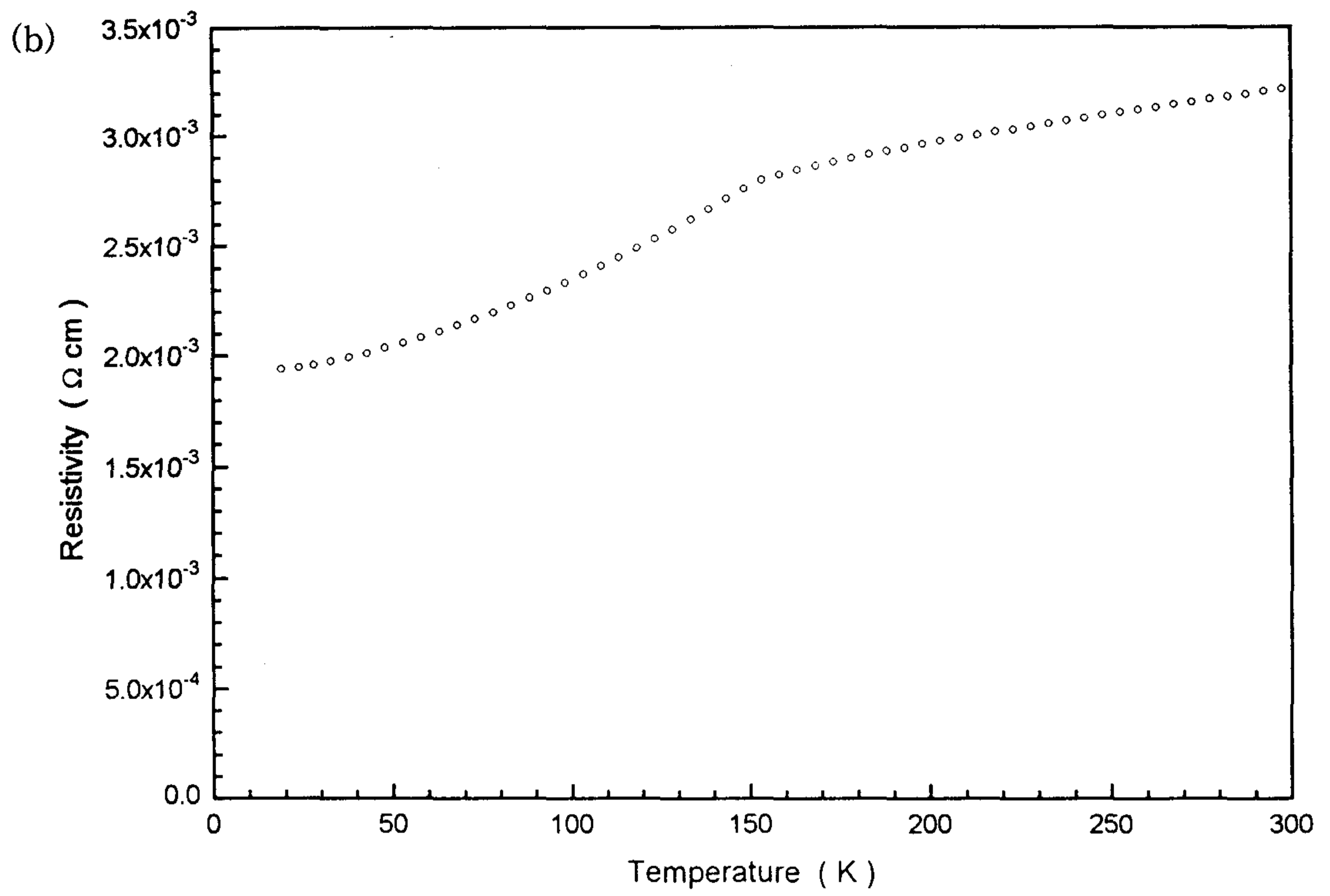
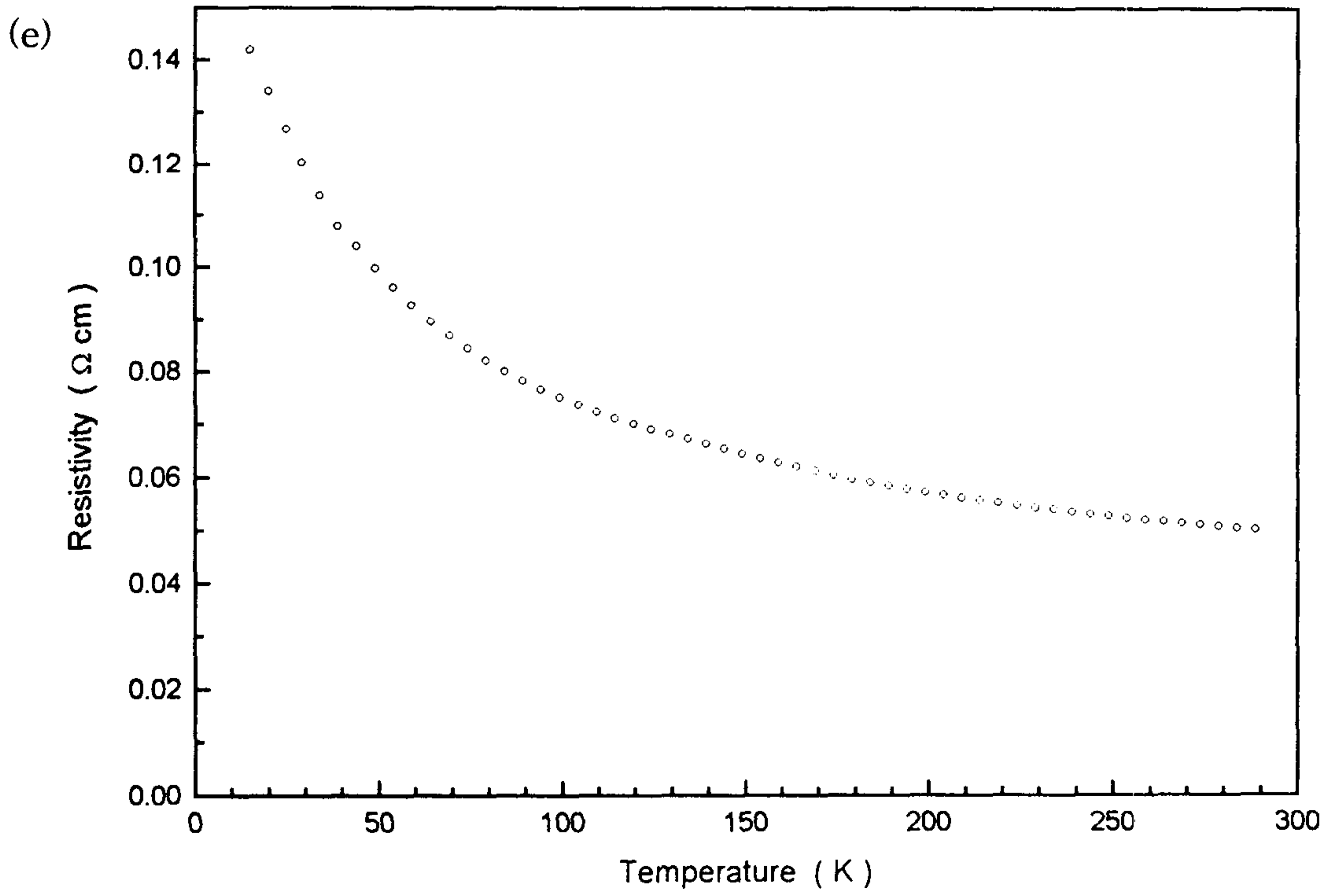
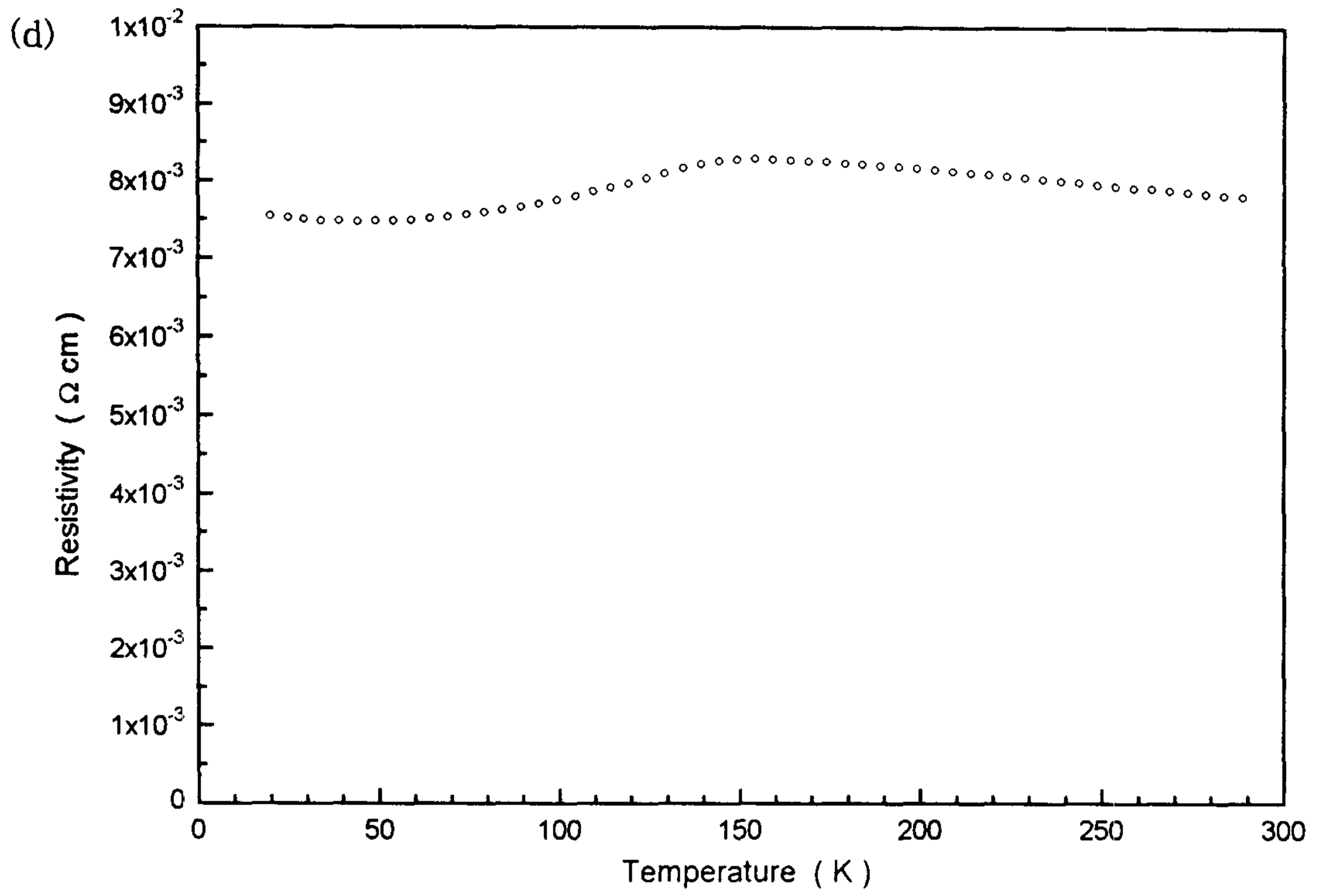


그림 2-2-4. 증착온도에 따른 박막의 비저항-온도 곡선

(a) 850°C, (b) 750°C, (c) 650°C, (d) 550°C, (e) 400°C.





Sr_2RuO_4 에 대해서는 단결정에서의 비저항-온도 특성이 보고되어 있는데, 이에 의하면 Sr_2RuO_4 의 비저항은 이방성을 갖는다⁽²⁻²⁻¹¹⁾. a-b 면 상에서는 상온 비저항이 약 $10^{-4}\Omega\text{cm}$, 4.2K에서 약 $10^{-6}\Omega\text{cm}$ 로 metallic behavior를 보이는 반면에, c축 방향으로서는 다른 layered material과 마찬가지로 상온에서의 약 $10^{-2}\Omega\text{cm}$ 와 4.2K의 약 $10^{-3}\Omega\text{cm}$ 사이에서 비저항의 최대값을 갖는다.

본 실험에서 증착한 박막들의 비저항-온도 특성을 살펴보면 400°C의 경우 온도가 감소함에 따라 비저항이 증가하는 semiconducting behavior를 보이고, 550°C에서는 semiconducting과 metallic의 중간 형태를, 650, 750, 850°C에서는 metallic behavior를 보이고 있다. 또한 650, 750, 850°C 모두 155K 부근의 온도에서 kink가 나타나고 있는데, 이것으로부터 650, 750, 850°C 박막은 SrRuO_3 의 비저항-온도 특성을 나타내고 있음을 알 수 있다. 또한 온도가 높아지면서 비저항 곡선의 기울기가 증가하고 비저항 값이 작아짐을 알 수 있다. 계산된 RRR 값도 650, 750°C의 1.7에서 850°C의 2.7로 증가하고 있다. 본 실험의 850°C 박막의 상온 비저항은 약 $850\mu\Omega\text{cm}$ 정도이고, RRR 값도 2.7로 보고되어 있는 SrRuO_3 박막의 값과는 차이가 있는데, 이는 본 실험의 박막이 완전한 상을 형성하지 못했음을 의미한다.

550, 650, 750, 850°C 박막의 비저항-온도 특성이 점차로 metallic으로 향상되면서 비저항이 작아지는 것은 RBS 결과에서 Sr/Ru 비가 감소하는 것과는 부합되는 결과이지만, 850°C 박막의 비저항-온도 특성이 SrRuO_3 에 가장 가깝게 나타나는 것과 XRD 결과와는 연관되지 않는다. 한편 400°C 박막의 비저항 곡선과 RBS 및 XRD 결과로부터는 a축 배향된 Sr_2RuO_4 상과 다른 상과의 혼재 가능성을 생각할 수 있다.

550°C 박막의 비저항은 온도가 감소함에 따라 약간 증가하다가 감소하고 있고 약 150K 부근에서 kink 혹은 최대값이 나타나는데, 이것으로부터 SrRuO_3 와 Sr_2RuO_4 를 함께 생각할 수 있다. 하지만 이 박막의 RBS와

XRD 결과에 대해서는 좀더 많은 연구가 필요하다. 그림에서 알 수 있듯이 550°C 박막은 상온까지 전 온도범위에 걸쳐서 비저항의 변화가 별로 없다. 따라서 증착변수를 좀더 조절하면 비저항의 온도계수가 0에 가까운 박막을 제조할 수 있을 것으로 생각되는데, 이러한 박막은 소자 작동온도에서 저항의 온도안정성을 구현하는 측면에서 가치가 있다.

따라서 본 실험의 박막 증착조건으로는 비저항의 온도의존성이 metallic, metallic+semiconducting, semiconducting인 박막을 증착할 수 있었다.

4. 결론 및 앞으로의 계획

레이저 에너지 밀도 $2.6\text{J}/\text{cm}^2$, 산소압력 100mTorr, 증착온도 400, 550, 650, 750, 850°C에서 PLD에 의한 박막 증착 결과, 서로 다른 비저항의 온도의존성을 나타내는 박막들을 제조할 수 있었다. 이중 650, 750, 850°C에서 SrRuO_3 의 비저항 특성을 나타내는 전도성 산화물 박막을 얻을 수 있었다. 그러나 박막의 비저항 특성이나 XRD 및 RBS 결과, 본 실험의 증착조건으로는 단일상의 SrRuO_3 박막을 얻을 수 없음을 알았다. 또한 본 실험에서 증착한 박막에 대해서는 조성이 다른 main phase와 minor phase가 혼합되어 있음을 알 수 있지만, 그 각각의 상의 확인과 상의 조성에 관해서는 구체적인 정보를 얻을 수 없었다. 따라서 박막의 미세구조와 조성은 TEM 분석으로 이해할 수 있을 것으로 예상되고, 이를 통해 미세구조와 전기적 특성 사이의 연관성 및 SrRuO_3 박막의 더 자세한 증착기구도 파악할 수 있을 것으로 생각된다.

제 3 장 마이크로파 소자 제작 및 특성 연구

제 1 절. 서론

고성능의 초소형 마이크로파 공진기를 제작하려는 연구의 필요성은 마이크로파 영역에서 작동하는 전자소자의 응용성 및 수요의 증가와 함께 점점 커지고 있다. 마이크로파 소자의 소형화에 따른 중요한 문제로서 성능의 저하를 들 수 있다. 예로서 마이크로파 공진기의 경우 소형화에 따른 전자파 밀도의 증가는 공진기 내 도체 면에서의 더 큰 에너지 손실을 가져오는데 이러한 문제에 대해 다음과 같은 해결책이 사용되고 있다. 첫째, 주변의 유전율 보다 큰 유전율을 지닌 유전체를 공진기 내의 도체 대신 사용함으로써 conductive loss의 원인을 제거하는 것이다. 1970 년 대에 개발된 유전율 (ϵ_r)이 40 - 80 정도의 dielectric oxides의 개발은 이러한 유전체 공진기 (dielectric resonator)의 개발을 이루기 위한 것이다. 둘째, 보통의 도체보다 작은 표면저항을 지닌 물질의 사용을 들 수 있다. 초전도체의 사용은 이러한 목적을 이루기 위함인데, 4.2 K에서 100,000 이상의 Q-factor를 지닌 Niobium (Nb) 공진기도 보고된 바 있다⁽³⁻¹⁻¹⁾. 초전도 공진기의 중요한 특성으로서 i) 공진기 자체가 지닌 높은 Q (Q_U), ii) 공진기가 지닌 공진주파수의 온도 의존성을 들 수 있다. 이러한 특성들은 초전도 박막이 지닌 전도감쇠상수 (conductive attenuation constant) (α_c), 유전체 기판의 loss tangent ($\tan\delta$), 유전체 기판의 유효 유전율 (effective dielectric constant) (ϵ_{eff}), 공진기의 특성 임피던스 (characteristic impedance) (Z_0), 위상 속도 (phase velocity) (v_{ph}) 및 공진기의 기하학적 크기 등에 의해 결정되는 것으로서, 직방형 평행판 공진기 (parallel plate resonator)의 경우 공진기 자

체의 Q (Q_U)와 박막이 지닌 표면저항 (R_S) 간의 관계식은 $1/Q_U = k \cdot \tan\delta + R_S/(\pi f_0 \mu_0 h)$ 로 표현된다 (여기서 f_0 는 공진주파수, μ_0 는 진공에서의 permeability, h 는 공진기의 두께이고 낮은 모드에서 $k \sim 1$ 이다). 즉, 기판의 $\tan\delta$ 의 크기가 충분히 작을 경우 (고온초전도 박막의 제작에 많이 사용하는 LaAlO_3 기판의 경우 $\tan\delta \sim 10^{-4}$ 임) 공진기의 Q_U 가 R_S 의 크기에 의해 결정됨을 알 수 있다. 잘 성장된 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) 고온초전도 박막이 지닌 액체질소온도에서의 표면저항은 10 GHz의 주파수에서 약 $100 \mu\Omega$ 으로서 ⁽³⁻¹⁻²⁾ 이러한 표면저항의 크기는 같은 조건에서 구리 (OFHC) 박막이 지닌 표면저항의 약 1/100 정도 이고 이러한 고온초전도 박막의 낮은 표면저항은 X-band에서의 YBCO 공진기의 unloaded Q가 액체질소온도에서 10,000 이상의 값을 지니게 하는 것으로 보고된 바 있다 ⁽³⁻¹⁻³⁾. 높은 Q를 지닌 고온초전도 공진기 개발의 필요성으로서 첫째, 고온초전도 마이크로파 공진기가 지닌 우수한 특성이 공진기 자체로서의 응용성을 크게 하고 이러한 특성을 이용한 narrow bandwidth 및 저삽입손실 (low insertion loss) 필터 (filter)의 제작이 가능하다는 점을 들 수 있다. 필터의 제작은 몇개의 공진기가 결합된 형태를 지니는데 이 경우 필터가 지닌 삽입손실 (insertion loss)과 개개 공진기가 지닌 Q_U 와의 관계는 $IL = (4.343 N \cdot f_0)/(Q_U \cdot \Delta f)$ 의 식으로 기술된다 ⁽³⁻¹⁻⁴⁾. 여기서 N은 filter에 사용된 공진기의 갯수, f_0 는 중심주파수 (center frequency), 그리고 Δf 는 통과주파수 대역 (bandwidth)을 각각 뜻한다. 즉, Q_U 의 크기가 큰 공진기를 이용할 경우 삽입손실의 크기가 작아짐을 알 수 있다. 높은 Q_U 를 지닌 공진기가 매우 안정화된 마이크로파 오실레이터 (microwave oscillator)의 제작에 필수적으로 사용된다는 점은 이러한 공진기 제작의 또 다른 필요성이라 할 수 있다. 고성능의 마이크로파 오실레이터의 제작에는 quality factor (Q)가 매우 큰 공진기와 narrow band filter의 사용이 필수적인데, 이러한 것은 보다 향상된 주파수 안정성의 확보와 보다 낮은 frequency-modulated noise

의 구현에 필요한 것이다. 최근 급격한 통신수요의 증가와 함께 주파수의 불안정성 (frequency non-stability)이 10^{-6} 이하이고, 5 MHz의 tuned-out frequency에서의 잡음 크기가 120 dB/Hz이며 동시에 경량의 오실레이터를 장착한 통신위성의 필요성이 증가하고 있으며, 고성능의 레이더 (radar) 제작시 Q가 10,000 이상인 높은 Q의 공진기를 사용하는 것이 필수적이라는 것, 그리고 이러한 공진기를 사용한 오실레이터가 여러 단계의 주파수 multiplication과 신호 증폭을 이용하는 오실레이터에 비해 성능이 우수하고 제작 비용이 적게 든다는 사실 또한 초전도체를 이용한 고성능 공진기 제작의 필요성을 말해주는 것이라 할 수 있다.

Los Alamos 그룹은 최근 LaAlO_3 기판 위에 SrTiO_3 layer를 입힌 후 다시 YBCO layer를 입히는 방법을 이용하여 bias voltage의 크기에 따라 공진주파수의 조절이 가능한 공진기를 제작한 바 있다. 이들은 8 GHz의 공진주파수를 지닌 공진기의 경우 4 %의 공진주파수 변화를, 5 GHz에서 작동하는 공진기의 경우 24 %의 공진주파수 변화를 관측하였음을 보고하고 있는데 ⁽³⁻¹⁻⁵⁾ 이러한 공진기의 작동은 active filter, tunable delay line, tunable resonator, 그리고 phased-array antenna 등의 제작을 가능하게 할 것으로 기대된다. 공진기의 공진 특성을 이용하는 마이크로파 필터 및 오실레이터는 마이크로파를 이용하는 모든 통신 장비의 핵심소자로서 YBCO 고온초전도 필터 제작은 휴대용 전화 지구국 (cellular base station) 용도의 상품 개발을 목적으로 연구가 진행되고 있다 (Conductus 추정: 기존의 지구국수 = 25,000; 설치예정인 지구국수 = 7,000). 미국의 Conductus는 900 MHz 주파수 대역에서 2 %의 bandwidth를 지닌 cellular communication 용 5-pole 및 9-pole planar filter를 제작한 바 있는데 이들의 filter는 LaAlO_3 기판 위에 성장한 YBCO 박막을 이용하여 제작된 것이다 ⁽³⁻¹⁻⁶⁾. 또한 미국의 Superconductor Technologies Inc. (STI)는 군사

용 및 휴대용 전화기 지구국용의 고성능 YBCO narrow band filter를 제작하고 있는것으로 알려져 있다. 이들은 이러한 filter의 개발을 통해 전자파 간섭과 관련된 문제의 해결을 시도하고 있는데, 이러한 것은 기존의 tuning system에서 한, 두 종류의 신호에 대한 filtering만이 가능한데 비해 고온초전도 filter bank를 이용하면 32 종의 신호에 대한 filtering까지 빨리 ($700 \mu s$ 이하) 그리고 선택적으로 행할 수 있기 때문이다. STI는 이러한 목적의 filter bank를 고온초전도 박막으로 제작하고 filter의 switching을 광신호를 이용하여 구현하고자 하는 연구를 수행하면서 1995 년 하반기에는 제작된 16 channel의 filter를 비행기에 탑재하여 사용할 예정으로 있다⁽³⁻¹⁻⁷⁾. 이 외에도 영국의 Birmingham 연구진은 1 제곱 인치의 MgO 기판 위에 YBCO 박막을 성장하여 중심 주파수가 10 GHz이고 선형적 특성을 지닌 4 GHz의 넓은 통과대역을 지닌 microstrip delay-line filter의 제작을 보고한 바 있다.

고온초전도 YBCO filter는 필터 unit의 전체 크기를 현재 전화지구국에서 사용되고 있는 필터 unit 크기의 1/10 정도로 축소시킬 초소형 냉각기 (고온초전도 필터 용도)가 완성될 경우 더욱 그 응용성이 커질 것으로 생각되는데 이 경우 이 분야에서만 연간 1 억불 이상의 시장 (Conductus 추정: 연간 4 억불)이 형성될 것으로 추정된다⁽³⁻¹⁻⁸⁾. 고온초전도 공진기 (혹은 필터)가 처리할 수 있는 power의 향상 또한 고온초전도 공진기 (혹은 필터)의 응용성을 크게하는 요인으로서 2 GHz에서 20 watt의 power를 처리할 수 있는 고온초전도 필터가 미국 Conductus의 연구진에 의해 개발된 바 있다. 앞서 언급한 바와 같이 고온초전도 공진기가 지닌 높은 Q_U 의 또 다른 중요한 응용성은 이러한 공진기를 이용하여 매우 안정된 마이크로파 오실레이터를 제작할 수 있다는 점에 있다. 미국의 듀폰 연구진은 80 - 90 K 정도의 온도에서 작동하는 Tl-Ba-Cu-O high-Q 오실레이터와

107.5 K에서 27.5 GHz의 신호를 발진하는 Tl-Pb-Ba-Cu-O 오실레이터를 제작한 바 있으며 웨스팅하우스 연구진 또한 미 국방성의 연구 지원으로 제작한 고온초전도 오실레이터를 보고한 바 있다⁽³⁻¹⁻⁸⁾. 이러한 소자는 장차 군사용이나 상업용 레이다 시스템의 제작 혹은 마이크로파 주파수 합성 장치 등의 제작에 있어 매우 큰 응용성을 지닐 것으로 생각된다.

고온초전도 박막을 이용하여 제작한 마이크로파 소자의 특성은 기존의 소자가 지닌 특성에 비해 월등하여서 이 분야의 응용은, 소자가 지닌 특성의 신뢰성이 아직 완전히 확립되지 않았음에도 불구하고, 고온초전도체와 관련된 응용분야들 중 가장 먼저, 가장 큰 규모로 이루어질 것으로 예상된다. 연구자들은 이러한 통신분야에의 응용이 지닌 시장성이 약 40 억불 정도에 이를 것으로 예상하는데 (미국 Conductus의 추정치임), 이들은 현재 가장 시장성이 큰 영역의 하나인 휴대 전화 (cellular phone)용 base station 내 부품으로서의 고온초전도 박막의 실용화를 이루고자 노력하고 있다. 고온초전도 소자용 소형 냉각기에 대한 연구도 고온초전도 마이크로파 소자의 응용을 위한 중요한 연구분야로서 이 분야 연구의 진행에 따라 고온초전도 마이크로파 소자의 실용화는 보다 광범위한 영역에서 이루어질 것으로 기대된다. 여러 종류의 마이크로파 소자 및 interconnect line의 제작을 하나의 고온초전도 박막 위에서 행하는 monolithic process를 통하여 실현하고자 하는 것 또한 고온초전도 박막의 마이크로파 소자로서의 응용성 확대를 위한 중요한 연구분야 중의 하나이다. 이러한 목적을 달성하기 위해 넓은 면적의 기판 위에 균일한 YBCO 박막의 성장을 이루는 연구가 행해지고 있으며, 최근 2 inch 정도 지름의 LaAlO₃ 기판 위에 균일한 YBCO 박막을 성장시킨 결과가 여러 곳에서 보고된 바 있다. 또한 보다 대면적의 기판을 사용하여 YBCO 박막을 제작하려는 연구도 많이 행해져서, 하나의 대면적 고온초전도 박막 위에 안테나, 필터, 막서, 오실레

이터, detector가 모두 포함된 마이크로파 통신 시스템의 제작도 빠른 시일 내에 이루어 질 것으로 기대된다⁽³⁻¹⁻⁹⁾. 이러한 점에서 마이크로파 공진기 및 필터의 특성을 보다 향상시킬 수 있는 국내에서의 연구도 계속적으로 필요하다고 생각되며, 고온초전도 마이크로파 공진기 및 filter 등의 소자 제작 연구가 단순히 위성통신 주파수 대역인 X-band에서의 마이크로파 소자로서의 성능 구현을 위한 것이 아니라 외국의 경우 처럼 소자들의 용도가 고려된 것일 필요가 있다 하겠다. 국내에서의 고온초전도 박막의 마이크로파 응용을 실현하기 위해서는 장차 다음과 같은 연구가 계속 진행되어야 할 것으로 생각된다. 첫째, 0.5 dB 이내의 낮은 삽입손실 (insertion loss), 좁은 통과대역 및 통과대역 내에서의 선형적 특성을 지닌 YBCO bandpass filter를 제작하는 것이다. 이러한 특성의 filter는 장차 여러 channel의 빠른 switching time을 지닌 filter 제작을 위해서도 필요한 것이다. 둘째, Q_U 가 수천 정도인 YBCO 공진기를 제작하는 것이다. 높은 Q_U 를 지닌 공진기 제작에는 공진기 제작에 사용되는 고온초전도 박막의 특성 뿐 아니라 공진기가 놓이는 test fixture의 구조, ground plane의 특성 등이 관련되어 있어서 이러한 기술의 확보는 앞서 언급한 low loss, narrow bandwidth의 filter 구현에도 필수적인 것이다. 셋째, 높은 Q_U 의 공진기를 이용하여 오실레이터를 제작하는 것이다. 안정된 주파수 발진이 가능한 오실레이터의 제작은 이러한 오실레이터가 마이크로파 장치 내의 mixer 작동에 있어서 매우 중요하다는 점에서 많은 응용성을 지니고 있으며 이러한 오실레이터의 성능은 마이크로파 장치의 가격을 결정하는 요소이기도 하다. 고온초전도 박막이 지닌 우수한 공진 특성은 기본적으로 우수한 성능의 오실레이터 제작을 가능하게 하는데 고온초전도 박막을 이용한 오실레이터의 제작은 마이크로파 능동소자의 제작과 관련한 기술의 확립을 가능하게 할 것으로 기대된다. 본 연구에서는 이러한 점을 고려하여 다음과 같은 연구를 수행하였다. 첫째, 고온초전도 박막이 지닌 마이크로파 특

성을 미세선 공진기를 이용하여 평가하는 방법에 대한 연구를 수행하였다. 둘째, 유전체 공진기가 설치된 원통형 cavity를 이용하여 대면적 고온초전도 박막이 지닌 특성의 균일성 연구를 행하였다. 셋째, 고온초전도 박막을 이용한 마이크로파 narrow bandpass filter를 제작하고 액체질소온도에서의 마이크로파 응답도를 측정하였다. 넷째, 고온초전도 박막으로 제작한 공진기를 이용하여 오실레이터를 제작하고 그 기본특성에 대해 연구하였다.

제 2 절. 실험방법

1. 고온초전도 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Microstrip Ring Resonator 실험.

(그림 3-2-1)은 실험을 위하여 설치한 저온에서의 마이크로파 특성평가 장치의 개략도인데 사용된 장치는 마이크로파 sweep generator, 스펙트럼 analyzer, attenuator (0 - 70 dB), 저잡음 증폭기 (32 dB: X-band 용) 및 마이크로파 detector 등으로 구성된다. 실험은 test fixture를 사용하지 않는 비접촉 방법에 의한 마이크로파 특성 측정과 test fixture 내에 package 된 마이크로파소자에 대한 측정의 두가지 방법으로 행해졌다 (3-2-1, 3-2-2)

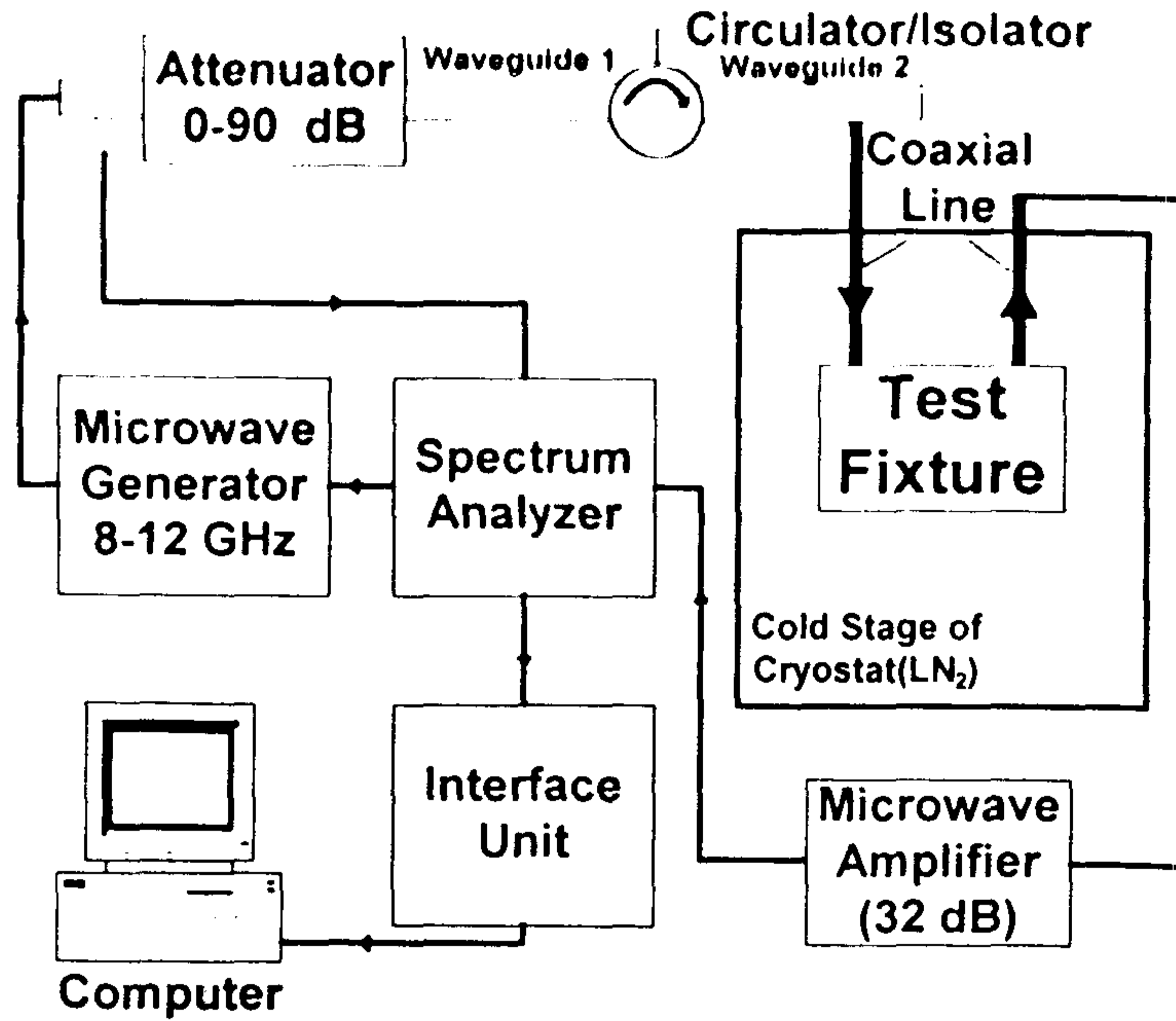
가. YBCO microstrip ring resonator 제작.

(그림 3-2-2)와 (그림 3-2-3)은 본 실험에 사용된 YBCO ring resonator의 개략도와 aluminum composite으로 제작한 test fixture 내에 설치된 YBCO 마이크로파 resonator의 모습이다. 실험에 사용된 공진기는 0.5 mm 두께의 (100) LaAlO_3 기판에 RF-Sputtering 법 및 laser ablation 법으로 성장시킨 YBCO 박막을 식각, 제작하여 만들어진 것으로서 기판의 뒤에 설치한 thick Cu plate에 의해 ground 되어있다. YBCO 공진기는 3 종류가 제작되었는데 sample 1의 경우 2,000 Å, sample 2는 3,500 Å, sample 3는 2,000 Å의 두께를 지니고 있다. 이들 sample 중 sample 3는 mechanically roughened surface를 지니고 있다. 공진기의 공진주파수가 8 GHz 이하로 나타났기 때문에 측정주파수 대역을 8 GHz 이상으로 하기 위한 frequency tuning은 기판의 뒷면과 ground plate사이에 얇은 teflon tape을 놓아서 구현하였다.

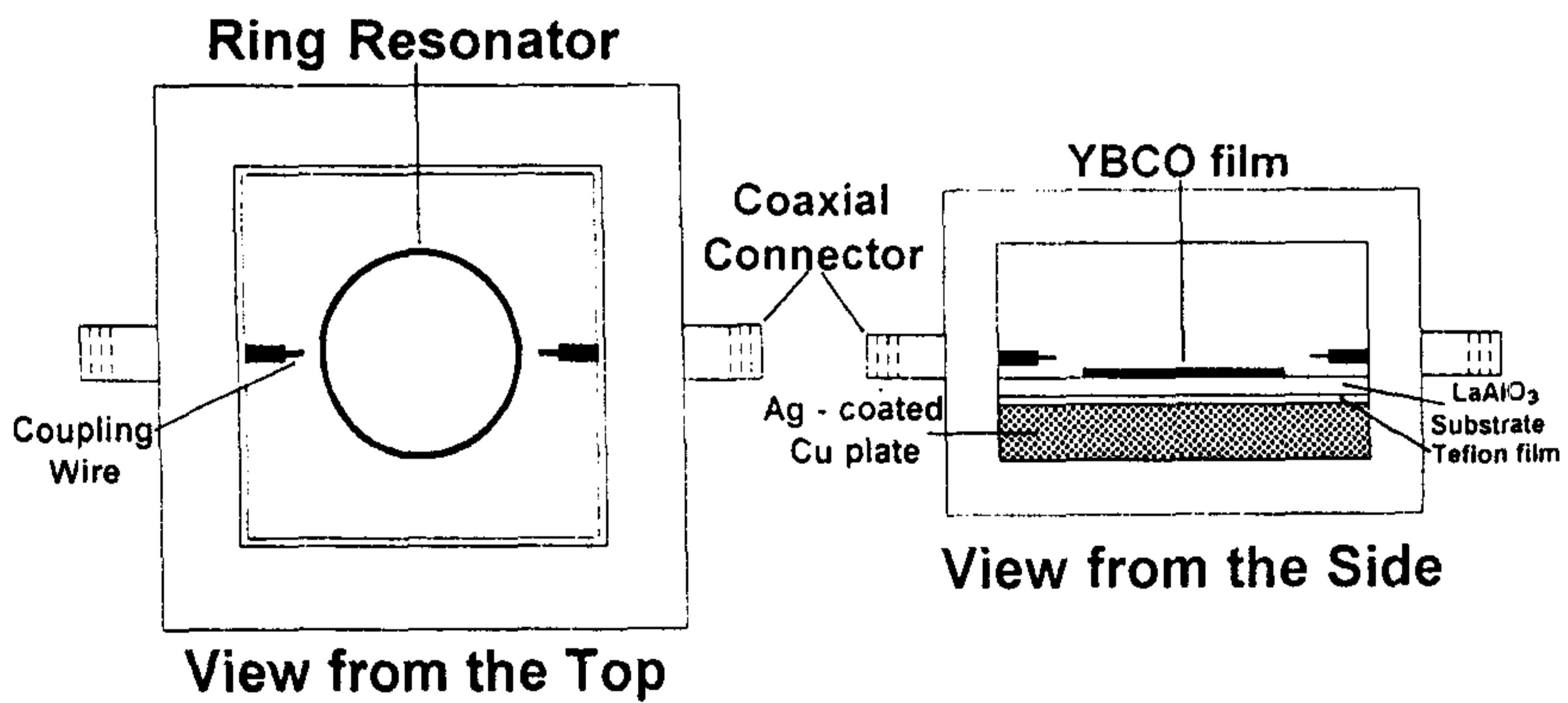
다양한 두께의 YBCO 고온초전도 박막이 지닌 마이크로파 특성의 비교를 위하여 YBCO microstripline ring 공진기 들을 (samples 4 - 6) (100) LaAlO₃ (LAO) 기판에 성장시켜서 측정을 하였는데 이 박막들의 두께는 각각 1,000 Å, 3,000 Å, 3,000 Å 이다. 본 실험에서 사용한 박막의 최고 두께를 ~ 3,500 Å으로 한 것은 ~ 3,500 Å 이상 두께에서의 YBCO 층이 a-axis 방향으로 성장되는 경향이 있기 때문이다.

나. 측정방법

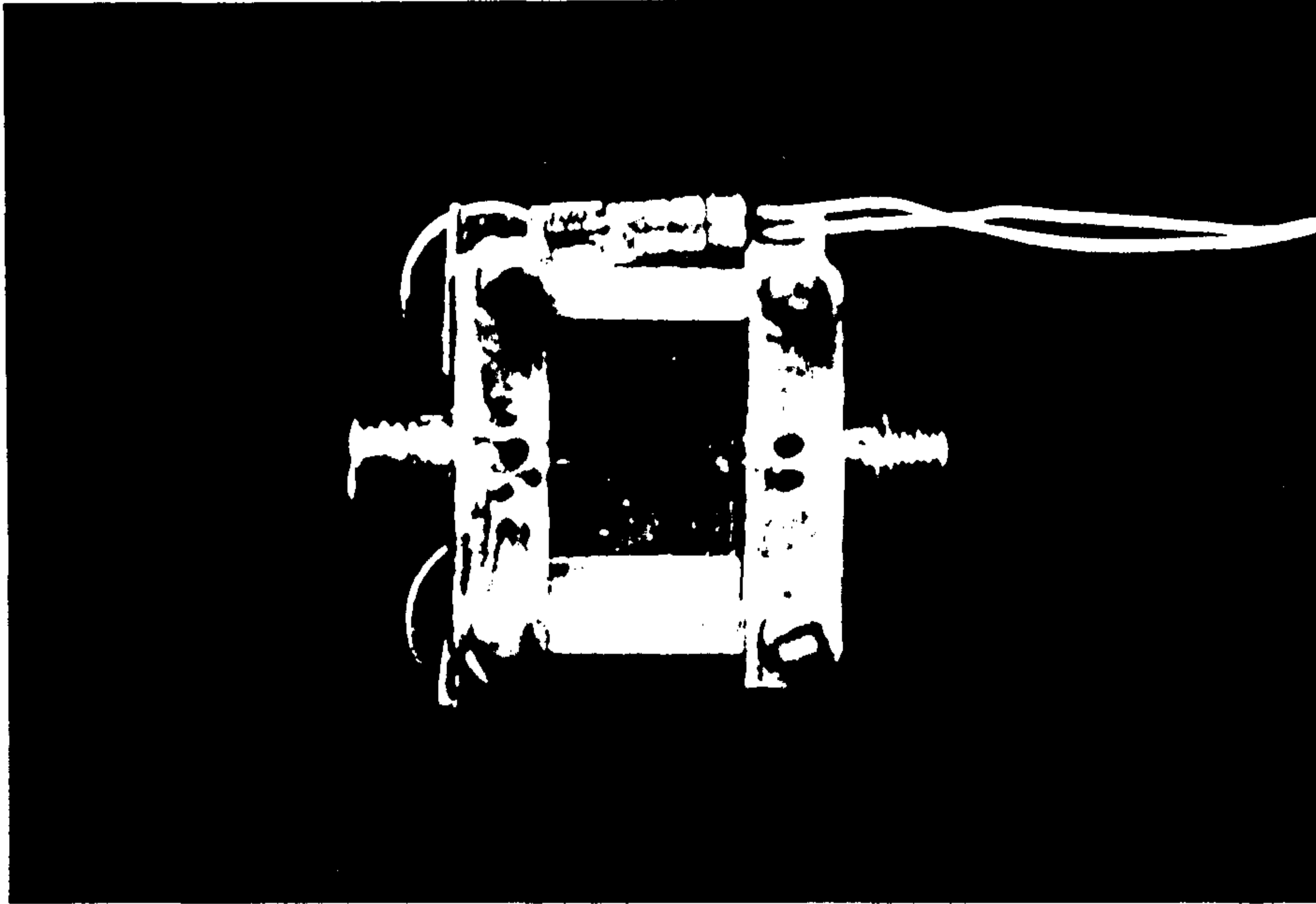
측정은 액체질소온도에서부터 온도를 올리면서 행하였는데, 측정시 온도는 ± 1 °C 내에서 안정된 값을 보였으며 실험과정에서는 transmission 신호가 측정되었다.



(그림 3-2-1) 저온 측정용 마이크로파 장치의 개략도.



(그림 3-2-2) YBCO microstrip ring resonator의 개략도



(그림 3-2-3) test fixture 내에 설치된 YBCO ring 공진기의 개략도.

2. 유전체공진기를 이용한 마이크로파특성 연구

가. Cavity 제작

원통형의 cavity는 silver-coated brass로 제작하였으며 이 cavity 내에 disk 모양의 유전체 공진기를 설치하였다. 이 유전체 공진기는 $\text{CaTiO}_3 - \text{LaAlO}_3$ 의 합성체로 만든 것으로서 이러한 합성체는 온도변화에 대해 안정된 특성을 보이고 비교적 작은 $\tan \delta$ 와 비교적 높은 상대유전율 ($\epsilon_r \sim 39$)을 지니고 있다. 그림 3-2-4는 이러한 유전체가 설치된 cavity의 개략도이다. 이 cavity의 윗면과 옆면은 은이 coating된 brass로 만들어 졌으며 유전체 공진기는 원통형 cavity의 밑면에 놓일 고온초전도 박막의 중앙에 위치하게 된다. 유전체 공진기와 cavity의 도체 벽면 사이에는 teflon

spacer가 놓이게 되는데 이 teflon spacer의 상대유전율은 2.065이다. 유전체 공진기와 cavity의 바닥면 사이의 접촉이 재현성있게 이루어 질 수 있도록 유전체 공진기는 spring이 달린 바닥면 위에 놓이게 되어 있는데 이 유전체 공진기는 가는 teflon 막대에 의해 위로부터 눌러지게 되어있다 (그림 3-2-4 참조). 또한 signal coupling은 cavity 내에 설치된 한 쌍의 50 Ω transmission line을 통하여 이루어지게 되어있다. 본 실험에 사용된 유전체 공진기는 Al-La-Ti-Cu-O의 복합체로 만들어진 것으로서 상대유전율은 39 정도이다. (그림 3-2-5)는 이러한 원통형 cavity를 이용하여 대면적의 고온초전도 박막이 지닌 마이크로파 특성의 균일성여부를 연구하고자 제작한 sample holder의 모습을 보여주는데 그림에서와 같이 측정하고자 하는 박막의 위치를 바꿔줌으로서 대면적 박막이 지닌 특성이 박막표면에서의 위치에 따라 어떠한 차이를 보이는지에 대해 연구할 수 있다.

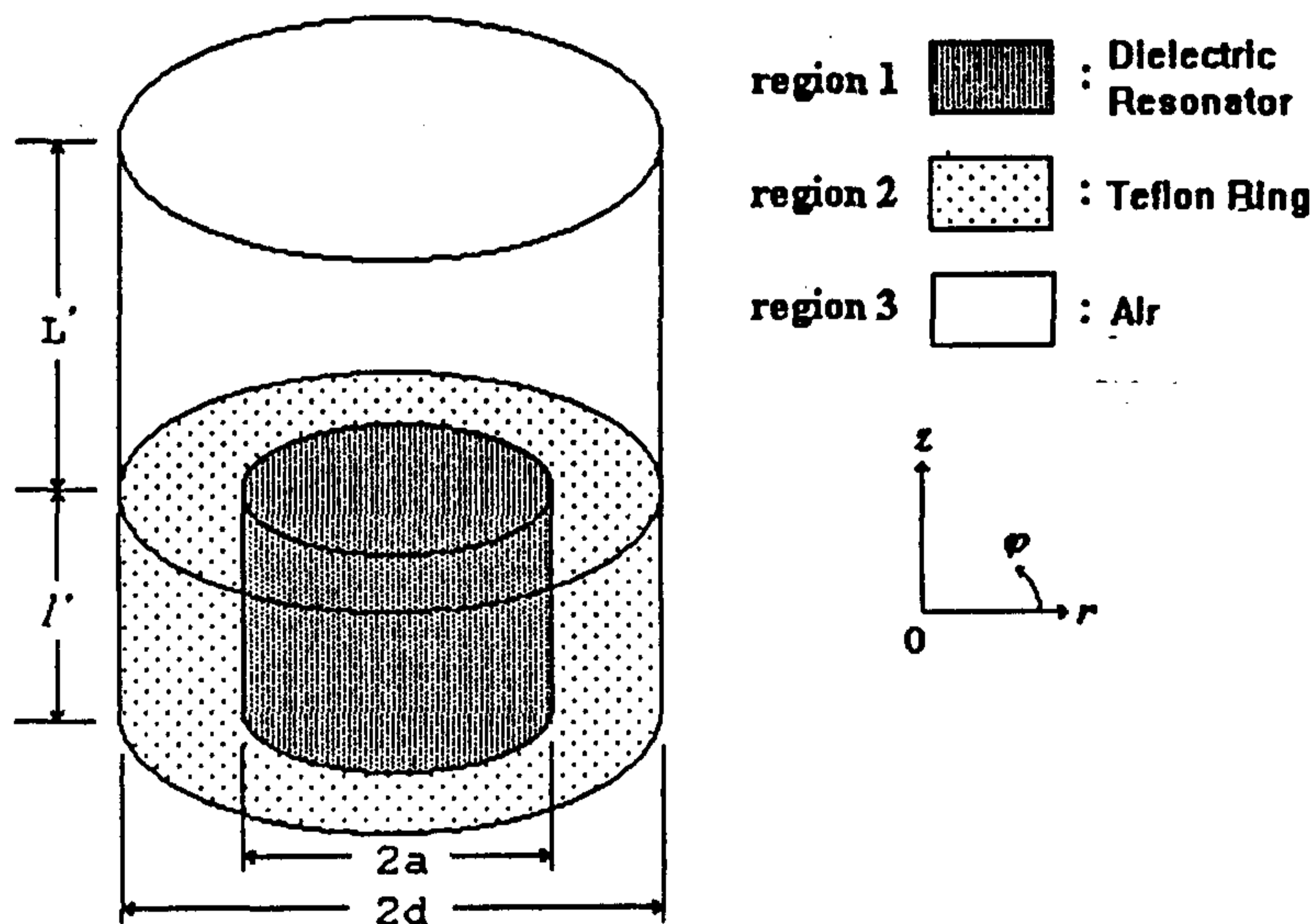
나. 박막제작.

본 실험을 위하여 두 개의 YBCO 박막 (samples 1 and 2)들이 제작되었으며 각각 2,000 Å 정도의 두께를 지닌 이 박막들은 각각 크기가 2.4 x 2 cm² 와 2 x 2 cm²인 (100) LaAlO₃ 기판 위에 성장되었다. 이들 중 sample 1은 laser ablation 방법을 통하여 제작되었고 sample 2는 보통의 RF-magnetron sputtering 방법으로 제작되었다. YBCO 박막 들이 지닌 특성과의 비교를 위하여 4 μ m 두께의 비교적 두꺼운 Au 박막을 GaAs 기판 위에 성장시켜서 사용하였다. 그림 3-2-5는 박막 위에 유전체 공진기가 놓인 위치를 보여준다.

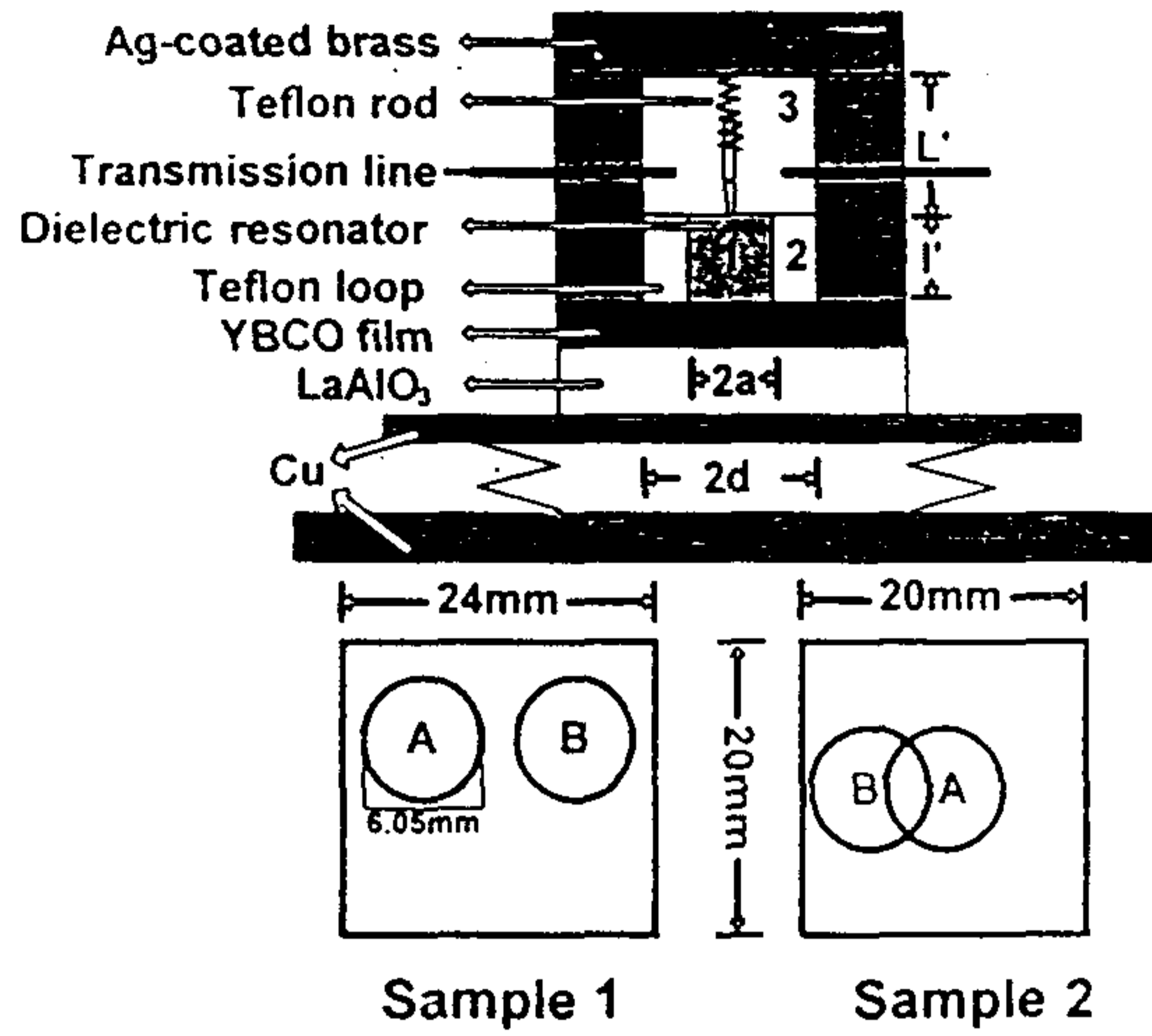
다. 유전체 부하 공진기를 이용한 마이크로파특성 측정.

측정은 액체질소온도에서부터 온도를 올리면서 행하였는데, 측정시 온도는 ± 1 °C 내에서 안정된 값을 보였으며 실험과정에서는 transmission

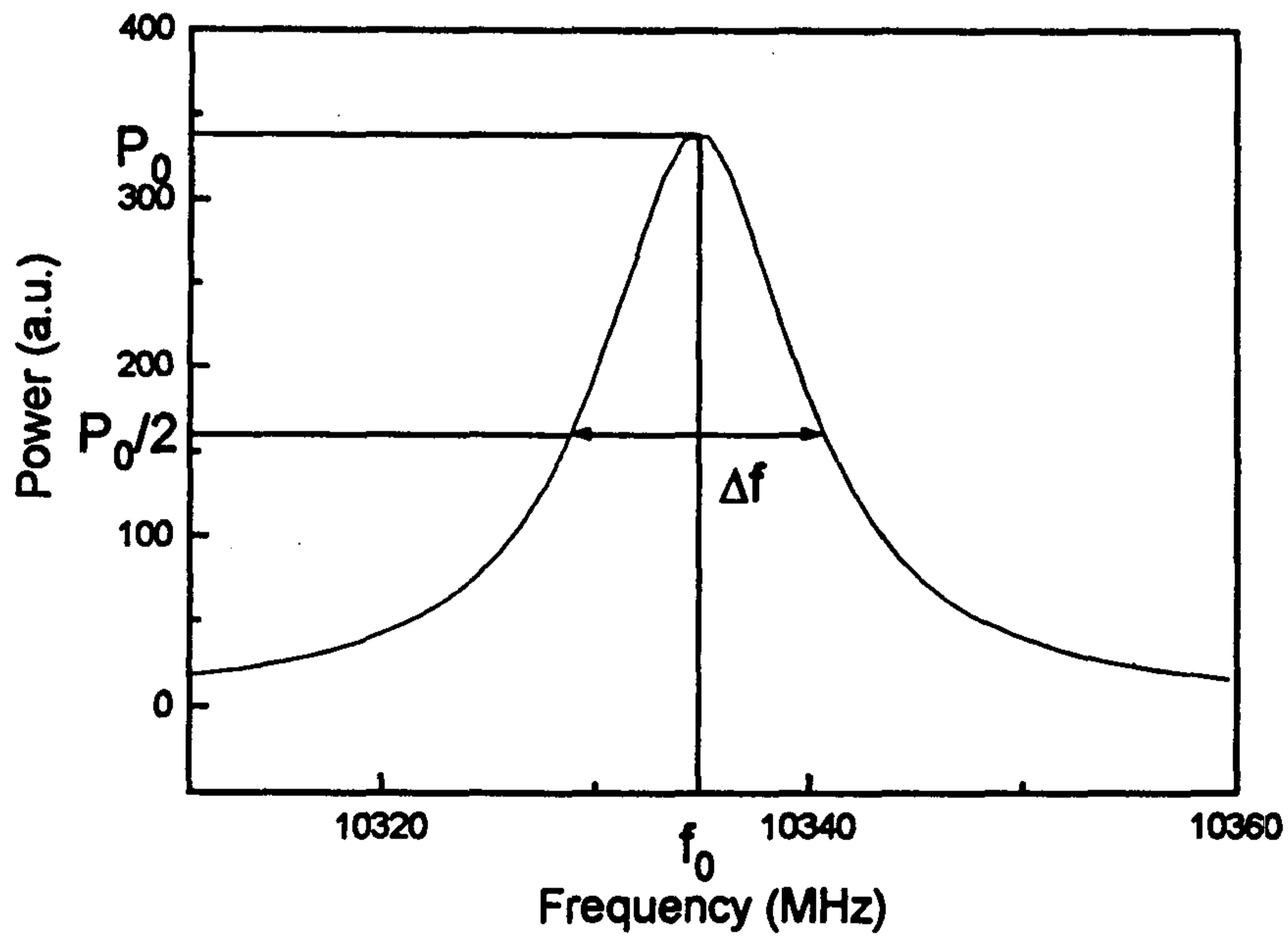
신호가 측정되었다. (그림 3-2-6)은 측정된 transmission 신호의 전형적인 모습을 보여준다. 실험 중에는 loaded Q (Q_L), 삽입손실, 공진주파수 (f_0) 들이 77 K 이상의 온도에서 transmission 방법으로 측정되었다. Q_L 은 3-dB band 방법으로 측정되었고 unloaded Q (Q_U)는 Q_L 로부터 $Q_U = Q_L \cdot (1 + \beta_1 + \beta_2)$ 의 관계식을 이용하여 계산할 수 있는데 여기서 β_1 과 β_2 는 각각 input 및 output coupling constant를 의미한다. 공진신호가 거의 대칭적으로 나타남으로부터 $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ 인 대칭결합을 가정하였으며, 이 때 S-parameter는 $S_{21} = (2\beta)/(1 + 2\beta)$ 의 식으로 표현되며 S_{21} 는 측정된 insertion loss (IL)와의 관계식인 $IL \text{ (dB)} = -20 \log_{10} S_{21}$ 으로부터 구해진다. 이 경우 Q_U 는 $Q_U = Q_L \cdot [1 + (10^{IL/20} - 1)^{-1}]$ 의 식에서 구해진다. 실험에 사용된 장치는 참고문헌 (3-2-3)에 기술된 바와 같다.



(그림 3-2-4) 유전체 부하 공진기의 개략도.



(그림 3-2-5) 대면적 고온초전도 박막 측정용 sample holder의 개략도
 ($2a = 6.05\text{mm}$, $2d = 10\text{mm}$, $l' = 1.85\text{mm}$, $L'+l' = 21.6\text{mm}$ 임)



(그림 3-2-6) 유전체 부하 공진기로부터의 transmission 신호.

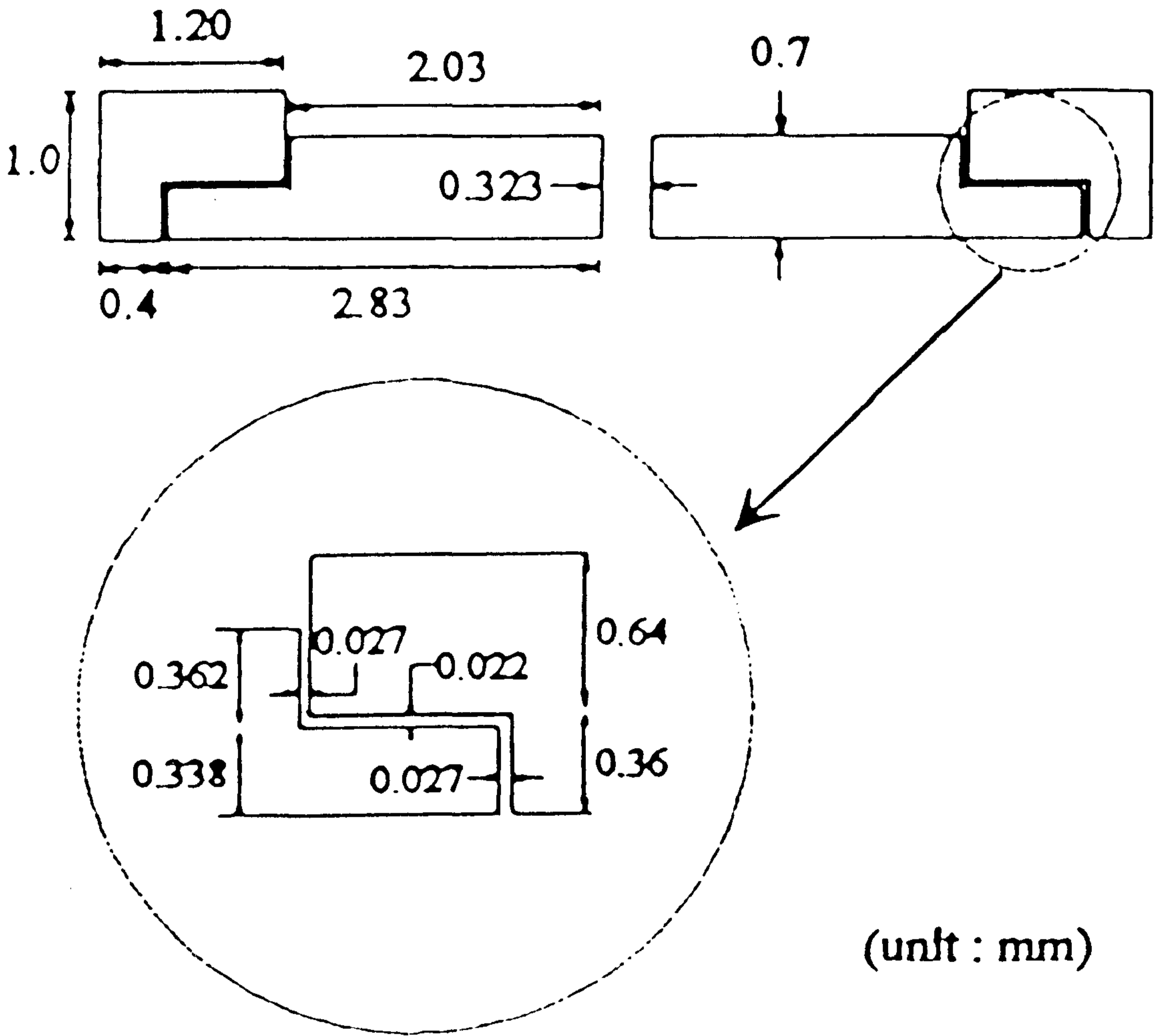
3. YBCO microstrip filter 제작연구.

가. Filter 및 test fixture 제작.

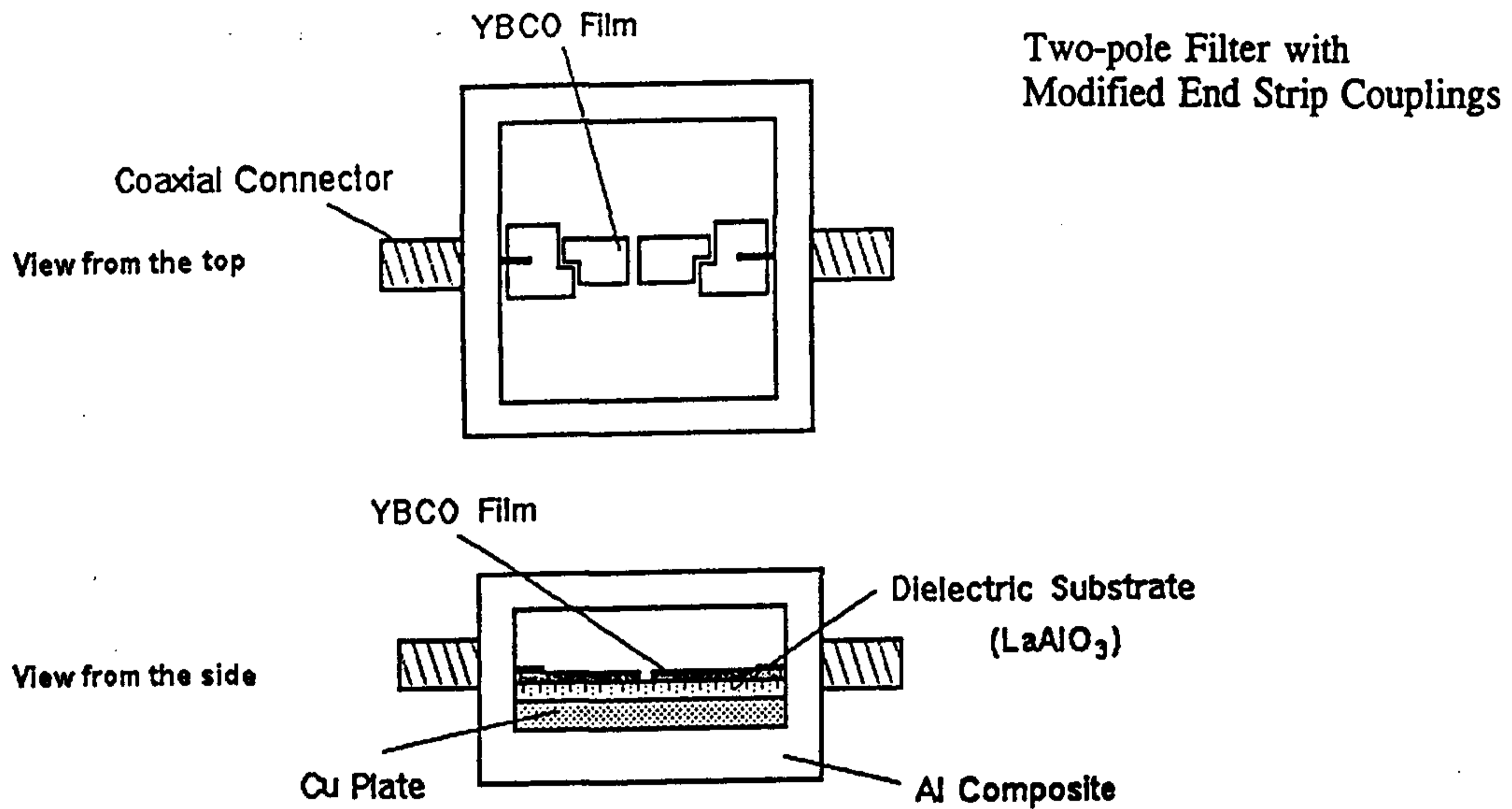
(그림 3-2-7)과 (그림 3-2-8)은 본 실험에 사용된 YBCO filter의 개략도와 brass로 제작한 test fixture 내에 설치된 YBCO 마이크로파 filter의 모습이다⁽³⁻²⁻⁴⁾. 실험에 사용된 필터는 0.5 mm 두께의 (100) LaAlO₃ 기판에 RF-Sputtering 법으로 성장시킨 YBCO 박막을 식각, 제작하여 만들어진 것으로서 기판의 뒤에 설치한 thick Cu plate에 의해 ground 되어있다.

나. YBCO microstrip filter의 특성측정.

YBCO filter에 대한 측정은 test fixture내에 놓인 filter와 test fixture에 설치된 connector 간에 gap coupling이 이루어지도록하여 test fixture에 coaxial transmission line을 연결하여 행하였는데 액체 질소 온도에서 서서히 온도를 올리면서 측정을 행하였다. Transmission 신호의 측정 후 신호의 calibration을 행하였으며 calibration 시 test fixture를 제거하고 input line과 output line을 직접연결하여 측정한 신호가 사용되었다.



(그림 3-2-7) YBCO two-pole 필터의 layout.



(그림 3-2-8). Test fixture 내에 설치된 YBCO filter.

4. YBCO microstrip ring resonator를 이용한 오실레이터 제작.

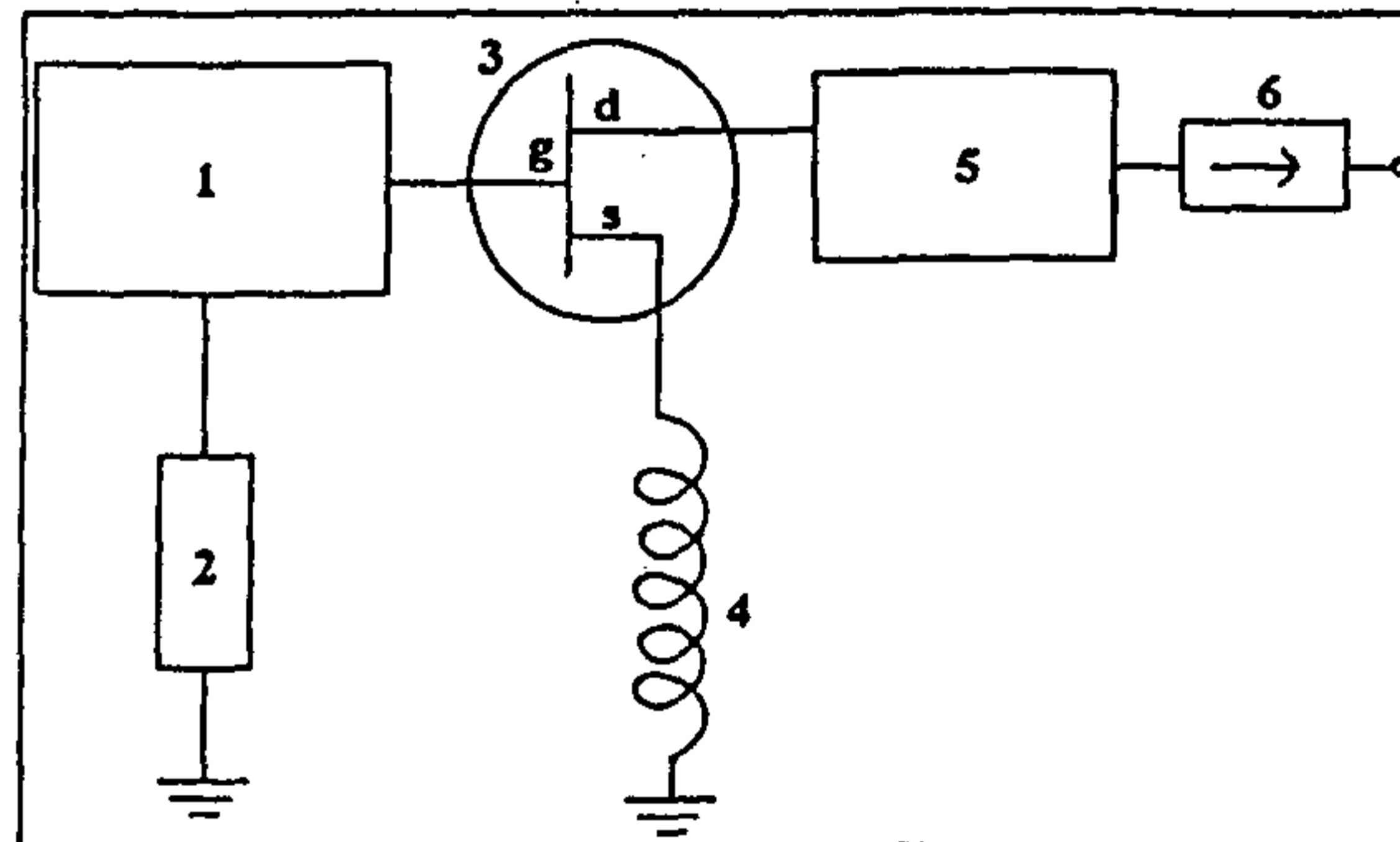
가. YBCO 공진기의 설치

(그림 3-2-9)는 본 실험을 위해 제작한 오실레이터의 개략도이다. 오실레이터 회로는 현재 사용되고 있는 오실레이터 회로를 바탕으로 한 것으로서 YBCO 공진기의 위치는 상온에서의 Cu 공진기를 이용한 실험을 통하여 정하였다. 앞 부분에 기술되어 있는 (그림 3-2-1)은 YBCO microstrip ring resonator의 개략도로서 I.D. = 3.40 mm, O.D. = 3.58 mm 이고 이러한 공진기의 크기는 공진기가 지닌 공진주파수가 sapphire 기판

위에서 X-band 영역에 올 수 있도록 설계된 것이다.

나. YBCO microstrip resonator가 장착된 오실레이터의 특성측정.

(그림 3-2-10)은 오실레이터의 특성측정을 위하여 설치한 측정장비의 개략도이다. 오실레이터에 대한 측정은 i) 오실레이터로부터의 발진신호의 측정, ii) 발진신호의 온도의존성 측정, 그리고 iii) 오실레이터 신호가 지닌 power 크기 측정의 순으로 행해졌다. 측정은 냉각장치 내에 오실레이터 block을 설치한 후 낮은 온도로부터 서서히 온도를 올리면서 행하였다.

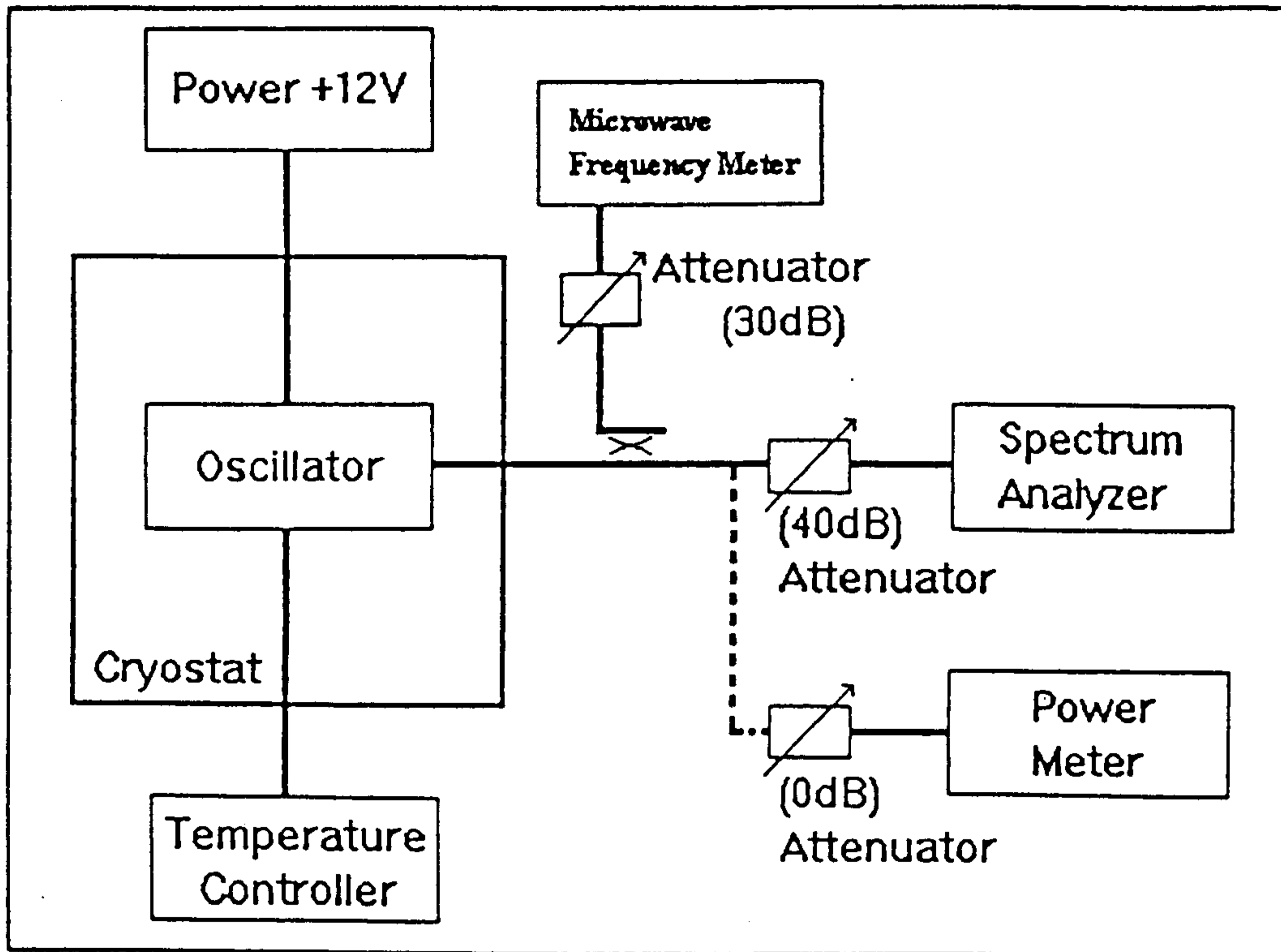


- 1 : frequency tuning part with a microwave resonator
- 2 : Resistor
- 3 : MESFET
- 4 : Inductive part
- 5 : Impedance matching part
- 6 : ferrite Isolator

Note.

- The other part : copper stripline on a Al_2O_3 substrate
- MESFET chip mounted on the Al_2O_3 substrate
- The output of the oscillator connected to a microstrip Isolator on a ferrite substrate

(그림 3-2-9) 오실레이터 회로의 개략도.



(그림 3-2-10) 오실레이터 특성 측정장치의 개략도.

제 3 절 이론적 배경

1. 미세선을 이용한 표면저항 (R_s) 측정의 이론적 배경

가. 표면저항 측정.

유전체 기판 위에 성장된 고온초전도 박막의 R_s 측정시 가장 많이 사용되는 방법의 하나로서 planar microstripline resonator를 이용한 방법을 들 수 있는데 i) fundamental mode에서 guide wavelength (λ_g)의 1/2의 길이를 지닌 stripline 형태, ii) fundamental mode에서 원주의 길이가 λ_g 의 1/2 혹은 1 배 길이의 ring 형태, iii) rectangular parallel plate 형태, iv) circular parallel plate 형태 등, 여러 형태의 공진기 (resonator)가 측정에 사용되고 있다. 이러한 공진기의 특성은 conductive attenuation constant (α_c), 유전체 기판의 loss tangent ($\tan\delta$), 유전체 기판의 유효 유전율 (effective dielectric constant) (ϵ_{eff}), 공진기의 characteristic impedance (Z_0), 위상속도 (phase velocity) (v_{ph}) 및 공진기의 기하학적 크기 등에 의해 결정되며 microstripline resonator의 경우 Z_0 는 Wheeler에 의해 보고된 바, conformal mapping technique에 의해 계산될 수 있는 것으로 알려져 있다. Wheeler가 TEM-approximation을 이용하여 계산한 Z_0 및 ϵ_{eff} 는 다음과 같이 기술된다.

$$Z_0 = [120/\sqrt{2}(\epsilon_r + 1) \cdot \{\ln(8h/w') + w'^2/(32h^2) - 0.5(\epsilon_r - 1) \cdot \{\ln(\pi/2) + (4/\pi)/\epsilon_r\}/(\epsilon_r + 1)\}], \quad (3-3-1)$$

($w/h \leq 2$ 일 경우),

식 (3-3-1)에서 ϵ_r 은 기판의 상대 유전율 (relative dielectric constant)

을 뜻하며, w 와 h 는 각각 stripline의 폭과 기판의 두께를 의미한다. 또한 박막의 유한한 두께 (t)에 의한 'edge field effect'로 인해서 $t/h < 0.1$ 일 경우 w' 은 다음과 같이 표현된다.

$$w'/h = w/h + t\{1 + \ln(4\pi w/t)\}/(\pi h), \quad (3-3-2a)$$

($w/h < 0.16$ 일 경우),

$$w'/h = w/h + t\{1 + \ln(2h/t)\}/(\pi h), \quad (3-3-2b)$$

($w/h > 0.16$ 일 경우).

한편, 기판의 ϵ_{eff} 는 다음과 같이 기술된다.

$$2\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_r + 1 + (\epsilon_r - 1)/\sqrt{1 + (10h/w)}. \quad (3-3-3)$$

식 (3-3-1) - (3-3-3)과 unloaded Q (Q_U)의 측정결과, 그리고 공진주파수 (f_0)로부터, R_S 의 크기는 'incremental-induction rule'을 이용하여 계산될 수 있는데⁽³⁻³⁻¹⁾, 'incremental -induction rule'은 공진기나 microstrip line이 지닌 유효 저항 (effective resistance)의 변화가 이들 공진기나 microstripline이 지닌 전자파 침투깊이 (penetration depth)의 변화에 따른 inductance의 변화에 기인함을 이용하는 법칙이다. 'Incremental-induction rule'을 이용하면, i -th surface의 저항, 즉 R_i 는 다음과 같이 기술된다.

$$R_i = R_{Si} \cdot l/w = \omega \cdot L_i = (R_{Si}/\mu_0)(dL/dn_i). \quad (3-3-4)$$

여기서 R_{Si} 는 i -th surface의 표면저항을, l 은 전자파 진행 방향으로의 표면

의 길이를, w 는 표면의 폭 (width)을, L_i 는 i -th surface이 지닌 inductance를, L 은 전체 inductance를, n_i 는 i -th surface에 수직인 방향을 각각 뜻한다. 또한 conductive loss에 의한 attenuation, 즉 α_c 는 다음과 같이 기술된다⁽³⁻³⁻²⁾.

$$\alpha_c = (2Z_0)^{-1} \cdot \sqrt{\epsilon/\mu} \cdot \{R_{S1}(dZ_0/dh - 2 \cdot dZ_0/dw - 2 \cdot dZ_0/dt) + R_{S2} \cdot dZ_0/dh\}. \quad (3-3-5)$$

Z_0 에 대해 식 (3-3-1)에 기술된 바와, 공진기의 unloaded Q (Q_U)와 차폐된 microstripline이 지닌 attenuation factor (α) ($= \alpha_c + (\pi/\lambda_g) \cdot k \cdot \tan\delta$)사이의 다음의 식, 즉

$$1/Q_U = (\lambda_g/\pi) \cdot \alpha = (\lambda_g/\pi) \cdot \{\alpha_c + (\pi/\lambda_g) \cdot k \cdot \tan\delta\}, \quad (3-3-6)$$

을 이용하여 α_c 를 구할 수 있고, α_c 의 크기를 이용하여 박막의 표면저항치를 구할 수 있다. 식 (6)에서 α_c 는 Np/m의 단위를 지니며, k 는 geometric factor, $\tan\delta$ 는 기판의 loss tangent, 그리고 λ_g 는 guide wavelength의 크기를 각각 나타낸다. α_c 와 표면저항과의 관계로부터 식 (3-3-6)은 또한 다음과 같이 기술된다.

$$1/Q_U = \lambda_g \cdot B \cdot \{C \cdot R_{S2} + (C+D) \cdot R_{S1}\} / (4\pi^2 Z_0) + (\pi/\lambda_g) k \cdot \tan\delta. \quad (3-3-7)$$

여기서 $C = (1/h) \cdot \{1 - t/(\pi w')\}$, $D = (2/w') \cdot \{1 + (1/\pi) \ln(2h/t)\}$ 이다. 또한 $1/(2\pi) \leq w/h \leq 2$ 의 경우,

$$B = \{1 - w'/(4h)^2\}, \quad (3-3-8)$$

이다. 여기서 e 는 natural number, R_{S1} 과 R_{S2} 는 각각 microstripline 및 ground plane의 표면저항 값을 가리킨다. 또한 microstripline resonator의 경우, k 는 다음과 같이 기술된다.

$$k = 91 \cdot f \cdot \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} \cdot [1 + (g-1)/\{\epsilon_r(g+1)\}]^{-1}. \quad (3-3-9)$$

여기서 $g = \sqrt{1 + 10h/w}$, f 는 GHz 단위로 표시한 주파수이다.

미세선의 두께가 전자파 침투깊이의 크기보다 작거나 비슷한 크기일 경우 미세선의 표면저항을 계산하는데 있어서 유한한 두께에 의한 효과가 고려되어야한다. 유한한 미세선의 두께에 의한 효과의 연구결과는 Lee와 Itoh에 의해 보고되어진 바 있다⁽³⁻³⁻³⁾. 이들이 제시한 방법은 phenomenological equivalence method (PEM)로 알려져 있는데, PEM을 이용할 경우 미세선의 유한한 두께가 고려된 경우 원래 두께, t 와 폭, w 인 미세선은 유효두께, t_{eff} 와 유효폭, w_{eff} 을 지닌 미세선으로 다루어 질 수 있다. 이 경우 $t_{\text{eff}} = A \cdot G$, $w_{\text{eff}} = w'$ 로서, A 는 미세선의 단면적 ($= w \cdot t$)을 의미하고 G 는 $G = (2/\mu_0)(dL/dh - dL/dw - dL/dt)$ 에 의해 구해지며 $w/h < 2$ 인 경우 $L \sim (\mu_0/2\pi)[\ln(8h/w') + (1/32)(w'/h)^2]$ 이고 $1/(2\pi) < w/h < 2$ 인 경우 $w' = w + (t/\pi) \cdot \ln [(2h/t) + 1]$ 이다. 미세선의 고유표면임피던스 Z_S 는 $Z_S^{\text{eff}} = Z_S \cdot \coth(\tau t_{\text{eff}})$ 로부터 구해지는데 $T \ll T_c$ 인 경우 $\text{Re}(Z_S^{\text{eff}}) = R_S^{\text{eff}} = R_S \cdot \coth(t_{\text{eff}}/\lambda)$ 이다.

나. 런던침투깊이의 측정.

미세선 공진기를 이용한 런던침투깊이의 측정은 여러 종류의 초전도체

에 대한 침투깊이를 측정하는 유용한 방법으로 알려져 있는데 그 측정원리는 다음과 같다. 미세선공진기를 통하여 전파되는 전자파의 주 mode는 quasi-TEM mode로서 이러한 TEM mode의 경우 단위길이당 인덕턴스와 축전용량이 각각 L_0 , C_0 인 미세선 transmission line을 통하여 전자파가 전달될 때 그 위상속도 (V_{ph})는 $V_{ph} = (L_0C_0)^{-1/2}$ 로 주어진다. 우리가 실험에서 사용한 바와 같이 미세선 transmission line의 윗면을 초전도 박막으로 하고 구리 등의 금속을 ground로 한 경우 금속의 두께 b 가 금속의 skin depth보다 매우 크다면 L_0 는 다음의 식으로 기술된다.

$$L_0 = (\mu_0 \cdot \lambda/w) \coth(t/\lambda) + \{(\mu_0 \cdot \delta_N)/(2w)\} \coth(b/\delta_N) + \mu_T \cdot h/w. (3-3-10)$$

여기서 λ 와 δ_N 은 각각 초전도체의 런던침투깊이와 금속의 skin depth를 뜻하고, μ_T 는 평행판 간 매질의 permeability를 가리킨다. 참고로 평행판의 두면이 모두 같은 초전도체로 구성되었을 경우 δ_N 은 λ 로 대체된다. 윗식에서 C_0 는 평행판 transmission line의 기하학적인 모양으로부터 계산될 수 있는데, $C_0 = \epsilon_T \cdot (w/h)$ 이고 여기서 ϵ_T 는 평행판 간의 매질의 permittivity이다. 평행판 transmission line을 평행판 공진기로 대체할 경우 공진기의 공진주파수 (f_0)는 $f_0 = V_{ph}/\lambda_g$ 에 의해 결정되는데, 여기서 λ_g 는 guide wavelength로서 공진기의 길이에 의해 결정되는 상수이다. 즉, 공진주파수의 온도의존성은 거의 전적으로 위상속도의 온도의존성에 의해 결정된다. 여기서 C_0 의 온도의존성은 무시할만큼 작으므로 위상속도의 온도의존성은 또한 L_0 의 온도의존성에 기인하는 것임을 알 수 있다. 식 (3-3-10)에서 $b \gg \delta_N$ 일 경우 $\coth(b/\delta_N) \approx 1$ 임을 이용하면 공진주파수의 온도의존성은 다음과 같이 기술된다.

$$\Delta f_0/f_0(T_0) = 1 - [1 + \{\lambda(T_0)/h\} \cdot \coth\{t/\lambda(T_0)\} + \delta_N(T_0)/(2h)]^{1/2} \cdot [1 + \{\lambda(T)/h\} \cdot \coth\{t/\lambda(T)\} + \delta_N(T)/(2h)]^{-1/2}. \quad (3-3-11)$$

여기서 $\Delta f_0 = f_0(T_0) - f_0(T)$ 이고 $f_0(T_0)$ 와 $f_0(T)$ 는 T_0 와 T 에서의 공진주파수를 각각 가리킨다. $\lambda(T)$ 가 다음의 식으로 표현된다고 가정하면,

$$\lambda(T) = \lambda_0 \cdot [1 - (T/T_c)^n]^{-1/2}, \quad (3-3-12)$$

식 (3-3-11)과 (3-3-12)를 이용한 실험 data에 대한 fitting으로부터 0 K에서의 런던침투깊이 λ_0 를 구할 수 있다.

2. 유전체부하공진기의 TM_{011} mode를 이용한 표면저항 측정

초전도박막의 표면저항을 측정하는 또 다른 한 방법으로서 원통형의 공진기를 이용하는 방법을 들 수 있다⁽³⁻³⁻⁴⁾. 이와 관련하여 속이 빈 원통형 공진기를 이용하는 hollow cavity method⁽³⁻³⁻⁵⁾와 원통형 공진기 내에 유전율이 높은 유전체를 설치하여 측정하는 방법인 유전체 부하 공진기 방법^(3-3-6, 3-3-7)이 보고된 바 있다. 이들 방법 중에 원통형 cavity의 내부에 유전체 공진기를 넣어서 사용하는 유전체 공진기 방법은 다음과 같은 점에서 이점을 지닌 것으로 여겨지고 있는데 첫째는 비교적 작은 크기의 고온초전도 박막이 사용될 수 있다는 것과, 둘째는 박막특성을 측정하는데 식각공정이 필요없다는 것, 그리고 셋째는 기판의 한쪽면에 성장된 박막의 특성이 측정될 수 있다는 것이다. 이러한 장점들 외에도 유전체 부하 공진기를 이용할 경우 매우 높은 크기의 Q를 지닌 공진특성을 구현할 수 있다는 보고가 있는데 이러한 우수한 공진특성은 주파수 안정성이 높은 오실레이터의 제작 및 개선된 특성의 필터 제작을 가능하게 하는 것이다⁽³⁻³⁻⁸⁾. 유전체부하 공진기 방법을 사용할 경우 transverse electric TE_{011} mode나 transverse magnetic TM_{011} mode의 사용이 효과적인데 이는 이들 모드가 지닌 axial symmetry 때문이다. 이들 두 모드 중에 TE_{011} mode가 현재까

지는 주로 사용되고 있는데 이는 이 모드에서 $H_\phi = 0$ 이기 때문이다. 즉, 이 모드의 경우 원통의 위/아래면과 원통 측면의 접촉면을 통해 흐르는 전류가 없게 되어서 이러한 접촉면이 지나게 되는 저항이 문제되지 않게 된다. 그러나 TE_{011} mode의 경우 원통의 측면에서의 에너지 손실과 원통의 위/아래면에서의 에너지 손실 크기의 비가 TM_{011} mode에 비해 매우 작은 값을 지니기 때문에 이러한 점은 하나의 단점이라 할 수 있다. 한편 TM_{011} mode는 TE_{011} mode에 비해 공진기의 Q가 원통의 위/아래면의 표면저항 크기에 대해 매우 큰 영향을 받게 되기 때문에 TM_{011} mode를 사용하여 원통의 위 혹은 아래면에 설치된 고온초전도박막의 특성을 측정하는 방법이 사용될 수 있는데 이 경우 원통의 측면에서 위 혹은 아래면으로 흐르는 axial current가 존재하므로 측면과 위/아래면의 접촉면에서의 접촉저항이 측정결과에 주는 영향을 최소화하는 것이 필요하게 된다. 이러한 접촉저항의 영향을 최소화하는 한 방법으로서 원통형 cavity 내에 큰 유전율을 지닌 유전체 공진기를 설치하는 방법이 고려될 수 있는데 이는 원통내의 전자기장이 유전율이 높은 유전체 내에 집중되고 접촉면에서의 전자기장은 매우 작은 값을 지니게 되어서 접촉면의 접촉저항이 공진특성에 미치는 영향이 최소화될 수 있기 때문이다. 본문 중에는 TM_{011} mode를 이용하여 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) 박막의 표면저항을 측정한 결과가 기술되어 있는데 특히 이 측정법을 이용하여 대면적 YBCO 박막이 지닌 표면저항의 균일성을 측정한 결과가 본 실험 중에 연구되었다.

가. 이론

그림 (3-2-4)는 우리가 사용한 유전체부하 공진기의 개략도이다. 그림에서 볼 수 있듯이 비교적 높은 유전율 (ϵ_1)을 지닌 유전체 공진기 (region 1)가 고온초전도박막 위에 놓여 있는데 이 공진기는 움직이지 않도록 비교적 낮은 유전율은 지닌 유전체 (ϵ_2)로 둘러 쌓여 있다. 유전체

가 놓이지 않은 부분 (region 3)은 낮은 cutoff frequency를 지닌 균일한 waveguide 영역을 이루게 된다.

유전체부하 cavity법 (DL-cavity 법)에서의 측정된 unloaded Q (Q_u)는 cavity 내의 유전체공진기에서의 신호손실 (dielectric loss)과 cavity를 둘러싸고 있는 금속면에서의 신호손실 (conductive loss)에 의해 결정되는데 이들의 관계는 $1/Q_u = 1/Q_c + k \cdot \tan \delta$ 로 기술된다. 여기서 k 는 region 1에 저장된 전.자기장 에너지 (W_1)와 region 1 (W_1), 2 (W_2) and 3 (W_3)에 저장된 에너지의 비, 즉 $k = W_1/(W_1 + W_2 + W_3)$ 이다. (3-3-9). 또한 Q_c 는 $Q_c = \omega_0 \cdot W/P_c$ 의 식에서 구해지며 여기서 ω_0 는 공진각주파수 (resonant angular frequency)를, P_c 는 cavity의 금속면에서 손실된 power 를 각각 가리키며 $W = W_1 + W_2 + W_3$ 이다. Cavity 밑면에서의 표면저항을 R_{s1} 이라하고 cavity 측면에서의 표면저항을 R_{s2} 라 하면 P_c 는 $P_c = R_{s2} \cdot (P_{s2} + P_{s3} + P_{b3}) + R_{s1} \cdot (P_{b1} + P_{b2})$ 이다. 여기서 $R_{s2} \cdot P_{s2}$ 는 region 2를 둘러싼 측면에서의 conductive loss를, $R_{s2} \cdot P_{s3}$ 는 region 3을 둘러싼 면에서의 conductive loss를, $R_{s2} \cdot P_{b3}$ 는 윗면에서의 conductive loss를, $R_{s1} \cdot P_{b1}$ 은 밑면 중 $1 < r' < d$ 인 영역 (ϵ_1 의 유전율을 지닌 공진기가 놓인 영역)에서의 conductive loss 를 각각 가리키며 $R_{s1} \cdot P_{b2}$ 는 밑면 중 $0 < r' < a$ 의 영역 (ϵ_2 의 유전율을 지닌 유전체가 놓인 영역)에서의 conductive loss를 가리킨다. 여기서 cavity 내의 전.자기장 분포가 tangential magnetic field에 의해 cavity 면에 존재하게 되는 표면전류에 의해 변하지 않는다는 것이 가정되었다. 각 영역에 존재하는 전.자기장에 의해 저장되는 에너지는 다음의 식, 즉

$$W_i = a^3 \cdot \frac{\mu_0}{2} \cdot \int_{r_1}^{r_2} \int_0^{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} (H_{\phi i} \cdot H_{\phi i}^*) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi \cdot dz , \quad (3-3-13)$$

이다. 여기서 r_1 과 r_2 는 $i = 1$ 인 경우 각각 0과 1이 되고 $i = 2$ 인 경우 각각 1과 t 가 되며 $i = 3$ 인 경우에는 각각 0과 t 이다. 또한 z_1 과 z_2 는 $i = 1, 2$ 인 경우 각각 $-l/2$ 과 $l/2$ 이며 $i = 3$ 인 경우 각각 $l/2$ 과 $L + l/2$ 이다. 식 (3-3-13)에서 DL-cavity의 reduced dimensions 인 $a/a (=1)$, $d/a (=t)$, $l'/a (=l)$ 과 $L'/a (=L)$ 이 DL-cavity의 실제 크기인 a , d , l' 과 L' 대신 사용되었다. 또한 DL-cavity 측면으로부터의 conductive loss는

$$P_{si} = a^2 \cdot \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} (H_{\phi i} \cdot H_{\phi i}^*) \cdot t \cdot d\phi \cdot dz, \quad (3-3-14)$$

로 기술되는데 여기서 $i = 2$ 일 때 $z_1 = -l/2$, $z_2 = l/2$ 이고 $i = 3$ 일 때 $z_1 = l/2$, $z_2 = L + l/2$ 이다. 또한

$$P_{bi} = a^2 \cdot \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} (H_{\phi i} \cdot H_{\phi i}^*) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi, \quad (3-3-15)$$

인데 여기서 $i = 1$ 일 때 $r_1 = 0$, $r_2 = 1$ 이고 $i = 2$ 일 때 $r_1 = 1$, $r_2 = t$ 이며 $i = 3$ 일때 $r_1 = 0$, $r_2 = t$ 이다. 또한 $H_{\phi 1}$, $H_{\phi 2}$, $H_{\phi 3}$ 는 region 1, 2, 3에서의 자기장의 azimuthal component를 각각 뜻한다. 우리가 사용한 DL-cavity에서 TM_{011} mode의 경우 i -th region에서의 EM field components는 다음과 같이 기술된다.

$$E_r = U_i \cdot \frac{d\Phi_i}{dr}, \quad E_z = I_{ei} \cdot \beta_i^2 \cdot \frac{\Phi_i}{j\omega a \epsilon_i \epsilon_0}, \quad H_{\phi i} = I_{ei} \cdot \frac{d\Phi_i}{dr}. \quad (3-3-16)$$

여기서 Φ_i 는 φ, r 의 함수로서 DL-cylindrical waveguide의 고유함수를 의미하며 β_i 는 이 waveguide의 eigennumber를 의미하는데 각 region에서의 two-dimensional Helmholtz equation으로부터 구해진다. Zaki 등에 의하면 유전체로 채워진 waveguide 내에서 Φ_i 는 $i = 1, 2$ 의 경우 $\Phi_i = (\beta_i)^{-2} \cdot F_i(\beta_i \cdot r)$ 로 각각 기술된다⁽³⁻³⁻¹⁰⁾. 여기서 $F_1(\beta_1 \cdot r) = J_0(\beta_1 \cdot r)$ 인데 $J_0(x)$ 는 zeroth order Bessel function of the first kind이다. 또한

$$F_2(x) = \frac{I_0(\beta_2 t) \cdot K_0(x) - K_0(\beta_2 t) \cdot I_0(x)}{I_0(\beta_2 t) \cdot K_0(\beta_2) - K_0(\beta_2 t) \cdot I_0(\beta_2)} \cdot J_0(\beta_1), \quad (3-3-17)$$

이고, 여기서 $x = \beta_2 \cdot r$ 이다. 식 (3-3-17)에서 $K_0(x)$ 는 the zeroth order modified Bessel function of the second kind를 뜻하고 $I_0(x)$ 는 the zeroth order modified Bessel function of the first kind를 의미한다. 또한 region 3 ($i = 3$)에서는 $F_3(\beta_3 \cdot r) = J_0(\beta_3 \cdot r)$ 인데 여기서 $\beta_3 = e_{01}/t$, $e_{01} = 2.405$ 인데 이 값은 $J_0(x) = 0$ 의 해이다. Region 1과 2에서 전자기장의 성분은 z 방향으로의 standing wave 형태를 지니게 되는데 이들 성분은 $i = 1, 2$ 의 경우 다음과 같이 기술된다.

$$U_2 = U_1 = -E_1 \cdot \beta_{z1} \cdot \sin\left[\beta_{z1} \cdot \left(z + \frac{l}{2}\right)\right], \quad (3-3-18)$$

$$I_{ei} = E_1 \cdot j\omega \cdot a \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_i \cdot \cos\left[\beta_{z1} \cdot \left(z + \frac{l}{2}\right)\right]. \quad (3-3-19)$$

한편 region 3에서의 field 성분은 낮은 cutoff frequency를 지닌 waveguide 내에서의 exponentially decreasing function 형태를 지니게 되는데 이 경우

$$U_3 = -E_3 \cdot \beta_{z3} \cdot [\exp(-\beta_{z3} \cdot z) + A \cdot \exp(\beta_{z3} \cdot z)] , \quad (3-3-20)$$

$$I_{z3} = j\omega a \epsilon_0 \epsilon_3 \cdot E_3 \cdot [\exp(-\beta_{z3} \cdot z) - A \exp(\beta_{z3} \cdot z)] , \quad (3-3-21)$$

이다. 위의 식들에서 E_i 는 i -th region에서의 상수이다. 또한 transverse wavenumber β_i 와 longitudinal wavenumber β_{zi} 는 다음의 관계를 지닌다.

$$\beta_1^2 = \omega^2 \cdot a^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \epsilon_1 - \beta_{z1}^2 , \quad (3-3-22)$$

$$\beta_2^2 = \beta_{z1}^2 - \omega^2 \cdot a^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \epsilon_2 , \quad (3-3-23)$$

$$\beta_3^2 = \beta_{z3}^2 + \omega^2 \cdot a^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \epsilon_3 , \quad (3-3-24)$$

여기서 ϵ_1 , ϵ_2 and ϵ_3 는 region 1, 2 및 3에서의 각각의 상대유전율이다. 참고로 공진기 내의 여러 모드의 고유주파수와 E_1 과 E_3 간의 관계는 각 영역 간의 경계면에서의 경계조건 (boundary condition) 들에 의해 결정된다. 즉, region 1과 2 간의 경계면에서의 경계조건으로부터는 $r = 1$ 일 경우 $D_{1r} = D_{2r}$ 을 이용하면 다음의 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\beta_2 \cdot \epsilon_1 \cdot J_1(\beta_1)}{\beta_1 \cdot \epsilon_2 \cdot J_0(\beta_1)} = \frac{I_1(\beta_2) \cdot K_0(\beta_2 \cdot t) + I_0(\beta_2 \cdot t) \cdot K_1(\beta_2)}{I_0(\beta_2) \cdot K_0(\beta_2 \cdot t) - I_1(\beta_2 \cdot t) \cdot K_1(\beta_2)} . \quad (3-3-25)$$

또한 $z = l/2$ 의 경계면에서 전기장의 radial components가 같아야 한다는 것과 $0 < r < 1$ 에 대해서 $H_{\phi 1} = H_{\phi 3}$ 임을 이용하면 $E_{r1}/H_{\phi 1} = E_{r3}/H_{\phi 3}$ ($z = l/2$ 일 경우)이 되고 이로부터 다음의 식이 구해진다.

$$\frac{\varepsilon_3 \cdot \beta_{z1}}{\varepsilon_1 \cdot \beta_{z3}} \cdot \tan(\beta_{z1} \cdot l) = \frac{\exp(\beta_{z3} \cdot 2L) - 1}{\exp(\beta_{z3} \cdot 2L) + 1}. \quad (3-3-26)$$

또한 $0 < r < 1$ 의 영역에서 $H_{\varphi 1} = H_{\varphi 3}$ 이고 $1 < r < t$ 에서 $H_{\varphi 2} = H_{\varphi 3}$ 임을 이용하여

$$\int_0^t (H_{\varphi 3} \cdot H_{\varphi 3}^*) \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi = \int_0^1 (H_{\varphi 1} \cdot H_{\varphi 1}^*) \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi + \int_1^t (H_{\varphi 2} \cdot H_{\varphi 2}^*) \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi, \quad (3-3-27)$$

의 식이 구해지는데, 이로부터

$$E_3 = E_1 \cdot \frac{\beta_3}{t} \cdot \frac{[2(\frac{\varepsilon_1}{\beta_1})^2 \cdot F_1 + 2(\frac{\varepsilon_2}{\beta_2})^2 \cdot F]^{1/2}}{\varepsilon_3 \cdot J_1(2.405) \cdot [1 + \exp(-\beta_{z3} \cdot 2L)]} \cdot \cos(\beta_{z1} l) \cdot \exp(\frac{\beta_{z3} \cdot l}{2}), \quad (3-3-28)$$

의 식을 구할 수 있다. 여기서 $F_1 = (1/2) \cdot [J_1^2(\beta_1) + J_0^2(\beta_2) - 2J_0(\beta_1)J_1(\beta_1)/\beta_1]$ 이고 F 는 다음과 같다.

$$F = \frac{1}{4} [t^2 F_2'^2(\beta_2 t) + J_0^2(\beta_1) - F_2'^2(\beta_2) - \frac{2F_2'(\beta_2)J_0(\beta_1)}{\beta_2}]. \quad (3-3-29)$$

여기서

$$F_2'(x) = \frac{I_0(\beta_2 \cdot t) \cdot K_1(x) + K_0(\beta_2 \cdot t) \cdot I_1(x)}{I_0(\beta_2) \cdot K_0(\beta_2 \cdot t) - K_0(\beta_2) \cdot I_0(\beta_2 \cdot t)} \cdot J_0(\beta_1). \quad (3-3-30)$$

이다.

또한 식 (3-3-20)과 (3-3-21)에서 계수 (coefficient) A는 $z = L + l/2$ 의 금속표면에서 $E_r = 0$ 인 조건으로부터 구할 수 있으며 $A = -\exp[\beta_{z3} \cdot (2L + l)]$ 이다. 따라서 우리가 표면저항 R_{s2} 와 region 1에 있는 유전체공진기의 loss tangent ($\tan \delta$)를 알 경우

$$R_{s1} = \frac{[(\frac{1}{Q_u} - k \cdot \tan \delta) \cdot \omega a \mu_0 \cdot (W_1 + W_2 + W_3) - R_{s2} \cdot (P_{s2} + P_{s3} + P_{b3})]}{(P_{b1} + P_{b2})}$$

(3-3-31)

의 식으로부터 R_{s1} 을 구할 수 있으며, 여기서 P_{bi} ($i = 1 \sim 3$)는 $P_{b1} = \pi (\omega a^2 \epsilon_0)^2 (\epsilon_1 / \beta_1)^2 E_1^2 \cdot F_1$, $P_{b2} = \pi \cdot (\omega a^2 \epsilon_0)^2 (\epsilon_2 / \beta_2)^2 E_1^2 \cdot F$, $P_{b3} = 2 \pi t^2 (\omega a^2 \epsilon_0)^2 (\epsilon_3 / \beta_3)^2 J_1^2(2.405) E_3^2 \cdot \exp[-\beta_{z3} \cdot (2L + l)]$ 로 주어지며 F_1 과 F 는 식 (3-3-28)에 기술된 바와 같다. 또한 P_{si} ($i = 2, 3$)는 $P_{s2} = \pi t \cdot (\omega a^2 \epsilon_0)^2 (\epsilon_2 / \beta_2)^2 F_2'^2(\beta_2 t) \cdot E_1^2 \cdot B(l)$, $P_{s3} = \pi t \cdot (\omega a^2 \epsilon_0)^2 (\epsilon_3 / \beta_3)^2 \cdot J_1^2(2.405) \cdot E_3^2 \cdot D(L)$ 로 기술되는데 여기서 $B(l) = [\cos(\beta_{z1} l) \sin(\beta_{z1} l) + \beta_{z1} \cdot l] / (2\beta_{z1})$, $D(L) = [1 - \exp(-4\beta_{z3} L) + 4\beta_{z3} L \cdot \exp(-2\beta_{z3} L)] \cdot \exp(-\beta_{z3} l / (2\beta_{z3}))$ 이고 $F_2'(\beta_2 t)$ 는 식 (3-3-30)에 주어진 바와 같고 W_1, W_2 및 W_3 는 $W_1 = a \cdot \mu_0 \cdot P_{b1} \cdot B(l)$, $W_2 = a \cdot \mu_0 \cdot P_{b2} \cdot B(l)$, $W_3 = a \cdot \mu_0 \cdot P_{b3} \cdot \exp\{\beta_{z3}(2L+l)\} \cdot D(L)/4$ 로 각각 기술된다 (이들 값을 구할 경우 $k (= W_1 / (W_1 + W_2 + W_3))$ 를 구할 수 있다). DL-cavity 내의 밑면에서의 전류밀도의 크기가 클 경우 보다 밑면이 지닌 특성에 대해 보다 많은 정보를 얻을 수 있는데 참고로 L 이 2 (i.e., $L' > 2a$)보다 크고 ϵ_1 이 30 이상일 경우, DL-cavity 의 윗면과 밑면이 같은 물질로 이루어 졌음을 가정하면 윗면에서의 power loss는 밑면에서의 power loss의 1/1000 이하가 된다. 이 경

우 R_{s1} 은

$$R_{s1} = \left(\frac{1}{Q_u} - k \cdot \tan \delta \right) \cdot \omega a \mu_0 B(l) - R_{s2} \cdot \frac{(P_{s2} + P_{s3} + P_{b3})}{(P_{b1} + P_{b2})}. \quad (3-3-32)$$

으로 간단히 기술된다. 더욱이 $t > 1.5$ 이고 $Q_u < 10^6$ 일 경우 R_{s1} 은 보다 간단한 식으로 기술될 수 있다.

$$R_{s1} = \left(\frac{1}{Q_u} - k \cdot \tan \delta \right) \cdot \omega a \mu_0 B(l). \quad (3-3-33)$$

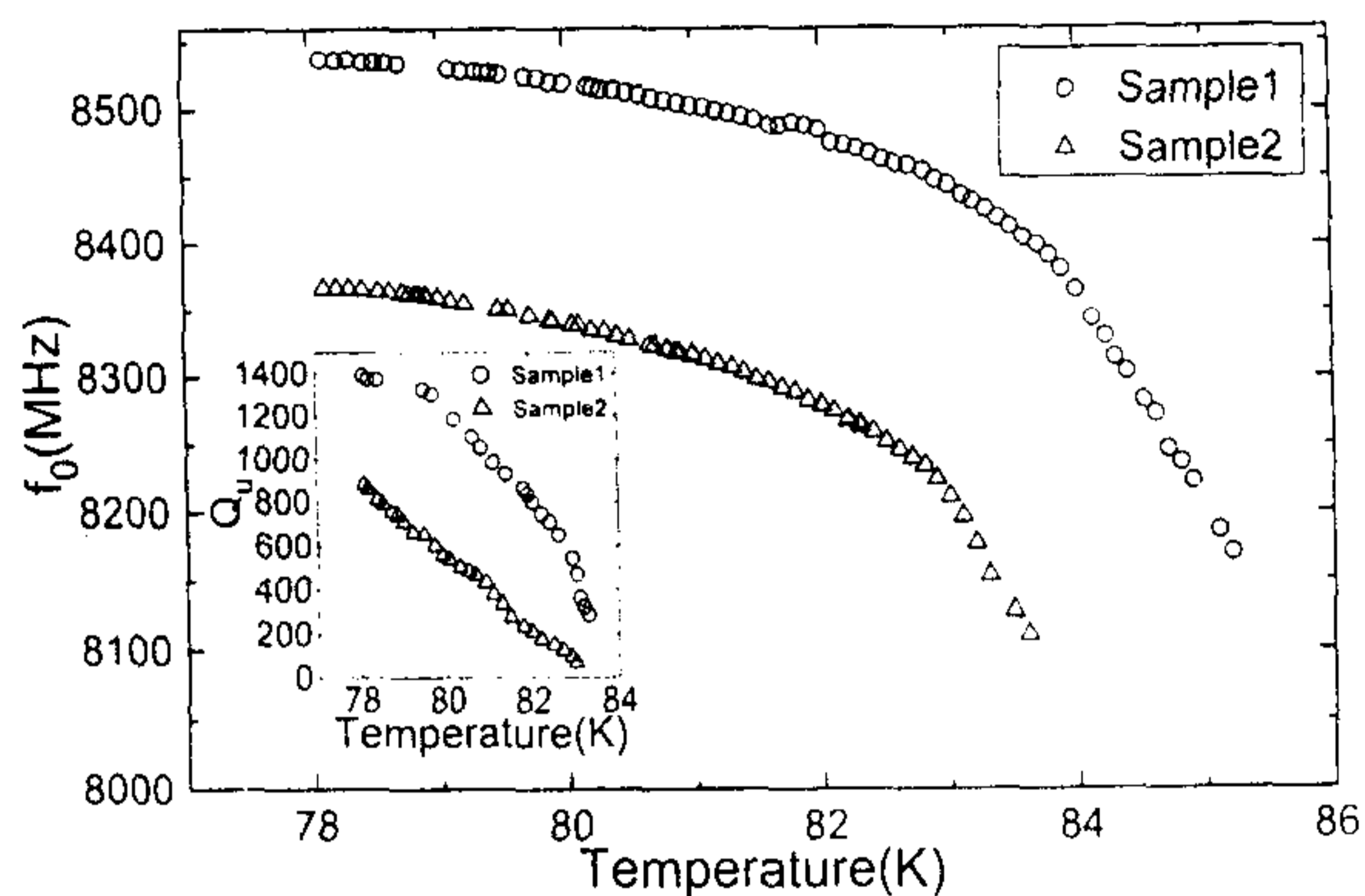
참고로 우리의 경우 $\epsilon_1 = 39$, $\epsilon_2 = 2.065$, $\epsilon_3 = 1$ 이고 DL-cavity의 크기는 그림 3-2-5에 기술된 바와 같은데, P_{b2} , P_{b3} , P_{s2} 및 P_{s3} 의 크기는 각각 P_{b1} 의 0.11 %, 0 %, 0.4 %, 2.9 %로서 이는 Q_u 의 크기가 주로 유전체 공진기 밑에 놓인 도체의 특성에 의해 결정되게 됨을 보여준다. 참고로 W_2 는 W_1 의 0.11 % 이고 W_3 는 무시할 수 있을 정도의 작은 크기이다.

제 4 절. 연구 결과

1. 고온초전도 YBCO Microstrip Ring Resonator의 특성연구.

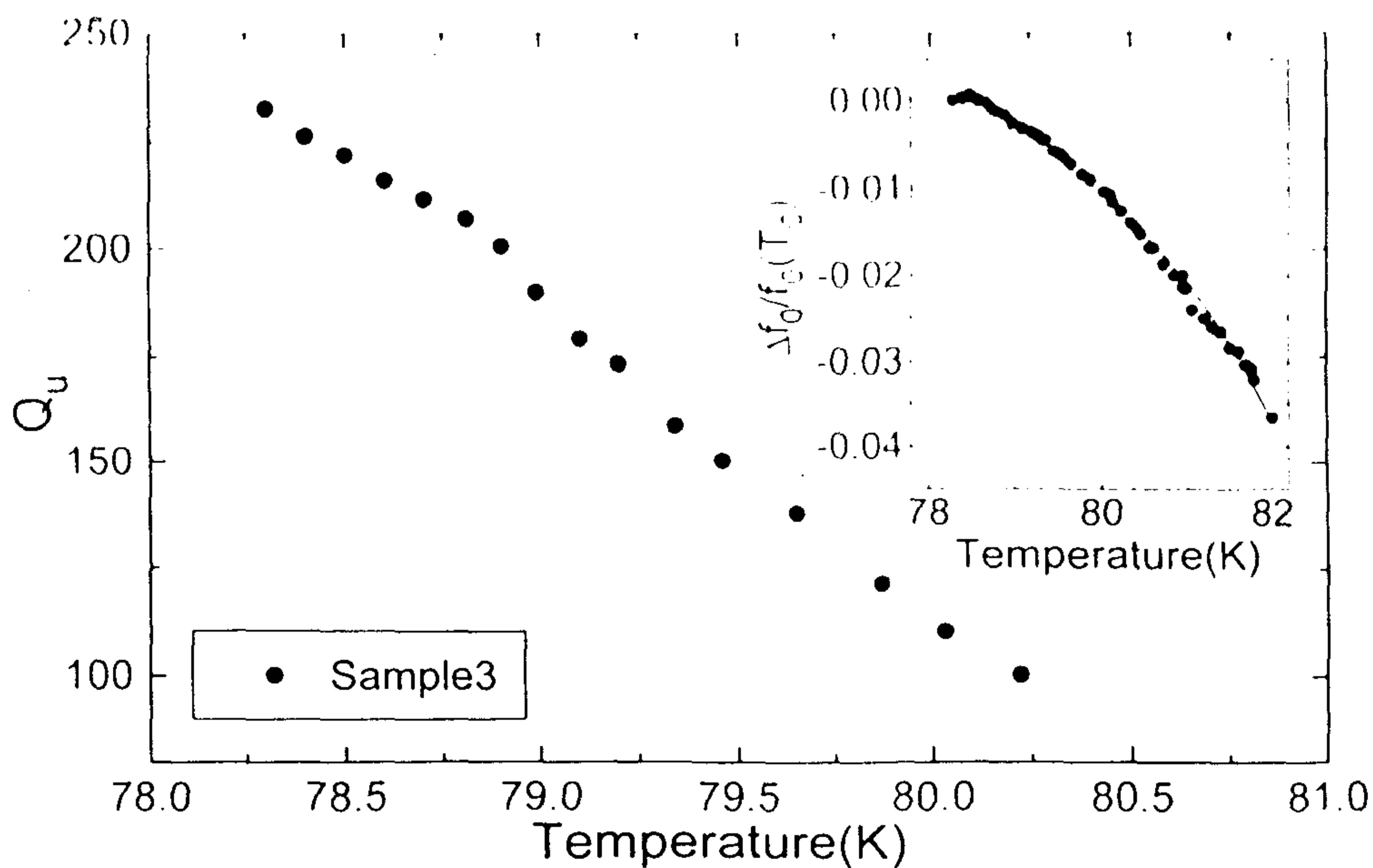
가. YBCO microstrip ring resonator의 특성

(그림 3-4-1)은 실험에 사용된 sample 1과 2의 YBCO ring resonator에 대한 공진주파수의 온도의존성 및 unloaded Q의 온도의존성 (inset)을 보여준다. 이 그림에서 공진주파수의 크기가 sample 1과 2의 경우 각각 다르게 나타남을 알 수 있다. 이러한 특성의 차이는 unloaded Q의 측정결과에서도 잘 드러나는데 그림에서 볼 수 있듯이 sample 1과 2의 액체질소 온도부근에서의 unloaded Q는 각각 1,400과 1,000 정도의 크기이다. Sample 1 및 2에 대해 측정된 이러한 결과는 구리로 만든 공진기의 unloaded Q에 비해서는 매우 큰 값이다. 한편 본 실험에서 sample 1의 unloaded Q가 sample 2에 비해 크게 나온 것은 sample 1의 두께가 sample 2에 비해 1,500 Å 정도 작다는 것을 고려하면 예상 외의 결과라 할 수 있는데 이는 박막의 고유표면저항의 크기가 비슷한 두 박막에서 두께가 작은 박막의 경우 유효표면저항의 크기가 두께가 큰 박막에 비해 상대적으로 커지게 되어 unloaded Q의 크기가 작게 나타나야 하기 때문이다. 본 실험의 결과는 YBCO 박막의 성장시 박막의 두께가 증가하면서 박막의 고유특성이 달라질 수 있음을 보여주는 한 예이다. Sample 1과 크기가 같으면서 sample 1에 비해 거친 표면을 지닌 sample 3에 대한 측정결과는 (그림 3-4-2)에 나타난 바와 같은데 이 그림에서 unloaded Q의 크기가 sample 1과 sample 2에 비해 훨씬 작아지게 됨을 알 수 있다. 이러한 특성의 차이에 대한 원인으로서 sample 간의 박막 두께의 차이, 조성의 차이, 표면거칠기의 차이 등을 생각할 수 있으며 이러한 원인의 규명을 위한



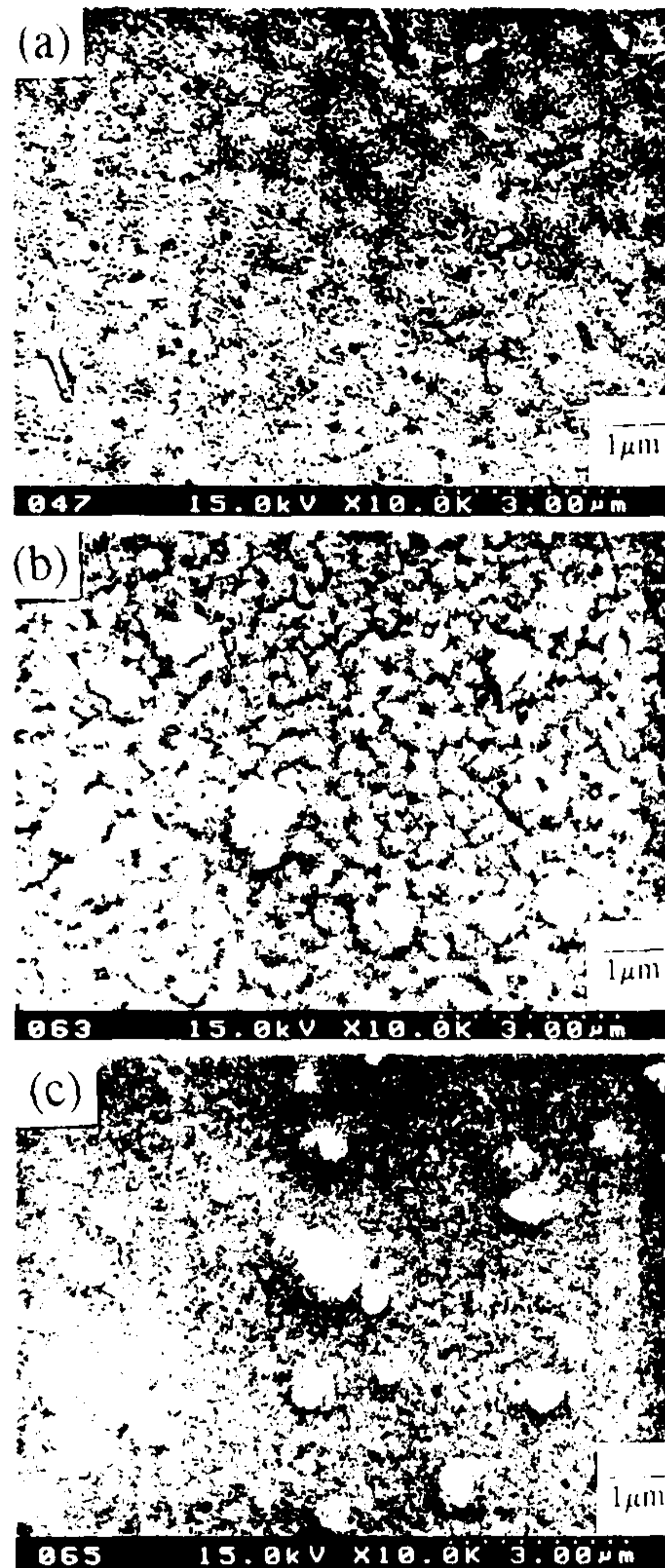
(그림 3-4-1) Sample 1과 2에 대한 공진주파수의 온도의존성.

Inset : Unloaded Q의 온도의존성.



(그림 3-4-2) Sample 3의 Q_u vs T. Inset: 규격화된 공진주파수변화량의 온도의존성. 실선은 fitting 결과이다.

연구는 최적의 특성을 지닌 고온초전도 박막의 제조를 위하여 보다 체계적으로 행해져야 할 것으로 보인다.



(그림 3-4-3) Sample 1 - 3에 대한 표면의 SEM 사진.

나. 고온초전도 YBCO 박막의 마이크로파 특성의 박막표면의 거칠기에 대한 의존성연구 결과.⁽³⁻⁴⁻¹⁾

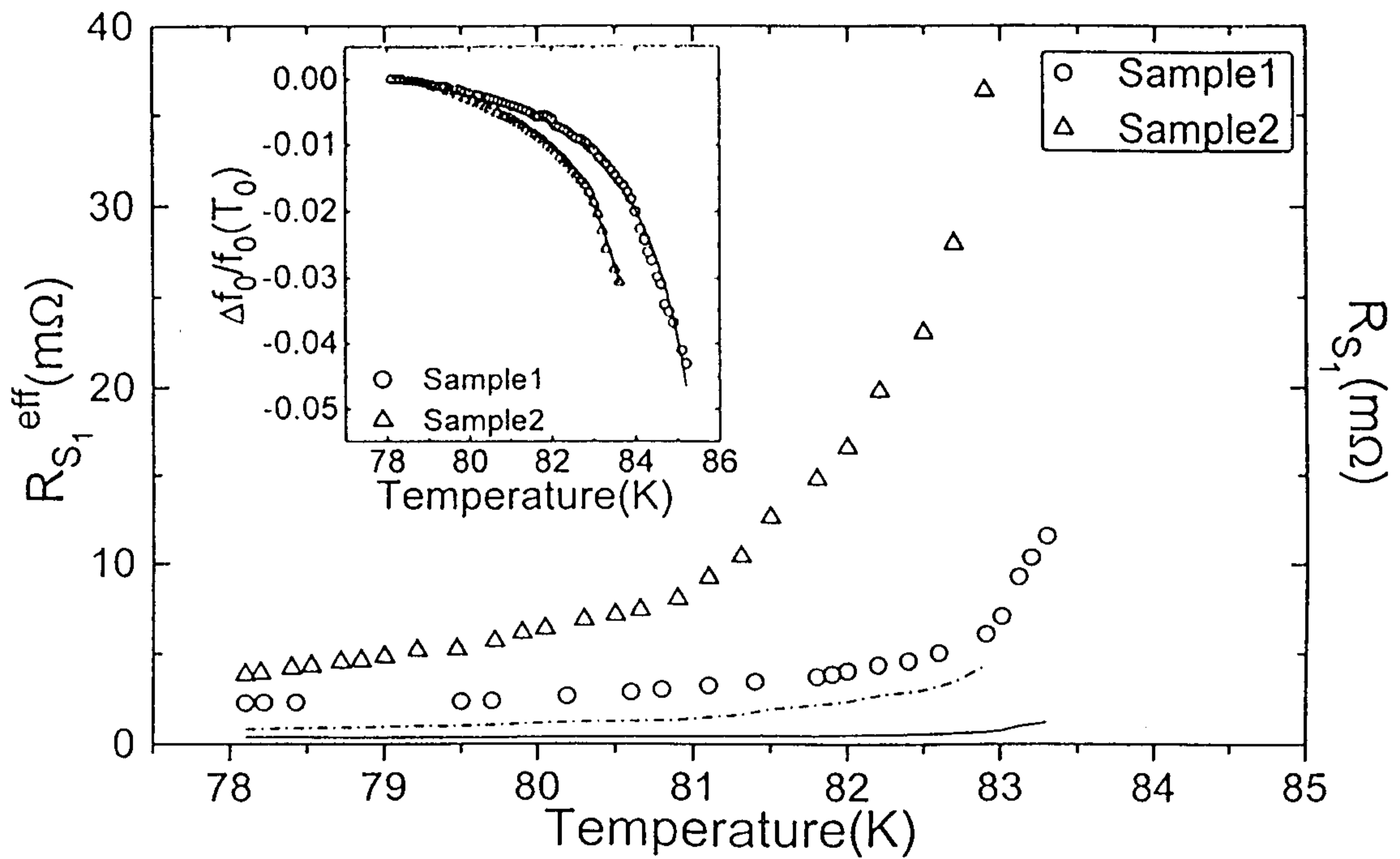
Sample 1 - 3의 표면에 대한 SEM 측정결과는 (그림 3.4.3a) - (그림 3.4.3c)에 각각 나타난 바와 같다. Sample 2의 표면에 sample 1의 표면에 비해 보다 많은 boulder 들이 나타남을 볼 수 있고 또한 이러한 boulder 들은 표면이 거칠게된 sample 3에서 보다 많이 나타남을 볼 수 있다.

(그림 3-4-4)는 각각 sample 1 및 2에 대해 계산된 유효표면저항의 온도의존성을 보여준다. 본 계산을 위하여는 먼저 sample 1과 2의 침투깊이를 알아야 하는데 침투깊이에 대한 결과를 구하는데는 각 공진기에 대해 관측된 공진주파수의 온도의존성이 이용되었다. (그림 3-4-4)의 inset은 각각의 시편에 대해 측정된 공진주파수의 온도의존성 결과의 이론에 대한 fitting 결과 (inset)이다. 이론에 대한 fitting시 $n = 2$ 의 값이 이용되었으며 본 그림은 실험치와 fitting 결과가 잘 맞음을 보여준다. Fitting을 통하여 구한 침투깊이의 크기는 sample 1 및 2에 대해 각각 5,677 Å과 6,890 Å이다. 계산된 유효표면저항의 크기와 침투깊이의 크기를 이용하여 각 시편의 고유표면저항을 계산할 수 있는데 (그림 3-4-4)에서 점선과 실선은 $T \ll T_c$ 를 가정하여 sample 1 및 2에 대해 계산된 고유표면저항의 크기를 나타낸다. 이 그림에서 볼 수 있듯이 유효표면저항이 크게 관측된 sample 2의 고유표면저항이 sample 1에 비해 작은 값을 지님을 알 수 있는데 이러한 결과는 sample 2의 유효표면저항이 sample 2의 침투깊이의 크기가 큼으로 인해 sample 1 보다 커지게 되었음을 보여준다. 같은 종류의 박막이라도 박막의 두께에 따라 침투깊이의 크기가 다르게 관측되는 것은 성장된 박막의 두께에 따라 박막의 특성이 다르게 될 수 있음을 보여주는 것이라 할 수 있는데 이러한 결과는 sample 1과 두께는 같으면서 sample 1에 비해 거친 표면을 지닌 sample 3에 대한 측정결과에서도 잘 나타난다. Sample 3에 대한 unloaded Q와 공진주파수의 온도의존성 실험

결과는 (그림 3-4-2) (inset)과 같은데 sample 3의 경우 액체질소온도 부근에서의 unloaded Q 의 크기가 약 250 정도로서 sample 1에 비해 1/5 ~ 1/6 정도에 불과함을 보여준다. 이러한 낮은 unloaded Q는 sample 3의 침투깊이가 크게 나타나는 것과도 관련이 있는데 fitting 으로부터 구한 sample 3의 침투깊이는 약 10,350 Å 이다. (표 3-4-1)은 sample 1 - 3에 대한 결과를 요약한 것이다.

(표 3-4-1.) Sample 1 - 3에 대한 두께 (t), 계산된 유효박막두께 (t_{eff}), unloaded Q (Q_U), 공진주파수 (f_0), fitting으로 구한 침투깊이 (λ_0), 유효표면저항 (R_{s1}^{eff}), 고유표면저항 (R_{s1})의 T = 78 K에서의 측정값

No.	t (Å)	t_{eff} (Å)	f_0 (GHz)	λ_0 (Å)	Q_U	R_{s1}^{eff} (mΩ)	R_{s1} (mΩ)	T_c (K)
1	2,000	2,260	8537.0	5677	1394.0	2.258	0.5293	86.4
2	2,000	3,740	8486.5	10350	232.2	14.728	4.6358	85.0
3	3,500	2,260	8367.5	6888	884.7	3.823	0.4980	85.0



(그림 3-4-4) Sample 1, 2의 유효표면저항 (symbol) 및 고유표면저항 (실선 및 점선)의 온도의존성. Inset : 규격화된 공진주파수 변화량의 온도의존성. 실선은 이론치에 대한 fitting 결과이다.

다. 두께가 다른 고온초전도 YBCO 박막 들의 마이크로파 특성비교.⁽³⁻⁴⁻²⁾

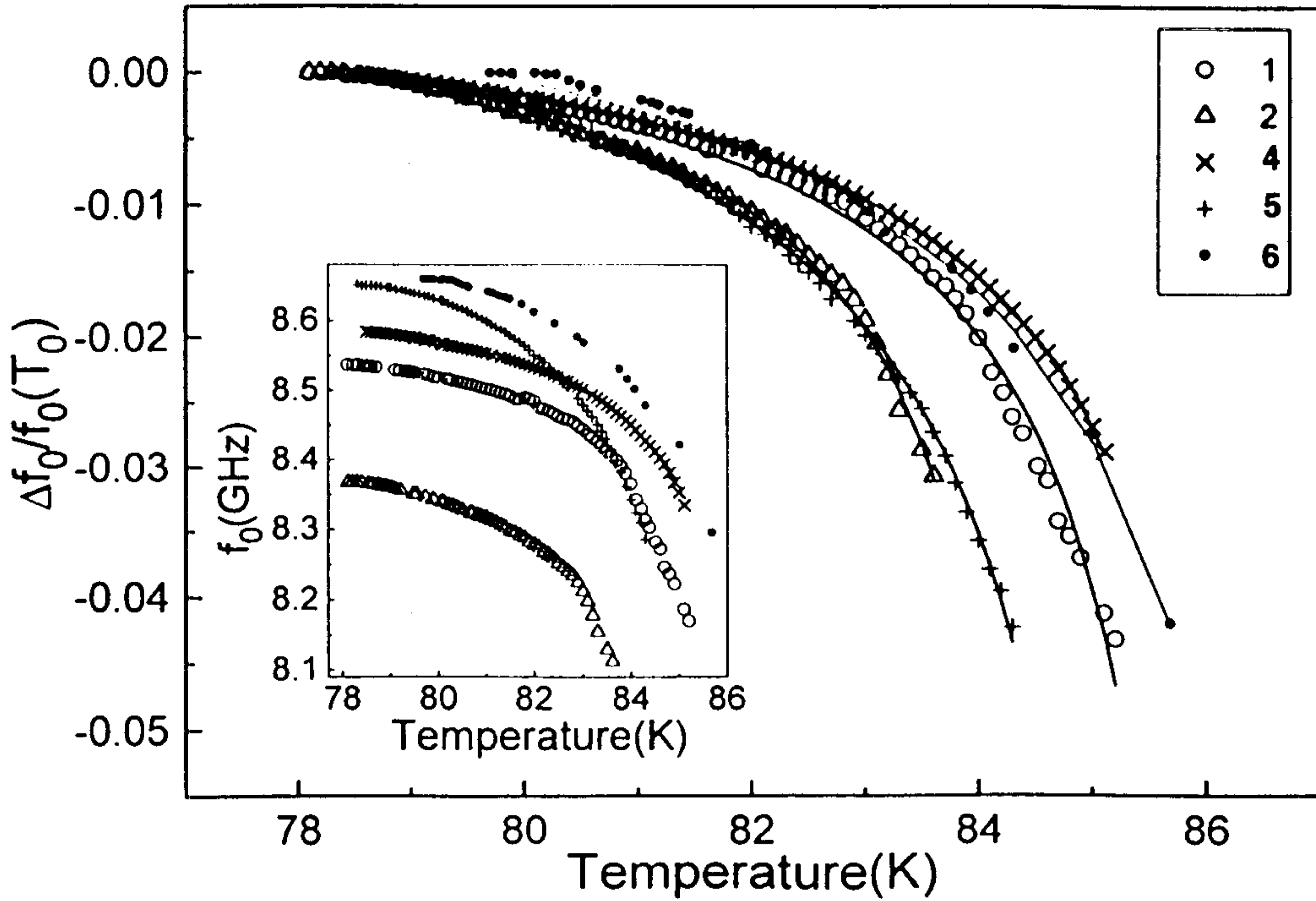
(그림 3-4-5)의 inset은 sample 1, 2, 4 - 6에 대한 공진주파수의 온도의존성을 보여준다. 이 결과는 (그림 3-4-5)에서 볼 수 있듯이 이론치에 대한 fitting을 할 수 있는데 (그림 3-4-5)에서 실선은 이론에 의한 결과를 나타내며 이 그림에서 실험치와 이론치가 잘 맞는 것을 확인할 수 있다. Fitting으로부터 구한 침투깊이는 sample 1, 2, 4-6에 대해 각각 5,700 Å, 6,900 Å, 4200 Å, 8,100 Å와 8,900 Å이다. 또한 각 sample들에 대한 유효두께를 계산하였는데 그 결과는 sample 1, 2, 4-6에서 각각 2,257 Å, 3,739 Å, 1,201 Å, 3,255 Å, 그리고 3,255 Å 인 것으로 나타났다. (그림 3-4-6)은 이 시편들에 대해 계산된 유효표면저항의 온도의존성과 측정된 Q_U 의 온도의존성을 보여주며 (그림 3-4-7)은 각 박막의 두께를 고려하여 계산한 고유표면저항의 온도의존성을 보여준다. 각 sample 들에서의 t_{eff} , R_{S1}^{eff} , 그리고 R_{S1} 는 표 3-4-2에 기술된 바와 같다.

78.5K에서의 Q_U 에 대한 측정결과로서 우선 불과 1,000 Å 두께인 sample 4의 Q_U 가 약 2,000 정도의 큰 값을 지니고 있음이 주목할 만 하다. 이러한 값은 측정된 시편들이 지닌 Q의 크기 중 가장 큰 값으로서 sample 4외에는 3,000Å 두께를 지닌 sample 5에서만 관측되고 있다. 또한 같은 두께를 지닌 sample 5와 6 중에서 sample 5의 Q_U 가 sample 6의 Q_U 에 비해 월등히 큰 값을 지니고 있음도 주목된다. 이러한 측정결과, 즉 가장 두께가 작은 sample이 보다 큰 두께의 sample 보다 큰 Q_U 를 지니고 있음은 두께가 작은 sample에서 radiation loss가 커지게 되고 따라서 Q_U 가 작게 된다는 사실과 배치되는 것이라 할 수 있다. 이러한 문제점에 대한 답은 R_s^{eff} 와 R_s 간의 관계식인 $R_s^{eff} \approx R_s \cdot \coth(t_{eff}/\lambda)$ 으로부터 찾을 수 있는데 이 식은 고유표면저항의 크기가 같은 시편의 유효표면저항이 t_{eff}/λ 의 크기가 다를 경우 다르게 될 수 있음을 보여준다. 즉, Q_U 의 크기가 가장 박막의 두께가 작은 sample 5에서 가장 큰 값을 지닌 것으로 관측된 것은 다음의 두 가지 이유에서 비롯된 것임을 말할 수 있는데 첫째는 sample 5의 고유표면저항이 가장 작은 값을 지니고 있다는 것이고 둘째는 sample 5가 지닌 침투깊이가 시편 들 중에서 가장 작은 값을 지니고 있다는 것이다. 또한 같은 방법으로 Sample 5와 6의 경우에도 λ_0 의 크기가 sample 5와 6에서 각각 8,100 Å과 8,900 Å의 서로 다른 값을 지니고 있기 때문에 t_{eff}/λ 의 크기가 다르게 되어서 R_s^{eff} 의 크기, 즉 Q_U 의 크기가 다르게 나타났다는 설명이 가능하다. 이러한 실험 결과는 같은 박막두께를 지닌 두 시편에서

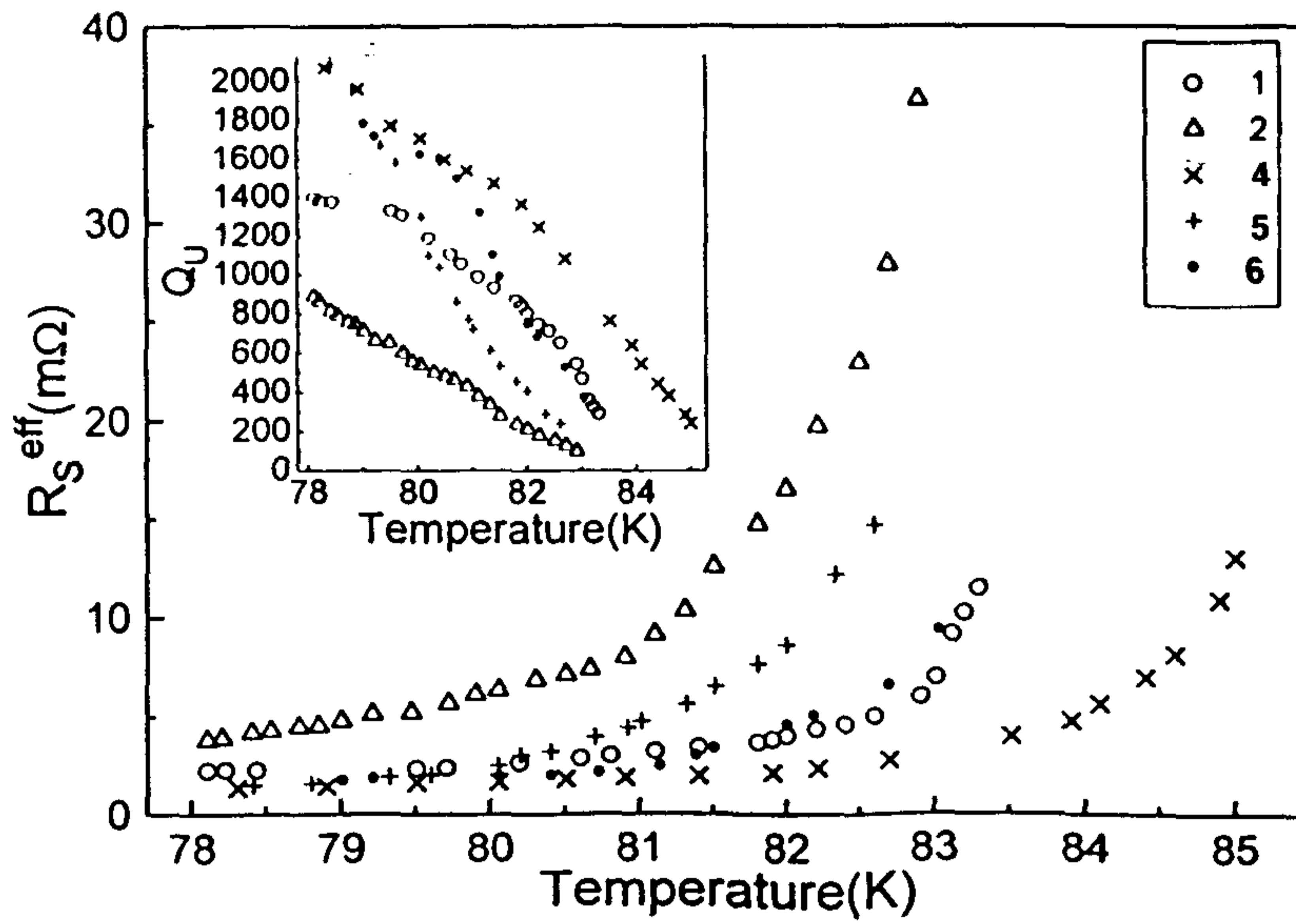
측정된 Q_U 의 크기가 박막의 고유표면저항 뿐 아니라 침투깊이의 크기에 의해서도 영향을 받게 된다는 점을 보여주며 높은 Q_U 의 박막제조를 위하여는 박막의 고유표면저항, 침투깊이 및 박막 두께의 크기가 모두 고려되어야 함을 보여준다.

표 3-4-2. 실험에 사용된 시편들 (sample 1, 2, 4 - 6)에 대한 결과. 여기서 f_0 , Q_U , R_S^{eff} 와 R_S 는 각각 $T = 78.5\text{K}$ 에서의 결과이고 λ_0 와 T_C 는 fitting으로부터의 결과이다.

Sample No.	1	2	4	5	6
Deposition Technique	RF-Sputtering	Laser Ablation	RF-Sputtering	RF-Sputtering	RF-Sputtering
Physical film Thickness (\AA)	2,000	3,500	1,000	3,000	3,000
Effective Thickness (\AA)	2,257	3,739	1,201	3,255	3,255
T_C (K)	86.4	85.0	87.0	85.8	87.6
f_0 (GHz)	8.54	8.37	8.58	8.65	8.66
Q_U	1,400	800	2,000	2,000	1,200
λ_0 (\AA)	5,700	6,900	4,200	8,100	8,900
R_S^{eff} (Ω)	2.3	4.3	1.4	1.55	1.8
R_S (Ω)	0.38	0.88	0.17	0.25	0.28

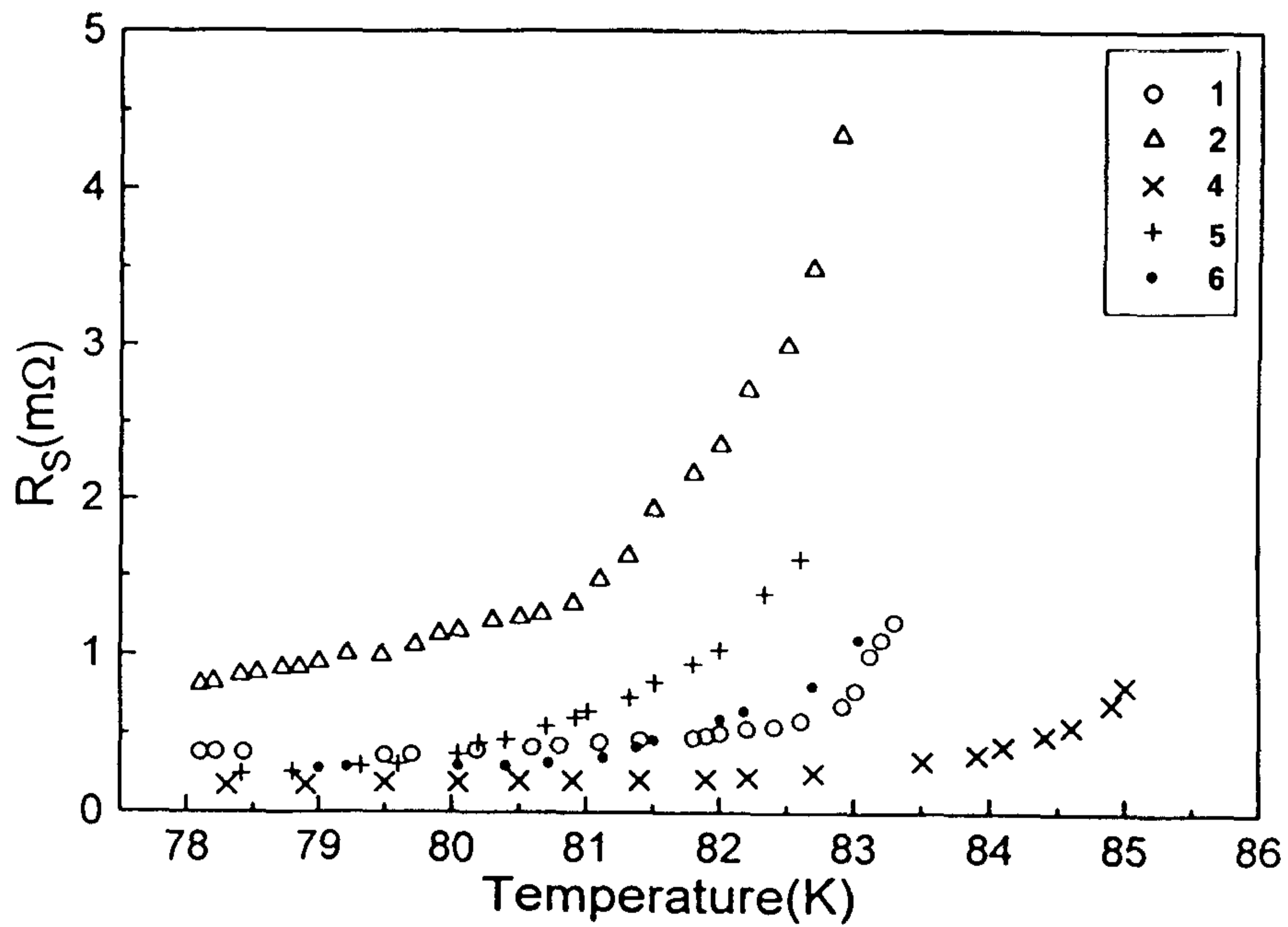


(그림 3-4-5) Sample 1, 2, 4-6에서의 규격화된 공진주파수 변이의 온도의존성. 여기서 $T_0 = 78\text{K}$ 이고 실선은 표 4-4-2에 주어진 값에 따른 이론치에 대한 fitting 결과이다. Inset : 위의 sample들에 대한 공진주파수의 온도의존성.



(그림 3-4-6). Sample 1, 2, 4-6에 대한 유효표면저항의 온도의존성.

Inset : 위의 시편들이 지닌 Q_U 의 온도의존성.



(그림 3-4-7). Sample 1, 2, 4-6에 대한 고유표면저항의 온도의존성

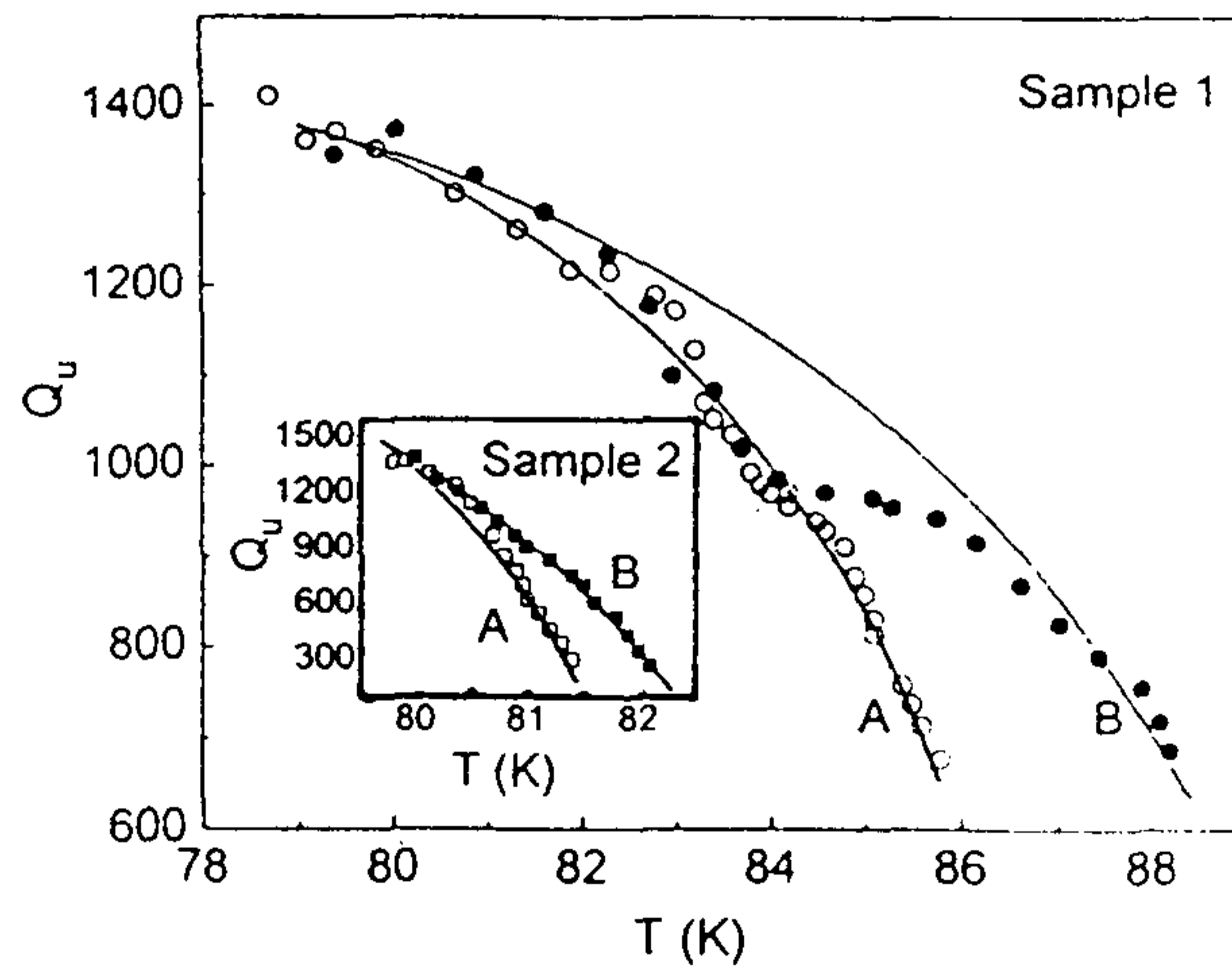
2. 유전체공진기를 이용한 마이크로파특성 연구.

(그림 3-4-8)은 sample 1의 'A'와 'B'의 위치에서의 Q_U vs T 을 나타내며 inset은 sample 2에 대한 실험결과를 보여준다 (그림 3-2-4 참조). 이 그림은 $T \approx 80$ K에서 'A'와 'B' 사이에 큰 차이가 없음을 보여주는데 측정된 $Q_U \approx 1,400$ 이다. 그러나 온도의 증가와 함께 이 두 위치에서의 Q_U vs T data는 차이를 보이게 되는데 측정결과 'A'에서의 Q_U 가 'B'에서의 크기에 비해 더 빨리 감소하는 것으로 관측되었으며 이러한 결과는 sample 1 이 지닌 마이크로파 특성의 불균일성을 보여주는 것이기도 하다. 한편 sample 2의 Q_U (inset)는 $T \approx 80$ K에서는 'A'와 'B'의 위치에서는 Q_U 가 약 1,400의 같은 크기를 지니게 되나 'A'에서의 Q_U 는 'B'에서의 크기에 비해 더 빨리 감소함을 보이는데 이 결과 역시 sample 2가 지닌 마이크로파 특성의 불균일성을 보이는 것이라 할 수 있다. (그림 3-4-8)은 서로 다른 방법으로 제작된 YBCO 박막들이 지닌 마이크로파 특성 들 간의 차이를 보여주는데 온도가 증가함에 따라 sample 2 (RF-sputtered thin film)의 Q_U 가 sample 1 (laser-ablated thin film)에 비해 훨씬 빨리 작아짐을 알 수 있다. 즉 sample 1의 Q_U 가 $T = 83$ K에서 여전히 $Q_U \approx 1,000$ 정도의 비교적 큰 값을 지니고 있음에 비해 sample 2의 경우 거의 공진신호를 관측할 수 없었다. 참고로 $T \approx 80$ K, $f_0 \approx 10.33$ GHz의 값이 sample 1의 'B' 위치에서 관측되었는데 이러한 공진주파수의 값은 GaAs 위에 성장시킨 $4 \mu\text{m}$ 두께의 Au 박막을 sample 1 대신 놓고 측정한 공진주파수의 크기인 10.388 GHz와 매우 비슷한 크기이다. 한편 sample 1의 'A' 위치에서의 공진주파수 (f_0)는 10.66 GHz 인 것으로 관측되었는데, 이 크기는 'B'에서의 크기에 비해 상당히 큰 값을 알 수 있다. Sample 1에서의 측정위치에 따른 공진주파수의 변화는 sample 1의 두께가 균일하지 않음도 하나의 원인이 될 수 있는데 이에 관하여는 보다

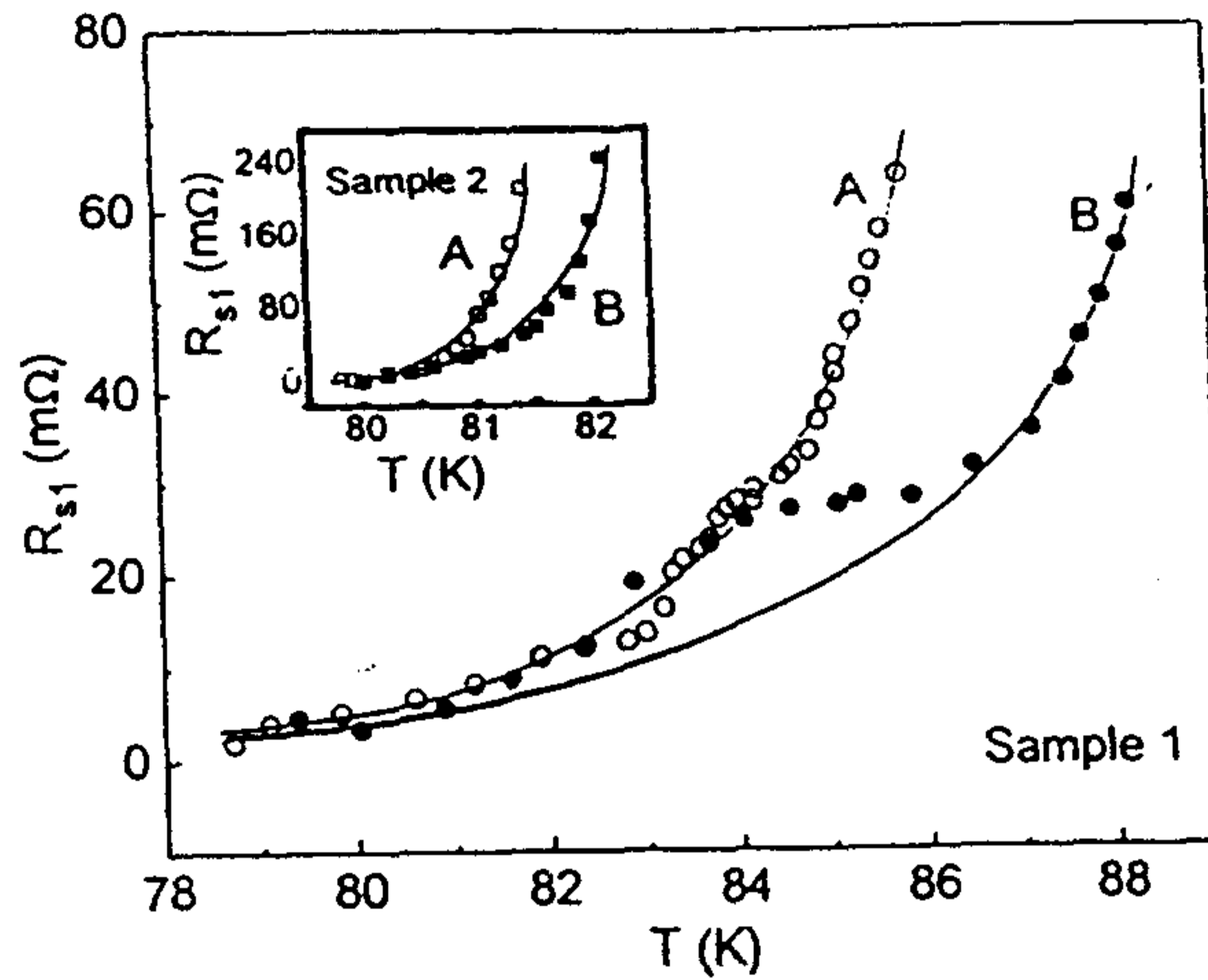
많은 연구가 있어야 할 것으로 생각된다. 한편 sample 2의 경우 $T \approx 80$ K에서의 f_0 는 'A'와 'B' 위치에서 각각 10.44 GHz와 10.42 GHz 인 거의 같은 값을 지니는 것으로 관측되었다. 참고로 표준시편으로서 GaAs 기판 위에 성장된 $4 \mu\text{m}$ 두께의 Au 박막에 대해 측정된 Q_L , f_0 및 IL (dB)는 액체질소온도에서 각각 906, 10.388 GHz 및 13.6 dB인 것으로 나타났는데 이로부터 유전체공진기의 loss tangent를 구한 값은 $\tan \delta = 6.86 \times 10^{-4}$ 이다. $T = 80$ K에서의 금에 대한 이론값인 $R_{S1} = 14.7 \text{ m}\Omega$ ($f_0 = 10.388$ GHz의 경우)가 유전체 공진기의 loss tangent를 계산하기 위하여 사용하였는데 이 계산에 사용된 식은 식 (3-3-32)이다. 식 (3-3-32)와 유전체공진기에 대한 $\tan \delta = 6.86 \times 10^{-4}$ 을 이용하여 sample 1과 2에 대한 표면저항의 온도의존성을 구했는데 그 결과는 (그림 3-4-9) (sample 1)와 (그림 3-4-9)의 inset (sample 2)에 나타난 바와 같다. 이 결과는 $T \approx 80$ K에서 sample 1의 'A'와 'B'에서의 R_{S1} 이 각각 $4 \text{ m}\Omega$ 정도와 $3.2 \text{ m}\Omega$ 정도임을 보여주고 sample 2의 'A'와 'B'에서의 표면저항의 크기가 각각 $3.6 \text{ m}\Omega$ 과 $3.4 \text{ m}\Omega$ 정도임을 보여주는데 이러한 값은 금에 대한 이론치인 $14.7 \text{ m}\Omega$ 의 약 1/4 정도임을 알 수 있다. 참고로 YBCO의 0 K에서의 침투깊이가 약 $1,500 \sim 2,000 \text{ \AA}$ 정도이고 $T \approx 80$ K에서의 침투깊이가 약 $3,000 \sim 4,000 \text{ \AA}$ 정도임을 고려하면 80 K 정도의 온도에서는 전자기장이 상당히 유전체공진기 밑에 놓인 YBCO 박막을 통과하여 radiation loss를 일으켰을 것으로 생각된다. 이러한 점에서 우리가 구한 R_{S1} 의 크기는 단지 유효표면저항이라고 생각되어야 할 것이며 이러한 박막의 고유표면저항 (intrinsic surface resistances)은 radiation loss를 감안하면 보다 작은 값을 지닐 것임을 알 수 있다.

앞서 설명된 바와 같이 TM_{011} mode dielectric-loaded cavity에서의 Q는 cavity 밑면의 표면저항에 대단히 민감함을 알 수 있는데 그 중에서도

유전체공진기가 놓인 박막의 표면이 지닌 특성에 대단히 민감하게 됨을 알 수 있다. 이러한 점에서 TM_{011} mode DL cavity 방법은 대면적 고온초전도박막이 지닌 마이크로파 특성의 균일성 연구 및 고온초전도박막의 마이크로파 응용에 있어서 중요한 한 특성측정방법이 될 수 있으리라 생각된다.



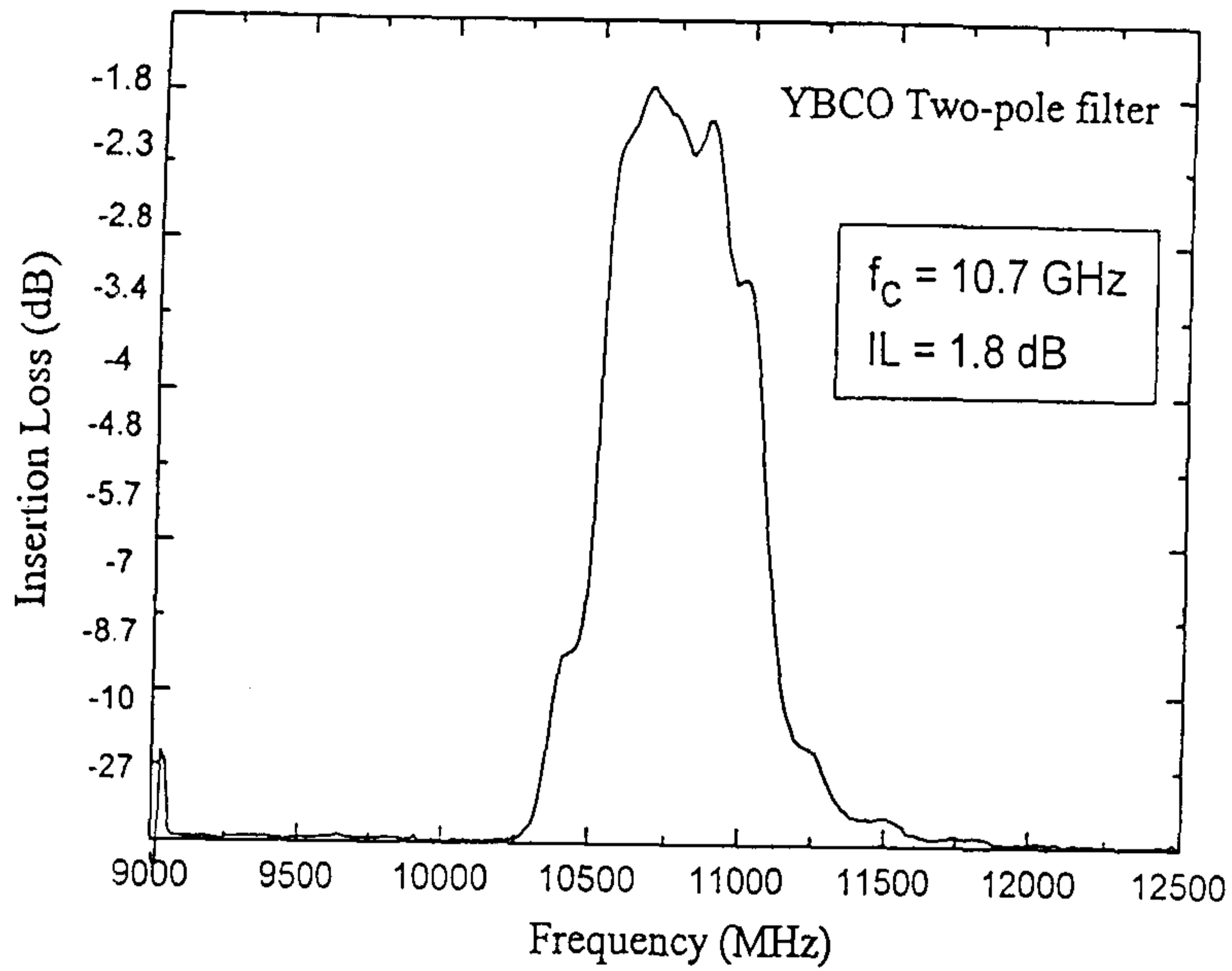
(그림 3-4-8) $2 \times 2 \text{ cm}^2$ 크기의 YBCO 박막표면에서의 서로 다른 위치에서의 Q factor의 온도의존성. 'A'에서의 특성이 'B'보다 우수하다.



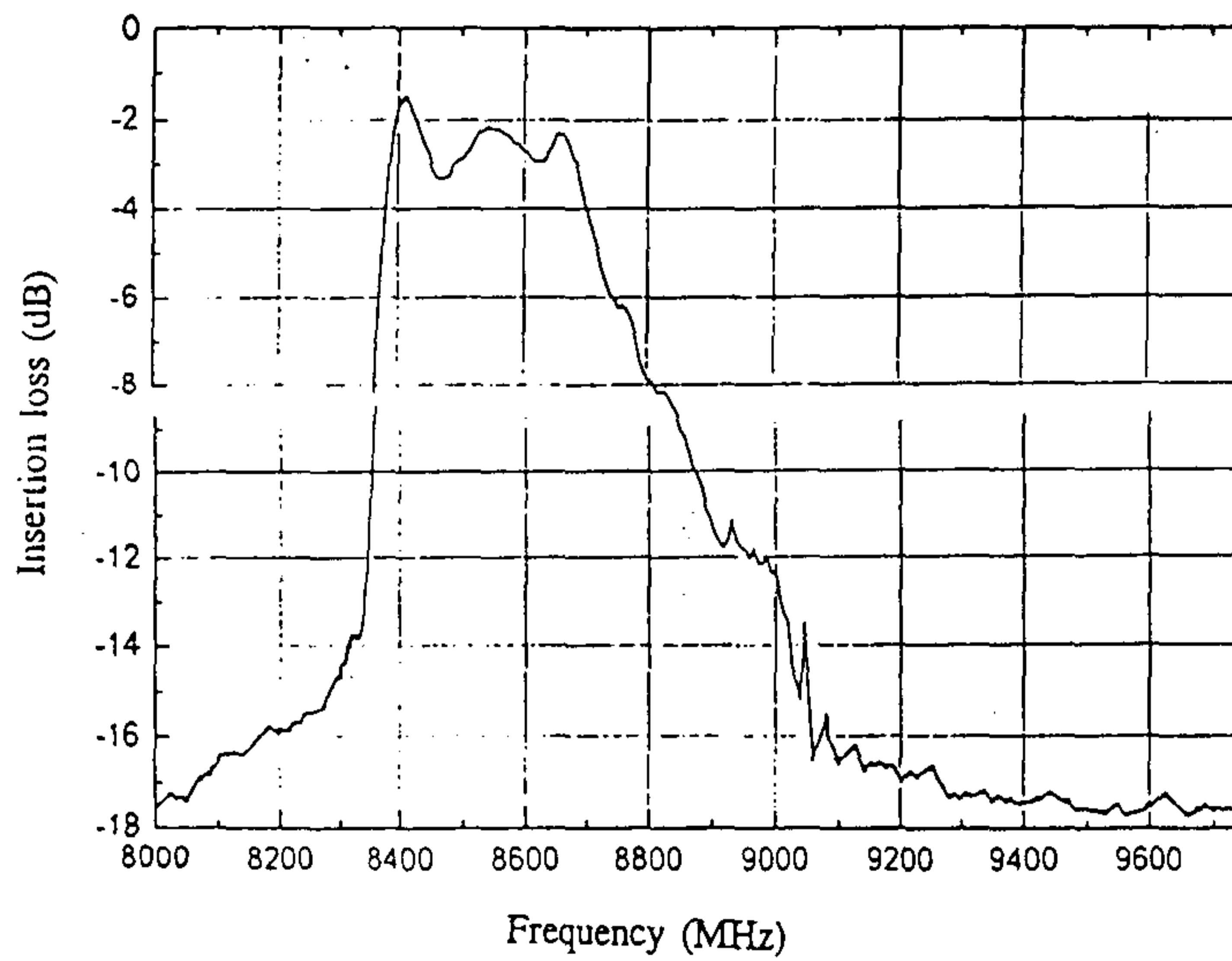
(그림 3-4-9) 'A' 및 'B' 위치에서의 표면저항의 온도의존성.

3. 평행결합선 방식의 고온초전도 대역통과필터

제작된 YBCO microstripline two-pole filter와 three-pole filter에 대한 주파수 응답도 측정 결과는 각각 (그림 3-4-10a)와 (그림 3-4-10b)에 나타난 바와 같다. (그림 3-4-10a)는 2 개의 반파장 길이의 stripline이 capacitive coupling 되어 있는 모양으로서 만들어진 것인데 (그림 3-4-10b)로부터 측정된 시편이 지닌 중심주파수는 10.7 GHz, 3 dB bandpass 영역이 300 MHz로서 약 3 %이고 minimum insertion loss (IL) 가 약 2 dB 정도임을 알 수 있다. 본 시편이 지닌 이러한 IL의 크기(2 dB)는 같은 설계를 이용한 Au filter의 IL보다 작은 것으로서 신호손실이 그 만큼 작음을 말해준다. IL과 Q_U 의 관계식, $IL = (4.343 N \cdot f_0)/(Q_U \cdot$



(그림 3-4-10a) YBCO two-pole의 주파수 응답도 ($T = 77.3 \text{ K}$).



(그림 3-4-10b) YBCO three-pole filter의 주파수 응답도 ($T = 77.3 \text{ K}$)

Δf)을 이용하여 구한 액체질소 온도에서의 본 시편의 Q_U 는 650 이다. 본 시편의 Q_U 는 YBCO microstrip resonator에 대해 보고된 가장 높은 Q 에 비해서는 비교적 낮은 값이라 할 수 있는데 그 원인으로서는 contact loss가 크든지, 혹은 Cu ground plate에 의한 conductive loss가 크기 때문으로 여겨진다.

x-밴드(8 - 12GHz)영역에 사용할 수 있는 대역통과필터(band pass filter)를 스트립라인(strip line) 필터 디자인의 기본이라 할 수 있는 평행결합선(coupled line) 방식으로 디자인하였다. 그림 3-4-11의 (a)와 (b)에는 Super-Compact Microwave Harmonica 시뮬레이터(simulator)로 디자인한 5극(5-pole)과 3극 필터를 각각 소개하였다. 여기서 4 개의 꼭지점에 있는 표시는 마스크를 정렬할 때 사용하기 위한 용도이다. (b)에 소개한 3극 필터는 보다 높은 출력(power)을 위해서 각 선폭을 (a)의 5극 필터 보다 크게 하였다. 선폭이 커짐에 따라 선의 길이도 디자인 특성상 같이 커져야하므로, (a)에서는 선의 길이가 반파장에 해당하는 마이크로파가 공진하는 반면, (b)에서는 선의 길이가 파장에 해당하는 마이크로파가 공진하도록 설계하였다. 즉, (a)에서는 사용주파수를 필터의 first harmonic에 위치하도록 맞추는 반면 (b)에서는 second harmonic에서 필터특성이 최적이 되도록 맞추었다. (b)에서 (a)보다 약 2배가량 선의 길이가 커짐에 따라, 제한된 기판의 넓이에 선들을 수용하기 위해 극수를 줄였다.

필터의 제작하기 위해서 두께 0.5mm, 넓이 2cm x 2cm의 LaAlO₃ 기판 위에 YBCO 박막을 3000 Å 입히고, 기판의 뒷면에 은(Ag)을 ground plane으로 사용하기 위해서 두께 1 μ m로 입혔다. 전극은 필터 양단에 YBCO 박막 위에 3000 Å 두께로 은을 입히고 YBCO박막과 은 사이의 접촉저항을 좋게 하기 위해서 열처리를 하였다. 디자인한 모양대로 마스크를 제작한 후 포토리소그래피(photolithography) 방법과 이온빔(ion beam) 식각(etching)으로 YBCO 박막을 패터닝 하였다.

필터를 측정된 결과는 그림 3-4-12(a)에 보듯이 5극 필터의 경우, 중심 주파수 $f_{center} = 9.55\text{GHz}$, 대역폭(band width) $BW = 500\text{MHz}$ 이고, 통과손실(transmission loss)이 약 0.5dB정도로서 매우 우수한 편이다. 그림 3-4-12(b)에 표시한 3극 필터의 측정 데이터로부터 중심 주파수 $f_{center}=9.9\text{GHz}$, $BW=450\text{MHz}$, 통과손실이 2dB 정도임을 알 수 있다. 측정에는 Wiltron 3680K universal test fixture를 사용하였으므로, 필터의 양끝이 일직선상에 있지 않아도 되고, 기판의 크기에 맞추어 일일이 시험치구(test jig)를 제작하지 않아도 되는 잇점을 충분히 활용하였다. RMC closed cycle 냉각기를 사용하여 필터와 Wiltron test fixture와 필터를 15K 까지 냉각시키며 측정할 수 있었다. 측정기기는 HP8510B Network Analyzer를 사용하였으며, 그림 3-4-12의 데이터를 얻기 위해 full two-port calibration을 사용하였다.

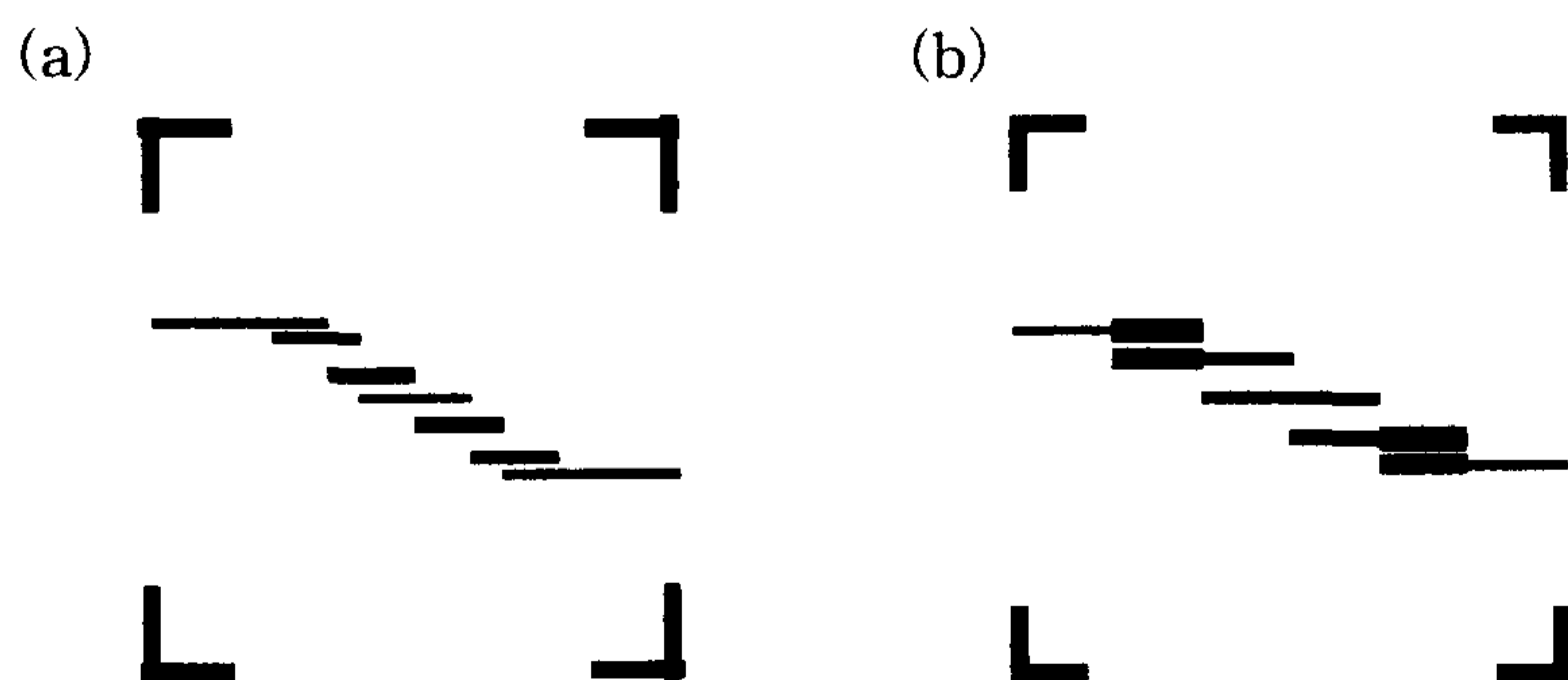


그림 3-4-11. 평행결합선 방식의 5극(a) 및 3극(b) 대역통과필터.

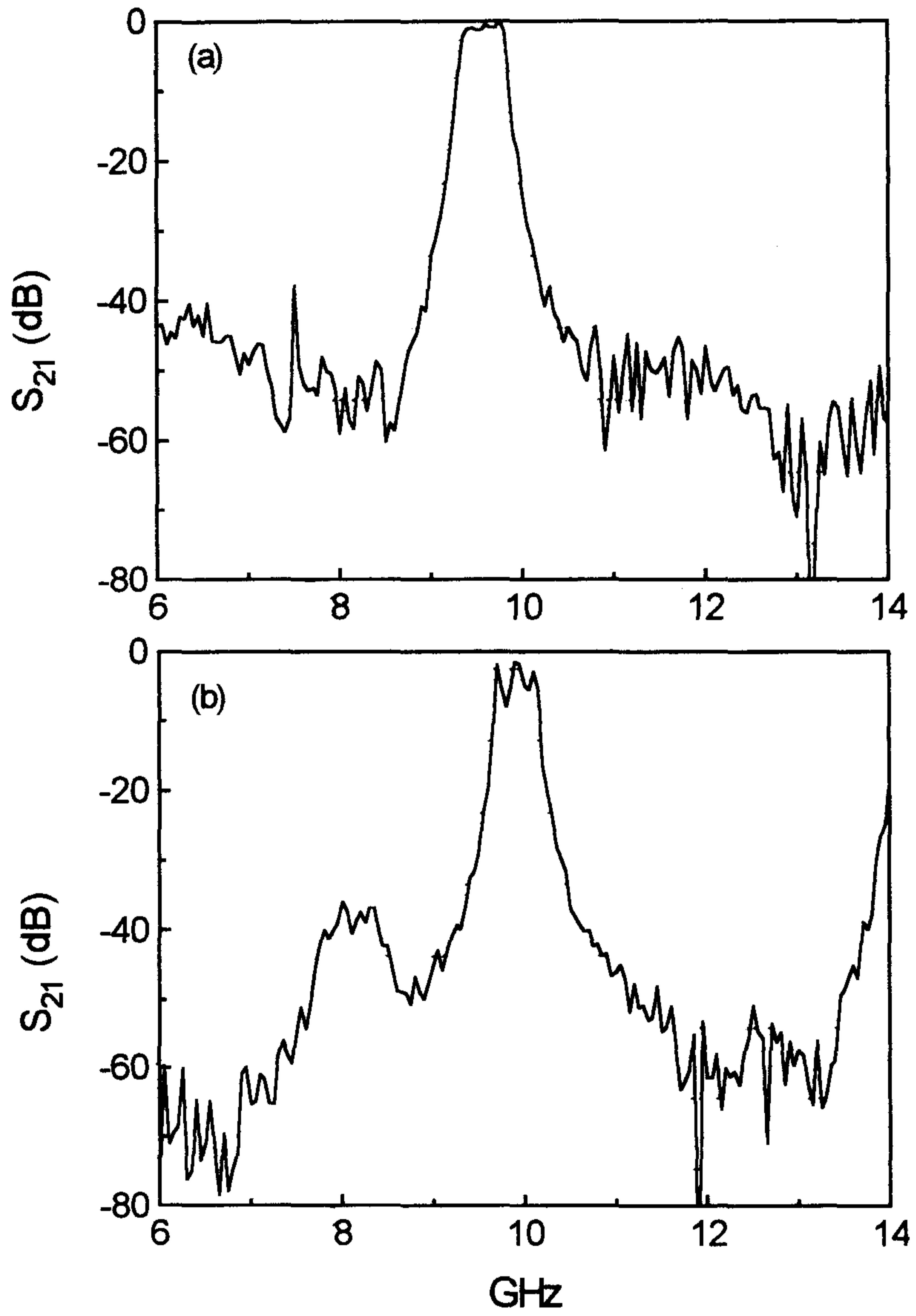
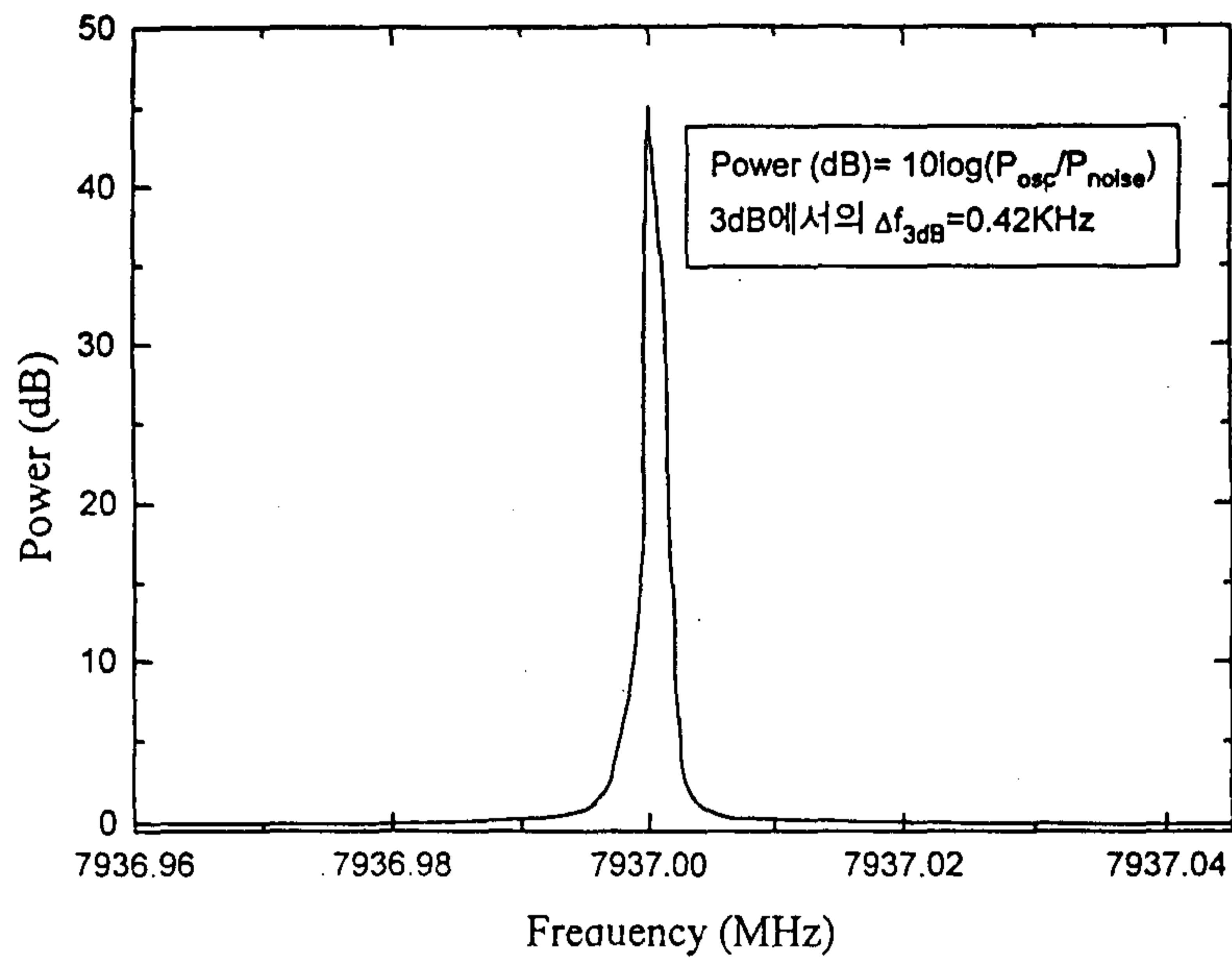


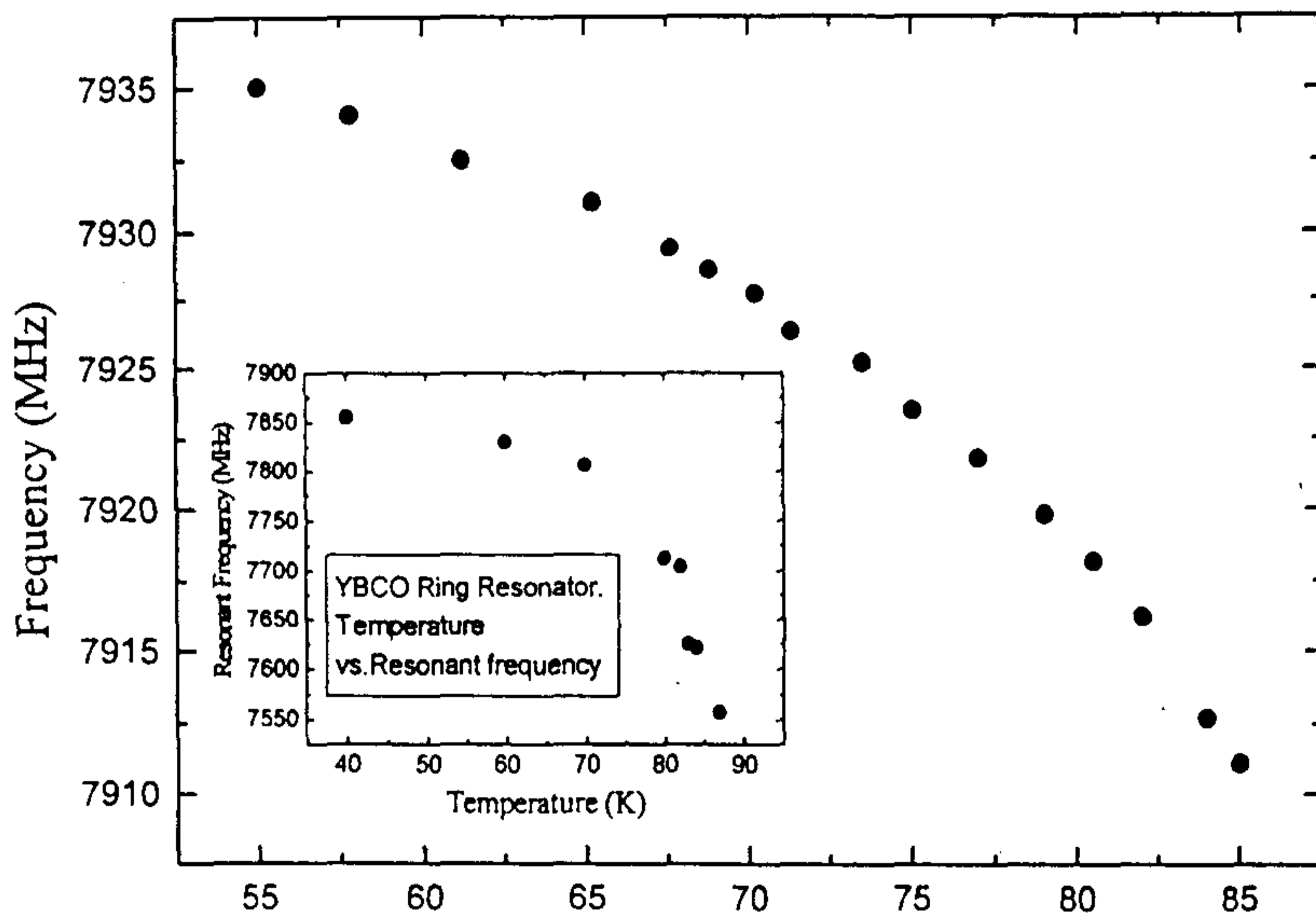
그림 3-4-12. 5극(a) 및 3극(b) 대역통과필터의 S_{21} .

4. 고온초전도 마이크로파 오실레이터의 제작 및 특성연구.

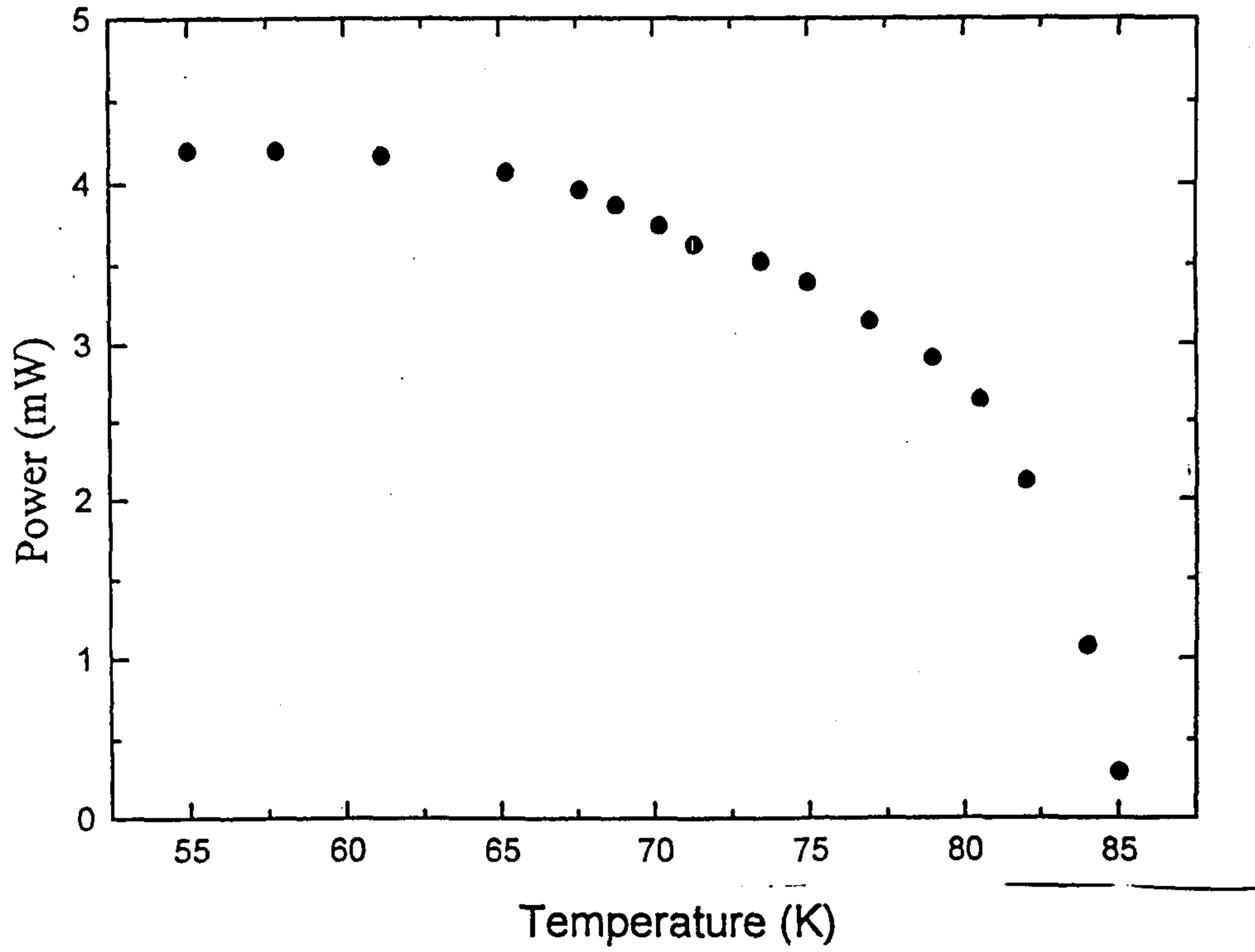
(그림 3-4-13)은 제작된 YBCO microstrip ring resonator를 사용하여 제작한 오실레이터로부터의 $T = 55$ K에서의 발진신호로서 이 그림으로부터 신호의 크기가 3 dB 되는 영역에서의 신호폭이 0.42 KHz임을 알 수 있으며 background 신호에 대한 발진신호의 power는 약 45 dB 정도임을 알 수 있다. (그림 3-4-14)는 이러한 오실레이터로부터의 발진신호가 지닌 주파수의 온도의존성을 보여주는데 YBCO 공진기가 지닌 공진주파수가 온도의 증가에 따라 감소하듯이 발진신호의 주파수가 온도의 증가에 따라 감소함을 보여준다. (그림 3-4-14)에서 $T = 55$ K, 77.3 K에서의 발진신호의 주파수는 각각 7.937 GHz, 7.9125 GHz임을 알 수 있고 55 K에서의 이 신호의 3 dB에서의 신호폭은 420 Hz이다. 또한 (그림 3-4-15)는 오실레이터로부터의 발진신호의 power의 온도의존성을 보여주는데 온도의 증가에 따라 오실레이터로부터 나오는 신호의 power가 감소함을 알 수 있다. $T = 55$ K 및 77.3 K에서의 신호의 power는 각각 4.1 mW, 3.1 mW로 관측되었다.



(그림 3-4-13). T = 55 K에서의 오실레이터로부터의 발진신호.
 (3 dB 되는 영역에서의 신호폭이 0.42 KHz, power는 약 45 dB 이다.)



(그림 3-4-14). 오실레이터로부터의 발진신호의 온도의존성.



(그림 3-4-15). 오실레이터로부터 나오는 발진신호의 power의 온도의존성.

제 5 절. 요약.

이상의 연구결과는 다음과 같이 요약된다.

1. 본 연구에서 시행한 바, 유전체 부하 공진기를 이용한 고온초전도 박막의 마이크로파 특성연구는 박막에 대한 식각과정 없이 작은 면적의 박막에 대한 마이크로파 특성을 측정할 수 있는 좋은 방법이 될 수 있음을 확인하였다. 유전체 부하 공진기를 이용한 측정방법이 지닌 특성은 또한 고온초전도 박막을 이용한 마이크로파 응용에 있어 가장 중요한 연구분야의 하나인 대면적 고온초전도 박막성장시 이러한 대면적 박막이 지닌 마이크로파 특성이 박막표면에서 어느정도의 균일성을 지니고 있는가에 대한 연구수행을 가능하게 하는 것이기도 하다. 우리는 본 연구에서 RF-Sputtering 방법으로 성장한 $2 \times 2 \text{ cm}^2$ 크기의 YBCO 박막이 지닌 균일성을 연구하였는데 연구결과, 박막 중앙에서의 마이크로파 특성과 가장자리에서의 특성이 약간 상이함을 발견할 수 있었다. 이러한 방법을 이용한 대면적 박막의 균일성에 대한 연구는 향후 대면적 박막의 성장시 박막특성의 불균일성과 박막두께, 조성, 평활도 등의 불균일성과의 상관관계를 밝힘으로서 보다 우수한 특성의 대면적 고온초전도 박막을 성장시키는데 도움을 줄 수 있을 것으로 생각된다.

2. 원통형의 dielectric-loaded cavity에서 원통의 대칭축에 대한 대칭성을 지니고 있는 TM_{011} mode에 대한 분석을 행하고 이러한 mode를 이용하여 고온초전도박막의 표면저항을 측정하는 연구를 행하였다. 사용된 유전체 공진기의 상대유전율은 39 정도이다. 연구결과 TM_{011} mode의 경우 측정된 Q가 원통 밑면에 놓인 고온초전도박막의 표면저항에 매우 민감하게 됨

을 알 수 있었으며 측정된 Q가 특히 유전체공진기가 놓인 고온초전도박막 부분이 지닌 특성에 민감하게 됨을 확인할 수 있었다. 이러한 점에서 본 방법은 대면적 고온초전도박막이 지닌 특성의 균일성 연구에 사용될 수 있으리라고 여겨진다.

3. YBCO microstrip microstripline three-pole filter를 제작하고 이에 대한 주파수 응답도 및 IL, passband 등에 대해 측정하였으며 이 필터의 액체질소온도에서의 중심주파수는 10.7 GHz, 3 dB bandpass 영역은 300 MHz로서 약 3 %의 통과대역을 지니고 minimum insertion loss (IL)가 약 2 dB 정도임을 확인하였다. 이러한 YBCO filter의 특성은 같은 기판 위에 제작한 Cu 혹은 Au filter의 특성에 비해 매우 우수한 것이나 sapphire 기판을 사용하여 제작한 Cu, Au filter의 특성과는 비슷한 것이라 할 수 있는데 3 %의 통과대역 및 2 dB의 IL의 구현은 장차 YBCO 박막의 특성향상 및 필터 특성의 최적화가 이루어질 경우 많은 channel을 지닌 filter bank의 구현을 가능하게 할 수 있음을 말해주는 것이라 하겠다.

4. YBCO 고온초전도 박막을 이용한 microstrip ring resonator를 제작하고 이러한 YBCO ring resonator와 기존의 오실레이터 회로를 이용하여 액체질소온도에서 작동하는 오실레이터를 구현하였다. 마이크로파 특성측정의 결과 55 K에서 발진주파수는 7.937 GHz, 3 dB에서의 신호폭이 0.42 KHz이고 신호의 power는 약 45 dB 정도인 것으로 관측되었으며 77.3 K에서의 발진신호의 주파수는 7.9125 GHz인 것으로 관측되었다. 또한 T = 55 K 및 77.3 K에서의 신호의 power는 각각 4.1 mW, 3.1 mW로 관측되었다. YBCO 고온초전도 박막을 이용한 이러한 오실레이터의 구현은 장차 고온초전도 공진기를 사용할 경우의 오실레이터 회로의 최적화 및 공진기의 특성향상이 이루어질 경우 보다 우수한 특성의 오실레이터 제작이 가능할 것

임을 보여주는 것으로서 보다 resolution이 높고 큰 power의 신호를 내는
오실레이터의 제작에 대한 연구가 현재 진행 중이다.

여 백

제 4 장. 단자속 양자(Single Flux Quantum, SFQ)

논리 소자 제작

제 1 절. 서론

초전도 전자소자는 전력 소모가 작고 스위칭속도가 빠르므로 아날로그 및 디지털 방식의 초전도 소자를 제작하려는 연구가 매우 많이 행해지고 있다. 조셉슨 접합의 sub-pico second 스위칭 시간⁽⁴⁻¹⁻¹⁾을 이용하여 매우 빠른 컴퓨터를 제작하려는 연구가 IBM에서 1983년부터 시작된 후 일본의 여러 연구 그룹으로 이에 대한 연구가 계속되어 졌다. 일본의 여러 그룹에 의한 연구에 의해 Nb/AlOx/Nb 구조의 조셉슨 접합을 사용함으로써 4.2K 에서 작동하는 소자를 제작하기 위한 물질 문제는 해결하였다. Nb 및 NbN 초전도체를 이 분야에 사용함으로써 LSI 정도의 복잡성을 가진 소자 제작이 가능해졌다. , Nb 초전도체를 사용하여 제작된 가장 복잡한 소자는 일본 Fujitsu연구실에서 만든 8-bit digital signal processor이다⁽⁴⁻¹⁻²⁾. 그러나 이 소자는 latching 논리를 사용한 것인데 이것의 속도는 회로의 핵심 요소인 조셉슨 접합이 SIS 형식이므로 이 접합의 tunnel barrier의 정전용량에 의해 소자의 속도가 외부에서 가해 주는 ac clock 주파수에 의해 제한되어 초전도 소자의 빠른 스위칭 속도를 구현할 수 없는 단점을 지니고 있다. 그러나 SNS 조셉슨 접합을 사용한 단자속 양자(single flux quantum, SFQ)논리의 회로가 개발됨에 따라 terahertz 영역에서 동작하는 초전도 디지털회로의 제작이 가능하게 되었다⁽⁴⁻¹⁻³⁾. SFQ 논리회로는 단지 dc로 bias된 조셉슨 접합을 사용함으로써 clock 주파수를 100 GHz 이상까지 가능케 한다. 실제로 K. K. Likharev 그룹에서 submicron Nb 기술을 사용하여 500 GHz의 속도를 가진 flip-flop의 동작이 시연되었다. 이 회로

는 counting A/D converter, sampling A/D converter, sigma-delta A/D converter, shift register, pseudo-random binary sequence generator 및 다른 여러 가지 logic gate에 응용될 수 있다.

현재 HTC 조셉슨 접합 제작 기술은 단지 weak link 형태의 접합만을 제작할 수 있으므로 SFQ 논리 회로가 실제 응용 및 고온에서 작동하는 소자를 제작하는데 가장 적합하다. 고온 초전도체를 사용하여 latching 논리를 이용한 초전도 전자 소자를 제작하기 위해서는 SIS 형태의 조셉슨 접합을 만드는 기술의 개발이 선행되어야 한다. 고온 초전도 조셉슨 접합 제작 기술이 점점 발달함에 따라 비록 저온 초전도 회로보다 전력 소모가 다소 크지만 65-77K에서 동작하는 SFQ 회로 제작이 가능하게 되었고 현재까지 몇몇 연구 그룹에 의해 고온 초전도체를 사용한 기본적인 SFQ 소자에 대한 연구 논문이 발표되었다^(4-1-4~10). 따라서 4.2K 냉각기 없이도 여러 방면에 응용할 수 있는 고온 초전도 디지털 회로를 제작할 수 있는 가능성이 점점 높아지고 있다.

SFQ 디지털 회로의 작동 온도가 높아짐에 따라 잡음이 조셉슨 접합을 전압상태로 전환할 때 미치는 영향이 매우 중요하다. 고온초전도의 임계온도보다 열 잡음이 회로의 최고 작동 온도를 제한한다. 현재 고온초전도를 사용하여 디지털 회로를 제작하는데 어려움이 많으므로 최고 작동온도는 단지 추측될 뿐이다⁽⁴⁻¹⁻¹¹⁾. 따라서 매우 간단한 회로를 제작하여 고온에서 동작시켜 보는 것은 SFQ 회로의 가능성을 타진하기 위한 중요한 연구이다.

본 연구에서는 read SQUID와 자기적으로 결합된 RS flip-flop 회로를 설계하였다. 이 회로는 접지면(ground plane)이 필요하지 않고 비교적 간단한 방법으로 제작될 수 있는 조셉슨 접합을 사용하였으며 액체질소 온도에서 동작할 수 있게끔 설계되었다. 설계된 회로를 스퍼터링으로 증착된 고온 초전도 박막을 사용하여 제작하여 기본적인 동작을 시험해 보았다.

이 회로가 여러 온도에서 적절하게 동작하면 SFQ 디지털 회로의 원리를 이해하는데 도움이 될 뿐만 아니라, 열요동 효과에 의하여 조셉슨 접합이 오동작할 확률을 추정할 수 가 있다.

제 2 절. 문헌연구

1. SQUID⁽⁴⁻²⁻¹⁾

가. 개요

초전도 양자 간섭 소자(Superconducting QUantum Interference Device, SQUID)는 조셉슨 효과와 자속 양자화(flux quantization)를 이용하여 자속을 전압을 바꾸어 주는 장치로 지구 자기장의 10억분의 1 이하를 감지할 수 있는 가장 민감한 센서이다. SQUID는 자속으로 전환될 수 있는 물리량 예를들면 자기장, 자기장 변화도, 전류, 전압, 변위, 자기 감수율 등을 측정할 수 있는 센서이다. 따라서 SQUID의 응용 분야는 인간의 뇌에서 발생하는 매우 미세한 자기장 탐지부터 중력과 탐지까지 그 분야가 매우 넓다.

SQUID에는 두가지 종류가 있다. 첫째는 dc SQUID로서 두 개의 조셉슨 접합이 평행하게 연결되어 초전도 고리를 이루고 있는 구조를 가지고 있다. 이것은 일정한 전류 바이어스 상태에서 동작한다. 둘째는 rf SQUID로서 한 개의 조셉슨 접합으로 초전도 고리를 형성하고 있다. 이것은 rf flux가 바이어스된 상태에서 동작한다. rf SQUID는 조셉슨 접합 한 개로 만들 수 있는 장점이 있으나, 감도가 dc SQUID보다 떨어진다.

나. The Resistive Shunted Junction

조셉슨 접합은 두 개의 초전도체가 매우 얇은 절연체에 의해 분리된 형태를 띠고 있다. 전자 또는 홀의 쿠퍼쌍은 절연층을 phase coherence를 유지한 채 터널링할 수 있다. 조셉슨 접합에 인가된 전류 I 는 전압-위상 관계식에 따라 두 초전도체의 위상 차이($\delta = \varphi_1 - \varphi_2$)를 조절한다.

$$I = I_0 \sin \delta \quad (4-2-1)$$

여기서 I_0 는 조셉슨 접합의 임계 전류이다. 전류가 0부터 증가하면 처음에는 조셉슨 접합에 전압이 걸리지 않으나 전류가 I_0 보다 커지면 접합에 전압이 생기게 된다. 따라서 위상 차이의 시간에 따른 변화는 전압-주파수 관계에 의해 전개된다.

$$\dot{\delta} = \frac{2eV}{\hbar} = \frac{2\pi V}{\Phi_0} \quad (4-2-2)$$

조셉슨 터널 접합은 이력적인 전류-전압 특성을 가지고 있다. 전류가 0부터 증가하여 I_0 값에 근접하면 갑자기 전압 상태로 스위칭한다. 그러나 단지 전류가 I_0 보다 훨씬 작은 값으로 줄어들 경우에만 다시 0의 상태로 되 돌아온다. SQUID를 보통의 방법으로 작동시키기 위해서는 이런 이력 현상이 제거되어야 한다. 그러기 위해서 외부에서 갈래저항(shunt resistance)을 사용하여 접합을 shunt시켜야 한다. 그림 4-2-1에 Resistively Shunted Junction(RSJ) 모델을 나타내었다. 접합은 임계 전류 I_0 값을 가지며, 이와 평행하게 self-capacitance C , shunt resistance R , 및 current noise source $I_N(t)$ 를 가지고 있다. 이것의 운동 방정식은 다음과 같다.

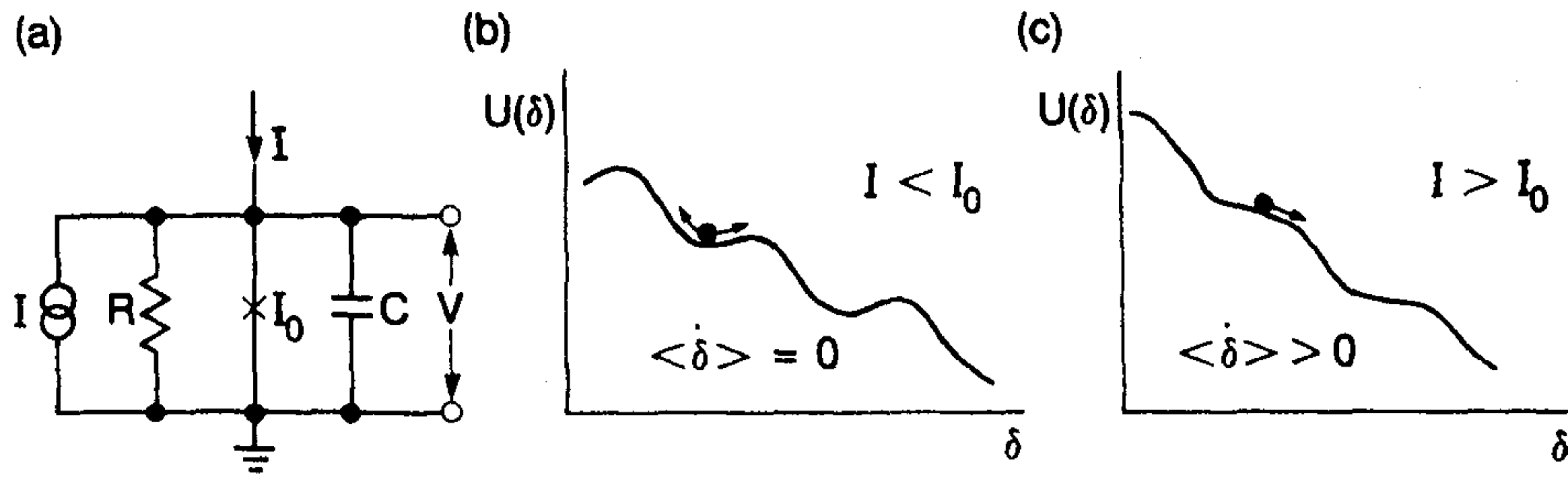


그림 4-2-1. (a) The resistively shunted Josephson junction; (b) and (c) 기울어진 빨래판 모델 (for $I < I_c$ and $I > I_c$)

$$C\dot{V} + I_0 \sin \delta + \frac{V}{R} = I + I_N(t) \quad (4-2-3)$$

여기서 잡음 항을 무시하고 $V = \hbar \delta / 2e$ 라고 두면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\hbar C}{2e} \ddot{\delta} + \frac{\hbar}{2eR} \dot{\delta} = I - I_0 \sin \delta = -\frac{2e}{\hbar} \frac{\partial U}{\partial \delta} \quad (4-2-4)$$

여기서

$$U = -\frac{\Phi_0}{2\pi} (I\delta + I_0 \cos \delta) \text{ 이다.}$$

기울어진 빨래판 포텐셜 U 에서 운동하고 있는 공의 운동을 생각하면 윗 식이 내포하고 있는 접합의 동역학에 대한 이해를 보다 쉽게할 수 있다. C 를 포함하고 있는 항은 공의 질량을 나타내고, $1/R$ 을 포함하는 항은 공 운동의 damping을 나타내며, 빨래판의 평균 기울기는 $-I$ 에 비례한다. $I < I_0$ 인 경우 공은 포텐셜 우물 중 하나에 갇혀서 플라즈마 주파수(ω_p)로 진동하게 된다.

$$\omega_p = \left(\frac{2\pi I_0}{\Phi_0 C} \right)^{1/2} \left[1 - \left(\frac{I}{I_0} \right)^{1/2} \right]^{1/4} \quad (4-20)$$

따라서 접합 양단의 평균 전압은 0이 된다. 전류가 I_0 까지 증가하면 빨래판의 기울기가 증가하여 공은 아래로 구르게 되고 접합의 양단에 전압이 나타나게 된다. 비이력적인 경우 전류가 I_0 바로 아래로 감소하면 공은 다시 우물 중의 하나에 갇히게 되고 전압은 다시 0이 된다. 여기에서 즉, overdamped 경우 다음과 같은 조건을 따라야 한다.

$$\beta_c \equiv \frac{2\pi I_0 R}{\Phi_0} RC = \omega_J RC \leq 1 \quad (4-2-6)$$

여기서 $\omega_J/2\pi$ 는 전압 $I_0 R$ 에 해당하는 조셉슨 주파수이다.

다. dc SQUID의 작동 원리

dc SQUID의 회로 및 기본적인 특성을 그림 4-2-2에 나타내었다.

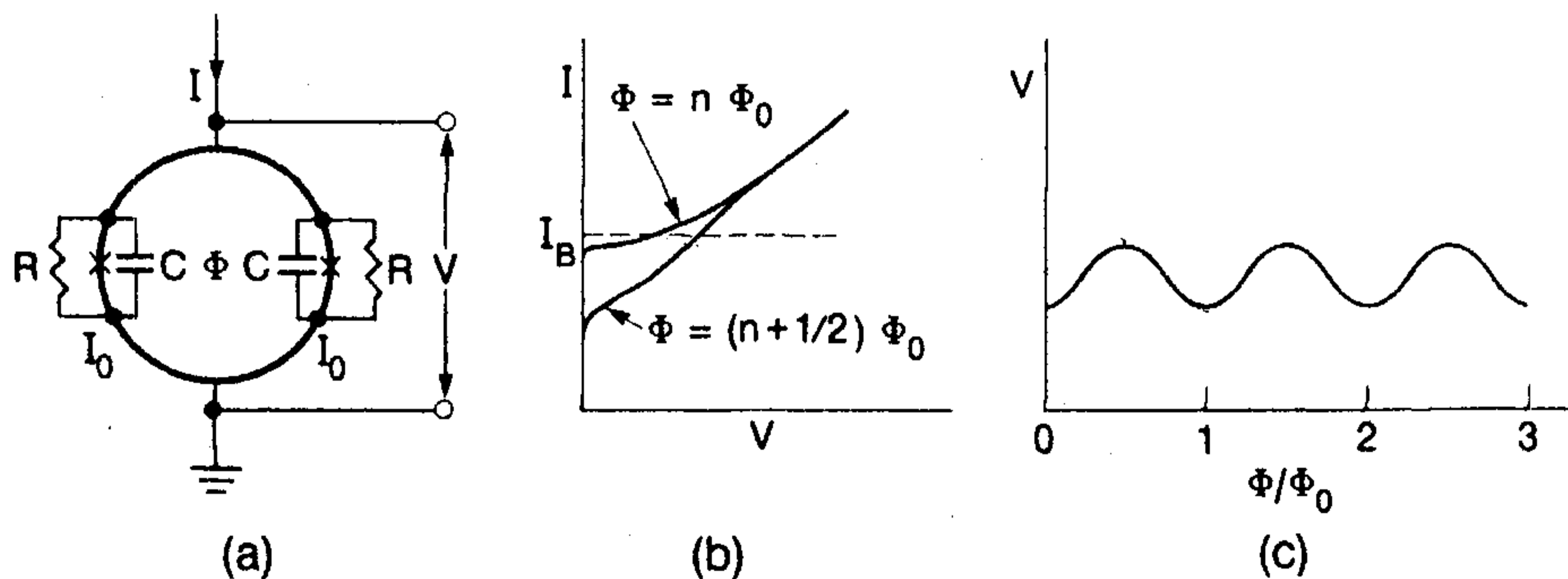


그림 4-2-2. (a) dc SQUID; (b) 전류-전압 특성; (c) 일정한 바이어스 전류 I_b 에서의 전압과 Φ/Φ_0 의 관계.

두 개의 접합이 인덕턴스가 L 인 초전도 고리에 평행하게 연결되어 있는 형태이다. 이 접합들은 전류-전압 특성이 비이력적인 resistively shunted 접합이다. SQUID의 전류-전압 특성은 고리에 외부 자장을 가할 때 외부 자장의 세기에 따라 두 가지 다른 형태를 가진다. 즉, 외부자장 $\Phi = n\Phi_0$ 인 경우와 $\Phi = (n+1/2)\Phi_0$ 인 경우이다. 여기서 n 은 정수이다. SQUID에 $2I_c(I_c$ 는 접합 한 개의 임계전류임.)보다 큰 일정한 전류를 바이어스한 상태에서 외부자장을 일정하게 증가시키면 SQUID에 걸리는 전압은 그림 4-2-2와 같이 주기적으로 변화하게 된다. 이 때 주기는 Φ_0 이다. SQUID는 일반적으로 $V-\Phi$ 곡선의 가장 가파른 곳 즉, 전달계수(transfer coefficient), $V_\phi \equiv |(\partial V/\partial \Phi)|$ 가 최고치인 점에서 작동된다. 따라서 SQUID는 아주 미세한 외부자장의 변화에 반응하여($\delta \Phi \ll \Phi_0$) 전압변화를 일으키게 된다. 즉, SQUID는 매우 감도가 우수한, 자속을 전압으로 바꾸어 주는 변환기이다. SQUID의 분해능은 자속 잡음에 의해 결정된다.

2. 초전도 디지털 전자 소자^(4-1-3, 4-2-2)

디지털 소자에 응용되는 조셉슨 접합의 일반적인 특성은 다음과 같다.

1) 파(waveform) 발생기로서의 조셉슨 접합의 유효 임피던스 R_{ef} 는 초전도 미세선의 저항으로 조절될 수 있다. 매우 낮은 감쇠와 분산을 가진 초전도 미세선은 혼선이 거의 없이 picosecond의 파를 전형적인 칩 크기 보다 먼 거리 만큼 보낼 수 있다. 결과적으로 매우 빠른 디지털 신호를 빛의 속도와 거의 비슷한 전송속도로 보내 수 있다.

2) 조셉슨 접합을 이용한 회로에서 신호 전압의 진폭은 에너지 갭($\Delta(T)$)에 의해 정의되는 $2\Delta(0)/e$ 값을 초과하지 않으며 저온 초전도의 경우 약 3mV이다. 결과적으로 조셉슨 접합에 의해 분산되는 power, $P \cong V^2/R_{ef}$ 는 1 mW이하가 된다. 그러므로 VLSI 회로에서 문제가 되는 열 방출은 쉽게 해

결된다. 이러한 사실은 초전도 회로 칩의 밀도 높은 패키징을 가능케 해주고 따라서 칩간의 통신에서 시간 지연을 줄일 수 있다.

3) 조셉슨 접합 고유의 스위칭 속도는 약 2-3 picosecond로서 매우 빠르다.

4) 최근 조셉슨 접합 제작 기술은 현재의 반도체 제작 기술에 비해 간단하다. 접합 크기의 물리적인 제한($a \geq 0.1 \mu\text{m}$) 또한 반도체 트랜지스터의 값과 거의 유사하며, 오늘날의 식각 기술로 볼 때 아무런 문제가 없다.

1970년대와 1980년대 초까지 진행되었던 IBM사의 조셉슨 접합을 이용하여 컴퓨터를 제작하고자 하는 프로젝트는 많은 관심을 불러 일으켰으나 결국은 실패로 끝났다. 그 이유는

1) 납 화합물과 같은 소프트 초전도체를 사용함으로써 열이력에 의해 조셉슨 접합의 절연층으로 사용된 매우 얇은(2-3 nm) 산화층이 점점 퇴화되어 결국에는 그 특성이 변화되었기 때문이다.

2) 보다 근본적인 문제는 잘못된 논리회로의 선택이다. SIS 형태의 조셉슨 접합을 사용하였는데 이것의 가장 큰 문제는 절연층의 큰 정전용량으로 인하여 조셉슨 접합이 스위칭된 후 원래 상태로 되돌아 오지 않는다는 것이다. 이런 논리회로를 래칭논리(latching logic)라 한다. 그러므로 스위칭된 조셉슨 접합을 원래 상태로 환원시키기 위해서는 외부에서 ac 신호를 따로 보내 주어야 한다. 따라서 회로의 동작속도가 외부 신호에 의하여 제한된다. 실제 래칭 논리를 사용하여 제작된 회로의 동작 속도는 2-3GHz를 넘지 못한다.

그러나 일본의 여러 연구 그룹의 노력에 의하여 물질 문제는 해결되었다. 납화합물 초전도체 대신 Nb 초전도체를 사용하고 인듐 산화물 대신 알루미늄 산화물을 사용함으로써 열 이력에 의해 물질의 특성이 변화하는 문제는 완전히 해결되었고 LSI 회로 제작이 가능케 되었다. 실제 HITACHI 사에서는 Nb 초전도체를 사용하여 4-bit microprocessor를 제작

하기도 하였다. 그러나 이것은 역시 래칭 논리를 사용한 것이기 때문에 그 속도가 1GHz 정도로 초전도체를 이용한 디지털 소자로서의 장점을 가질 수가 없었다.

1985년 Likharef 그룹에 의해 조셉슨 접합을 사용한 새로운 논리가 제안되었다. 여기에는 두가지 정보가 있는데 래칭 논리에서도 있는 직류 전압과 양자화된 면적을 가진 매우 짧은 전압 펄스, $V(t)$ 이다.

$$\int V(t) = \Phi_0 \equiv \frac{h}{2e} \approx 2.07mV \times ps \quad (4-21)$$

이 전압 펄스를 단자속 양자(Single Flux Quantum, SFQ)펄스라 한다. 이것은 overdamped 조셉슨 접합을 사용한 회로에서 매우 자연스럽게 발생되고 재생산이 가능하고 증폭되고 기억되며 처리될 수가 있다. SFQ 펄스를 이용한 것이 바로 SFQ 논리이다. 이 논리 및 1 μm 식각 기술을 사용하면 300 GHz 이상의 속도를 가진 초전도 디지털 소자의 제작이 가능하다.

가. SFQ 논리의 기초.

(1) SFQ 펄스.

SFQ 논리 회로에서 신호는 매우 짧은 펄스, $V(t)$ 의 형태를 가진다. 이것을 좀 더 자세히 알아보면 다음과 같다. overdamped 조셉슨 접합을 사용하여 제작한 가장 기본적인 회로를 그림 4-2-3에 나타내었다. 그림 4-2-3(c)는 이 접합의 dc I-V 특성을 나타낸 것이다. underdamped 경우(그림 4-2-3(b))와 달리 이 곡선은 홀값을 가진다. 이것은 전류 펄스, $I_{in}(t)$ 가 접합을 통과한 후 접합이 스스로 다시 원래 초전도 상태로 돌아감을 의미한다. 조셉슨 동역학 방정식을 사용하여 기본적인 계산을 해 보면 펄스 $I_{in}(t)$ 가 충분히 짧다면 접합의 조셉슨 위상(Φ)의 양자화된 도약($\Delta \Phi = 2\pi$)

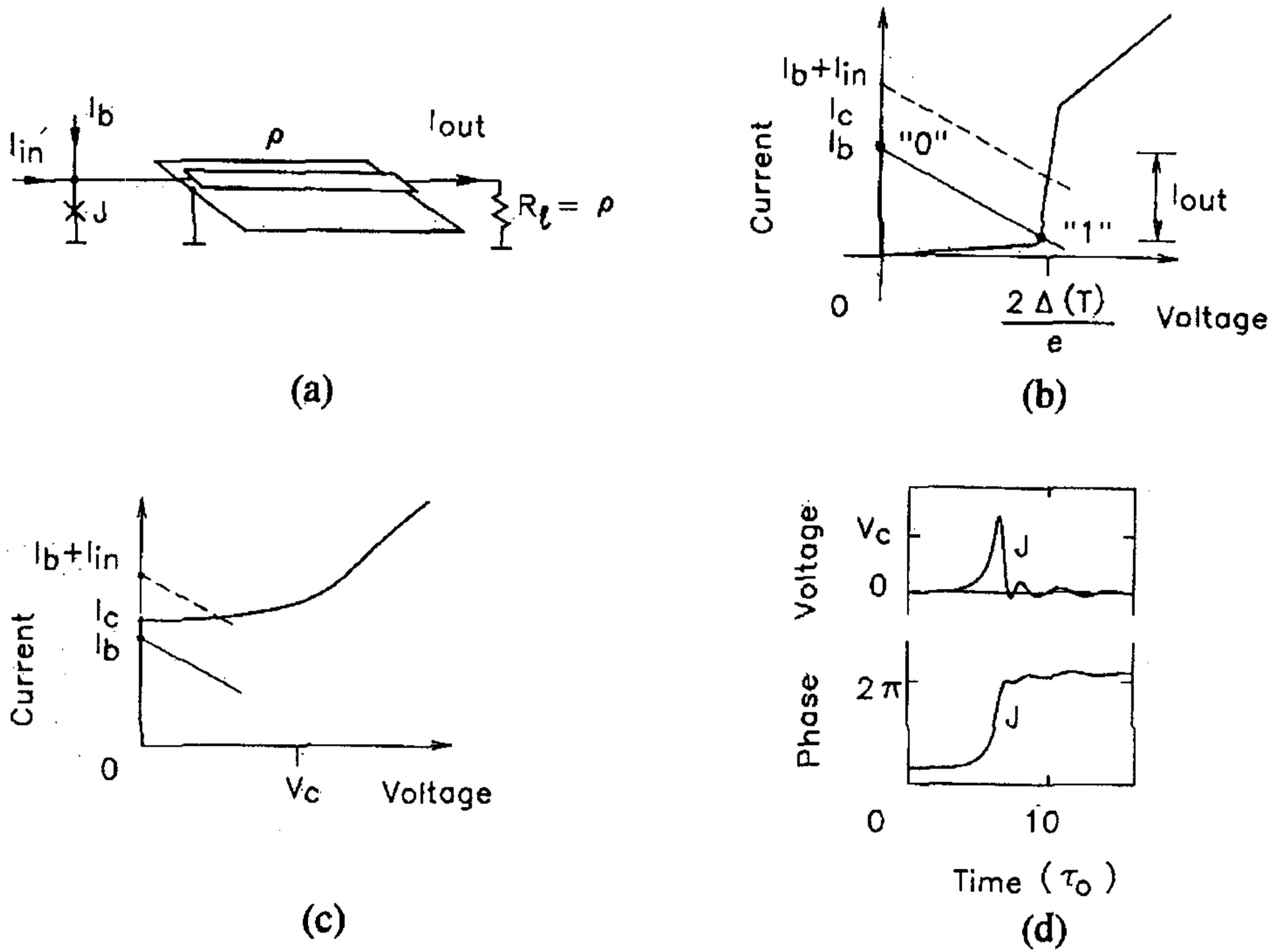


그림 4-2-3. 조셉슨 접합 논리의 가장 간단한 단계; (a) 등가 회로 및 underdamped(b) 및 overdamped(c, d) 접합을 사용할 때의 동작 개요.

을 유도하는 넓은 범위의 진폭을 가진 펄스가 존재함을 알 수 있다.

이것을 좀 더 쉽게 이해하기 위하여 잘 알려진 조셉슨 접합과 진동자 사이의 유사성을 이용하면 다음과 같다.

a. biasing of the junction with the dc current $I_b \leq I_c \Leftrightarrow$ applying a nearly critical torque to the pendulum, driving it to a position close to the critical angle $\Phi_c = \pi/2$.

b. short input pulse \Leftrightarrow a kick that drives the pendulum beyond Φ_c . If the pendulum is overdamped, the kick results in just one 2π -rotation of the pendulum with its return to the subcritical state.

조셉슨 접합의 위상과 전압 관계인

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar} V(t) \quad (4-2-8)$$

에서 위상 Φ 가 2π 도약한다는 것은 접합의 양단에 SFQ 전압 펄스가 생김을 의미한다. 이 펄스의 존속 기간은 특성 시간 단위(characteristic time unit)와 유사하다.

$$\pi_0 = \pi\omega_c, \quad \omega_c = (\hbar/2e)V_c, \quad V_c = I_c R_{ef}, \quad R_{ef}^{-1} = R_n^{-1} + R_s^{-1} \quad (4-2-9)$$

여기서, R_n : the effective normal resistance of the junction at voltage of order of V_c

R_s : the active impedance of the electrodynamic environment as seen by the junction.

최근의 조셉슨 접합 제작기술에 의해 제작된 조셉슨 접합의 시간단위는 거의 1ps에 근접하였다. 따라서 펄스 진폭은 1mV 정도임을 알 수 있다. 이 경우 소비되는 에너지는 임계전류값이 $100\mu A$ 인 경우 액체헬륨 온도에서 2×10^{-19} Joule 정도이다.

직류 바이어스 전류 I_b 가 접합의 임계 전류 I_c 와 거의 같으면 SFQ 펄스는 같은 SFQ 펄스에 의해 트리거(trig)될 수 있다. 이것은 그림 4-2-3에 나타낸 회로가 같은 면적을 가진 SFQ 펄스를 재생산할 수 있고, 필요에 따라 전압 이득도 가능하다. 만약 펄스가 너무 약하면 즉, 신호 전송선 사이에 기생하는 잡음에 의해서는 이 회로에서 SFQ 펄스가 재생산되지 않는다. 이것은 이 회로가 잡음 판별기로 사용될 수 있음을 의미한다. 여기에 두가지 주목해야할 점이 있다. 첫째, 그림 4-2-3에서 부하 R_L 은 반드시 ohmic 저항일 필요가 없다. 다른 비슷한 조셉슨 접합을 부하로 사용할 수

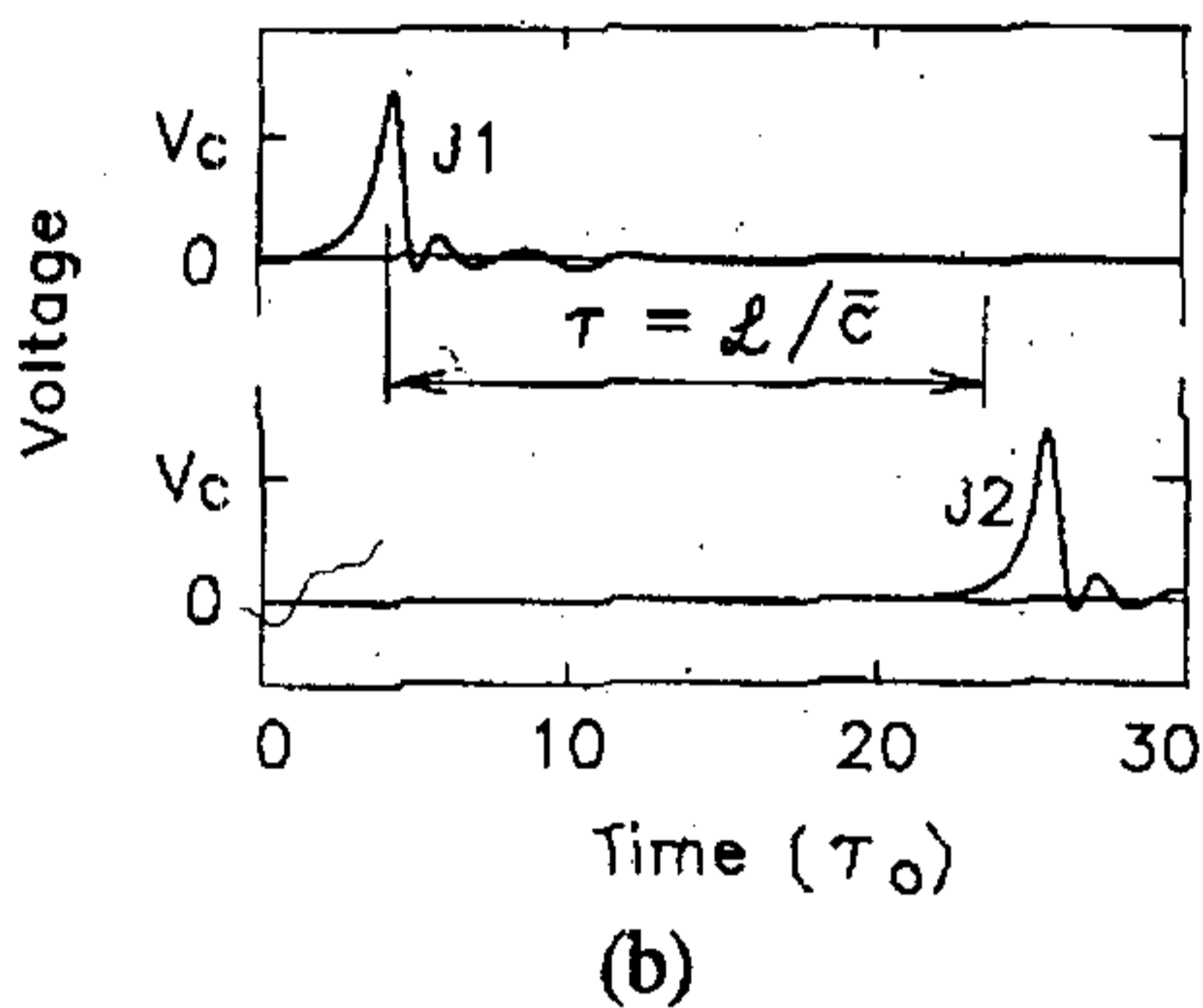
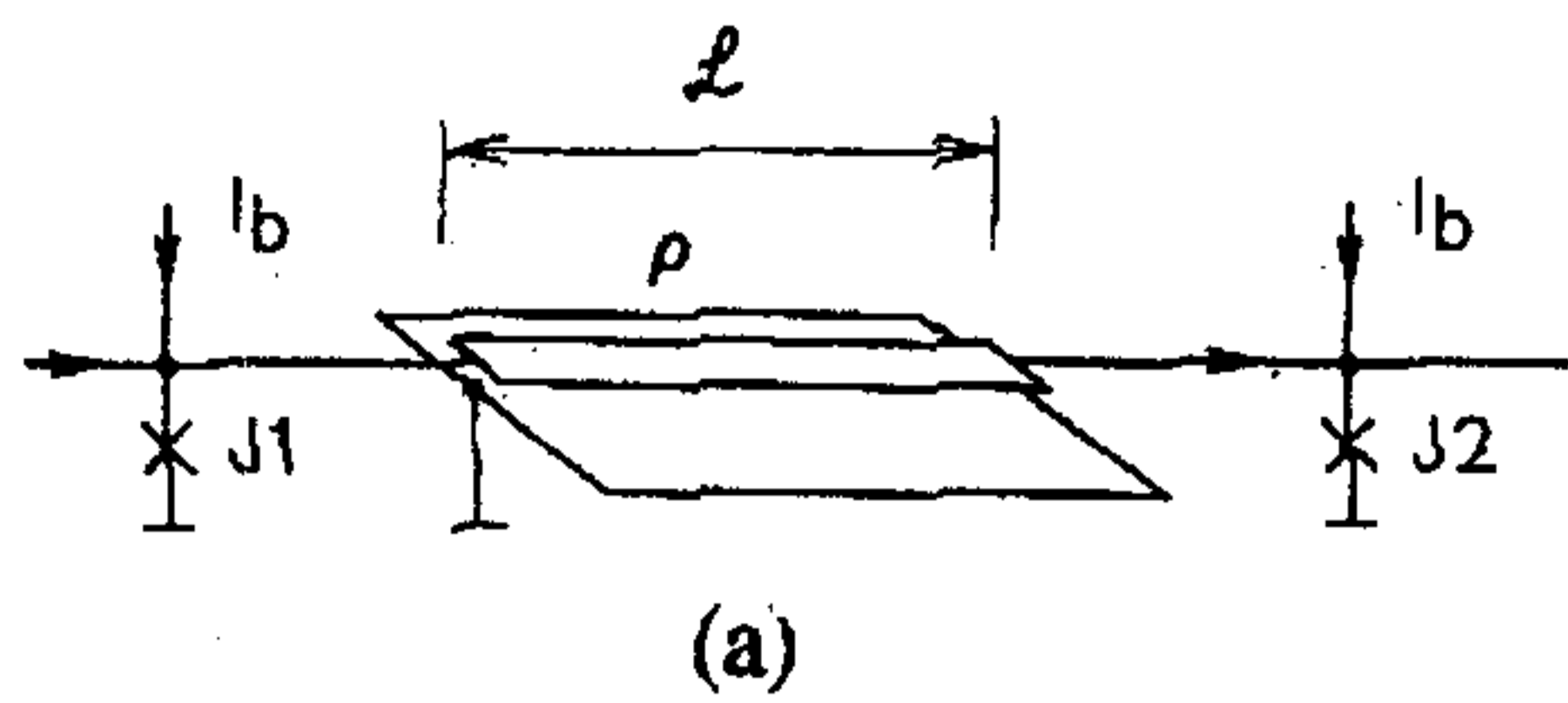


그림 4-2-4. 조화된 미세선에 연결된 두 개의 overdamped 접합; (a) 등가 회로. (b) 회로 동역학 시뮬레이션.

류로 바이어스된 상태이다($I_b < I_c$). 이 회로는 여러 논리 게이트(logic gates) 사이에 연결되어 SFQ 펄스를 전송하거나, 펄스를 증폭시킬 수 있

있다(그림 4-2-4). 둘째, 이 접합들은 반드시 서로 근접하여 있을 필요가 없다. 이들은 적당한 임피던스 값($\rho = R_1$)을 가진 긴($L \gg c\tau_0$) 초전도 미세선을 사용하여 연결될 수 있다.(그림 4-2-4(b))

(2) 기본적인 SFQ 회로

(가) 전송선(transmission line)과 증폭선(amplification line)

그림 4-2-5는 여러 개의 조셉슨 접합이 작은 인덕턴스 값($L \sim \Phi_0 / I_c$)을 가진 초전도 선으로 연결된 회로를 보여주고 있다. 모든 조셉슨 접합은 임계 전류보다 작은 전

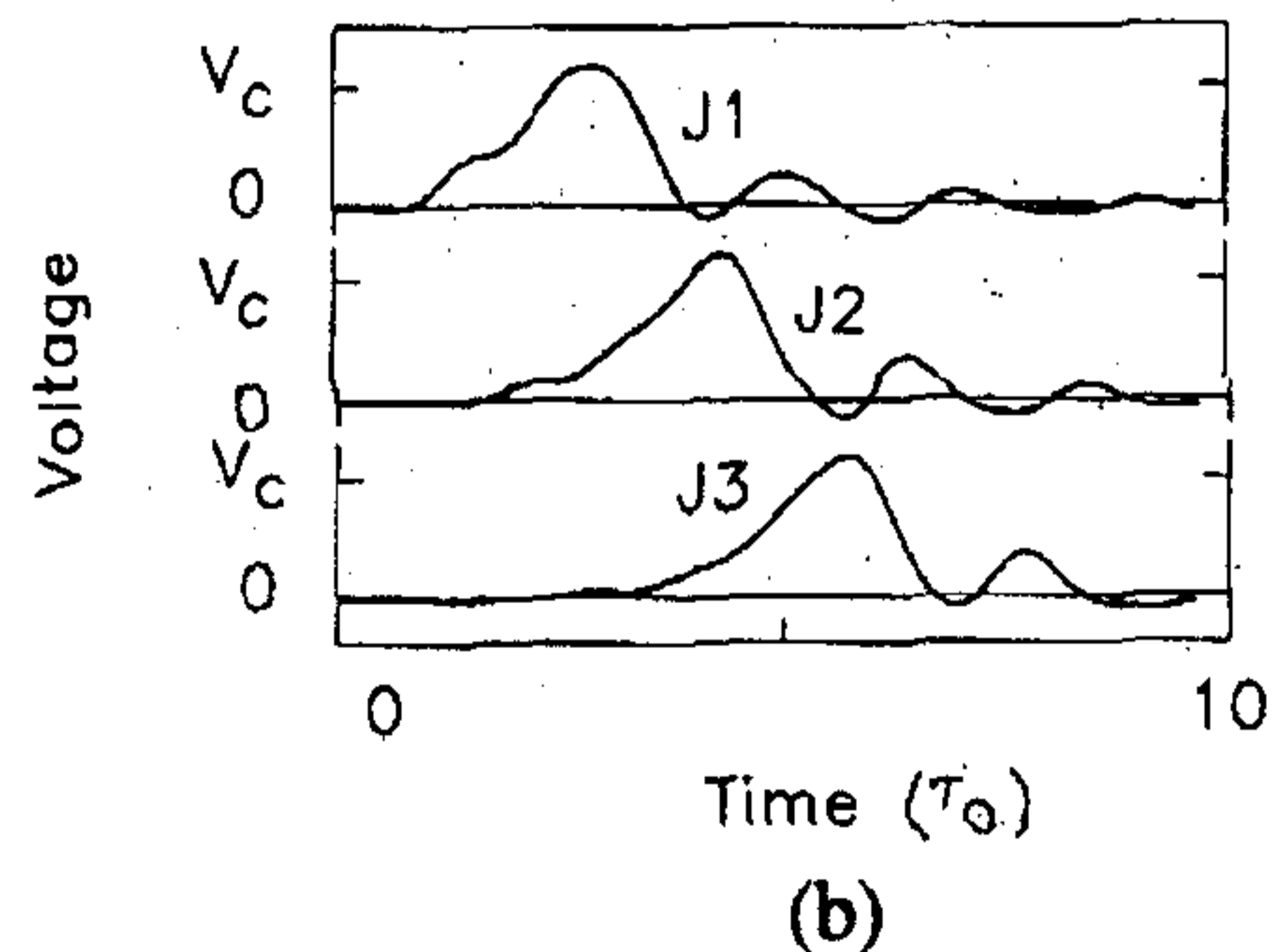
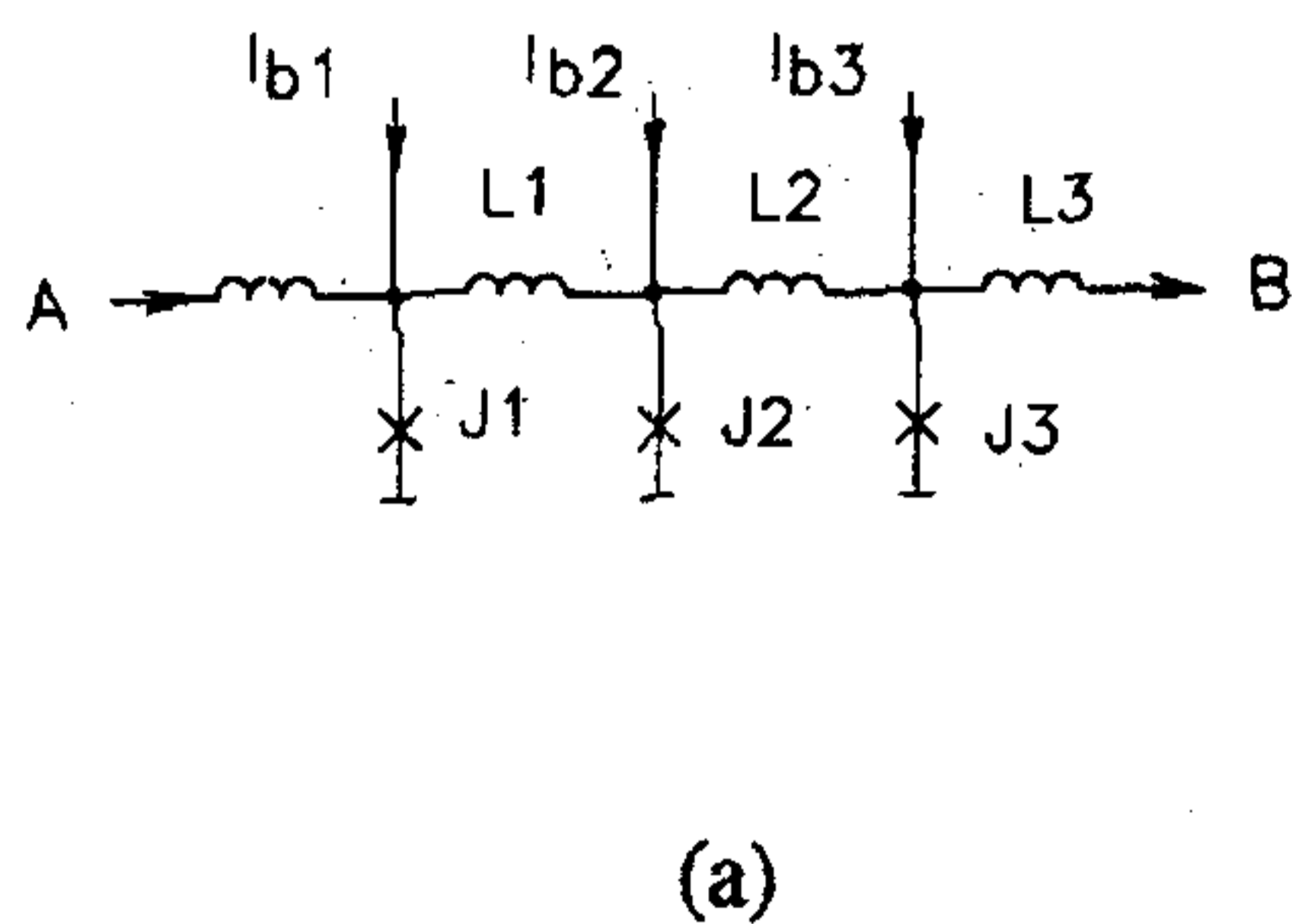


그림 4-2-5. SFQ 전송 및 증폭선. (a) 등가 회로. (b) 회로 동역학 시뮬레이션 결과.

다. 즉, 전류와 power 이득이 가능하다.

이 회로에서 왼쪽에 위치한 조셉슨 접합, J1을 입력 펄스로 스위칭시키면, J1에서 생성된 SFQ 펄스는 반드시 옆에 위치한 조셉슨 접합, J2를 스위칭시키게 되고, 이 과정은 펄스가 이 회로의 오른쪽에 위치한 조셉슨 접합에서 재생성될 때까지 계속된다. Faraday 유도 법칙($\Phi = V$)에 따라 2단자 회로에 SFQ 펄스가 생성되면 이것은 정확히 한 개의 flux quantum($\Phi_0 = h/2e \cong 2.07 \times 10^{-15}$ Wb)에 해당하는 한다발의 자기선속이 지나가는 것과 동일하다. 만약 단자속 양자(single flux quantum)가 이 회로의 가장 비깅에 위치한 조셉슨 접합에 들어오면 이 회로를 구성하고 있는 모든 조셉슨 접합들을 차례대로 거쳐 빠져나가게 된다. 이 때 조셉슨 접합들을 연결하는 초전도선은 Meissner효과에 의해 자속선이 통과하지 못하고 이 선의 작은 인덕턴스 값에 의해 플럭스가 이 회로의 루프에 갇힐 수 없다.

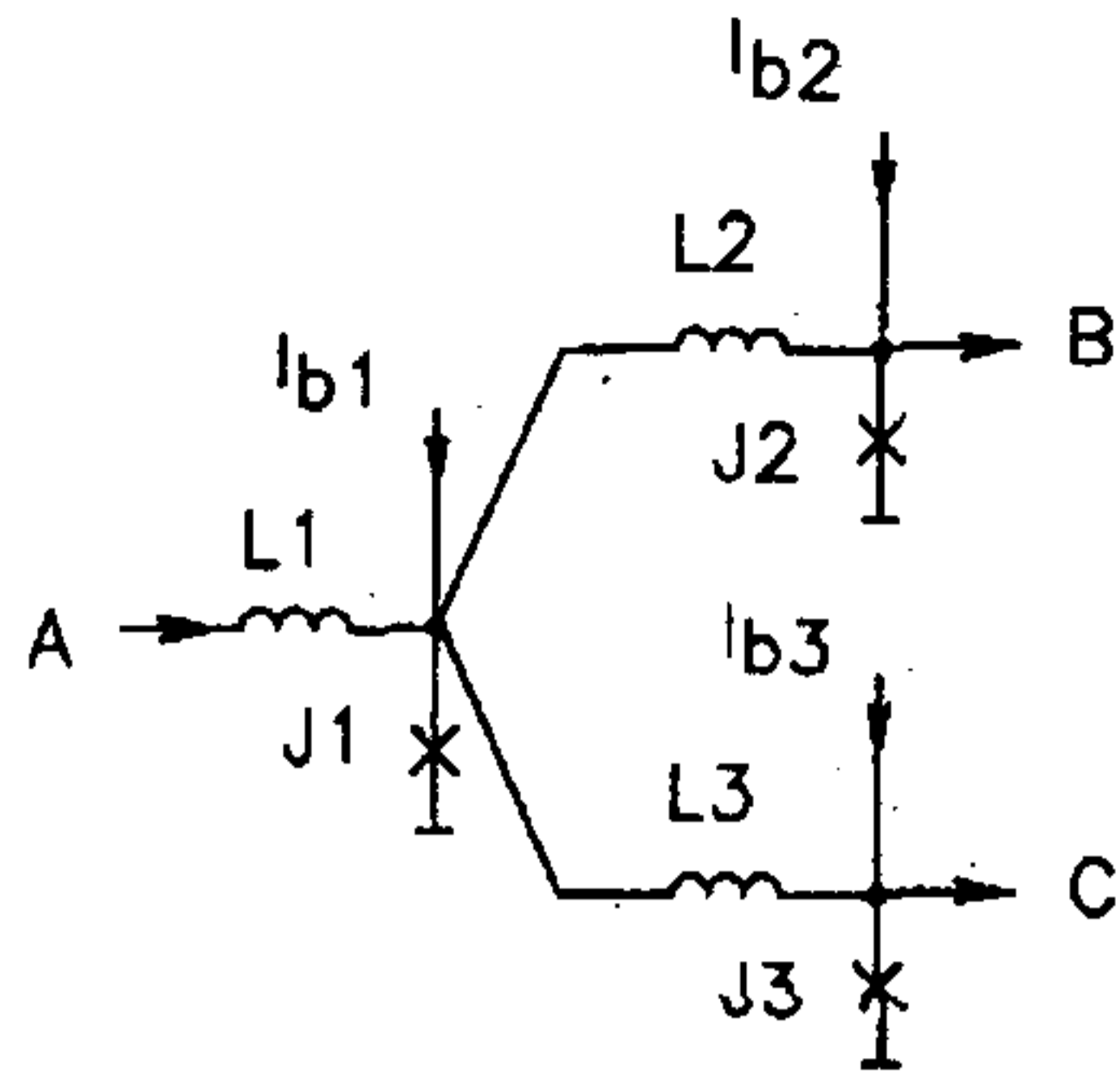
이 회로는 그림 4-2-5에 나타낸 것과 같이 τ_0 정도 크기의 시간 지연으로 SFQ 펄스를 전송한다. 이 경우 이 회로를 구성하고 있는 조셉슨 접합들의 임계전류값은 모두 같은 크기이고 초전도선의 인덕턴스값 또한 동일한 값을 가져야한다. 이 회로는 펄스를 증폭하는 데에도 사용될 수 있는데 이 경우 조셉슨 접합들의 임계전류값은 펄스 진행 방향으로 그 값이 커져야하고($I_{c1} < I_{c2} < \dots$) 초전도선의 인덕턴스 값은 이에 비례하여 줄어어야 한다($L1 > L2 > \dots$).

(나) SFQ 펄스 분리기(splitter)

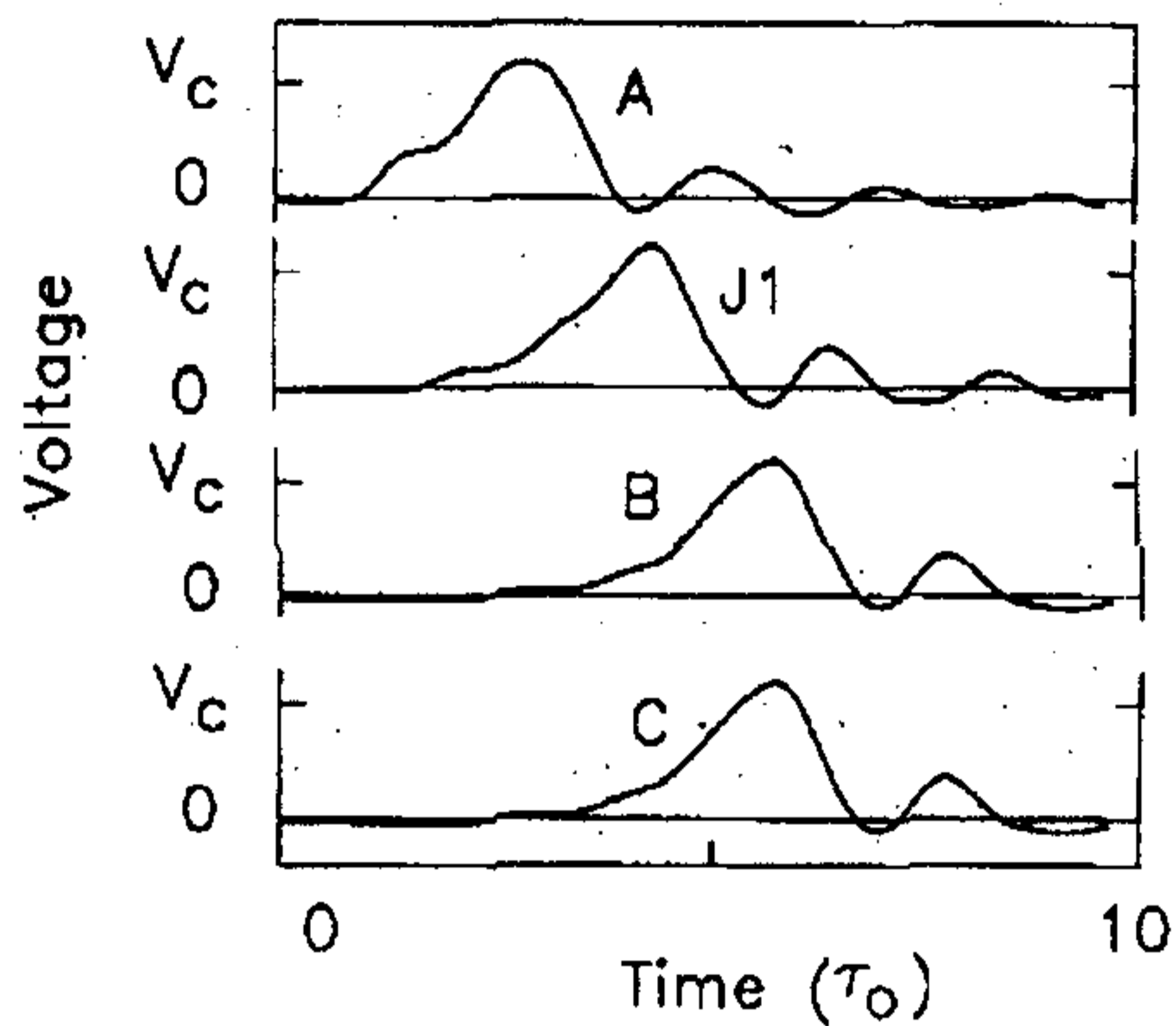
그림 4-2-6에 나타낸 회로를 사용하면 입력 펄스 A를 펄스 전압 진폭의 감소없이 두 개의 출력 펄스 B와 C를 나눌 수 있다.

(다) buffer stage

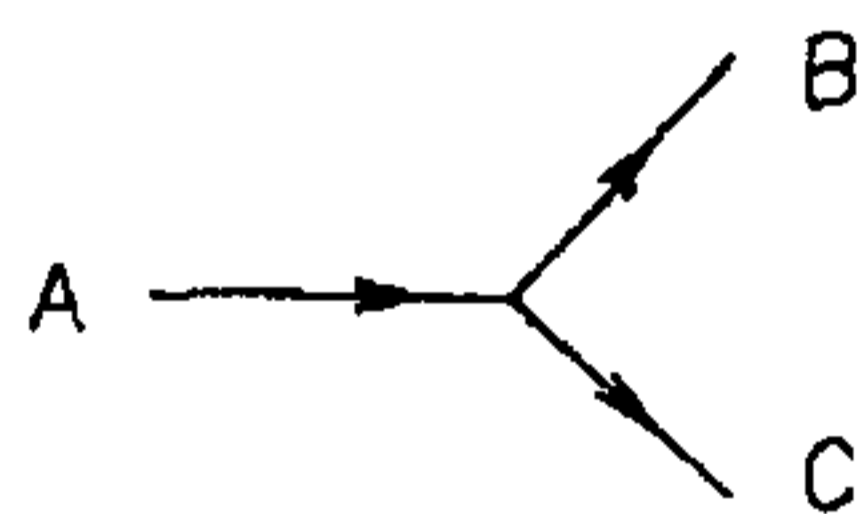
그림 4-2-7에 나타낸 회로는 SFQ 펄스를 한쪽 방향으로만 통과하게



(a)



(b)



(c)

그림 4-2-6. SFQ 펄스 분리기.
(a) 등가 회로. (b) 동작 시뮬레이션 결과. (c) 표시법.

한다. 이 회로에서 조셉슨 접합 J2의 임계전류값이 J1보다 조금 작다. 따라서 회로의 입력단 A에 펄스가 도달하면 이것은 J1만 스위칭시키고 J2에는 아무런 영향도 미치지 않는다. 이 결과 SFQ 펄스가 재생성되어 출력단 B로 전달된다. 반대로 펄스가 B에 도달하면 이것은 J1과 J2 모두에 전류 펄스를 유도시키지만 J2의 임계전류값이 작기 때문에 J2가 먼저 스위칭되면서 J1에는 아무런 영향을 미치지 않게 된다. 즉, SFQ 펄스가 입력단 A에는 전달되지 않는다.

그림 4-2-8은 이 회로를 일반화한 것을 나타낸 것이다 (confluence buffer). 이 회로에서는 SFQ 펄스가 입력단 A와 B에서 오로지 출력단 C로만 전송될 수 있다.

(라) SFQ Flip-Flops : 단자속 양자의 저장

그림 4-15는 실제적으로 모든 SFQ 회로에 사용되는 주요 회로 요소인 SFQ flip-flop을 나타낸 것이다. 이것은 본질적으로 초전도 양자 간섭계 (superconducting quantum interferometer)이다. 만약 이 간섭계의 인덕턴

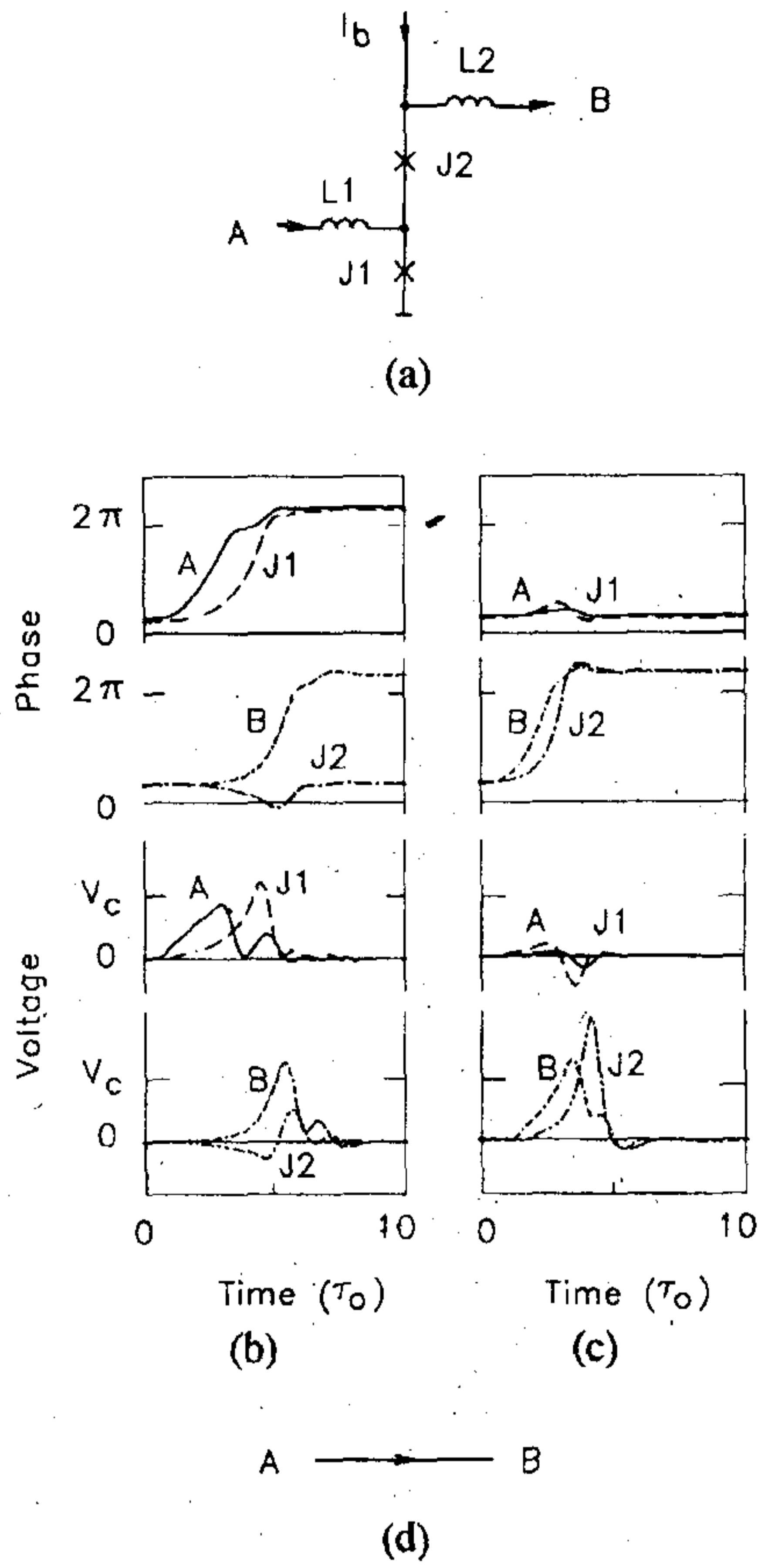


그림 4-2-7. 가장 간단한 SFQ buffer stage. (a)등가 회로. (b),(c)동작 시뮬레이션 결과. (c)표시법.

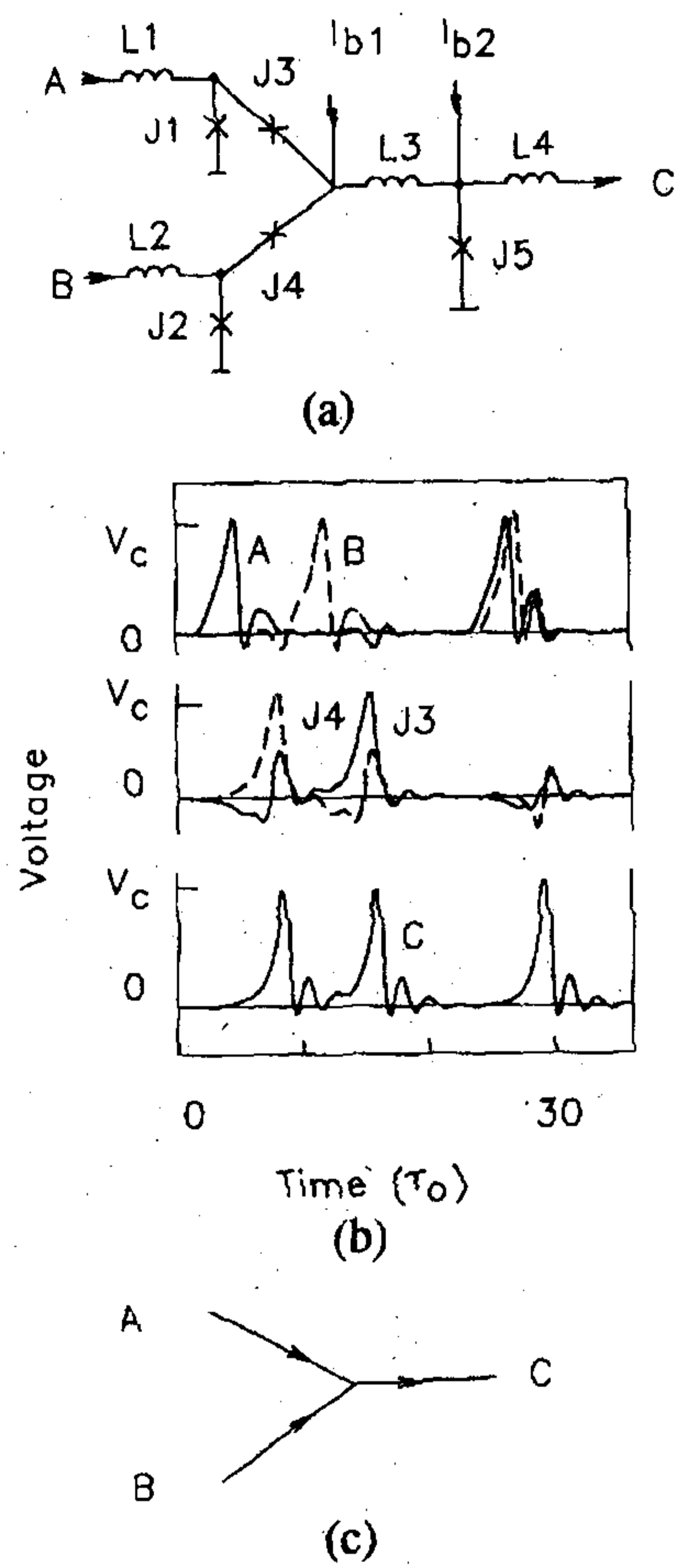


그림 4-2-8. Confluence buffer. (a)등가 회로. (b)동작 시뮬레이션 결과. (c)표시법.

스 L값을 기본적인 변수,

$$\beta_l = 2\pi \frac{LI_c}{\Phi_0} \quad (4-23)$$

이 약 10이 되게 조절하고, 직류 바이어스 전류, I_b 를 $0.8I_c$ 정도로 하면 이 회로는 두 개의 대칭적인 안정한 정상상태를 가지게 된다. 이 두 상태는

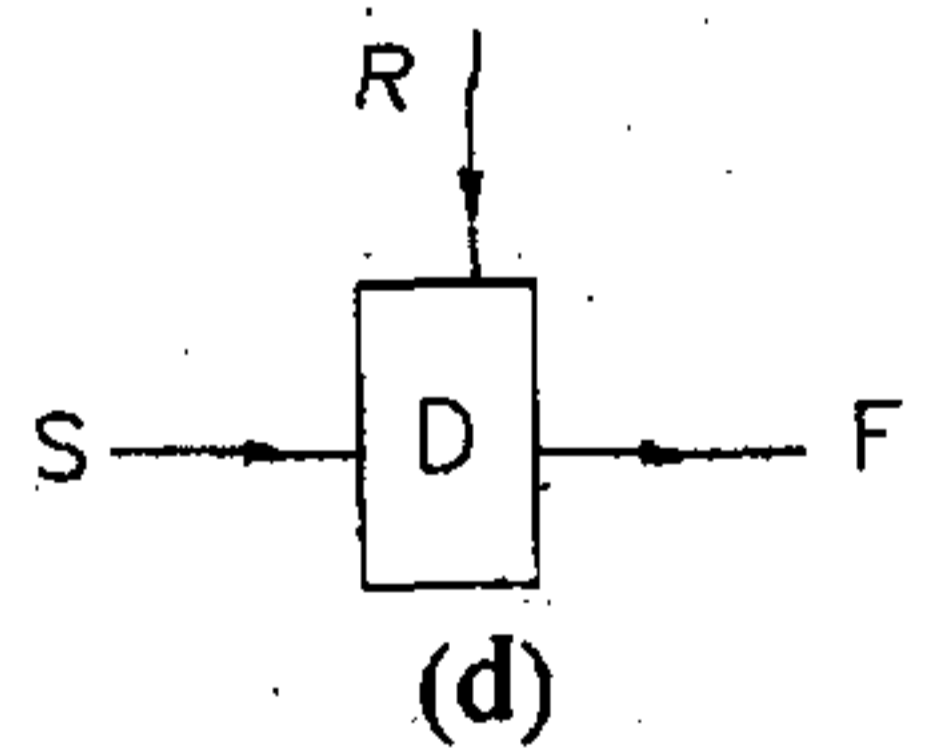
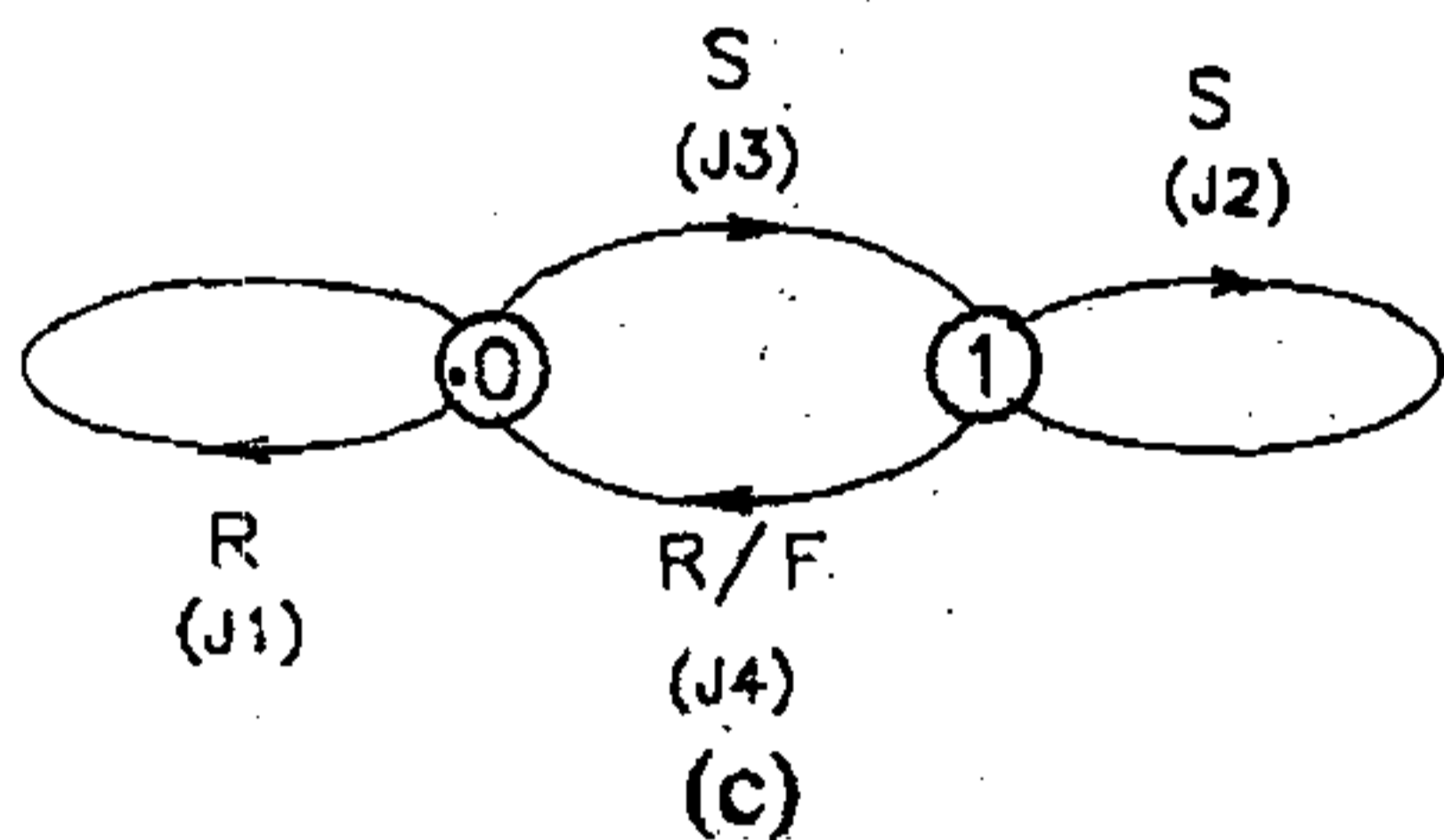
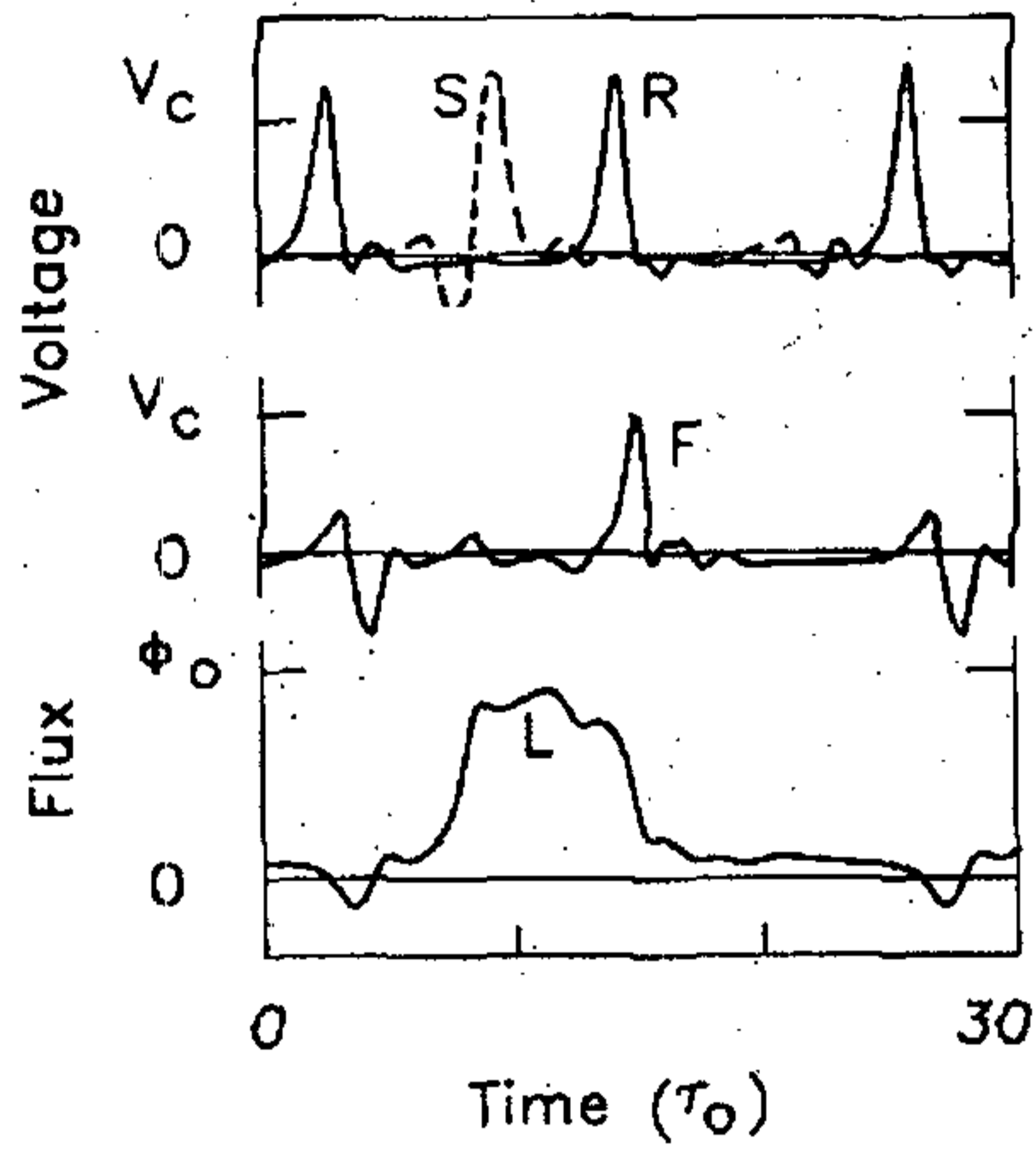
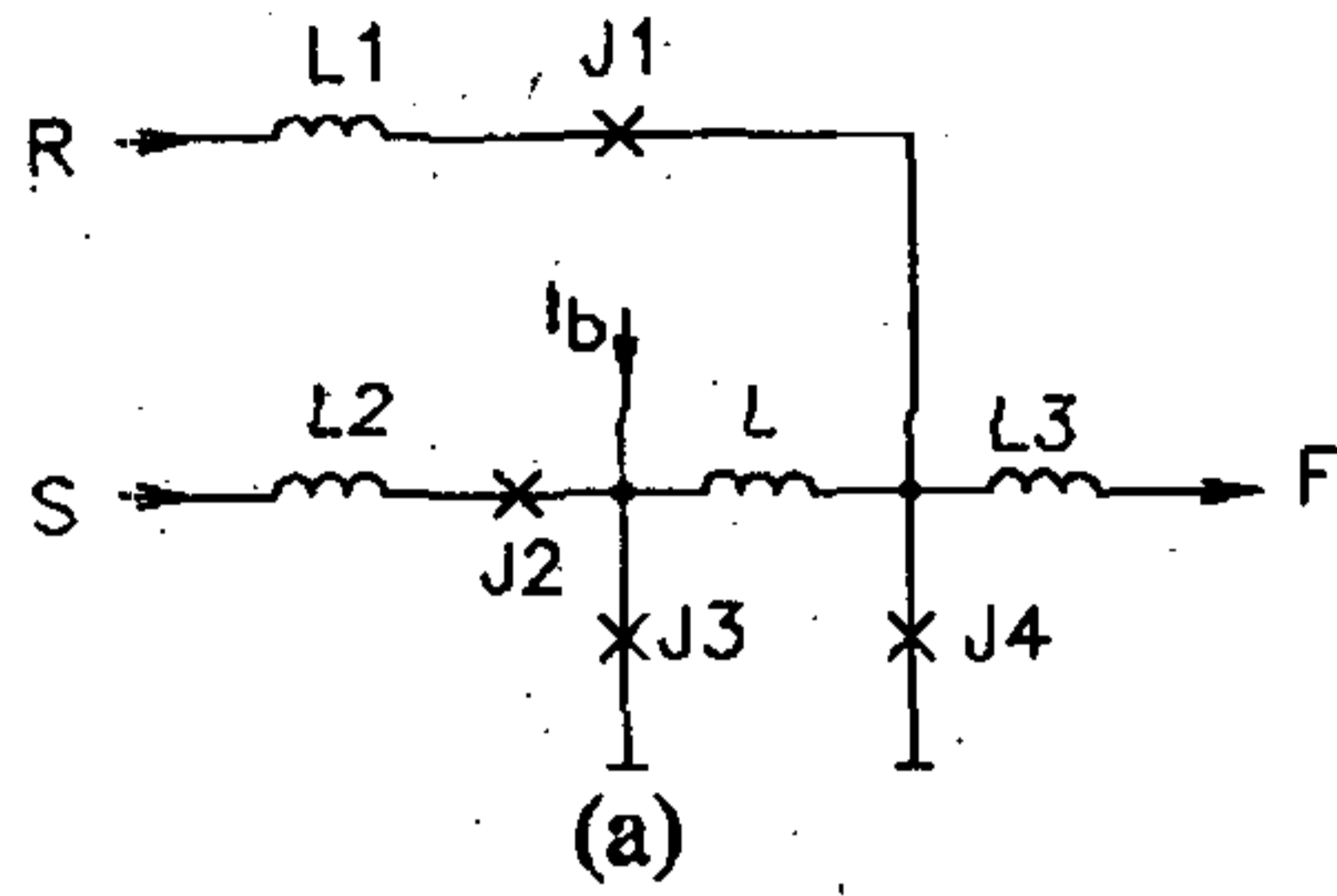


그림 4-2-9. SFQ RS flip-flop.
 (a) 등가 회로. (b) 회로의 동역학.
 (c) The Moore diagram.
 (d) 표시법.

루프내에 순환하고 있는 지속 전류($I_p \approx \pm \Phi_0 / 2L$)의 방향에 의해 구별되어진다. 다르게 표현하면 이 두 상태 중 하나는 간섭계의 초전도 루프내에 또하나의 단자속 양자가 갇힌 상태이다.

지속 전류의 방향이 시계반대 방향이라고 가정하면(binary "0") 접합 J3에 걸리는 전류, I_3 는 다음과 같다.

$$I_3 = \frac{I_b}{2} + I_p \sim I_c$$

만약 SFQ 펄스가 입력 단자, S에 도달하면 이것은 J2보다 더 많은 전류가 바이어스되어 있는 J3를 스위칭시키게 된다. 이 결과 간섭계는 시계방향으로 지속 전류가 흐르는 반대 상태인 "1"의 상태가 된다(set 상태). 이와 반대인 과정 즉, reset과정("1"→"0")은 입력단, R에 도달된 펄스에 의해 이루어진다. 동시에 SFQ 펄스는 J4에서 생성되고, 이것은 출력단, F로 전달된다. 보조 접합, J1과 J2는 잘

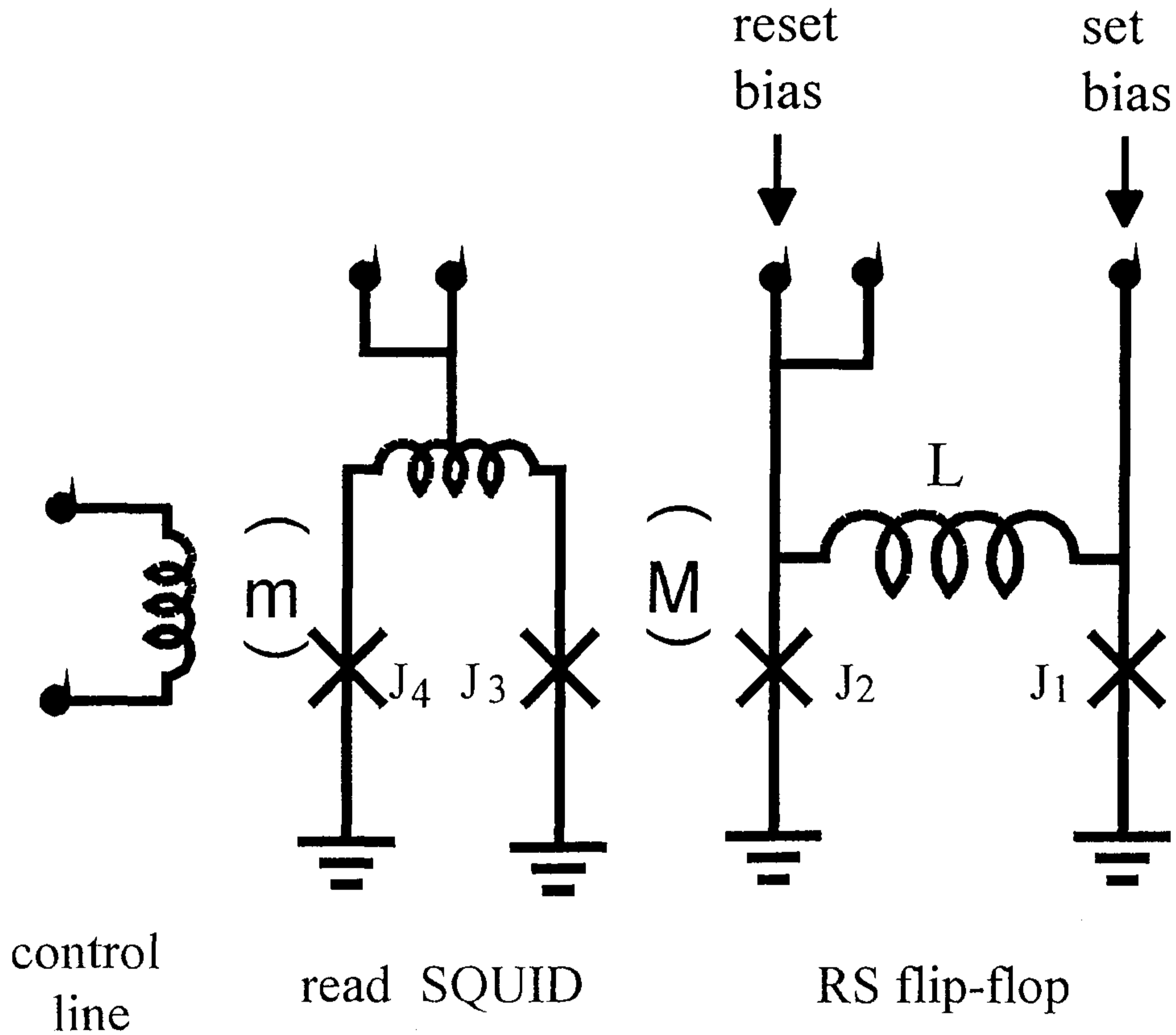
못된 신호에 의해 간섭계가 반응하는 것을 막아 주는 역할을 한다.

제 3 절. 회로 설계

터널링 형태의 SIS 고온 초전도 조셉슨 접합은 현 기술 수준으로는 제작할 수 없기 때문에 모든 고온 초전도 디지털 회로는 weak link 형태의 조셉슨 접합을 사용하고 있다. 단자속 양자 논리 회로는 비이력적인 조셉슨 접합을 사용하고, 모든 초전도 논리 회로 중 가장 빠른 논리 회로이다. 래칭 논리(latching logic)는 영 볼트 상태("0" 상태)와 영 볼트가 아닌 상태("1" 상태)를 기본으로 하지만 단자속 논리는 단 하나의 전압 펄스를 발생시키는 것을 기본으로 한다. 이 전압 펄스는 조셉슨 접합의 임계 전류보다 큰 신호 전류를 순간적으로 접합에 흘려 줄 경우에 발생한다. 전압 펄스가 발생한 후 신호 전류는 인접한 인덕터를 통해 흐르게 된다. 이 전압 펄스는 양자역학을 이용하여 정의할 수 있으며 이 전압 펄스의 면적은 정확하게 단자속 양자($\Phi_0=2.07\text{mVpsec}$)에 해당한다.

본 연구에서는 회로 구조가 매우 간단한 단자속 양자 RS flip-flop을 설계하였다. 단자속 양자 RS flip-flop은 단지 두 개의 조셉슨 접합을 사용하여 설계될 수 있다. RS flip-flop은 두 개의 안정된 정상상태(set and reset states)를 가지며 이들은 회로내에 한 개의 단자속 양자의 존재 유무에 의해 구별되어진다. 다른 말로 표현하면 회로내에 순환하고 있는 지속 전류($I_p \approx \pm \Phi_0/2L$)의 방향에 의해 구분된다. 일반적으로 RS flip-flop에는 잘못된 신호에 의해 회로가 동작하는 것을 방지하기 위하여 보조 접합을 가지고 있다⁽⁴⁻¹⁻³⁾. 이를 제작하기 위해서는 floating 조셉슨 접합을 제작할 수 있어야 한다. 이 제작기술은 최근에 개발되었기 때문에 회로 제작에는 아직 응용되지 않고 있다. 그러므로 본 연구에서는 floating 접합을 필요로 하지 않는 회로를 제작하였다. 이 회로의 단점은 외부에서 ac clock signal을 공급해 주어야 한다는 것이다. 그러나 이런 회로를 간단하게 제작할 수 있다는 장점이 있다. 본 연구에서 제작된 RS flip-flop의 등가회로를 그림

4-3-1에 나타내었는데 이 회로는 접합 두 개로 이루어진 RS flip-flop과 그 옆에 자기적으로 결합된, RS flip-flop의 두 상태를 구분하기 위한 read SQUID, 그리고 read SQUID 옆에는 역시 자기적으로 결합된 조절선 등으



X : Josephson Junction

그림 4-3-1. 제작된 RS flip-flop의 등가 회로.

로 구성되어 있다. 이 회로의 동작을 간단히 살펴보면 다음과 같다. 접합 J_1 이 이것의 임계전류보다 큰 바이어스 전류에 의해 순간적으로 전압상태로 스위칭되면 RS flip-flop내에 단자속 양자가 갇히게 되며 이 상태는 RS flip-flop의 “set” 상태에 해당된다. 접합 J_2 가 이것의 임계전류보다 큰 바

이어스 전류에 의해 순간적으로 전압 상태로 스위칭되면 RS flip-flop에서 단자속 양자가 빠져나오며 이상태는 RS flip-flop의 “reset” 상태에 해당된다. 이 두 상태는 옆에 자기적으로 결합된 read SQUID에 의해 구분된다. 본 연구에서는 또한 두 가지 형태의 조절선을 설계하여 read SQUID와 조절선 사이의 상호 인덕턴스(m)에 미치는 영향을 서로 비교해 보고자 하였다. 이 회로에서 각 소자들 간의 간격은 패턴 공정에서 제한된 가장 작은 줄 간격을 기준으로 하여 가장 큰 자기적 결합을 얻기 위하여 설계되었다.

제 4 절. 회로 제작

본 연구에서는 SFQ 논리 디지털 회로의 기본적인 개념을 이해하기 위하여 단일층 YBCO 박막을 사용하여 간단한 구조를 가진 SFQ RS flip-flop을 제작하였다. 이 회로는 RS flip-flop과 read SQUID 및 조절선으로 구성되어 있다.

조셉슨 접합은 SrTiO₃ 양결정(bi-crystal)위에 성장된 YBCO 박막을 사용하여 제작하였다. YBCO 박막은 off-axis rf magnetron sputtering법을 사용하여 제조하였다. 박막 제조시 서로 마주 보게 배치된 두 개의 스퍼터링 건을 사용하여 off-axis법의 단점으로 지적되는 낮은 성장 속도를 보완하였고 박막의 균일성을 향상시키기 위하여 기판을 회전 시켰다. YBCO 박막의 증착 조건을 표 1에 나타내었다.

표 1. YBCO 박막의 증착 조건.

rf power	45 watts
working pressure	170 mTorr
sputtering gas	Ar and O ₂ (Ar : O ₂ = 1 : 5)
substrate temperature	720 °C

위 조건으로 증착된 박막은 c-축 방향으로 성장하였고 표면 또한 매우 평활하였다. 이 박막의 임계온도는 89 K이고 임계전류밀도는 액체질소 온도에서 10^6A/cm^2 이상이었다.

박막은 ECR 이온 빔을 사용하여 건식 식각 방법으로 패터하였다. 이때 식각 마스크로는 포토리지스트를 사용하였다. 식각 조건은 Ar^+ 이온 빔의 에너지가 500eV이고 전류 밀도는 0.79mA/cm^2 이었다. 빔의 각도는 박막 표면의 수직선을 기준으로 할 때 0° 였다. 식각 후 시편을 acetone에 넣어 초음파 세척기를 사용하여 포토리지스트를 제거하였다. 박막을 패터한 후 골드 전극을 스퍼터링으로 증착하였고, 리프트 오프 방법을 사용하여 골드 전극을 패터하였다. 전극을 증착하기 전에 접촉 저항을 최소화하기 위하여 ECR 이온 빔을 사용하여 박막 표면을 처리하였고, 골드 전극을 증착한 후 500°C 에서 산소 분위기로 3 시간 동안 열처리하였다.

패터 전후 YBCO 박막의 특성 변화를 조사하기 위하여 SrTiO_3 단결정

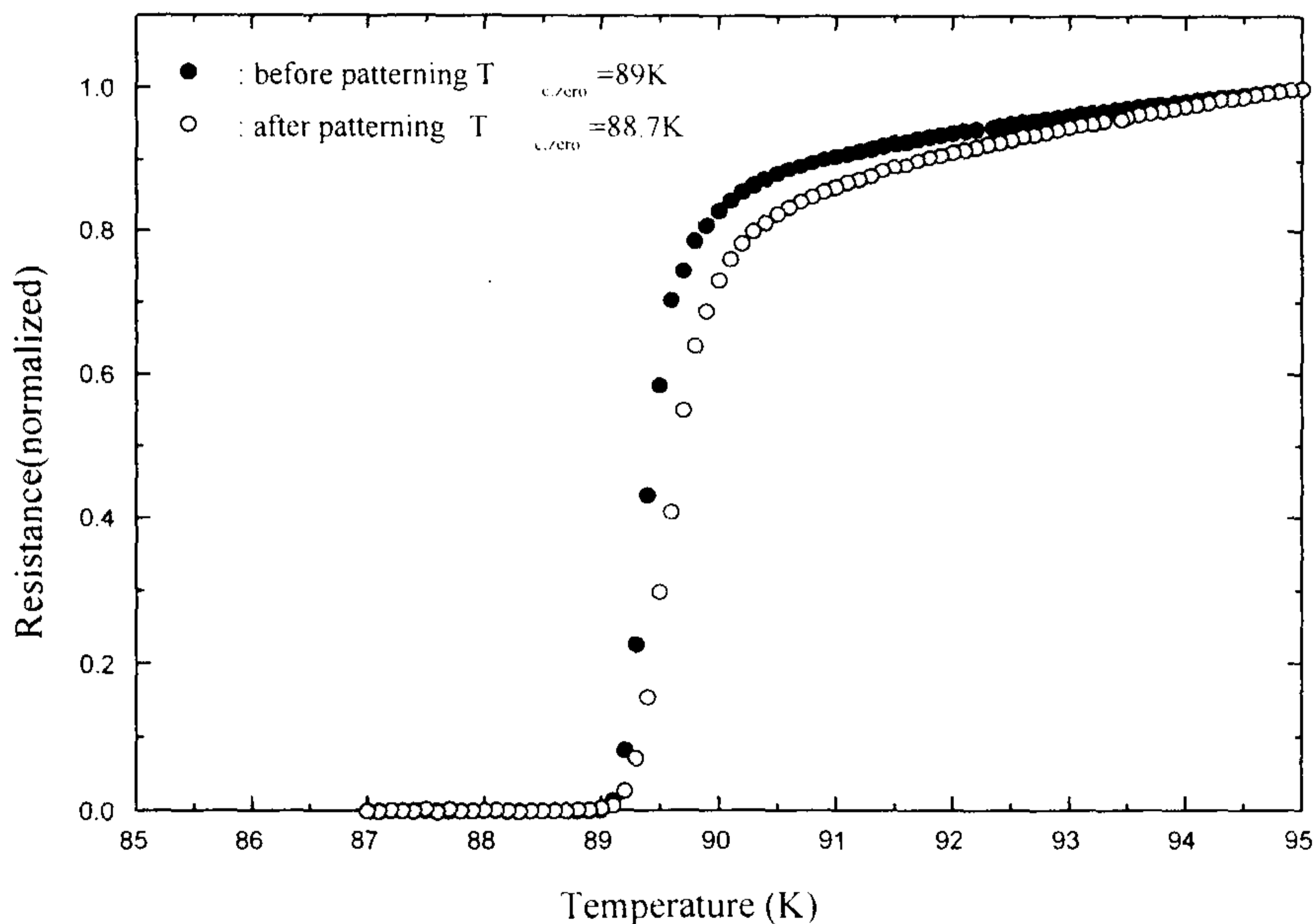


그림 4-4-1. 패터 전후 YBCO 박막의 저항-온도 특성.

기판을 SrTiO₃ 양결정 기판과 같이 사용하여 박막을 증착하고 패터한 후 그 임계온도를 측정해 본 결과 89K(전) 및 88.7K(후)로서 거의 변화가 없음을 관찰하였다. 이것으로 볼 때 박막이 매우 균일하고 패터 공정인 박막의 특성에 거의 영향을 미치지 않음을 알 수 있었다.(그림 4-4-1)

제작된 SFQ 소자를 dc 전류원(Keithley model 224) 과 5k Ω 저항을 직렬로 연결한 12-bit D/A converter(Keithley model AT-AO-10) 및 나노볼트미터(Keithley model 181)를 사용하여 60K-71K 온도 범위에서 시험하였다. 모든 측정 장비들은 컴퓨터를 사용하여 조절하였고, 이 장비들에 의해 발생하는 잡음을 줄이기 위하여 cut-off 주파수가 약 30Hz인 RC 필터를 사용하였다.

제 5 절. 결과 및 논의

그림 4-5-1은 SrTiO₃ 양결정에 제작된 조셉슨 접합의 특성을 조사하기 위하여 read SQUID 및 RS flip-flop의 전류-전압 특성을 65K에서 측정해 본 결과를 나타낸 것이다. 제작된 접합들이 초전도 디지털 소자를 제작하는데 적당한 Resistive Shunted Junction(RSJ) 모델과 정성적으로 잘 일치함을 알 수 있다.

그림 4-5-2는 제작된 회로의 사진을 나타낸 것이다. 여기에서 두가지 형태의 조절선을 볼 수 있다. 이것은 조절선의 형태가 read SQUID와 조절선 사이의 상호 인덕턴스에 미치는 영향을 고찰하기 위한 것이다. 그림 4-5-3에 이를 위하여 이 두가지 형태에 대해 각각의 read SQUID의 V- Φ 변조 특성을 66.5K에서 측정한 것을 나타내었다. 식 4-5-1을 사용하여 상호 인덕턴스값을 구해본 결과 type A의 경우 0.86pH, type B의 경우 0.88pH 로서 큰 차이가 없음을 알았다.

조절선이 type A인 경우의 read SQUID의 V- Φ 변조 곡선에 대하여

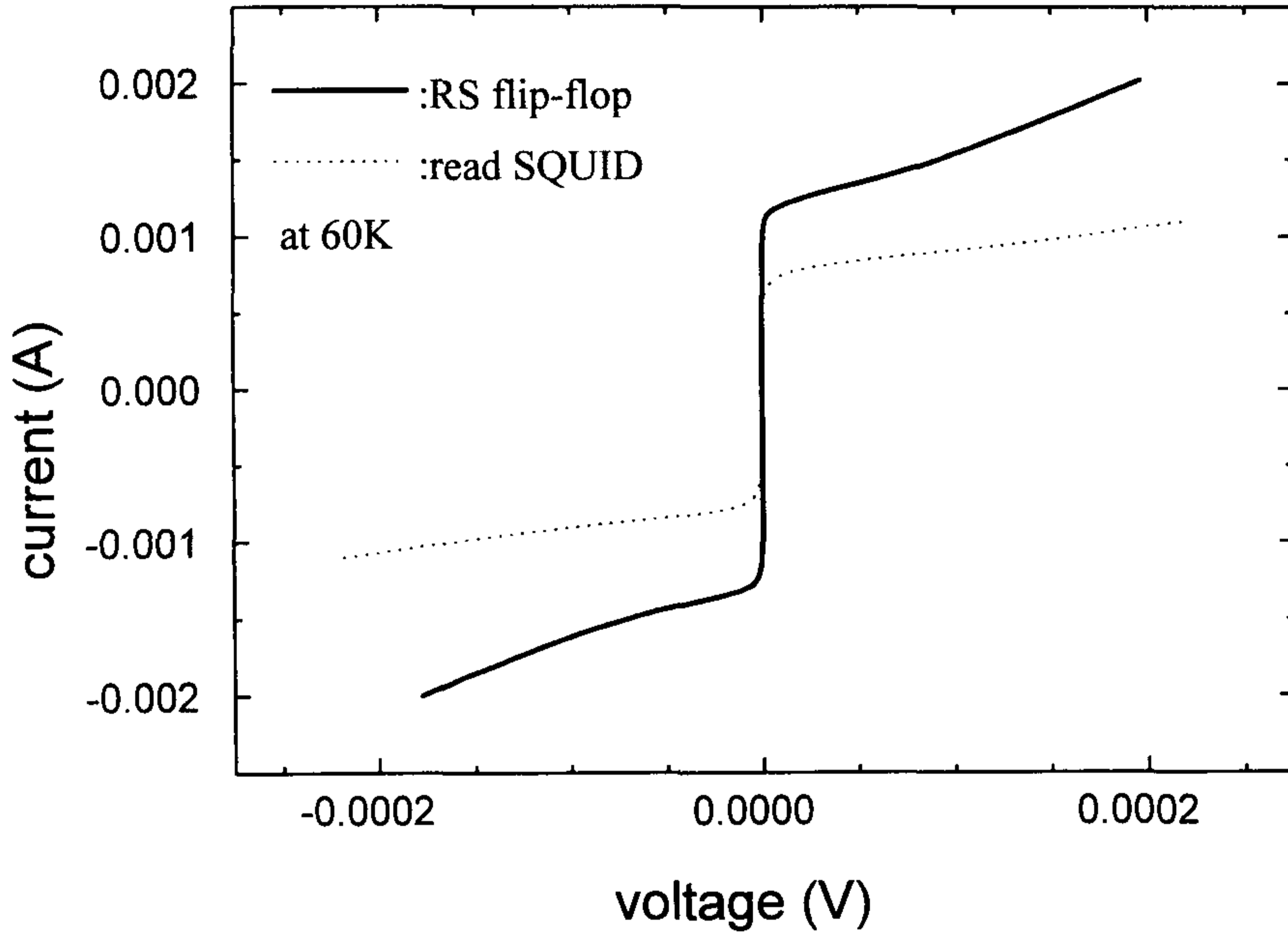
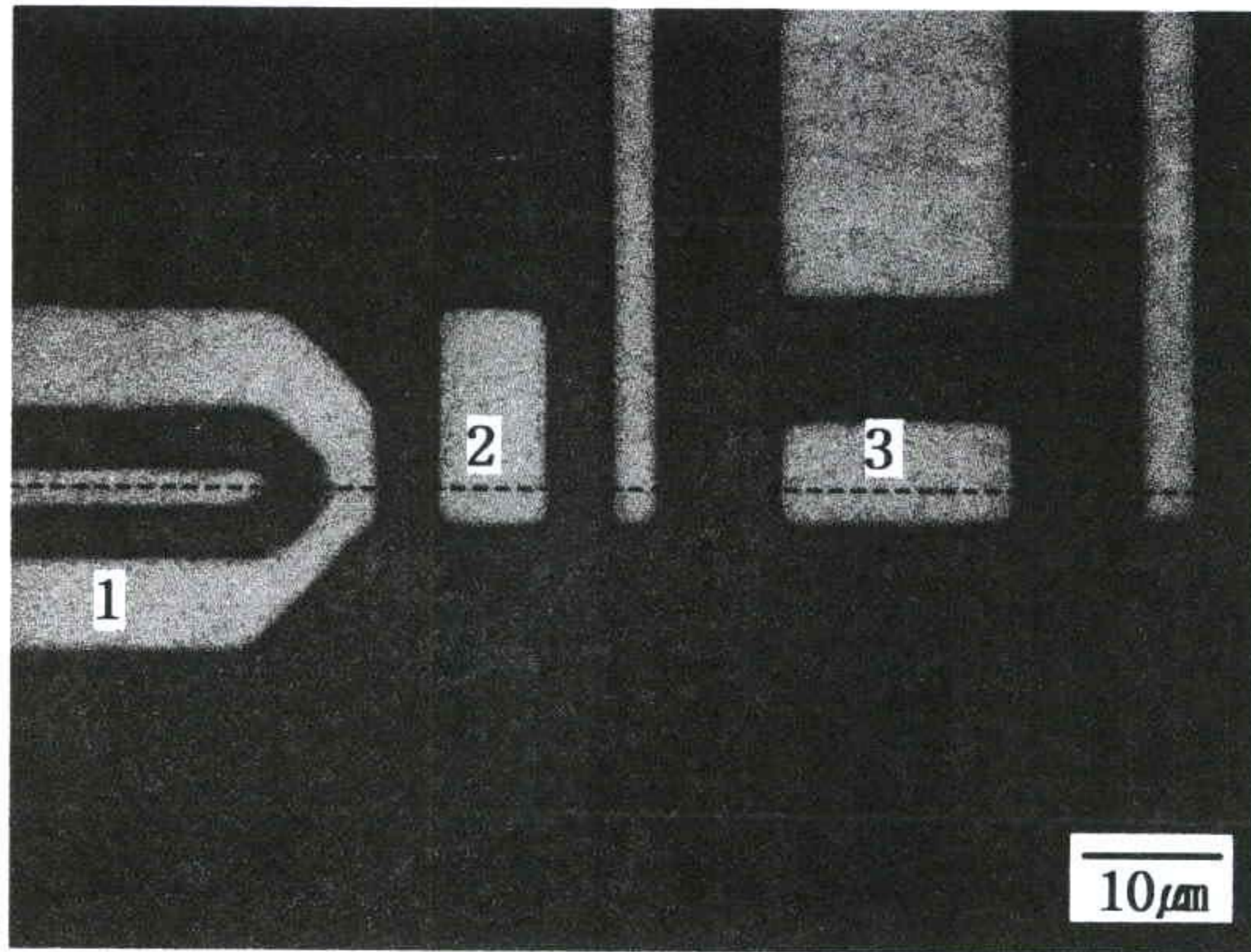


그림 4-5-1. read SQUID 및 RS flip-flop의 전류-전압 특성.

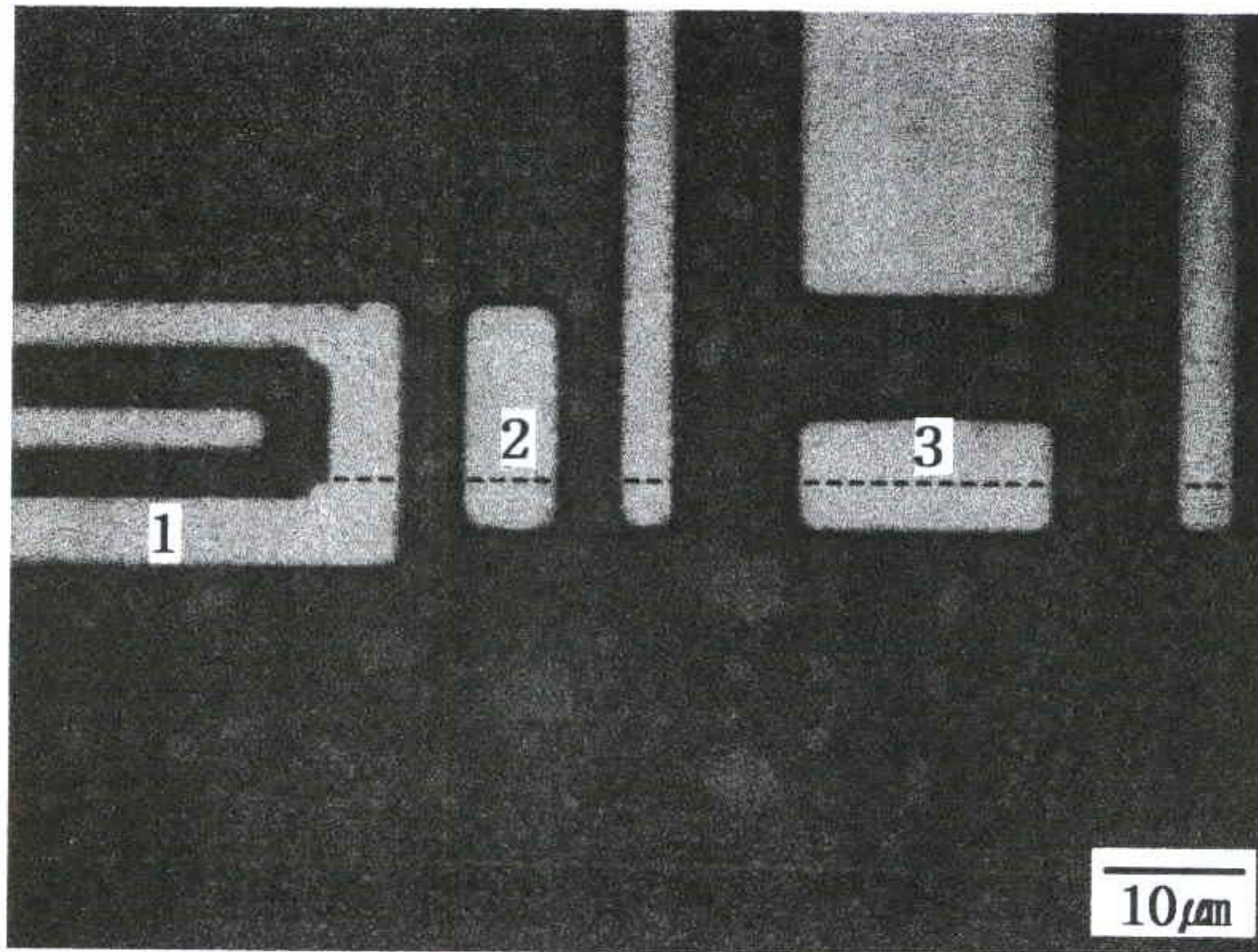
좀 더 자세히 살펴보기로 한다. $V-\Phi$ 변조 곡선의 진폭(ΔV)은 약 $25 \mu V$ 이다. 이 값은 자기선속의 미세한 변화를 측정하기에 충분할 것으로 생각된다. 이 전압 변조 곡선의 주기($\Delta I_{control}$)는 약 $2.4mA$ 이다. 이 값으로부터 read SQUID와 조절선 사이의 상호 인덕턴스 값, m 을 아래 식을 사용하여 계산할 수 있다.

$$m = \frac{\Phi_0}{\Delta I_{control}} \quad (4-5-1)$$

여기서 Φ_0 는 단자속 양자($\Phi_0=2.07 \text{ mApH}$)이다. 식(4-25)과 $\Delta I_{control}=2.4mA$ 로부터 상호 인덕턴스 값, m 을 계산하면 $m=0.86pH$ 로 나타났다. 그림 4-5-2를 보면 read SQUID와 조절선 간의 거리가 read SQUID와

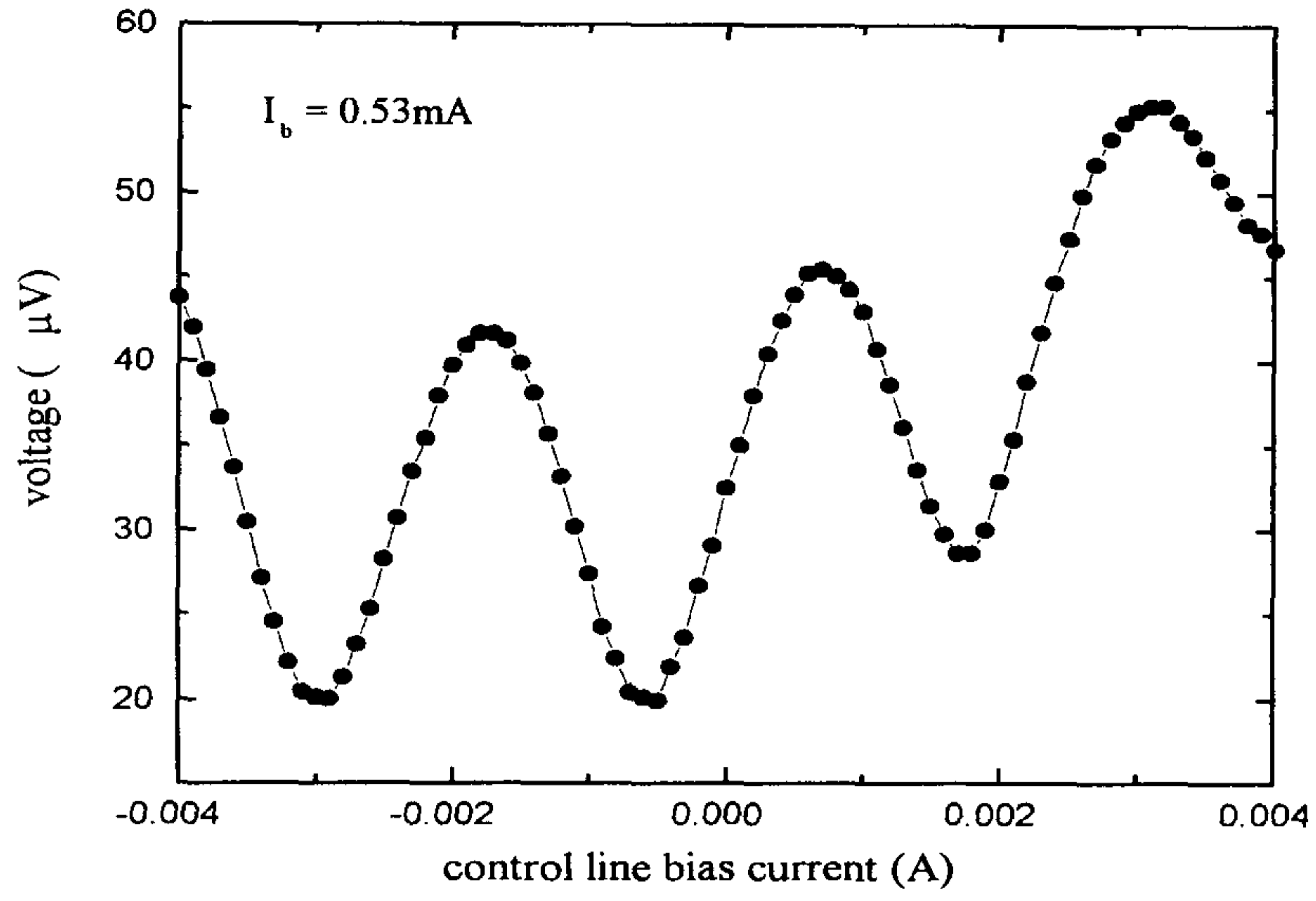


type A

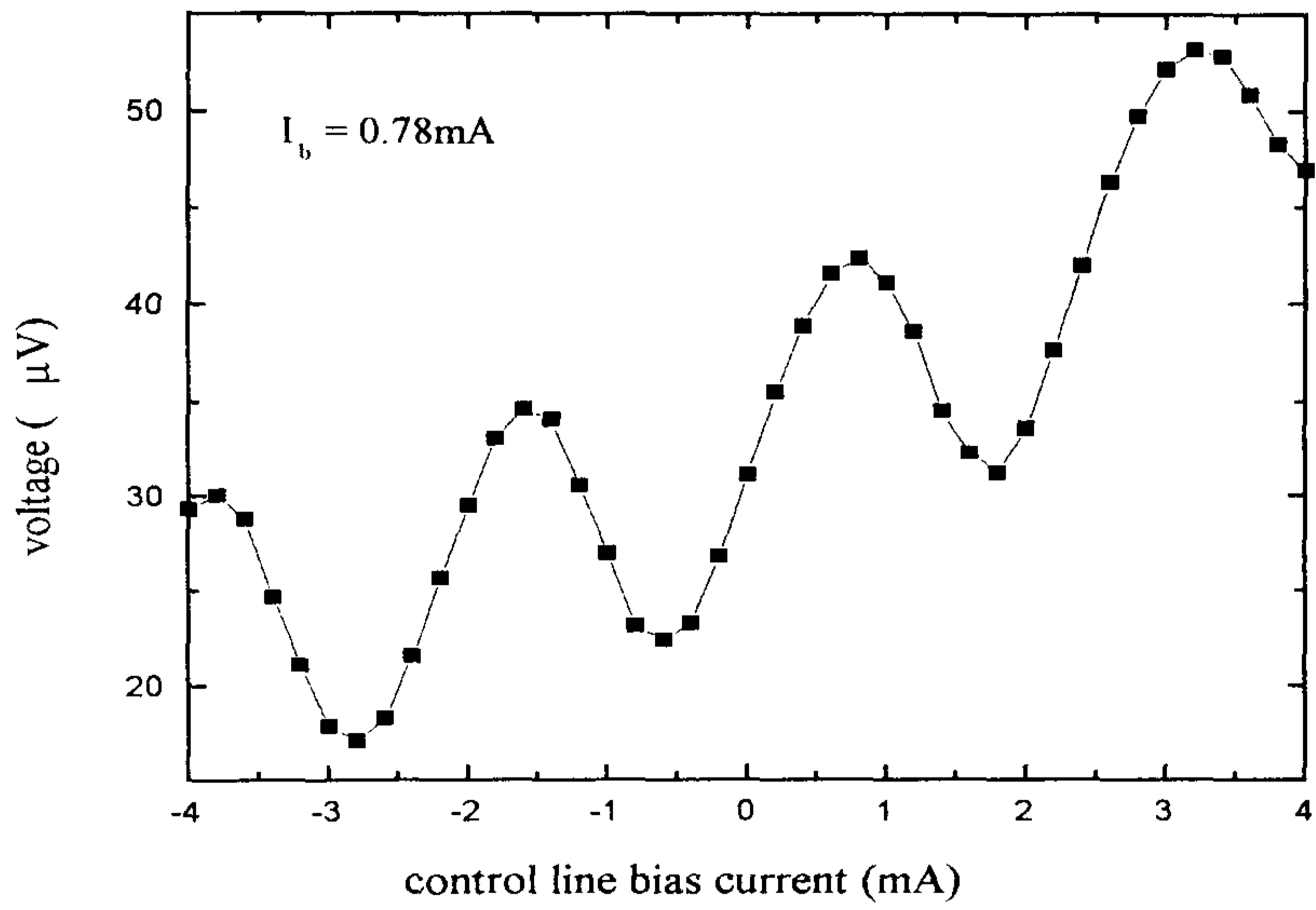


type B

그림 4-5-2. 제작된 회로의 광학 현미경 사진. (1) 조절선, (2) read SQUID, and (3) RS flip-flop. 점선은 bi-crystal의 입계를 나타냄.



(a) type A



(b) type B

그림 4-5-3. 두 가지 형태의 read SQUID에 대한 $V-\Phi$ 변조 특성.

RS flip-flop 간의 거리가 거의 같음을 알 수 있다. 이것으로부터 read SQUID와 RS flip-flop 사이의 상호 인덕턴스 값을 유추할 수가 있으며 그 값은 약 1pH에 가까울 것으로 추측된다.

그림 4-5-3에 나타낸 $V-\Phi$ 변조 곡선으로부터 RS flip-flop의 동작을 측정하기에 적당한 read SQUID 및 조절선의 바이어스 전류값(I_b and $I_{control}$)을 결정할 수 있다. 일반적으로 SQUID는 $V-\Phi$ 변조 곡선의 가장 가파른 곳에서 작동된다. 즉, 전송상수(transfer coefficient), $V_\phi \equiv |(\partial V/\partial \Phi)|$ 값이 가장 큰 곳에서 작동된다. 이 점에서 SQUID는 미세한 자기선속 변화에 대해 가장 큰 전압변화를 일으킨다. 예를 들면 그림 4-5-3(a)에서 이 점으로 $I_b=0.53\text{mA}$, $I_{control}=0\text{mA}$ 인 곳을 선택할 수 있다.

RS flip-flop의 동작을 측정하기 위해서 컴퓨터로 조절되는 전류원을 직류전류 바이어스를 공급하기 위하여 사용하였고, read SQUID에서 생성되는 전압을 측정하기 위하여 역시 컴퓨터로 조절되는 나노볼트미터를 사용하였다. RS flip-flop과 자기적으로 결합된 read SQUID는 RS flip-flop내에 존재하는 SFQ의 갯수에 따라 다른 전압값을 출력한다.

그림 4-5-4는 RS flip-flop의 두 상태 즉, set과 reset상태에 따른 read SQUID의 전압 상태를 보여 주고 있다. 이 두 개의 양자화된 전압값의 차이는 RS flip-flop내에 단자속 양자 한 개가 저장되고 빠져나감에 따른 전압 변화를 보여주는 것이다. 또한 이 그림으로 부터 이 회로가 66K에서 아무런 실수가 없이 10회 동안 잘 작동했음을 보여준다. 그림 4-5-5는 이 회로가 71K에서 100회 동안 실수없이 성공적으로 동작함을 보여주고 있다. set 동작을 위한 전류 바이어스값이 접합의 임계전류값보다 훨씬 클 경우 RS flip-flop내에 두 개 또는 그 이상의 SFQ가 저장되었다. 이것은 RS flip-flop의 인덕턴스가 한 개의 SFQ만을 저장시키기에 적당한 값보다 크기 때문이다. 그림 4-5-6에 두 개의 SFQ가 RS flip-flop내에 저장되고 빠져나가는 경우를 나타내었다. read SQUID의 전압 변화가 한 개의 SFQ가

저장되고 빠져나가는 경우보다 약 두 배 정도임을 알 수 있다.

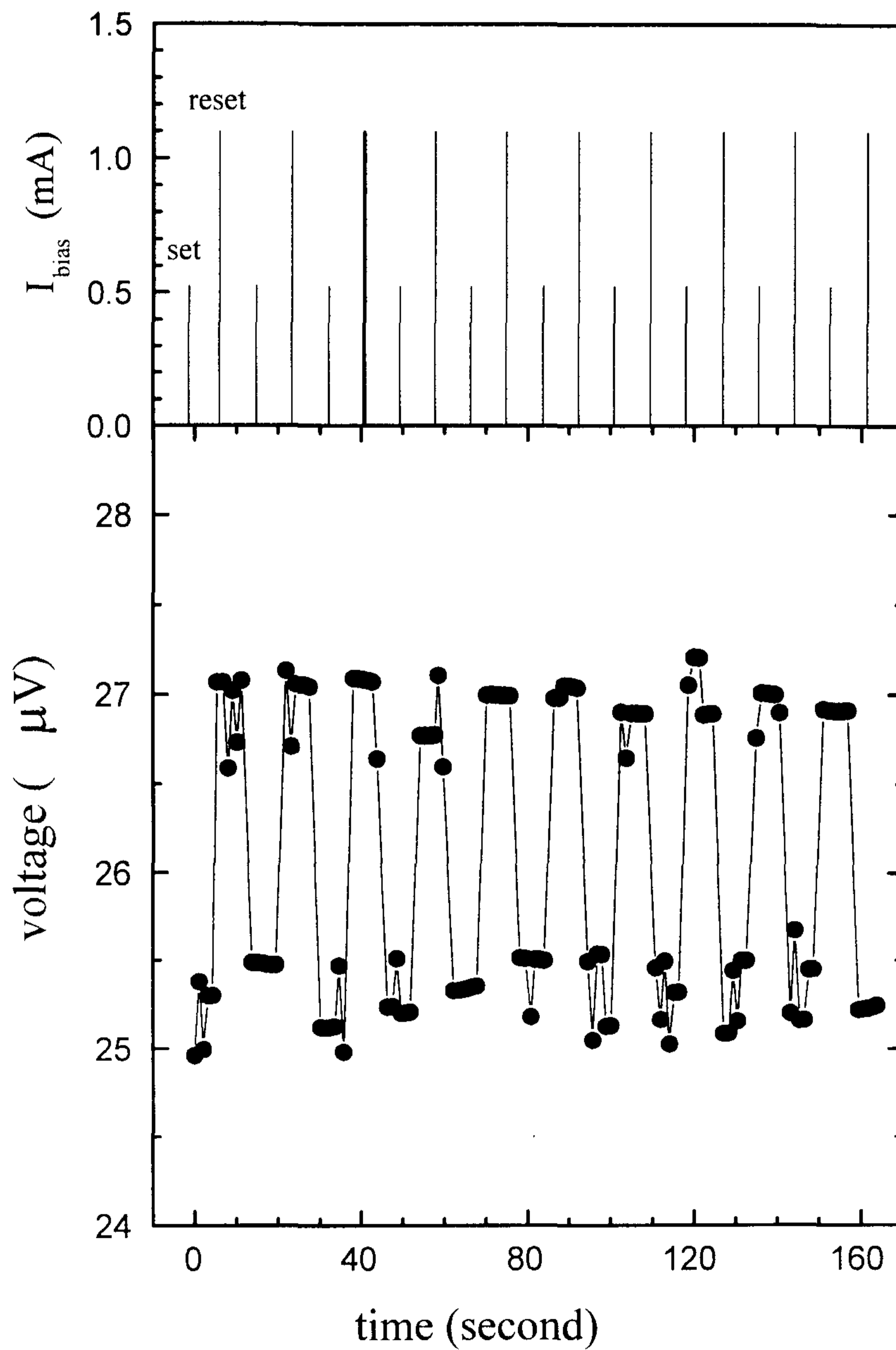


그림 4-5-4. 66K에서 RS flip-flop의 동작.

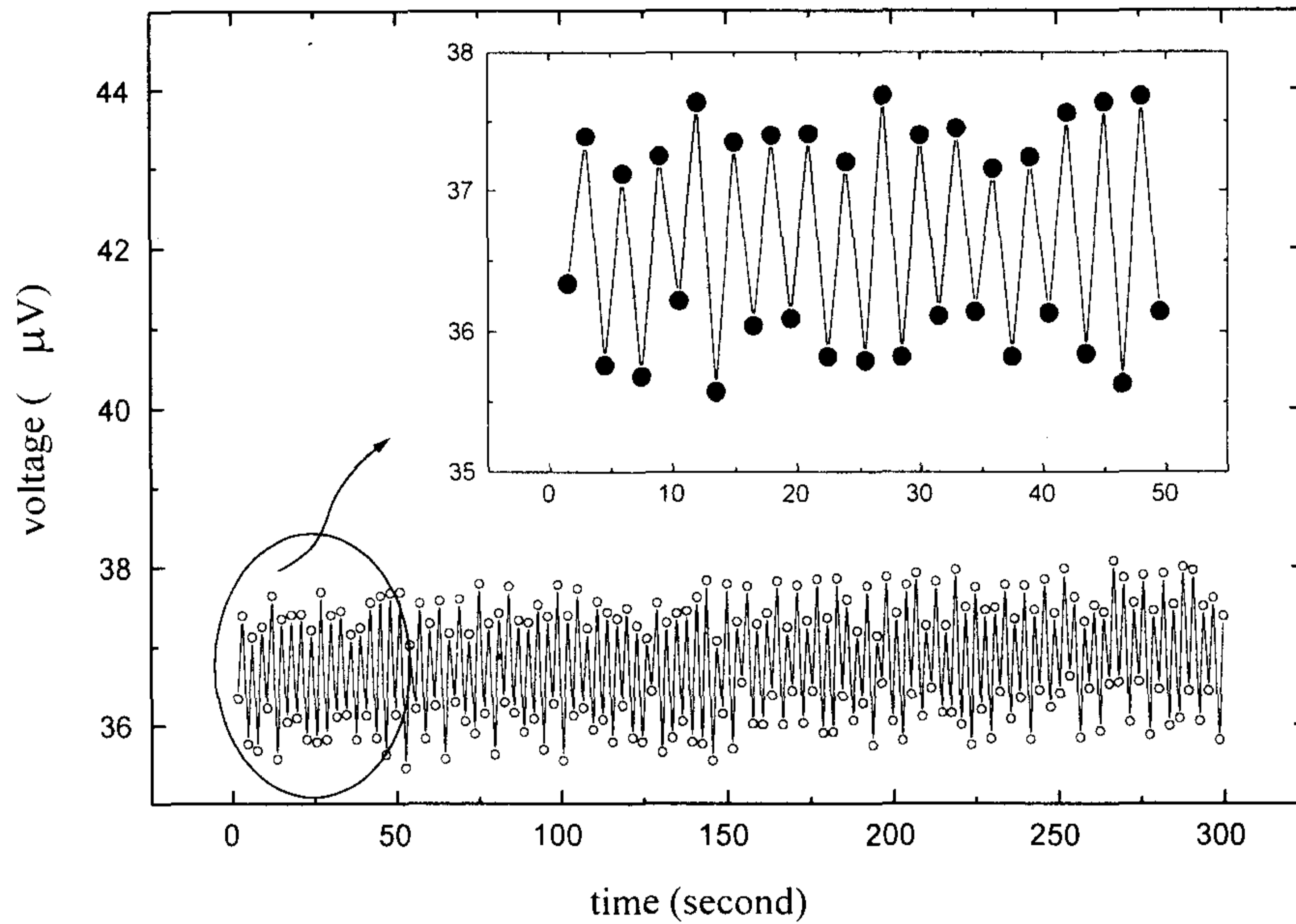


그림 4-5-5. RS flip-flop이 100회 동안 실수없이 동작함. 동작 온도는 71K임. set 및 reset을 위한 바이어스 전류는 각각 0.4mA와 0.5mA임.

제작된 회로가 실수없이 잘 작동함에 따라 SFQ 회로에서 조셉슨 접합이 전압상태로 전환되는데 잡음이 미치는 영향에 대해서 고찰하였다. 이 효과를 측정하기 위하여 모든 측정 장치를 컴퓨터를 사용하여 조절하였다. 측정 방법은 일정한 시간동안 조셉슨 접합, J_2 에 이것의 임계전류보다 낮은 전류를 인가할 때 RS flip-flop에서 자속이 빠져나갈 확률을 측정하는 것이다⁽⁴⁻⁵⁻¹⁾.

조셉슨 접합은 열잡음에 의하여 전압 상태로 전환될 수 있으며 그 비율은 식 4-5-2과 같다.

$$f = np \quad (4-5-2)$$

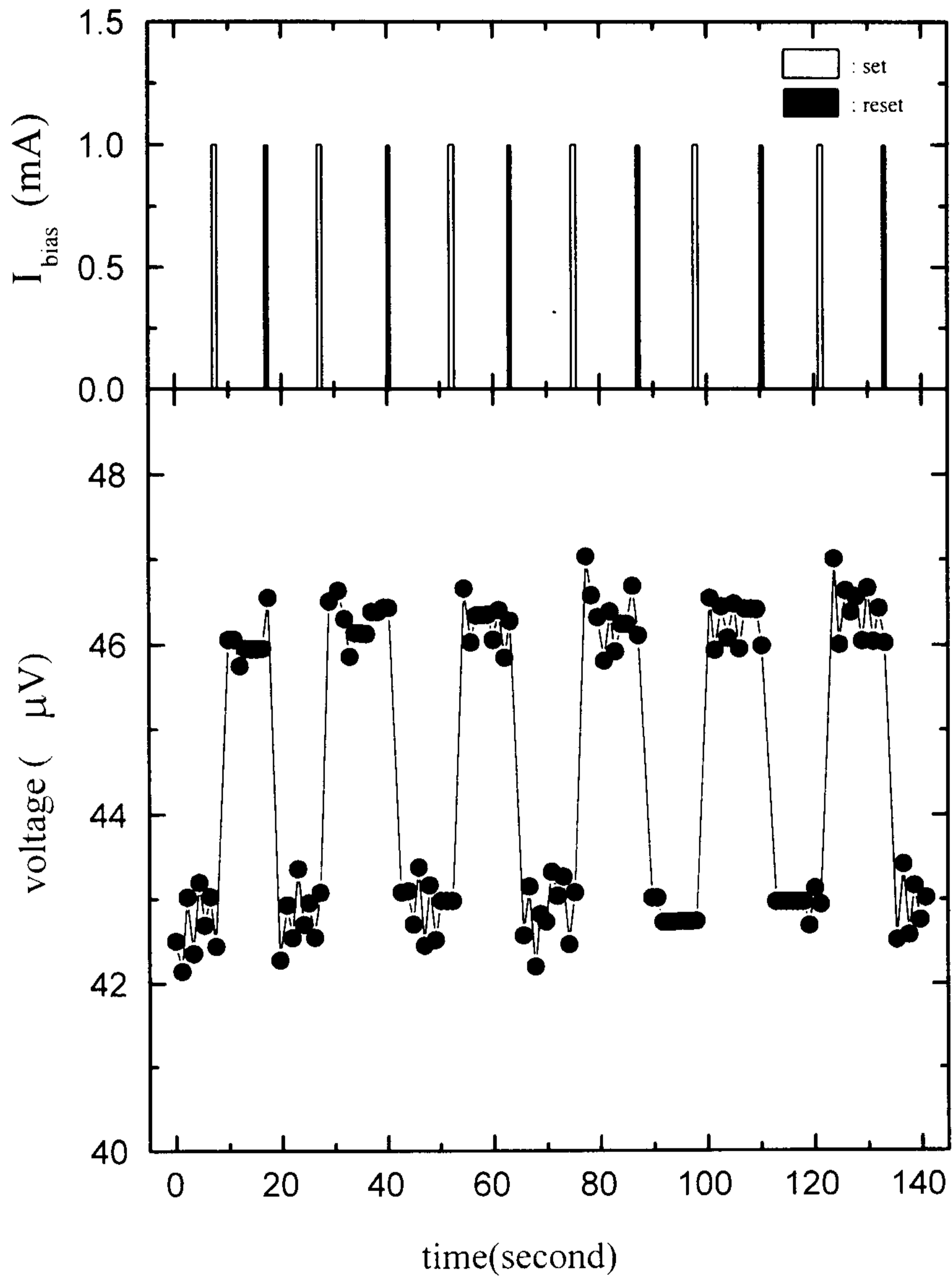


그림 4-5-6. 큰 루프 인덕턴스로 인하여 RS flip-flop이 두 개의 자속 양자의 저장/탈출에 의해 동작함.

여기서 n 은 1초당 조셉슨 접합이 전압 상태로 전환하려는 시도 횟수를 나타내고, p 는 한번 시도시 조셉슨 접합이 전압 상태로 전환할 확률을 나타

낸다. 조셉슨 접합이 전압 상태로 전환하려는 시도 횟수, n 은 다음과 같이 나타난다.

$$n = \frac{\tau}{RC} \frac{u}{kT} \quad (4-5-3)$$

여기서 τ 는 접합이 전압 상태로 전환을 시도할 때 인가하는 바이어스 전류의 지속 시간이다. 열활성 이론에 의해 입자가 포텐셜 우물에서 탈출할 확률, p 는 다음과 같이 주어진다.

$$p = e^{-u/kT} \quad (4-5-4)$$

여기서 u 는 경사진 빨래판 포텐셜에서 국부적인 최고치와 최저치의 포텐셜 차이이다. 조셉슨 접합의 유사 모델로부터 u 는 다음과 같이 계산된다.

$$u = \frac{\Phi_0}{\pi} I_c \left\{ \left[1 - \left(\frac{I_b}{I_c} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{I_b}{I_c} \cos^{-1} \frac{I_b}{I_c} \right\} \quad (4-5-5)$$

여기서 I_c 는 조셉슨 접합의 임계전류이고 I_b 는 조셉슨 접합에 인가한 바이어스 전류이다.

본 실험에서는 단지 조셉슨 접합이 전압 상태로 전환되었는지에 대한 측정만이 가능하므로 조셉슨 접합이 적어도 한번 전압 상태로 전환할 확률은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} P &= 1 - (1-p)^n \\ &= 1 - e^{-pn} \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \text{(for large } n) \\ \end{array} \quad (4-5-6)$$

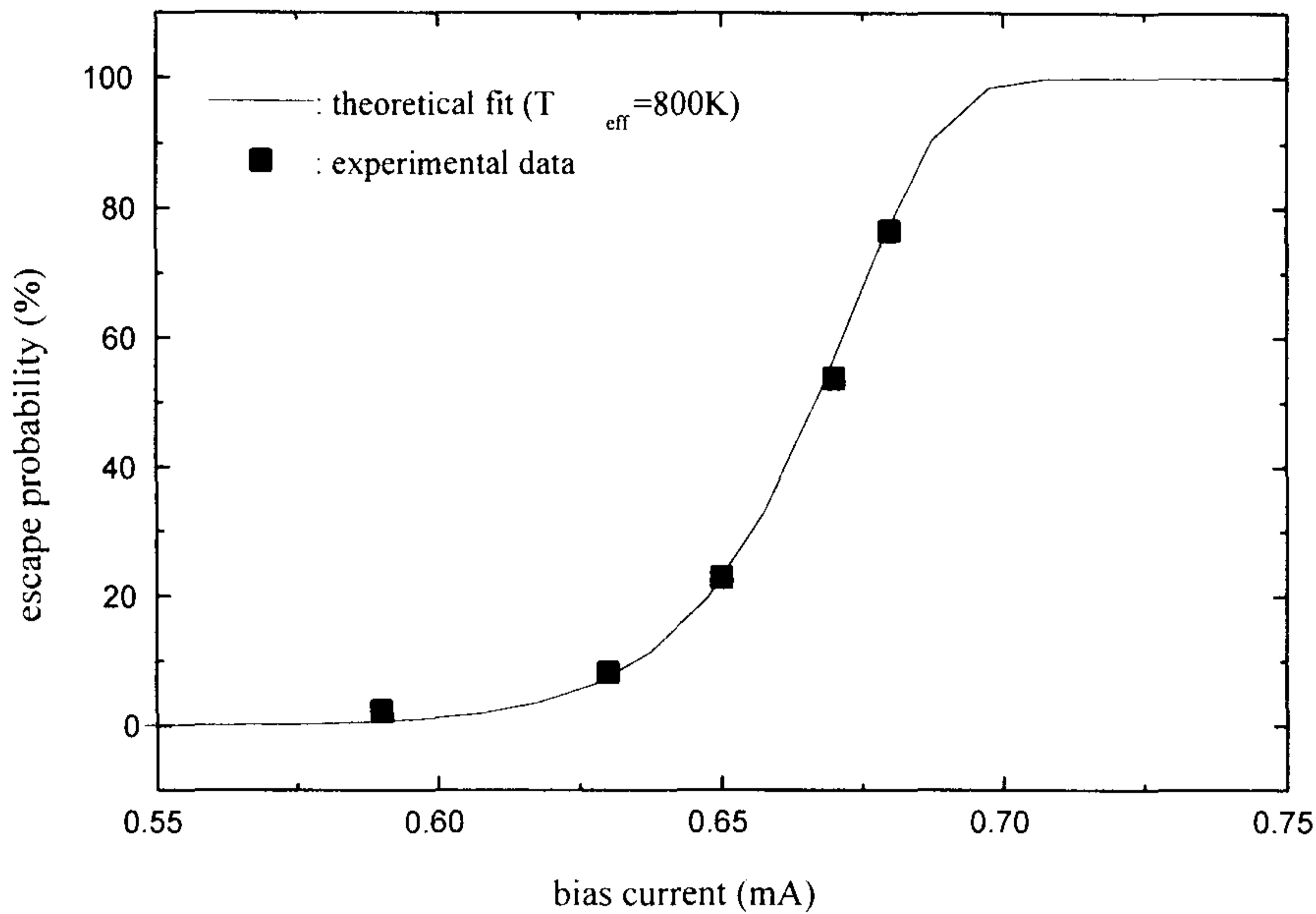


그림 4-5-7. 바이어스 전류(I_b)에 따른 자속 양자의 탈출 확률. 실선은 이론적으로 계산한 것임.

이 확률을 측정하기 위하여 100번의 reset 동작 중에서 바르게 동작한 횟수를 측정하였다. 회로가 바르게 동작하면 조셉슨 접합, J_2 가 순간적으로 전압상태로 전환되면서 자속이 RS flip-flop에서 빠져나간다. 본 실험에서는 1초 동안 전류를 인가하였고, 65.5K에서 회로를 동작시켰다. 이 결과를 그림 4-5-7에 나타내었다. 인가 전류가 클 경우에는 자속은 항상 빠져나갔으나, 인가 전류가 낮을 경우에는 거의 빠져나가지 않음을 관찰하였다. 이 결과를 열활성이론을 사용하여 계산된 값과 비교해 본 결과 서로 잘 일치함을 알 수 있었다^(4.5.1-3). 0에서 100%까지의 자속 탈출 확률의 전환 범위가 매우 넓음을 관찰하였고, fitting을 위해 사용한 유효온도는 800K로서 실제 측정온도와 비교하면 매우 높은 온도이다. 현재 이것이 SFQ회로의 고유한 효과인지는 알 수가 없다. 현재로서는 본 실험에서 사용한 실험 장

치에 의한 외부 잡음이 주원인인 것으로 생각된다. 따라서 실험 장치를 개선함으로써 유효온도를 낮출 수 있을 것으로 생각되며 현재 이를 위한 작업을 진행 중에 있다.

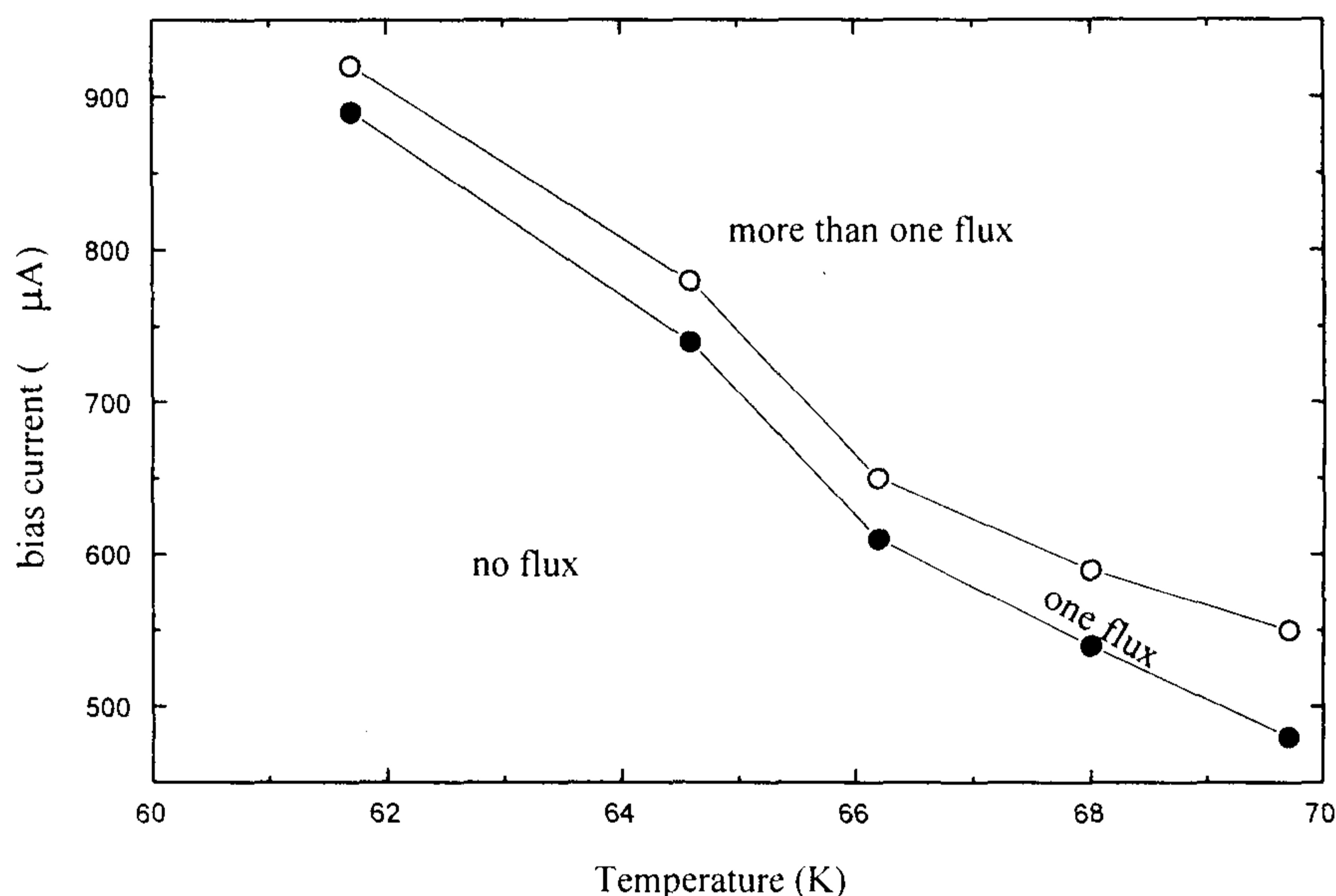


그림 4-5-8. 여러 온도에서의 회로의 동작 범위.

RS flip-flop의 set 동작, 즉 회로에 자속 양자 한 개를 삽입하는데 필요한 전류값의 범위를 여러 온도에서 측정하였다. 이 결과를 그림 4-5-8에 나타내었다. 그림에 나타낸 경계선은 한 개의 자속 양자를 회로에 삽입할 수 있는 확률이 70%일 때의 전류값을 사용하여 결정되었다. 온도가 높아짐에 따라 전류값의 범위가 넓어짐을 관찰하였다. 이것으로 볼 때 동작온도의 상승이 회로의 마진에는 영향을 주지않는 것으로 추측된다. 이 결과를 좀 더 자세히 분석하기 위해서는 낮은 인덕턴스값을 가지는 향상된 회로 설계가 필요하다. 이를 위해서는 접지면을 가진 다층 회로를 제작할 수 있는 다층 박막 제작 기술이 필요하다.

제 6 절. 결론

SrTiO₃ bi-crystal위에 증착된 YBCO 박막을 사용하여 read SQUID와 RS flip-flop으로 구성된 기본적인 SFQ 회로를 설계 및 제작하였다. 두가지 형태의 조절선을 제작한 후 각각 read SQUID의 $V-\Phi$ 변조 곡선으로부터 read SQUID와 조절선 사이의 상호 인덕턴스 값을 측정해 본 결과 그 값이 0.86pH와 0.88pH로서 큰 차이가 없음을 알았다. read SQUID의 $V-\Phi$ 변조 곡선으로부터 RS flip-flop의 동작을 측정하기 위한 read SQUID의 가장 적당한 바이어스 전류값 및 조절선의 바이어스 전류값을 결정할 수 있었다. RS flip-flop은 60-71K에서 잘 동작함을 확인하였다. 특히 71K에서 set-reset 동작을 아무 실수없이 100회 동안 실행함을 관찰하였다.

잡음이 RS flip-flop에 있는 조셉슨 접합의 전압 상태로 전환에 미치는 영향을 조사하였다. 이 결과를 열활성 이론에 의한 계산치와 비교해 본 결과 매우 잘 일치함을 확인하였다. 계산에 사용한 유효 잡음 온도가 800K로서 실제 측정 온도보다 매우 높았다. 이것은 외부 측정 장비에 의한 잡음 때문인 것으로 생각되고, 측정 장비를 개선하면 유효 잡음 온도를 낮출 수 있을 것으로 여겨진다.

참고 문헌

- 4-1-1. J. Matisoo, Appl. Phys. Lett., 9, 167 (1966).
- 4-1-2. S. Hasuo, S. Kotani, A. Inoue, and N. Fujimaki, IEEE Trans. on Magnetics, 27, 2602 (1991).
- 4-1-3. K. K. Likharev and V. K. Semenov, IEEE Trans. on Appl. Supercond., 1, 3 (1990).
- 4-1-4. B. Oelze, B. Ruck, E. Sodtke, A. F. Kirichenko, M. Yu. Kupriyanov, and W. Prusseit, Appl. Phys. Lett. 70, 658 (1997).
- 4-1-5. H. Fuke, K. Saitoh, T. Utagawa, and Y. Enomoto, Appl. Phys. Lett. 69, 2921 (1996).
- 4-1-6. B. Oelze, B. Ruck, M. Roth, R. Dömel, M. Siegel, A. Yu. Kidiyarova-Shevchenko, T. V. Filippov, M. Yu. Kupriyanov, G. Hildebrandt, H. Töpfer, F. H. Ihlmann, and W. Prusseit, Appl. Phys. Lett. 68, 2732 (1996).
- 4-1-7. V. K. Kaplunenko, Z. G. Ivanov, E. A. Stepantsov, T. Claeson, and E. Wikborg, Appl. Phys. Lett. 67, 282 (1995).
- 4-1-8. S. Shokhor, B. Nadgorny, M. Gurvitch, V. Semenov, Yu. Polyakov, K. Likharev, S. Y. Hou, and J. M. Phillips, Appl. Phys. Lett. 67, 2869 (1995).
- 4-1-9. M. G. Forrester, J. X. Przybysz, J. Talvacchio, J. Kang, A. Davidson, and J. R. Gavaler, IEEE Trans. Appl. Supercond. 5, 3401 (1995) .
- 4-1-10. J. S. Martens, A. Pance, K. Char, M. E. Johansson, S. R. Whiteley, J. R. Wendt, V. M. Hietala, T. A. Plut, C. I. H. Ashby, S.T. Hou, and J. M. Phillips, IEEE J. Solid-State

여 백

제 5 장 광센서 제작 및 특성 연구

제 1 절 Kinetic inductive YBCO bolometer의 광응답 특성

1. 서론

고온초전도체가 발견된 후 이 물질을 열감지 적외선 센서로 응용하기 위해 많은 연구가 있어왔다. 지금까지의 연구보고들에 의하면 고온초전도 bolometer는 $20\mu\text{m}$ 이상의 긴 파장영역에서도 액체질소 온도에서 작동하는 다른 적외선 센서보다 훨씬 뛰어난 성능을 보여줌으로써 성능면으로나 경제적으로 응용성이 크다고 할 수 있다^(5-1 1,2).

광검지 방법은 크게 열적변화(bolometric)를 이용하는 방법과 비열적(nonbolometric)반응을 이용하는 방법으로 나눌 수 있다. Nonbolometric 효과는 입사광의 에너지가 전자-정공 혹은 전자-전자 사이의 결합 에너지보다 클 때 이들 사이가 분리되면서 나타나는 효과들이다. 따라서 상당히 빠른 반응속도를 기대할 수 있다. 반면 bolometric 효과는 입사열에 따른 온도변화에 의한 센서의 저항 혹은 전압등의 변화를 이용하는 것으로서 nonbolometric 효과보다 상대적으로 반응속도가 늦다고 할 수 있다.

그러나 초전도체의 경우 아주 급격한 상전도-초전도 전이가 나타나므로 전이온도 T_c 에서 감지도가 뛰어난 bolometric 효과를 볼 수 있다. 열적 변화를 이용하는 이런 센서는 넓은 주파수영역을 감지하는 광대역 검지기로서 사용가능하며 이런 상전이를 이용하는 미분형 bolometer에서 resistive edge형태의 bolometer는 비교적 빠른 광응답시간, $10^{-6}\sim 10^{-3}$ 초, 과 입사광에 의해 직접적으로 나타나는 전압, 그리고 측정구조가 비교적 간단하다는 장점등이 있다. 그러나 T_c 근처에서 고온초전도체 특유의 높은 $1/f$ noise, Johnson noise등 많은 요인들이 센서의 감지도에 부정적인 영향을 끼치고

있다⁽⁵⁻¹⁻⁴⁾.

다른 한편으로는 T_c 근처에서 온도에 민감하게 변하는 kinetic inductance를 이용한 bolometer들이 시도되었다. 그 중 wheastone bridge 형태의 kinetic inductive bolometer는 4 단자법에 의한 resistive edge bolometer 센서보다 기본적으로 열감지도가 뛰어나지만 구조가 비교적 복잡하고 작은 기판에서 여러 소자들이 서로 다른 온도를 유지해야 하는 단점등이 있다. 최근 Bluzer⁽⁵⁻¹⁻³⁾ 등은 YBCO meander line을 병렬로 연결하고 kinetic inductance 변화를 SQUID로 검지하는 quantum superconducting kinetic inductance photodetector (QSKIP)을 보고했는데 9K에서 noise equivalent power (NEP)를 산정해 보면 거의 $2 \times 10^{-15} \text{W/Hz}^{1/2}$ 로써 실현 될 경우 감지도가 아주 뛰어날 것으로 기대된다. 그러나 이러한 센서도 광검지 부분과 SQUID부분을 같은 기판에 탑재 해야하는 것과 bolometer로 사용할 경우는 두 부분의 온도를 다르게 유지해야 한다는 어려움등이 따른다.

본 실험에서는 kinetic inductance에 의한 광반응 효과를 측정하기 위해 비교적 구조가 간단하면서도 감지도가 높은 tunnel diode 공진회로를 제작하였다. 이 경우 입사된 광에 의한 YBCO박막의 온도 변화가 회로의 공진 주파수 변화 Δf 로 나타나는데 이를 측정하여 광센서에 응용을 하였다. 이 공진회로는 상전이 온도 아래에서 작동하므로 상전이 중간온도에서 나타나는 $1/f$ 와 Johnson noise등의 영향을 줄일 수 있다. 실제로 같은 열적환경하에서 작동하는 transition-edge bolometer와 감지능력을 비교해 본 결과 kinetic inductance를 이용한 bolometer에서 더욱 뛰어난 광 감지도를 얻을 수 있었다.

2. 이론적 배경

Kinetic inductance는 전자의 운동 에너지에 의해 나타나는 물리량이다. 초

전도체에 균일한 전류가 흐를 경우 전하의 질량이 m , 밀도가 n 일때 다음 식과 같은 에너지 관계를 갖는다.

$$E = \int_{all\ space} \frac{1}{2} \mu H^2 d\tau + \int_{conductor} \frac{1}{2} m v^2 d\tau \quad \text{----- (5-1-1)}$$

$$= \frac{1}{2} L_M I^2 + \frac{1}{2} [(m/ne^2)(l/\sigma)] I^2$$

여기서 l 은 초전도체의 총 길이이며, σ 는 단면적이다. 첫번째 항은 자기장에 의한 에너지이며, L_M 은 이것의 magnetic inductance이다. 그리고 두번째항은 전자의 운동에너지에 의한 kinetic inductance energy에 해당한다. Kinetic inductance L_K 는 $mln/ne^2\sigma$ 로 정의 되는데 $\lambda^2 = m/\mu_o ne^2$ 인 관계를 이용하면 $L_K = \mu_o \lambda^2 l/\sigma$ 로 나타낼수 있다. Meservey와 Tedrow⁽⁵⁻¹⁻⁵⁾에 의하면 L_M 과 L_K 의 합은 다음과 같이 나타난다.

$$L_T = (\mu_o \lambda^2 / 4ab) [(2/\pi^2) \ln(4a/b)] \quad \text{for } b \ll \lambda$$

$$L_T = L_M + L_K \quad \text{----- (5-1-2)}$$

$$= (\mu_o \lambda / 4a) [(2/\pi^2) \ln(4a/b)] \quad \text{for } b \gg \lambda$$

여기서 $2a$ 는 패턴된 박막의 선폭이며 $2b$ 는 그 두께이다. 여기서 보듯이 L_T 는 침투깊이(penetration depth) λ 의 함수이다. 또 λ 는 온도의 함수이다. 그러므로 입사광에 의한 열적변화는 inductance 변화로 나타나며 이 변화는 다시 공진회로의 주파수 변화로 나타나는데 이 원리를 적외선 센서에 응용할 수 있다. 그림 5-1-1 은 본 실험에 사용한 tunnel diode 공진회로이다. 이 회로에서 공진주파수는 다음과 같이 주어진다.

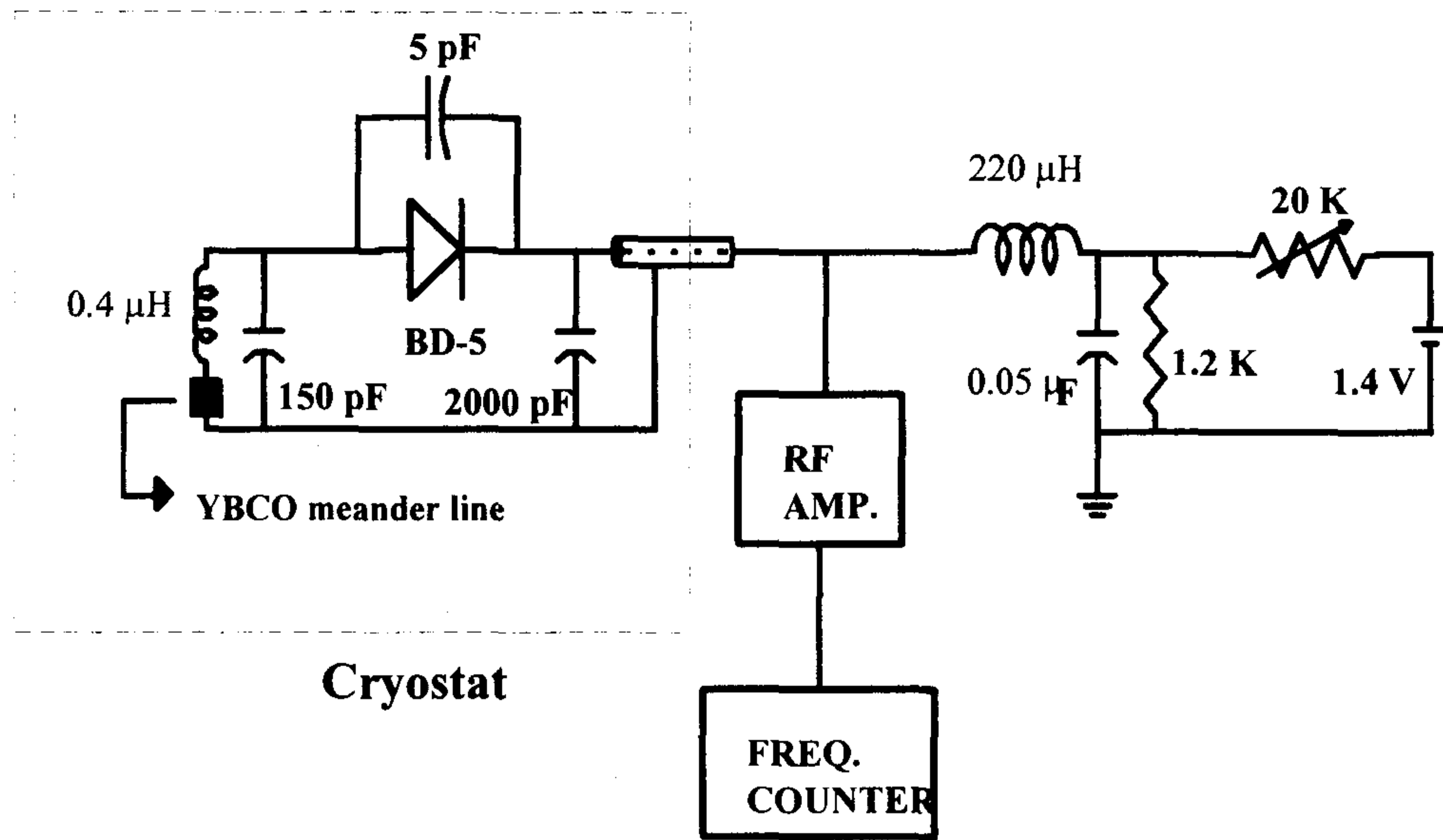


그림 5-1-1. 본 실험에 사용한 tunnel diode 공진회로의 diagram. 점선 안의 부분은 냉각장치 내부에 장착 되었다.

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \left(1 + \frac{R^2C}{L} \right)^{1/2} \quad \text{---- (5-1-4)}$$

여기서 C는 회로의 총 capacitance, L은 inductance, 그리고 R은 저항이다. 또 총 inductance L은 다음과 같이 온도에 의존하는 항과 그렇지 않은 항으로 분리할 수 있다.

$$\begin{aligned} L &= L_o + L_M(T) + L_K(T) \quad \text{---- (5-1-4)} \\ &= L_o + L_T(T) \end{aligned}$$

여기서 L_o 는 회로내의 온도와 무관한 inductor로써 본 실험에서 제작한 회로에서는 $\sim 1\mu\text{H}$ 의 값을 가지며 L_T 보다 아주 큰 값이다 ($L_K(0) \sim 10^{-10}\text{H}$). 전이온도 근처에서 침투깊이 λ 는 아주 큰 값을 가지므로 $L_K \gg L_M$ 인 관계를 가진다고 보면 $L_T(T) \approx L_K(T)$ 라할 수 있다. 위의 식으로 부터

inductance 변화가 작을 경우 다음과 같은 주파수 변화를 알 수 있다.

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\Delta L}{2L_0} \left(1 - \frac{2}{Q^2}\right) - \frac{\Delta R}{R} \frac{1}{Q^2} \quad \text{----- (5-1-5)}$$

여기서 $f_0^2 = 1/4\pi^2 LC$ 이다. 일반적으로 tunnel diode 회로의 Q값은 높은 값을 가지므로 위 식에서 저항에 의한 효과는 무시될 수 있으며 주파수 변화는 kinetic inductance 변화에 선형적으로 비례를 한다고 볼 수 있다.

3. 실험

LaAlO₃ 기판위에 ~3000Å 두께의 YBCO epitaxial 박막을 pulsed laser deposition 방법으로 증착하였다. 그런 다음 그림 1 과 같이 선폭이 ~30 μm, 총 길이 ~0.5cm의 meander line 모양으로 패턴하였다. 센서에 입사하는 광 세기의 정확한 측정을 위해 센서를 장착할 cooper block에 지름 1.8mm의 구멍을 내어 meander line 부분을 이 위치에 고정하였다. 이 구멍을 통과해 지나가는 빛과 반사되는 빛의 세기로부터 실제 meander line 에 흡수되는 양이 입사광의 38%임을 알 수 있었다. Resistive edge 광반응의 측정에서는 dc bias된 YBCO meander line에 He-Ne laser를 수직으로 입사하고 그 사이에 mechanical chopper를 두어서 21Hz로 광변조를 하고 optical polarizer를 두어서 입사광의 세기를 조절 하였다. Kinetic inductance에 의한 광반응 측정에서는 tunnel diode 공진회로 자체의 온도에 따른 특성 변화를 없애기 위해 냉각장치 안에서도 시료와는 달리 tunnel diode 공진 회로를 80K로 일정하게 유지하며 시료의 온도만 88~91K로 변화시키며 주파수 변화를 측정하였다. 그러나 시료와 공진회로 사이의 전기적 연결선이나 그외의 요소들에 의한 주파수 변화가 일어날 수 있으므로 시료를 제

거한 뒤 공진주파수의 온도의존성을 측정하였다. 그 값은 -2.4kHz/K 정도로 나타났으며 실제 측정된 실험 결과들을 이 값으로부터 보정하였다.

4. 결과 및 분석

그림 5-1-2 는 실험에 사용한 박막의 임계온도를 측정한 것과 dR/dT 곡선이다.

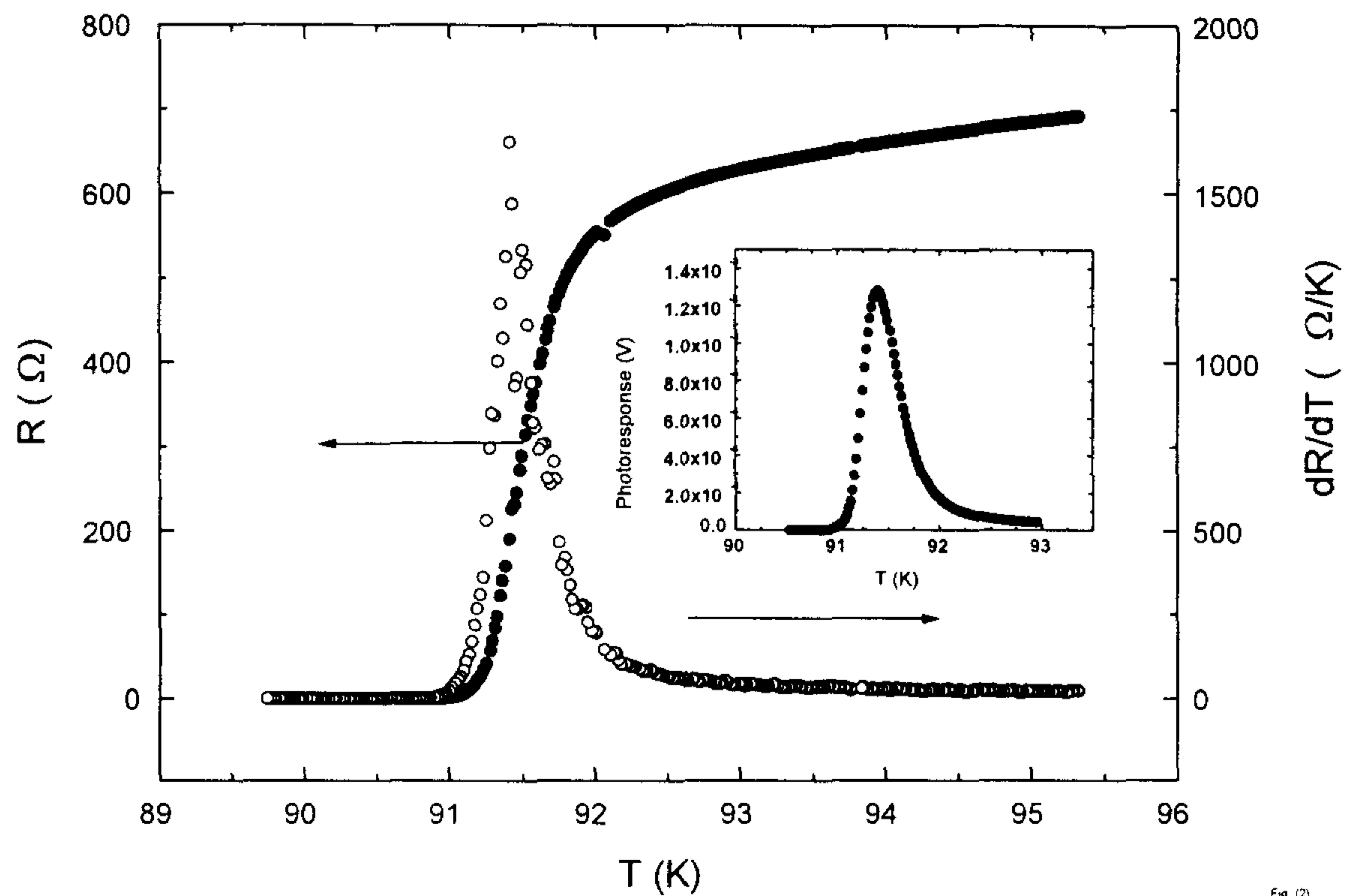


그림 5-1-2. 온도변화에 따른 박막의 저항변화와 dR/dT 특성. 삽입된 그림은 입사광이 $1.7 \times 10^3 \text{W}$ 일때 나타난 resistive edge 광반응 전압이다.

그림에서 볼수있듯이 전이폭은 대략 $\sim 1\text{K}$ 이며 $(dR/dT)_{\text{max}} = 1500 \Omega/\text{K}$ 로써 비교전 좋은 상전이를 보여주고 있으며 삽입된 그림은 입사광이 $1.7 \times 10^3 \text{W}$ 일 때 resistive edge 형태의 광반응 전압을 보여주고 있다. 그림

5-1-3 은 여러 입사광의 세기에 따른 광반응 전압의 온도의존성을 보여 주고 있다.

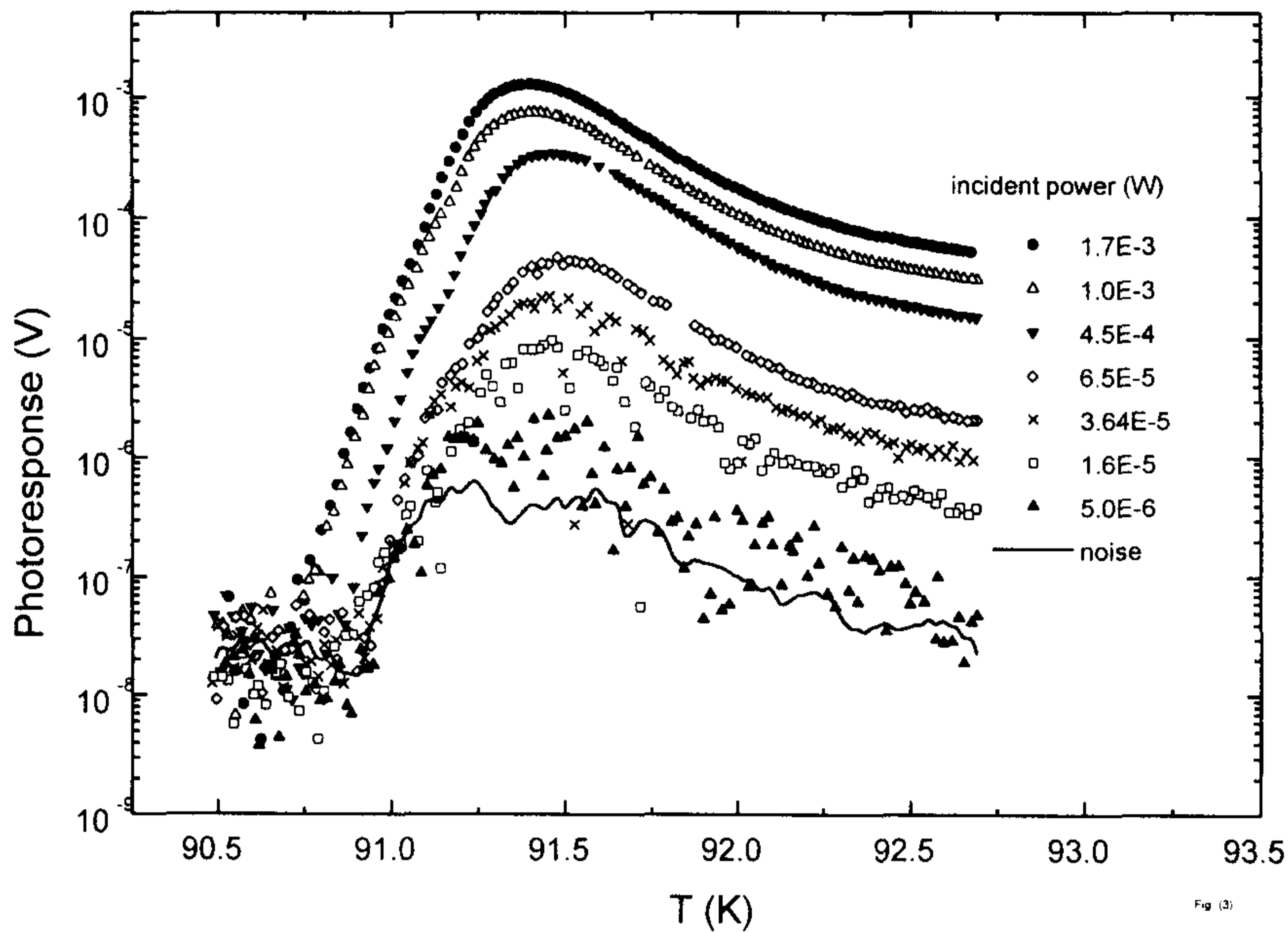


그림 5-1-3. 여러 입사광 세기에따른 resistive edge 광반응 전압의 온도의존성. 실선은 입사광이 없을 때 21Hz에서 측정된 bolometer의 열적 잡음이며 입사광의 세기가 $5.0 \times 10^{-6} \text{W}$ 보다 작을 때는 광반응 전압과 열적잡음이 잘 구별되지 않음을 알 수 있다.

모든 광반응 전압은 전이 중간온도 근처에서 최고치를 보여 주고 있으며 실선은 입사광이 없을 경우 나타난 21Hz에서의 잡음 신호이다. 고온초전도체에서 상전이때 발생하는 $1/f$ 잡음에 대한 여러 보고들에 의하면⁽⁵⁻¹⁻⁴⁾ 이 잡음이 $(dR/dT)^2$ 의 형태를 하고 있으며, 따라서 열적 요동에서 기인 한다고 보여 진다. 그림 5-1-3 에 나타난 바와 같이 입사광 세기가 $5 \times 10^{-6} \text{W}$ 보다 작을 경우에 나타나는 광반응 곡선은 열적잡음 곡선과 구별이 쉽지

않다. 이것은 resistive edge bolometer에서 최소 입사광 세기에 대한 측정 한계가 이 잡음으로 제한된다는 것과 본 센서에서 resistive edge 방법으로 측정가능한 최소 입사광의 세기는 $5 \times 10^{-6} \text{W}$ 임을 의미한다. 잡음 측정으로부터 얻은 noise equivalent power (NEP)는 21Hz에서 $4.6 \times 10^{-8} \text{W/Hz}^{1/2}$ 이고 detectivity D^* 는 $8.5 \times \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ 임을 알 수 있었다. 그러나 kinetic inductive bolometer에서는 측정 기구가 다르고 광반응도 전압이 아니라 주파수 변화로 나타나므로 resistive edge bolometer에서 구해진 NEP와 detectivity값과 직접 비교하는 것은 곤란하다. 그림 5-1-4는 kinetic inductive bolometer에서 온도변화에 따른 공진주파수 변화를 여러 입사광의 세기로 측정한 것이다.

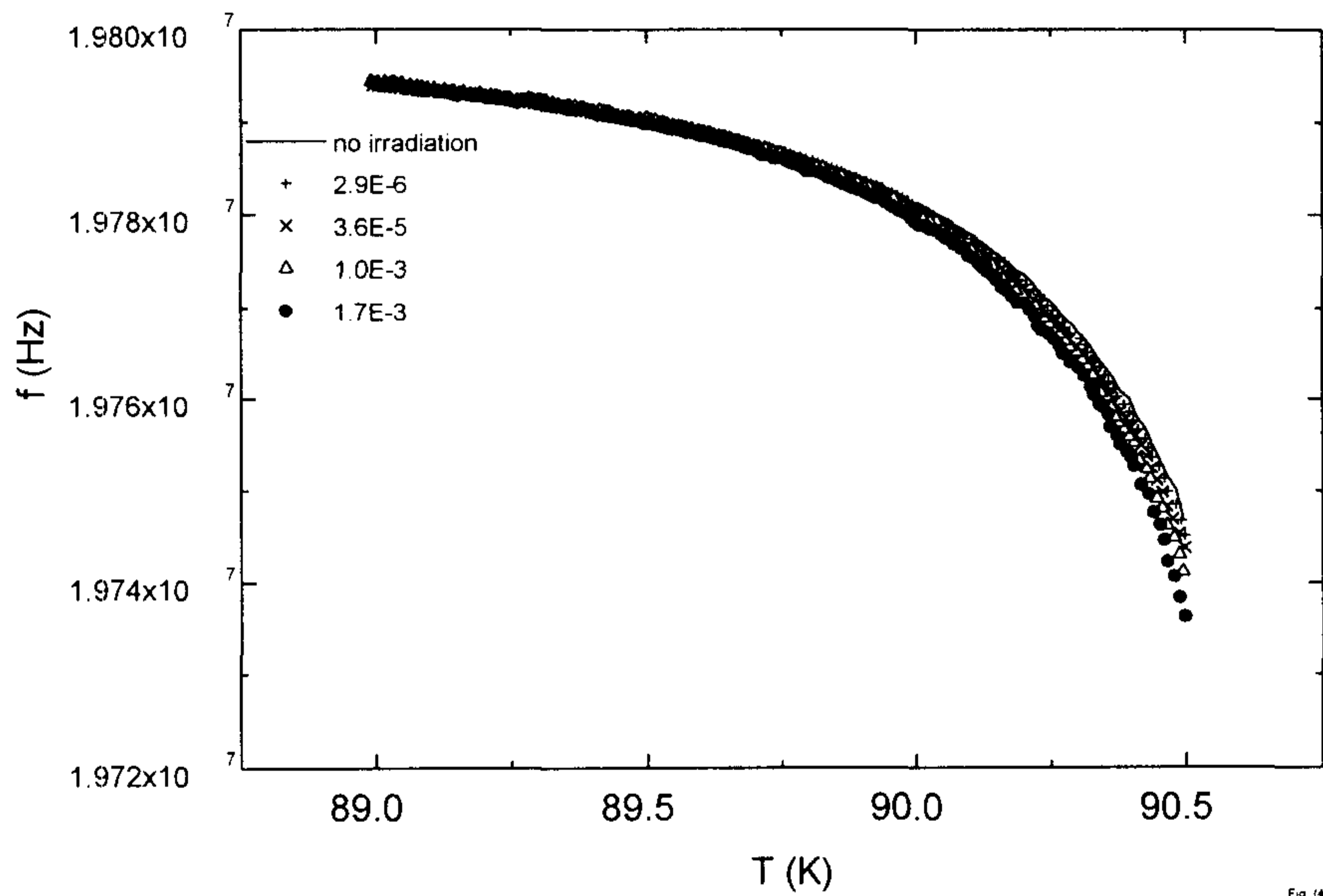


그림 5-1-4. 여러 입사광 세기에 따른 kinetic inductive bolometer의 온도의존성. 삽입된 그림은 입사광이 없을 때와의 공진주파수 차이를 나타내고 있다.

식 5-1-5 에서 보는 바와 같이 이러한 주파수 변화는 입사광에 의한 온도 증가가 kinetic inductance를 변화 시킴으로써 나타난 것임을 알 수 있다. 주파수의 변화량 Δf 는 그림 5-1-4 에 삽입되어 있다. T_c 근처에서는 온도 감소에 따라 $\sim -3 \times 10^5 \text{Hz/K}$ 로 주파수의 급격한 증가가 나타났고 공진이 안정되는 88K 근처에서는 $\sim -731 \text{Hz/K}$ 로 거의 일정한 값을 나타내었다. Resistive edge bolometer에서 광반응 전압이 측정되지 않던 $2.9 \times 10^{-6} \text{W}$ 의 입사광에서도 약 2kHz의 주파수변화가 90.5K에서 관측 되었다. 이것은 같은 열적환경에서 작동되는 resistive edge bolometer보다 상대적으로 낮은 온도에서 광검지가 이루어지므로 열적잡음이 줄어들어 kinetic inductance bolometer의 광감지도가 더욱 뛰어났다고 보여진다. Resistive edge bolometer의 responsivity에 대응하는 주파수 responsivity를 계산해 보면 약 $\sim 7 \times 10^8 \text{Hz/K}$ 이다.

식 5-1-2 에서 볼 수 있는바와 같이 kinetic inductance는 침투깊이의 함수이다. 이 침투깊이 λ 를 온도의 함수 $Z(T)$ 를 사용해서 $\lambda(T) = \lambda(0)Z(T)$ 와 같이 나타낼 수 있다. 그러면 식 5-1-2 와 $dL/d(Z^2) = L_T(0)$ 인 관계로부터 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{df}{dZ^2} = \frac{df}{dL} \frac{dL}{d(Z^2)} \approx -\frac{f_0}{2L_0} L_T(0) \quad \text{---- (5-1-6)}$$

그러므로 공진주파수는 $Z^2(T)$ 의 선형적인 함수가 된다. 그림 5-1-5 는 다양한 입사광에 따른 공진주파수의 변화를 $Z^2(T)$ 의 함수로 나타 내었으며 여기서는 two-fluid model의 온도 의존성인 $Z^2(T) = (1 - (T/T_c)^4)^{-1}$ 을 사용하였다.

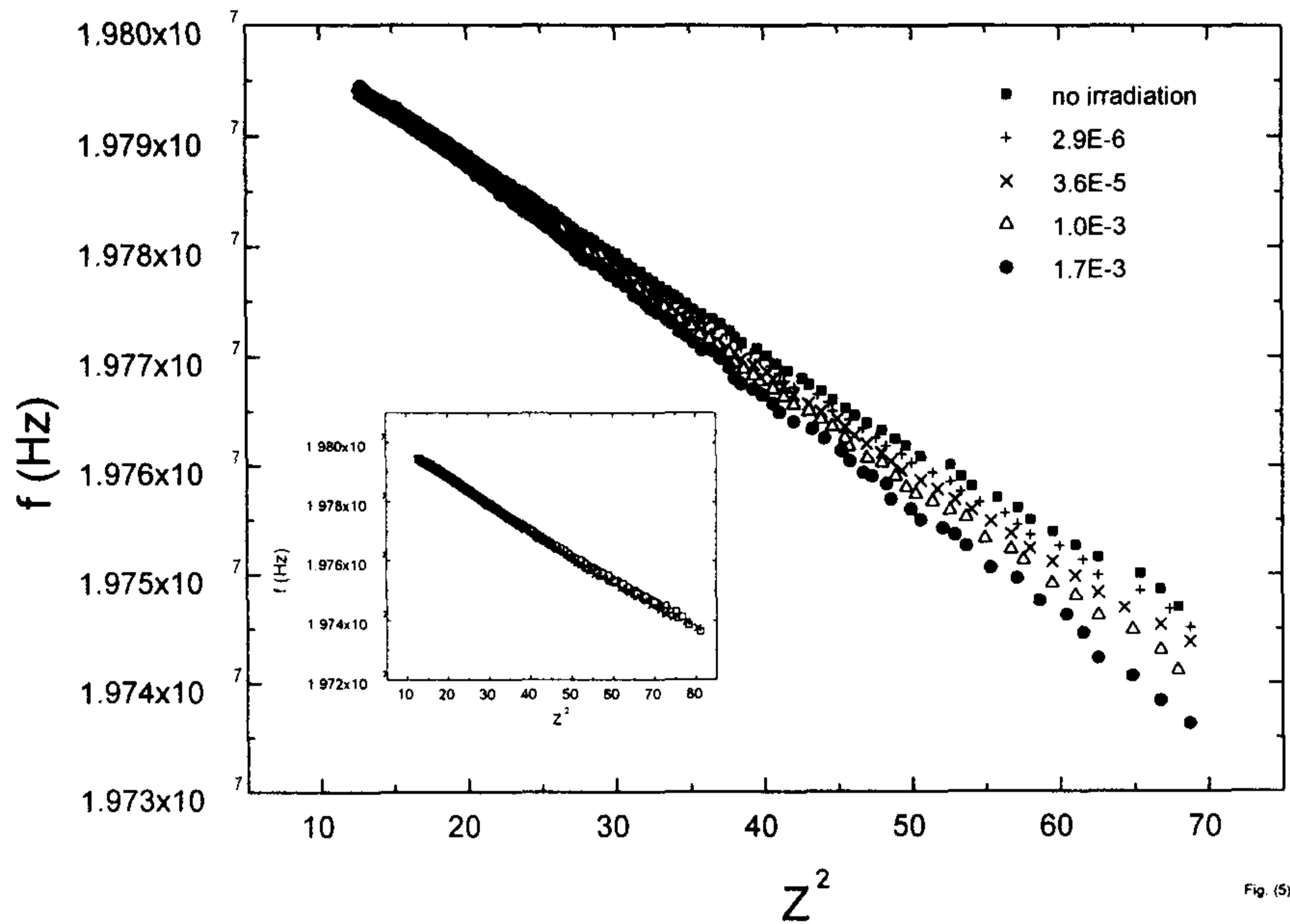


Fig. (5)

그림 5-1-5. $Z^2(T) = (1 - (T/T_c)^4)^{-1}$ 일 때 $Z^2(T)$ 에 대한 공진주파수 변화. 입사광의 세기가 증가할수록 기울기가 급해짐을 볼 수 있다. 삽입된 그림은 입사광에 의해 증가한 미소 온도상승 ΔT 를 보정해주면 모든 곡선이 입사광이 없을 때 측정된 곡선과 일치함을 보여준다.

이 그림에서 공진주파수는 $Z^2(T)$ 에 대해 거의 선형적인 의존성을 보여주고 있으며 이것으로부터 침투깊이의 온도의존성이 two-fluid model에 잘 따른다는 것을 알 수 있다. 입사광의 세기가 강해질수록 f vs. $Z^2(T)$ 의 기울기가 더욱 커지는 것을 볼 수 있다. 그러나 입사광에 의해 증가한 미소 온도상승 ΔT 를 보정해주면 모든 곡선이 입사광이 없을 때 측정된 곡선과 일

치함을 확인 할 수 있다. 이러한 scaling에서 우리는 본 실험에서 kinetic inductance 광반응 기구가 대부분 bolometric효과라는 것을 알 수 있었다. 입사광에 따른 온도변화 ΔT 와 Δf 의 관계가 그림 5-1-6 에 나타나 있다.

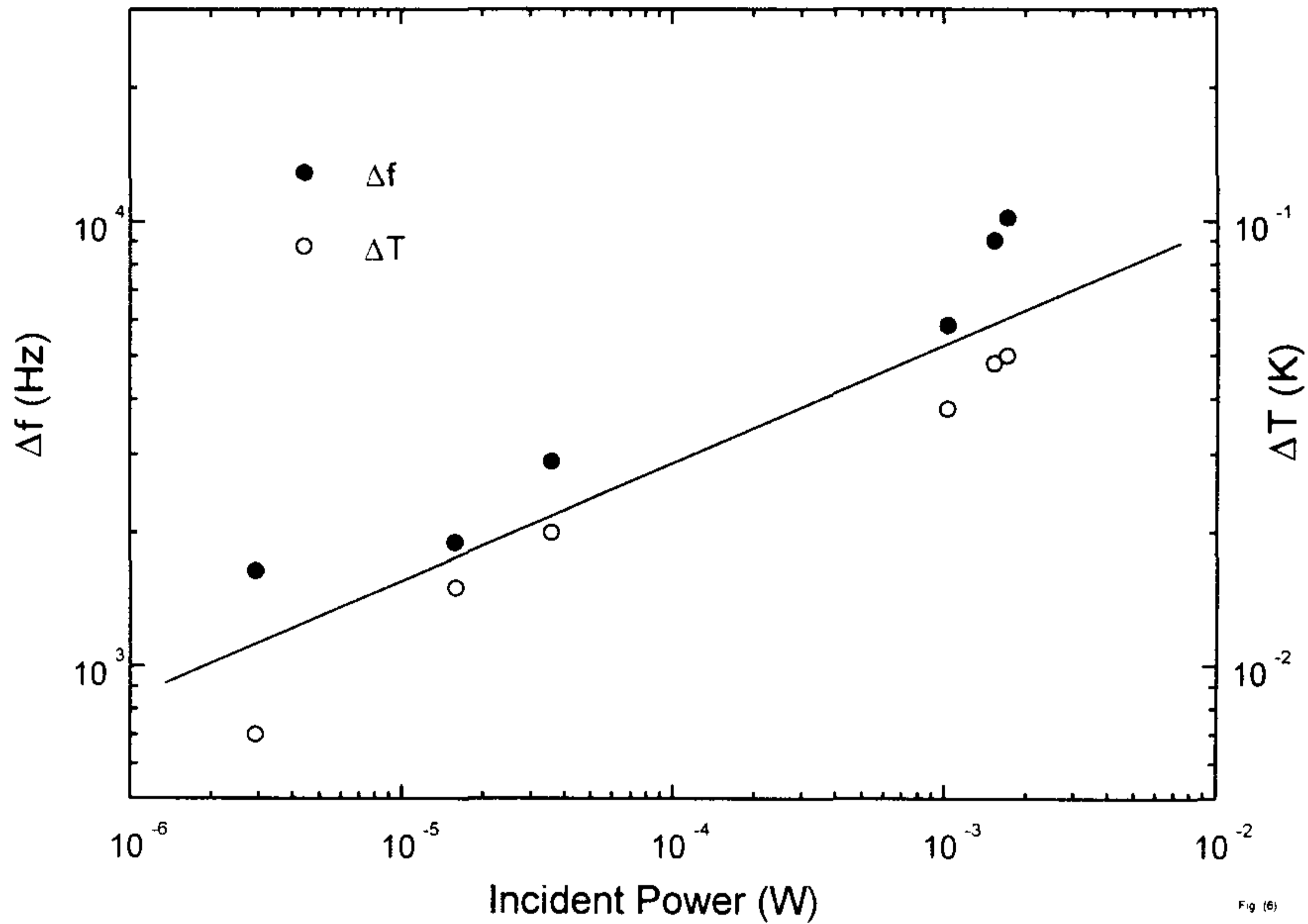


그림 5-1-6. 입사광 세기변화에 따른 공진주파수의 변화 Δf 와 증가 온도 ΔT .

입사광의 세기 I 에 따른 변화를 보면 ΔT 와 Δf 가 $I^{0.3}$ 에 비례함을 할 수 있다. 이러한 power-law 의존성은 기판과 copper block사이의 열전달 기구 등에 의해 결정되리라 추측 되어진다. 또한 이 그림에서 $\Delta f \sim 1.6 \times 10^5 \Delta T$ 인 선형적 의존성이 있음을 알 수 있다. 한편 식 5-1-3 과 5-1-6 으로부터 전이온도 근처에서 작은 온도변화에 의한 주파수 변화를 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\Delta f = -\frac{f_o}{2L_o} \frac{\mu_o \lambda^2(0)}{4ab} \frac{T_c}{4(T_c - T)^2} \Delta T \quad \text{---- (5-1-7)}$$

여기서 $\lambda^2(0) \approx 4 \times 10^{-14} \text{m}$ 로 그림 5-1-5 의 삽입된 그림에서 f vs. $Z^2(T)$ 의 기울기로부터 구해질 수 있다. 이 결과와 $T_c = 90.4\text{K}$ 를 식 5-1-7 에 대입하면 $\Delta f \sim 1.9 \times 10^5 \Delta T$ 인 값을 얻을 수 있다. 이 값은 측정된 값과 잘 일치함을 알 수 있다. Δf 와 ΔT 의 이러한 결과는 본 실험에서 측정된 kinetic inductive photoresponse는 대부분 bolometric 효과에 의한 광반응이라는 것을 보여주고 있다.

Bolometric 효과에 의한 본 센서는 앞으로 광감지도를 높이기 위해 센서의 크기를 감소시켜 열용량을 줄이는 문제와 heat reservoir와 기판사이의 열 전달 문제등을 더욱 연구 해야할것으로 보인다. 최근 많이 보고되고 있는 micromachine 기술을 이용한 air-bridge 등이 resistive edge bolometer에 응용된 경우들이 많이 보고되고 있는데 이러한 기술을 kinetic inductive bolometer에 응용을 하다면 더욱 뛰어난 광소자를 개발 할 수 있을 것이라고 생각 되어진다.

5. 결론 및 요약

본 연구에서는 resistive edge bolometer와 kinetic inductive bolometer의 광반응 특성을 같은 meander line YBCO 초전도 박막을 사용하여 비교 연구하였다. Kinetic inductive bolometer가 resistive edge bolometer 보다 뛰어난 광반응도를 보였으며 이것은 상대적으로 낮은 온도에서 작동하므로 열적 잡음이 줄어들었기 때문이라고 보여진다. 입사광에 의한 센서의 온도 변화는 f vs. $Z^2(T)$ 곡으로부터 얻어질 수 있었으며 ΔT 에 대한 Δf 의 선형적인 의존성으로부터 본 실험에서 사용한 센서의 광반응 기구는 대부분

bolometric 효과임을 알 수 있었다. 본실험에서 사용한 kinetic inductive bolometer 는 최고 $\sim 7 \times 10^8 \text{Hz/W}$ 의 주파수 responsivity를 보였다.

제 2 절 광반응도 향상을 위한 thermal boundary resistance에 관한 연구

1. Thermal boundary resistance의 중요성

본 연구에서 제작한 광소자는 입사하는 빛의 세기에 비례하는 박막의 온도 상승으로 인한 transition-edge 부근의 급격한 저항변화 혹은 침투깊이 (penetration depth)의 변화를 전기적 신호로 감지하는 것을 기본적인 원리로하는 bolometer 이다. 그러므로 같은 세기의 광이 입사 하더라도 센서, 즉 YBCO 박막의 온도 상승이 크게 일어나다면 더욱 뛰어난 광감지가 이루어 질 수 있다. 센서의 열적변화가 크고 반응시간이 빨라려면 먼저 광감지부분의 열용량이 작을수록 뛰어날 것이다. 또한 박막과 기판 혹은 기판과 thermal holder 사이의 열전도도가 작아야 할 것이다.

최근 R. Barth⁽⁵⁻²⁻¹⁾ 등은 micromachining 기술을 이용하여 기판으로 부터 박막의 meander line 부분을 미세하게 분리시켜 광반응을 연구하였다. 이렇게 standing 혹은 air-bridge 형태로 센서를 제작하면 센서의 열용량과 열전도도 문제를 효과적으로 개선할 수 있으므로 아주 빠르고 큰 광반응 속도와 전압을 얻을 수 있게 된다.

그러나 이런 air-bridge가 아닌 경우는 입사광에 의해 박막과 함께 기판 전체에도 열적변화가 일어나므로 기판과 thermal holder 사이의 열전도도가 광반응에 많은 영향을 끼칠 것이다. 그러므로 본 실험에서는 기판과 thermal holder 사이에 접촉물질과 계면의 간격을 변화시켜서 그에 따른 광반응 변화를 조사하였다.

2. 기본개념

미소 온도변화에 의해 박막에 작은 저항변화가 발생하면 Ohm 법칙에 의해 박막 양단의 전압변화 ΔV 는 다음과 같이 표현된다.

$$\Delta V = I\Delta R = I \frac{dR}{dT} \Delta T \quad \text{----- (5-2-1)}$$

또 power 가 P인 광이 센서에 입사하면 P와 박막의 온도변화 ΔT 는 다음과 같은 관계를 가진다.

$$C \frac{d\Delta T}{dt} + G\Delta T = \eta P \quad \text{----- (5-2-2)}$$

여기서 C는 열용량, η 는 흡수율, G는 열전도도이며 열용량과 광반응시간 τ 의 함수, $G = C/\tau$ 로 주어진다. 이 식으로 부터 온도변화 ΔT 를 구해보면

$$\Delta T = \frac{\eta P}{G} \left(1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right] \right) \quad \text{----- (5-2-3)}$$

이 되고 이것을 5-2-1 식에 대입하면 다음과 같이 ΔV 에 대한 식으로 나타난다.

$$\Delta V = I \frac{dR}{dT} \frac{\eta P}{G} \left(1 - \exp\left[-\frac{\tau}{t}\right] \right) \quad \text{----- (5-2-4)}$$

ΔV 를 측정하면 위 식으로 부터 열전도도 G를 구할 수 있다.

3. 실험 및 결과 분석

YBCO박막을 앞 절의 kinetic inductance 측정과 같은 공정을 사용하여 패터하였다. 그림 5-2-1 에서 보는 바와 같이 meander line의 전이온도 폭은 $\sim 1\text{K}$ 이며 $(dR/dT)_{\text{max}}=800\Omega/\text{K}$ 정도로 비교적 양질의 박막임을 알 수 있다.

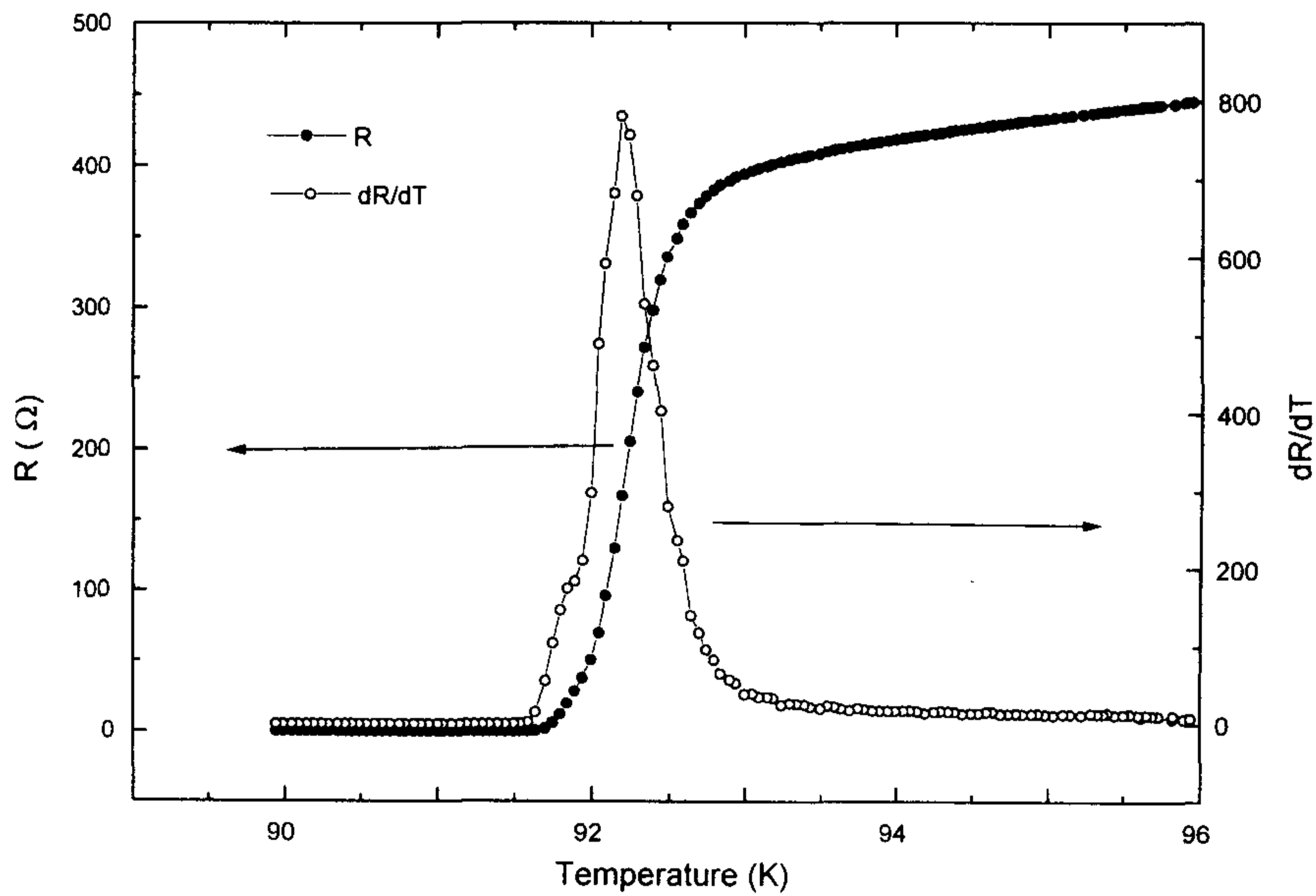


그림 5-2-1. 온도변화에 따른 박막의 저항변화와 dR/dT 특성

Mechanical chopper를 사용하여 He-Ne laser광을 17Hz로 변조한 뒤 시료에 입사하였으며 광반응에 의해 발생된 광반응 전압은 디지털 오실로스코프와 lock-in amplifier로 측정하였다. 온도와 입사광 세기의 변화에 따른 측정은 기판과 thermal holder 사이에 Apiezon과 GE varnish 그리고 그 사이에 GE varnish를 사용한 상태에서 0.1mm의 간격을 둔 3가지 조건상태에서 행하였다.

그림 5-2-2(a,b) 는 각 조건에서 dR/dT 가 최대인 온도에서 나타난 광반응 전압과 온도변화를 bias 전류에 대해 나타낸 것이다.

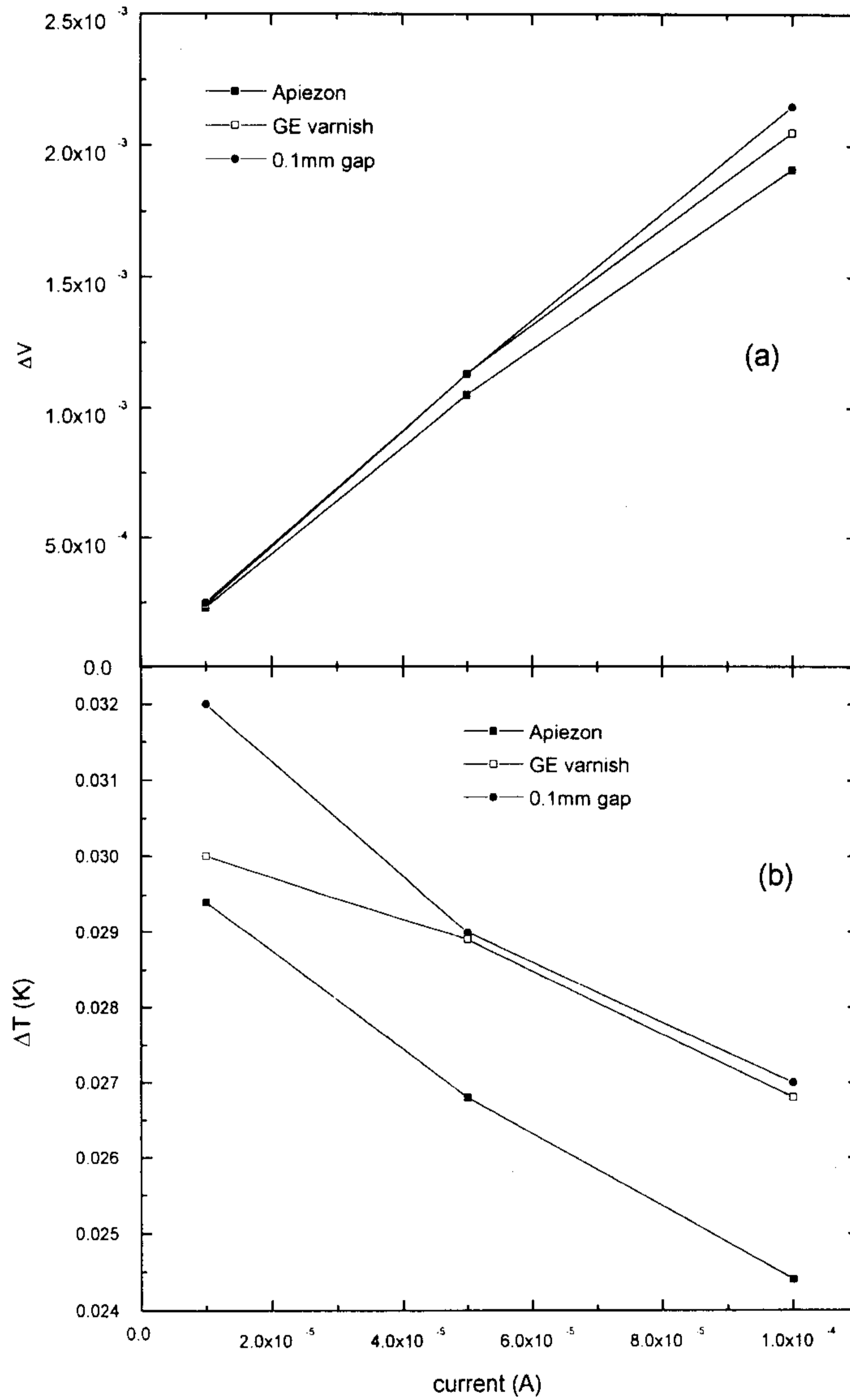


그림 5-2-2 (a): dR/dT 가 최고인 온도에서 전류변화에 따른 광반응전압 (b):(a)경우에서 나타난 입사광에 의한 센서의 온도변화

입사광에 의한 온도변화가 bias 전류의 크기가 증가 할수록 거의 선형적인 감소가 있는 것이 보인다. 0.1mm의 간격이 있는 경우가 제일 큰 온도변화를 보이고 있는데 이것은 이 간격으로 인해 기판과 thermal holder사이의 thermal boundary resistance가 증가했기 때문이라고 보여진다. 온도변화는 bias 전류증가에 대해 감소하는 반면 광반응 전압은 오히려 증가함을 보이고 있는데 이것은 식 5-2-1에서 보는 바와 같이 ΔV 와 ΔT 가 서로 비례하지만 ΔT 의 감소율보다 전류증가율이 상대적으로 크므로 ΔT 의 감소 효과가 잘 나타나지 않기 때문이라고 보여진다. 이 경우에도 마찬가지로 0.1mm의 간격이 있는 경우가 제일 큰 광반응을 보이고 있다. 이것으로부터 광반응 전압은 thermal boundary resistance에 비례함을 알 수 있다. 광센서의 중요한 또 하나의 특성은 광반응 시간이다. 광반응 시간 τ 는 오실로스코프로 측정된 파형을 식 5-2-4에 fitting함으로 구해낼 수 있다. 이렇게 구한 τ 를 표 5-2-1에 나타내었다.

표 5-2-1 : LaAlO₃기판과 thermal holder사이의 접착물질과 0.1mm의 간격이 있을경우의 광반응 시간 τ .

	Apiezon	GE varnish	0.1mm의 간격
τ (msec)	7.8	7.9	9.8

0.1mm의 간격이 존재할 경우 광반응 전압이 제일 크게 나타 났지만 이 표에 나타난 바와 같이 제일 느린 광반응 시간이 나타났다. 이것은 thermal boundary resistance가 큰 경우 입사광에 의한 열적변화가 크게 나타나고 이에 비례해서 광반응 전압도 커지지만 광반응 과정에서 증가한 열이 큰 thermal boundary resistance에 의해 느리게 방출되었기 때문이라고 생각되어진다.

4. 결론

본 연구에서는 열반응 광센서에서 광 감지도에 중요한 역할을 하는 기판과 thermal holder사이의 열전달 차이에 의한 광반응 전압과 광반응 시간의 변화를 측정, 분석하였다. 실제 실험에서 널리 사용되고 있는 Apiezon과 GE varnish를 사용 했을 때 광반응의 차이와 0.1mm의 차이가 있을 경우를 각각 실험하였다. Apiezon 보다 GE varnish가 좀더 큰 광반응 전압을 보였으며 0.1mm의 차이를 두었을 때 제일 큰 광반응 전압을 얻을 수 있었다. 그러나 이 경우 광반응 시간은 제일 느리게 나타났다. 이것은 상대적으로 큰 thermal boundary resistance에 의해 입사광으로 부터 증가한 열이 빠르게 thermal holder로 빠져 나가지 못한 결과라고 생각 되어진다. 입사광에 의한 열적변화는 실제 광반응이 일어나는 YBCO 박막과 함께 기판에서도 동시에 일어나므로 기판의 물리적 특성과 또 기판과 thermal holder 사이의 계면도 광반응에 많은 영향을 끼친다. 그러므로 센서의 열적변화를 기본원리로 하는 bolometer에서는 광반응 물질 자체의 연구 뿐만 아니라 기판의 thermal mass를 줄이는 것과 박막-기판 그리고 기판-thermal holder사이의 열전도도등 열전달 기구에 대한 연구도 앞으로 많이 수행되어야 할 것이다.

제 6 장 대면적 고온초전도박막의 성능 측정법

제1절 서론

고온초전도체 물질은 마이크로파 주파수에서 표면저항이 구리에 비해서 같은 온도에서 1/100 정도밖에 안되므로 (금속의 표면저항은 냉각에 따라 감소함) 이동통신분야에서 기지국용 필터로 사용할 때 기존의 구리 cavity 필터보다도 우수한 성능을 보인다. 고온초전도박막을 이용한 기지국용 마이크로파 필터는 실제로 현재 이동통신시장에서 배치되기 시작하는 단계에 와있으며, 앞으로 이에 따른 고온초전도체 박막에 대한 수요가 증가할 것으로 예상된다. 고온초전도체 대면적박막을 제조한 후, 필터 제작에 필요한 더 이상의 프로세싱을 하기 전에 박막의 성능을 검색하여 기준에 미달하는 박막을 가려내는 작업은 생산한 회로의 불량율을 줄이기 위해서 반드시 거쳐야하는 과정이다. 초전도박막의 성능을 판별하는 기준으로서, 상전이 온도 T_c , 임계전류밀도 J_c , 자기적 침투깊이 λ , 표면저항 등을 들 수 있으며, 이중 T_c 와 J_c 는 가장 기본적인 변수이고, λ 및 표면저항도 중요한 변수이다.

표면저항 측정에는 초전도 특성상 마이크로파 이상의 주파수를 갖는 전류를 사용해야하며, λ 의 측정에도 많은 경우 마이크로파가 사용된다. 반면 초전도박막의 T_c , J_c , λ 는 구동코일(drive coil)과 검출코일(pick-up coil)로 구성된 쌍코일 방법(two coil method)을 사용하면 저주파(audio frequency)영역에서 비접촉식으로 측정할 수 있음이 알려져있다^(6-1-1, 2). 그러나 쌍코일 방법에서 구동코일이 박막 가장자리 근처에 있거나, 박막이 코일에 비해 충분히 크지 않을 경우 박막의 가장자리에 의한 효과가 문제가 될 수 있다. 이것으로서는 박막의 J_c 를 측정할 때 경우에 따라서는 박막의 가장자리만 측정이 된다는지, 박막의 λ 측정이 절대값 대신 변화분 $\Delta\lambda$ 만을

측정할 수 있다는 점등을 들 수 있다. 이러한 박막 크기의 유한성 때문에 생기는 문제는 마이크로파를 이용한 측정에서도 마찬가지로 문제가 될 수 있는데, 예컨대 cavity의 경계조건(boundary condition) 분석이 복잡해지는 형태로 나타날 수 있다⁽⁶⁻¹⁻³⁾.

본 연구에서는 코일을 사용하여 초전도박막의 T_c , J_c , λ 를 비접촉식으로 측정하기 위하여 쌍코일 방법을 도입한 측정장치를 제작하였고, 박막 크기의 유한성 때문에 파생되는 이 방법의 문제점에 대한 연구와 그 해결책을 제시하고 실제로 장치에 적용하였다.

제 2 절 쌍코일 장치에 대한 개선점

1. 쌍코일 방법

박막의 λ 를 측정하는 손쉬운 방법으로서 쌍코일 방법이 알려져 있는데, 이것은 구동코일과 검출코일 한 쌍으로 구성된 코일의 상호인덕턴스(mutual inductance)가 초전도 박막에 유도되는 차폐전류(screening current)에 의해서 어떻게 변화하는가를 측정함으로써 초전도 박막의 T_c , J_c , λ 에 대한 정보를 얻을 수 있는 방법이다. 그림 1은 쌍코일 방법의 개략도이다. 구동코일에서 발생한 자기장이 초전도박막 안에서 가능한 한 사라지도록 박막에는 차폐전류가 유도된다. 박막 내의 차폐전류 분포는 구동코일의 크기, 구동코일과 박막 사이의 거리, 박막의 크기 모양과 같은 기하적 변수와 박막의 λ 에 의해 결정된다. 구동코일에서 발생한 자기장과 차폐전류에 의한 자기장의 중첩에 의해 결과적으로, 구동코일에서 나온 자기장 일부는 초전도박막을 투과하여 검출코일로 들어가고, 나머지는 박막의 가장자리를 돌아서 검출코일로 들어간다. 자기장에 대한 박막의 투과율은 λ^2 에 비례하고, $\lambda \gg d$ 인 영역에서 박막의 두께 d 에 반비례한다⁽⁶⁻²⁻⁴⁾. 투과된 자기장의 크기와 박막가장자리를 돌아가는 자기장의 크기가 많은 경우

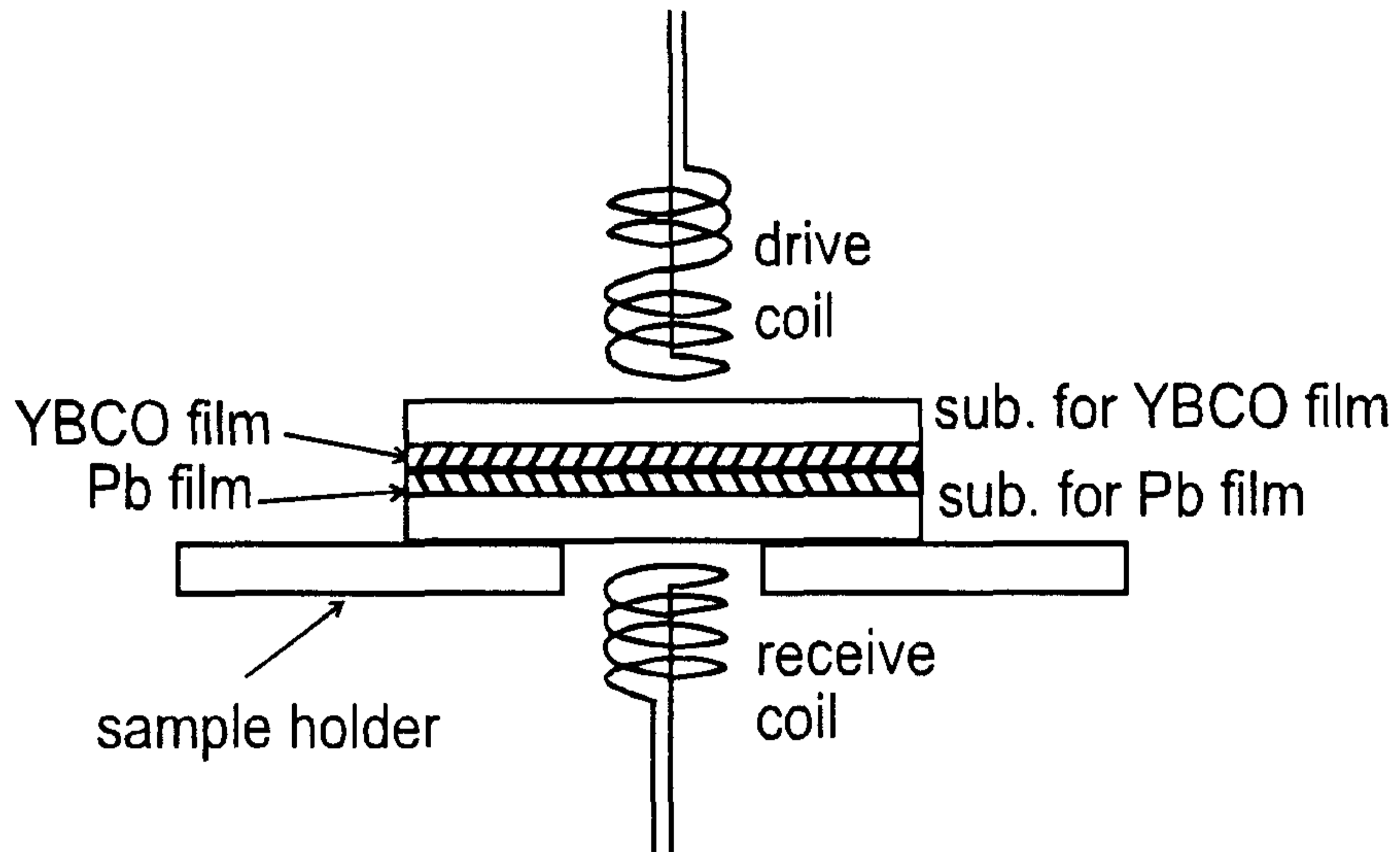


그림 6-1. 최적의 비균형구동코일과 납/YBCO박막 이층구조를 포함한 쌍 코일 장치의 개략도

서로 엇비슷하고, 둘 사이의 분리가 비교적 어렵다. 따라서, 기존의 쌍코일 방법으로는 λ 의 절대값 측정은 어렵고, λ 의 변화분 $\Delta\lambda$ 만을 얻을 수 있었다.

2. 비균형구동코일

초전도물질은 자기장을 차폐시키는 성질이 있으며, 이는 초전도물질 내부에서 외부에 의한 자기장과 표면에 유도되는 차폐전류에 의한 자기장이 서로 상쇄되도록 표면에 차폐전류가 적당히 분포하기 때문이다. 초전도박막에서 자기장이 박막에 평행하지 않을 경우 거의 모든 자기장은 박막의 가장자리를 돌아가는데, 이때 박막의 가장자리에는 차폐전류가 밀집한다. 박막 가장자리에 밀집된 차폐전류는 박막 안쪽에 자기장을 발생시키고, 이것은 외부 자기장(external magnetic field)과 서로 상쇄하기 때문에 박막 내에서 자기장의 크기는 거의 영이다. 반면, 박막 가장자리에는 외부 자기장 보다 수백 내지 수천배 이상 큰 자기장이 차폐전류 때문에 형성되며, 차폐전류의 밀집도 또한 상당히 크다.

그림 2는 세 종류의 구동코일에 대해 반경이 11mm인 박막에 유도되는 차폐전류밀도 $J_s(r)$ 에 대한 계산결과를 표시하였다. 여기서 박막의 λ 은 2000 Å이라고 가정했고, r 은 박막중심으로부터 거리이며, 코일의 바깥지름은 3mm, 안지름은 2mm이다. 그림 (a), (b), (c) 모두 구동코일과 박막의 간격이 1.6mm일 때의 결과이고, 구동코일의 바로 밑에서 $J_s(r)$ 이 완만한 형태로 최대값을 갖는 것을 알 수 있다. 그림 (a)에서 60회 감은 쌍극자(dipole) 형태의 구동코일이 발생시키는 $J_s(r)$ 는 박막의 가장자리에서 크게 밀집함을 알 수 있다. 코일의 바로 밑에서 $J_s(r)$ 이 최대값이 되기를 원하지만 앞서 언급한 바와 같이 코일이 박막 가장자리에 근접한다거나 박막이 충분히 크지 않는 경우에는, 박막 가장자리에서 J_s 가 코일 바로 밑에서 보다 더 커질 수도 있다. 대체로 박막의 가장자리는 물질의 질이 좋지 않으므로 J_c 가 다른 부분보다 낮다. 따라서 구동코일에 전류를 증가시키면서 J_c

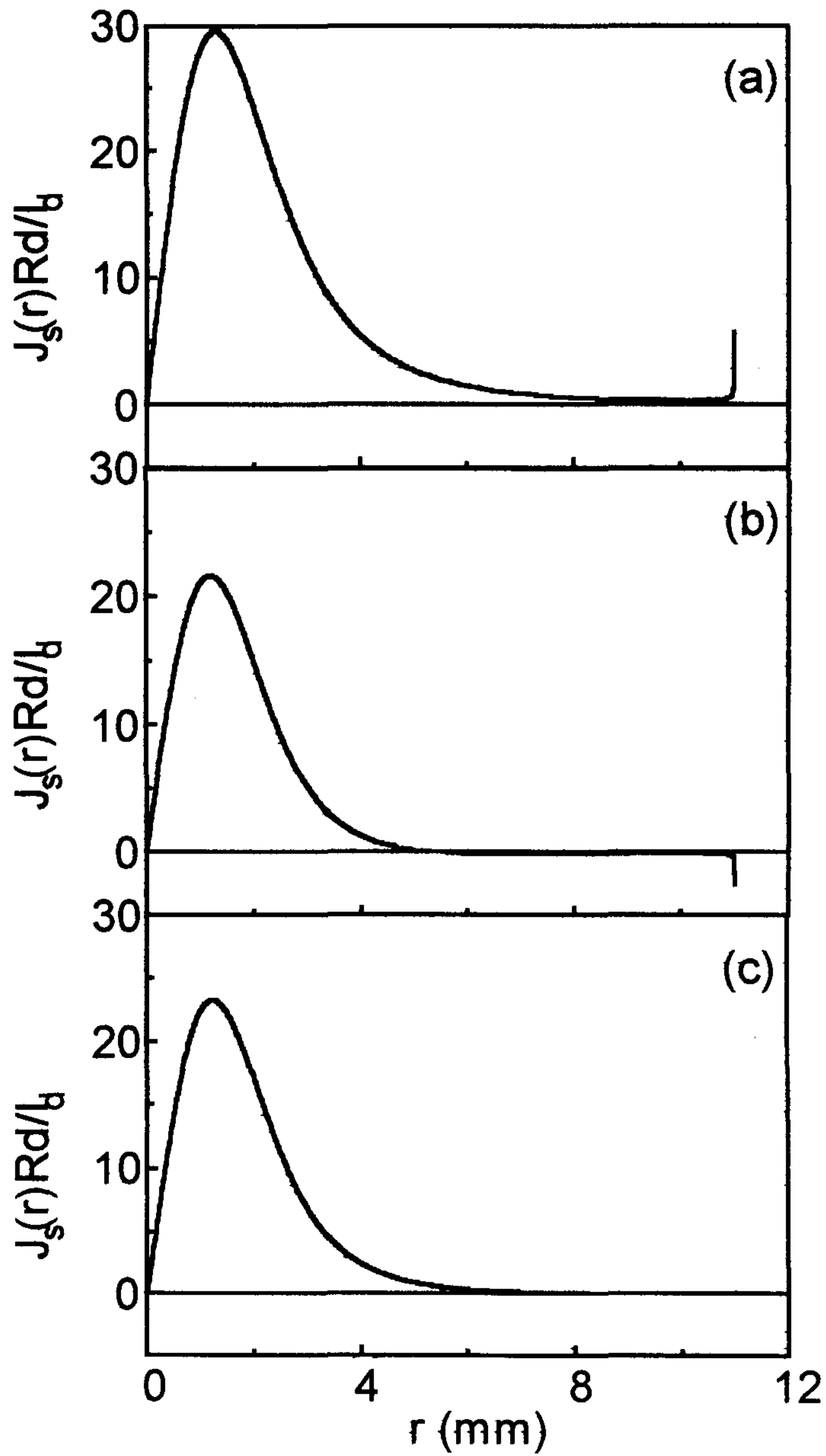


그림 6-2. 쌍극자(a), 사중극자(b), 그리고 최적의 비균형구동코일(c)에 대한 $J_s(r)$ 의 분포. (c)에서 $J_s(r)$ 은 박막의 가장자리에서 사라짐을 알 수 있다. (박막의 지름 $R = 11\text{mm}$, $\lambda = 2000\text{\AA}$, 박막 두께 $d = 1000\text{\AA}$.)

를 측정하다보면 박막의 가장자리가 가장 먼저 J_c 에 도달하는 경우가 생길 수 있으며, 이 경우 측정되는 J_c 값은 박막의 중심부근의 J_c 와는 무관하다는 문제점이 있다.

그림 (b)의 경우는 사중극자(quadrupole) 구동코일을 사용할 때의 계산결과이다⁽⁶⁻²⁻⁵⁾. J_s 의 분포가 (a)보다는 더 국소화(localized) 되었으나 여전히 박막의 가장자리에서 J_s 가 밀집함을 알 수 있으며, (a) 경우와는 달리 가장자리 J_s 는 구동코일 바로 밑의 J_s 의 방향과 반대방향으로 흐른다. 여기서 가장자리 J_s 는 (a) 경우보다는 감소했음을 알 수 있다. 사중극자 코일은 두 개의 쌍극자 코일을 코일의 감긴 방향이 서로 반대가 되도록 같은 축 상에 배치시킨 것과 동일하며, 실제로 제작할 때는 구동코일을 위와 아래의 두 절로 분리하고 위아래 절에 감는 횟수를 동일하게 하되 서로 반대방향으로 감는다. 여기서, 코일 한 절의 높이는 1mm, 한 절에 감긴 회수는 60회이다. 그림(c)는 박막의 가장자리에서 J_s 가 영이 되도록 구동코일을 비균형 형태로 감아서 배치했을 때의 계산결과이다⁽⁶⁻²⁻⁶⁾. (c)의 비균형구동코일(unbalanced drive coil)은 아래 절에 60회, 위 절에 반대방향으로 45회 감았다. 이는 그림 (a)와 (b)에서 보듯이 박막의 가장자리에서 집중된 J_s 가 방향이 서로 반대이므로 구동코일이 (a)와 (b)의 중간쯤일 때 박막의 가장자리의 J_s 가 영이 되는 적정선이 있음을 알 수 있다. 다시 말하면 이것은 구동코일의 쌍극자와 사중극자 성분이 적정한 비율로 배합되도록 구동코일의 감는 횟수를 결정하는 것과 같다. 박막의 크기, 박막과 구동코일 사이의 간격과 같은 기하적 환경이 변하면, 박막의 가장자리 J_s 가 영이 되도록 하는, 구동코일에서 쌍극자 성분과 사중극자 성분의 최적 배합비율 또한 이에 따라 달라질 수 있다. 이와 같이, 최적의 비균형구동코일을 도입하여 박막의 가장자리에서 J_s 가 영이 되게 만듦으로써, J_c 측정에서 박막의 가장자리가 먼저 상전이를 일으켜 J_c 의 측정을 방해하는 것을 배제시킬 수 있고 박막의 가장자리를 포함한 박막의 모든 부분의 J_c 를 제대로 측정할 수 있

게 된다.

박막 가장자리에서 J_s 가 영이 되도록 만드는 작업이 가져다주는 다른 하나의 이점으로서, 박막의 자기적 침투깊이 λ 의 절대값을 알 수 있을 정도로 측정이 정확해질 수 있다는 것을 들 수 있다.

3. 자기적 침투깊이 측정에서 개선점

가. 납/YBCO 이층구조

박막이 무한히 크다면, 쌍코일 방법은 이상적이겠지만, 실제로 박막의 크기가 한정되어있고, 이에 따른 박막의 가장자리 효과(edge effect)가 J_c 측정 외에도 λ 의 측정에 커다란 장애가 된다. λ 의 측정에 있어서 가장자리효과가 갖는 문제점으로는 구동코일에서 형성된 자기장이 박막의 가장자리를 돌아 검출코일로 들어가는 것을 막을 수 없고, 그것의 정량적인 분석이 어렵다는데 있다.

그림 1의 개략도에서 YBCO박막은 측정코자하는 샘플이고, 여기에 두께가 약 $1\mu\text{m}$ 되는 같은 크기의 납박막을 포개었다⁽⁶⁻²⁻⁶⁾. 납박막의 전이온도 7.2K 보다 낮은 온도에서는 자기장은 납박막에 의해서 완전히 차단된다. 이것은 $1\mu\text{m}$ 두께의 초전도 납박막은 납의 $\lambda(=370\text{\AA})$ 보다 훨씬 크기 때문이다. 반면, 납박막의 전이온도 보다 높은 온도에서 $1\mu\text{m}$ 두께의 납박막은 너무 얇기 때문에 자기장에 거의 영향을 끼치지 않는다. 그림 3는 상호인덕턴스 M 을 온도를 변화시켜가면서 측정한 데이터이다. 여기서 사용한 검출코일은 단순 쌍극자 코일로서 안지름과 바깥지름은 구동코일과 동일하고 감긴 회수는 105회이다. 납박막의 상전이 때문에 7.2K에서 M 에 계단 모양의 변화가 나타나 있다. 계단의 하단 M_0 은 측정된 M 의 기저부(baseline)로서, 자기장의 투과가 완전히 차단되었으므로, 박막의 가장자리를 돌아가는 자기장에 의한 상호인덕턴스를 나타낸다. 따라서, 계단의 높이 $M-M_0$ 가 YBCO박막을 투과하는 자기장에 의한 상호인덕턴스를 가리킨다.

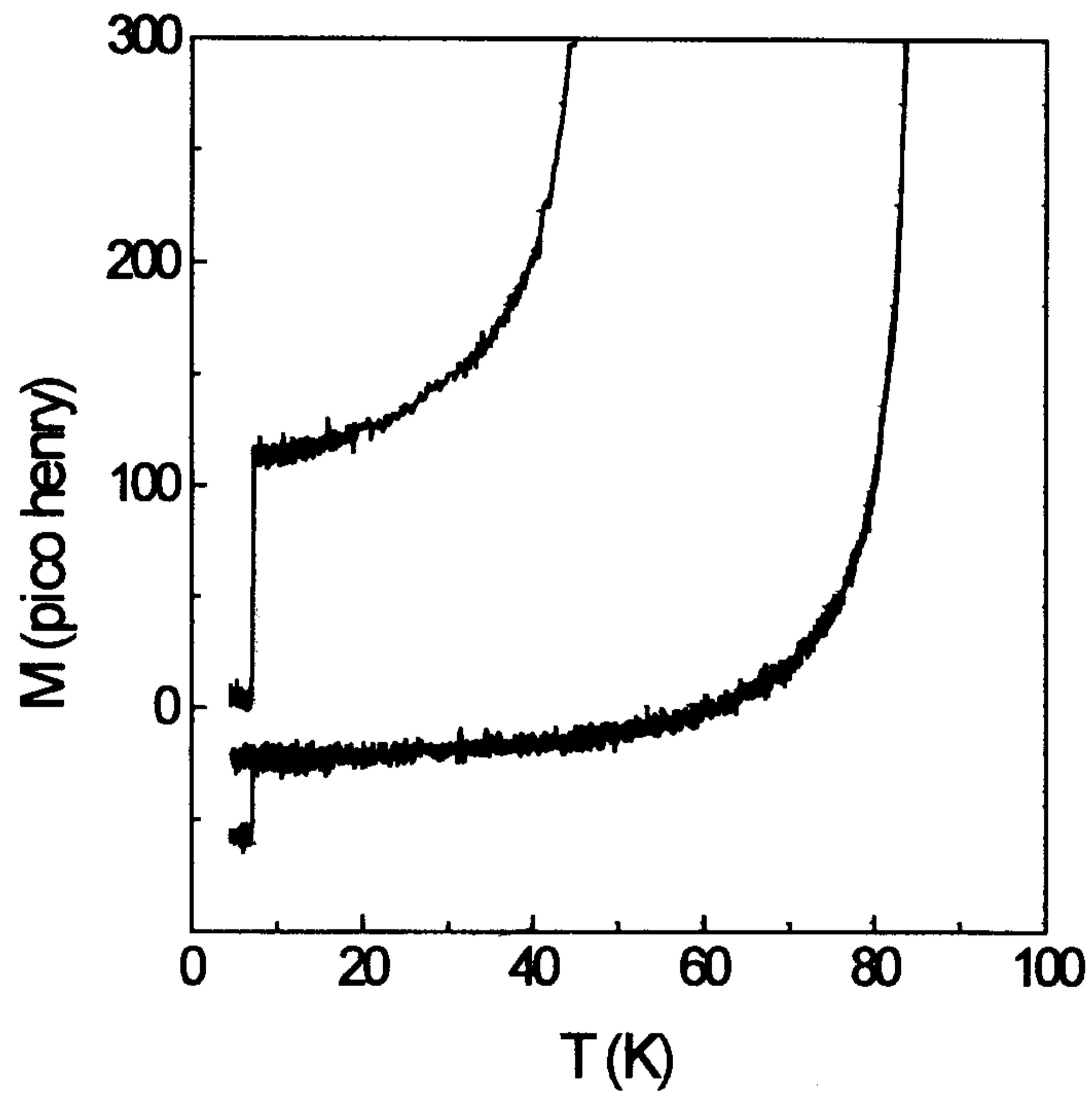


그림 6-3. YBCO박막/납박막 이층구조에서 온도 변화에 따른 상호인덕턴스 M.

이러한 납/YBCO 이층구조를 이용하면, 구동코일과 검출코일에 연결된 전선 사이에 발생하는 기생적 결합 또한 배제할 수 있다는 이점이 있다. 그림 3에서 높은 T_c 에 해당하는 곡선은 산소농도를 감소시키지 않은 YBCO 박막에 대한 측정데이터이며, 여기에는 납박막을 제거하고 YBCO박막만 놓고서 측정한 데이터도 겹쳐져 있는데, 납박막의 영향이 7.2K 이상에서는 무시할 만하다는 것을 보여주고 있다. 다른 곡선은 산소농도를 감소시킨 박막에 대한 데이터이며 T_c 가 낮음을 알 수 있으며, 이 곡선의 경우 7.2K에서 계단 높이 $M-M_0$ 가 앞의 곡선에서 보다 더 큼을 알 수 있다.

$M-M_0$ 를 λ 로 변환시키기 위한 작업으로 우선 무한히 큰 박막의 상호인덕턴스 M_∞ 부터 언급하면, 관계식은 다음과 같이 표시된다^(6-2-5 ~ 7).

$$M_\infty = \frac{M_e}{\cosh\left(\frac{d}{\lambda}\right) + \frac{R_{eff}}{2\lambda} \sinh\left(\frac{d}{\lambda}\right)} \quad (6-1)$$

여기서, M_e 는 박막이 초전도 상태가 아닐 때의 상호인덕턴스이고, R_{eff} 는 유효 반경으로서 대략 구동코일 크기 정도인 양이다. 그림 4의 실선은 M_∞ 을 나타내고, 점선은 $2M_e\lambda^2/R_{eff}d$ 를 나타낸다. 무한히 큰 박막에서는 박막의 가장자리를 돌아가는 자기장은 없으므로 M_∞ 는 순전히 박막을 투과한 자기장에 의한 것이다. 유한한 박막의 경우는 박막이 커질수록 M_0 은 영에 접근한다. 무한히 큰 박막과 유한한 박막 사이의 차이는 주로 유한한 박막의 가장자리에서 J_s 가 밀집하는 것에서 찾을 수 있다. 그 외에는 $J_s(r)$ 의 분포가 양자 사이에 매우 비슷하다. 따라서, 유한한 크기의 박막에서 상호인덕턴스 $M-M_0$ 은 박막의 가장자리에서 J_s 가 영이면, 무한히 큰 박막의 상호인덕턴스인 M_∞ 과 거의 비슷하다. $M-M_0$ 과 λ 사이의 변환관계식 또한 비균형구동코일 사용으로 보다 정확해졌다고 할 수 있다.

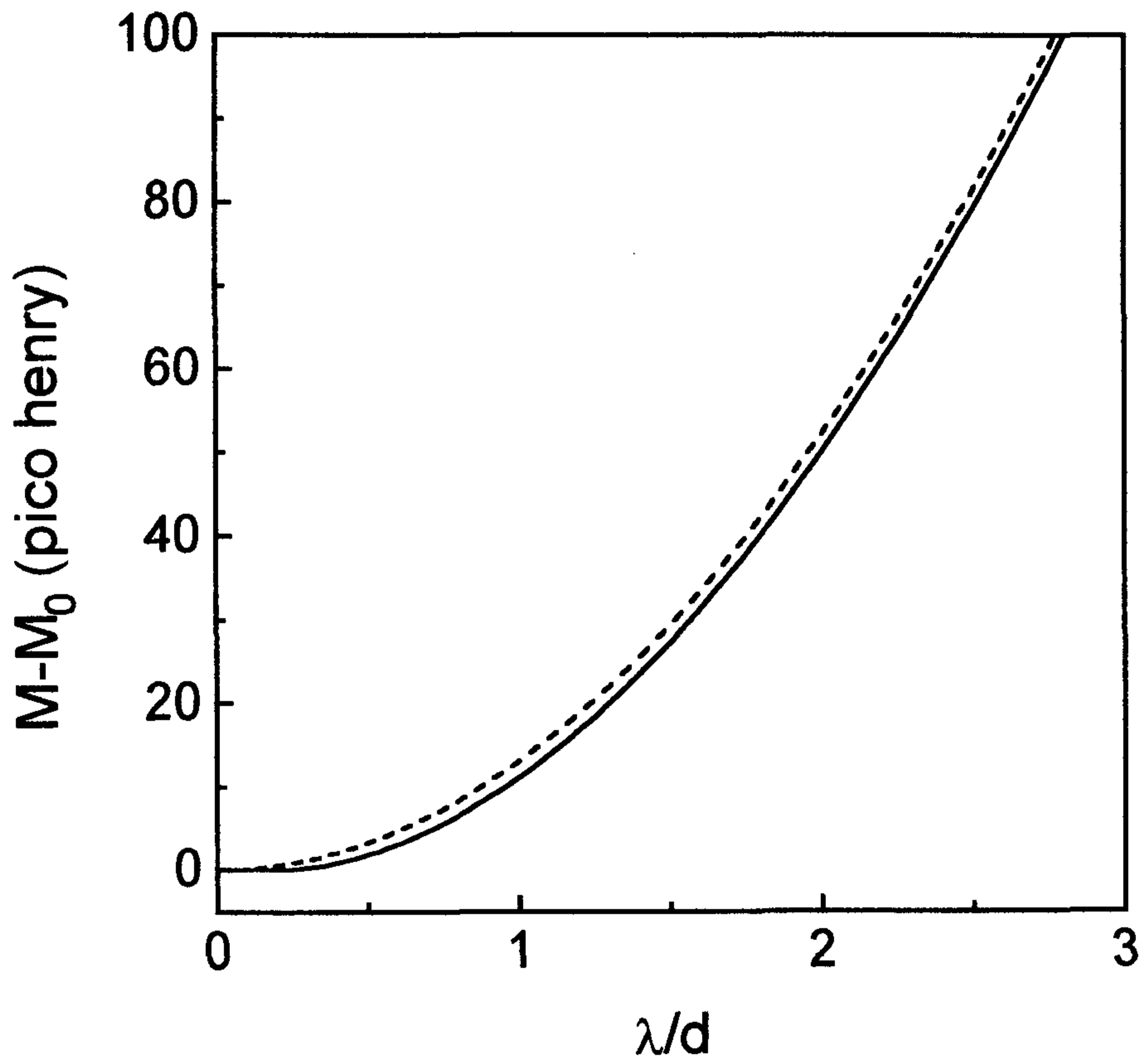


그림 6-4. 상호인덕턴스에서 λ/d 의 함수로서 계단 높이 $M-M_0$ (실선: 식 6-1, 점선: $M_e\lambda^2/dR$ 대 λ).

나. 측정 오차의 최소화

납/YBCO 이층구조를 도입해 측정된 상호인덕턴스 M 에서 초전도 박막을 투과하는 자기장에 의한 성분 $M-M_0$ 과 박막의 가장자리를 돌아가는 자기장에 의한 성분 M_0 을 분리할 수 있었다. 그러나, 박막이 구동코일에 비해 아주 크지 않으면, 박막의 가장자리를 돌아서 검출코일에 들어가는 자속(magnetic flux)은 구동코일과 박막의 가장자리 사이 거리의 변화와 같은 기하적 환경에 매우 민감하게 의존한다. 따라서, 기하적 오차에 대응하는 $M-M_0$ 의 오차는 여전히 크기 때문에 납/YBCO 이층구조 자체로는 λ 의 절대값 측정에 도움이 안된다. 박막을 장착시킬 때 정밀한 작업을 하는 등, 기하적 정밀도를 향상시키는 것도 박막의 가장자리는 막질이 좋지 않고, 모양도 정확하지 않는 등, 박막의 크기 자체가 오차를 가지고 있기 때문에 큰 효과는 없을 것이다. 그러므로, 쌍코일 방법으로 λ 의 절대값 측정을 하기 위해서는 아주 큰 박막을 사용해야한다. 박막의 크기가 충분히 크지 않을 경우 최선책은 박막의 가장자리에서 J_s 가 영이 되도록 하는 일이다.

박막 가장자리 전류가 영일 때, London 공식 $B_z = \partial A_\phi / \partial r = -\mu_0 \lambda^2 \partial J_s / \partial r$ 에서 알 수 있듯이 자기장은 초전도박막에 평행하다. 자기장이 박막에 평행할 때 박막을 자력선(magnetic field line) 방향에 평행하게 약간 이동하더라도 자력선의 분포에 영향을 미치지 않는다. 초전도 박막이 장착된 쌍코일 구조의 경우 자력선이 박막의 가장자리 부근에서 박막에 평행하다면, 박막이 자력선 방향으로 약간 이동해도 코일간의 상호인덕턴스는 변하지 않을 것이다. 즉, 박막 크기의 오차와 코일의 중심축에 대해 수직방향으로 박막 위치가 갖는 약간의 오차에 대해 민감하지 않을 것이다. M 의 측정에 있어서, 코일의 중심축에 수직방향에 대한 기하적 오차 내지는 박막 크기의 오차는 M 에 전파하지 않으므로, 오직 축방향에 대한 정밀도만 주의하면 될 것이다. 축방향의 정밀도는 향상시키기가 비교적 쉬우므로, 비

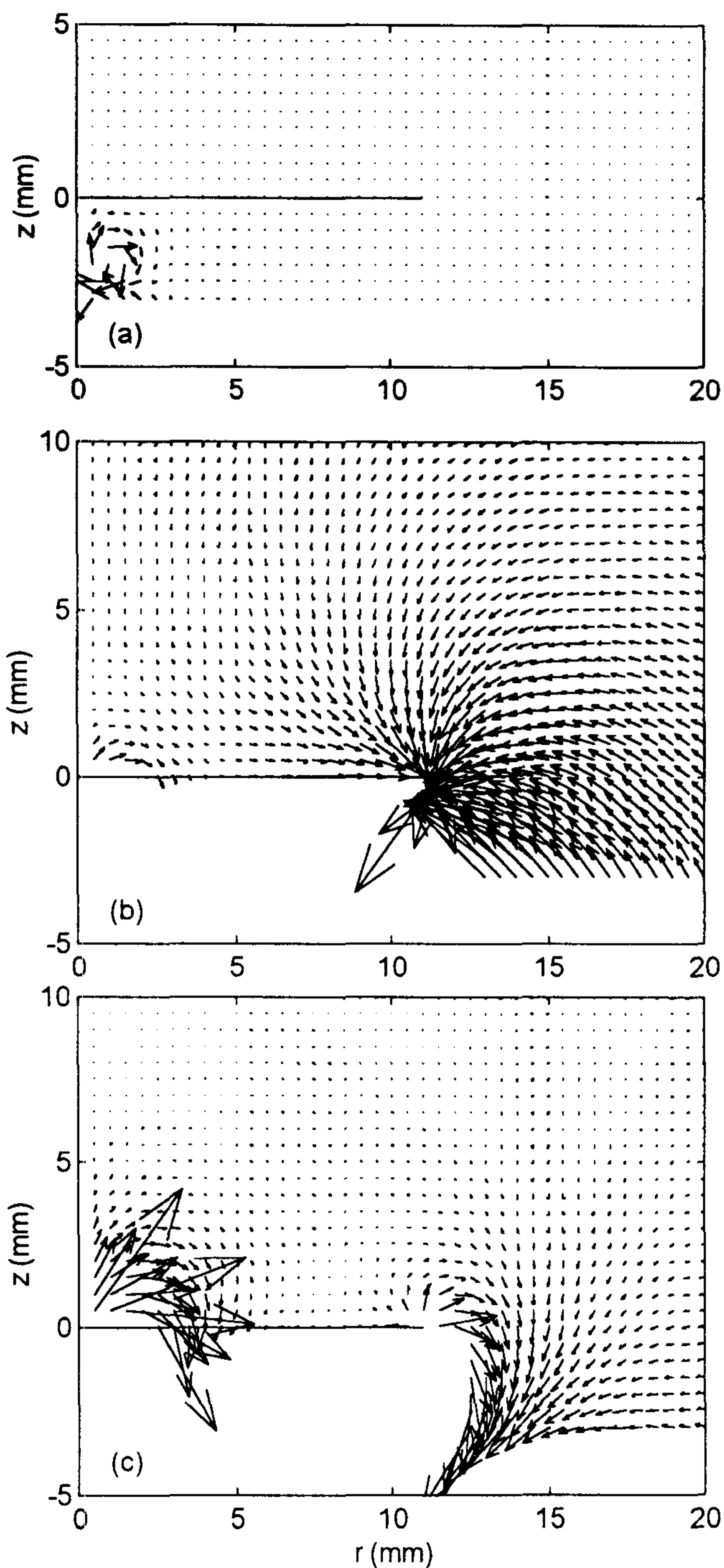


그림 6-5. (a) 사중극자 구동코일에 의한 자기장의 분포($z < 0$)와 박막($z = 0$). (b) (a)의 동일한 자기장을 확대한 그림. (c) 최적의 비균형구동코일에 의한 자기장을 (b)에서 보다 10배정도 확대한 그림.

균형구동코일의 사용은 결과적으로 M측정의 정확도를 향상시킬 것이며, 그 정도도 λ 의 절대값을 알 수 있을 만큼이 될 것이다.

그림 5에는 박막 주위에 분포된 자기장의 측면도를 표시하였다. 그림 5의 (a), (b)는 그림 2의(b)와 동일한 변수가 입력되었고, 그림 5의 (c)는 그림 2의 (c)에 해당한다. 반경 11mm인 박막은 $z=0$ 에 놓인 선분으로 표시하였고, 구동코일은 선분의 밑에 위치한다. 그림 (a)에는 구동코일 주변의 자기장이 회전하는 분포를 갖는 화살표로 표시되어있다. 그림 (b)는 (a)의 화살표(자기장)를 약 2천배 확대한 그림이다. 그림의 명확성을 위해 박막 밑의 화살표는 제거하였다. 그림 (c)는 비균형구동코일에 대한 분포로서, 그림 (b) 보다는 화살표가 10배정도 확대되었다. 박막의 가장자리 부근의 자기장의 크기와 방향을 (b)와 (c)에서 비교하면 명백한 차이를 볼 수 있는데, 최적으로 감긴 비균형구동코일 경우 박막의 가장자리에서 자기장이 박막에 평행함을 알 수 있다.

그림 6과 7은 각각 박막의 반경 R와 박막과 구동코일 밑면 사이 거리 h에 대한 M의 의존도를 $\lambda = 2000 \text{ \AA}$ 에서 앞의 3종류의 구동코일에 대해서 나타내었다. 예상한대로, 그림 6에서 M은 최적의 비균형구동코일 경우 $R > 10\text{mm}$ 인 영역에서 R에 무관한 것으로 나타났다. 그림 6에 의하면, 쌍극자, 사중극자 구동코일의 경우 $h = 1.6\text{mm}$ 로 고정시켜놓고, R의 변화가, 즉, 오차가 0.5mm일 때 각각에 대해 M은 약 10pH, 20pH의 오차를 갖는다. 그림 7에 의하면, h의 변화에 대해서는 구동코일의 종류에 관계없이 비슷한 의존성을 갖는다. 그림 7에서 $R = 11\text{mm}$ 에서 h의 오차가 0.2mm일 때 (실제로 이것보다는 더 정밀할 수 있음.), M은 약 5pH(pico henry)의 오차를 갖는다. 그러므로 전반적인 측정오차에는 최적의 비균형구동코일을 사용할 경우 h만의 오차가 영향을 미친다고 하겠다. 여기서, M 값을 수치해석적으로 계산할 때 발생하는 오차(numerical error)에 대한 경향을 파악하기 위해서 박막을 동심원으로 나눌 때 동심원의 개수 N에 대

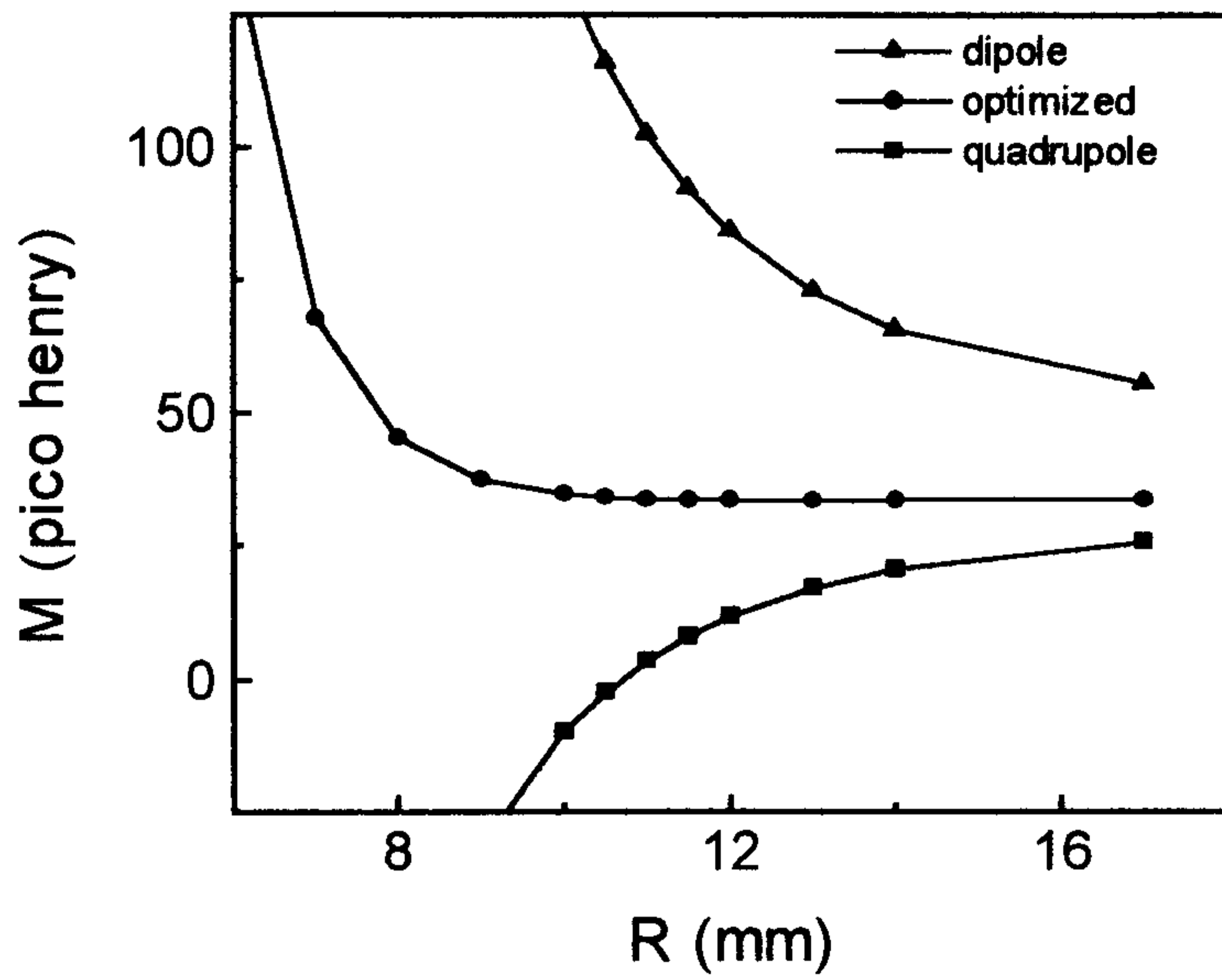


그림 6-6. 박막의 크기에 대한 상호인덕턴스 M 의 의존도.

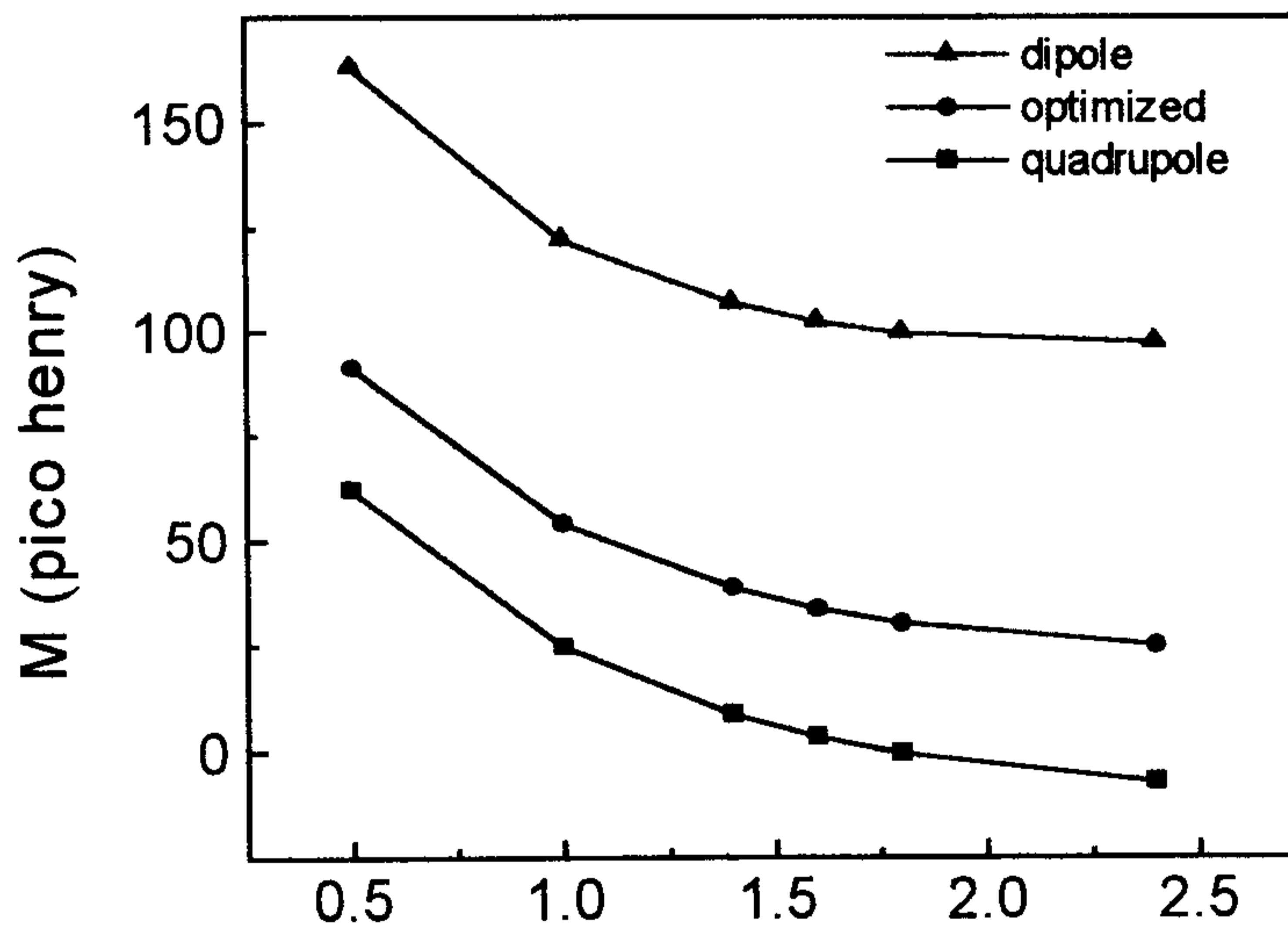


그림 6-7. h 에 대한 M 의 의존도.

한 M값의 변화 추세를 $1/N$ 에 대하여 그림 8에 표시했고, $N=200, 300, 400, 800, 1600, 4000$ 일 때 결과로부터 M값은 $1/N$ 에 선형적으로 변화함을 확인할 수 있었다. 이런 추세는 무한히 많은 동심원으로 나누었을 때($N \rightarrow \infty$)에도 유지된다고 볼 수 있으므로, 그림 8의 절편은 M의 정확한 값이라고 할 수 있다.

$h = 1.6\text{mm}$ 일 때, $\lambda = 1000\text{\AA}$ 에 해당하는 M은 비균형구동코일, 사중극자 구동코일, 쌍극자 구동코일 각각의 경우 8pH, -18pH, 66pH이다. $\lambda = 2000\text{\AA}$ 일 때, M은 각각 34pH, 3pH, 103pH이다. 그러므로 λ 가 1000Å에서 2000Å 만큼 변할 때 그에 대응하는 M의 변화는 각각 26pH, 21pH, 37pH이다. 측정에 의한 M의 오차가 각각 5pH, 10pH, 20pH이면, λ 에 전파되는 오차는 $\lambda = 2000\text{\AA}$ 에서 같은 순서로 100Å, 250Å, 250Å일 것이다. 여기서, 비균형구동코일 경우의 100Å도 h의 정밀도를 높임으로써 더욱 개선될 수 있다.

제 3 절 양면 박막의 측정법

마이크로파 필터의 손실을 더욱 줄이기 위해 ground plane에도 초전도 박막을 주로 사용하는데, 이를 위해서는 초전도양면박막이 필요하다. 초전도양면박막 측정에 있어서, 양면박막 위아래 박막층 각각에 유도되는 차폐전류는 서로 영향을 주지 않을까, 박막 각각의 T_c, J_c, λ 가 서로 섞이지 않고 검출코일에 나타날 수 있을까, 아니면 섞이더라도 서로 분리시킬 방법은 없을까 하는 문제가 나타난다. 이 문제는 직관적으로 자명하지 않으므로 정량적으로 풀 필요가 있다.

양면박막에 대한 전자기적 모델은 다음 적분방정식 형태의 London 공식을 가지고 충실하게 설명할 수 있다.

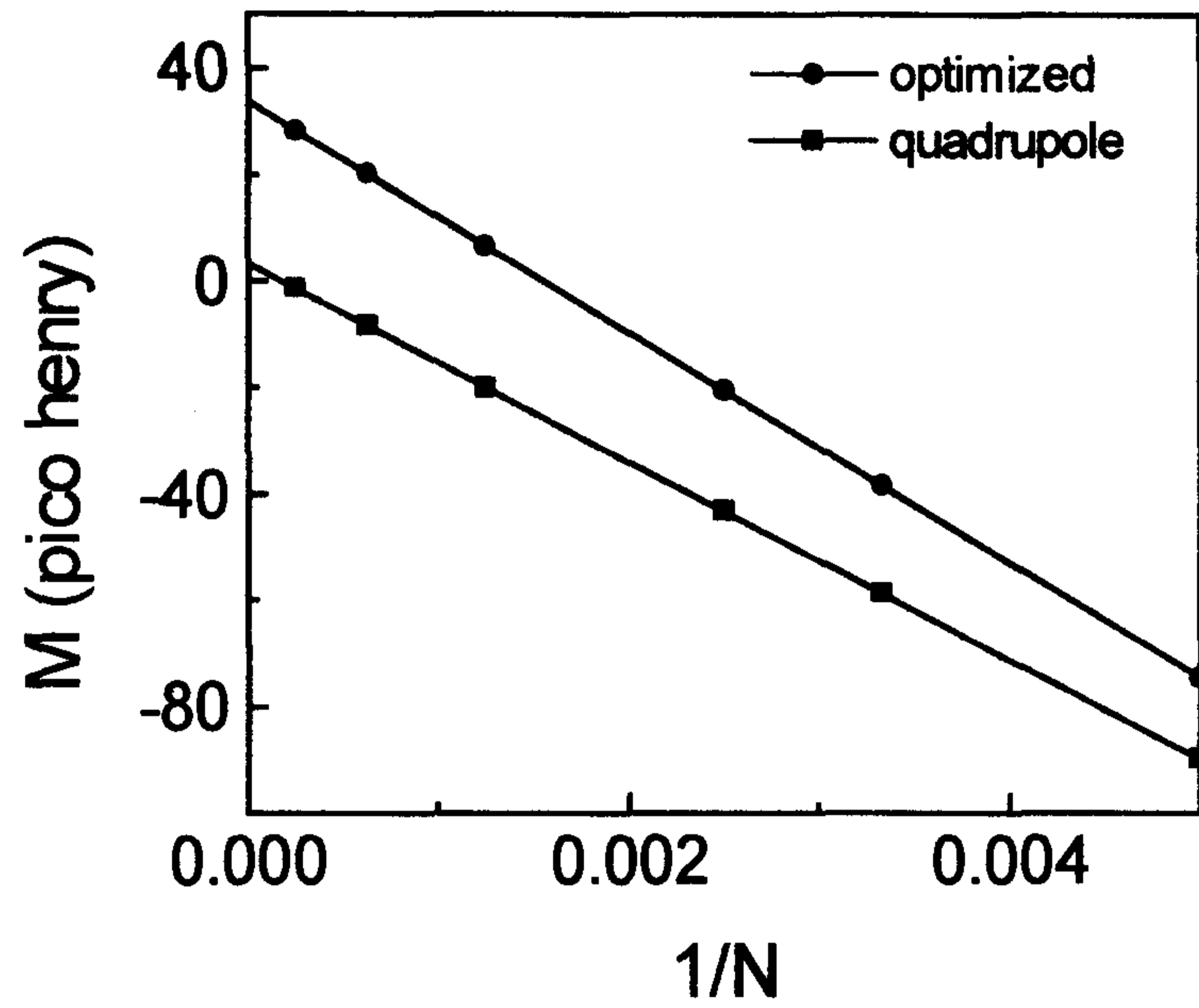


그림 6-8. $1/N$ 에 대한 M 의 선형적 의존도.

$$\lambda_i^2 J_s(r_i) = -A_{ext}(r_i) - \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{J_s(r_1')}{|r_i - r_1'|} dr_1' - \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{J_s(r_2')}{|r_i - r_2'|} dr_2',$$

$i = 1, 2$ (6-2)

여기서, $i = 1, 2$ 는 각각 위와 아래 박막층을 가리킨다. $A_{ext}(r_i)$ 는 i 번째 박막층에서 외부 벡터포텐셜(external vector potential)으로서 구동코일에 의해 생긴 양이다. 식 2를 실제 크기에 대응하는 변수를 입력시키고 수치 해석적으로 풀기 위해서 각 박막층을 1600개의 동심원으로 나눔으로서 적분방정식을 3200개의 $J_s(r_i)$ 를 성분으로 갖는 벡터에 대해 푸는 행렬식으로 대체시켰다. 양면박막은 11mm 반경과 1000Å 두께를 갖는 두개의 박막으로서 구성되어있고, 위아래 박막층 사이의 거리는 흔히 박막을 입히는 기판으로 사용하는 $LaAlO_3$ 기판의 두께를 따라서 0.5mm로 잡았다. 문제를 간단히 분석하기 위해서 구동코일과 검출코일 모두 60회 감긴 단순 쌍극자 코일로 잡았고, 구동코일의 위치는 박막으로부터 1.6mm 위에 잡았다.

시뮬레이션 결과는 그림 9와 같이 $J_s(r_2)$ (아래 박막층)가 박막 가장 자리를 제외하고는 거의 영인 것으로 나타났다. 그림 10은 $J_s(r_2)$ 를 확대한 것으로서 크기는 $J_s(r_1)$ 에 비해 수천 분의 일이지만 모양은 $J_s(r_1)$ 와 닮았다는 것을 알 수 있다. 이것은 한면짜리 박막에서처럼, 위 박막에 의해 대부분의 자기장이 차폐되었고 아래 박막에 차폐전류를 일으킬 자기장이 얼마 남지 않았음을 나타낸다. 여기서, 위아래 박막층 간격이 0.5mm이라는 것이 중요한 변수가 됨을 알 수 있다. 현재의 알고리즘(algorithm)은 두 박막층 사이 간격이 작으면, 사용할 수 없는 문제점이 있다. 이는 singularity를 처리하기 위해서 너무 많은 동심원을 사용해야 하기 때문이다. 만약 두 박막층이 붙은 경우(간격이 영일 때), $J_s(r_i)$ 는 두께 방향으로 λ 를 특성거리로 하여 지수적으로 감소하는 것은 상식적으로 알 수 있으며, 박막층 두께가 λ 보다 많이 작으면 $J_s(r_1)$ 와 $J_s(r_2)$ 의 크기는 거의 동일하다.

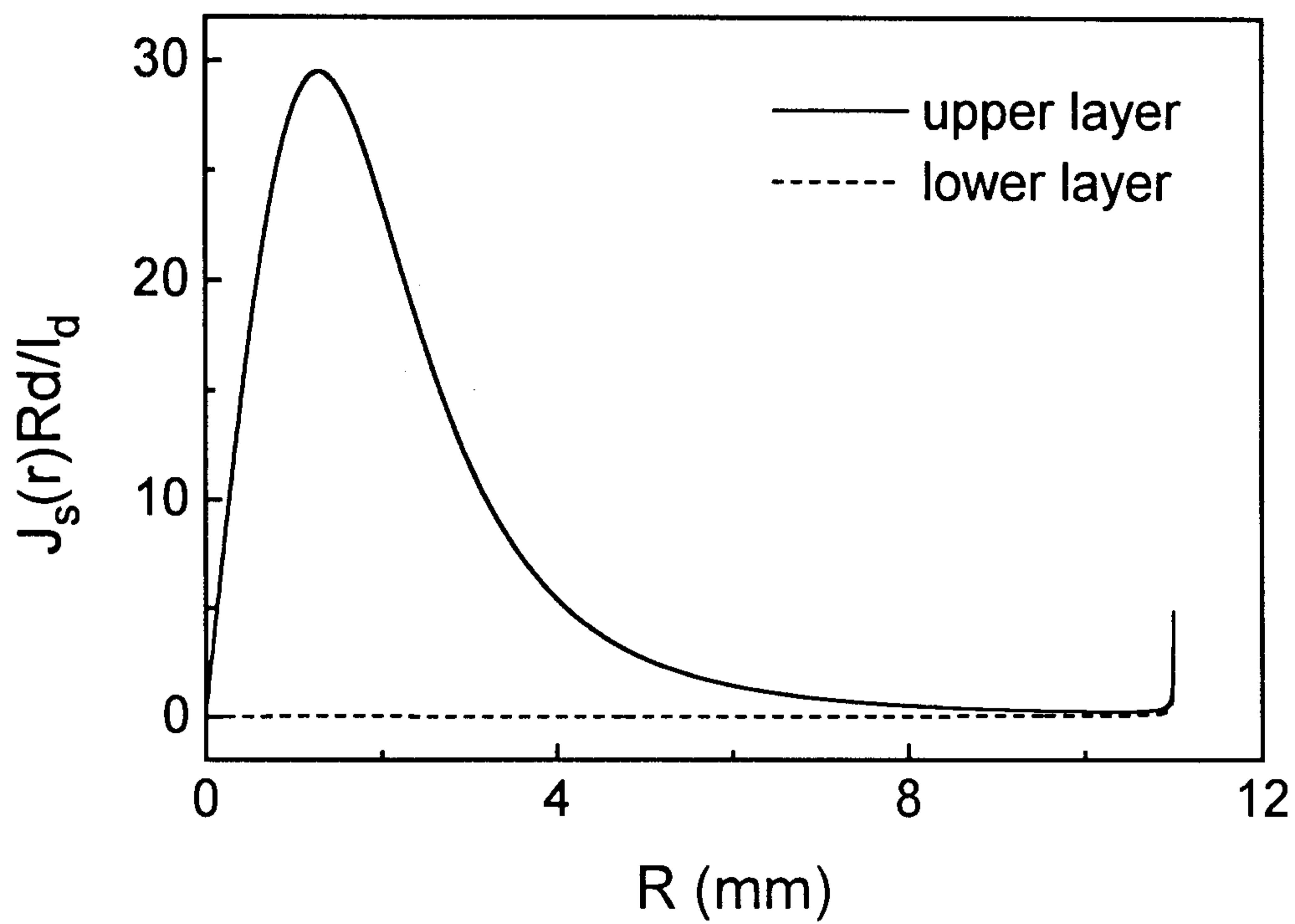


그림 6-9. 양면박막에 대한 J_s 의 분포

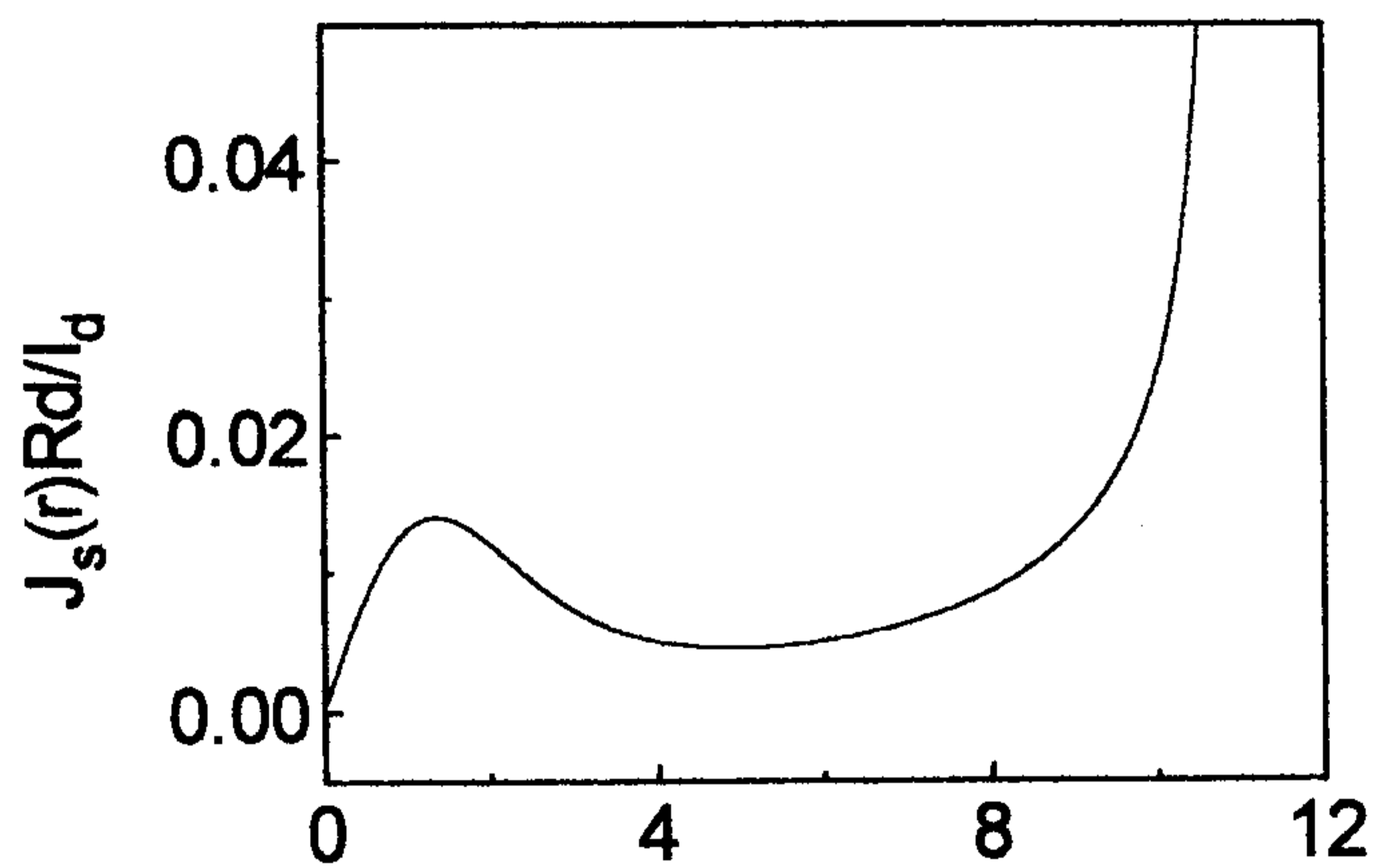


그림 6-10. 그림 9에 표시된 J_s 보다 약 1000배정도 확대한 아래 박막층 J_s 의 분포.

그림 11 (a)은 구동코일과 검출코일이 박막을 사이에 두고 마주보고 있는 구조일 때 상호인덕턴스를 계산한 결과이다. 여기서 검출코일과 박막 사이는 1.2mm 간격이 있다. 삼각형은 $\lambda_1 = \lambda_2$ 일 때 M을 나타내고, 사각형과 동그라미는 각각 $\lambda_2 = 2000 \text{ \AA}$ 와 $\lambda_1 = 2000 \text{ \AA}$ 일 때 M을 표시한다. 이와 같이 코일이 배치되면 검출코일에서 측정하는 M은 위아래 박막층 모두 얼마만큼 자기장을 투과하는가에 달려있다. 동그라미가 나타내듯이, M은 아래 박막층에 의해 더 제한된다.

구동코일과 검출코일 모두 박막의 상단에 배치되었을 때 결과가 그림 (b)에 표시되었다. 이때 M은, 동그라미가($\lambda_1 = 2000 \text{ \AA}$) 표시하듯이, λ_2 에 대하여 무관하다. 사각형과 삼각형은 포물곡선에 포개짐을 알 수 있다. 한면짜리 박막도 이 곡선과 동일한 결과를 가져다주는 것을 확인했다. 따라서, 아래 박막층은 λ_1 이 너무 크지 않는 한, 검출코일의 M에는 영향을 전혀 주지 않음을 알 수 있다. 양면 박막을 뒤집어서 다시 측정하면, 아래 박막층에 대한 측정만을 하는 것이 된다. 이러한 두 번의 측정으로 한 번에 양면박막의 한 박막층씩 측정할 수 있다.

초전도양면박막의 측정할 때는 구동코일과 검출코일을 박막을 사이에 두고 박막의 양쪽에 배치시키는 대신, 박막의 한쪽으로 몰아서 배치시키는 것이 더 유리함을 알 수 있다. 이때 고려해야할 것이 상호인덕턴스의 기저부가 매우 크다는 것이고, 이것을 감소시키는 작업이 필요하다. 그림 (b)에 보듯이, M은 $3.92 \mu\text{H}$ 보다 크고 박막이 초전도 상태가 아닐 때 M은 약 $4 \mu\text{H}$ 이므로, 상호인덕턴스의 배경 자체가 $3.92 \mu\text{H}$ 정도 된다. 실제 측정에서는 인덕터(inductor)를 회로에 집어넣어서 상호인덕턴스 배경을 상쇄시킴으로써 측정의 분해능을 증가시킬 수 있다. 여기에 납/YBCO 이층구조와 비균형구동코일을 적용하면 박막층 각각에 대한 λ 의 절대값을 구할 수 있다.

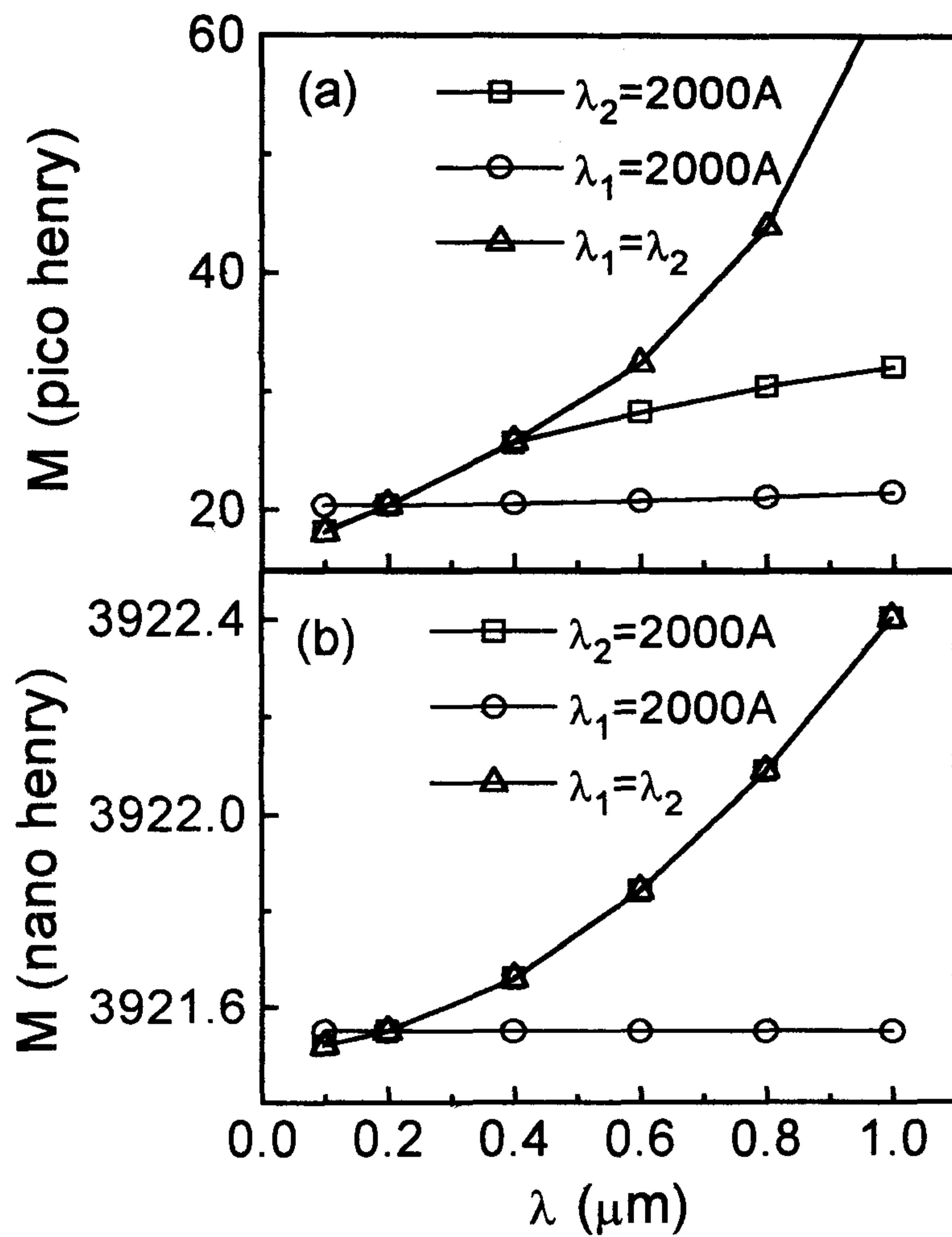


그림 6-11. 구동코일과 검출코일이 양면박막의 양쪽에 위치할 때(a)와 한쪽에 위치할 때(b)의 M .

제 4 절 요약

현재 고온초전도박막을 사용한 마이크로파 필터의 응용이 현실화되고 있고, 이에 따른 고온초전도박막의 품질 선별 작업에 필요한 측정장치로서 T_c , J_c , λ 을 측정할 수 있는 쌍코일 방법 측정장치에 대한 세부적인 연구작업을 했고, 기존의 쌍코일 방법의 문제점이라 할 수 있는 초전도 박막의 가장자리 효과를 최소화하는 다음 두 가지 방법을 제시하였다.

1. 최적의 비균형구동코일을 도입하여 박막의 가장자리에서 밀집하는 차폐 전류를 영으로 만들 수 있었다. 이것의 결과로, J_c 측정 시에 박막의 가장자리에서 가장 먼저 상전이가 일어남으로써 박막 중심 부분의 J_c 를 측정할 수 없는 경우를 배제하였고, λ 의 측정에 있어서 박막의 크기의 오차와 코일과 박막의 위치의 오차 같은 기하적인 오차가 측정된 상호인덕턴스의 오차로 전파하는 것을 최소화함으로써 λ 의 절대값을 구하는데 도움을 주었다.
2. 납/YBCO 이층구조를 도입함으로써 측정된 상호인덕턴스의 기저부를 별도의 calibration이 없이도 확인할 수 있었다. 이것은 유한한 박막에서 구동코일에서 형성되어 박막의 가장자리를 돌아서 검출코일로 들어가는 자기장이 기여하는 부분인데, 이것을 박막을 투과하는 자기장에 의한 부분과 분리시킬 수 있었다.

초전도양면박막의 측정에서, 구동코일과 검출코일을 박막을 사이에 두고 박막의 양쪽에 배치시키는 대신, 박막의 한쪽으로 몰아서 배치시키는 것이 더 유리함을 알아내었다. 이럴 경우, 양면박막의 두 개의 박막층 중에 코일에 가까이 위치한 박막층만의 J_c , λ 을 측정할 수 있기 때문이다. 따라서, 한 번에 한 박막층씩 두 번의 측정으로 양면에 대한 정보를 각기 얻을 수 있다.

여 백

제 7 장 물 성 연 구

제 1 절 Crossed columnar defect에 의한 $YBa_2Cu_3O_x$ 박막의 수송특성 향상

1. 서 론

고온 초전도체의 mixed state에서의 vortex pinning은 이론적인 연구는 물론 실용화에 있어서도 매우 중요하다. 따라서 pinning을 강하게 하려는 많은 연구가 진행되었는데 중이온을 照射하여 columnar defect를 형성시키는 방법이 가장 효과적으로 알려져있다. Civale 등에 의해 처음으로 시도된 이후로 YBCO, BSCCO, TBCCO 등의 다양한 초전도체에서 columnar defect에 의한 pinning 효과가 point defect들에 의한 효과보다 월등히 증가되어 임계전류밀도 J_c 의 증가 및 irreversibility line의 고온 방향으로의 이동이 보고되었고 Nelson과 Vinokur는 이러한 현상을 Bose glass temperature 이하에서 vortex들이 columnar defect에 붙잡혀 있는 Bose glass phase의 형성으로 설명하였다⁽⁷⁻¹⁻¹⁻⁵⁾.

또한 최근에는 splayed columnar defect가 vortex entanglement를 통한 강한 pinning 효과를 나타내어 C축 방향의 parallel defect에 비해 자기장 하에서 수송 특성을 보다 향상시킬 수 있다는 주장이 Hwa 등에 의해 제시되었다⁽⁷⁻¹⁻⁶⁾. 그러나 그러한 효과는 YBCO 단결정과 BSCCO tape의 경우에는 관찰되었으나 TBCCO와 BSCCO 단결정에서는 parallel defect에 비해 특성 향상이 나타나지 않았다⁽⁷⁻¹⁻⁷⁻⁹⁾.

Krusin-Elbaum 등은 자기적 특성 측정을 통하여 YBCO 단결정의 경우 C축과 평행한 평면 내에서 $\pm 5^\circ$ 의 각도로 중이온을 照射한 경우에 가장 큰 persistent current가 측정되었으나 그보다 큰 각도에서는 자기장이 0에 가까운 경우 이외에는 parallel defect에 비해 thermal creep rate가 증가함

을 보고하였고 Hardy 등은 10° splayed defect에서 pinning 효과가 증가하고 고온, 저자장 영역에서는 더 큰 각도에서 pinning이 향상됨을 관측하였다^(7-1-9~10). 또한 magneto optics를 이용한 flux penetration을 측정함으로써 crossed columnar defect에 의하여 DBCO 단결정에서 pinning이 증가함을 Schuster 등이 발표하였다⁽⁷⁻¹⁻¹¹⁾.

본 연구에서는 C축에 평행한 parallel defect($\theta = 0^\circ$)와 여러 각도의 crossed columnar defect($\theta = \pm 10^\circ, \pm 20^\circ, \pm 40^\circ$)가 존재하는 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ 박막들에 대한 수송 특성을 측정하였다(그림 7-1-1 참조). 그 결과 측정이 이루어진 대부분의 H-T 평면상에서 $\theta = \pm 10^\circ$ 의 박막이 가장 큰 J_c 를 나타내었고 고온, 고자장의 일부 영역에서만 parallel defect 박막이 약간 높은 J_c 를 보였다. 온도-저항 곡선을 fitting하여 구할 수 있는 activation energy의 경우에도 자기장 H가 4T 보다 작은 경우에는 $\theta = \pm 10^\circ$ 일 때 최대가 되나 보다 큰 자기장에서는 $\theta = 0^\circ$ 일 때 가장 커서 J_c 측정과 부합하는 결과를 얻었다. 또한 crossed defect의 경사면에 대하여 전류의 방향이 평행한 경우와 수직인 경우의 J_c 를 각각 조사한 결과 뚜렷한 차이를 발견하지 못했다.

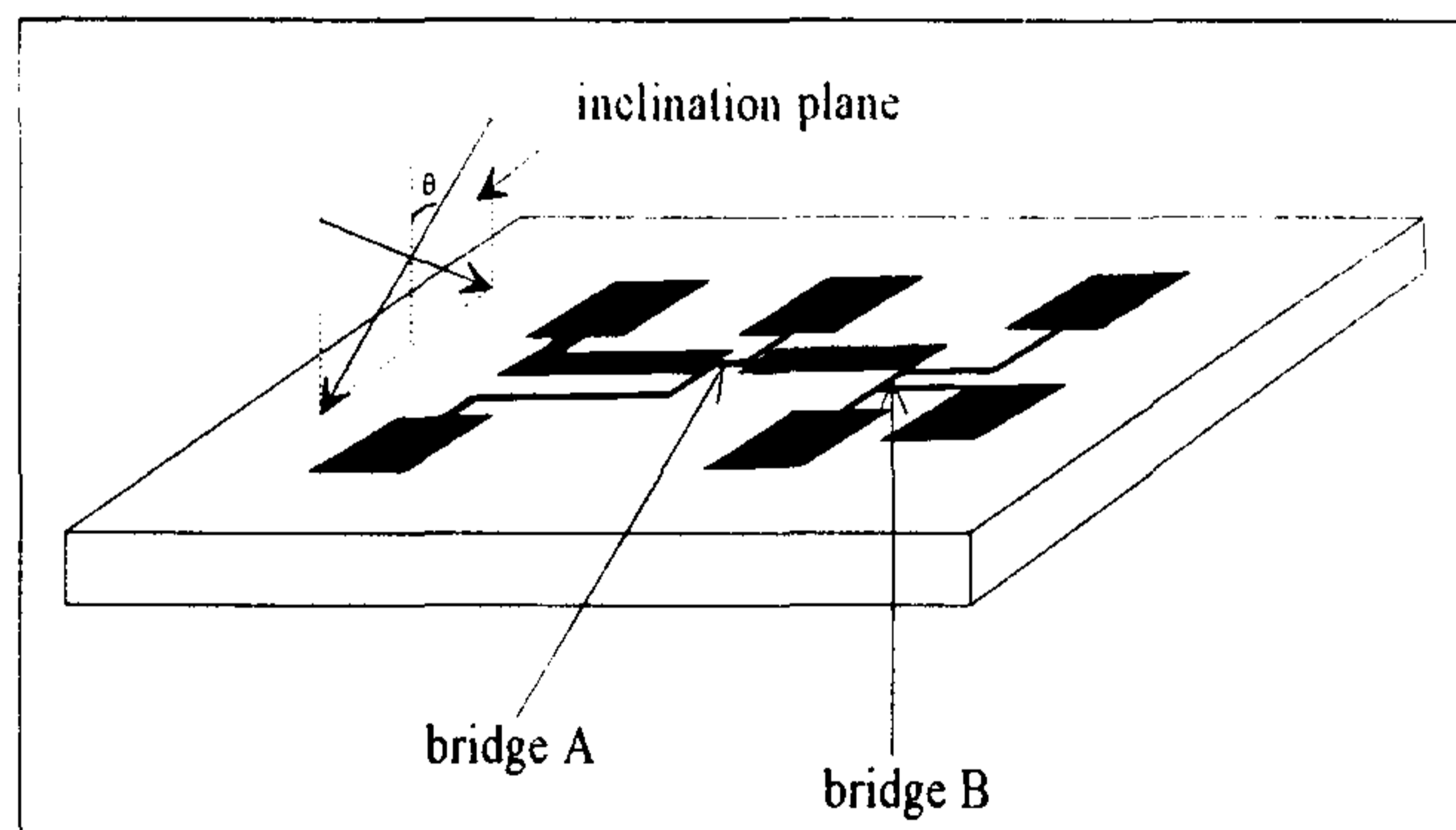


그림 7-1-1 패턴된 박막과 증이온 照射 방향. bridge A를 흐르는 전류는 defect의 경사면에 수직하고 bridge B에서는 평행하다.

2. 실험 방법

약 200nm 두께의 YBCO 박막을 LaAlO₃ 기판 위에 off-axis RF sputtering 방법으로 증착 하였다. 기판들을 회전하는 홀더의 동심원 상에 위치시켜 특성 변화를 최소화시킨 결과 시편간의 T_c 차이는 0.3K 이하였고 J_c의 차이도 77K, 1T의 자기장에서 최대 15%였으나 대부분의 시편은 10% 이내였다. 증착이 완료된 박막은 미국의 Argonne 국립연구소의 ATLAS 가속기를 사용하여 1.3-GeV U⁺⁶⁴ 이온을 照射하였고 照射하는 동안의 박막 온도는 0° C를 유지하였다. Crossed defect 형성은 박막을 $\theta = 10^\circ, 20^\circ, 40^\circ$ 의 경사면에 올려놓고 절반을 照射하고 반대쪽으로 돌려서 절반을 照射하는 방법으로 defect의 전체 밀도가 $5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$ 가 되게 하여 matching field $B_\phi \approx 1\text{T}$ 를 유지하였다. 따라서 θ 가 증가하면 이온의 궤적에 의한 defect의 총 부피는 parallel defect에 비하여 $\cos \theta^{-1}$ 의 비율로 증가한다. Lithography와 chemical etching을 이용하여 그림 7-1-1에 나타난 바와 같이 서로 수직하는 두개의 bridge 형태로 패턴 하였다. 따라서 bridge A를 흐르는 전류방향은 crossed defect의 경사면에 대하여 수직하고 bridge B에서는 경사면에 평행하게 흐르게 된다. 패턴된 bridge의 선폭은 약 $16\mu\text{m}$ 길이는 약 $200\mu\text{m}$ 였고 이온이 照射되지 않은 박막의 zero-field transition temperature T_{c0} (peak of $d\rho/dT$)는 약 90.2K였고 照射 후에는 약 0.7~0.9K 정도 감소하였다. 박막의 C축과 평행한 자기장 하에서 온도-저항 곡선은 lock-in amplifier를 이용한 AC-4단자법으로 약 30A/cm^2 의 전류를 흘리며 측정하였고 전류-전압 특성곡선은 DC 방법을 이용하여 얻은 후 $10\mu\text{V/cm}$ voltage criterion을 사용하여 J_c를 계산하였다. 그림 7-1-2 ~ 7-1-5의 데이터는 전류방향이 경사면에 평행한 bridge B에 대하여 측정하였고 bridge A에 대해서는 그림 7-1-6에서 비교할 것이다. 표 7-1-1에는 측정된 박막들의 T_{c0} 및 여러 특성 값을 나타내었다.

표 7-1-1 측정된 박막들의 여러 가지 특성치

Inclination angle(°)	notation	$T_{c0}(0)(K)$	$\rho(95K)(\Omega cm)$	$U_0(H)(k_B)$	$dH/dT_{c0}(H)(T/K)$
0	[0°]	89.70	8.60×10^{-5}	$4.4 \times 10^5 / H^{1.2}$	-1.2
±10	[±10°]	89.31	7.63×10^{-5}	$6.0 \times 10^5 / H^{1.4}$	-1.3
±20	[±20°]	89.30	8.15×10^{-5}	$5.5 \times 10^5 / H^{1.4}$	-1.3
±40	[±40°]	89.28	8.7×10^{-5}	$4.3 \times 10^5 / H^{1.3}$	-1.4

3. 결과 및 토의

그림 7-1-2는 온도-저항 곡선에서 얻어진 박막들의 irreversibility field H^* 를 reduced temperature $t=T/T_{c0}(0)$ 의 함수로 나타낸 결과이다. H^* 를 결정하기 위하여 95K일 때의 비저항의 7×10^{-5} 배가되는 온도를 dissipation이 시작되는 온도로 정하였고 이때의 비저항은 약 $6 \times 10^{-9} \Omega cm$ 정도가 되었다. 이러한 방법으로 결정된 H^* 가 AC susceptibility나 magnetization 측정에 의해 결정된 H^* 와 거의 일치한다는 결과가 발표된 바 있다⁽⁷⁻¹⁻¹²⁾. 그림을 살펴보면 이온이 照射된 박막들의 H^* 가 照射되지 않은 박막에 비해 고온쪽으로 올라갔음을 알 수 있으나 단결정의 결과에 비해서 그리 큰 폭은 아니었다⁽⁷⁻¹⁻⁹⁾. 그리고 이온이 照射된 박막간의 H^* 는 별로 차이가 없으나 [±40°]의 경우 $H > 2T$ 일 때 상대적으로 작은 값을 나타내었다. 이온을 照射하지 않은 박막의 H^* 는 $(1-t)^{1.25}$ 함수형태를 가지고 照射한 박막은 $H > 1T$ 인 경우에 $(1-t)$ 의 직선이 되었다. 깨끗한 YBCO 단결정의 경우 $H^* \sim (1-t)^{1.33}$ 으로 나타남을 고려하면 $(1-t)$ 의 지수가 pinning의 강도가 증가함에 따라 감소함을 알 수 있다.

고온 초전도체의 자기장 하의 저항변화는 Lorentz force에 의한 vortex의 움직임에 기인하고 이를 기술할 수 있는 flux creep model에 따르면 activation energy $U(T, H)$ 는 $k_B U(T, H) \sim \mu_0 H_c^2 V_a$ 의 관계식으로 표시된다.

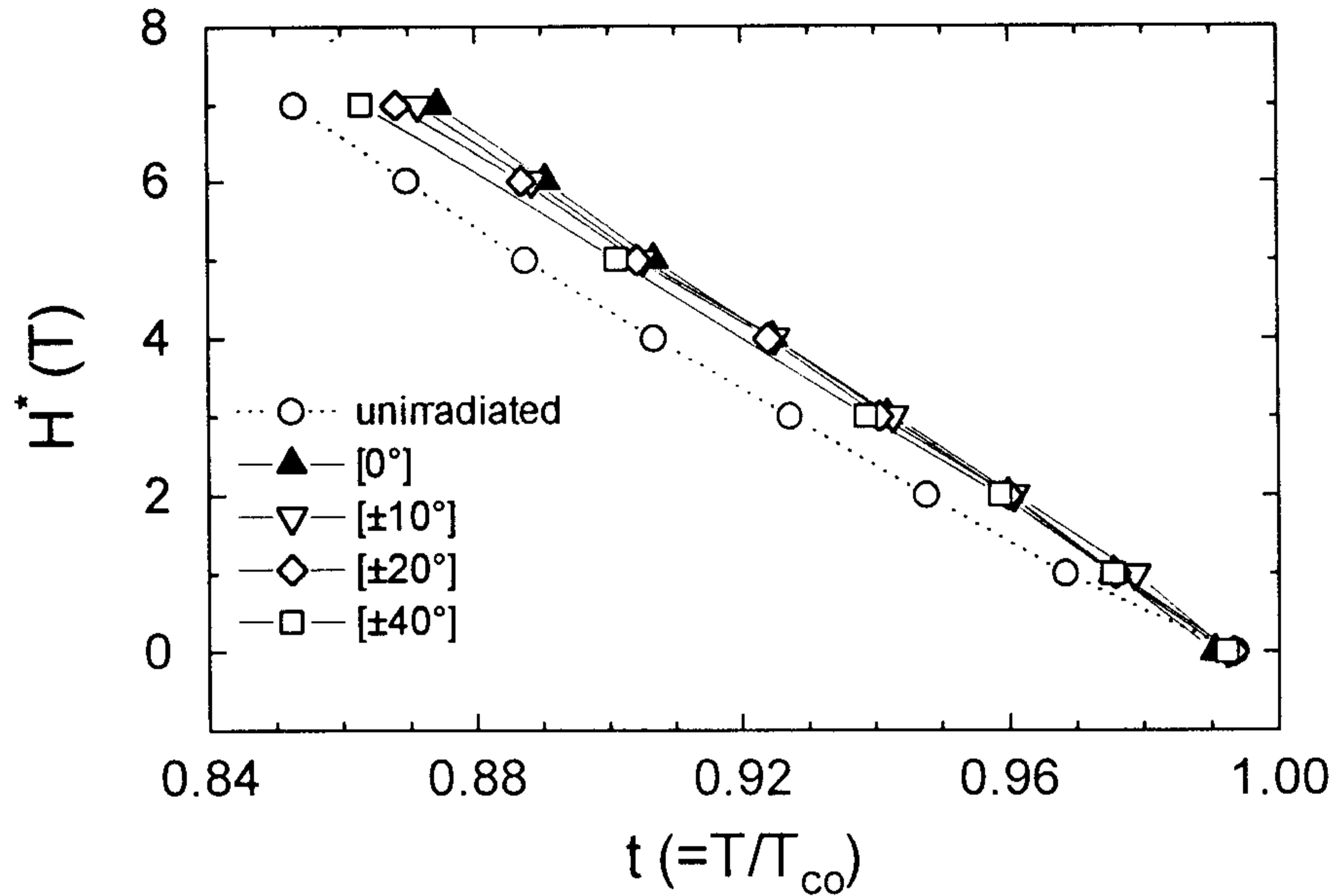


그림 7-1-2 重이온 照射 전, 후 박막들의 irreversibility field H^*

Tinkham의 이론에 따르면 $V_a \sim \xi \Phi_0 / \mu_0 H$ 가 되어 coherence length ξ 의 온도에 대한 함수모양을 고려하면 $U(T, H) \sim (1-t^2)^2(1-t)^{-1/2}/H$ 의 온도와 자기장에 대한 함수로 표시된다⁽⁷⁻¹⁻¹³⁾. 여기서 $t=T/T_{c0}(H)$ 이다. 위의 방정식은 원래의 YBCO 박막의 저항곡선에는 fitting이 잘되지만 重이온 照射 후의 시편에 대해서는 적합지 않은 반면 $U(T, H)=U_0(H)(1-t^2)^2$ 의 관계식을 이용하면 fitting이 잘 이루어졌다. $U(T, H)$ 의 정확한 함수형태는 vortex와 defect간의 interaction을 정확히 기술 할 수 있는 model에 의해 정해지지만 V_a 가 t 에 대하여 천천히 변화하는 함수라면 $U(T, H)=U_0(H)(1-t^2)^2$ 는 유효한 근사식이라고 볼 수 있다. 그림 7-1-3은 자기장 H 가 C 축에 평행한 경우의 $[\pm 10^\circ]$ 박막의 온도-저항 곡선을 아래의 식,

$$\rho(T, H) = \rho_0 \exp\left[\frac{-U(T, H)}{T} \right] = \rho_0 \exp\left[\frac{-U_0(H)(1-t^2)^2}{T} \right] \quad (7-1-1)$$

으로 fitting한 결과를 나타낸 것이다(실선). Normal state resistivity ρ_0 는 고온의 resistivity 곡선을 linear extrapolation하여 구하였다. Resistivity 값이 $10^{-5}\Omega\text{cm}$ 이하의 부분에 대하여 $T_{c0}(H)$, $U_0(H)$ 를 변수로 하여 fitting한 결과 식(7-1-1)이 crossed defect가 존재하는 YBCO 박막의 수송 특성을 잘 기술할 수 있음을 알 수 있었고 $T_{c0}(H)$ 근처에서의 차이는 order parameter의 열적요동에 의한 현상으로 설명 할 수 있다. 위의 기술한 과정을 통하여 $T=0\text{K}$ 일 때의 activation energy $U_0(H)\sim 6.0\times 10^5/H^{1.4}k_B$ 의 관계식을 얻을 수 있고 이 결과는 flux creep model에서의 자기장에 대한 함수 형태와는 다름을 알 수 있다. 또 다른 변수인 $T_{c0}(H)$ 에 대해서는 $dH/dT_{c0}(H)=-1.3T/K$ 의 관계식을 만족하였다. $[\pm 10^\circ]$ 이외의 박막에 대한 분석 결과도 거의 비슷하게 나타났고 그 값들을 표 7-1-1에 실었다.

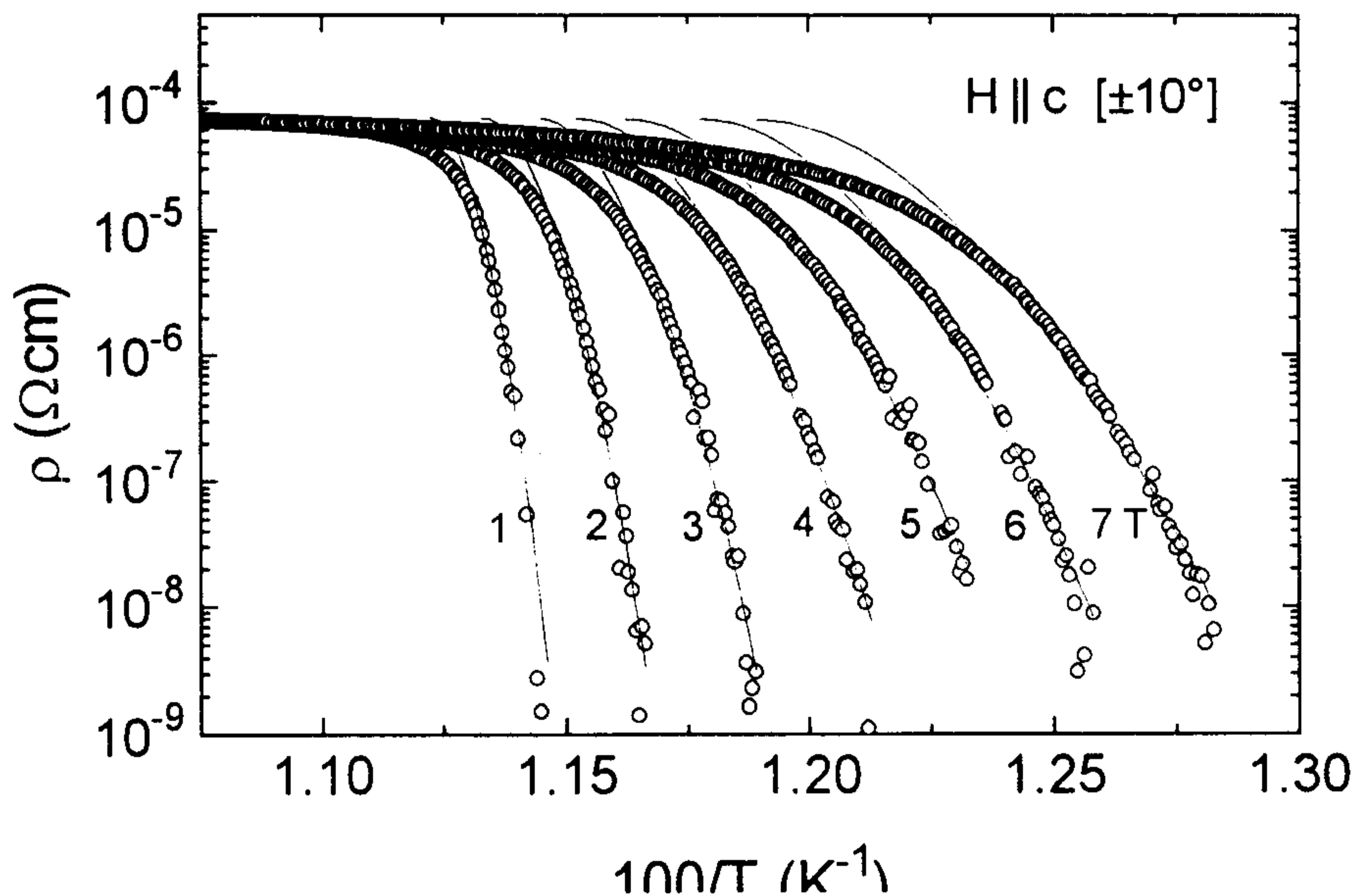


그림 7-1-3 C축 방향의 자기장 하의 $[\pm 10^\circ]$ 박막의 온도-저항 특성. 실선은 (7-1-1)식으로 fitting한 결과이다.

그림 7-1-4는 columnar defect가 박막의 C축과 이루는 각도 θ 에 대한 $U_0(H)$ 의 변화를 나타낸 것으로 $H \leq 3T$ 일 때는 $[\pm 10^\circ]$ 시편의 $U_0(H)$ 가 최대가 되나 더 큰 자기장에서는 $[0^\circ]$ 시편이 크게 나타났다. 이것은 자기장이 B_0 에 가깝거나 작은 경우에는 $[\pm 10^\circ]$ 의 crossed defect에 의한 pinning이 parallel defect에 비해 강해지는 반면 그보다 훨씬 큰 자기장에서는 그 효과가 줄어들음을 의미한다. 그리고 $[\pm 40^\circ]$ 의 경우는 모든 자기장에서 $U_0(H)$ 가 최소가 되었다.

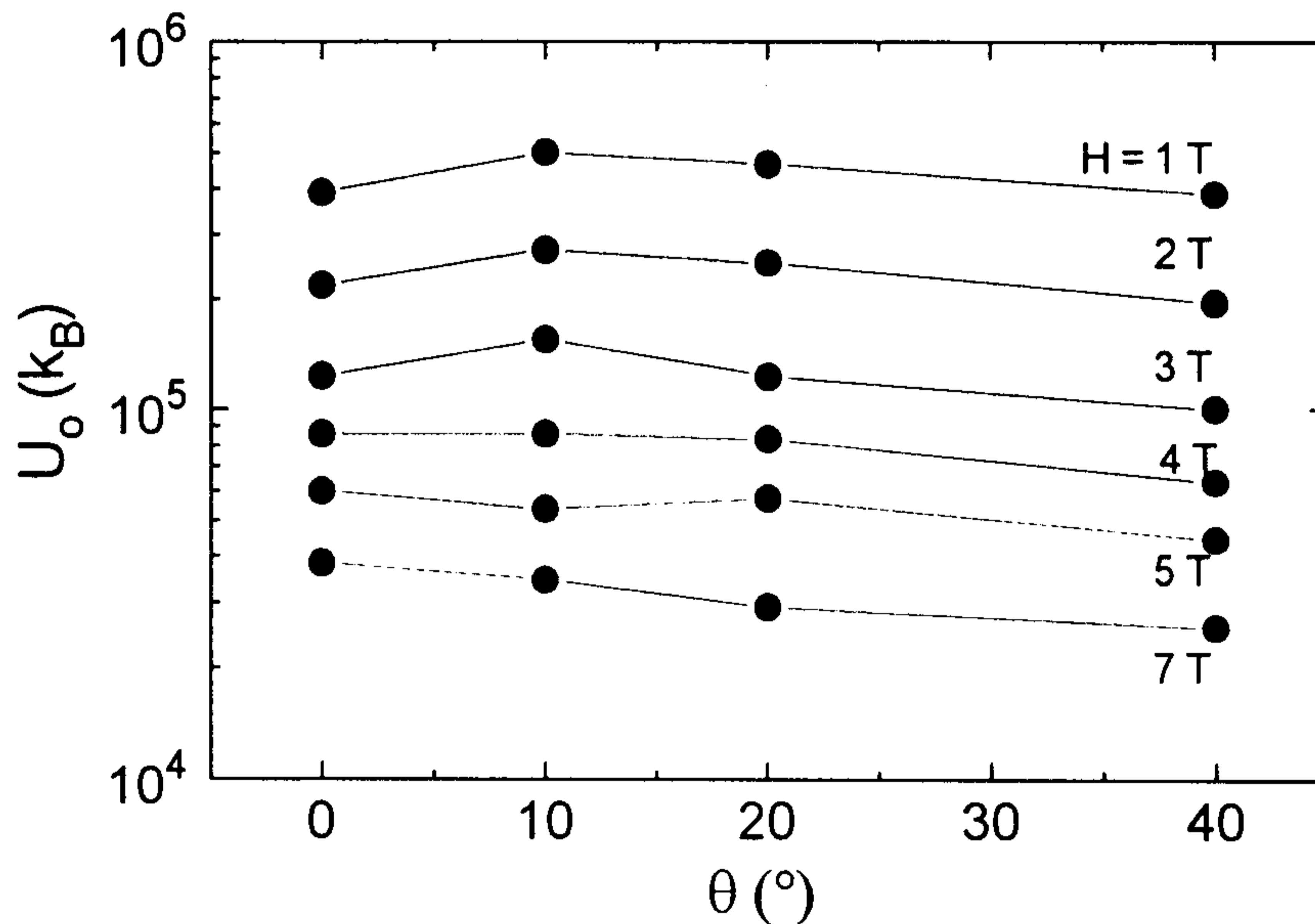


그림 7-1-4 박막의 C축과 defect가 이루는 각도 θ 에 대한 U_0 의 변화.
 $H \leq 3T$ 의 자기장에서는 $[\pm 10^\circ]$ 의 U_0 가 최대이나 보다 큰 자기장에서는 $[0^\circ]$ 일 때 가장 크다.

여기서 $[\pm 10^\circ]$ 와 $[0^\circ]$ 박막의 H^* 와 U 의 관계를 고찰해보면 비록 parallel defect와 crossed defect일 때의 H^* 가 거의 같아 보이지만 자세히 살펴보면 자기장의 크기에 따라 어떤 경향성이 있음을 알 수 있다. 즉 $H < 3T$ 인 경우

는 $[\pm 10^\circ]$ 의 irreversible region이 넓은 반면 더 큰 자기장에서는 $[0^\circ]$ 의 경우가 증가하였다. 이것은 우리가 H^* 를 결정하는데 사용한 resistive criterion을 고려하면 일정한 t 에서 H^* 가 커진다는 것은 dissipation의 시작 온도와 $T_{c0}(0)$ 의 온도 차가 작아짐을 의미하고 따라서 저항의 기울기가 급하게 되어 U 의 크기도 증가한다. 그러므로 $H < 3T$ 인 경우 $[\pm 10^\circ]$ 의 U 가 $[0^\circ]$ 에 비해 커야하고 $H > 3T$ 인 경우는 그 반대가 되어야 하며 이러한 결과는 그림 7-1-4와 일치한다.

그림 7-1-5는 C 축에 평행한 자기장 하에서 박막의 임계전류밀도 J_c 를 defect의 경사각도 θ 에 대해 나타낸 것으로 측정된 온도는 $T/T_{c0}(0) = 0.570, 0.858, 0.780, 0.914$ 로서 실제온도로 환산하면 약 50, 70, 77, 82K였다. $H \leq 1T (\approx B_\phi)$ 인 경우는 activation energy 결과와 유사하게 $[\pm 10^\circ]$ 일 때의 J_c 가 가장 높게 나타났고 이러한 증가폭은 시편간의 편차에 비해 뚜렷이 큰 수치이다. 또한 $H > 1T$ 에서도 7T, 77K 경우를 제외하면 $H \leq 1T$ 경우처럼 뚜렷하지는 않지만 여전히 $[\pm 10^\circ]$ 의 J_c 가 $[0^\circ]$ 보다는 높았다. 그리고 그림에서 알 수 있듯이 $[\pm 40^\circ]$ 의 경우는 J_c 의 향상 측면에서는 별 잇점이 없었고 특히 고온, 고자장 영역에서는 $[0^\circ]$ 에 비해 훨씬 낮은 J_c 를 기록하였다. 위에서 설명한 그림 7-1-5의 전체적인 결과는 YBCO 단결정에 대한 다른 그룹들의 연구 결과와 일치하였다^(7-1-9~10)

$[\pm 10^\circ]$ 박막의 J_c 가 $[0^\circ]$ 박막과 비교하여 전반적인 향상을 보인 결과는 crossed defect가 보다 쉽게 flux line entanglement를 유도하여 parallel defect에 비해 효과적인 pinning center가 될 수 있다는 Hwa 등의 주장을 뒷받침한다⁽⁷⁻¹⁻⁶⁾. 또한 J_c 의 온도와 자기장에 대한 의존성도 대단히 흥미롭다. $H \leq B_\phi$ 인 경우 $[\pm 10^\circ]$ 일 때의 J_c 증가폭이 온도가 감소할수록 줄어들음을 알 수 있는데 이것은 온도가 낮아질수록 탄성에너지가 증가하여 뺏뺏해진 flux line에 대하여 entanglement가 상대적으로 어려워지기 때문이다. 반면에 $H \gg B_\phi$ 일 때 $[\pm 10^\circ]$ 박막의 J_c 증가는 저 자기장일 때에 비하

여 크지 않음을 알 수 있는데 이는 flux line의 밀도가 columnar defect의 밀도보다 훨씬 커져서 pinning이 시편 내에 존재하는 point defect들에 의해 대부분 이루어지기 때문이다. 더구나 온도가 증가하면 $[\pm 40^\circ]$ 의 J_c 가 $[0^\circ]$ 에 비해 훨씬 작아져 B_θ 에 비해 큰 자기장에서는 crossed defect가 효과적인 pinning 수단이 되지 못함을 알 수 있다. 이러한 결과는 너무 큰 각도의 defect는 flux의 움직임을 억제하지 못하고 오히려 촉진한다는 논문결과와 일치한다⁽⁷⁻¹⁻¹⁰⁾. 그리고 $H \leq B_\theta$ 라도 $[\pm 40^\circ]$ 의 J_c 가 $[0^\circ]$ 와 거의 비슷한 우리의 결과를 볼 때 40° 이상의 columnar defect는 parallel defect에 비해 수송 특성을 향상시키지 못한다는 결론을 내릴 수 있다. 물론 어떤 각도라도 이온을 照射한 박막의 J_c 가 아닌 경우와 비하면 같은 H, T 조건 하에서는 높게 나타났다.

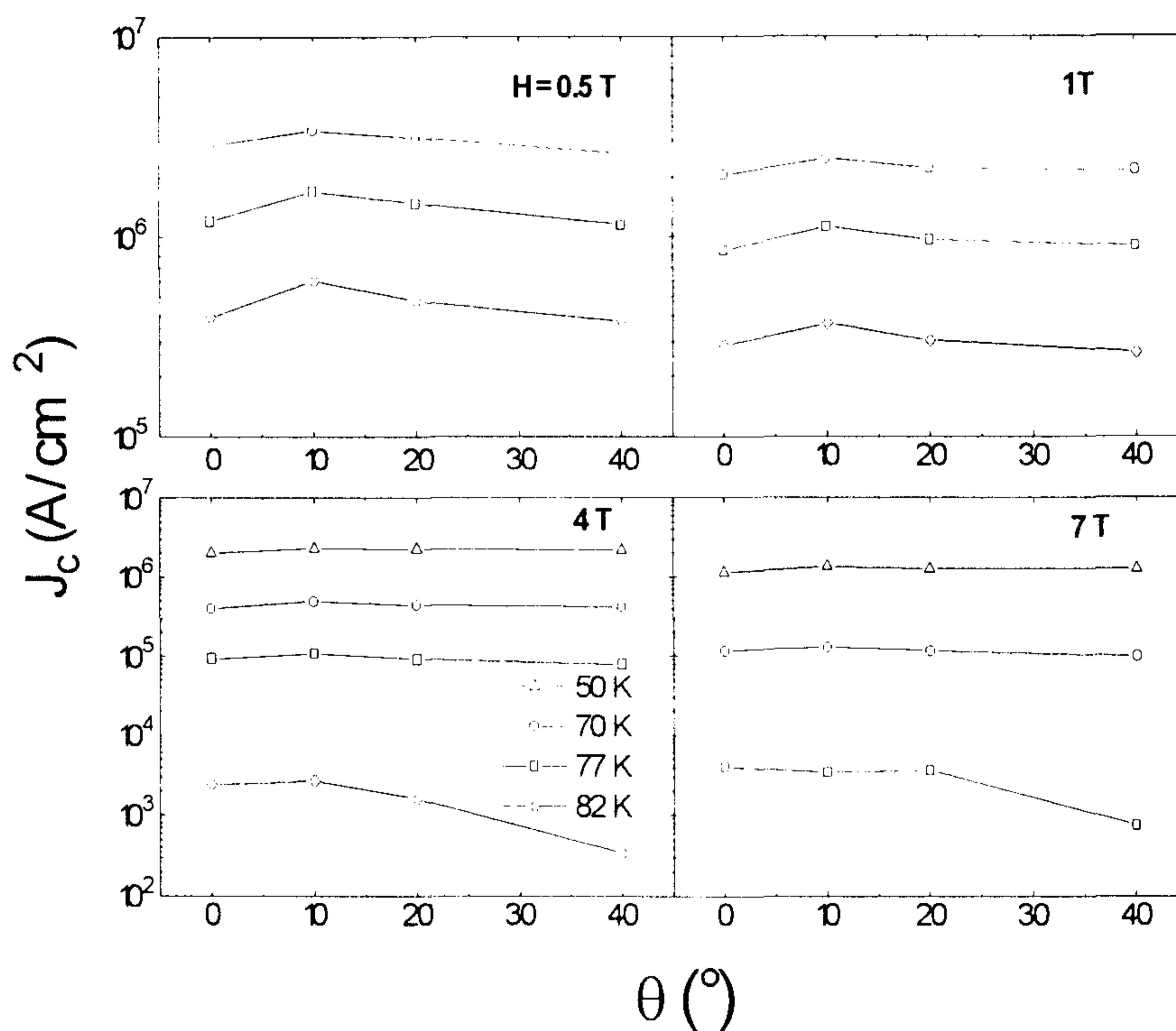


그림 7-1-5 여러 자기장에서의 J_c 의 θ 에 대한 변화.

Crossed defect 구조에서 또 다른 흥미로운 issue는 J_c 의 비등방성에 대한 문제이다. DBCO와 BSCCO 단결정의 경우 전류가 crossed defect의 경사면에 평행하게 흐르는 경우의 $J_{c\parallel}$ 가 수직인 경우의 $J_{c\perp}$ 에 비해 약 2배 정도 큰 값을 나타내었고 이유는 경사면에 대하여 vortex가 수직방향으로 움직일 때와 평행한 경우의 activation energy가 차이가 나기 때문이라는 주장이 제시되었다⁽¹⁻⁷⁻¹⁵⁾

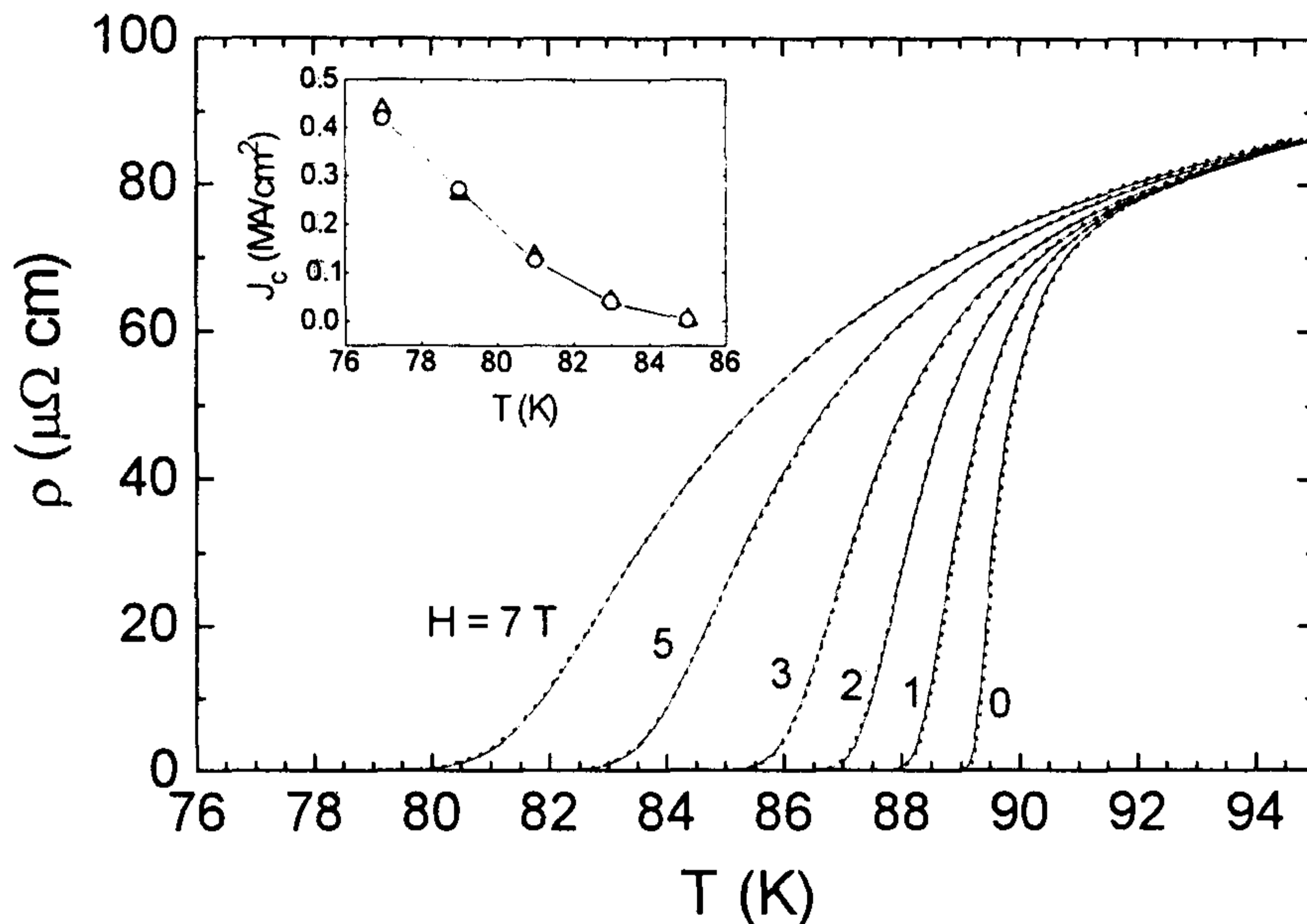


그림 7-1-6 여러 자기장에서 측정된 $[\pm 40^\circ]$ 박막의 온도-저항 곡선. 실선은 defect의 경사면에 수직방향으로, 점선은 평행하게 전류가 흐를 경우이다. 속 그림은 2T의 자기장에서 두 경우의 J_c 를 온도의 함수로 나타낸 것으로 차이가 거의 없다.

YBCO 박막에서 그러한 비등방성을 조사하기 위하여 그림 7-1-1에서와 같이 서로 수직하는 두 개의 bridge를 한 박막 위에 패터닝하여 온도-저항 특성과 임계전류를 두 방향에 대하여 측정하였다. 그림 7-1-6은 $[\pm 40^\circ]$

박막의 온도-저항 특성을 여러 자기장에서 측정한 결과로서 점선은 전류가 경사면에 평행한 경우, 실선은 수직인 경우이다. 그림에서 보듯이 두 방향에 대한 차이는 미미했고 속그림에 나타낸 $H=2T$ 에서의 $J_{c\parallel}$ 와 $J_{c\perp}$ 의 차이도 수% 이내였다. 이러한 차이는 시편 자체의 불균일성에 의한 차이에 비해 크지 않은 수치이고 $[\pm 10^\circ]$, $[\pm 20^\circ]$ 에서도 비슷한 결과를 얻었다. 따라서 이러한 전류방향에 무관함은 단결정에 비해 flux line entanglement의 효과가 박막에서는 그리 크지 않음을 시사해 준다.

제 2 절 Columnar defect가 형성된 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 단결정의 Hall 효과

1. 서 론

Type II 초전도체의 mixed state에서의 Hall 효과에 대한 이해는 아직까지 완전히 풀리지 않은 문제 중의 하나이다. Hall 효과 중에도 가장 논란이 되는 것은 온도나 자기장을 변화시킬 때 T_c 근처에서 나타나는 sign reversal 현상으로 기존의 저온 초전도체는 물론 $YBa_2Cu_3O_x$ (YBCO), $YBa_2Cu_4O_8$, $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ (BSCCO), $Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$ (TBCCO) 등과 같은 대부분의 고온 초전도체에서도 나타났다. 또 다른 문제는 Hall resistivity ρ_{xy} 와 longitudinal resistivity ρ_{xx} 간의 scaling법칙, $\rho_{xy} = A \rho_{xx}^\beta$, 으로 BSCCO 단결정, TBCCO 박막, YBCO 박막 등에서 $1.7 < \beta < 2$ 의 결과가 관측되었다^(7, 2, 1~13).

이러한 Hall 효과를 설명하기 위한 몇가지의 이론적 접근이 시도되었다. Dorsey와 Fisher(DF) 등은 vortex glass transition 근처에서 Hall과 longitudinal resistivity 사이에 보편적인 scaling 법칙이 존재해야 함을 보

였는데 Luo 등이 YBCO 박막에 대하여 실험적으로 검증하였다^(7-2-14, 2). 또한 vortex glass transition 온도에서 Hall electric field와 전류간의 scaling도 예측하였고 Wöltgens 등이 측정하였다⁽⁷⁻²⁻³⁾. 또한 $\rho_{xy} = A \rho_{xx}^2$ 의 관계식이 성립하고 계수 A는 pinning에 대하여 무관한 상수가 된다는 현상학적인 model이 Vinokur 등에 의해 제기되었고 이러한 model은 약한 pinning이 존재하는 BSCCO 단결정($\beta = 2.0 \pm 0.1$)과 반대로 강하게 pinning된重い온照射된 TBCCO 박막($\beta = 1.85 \pm 0.1, \sim 2.0$)의 실험결과와 일치한다^(7-2-15,9,7,11). 최근에는 Wang, Dong과 Ting(WDT)이 이전의 연구결과를 수정하여 pinning 효과와 열적요동을 포함하는 통합된 이론을 개발하였다^(7-2-16,17). 그들은 Hall 효과에서의 scaling과 sign reversal을 pinning에 의한 backflow current를 고려함으로써 설명하였고 그런 경우에 β 는 pinning이 강해짐에 따라 2에서 1.5로 감소하고 계수 A도 더이상 pinning에 무관하지 않다⁽⁷⁻²⁻¹⁶⁾.

重い온照射에 의해 형성된 columnar defect가 효과적인 pinning center가 되므로 Hall 효과에 대한 pinning의 역할을 규명할 수 있는 결정적인 실험은重い온照射 전, 후의 Hall conductivity나 resistivity를 측정하면 될 것이다. 이러한 실험을 Budhani 등이 Ag 이온을照射한 TBCCO 박막에 대하여 처음으로 수행하였다⁽⁷⁻²⁻¹¹⁾. 그 결과重い온照射 전, 후의 scaling 거동은 변화가 없었고 defect density를 증가시킬수록 sign anomaly는 감소하였다. 따라서 그들은 pinning이 sign reversal과는 관련이 없다는 결론을 내렸다. 그 후에 Samoilov 등이 Pb 이온을照射하기 전, 후의 YBCO 단결정과 TBCCO 박막에 대하여 실험한 결과 pinning의 증가가 Hall conductivity에는 영향을 미치지 않는다고 발표하였다⁽⁷⁻²⁻⁷⁾.

본 연구에서는 twin이 존재하는 YBCO 단결정의 mixed state에서의 Hall 효과를重い온照射 전, 후에 대하여 체계적으로 연구하였다. 그 결과重い온照射에 의한 강한 pinning이 YBCO 단결정의 Hall 효과를 확실

히 변화시킴을 알 수 있었다.

2. 실험 방법

YBCO 단결정은 널리 이용되는 flux방법을 이용하여 성장시켰다. 약 $1 \times 0.8 \times 0.03 \text{ mm}^2$ 의 크기를 가지는 막대모양의 단결정에 Ag 증착법을 이용하여 전극을 입힌 후 400°C , 산소분위기에서 12시간 동안 열처리하였다. 열처리 후의 전극의 접촉저항은 상온에서 0.1Ω 미만으로 확인되었다. 같은 batch로부터 얻어진 단결정들을 0°C 에서 740 MeV의 Sn과 Xe이온으로 照射하였고 beam 방향은 C축에 평행하게 조절하였다. 照射된 이온의 dose를 5×10^{10} , 1×10^{11} , 1.5×10^{11} 이온/ cm^2 로 선택하여 B_ϕ 가 $\sim 1, 2, 3\text{T}$ 에 각각 대응 되도록 하였다. 1, 2T dose의 경우는 Sn이온으로 照射하였고 3T는 Xe이온으로 照射하였다. 자기장을 C축에 평행하게 가한 후 ρ_{xy} 와 ρ_{xx} 를 직류 5단자법으로 측정하였다. 흘려준 전류밀도는 $\sim 20 \text{ A/cm}^2$ 이었고 잡음을 줄이기 위하여 전압 측정선은 cryogenic coaxial cable을 사용하였다.

그림 7-2-1은 자기장 2, 4T에서 $B_\phi=0, 2\text{T}$ 단결정들의 저항변화를 t 에 대하여 그린 것이다. columnar defect가 존재하는 시편에 관련된 기존의 연구결과와 마찬가지로 $B_\phi=2\text{T}$ 의 경우의 저항의 시작온도가 $B_\phi=0\text{T}$ 에 비해 고온쪽으로 이동됐음을 확실히 볼 수 있다^(7-2-7,11). 각기 다른 시편들의 T_c 와 normal state resistivity의 차이를 보정하기 위하여 그림은 t 와 reduced resistivity $r \equiv \rho_{xx}(T)/\rho_{xx}(T_c)$ 로 나타내었다⁽⁷⁻²⁻¹⁹⁾. 참고로 T_c 는 dR/dT 곡선의 peak 위치로 결정하였고 그 값은 $B_\phi=0, 2\text{T}$ 단결정에 대하여 각각 93.8, 93.1K로 나타났다. 그림을 살펴보면 $r > 0.6$ 인 고온 영역에서는 두 시편의 r 값이 거의 겹치나 $r < 0.6$ 영역에서 차이가 나기 시작한다. 이 사실은 $r < 0.6$ 이하에서 columnar defect에 의한 pinning이 효과적으로 일어남을 말해준다. 또한 $B_\phi=0\text{T}$ 에서 twin boundary pinning 때문으로 알려져 있는 kink들이 보이거나 $B_\phi=2\text{T}$ 에서는 사라졌다⁽⁷⁻²⁻²⁰⁾. 이러한 현상

은 electron을 照射한 YBCO 단결정에서도 보고된 바 있다⁽⁷⁻²⁻¹⁹⁾. $B_{\phi}=1, 3T$ 의 단결정에서도 위와 유사한 결과를 얻었다.

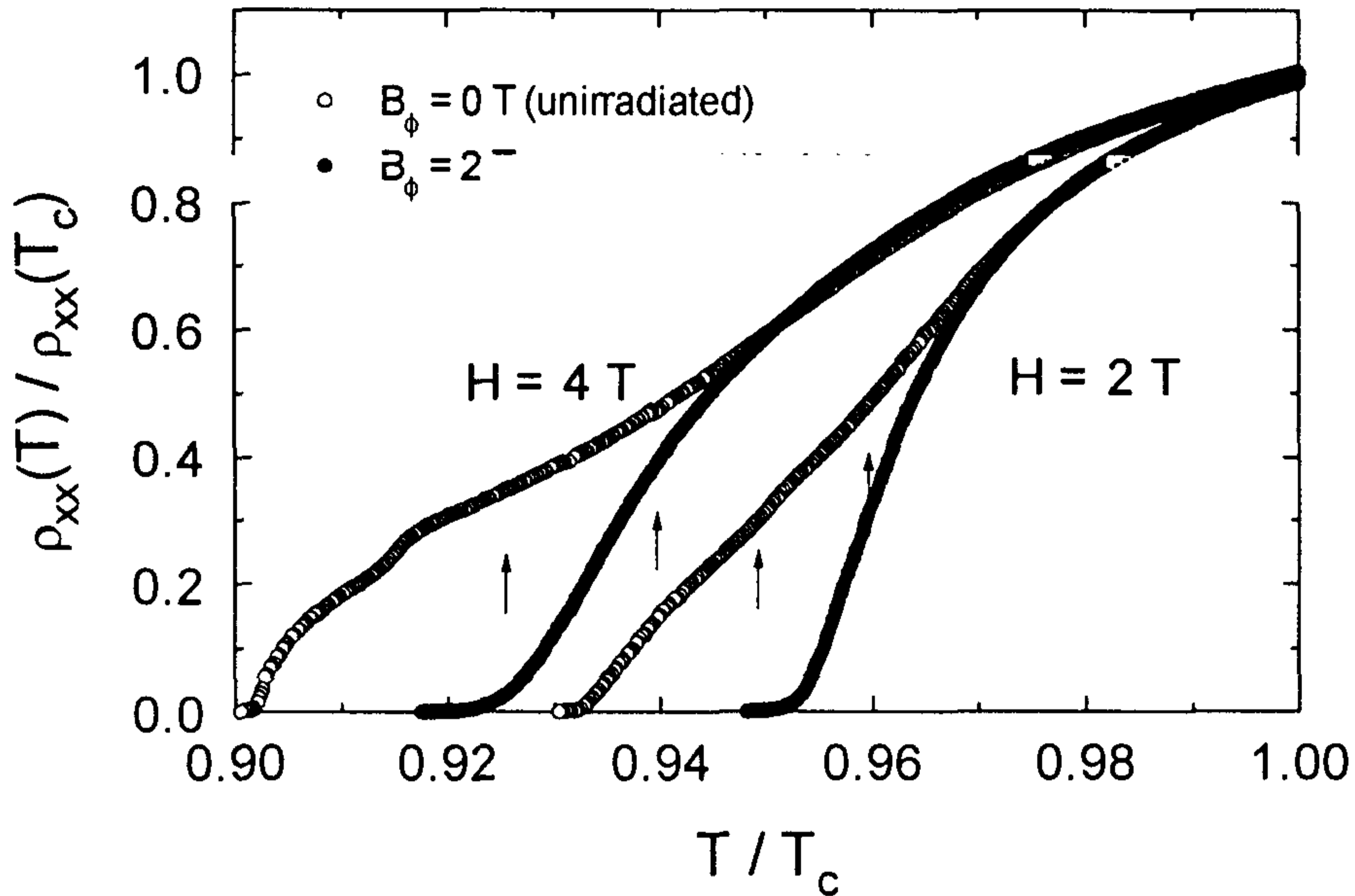


그림 7-2-1 자기장 2, 4T에서 $B_{\phi}=0, 2T$ YBCO 단결정들의 저항변화를 $t(=T/T_c)$ 에 대하여 그렸다. 화살표들은 그림 7-2-2의 Hall 계수들의 음의 peak들의 위치를 표시한 것이다.

그림 7-2-2는 $B_{\phi}=0, 2T$ 단결정들의 Hall 계수 ρ_{xy}/B 를 t 에 대하여 나타낸 것으로 sign reversal이 이온 照射 전, 후의 시편에서 모두 관측되었다. 그리고 ρ_{xx} 의 경우와 마찬가지로 $r>0.6$ 온도에서는 거의 비슷하나 이온 照射 후의 ρ_{xy} 의 시작온도와 peak의 위치가 고온쪽으로 이동하였으며 깊이는 감소하였다. 참고로 ρ_{xy}/B 의 peak 위치를 그림 7-2-1에 화살표로 나타냈다.

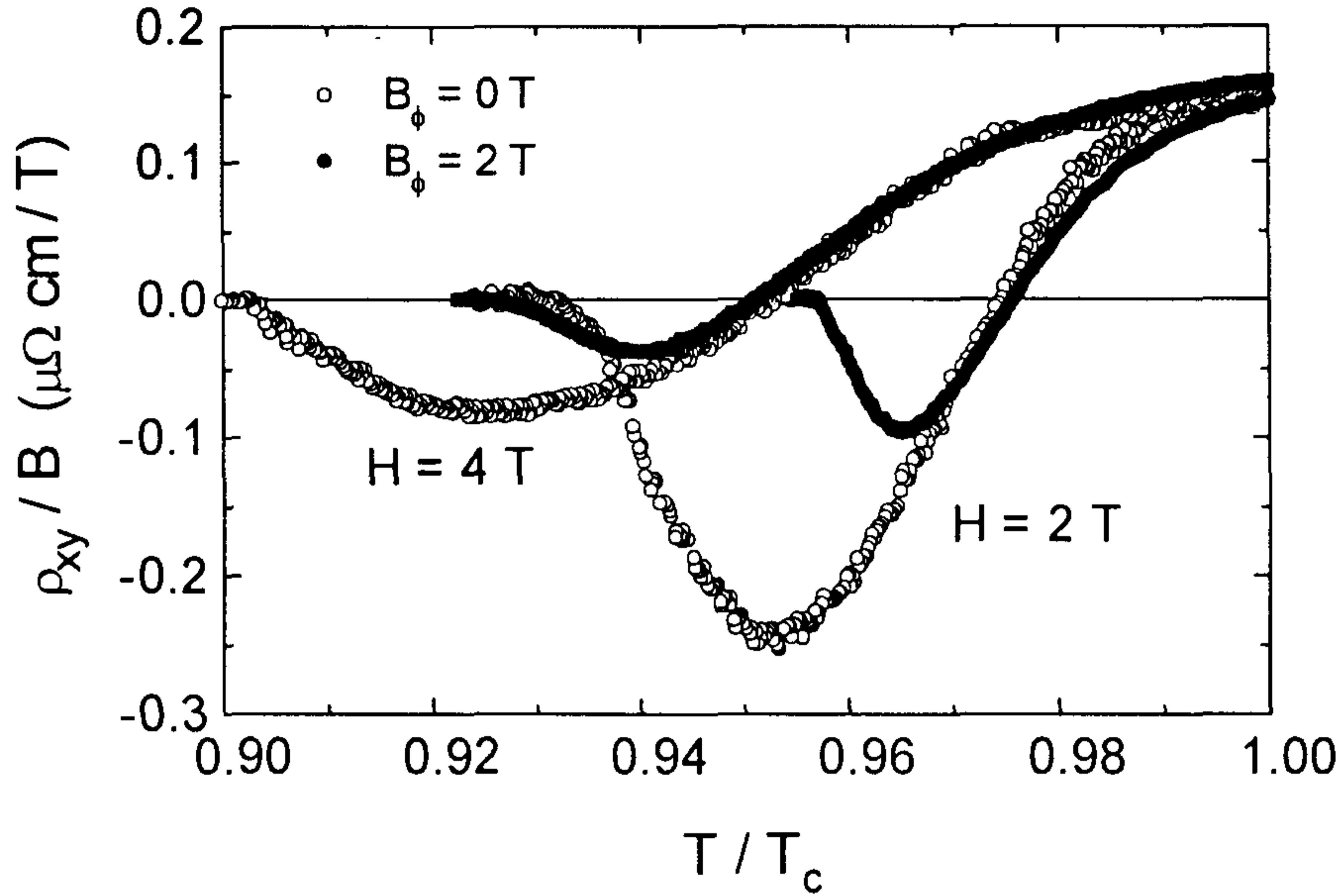


그림 7-2-2 $B_\phi=0, 2\text{T}$ 단결정들의 Hall 계수 ρ_{xy}/B 를 t 에 대하여 나타낸 것으로 sign reversal이 이온 照射 전, 후의 시편에서 모두 관측되었다.

$B_\phi=1, 2, 3\text{T}$ 시편들에 대한 ρ_{xy} 와 ρ_{xx} 간의 scaling, $\rho_{xy}=A\rho_{xx}^\beta$,을 그림 7-2-3에 나타내었다. 이러한 scaling은 pinning이 효과적으로 일어나는 $r<0.4$ 인 영역, 즉 ρ_{xy} 의 음의 peak 이하의 온도에서 성립하였다. 중이온 照射 전, 후에서 가장 놀라운 차이점은 scaling 지수 β 의 변화였다. 이온을 照射하지 않은 경우 β 는 외부자기장 증가에 따라 점차 커져 1T일 때 $\beta=1.5\pm 0.1$ 에서 2T의 경우 1.75 ± 0.1 (그림에는 나타내지 않음), 3T 이상일 때는 2.0 ± 0.2 로 나타났다(그림 7-2-3(a)). 그러나 照射한 시편에서는 자기장에 관계없이 $\beta=1.5\pm 0.1$ 이 관측되었다(그림 7-2-3(b)~(d)).

Vinokur 등은 고온초전도체의 mixed state에서 나타나는 ρ_{xy} 의 scaling 거동은 disorder와 열적 잡음이 존재하는 vortex state의 일반적인 특징으

로 보았다⁽⁷⁻²⁻¹⁵⁾. 따라서 움직이는 vortex에 작용하는 힘들의 평형 방정식을 이용하여 pinning이 단지 drag force를 재규격화할 뿐 Hall conductivity에는 영향을 미치지 않음을 보였다. 그들의 중요한 결과는,

$$\rho_{xy} = \alpha \rho_{xx}^2 / \Phi_0 B \quad (7-2-1)$$

로 요약되어 Hall conductivity $\sigma_{xy} (\approx \alpha / \Phi_0 B)$ 가 disorder와는 무관하고 scaling 지수 β 가 정확히 2가 된다. 여기서 Φ_0 은 flux quantum이고 α 는 Hall angle과 관련되는 pinning과는 무관한 양이다.

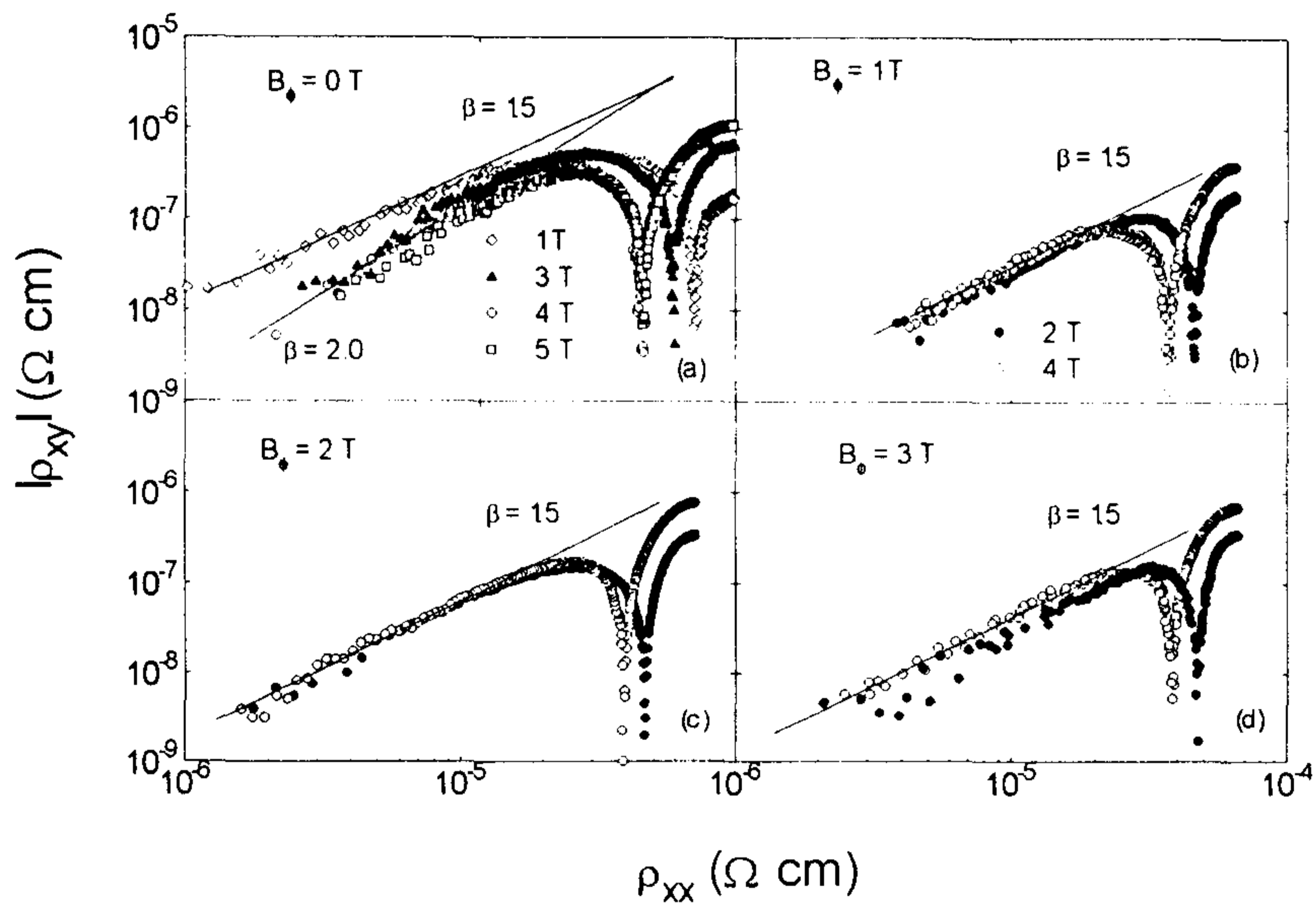


그림 7-2-3 $B_\phi = 1, 2, 3$ T 시편들에 대한 ρ_{xy} 와 ρ_{xx} 간의 scaling 거동, $\rho_{xy} = A \rho_{xx}^\beta$, 을 나타내었다.

반면에 최근 WDT 등은 mixed state Hall 효과에 대한 새로운 이론을 개발하였다⁽⁷⁻²⁻¹⁶⁾. 그들은 힘 평형방정식의 drag force항에 vortex의 normal core 내부에 흐르는 backflow current로 부터 나타나는 $\mathbf{F}_p \times \mathbf{n}$ 에 비례하는 transverse 방향의 힘을 포함시켰고 이점이 Vinokur 등의 model과

가장 큰 차이다 여기서 F_p 는 pinning force, \mathbf{n} 은 자기장 방향의 단위 벡터다. 그들의 분석에 의하면 vortex velocity의 시간에 대한 평균을 취할 때 Hall scaling은,

$$\rho_{xy} = (\beta_0 \rho_{xx}^2 / \Phi_0 B) \{ \eta(1 - \bar{\gamma}) - 2\bar{\gamma}\Gamma(v_L) \} \quad (7-2-2)$$

$$\beta_0 = \mu_m H_c^2 \quad (\mu_m : \text{mobility of charge carriers})$$

$$\eta : \text{viscous coefficient}$$

$$\bar{\gamma} = \gamma(1 - \bar{H}/H_c) \quad (\bar{H} : \text{average magnetic field over the core})$$

$$\langle F_p \rangle = -\Gamma(v_L) v_L : \text{average pinning force}$$

의 관계식으로 표현되고 $\gamma \sim 1$ 인 고온 영역에서 pinning이 무시할 수 없는 정도라면 ρ_{xy} 가 음수로 나타난다. Hall scaling에 대하여 식(7-2-2)를 살펴보면 두개의 영역으로 구분된다. 즉 $\Gamma(v_L) \ll \eta \bar{H}/H_c$ 의 조건을 만족하는 pinning이 약한 경우 (7-2-2)식은 $\rho_{xy} = A \rho_{xx}^2$ 의 형태가 되어 (7-2-1)식과 같아진다. 반대로 강한 pinning의 경우 즉, $\Gamma(v_L) \gg \eta \bar{H}/H_c$ 의 경우에 β 는 더이상 2가 되지 않는다. 이 경우 $\Gamma(v_L) \sim v_L^{-1.5}$ 이므로 $\rho_{xy} = A \rho_{xx}^{1.5}$ 가 되고 중간 영역에서는 $1.5 < \beta < 2.0$ 으로 기대된다.

우리의 측정 결과를 위의 두 이론과 비교해 보면 WDT의 model이 데이터들과 더욱 정확히 일치함을 알 수 있다⁽⁷⁻²⁻¹⁶⁾. $B_0 = 0T$ 시편의 측정 결과를 보면 1T 혹은 그 이하의 자기장에서는 대부분의 vortex들이 시편 내에 존재하는 twin boundary나 defect들에 의해 강하게 pinning되어 $\beta = 1.5$ 가 되고 2T 이상에서는 vortex의 밀도가 pinning center의 밀도에 비해 훨씬 커져 약하게 pinning된 경우에 해당하여 $\beta = 2$ 가 된다고 해석할 수 있다. 반면 추가적인 columnar defect가 존재하는 $B_0 \geq 1T$ 경우는 4T까지의 자기장에서도 대부분의 vortex들이 강하게 pinning되어 $\beta = 1.5$ 가 된다. 물론 WDT mode에서 이온이 照射된 시편이라도 자기장이 B_0 보다 훨씬 크다면 β 가 2.0에 근접할 수 있지만 이 model이 고자기장에서 중요한

vortex 간의 상호작용을 고려하지 않았기 때문에 꼭 그렇게 되리라는 보장은 없다.

$B_{\phi}=0T$ 시편에 대한 우리의 실험 결과가 YBCO 박막에 대한 기존의 연구와 배치된다고 볼 수 없다. 왜냐하면 박막에는 twinned single crystal에 비해 많은 pinning center가 이미 존재하고있어 β 가 고자기장에서도 변하지 않을 수 있다. 참고로 Luo 등은 1.4T 보다 큰 모든 자기장에서 $\beta = 1.7 \pm 0.2$ 를 보고하였다⁽⁷⁻²⁻²⁾. 또한 Wöltgens 등은 vortex glass transition 부근에서 $\rho_{xy} \sim A \rho_{xx}^{2.0 \pm 0.2}$ 의 scaling이 넓은 범위의 전류밀도에 대하여 성립함을 보였으나 그들의 data를 잘 살펴보면 우리가 측정한 작은 전류 영역에서는 β 가 2.0 보다 작아서 우리의 결과와 일치함을 알 수 있다⁽⁷⁻²⁻³⁾.

위와 유사한 측정을 columnar defect를 포함하는 TBCCO 박막에 대하여 Budhani 등과 SamoiloV 등이 수행하여 두 그룹 모두 중이온 照射 전, 후에서 똑같은 scaling 거동을 관측하였다^(7-2-11.7). 그 이유로는 scaling 법칙이 성립하는 온도 영역에서 TBCCO 박막의 vortex 구조가 이차원적 특징을 가지고 박막 자체에 이미 많은 defect들이 존재하여 이온 照射에 의한 pinning의 향상이 YBCO 단결정만큼 뚜렷하게 나타나지 않기 때문으로 해석된다. SamoiloV 등은 YBCO 단결정의 σ_{xy} 를 Pb이온을 照射하기 전, 후로 측정하였다⁽⁷⁻²⁻⁷⁾. Vinokur의 model에 따르면 $\sigma_{xy} = \rho_{xy} / \rho_{xx}^2 = \alpha / B \phi_0$ 로서 pinning에 무관하므로 이온 조사 전, 후의 σ_{xy} 를 비교해 봄으로써 식 (7-2-1)의 유효성을 검증해 볼 수 있다⁽⁷⁻²⁻¹⁵⁾. 이런 관점에서 그들이 얻은 data는 정확하더라도 σ_{xy} 를 그린 방법 때문에 σ_{xy} 가 이온 照射에 영향을 받지 않는다는 그들의 결론은 잘못된 것 같다. 왜냐하면 각기 다른 T_c 를 가지는 시편의 물리적 성질을 비교하려면 실제온도가 아니라 reduced scale을 사용함이 타당한데 그들은 전자를 이용하여 σ_{xy} 를 나타내었기 때문이다. 따라서 우리는 $B_{\phi}=0, 2T$ 의 σ_{xy} 를 t 의 함수로서 그림 7-2-4에 그렸다. 그림에서 알 수 있듯이 $B_{\phi}=2T$ 의 σ_{xy} 가 저온영역에서 $B_{\phi}=0T$ 에

비해 훨씬 떨어졌고 이것은 mixed state Hall 효과가 pinning에 의존성이 있음을 보여주는 증거라고 할 수 있다. Samoilov 등의 결과도 t 의 함수로서 재구성하면 우리의 결과와 일치한다.

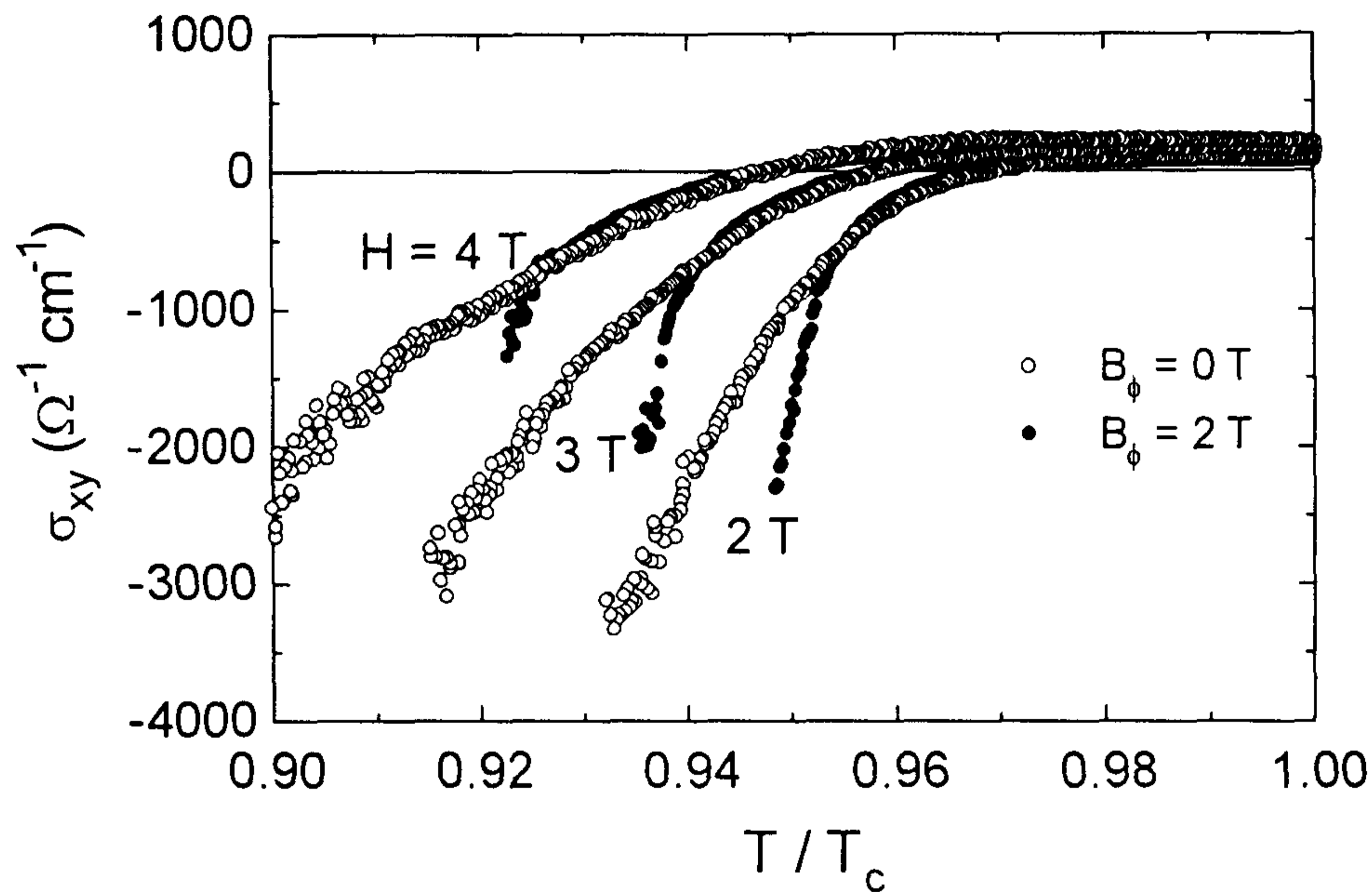


그림 7-2-4 자기장 2, 3, 4T에서 측정된 $B_\phi=0, 2T$ YBCO 단결정들의 Hall conductivity를 t 의 함수로 그렸다. Pinning이 강해지는 저온 영역에서 뚜렷한 차이를 보인다.

제 3 절 결 론

C축에 대하여 각기 다른 각도를 이루는 crossed columnar defect가 $YBa_2Cu_3O_x$ 박막의 수송 특성에 미치는 영향에 대하여 연구하였다. 측정이 이루어진 대부분의 H-T 평면상에서 $[\pm 10^\circ]$ 박막이 가장 높은 J_c 를 보였고 고온, 고자장의 일부 영역에서만 $[0^\circ]$ 의 J_c 가 약간 컸다. Activation

energy도 유사한 거동을 보여 $H \leq 4T$ 에서는 $[\pm 10^\circ]$ 가 최대의 activation energy를 나타냈지만 보다 큰 자기장에서는 $[0^\circ]$ 일 때 가장 크게 나타났다. 단결정의 경우에 비해 $[0^\circ]$ 에 대한 $[\pm 10^\circ]$ 의 J_c 증가가 그리 크지 않아 박막에서는 point defect가 pinning에 중요한 부분을 차지함을 알 수 있었다. 그리고 defect의 경사면과 전류가 이루는 방향에 대한 수송 특성의 차이점은 발견하지 못했다.

중이온 照射에 따른 pinning 효과의 증가가 YBCO 단결정의 Hall 효과를 변화시켰다. 이온이 照射된 단결정의 scaling 지수 β 는 1.5 ± 0.1 로 照射되지 않은 경우와 다르게 나타났고 Hall conductivity σ_{xy} 또한 이온 照射 후에 변화하였다. 이러한 결과는 pinning의 세기가 커짐에 따라 β 가 2.0에서 1.5로 감소해야 한다는 WDT의 이론과 일치한다.

제 8 장 종합 결론

본 연구는 고온초전도 전자소자 과제의 최종년도 연구로서 과제의 목표를 달성하기 위하여 여러 분야의 연구를 유기적으로 수행하였으며, 각 부문별로 요약하면 다음과 같다. (구체적인 결과 수치는 본문에 언급하였으므로 여기에서는 생략함)

1) 박막 제조 및 소자 가공

소자 제작에 요구되는 박막을 laser ablation 방법과 rf magnetron sputtering 방법으로 제조하였으며, 다층박막의 전극재료 및 완충층으로 사용하기 위하여 SrRuO_3 박막에 대한 연구를 수행하였다. ECR ion beam etching 장비를 사용하여 박막을 patterning하고, 마이크로파 소자에의 응용을 위하여 대면적 박막 및 양면 박막을 제조하였다. SFQ 소자 제작을 위하여 bicrystal 기판을 사용하여 grain-boundary Josephson junction을 형성하고 소자를 제작하였다.

2) 마이크로파 소자 응용 연구

마이크로파 필터를 설계 제작하고 주파수 응답 특성을 분석하였으며, 마이크로파 공진기를 제작하여 공진 특성을 분석하고 Q-factor, 표면저항 등의 마이크로파 특성을 측정하여 소자 응용에 활용하기 위한 연구를 수행하였다. 이 공진기를 사용하여 YBCO 오실레이터를 설계 제작하고 기본적인 특성을 확인하였다.

3) SFQ 논리소자 제작 연구

실용성 Josephson junction을 응용하여 초고속 논리회로인 단자속 양자(SFQ) 소자 제작을 위한 연구를 수행하였다. Bicrystal 기판을 사용하여 Josephson junction과 SQUID를 제작하여 SFQ 논리소자를 제작하고 특성을 분석하였으며, 액체질소 온도 근처에

서 작동하는 read SQUID와 결합된 flip-flop을 설계하여 제작하여 작동을 시험한 결과 error 없이 잘 작동함을 확인하였다.

4) 광센서 응용연구

광센서의 광감응도를 향상시키기 위하여 기판과 thermal holder 사이의 열전달 차이에 의한 광반응 전압과 광반응 시간의 변화를 측정, 분석하였다. Apieson과 GE vanish의 경우를 비교하였으며, Apieson 보다 GE vanish가 좀더 큰 광반응 전압을 보였으며, 광반응 시간은 느리게 나타났다. 기판과 holder의 간격을 0.1 mm로 하였을 때 가장 큰 광반응 전압을 얻었다.

5) 대면적 고온초전도 박막의 특성 평가법

개선된 쌍코일 방법을 사용하여 대면적 박막의 임계온도, 임계전류밀도, 침투깊이 등을 측정할 수 있는 장치를 개발하였다. 최적의 비균형 구동코일을 도입하여 박막의 가장자리에 있는 밀집하는 차폐전류를 영으로 만들어 정확한 임계전류밀도와 침투깊이를 측정할 수 있었다.

6) 물성 연구

초전도 단결정과 박막에 중이온을 조사시켜 인위적으로 pinning center를 만들어 주고 그 영향을 조사하였으며, 수송특성과 Hall 효과 등의 물성을 측정하였다.

참 고 문 헌

- 2-2-1. J. J. Randall, J. Am. Ceram. Soc. 81, 2629 (1959)
- 2-2-2. P. R. van Loan, Ceramic Bulletin 51[3], 231 (1972)
- 2-2-3. C. B. Eom, Science 258, 1766 (1992)
- 2-2-4. X. D. Wu, Appl. Phys. Lett. 62[19], 2434 (1993)
- 2-2-5. C. B. Eom, Appl. Phys. Lett. 63[18], 2570 (1993)
- 2-2-6. Q. X. Jia, J. Mater. Res. 11[9], 2263 (1996)
- 2-2-7. T. Mitsuzuka, Jpn. J. Appl. Phys. 35[3], 1712 (1996)
- 2-2-8. K. Watanabe, Mat. Res. Bull. 32[1], 83 (1997)
- 2-2-9. L. Antognazza, Appl. Phys. Lett. 63[7], 1005 (1993)
- 2-2-10. S. Madhavan, Appl. Phys. Lett. 68[4], 559 (1996)
- 2-2-11. F. Lichtenberg, Appl. Phys. Lett. 60[9], 1138 (1992)
- 3-1-1 J. Bybokas and R. Hammond, Microwave Journal, Feb. p. 12 (1990)
- 3-1-2 N. Klein et al., Physica C, 162-164, 1549 (1990)
- 3-1-3 D.E. Oates, A.C. Anderson, B.S. Shih, IEEE MTT-symp., Long Beach, CA, June (1989)
- 3-1-4 G.L. Matthaei, L. Young, and E.M.T. Jones, 'Microwave filters, impedance-matching networks, and coupling structures', McGraw-Hill, 1964, New York.
- 3-1-5 A. T. Findikoglu, Q. X. Jia, D. Reagor, I. H. Campbell, C. B. Mombourquette, D. McMurry, and X. D. Wu, Submitted to Appl. Phys. Lett., 1995.
- 3-1-6 D. Zhang, G.-C. Liang, C.F. Shih, R.S. Withers, M.E. Johansson, A. Dela Cruz, presented at the 1994 App. Supercond. Conf. (ASC), Boston, MA, Oct. 16-21, 1994.
- 3-1-7 J. Madden, High-Tc Update Nov. 15, 1994.
- 3-1-8 G. B. Lubkin, Physics Today, 23, March (1995)
- 3-1-9 A.G. Denisov and Sang Young Lee, Applied Superconductivity 3(5), 249 (1995)
- 3-2-1 Sang Young Lee, G.B. Kim, S.T. Lim, W.N. Kang, T.S. Hahn, S.S. Choi, B. Oh, Y.W. Choi, S.H. Moon, A.G. Denisov, Physica

C 244, 63 (1995)

- 3-2-2 이상영, 김강보, 임성택, 오병두, 허필화, 최영환, 김홍득, 최상삼, 한택상, A.G. Denisov, and V.A. Obolonsky, *응용물리* 7(2), 111 (1994)
- 3-2-3 Sang Young Lee et al., to be published in *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (1997) ; Sang Young Lee, G.B. Kim, S.T. Lim, C.S. Jung, J.W. Ahn, V.B. Fedorov, V.A. Obolonsky, A.G. Denisov, S.S. Choi, T.S. Hahn, Y.H. Kim, B. Oh and Y.H. Choi, *Proc. Conference on High-Tc Superconductivity*. 4, 289 (1994)
- 3-2-4 B. Oh, H.T. Kim, Y.H. Choi, S.H. Moon, P.H. Hur, M. Kim, S.Y. Lee and A.G. Denisov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 5(2), 2667 (1995)
- 3-3-1 H.A. Wheeler, *Proc. IRE*, 30(9), 412 (1942) ; H.A. Wheeler, *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.* MTT-13, 172 (1965)
- 3-3-2 R.A. Pucel, D.J. Masse, C.P. Hartwing, *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.* MTT-16, 342 (1968)
- 3-3-3 H.-Y. Lee and T. Itoh, *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.* MTT-37, 1905 (1989)
- 3-3-4 C. Zahopoulos, W.L. Kennedy and S. Sridhar, "Performance of a fully superconducting microwave cavity made of the high Tc superconductors YBa₂Cu₃O_y," *Appl. Phys. Lett.* 52, 2168 (1988)
- 3-3-5 A.M. Portis, D.W. Cooke and E.R. Gray, "RF properties of high-temperature superconductors: Cavity methods," *J. Superconduct.* 3, 297 (1990)
- 3-3-6 N. Klein, U. Dahne, U. Poppe, N. Tellman, K. Urban, S. Orbach, S. Hensen, G. Muller and H. Piel, "Microwave surface resistance of epitaxial YBa₂Cu₃O_{7-δ} thin films at 18.7 GHz measured by a dielectric resonator technique," *J. Superconduct.* 5, 195 (1992)
- 3-3-7 Y. Kobayashi, T. Imai and H. Kayano, "Microwave measurement of temperature and current dependences of surface impedance for high-Tc superconductors," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 39, 1530 (1991)
- 3-3-8 Zhi-Yuan Shen, C. Wilker, P. Pang, W.L. Holstein, D. Face and D.J. Kountz, "High-Tc superconducting sapphire microwave resonator with extremely high Q-values up to 90 K," *IEEE*

- Trans. Microwave Theory Tech* 40, 2424 (1992)
- 3-3-9 D. Pozar, "Microwave Engineering", Addison-Wesley.
- 3-3-10 K.A. Zaki and A.E. Atia, "Modes in dielectric-loaded waveguides and resonators", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech* 31, 1039 (1983)
- 3-4-1 Sang Young Lee, J.Y. Cho, Y.H. Kim, B.J. Soh, B.H. Park, J.W. Ahn, C.S. Jung, T.S. Hahn, S.S. Choi, B. Oh, S.H. Moon, V.B. Fedorov, A.G. Denisov, *Physica C* 283, 83 (1996)
- 3-4-2 Sang Young Lee, J.Y. Cho, Y.H. Kim, B.J. Soh, B.H. Park, J.W. Ahn, C.S. Jung, T.S. Hahn, S.S. Choi, B. Oh, S.H. Moon, V.B. Fedorov, A.G. Denisov, to be published in JKPS (1997)
- 4-1-1. J. Matisoo, *Appl. Phys. Lett.*, 9, 167 (1966).
- 4-1-2. S. Hasuo, S. Kotani, A. Inoue, and N. Fujimaki, *IEEE Trans. on Magnetics*, 27, 2602 (1991).
- 4-1-3. K. K. Likharev and V. K. Semenov, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, 1, 3 (1990).
- 4-1-4. B. Oelze, B. Ruck, E. Sodtke, A. F. Kirichenko, M. Yu. Kupriyanov, and W. Prusseit, *Appl. Phys. Lett.* 70, 658 (1997).
- 4-1-5. H. Fuke, K. Saitoh, T. Utagawa, and Y. Enomoto, *Appl. Phys. Lett.* 69, 2921 (1996).
- 4-1-6. B. Oelze, B. Ruck, M. Roth, R. Dömel, M. Siegel, A. Yu. Kidiyarova-Shevchenko, T. V. Filippov, M. Yu. Kupriyanov, G. Hildebrandt, H. Töpfer, F. H. Ihlmann, and W. Prusseit, *Appl. Phys. Lett.* 68, 2732 (1996).
- 4-1-7. V. K. Kaplunenko, Z. G. Ivanov, E. A. Stepantsov, T. Claeson, and E. Wikborg, *Appl. Phys. Lett.* 67, 282 (1995).
- 4-1-8. S. Shokhor, B. Nadgorny, M. Gurvitch, V. Semenov, Yu. Polyakov, K. Likharev, S. Y. Hou, and J. M. Phillips, *Appl. Phys. Lett.* 67, 2869 (1995).
- 4-1-9. M. G. Forrester, J. X. Przybysz, J. Talvacchio, J. Kang, A. Davidson, and J. R. Gavaler, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 5, 3401 (1995)
- 4-1-10. J. S. Martens, A. Pance, K. Char, M. E. Johansson, S. R. Whiteley, J. R. Wendt, V. M. Hietala, T. A. Plut, C. I. H.

- Ashby, S.T. Hou, and J. M. Phillips, *IEEE J. Solid-State Circuits* 29, 56 (1994).
- 4-1-11. "Superconducting Devices", ed. by S. T. Ruggiero and D. A. Rudman, Chap. 1, Academic Press Inc., San Diego, CA (1990).
- 4-2-1. *ibid*, Chap. 2.
- 4-2-2. O. A. Mukhanov, V. K. Semenov and K. K. Likharev, *IEEE Trans. on Magnetism*, 23, 759 (1987).
- 4-5-1. J. H. Kang and J. X. Przybysz, A. H. Worsham, and D. L. Miller, Extended abstracts of 5th International Superconductive Electronics Conference, Sep. 18-21, 1995, Nagoya, Japan, p.234.
- 4-5-2. J. D. Feder, M. Klein, and C. J. Anderson, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 3, 2760 (1993).
- 4-5-3. M. Klein and A. Mukherjee, *Appl. Phys. Lett.* 40, 744 (1982).
- 5-1-1 J. Clarke, G. I. Hoffer, P. L. Richard and N. -H. Yeh, *J. Appl. Phys.* 48, 4865 (1977)
- 5-1-2 P. L. Richard, J. Clarke, R. Leoni, Ph. Lerch and S. Verghese, *Appl. Phys. Lett.* 54, 283 (1989)
- 5-1-3 N. Bluzer, *J. Appl. Phys.* 78, 7340 (1995)
- 5-1-4 W. N. Kang, D. H. Kim, J. H. Park, T. S. Hahn, S. S. Choi and K. E. Gray, *Physica C* 233, 198 (1994)
- 5-1-5 R. Meservey and P. M. Tedrow, *J. Appl. Phys.* 40, 2080 (1969)
- 5-2-1 R. Barth, J. Siewert, C. Jaekel, B. Spangenberg and H. Kurz, *J. Appl. Phys.* 78, 4218 (1995)
- 6-1-1. A. T. Fiory, A. F. Hebard, P. M. Mankiewich, and R. E. Howard, *Appl. Phys. Lett.* 52, 2165, (1988)
- 6-1-2. J. H. Claasen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 5, 1413 (1995)
- 6-1-3. H. E. Porteanu, K. Karrai, et. al., *Phys. Rev. Lett.* 75, 3934 (1995)
- 6-2-4. A. B. Pippard, *Supercond, Sci. Technol.* 7, 696 (1994)
- 6-2-5. S. J. Turneaure, E. R. Ulm, and T. R. Lemberger, *J. Appl. Phys.* 79, 4221, (1996)
- 6-2-6. J. Y. Lee, Y. H. Kim, T. S. Hahn, and S. S. Choi, *Appl. Phys. Lett.* 69, 1637 (1996)
- 6-2-7. J. H. Claasen, J. E. Evetts, R. E. Somekh, and Z. H. Barber,

- Phys. Rev. B 44, 9605 (1991)
- 7-1-1. L. Civale *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 648 (1991)
- 7-1-2. R. C. Budhani *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 985 (1992)
- 7-1-3. J. R. Thompson *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2306 (1992)
- 7-1-4. D. R. Nelson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2398 (1991) ;
*Phys. Rev. B***48**, 13060 (1993)
- 7-1-5. V. Hardy *et al.*, *Physica C*, **191**, 85 (1992)
- 7-1-6. T. Hwa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3545 (1993)
- 7-1-7. L. Civale *et al.*, *Phys. Rev. B***50**, 4102 (1994)
- 7-1-8. L. Krusin-Elbaum *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3331 (1994)
- 7-1-9. V. Hardy *et al.*, *Physica C***257**, 16 (1996)
- 7-1-10. L. Krusin-Elbaum *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2563 (1996)
- 7-1-11. Th. Schuster *et al.*, *Phys. Rev. B***53**, 2257 (1996)
- 7-1-12. D. H. Kim *et al.*, *Physica C***177**, 431 (1991)
- 7-1-13. M. Tinkham, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1658 (1988)
- 7-1-14. J. D. Hettinger *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2044 (1989)
- 7-1-15. Th. Schuster *et al.*, *Phys. Rev. B***51**, 16358 (1995)
- 7-2-1. S. J. Hagen *et al.*, *Phys. Rev. B***41**, 11630 (1990)
- 7-2-2. J. Luo *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 690 (1992)
- 7-2-3. P. J. M. Wöltgens *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3858 (1993)
- 7-2-4. J. P. Rice *et al.*, *Phys. Rev. B***46**, 11050 (1992)
- 7-2-5. J. M. Harris *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1455 (1993)
- 7-2-6. M. N. Kunchur *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2259 (1994)
- 7-2-7. A. V. Samoilov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2351 (1995)
- 7-2-8. Y. X. Jia *et al.*, *Phys. Rev. B***47**, 6043 (1993)
- 7-2-9. A. V. Samoilov, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 617 (1993), and
reference therein.
- 7-2-10. S. J. Hagen *et al.*, *Phys. Rev. B***43**, 6246 (1991)
- 7-2-11. R. C. Budhani *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 621 (1993)
- 7-2-12. A. V. Samoilov *et al.*, *Phys. Rev. B***49**, 3667 (1994)
- 7-2-13. A. W. Smith *et al.*, *Phys. Rev. B***49**, 12927 (1994)
- 7-2-14. A. T. Dorsey *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 694 (1992)
- 7-2-15. V. M. Vinokur *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1242 (1993)
- 7-2-16. Z. D. Wang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3875 (1994)

- 7-2-17. Z. D. Wang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3618 (1991);
*Phys. Rev. B***46**, 284 (1992)
- 7-2-18. For example, L. Civale *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 648 (1991)
- 7-2-19. J. A. Fendrich *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1210 (1995)
- 7-2-20. W. K. Kwok *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2614 (1994)
- 7-2-21. V. M. Vinokur *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 259 (1990)