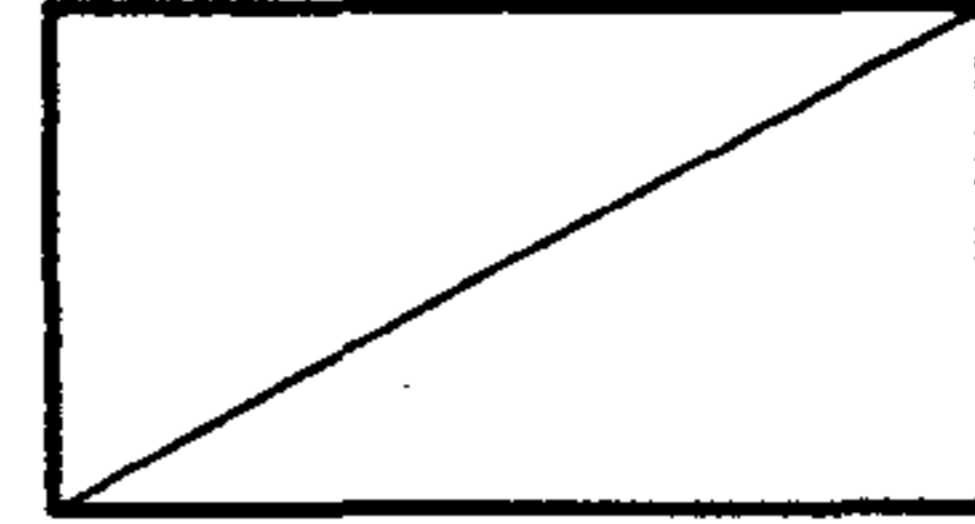


최종 보고서



**고온초전도 기술 개발**

**Development of High Tc Superconductivity  
Technology**

**고온초전도 박막을 이용한 Microstrip  
안테나 개발**

**Development of Microstrip Antenna using High Tc  
Superconducting Thin-film**

주관연구기관 : 한국 표준 연구소

협동연구기관 : 전 북 대 학 교

**과 학 기 술 처**

# 제 출 문

## 과 학 기 술 처 장 관 귀 하

본 보고서를 “고온 초전도 기술 개발” 과제의 (세부과제 “ 고온초전도 박막을 이용한 microstrip 안테나개발”의) 최종 보고서로 제출합니다.

1997. 5. 19.

주관연구기관명 : 한국표준연구소

총괄연구책임자 : 박 종 철

협동연구기관명 : 전 북 대 학 교

협동연구책임자 : 한 병 성

연 구 원 : 박 성 진

민 경 한

김 민 기

정 동 철

허 원 일

황 국 연

# 요 약 문

## I . 연구제목

고온초전도 박막을 이용한 마이크로스트립 안테나 개발

## II . 연구개발의 목적 및 중요성

고온 초전도체는 전자 응용공학 분야 및 초고주파 응용공학 분야에서 무한한 가능성을 가지고 있으며 미국, 일본을 비롯한 선진 각국에서 국가적인 연구 계획을 수립하고 연구·개발을 추진하고 있을 정도로 그 잠재력이 무궁무진하다. 이미 고온 초전도 필터 등의 분야에서는 이미 실용화 단계에 이르고 있으며 장기적인 안목에서 볼 때, 고속, 고성능 정보통신부품, 가정용 전자기기에 이르기 까지 새로운 산업을 창출할 것으로 예상된다. 현 시기가 반도체 기술을 바탕으로하여 문명의 꽃을 일구어 냈다면 다가오는 2000년대는 가히 초전도 응용공학의 시대가 될 것이라 해도 큰 무리가 아니며 반도체 기술을 바탕으로한 현재를 제 2의 산업혁명이라고 일컫는다면 고온 초전도체를 통한 각종 응용공학의 발달은 제 3의 산업혁명이라고 얘기할 수 있을 수준에 이르러 있다고 해도 과언은 아니다. 특히 정보.통신 분야에서의 급진적인 발전과 폭발적인 수요의 증가는 문화적인 모든 환경을 바꾸고 있는 형편이며 전 지구를 그야말로 일일 생활권에 포함시키고 있으며 이러한 산업적 사회적 수요는 세기말에 이르러 포화상태에 이를 것으로 전망하고 있다. 이러한 시점에서 현

반도체 재료를 대체할 유일한 재료로서 고온초전도체의 활용가치는 매우 크다고 할 수 있다. 또한 기존의 반도체가 경제.사회에 미치고 있는 영향을 고려해 볼 때 반도체소자를 바탕으로 한 인공지능(neural intelligence) 및 정보.통신 산업이 전체 산업을 주도하면서 계속 그 중요성을 더해 갈 전망이어서 신소자의 개발에 못지않게 이에 수반되는 절립돌과 기술의 한계도 많다. 따라서 예상되는 난관을 극복하고 반도체 기술과의 접목을 순조롭게 해주는 분야에 있어서도 고온초전도 응용기술은 매우 유용하다.

본 연구과제에서는 현재 상용화 되어있는 마이크로스트립 안테나의 고온 초전도 응용기술의 개발 및 확보에 그 주안점이 있다. 마이크로스트립 안테나는 일반 도체를 주 재료로 사용하기 때문에 효율, 크기, 지향성 및 이득 등에서 기술개발의 한계를 보여주고 있으며, 무선전화나 인공위성을 이용한 통신 수요의 증가와 이동통신의 대중화에 따른 안테나의 수요가 급증하는 추세에 있어 고주파영역에서 높은 효율과 지향성이 개선된 초전도 마이크로스트립 패치안테나의 개발이 정보통신 분야의 핵심 과제로 부각되고 있다.

따라서 본 연구에서는 rf-sputtering 방법을 사용하여 양질의 고온초전도 박막을 제작하고, 이 기판을 사용하여 높은 효율과 지향성이 개선된 고온초전도 마이크로스트립 패치안테나를 제작하였으며 이를 일반 도체를 주 재료로 하는 안테나와 비교하여 성능 및 효율, 이득 등에서 우월성을 입증하는데 그 목적이 있다고 할 수 있다.

### Ⅲ. 연구개발의 내용 및 범위

- 고온초전도 박막제조 및 미세가공
  - 유전체 단결정기판(MgO, LaAlO<sub>3</sub>)위에 rf-magnetron sputtering법으로 YBCO 고온 초전도 박막 제조
  
- 고온초전도 마이크로스트립 안테나 배선 및 고주파특성 조사
  - 사진식각에 의한 고온초전도 박막의 미세 형상화 및 박막의 특성 평가
  - 고주파 설계 시스템에 의한 안테나 최적 패턴 및 전자기적 특성 컴퓨터 시뮬레이션 배선 및 고주파 특성 조사 (모델 정립, 시작품 제작)
  
- 고온초전도 마이크로스트립 안테나 정합회로망 및 급전회로망 구성
  - 고온초전도 마이크로스트립 안테나와 급전회로망의 interconnection
  - Test pattern 설계 및 제작
  - 전송특성 조사 (시작품제작)
  - 컴퓨터를 이용한 임피던스 정합

○ 고주파 특성 평가

- Cryostat 설계 및 제작
- 이득, 지향성 조사
- 위상 및 잡음, 손실 측정

**IV. 연구개발결과 및 활용에 대한 건의**

- 1) rf sputtering을 이용하여 최적의 조건을 산출한 후 제작한 박막의 임계 전류밀도는 약  $6 \times 10^6$  A/cm<sup>2</sup>로 이 값은 마이크로 디바이스를 응용하기에 적합한 값으로 나타내었다.
- 2) 이미 개발된 단일 마이크로스트립 안테나 설계 프로그램을 이용해서 제작한 공진주파수 12 GHz인 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 폭과 길이는 각각 5.43 mm, 4.439 mm였으며, 이때의 이득은 전자기적 특성 시뮬레이션 프로그램에서 도출된 이론값과 실제 측정치를 비교하여 그 잇점을 항공우주산업에 충분히 활용할 수 있도록 하였다.
- 3) 일반도체를 이용한 마이크로스트립안테나의 효율은 약 60 % 정도인데 비하여 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 효율은 이론값 및 측정값으로부터 추론하여 약 95 % 를 나타내었다.
- (4) 이론적으로 도출한 초전도 마이크로스트립 배열 안테나의 지향성 및 이득은 약 15 [dB] 정도로 나타났다.

5) 우수한 마이크로스트립 배열 안테나를 제작하기 위해서는 안테나의 덮개층의 영향 및, 기판의 두께에 따른 특성조사 등 여러가지 조건을 달리한 계속적인 연구가 필요할 것으로 생각된다.

최근의 안테나 기술은 재료적인 측면에서 볼 때 재료 자체가 가지고 있는 고유 저항으로 인하여 급전 손실 및 안테나 자체 손실이 발생하고 있으며 특히 주파수 대역이 Ku 밴드 이상으로 증가하게 될 경우, 급격하게 증가한다는 단점을 가지고 있다. 따라서 현 시점에서 고온초전도체의 박막화 기술을 바탕으로 하여 이를 안테나에 적용한다면 특별한 어려움 없이 주파수 대역 향상을 기대할 수 있을 뿐만 아니라 기존의 안테나가 가지고 있는 잡음 및 혼신, 불필요한 전파 왜곡 및 등의 문제를 해결할 수 있게 된다.

- 고온 초전도 안테나를 이용한 무손실, 고효율 시스템의 구현
- 고온 초전도 안테나의 실제 시스템에 적용 가능성 타진
- 고온 초전도 안테나를 이용한 인공위성용 안테나 배열(array) 개발
- 오실레이터와 주파수 제어가 가능한 능동 안테나의 구현
- 각종 소형 안테나의 제작기술 확보
- 전송특성 향상을 위한 test patterned 안테나제작

# SUMMARY

## I . Title

Development of the microstrip antenna using High T<sub>c</sub> superconductor thin film

## II . Contents of the Research

The main purpose of this research is the realization of high efficiency superconducting microstrip antenna, using High-T<sub>c</sub> superconducting thin film. The High-T<sub>c</sub> superconductor possessed of infinitive potential power in the electronic application fields. It is expected to creative new industry up to high speed, high quality communication elements and home electronic tools. In presents, we lived in comfortly and conveniently in the whole field of society as a product of civilization which is made of semiconducting technology.

Microstrip patch antennas have been popularly used in the broad frequency range from about 100 MHz to 50 GHz because of low price, small size and light weight. Mass production of these makes it possible to use photographic technique on the dielectric substrate and they can be easily set up. Moreover, since a microstrip patch antenna can be installed around a cylinder, it can be utilized in wide bandwidth radar, satellite



antenna, and high-speed objects such as rockets and missiles.

Conventional microstrip antenna uses general conductor as major material and the possibility of its technical developments in efficiency, size, directivity, and gain is limited. Currently the development of superconducting antenna having improved directivity and high efficiency in the high frequency range becomes a principal subject in the fields of information and telecommunication since the demand of antenna increases rapidly in accordance with the increase of communication request using radiotelephone and satellite and with the popularization of mobile communication.

In the present research, we made high quality thin-films of high- $T_c$  superconductor using the rf-sputtering method. We have designed and fabricated a microstrip patch antenna with central frequency of 11.65 GHz and then analyzed it by using the moment methods. From these solutions of moment methods, diverse feeding types were considered and fabricated. Finally five feeding types were implemented throughout diverse measurements and experimentations. It has a resonant length of 4431  $\mu\text{m}$ , a width of 5349, and a  $50 \Omega$  feed line width of 490  $\mu\text{m}$ . To compare the characteristics of HTS microstrip antennas and those of normal metal antennas, the copper microstrip antennas of same dimensions were made on MgO substrates.

### **III. Contents and Scope of the Research**

- Fabrication of High-Tc superconducting thin-films
  - Fabrication of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  High-Tc superconducting thin-films on the single crystal substrates ( $\text{MgO}$ ,  $\text{LaAlO}_3$ ) by rf-magnetron sputtering method
  
- Measurements of High-Tc superconducting microstrip antenna feedline and high frequency characteristics
  - Patterning of High-Tc superconducting thin-film by photolithographic and measurement of thin-films
  - Production of microstrip antenna's best optimum pattern by high frequency design system and high frequency characteristics by computer simulation of electromagnetic characteristics
  
- Consist of Matching and Feeding network of High-Tc superconducting microstrip antenna
  - Interconnection of High-Tc superconducting microstrip antenna and feeding network
  - Design and Fabrication of Test pattern

- Measurement of transmission characteristics
  - Impedance matching using computer simulation
- Measurement of high frequency characteristics
- Design and Fabrication of Cryostat
  - Gain and directivity
  - Noise, loss, phase

#### IV. Results and Prospects of the Research

##### A. Thin film fabrications

- Successful fabrication of thin film with  $T_c=85$  K and  $J_c=6 \times 10^6$  A/cm<sup>2</sup> by rf sputtering method

##### B. Devices fabrications

- Length and Width of HTS microstrip antenna in the 12 GHz of resonant frequency are  $L=4.439$  mm, Width  $W=5.43$
- Theoretical efficiency of normal microstrip antenna has about 65 [%], but theoretical efficiency of HTS microstrip antenna has about 95 [%]
- Directivity gain of HTS Microstrip antenna has about 15 [dB] and theoretical gain of antenna has 15 [dB]

### C. Prospects

- Realization of High gain and High efficiency system using HTS microstrip antenna
- Fabrication of HTS microstrip antenna adaptable to practical system
- Development of HTS microstrip array antenna for satellite communication
- Fabrication of test patterned antenna for increase of transmission characteristics

# 목 차

|   |    |
|---|----|
| 1 장 서 론 .....   | 1  |
| 2 장 고온초전도체의 전자기학적 특성 해석 .....   | 8  |
| 2.1. 초전도체의 모델링 .....  | 8  |
| 2.2. 초전도체의 전자기적 특성 .....  | 22 |
| 2.3 Modified-Two Fluids 모델 .....                                      | 30 |
| 3 장 모멘트법을 이용한 고온초전도 .....   | 35 |
| 3.1. 유전체 기판에서의 Green 함수 .....   | 38 |
| 3.2. 마이크로스트립 패치 안테나에서의 모멘트법 .....                                     | 42 |
| 4 장. 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 제작 .....                                      | 61 |
| 4.1. YBa <sub>2</sub> Cu <sub>3</sub> O <sub>x</sub> /MgO 박막 제조 ..... | 61 |
| 4.2. 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 형상화 .....                                     | 71 |
| 5 장 고온초전도 박막의 특성고찰 .....  | 74 |
| 5.1. 박막의 전자기적 특성 측정 .....   | 74 |
| 5.2. 고온초전도 박막의 미세조직 관찰 .....  | 79 |
| 6 장 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 특성 측정 및 고찰 .....                               | 81 |

|  |     |
|--|-----|
| 6.1 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 특성 측정을 위한<br>시스템 구축 ..... | 81  |
| 6.2 반사계수의 측정 .....                               | 83  |
| 6.3 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나의 방사 패턴 .....            | 100 |
| 7 장 결 론 .....                                    | 103 |
| 참고 문헌 .....                                      | 106 |

# 1 장 서 론

## 가. 고온초전도 초고주파 소자의 연구개발 동향

Bednorz 와 Müller에 의해 LaSrCuO산화물 초전도체( $T_c = 35$  K)가 발견된 이래 비약적인 발전을 거듭한 새로운 초전도체 합성에 관한 연구는 액체 질소 비등점 이상에서 초전도 현상을 나타내는 YBaCuO산화물 초전도체 ( $T_c=80\sim 135$  K) 합성을 정점으로 새로운 전기를 맞이하게 되었다. 현재 연구자들의 관심은 지속적인 초전도 물질의 합성과 더불어 이미 합성된 물질을 바탕으로 이를 산업현장에 응용하려는 시도가 주류를 이루고 있다. 국내외적으로 활발하게 진행되고 있는 초전도 응용에 관한 연구는 기존의 선재 화나 박막화<sup>[1]</sup>를 이루어낸 성과를 바탕으로 조셉슨 접합을 이용한 초전도 트랜지스터나 안테나, 필터<sup>[2]</sup>, 공진기<sup>[3][4]</sup> 등의 마이크로파 소자 구현으로 이어지고 있다.

일반적으로 고온초전도체는 임계온도 이하에서 손실이 없고 저항이 '0'이라는 것은 잘 알려진 사실이다. 그러나 이러한 현상은 고온초전도체에 흐르는 전류나 전류신호가 직류일 경우에 한한다. 통신 시스템에 이용하기 위해 고온초전도체를 초고주파 소자에 응용할 경우 실제 표면저항은 동작 주파수가 증가할수록 선형적으로 증가하며 대략 수백 GHz에 이르는 경우 일반 금속과 별다른 차이점을 보이지 않고 오히려 구리 등의 일반금속에 비하여 저항이 증가한다. 100 GHz 이하에서 고온초전도체를 수동소자에 응용할 경우, 초고주파 소자 효율저하의 원인이 되는 표면저항의 실수부  $R_s$ 는 대략 구리와 같은 일반 상전도체에 비하여 10~100배 정도 작다. 이러한 낮은 표면저항  $R_s$ 를 고온초전도 초고주파 소자에 응용할 경우 삽입 손실을 현저하게

감소시킬 수 있으며 이는 초고주파 수동소자의 효율을 증가시킨다. 특히 마이크로스트립 안테나와 같은 전자파 누설 소자에 응용하게 되면 상당한 이득 향상을 가져온다.

따라서 본 연구과제에서는 고온초전도체를 이용한 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 제작 및 특성 해석, 컴퓨터 모의실험을 통한 설계 방식의 최적화에 역점을 두어 연구를 진행하였다. 현 단계에 있어 국제, 국내의 초전도 마이크로파 소자에 관한 연구 개발 현황은 주로 기존의 고온 초전도체의 박막화를 바탕으로 하여 일반 상전도체의 전자장 해석 기법에 기초한 설계 방식을 그대로 적용하여 고온초전도 소자를 제작하고 이를 동일한 패턴의 상전도 물질로 제작된 마이크로파 소자와 단지 기계적인 비교를 하는 수준에 머물러 있다. 그러나 여타 마이크로파 소자와는 달리 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 연구 개발에 있어 고온 초전도 물질의 전자기학적 거동에 대한 명확한 모델링은 매우 중요하다. 경우에 따라서는 상전도 물질과 동일하게 해석된 시제품이 동일한 패턴의 초전도 안테나에 비하여 효율과 가격대비 성능면에서 앞서는 결과를 보이거나 대동소이한 차이점을 보여 연구자를 낙담시키는 일이 다수 보고되고 있는 것도 바로 이러한 시행오차에서 비롯된 것이라 할 수 있다. 따라서 본 연구과제에서는 꼭 필요한 경우를 제외하고는 다양한 시행착오를 최소화한 연구결과에 관한 내용만을 기술할 예정이다.



## 나. 국내·외 연구동향

### a. 국내 동향

먼저, 고온초전도체 안테나 응용에 관한 연구동향을 고찰하기 위해서는 국내·외적으로 활발히 연구되고 있는 마이크로파 소자 개발기술 동향을 이해하는 것이 필요하다. 앞서 언급한 바와 같이 고온초전도체의 응용은 마이크로파 대역이나 밀리미터파 대역에서 소자 자체의 이득의 향상과 고효율 소자의 구현이 가능하다는 점, 그리고 소자를 최소화 (miniaturization)하여 전체 시스템을 소량 경량화 할 수 있다는 점에서 연구가치가 높다고 할 수 있다. 최근 고온초전도 마이크로파 소자 응용면에서 성가를 보이고 있는 국내의 연구팀들로는 삼성종합기술원, 한국과학기술연구원, 전자통신연구소, 건국대, 금성중앙연구소, 그리고 전북대 등을 이야기할 수 있다. 국내에서 이러한 마이크로파 소자를 집중적으로 연구하기 시작한 것은 1992년말부터이며, 부분적인 분야에서 괄목할만한 성공을 거두고 있다. 대표적으로, 위성, 유·무선 통신분야에서 차세대 핵심소자 분야로 응용이 가능한 line, ring, meander line 형태의 고온초전도 공진기 분야와 이를 바탕으로 하는 고온초전도 필터 분야이다.

한편, 고온초전도 마이크로파 안테나 개발은 여타의 분야보다는 조금 늦은 94년 초, 전북대학교에서 그 개념을 제시하면서 시작되었다. 안테나 분야의 개발이 여타 공진기나 필터 등의 분야보다 늦은 것은 이유는 타 분야에 비하여 선행되어야 할 나름대로의 난점이 자리하고 있었기 때문이다. 무엇보다도 앞서서 언급한 바와 같이, 고온초전도체의 전자기학적 거동이 명확하게 이해되어야 하며 소자의 특성 예견을 위한 컴퓨터 모의실

힘이 이루어져한다는 점, 그리고 이를 바탕으로 최적의 패턴 설계가 이루어져야 한다는 점에서 여타 분야에 비해서 다소 까다로운 문제가 자리 잡히게 되기 때문이다. 또한 전술한 수동소자들의 특성평가 시스템을 구축하기위해서 대략적으로 갖추어져야 할 시스템이 마이크로파 generator, 회로망 해석기, 감쇄기, 마이크로파 검출기 등인데 반하여 고온초전도 안테나 특성 평가를 위해서는 온도 제어가 가능한 마이크로파 차폐실의 건조가 필요하며 역시, 전술한 소자들이 신호를 소자 내부에서 필터링하거나 공진시키는 구조와는 달리 공진된 신호의 누설을 외부에서 검출해야 하기 때문에 정교하게 제작된 cryostat가 필요하다는 점에서 다소간의 어려움이 있다고 할 수 있다.

현재, 국내에서 고온초전도체를 안테나에 적용하려는 시도는 전북대학교 초전도 연구실 외에는 사실 알려진 바가 없을 정도로 여타의 고온초전도 응용분야에 비해 상당히 낮은 분야이다.

따라서 최종적으로 완료된 본 연구팀의 연구결과를 개괄적으로 고찰하면 고온초전도체의 전자기학적 거동에 대한 연구가 체계적으로 이루어졌으며 이를 바탕으로 약 30 여개의 다양한 형태의 안테나 패턴이 설계되고 제작되었다. 또한 현재 우수한 특성을 나타내고 있는 다섯 종류의 안테나에 패턴에 대한 상세한 특성 평가와 해석이 이루어졌다.

#### b. 국외 동향

고온초전도체를 이용한 마이크로파 소자 개발은 국내뿐만이 아닌 전 세계적으로 활발히 그리고 폭 넓게 연구되고 있는 바, 그 대표적인 국가는 미국과 일본이다. 현재, 미국 등지에서 연구되고 있는 분야는 공진기

와 필터들이 대표적이며, 이러한 측면은 이러한 분야들이 여타 분야에 비해 보다 빠르게 실용화와 산업에로의 응용이 이루어질 것이라는 점을 시사해주고 있다. 고온초전도 공진기와 이를 바탕으로 개발이 가능한 고온초전도 필터는 현재, 위성통신 등에서 사용되고 있는 cavity-type의 필터에 비하여 소형 경량화가 가능하고 삽입손실을 대폭적으로 줄일 수 있기 때문에 정확하고 저잡음 신호의 전달에 많은 기여를 할 것으로 예상된다. 실질적으로 미국의 대표적인 통신회사인 Ameritech는 1994년 말부터 몇몇의 지상국에 고온초전도 필터를 설치하여 시범적으로 운용하고 있다.

초전도체를 마이크로파 대역의 안테나 시스템에 운용하려는 시도는 1991년 R.C. Hansen<sup>[5]</sup>의해서 그 개념이 제시되었으며, 이후 H. Chaloupka 등이 YBaCuO 산화물 초전도 박막을 이용하여 안테나 축소화(miniaturize)에 관한 방법을 제기하였고 R. J. Dinger<sup>[6][7]</sup> 등은 마이크로스트립 안테나를 배열 방식으로 제작할 경우 약 10 dB 정도 향상을 가져올 것이라고 보고한 바 있다. 실질적으로 고온초전도 마이크로스트립 안테나를 제작하여 특성을 일반 재료를 주 소재로하는 안테나와 비교하여 보고한 것은 미국의 R. M. Jamse였다. 그는 1994년 K-band에서 동작하는 구형과 원형의 단일 소자 마이크로스트립 안테나를 제작하고 이를 기초로하여 각각의 소자를 4개까지 확장 배열하여 그 특성을 제시한 바 있다.

이러한 국내·외적 고찰을 통하여 본 고온초전도 마이크로파 대역의 안테나 개발 및 연구 동향을 분석해보면 몇가지 흥미로운 사실을 발견하게 된다. 그 중 첫 번째는 고온초전도체의 안테나 응용 시도가 국내의 연구

시점과 개념의 제시와는 달리 불과 2~3년 정도의 차이를 가지고 있다는 점이다. 이것은 상당히 고무적인 사실인데 국내 연구진들의 노력 여하에 따라서 빠른 시일내에 연구성과를 추종해나갈 수 있다는 점이 그것이다. 이는 또한 산업적 파급효과와 연구활성화의 측면에서 볼 때도 매우 긍정적이라고 할 수 있다. 두 번째 주목해볼 만한 사실은 고온초전도체를 마이크로파 소자에 응용함에 있어 기초가 되어야할 고온초전도체 자체의 전자기학적 거동이 불분명하다는 점이다. 구체적으로 대략 세가지 연구 형태를 구분해 볼 수 있는데 그 첫 번째는 고온초전도체의 전자기학적 현상을 완전도체의 그것으로 해석하고 있다는 사실이다. 후술하겠지만 이러한 오류는 제작될 소자의 특성을 전혀 예견할 수 없게 만들 위험을 안고 있다. 그 두 번째는 기존의 저온초전도 현상을 이해하는데 주로 사용하였던 두흐름 모델(two-fluids model)이나 BCS이론 등을 거시적인 관점에서 그대로 적용하고 있다는 사실이다. 많은 기초 연구자들에 의한 보고는 이러한 오류가 실제 제작에 있어서 심각한 오류를 발생할 수 있음을 지적하고 있다. 그 세 번째는 시중에 유통 중인 기존의 마이크로파 설계 프로그램을 이용하여 일반도체를 주 소재로 한 소자처럼 고온초전도 소자를 설계·제작하고 있다는 사실이다. 이 역시, 고온초전도 소자의 제작에 심각한 오류를 가지고 있다고 할 수 있는데 많은 연구보고서들이 모의실험결과와 실제 측정에 있어서 상당한 오차를 보여주고 있음이 이러한 사실이 바탕이 되기 때문이다.

고온초전도 마이크로파 소자의 구현에 있어서 안타까운 점은 물론 기존의 일반 재료를 주 소재로 하고 있는 소자에 비해 월등히 뛰어난 특성을 가지고 있음에도 불구하고 제작된 소자가 가지고 있는 특성을 신뢰하

기에는 아직도 해결해야 할 많은 난점이 자리하고 있다는 사실이다. 하지만 현재 축적된 연구 경험을 토대로 이를 해결해 나간다면 고온초전도 관련 응용분야에서 단연 두각을 나타낼 것이 예상되며, 특히, 날로 그 필요성이 증가하고 있는 직접위성방송, 위성통신 및 개인휴대통신 등, 통신 시장에 있어서 그 수요가 폭발적으로 증가하리라고 예상되는 바 좀더 상세한 연구가 이루어진다면 빠른 시일 내에 괄목할 만한 성과가 이루어질 것이다

## 2 장 고온초전도체의 전자기학적 특성 해석

### 가. 이론적 배경

이 장에서 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 해석을 위해서 반드시 이해하여야 할 초전도체의 전자 및 자계와 전류의 거동을 관한 방정식을 기술하였다

### 2.1. 초전도체의 모델링

#### 2.1.1. 영 저항(zero resistance)

초전도 금속내에서 초전도전자의 운동은 어떠한 장애를 받지않으므로, 만일 일정한 전계  $E$ 가 그 재료속에서 유지되면 이 전계의 작용으로 초전도전자는 정상적으로 속도가 가해지게 된다.

$$ma = m \frac{\partial v_s}{\partial t} = eE \quad (2.1)$$

여기에서  $v_s$ 는 초전도전자(superconducting electron)의 속도이고  $m$ 과  $e$ 는 초전도전자의 질량과 전하이다. 만일 단위체적당  $v_s$ 의 속도로 움직이고 있는  $n_s$ 개의 초전도전자가 있다면 초전도전류(superconducting current)는 다음 식으로 표시될 수 있다.

$$J_s = n_s e \frac{\partial v_s}{\partial t} \quad (2.2. a)$$

위의 식을 식 (2.1)에 대입하면, 전계는 다음 식으로 표시되는 시간에 따라서 변화하는 전류를 만드는 것을 알 수 있다 .

$$\frac{\partial}{\partial t} J_s = \frac{n_s e^2}{m} E \quad (2.2. b)$$

Maxwell 방정식에 의하여 자계가 전계 및 전류와 관계지워져 있다는 것을 상기하면 다음과 같이 자계를 나타내는 방정식을 얻을 수 있다. 즉,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = - \nabla \times \mathbf{E}, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.4)$$

초전도체의 금속은 다른 비자성 금속과 같이 자기적이 아니고, 즉  $\mu_r = 1$ 로서 금속내의 모든 자속밀도가 전류에서 일어나고 있다고 가정하면, 이들 식으로부터 초전도체내의 전계와 그 속에 흐르고 있는 전류와의 관계를 도출할 수 있다.

즉, 식 (2.4)를 다음과 같이 다시 쓸 수 있다.

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left( \mathbf{J}_s + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \quad (2.5. a)$$

이 식에서,  $\mathbf{J}_s$ 는 금속내의 초전도전류밀도이다. 다시 전계가 시간에 관해서 빨리 변화하지 않는다고 가정하면, 변위전류(displacement current)  $\partial \mathbf{D} / \partial t$ 는  $\mathbf{J}_s$ 에 비하여 생략할 수 있다. 따라서 초전도체 내부에서는 Maxwell 방정식을 다음의 형태로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = - \nabla \times \mathbf{E} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}_s \quad (2.5. b)$$

(2.2. b)식을 (2.3)식에 대입하면,

$$B = -\frac{m}{n_s e^2} \nabla \times \frac{\partial}{\partial t} J_s \quad (2.6)$$

그리고, 식 (2.5 b)를 사용하면  $J_s$ 를 소거할 수 있다.

$$B = -\frac{m}{\mu_0 n_s e^2} \nabla \times \nabla \times \frac{\partial B}{\partial t}$$

이 식을 좀더 간단하게 하기 위해서  $m/\mu_0 n_s e^2$ 의 상수를 기호  $\alpha$ 로 나타내면, 위의 식은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\alpha \nabla \times \nabla \times \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.7)$$

여기에서,

$$\nabla \times \nabla \times \frac{\partial B}{\partial t} = \nabla (\nabla \cdot \frac{\partial B}{\partial t}) - \nabla^2 \frac{\partial B}{\partial t} \quad \text{이다.}$$

한편, Maxwell의 미분형 방정식에서  $\nabla \cdot B = 0$ 이므로, 식 (2.7)은 다음 식으로 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial t} &= \alpha \nabla^2 \frac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla^2 \frac{\partial B}{\partial t} &= \frac{1}{\alpha} \frac{\partial B}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.8)$$

이 식은 자속밀도  $B$ 가 충족되지 않으면 안되는 미분방정식이다. 이 식의 의미를 이해하기 위하여, 그림 (2.1)에서와 같이 경계면에 평행인 균일한 인가자계를 수반한 초전도체의 면을 생각한다. 금속 바깥쪽의 자속밀도가  $B_a$ 라고하고, 경계면에 수직인 방향을  $x$ 방향이라 하면, 인가자계는 균일하기 때문에  $B$ 는 어디서나 균일하기 때문에 식 (2.8)을 스칼라량의 방정식으로 간주해도 된다. 또, 경계면에 평행인 자계의 경사가



없기 때문에, 이 경우 식 (2.8)은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial^2 \dot{B}}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \dot{B} \quad (2.9)$$

이 식에 대한 해를 구하면,

$$\dot{B}(x) = \dot{B}_a \exp\left(\frac{-x}{\sqrt{\alpha}}\right) \quad (2.10)$$

여기에서  $B(x)$ 는 금속 안쪽의  $x$ 에 있어서의 자속밀도이고,  $\dot{B}_a$ 는 금속 바깥쪽의  $\dot{B}$ 의 값이며,  $\dot{B}$ 가 초전도체의 안쪽으로 진행해감에 따라 지수함수적으로 감소하는 것을 의미한다. 즉, 자속밀도의 변화는 표면에서 그다지 깊이 침투하지 않아, 금속 안쪽의 충분한 거리에서는 자속밀도는 인가자계와는 별로 관계가 없고 시간에 관해서도 변화하지 않는 일정한 값을 갖는다.

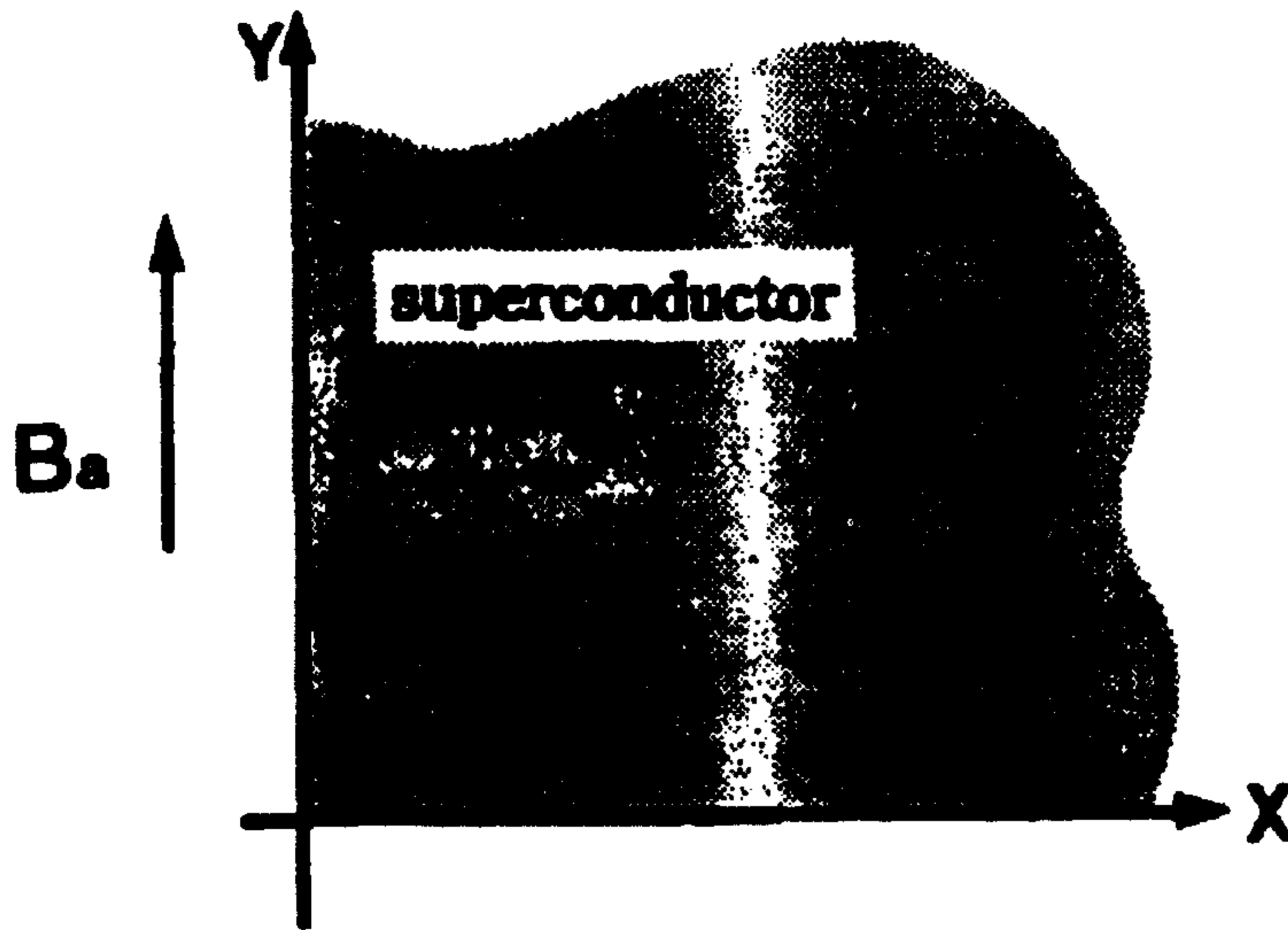


그림 2.1. 초전도체의 경계면에 평행하게 가해진 자계

Fig. 2.1. Magnetic field at boundary plane of superconductor

### 2.1.2. London 방정식

앞에서는 저항이 영(zero)인 도체에 전자기학의 일반적인 법칙을 적용함으로써 몇개의 방정식을 도출하였다. 그러나 식 (2.10)은 완전한 도체의 자기적 성질을 나타내지만, 초전도체의 거동을 충분히 설명하지는 못한다. 마이스너 효과(meissner effect)는 초전도체 내에서 자속밀도가 일정할 뿐 아니라, 이 일정한 값이 항상 영임을 설명하고 있다. 그래서  $\dot{B}$  뿐 아니라  $B$  자체는 표면하에서 급격히 강하한다. F. & H. London 두 사람은 식 (2.8)이  $\dot{B}$ 뿐만 아니라 다음 식과 같이  $B$  자체에도 적용되

었다고 하면 초전도금속의 자기적 거동을 정확하게 기술할 수 있음을 나타내었다.

$$\nabla^2 B = \frac{1}{\alpha} B \quad (2.11)$$

만일 그렇다고 하면 자속밀도  $B$ 는 식 (2.10)에서 기술된  $B$ 의 거동과 같이 금속의 안쪽에서 강하하게 될 것이다. 즉,

$$B(x) = B_a \exp\left(\frac{-x}{\sqrt{\alpha}}\right) \quad \text{식}$$

(2.8)에서 기술한 논증을 보면 어디에서나  $B$ 를  $B$ 로 바꾸어 놓으면 식 (2.11)을 도출할 수 있음을 알 수 있다. 이 논증을 다시 추적해 보면 식 (2.6)의 한층 한정적인 형태인 다음 식을 얻을 수 있다.

$$B = -\frac{m}{n_s e^2} \nabla \times J_s \quad (2.12)$$

이 방정식과 식 (2.2) 즉,

$$J_s = \frac{n_s e^2}{m} E$$

는 조합되어 초전도 전류의 전자기력학을 기술한 London 방정식으로서 잘 알려져 있다. 식 (2.2. b)는 초전도의 저항이 없는 성질과 전류가 변화하지 않으면 금속내에 전계가 일어나지 않는다는 것을 나타내며, 식 (2.12)는 초전도체의 반자성체를 나타내고 있다.

이들 방정식은 근본적인 성질로부터 도출된 것이 아니고 초전도의 발생을 설명하는 것이 아니라는 점에 주의해야 한다. London 방정식은 전기자기학의 보통의 방정식에 대한 구속조건이고 그래서 전기자기학의 법칙에서와 같이 도출된 거동이 실험에서 관측된 거동과 일치하도록 이끌어 졌으며, 식 (2.8)을 식 (2.11)으로 바꿔놓을 수 있게 하였다.

지금 표면에 평행하게 가해진 균일한 자속밀도  $B_a$ 에 초전도체가 놓여져 있을 때, 그 안쪽에서의 자속분포를 결정하는데 이 후자의 방정식을 이용하면, 식 (2.11)의 1차원적 미분형을 얻을 수 있다. 즉,

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} B(x)$$

$$B(x) = B_a \exp\left(\frac{-x}{\sqrt{\alpha}}\right) \quad (2.13)$$

여기에서,  $B(x)$ 는 금속 안쪽에서의 거리  $x$ 에서의 자속밀도,  $B_a$ 는 표면에서의 인가자계의 자속밀도이며, 초전도체내에서 자계가 지수함수적으로 감소되고,  $x = \sqrt{\alpha}$ 의 거리에서 표면에서의 그 값의  $1/e$ 로 감소하고 있음을 나타내고 있다. 이 거리를 London의 침투깊이(penetration length)

$\lambda_L$ 라 부른다. 가령  $\alpha = \frac{m}{\mu_0 n_s e^2}$  라고 하면 London의 침투깊이는 다

음 식으로 주어진다.

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (2.14)$$

여기에서,  $m$ 과  $e$ 를 초전도전자의 질량과 전하의 일반값으로 바꾸어 놓고  $n_s$ 를  $4 \times 10^{28} \text{m}^{-3}$ 이라고 하면 London의 침투깊이는 대략  $10^{-6} \text{cm}$ 임을 알 수 있으며, 식 (2.13)를 다시 정리하면 다음과 같다.

$$B(x) = B_a \exp\left(\frac{-x}{\lambda_L}\right) \quad (2.15)$$

따라서 London방정식은 초전도체의 표면에서의 자속밀도가 매우 급격하게 지수함수적으로 감소하고 있음을 나타내고 있다.

앞에서 설명한 바와 같이 초전도체의 임의의 전류는 표면 가까이를 흐르지 않으면 안되며, 표면에 평행으로 가해진  $z$ 방향의 균일한 자계에 대하여 식 (2.5. b)는  $-\partial B/\partial x = \mu_0 J_y$ 가 된다. 식 (2.15)에서  $\partial B/\partial x$ 는

$$-\frac{B_0}{\lambda_L} \exp\left(\frac{-x}{\lambda_L}\right) \text{과 같게 되고,}$$

다음과 같이 쓸 수 있다.

$$J_y = \frac{B_0}{\mu_0 \lambda_L} \exp\left(\frac{-x}{\lambda_L}\right) \quad (2.16)$$

따라서, 침투깊이내에서 표면 가까이에 전류가 흐르는것을 알 수 있다. 이상과 같이 London방정식은  $n_s^{1/2}$ 에 반비례하는(식 2.14) 침투깊이를 주고 또 침투깊이는 온도상승과 더불어 증가하여, 온도가 전이온도에 가까워짐에 따라 무한으로 증가한다는 것을 설명하고 있다.

또한 London방정식 식 (2.14)과 식 (2.2. b)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\nabla \times \mathbf{J}_s = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{B} \quad (2.17)$$

$$\mathbf{J}_s = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{E} \quad (2.18)$$

이상에서와 같이 London방정식은 Maxwell방정식으로 대체되는것은 아니고 물론 모든 물질의 종류와 그것이 만드는 자계에 적용된다는 것을 설명하고 있다.

이와 같은 몇가지의 식들을 정리하면 다음과 같은 초전도체에 적용되는 특별한 방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
 J &= J_n + J_s \\
 J_n &= \sigma' E \\
 \nabla \times J_s &= -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} B \\
 \dot{J}_s &= \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} E
 \end{aligned}$$

이들의 방정식으로부터, 여러가지 조건하에서 초전도체 내부의 자계와 전류의 분포를 근본적으로 계산할 수 있다. 자계와 전류가 시간과 함께 변화하지 않는 정상상태에서는 유일한 전류는 초전도전류로서  $J_s = 0$ 이다. 그리고 London 방정식 (2.17)과 식 (2.18)을 도입하는 것이 필요하다. 그 결과 다음과 같은 식을 얻게된다.

$$\nabla^2 B = -\frac{1}{\lambda^2} B$$

### 2.1.3. Two-fluid 모델

초전도체에 관련된 파라미터들은 초전도입자의 미세구조를 다룬 BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer)이론이나 일반적인 Two-fluid에 의거한 Mattis-Bardeen의 식으로부터 구해질 수 있다<sup>[8-12]</sup>. Mattis-Bardeen은 gap 주파수 또는 그 이상으로 올라갈 수록 초전도체의 급격한 손실을 추측하였지만<sup>[8]</sup>, 실제로 Two-fluid모델에서는 다른 결과를 가져왔다. 즉, 임계온도( $T_c$ )에 근접한 온도와 gap주파수( $f_c$ )의 감소에도 불구하고 Two-fluid모델은 gap주파수보다도 상당히 낮은 주파수에서 적당한 파라미터들을 나타내고 있으며, 이 값들을 초전도체에 적용시키면 적당한

초전도 모델로써 취급할 수 있는 것이다. Two-fluid 모델은 전이온도 이하에서 초전도체의 전도전자가 2종류로 나누어진다고 가정하고 있는 것인데, 한쪽 전자의 일부는 저항없이 금속내를 통과할 수 있는 초전도 전자로서 거동하고, 일부는 산란되어 마치 상전도 금속의 전도전자와 같이 저항을 일으키는 것으로 생각하는 것이다. 초전도 전자의 비율은 온도가 전이온도에 가까워지는데 따라서 감소한다. 즉, 0° K에서는 모든 전도전자가 초전도전자와 같이 거동하나, 만일 온도가 올라가면 그중의 약간은 상전도전자로 된다. 그리고 더욱 온도가 올라가면 상전도전자의 비율이 증가하게 되며, 전이온도에서는 모든 전자가 상전도전자로 되어 금속은 초전도의 성질을 잃게 된다. 이처럼 전이온도 이하의 초전도체에서는 2종류의 전자유체가 스며들어 퍼지고 있는 것처럼 가정하고 있는 것이다.

또한, 일부의 전도전자들이 가장 낮은 에너지준위에 존재한다고 가정하고 있다. 즉, 여기되고 남은 전자들로 이루어지는 초전도상태 또는 초전도 입자밀도  $n_s$ 와 전도전자밀도  $n_n$ 를 갖는 정상상태에 있다고 가정한다. 외부로부터 전계의 영향을 받으면 정상상태에 있는 전자들의 움직임은 전자들의 계속적인 충돌로 인하여 운동이 다소 둔화되며, 따라서 초전도쌍의 움직임도 활발하지 못하게 된다. 이 현상은 초전도체를 마이크로파에 처음으로 적용시킨 London에 의해서 설명되어지며, 이 모델은 복잡한 이론을 탈피해서 쉽게 이해할 수 있도록 되어 있기 때문에 지금까지도 초전도 현상을 이해하려는 많은 과학자들에게 중요한 밑바탕이 되고 있다<sup>[14]</sup>.

앞에서 설명한 바와 같이 초전도쌍과 전도전자의 운동방정식을 관련

지으면 다음과 같은 식으로 표현될 수 있다.

$$m \frac{dv_s}{dt} = -eE \quad (2.17)$$

$$m \frac{dv_n}{dt} + m \frac{v_n}{\tau_n} = -eE \quad (2.18)$$

여기에서,  $v_s$ 는 초전도쌍의 속도,  $v_n$ 은 전도전자의 평균속도,  $\tau_n$ 은 전도전자들의 평균 수명시간이며,  $m$ 과  $e$ 는 단일 입자의 질량 및 전하이  
다. 단, 초전도전자쌍은 충돌이 일어나지 않는 것으로 가정한다.

전도전자와 초전도 전자쌍과의 총 전류밀도는 다음과 같이 쓸 수 있다.  
즉,

$$J_t = J_s + J_n \quad (2.19)$$

여기에서,  $J_s = -n_s e v_s$  and  $J_n = -n_n e v_n$

로 쓸 수 있으며,  $n_s$ 와  $n_n$ 은 초전도전자쌍과 전도전자의 밀도수를 나타내며, 두 전자밀도의 합  $n = n_s + n_n$  이다.

이때,  $n_s$ 와  $n_n$ 를 Gorter-Casimir의 표현에 따라 온도의 함수로써 나타내면 대략 다음과 같이 쓸 수 있다<sup>[15]</sup>.

$$\frac{n_s}{n_s + n_n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4, \quad \frac{n_n}{n_n + n_s} = \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \quad (2.20)$$

한편, Maxwell의 미분방정식으로부터 초전도체의 유전율  $\epsilon_r$ 을 유도하면,

$$\nabla \times H = j \omega \epsilon_0 \epsilon_r E = j \omega \epsilon_0 E + J_t \quad (2.21)$$

식 (2.21)의 두번째 식은 초전도체의 전계에 대한 시간적 변화율이며, 세



번째항은 자유공간상태에서 변위전류에 전도전류와 초전도전류의 합을 나타낸다.

여기에서,  $J_t = -n_s e v_s - n_n e v_n$  이므로, 이 식으로부터

$$\epsilon_r = 1 + \frac{1}{j\omega \epsilon_0 E} J_t \quad (2.22)$$

를 유도할 수 있으며, 주파수 함수로써 다시 정리하면 다음과 같다.

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2} + \frac{\omega_n^2 \tau_n}{j\omega(j\omega \tau_n + 1)} \quad (2.23)$$

여기에서,

$$\omega_s^2 = \frac{e^2 n_s}{m \epsilon_0} \quad \text{과} \quad \omega_n^2 = \frac{e^2 n_n}{m \epsilon_0} \quad (2.24)$$

이며, 각각 초전도전자쌍과 전도전자의 플라즈마(plasma)주파수를 나타낸다.

식 (2.23)을 다시 실수부와 허수부로 분리해서 정리하면,

$$\epsilon_r(\omega) = \left(1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2} - \frac{\omega_n^2 \tau_n^2}{\omega^2 \tau_n^2 + 1}\right) + j \frac{\omega_n^2 \tau_n}{\omega(\omega^2 \tau_n^2 + 1)}$$

(2.25)

한편, 임의의 매질에서  $\epsilon_r(\omega)$ 의 실수부와 허수부를 다음과 같이

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_r'(\omega) - j\epsilon_r''(\omega) \quad \text{라 할때,}$$

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_r^*(-\omega)$$

$$\epsilon_r'(\omega) = \epsilon_r'(-\omega)$$

$\epsilon_r(\omega) = -\epsilon_r(-\omega)$ 와 같은 특성을 갖으며,

양의 주파수에 대한 Hilbert 변환은 위와 같은 수식을 이용하여 식 (2.26)과 (2.27)로 나타낸다.

$$\epsilon_r'(\omega) = 1 + \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon_r''(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (2.26)$$

$$\epsilon_r''(\omega) = 1 + \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon_r'(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (2.27)$$

이 두 관계식이 일반적으로 Kramers-Kronig의 관계식<sup>[16]</sup>이라 불리우고 있다. 여기에서, P는 적분상수값이며, 식 (2.25)에서의 유전율값이 식 (2.26)과 식 (2.27)을 만족하지 못한다는 것을 보여주고 있다. 이것은 손실이 있는 매질의 수렴과정을 고려하여 정리하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\epsilon_r(\omega) = \lim_{\tau_s \rightarrow \infty} \left[ \left( 1 - \frac{\omega_s^2 \tau_s^2}{\omega^2 \tau_s^2 + 1} - \frac{\omega_n^2 \tau_n^2}{\omega^2 \tau_n^2 + 1} \right) - j \left( \frac{\omega_s^2 \tau_s}{\omega(\omega^2 \tau_s^2 + 1)} + \frac{\omega_n^2 \tau_n}{\omega(\omega^2 \tau_n^2 + 1)} \right) \right] \quad (2.28)$$

따라서 식 (2.28)과 같이 유전율의 허수부분이 존재한다는 것은 초전도 상태에서 저항성분이 완전히 영이 아니라는 것을 증명하고 있다. 그림 2.2(a)와 2.2(b)는 니오븀(Nb)의 온도에 따른 주파수함수로서 복소유전율값을 나타내었다. 그림에서와 같이 유전상수의 허수부분이  $\omega \neq 0$ 인 경우에서 0이 아님을 알 수 있으며, 약간의 전자들은 광자나 불순물등에

의해서 산란될 수 있기 때문에 완전한 초전도 상태는 아니고 약간의 손실이 있음을 알 수 있다.

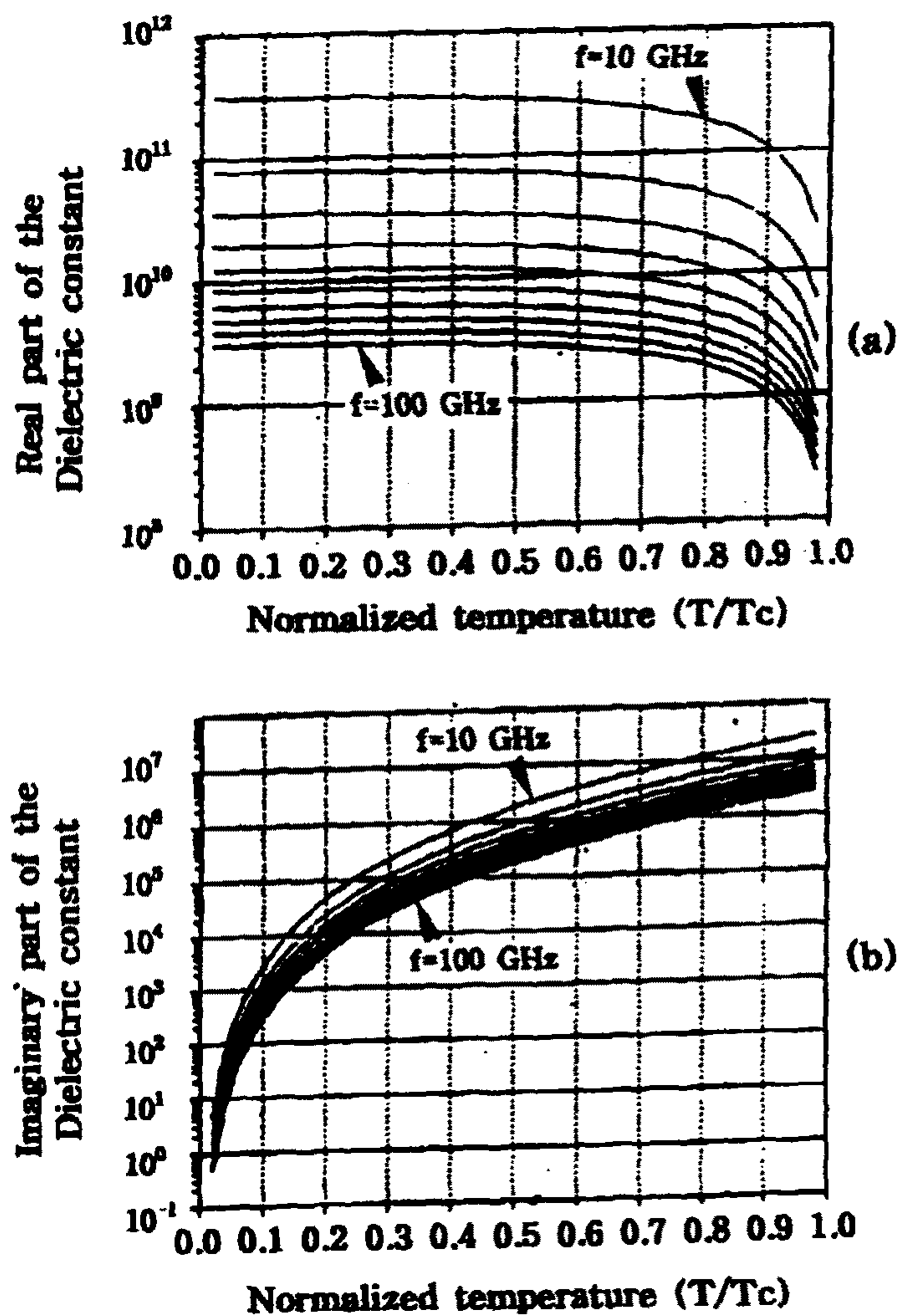


그림 2.2. 온도와 주파수함수에 따른 복소 유전율 <sup>[15]</sup>

Fig. 2.2. Complex dielectric constant of Nb as a function of the temperature for various frequencies

## 2.2. 초전도체의 전자기적 특성

### 2.2.1. 초전도체의 도전율

일반적으로 물질은 유전체, 도체, 또는 반도체로 분류된다. 초전도체라는 이름은 즉 도체계열에 속한다는 것을 의미하며, 유전체라는 이름은 즉 절연체를 뜻한다. 실제로  $\epsilon_r \rightarrow \pm\infty$ 인 극단적인 경우, 유전체와 도체 사이의 구분은 그다지 쉽지 않다.

다음과 같은 Maxwell 방정식을 생각해 보자.

$$\text{curl } \mathbf{H} = (j\epsilon_0\epsilon_r + \sigma)\mathbf{E} \quad (2.29)$$

$\sigma \rightarrow \infty$ 이고  $E \rightarrow 0$ 인 경우, 이것은 완전한 도체를 의미한다. 전계  $E_t$ 의 접선 성분의 연속성은 표면상에서  $E_t = 0$ 이다. 실제로, 또한  $\epsilon_r \rightarrow \pm\infty$ 는 같은 경계 조건을 이끌어낸다. 그러므로, 이상적인 조건하에서는 완전한 도체( $\sigma \rightarrow \infty$ )를 완전한 초유전체 물질( $\epsilon_r \rightarrow \pm\infty$ )과 구별할 수가 없다.

식 (2.23)을 초전도체의 유전상수에 대한 타당한 식으로 받아들임으로써,  $\omega < \omega_s$ 의 경우 초전도체가 실제로 음의 유전물질이라는 것을 알 수 있다. 대부분의 초전도체에 있어서 1-10 [THz]의 범위에 있기 때문에, 특히 dc에서 초전도체가 음의 유전물질이라고 가정할 수 있다. 그림 2.3은 영이 아닌 주파수에서 온도에 따른 초전도체의 도전율값을 나타낸 것이다. 온도가 절대온도에 근사함에 따라 도전율은 음의 허수축을 따라 무한대로 근사하는 것으로 나타나 있다. 따라서, 초전도체는 음의 허수 도전율 또는 음의 실수 유전상수를 갖는 물질로 간주할 수 있으며, 초전도체의 경계문제를 단순하게 계산할 수 있다.

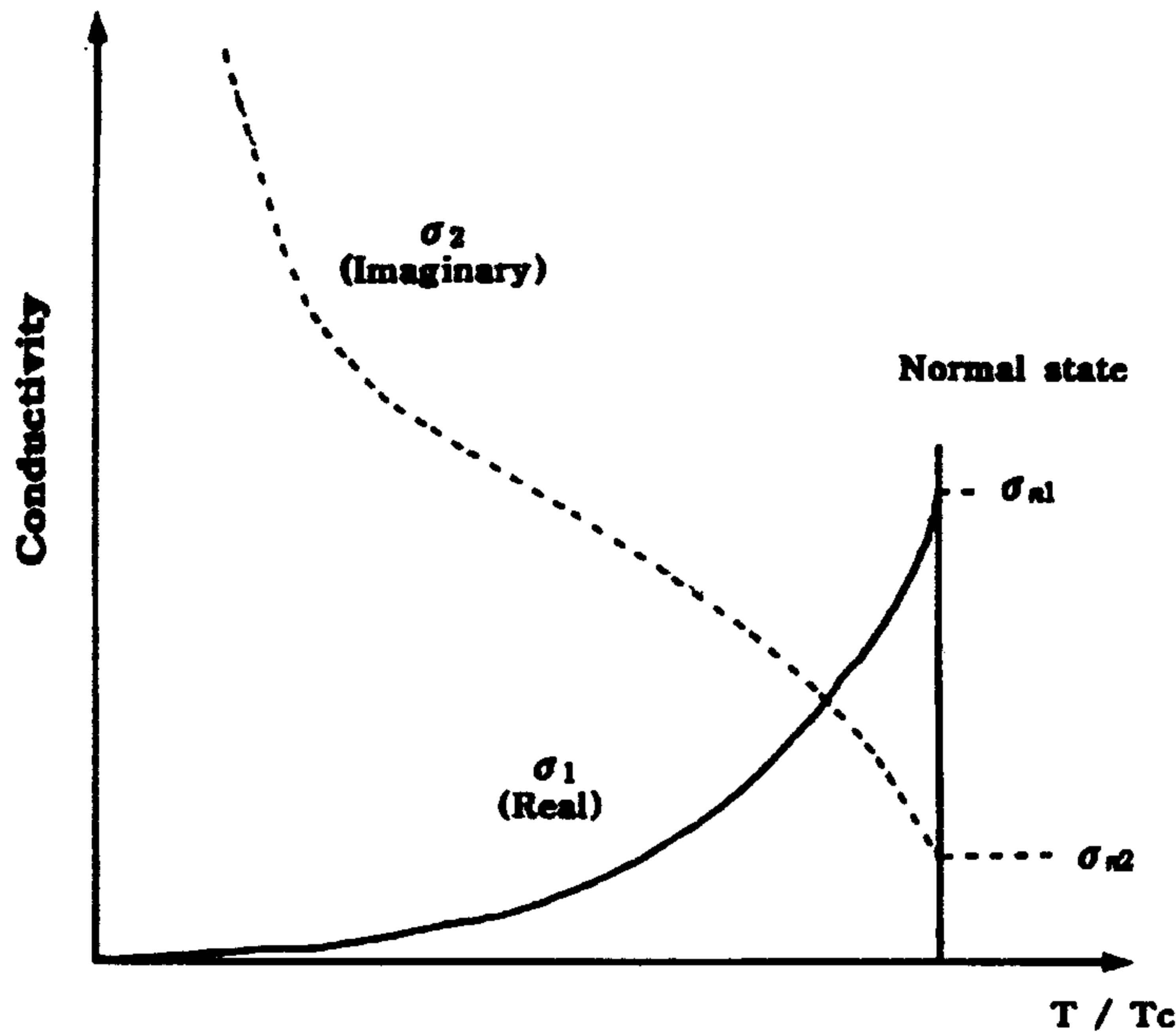


그림 2.3. 온도에 따른 도전율의 실수부와 허수부 성분

Fig. 2.3. Real and Imaginary components of the conductivity as function of temperature

### 2.2.2. 초전도체의 표면임피던스

유전체, 도체, 초전도체의 표면임피던스는 그림 2.4와 같이 복소평면의 일사분면에서 그 값을 나타내고 있다. 손실이 없는 유전체의 경우 실수축을 따르고 있으며, 양질의 도체인 경우는  $45^\circ$  선상에, 그리고 초전도체의 경우는 온도의 함수로써 양의 허수축에 그 값을 보이고 있다. 유전율과 도전율이 무한대로 수렴해감에 따라 표면임피던스도 원점에 가까워짐을 알 수 있다.

원점부근에서 육안으로는 완전도체와 초전도체를 구별할 수 없으나, London 방정식에서와 같이 실제로 초전도상태에서는 초전도체의 표면 임피던스값이 영에 수렴하지 않고 원점에 아주 가까운 허수축에 값을 가지고 있음을 알 수 있다. 또한 양질의 도체표면의 유도 리액턴스는 자체의 저항과 같으나, 초전도체의 리액턴스는 자체의 저항보다도 훨씬 큰 값을 갖는다. 이 리액턴스는 전계나 자계와 90도의 위상차가 있으며, 손실이 아주 작다는 것을 의미한다. 초전도체의 표면임피던스는 도전율로부터 다음과 같이 구해질 수 있다.

$$Z_s = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \sqrt{\frac{j\omega \mu_0}{\sigma}} = \sqrt{j\omega \mu_0 \frac{\sigma_1 + j\sigma_2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}} \quad (2.30)$$

$$\cong \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{\sigma_2} \left( \frac{1}{2} \frac{\sigma_1}{\sigma_2} + j \right)} \quad (2.31)$$

여기에서,  $\sigma = \sigma_1 - j\sigma_2$ 는  $\sigma_2 > 0$ 와  $\sigma_1 \ll \sigma_2$ 를 가진 초전도체의 복소 유전율이며, Two-fluid 모델로부터  $\sigma_1$ 와  $\sigma_2$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$\sigma_1 = \frac{n_n e^2 \tau_n}{m(1 + \omega^2 \tau_n^2)}, \quad \sigma_2 = \frac{n_s e^2}{m\omega} + \frac{n_n e^2 (\omega \tau_n)^2}{m\omega (1 + \omega^2 \tau_n^2)} \quad (2.32)$$

이 식에서  $\omega \tau_n$ 은 임계온도보다 낮은 온도에서 매우 작은 값이고,  $n_n \ll n_s$ 이며, 따라서  $\sigma_1 / \sigma_2$ 도 매우 작은 값을 갖는다. 이것으로부터 초전도체의 표면저항이 매우 작다는 것을 알 수 있다. 10 [GHz] 부근에서 YBCO/LaAlO<sub>3</sub> 기판의 표면저항은 4.2 K에서 20-50 [*m*Ω], 77K에서

300-400 [ $m\Omega$ ]의 저항값을 갖으며, 구리의 경우는 4.2 K에서 120 [ $m\Omega$ ], 77K에서 15 [ $m\Omega$ ]의 저항값을 갖는 것으로 보고되고 있는데<sup>[17-20]</sup>, 작은 표면저항값은 전력손실을 줄일 수 있으며 다음 식으로써 표현될 수 있다. 즉,

$$W_L = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(Z_s) |J|^2 \quad (2.33)$$

이상에서와 같이 초전도체의 낮은 표면저항은 안테나, 위상변환기, 필터, 공진기 및 아날로그 신호처리기등의 장치에서도 유용하게 사용될 것으로 생각된다<sup>[21-30]</sup>. 참고로 여러가지 초전도체의 온도에 따른 rf 표면저항값을 구리와 비교하여 그림 2.5에 도시하였다.

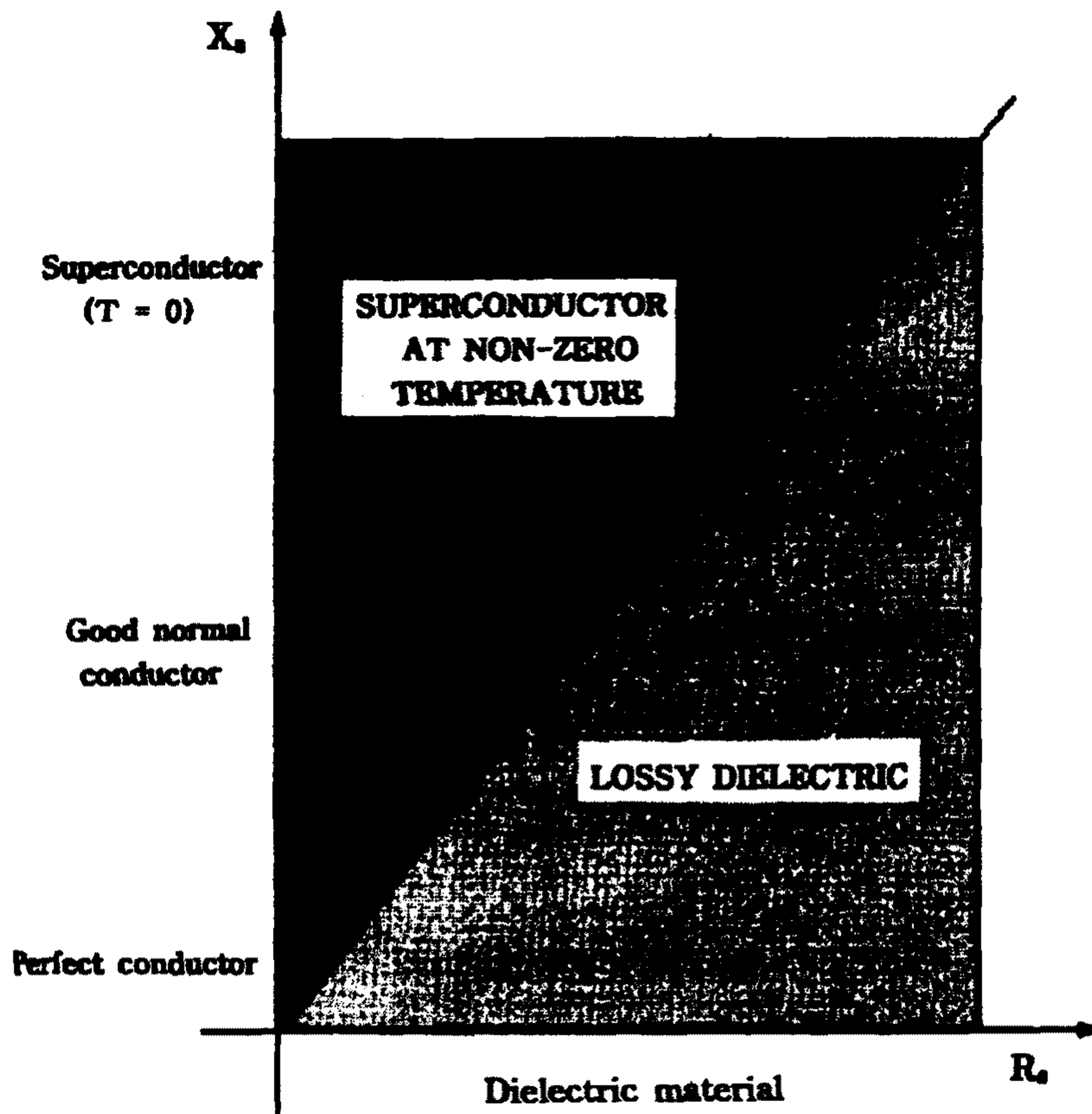


그림 2.4. 유전체, 도체, 초전도체의 복소 표면임피던스

Fig. 2.4. Complex surface impedance for dielectric, conductors, superconductors



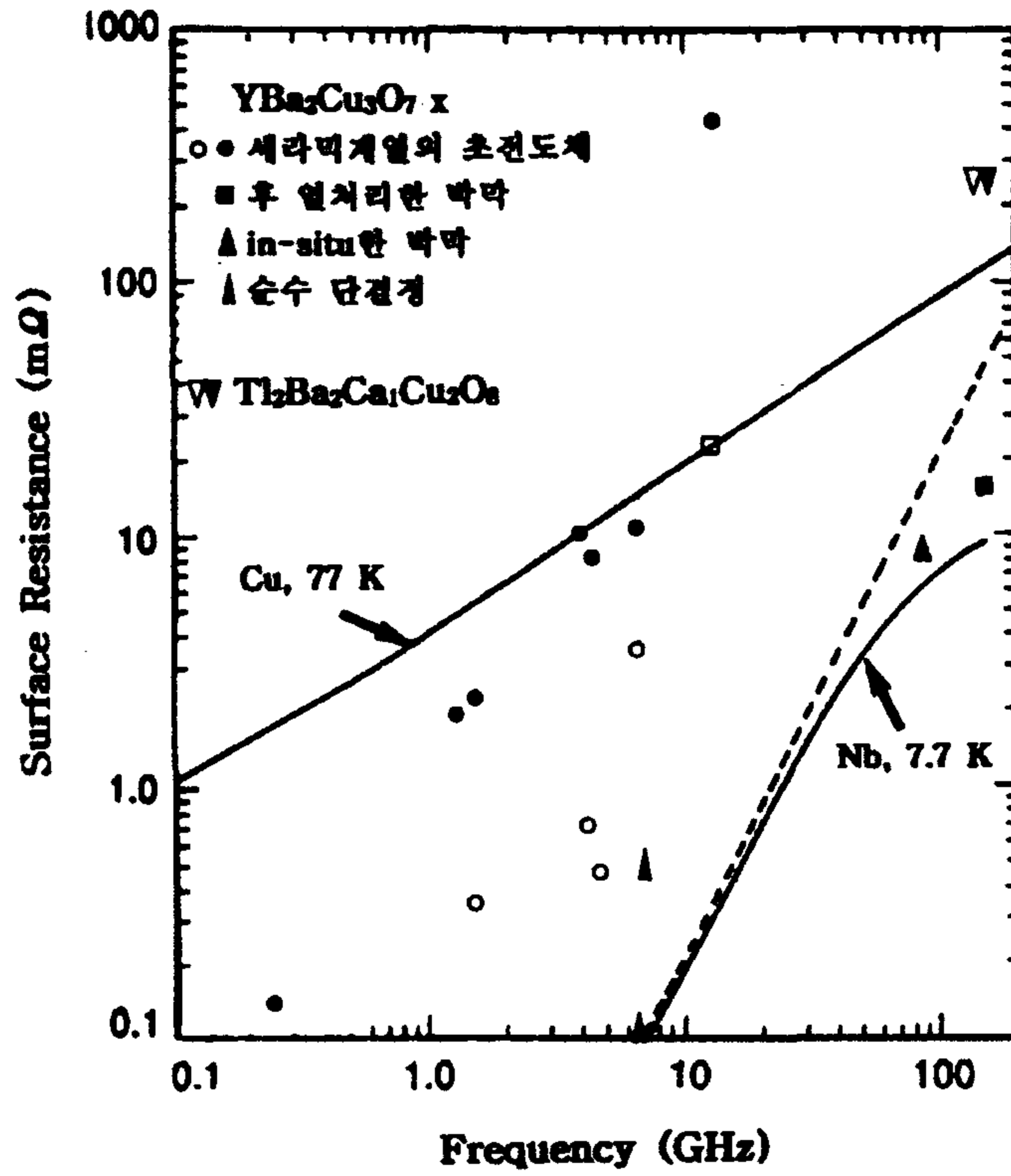


그림 2.5. 다양한 초전도체와 구리의 온도에 따른 rf 표면저항 비교

Fig. 2.5. Comparison of RF surface resistance for various HTS  
& Cu

### 2.2.3. 초전도체의 전류밀도

일반적으로, Maxwell 방정식은 주파수영역에서 연구되었으며, 분산적인 유전체 매질은 다음 식으로 쉽게 표현된다.

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon(\omega)\mathbf{E} \quad (2.34)$$

그러나,  $\epsilon(\omega)$ 의 실수부와 허수부는 시간영역의 자속밀도  $B$ 와 전속밀도  $D$ 의 인과관계로부터 유도된 식 (2.26)과 (2.27)의 Kramers-Kronig 관계식과 부합되어야 한다. 즉,

$$D(t) = \int_0^{\infty} G(\tau) E(t-\tau) d\tau \quad (2.35)$$

이 식에서  $\tau < 0$ 에 대해  $G(\tau) \equiv 0$ 이다. 이러한 함수에 대해 푸리에 변환을 하면 식 (2.26)과 (2.27)의 Kramers-Kronig 관계식이 된다.

또한, 식 (2.35)를 시간영역 표현으로 하면 다음과 같다.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\infty} G(\tau) E(t-\tau) d\tau = \int_0^{\infty} \frac{\partial G(\tau)}{\partial \tau} E(t-\tau) d\tau$$

(2.36)이 적분식에서 첫번째항은 전속밀도를 나타내며, 부분적분을 이용하여 얻어진 두번째항은 전류밀도를 나타낸다.

다음과 같은 시간영역에서의 Maxwell 방정식에서,

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega D + \mathbf{J} \quad (2.37)$$

식 (2.37)의 우변 첫번째항은 변위전류  $D = \epsilon_0 E$ 이다. 전류밀도  $\mathbf{J}$ 는 다른 경우에 다른 형태로 발생할 수도 있지만, 일반적인 경우,  $\mathbf{J} = \mathbf{J}_c = \sigma \mathbf{E}$ 이고, 초전도체의 경우는  $\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_s$ 로 쓸 수 있다. 따라서

$$J_n = \frac{\epsilon_0 \omega_n^2 \tau_n}{j\omega\tau_n + 1} \mathbf{E} \quad \text{and} \quad J_s = \frac{\epsilon_0 \omega_s^2}{j\omega} \mathbf{E} \quad (2.38)$$

이다. 아래의 표 2.1에 각각의 전류에 대응하는 함수  $G(t)$ 와  $\partial G/\partial t$ 를 나타내었다.

표 2.1. 시간과 주파수영역에서의 전류밀도

Table 2.1. Current densities in the time and frequency domains

| Current Type            | Expression in FD                                     | $G(t)$ in TD           | $\frac{\partial G(t)}{\partial t}$ in TD |
|-------------------------|--|------------------------|--|
| Displacement current    | $j\omega \epsilon_0 \mathbf{E}$                      | $\epsilon_0 \delta(t)$ |  |
| Conduction current      | $\sigma \mathbf{E}$                                  |                        | $\sigma \delta(t)$                       |
| Relaxation current      | $\frac{\omega_n^2}{(j\omega + \gamma_n)} \mathbf{E}$ |                        | $\omega_n^2 e^{-\gamma_n t} u(t)$        |
| Superconducting current | $\frac{\omega_s^2}{j\omega} \mathbf{E}$              |                        | $\omega_s^2 u(t)$                        |

위 식에서  $G(t) = \epsilon_0 \delta(t)$ 와  $\partial G/\partial t = \sigma \delta(t)$ 는 각각 변위전류와 전도전류를 나타내며, 이 경우, 전기장에 대한 전자속밀도와 전류의 반응은 순간적이며, 전기장이 사라지면 전류의 흐름도 순간적으로 멈추게 된다. 또한 정상전류와 전도전류와의 혼동을 피하기 위하여 표 2.1에는 이완전류(relaxation current)로 표시하였는데, 이 전류는 전기장의 순간적인 값에 따르는 것이 아니라 지수함수적으로 서서히 감소하게 되며, 오옴의 법칙과는 다소 어긋난 특성을 갖고 있다. 초전도전류는  $\gamma_n (=1/\tau_n) \rightarrow 0$

일 때 즉, 이완시간이 무한대일 때 이완전류도 수렴하는 경우이다.

이완전류는 두가지의 경우로 생각할 수 있는데,  $\omega \rightarrow 0$ 에 대한 전도 전류와  $\gamma_n \rightarrow 0$ 에 대한 초전도전류의 경우이다. 전도전류는 이완시간이 0에 가깝고, 충돌이 ( $\omega_n^2/(j\omega + \gamma_n) \rightarrow \omega_n^2/\gamma_n = ne^2/m\gamma_n = \sigma$ )에 의해 좌우되는 반면, 초전도전류는 이완시간이 무한대이고 완전히 비활동적인 전류로 생각할 수 있다. 이완시간은 전자장에 따라 매우 다르게 나타나며, 이러한 사실은 Pippard에 의해서도 논의된 바 있다<sup>[31]</sup>. 따라서 이완전류가 전도전류로 되기 위해서는  $\omega$ 보다  $\gamma_n$ 이 훨씬 커야 되기 때문에, 위의 경우를 고려해볼 때 dc를 제외하고는 완전도체가 존재할 수 없다는 것을 알 수 있다.

## 2. 3 Modified-Two Fluids 모델

고온초전도체를 효과적으로 초고주파 소자에 응용하기 위해서는 초전도 소자나 회로 요소, 또는 회로 자체를 해석하고 디자인하는데 필요한 컴퓨터 모의실험이 필수적이다. 이러한 목적을 위해서 고온초전도체의 전자기학적 거동을 명확하게 이해되어야 한다. 따라서 전자기학적 관점에서 고온초전도체의 특성에 대하여 언급한다. 먼저 간략하게 기존의 두흐름 모델을 설명하고 고온초전도체의 전자기학적 거동에 걸맞도록 새로운 변형 모델을 제시하려고 한다. 이 절에서 주어지는 논의는 고온초전도체의 물리적 기구 (mechanism)를 밝혀려는 것이 아니라 다만 거시적으로 전자기 현상의 모델링에 대해서만 논의를 제한할 것이다.

초전도 현상의 전자기학적 거동에 대하여 일반적으로 두가지 모델이 저온

초전도체의 경우에 성공적으로 응용되었는데, BCS 이론과 두흐름 모델(two fluids model)이 그것이다. 고온초전도체에 관한 적절한 모델이 없었기 때문에 이들 두 모델은 종종 고온초전도체의 전자기학적 거동을 설명하려는데 종종 응용되고는 하였다. 하지만 이론적으로 계산된 결과는 실제 측정된 것과 매우 큰폭의 차이를 보여준다.

① 종래 두흐름 모델(two-fluids model)과의 비교

Gorter 등에 의해서 제안된 이 모델은 초전도체의 전자기학적 거동에 대하여 거시적 관점에서 모델링한 것으로  $0 < T < T_c$  사이의 온도에 있을 때  $n_s$ 의 밀도를 가진 수퍼전자와  $n_n$ 의 밀도를 가진 일반전자, 이들 두 개의 전달자(carrier)가 동시에 존재하고 전체 전자밀도는  $n = n_s + n_n$ 이다. 또한

$$\frac{n_n}{n} = f(t), \quad \frac{n_s}{n} = 1 - f(t) \quad \text{이때, } t = \frac{T}{T_c} \quad (2.39)$$

여기서  $f(t)$ 는  $f(t) \leq 1$ 이고 온도  $T$ 의 함수이다. 두흐름 모델에서는 일반전자 구름과 수퍼전자 구름이 임계온도 하에서 상호작용을 하지 않은 채 두 개의 서로 다른 흐름을 형성한다고 가정한다. 수퍼전자에 의한 전류밀도  $J_s$ 와 일반전자에 의한 전류밀도  $J_n$ 의 합으로서 전체 전류밀도를 아래 식과 같이 표시할 수 있다.

$$J = J_n + J_s \quad (2.40)$$

이 모델에 따르면 고온초전도체 복소전도도의 실수 성분과 허수 성분은 다음과 같이 주어진다.

$$\sigma_1 = \sigma_n f(t) \quad (2.41)$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda^2} \quad (2.42)$$

(2.41)식으로부터 고온초전도체의 전도도의 실수부  $\sigma_1$ 은 항상 일반전도상태의 전도도  $\sigma_n$ 보다 훨씬 더 작고 이것은 동작주파수에 독립적이다. 그러나 Bashin이나 Piel 등은 YBCO와 같은 고온초전도체의 전도도의 실수성분은 일반전도상태에서의 전도도  $\sigma_n$ 과 비교하여 매우 크다고 지적하였다. Nuss에 의한 측정 데이터 역시 YBCO와 같은 고온초전도체의 전도도의 실수부는 주파수의 함수이고  $\sigma_n$ 보다 훨씬 크다고 지적하였다. 따라서 (2.39)식과 (2.41)식은 고온초전도 현상을 설명할 수 없으며 이를 통한 수치해석은 신뢰도가 매우 낮다고 볼 수 있다.

## ② 고온초전도체의 새로운 현상학적 모델

위에서 언급한 바와 같이 고전적인 두흐름 모델이 실제 측정값과 현격하게 다르므로 특히 초고주파 응용을 위해 고온초전도체의 전자기학적 거동에 관한 더욱더 정확한 모델이 요구된다. 두흐름 모델의 주된 가정은 수퍼전자는 자유롭게 산란하며 손실이 없다는 생각이다. 그러나 Orlando 등은 “쿠퍼쌍에 의한 각각의 전자들은 여전히 산란한다.”라고 지적하였다. Mei에 의한 실제 연구는 수퍼전자 흐름은 실제로 교류전계에서 손실이 없는 것이 아니라는 사실을 보여주고 있으며 두흐름 모델

의 결과는 일반적으로 받아들여지는 인과관계적인 Kramers -Kronig의 관계를 따르지 않는다. 이 시점에서 우리가 주목해야 할 사실은 고온초전도체 내부에 존재할 수 있는 불순도 물질의 존재 가능성이며 불순도 물질은 수퍼 전자의 거동에 영향을 줄수 있다. 일반적인 두흐름 모델에서 이러한 영향들은 고려되지 않았다. 이러한 요인들은 두흐름 모델에 의한 이론적 결과와 고온초전도체를 실제 측정 값이 일치하지 않게 되는 원인이 되는 것이다.

최근 고온초전도체의 전자기학적 거동에 관한 새로운 현상적 모델이 제안에 따르면 이 새로운 모델에서는 두흐름모델에서와 같이 두가지의 전류 전달자(carrier)개념을 이용하였지만, 위에서 언급한 불순도 물질의 영향을 고려하였다.

위에서 언급한 새로운 개념의 고온초전도 현상에 대한 모델을 컴퓨터 모의실험에 적용할 경우, 경계 조건, 유전체 내에서의 지배 방정식 고온초전도체에서의 전도도, 투과 깊이 등 중요한 모델 파라미터들을 대폭적으로 수정해야만 한다. 아래 그림. 은 새로운 현상학적 모델과 기존의 두흐름 모델을 비교하여 도시한 것이며 위 (2.41)식과 (2.42)식등은 아래 식으로 변형된다.

$$\sigma = \sigma_n f(t) + \frac{\sigma_2}{\omega \tau_s}, \quad (2.43)$$

$$\sigma_2 = \frac{n_s q^2}{m \omega} \frac{1}{1 + 1/(\omega \tau_s)^2} = \frac{1}{\omega \mu_0 \lambda^2} \quad (2.44)$$

여기서 유효 투과깊이

$$\lambda = \lambda_L \sqrt{1 + 1/(\omega\tau_s)^2} \quad (2.45)$$

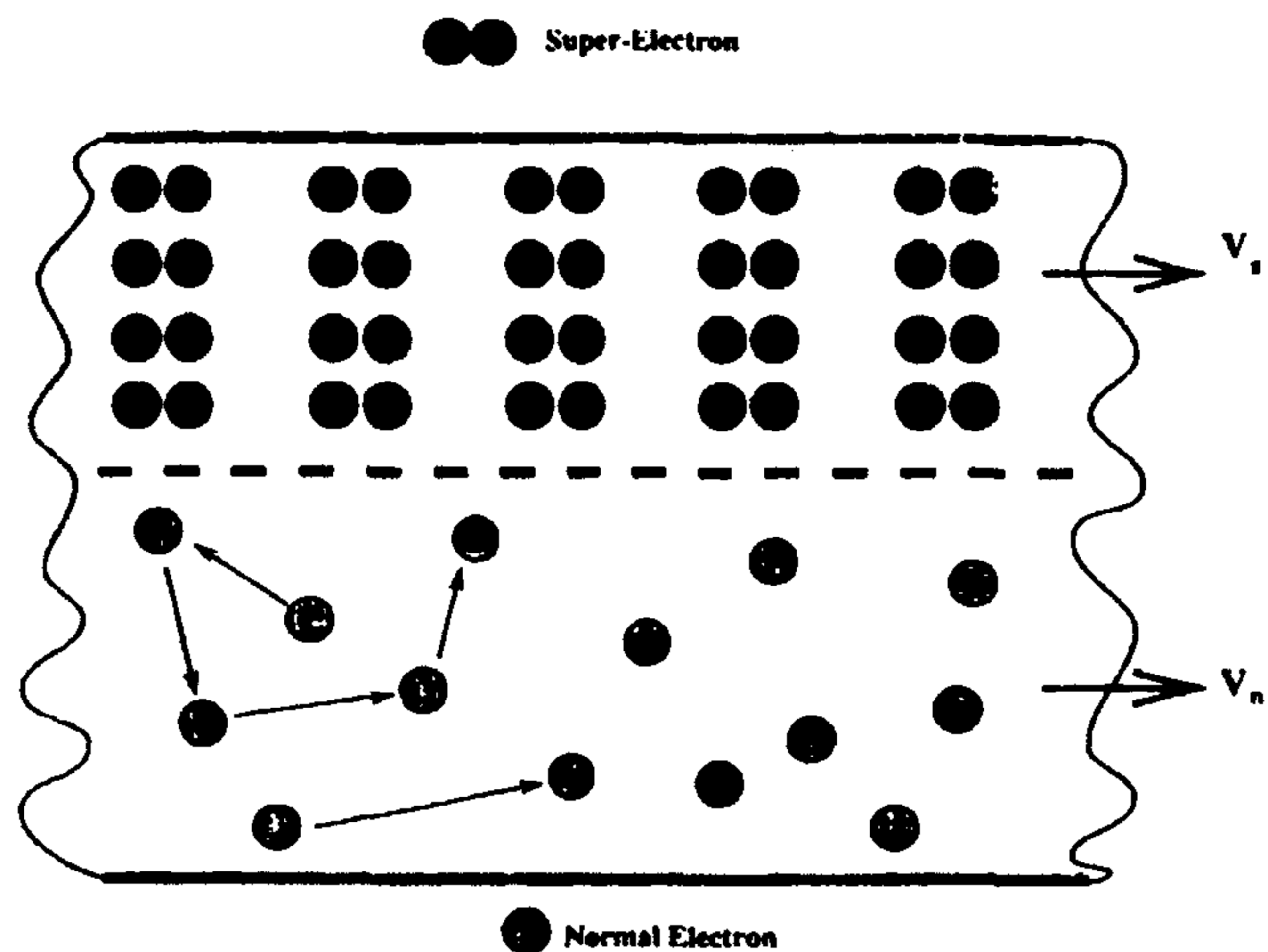


그림2.6 두흐름 모델의 도식적 모델  
Fig 2.6 Modeling of Two-fluids Model

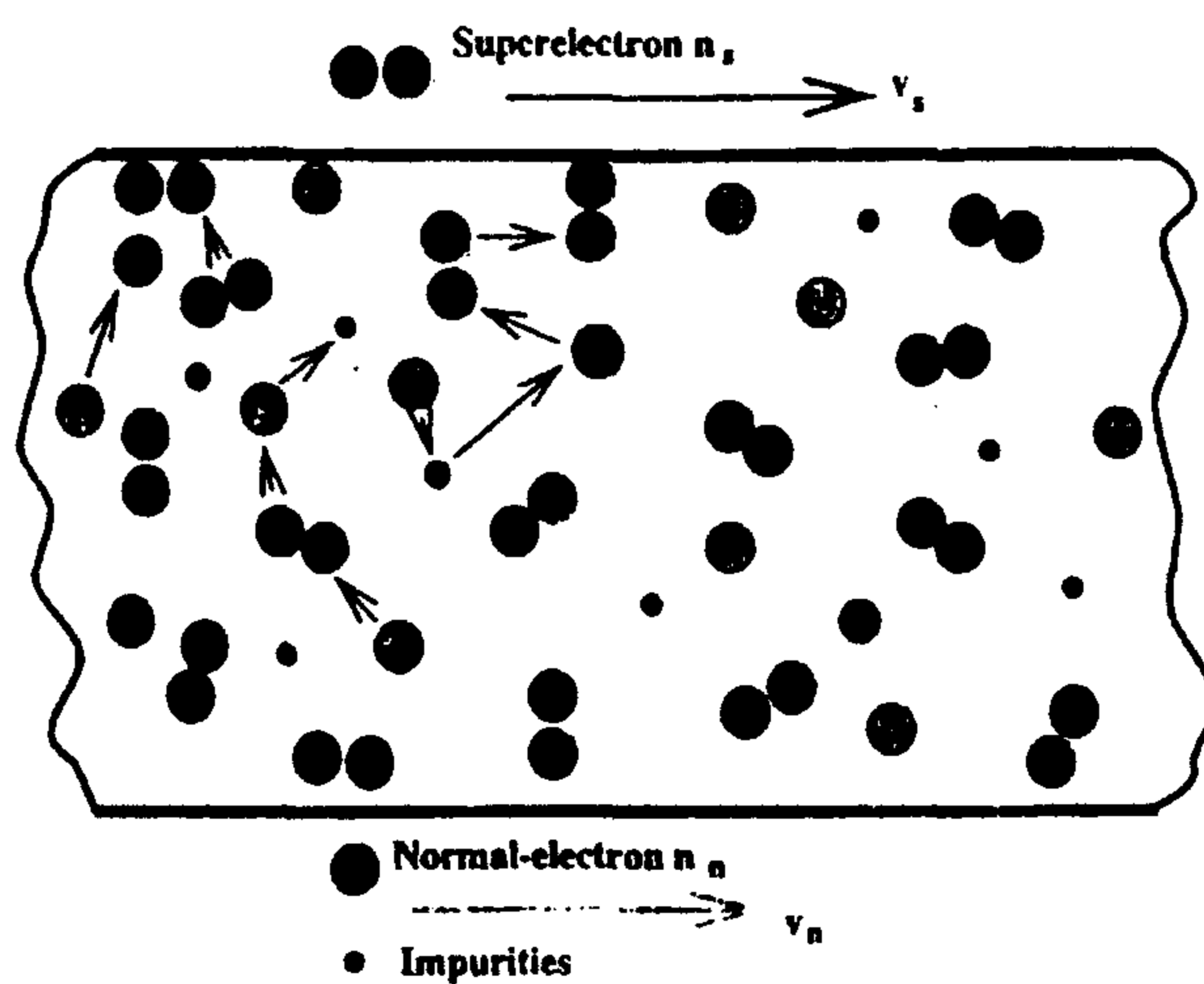


그림2.7 변형된 두흐름 모델의 도식적 모델  
Fig 2.7 Modeling of modified Two-fluids Model



### 3 장 모멘트법을 이용한 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 해석

일반적으로 마이크로스트립 안테나는 본질적으로 이득이 낮으며 무지향성(omnidirection)의 복사 패턴을 갖는다고 알려져 있다. 따라서 미래의 위성통신 등의 원거리 통신 및 임의의 각도로 주사된 복사 패턴을 얻기 위해서는 고온초전도 안테나와 같은 지향성(directionality)이 매우 높은 특성을 갖는 안테나가 필요하므로 이를 위해서는 안테나 소자를 일정하게 배열하여 안테나의 이득을 증가시키고 빔폭(beam width)을 좁혀야만 한다<sup>[32]</sup>. 그러나 현재 박막 제조 기술은 고온초전도 안테나를 배열하기에 턱없이 작은 크기를 가지고 있다. 따라서 장기적인 안목에서 단일 패치 안테나를 설계한 다음 고온초전도 마이크로스트립 배열 안테나를 해석하는 순서로 연구를 수행하였다.

보통의 마이크로스트립 안테나도 마찬가지로이겠지만, 고온초전도 마이크로스트립 안테나도 배열(array)을 구성하게 되면 안테나 소자간의 상호작용이 불가피하며, 이러한 상호작용은 배열안테나의 전체 성능을 감소시킬 수 있다. 따라서 고온초전도 배열안테나의 상호결합도(mutual coupling)를 무시한 채 배열안테나의 모든 소자들이 동일한 특성을 갖는 이상적인 안테나라고 가정하여 설계하게 되면 배열안테나의 전체적인 성능의 저하를 가져오게 된다. 또한 실제적으로 해석하려는 배열은 유한개의 소자를 갖게 되므로 무한개의 소자를 갖는 배열안테나로 가정하여 간략화된 수식을 사용하게 되면 배열안테나의 정확한 설계치를 구할 수 없다.

따라서 유한한 크기의 고온초전도 배열안테나를 해석하기 위해서는 모멘트법을 이용하여 안테나 소자들간의 상호결합도를 포함한 특성변화를 정확히 계산하여야 한다. 이를 위해서 모멘트법은 전류분포를 원하는 정확도로 계산할 수 있으며, 결합계수가 쉽게 계산되어질 수 있으므로 고온초전도 배열안테나를 해석하는데 적합하다<sup>[33-35]</sup>.

한편, 마이크로스트립 배열안테나의 해석을 위해서는 먼저 단일로 이루어진 마이크로스트립 안테나에서의 모멘트법을 생각해야 하는데, 먼저 마이크로스트립 패치 평면에 단위전류(unit current)가 놓여 있다고 가정하고 여기에 모든 경계조건(boundary conditions)을 대입하여 Dyadic Green 함수를 구한다. 이 Green 함수에 전류밀도를 곱한 후 패치의 모든 면적에 걸쳐서 적분을 수행하면 유전체 내부의 임의의 점에서의 전자계를 구할 수 있게 된다.

미지의 전류밀도에 대한 미적분 방정식은 패치의 표면에서 전계의 접선성분의 총합이 영(zero)이 된다는 것을 이용하여 구할 수 있는데, 이렇게 구한 2차원의 Pocklington 적분방정식은 해석적인 해가 존재하지 않으므로 수치적인 기술을 이용하여야 한다. 따라서 적당한 기저함수와 가중값함수를 사용하는 모멘트법을 적용하게 되면 미적분방정식을 행렬식으로 바꿀 수 있으며 이 행렬식으로부터 패치의 전류분포를 구할 수 있는 것이다. 모멘트법에 의한 마이크로스트립 안테나의 해석단계를 그림 3.1에 도식적으로 나타내었다.<sup>[36,37]</sup>

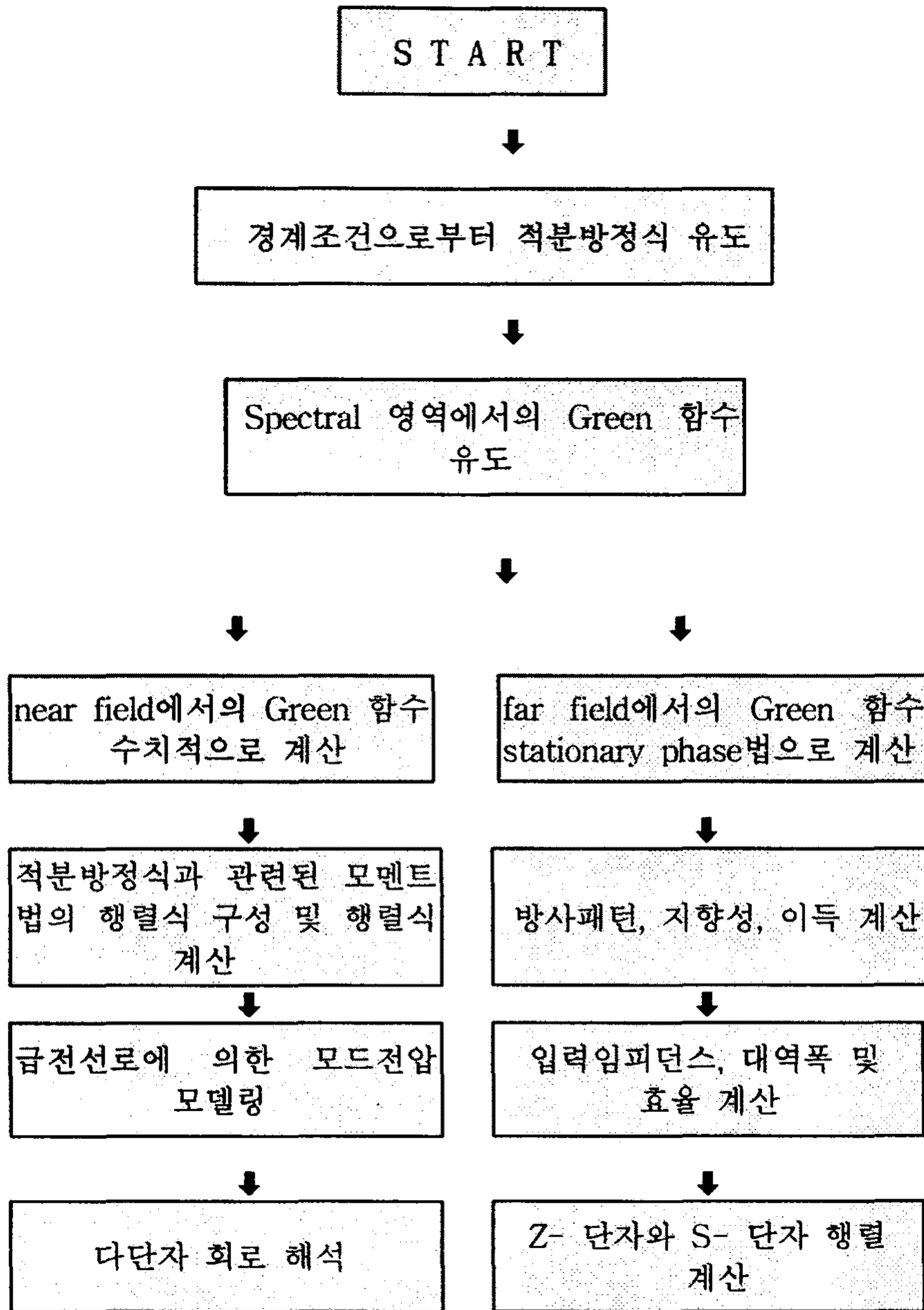


그림 3.1. 모멘트법에 의한 마이크로스트립 안테나의 해석순서

Fig. 3.1. Analysis procedure of microstrip antenna by moment method

### 3.1. 유전체 기판에서의 Green 함수

그림 3.2와 같이 유전체 두께  $d$ , 상대 유전율이  $\epsilon_r$  인 유전체 기판위에  $x$ 축 방향으로 단위 크기의 미소 전기쌍극자(Electric dipole)가  $(x_0, y_0, d)$  인 지점에 놓여 있고 그 위에 두께  $h-d$ , 상대 유전율이  $\epsilon_{r2}$  인 유전체 덮개층이 놓여 있는 구조를 가정하면, 이 단위 크기의 미소 전기쌍극자로부터 전자계를 유도할 수 있다<sup>[38,39]</sup>.

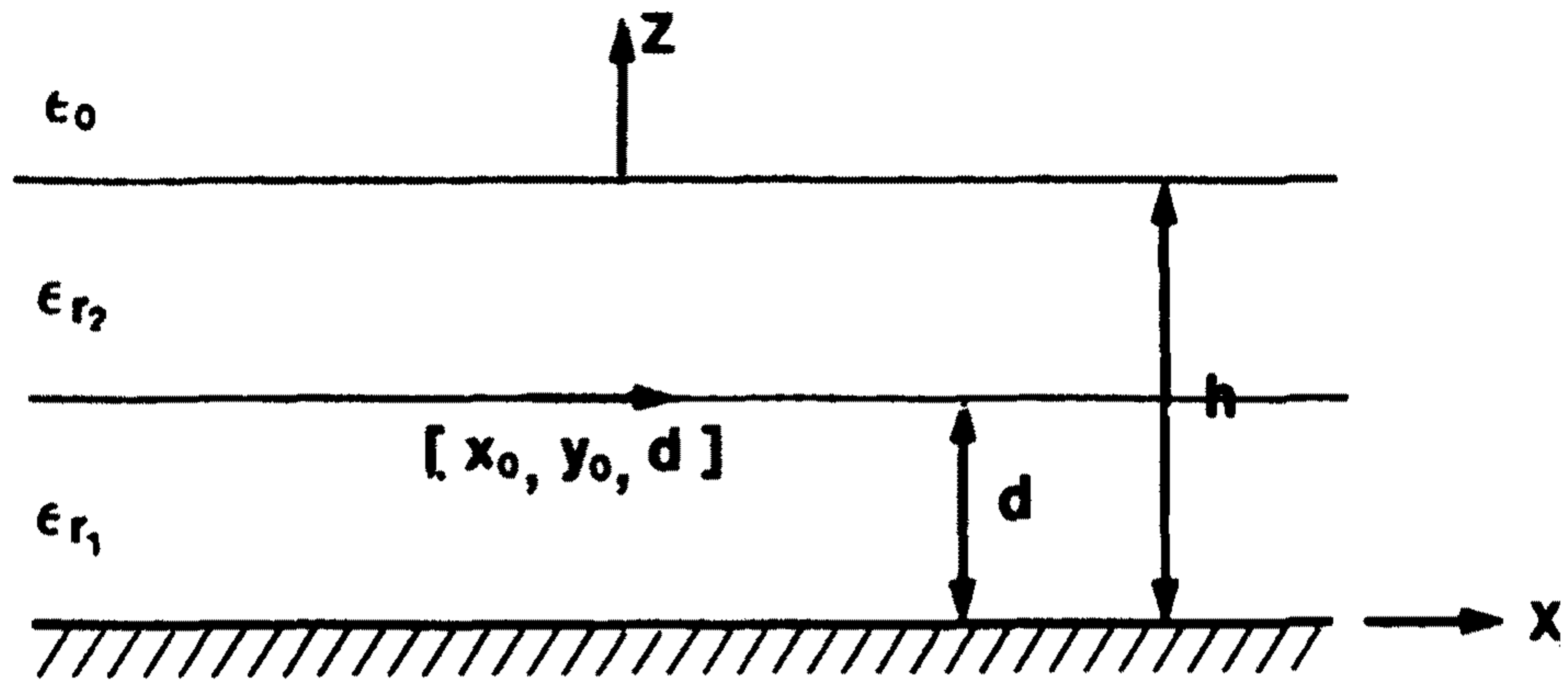


그림 3.2. 유전체 기판에서의 X축 방향의 미소 전기쌍극자

Fig. 3.2. Infinite electric dipole of X-axis at a dielectric substrate

Maxwell 방정식으로부터 Helmholtz 파동방정식을 구하면

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 \quad (3.1.a)$$

$$\nabla^2 H + k^2 H = 0 \quad (3.1.b)$$

이다. 여기서  $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon$ 이며  $\epsilon$  값은  $0 < z < d$  인 영역에서는  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ ,

$d < z < h$ 인 영역에서는  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_{r2}$ ,  $z > h$ 인 영역에서는  $\epsilon = \epsilon_0$ 가 된다. 식 3.1의 해가 직각좌표계에서 평면파(plane wave) 형태로 나타내어지므로  $z$  축 방향의 전파상수는 다음과 같이 주어진다.

$$k_1^2 = k_z^2 = \epsilon_{r1} k_0^2 - \beta^2, \text{ for } 0 < z < d \quad (3.2.a)$$

$$k_2^2 = k_z^2 = \epsilon_{r2} k_0^2 - \beta^2, \text{ for } d < z < h \quad (3.2.b)$$

$$k_3^2 = k_z^2 = k_0^2 - \beta^2, \text{ for } z > h \quad (3.2.c)$$

여기에서  $k_0$ 는 자유공간의 전파상수(wave number)이며,  $\beta^2 = k_x^2 + k_y^2$ 이다. 식 3.2의 제곱근 함수  $k_1, k_2, k_3$ 는  $\text{Im}(k_1) < 0, \text{Im}(k_2) < 0$  및  $\text{Im}(k_3) < 0$  이 되도록 branch cut을 선택하여야 한다.

이제 spectral 영역에서 Green 함수를 유도하기 위하여 다음과 같이 Fourier 변환쌍을 다음과 같이 정의한다.

$$E(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(k_x, k_y, z) e^{jk_x x} e^{jk_y y} dk_x dk_y \quad (3.3.a)$$

$$\tilde{E}(k_x, k_y, k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, z) e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} dx dy \quad (3.3.b)$$

이 식의 spectral 영역에서의  $\tilde{E}_z$ 와  $\tilde{H}_z$ 의 일반해는

$$\tilde{E}_z = A e^{-jk_2 z} \quad \text{for } z > h \quad (3.4.a)$$

$$\tilde{H}_z = B e^{-jk_2 z} \quad \text{for } z > h \quad (3.4.b)$$

$$\tilde{E}_z = C \cos(k_2 z) + D \sin(k_2 z) \quad \text{for } d < z < h \quad (3.4.c)$$

$$\tilde{H}_z = E \sin(k_2 z) + F \cos(k_2 z) \quad \text{for } d < z < h \quad (3.4.d)$$

$$\tilde{E}_z = G \cos(k_1 z) + H \sin(k_1 z) \quad \text{for } 0 < z < d \quad (3.4.e)$$

$$\widehat{H}_z = I \sin(k_1 z) + J \cos(k_1 z) \quad \text{for } 0 < z < d \quad (3.4.f)$$

로 주어진다. 이때  $z > h$ 인 영역에서는  $+z$  방향의 진행파만을 가정한다.

Maxwell 방정식으로부터 접선방향의 전계와 자계 성분을  $\widehat{E}_z$ 와  $\widehat{H}_z$ 로 나타낸 후, 여기에  $z=d$ ,  $z=h$ 에서의 경계조건을 대입하여 미지의 계수를 구하면 다음과 같이 전계와 자계를 구할 수 있다.

$$\widehat{E}_z = \frac{Z_0 k_3 k_x}{k_0 T_m} \cos(k_1 z) e^{-jk_x x_0} e^{-jk_y y_0} \quad (3.5)$$

$$\widehat{H}_z = \frac{-jk_y}{T_e} \sin(k_1 z) e^{-jk_x x_0} e^{-jk_y y_0} \quad (3.6)$$

여기에서

$$T_m = \frac{\epsilon_r k_3 \cos(k_1 d) + jk_1 \sin(k_1 d)}{\frac{k_2 k_3 \cos(k_2(h-d)) + j\epsilon_{r2} k_3^2 \sin(k_2(h-d))}{k_2 k_3 \cos(k_2(h-d)) + jk_2^2 \sin(k_2(h-d))} / \epsilon_{r2}} \quad (3.7)$$

$$T_e = \frac{k_1 \cos(k_1 d) + jk_3 \sin(k_1 d)}{\frac{k_2 k_3 \cos(k_2(h-d)) + jk_2^2 \sin(k_2(h-d))}{k_2 k_3 \cos(k_2(h-d)) + jk_3^2 \sin(k_2(h-d))}} \quad (3.8)$$

이며  $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ 이다. 식 (3.7)과 식 (3.8)의  $T_m$ ,  $T_e$ 의 영(zero)은 유전체 기관에서의 TM(transverse magnetic)과 TE(transverse electric) 표면파의 극점에 해당한다. 식 (3.5)와 식 (3.6)으로부터  $z=d$ 에서의 접선방향의 전계를 구하고 식 3.3(a)의 역변환을 취하면,

$$E_x(x, y, d) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q_x(k_x, k_y) e^{jk_x(x-x_0)} e^{jk_y(y-y_0)} dk_x dk_y \quad (3.9.a)$$

$$E_y(x, y, d) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q_y(k_x, k_y) e^{jk_x(x-x_0)} e^{jk_y(y-y_0)} dk_x dk_y \quad (3.9.b)$$

이고, 여기에서

$$Q_x = \frac{-jZ_0}{4\pi^2 k_0} \left[ \frac{k_x^2 k_1 k_3}{\beta^2 T_m} + \frac{k_0^2 k_y^2}{\beta^2 T_e} \right] \sin(k_1 d) \quad (3.10.a)$$

$$Q_y = \frac{-jZ_0}{4\pi^2 k_0} \left[ \frac{k_x k_y k_1 k_3}{\beta^2 T_m} - \frac{k_0^2 k_x k_y}{\beta^2 T_e} \right] \sin(k_1 d) \quad (3.10.b)$$

이다.

안테나의 방사패턴, 지향성 및 이득을 계산하기 위해서는 식 (3.9)의 무한대의 적분구간을 갖는 Fourier 변환적분을 stationary phase법으로 계산하여야 한다. 먼저  $x$ 축 방향의 단위전류에 의한 전계를 고려하고  $y$ 축 방향의 단위전류에 의한 전계는 좌표 변환으로부터 얻어질 수 있다<sup>[40]</sup>.

Stationary phase법의 원리는 관찰점과 전류함수간의 원거리에서는 식 (3.9)의 지수항이 stationary phase점을 제외하고는 적분경로를 따라 빠르게 진동하므로 전체 이중적분을 stationary phase점에서의 적분값으로 대체할 수 있다는 것이다. stationary phase점은 식 (3.9)의 지수항을 두번 미분함으로써 구할 수 있다. 이 점에서 식 (3.9)의 이중적분을 계산하고 구좌표계로 변환하면 다음과 같은 식으로 전계를 표현할 수 있다.

$$E_r(r, \theta, \phi) \simeq 0 [r^{-2}] \quad (3.11.a)$$

$$E_\theta(r, \theta, \phi) \simeq \frac{-Z_0}{2\pi r} e^{-jkr} e^{jk_x x_0} e^{jk_3 d} P_\theta \cos \theta \cos \phi \quad (3.11.b)$$

$$E_\phi(r, \theta, \phi) \simeq \frac{-Z_0}{2\pi r} e^{-jkr} e^{jk_x x_0} e^{jk_3 d} P_\phi \cos \theta \cos \phi \quad (3.11.c)$$

여기에서

$$P_{\theta} = \frac{-k_0 k_1 \sin k_1 d}{T_m} \quad (3.12.a)$$

$$P_{\phi} = \frac{-k_0^2 \sin k_1 d}{T_e} \quad (3.12.b)$$

윗 식에서  $k_x$ 와  $k_y$ 는 stationary phase 점으로 다음과 같이 주어진다.

$$k_x = k_0 \sin \theta \cos \psi \quad (3.13.a)$$

$$k_y = k_0 \sin \theta \sin \psi \quad (3.13.b)$$

식 (3.11)에서  $x_0$ 와  $y_0$ 의 지수항을 마이크로스트립 안테나 표면의 전류함수에 대한 Fourier 변환값으로 대체하면 마이크로스트립 안테나에 대한 방사패턴, 지향성 및 이득을 계산할 수 있다.

### 3.2. 마이크로스트립 패치 안테나에서의 모멘트법

앞에서 유도한 Green 함수를 이용하면 마이크로스트립 안테나를 모멘트법으로 해석할 수 있는데,<sup>[41-45]</sup> 모멘트법의 첫번째 단계는 마이크로스트립 안테나 표면의 미지의 전류밀도  $J(x,y)$ 를  $N$ 개의 기저함수로 확장하는 것이다.

$$J(x, y) = \sum_{n=1}^N I_n J_n(x, y) \quad (3.14)$$

여기에서,  $J_n$ 는  $x$ 방향과  $y$ 방향에서의 전류를 표현하는  $n$ 번째 기저함수



이며  $I_n$ 은  $n$ 번째 기저함수에 해당하는 미지의 계수이다. 기저함수  $J_n$ 의 모양과 갯수  $N$ 은 가정된 도체 표면에서의 전류분포  $J$ 를 정확히 묘사할 수 있도록 신중하게 선택하여야 한다.

그림 3.3은 마이크로스트립 안테나의 표면을 소구간으로 나눈 후  $x$ 축과  $y$ 축 방향으로 기저함수를 설정한 예를 보여준다. 가중값함수를 기저함수와 함께 놓으면 미분방정식을 다음과 같이 미지의 계수  $I_n$ 에 대한 선형 대수 방정식으로 변환시킬 수 있다. 이러한 방법을 Galerkin 법이라고 한다.

$$V_m + \sum_{n=1}^N I_n Z_{mn} = 0 \quad m=1,2,\dots,N \quad (3.15)$$

$Z_{mn}$ 과  $V_m$ 의 일반적인 표현식은 다음과 같다.

$$Z_{mn} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_m(k_x, k_y, d) J_n^*(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (3.16)$$

$$V_m = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_m(k_x, k_y, d) J_i^*(k_x, k_y) dk_x dk_y \quad (3.17)$$

여기에서,  $E_m(k_x, k_y, d)$ 는 도체표면에서의  $m$ 번째 기저함수  $J_m$ 에 의해 계산되는 전계이고  $J_n^*(k_x, k_y)$ 와  $J_i^*(k_x, k_y)$ 는 각기 기저함수  $J_n$ 과 인가전류함수  $J_i$ 의 Fourier 변환값의 공액복소수가 된다.

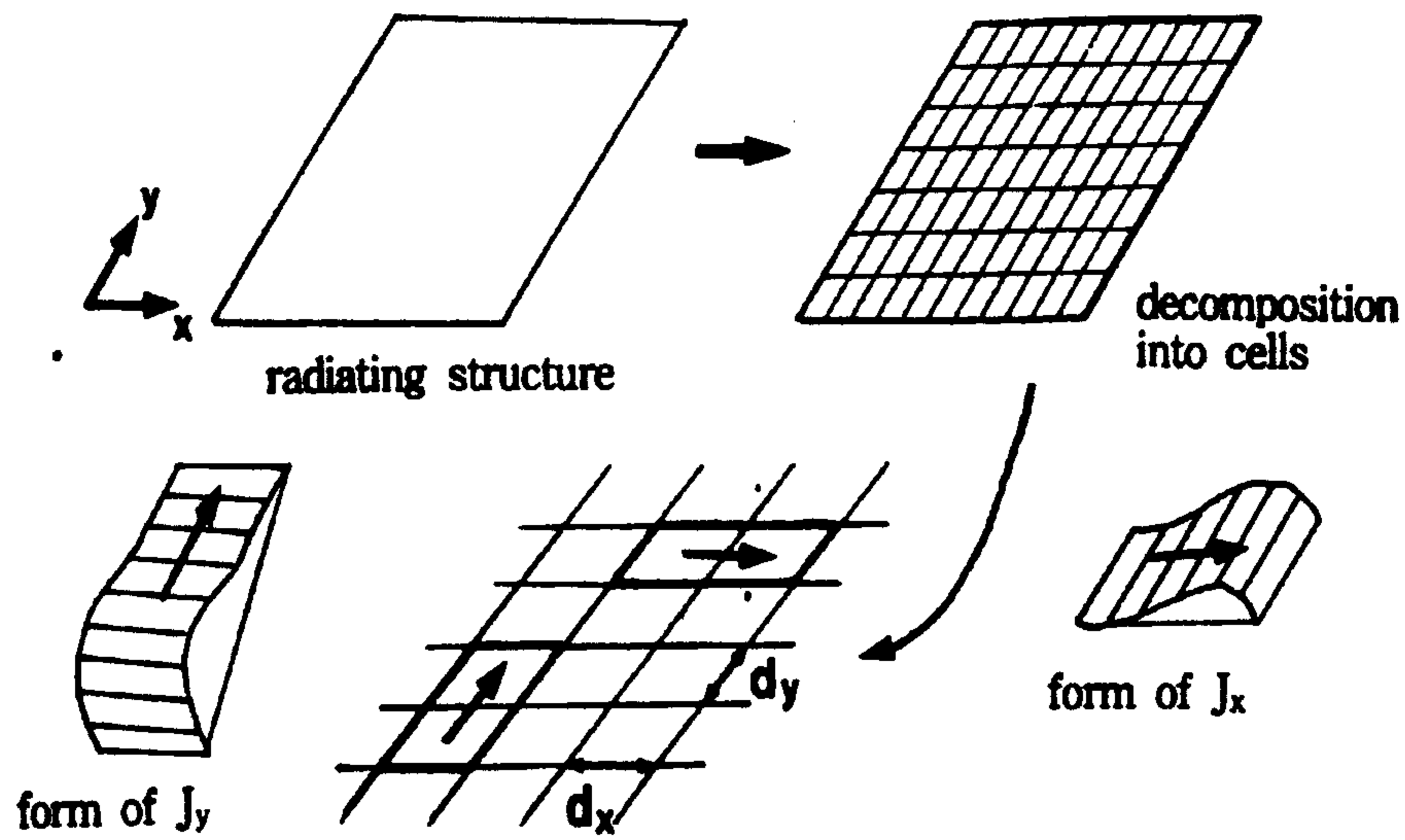


그림 3. 3 모멘트법에 의한 도체표면의 전류함수 모델링

Fig. 3. 3 Current function modeling of conductor surface by moment method

식 (3.15)를 계산하여 가정한 전류함수의 계수  $I_n$ 을 구할 수 있다면 표면전류  $J(x,y)$ 를 구할 수 있으며, 마이크로스트립 안테나의 특성도 구할 수 있다.

식 (3.16)의  $Z_{mn}$ 을 행렬식으로 표현하면 다음과 같다.

|                    |  |  |
|--------------------|--|--|
|                    | $N_x$ 개의 기저 함수   | $N_y$ 개의 기저 함수   |
| $N_x$ 개의<br>가중값 함수 | $xx$<br>$Z_{11} \ Z_{12} \ \cdots \ Z_{1,N_x}$<br>$\vdots$<br>$Z_{N_x,1} \ Z_{N_x,2} \ \cdots \ Z_{N_x,N_x}$ | $xy$<br>$Z_{1,N_x+1} \ \cdots \ Z_{1,N_x+N_y}$<br>$\vdots$<br>$Z_{N_x,N_x+1} \ \cdots \ Z_{N_x,N_x+N_y}$                 |
| $N_y$ 개의<br>가중값 함수 | $yx$<br>$Z_{N_x+1,1} \ \cdots \ Z_{N_x+1,N_x}$<br>$\vdots$<br>$Z_{N_x+N_y,1} \ \cdots \ Z_{N_x+N_y,N_x}$     | $yy$<br>$Z_{N_x+1,N_x+1} \ \cdots \ Z_{N_x+1,N_x+N_y}$<br>$\vdots$<br>$Z_{N_x+N_y,N_x+1} \ \cdots \ Z_{N_x+N_y,N_x+N_y}$ |

여기에서,  $N_x$ 와  $N_y$ 는 각각  $x$ 축과  $y$ 축 방향의 기저함수의 갯수이다. 식 (3.18)로부터 식 (3.15)를 행렬식으로 다시 쓰면 다음과 같다.

$$\begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} I_x \\ I_y \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

이 식에서  $[Z^{tb}]$ 는 기저함수의 방향이  $b$ 축이고 가중값함수의 방향이  $t$ 축일 때의  $Z_{mn}$  행렬의 부행렬이다.  $[I_b]$ 는  $b$ 축의 기저함수에 해당하는 미지의 계수를 나타내는 행벡터이며  $[V^b]$ 는  $b$ 축의 기저함수와 인가전류함수로부터 계산되어지는  $V_m$ 의 행벡터이다.  $Z^{xx}$ 는 기저함수와 가중값함수 모두가  $x$ 축 방향일 때를 나타내며  $Z^{xy}$ 는 기저함수가  $y$ 축 방향이고 가중값함수가  $x$ 축 방향일 때를 나타낸다. 이것을 3.1절의 유전체 기판에서의 Green 함수에 대한 수식으로 나타내면 다음과 같다.

$$Z_{mn}^{xx} = - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q_x(k_x, k_y) F_x(J_m) F_y(J_m) \cdot F_x^*(J_n) F_y^*(J_n) dk_x dk_y$$

(3.19)

$$Z_{mn}^{xy} = - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q_y(k_x, k_y) F_x(J_m) F_y(J_m) \cdot F_x^*(J_n) F_y^*(J_n) dk_x dk_y$$

(3.20)

여기에서  $Q_x(k_x, k_y)$ ,  $Q_y(k_x, k_y)$ 는 식 (3.10)에 의해 주어지며  $F_x$ ,  $F_y$ 는 전류함수의 Fourier 변환식으로 다음과 같이 주어진다.

$$F_x(J_n) = \int_{X_n} J_n^x(x) e^{jk_x x} dx \quad (3.21)$$

$$F_y(J_n) = \int_{Y_n} J_n^y(x) e^{jk_y y} dx \quad (3.22)$$

이 식에서 인가전류는 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$J_i = \delta(x_0 - x_p) \delta(y_0 - y_p) a_z \quad (3.23)$$

여기에서,  $(x_p, y_p)$ 는 급전점을 나타낸다. 따라서  $V_m$ 은 다음식으로써 나타낼 수 있다.

$$V_m = - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q_v(k_x, k_y) F_x(J_m) F_y(J_m) \cdot e^{jk_x x_p + jk_y y_p} dk_x dk_y$$

(3.24)

여기에서

$$Q_v = \frac{-jZ_0}{4\pi^2 k_0} \left[ \frac{jk_x k_3}{k_1 T_m} a_x + \frac{jk_y k_3}{k_1 T_m} a_y \right] \sin(k_1 d) \quad (3.25)$$

이다.

일단 행렬  $Z$ 와 행렬  $V$ 가 계산되어지면 전류함수의 계수는 기존의 Gauss 소거법이나 기타 다른 방법에 의한 행렬 역변환을 통해 계산되어지

며, 입력 임피던스는 다음과 같이 주어진다.

$$Z_{in} = - \int_{z=0}^d E_z dz = -[I]^t \cdot [V] \quad (3.26)$$

여기서  $E_z$ 는 패치의 전류에 의해서 유도되는  $z$ 축 방향의 전계를 나타낸다. 마이크로스트립 선로로 급전하는 경우에는 급전선로와 패치가 만나는 점에서  $a_z$ 방향의 등가전류원을 가정하여  $V_m$ 을 계산하면 된다.

한편,  $x$ 축 방향의 기저함수의 경우 다음과 같이 두 종류의 함수로 나눌 수 있다<sup>[46]</sup>.

● piecewise-sinusoidal(PWS) 함수

$$J(x, y) = \begin{cases} \frac{\sin k_e(d_x - |x|)}{d_y \sin k_e d_x} & , \quad |x| < d_x, |y| < d_y \\ 0 & , \quad otherwise \end{cases} \quad (3.27)$$

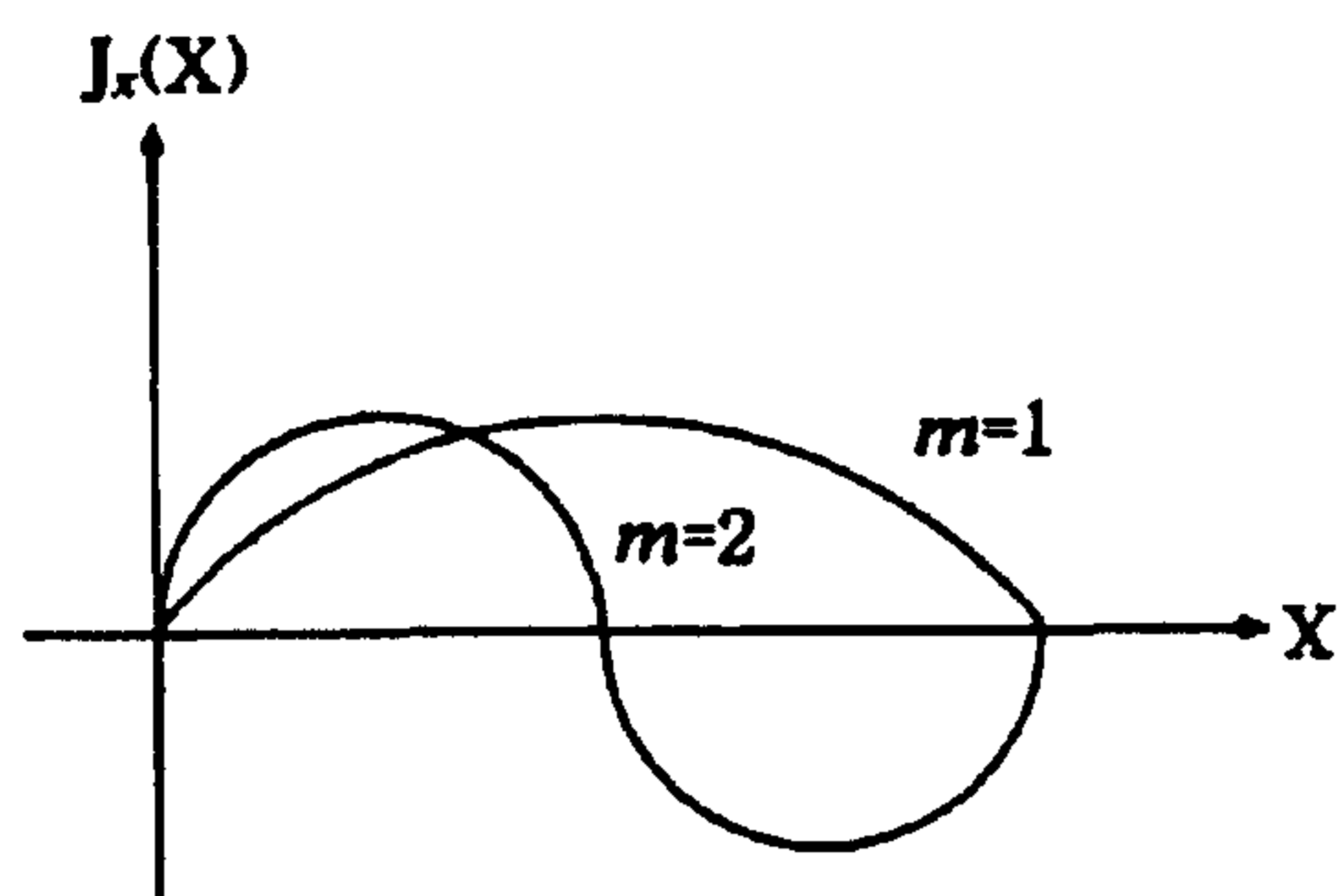
(단.  $k_e$ 는 유전체 기판에서의 실효 전파파수)

● Entire Basis(EB) 함수

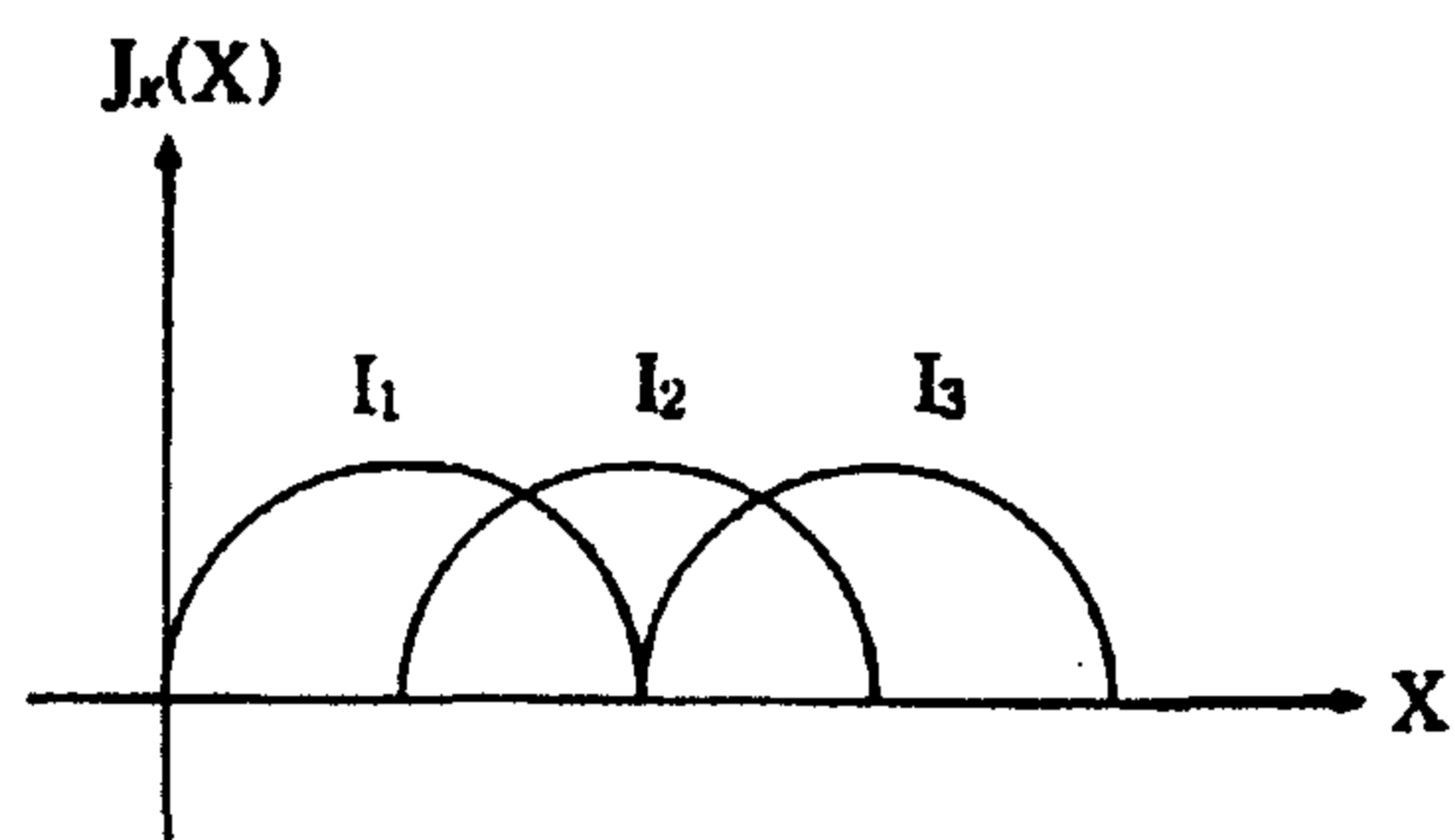
$$J(x, y) = \begin{cases} \frac{1}{W} \sin \frac{m\pi}{L} (x + \frac{L}{2}) & , \quad |x| < \frac{L}{2}, |y| < \frac{W}{2} \\ 0 & , \quad otherwise \end{cases} \quad (3.28)$$

$m$ : EB 함수의 차수( $m=1,2,\dots$ )

식 (3.16)과 식 (3.17)로 표현되는 행렬을 계산하기 위해서는 분기점(branch point)과 표면파 극점(surface wave pole)을 포함하는 Sommerfeld 적분 형태의 이중적분을 계산하여야 한다<sup>[46]</sup>.



(a) 2 개의 EB 函數로 表現



(b) 3 개의 PWS 函數로 表現

그림 3.4. X축 방향의 전류확장 함수

Fig. 3.4. Current extension function of X-axis direction

먼저 행렬원 각각에서의 무한대의 적분구간을 갖는 이중적분은 극좌표로 변환된 후에 적분되며, 또한 적분의 대칭성에 의해  $[0, 2\pi]$ 의 적분구간

을  $[0, \pi/2]$ 로 줄일 수 있으므로 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$Z_{mn}^{xx} = -4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q_x \operatorname{Re}[F_x(J_m)F_x^*(J_n)] \cdot \operatorname{Re}[F_y(J_m)F_y^*(J_n)] \beta d\beta d\alpha$$

(3.29)

$$Z_{mn}^{xx} = 4 \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} Q_y I_m[F_x(J_m)F_x^*(J_n)] \cdot I_m[F_y(J_m)F_y^*(J_n)] \beta d\beta d\alpha$$

(3.30)

$$V_m = 4j \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} Q_y I_m[F_x(J_m)e^{jk_x x_1}] \cdot \operatorname{Re}[F_y(J_m)e^{jk_y y_1}] \beta d\beta d\alpha$$

(3.31)

$$k_x = \beta \cos \alpha, \quad k_y = \beta \sin \alpha \quad (3.32)$$

그림 3.5에 나타나 있는 것처럼 적분변수를 극좌표로 변환하였기 때문에  $T_c$ 와  $T_m$ 은  $\beta$ 만의 함수가 되며 따라서 적분구간을 효율적으로 나눌 수 있다. 여기서  $\beta$ 에 대한 무한구간 적분은 느리게 수렴하므로 적분구간의 한계를 임의로 설정하여야만 한다. 계산하여야 할 적분을  $I$ 라고 하면 적분  $I$ 는  $\beta$ 의 값에 따라 다음과 같이 나누어질 수 있다.

$$I = \int_0^{\pi/2} \int_0^{k_0} ( \quad ) d\beta d\alpha \quad (3.33.a)$$

$$+ \int_0^{\pi/2} \int_0^{\sqrt{\epsilon_r} k_0} ( \quad ) d\beta d\alpha \quad (3.33.b)$$

$$+ \int_0^{\pi/2} \int_{\sqrt{\epsilon_r} k_0}^0 ( \quad ) d\beta d\alpha \quad (3.33.c)$$

식 3.33(a)의 적분은 방사저항과 입력 임피던스의 허수 성분의 계산에 이용되며, 일반적인 방법으로 적분이 가능하다.

식 3.33(b)의 적분은 이 구간에서  $T_m$ 과  $T_c$ 의 값이 영(zero)이 되는 표면파 극점이 존재하기 때문에 이 극점을 피해서 적분을 수행하여야 한다. 이 극점은 각기 마이크로스트립 안테나에서 여기(excite)되는 TM(Transverse Magnetic)과 TE(Transverse Electric) 표면파의 모드에 해당하며, 여기(excite)되는 모드의 수는 유전체의 두께  $d$ 와 비유전율  $\epsilon_r$  및 공진주파수에 의하여 결정된다. 또한  $TM_0$  표면파는 차단주파수가 영(zero)이므로 유전체 기판에서는 적어도 하나의 표면파가 존재하게 된다.



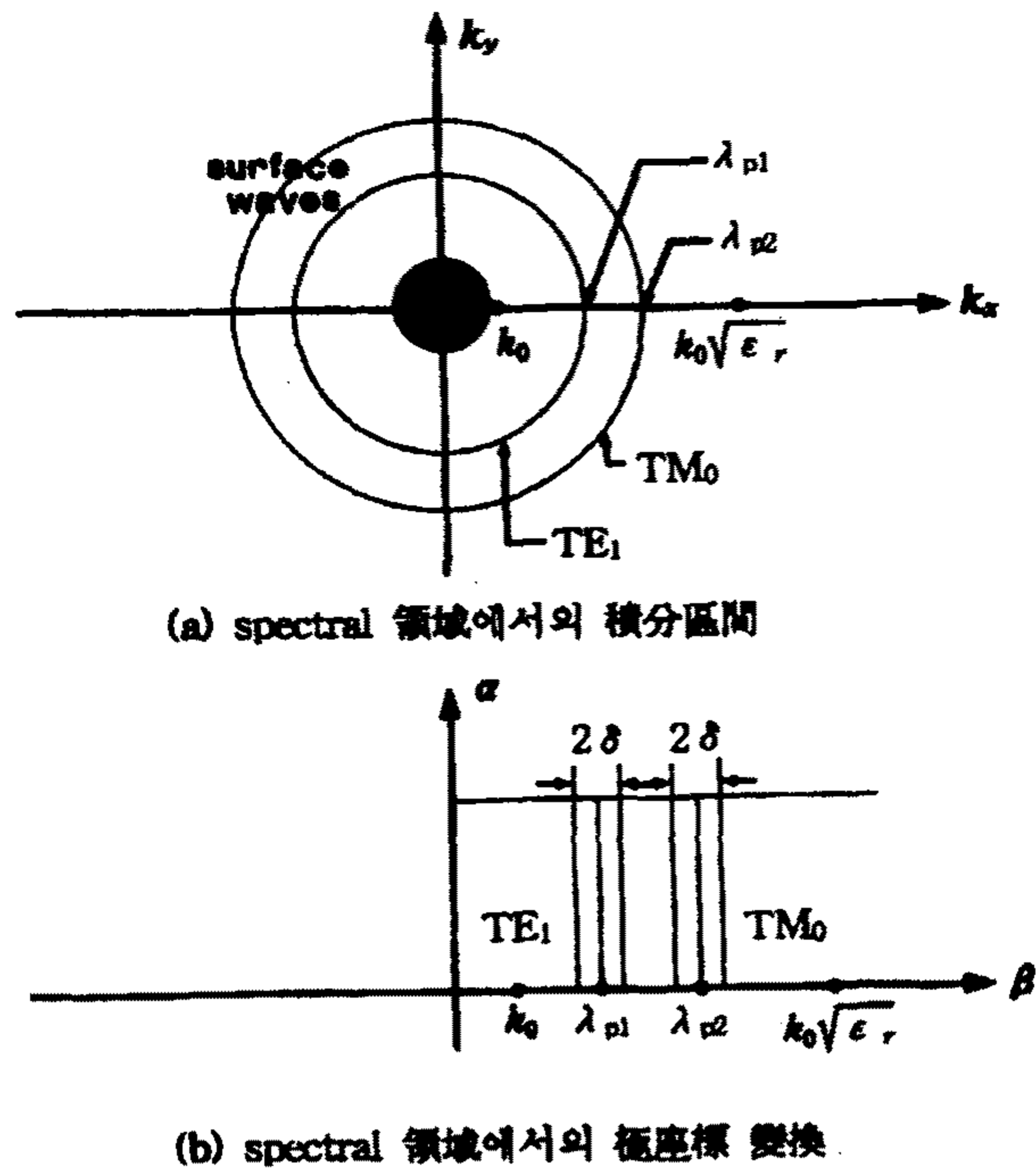


그림 3.5. Spectral 영역에서의 적분구간과 극좌표 변환

Fig. 3.5. Integral section and pole coordinate transformation at spectral region

차단주파수가 없는  $TM_0$  모드만이 존재하며 이 극점의 값이  $\beta_0$ 라면 식 3.33(b)의 적분구간은 다음과 같이 세분되어진다.

$$\int_0^{\pi/2} \left\{ \int_{k_0}^{\beta_0 - \delta} ( \quad ) d\beta + \int_{\beta_0 - \delta}^{\beta_0 + \delta} ( \quad ) d\beta + \int_{\beta_0 + \delta}^{\sqrt{\epsilon_r} k_0} ( \quad ) d\beta \right\} d\alpha$$

(3.34)

식 (3.34)의 가운데 항은 피적분함수가 극점을 가지므로 수치적으로는 적분이 불가능하고, 해석적으로 적분을 수행하여야 하기 때문에  $\beta_0$ 에서의 Taylor 급수를 전개하여 처음 두 항만을 취하게 되면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\int_{\beta_0 - \delta}^{\beta_0 + \delta} ( \quad ) d\beta = \frac{-\pi j f(\beta_0)}{T_m(\beta_0)} \quad (3.35)$$

여기에서,  $f(\beta_0)$ 는 피적분함수에서  $T_m(\beta)$ 를 뺀 나머지 함수를 나타내며  $\beta_0$ 는 Newton-Raphson법에 의하여 복소근을 구하며  $\delta$ 는  $0.001k_0$  정도의 값을 선택하면 된다. 나머지 적분은 특이점을 갖지 않으므로 쉽게 계산되어질 수 있다. 다른 고차 표면과 모드가 존재할 경우도 마찬가지로 적분할 수 있다.

식 (3.35)의 적분은 전류함수간의 거리가 멀어짐에 따라 지수항의 진동에 의하여 올바른 적분값을 얻기 위한 적분의 샘플 수와 적분한계가 달라지므로 이를 고려하여 적분을 수행하여야 한다. 적분한계를 결정할 때는 패치표면에서의 전류함수가 Fourier 영역에서는 한정된 대역폭을 가지므로 이 전류함수의 값이 작아져 적분의 값에 영향을 미치지 않는 범위까지 적분을 수행하면 된다.

### ① 유한요소법에 의한 근거리 전자장의 컴퓨터 모의실험

해석대상인 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나를 적당한 갯수의 요소로 분할하고 각각의 요소에서 전위값을 계산한 다음, 이를 합하여 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 주변 등전위 분포를 해석하였다. 또한  $3\lambda_g/12$  면에서부터 4등분하여 전위의 변화를 고찰해 본 결과, 부가적인 기생 모드의 발생이 거의 없고  $TM_{10}$  모드의 전위 분포는 누설전계의 영향을 고려한 공진길이의 계산이 적절함을 보여주고 있음을 확인하였다. 아래 그림은 각각의 공진 지점에서의 근거리 전계를 정규화하여 도시한 그림이다.

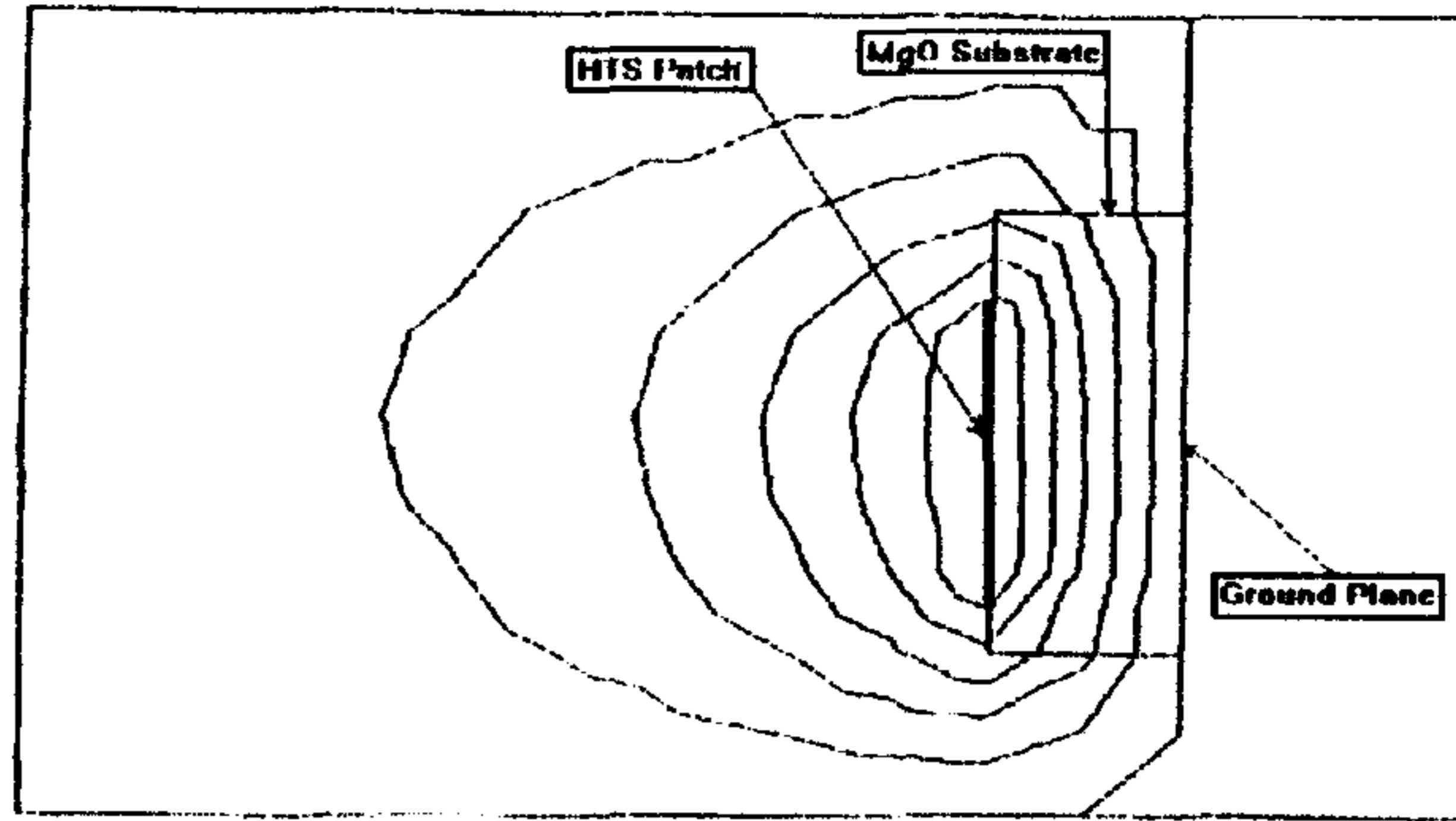


그림 3.6  $3\lambda_g/12$  지점에서의 등전위 분포

Fig 3.6 Contour plot of equipotential line at  $3\lambda_g/12$

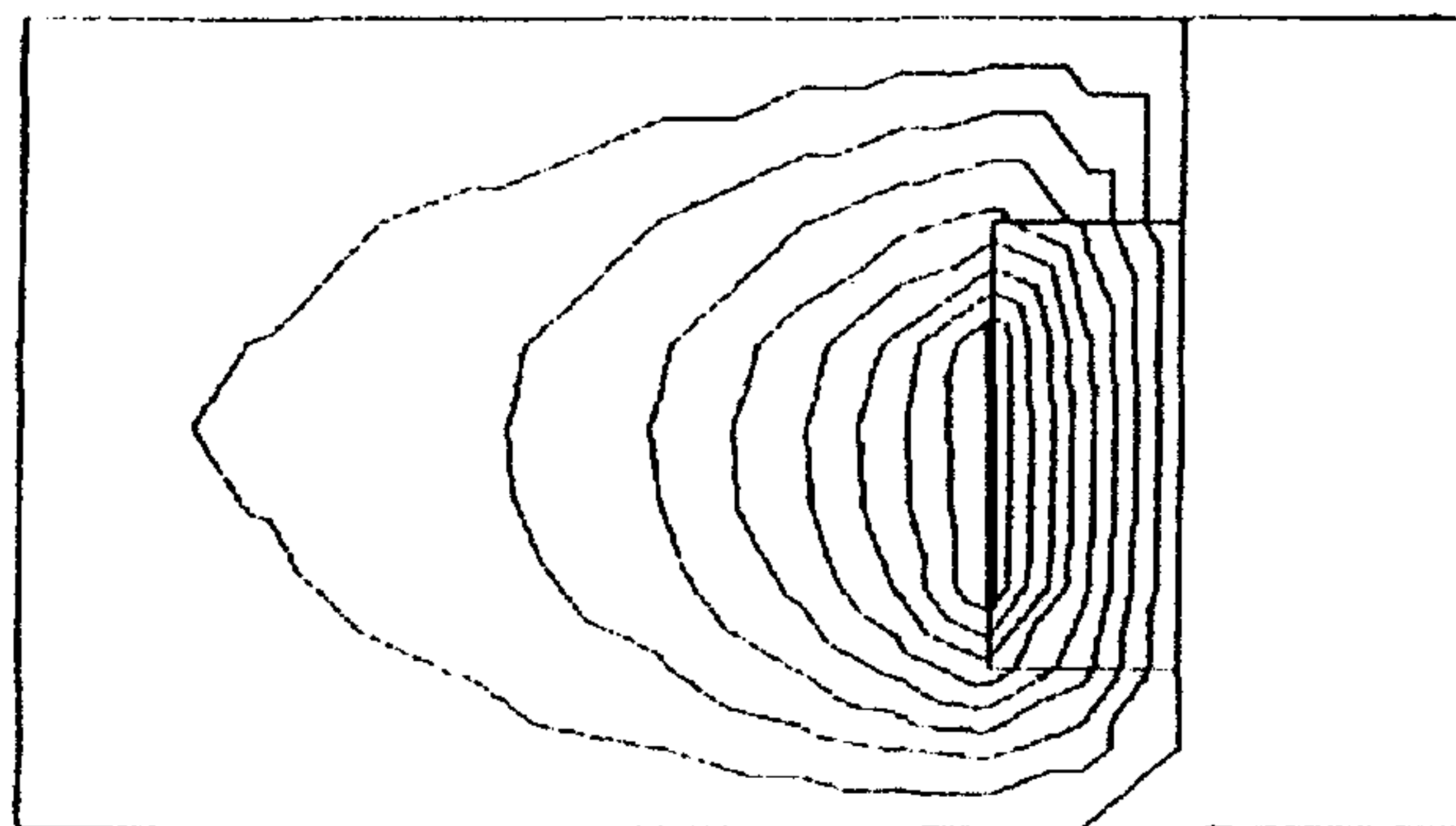


그림 3.7  $4\lambda_g/12$  지점에서의 등전위 분포

Fig 3.7 Contour plot of equipotential line at  $4\lambda_g/12$

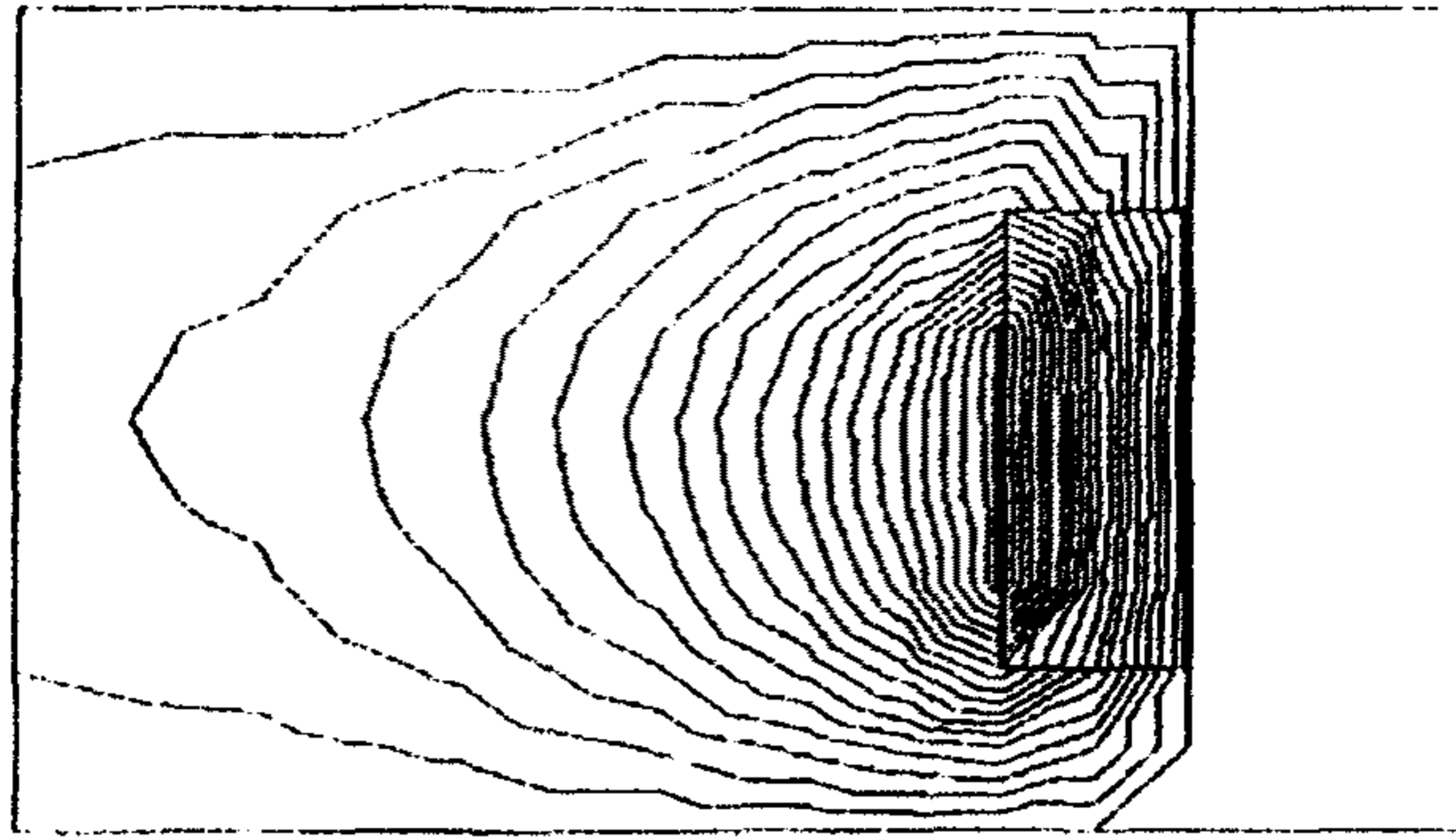


그림 3.8  $5 \lambda_g/12$  지점에서의 등전위 분포  
 Fig 3.8 Contour plot of equipotential line at  $5 \lambda_g/12$

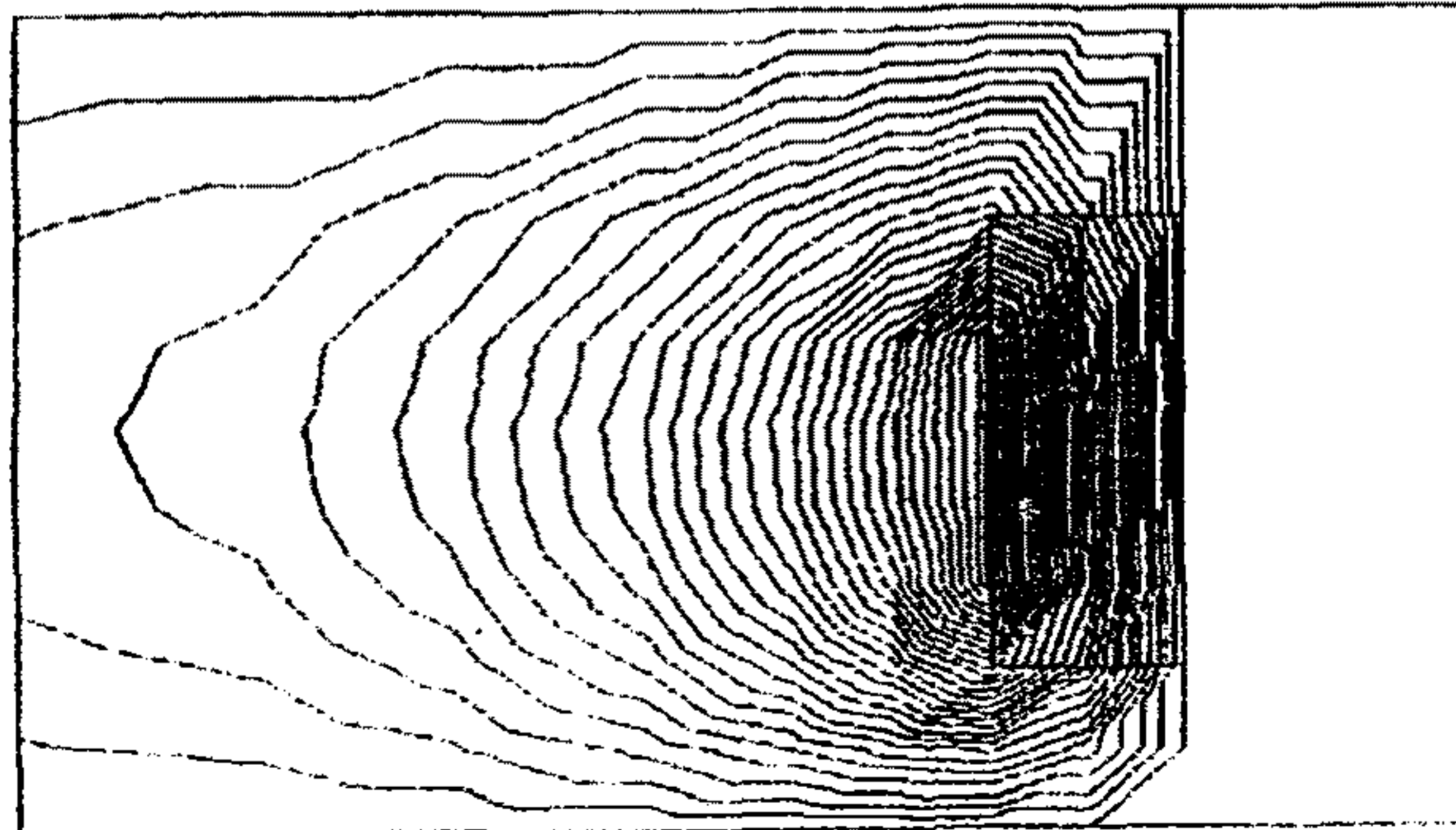


그림 3.9  $6 \lambda_g/12$  지점에서의 등전위 분포  
 Fig 3.9 Contour plot of equipotential line at  $6 \lambda_g/12$

② 모멘트법에 의한 입력 임피던스의 컴퓨터 모의 실험 및  
고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나의 설계

고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나를 구현하기 위해 중요한 공정변수는 입력 임피던스이다. 입력 임피던스와 급전선과의 부정합은 심각한 정재파비 증가를 야기시키며, 이는 효율 저하의 가장 중요한 원인이다. 따라서 급전점에서 정확한 입력임피던스의 계산은 입력 임피던스의 부정합으로 발생하는 급전의 어려움과 급전점의 불연속에 의한 정재파의 증가를 최소화하고 실제 제작에 있어서 효율이 향상된 안테나의 구현을 위해 매우 중요하다.

본 연구에서는 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나의 입력 임피던스를 전술한 고온초전도체의 새롭게 변형된 두흐름 모델에 의해 정규화 한 다음 모멘트법을 이용하여 계산한 후 이를 이용하여 고온초전도 마이크로스트립 패치안테나를 설계하였다. 아래 그림. 17은 설계 과정을 나타낸 흐름도이다.

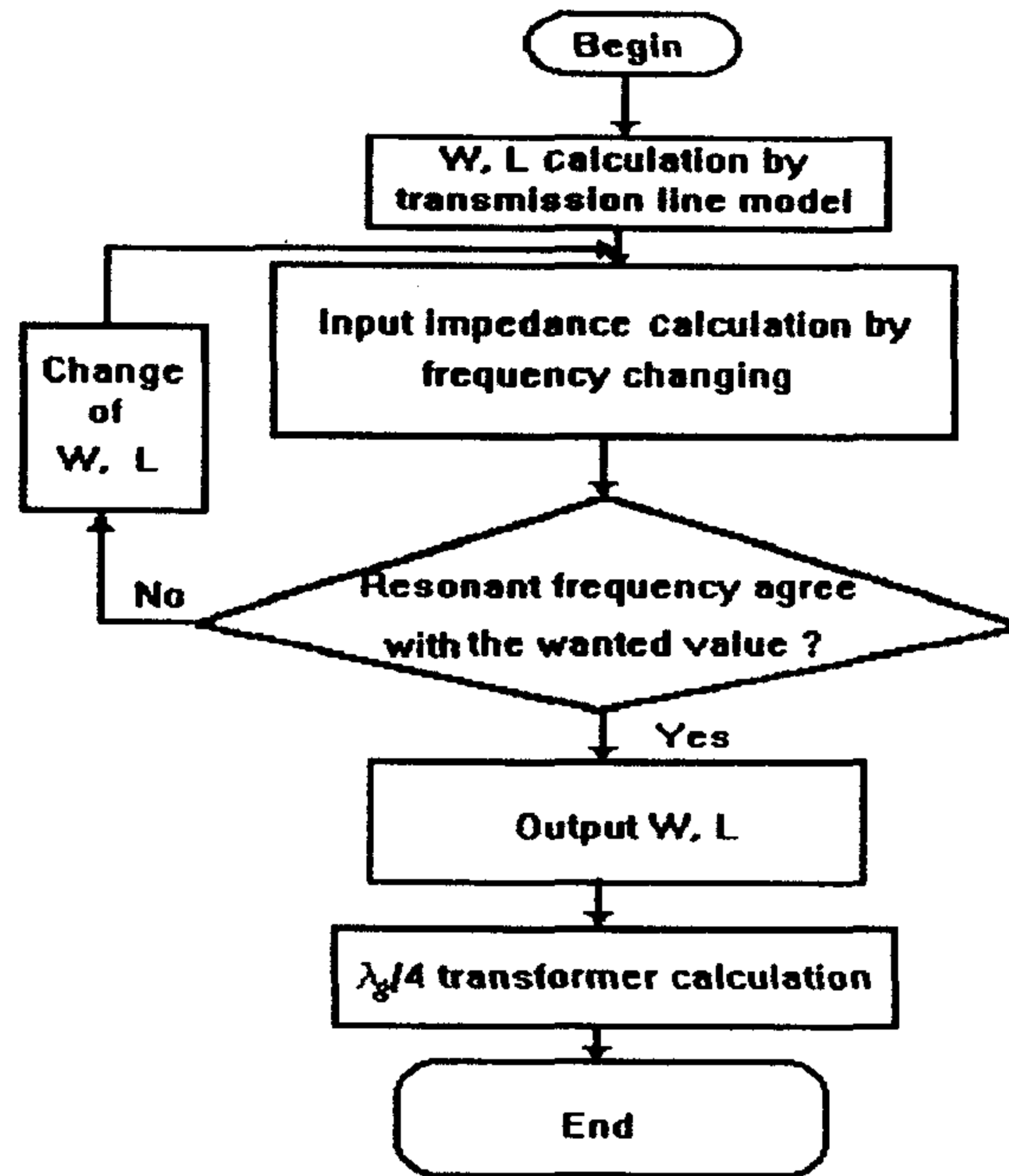


그림 3.9 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나의 설계 흐름도

Fig 3.9 Block diagram of design procedure of HTS microstrip patch antenna

계산된 안테나의 공진길이  $L$ 은  $4,032.9 \mu\text{m}$ 이며, 폭은  $5,429 \mu\text{m}$ 였다 일반적으로 현재 제작이 가능한  $1\text{cm} \times 1\text{cm}$  크기의 HTS 박막 제작 기술에 의할 경우 Ku-band 이하에서의 마이크로스트립 패치의 구현이 불가능하다. 또한 그 이상의 대역으로 주파수를 증가시킬 경우 좁아지는 패치 폭과 길이로 인하여 급전방식에 많은 어려움이 따른다. 따라서 현재 설계된 패턴이 가장 적절한 패턴이라고 볼 수 있으며, Ku-band의 주파수 대역은 인공위성통신 주파대로서 고온초전도마이크르스트립 안테나의 효율을 발휘하기위한 적당한 주파수 대역이라 판단된다.

### ③ 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나의 다양한 급전 방식

고온초전도 마이크로스트립 안테나의 입력방법으로는 동축케이블에 의한 급전방법, 마이크로스트립 선로에 의한 직접 결합법, 전자기적 결합을 이용한 방법, 그리고 갭 결합을 이용한 급전방법 등을 들 수 있다. 동축케이블에 의한 급전 방식과 마이크로스트립 급전선에 의한 급전 방식은 유사한 동작 구조를 갖는다. 설계시 먼저 방사 패치 면에서의 입력 임피던스를 수치해석 기법 중의 하나인 모멘트 법으로 적절하게 계산을 해 준 다음, 안테나 요소로부터 급전점을 안테나 패치면으로 삽입하여 급전선의 특성 임피던스와 패치면의 입력 임피던스 준위와 결합시키는 방법으로 마이크로스트립 급전선을 이용할 경우는 급전선을 패치면 안으로 삽입시키는 형태를 취하고 동축선로를 이용한 급전방법은 특성임피던스와 입력임피던스가 동일한 지점을 계산한 후, 접지면에서 급전점으로 구멍을 뚫어 결합시키는 방법을 취하는 것이 각각의 방법의 차이점이다. 그러나 고온초전도 박막에 동축선로 급전 방식을 채용할 경우, 고온 초전도 패치면에 동축선로를 접촉시켜야한다. 그러나 이럴 경우 단결정 기판 구조로 인한 깨지기 쉬운 특성(100 구조) 때문에 기판에 구멍을 뚫기 어려우며 설사 구멍을 뚫었다 할지라도 약간의 충격에도 쉽게 파손되버리는 단점이 있어 실현이 어렵다. 이 외에 전자기적 결합에 의한 방법의 경우는 YBCO 고온초전도박막이 증착된 상황에서 새로운 유전체를 적층하고 다시 초전도 박막을 증착시켜야하는 위험부담이 있어 기술적 어려움을 수반하고 있다. 갭 결합에 의한 방법 역시 정확한 갭 캐피턴스를 계산해야한다는 어려움이 있어 정확한 수치적 모델링이 선행되지 않는 한 불가능하다. 본 연구에서 채용한 마이크로스트립 선로를 이용한 급전 방식으로 급전할 경우, 무엇보다도 반도체 소자 제작에 응용되는 표준 식각



방법에 의한 패턴의 구현이 가능하다는 장점이 있어 고온초전도 초고주파 소자에 제작이 용이하다.

본 연구에서 고려한 급전 방식은 앞에서 언급한 마이크로스트립 선로를 이용, 급전점에 접근 시키는 방법으로 다섯가지 방식을 선택하였으며, 그림 5. 7에 개략적인 형태를 도시하였으며 그림 5. 8에 제작된 안테나의 사진을 수록하였다.

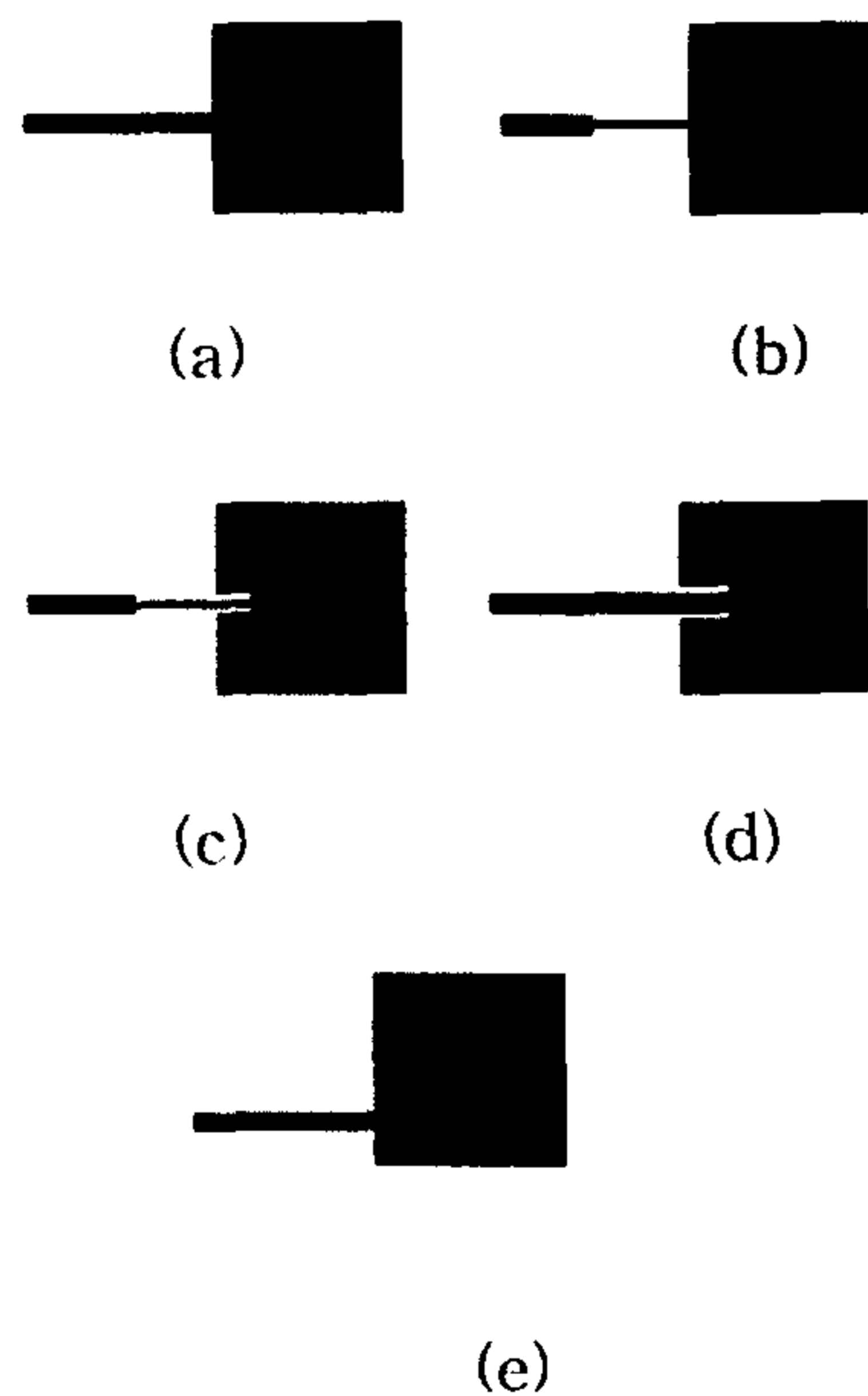


그림 3. 10 다섯가지 형태의 급전 방식  
 Fig. 3. 10 Five type of feeding techniques

일단, 안테나 방사 패치의 폭과 길이가 결정되면 입력임피던스와 급전선과의 임피던스 결합을 위한 정합 회로의 차원이 결정되어야 한다. 그림 5. 7의 (a)에 도시한 바와 같은 급전선을 방사패치 면 중앙에 급전시키는 중앙 직접급전 방식은 마이크로스트립 패치 안테나 급전 방식 중 가장 전통적인

방법 중의 하나로 급전선과 패치면의 부정합이 예상되지만 정확한 임피던스 계산을 위해 필요한 형태이며, 이 형태에 수치해석적 기법을 이용하여 입력 임피던스를 계산하게 된다. 두 번째, 그림 5. 7의 (b)에서 같은 정합회로를 구성하는 형태는 마이크로스트립 급전선의  $50 \Omega$  선로와 방사 패치면의 임피던스를  $1/4$  파장 변환기를 이용하여 정합시키는 방법이다. 그림 5. 7의 (c)의 도시된 형태는 패치면에서  $100 \Omega$  지점에서 마이크로스트립 급전선의  $50 \Omega$  선로와  $1/4$  파장 변환기를 이용하여 급전시키는 방법으로 그림 5. 7의 (d)의 형태와 (b)의 형태를 혼용한 형태를 보여주고 있다. 그림 5. 7의 (d)의 형태는  $1/4$  파장 변환기를 사용하지 않고 직접 수치적으로 계산된 패치면의  $50 \Omega$  임피던스 준위에 마이크로스트립 선로를 직접 결합시키는 방법이다. 다섯 번째로 고려된 형태는 비 방사패치면(nonradiating patch edge)을 따라 임피던스 변환을 추적, 급전선과 급전점을 결합시키는 방식으로 그림 5. 7의 (e)의 형태가 여기에 해당된다.

## 4 장. 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 제작

### 4.1. $YBa_2Cu_3O_x/MgO$ 박막 제조

양질의 초전도 박막 제작에 있어 가장 먼저 필요한 것은 복잡한 조성과 구조의 초전도 물질을 단결정 기판위에 초전도상을 유지할 수 있도록 가능한한 가지런히 배열하는 것이다. 일반적으로 덩어리 상태의 초전도체를 제작할 때 초전도상을 만들기 위해서는 800 °C 이상의 고온 열처리를 필요로 한다. 박막 제작연구의 초기에는 낮은 온도에서 만들어진 박막을 800 °C 이상의 고온에서 열처리하여 초전도상을 형성시키는 “후열처리(post-deposition annealing)” 방식을 사용하였다. 그러나 이러한 후열처리 방식에서는 초전도체와 기판사이에 상호반응이 나타나며, 대체로 표면이 거칠어져 전자공학적인 응용에 있어서는 상당히 불리하였다. 이러한 문제점을 해결하기 위하여 박막제작과 동시에 초전도상을 제작할 수 있는 “in-situ”방식이 사용되기 시작하였다<sup>[50-51]</sup>.

이 방식에서는 기판을 후열처리 온도보다 낮게 가열한 상태에서 박막을 제작하고 그대로 산소분위기에서 냉각함으로써 초전도상의 박막을 바로 만들게 된다. in-situ방식에서는 박막이 성장하는 도중에 표면확산을 통하여 원자의 이동 및 배열이 가능하기 때문에 물질 내부로의 확산이 필수적인 후열처리 방식에 비해 낮은 온도에서 한번의 공정으로 양질의 박막을 제작할 수 있다. 또한 후열처리 방법으로는 거의 불가능한 다층박막의 제작이 용이하며 표면 상태가 좋고 표면저항이 낮아 전자공학적인 응용에 대단히 유리하게 작용된다. 따라서 최근에는

YBCO계의 경우 대부분 in-situ방식을 사용하여 박막을 제작 하고 있다.

박막증착에 있어 대단히 중요한 공정변수는 아르곤과 산소의 분압이다. 특히 증착시의 산소분압에 따라 최적의 증착온도가 결정되며, 제작된 박막의 특성이 크게 영향을 받게 되기 때문에 산소분압을 조정하는 일은 대단히 중요 하다. 최근에 일부 연구그룹에서는 YBCO박막의 제작시 낮은 산소분압을 사용하여 후열처리 온도를 in-situ방식에서 사용하는 온도 가까이 낮출 수 있게 되었으며, 이렇게 제작된 박막은 in-situ방식으로 제작된 박막과 거의 같은 특성(특히 표면저항)을 나타내고 있다고 보고하였다<sup>[52-54]</sup>.

#### 4.1.1. 타깃 제조

본 과제에서 사용된 타깃은 고상소결법을 이용하여 제조한 직경 60 mm, 두께 2 인치인  $YBa_2Cu_3O_x$  단일 타깃으로서, 일반적인 고온초전도 소결체를 제조하는 과정과 동일한 방법을 사용하였다.

먼저, 순도 99.99 % 이상인  $Y_2O_3$ ,  $BaCO_3$ ,  $CuO$ 분말의 원자량을 계산하여 Y:Ba:Cu의 비가 1:2:3이 되도록 정확한 몰비로 칭량하고, 이들 혼합시료를 막자사발에서 아세톤을 용매로 하여 약 2시간 동안 미세하게 갈아주었다. 혼합 된 시료는 입자들간의 상호반응을 좋게 하기 위하여 산소분위기에서 약 10°C/분으로 승온하여 450 °C에서 1시간, 920 °C에서 4시간 동안 유지한 후  $Y_2O_3$ ,  $BaCO_3$ ,  $CuO$ 의 각각의 결정구조가 없어지면서 안정화된 고온초전도체 상을 형성하게 하기 위하여 2°C/분의 속도로 상온까지 감온하여 하소를 실시하였다. 1차 하소가 끝난 시료는

원소들의 확산을 증가시켜 고온 초전도상을 만들어야 하는데 이 확산현상은 고온에서 잘 일어나며, 열처리 후 기계적인 확산을 촉진시키기 위해서 딱딱하게 굳은 시료를 다시 막자사발에 넣고 미세한 분말이 될 때까지 갈아주었다.

이 시료를 직경 60 mm인 틀에 넣고 약 30,000 psi의 압력으로 3차까지 가압하여 두께 5 mm인 원형의 타깃을 제조하였으며, 이 타깃을 10°C/분의 속도로 승온하여 530 °C에서 3시간, 940 °C에서 12시간 동안 전기로내에서 소결(sintering)하고, 2°C/분의 속도로 상온까지 감온하였다. 마지막으로 소결이 끝난 타깃을 600 °C의 온도에서 약 5 시간동안 후열처리하였다.

#### 4.1.2. 기 판

일반적으로 고온초전도 박막에 사용된 기판의 특성은 초전도체의 결정구조, 격자상수의 차이, 열팽창계수의 차이, 초전도체와 기판과의 반응성등이 중요한 요인으로 작용하여 그 특성이 각기 다르게 나타나고 있다. 현재까지 박막제조에 주로 사용된 기판으로는 MgO, LaAlO<sub>3</sub>, SrTiO<sub>3</sub>, YSZ(100) 등인데, 이들중 MgO는 마이크로파 회로설계에 이상적이긴 하지만 격자정수가 잘 일치하지 않고 일정한 조건에서만 YBaCuO계 초전도체가 성장한다는 단점을 가지고 있어 고온초전도체의 성장에 매우 까다로운 주의를 요한다 반면, LaAlO<sub>3</sub> 및 SrTiO<sub>3</sub>는 YBaCuO계 초전도체와 좋은 정합을 이루기 때문에 MgO(100)나 YSZ(100)에 비하여 전기적인 특성값이 우수하다는 장점을 갖고 있다.<sup>[56]</sup>

하지만 이러한 기판들이 가지고 있는 높은 유전상수는 마이크로파 소자의 적용을 실질적으로 어렵게 한다. 따라서 본 연구에서 사용된 기판은 일본 K & R creation사에서 제조한 10 mm×10 mm×0.3 t, 유전율 ( $\epsilon_r$ )값이 9.6인 MgO(100) 단결정 기판을 사용하여 박막을 제작하였으며, 참고로 기판의 종류에 따른 YBCO계열의 초전도체 성장조건을 표 4.1에 나타내었다.

표 4.1. 기판의 종류에 따른 YBCO 박막의 in-situ 성장조건

Table 4.1. In-situ growth conditions of YBCO with various substrates

| Substrate   | $T_s$ (°C) | $T_{co}$ (K) | $J_c$ (4K)      | $J_c$ (77K)      | Reference |
|---|------------|--------------|-----------------|------------------|-----------|
| Single-target sputtering (with plasma)  |            |              |                 |                  |           |
| SrTiO <sub>3</sub>  | 800        | 89           |                 | $6 \times 10^6$  | [56]      |
| MgO   | 650        | 82           | $10^7$          |                  | [57]      |
| LaAl <sub>2</sub> O <sub>3</sub>  | 720        | 87           | $2 \times 10^6$ |                  | [58]      |
| Electron-beam thermal evaporation<br>(with plasma-activated oxygen flux-zone) |            |              |                 |                  |           |
| ZrO <sub>2</sub>  | 600        | 86           |                 | $2 \times 10^5$  | [59]      |
| SrTiO <sub>3</sub>  | 600        | 90           |                 | $4 \times 10^6$  | [60]      |
| MgO   | 600        | 80           | $10^6$          | $10^5$           | [61]      |
| Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>  | 600        | 80           | $2 \times 10^5$ |                  | [61]      |
| MgO   | 720        | 87           |                 | $10^6$           | [62]      |
| Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>  | 720        | 86           |                 |                  | [62]      |
| Si  | 650        | 85           | $1 \times 10^5$ |                  | [63]      |
| Laser ablation  |            |              |                 |                  |           |
| Si  | 600        | 67           | $5 \times 10^4$ |                  | [64]      |
| Si/ZrO <sub>2</sub>   | 600        | 80           |                 |                  | [64]      |
| SrTiO <sub>3</sub>  | 600        | 92           |                 | $3 \times 10^6$  | [65]      |
| SrTiO <sub>3</sub>  | 400        | 86           |                 | $80 \times 10^5$ | [66]      |
| Si/MgAl <sub>2</sub> O <sub>4</sub> /<br>BaTiO <sub>3</sub>                   | 600-650    | 85           | $5 \times 10^4$ | $6 \times 10^4$  | [67]      |

### 4.1.3. 스퍼터링 장치

본 실험에 이용된 스퍼터링 장치는 사진 4.1에서 보는 바와 같이 챔버(chamber), rf 전원공급 장치, 정합회로 및 가스 주입장치등으로 크게 구성되는 ANELVA사 제품의 SPF-210B rf-diode 스퍼터링 장치를 rf-magnetron type으로 개조하여 사용하였다.

직경 200 mm, 높이 160 mm의 챔버는  $5 \times 10^{-7}$  Torr까지의 고진공을 얻을 수 있으며, 챔버 내부에서는 타깃을 위쪽으로 하고 기판을 아래쪽으로 설치하였다. 또한 박막의 조성도를 좋게 하기 위하여 직경 2 인치의 단일타깃을 사용할 수 있는 타깃 홀더의 주위에 Nb계열의 영구자석을 주문·설치하였다. 박막증착이 이루어지는 동안 고온의 플라즈마(plasma)에 의하여 타깃이 가열되어 균열과손되는 것을 방지하기 위하여 챔버 주위에 냉각수가 순환되도록 하였다. 또한 in-situ 방식으로 박막을 증착할 수 있도록 하기 위하여 기판의 아래쪽에 최고 750 °C까지 열을 낼 수 있는 열선 및 제어기를 설치하였다. 이외에도 챔버 주위에 약 100~150 °C의 열을 낼 수 있는 열선을 감아 보온을 유지하도록 하였으며, 스퍼터링에 사용되는 산소와 아르곤(Ar)가스를 연결하는관이 챔버로 연결되도록 되어 있다. 또한 박막의 증착속도를 조절하고 원하는 두께의 박막을 얻을 수 있도록 두께측정기(thickness monitor)를 부착하였다.



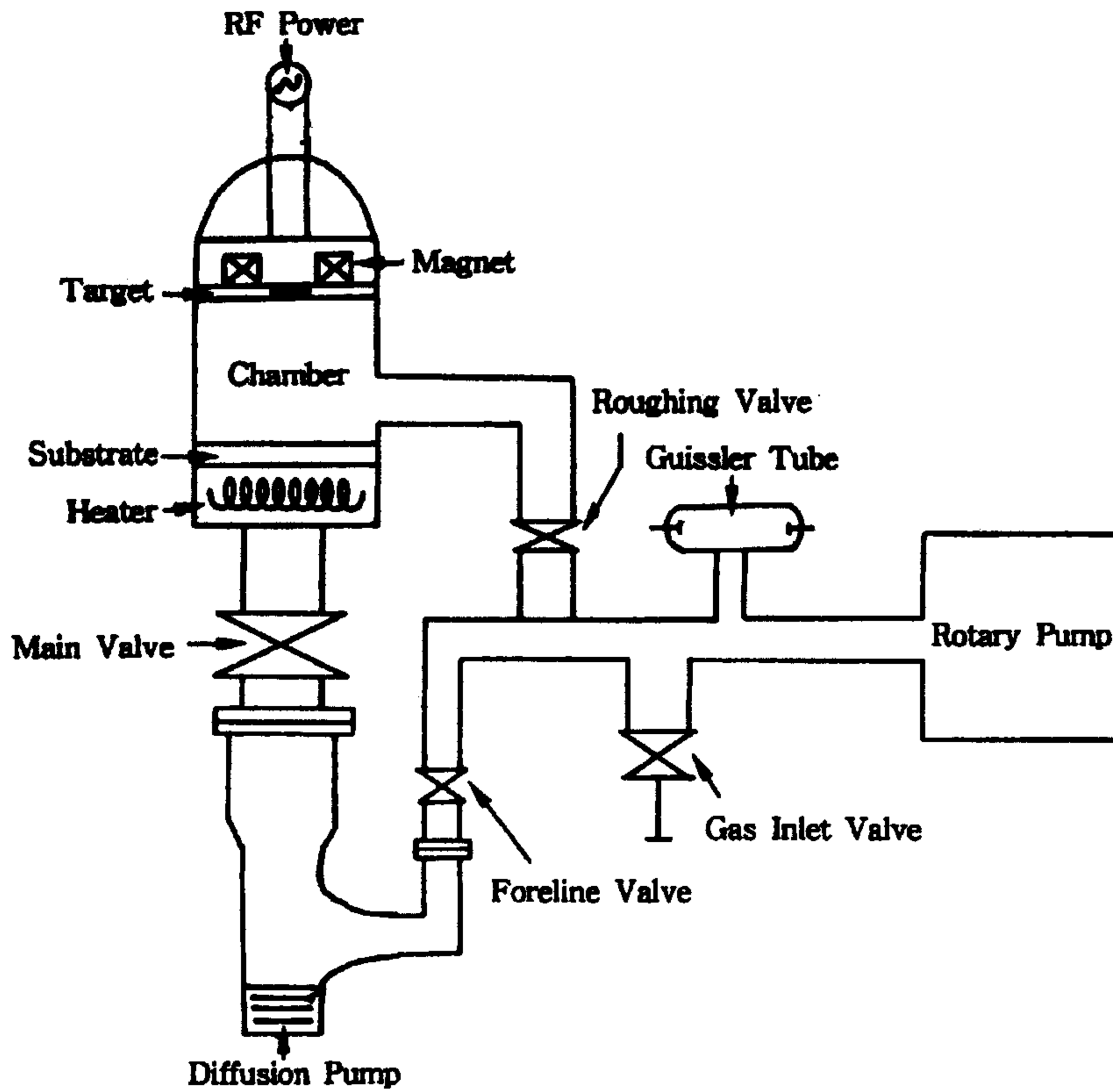


그림 4.1. 스퍼터링 시스템의 개괄도

Fig. 4.1. Schematic diagram of rf sputtering system

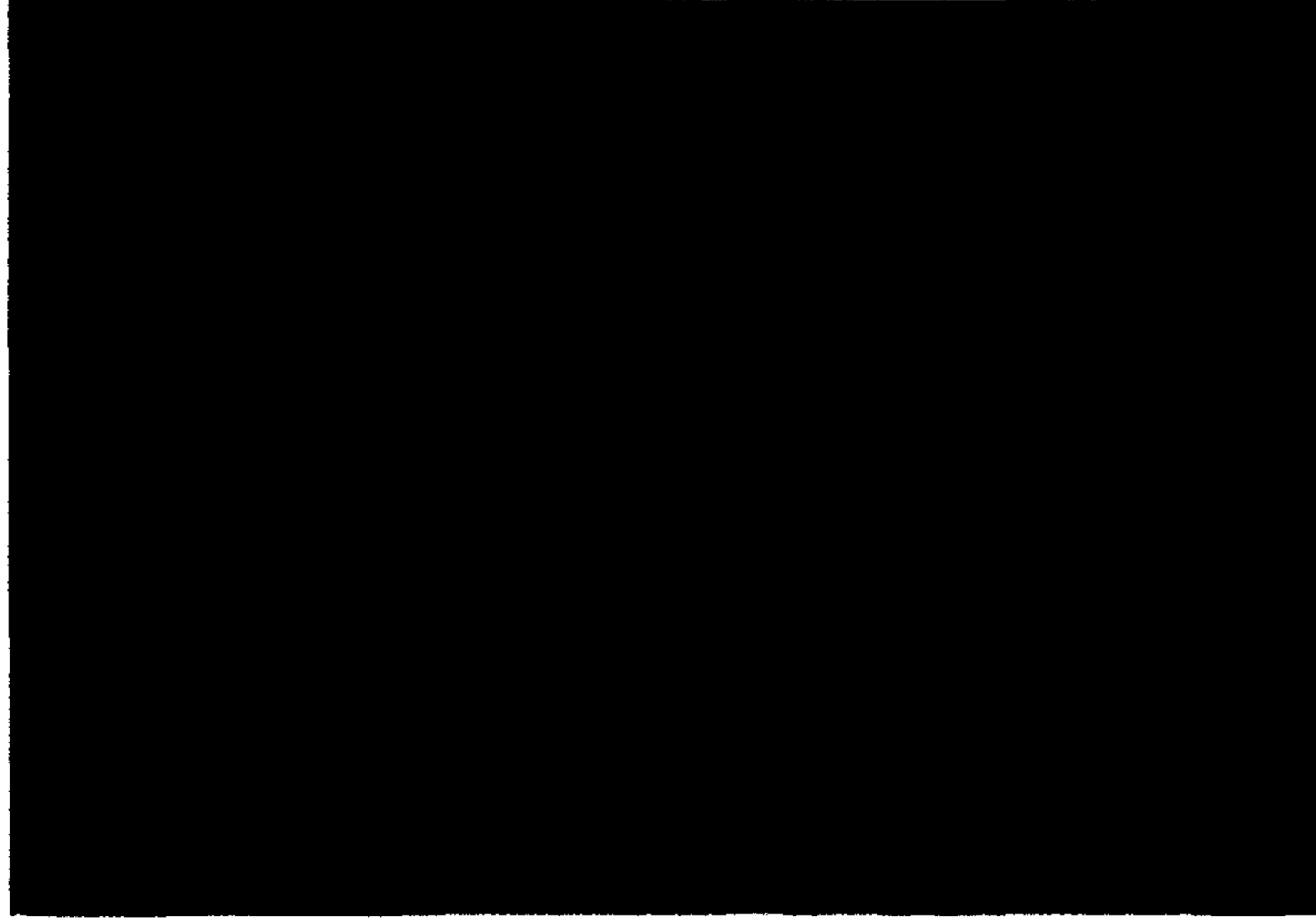


사진 4.1. (a) 챔버 (b) rf 전원장치 (c) 두께 측정기

(d) 주 전원장치 및 온도조절기등으로 구성된 rf 스퍼터링 시스템

Photo 4.1. Photograph of rf-sputtering system consisted of

(a) chamber (b) rf power unit (c) thickness monitor

(d) main power & heater controller

#### 4.1.4. 박막 증착

본 실험에 적용된 박막증착시의 제반 조건은 타겟과 기판사이의 거리를 50 mm 정도로 조정한 후 기판의 온도를 720 °C로 가열하였다. 스퍼터링을 시작 하기전 챔버 내의 진공을  $4 \times 10^{-6}$  Torr까지 올린 다음 아르곤가스와 산소 가스의 비율이 4:1이 되도록 혼합가스를 주입하였다.

스퍼터링을 시작하기전 타겟의 표면을 깨끗이 하기 위하여 약 30 분간 예비스퍼터(pre-sputter)하여 오염된 불순물을 제거한 후에 셔터를 열어 깨끗해진 타겟의 표면물질이 기판에 증착되도록 하였다. 또한 챔버내 최적의 가스 분압조건을 찾기 위하여 가스의 압력을 10 m Torr, 100 mTorr, 200 mTorr까지 증가시키면서 초전도체를 증착 시켜 본 결과, 10 mTorr 이하와 200 mTorr 이상에서는 입사파와 반사파와의 차이가 거의 없었으며, 가스압력 150 mTorr 부근에서 최적의 조건을 얻을 수 있었다.

이때의 rf 입사전력은 100 W일 때 반사전력이 40 W 정도를 나타내었으며, 400 [nm]의 박막을 얻는데 약 3 시간정도가 소요되어 rf-diode 방식때보다도 약 1 시간정도 박막증착시간을 줄일 수 있었다. 본 실험에 사용된 박막증착 조건을 표 4.2에 요약하여 나타내었다.

표 4.2. 스퍼터링 조건

Table 4.2. Typical conditions of sputter deposition

| 타깃 造成        | Y : Ba : Cu = 1 : 2 : 3              |
|--------------|--------------------------------------|
| 基 板          | MgO 單結晶(1,0,0)                       |
| 가 스 壓 力      | 1 5 0 mTorr (Ar+O <sub>2</sub> =4:1) |
| 蒸 着 溫 度      | 7 2 0 °C                             |
| 타깃과 基板사이의 거리 | 5 0 mm                               |
| 蒸 着 時 間      | 3 hours                              |
| 蒸 着 比 率      | 1330 Å/hr                            |
| 入 射 電 力      | 1 0 0 W                              |
| 反 射 電 力      | 4 0 W                                |
| 後 열 처 리      | 560 °C, 1 hr                         |

## 4.2. 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 형상화

고온초전도체를 초전도 소자 혹은 반도체 배선에 사용하기 위해서는 고온초전도체를 적절히 가공하여 패턴(pattern)을 형성할 수 있어야 한다. 고온초전도체의 패턴형성에 관한 연구는 박막제조에 대한 연구에 비하여 많이 이루어져 있지는 않지만 습식식각(wet etching)<sup>[68]</sup>, 반응 이온빔(reactive ion beam)에 의한 방법<sup>[69]</sup>, 레이저 펄스(laser pulse)에 의한 방법<sup>[70]</sup>, 이온 주입(ion implantation)에 의한 방법<sup>[71]</sup> 등이 있다.

이러한 방법들은 각각의 방법에 따라 고유한 장단점을 가지고 있다. 예를 들면 리소그래피(lithograph) 및 식각(etching)기술이 가장 잘 발달되어 있는 반도체 분야에서 응용성이 가장 높은 습식식각(wet etching) 및 건식식각(dry etching)방법을 고온초전도체 패턴 형성에 적용하였을 때, 습식식각 방법은 상대적으로 간편하게 수행할 수 있는 반면 다량의 물을 사용하기 때문에 고온초전도체를 분해시킬 가능성을 가지고 있으며, 건식식각 방법은 초미세 패턴형성이 가능한 반면 분위기가스(etchant gas)와 초전도 박막이 상호 반응을 일으키며 박막의 결정성이 열화되는 문제점을 가지고 있다. 본 실험에서는 습식식각 방법을 사용하였을 때 초전도성의 열화가 없었다는 보고에 따라<sup>[72]</sup> 습식식각 방법을 이용하였다. 이에 대한 공정은 그림 4.2에 나타나 있으며, AZ 5214 포토레지스터를 5000 rpm으로 30 초간 회전도포하여 식각을 실시하였다. 또한 100 °C에서 1 분간 soft-baking 한 후 마스크정렬기(mask aliner)를 사용하여 450 W로 20 초간 노광하였으며, 현상은 CD30 현상액에 60 초간 실시하였다.

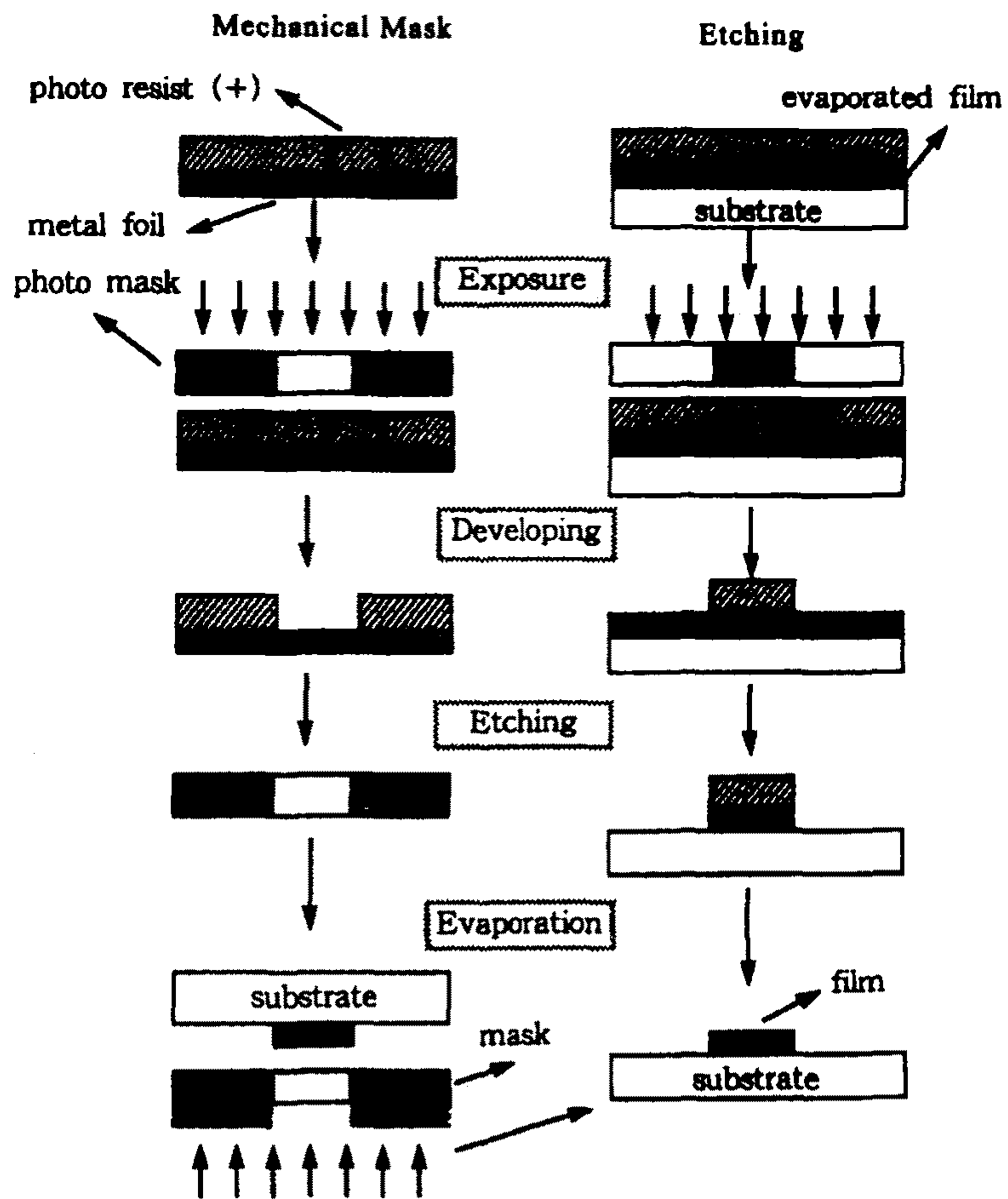


그림 4.2. HTS/MgO 마이크로스트립 안테나 제작과정

Fig. 4.2. Fabrication process of HTS/MgO microstrip antenna

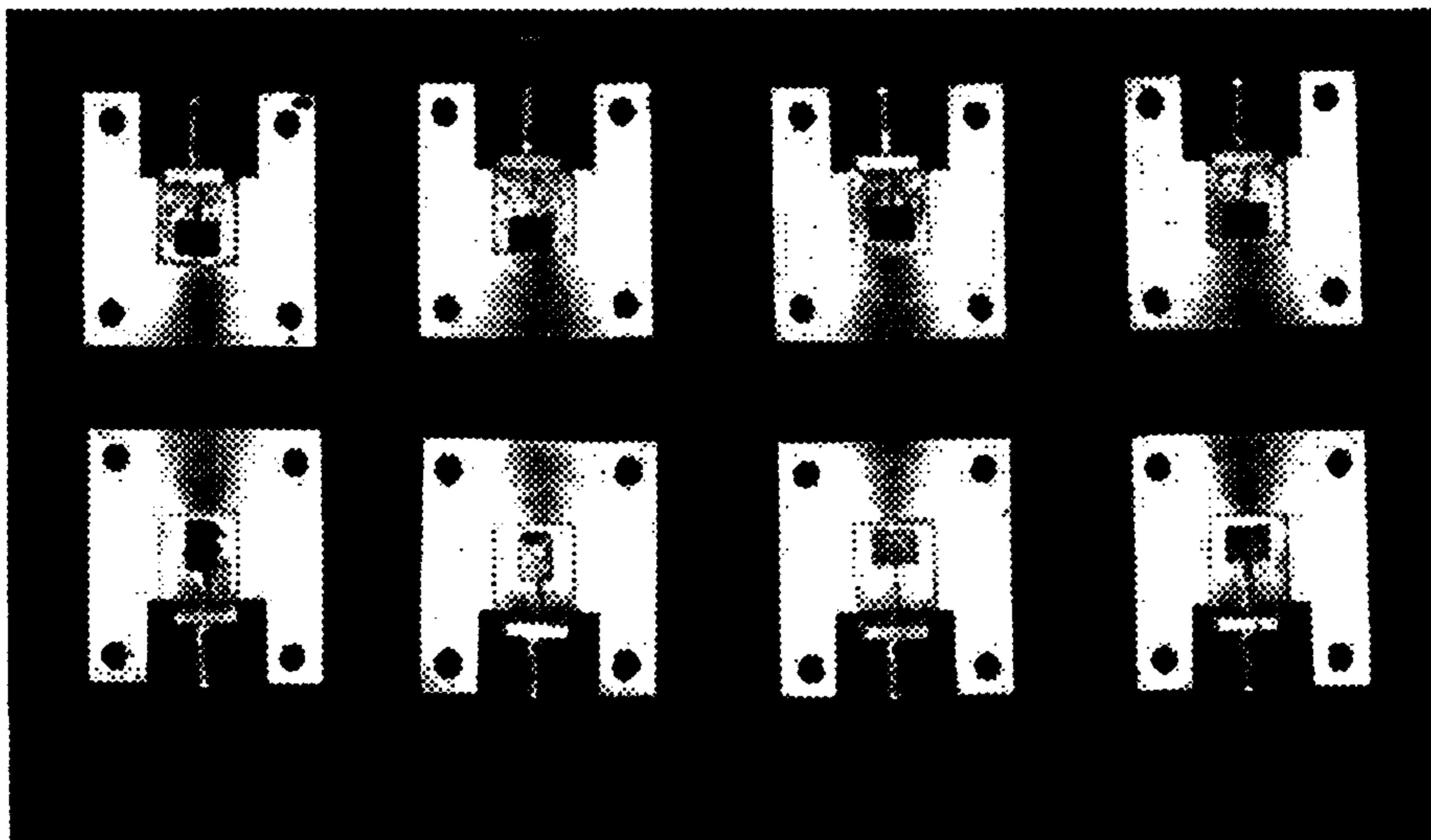


사진 4. 2 제작된 다양한 패턴의 고온초전도 마이크로스트립 안테나

Photo 4.2. Photograph of diverse patterns of HTS microstrip antenna

## 5 장 고온초전도 박막의 특성고찰

### 5.1. 박막의 전자기적 특성 측정

#### 5.1.1. 임계전류밀도 측정

임계전류밀도 측정방법에는 4단자 측정법과 자화율 측정법의 2가지가 있다. 4단자 측정법은 임계온도( $T_c$ )를 측정할 때와 같은 장치와 방법을 사용하므로 측정이 간단하다는 장점을 가지고 있으며, 일반적으로 전기장의 세기가  $1 \text{ V/cm}$ 로서 형성되는 전류의 크기를 임계전류밀도로 선택한다.

자화율(susceptibility) 측정법에서는 진동시료형자력계(vibrating sample magnetometer) 나 자화율측정장치(susceptometer)를 사용하여 자화율( $\chi$ )을 측정한 후 Bean의 공식<sup>[73]</sup>,  $J_c(H) = 30 \Delta M(H)/R$ 을 이용하여 임계전류밀도를 구한다<sup>[74]</sup>. 여기에서는 자기장을 증가시킬때와 감소시킬때의 자기 이력곡선에서 구한 자화율의 차이이고, VSM에 부착하는 박막시료의 평균 반경을  $R$ 로 하면 임계전류밀도  $J_c(H)$ 는  $\text{A/cm}^2$ 의 단위로써 구해진다. 그림 5.1에 자화율 측정에 대한 개략도를 나타내었다. 이 방법은 4단자 측정법과는 달리 접속 문제를 고려하지 않아도 되며, 박막의 이방성(anisotropy) 및  $T_c$ 이하에서의 비자화율도 알 수 있다는 장점을 갖는다. 본 연구에서는 주로 4단자 방법을 사용하여 임계전류밀도를 측정하였다. 그림 5.2에서는 4단자 방법을 이용하여 임계전류를 측정하는 시스템의 구성도를 나타내었다. 직류 전원 공급장치로 6개의 홀더에 시편의 전류를 흘려주기 위하여 전류 개폐기를 이용하여 전류의 통전방향을 바꿀 수 있도록 하였으며, 전류의 흐름은 양극 6본 전류선을 통하여 공급하고 음극 공통 전류선을 통



하여 직류전원 공급기로 되 돌아온다. 통전 전류치는 분로저항을 이용하여 단자전압을 디지털 전압계로 읽어들이고 컴퓨터에 GPIB 방식으로 신호를 송신하여 계산된다. 이때 전압전류가 임계치를 넘으면 초전도상태에서 상전도 상태로 전이가 일어나는데 전압 측정선과 전압 개폐기를 이용하여 통전하는 전압을 극저온 자장 하에서 4단자법으로 측정하였다. 측정결과 임계 전류밀도  $J_c$ 는 스퍼터의 산소압력 150 mTorr에서 가장 높은 임계전류밀도 약  $2 \times 10^6 \text{ A/cm}^2$ 을 나타내었으며, 이 값은 마이크로 디바이스에서 요구되는  $10^5 - 10^6 \text{ A/cm}^2$ 의 임계전류밀도 값에 매우 근접함을 알 수 있었다.

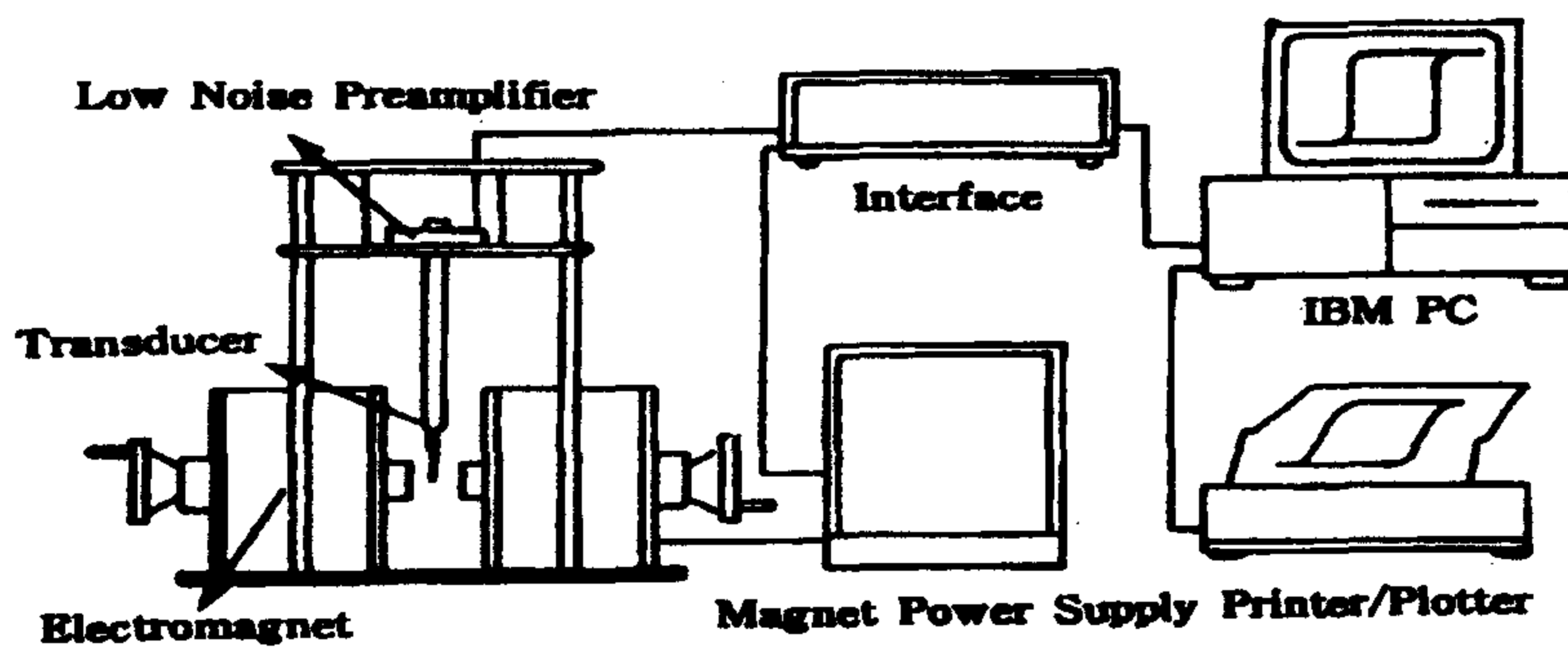


그림 5.1. 자화율 측정을 위한 개괄도

Fig. 5.1. Block diagram of susceptibility measuring system

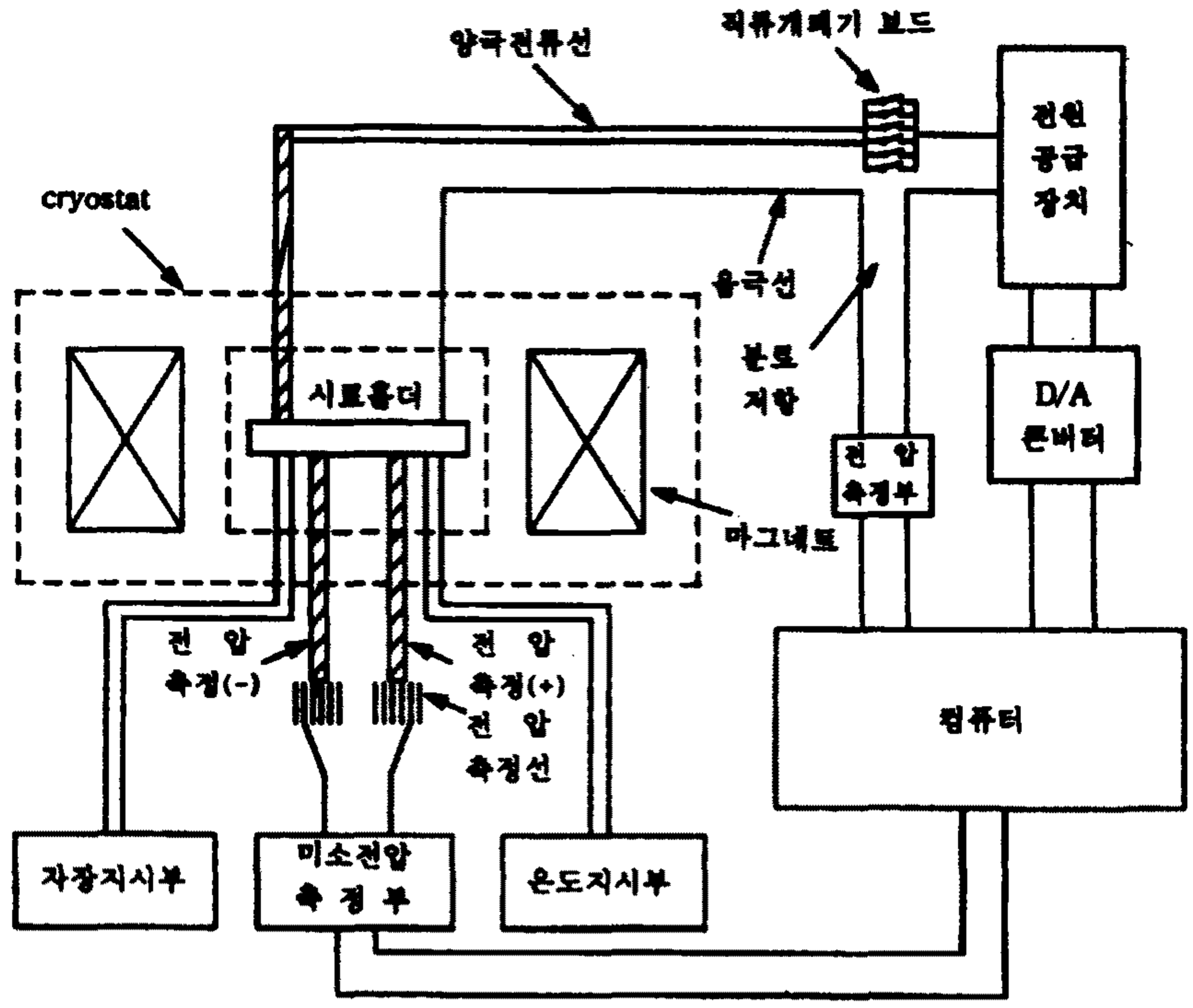


그림 5.2. 4단자법 임계전류밀도 측정 시스템

Fig. 5.2. Measurement system of critical current density using 4-probe method

### 5.1.2. 임계저항 측정

제작된 고온초전도 박막의 전기저항을 확인하기 위하여 액체 질소온도보다 낮은 액체 헬륨(He)의 비등점까지 서서히 냉각시키면서 온도에 따른 전기저항을 측정하였다. 시편에 흘려주는 교류전원으로 함수발생기를 사용하였으며, 사용된 장치의 개략도는 그림 5.3과 같다.

제조된 시편은 은풀(silver paste)을 이용한 페인트 접촉법을 사용하였

으며, 측정부분에 온도센서를 설치하여 온도변화와 저항과의 관계를 AC-4 단자법을 이용하여 박막의 전기저항을 측정하였다. 고온초전도 박막의 전기저항 측정시 약 1 mA정도의 전류를 흘려주는데, 이는 측정전류가 이보다 큰 경우 임계전류와 전이온도와의 상호관계에 의하여 임계온도가 실제보다 낮아지므로 가능한 작은 전류를 시편에 흘려주어야 하기 때문이다. 그러나 너무 작은 전류를 흘리면 전압신호가 약해져서 측정시의 오차범위가 커지므로 적정값인 1 mA를 선택하였다.

4단자중 가운데 두개의 전압강하 측정단자 사이의 전압신호를 록인 증폭기 (lock-in amplifier, Lake shore co. SR-105)에 입력시켰으며 전류 전원인 함수 발생기로부터 기준신호를 연결받아 위상차가 0인 신호를 동조시켜 측정하였다. 시편의 온도 측정에는 실리콘다이오드 센서(silicon-diode sensor)를 사용하였으며, 시편온도와 측정온도간의 편차를 줄이기 위하여 시편 하단부에 밀착시켜 부착하였다. 스퍼터의 산소압력 150 mTorr에서 제작한 초전도 박막의 임계온도는 그림 5.4와 같으며, 약 80 K 근처에서 저항값이 영(zero)로 됨을 알 수 있다. 이 값은 MgO박막보다 약간 낮은 값이지만 중요한 것은 액체질소온도 이상에서의 영 저항을 측정하여 비교하므로 허용치내의 임계온도 차이는 마이크로 디바이스로 응용하기에 충분할 것으로 생각된다.

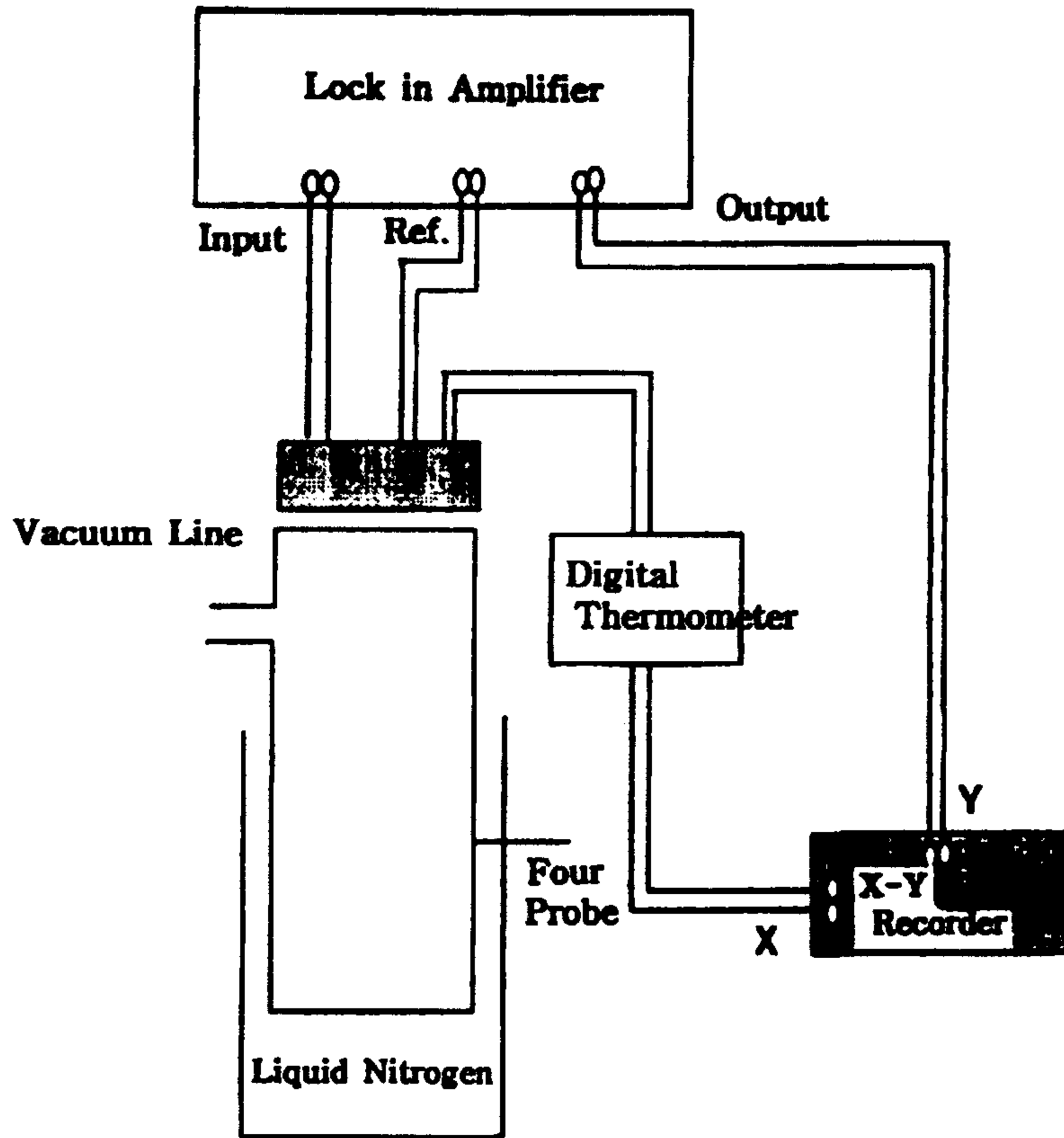


그림 5.3. 저항측정 장치의 개괄도

Fig. 5.3. Schematic diagram of resistance measurement system

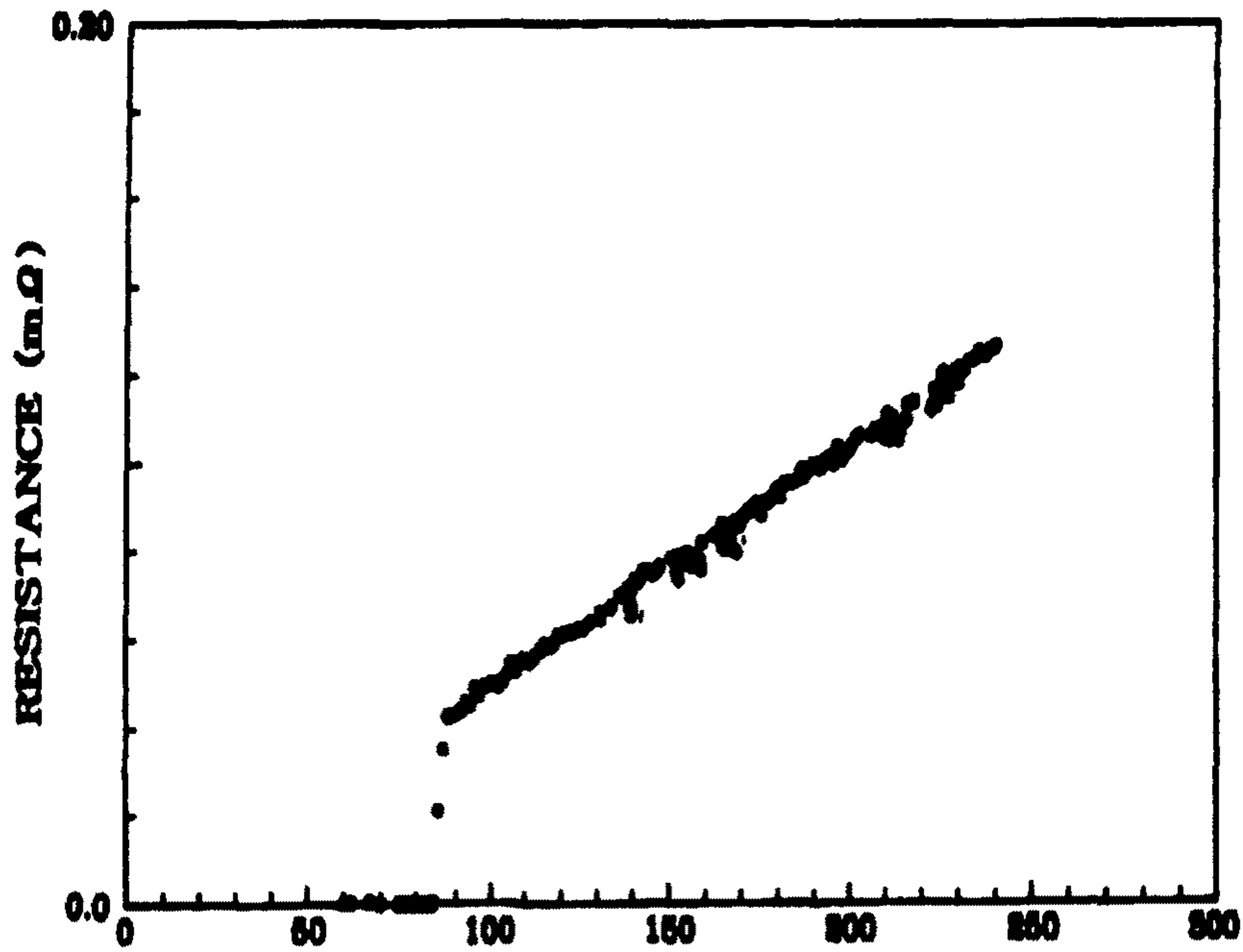


그림 5.4. 150 mTorr에서 YBCO/MgO 박막의 임계온도

Fig. 5.4. Critical temperature of YBCO/MgO thin-films at 150 mTorr

## 5.2. 고온초전도 박막의 미세조직 관찰

### 5.2.1. X선 분석

그림 5.5는 가스의 압력을 150 mTorr로 하여 제조한  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x/\text{MgO}$  박막의 X선 피크로써  $2\theta = 23^\circ$  부근에서 100 방향의 최대피크와  $48^\circ$  부근에서 200방향의 최대피크가 보였는데, 이것은 a 축방향으로 성장한 몇개의 초전도립자가 있는 것으로 생각되며, 약  $5^\circ$  부근에서 001 방향,  $15^\circ$  에서 002방향등 전체적으로 볼 때 c 축방향으로 결정이 성장되어 있음을 관찰할

수 있었다. 따라서 이들 피크로부터 각 회절선들의 거리  $d$  값을 구하고, 그 값으로부터 Y 계의 결정구조인 사방정계에 대한 식을 이용하여 격자상수  $a = 3.4732$ ,  $b = 3.9125$ ,  $c = 11.1427$ 의 값을 구할 수 있었는데, 이것으로써 제작된 박막의 구조는  $c$  축 방향으로 성장한  $YBa_2Cu_3O_x$ 계 초전도체 특성인 사방정계(orthorhombic) 구조임을 확인할 수 있었다.

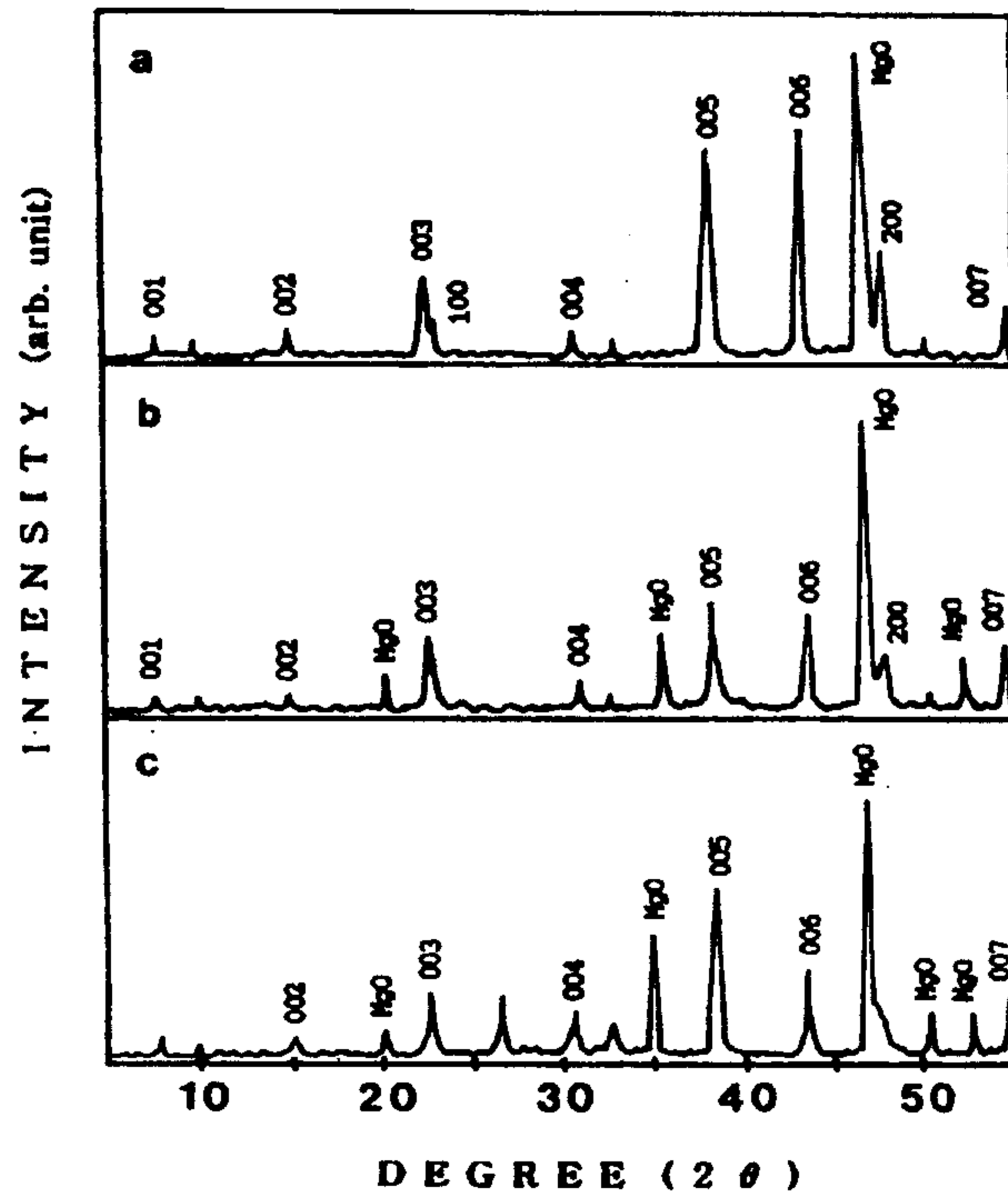


그림 5. 5 YBCO/MgO 박막의 X선 분석

Fig. 5. 5 X-ray diffraction pattern of YBCO/MgO thin-film

## 6 장 고온초전도 마이크로스트립

### 안테나의 특성 측정 및 고찰

#### 6. 1 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 특성 측정을 위한 시스템 구축

본 연구과제에서 제작된 고온초전도 안테나에 대한 측정을 하기 위해서, 진공챔버(vacuum chamber)를 2단 폐쇄 순환 헬륨기체 냉각장치로 사용할 수 있도록 주문·제작되었다. 챔버는 스테인레스 강철로 된 바깥쪽의 덮개와 비행기의 항공용으로 사용되는 고 밀도 폴리에틸렌 레이돔(polyethylene radome)으로 구성되어 있으며(그림 5.6), 각각의 sample은 은풀(silver paste)을 이용하여 구리로 된 시험용 고정장치에 교대로 적재했다. 10 mm×10 mm의 MgO 기판상의 50Ω 급전선으로 안테나를 K형 점화플러그 발사장치(coax-to-microstrip transition connector)로부터 분리시켰다. 또한 두 기판 사이에 와이어(wire) 결합을 함으로써 안테나로의 RF 접속이 이루어지도록 하였으며, 고정장치는 냉각장치의 두번째 단에 적재하고 액체 질소를 이용한 저온장치 안쪽의 밀폐된 짧은 동축케이블을 통한 급전을 함으로써 안테나 파라미터들을 측정할 수 있었다. 아래 그림은 측정 시스템의 개괄적인 구성도를 나타낸 것이며 그림 6. 2는 최종적으로 제작된 다양한 패턴의 안테나 패턴을 제시한 것이다.

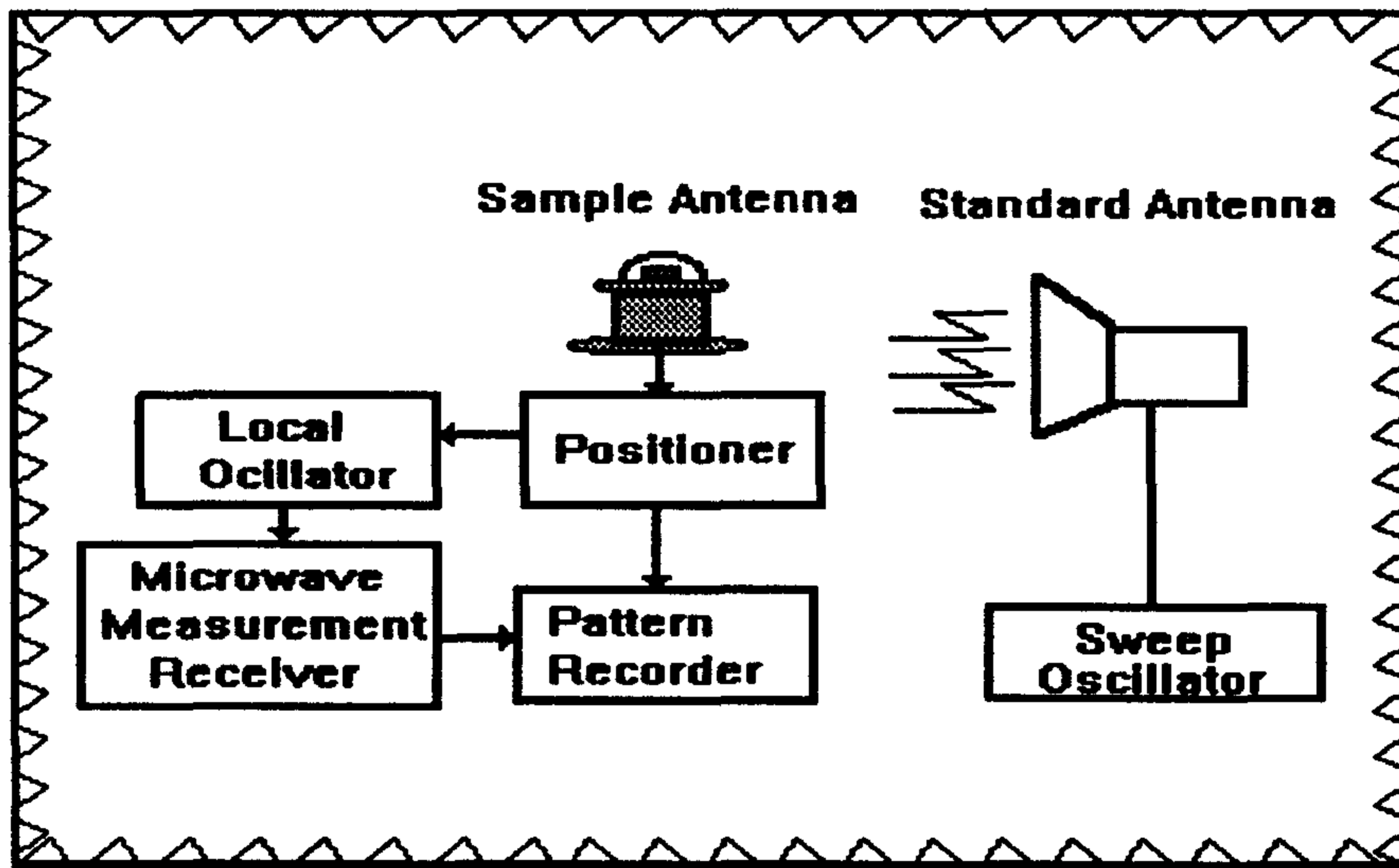


그림 6.1 측정 시스템의 개괄적인 구성도

Fig 6.1 Block diagram of measurement system



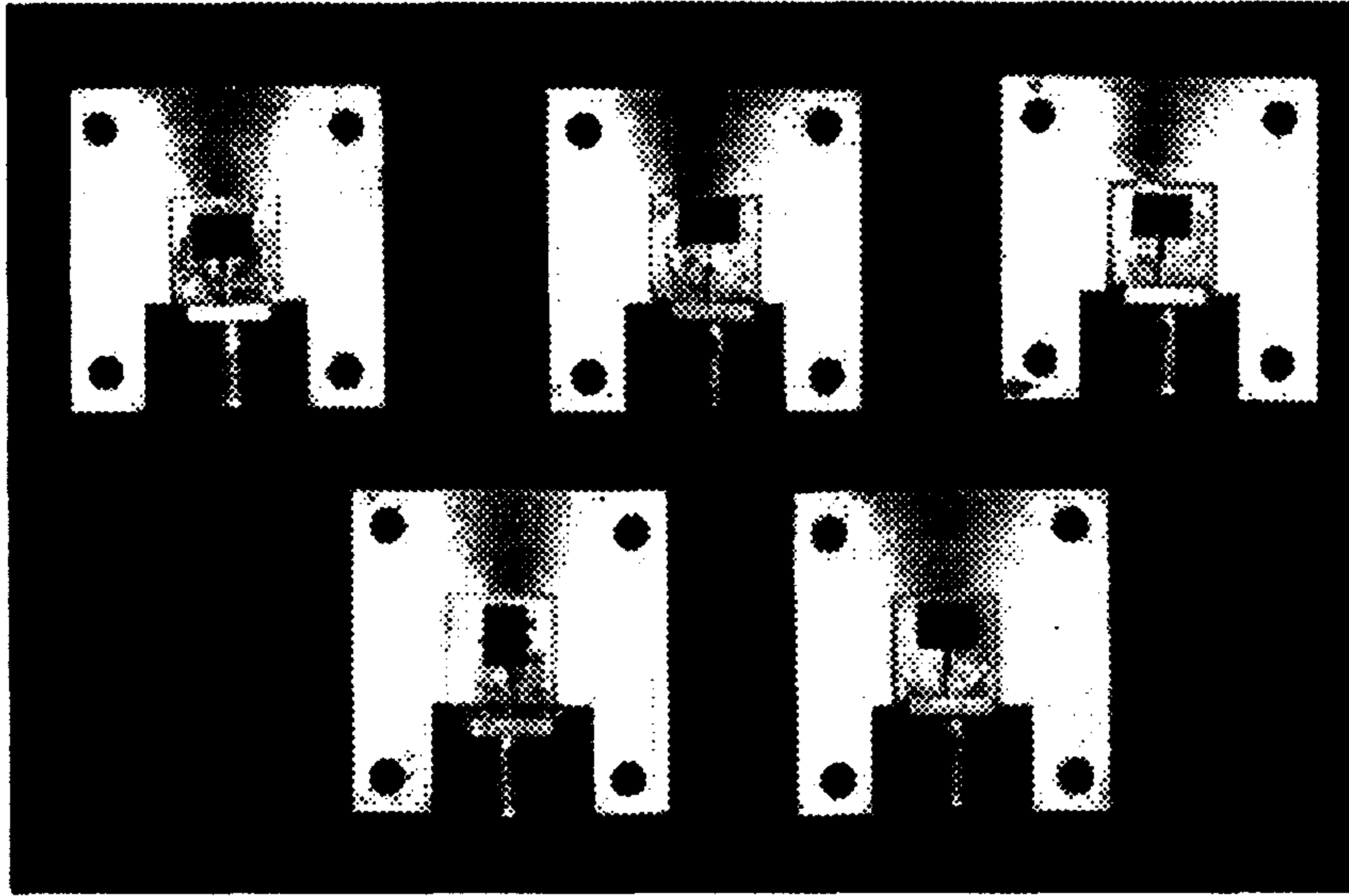


그림 6. 2 제작된 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나 사진  
Fig 6. 2 Photograph of the HTS microstrip patch antennas

## 6. 2 반사계수의 측정

고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나이거나 일반 금속을 재료로 하는 마이크로스트립 안테나이거나 간에 안테나의 제작에 있어서 가장 중요한 것은 임피던스 매칭 기술의 확립이다. 아무리 훌륭한 안테나를 디자인하고 좋은 재료를 사용했다할지라도 임피던스 매칭이 적절하게 이루어지지 않는다면 입력 소스 중폭단에서 송출한 모든 송신파들은 급전점에서의 매칭에 성공 여부에 따라 전혀 안테나로서 동작을 하지 않거나 또는 과도한 정재파비의 증가로 인하여 시스템 자체를 파괴할 가능성이 높다. 따라서 본 연구에서는 다양한 급전 방식에 대하여 실험을 한 끝에 다음과 같은 반사 특성이 우수한 5 종의 급전 방식을 최종적으로 채택하여 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나를 설계·제작한 다음, 이를 동일한 패턴의 구리 안테나와 비교하여 도시하였다.

## ● 중앙 급전 방식

고온초전도 마이크로스트립 방사 패치의 중앙에 50 Ω 급전선을 직접 연결한 것으로 초기의 마이크로스트립 안테나 모델들은 거의가 이 급전 방식을 채택하고 있다. 그림 6. 3는 제작된 중앙 급전 방식의 사진을 보여주고 있으며 이러한 중앙 급전 방식은 무엇보다도 단순한 패턴으로부터도 알 수 있듯이 수치적 해석이 용이하여 컴퓨터 모의실험시 모의실험 프로그램의 신뢰도 검사에 사용이 매우 쉽다. 그러나 급전선과 패치면 임피던스의 차이에 따른 임피던스 부정합의 효과로 인해 정재파비가 여타의 방법에 비하여 큰 것이 가장 큰 단점이다.

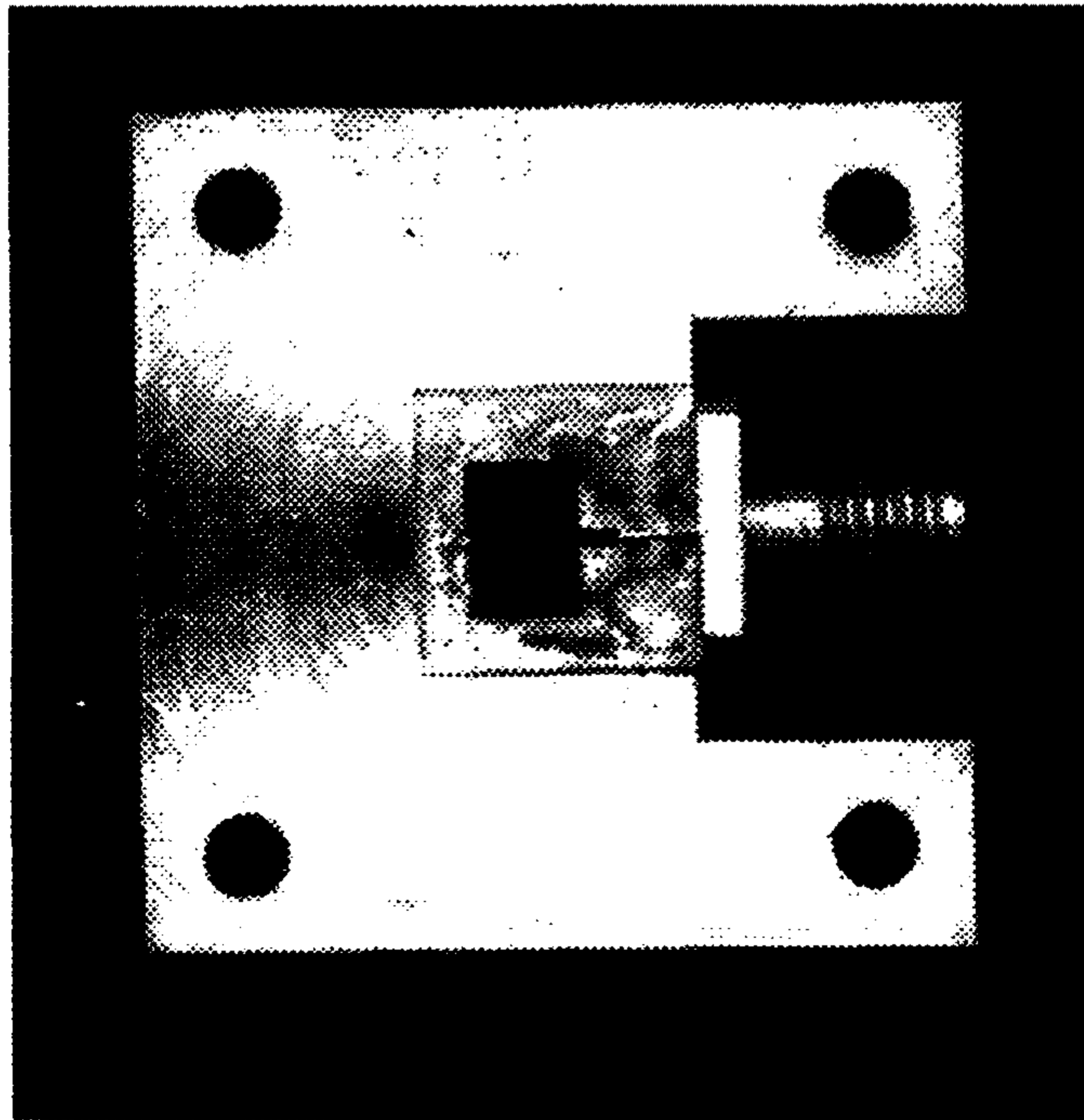


그림 6. 3 제작된 중앙 급전 방식 고온초전도 안테나

Fig. 6. 3 Photograph of center feeding of HTS antenna

그림 6. 4은 중앙 급전 방식 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 반사계수 측정 결과를 나타내고 있다. 또한 고온초전도 마이크로스트립 안테나와 일반 금속을 주재료로한 안테나의 비교를 위해서 제작된 구리 마이크로스트립 안테나의 반사계수도 같은 그림에 나타내었다. 그림 6. 3을 고찰해보면 고온초전도 마이크로스트립 안테나가 11.01 GHz의 공진 주파수를 나타내고 있으며 동일한 크기와 패턴을 가진 구리 마이크로스트립 안테나가 11 GHz의 공진 주파수를 나타내고 있다. 이러한 차이는 고온초전도 박막의 표면 상태와 구리 박막의 표면 상태의 차이에서 비롯된 것으로 판단되는데 구리 박막에 비하여 상대적으로 덜 매끄러운 표면 상태를 가진 고온초전도 박막의 표면이 공진 주파수의 변이에 영향을 준 것으로 판단된다. 또한 궤환 손실을 나타내는 반사계수 역시 고온초전도 마이크로스트립 안테나가 -30 db를 구리 마이크로스트립 안테나가 -16 dB를 가리키고 있으며 전체적으로 대략 14 dB 정도 고온초전도 마이크로스트립 안테나가 구리 안테나에 비하여 더욱 더 좋은 특성을 보여주고 있다.

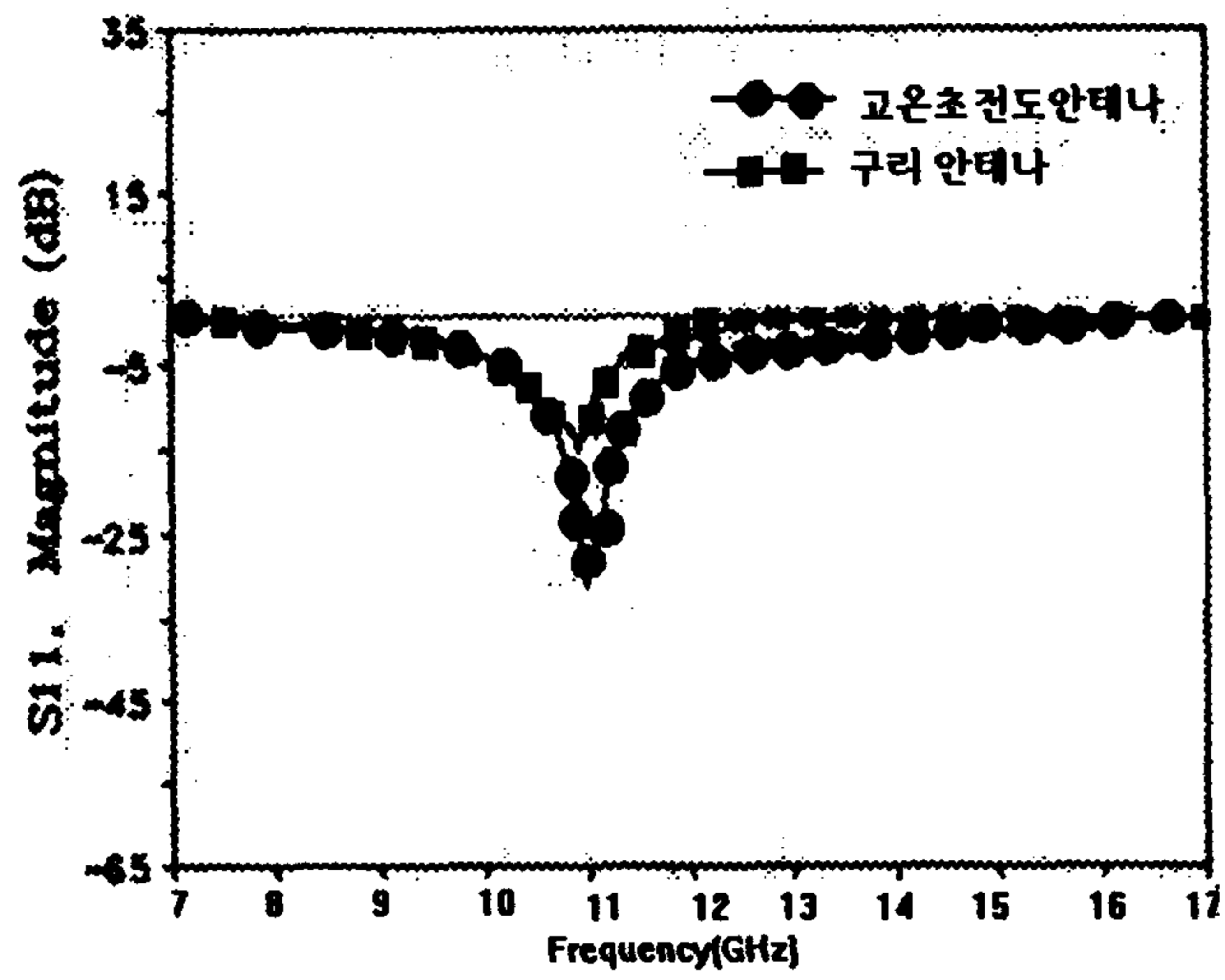


그림 6. 4 중앙급전방식 고온초전도 안테나 S11 parameter

Fig 6. 4 S11 parameter of Center feeding of HTS Antenna

## ● 1/4 파장 변환기를 이용한 급전방식

앞서서 제시한  $50\ \Omega$  급전선을 고온초전도 마이크로스트립 방사 패치에 직접 급전하는 방식은 패치면 임피던스와 급전선과의 임피던스 부정합에 의한 정재파비의 증가로 인해 효율의 저하가 발생한다. 따라서 임피던스 부정합에 의한 효율 저하를 최소로 억제하기 위해서 1/4 파장 변환기를 이용, 패치면 임피던스와 급전선의 임피던스를 정합시키는 방법이 1/4 파장 변환기를 이용한 급전 방식이며 아래 그림 6. 5는 제작된 안테나의 모형을 보여주고 있다.

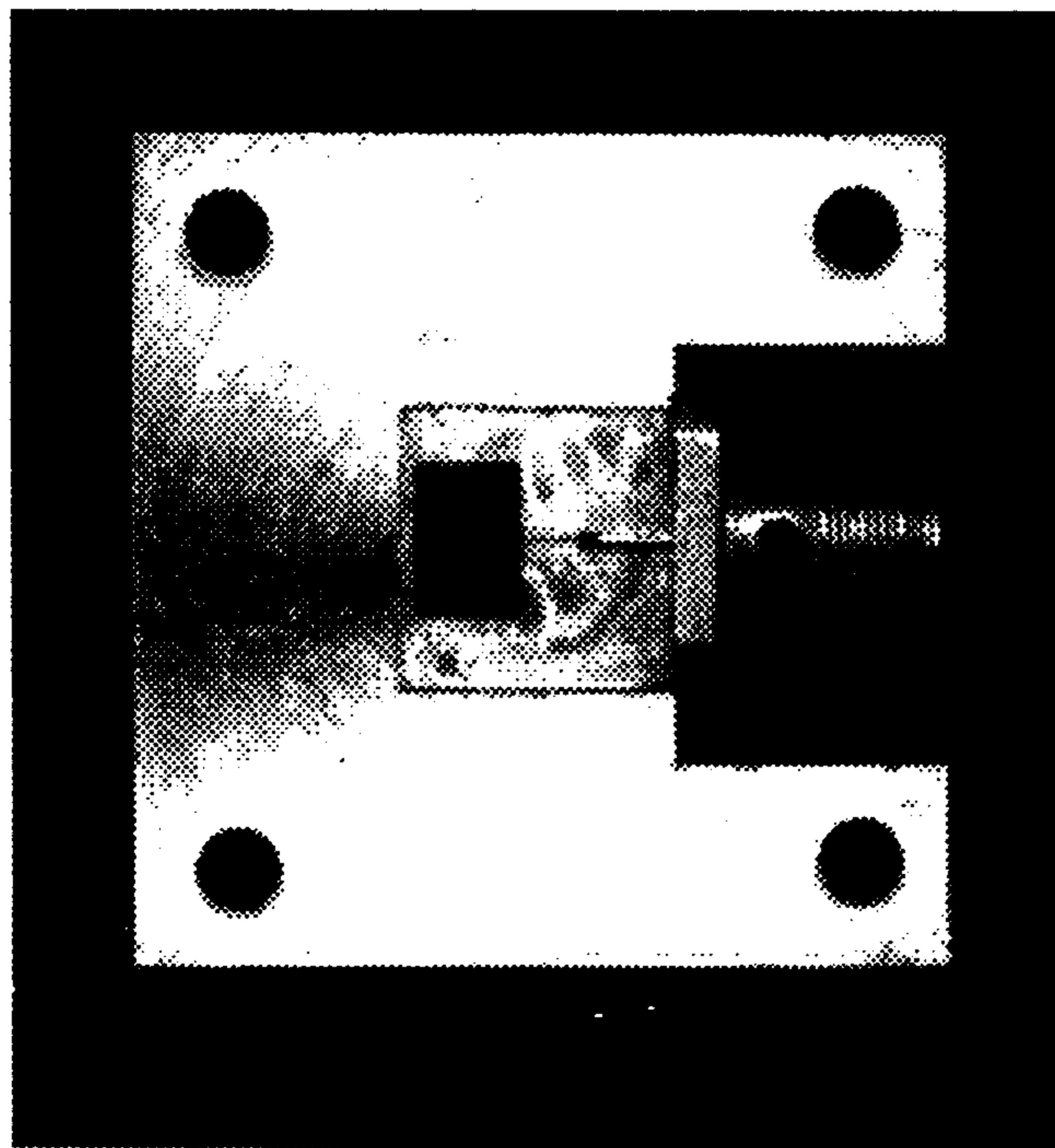


그림 6. 5 제작된 1/4 파장 변환기 급전방식 고온초전도 안테나

Fig 6. 5 Photograph of 1/4 lamda tranformer feeding of HTS antenna

그림 6. 6에 1/4 파장 변환기를 이용한 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 궤환손실을 나타내었으며 역시, 비교 목적으로 제작된 구리 마이크로스트립 안테나의 궤환손실 또한 같이 나타내었다. 무엇보다도 급전점에서 궤환 손실이 현저하게 줄어들고 있음을 보여주고 있는 것이 그 특징인데 고온초전도 마이크로스트립 안테나가 - 50 dB의 반사계수를 갖는데 비하여 구리 마이크로스트립 안테나의 경우는 - 23 dB의 반사계수를 나타내고 있다. 전체적으로 구리 안테나가 중앙 급전 방식에 비하여 7 dB의 향상으로 보여주고 있고 고온초전도 마이크로스트립 안테나는 20 dB 가량 큰 폭의 증가를 보여주고 있다. 측정된 공진 주파수는 고온초전도 마이크로스트립 안테나가 11.51 GHz를 나타내고 있으며 구리 마이크로스트립 안테나의 경우는 11.48 GHz를 나타내고 있다. 이러한 주파수의 편차는 좁아지는 급전선에서 기인하는 것으로 생각되며 급전선 폭의 감소는 상대적으로 식각 오차를 증가시키게 되며 이러한 오차 요인이 각각 안테나 공진주파수의 주파수 편이를 발생시키는 것으로 판단된다.

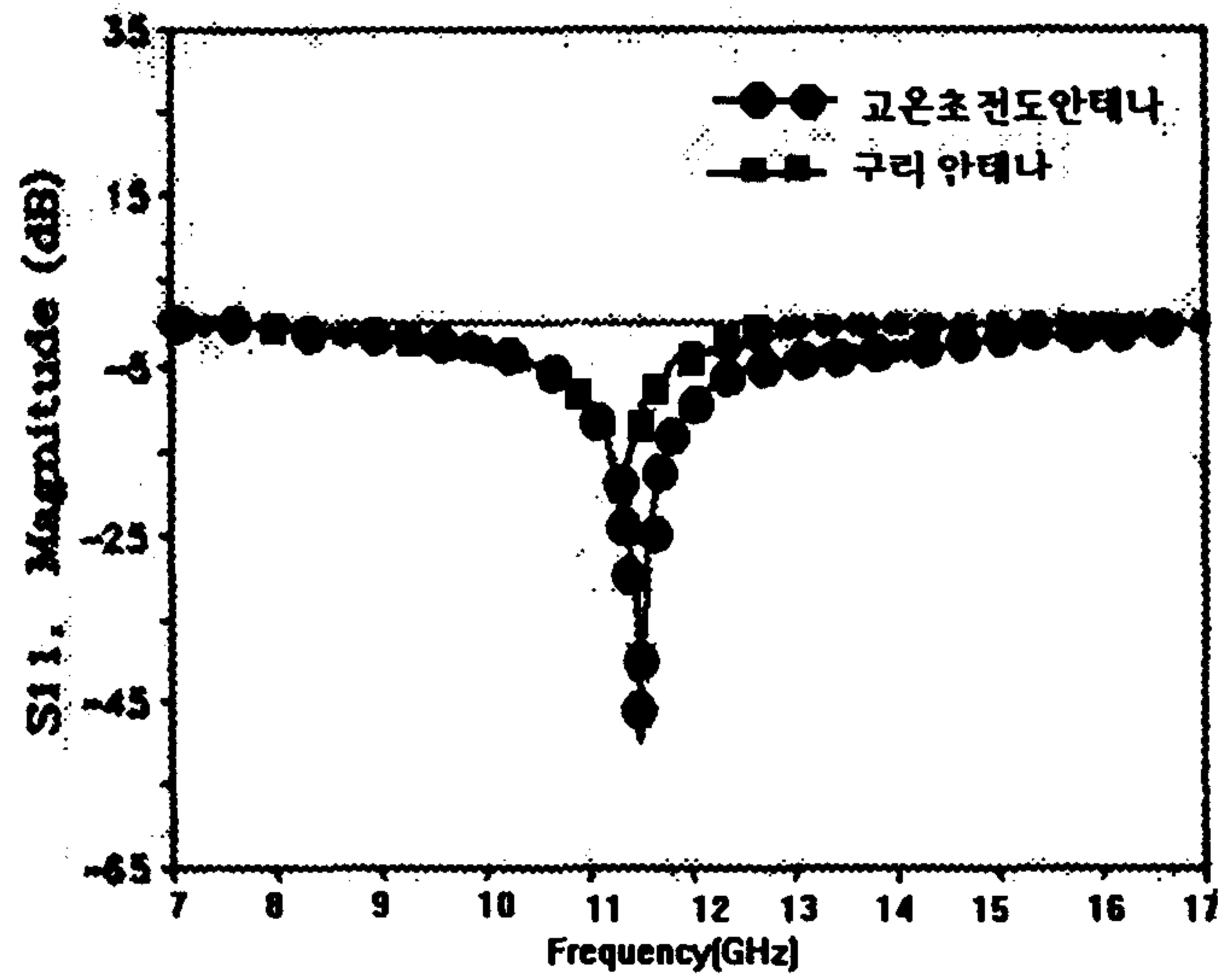


그림 6. 6 1/4 파장 변환기를 이용한 급전방식 고온초전도 안테나의 S11 파라미터

Fig. 6. 6 S11 parameter of 1/4 lamda transformer feeding of HTS Antenna



### ● 1/4 파장 변환기와 100 Ω inset 급전방식

1/4 파장 변환기를 이용하여 방사패치와 급전선을 직접 연결하여 결합시키는 방법은 애초 설계자가 의도하였던 동작 주파수와의 오차로 다양한 문제점을 야기시킬 수 있다. 따라서 좁은 선폭을 대체할 만한 급전 방식을 생각하지 않을 수 없다. 세 번째로 제시된 1/4 파장 변환기와 100 Ω inset 급전 방식은 패치 면으로 급전선을 삽입하여 방사면 임피던스를 추적, 100 Ω 지점에서 50 Ω 급전선과 1/4 파장 변환기를 결합시키는 방식이다.

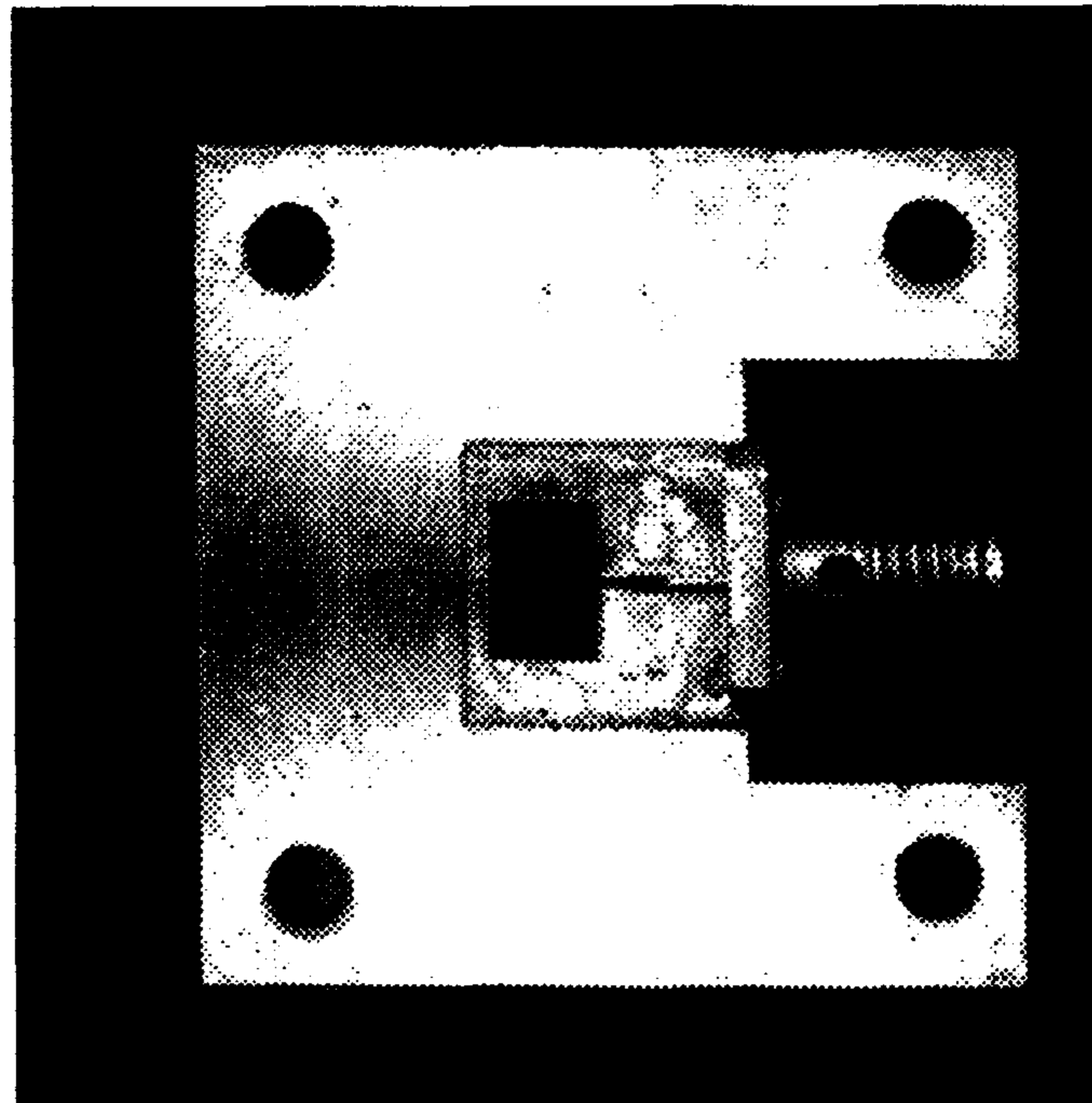


그림 6. 7 제작된 1/4 파장 변환기와 100 Ω inset 급전 방식을 이용한 고온초전도 안테나

Fig 6. 7 Photograph of 1/4 lambda transformer and 100 Ω inset feeding of HTS antenna

이 방식은 무엇보다 선폭에 의한 오차를 감소시킬 수 있다는 점에서 유리하지만 급전점을 삽입하기 위해 방사패치의 패턴을 일부 변화시켜야하며 이로 인하여 부가적인 기생 모드가 발생할 수 있는 단점을 가지고 있어 설계시 매우 신중한 선택을 요한다. 또한 inset된 패치 면에서의 공진 모드의 변화를 예상 할 수 있으므로 동작 주파수의 영역이 수십 GHz 대역으로 증가하게될 경우, 역시 주의를 요한다. 그림 6. 8은 1/4 파장 변환기와 100  $\Omega$  inset 급전 방식을 이용한 고온초전도 마이크로스트립 안테나와 구리 마이크로스트립 안테나의 반사계수를 도시한 것이다. 각각의 그림을 고찰해 보면 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 동작주파수가 11.78 GHz 이고 구리 마이크로스트립 안테나의 경우에는 11.63 GHz에서 공진이 이루어지고 있다. 반사계수는 고온초전도 마이크로스트립 안테나가 -44 dB를 나타내고 있고 구리 마이크로스트립 안테나의 경우는 -25 dB를 나타내고 있으며 전체적 편차는 고온초전도 마이크로스트립 안테나가 19 dB 정도 앞서고 있다.

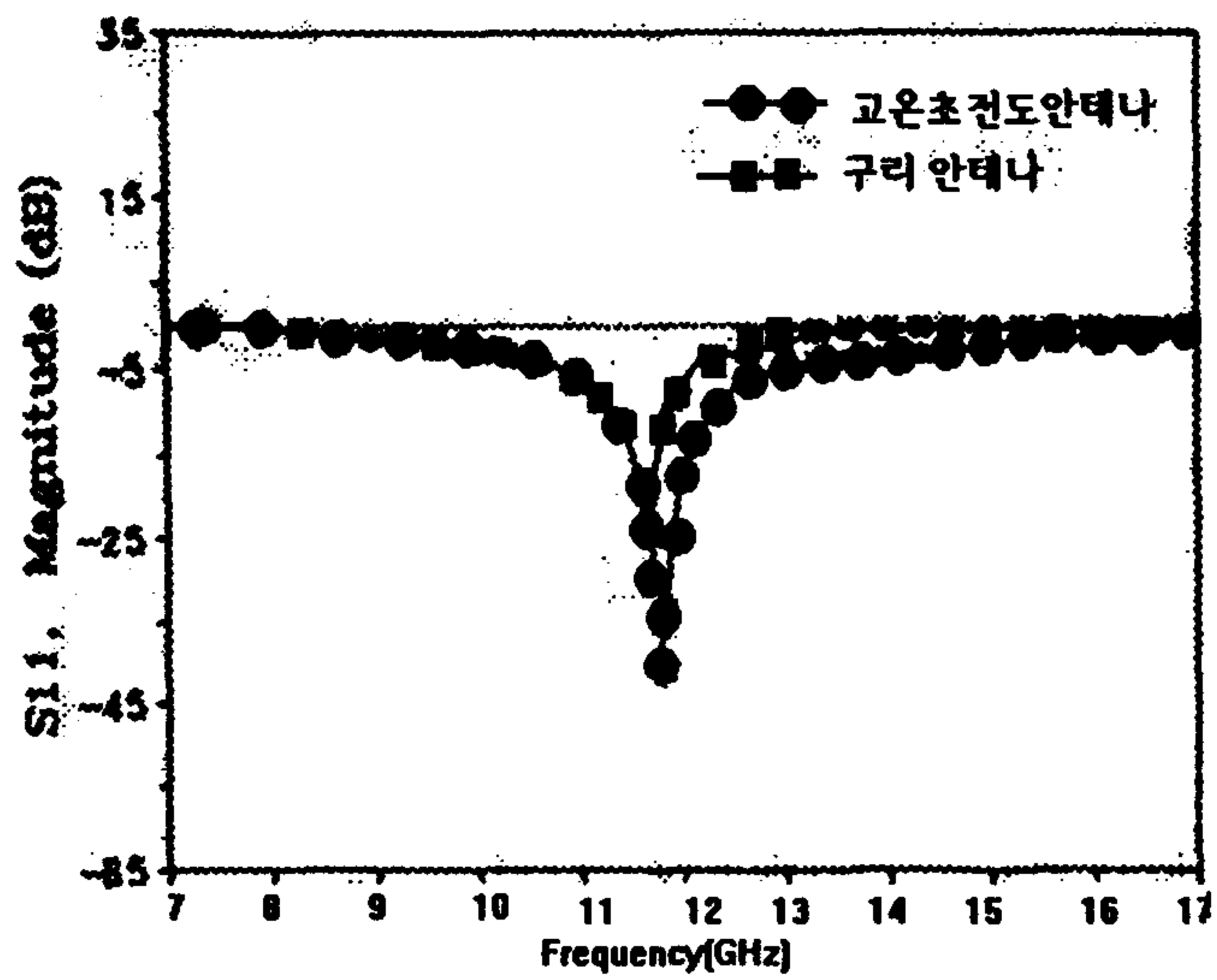


그림 6. 8 1/4 파장 변환기와 100Ω 급전선을 이용한 고온초전도 안테나 급전방식의 S11 parameter

Fig. 6. 8 S11 parameter of 1/4 lamda transformer and 100Ω feed line feeding of High-Tc Superconducting Antenna

### ● 50 Ω 급전선 패치 inset 급전방식

네 번째로 제시된 급전 방식은 50 Ω 급전선을 고온초전도 마이크로 스트립 방사 패치면으로 삽입 패치면 임피던스가 50 Ω인 지점과 직접 결합시키는 방식이다. 이 방법은 변환기나 급전선의 선폭을 고려하지 않는다는 점에서 설계자로 하여금 편의성을 제공하는 잇점이 있다. 또한 선폭에 의한 오차를 최소화할 수 있다는 매력도 동시에 가지고 있다. 그림 6. 9는 제작된 50 Ω 급전선 패치 inset 급전 방식의 고온초전도 안테나의 모형을 보여주고 있다.

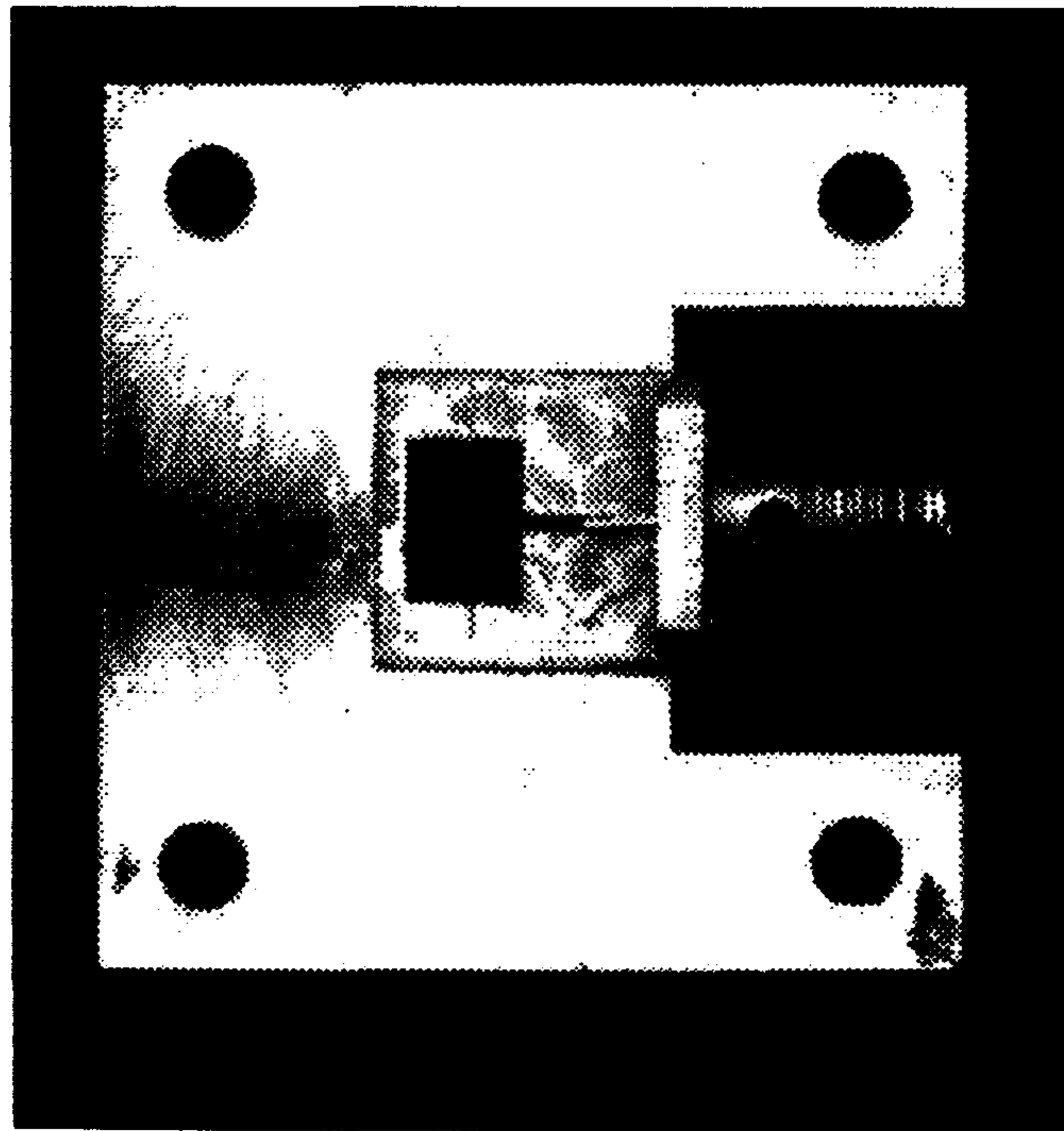


그림 6. 9 제작된 50 Ω 급전선 패치 inset 급전방식의 고온초전도 안테나

Fig 6. 9 Photograph of 50Ω feed line inset feeding of HTS antenna

50  $\Omega$  급전선을 패치면의 임피던스와 직접 결합시키는 방식은 무엇보다도 패치면 임피던스를 정확하게 계산해 주어야 하며 패치면 임피던스의 부적절한 계산은 측정 결과를 전혀 예측할 수 없는 상태로 만들 위험성으로 가지고 있다. 급전선을 고온초전도 방사패치면으로 깊숙이 삽입 하므로써 세 번째로 제시한 1/4 파장 변환기와 100  $\Omega$  급전선을 동시에 사용한 방법에 비하여 기생 모드의 발생이 더욱 심각해질 수가 있으므로 설계자의 신중한 선택을 요한다. 더불어서 이러한 기생모드의 발생은 방사 패턴의 기생적인 부엽을 발생시킨다. 그림 6. 10은 50  $\Omega$  급전선 패치면 삽입 방식을 이용한 고온초전도 마이크로스트립 안테나와 구리 마이크로스트립 안테나의 반사계수를 도시한 것이다. 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 반사계수는 -48 dB를 나타내고 있으며 구리 안테나의 반사계수는 -25 dB를 나타내고 있고 전체적으로 23 dB 정도의 차이가 고찰된다. 동작주파수의 경우 고온초전도 마이크로스트립 안테나가 11.95 GHz를 보여주고 있고 구리 마이크로스트립 안테나가 11.80 GHz에서 공진이 이루어지고 있다.

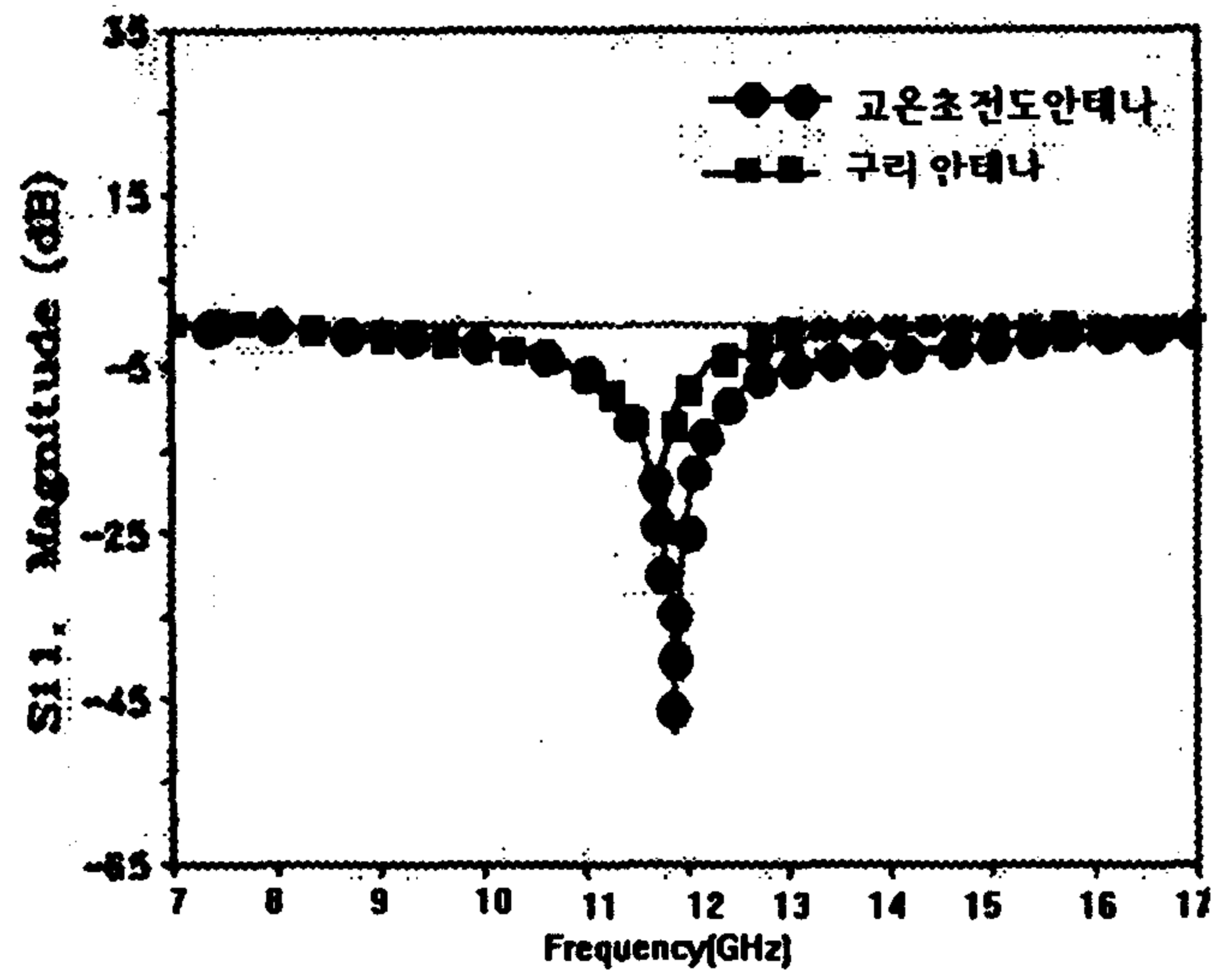


그림 6.10  $50\Omega$  급전선 삽입 이용한 고온초전도 안테나 급전방식의 S11 parameter

Fig. 6.10 S11 parameter of  $50\Omega$  feed line inset feeding of HTS antenna

## ● 비방사면 급전방식

다섯 번째로 제시된 방법은  $50\Omega$  급전선을 방사 패치면을 피해 측면의 비방사 패치면에 직접 결합시키는 방식이다. 이 방법의 경우도 급전점의 패치면 임피던스를 정확하게 예측을 해야만 가능한 방법으로 본 연구과제에서 제시한 모멘트법의 임피던스 해를 이용하여 급전점을 추적하였다. 그림 6. 11는 제작된 비방사면 급전방식을 이용한 급전방식의 모형이다.

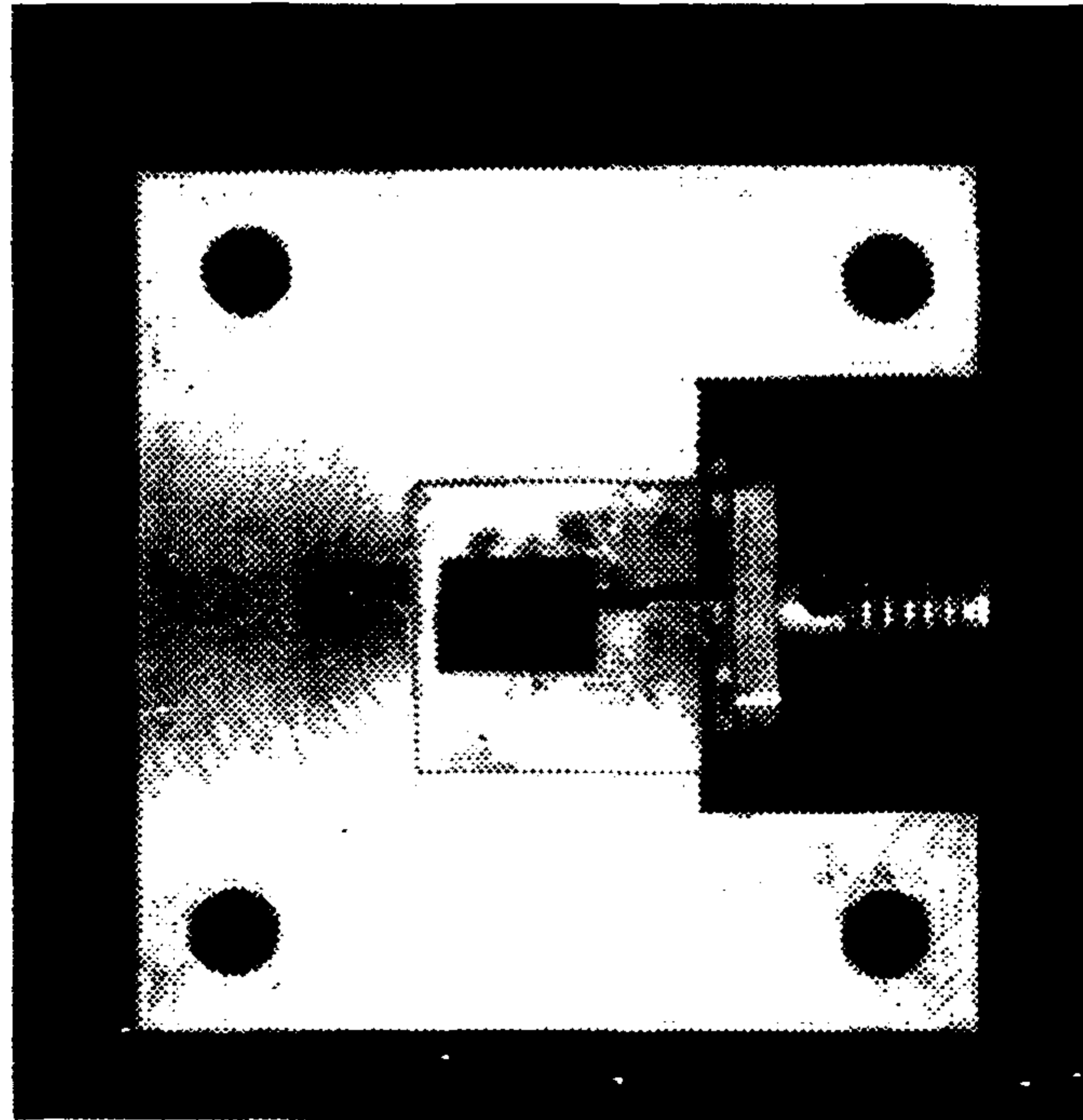


그림 6. 11 제작된 비방사면 급전방식을 이용한 고온초전도 안테나

Fig 6. 11 Photograph of nonradiating feeding of HTS antenna

이러한 비방사면 급전 방식은 전체적으로 방사패치면을 피해서 급전한다는 점에서 전술한 네가지의 급전 방식에 비하여 장점을 가지고 있다고 할 수 있다. 무엇보다도 패치면 삽입에 따른 기생 모드의 발생을 억제할 수 있으며, 역시 급전선의 좁아지는 선폴을 최대한 억제할 수 있다는 점에서도 매우 유리하다.

그러나 측면에서 급전하는 방식이 주파수의 왜곡 및 패치 면 내에서 기본 모드의 변화를 예측할 수도 있기 때문에 설계자의 신중한 고려와 주파수 대역에 따른 적절한 선택이 요구된다. 그림 6.12는 비방사면 급전 방식을 이용한 고온초전도 마이크로스트립 안테나와 구리 안테나의 반사계수를 나타내고 있다. 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 반사계수가  $-44$  dB인데 비하여 구리 마이크로스트립 안테나의 반사계수는  $-20$  dB이고 전체적인 차이는 대략  $24$  dB 정도를 나타내고 있다. 동작 주파수의 경우 고온초전도 마이크로스트립 안테나가  $11.56$  GHz를 나타내는데 비하여 구리 마이크로스트립 안테나의 경우  $11.46$  GHz에서 공진이 이루어지고 있다.



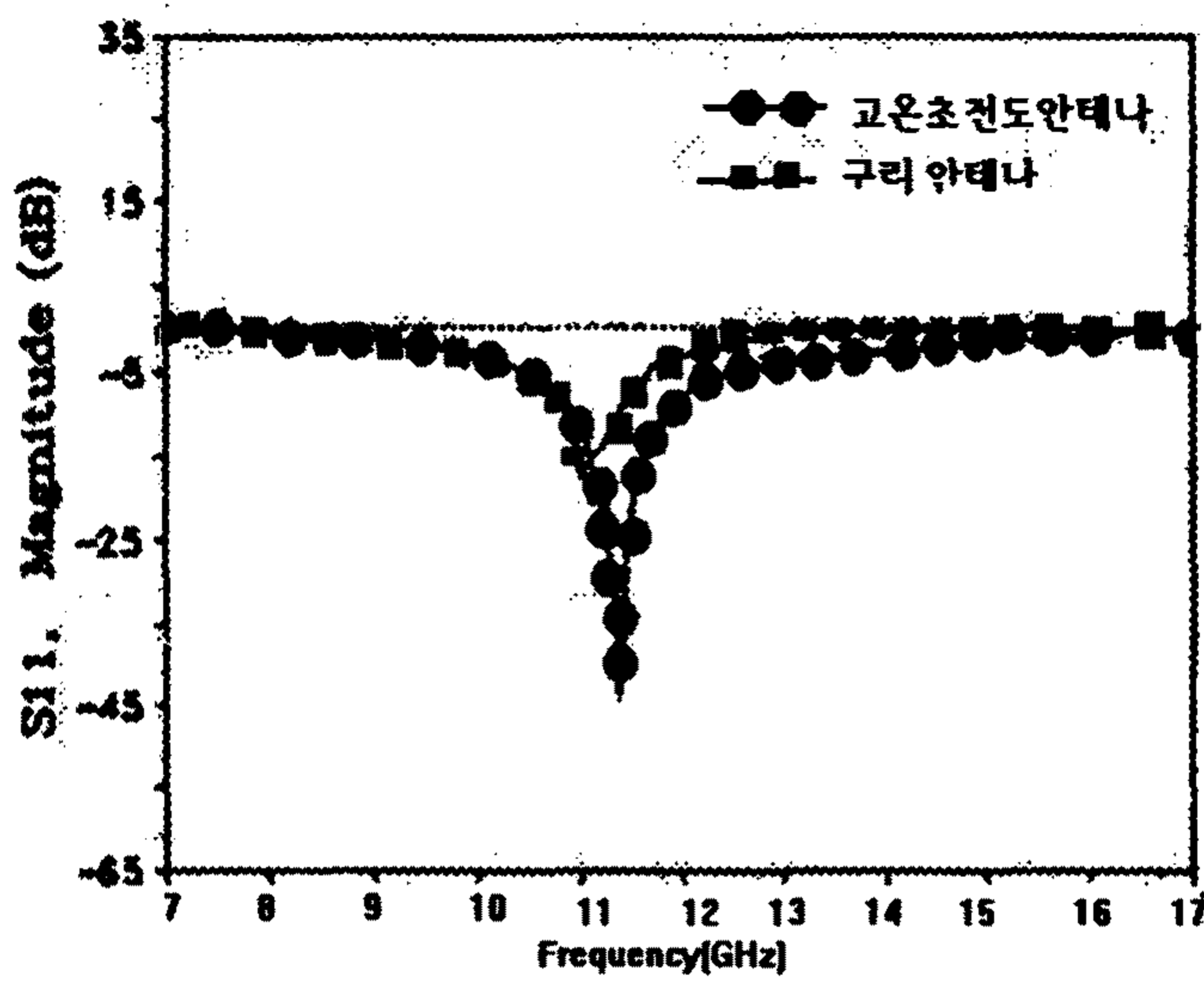


그림 6. 12 비방사면 급전선 접합을 이용한 고온초전도 안테나 급전방식의 S11 parameter

Fig 6. 12 S11 parameter of nonradiating feeding of HTS antenna

전체적인 반사계수 도표를 고찰해 보면 고온초전도 안테나의 공진주파수가 대략 5 % 정도 공진 주파수에서 뒤지는 경향을 가지고 있다. 동일한 차원을 가지고 있음에도 불구하고 오차가 발생하는 것은 고온초전도체와 일반 금속인 구리와 전자기학적 거동이 다른 때문이며 거꾸로 일반 마이크로스트립 안테나 설계 방식으로 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나를 설계할 경우 보편적으로 고온초전도 안테나가 설계치보다 앞서는 경향이 있다.

임피던스 매칭을 고찰해보면 고온초전도 마이크로스트립 패치안테나가 대략 -20 dB ~ -30 dB 정도 매칭이 잘 이루어지고 있음을 보여주고 있다.

### 6. 3 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나의 방사 패턴

본 실험에서 제작한 고온초전도 마이크로스트립 안테나 방사 패턴을 각각 E 평면과 H 평면에 나누어 그림 6. 13과 그림 6. 14에 나타내었다. 이들 H 평면과 E 평면은 2 장에서 구한 복사패턴에 대한 식으로부터 도출된 이론치와 거의 정확한 일치율을 보이고 있으며, 이것은 표면파에 의해 상당한 영향을 받는 높은 유전율값을 가진 안테나의 E 평면 패턴을 알아낸 Schaubert 등의 데이터와 일치함<sup>[81]</sup>을 알 수 있었다. 고온초전도 4 소자 배열안테나의 경우에도 E 평면 패턴과 H 평면 패턴이 모멘트법을 이용하여 해석한 이론값과 매우 정확하게 일치하고 있음을 알 수 있다.

고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나 역시 일반 마이크로스트립 안테나와 마찬가지로 단일 패치에서 브로드한 전계 및 자계 분포를 보여

주고 있다. 여기서 점선은 이론치를 실선은 측정치를 나타낸다. 다만, 고온 초전도층의 두께를 과도하게 두텁게 증착하거나, 표면이 고르지 못할 경우 이러한 요인에 따라 평면에 굴곡이 나타날 수 있다. 더불어 과도한 에칭은 그 측면이 일종의 어레이 팩터 역할을 함으로써 부가적으로 기생적인 지향성을 나타내는 부엽이 존재하기도 한다.

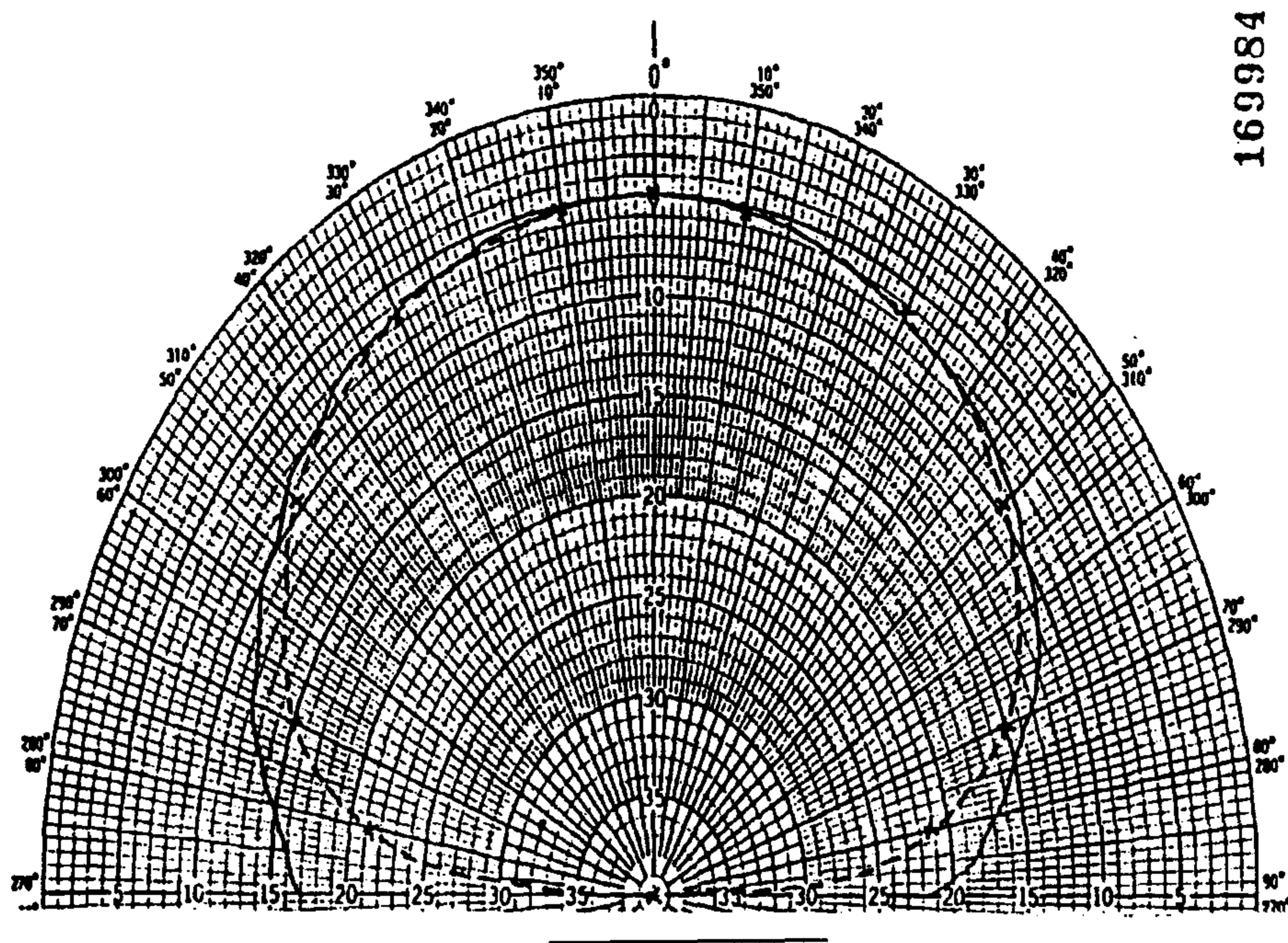
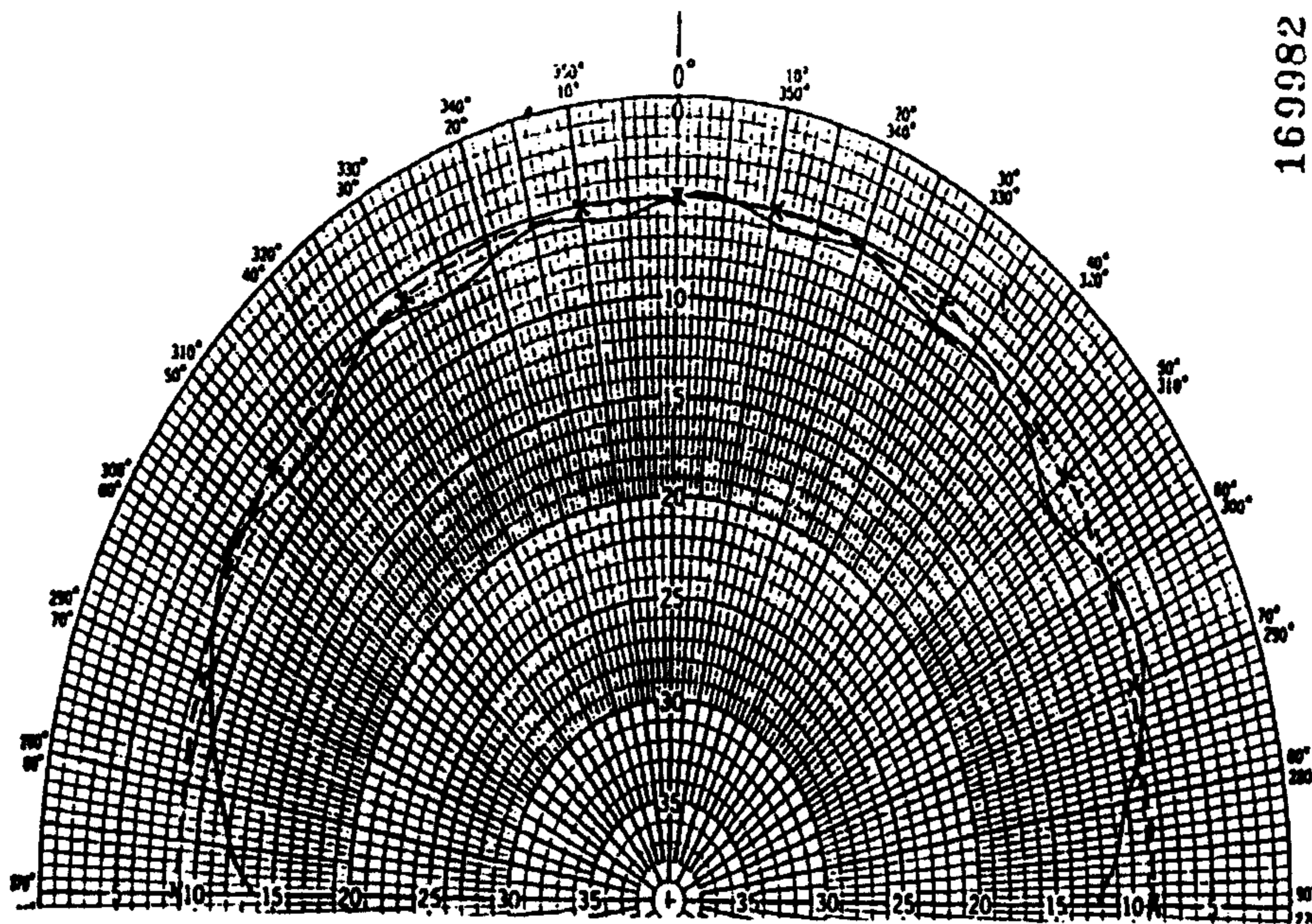


그림 6. 13 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 E-평면 패턴  
 Fig 6. 13 E-plane pattern of HTS antenna



169982

그림 6. 14 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 H-평면 패턴  
 Fig 6. 14 H-plane pattern of HTS antenna

## 7 장 결 론

‘고온초전도 박막을 이용한 고온초전도 마이크로스트립 안테나 개발’ 과제의 결론을 정리하면 다음과 같다.

### 1) 고온초전도 에피택셜 박막의 제조 및 특성 분석

본 연구팀에서 보유하고 있는 rf 스퍼터링 장비를 고온초전도 에피택셜 박막의 제조를 위하여 마그네토크론을 장착하고 두께 측정기 (thickness monitor)를 추가 설치 하는 등 개조하여 기능의 향상을 꾀하였으며 개조된 시스템을 이용하여 YBCO/MgO 의 단층 박막을 제조하였다. 또한 R-T 측정, XRD 패턴 분석 SEM 분석 등을 통하여 임계 온도(89 K)의 고온초전도 박막의 특성을 확인하였다. 이로써 고온초전도 마이크로스트립 안테나 뿐만이 아닌 다양한 형태의 고온초전도 초고주파 집적 소자, 예를 들면 필터, 공진기, 멀티플렉서 등의 개발 또한 이러한 박막 제조 기술을 기초로 가능하게 되었다.

### 2) 고온초전도체 전자기학적 거동에 대한 연구

고온초전도 마이크로스트립 초고주파 소자를 개발하기 위해서는 정확한 전자기학적 모델링이 매우 중요하고 중요한 요소이다. 본 연구팀은 일반 금속을 주 재료로 하는 기존의 획일적인 해석 방식 및

설계 방식에서 과감히 탈피, 고온초전도체가 가지고 있는 전자기학적 모델을 새롭게 제시하거나 기존의 모델을 초고주파 소자의 개발에 맞게 개선시켜 고온초전도체 설계에 응용하였다. 이는 매우 획기적인 것으로 단연 연구성과 중 돋보이는 대목이라고 할 수 있다.

### 3) 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 설계 및 구현

앞서서 기술한 고온초전도체의 전자기학적 거동에 대한 연구 성과를 기초로 최적의 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 설계 및 해석방법을 제안하였다. 기존의 고온초전도 초고주파 소자들이 일반 초고주파 소자 이론을 그대로 적용하는 등의 상황과 비교해 보면 매우 진일보한 것으로 평가되며, 이를 기반으로 하여 여타의 고온초전도 초고주파 소자 설계의 최적화 설계에 크게 이바지하게 될 것으로 기대된다. 특히 박막의 대면적화 추세에 따라 실제 상용화가 가능한 고온초전도 마이크로스트립 어레이 안테나의 개발이 필수적이며 이를 위한 기초적 토대를 마련했다는 데 시사하는 바가 매우 크다. 또한 기존의 수동 소자들을 하나의 기판 위에 모두 집적할 수 있는 전기를 마련했다고 해도 큰 무리는 아닐 것으로 판단된다.

### 4) 고온초전도 마이크로스트립 안테나 급전방식의 고려

종래의 고전적 이론에 근거한 급전 방식에서 과감히 탈피 급전 방식의 최적화에 노력하였다. 전체적으로 약 30 여종의 급전 방식을 실험하여 그 중 특성이 우수한 다섯 가지 방식을 제안한다. 첫째,

종래의 중앙 급전 방식 둘째, 1/4 파장 변환기를 이용한 급전방식 1/4 파장 변환기와 100  $\Omega$  급전선을 혼용한 급전 방식 셋째, 50  $\Omega$  급전선 직접 삽입에 의한 급전 방식 마지막으로 비방사면 급전을 통하여 급전된 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 특성을 일반 도체를 주재료로한 구리 마이크로스트립 안테나와 비교하였으며 각각의 안테나들이 구리 안테나에 비해서 우수한 성능을 나타내고 있다.

#### 5) 고온초전도 마이크로스트립 안테나 제작을 위한 식각 방법

제조된 고온초전도 박막을 소자화하기 위해서는 식각 방법의 최적화가 매우 중요하다. 본 연구과제에서는 이러한 식각 방법의 최적화를 고려, 다양한 식각 방법을 각종 실험을 통하여 최적화 하였으며 최종적으로 EDTA를 이용한 습식 식각법을 최적화하였다. 또한 실험실에서 제작이 가능할 수 있도록 기존의 반도체 식각 장비를 개조하여 회전 도포기, 인화용 광원(UV), x-y-z 정렬기를 자체적으로 설계 제작하였다.

## 참 고 문 헌

- [1] E. Ekholm and S. Mcknight, "Attenuation and dispersion for high-Tc superconducting microstrip lines", IEEE Trans. microwave Theory Tech., vol. 38, pp. 387-394, Apr. (1990).
- [2] W.G. Lyons et al., "High-Tc superconductive microwave filters", IEEE Trans. Mag., vol. 27, pp. 2537-2539, Mar. (1991).
- [3] C.M. Chorey, K.Kong, K.B. Bhasin, J.D. Warner and T. Itoh, "YBCO superconducting ring resonator at millimeter-wave frequencies", IEEE Trans. Microwave theory Tech., Vol. 39, pp. 1480-1487, Sept. (1991).
- [4] J.H. takemoto, F.K. Oshita, H.R. Fetterman, P. Korbin and E. Sovoro, "Microstrip ring resonator technique for measuring microwave attenuation in high-Tc superconducting thin-films", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 37, pp. 1650-1652 (1989).
- [5] R.C. Hansen, "Superconducting Antennas", IEEE Trans. Aero space Electron. Syst., Vol. 26, pp. 345-354 (1990).
- [6] R.J. Dinger, "Some potential antenna application of high temperature superconductors", J. Superconductivity, Vol. 3, No. 3, pp. 287-296 (1990).
- [7] G.C. Liang, R.S. Withers, et al., "High temperature superconducting delay lines and filters on sapphire and thinned LaAlO<sub>3</sub> substrate", Applied Superconductivity Conference., Aug. (1992).



- [8] D.C. Mattis and J. Bardeen, "Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metal", *Phys. Rev.*, vol. 11, pp. 412-417, July (1958).
- [9] J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, "Theory of superconductivity", *Phys. Rev.*, vol. 108, pp. 1175-1204, Dec. (1957).
- [10] T. Van Duzer and C. W. Turner, *Principles of Superconductive Devices and Circuits*. New York, NY: Elsevier (1981).
- [11] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*. New York, NY: McGraw-Hill (1975).
- [12] J.I. Gittleman and B. Rosenblum, "Microwave properties of superconductors", *Proc. IEEE*, vol. 52, pp. 1138-1147 (1964).
- [13] M.R. Beasley, "High-temperature superconductive thin films", *Proc. IEEE*, vol. 77, pp. 1155-1163, Aug. (1989).
- [14] F. London and H. London, "The electromagnetic equations of superconductor", *Proc. Roy. Soc.*, vol. A149, pp. 71-88 (1935).
- [15] T.P. Orland, K.A. Delin, "Foundations of Applied superconductivity", Addison Wesley, pp. 538-539 (1991).
- [16] K. Itoh, T. Fukasawa, N. Ishii, "Analysis of superconducting patch antennas using spectral domain method", *SPIE*, Vol. 2156, pp. 160-164, January. (1994)
- [17] N. Newman et al., "YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> superconducting films with low microwave surface resistance over large areas," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, pp. 520-522, July (1990).
- [18] N. Newman, B.F. Cole, S.M. Garrison, K. Char, and R.C. Taber, "Double gun off-axis sputtering of large area YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub>

- superconducting films for microwave applications", IEEE Trans. Magn., vol. 27, pp. 1276-1279, Mar. (1991).
- [19] P. B. Miller, "Surface impedance of superconductors", Phys. Rev, vol. 118, pp. 928-935 (1960).
- [20] J. Halbritter, "On surface resistance of superconductors," Z. Physik, vol. 266, pp. 209-217 (1974).
- [21] R.J. Dinger and D.J. White, "Theoretical increase in radiation efficiency of a small dipole antenna made with high temperature superconductor", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 38, pp. 1313-1316, Aug. (1990).
- [22] R.C. Hansen, "Superconducting antennas", in IEEE AP-S Symp. Dig. (Dalls, TX), May 7-11, pp. 720-723 (1990).
- [23] R. Pous, G.C. Liang, and K.K. Mei, "Modeling of superconductivity for EM boundary value problems", presented at Int. Conf. on Direction in Electromagnetic Wave Modeling, New York, Oct. 22-24 (1990).
- [24] G.C. Liang et al., "High-temperature superconductor resonators and phase shifters", IEEE Trans. Appl. Superconductivity, vol. 1, pp. 58-66, Mar. (1991).
- [25] W.G. Lyons et al., "High- $T_c$  superconductive microwave filters", IEEE Trans. Magn., vol. 27, pp. 2537-2539, Mar. (1991).
- [26] E. K. Track et al., "Fabrication and characterization of YBCO microstrip delay lines", IEEE Trans. Magn., vol. 27, pp. 2936-2939, Mar. (1991).
- [27] R.L. Kautz, "Picosecond pulses on superconducting strips", J. Appl. Phys., vol. 49, pp. 308-314, Jan. (1978).

- [28] G.C. Liang, K.K. Mei, and Y.W. Liu, "Pulse propagation on superconductive strip line", in 1990 IEEE AP-S Int. Symp. Dig. (Dalls, TX), May (1990).
- [29] S.A. Reible, "Wideband analog signal processing with superconductive circuits", in 1982 IEEE Ultrasonics Symp. Proc. (San Diego, CA), Oct. pp. 190-201 (1982).
- [30] W.G. Lyons et al., "High- $T_c$  superconductive delay line structures and signal conditioning network", IEEE Trans. Magn., vol. 27, pp. 2932-2935, Mar. (1991).
- [31] A.B. Pippard, "The dynamics of conduction electrons", in Low-Temperature Physics, C. DeWitt et al., Eds. New York: Gordon and Breach, pp. 66 (1962).
- [32] T.Murata, K.Ohmaru, "A printed antenna with two layer structure for satellite brodcasting reception", 일본 전자통신학회 논문지, Vol. J72-B, No. 6, pp. 236-244, June (1989).
- [33] P.Bhartia, K.V.S.Rao and R.S.Tomar, "Millimeter-wave microstrip and printed circuit antennas", Artech House (1991).
- [34] D.M.Pozar and D.H.Schaubert, "Analysis of an infinite array of rectangular microstrip patches with idealized probe feeds", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-32, No. 10, pp.1101-1107, Oct. (1984).
- [35] D.M.Pozar, "Finite phased arrays rectangular microstrip patch", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-34, No. 5, pp. 658-665, May (1986).
- [36] J.R.James, P.S.Hall, "Handbook of microstrip antennas", IEE Electromagnetic Waves series 28 (P.Peregrius Ltd, UK, 1989).

- [37] R.F.Harrington, "Field Computation by Moment methods", New York, MacMilan (1969).
- [38] J.Mosig and F.Gardiol, "A dynamic radiation model for microstrip structures", *Advances in Electromagnetics and Physics*, Vol. 59, pp. 139-237 (1982).
- [39] J.Mosig and F.Gardiol, "General integral equation formulation for microstrip antennas and scatters", *IEE Proceedings*, Vol. 132, Pt. H, no. 7, pp. 424-432, Dec. (1985).
- [40] D.M.Pozar, "Radiation and scattering from a Microstrip Patch on a uiaxial substrate", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-35, No. 6, pp. 613-621, June (1987).
- [41] I.E.Rana and N.G.Alexpoulos, "Current distribution and input impedance of printed dipoles", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-29, pp. 99-105, Jan. (1981).
- [42] N.G.Alexpoulos and I.E.Rana, "Mutual impedance computation between printed dipoles", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-29, pp.106-111, Jan. (1981).
- [43] M.D.Deshpande and M.C.Bailey, "Input impedance of microstrip antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-30, pp, 654-650, July (1982).
- [44] M.C.Bailey and M.D.Deshpande, "Integral equation formulation of microstrip antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-30, pp. 651-656, July (1982).
- [45] E.H.Newman and D.Farrai, "Scattering from a microstrip patch", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-35, pp. 245-251, Mar. (1987).

- [46] J.P.Damino, "Computation of input impedance in microstrip antennas. Graphic representation and numerical integration of oscillating functions", IEE Proceedings, Vol. 134, Pt.H, No.5, pp.456-466, Oct. (1987).
- [47] R.P.Jedicka, M.T.Poe and K.R.Carver, "Measured mutual coupling between microstrip antennas", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-29, No. 8, pp. 147-149, Jan. (1981).
- [48] E.H.Van Lil and A.R.Van de Capelle, "Transmission line model for mutual coupling between microstrip antennas", IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-32, No. 8, pp. 816-821, Aug. (1984).
- [49] P.S.Hall and C.M.Hall, "Coplanar corporte feed effects in microstrip patch array design", IEE Proceedings, Vol. 135, Pt.H, No. 3, pp. 180-186, June (1988).
- [50] Y. Yoshizako and T. kobayashi, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 26 pp.1533 (1987).
- [51] Y.Enomoto et al., Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 26, pp. L1248 (1987).
- [52] A. Inam, X.D. Wu, T. Ven Katesan, S.B. Ogale, C.C. Chang and D. Dijkkamp, Appl. Phy. Lett., Vol. 51, pp. 1112 (1987).
- [53] R.H. Koch, C.P. Umbach, G.J. Clark, P. Chaudhari and R.B. Iaibowitz, Appl. Phys. Lett., Vol. 51, pp. 200 (1987).
- [54] Y. Yoshizako and T. kobayashi, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 26 pp. 1533 (1987).
- [55] T.S. Han, "RF Magnetron sputtering방법에 의한 YBaCuO(-Ag) 고온초전도 박막의 제조 및 특성 연구", 서울

대학교 논문집 (1991).

- [56] X.X.Xi et al., "superconducting and structures properties of YBCO thin-film deposited by cylindrical magnetron sputtering", *Z. Physik B, Cond. Matt.*, Vol. 74, pp. 1319 (1989).
- [57] C.B. Eom et al., "Properties of thin-films grown in situ by single target", *Bull. Am. Phys. Soc.*, Vol. 34, pp. 1015 (1989).
- [58] C.M. Chorey, K.B. Bhasin, J.D. Warner et al., "An experimental study of high-T<sub>c</sub> superconducting microstrip transmission lines at 35 GHz and the effect of film morphomogy", *IEEE Trans. Mag.*, Vol. 27, No. 2, pp. 2940-2943 (1991).
- [59] D.K. Lathrop, S.E. Russek and R.A. Buhrman, "production of YBCO superconducting thin-films in situ by high pressure reactive evaporation and rapid thermal annealing", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 51, pp. 1554-1556 (1987).
- [60] T. Terashima, K. Iijima, K. Yamamoto, Y. bando and H. Mazaki, "single-crystal YBCO thinfilms by activated reactive evaporation", *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 27, pp. 91-93 (1988).
- [61] N. Missert et al., "In-situ growth of supeconducting YBCO using reactive electron-beam coevaporation", *IEEE Trans Magn.*, Vol. MAG-25, pp. 2418-2421 (1989).
- [62] V. Matijasevic et al., "Insitu synthesis of YBaCuO using electron beam coevaporation", *Bull. Am. Phy. Soc.*, Vol. 34,

- pp. 603 (1989).
- [63] P. Berberich et al., "Low temperature preparation of superconducting YBaCuO films on Si, MgO and SrTiO<sub>3</sub> by thermal coevaporation", Appl Phys. Lett., Vol. 53, pp. 925-926 (1988).
- [64] T. Venkatesan et al., "superconducting YBaCuO films on Si", Appl. Phys. Lett., Vol. 53, pp. 243-245 (1988).
- [65] T. Venkatesan et al., "High temperature superconductivity in ultra thin-films of YBaCuO", Appl. Phys. Lett., Vol. 54, pp. 581-583 (1989).
- [66] S. Witanachchi, H.S. Kwok, X.W. Wang and D.T. Shaw, "Depositon of superconducting YBaCuO films at 400 without post annealing", Appl. Phys. Lett., Vol. 53, pp. 234-236 (1988).
- [67] Y. Bando, private communication.
- [68] D.H. Schaubert and K.S. Yngvesson, IEEE Tran. Antennas & Propagat., Vol. 34, pp. 92-97 (1986).
- [69] I.J. Bahl, P. Bhartia, Microstrip Antennas, Artech House (1980).
- [70] J.R. James, P.S. Hall, and C. Wood, Microstrip Antenna Theory and Design, London : Peter Peregrinus Ltd. (1981)
- [71] K.R. Carver and J.W. Mink, IEEE Trans. Antennas & Propag., Vol. 29, pp. 2-24 (1981)
- [72] H.A. Wheeler, Proc. IRE, Vol. 47, pp. 1325-1331 (1959).
- [73] Y.Enomoto et al., Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 26, pp. L1248 (1987).

- [74] S. Jin, R.C. Sherwood, et al., *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 51, pp. 203 (1987).
- [75] James C. Swihart, "Field solution for a thin-film superconducting strip transmission line," *J. Appl. Phys.*, vol. 32, no. 3, pp. 461-469, Mar. (1961).
- [76] F.A. Miranda, W. L. Gordon, V.O.Heinen, B.T.Ebihara, and K.B.Bhasin, "Measutements of complex permittivity in the 20 to 300K temperature range from 26.5 to 40.0 GHz." NASA TM 102123 (1989).
- [77] G.C. Liang *et al.*, "High-temperature superconductor resonators and phase shifters, " *IEEE Trans. Appl. Superond.*, vol. L. PP. 58-66. Mar. (1991).
- [78] T.Konaka, M.Sato, H.Asano, and S.Kubo, "Relative Permittivity and dielectric loss tangent of substrate materials for high-Tc superconducting film," *J. Superconductivity*, vol. 4, No. 4, pp. 283-288 (1991).
- [79] K. F. Lee, " Microstrip patch antennas-Basic properties and some recent advances, " *J. Atmos. Terr. Phys.*, vol. 51, No. 9/10, pp. 811-818 (1989).
- [80] N. Klein *et al.*, *J.Appl. Phys.* vol. 67, no. 11, pp. 6940-6945, June (1990).
- [81] I.J. Bahl and p. Bhartia, *Microstrip Antennas*, Artech House (1980).



# 부 록

# Appendix

appendix.1(paper) :

제 목 : 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나의 근거리  
전자장 해석  
(한국전기전자재료학회 96. 9월호)

appendix.2(paper) :

Title : Realization of High Tc Superconducting  
Microstrip Filter for communication  
(Proceeding of ICPADM'97. May)

appendix.3(paper) :

Title : Fabrication of High Temperature  
Superconducting Microstrip Resonator  
With High Q and Low Power Dependence  
(Proceeding of ICPADM'97. May)

appendix.4(paper) :

Title : Input Impedance and Feeding Techniques of  
High Tc Superconducting Microstrip Patch  
antenna  
(Proceeding of ISEC'97, June)

# 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나의 근거리 전자장 해석

## Near Electromagnetic Field Analysis of HTS Microstrip Patch Antenna

정동철\* 허원일\* 김민기\* 이종근\*\* 한병성\*  
(Dong-Chul Chung\* Won-Il Huh\* Min-Ki Kim\* Tae-Hee Han\* Byung-Sung Han\*)

### Abstract

In this paper, the high- $T_c$  superconductor (HTS) microstrip patch antenna which is directly coupled to a microstrip transmission line is designed and the numerical solution which evaluate near electromagnetic field of HTS antenna is presented. This solution uses the interpolation function with the vector edge triangular element. The advantage of this element is the elimination of spurious solutions attributed to the lack of enforcement of the divergence condition.

The results of this method have a good agreement with  $TM_{10}$  mode in HTS microstrip patch antenna and show that the computation of resonant length considering the fringing capacitance effect at radiating edge are proper.

### 1. 서론

1986년 Bednorz 와 Müller에 의한 LaSrCuO산화물 초전도체( $T_c = 35$  K)의 발견<sup>[1]</sup>은 보다 높은 임계온도를 갖는 초전도 물질 합성연구의 시발점이 되었고, BiSrCaCuO계 초전도체를 비롯하여 TlBaCaCuO계 초전도체 및 HgBaCaCuO계 초전도체가 잇따라 발견되었으며, 그 결과 액체질소 비등점 이상에서 초전도 현상을 나타내는 YBaCuO산화물 초전도체( $T_c=80\sim 135$  K)가 출현하게 되었다. 현 시점에서의 고온초전도체에 관한 연구는 새로운 초전도 물질의 개발과 이미 개발된 초전도체를 산업현장에 응용하려는 실용화 연구가 주류를 이루고 있다. 그 예로 고온 초전도 박막을 이용한 각종 마이크로파 소자 개발<sup>[2],[3]</sup>과 초전도 선재를 이용한 각종 기기의 개발을 들 수 있다.

초전도체를 안테나에 적용하려는 시도는 1991년 R.C. Hansen<sup>[4]</sup>의해서 그 개념이 제시되었으며, 이후 H. Chaloupka<sup>[5]</sup> 등이 YBaCuO 산화물 초전도 박막을 이용하여 안테나 축소화(miniaturize)에 관한 방법을 제기하였고 R. J. Dinger<sup>[6]</sup> 등은 고온초전도 산화물 초전도체를 안테나에 응용하려는 노력을 보였다. 현재의 연구동향은 다양한 주파수에 걸쳐서 안테나를 제작하려는 시도와 이미 제작된 안테나를 바탕으로 그 전자장을 해석하여<sup>[7]</sup> 최적의 설계 조건을 확보하려는 노력으로 구분될 수 있다.

이러한 마이크로스트립 패치 안테나는 1953년 Deschamps에 의해 기본개념이 제안된 후<sup>[8]</sup>, 1974년

Munson은 로켓 및 미사일에 이용할 수 있는 사각형 모양의 마이크로스트립 배열 안테나를 제작하여 사용한 바 있으며, 인공위성과 NASA의 셔틀 우주선과의 통신을 위한 인공위성용 마이크로스트립 패치 안테나가 1980년대에 개발되었고,<sup>[9]</sup> 직접 위성방송용 TV 수신 안테나로 원편파 마이크로스트립 안테나가 개발 이용되고 있다.

마이크로스트립 안테나는 유전체 손실과 급전 손실에 의해 안테나의 이득이 제한을 받고, 주파수 대역폭이 좁으며, 가용 전력량이 작다는 단점을 가지고 있지만 실험실 규모로 제조가 가능하며 반도체 소자 제조기술인 사진식각(photolithographic)기술에 의해 대량생산이 가능 할 뿐만 아니라 수백 MHz에서 50 GHz의 넓은 주파수 대역에서 널리 사용될 수 있는 장점이 있다.<sup>[10]</sup> 특히 크기가 작고 가벼우며 원통주위에 부착할 수 있기 때문에 고속으로 이동하는 물체인 인공 위성, 로켓, 미사일 및 광대역 레이더용 안테나로서 폭넓게 활용될 수 있다.

최근, 인공위성까지도 이용할만큼 통신수요가 증가하고 무선전화 등을 이용하는 이동통신의 대중화에 따라 안테나의 수요가 급증하고 있는 추세에서, 현재 사용되고 있는 일반 금속을 주재료로하여 제작된 마이크로스트립 패치 안테나는 효율, 크기, 지향성 및 이득 등에서 한계를 보여주고 있으므로, 마이크로파 영역에서 효율과 지향성을 높일 수 있는 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나의 개발은 정보·통신분야에서의 핵심

과제로 부각되고 있다.

마이크로스트립 패치 안테나의 해석은 전송선로형(transmission line model)이나 공동형(cavity model)을 이용한 해석과 모멘트법(moment method)을 이용한 해석 등을 들 수 있다. 전송선로형의 경우, 폭이 다른 마이크로스트립 전송선이 서로 연결된 구조에서 폭이 넓은 전송선의 양 끝단에 있는 누설 전계를 원거리 전자계의 등가 전원으로 보고 안테나의 특성을 계산하는데, 이 방법은 안테나의 구조적 이해를 쉽게 해주지만, 사각형 패치에만 적용되는 단점을 가지고 있다. 또한 패치와 접지면 사이를 자기벽(magnetic wall)으로 둘러싸인 공진기로 모형화하여 안테나 특성을 계산하는 공동형 해석법은 공진기의 공진 모드를 구할 수 있는 다양한 형태의 패치에 대하여 해석이 가능 하지만 표면파를 해석하지 못한다는 단점을 지니고 있다.

반면, 해석대상을 삼각형 변요소를 이용하여 잘게 분할한 후 각각의 해를 구하는 방법은 마이크로스트립 안테나를 해석하는데 있어서 무한경계를 해결치 못하는 단점을 가지고 있어 일반적으로 무한경계를 흡수체로 보고 이를 경계조건에 결합시킨 하이브리드법이 이용되고 있다. 하지만 변요소(edge element)를 이용한 벡터 해석은 경계면에서 발생하는 가상 해를 계산과정에서 제거하여 주고 계산 후에 발산 조건(divergence condition)과 일일히 대조해야 하는 수고를 덜어주기 때문에 안테나를 비롯한 마이크로파 소자의 주변 전계 해석에 유리하다. 따라서 본 논문에서는 기존의 전송선로형과 공동형을 이용하여 공진 길이 및 폭의 초기값을 결정하고, 해석영역을 적당한 갯수의 삼각형 변요소(triangular edge element)로 분할한 다음, 각각 영역에서 지배방정식을 정의한 후 범함수를 이용하여 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 패치(patch) 내부 및 주변 전자계를 해석한 후 그 결과를 도시하였다.

## 2. 마이크로스트립 안테나의 설계

### 2.1 공진길이와 마이크로스트립 안테나의 폭

일반적으로 사용되는 안테나는 전 주파수 영역에 걸쳐 좋은 특성을 기대하기는 어렵고, 어느 한 정된 주파수 범위에서만 사용이 가능하다. 특히 구형(rectangular) 패치 안테나인 경우 패치 길이  $L$ 에 의해서 정해지는 주파수 범위가 안테나의 특성을 좌우한다.<sup>[11]</sup> 마이크로스트립 패치 안테나의 설계는  $TM_{10}$  모드 상에서, 기관의 유효 유전율을 고려한 사용 주파수의 반파장  $\lambda_d/2 = \lambda_0/(2\sqrt{\epsilon_r})$ 에 해당하는  $L_0$ 보다 약간 작은 값을 패치면의 길이로 하는데 이때  $L_0$ 는 안테나 방사면에서의 누설을

고려하지 않은 초기값이다. 또한 패치 폭  $W$ 는 부가적으로 발생하는 기생적인 고차 모드를 여기서키지 않기 위해 초기값을 내략적으로  $\lambda_0/2$ 에 근접하는 값을 취하고, Pozar가 제안한 방법<sup>[12]</sup>을 이용하여 방사면과 입력임피던스와 정합(matching)을 이루기 위해 좀더 정확한 값에 근접할 수 있도록 계산하였다. 따라서 이러한 형태는 그림. 1에 나타낸 등가회로와 같이  $G + jB$ 의 어드미턴스를 가진 폭,  $W$ 의 복사 소자가 길이  $L$  만큼 떨어져 평행 배열된 형태로서 간주될 수 있으며 각각의 개방단에서 누설되는 전장에 의해 전자파의 복사가 생긴다. 만약 가장자리 효과(fringe effect)에 의한 전계가 존재하지 않는다면 공진주파수는,

$$f_0 = c/2L\sqrt{\epsilon_r} \quad (1)$$

와 같이 될 것이다.

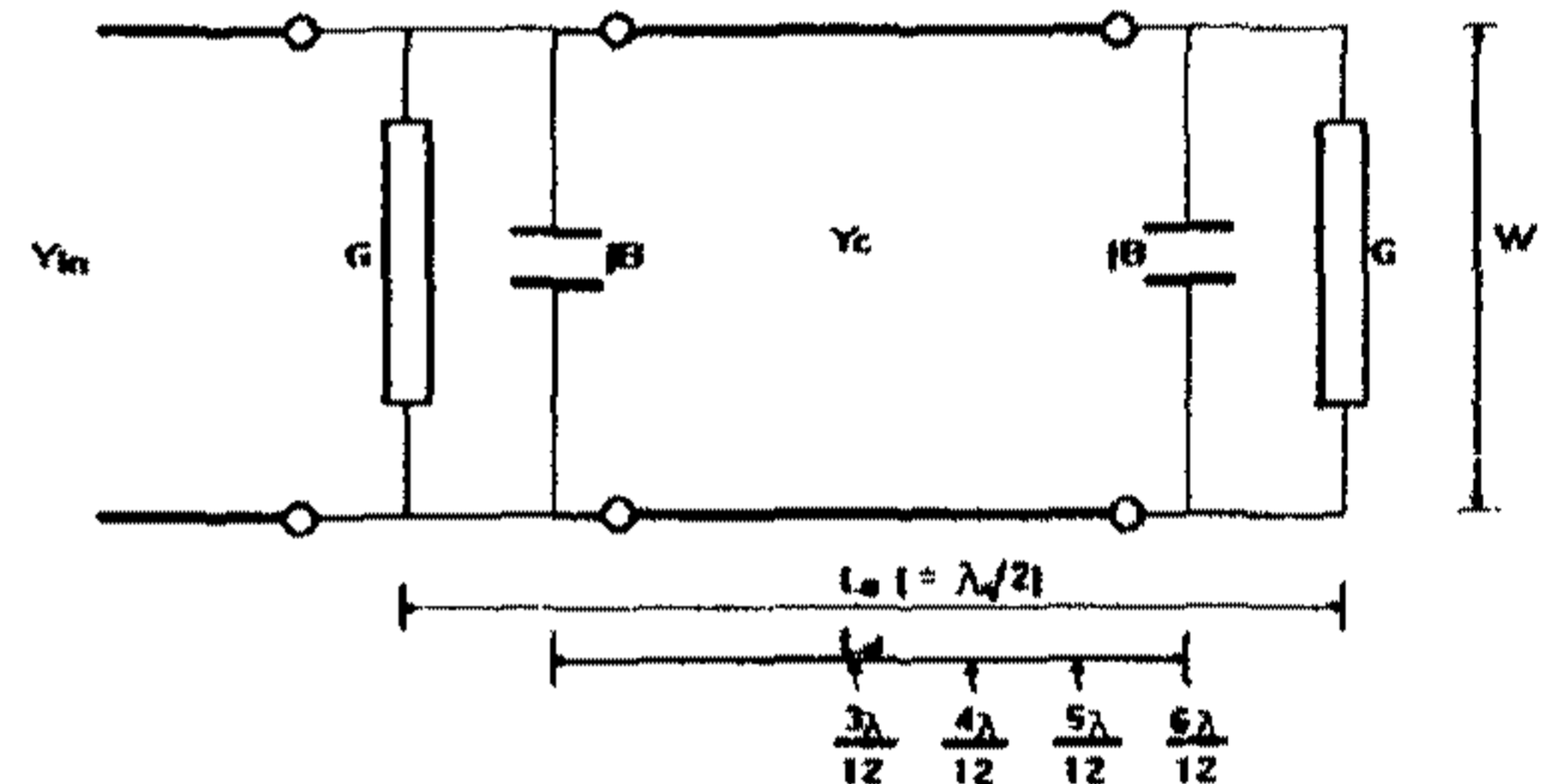


그림. 1 마이크로스트립 안테나의 등가회로

Fig. 1 Equivalent circuit of microstrip antenna

그러나 실제의 경우에는 가장자리 효과<sup>[13]</sup>에 의한 커패시턴스가 존재하기 때문에  $f_0$ 보다 다소 작은 주파수에 대응하는  $L$ 값이 타당하다. 본 연구에서는 가장자리 전계를 고려하여 패치면과 패치의 공진길이를 계산하였다.

### 2.2 입력 방법

마이크로스트립 안테나의 입력방법으로는 동축 케이블에 의한 급전방법과 마이크로스트립 선로에 의한 방법, 전자기적 결합에 의한 방법, 그리고 갭 결합에 의한 방법을 들 수 있다. 본 연구에서는 마이크로스트립 선로에 의한 방법을 채용하였으며, 고려한 안테나의 모형은 그림. 2와 같다.

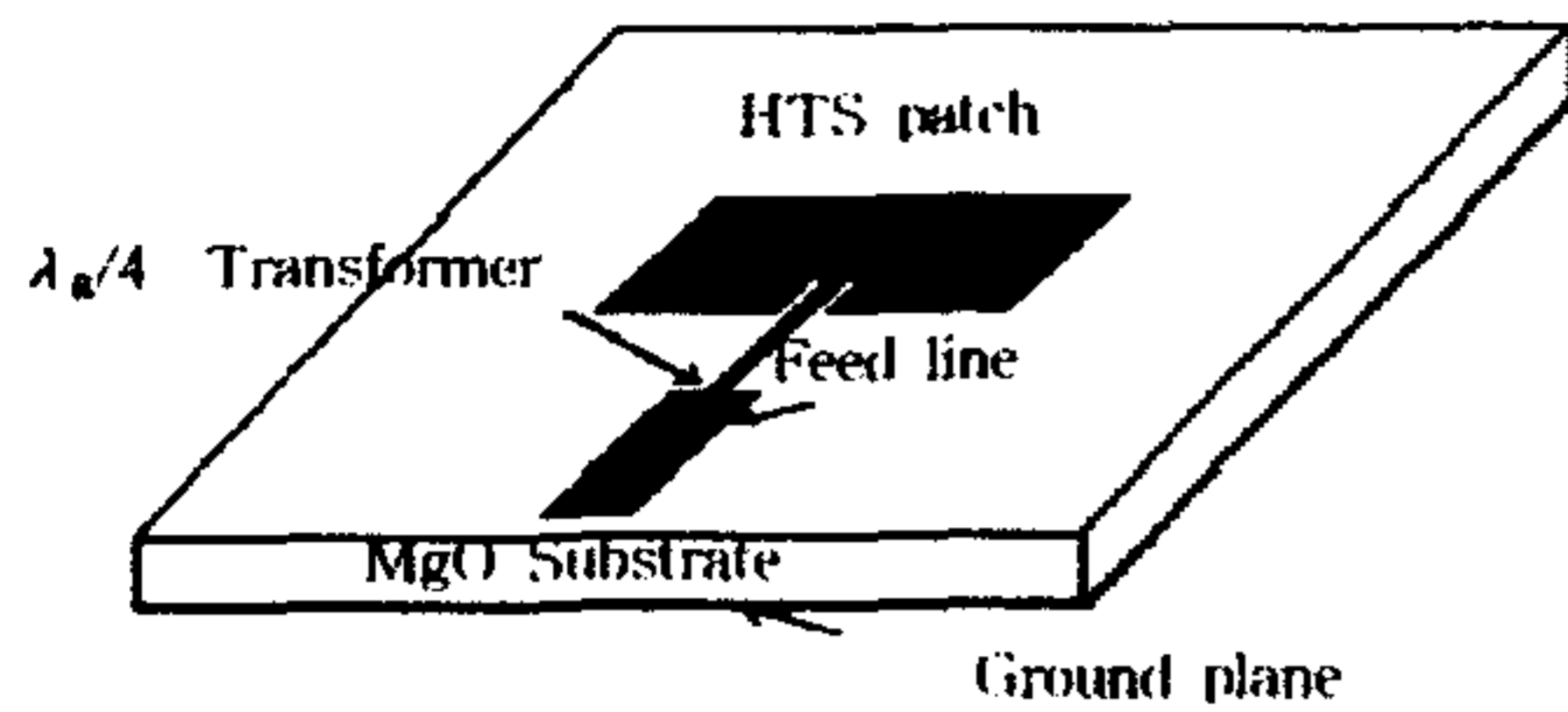


그림. 2 HTS 마이크로스트립 안테나의 패턴  
Fig. 2 Pattern of HTS Microstrip Antenna

설계된 안테나의 공진길이  $L$ 은  $4,032.9 \mu\text{m}$ , 폭이  $5,429.7 \mu\text{m}$ 였으며 입력 선로의 폭은  $49 \mu\text{m}$ 였다.  $100 \Omega$ 의 입력저항을 얻기 위해 입력 선로 중  $1,187 \mu\text{m}$ 를 패치면으로 삽입하였고  $100 \Omega$  패치면과  $50 \Omega$  입력 선로와 결합하기 위해  $\lambda_g/4$  변환기를 이용하였다.

### 3. HTS 마이크로스트립 안테나 근거리 전자장 해석

고온초전도 마이크로스트립 패치를 해석하기 위해 2차원 삼각형 변요소를 이용하여 해석장을 분할한 다음, 복사 패치에 인가되는 반송파를 quasi-TEM 모드로 가정하였는데 이는 마이크로스트립 선로의 측면이 개방(open)되어있는 형태이므로 완전한 TEM 모드로 가정할 수 없기 때문이다. 또한 이와 같은 구조에서 전자파를 해석할 때 전개 또는 자계의 세기를 변수로 사용할 수 있는데, 본 논문에서는 전계의 세기를 변수로 취하였다. 복사 패치 내의 전계의 세기는 도체면에서 접선성분의 전계의 세기가 0이 된다는 경계조건을 만족하여야 한다. 이러한 경계조건은 자계를 변수로 취했을 때에 비하여 미지수의 수가 줄어드는 장점을 가져다 준다. 따라서 해석장에서 전위 분포를 계산하기 위하여 식 (2)와 같이 벡터 Helmholtz 방정식을 풀었다.

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{\mu_r} \nabla \times \vec{E} \right) - k_0^2 \epsilon_r \vec{E} = 0 \quad (2)$$

여기서  $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ 이고 패치면은 완전 도체이다.

삼각형 변요소에서의 각각의 대수방정식을 전체 해석장으로 취합하고 전체 연립방정식을 풀기 위해 요소 정식화(element formulation)를 취하였다. 그리고 정식화는 가중 잔차법(weighted residual method) 중에서 가중함수(weighting function)를 요소의 형상함수(또는 보간함수; interpolation function)로 사용하는 Galerkin 법을 이용하여 (3)식과 같이 유한요소 정식화<sup>[14]</sup>를 하였다. 여기서  $\vec{N}$ 은 사용하려고

하는 요소 즉, 삼각형 변요소의 형상함수 벡터이다.

$$\int_v \left[ (\nabla \times \vec{N}) \cdot \left( \frac{1}{\mu_r} \nabla \times \vec{E} \right) - k_0^2 \epsilon_r \vec{N} \cdot \vec{E} \right] dv + \int_s \vec{N} \cdot \left( \frac{1}{\mu_r} \nabla \times \vec{E} \right) ds = 0 \quad (3)$$

(3)식의 2항에서 면적분을 행할 경우 도파관 또는 동축선로의 입력포트를 제외한 나머지 면은 모두 완전도체이므로 입력포트를 제외한 면에서는 적분값이 0이 된다. 그러나 입력포트에서는 입사파와 반사파가 있으므로 이를 고려하여 적분해야 하는데, 입사파는 패치 내의 전개 분포에 기여를 하지만 반사파의 경우는 입력단에서 정재파를 형성할 수 있으므로 주의를 요한다. 따라서 입력 포트에서 전개는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z) &= \vec{E}^{inc} + \vec{E}^{ref} \\ &= \hat{y} E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_z z} + \hat{y} R E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_z z}, \\ &0 \leq x \leq a \end{aligned} \quad (4)$$

여기서  $R$ 은  $I$ 는 각각 반사계수(reflection coefficient)와 입사계수(incident coefficient)를 나타내고 이때

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2} \text{이며 } a \text{는 도파관의 폭이다}$$

$\phi(x, y)$ 를 삼각형 변요소 전체의 전위분포로 나타낼 때, 해석영역에서의 전위분포는 식 (5)와 같은 부분 전위함수로 나눈다.

$$\phi_e \phi(x, y) = [N]^T \cdot \phi^e \quad (5)$$

여기서  $[N]^T$ 은 2차원 삼각형 변요소를 위한 형상함수이고,  $\phi^e$ 는 삼각형 요소의 각 절점 전위 함수이며  $\phi_e$ 는 각 변(edge)에서의 전위 함수이다.

이와 같은 함수들에 대한 대수방정식을 얻은 다음, 직접법을 이용하여 전체 전위분포를 구하였다.

#### 3.1 단락형 도파관의 적용

제시된 방법의 타당성을 검사하기 위해서 결과를 쉽게 예측할 수 있는 도파관 형에 대해서 도파관 급전을 사용하여 해석 하였다. 도파관의 차단주파수는  $1.93 \text{ GHz}$ 이며 동작주파수는  $2.54 \text{ GHz}$ 였다. 그림. 3에 나타난 바와 같이 입사파가 진행되다가 도파관 양끝의 단락으로 인하여 정재파가 형성됨을 확인하였다. 이러한 결과는 본 논문에서 사용한

요소분할 알고리즘이 적합함을 보여주는 것이다.

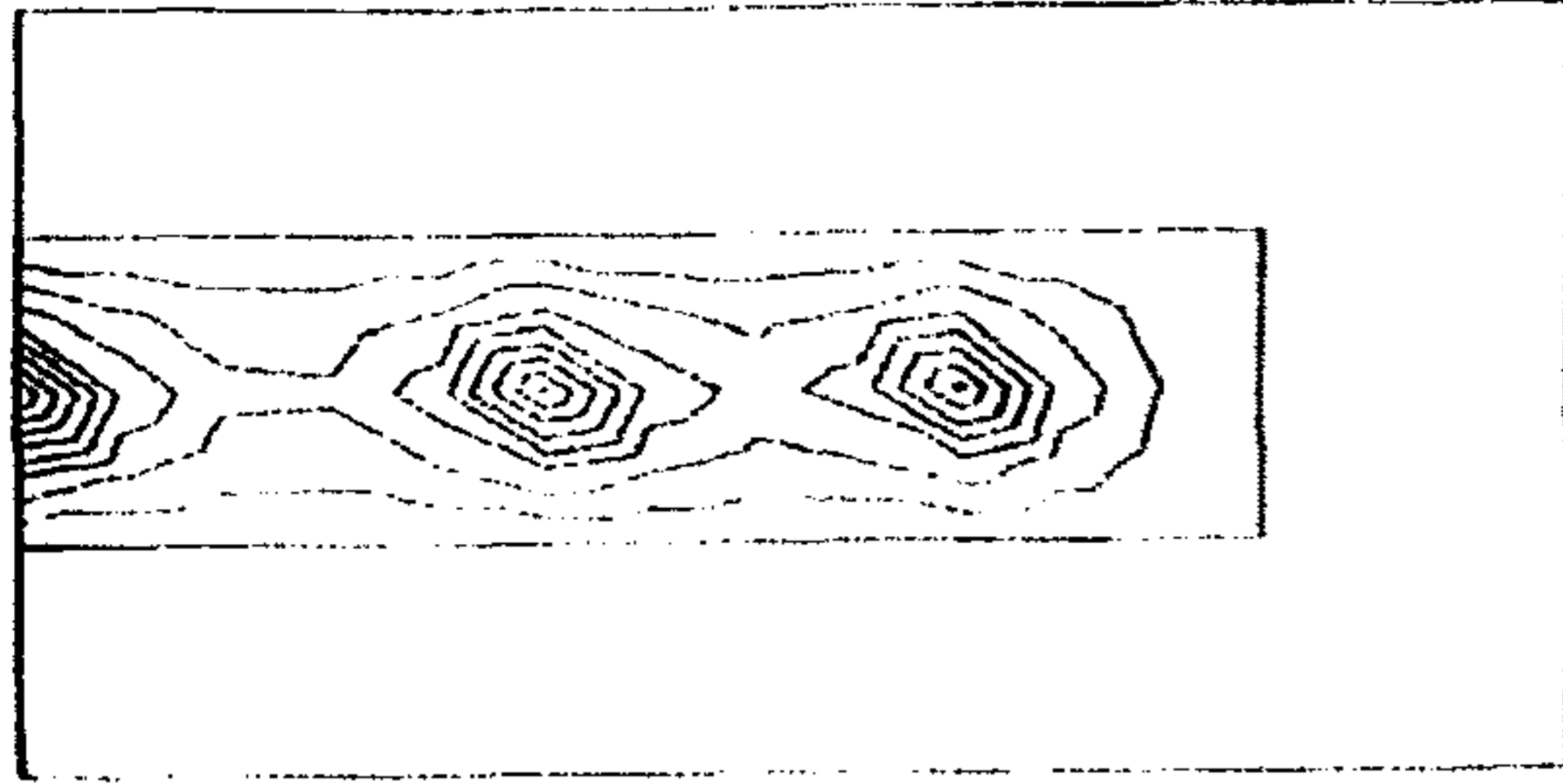


그림. 3 도파관 내에서의 정재파 형상  
Fig. 3 Plot of contour of standing wave inside wave guide

### 3.2 고온초전도 마이크로스트립 안테나에의 적용

사용한 알고리즘을 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나에 적용하였다. 패치의 크기는 윗절에서 설계한 패턴과 동일한 값을 취했으며, 기판의 유전율은 MgO의 유전율인 9.6으로 하였다. 복사 패치 내·외부의 전위 변화를 고찰하기 전에 계산을 간단히 하기 위해 패치의 중심인  $3\lambda_g/12$  면에서부터 4등분하여 전위를 계산하고 각각의 전위분포 곡선을 접지면과 대상영역의 한계치를 0과 1로 규격화 한 다음, 등고선을 이용하여 도시하였다.

TM<sub>10</sub>모드를 기본 모드로 하여 전위 분포를 계산했을 때,  $\lambda_g/2$ 의 공진길이를 갖는 패치(patch) 중앙(그림. 4 참조)에서 최저의 전위 분포가 나타나고 있으며,  $4\lambda_g/12$  지점(그림. 5)에서  $5\lambda_g/12$  지점(그림. 6)으로 공진길이가 증가할 수록 전위 분포가 증가를 계속하다가 복사 패치의 끝단(그림. 7)에서 최대의 전위분포가 나타나고 있다. 전체적인 전위 분포로 볼 때 누설에 의한 유효 길이를 고려하지 않거나 적절치 못한 계산으로 인한 전위 분포의 감소가 없는 것으로 보아 가장자리 누설에 의한 커패시턴스를 고려하여 계산한 안테나의 공진길이가 가장 적절함을 알 수 있다. 전체적으로 계산된 전위분포가 TM<sub>10</sub> 모드와 일치하고 있으며 안테나의 폭 W값 역시 계산 후 도시한 각각의 그림에서 알 수 있듯이 부가적인 기생 모드가 발생하지 않음을 알 수 있다. 이상의 계산결과에서 전계의 Er 성분은 마이크로스트립의 가장자리에서 가장 강하게 나타나며 또한 Er 성분이 일정한 전위분포를 이루고 있는데 비해 E<sub>θ</sub> 성분은 무시할 정도의 미약한 분포를 나타내고 있어 일반 금속을 이용한 안테나와 마찬가지로 고온초전도 마이크로스트립 안테나를 해석할 때에도 E<sub>θ</sub> 성분은 무시하고 Er 성분만을 고려하여 전자계를 구하면 될 것으로 판단된다. 한편, 실제 안테나를 구현할 경우 발생할

수 있는 손실(오차)을 고려해 보면 첫째, 공진 주파수에서 1% 정도의 주파수 변이를 생각할 수 있는데 이는 초전도 박막의 식각시 발생하는 식각오차로 약 14 μm 정도까지를 고려할 수 있고 여기에 유전 상수에 의한 오차 0.03에 대하여 공진주파수는 최고 100 MHz 이상의 차이를 보일 수 있다. 둘째, 측정 장비의 터미널과 마이크로스트립 안테나를 연결시킬 때 임피던스 변환이 생기게 되며, 커넥터에 의한 손실도 사용 주파수가 올라감에 따라 커지므로 오차를 허용할 수 있는 범위 안에 고정시키기 위해서 충분한 연구와 실험이 이루어져야 한다. 셋째, 저온 측정시 눈금맞추기(calibration)의 한 손실에 관하여 정확한 보상이 이루어져야 한다.

전체적인 계산 결과는 본 논문에서 설계한 안테나의 폭과 길이가 적절함을 보여주고 있으며 패치면을 따라 변화하는 전위 분포가 패치 내의 TM<sub>10</sub> 모드와 일치하고 있음을 확인할 수 있었다.

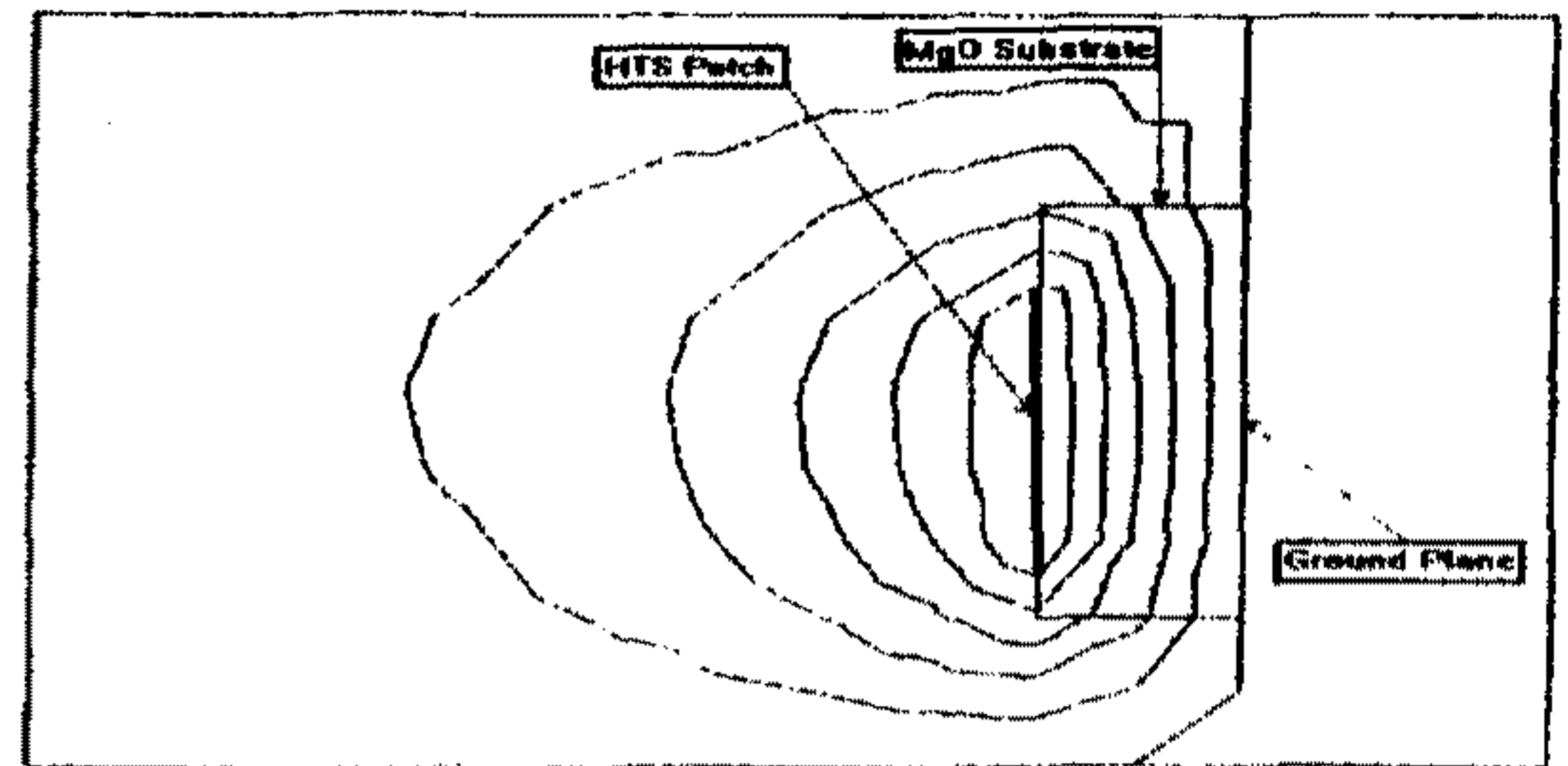


그림. 4  $3\lambda_g/12$  지점에서의 등전위 분포  
Fig. 4 Plot of contour of electric equipotential line at  $3\lambda_g/12$

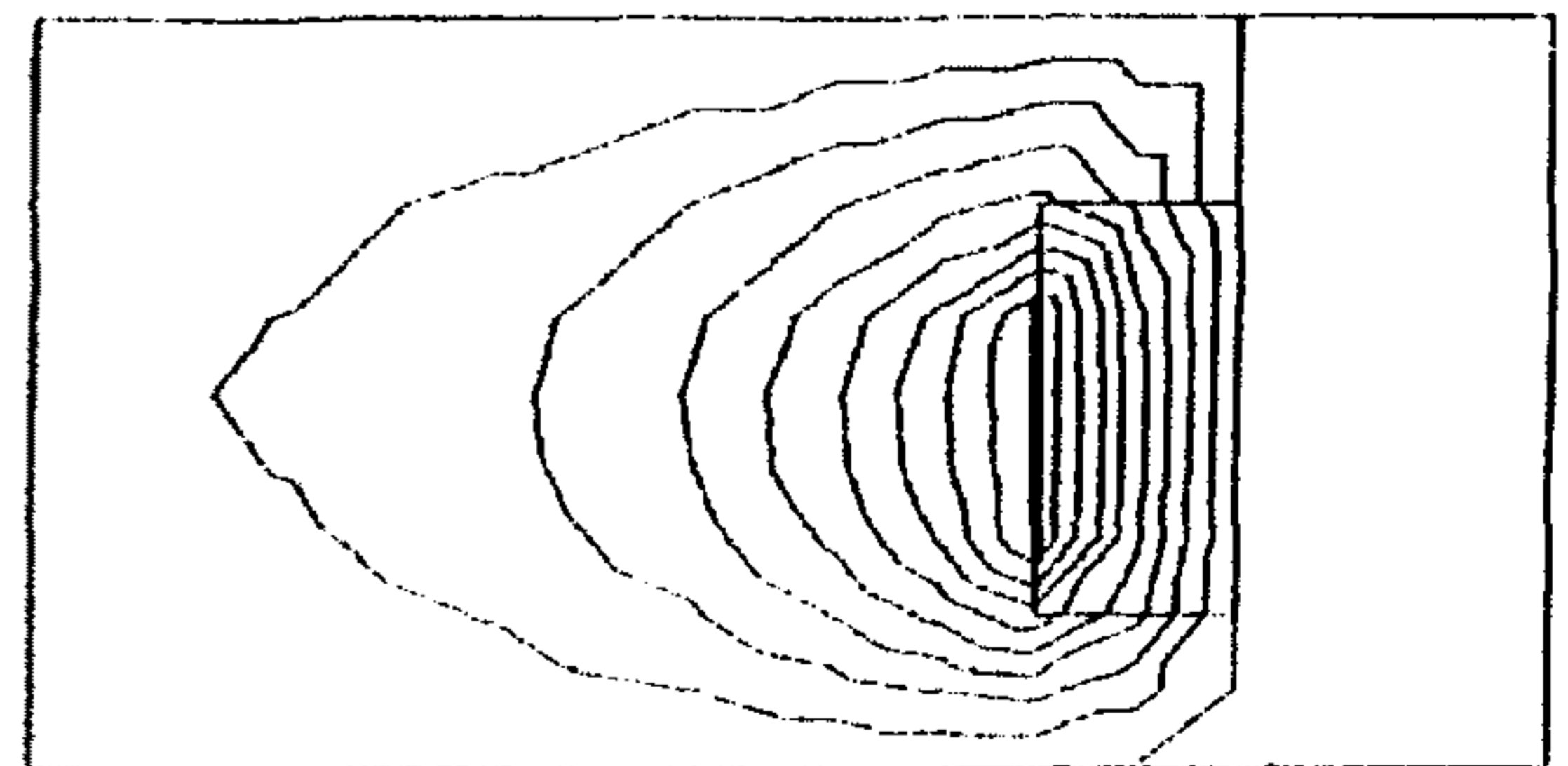


그림. 5  $4\lambda_g/12$  지점에서의 등전위 분포  
Fig. 5 Plot of contour of electric equipotential line at  $4\lambda_g/12$

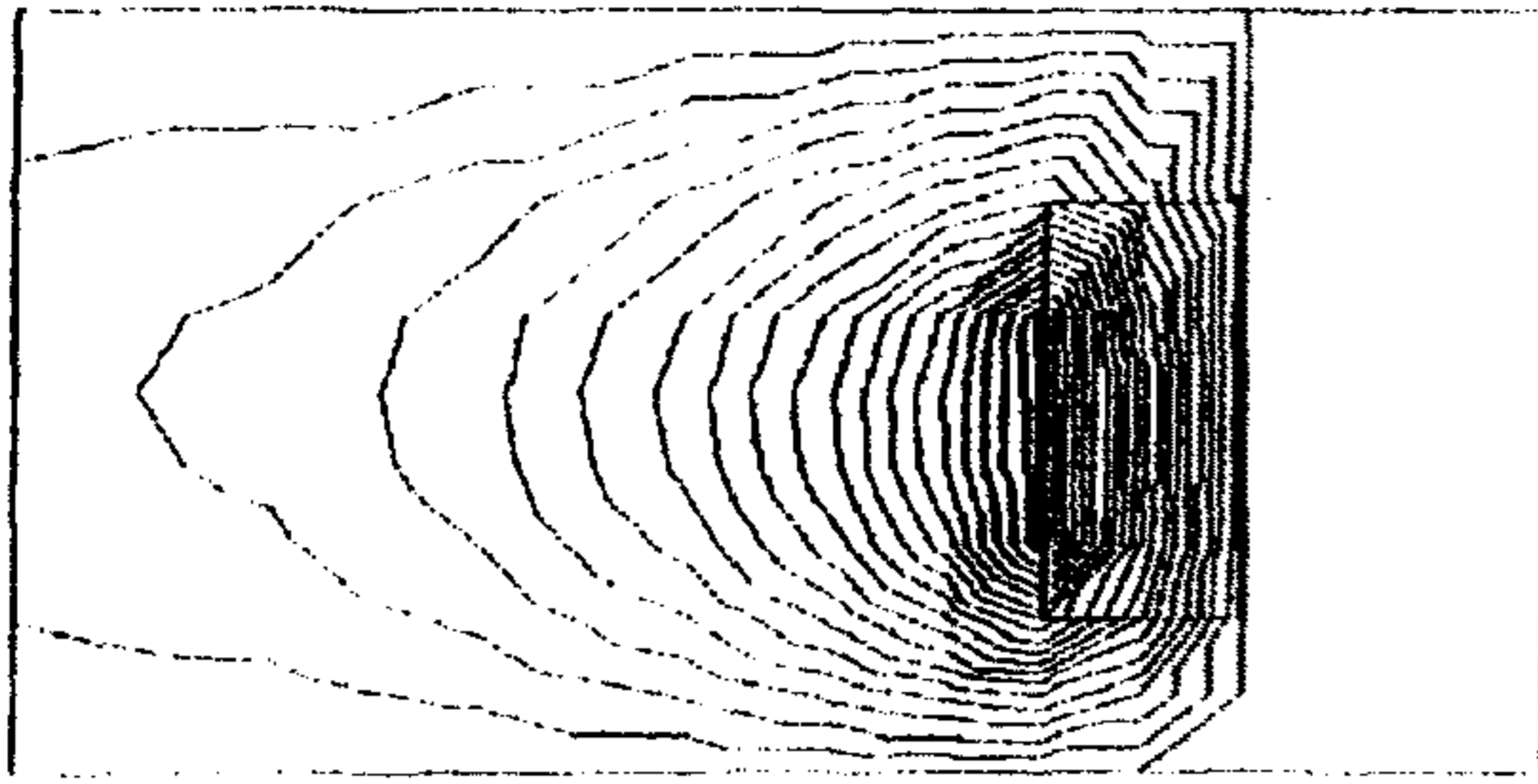


그림. 6  $5 \lambda_g/12$  지점에서의 등전위 분포

Fig. 6 Plot of contour of electric equipotential line at  $5 \lambda_g/12$

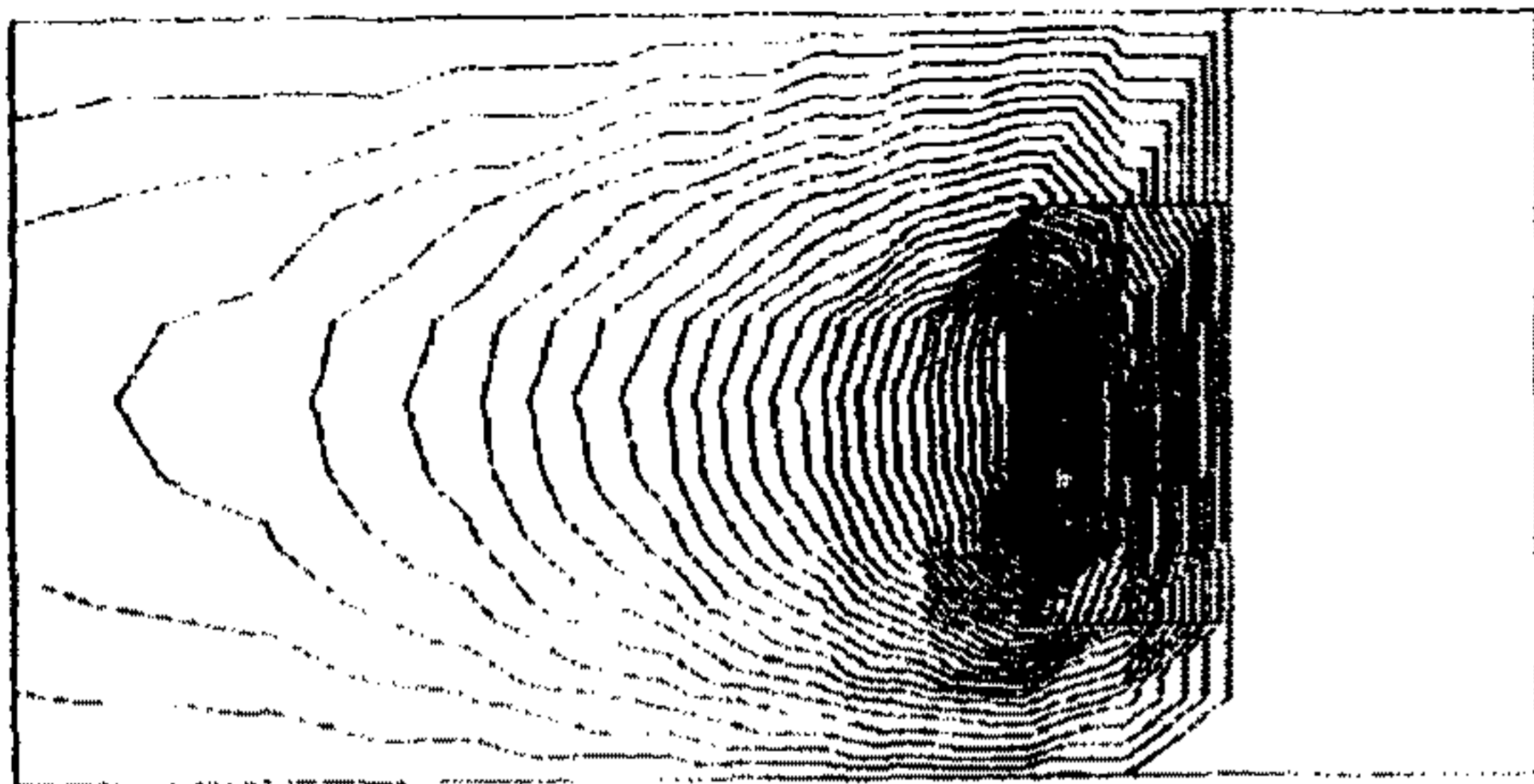


그림. 7  $6 \lambda_g/12$  지점에서의 등전위 분포

Fig. 7 Plot of contour electric equipotential line at  $6 \lambda_g/12$

#### 4. 결론

본 논문에서는 해석대상인 고온초전도 마이크로스트립 패치 안테나를 적당한 갯수의 요소로 분할하고 각각의 요소에서 전위값을 계산한 다음, 이를 합하여 고온초전도 마이크로스트립 안테나의 주변 등전위 분포를 해석하였다. 또한  $3 \lambda_g/12$  면에서부터 4등분하여 전위의 변화를 고찰해 본 결과, 부가적인 기생 모드의 발생이 거의 없고  $TM_{10}$  모드의 전위 분포는 누설전계의 영향을 고려한 공진길이의 계산이 적절함을 보여주고 있음을 확인하였다.

따라서 제시된 알고리즘은 고온초전도 마이크로파 소자의 개발에 선행되어야 할 전자장에 의한 장분포 해석에 유용하며, 각종 초전도 수동소자의 특성해석을 위한 기반을 제공할 수 있다. 앞으로 수행되어야 할 과제는 방사효율의 계산과 무한경계를 효과적으로 처리할 수 있는 알고리즘의 개발이다.

#### 참고 문헌

1. J. G. Bednorz, M. T. Takashige and Müller, *Eurphy., Lett.*, vol.3, pp. 379 (1987).
2. W.G. Lyons et al., "High- $T_c$  Superconductive microwave filters." *IEEE Trans. Magn.*, vol. 27, pp. 2537-2539, Mar. (1991).
3. J.H. Takemoto, F.K. Oshita, H.R. Fetterman P. Korbin, and E. Sovoro, "Microstrip ring resonator technique for measuring microwave attenuation in high- $T_c$  superconducting thin films." *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* vol.37, pp.1650-1652 (1989)
4. R. C. Hansen, "Antenna Application of Superconductors" *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.39, PP. 1508 (1991)
5. H. Chaloupka, N. Klein, M. Peiniger, H. Pief, A. Pischke, G. Splitt "Miniaturized High-Temperature Superconductor Microstrip Patch Antenna", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.39, PP. 1513 (1991)
6. R. J. Dinger, D. R. Bowling, A. M. Martin, "A Survey of Possible Passive Antenna Application of High-Temperature Superconductors". *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.39, PP. 1498 (1991)
7. K. Itoh, T. Fukasawa, N. Ishii, "Analysis of Superconducting Patch Antenna using the Spectral Domain Method". *Proceeding of SPIE*, Vol. 2156, pp. 160 (1994)
8. G. A. Deschamps, *Microstrip Microwave antenna* 3rd USAF Symp. on Antenna pp. 573 (1953)
9. R. E. Munson "Conformal microstrip antenna and phased array" *IEEE Trans. on Antenna Propa.*, AP.-22. pp. 74 - 77 Jan. (1974)
10. L. Lewin, "Radiation form discontinuities of open circuit microstrip" *Proc., Int., Elec., Eng.*, vol. 107, pp. 160, Feb., (1953).
11. I. J. Bahl & Bhatia, "Microstrip antenna", Artech House, pp. 309 - 315 (1992)
12. G.A. Deschamp, "Microstrip Microwave Antennas," presented at the 3rd USAF Sym. on Antennas (1953).
13. D. M. Pozar, "Input Impedance and Mutual Coupling of Rectangular Microstrip Antennas." *IEEE Trans. Antenna Propa.* AP-30., NO. 6, pp.1191-1196 (1982).
14. K. R. Carver, and E. L. Coffey, "Theoretical Investigation of the Microstrip Antenna." *Tech. Reports*, PT-00929, Physical Science Lab. New Mexico Univ, January (1979).

# Realization of High $T_c$ Superconducting Microstrip Filter for Communication

Dong-Chul Chung\*, Won-Il Huh\*\*, and Byoung-Sung Han\*\*\*  
Dept. of Electrical Engineering, Chonbuk National University,  
Duckjin-dong 1ga, Chonju, Chonbuk, Korea

**Abstract** - A superconductor microstrip filter at Ku-band was designed and fabricated using high temperature superconductor. The  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  epitaxial thin films on MgO substrates were grown by rf-sputtering deposition. The filter patterns on the  $YBa_2Cu_3O_{7-x}/MgO$  film were generated using conventional photolithography and EDTA etching process. The experimental result of  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  superconducting filter reported in terms of frequency response, frequency band, and other various characteristics also, was reported. The performance of filter fabricated from high temperature superconductor film was superior to the filters fabricated from Cu-metal film. The measured results show that usable filter, efficiency enhancement achieved can be made using this architecture

## 1. Introduction

During the past few years, particularly with the rapid development of communication technology, the adoption of deregulation policy by many governments and the change of user's desire for telecommunication, the demand of satellite communication has been increased dramatically.

\* : student member of IEEE , he is working towards the Ph. D. degree at Dept. of Electrical Engineering, Chonbuk Nat' l Univ.

\*\* : He received the Master degree from Dept. of Electrical Engineering, Chonbuk Nat' l Univ.

\*\*\*: The professor of Dept. of Electrical Engineering, Chonbuk Nat' l Univ.

Therefore, the request of development of high performance microwave passive devices for satellite communication is being increased. However, it is very difficult to develop it, because of the limitation of material's surface resistance. The normal conductors, such as copper, silver, and gold have their own resistance and it is linearly increased with the operation frequency arisen to microwave and millimeter wave band. These resistances due to the insertion and microwave loss, and the results of this loss were continued to drop the performance, efficiency and gain of microwave passive device.

The recent successful results of high temperature superconducting thin film technology[1] have been encouraged in realization of these devices in front of the urgent demand of rapidly changed communication industry.

It is well known that superconductors are lossless and their resistance are zero for DC. But superconductors have some loss for AC[2]. But it is very lower compared with normal conductor, such as copper. The Surface resistance of superconductors that explains the loss of RF and microwave, was reported about 100 times (dependent on a frequency and temperature) smaller than normal conductor. Using this low surface resistance, superconductors can reduce insertion loss, improve the efficiency of microwave passive devices[3].

In this paper, we have designed and fabricated the high temperature superconducting microstrip filter using  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  Superconducting thin film on MgO substrate, and then it was compared with identical microstrip filter patterned with evaporated copper. To do this, we prepared  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  superconducting thin film using rf magnetron sputtering technique[4]. The characteristics of the



preparing film were good agreement with realization of microwave devices. The experimental result of our  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting filter reported in terms of frequency response, frequency band, and other various characteristics also were reported. These measured results show that usable filter, efficiency enhancement achieved can be made using this architecture

## 2. Preparation of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Superconducting Thin Film

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  thin film was grown by rf magnetron sputtering process[4] as shown Fig. 1. A single stoichiometric target of 2 inch in diameter is at the top of the chamber and the MgO substrate was placed at the bottom of chamber[5]. The substrate was heated to 775 °C in a pressure of 170 mmTorr for growth and rf power operated at 21 W. Undertake deposition, the sample block temperature was lowered to 450 °C, the oxygen pressure raised to 1 atmosphere and the sample was annealed for 2 hours. Then it was allowed to slowly cool in oxygen to room temperature before removing the growth superconducting film from the growth chamber.

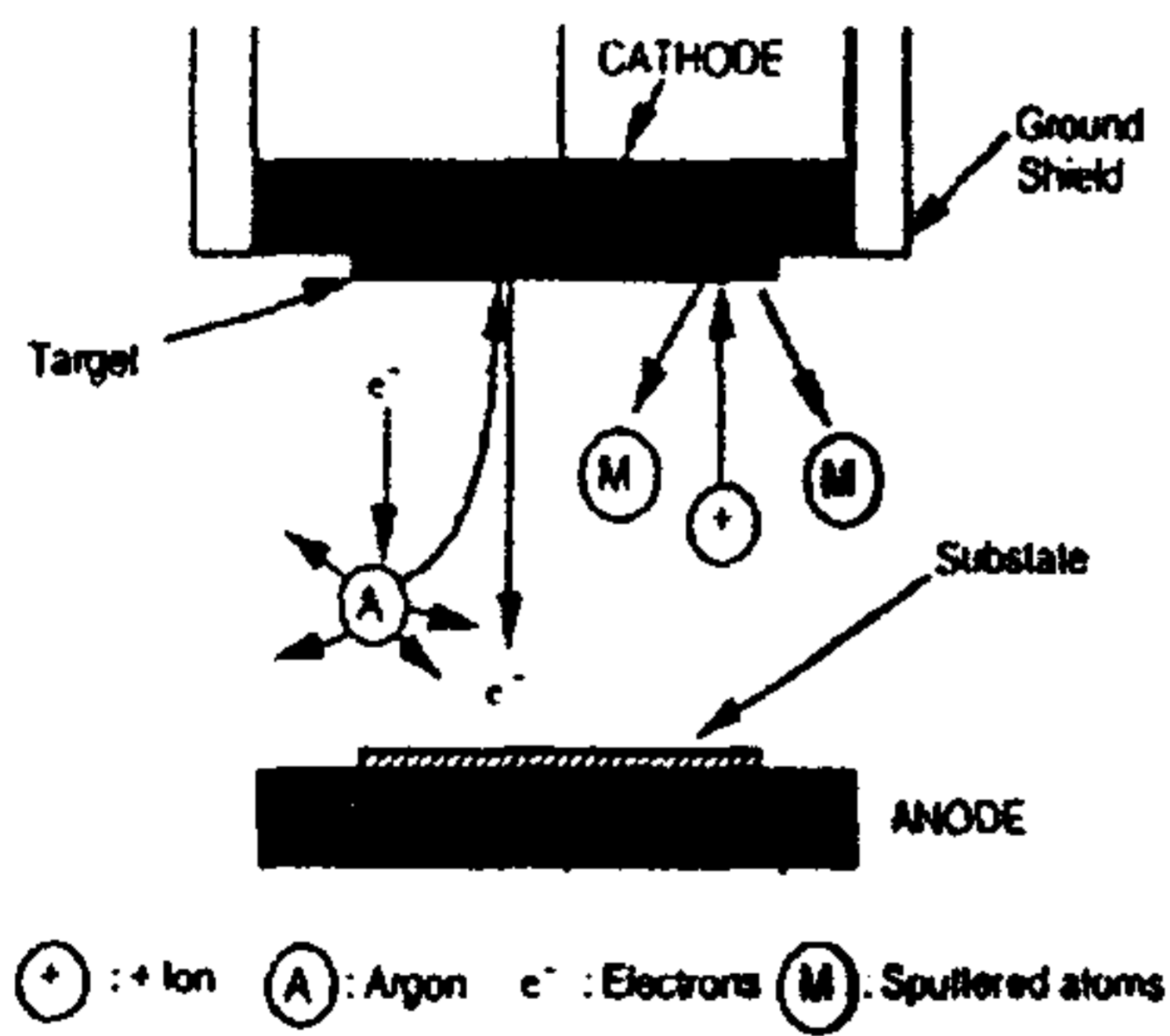


Fig. 1. Schematic diagram of rf magnetron sputtering.

The electrical resistivity of deposited film was measured by the standard 4-probe method after annealing. Fig. 2 shows the temperature dependence of the resistivity of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting thin film. It was indicated that the critical temperature ( $T_c$ ) was about 89 K. The X-ray diffraction patterns( $\theta-2\theta$ ) of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting thin film grown on MgO(100) substrate was shown in Fig. 3. It shows the strong c-axis peaks and few spurious peaks.

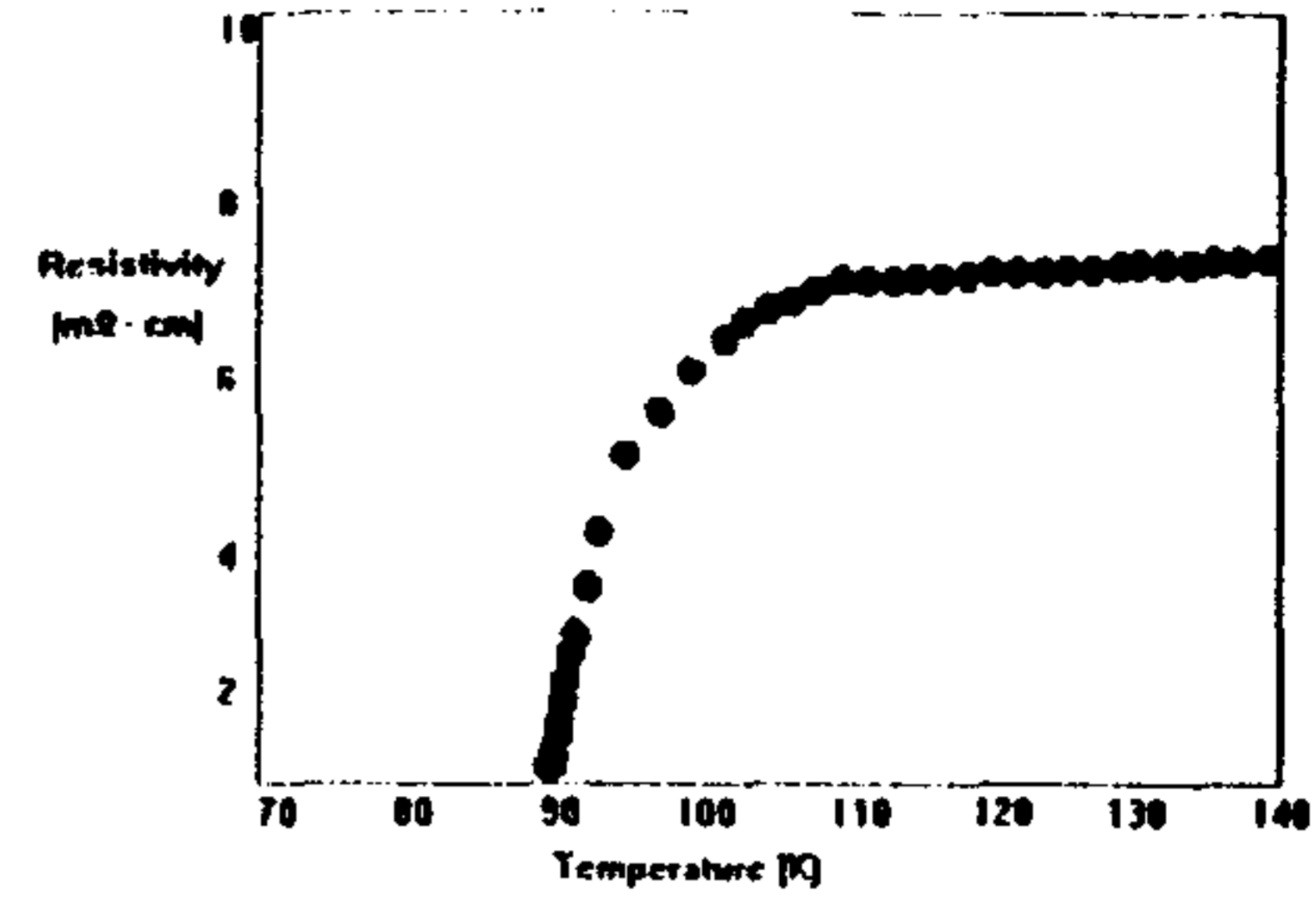


Fig. 2. Resistivity-temperature curves of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting thin film on MgO

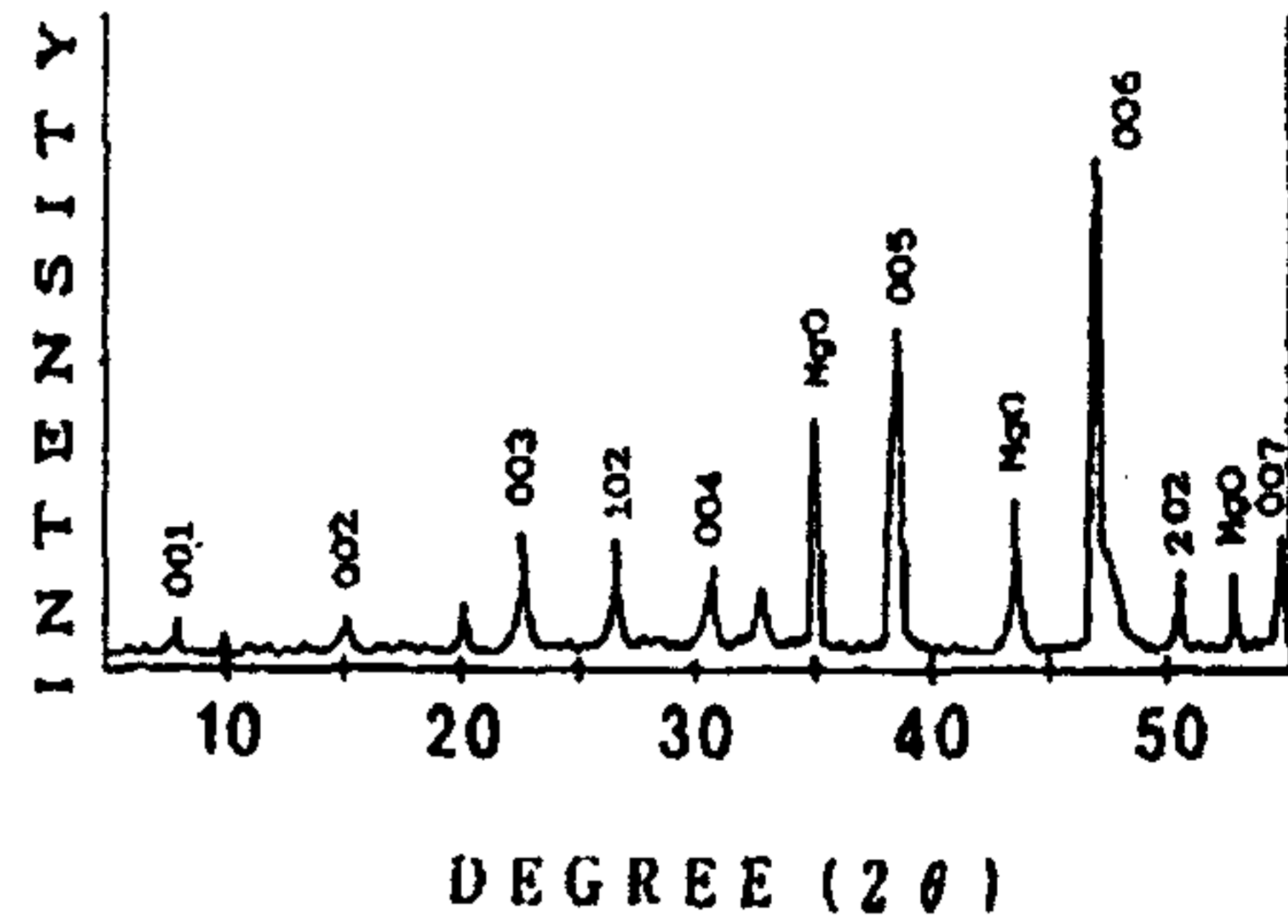


Fig. 3. XRD patterns obtained from  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting thin film on MgO

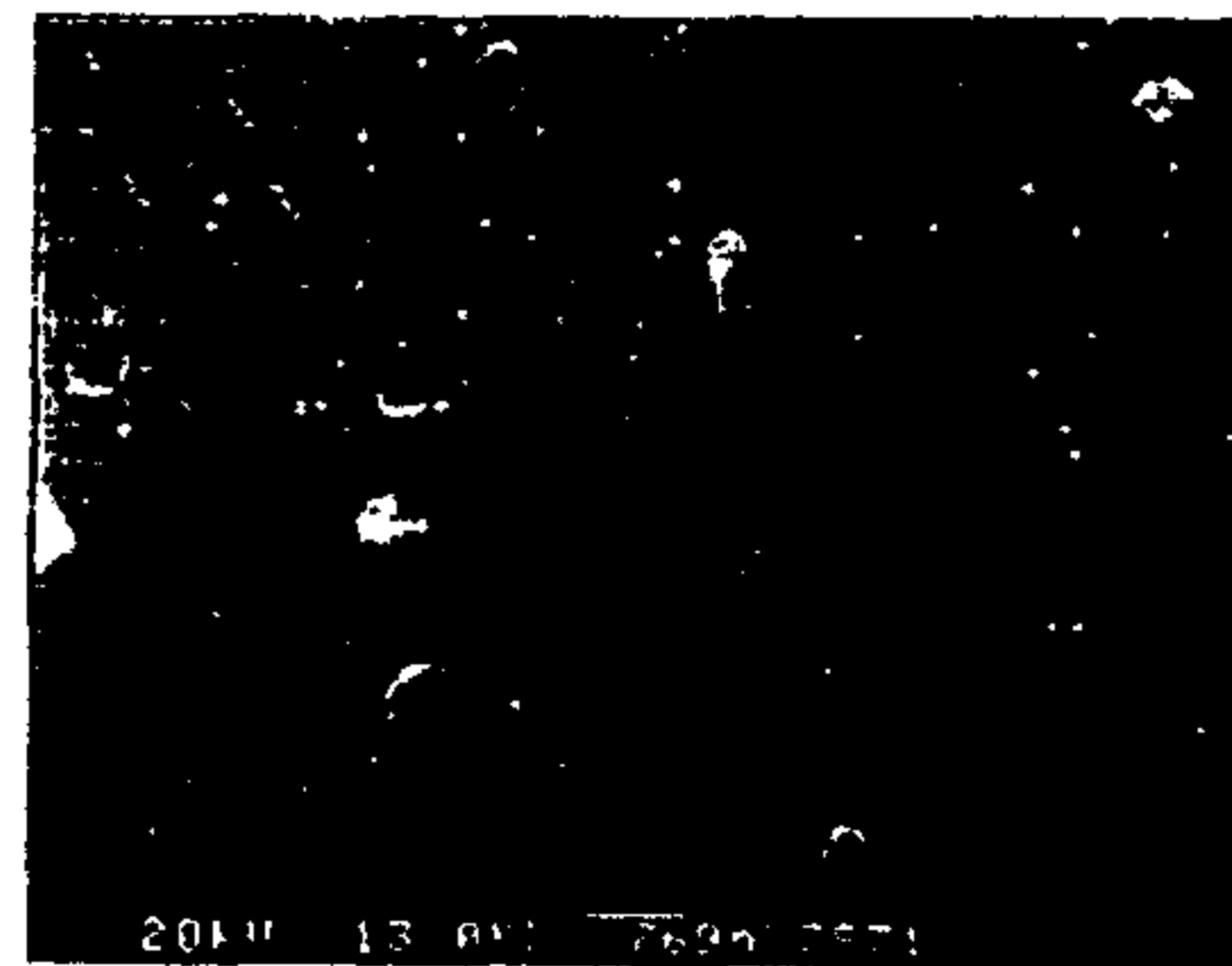


Fig. 4 SEM micrograph of the surface of the superconducting thin film

SEM investigation of the film shows that it is smooth and feature-less. This film shows no evidence of large grains of misoriented material or secondary phase

### 3. Design and Fabrication of microstrip Filter

The design of high temperature superconducting microstrip filter begins by calculating desired resonant length[6] in a dielectric substrate and determine the proper value considered fringing edge effect[7]. The line width was determined for  $50 \Omega$  characteristic impedance of the microstrip line using a conventional transmission line model. The coupling gap size for microstrip filter was determined with gap couple capacitance[7]. Fig. 5 shows dimensions and design pattern of our superconducting microstrip filter. The substrate dimensions were  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$  and its dielectric constant was 9.78 at liquid nitrogen temperature.

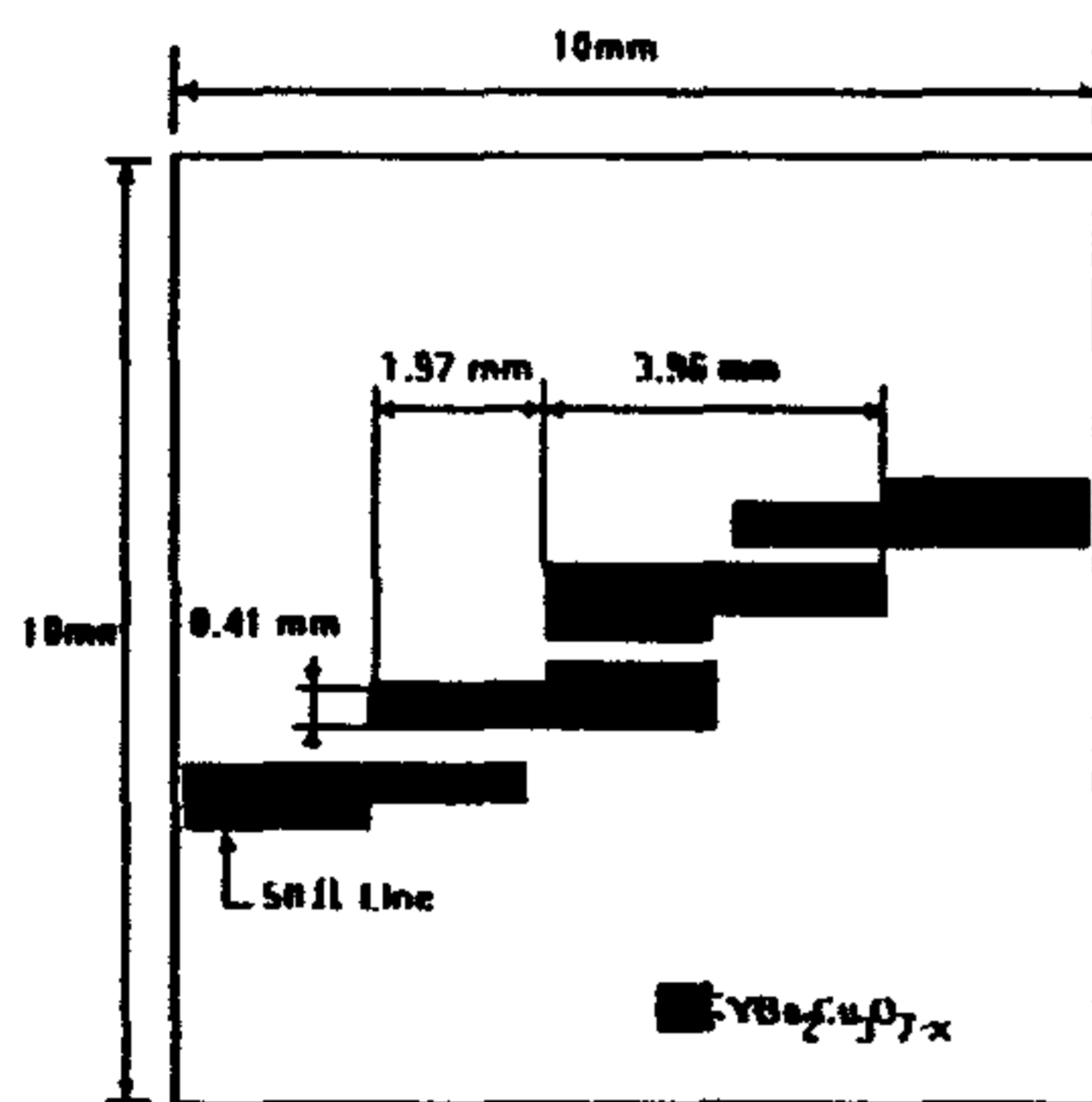


Fig. 5 Design of  $50 \Omega$  microstrip filter with a resonant frequency of 12 GHz on a  $10 \times 10 \text{ mm}$   $\text{MgO}_3$  substrate

The filter was patterned by standard photolithographic techniques using  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting thin film described section. 2. It's patterns were defined by in the EDTA(Ethylene Diamine Tetraacetic Acid) solution. After removing photoresist, a copper ground plane was evaporated on the reverse side of the substrate by thermal evaporating technique. After preparing samples ; superconducting microstrip filter and copper filter, the entire test housing shown in Fig. 6 was mounted in a cryogenic measurement system to measure the transmission and reflection coefficients of the filter.

Fig. 6 The photograph of high temperature microstrip filter packaged

### 4. Experiment and Discussion

We constructed precisely cryogenic chamber refrigerated by liquid nitrogen to measure the superconducting microstrip filter. Applying the high temperature superconductor to electronic devices, the most difficult problem is cryogenic system. These superconducting devices must be cooled under the temperature of liquid nitrogen for better operating. To overcome the difficulty about operation, we set up the measurement system consists of liquid nitrogen chamber, networks analyzer, function generator, and attenuator as shown in Fig. 7

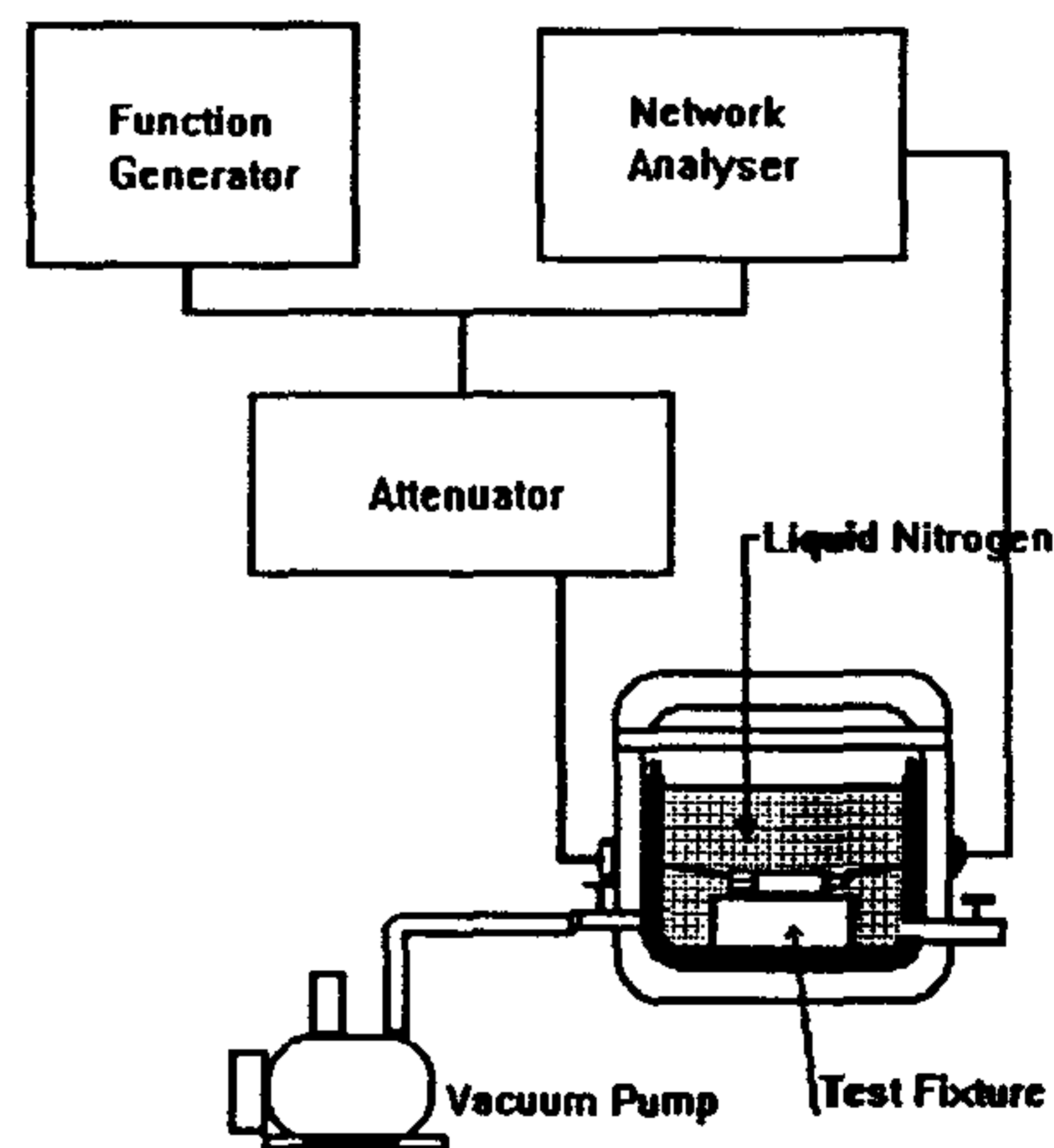


Fig. 7 The schematic diagram of the microwave cryogenic measurement system

At liquid nitrogen temperature, the transmission parameter,  $S_{21}$  and the passband of our superconducting microstrip filter was shown in Fig. 8. Notice that the center frequency of the filter is about 12.23 GHz. In this case, the experimental result is somewhat higher than the design value, 12

GHz. It seems to be resulted from the change of effective dielectric constant in liquid nitrogen level, and the end effect of microstrip line of resonator, which is the coupling capacitance provided by fringing edge effect and package tolerance.

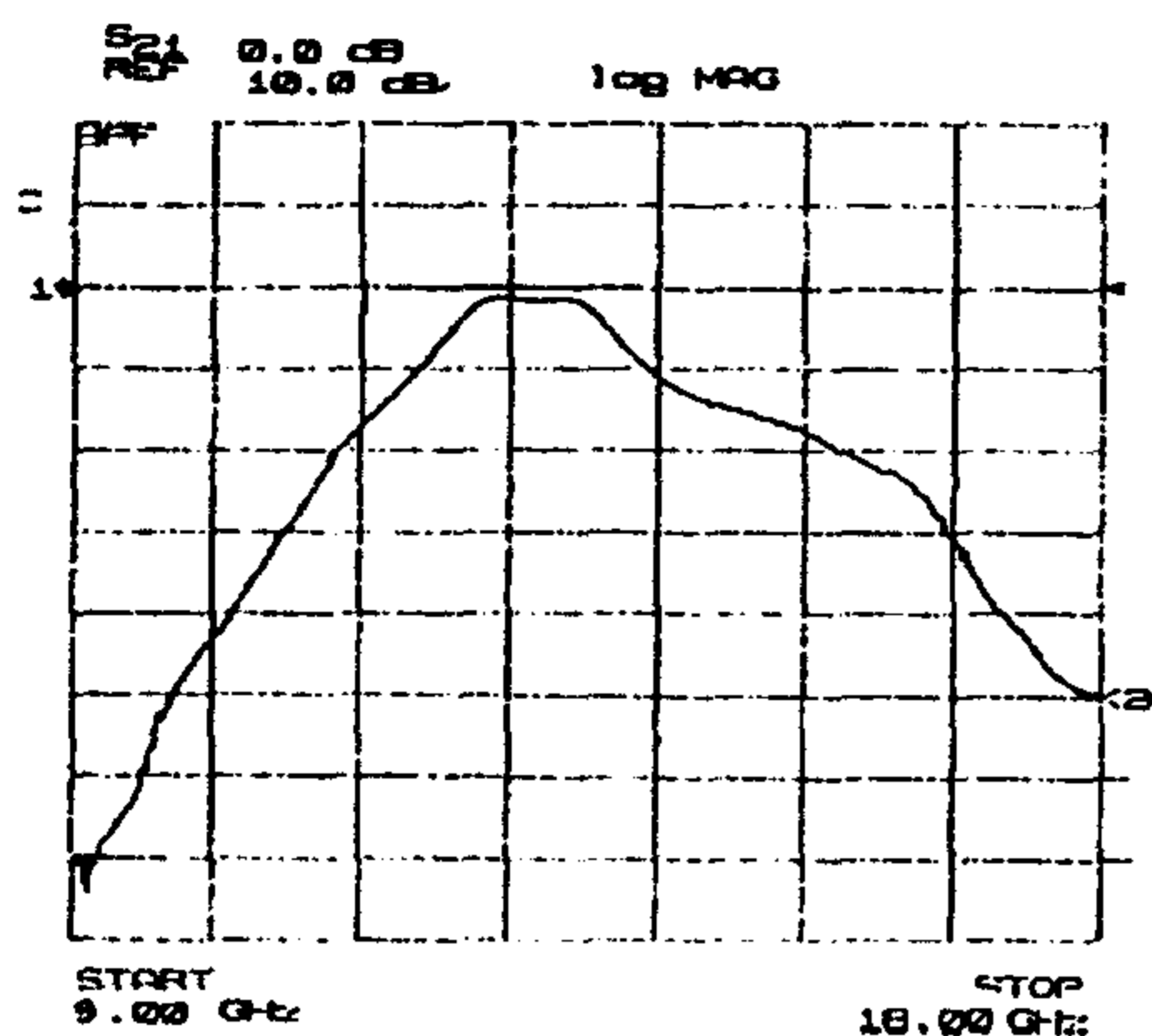


Fig. 8 Transmission parameter ( $S_{21}$ ) of high temperature superconducting filter

Fig. 9 shows the reflection parameter ( $S_{11}$ ) of the superconducting filter. This results show good agreements with the impedance matching of the feeding line. It indicated typical shape of band pass filter compared with reference [8].

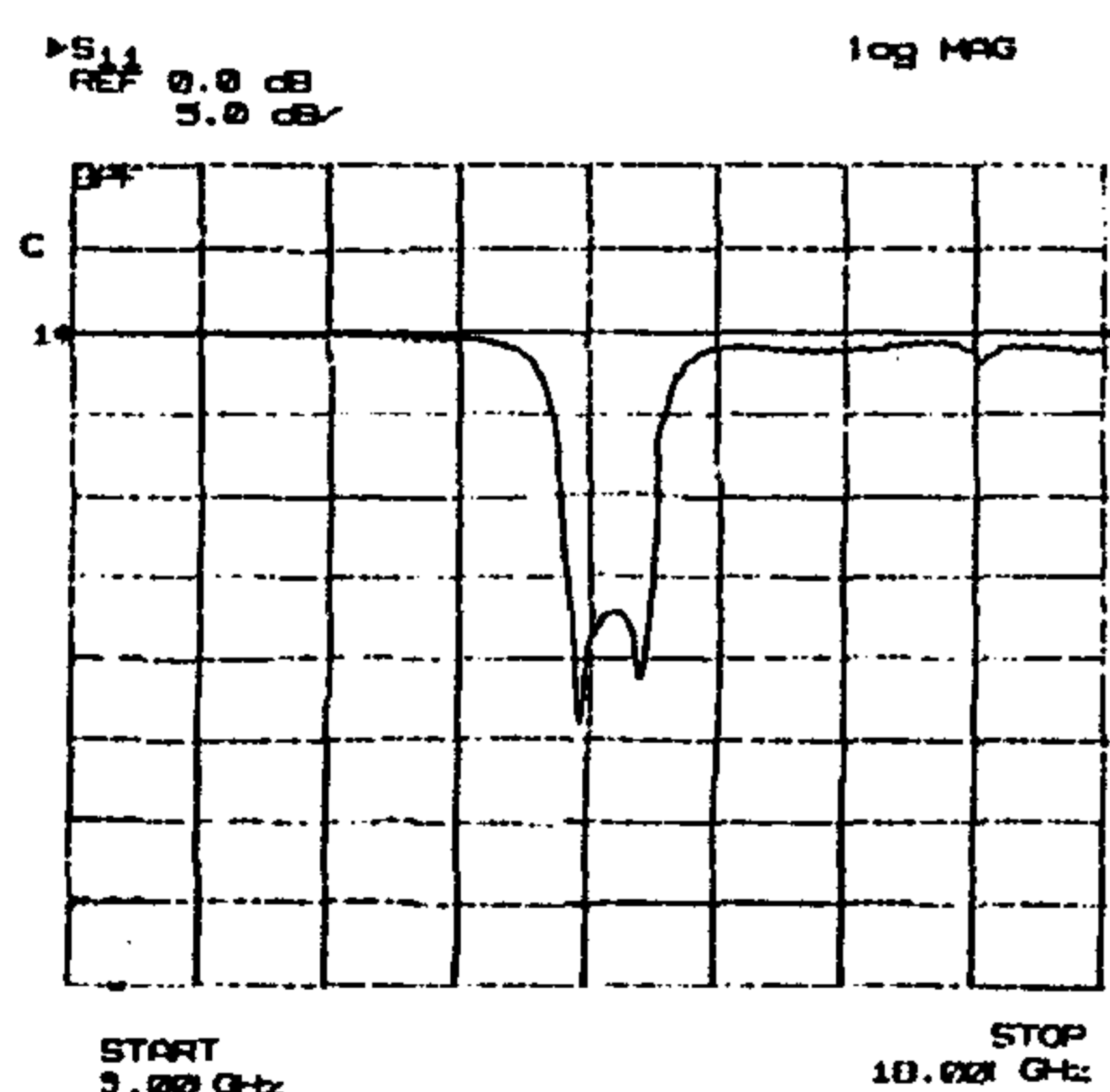


Fig. 9 Reflection parameter ( $S_{11}$ ) of high temperature superconducting filter

## 5. Conclusion

We report the characteristics of high temperature

superconducting microstrip filter at Ku band. To do this, we have designed and fabricated superconducting microstrip filter using high temperature superconducting thin film. It was fabricated by rf magnetron sputtering methods.  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  superconducting thin film on MgO has the strongly 'c' axis orientation. Our filter exhibits good microwave properties; high temperature operation and good agreement with design goal, reflection parameter ( $S_{11}$ ) and transmission parameter ( $S_{21}$ ).

## 6. Reference

- [1] B. H. Moeckly, S. E. Russek, D. K. Lathrop, R.A. Buhrman, J. Li and J.W. Mayer, "Growth of  $YBaCuO$  thin films on MgO: The effect of substrate preparation", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 57 PP.1687-1689.
- [2] D. Kalokitis et al., "measurement of microwave surface resistance of  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  thin films," *J. Ele. Mat.*, vol 19, pp 117-121, 1990.
- [3] Sung-Jin Park, Jong-sun Hwang, Dong-Chul Chung, Byung-Sung Han "Design & Fabrication of microstrip patch antenna using high- $T_c$  superconducting thin film" *1995 Spring Meeting of Materials Research Society*, April 18, Sanfrancisco, USA.
- [4] C. B. Eom et al., "In situ grown  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  thin films from single-target magnetron sputtering," *appl. Phys. Lett.*, vol. 55, pp.595-597, 1989.
- [5] G. Koren, E. Polturak, B. Fisher, D. Cohen, and G. Kimel, "Highly oriented as-deposited superconducting laser ablated thin films of  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  on  $SrTiO_3$ , Zirconia and Si substrates," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 53, pp. 2330-2332, 1988.
- [6] C. Wilker, et al., "5 GHz high-temperature-superconductor resonator with high Q and low power dependence up to 90 K" *IEEE trans on MTT*, Vol.39, No. 9, Sept., 1991.
- [7] J. R. James, P. S. Hall, *Handbook of Microstrip antennas*, IEE Electromagnetic Waves series 28 (P. Peregrinus Ltd UK), 1989.
- [8] Salvador H. Talisa et al., "Low and high temperature superconducting microwave filter" *IEEE trans on MTT*, Vol.39, No. 9, Sept., 1991.

# Fabrication of High Temperature Superconducting Microstrip Resonator With High Q and Low Power Dependence

Dong-Chul Chung\* Hyeong-Gon Kang\*\* and Byung-Sung Han\*\*  
Dept. of Electrical Engineering, Chonbuk National University,  
Duckjin-dong 1ga, Chonju, Chonbuk, Korea

**Abstract** - Microstrip resonator at Ku band was designed and fabricated using high-temperature superconducting thin film.  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  Superconducting thin film utilized in this research was deposited on SrTiO substrate using rf magnetron sputtering process. This superconducting film exhibits the unique microwave properties ; high temperature operation (89 K), low surface resistance(better than 1/20 that of copper at Ku band). This microstrip resonator with a resonant frequency 12 GHz at 90 K was 60 times better than an analogous copper counterpart and had a low power dependance up to 90 K. Various characteristics of this type resonator are presented. This fabrication technique using high temperature superconducting thin film improves the performance of filter.

## 1.Introduction

Various fabrication techniques of high temperature superconducting thin film have emerged for high temperature superconducting application[1] , and progress toward the development of bulk microwave components has been developed rapidly.

\* : student member of IEEE , he is working towards the Ph. D. degree at Dept. of Electrical Engineering, Chonbuk Nat' l Univ.

\*\* : He received the Master degree from Dept. of Electrical Engineering, Chonbuk Nat' l Univ.

\*\*\*: The professor of Dept. of Electrical Engineering, Chonbuk Nat' l Univ.

The recent reinforcement of high temperature superconducting thin film technique has fundamentally changed the prospects of electronic device and microwave passive device.

High quality high temperature superconducting thin film can be used in many application. Nonlinear high temperature Josephson elements for active circuits at liquid nitrogen temperature(77K) have been being studied their advantages in comparison with noise and power dissipation for schottky diode mixer systems. Also, microwave passive devices, such as duplexer, coupler, filter, and antenna[2] can be substitute with superconducting material. Major property of superconductor is very low surface resistance[3] compared with conventional normal conductor, such as copper, silver, and gold. Using this low surface resistance  $R_s$ , superconductors can reduce the insertion loss, and improve the efficiency of microwave passive devices

In these works, we report the fabrication of superconducting microstrip resonator at Ku band and describe various characteristics of this resonator. To fabricate this resonator, we prepared  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  superconducting thin film using rf magnetron sputtering technique[4], and then high- $T_c$  superconducting microstrip resonator is designed precisely and fabricated on SrTiO substrates. Various characteristics of this resonator were presented. The microstrip resonator has 12 GHz resonant frequency at 77 K, low power dependance, and high Q.

This paper is written as follows. The preparation of high temperature superconducting thin film and its characteristics are described in section 2. Section 3 describes design and fabrication procedure. In section 4, we presented experimental results, analysis

and discussion. Finally conclusion is provided

## 2. Growth of Superconducting Thin Film and Its Characteristics

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  thin films of 2000 Å thick were grown using rf magnetron sputtering process[4] on to 10 mm × 10mm × 0.5 mm SrTiO substrate optically polished as shown in Fig. 1.

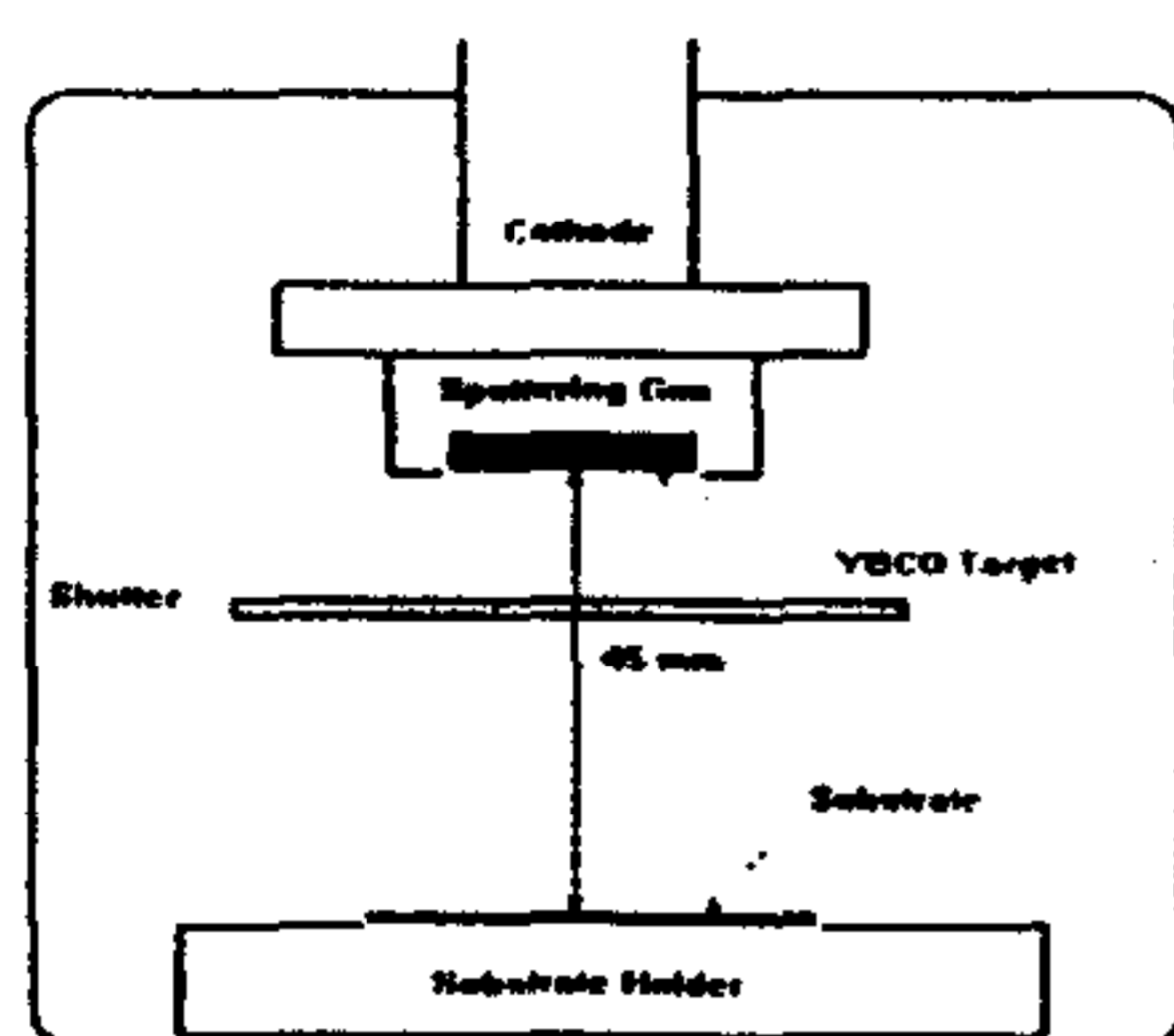


Fig. 1. Schematic diagram of rf magnetron sputtering system.

For this process, single target[5] of copper, barium and yttrium was used. Noncrystalline films with the thickness of approximately 1 μm were deposited at room temperature onto pre-cleaned SrTiO substrates. The substrates were mounted on a stainless steel block which was heated to 775 °C in the background pressure of 170 mmTorr with rf power of 21 W. Following deposition, the sample block temperature was lowered to 450 °C, the oxygen pressure was raised to 1 atmosphere and annealed for 2 hours. Then it was allowed to slowly cool in oxygen to room temperature before removing the growth superconducting film from the growth chamber.

The characterization of the film was examined using temperature dependence of resistivity, X-ray diffraction(XRD) and scanning electron microscopy(SEM). Figure 2 shows the critical temperature of the  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting thin film. The critical temperature( $T_c$ ) has been measured by conventional four point probe method. It was about 89 K. XRD pattern of the superconducting film is shown Fig. 3. It shows strong c-axis[6] peaks and few spurious peaks and indicated predominantly 'c' axis oriented material.

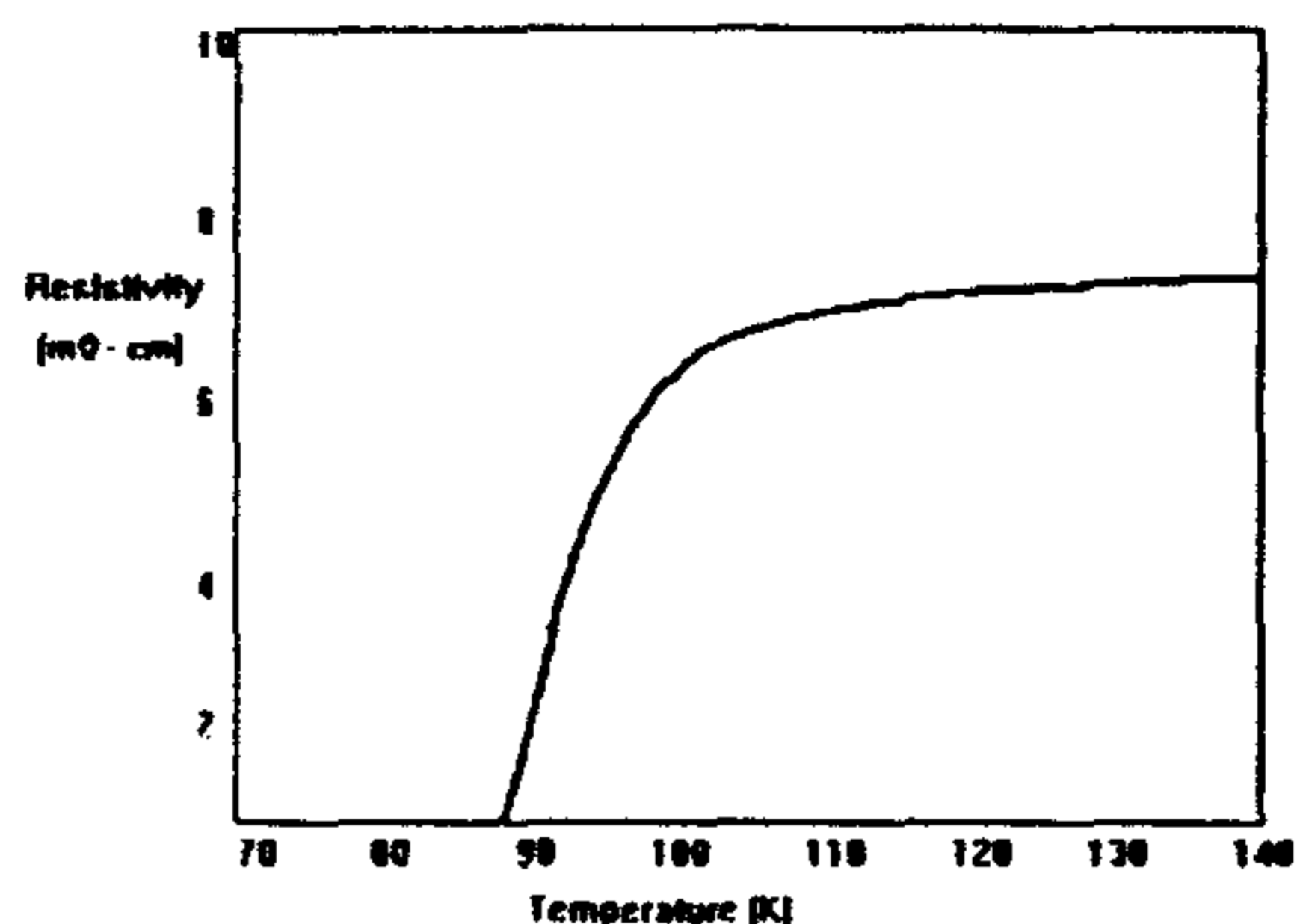


Fig. 2. Resistivity-temperature curves of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting thin film on SrTiO

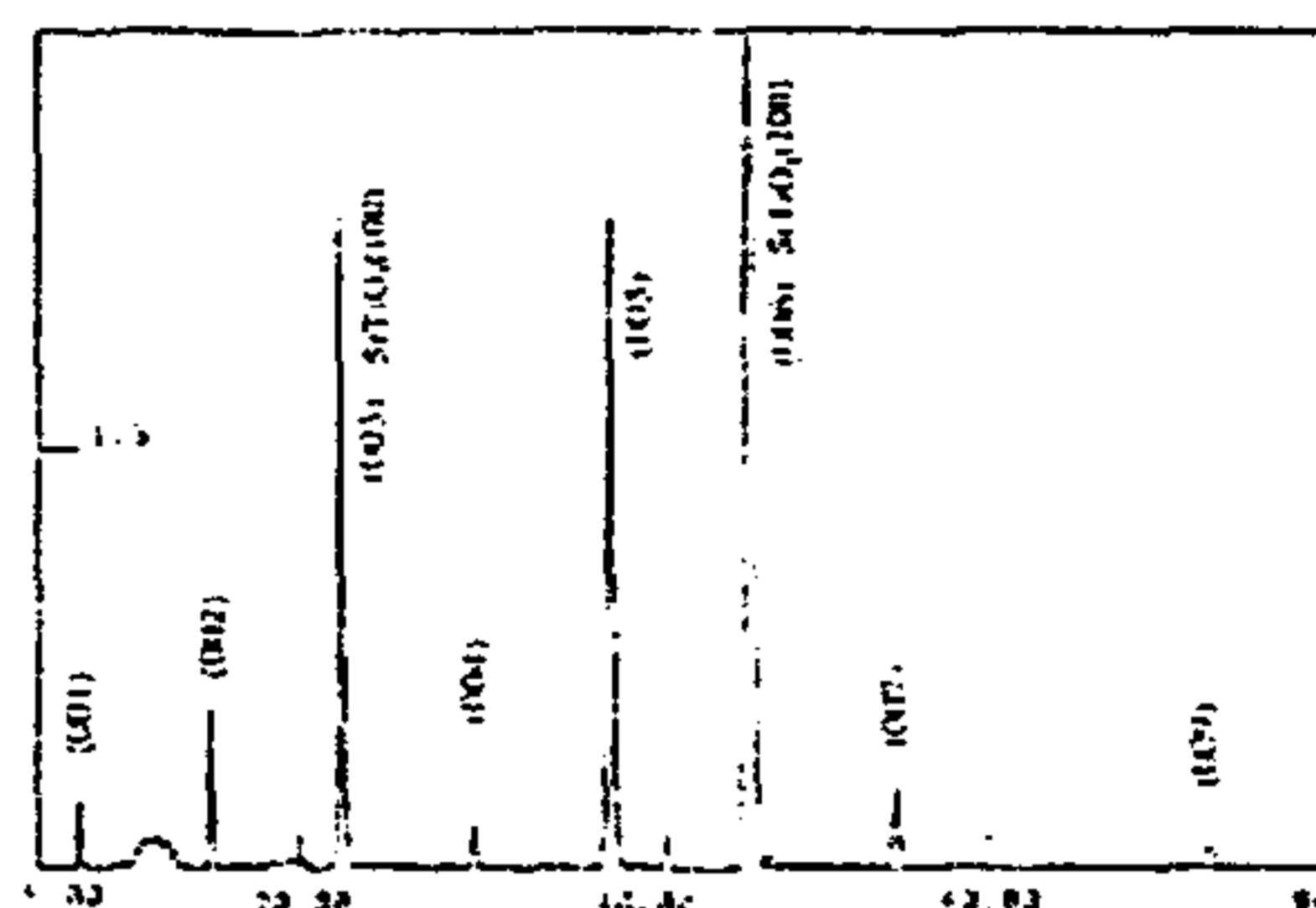


Fig. 3. XRD patterns obtained from  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting thin film on SrTiO

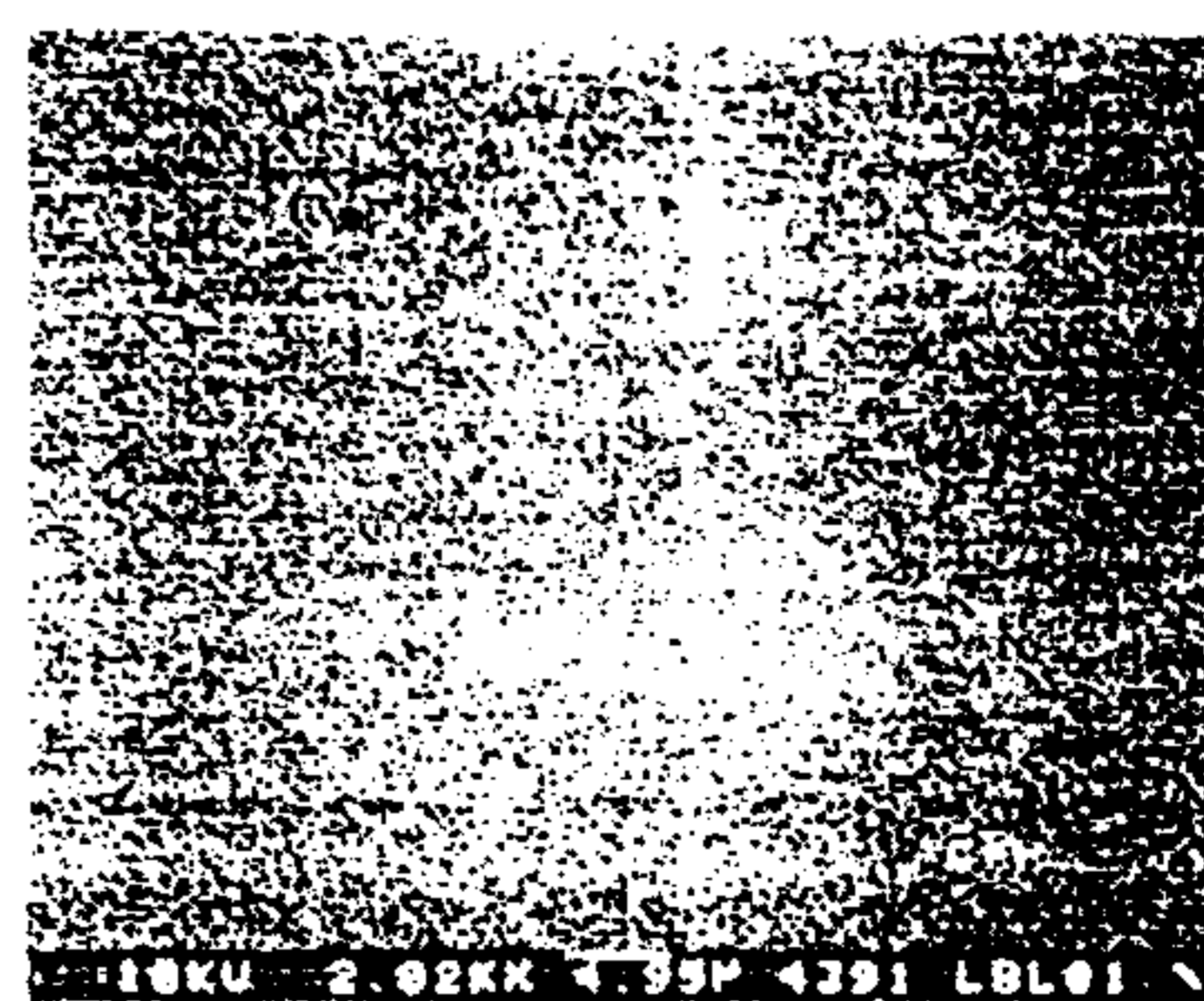


Fig. 4 SEM micrograph of the surface of the superconducting thin film

SEM image of the film shows that it is smooth and feature-less. This film shows no evidence of large grains of misoriented material or secondary phase

### 3. Design and Fabrication of microstrip Resonator

The superconducting film was patterned into microstrip resonator using standard photolithography. The designed pattern[7] is shown Fig. 5. A positive photoresist was spun on, exposed through contact mask aligner with a UV(ultra violet) and developed. The resonator pattern was defined by in a EDTA(Ethylene Diamine Tetraacetic Acid) solution which resulted in a well defined pattern with little undercutting. Finally a copper ground plane was evaporated on the reverse side of the pattern.

The microstrip line width of resonator was 0.23 mm and the length was 5.3 mm. Calculation of length was considered fringing capacitance. The calculated impedance of the line was  $50 \Omega$ .

The resonator was tested using an HP 8510 network analyzer in WR-28 waveguide. The Q's was extracted from the reflection response of the one port resonator.

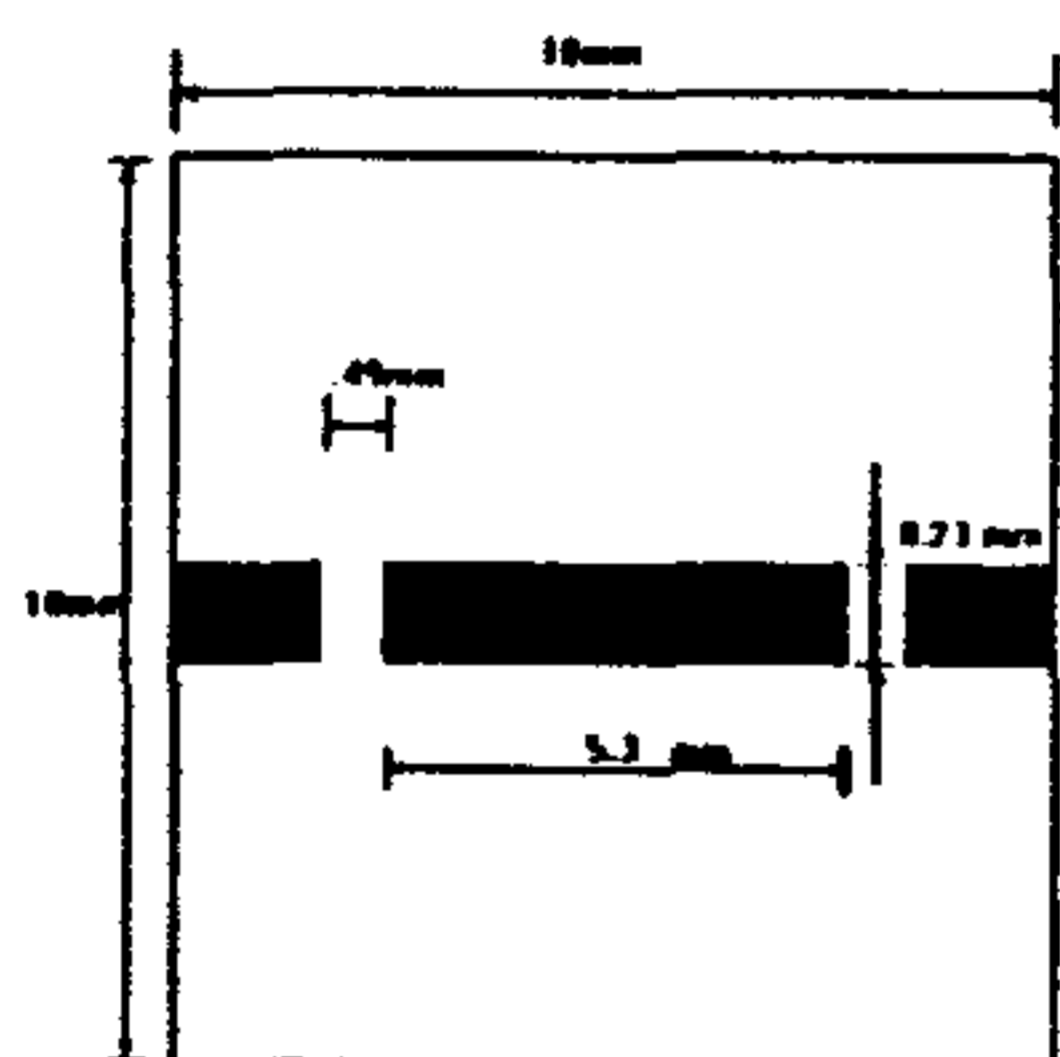


Fig. 5  $50 \Omega$  microstrip resonator with a resonant frequency of 12 GHz on a  $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$   $\text{SrTiO}_3$  substrate

### 4. Experiment and Discussion

Applying high temperature superconductor to electronic devices, the most difficult problem is cryogenic system. These superconducting devices must be cooled under the temperature of liquid nitrogen for better operating. To overcome this problem, we constructed a liquid nitrogen chamber, which is consist of stainless steel outer jacket and inner chamber machined of high-density polyethylene as shown in Fig. 7

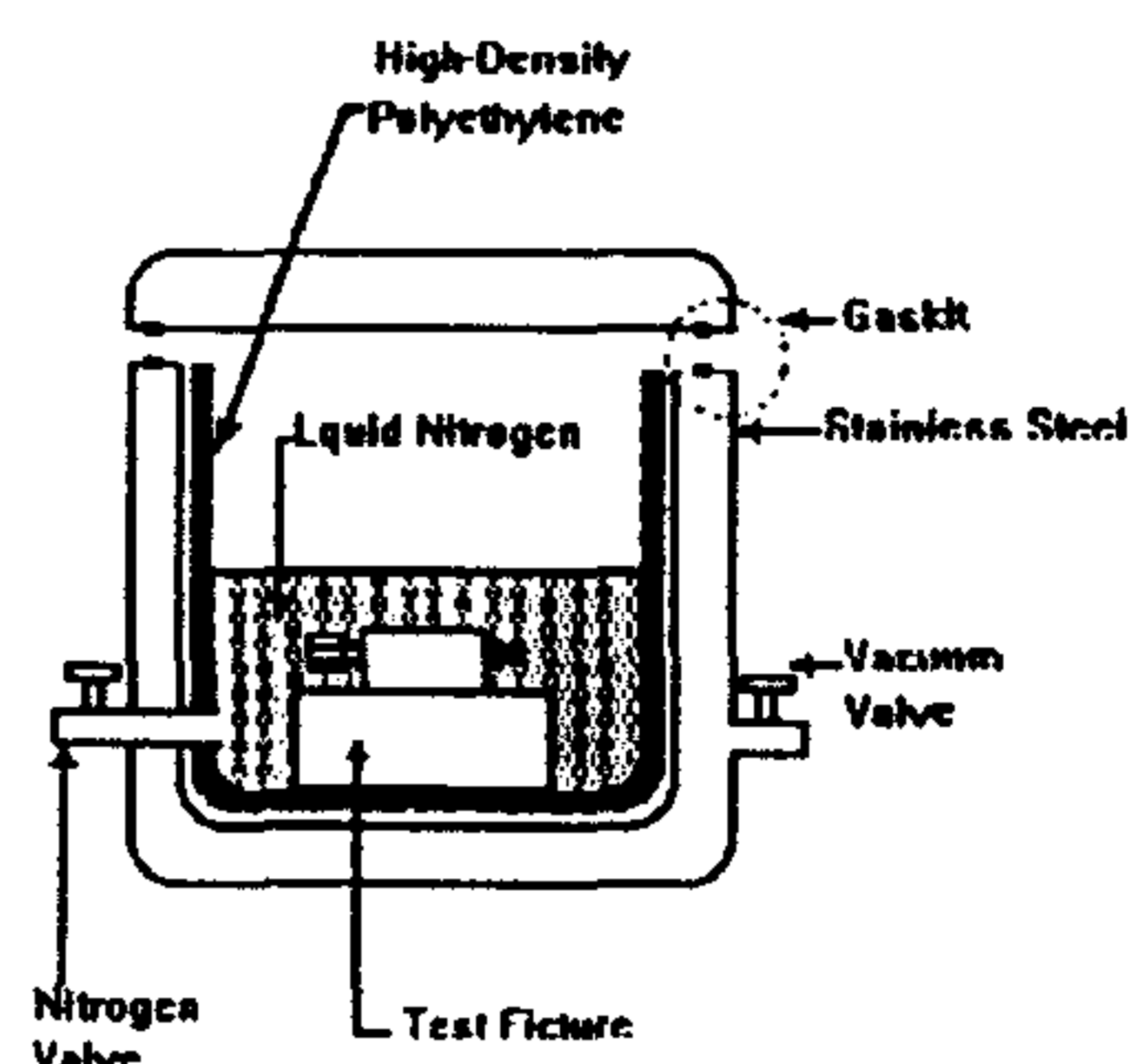


Fig. 7 Liquid nitrogen cryogenic chamber for test fixture

At 77 k, the transmission parameter,  $S_{21}$  of the superconducting resonator is shown in Fig. 8. The fundamental mode resonates at 11.97 GHz and the second harmonic mode resonates at around 17.7 GHz. The harmonics parameter was shown to all band. It seems to be resulted from the noise of bubble, change of effective dielectric constant from liquid nitrogen level, and the end effect of microstrip line of resonator, which is the coupling capacitance provided by fringing edge effect and package tolerance.

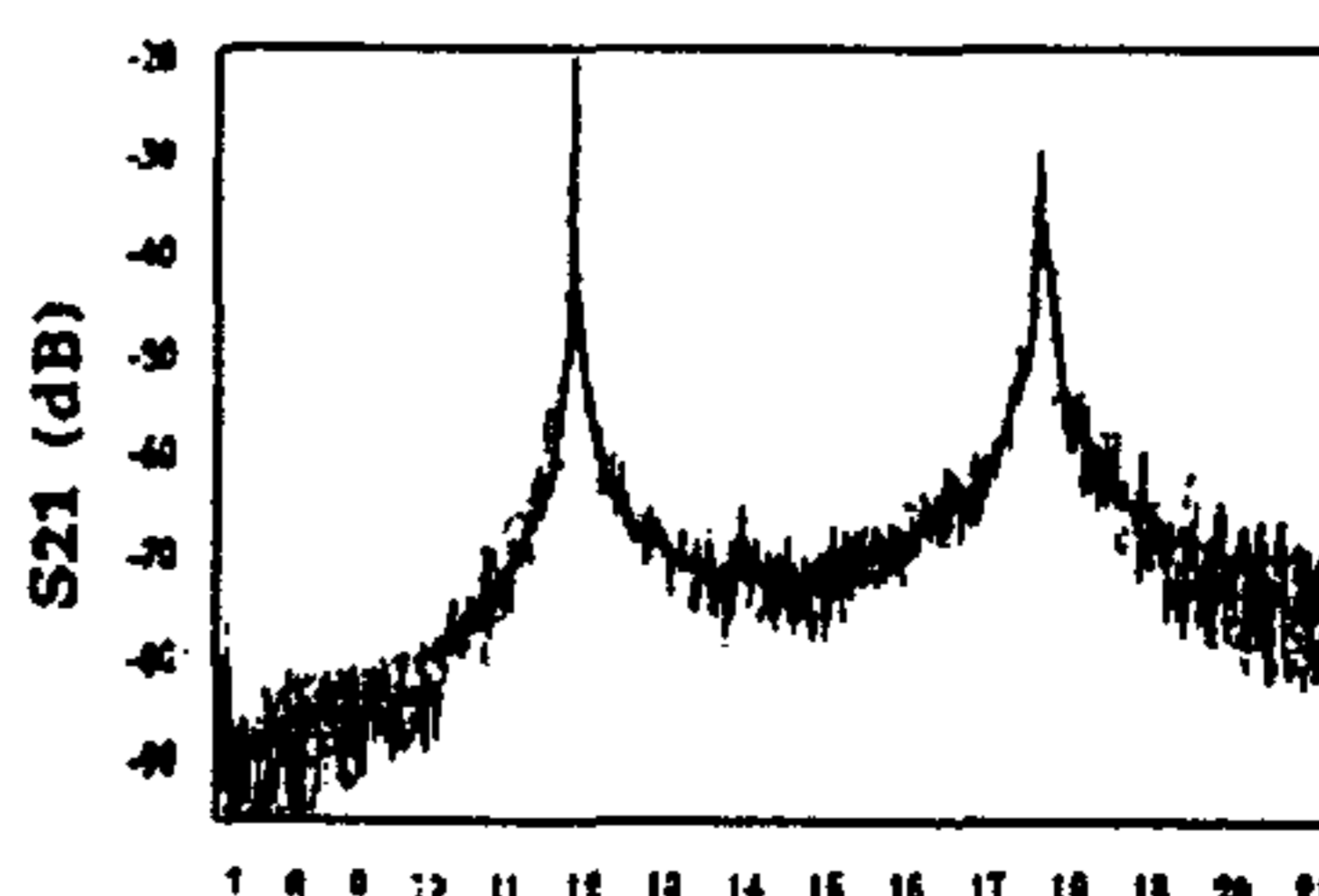


Fig. 8 Insertion loss of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting microstrip resonator.

Fig. 6 The photograph of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting microstrip resonator

The loaded Q versus the power dependence is shown in Fig. 9. It was compared with the gold resonator[7], which is 300 at 77 bK. This is indicated that our superconducting resonator performs 70 times better than gold counterpart.

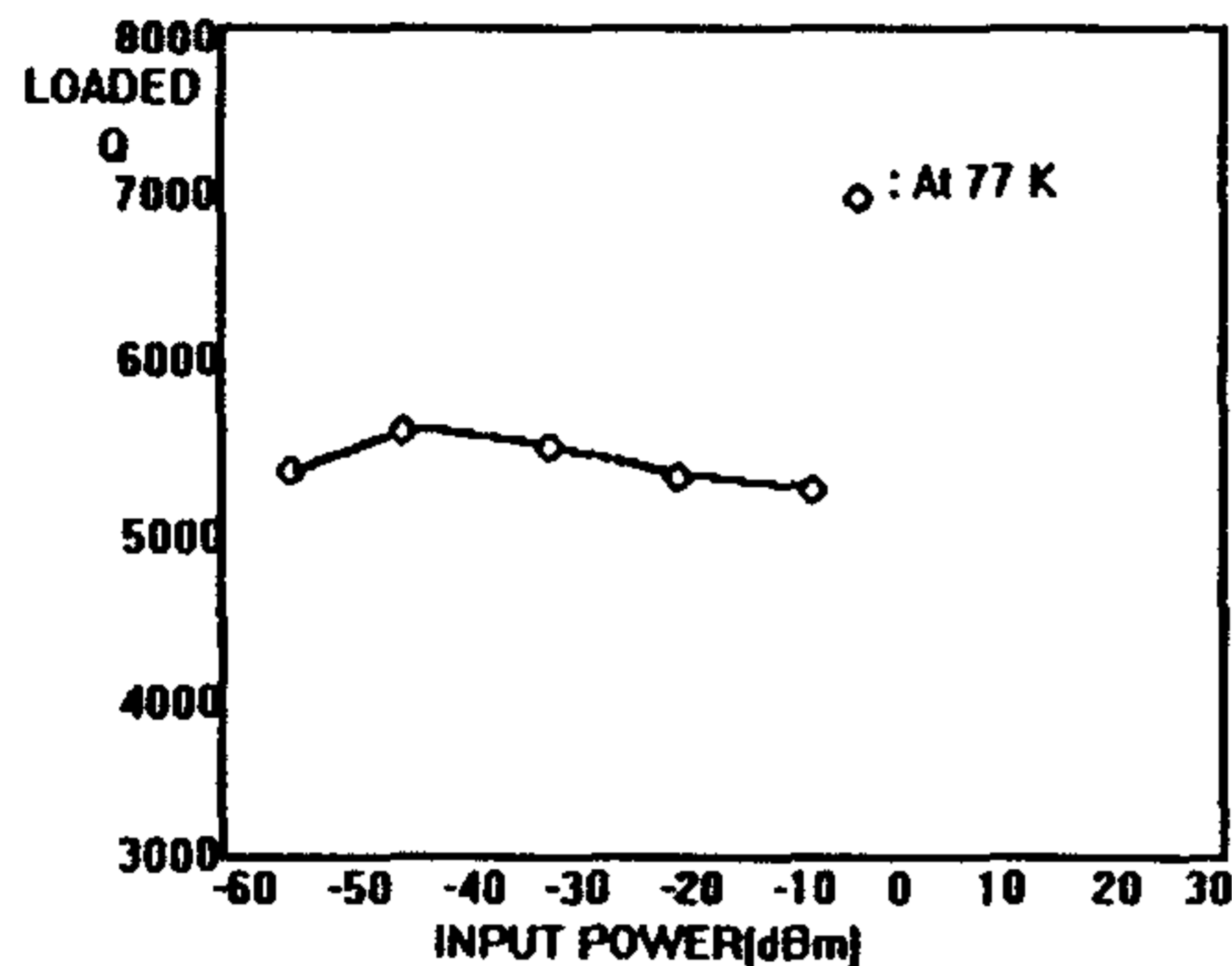


Fig. 9 Loaded Q versus input power for a  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting microstrip resonator at liquid nitrogen temperature

## 5. Conclusion

We have designed and fabricated Ku band microstrip resonator. It was fabricated from rf magnetron sputtering methods.  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting thin film on SrTiO prepared in this paper has a strongly 'c' axis orientation. The critical temperature is about 90 K and the morphology is smooth and feature-less. Our resonator exhibits good microwave properties; high temperature operation, very high Q and little power dependence. The performance of our resonator is 70 times better than gold counter part.

## 6. Reference

- [1] S. Y. Lee, K. Y. Kang, C. S. Yoon, E. H. Lee, "Processing of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconducting thin films for microwave device applications", *proceeding of SPIE*, vol. 2156, 1994, pp. 216.
- [2] Sung-Jin Park, Jong-sun Hwang, Dong-Chul Chung, Byung-Sung Han "Design & Fabrication of microstrip patch antenna using high- $T_c$  superconducting thin film" *1995 Spring Meeting of Materials Research Society*, April 18, Sanfrancisco, USA.
- [3] D. Kalokitis et al., "measurement of microwave surface resistance of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  thin films," *J.*

*Ele. Mat.*, vol 19, pp 117-121, 1990.

- [4] B. H. Moeckly, S. E. Russek, D. K. Lathrop, R.A.Buhrman, J.Li and J.W. Mayer, "Growth of  $\text{YBaCuO}$  thin films on MgO: The effect of substrate preparation", *Appl. Phys. Lett.* Vol. 57 PP.1687-1689.
- [5] C. B. Eom et al., "In situ grown  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  thin films from single-target magnetron sputtering," *appl. Phys. Lett.*, vol. 55, pp.595-597, 1989.
- [6] G. Koren, E. Polturak, B. Fisher, D. Cohen, and G. Kimel, "Highly oriented as-deposited superconducting laser ablated thin films of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  on  $\text{SrTiO}_3$ , Zirconia and Si substrates," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 53, pp. 2330-2332, 1988.
- [7] C. Wilker, et al., "5 GHz high temperature superconductor resonator with high Q and low power dependance up to 90 K" *IEEE trans on MTT*, Vol.39, No. 9, Sept., 1991.

# Input Impedance and Feeding Techniques of High Tc Superconducting Microstrip Patch Antenna

Dong-Chul Chung\*, Student Member IEEE, Byoung-Sung Han\*, and Jong-Sun Whang\*\*

\* Chon-Buk Nat'l Univ., Dept of EE., Duckjin Dong 1Ga, Duckjin Ku, Chonju, 560-756, Republic of Korea

\*\* Korea Atomic Energy Research Institute, Yusung, Taejon, 305-353, Republic of Korea

Sung Hae Joung\*\*\*, Ki Young Song\*\*\*, and Jin Ok Kim\*\*\*\*

\*\*\* Han Nam Univ. Dept. of Physics, P.O. Box 133 Oiung-dong Daeduk-gu Taejon, 300-791, Republic of Korea

\*\*\*\* Korea Research Institute of Standards and Science, P.O. Box 12, Yusung, Taejon 305-600, Republic of Korea

**Abstract**-Applying HTS to microstrip patch antenna, one of the most difficult problems is the impedance matching at feed point. For good impedance matching, the exact solutions of input impedance must be calculated. In this paper the solutions of it were presented. Thereafter, utilizing these solutions five feeding types of HTS antennas were fabricated and compared with identical copper antennas.

## I. INTRODUCTION

In this paper, the impedance matching and feeding techniques of HTS microstrip patch antenna[1] are presented. Impedance mismatching at feed point reduces the efficiency of HTS microstrip patch antenna. To get the better impedance matching, it is necessary to calculate the input impedance, exactly. Therefore, the moment method[2] solution of input impedance is presented. The formulation of this method uses the grounded dielectric slab Green's function[2] to account for the presence of the substrate and surface wave in the HTS antenna.

Subsequently, using these solutions, five feeding types of HTS microstrip patch antennas were designed and fabricated. These feeding types were directly coupled a microstrip transmission line to radiating patch or, nonradiating edge on MgO ( $\epsilon_r \approx 9.6$ ) substrates using YBCO superconducting thin films. Epitaxial YBCO superconducting thin films used in this work were deposited on MgO substrate using conventional rf magnetron sputtering process[3].

Finally, diverse experimental results are reported in terms of feeding techniques, reflection parameter, and compared with the results of copper antennas.

## II. CALCULATION OF INPUT IMPEDANCE

### A. Green's Function Formulation

As shown in Fig. 1, assuming the current elements were directed in the x-direction, the vector potential, using dielectric slab Green's function is [4]

$$A_x = \frac{\mu I l}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} z G_1 e^{jk_x(x-x_0) + jk_y(y-y_0)} dk_x dk_y \quad (1)$$

$$A_y = 0$$

$$A_z = \frac{\mu I l}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} k_x G_2 e^{jk_x(x-x_0) + jk_y(y-y_0)} dk_x dk_y \quad (2)$$

where,

$$z G_1 = \frac{\sin k_1 z}{k_1 \cos k_1 d + j k_2 \sin k_1 d} \quad (3)$$

$$G_2 = \frac{(\epsilon_r - 1) \sin k_1 d \cos k_1 z}{(k_1 \cos k_1 d + j k_2 \sin k_1 d)(\epsilon_r k_2 \cos k_1 d + j k_1 \sin k_1 d)} \quad (4)$$

where,

$$k_1^2 = \epsilon_r k_0^2 - \beta^2, \quad (\text{Im} k_1 < 0), \quad k_2^2 = k_0^2 - \beta^2, \quad (\text{Im} k_2 < 0),$$

$$\beta^2 = k_x^2 + k_y^2, \quad k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$$

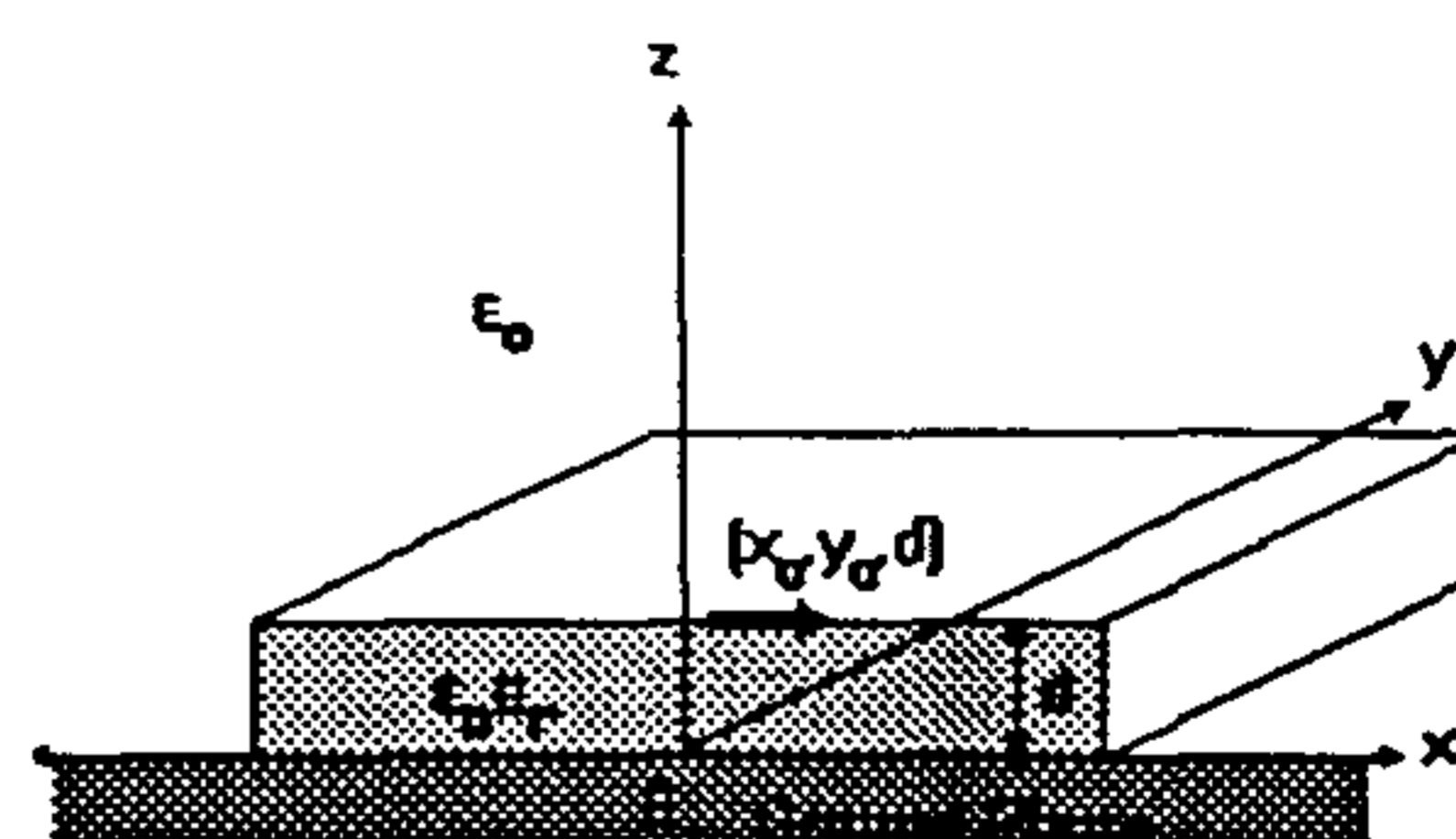


Fig. 1 An infinitesimal x-directed element on a grounded dielectric slab

Equation (1) and (2) can be evaluated by conventional numerical techniques[5]. In Fig. 1, the field point is at  $(x, y, z)$  and the source point is at  $(x_0, y_0, d)$ . The



electric fields are then found by

$$\vec{E} = \frac{-j\omega}{\epsilon_r k_o^2} (\epsilon_r k_o^2 \vec{A} + \nabla \nabla \cdot \vec{A}) \quad (5)$$

### B. The Moment Method Formulation

For calculation of electrical field integral equation, the moment method solution[6] used the Galerkin method[5]. On the microstrip radiating patch, the unknown surface current density  $\vec{J}_s$  is a set of N basis function[6]

$$\vec{J}_s = \sum_{n=1}^N I_n \vec{J}_n \quad (6)$$

Where  $I_n$  is the unknown current.  $\vec{J}_n$  is the nth basis function and represents current density in the x or y directions. A set of algebraic equation to be solved for unknown  $I_n$  is leaded using the same set of test functions[6].

$$[Z][I]=[V] \quad (7)$$

$$Z_{mn} = - \int_{s_n} \vec{E}_m \cdot \vec{J}_n ds, \quad (8)$$

$$V_m = \int_{v_i} \vec{E}_m \cdot \vec{J}_i dv \quad (9)$$

$\vec{J}_i$  is the impressed current and  $\vec{E}_m$  is electric field due to current density  $\vec{J}_n$  in (8) and (9). As a testing mode, PWS mode[6] was used,  $Z_{mn} = Z_{nm}$ .

### III. FEEDING TECHNIQUE

The HTS thin films used in this work were deposited on MgO substrates ( $\epsilon_r \approx 9.6$ ) by conventional rf magnetron sputtering process. The film thickness was measured to be about 5000 Å by a thickness monitor. Patterning of the HTS microstrip antennas was carried out by standard photolithography and the wet etching process.

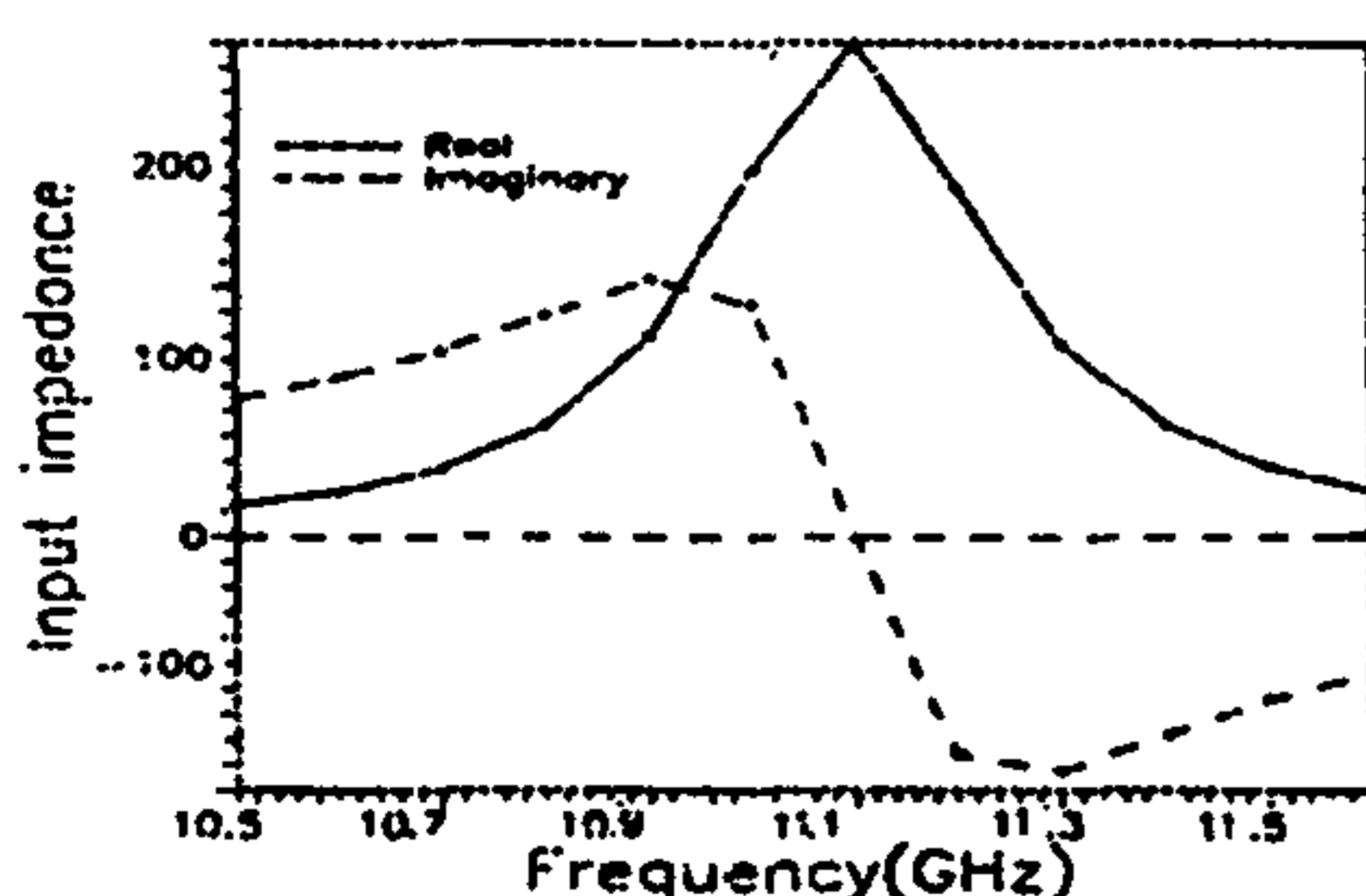


Fig. 2 Input impedance solution of moment method

From the input impedance solution of moment method as shown in Fig.2, five feeding types were considered and fabricated, as shown in Fig. 3. The photograph of fabricated HTS microstrip antennas was shown in Fig. 4. It has a resonant length of 4431  $\mu\text{m}$ , a width of 5349, and a 50  $\Omega$  feed line width of 490  $\mu\text{m}$ . To compare the characteristics of HTS microstrip antennas and those of normal metal antennas, the copper microstrip antennas of same dimensions were made on MgO substrates.

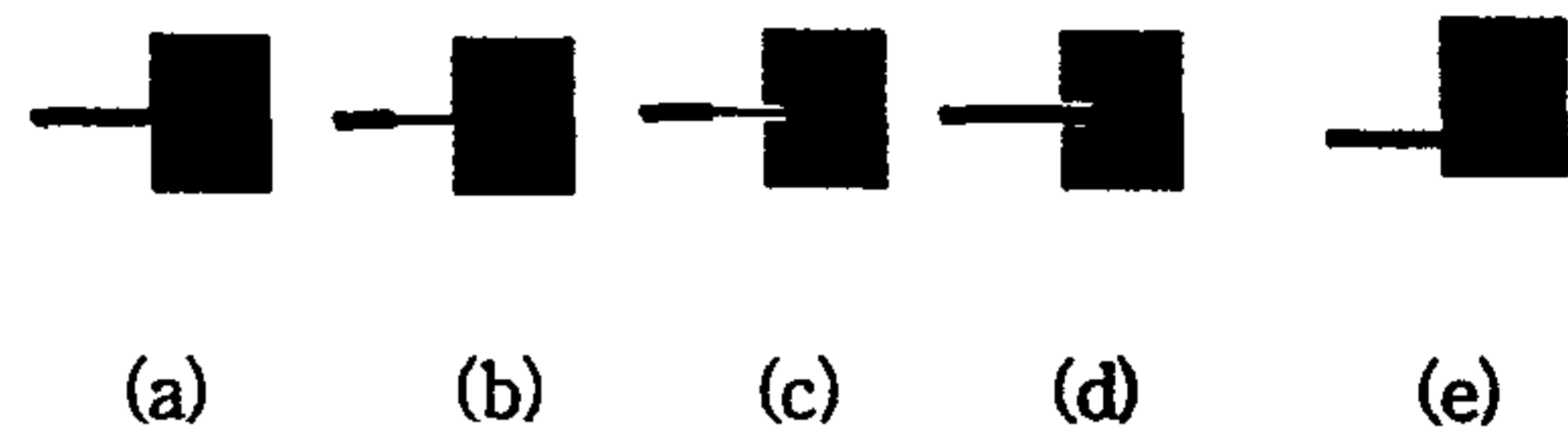


Fig. 3 Five feeding types of HTS microstrip antennas

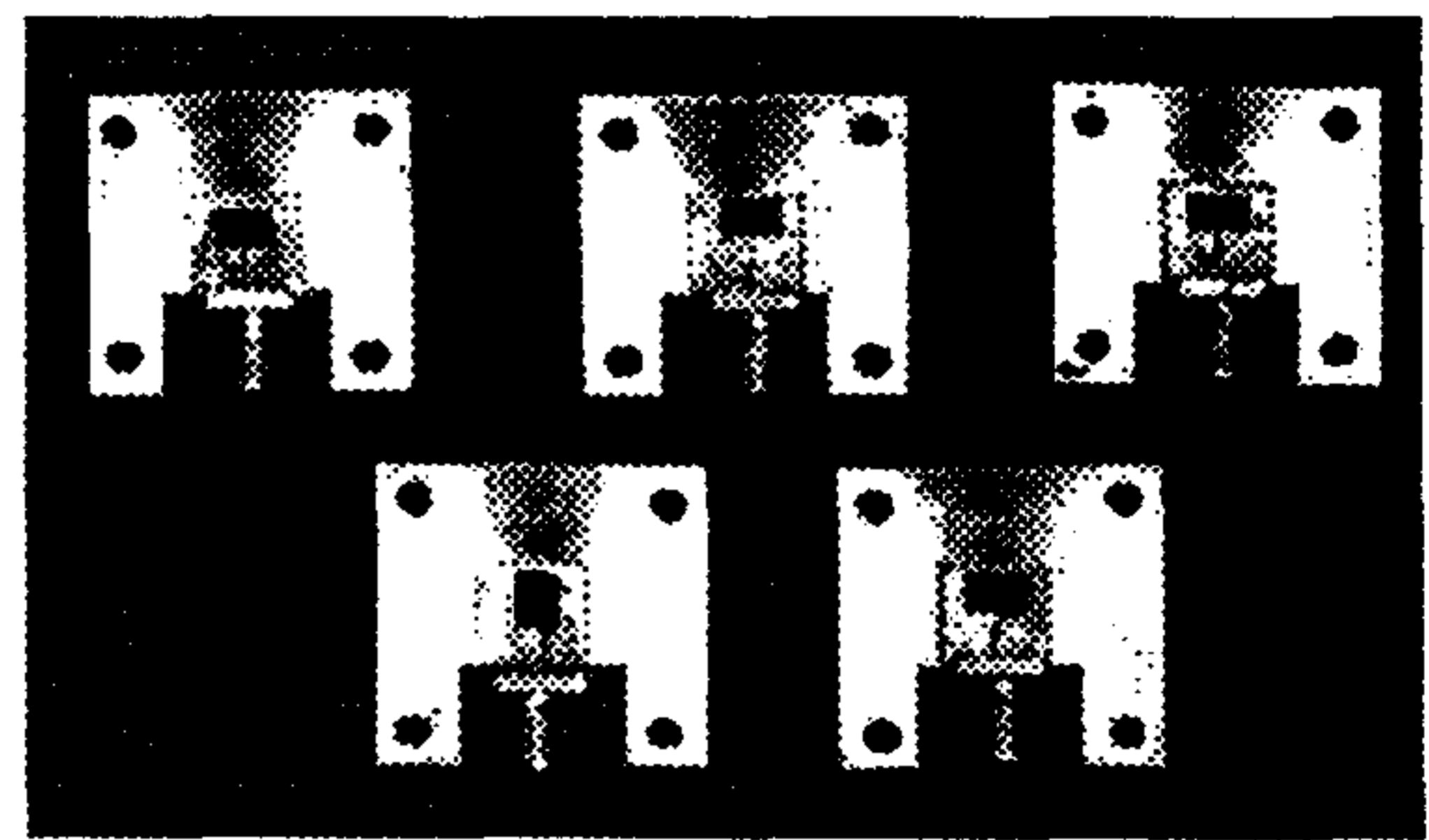


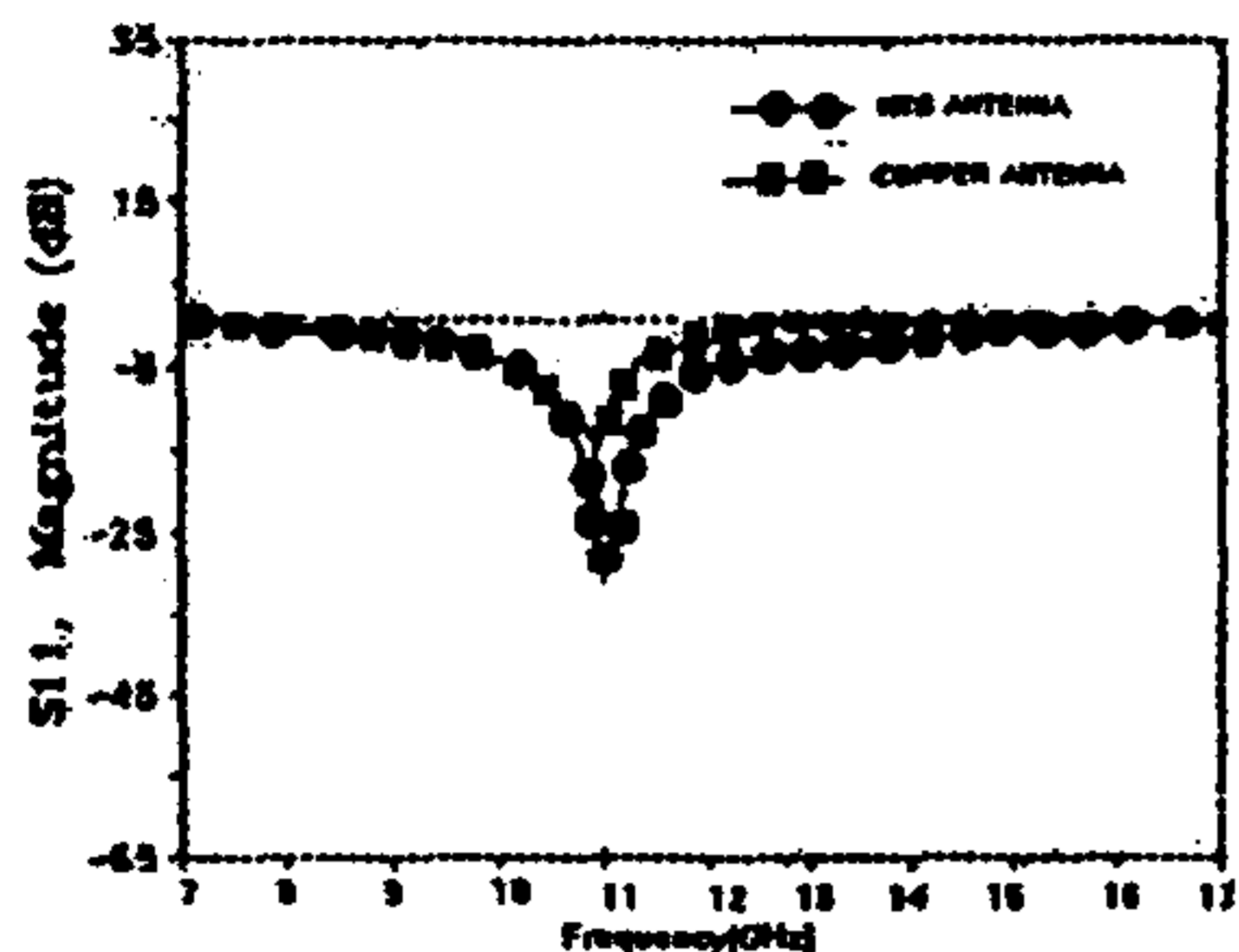
Fig. 4 Photograph of five feeding types of HTS antennas

### IV. RESULTS AND DISCUSSIONS

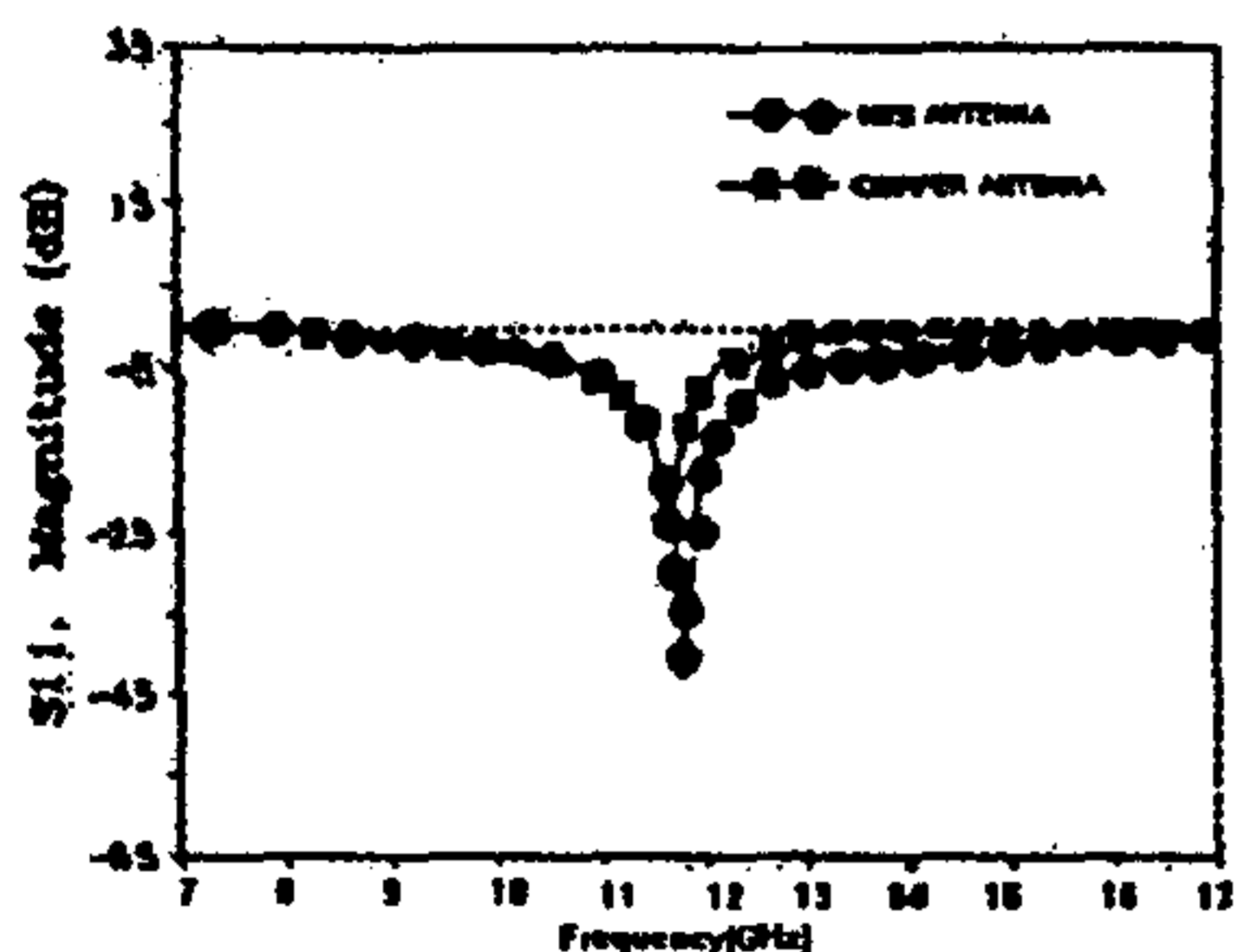
We have observed the reflection coefficient ( $S_{11}$ ) on superconducting microstrip antennas and compared it with copper microstrip antennas. Measurements were carried out over the frequency range of 7~17 GHz using HP8500 network analyzer.

Fig 5 shows the measured  $S_{11}$  parameter of HTS microstrip antennas and copper antenna. Fig. 5 (a) shows the  $S_{11}$  parameter of Fig. 3 (a) and the others show the  $S_{11}$  parameters of Fig. 3 (b),(c),(d),(e) respectively. The (a) type feeding of Fig. 3 has a lower reflection coefficient than the other types by -30 dB but, it has a better than copper counterparts by -17 dB. The (c) and (d) type feeding of Fig. 3 are best impedance matching than those for the others by -48 dB. As a whole, the reflection coefficients of HTS microstrip antennas are better than those of

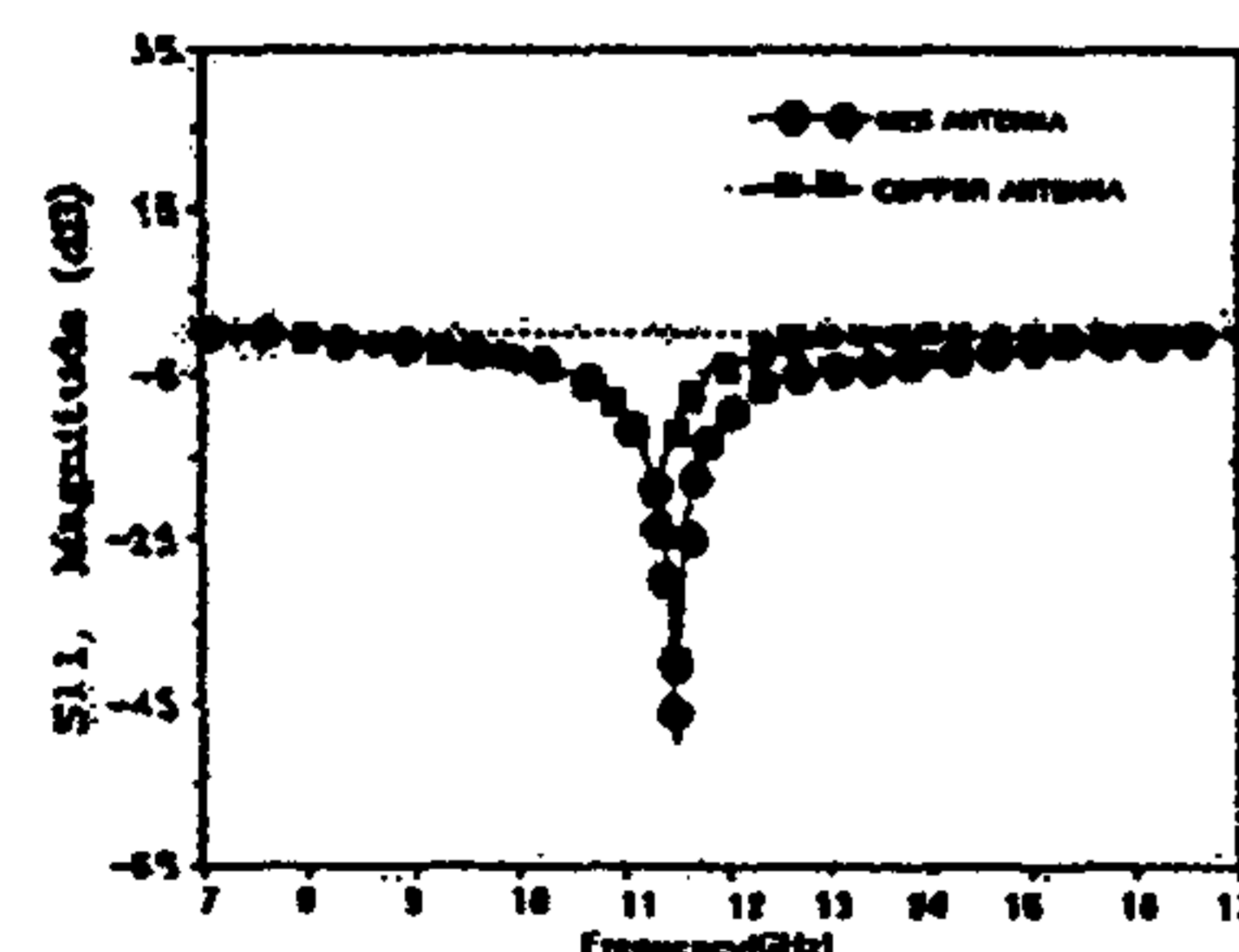
copper counterparts by - 15 ~ - 30 dB. The fundamental resonant peaks are 11.07 ~ 11.90 GHz. The variation of derived resonant frequencies of HTS antennas results from the tolerance of measurement system, the noise of the cryostat, and excessive etching at the resonant length.



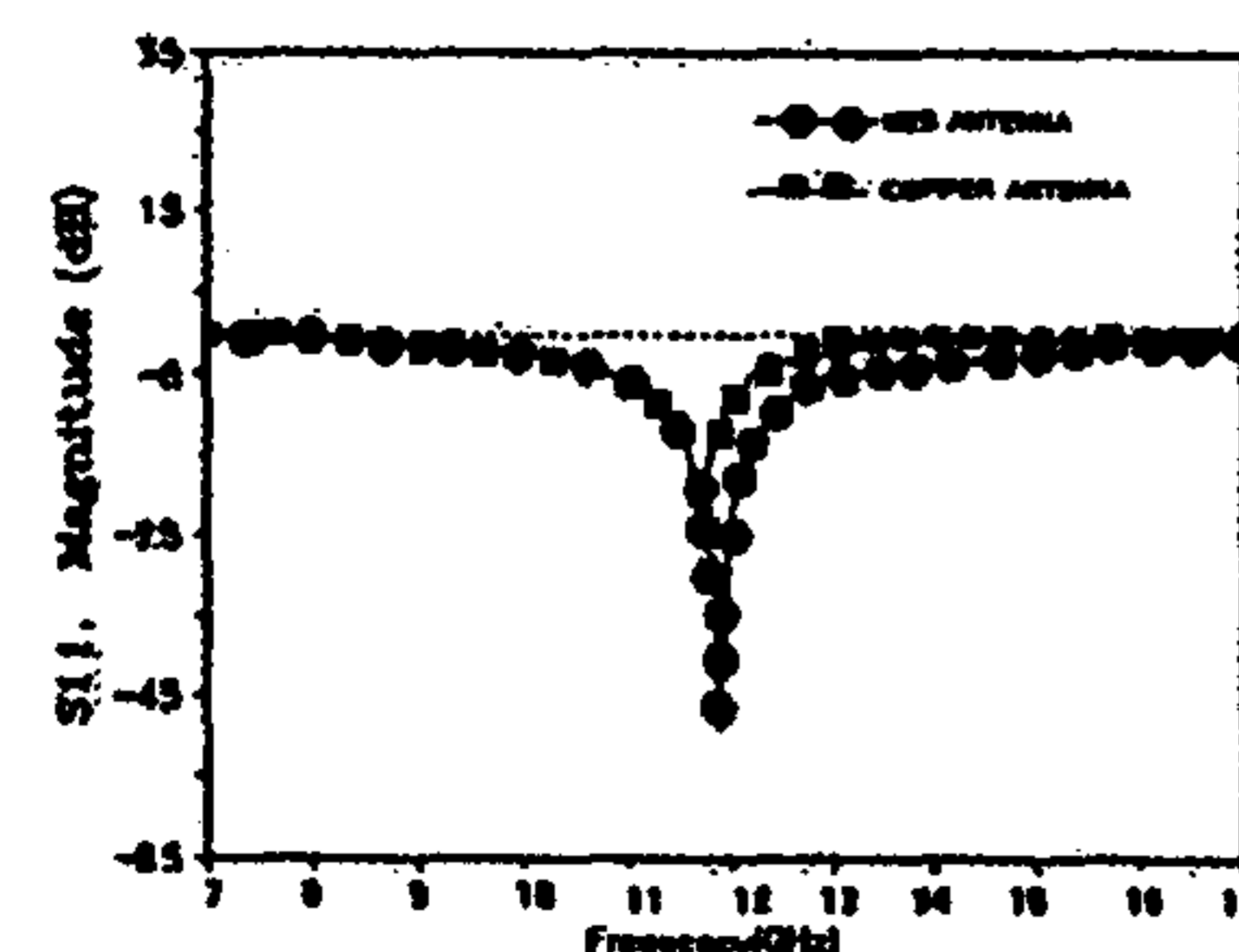
(a)



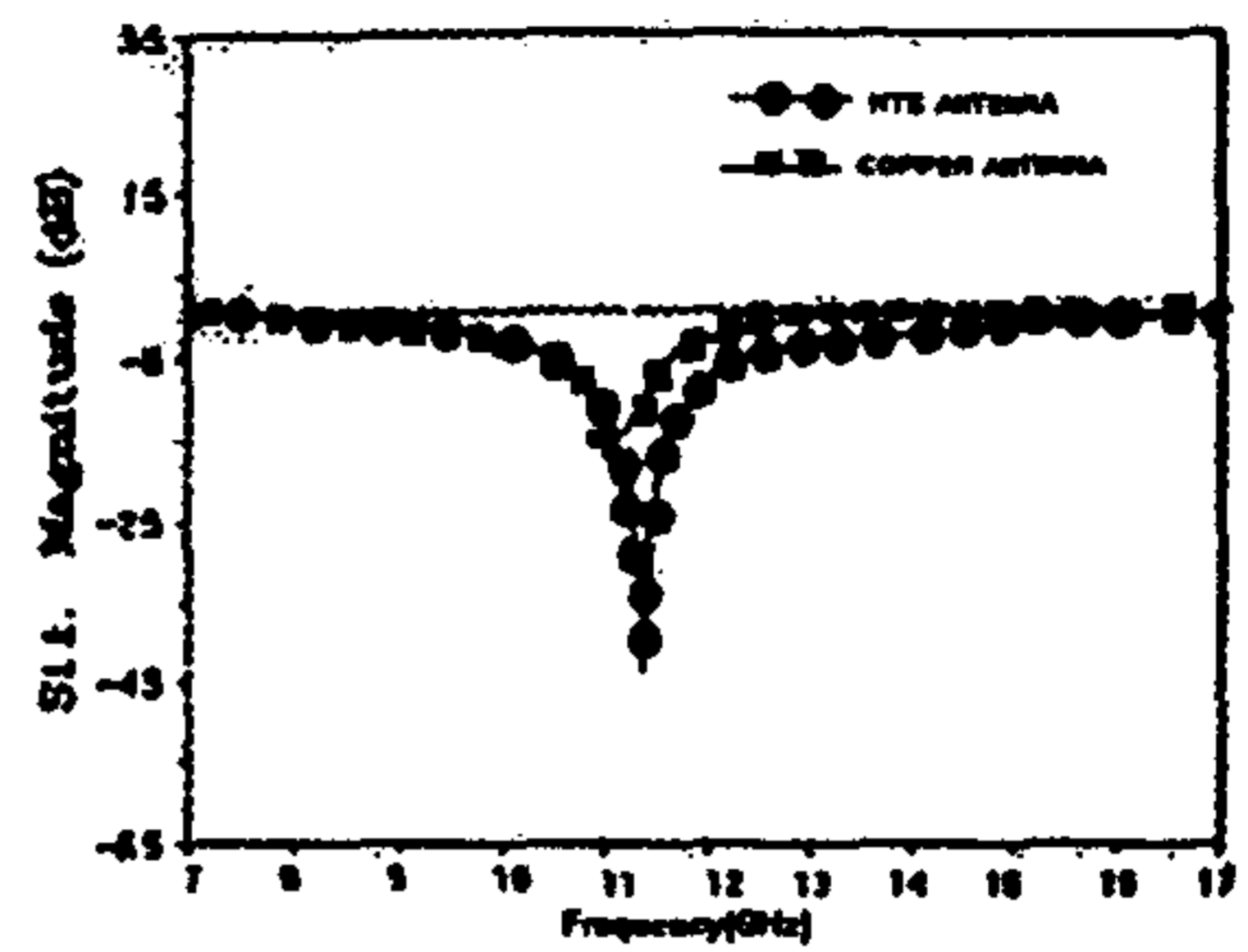
(b)



(c)



(d)



(e)

Fig. 5 S<sub>11</sub> parameter of HTS microstrip antenna

## V. CONCLUSION

We have introduced the calculation of input impedance by the moment method and five feeding techniques of superconducting microstrip antennas. To do this, YBCO superconducting films were deposited on MgO substrates by the rf magnetron sputtering process. To be compared with normal material counter part, copper microstrip antennas of the same dimension are fabricated. The reflection coefficients of HTS microstrip antennas are better than those of copper counterparts. Each feeding type, also is better than counterparts. The calculation of the input impedance and these feeding techniques of HTS antennas can be implemented with the realization of high efficient superconducting antennas for satellite communications.

## REFERENCE

- [1] R. J. Dinger, D. R. Bowling, A. M. Martin, "A Survey of Possible Passive Antenna application of High-Temperature Superconductors", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol.39, PP. 1498, 1991.
- [2] J. R. James, P. S. Hall, *Handbook of Microstrip antennas*, IEE Electromagnetic Waves series 28 (P. Peregrius Ltd UK)
- [3] S. Y. Lee, K. Y. Kang, C. S. Yoon, E. H. Lee, "processing of YBaCu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> superconducting thin films for microwave device applications", *proceeding of SPIE*, vol. 2156, pp. 216, 1994,
- [4] I. E. Rana and N. G. Alexopoulos, "Current distribution and input impedance of printed dipole", *IEEE Trans., AP.*, Vol. AP29, no. 1 pp.106-111 Jan. 1981.
- [5] B. Z. Vulikh, *Introduction to Fundamental Analysis for Scientist and Technologists*, translated by I. N. Sneddon, Pergamon press, Oxford, 1963
- [6] R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Methods*, The Macmilan co. press, New York 1967