

제1차년도  
연차보고서

고온초전도 기술 개발

Development of High  $T_c$  Superconductivity Technology

고온초전도 Josephson junction 제작 및 이를 이용한

마이크로파 특성연구 및 소자개발

Microwave Properties and its Device Applications of

High  $T_c$  Superconductive Josephson Junctions

연구기관

서강대학교

과학기술처

# 제 출 문

## 과 학 기 술 처 장 관 귀 하

본 보고서를 “고온초전도 기술 개발에 관한 연구” 과제의 (세부과제 “ 고온초전도 Josephson junction 제작 및 이를 이용한 마이크로파 특성연구 및 소자개발에 관한 연구”) 1차년도 연차보고서로 제출합니다.

1995년 5월 12일

주관연구기관명 : 서 강 대 학 교

총괄연구책임자 : 박 광 서

선 임 연 구 원 : 유 재 준, 김 광 회

연 구 원 : 이 상 민, 허 윤 성

송 인 상, 이 진 형

김 현 국, 박 재 흥

송 두 회, 김 진 영

# 요 약 문

## I. 제 목

고온초전도 Josephson junction 제작 및 이를 이용한 마이크로파 특성 연구 및 소자개발

## II. 연구 개발의 중요성 및 목적

1960년 Giaever에 의하여 처음으로 Josephson junction을 이용한 device들이 구현되고 있는 상황에서 볼 때 고온초전도 Josephson junction을 이용한 응용도 머지않은 미래에 실현될 것으로 여겨진다. 또한 고온초전도체의 응용은 싼 값의 액체질소를 사용하게 되므로 경제적인 효과가 클 뿐더러 기초과학과 응용과학에 끼칠 영향은 예측할 수 없을 정도로 큰 폭이 될 것이 예상된다. Josephson junction을 이용한 device의 개발은 초전도 응용의 한 분야인 에너지 저장 및 전송, 고자장 자석, 자기 부상열차 개발 등의 대규모 응용과 구별하여 소규모 응용에 속한다. 이 소규모 응용은 크게 양자 간섭장치(SQUID)와 마이크로파 장치로의 응용으로 나뉘어진다. 양자간섭장치가 Josephson junction의 자기장 특성을 이용하는 것에 반해 마이크로파 장치로의 응용은 Josephson 교류효과 자체를 이용하는 기술이다. 본 연구팀이 수행해 왔고 앞으로 집중적으로 연구하게 될 분야는 고온초전도 Josephson

junction의 비선형 성질, 즉 마이크로파 자발방출, 마이크로파 인가에 의한 전류-전압 특성변화 및 마이크로파 혼합기(microwave mixer) 특성 등이다. 이들 고온초전도 Josephson junction의 비선형 성질들은 가까운 미래에 상업화될 mm파와 마이크로파 통신에 있어 핵심적인 부분이 될 마이크로파 헤테로다인 검지기(microwave heterodyne detector)를 개발하는데 필수적인 특성들로서 이를 이해하고 직접응용에 앞서 예비 실험을 수행하여 응용 및 산업화의 토대를 이루는데 연구의 목적이 있다.

### III. 연구 개발의 내용 및 범위

본 연구과제에서 수행한 연구 개발의 내용 및 범위는 다음과 같다.

- i) 20 K까지 작동하는 마이크로파 특성 실험장치의 설계 및 제작
- ii) 다결정 고온초전도 bridge junction의 마이크로파 특성
- iii) a축 성장된 YBCO/PBCO/YBCO 다층막 Josephson junction의 마이크로파 특성
- iv) Inhomogeneous Josephson junction array(IJJA) 모델의 이론적 연구

### IV. 연구개발 결과 및 활용에 대한 건의

수행한 연구 결과 및 활용방안을 요약하면 다음과 같다.

- i) 고온초전도 Josephson junction의 마이크로파 특성들은 고온초전도를 이용한 다른 분야에서와 마찬가지로 아직까지 액체 헬륨 온도(4.2 K)에서 수행되고 있다. 이때 액체헬륨의 가격이 매우 비싸 실

험상의 어려움이 있기 때문에 헬륨 기체를 이용한 냉각기(closed circle refrigerator)를 이용하여 실험을 수행하려는 노력이 여러 연구소에서 진행되고 있다. 이에 약 20 K 정도까지의 온도 영역에서 Josephson 교류 효과를 측정할 수 있는 마이크로파 측정장치를 설계 제작하였으며 성공적으로 실험을 수행하였다. 이 측정장치에서의 문제점은 온도를 매우 안정하게 유지하지 못하고 약간의 온도 요동이 존재한다는 점이다. Josephson 소자의 비선형성이 증가할수록 이러한 온도 요동의 효과는 전기적으로 증폭되어 나타나므로 온도요동을 최소화할 수 있는 방법을 개발할 필요가 있다.

ii) 다결정 고온초전도 bridge junction의 마이크로파 특성은 기존의 단일 Josephson junction에 비하여 매우 강한 마이크로파 자발방출 등의 우수한 특성을 보이고 있다. 이러한 다결정 고온초전도 bridge junction의 비선형 성질들의 특이성을 다양한 실험을 통하여 알아보고 RSJ(Resistively Shunted Junction)모델을 이용하여 분석하였다. 또한 이를 bridge junction 들을 직렬 array 형태로 연결하고 상호 작용을 실험함으로써 3단자 소자로의 응용가능성을 알아보았다.

위에서 제작한 마이크로파 특성 실험 장치를 이용  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bulk bridge junction의 마이크로파 자발방출 특성을 실험하여 온도에 따른 전류-전압 곡선과 마이크로파 방출 출력간의 상호관계를 분석하였고  $Al_2O_3$  기판 위에  $CuAl_2O_4$  완충막을 이용  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  및  $Bi_2Sr_2Ca_1CuO_y$  막의 마이크로파 자발방출을 측정하여  $CuAl_2O_4$  완충막을 이용한 고온초전도 Josephson 소자 개발의 가능성을 확인하였다.

iii) 고온초전도 Josephson junction은 그 제작상의 어려움 때문에



bicrystal 기판이나 계란 형태로 식각된 기판 위에 제작된 grain boundary junction의 형태로 주로 제작되어 왔다. 그러나 아직까지 다층막 형태로 제작된 고온초전도 Josephson junction은 충분히 실험되지 못하고 있는 실정이다. 이에 다층막 형태의 한 유망한 형태인 a축 성장된  $Y_1Ba_2Cu_3O_y/Pr_1Ba_2Cu_3O_y/Y_1Ba_2Cu_3O_y$  Josephson junction을 laser ablation 방법으로 제작하여 마이크로파 특성 실험을 수행하였다. 그 결과로 Josephson 이론을 만족시키는 Shapiro step 특성을 관찰할 수 있었지만 마이크로 자발방출 특성을 관측하는 데는 어려움이 있었다. 이는 다층막을 성장시킨 기판이  $SrTiO_3$ 로서 마이크로파 손실이 매우 크기 때문인 것으로 생각되며 따라서  $LaSrGaO_4$  등의 마이크로파 특성이 비교적 우수한 기판을 사용하여 다시 제작할 필요가 있다.

iv) 고온초전도체의 특성상 Josephson 접합의 제작은 매우 어려우나 grain boundary 접합은 이를 해결할 수 있는 방법중의 하나로 제시되었다. 하지만 고온초전도체의 coherence length가 10 Å 정도로 매우 짧기 때문에 고온초전도 접합은 저온초전도 접합에 비해 훨씬 비균일하다. 그러므로 고온초전도 접합의 비균일성 때문에 발생하는 효과를 연구할 필요가 있다. 비균일한 grain boundary 접합을 연구하기 위해 RSJ 모델을 확장하였고, 이러한 모델을 이용하여 전압-전류 특성과 자발방출 출력을 수치해석적으로 계산하였다. 계산되어진 결과는 마이크로파의 응용을 향상시키는 데 있어 중요한 역할을 할 것으로 기대된다.

# S U M M A R Y

## I. TITLE

Microwave Properties and its Device Applications of High  $T_c$  Superconductive Josephson Junctions.

## II. OBJECTIVES AND SIGNIFICANCE OF THE PROJECT

Since Giaever firstly saw the tunnelling effects of superconductor/insulator/superconductor Josephson junctions in 1960, many applications have been tried using low  $T_c$  superconducting materials.

Under the present circumstance the applications of high  $T_c$  Josephson junctions seem to be made in the near future. The applications of Josephson junction include the microwave devices, superconducting quantum interference devices and computer devices. The main object of the present research is to study the nonlinear properties of the high  $T_c$  superconducting Josephson junctions such as microwave self-radiations, microwave induced

Shapiro steps and microwave mixing properties. The understanding of these will make it possible that we use the high  $T_c$  Josephson junctions as essential components of mm-wave and microwave communication systems which will be commercialize in the near future.

### III. CONTENTS OF THE RESEARCH

The present research covers which following areas:

- i) Microwave experimental system design in a cryogenic refrigerator down to 20 K.
- ii) Microwave properties of granular high  $T_c$  superconducting bridge junctions.
- iii) Josephson effects of all a-axis oriented  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  /  $Pr_1Ba_2Cu_3O_y$  /  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  multilayer junction.
- iv) Theoretical study of Inhomogeneous Josephson junction array(IJJA) model.

### IV. RESULTS OF THE RESEARCH AND SUGGESTION FOR THE APPLICATION.

- i) Almost of the experiment of microwave properties of high  $T_c$  superconducting Josephson junctions are carried in a liquid. He



Dewar as well as other fields of high  $T_c$  applications. Since the cost of liquid He is very expensive, many researchers try to develop the experimental systems which can be operated in a cryogenic refrigerator. We have designed a microwave experimental system in a cryogenic refrigerator down to 20 K and successively measured the microwave self-radiations from current biased Josephson junctions.

ii) Granular high  $T_c$  superconducting bridge junctions showed much better microwave properties such as strong microwave self-radiations than single Josephson junctions did. We have studied the nonlinear properties of granular high  $T_c$  superconducting bridge junctions with experimental and theoretical approaches. We also used the  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bulk variable thickness bridges,  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  and  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$  bridges grown on the  $Al_2O_3$  substrates with  $CuAl_2O_4$  buffer layers.

iii) Since the fabrication of high  $T_c$  Josephson junction is one of the most difficult technology in the material engineering, almost all the Josephson junctions are made as grain boundary types on  $SrTiO_3$  bicrystals and step-edged  $MgO$  substrates, multilayer types of Josephson junctions with high  $T_c$  materials, which, however, have not been sufficiently tested yet. We tried to experiment the microwave properties of all a-axis oriented  $Y_1Ba_2Cu_3O_y/Pr_1Ba_2Cu_3O_y/Y_1Ba_2Cu_3O_y$  trilayer Josephson junction which

was grown by laser ablation method. We showed the Shapiro steps which is consistent with the Josephson theory, but failed to measure the microwave self-radiations which is attributed to high microwave loss of SrTiO<sub>3</sub> substrate. So we need to try this experiment with different substrates such as LaSrGaO<sub>4</sub> of which microwave loss is lower than that of SrTiO<sub>3</sub>.

iv) Grain boundary junction is one of easy ways for preparation of high T<sub>c</sub> Josephson junction. But, since the coherence lengths of high T<sub>c</sub> materials are order of 10 Å, the junctions composed by them are more inhomogeneous than the junctions by low T<sub>c</sub> materials. It is very important to study the inhomogeneous effects of high T<sub>c</sub> Josephson junctions. The RSJ (resistively shunted junction) model have been generalized to consider inhomogeneous grain boundary junctions. IV characteristics and self radiational spectral densities have been calculated numerically by using this generalized RSJ model. These results describe well the unusual behavior in grain boundary junctions. The results calculated by us are expected to contribute to the improvement of real microwave applications.

# CONTENTS

## **Chapter 1. Microwave experimental system design in a cryogenic refrigeration down to 20 K**

section 1. Introduction -----	1
section 2. Microwave measurement system -----	2
section 3. Results and discussion -----	4

## **Chapter 2. Microwave properties of granular high $T_c$ superconducting bridge junction**

section 1. Introduction -----	9
section 2. Experiment -----	10
section 3. Results and discussion -----	12

## **Chapter 3. Josephson effects of all a-axis oriented $Y_1Ba_2Cu_3O_y / P_1Ba_2Cu_3O_y / Y_1Ba_2Cu_3O_y$ multilayer junction**

section 1. Introduction -----	33
section 2. Experiments -----	34
section 3. Results and discussion -----	35

## **Chapter 4. Theoretical study of inhomogeneous junction array (IJJA) model**

section 1. Introduction -----	48
section 2. Research methods -----	50
section 3. Results and discussion -----	53
Appendix. Published and submitted papers -----	71

# 목 차

## 제 1 장. 20 K까지 작동하는 마이크로파 특성 실험 장치 및 제작

제 1 절 연구 배경 및 개요	1
제 2 절 마이크로파 특성 측정 장치	2
제 3 절 결과 및 논의	4

## 제 2 장. 다결정 고온초전도 bridge junction의 마이크로파 특성

제 1 절 연구 배경 및 개요	9
제 2 절 실험 방법	10
제 3 절 결과 및 논의	12

## 제 3 장. a축 성장된 YBCO/PBO/YBCO 다층막 Josephson Junction의 마이크로파 특성

제 1 절 연구배경 및 개요	33
제 2 절 실험방법	34
제 3 절 결과 및 논의	35

## 제 4 장. Inhomogeneous Josephson junction array ( IJJA )

### 모델의 이론적 연구

제 1 절 연구배경 및 개요	48
제 2 절 연구수행방법	50
제 3 절 결과 및 논의	53

부록 . 발표 및 투고된 논문	71
------------------	----



# 제 1 장    냉각기 속에서 20 K까지 작동하는 마이크로파 측정 장치의 설계 및 제작

## 제 1 절    연구 배경 및 개요

Josephson 효과는 다음과 같은 수식으로 표현된다.<sup>[1]</sup>

$$J = J_c \sin \phi \quad (1-1)$$

$$\phi = \phi_0 + \frac{2e}{\hbar} Vt \quad (1-2)$$

여기서  $J_c$ 는 임계전류밀도를  $\phi$ 는 두 초전도체간의 위상차를,  $V$ 는 전압차를 나타낸다. 이식은 Josephson junction에 양단의 전압이 0일 때도 초전도 전류  $J$ 가 흐를 수 있으며 양단의 전압이 0이 아닐 때는  $\frac{2e}{\hbar} V$ 에 해당하는 교류전류가 발생한다는 것을 의미한다.<sup>[2]</sup> 전자를 직류효과 후자를 교류효과라 부른다. 직류효과는 두 초전도체가 어떤 거리 만큼 떨어져 있더라도 여전히 하나의 초전도체로서 작용할 수 있다는 것을 의미하며 약한 초전도 현상(weak superconductivity)이라고 부른다. 교류효과에 대해서는 발생하는 교류전류의 주파수  $\frac{2e}{\hbar} V$ 가  $V$ 가 1 mV 이하일 때 500 GHz이하로서 주로 마이크로파와 mm파 영역의 신호 발생기나 신호 검지기로서 Josephson junction을 사용할 수 있게 되는 것이다.<sup>[3]</sup> 저온 초전도

Josephson junction의 경우는 이미 지구상에 존재하는 어떤 소자로도 도달할 수 없는 미세 마이크로파 및 mm파 검지기 제작에 성공하여 전파 천문학 분야에서 응용이 시도되고 있다. 고온초전도체를 이용하여 이와 같은 응용을 실현할 수 있게 된다면 경제적인 측면에서 엄청난 이득이 기대된다. 그러나 현재로서는 양질의 고온초전도 Josephson junction의 제작 상의 문제가 해결되지 않은 상태이기 때문에 대부분의 실험이 기초특성연구와 그 특이성의 이해를 추구하는 시점이다. 따라서 대부분의 고온초전도 Josephson junction의 마이크로파 실험이 액체헬륨 상에서 진행되고 있다. 따라서 고온초전도든 저온 초전도든 간에 액체 헬륨을 사용하여 실험을 하는데 따르는 비용의 문제가 응용에 있어 큰 걸림돌이 아닐 수 없다. 이에 본 연구팀은 기체헬륨의 압축 팽창 과정에서의 온도 저하를 이용한 cryogenic 냉각기 안에서 Josephson junction의 마이크로파 특성을 실험할 수 있는 도파관 및 진공 chamber 그리고 cavity 형태의 sample holder 등을 설계 제작하여 국내에서는 처음으로 여러 마이크로파 특성을 측정하는데 성공하였다. 이 장치는 일정량의 기체 헬륨과 약 2 kW/h의 전력으로 장시간 미세한 마이크로파를 검출한다든지 마이크로파에 의한 Josephson junction의 전류-전압 특성 변화들을 측정할 수 있도록 고안되었으므로 고온초전도 Josephson junction의 여러 마이크로파 특성을 측정할 수 있다.

## 제 2 절 마이크로파 특성 측정장치

마이크로파 특성 측정장치는 미세 마이크로파 수신기와 고출력 마이크로파 발생기 및 시료를 포함하는 도파관으로 이루어져 있다. 마이크로파 수신기는 슈퍼 헤테로다인 수신기(superheterodyne receiver)로 이루어져

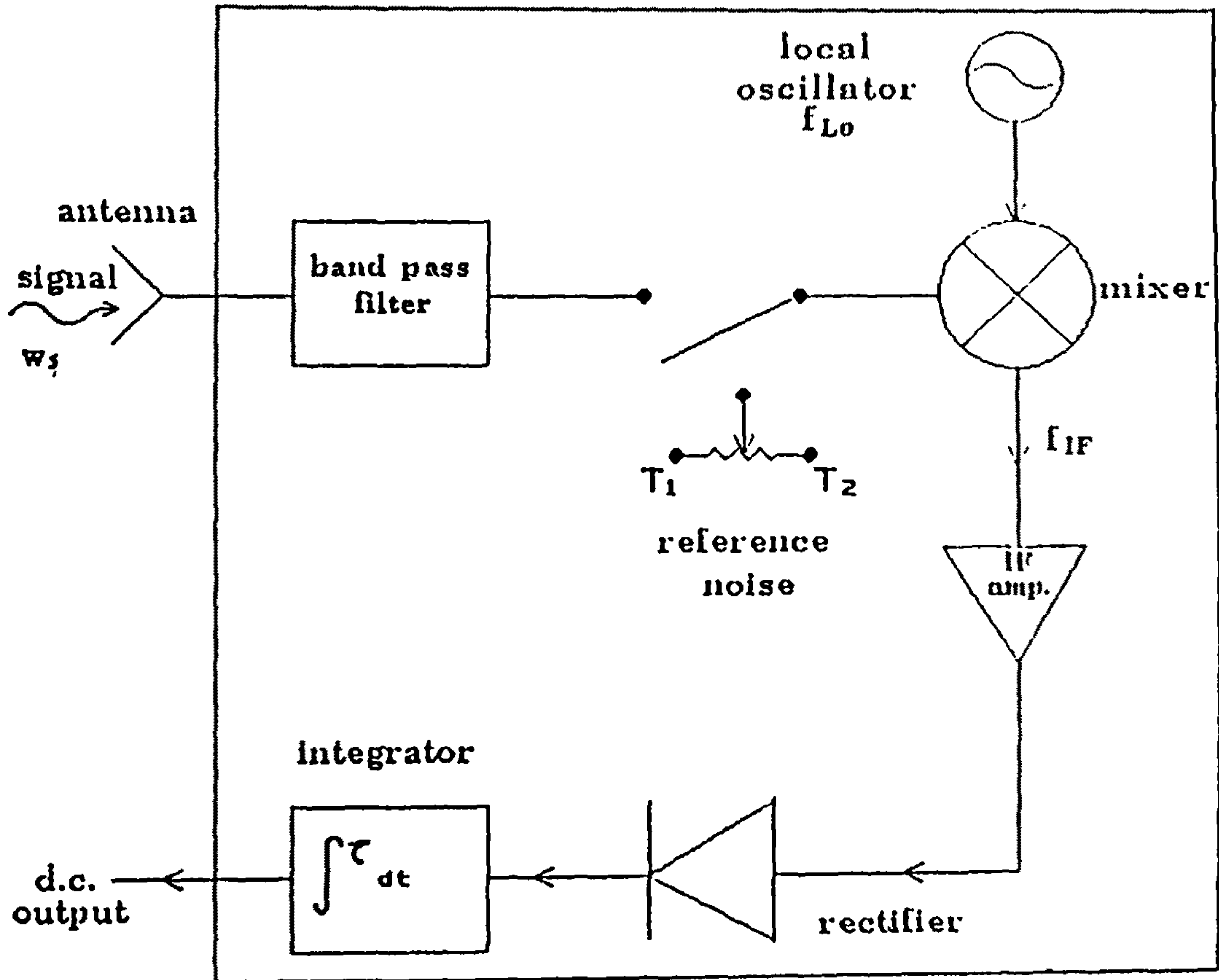


그림 1-1. 고감도 마이크로파 수신기의 작동원리

있으며 독립국 연합의 아르메니아 전파물리 연구소에서 제작되었다. 마이크로파 수신기의 동작 원리를 그림 1-1에 나타내었다. 도파관을 통하여 입력된 마이크로파는 필터를 지나 혼합기(mixer)의 기준신호(local oscillator signal)와 혼합된다. 혼합기를 통과하여 나온 신호를 중간 주파수(intermediate frequency) 필터를 통과시킨 후 증폭시킨다. 증폭된 신호를 다이오드를 거쳐 적분기를 통과시키면 직류전압으로 바뀐 신호를 얻을 수 있다. 이렇게 얻어진 신호를 기준온도(reference temperature)에 의한 신호와 비교함으로써 상대적인 출력(power)을 계산할 수 있다.<sup>[4]</sup> 마이크로파 발생기는 캐비티 공진기(cavity resonator) 안에 건 다이오드 발진기(Gunn diode oscillator)를 위치시켜 특정주파수의 마이크로파를 얻도록 만들어졌으며 최대 출력은 20 mW이다. 이들 마이크로파 실험장치를 저온단에 위치한 Josephson junction과 연결시키기 위하여 그림 1-2와 같은 도파관들을 사용하였다. 저온단과 연결된 캐비티 안에 시료를 위치시키고 직류 전류 및 전압 측정을 위한 전극들과 연결시키도록 되어 있다. 이 캐비티는 X-band 도파관과 연결되어 있으며 이 도파관 내에는 2cm의 초점거리를 갖는 안테나가 내장되어 있어 분산되는 마이크로파 신호를 모으도록 되어 있다. 그림 1-3과 1-4는 실제로 마이크로파 수신기와 도파관 및 저온 단을 연결시킨 상태의 사진이다. 그림 1-3은 실험장치 전체를 나타내고 있으며 1-4는 마이크로파 측정 부분과 저온단만을 확대한 것이다. 이렇게 연결된 상태에서는 실제 저온 장치가 내릴 수 있는 최저온도(10 K)보다 약 5 · 10 K 정도 높은 온도에서 최저온도가 설정되며 온도가 20 K일 때 0.02 K 정도의 온도요동을 갖게 됨을 확인하였다.

### 제 3 절 결과 및 논의



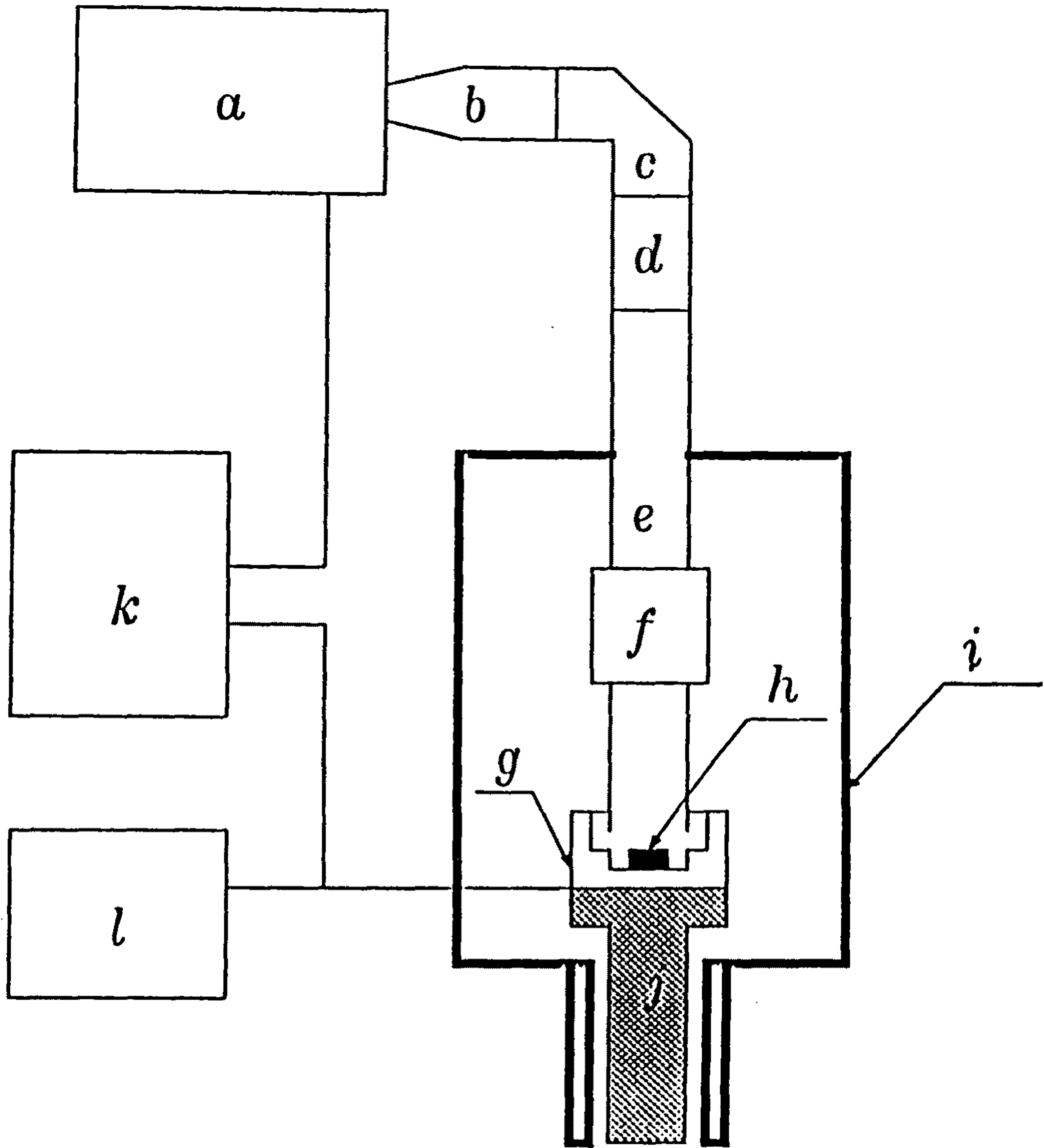


그림 1-2. 도파관과 저온장치의 개략도

a : 마이크로파 검지기 및 수신기, b : reduced waveguide, c: 직각 E-bend waveguide, d : 직각에서 원형 도파관으로의 transducer, e : x-band 원형 도파관, f : 안테나 g : 공진기 형태의 시료 지지대, h : Josephson junction, i : 진공 chamber, j : 저온단, k : X-Y recorder, l : 직류전원



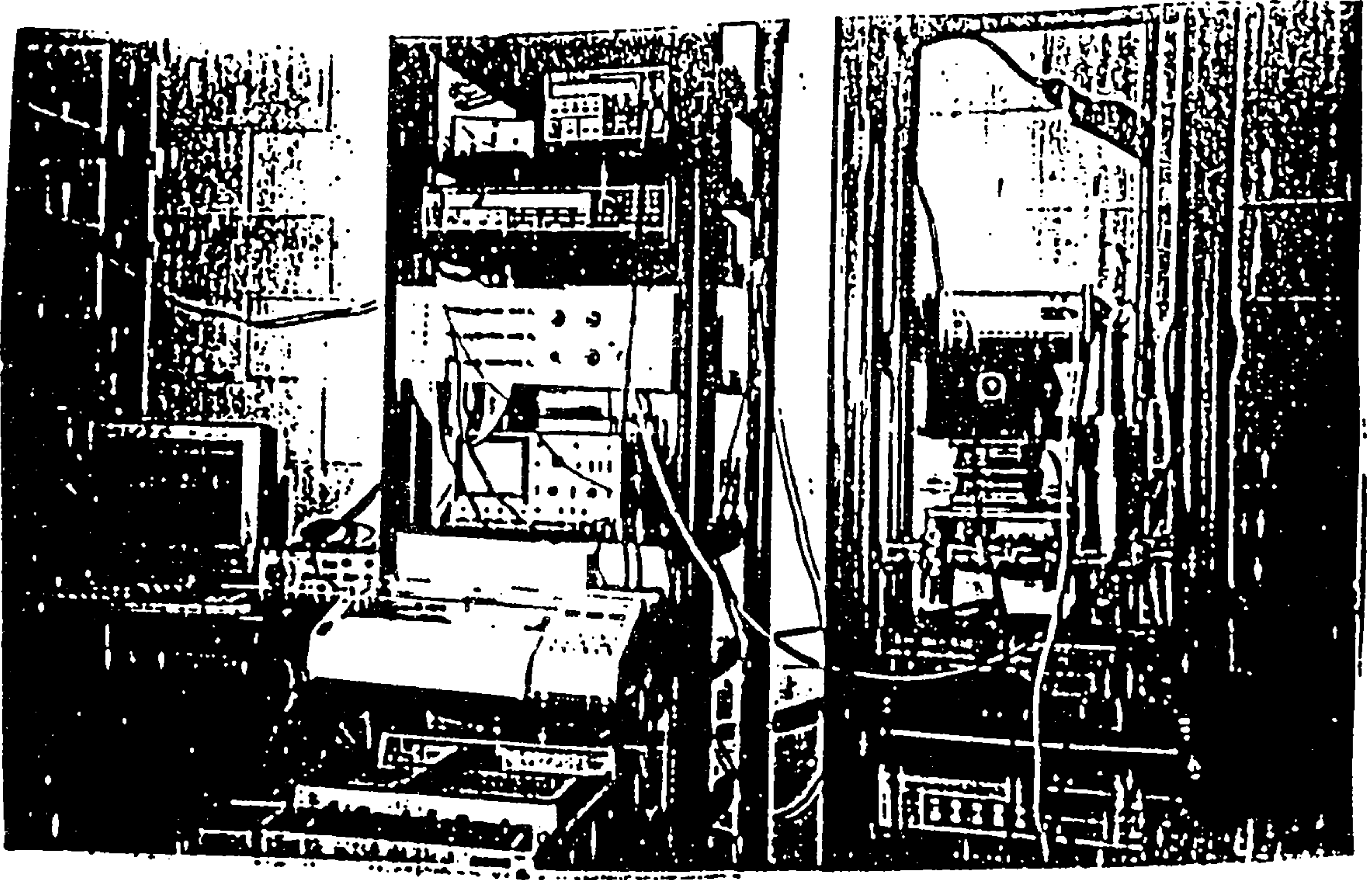


그림 1-3. 측정 장치 전체 사진

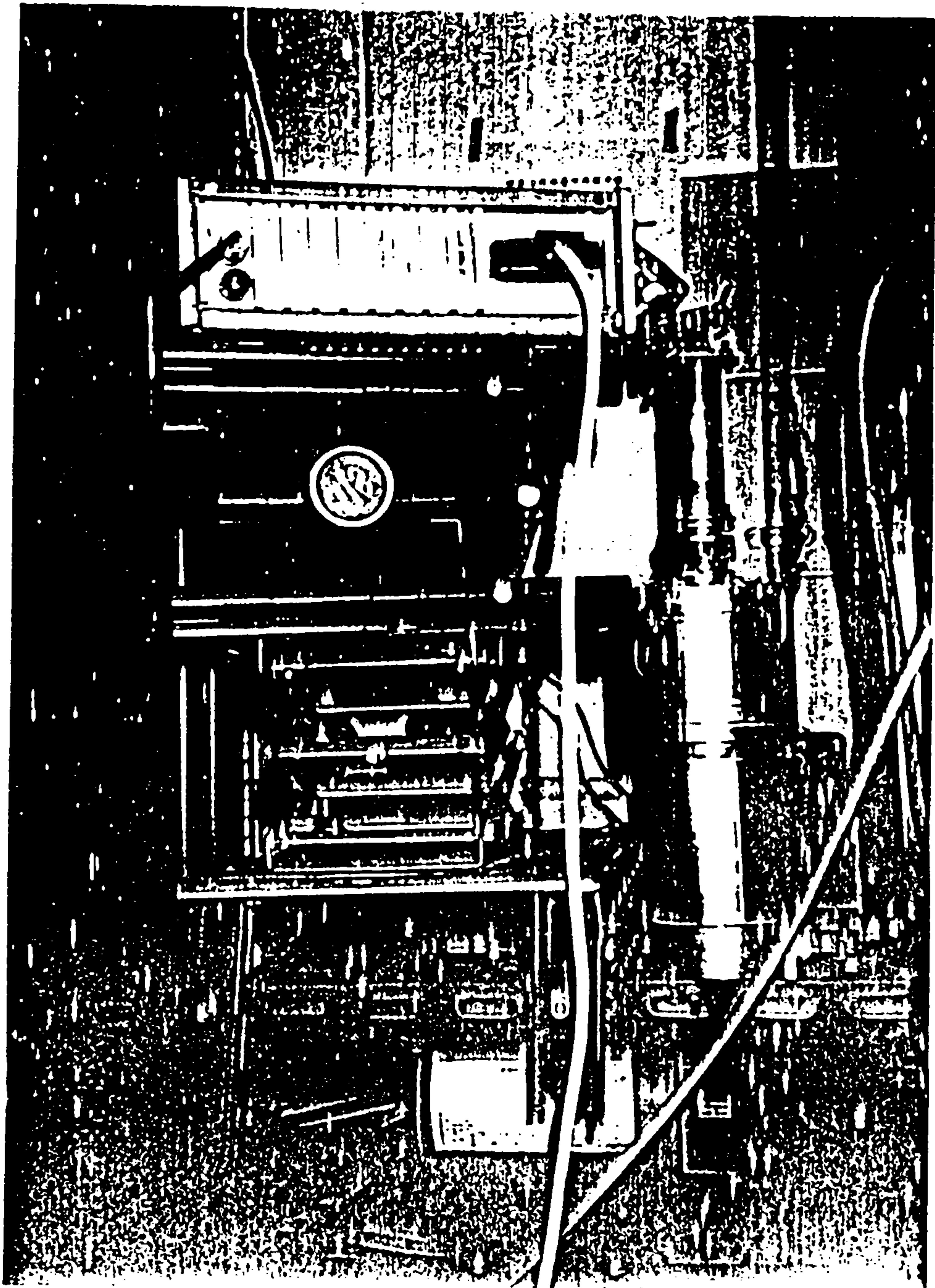


그림 1-4. 저온단과 마이크로파 장치의 사진

이장치를 이용하여 과립상 고온초전도체(granular high temperature superconductor) bridge junction<sup>[5]</sup>과 a축 성장된  $Y_1Ba_2Cu_3O_y/Pr_1Ba_2Cu_3O_y/Y_1Ba_2Cu_3O_y$  3층막 junction의 마이크로파 자발방출 특성 및 마이크로파 인가에 의한 전류-전압 특성 변화 등을 측정하였다. Josephson 교류효과를 직접 및 간접적인 방법으로 측정하는데 성공한 것은 국내최초의 일로서 앞으로 국내 초전도 Josephson 소자 연구에 한 획을 긋는 매우 중요한 결과가 아닐 수 없다. 위의 실험 결과들은 2장과 3장에서 자세히 논의하였다.

## 참고문헌

- [1] B.D. Josephson, *Phys. Lett.* 1, 251 (1962)
- [2] S. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* 11, 80 (1963)
- [3] K.K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.* 51, 101 (1979)
- [4] Kiejun Lee, Ienari Iguchi, Sangmin Lee and Gwangseo Park, *Physica C* 221, 254 (1994)
- [5] Kiejun Lee and Gwangseo Park, *Appl. Phys. Lett.* 60, 651 (1992)



## 제 2장 고온초전도 다결정 bridge junction의 마이크로파 특성

### 제 1 절 연구 배경 및 개요

1986년 처음으로 고온초전도체가 발견된 이후 수많은 연구자들이 고온초전도체를 이용한 응용 및 물성연구에 노력해 왔다. 특히 고온초전도 Josephson 소자의 연구는 액체질소 온도(77 K)에서 응용할 경우 경제적인 면에서 강한 이점이 있기 때문에 선진 각국에서 경쟁적으로 연구하고 있는 실정이다. 그러나 고온초전도체의 결맞음 길이  $\xi$ (coherence length)가 수 · 수십 Å 정도로 매우 짧기 때문에 Josephson junction의 제작 자체가 기술적으로 매우 어렵다. 따라서 현재 제작 및 응용성 검토가 이루어지고 있는 고온초전도 Josephson junction들은 grain boundary junction들이 대부분이다. 이들 grain boundary junction들은 SrTiO<sub>3</sub> bicrystal이나 SrTiO<sub>3</sub>, MgO, LaAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 등의 기판을 계단 형태로 식각(etching)한 후 그 위에 고온초전도 박막을 성장 시켜 grain boundary junction을 얻고 있다.

본 연구팀은 오래 전부터 다결정 고온초전도 막을 성장시켜 bridge 형태로 patterning한 junction의 Josephson 효과를 연구해 오고 있다. 이들 다결정 bridge junction은 여타의 Josephson junction에 비하여 제작이 매우 쉬운 이점이 있으며 동시에 이들의 Josephson 효과, 특히 마이크로파 자발방출이 다른 junction들보다 월등히 강해서(약 100 배) 충분한 응용 가능성을 가지고 있다.<sup>[1-3]</sup> 이러한 다결정 bridge junction의 마이크로파 특성들을 응용하기 위해서는 그 근본 물성을 이해하는 것이 우선적인 과제이다. 이에 다결정 bridge junction 내에 있는 수많은 grain

boundary들이 Josephson junction을 이루고 있다는 기본 원리를 바탕으로 불균질한 Josephson junction array model을 사용하여 특성들을 설명하였다. 이러한 연구를 통하여 다결정 bridge junction의 마이크로파 특성을 이해함으로써 마이크로파 발생기 및 혼합기로의 응용의 토대를 마련하였다.

## 제 2 절 실험 방법

마이크로파 특성측정은 시료에 따라 제 1장에서 언급한 20 K까지 작동하는 저온장치와 액체헬륨( $T = 4.2$  K) 내에서 수행하였다. 실험에 사용된 다결정 bridge junction 들은 다음 3가지가 있다.

첫째  $Y_2Ba_1Cu_1O_5$  기판 위에 BaCuO와 CuO분말을 Ba:Cu = 3:5의 비율로 섞어 screen printing하여 제작한  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  film을 사용하였다.<sup>[4]</sup> 둘째는  $Sr_2Ca_2Cu_4O_y$  기판 위에 Bi를 thermal evaporation 방법으로 coating한 후 열처리하여 제작한  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$  film을 사용하였다. 셋째는  $Al_2O_3$  기판 위에 Cu를 thermal evaporation 방법으로 coating한 후 열처리하여  $CuAl_2O_4$  완충층을 형성시키고 그 위에  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$  powder를 screen printing하여 소결하는 방법으로  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$  film을 제작하였다.

각각의 film들을 제작하는 과정을 그림 2-1에 개략적으로 설명하였다. 이렇게 제작된 film들을 bridge 부분의 크기가 약  $100 \times 100 \mu m^2$  이 되도록 형상화하여 전류-전압 특성 및 마이크로파 특성들을 측정하였다.

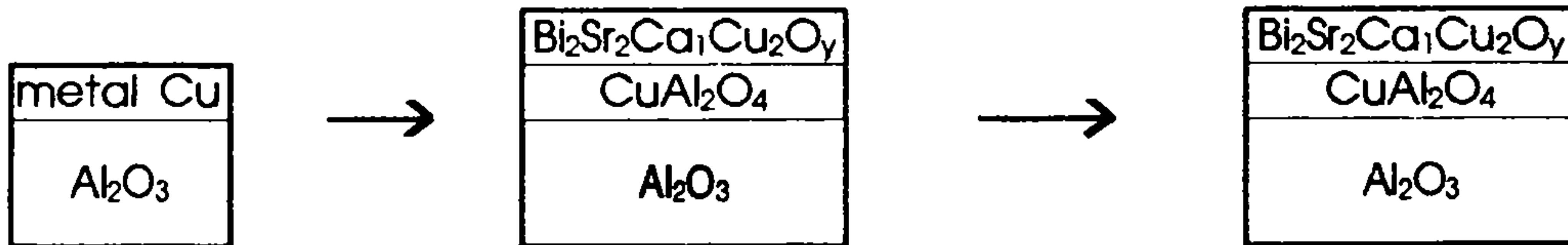




(a)



(b)



(c)

그림 2-1. (a)  $Y_2Ba_1Cu_1O_5$  기판 위에 성장시킨  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  film (b)  $Sr_2Ca_2Cu_4O_y$  기판 위에 성장시킨  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O$  film (c)  $CuAl_2O_4$  완충층을 사용하여  $Al_2O_3$  기판 위에 성장시킨  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$  film 의 제작과정

### 제 3 절 결과 및 논의

그림 2-2는  $Y_2Ba_1Cu_1O_5$  기판 위에 제작한  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  film bridge의 전류-전압 곡선과 동시에 측정된 36 GHz 주파수의 마이크로파 자발방출 출력  $P(I)$ 의 그림이다. 전류-전압 특성상에 몇 군데에서 구불거림이 나타나며 그 근처에서 마이크로파 자발방출이 있음을 알 수 있다. 또한 마이크로파 자발방출이 일어나는 지점의 전압 값이 자발방출 주파수와 Josephson의 이론 식과 맞지 않는다는 점을 알 수 있다.<sup>[5]</sup> 36 GHz의 마이크로파 자발방출은 약 70  $\mu V$ 에서 나타나야 하지만 실제 bridge junction에서는 약 9 mV에서 나타나고 있다.<sup>[6-8]</sup> 이것은  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bridge 내에 존재하는 수많은 grain boundary들의 Josephson 효과에 의한 것임을 알 수 있다. 그림 2-3은 그림 2-2의 측정에 사용한 같은 시료에 외부에서 47 GHz의 마이크로파를 여러가지 출력으로 인가해주면서 전류-전압 곡선의 변화를 측정한 결과이다. 이때 분명한 Shapiro step들을 관측할 수 있었는데 step이 나타나는 전압값은 단일 Josephson junction에서와 같이 Josephson 이론과 일치하는 값을 가짐을 알 수 있다. 이러한  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bridge의 마이크로파 특성들을 이해하기 위하여 상호 독립적이고 비균일한 Josephson junction 직렬 array 모델(independent and inhomogeneous Josephson junction series array model)을 사용하였다. 다결정 bridge 내에는 수 많은 과립상 초전도체들이 모여 있으므로 이것들은 2차원 array로 해석해야 할 것이다. 그러나 제 4장에서 논의하게 될 수치해석의 결과에 의하면 2차원 array는 병렬 array들의 1차원 직렬 array로 해석할 수 있다는 결론에 의하여근사적으로 1 차원 array로 생각하였다. 또한 직렬 array인 경우 Josephson 교류효과는 상호작용이 없는 junction들의 효과가 합쳐진 상태와 같다는 결론으로부터 상호 독립적인 array로 가정하였다.

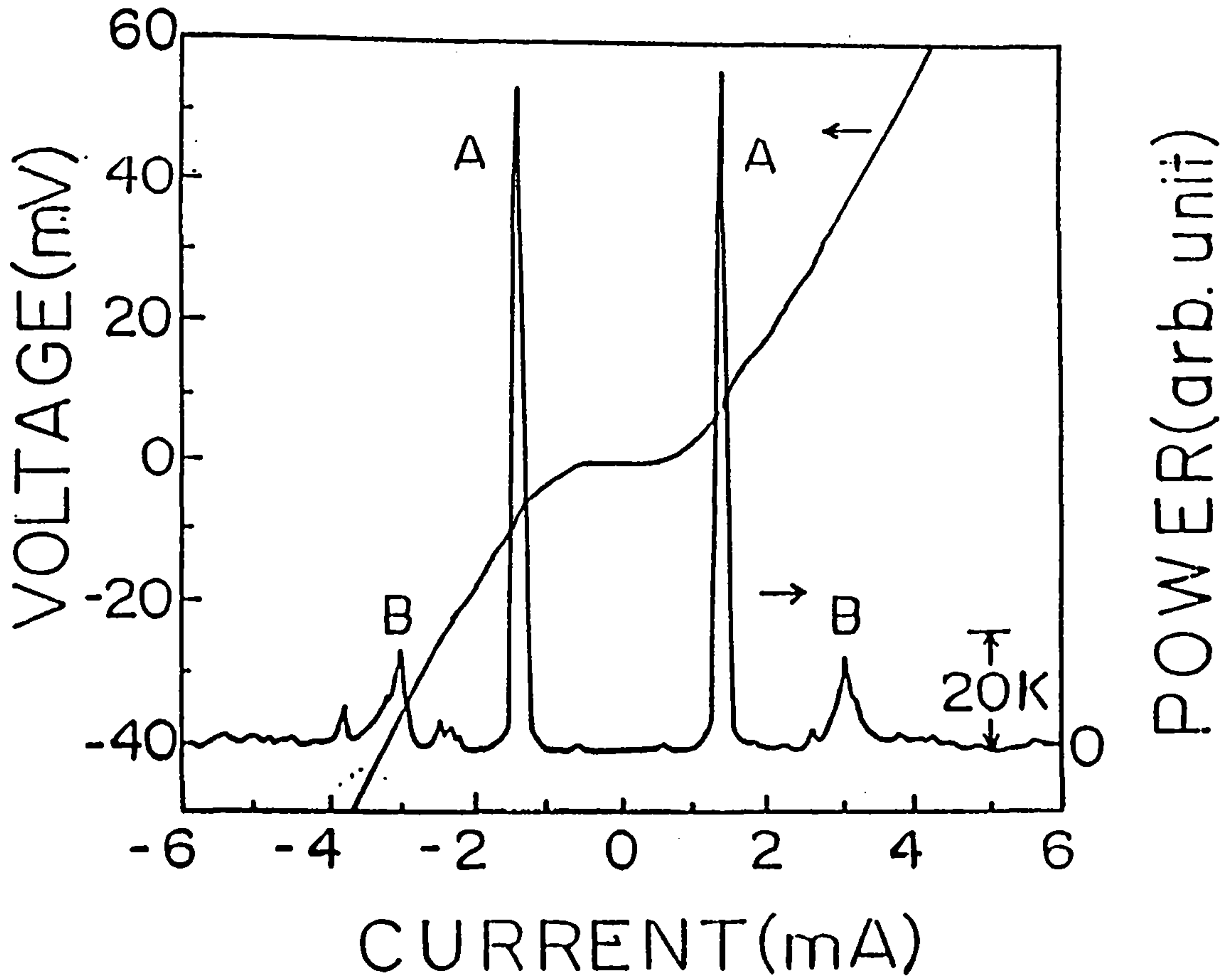


그림 2-2.  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  film bridge의 전류-전압 특성과 36 GHz 의 마이크로파 자발방출 특성

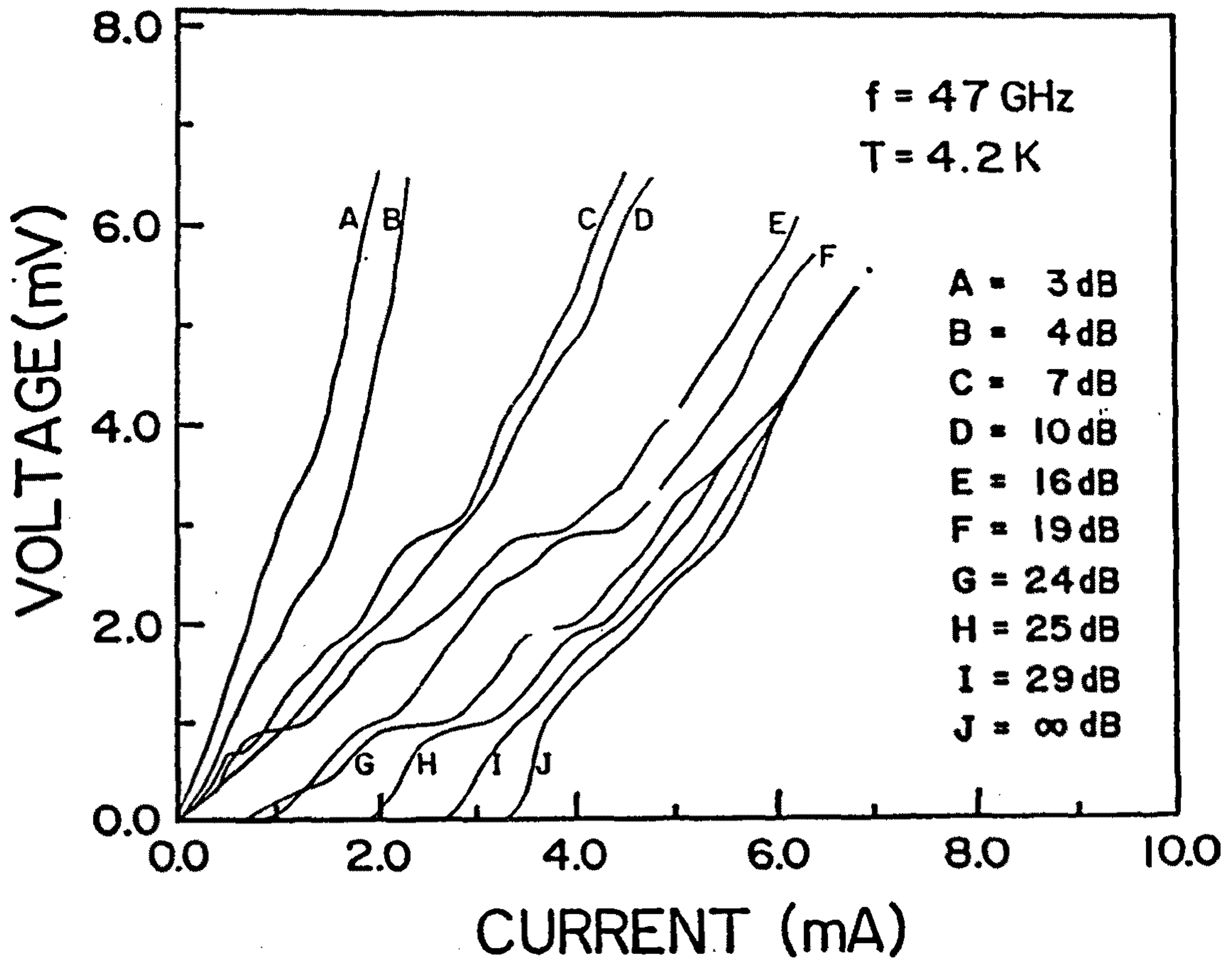


그림 2-3.  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  film bridge에 47 GHz의 마이크로파를 인가해 주면서 측정된 전류-전압 특성

이렇게 가정하게 되면 RSJ 모델(resistively shunted junction model)<sup>[9]</sup>을 사용하여 junction들에 흐르는 전류와 전압 간의 관계 및 전류와 마이크로파 자발방출 간의 관계를 쉽게 유도하여 이론적으로 그 특성이 어떻게 된 것인가를 예측할 수 있게 된다. 이러한 분석을 위하여 우선 서로 다른 주파수에 대하여 마이크로파 자발방출이 어떻게 변화하는가를 실험 하였으며 그림 2-4에 나타내었다. 수신기의 주파수가 22, 36, 47 GHz로 증가하면서 peak A와 peak B가 나타나는 전압값이 조금씩 오른쪽으로 이동해가는 것을 확인할 수 있다. 위에서 제시한 모델에 따라 n 개의 비균일한 junction array의 전류-전압 관계식을 구해보면 다음과 같다.

$$V_{tot} = \sum V_i = \sum V_{ci} \sqrt{\left(\frac{I}{I_{ci}}\right)^2 - 1} \quad (2-1)$$

여기서  $V_{ci} = I_{ci}R_{ni}$ 이고  $I_{ci}$ 와  $R_{ni}$ 는 i 번째 junction의 임계전류와 저항값을 나타낸다. 특성전압  $V_c$ 는 Josephson junction을 이루고 있는 물질과 구조에만 관련된 변수이므로 다결정 bridge에 대해서는 근사적으로 상수로 놓을 수 있다. 따라서 식 (2-1)은 다음과 같이 된다.

$$V_{tot} = V_c \sum \sqrt{\left(\frac{I}{I_{ci}}\right)^2 - 1} \quad (2-2)$$

또한 마이크로파 자발방출은 독립적인 junction array이므로 각 junction의 전압값에 의해 Josephson 이론의 관계식으로 결정되는 주파수  $\omega$ 의 마이크로파를 발생시키게 된다. 즉 전체 마이크로파 자발방출 출력  $P(I)$ 는 각각의 junction의 방출의 합으로서 다음과 같이 표현된다.<sup>[10]</sup>



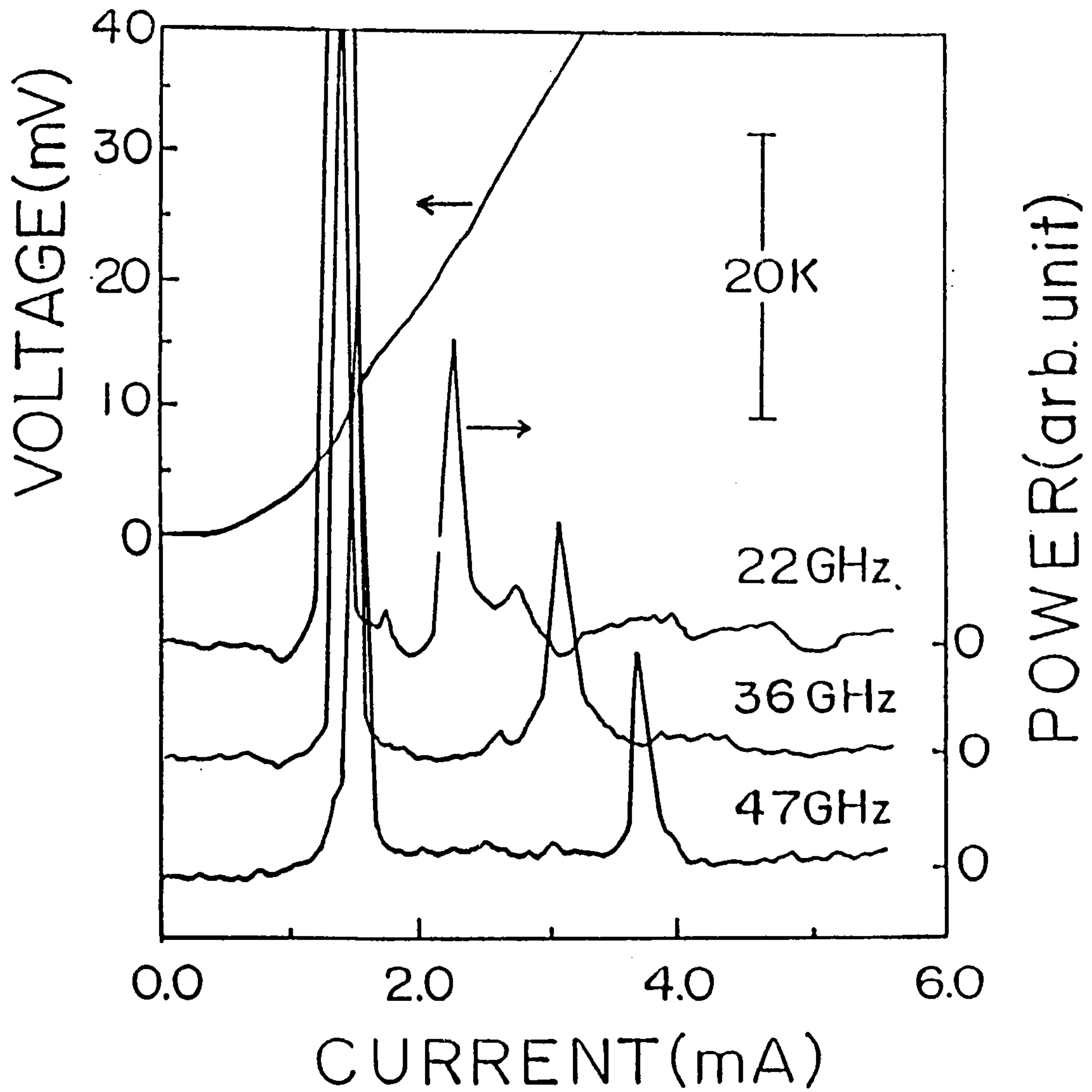


그림 2-4. Y<sub>2</sub>BaCuO<sub>5</sub> 기판 위에 성장시킨 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> film bridge의 22, 36 그리고 47 GHz의 마이크로파 자발방출 특성

$$P(I) = \sum P_0 \exp\left[-\left(\frac{I - I_{ji}}{\Delta I}\right)^2\right] \quad (2-3)$$

여기서  $I_{ji}$ 는  $V_{ji} = V \sqrt{\left(\frac{I}{I_c}\right)^2 - 1}$  로 결정되는 전류값이며  $V_{ji} = \frac{\hbar}{2e} \omega$

로 주어진다. 즉  $i$  번째 junction이  $\omega$ 의 마이크로파 방출을 나타내게 되는 순간의 전류값이  $I_{ji}$ 이다. 또  $\Delta I$ 는 마이크로파 방출의 선폭  $\Delta\omega$ 에 의하여  $\Delta I = I(\omega + \Delta\omega) - I(\omega)$ 로 결정되며 따라서 온도에 따라  $\Delta\omega$ 가 증가하므로 온도에 의해 결정되는 값이 된다. 만일 실험을 통하여 서로 다른 두 가지의 주파수  $\omega_1$ 과  $\omega_2$ 에 대하여  $P(I)$ 를 측정하여 peak가 나타나는 전류값  $I_{j1}$ 과  $I_{j2}$ 를 알아내면 식 (2-2)와 식 (2-3)으로부터 그 peak에 대한  $I_c$ 와  $V_c$ 를 연립방정식을 풀어 알아낼 수 있게 된다. 즉 그림 2-4의 결과로부터 peak A와 peak B를 발생시킨 junction들의 특성변수들( $I_c$ ,  $V_c$ )을 알 수 있게 되는데 실험값과 계산된 값들을 표 2-1에 나타내었다. 전체적인  $I$ - $V$  곡선이 매우 부드럽게 연결되어 RSJ 형태의 것이 되지 않은 이유는 마이크로파 방출을 나타낸 junction들과 달리 매우 비균일한 junction array가 산재해 있음을 나타내므로 실제 이론적 분석에 사용한 직렬 array의 junction들의 특성변수들은 peak A와 peak B를 나타낸 junction들과 산재한 비균일한 junction들의 합을 생각하였다. 이렇게 가정한 상태에서 비균일한 직렬 array 모델로 계산한 전류-전압 곡선과 여러 주파수에 대한 마이크로파 자발방출 출력 결과를 그림 2-5에 나타내었다. 실험결과와 매우 유사한 결과를 나타냄을 확인할 수 있으며 결국 다결정 bridge의 특성은 비균일한 junction array로 해석 가능함을 알 수 있다.

그림 2-6은  $Sr_2Ca_2Cu_4O_y$  기판에 성장된  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O$  bridge의 전류-전압 특성과 22 GHz의 마이크로파 자발방출 출력  $P(I)$ 의 결과이다.

frequency	(IJ)1	(mA)	(IJ)2	(mA)
	RSJ	exp.	RSJ	exp.
22GHz	1.32	1.36	2.69	2.30
36GHz	1.44	1.45	2.94	3.10
47GHz	1.57	1.50	3.20	3.50

표 2-1.  $Y_2BaCuO_5$  기판 위에 성장시킨  $YBa_2Cu_3O_y$  film bridge의 실험과 이론에 의해 계산된 특성변수 값들의 비교

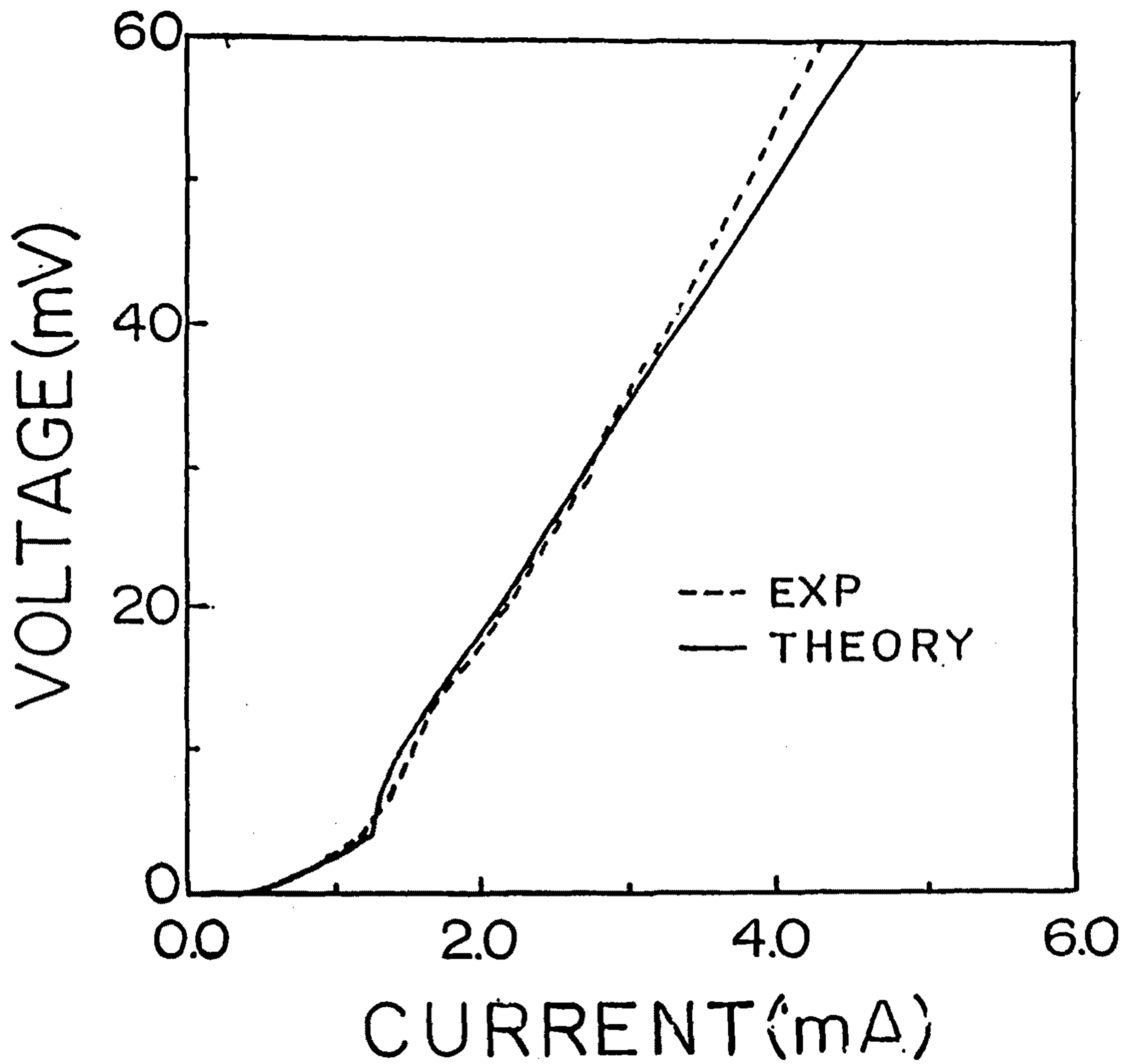


그림 2-5.  $Y_2BaCuO_5$  기판 위에 성장시킨  $YBa_2Cu_3O_y$  film bridge의 (a) 이론에 의해 그린 전류-전압 특성



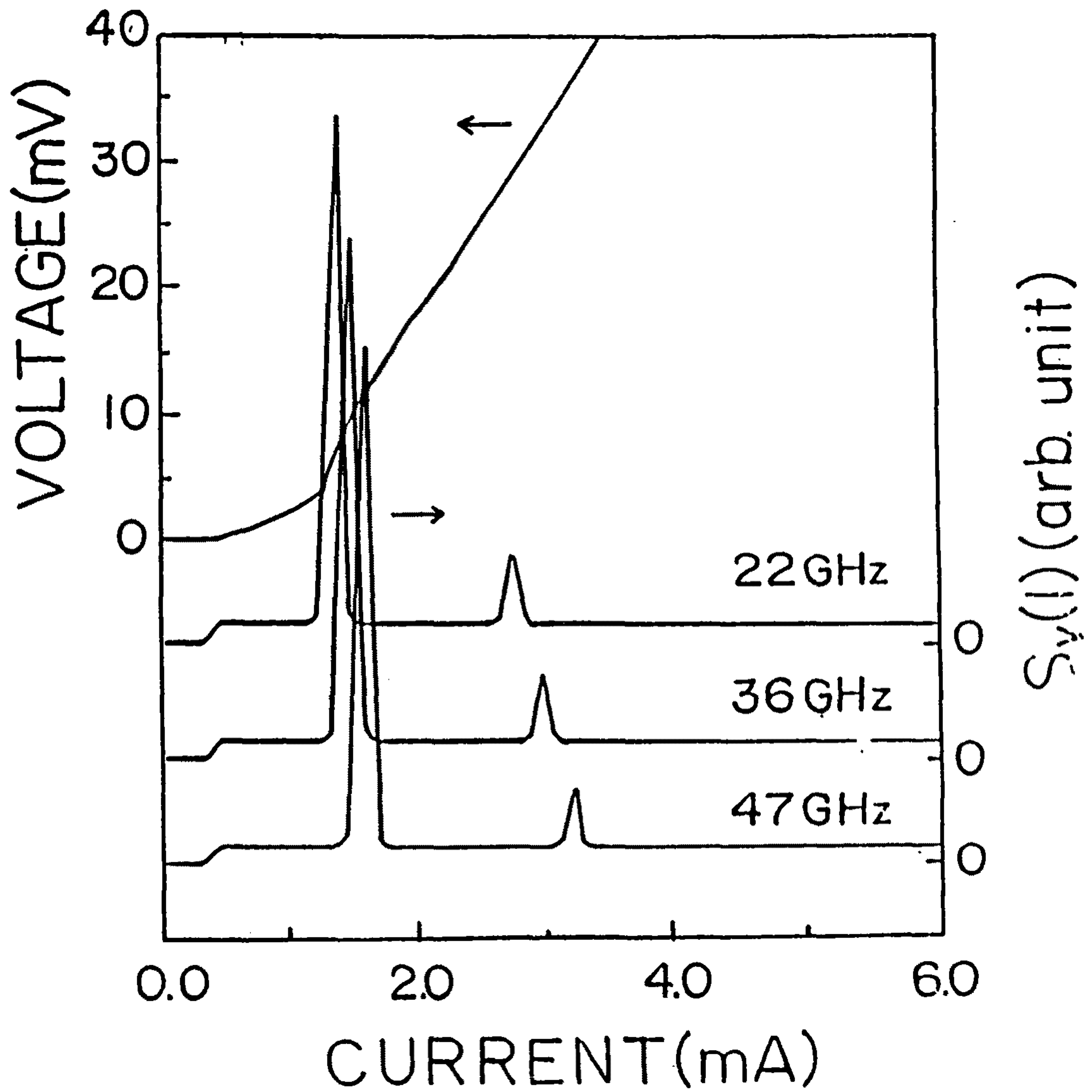


그림 2-5.  $Y_2BaCuO_5$  기판 위에 성장시킨  $YBa_2Cu_3O_y$  film bridge의 (b) 이론에 의해 그린 22, 36, 47 GHz 마이크로파 자발방출 특성

$Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bridge에서와 달리 전혀 마이크로파 방출이 없으며 I-V 곡선 상에도 구불거림이 나타나지 않음을 알 수 있다. P(I) 곡선 오른쪽에 존재하는 비정상적인 잡음 특성은 마이크로파 수신기가 안정되지 않았을 때 측정된 것이다. 그림 2-7은 마이크로파를 가해 주면서 I-V 곡선을 관측한 결과로서 임계전류  $I_c$ 는 작아지고 있지만 Shapiro step은 나타나지 않고 있음을 보여준다. 이러한 현상은  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bridge의 특성을 이론적으로 분석한 과정을 통해서 살펴보면  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O$  bridge 안의 grain boundary junction들이 매우 비균일하여 특정한 주파수의 마이크로파 자발방출을 보일 수 없었기 때문임을 쉽게 알 수 있다. 또한  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bridge에서 fundamental Shapiro step들이 나타난 것은 가장 약한 junction이 다른 junction들에 비해 임계 전류값이 비교될 만큼 작고 정상 저항(normal resistance)  $R_n$ 이 매우 크기 때문인 것에 비교할 때 그 같이 비교적 약한 junction을  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O$  bridge가 포함하고 있지 않음을 나타낸다. 그림 2-8은  $Al_2O_3$  기판 위에  $CuAl_2O_4$  완충층을 이용하여 성장시킨  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O$  bridge의 I-V 곡선과 마이크로파 자발방출 곡선을 나타내었다. 이 결과의 특징은  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O$  bridge임에도 불구하고 마이크로파 자발방출을 관측할 수 있다는 것이다. 또한 마이크로파 자발방출의 갯수가 매우 많고 전체적인 방출출력이  $Y_1Ba_2Cu_3O_y/Y_2Ba_1Cu_1O_5$  bridge의 자발방출보다 매우 약한 출력 값을 가지고 있다. 이것은 bridge 내의 grain boundary junction들이  $Y_1Ba_2Cu_3O_y/Y_2Ba_1Cu_1O_5$ 보다는 균일한 상태라는 것을 의미한다. 각각의 bridge들이 이처럼 다양한 특성을 보이는 것은 분명히 각각의 film들의 grain들이 서로 다른 구조로 형성되어 있기 때문으로 생각할 수 있다. 각각의 film의 표면 전자현미경 사진을 그림 2-9에 나타내었다.

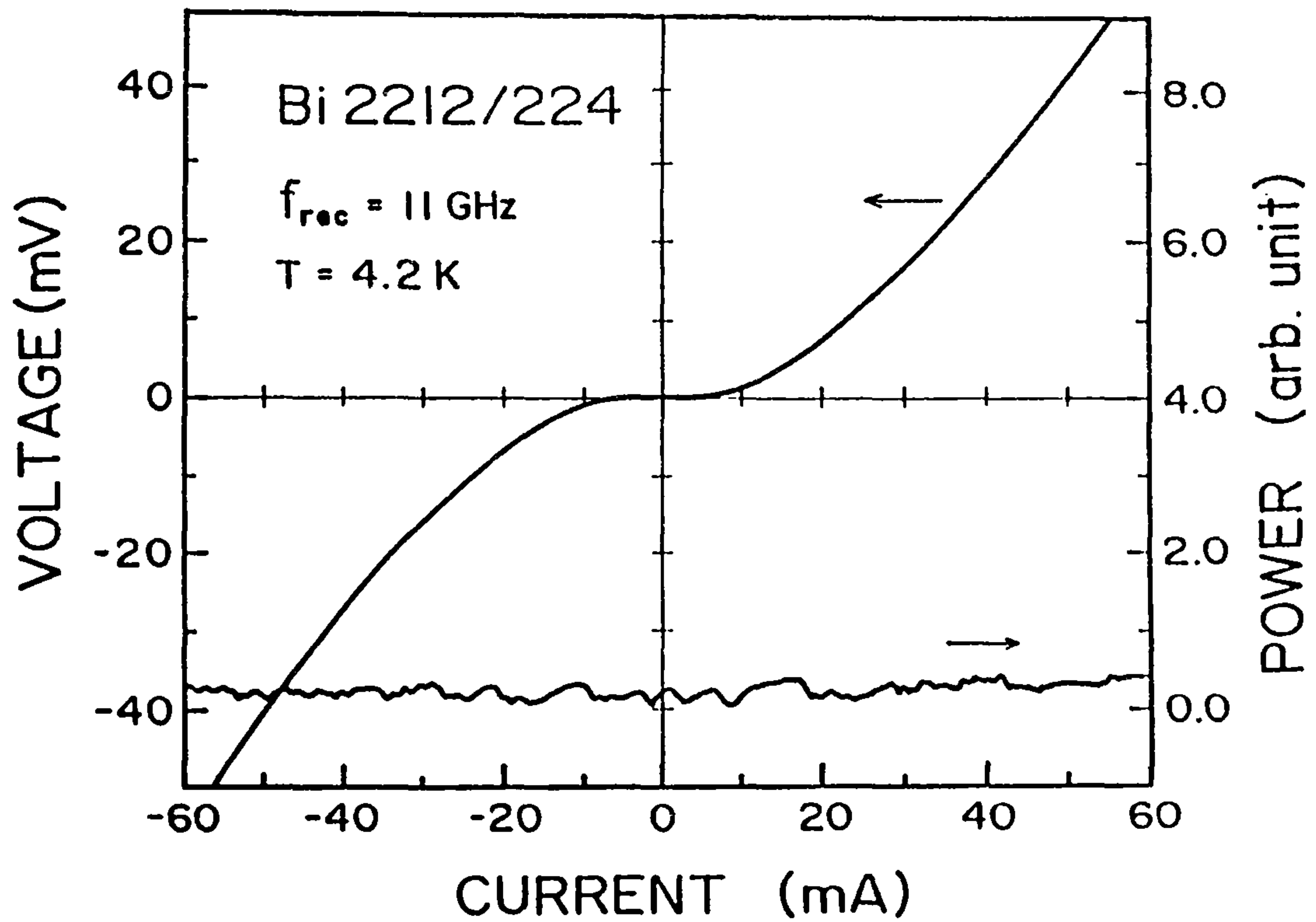


그림 2-6.  $\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_y$  기판 위에 성장된  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$  film bridge의 전류-전압 특성과 22 GHz의 마이크로파 자발방출 특성

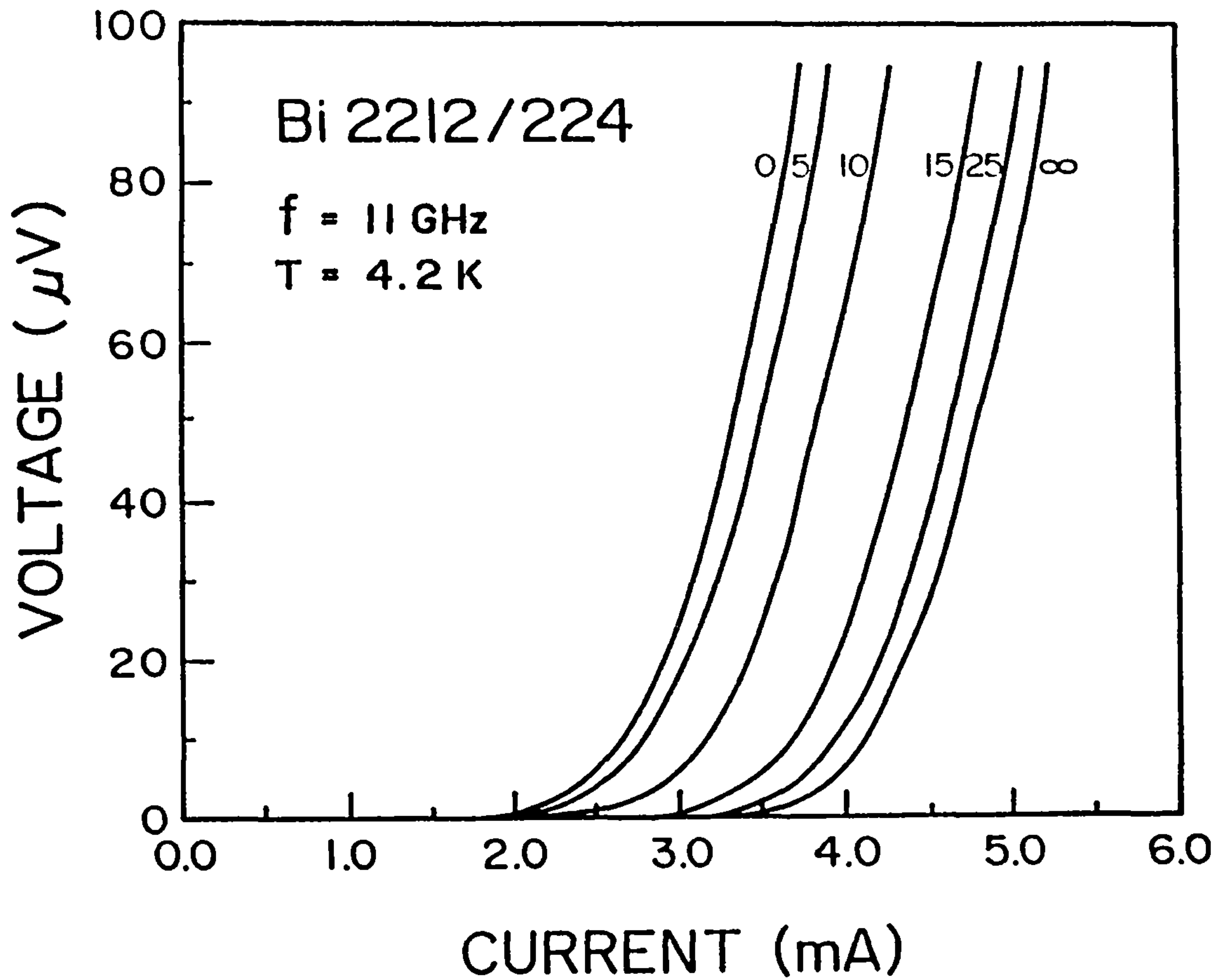


그림 2-7.  $\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_y$  기판 위에 성장된  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$  film bridge의 마이크로파 인가에 따른 전류-전압 곡선의 변화



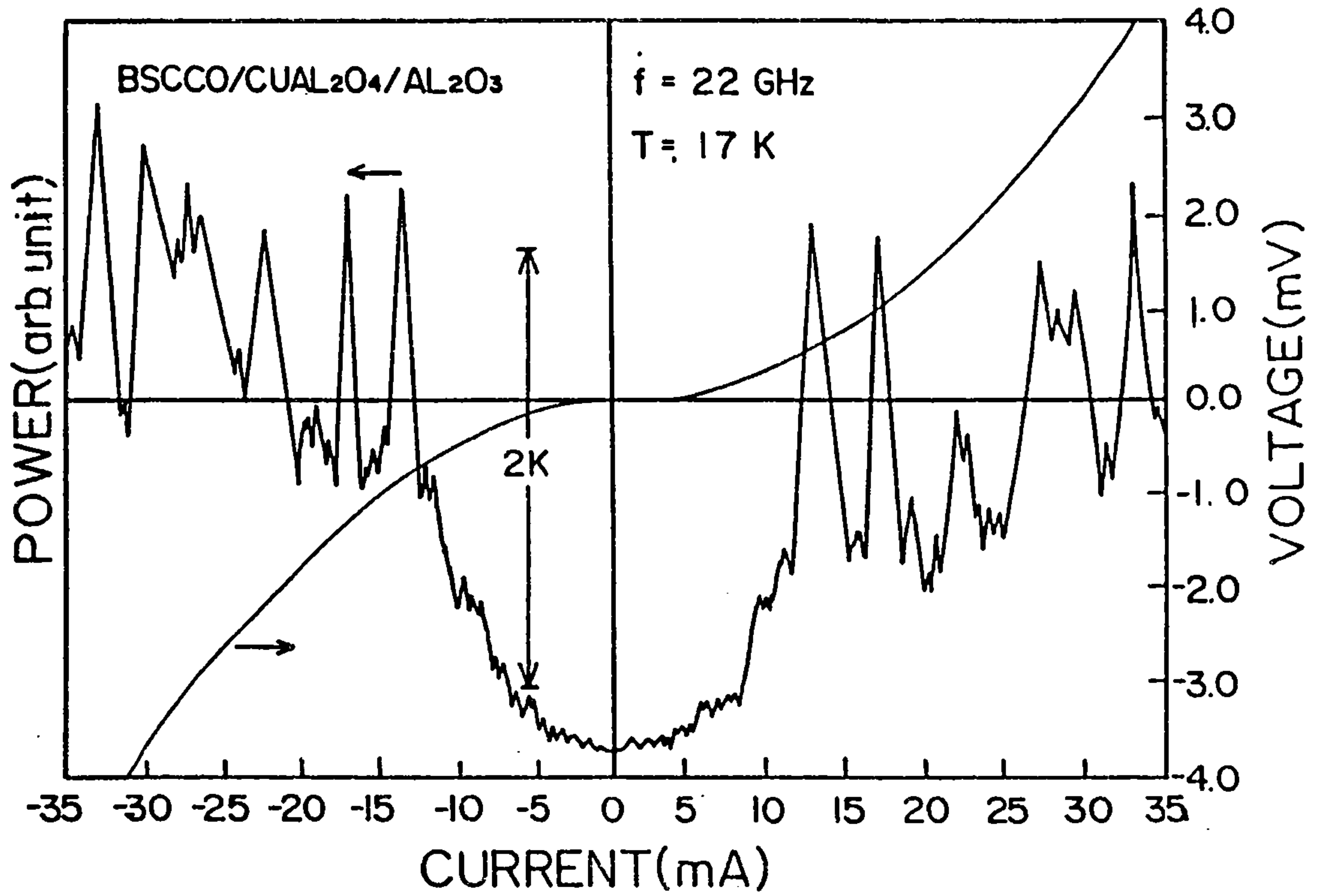


그림 2-8. Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>기판 위에 CuAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> 완충층을 이용하여 성장시킨 Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>y</sub> film bridge의 전류-전압 곡선과 22 GHz의 마이크로파 자발 방출 특성

그림 2-9(a)는  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  film의 것으로 구형의 grain들을 볼 수 있으며 (b)의  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y/Sr_2Ca_2Cu_4O_y$  film에서는 판상의 길고 가는 표면을 확인할 수 있다. (c)의  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y/CuAl_2O_4/Al_2O_3$  film의 grain들은 완전한 구 형태는 아니지만 (b)의 경우보다는 규칙적인 grain boundary들이 형성되어 있음을 알 수 있다. 결국 과립상 고온초전도 bridge들의 Josephson 효과는 형성된 grain들의 구조와 매우 밀접한 관계가 있음을 확인할 수 있다. 위의 실험 결과들을 비교해 볼 때  $Y_2Ba_1Cu_1O_5$  기판 위에 성장시킨  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bridge가 Josephson 소자로의 응용에 가장 적합한 형태임을 알 수 있다. 고온초전도 Josephson junction을 이용한 마이크로파 기기로서의 응용에는 마이크로파 혼합기(microwave mixer)와 마이크로파 발생기(voltage controlled microwave generator) 등을 들 수 있다. 마이크로파 혼합기의 경우 매우 미세한 마이크로파 신호까지도 측정이 가능한 일종의 수신기로 작동하게 되는데 이 때 마이크로파 혼합기의 효율은 순간 저항(dynamic resistance)에 비례하여 커지게 된다. 따라서 외부신호가 junction에 인가될 때 junction의 직류 전압을 어떤 값으로 놓는가에 따라 매우 민감하게 변화됨을 알 수 있다. 이러한 인가 전압(bias voltage)을 항상 가장 효율적인 상태로 만들어 줄 필요가 있으므로 I-V 곡선상의 Shapiro step이나 기준 신호(local oscillator signal)의 출력을 변조(modulation)시켜 줄 필요가 생긴다. 이에 3단자 소자 (three terminal device)의 일종으로 bridge를 형상화하여 Shapiro step을 변조시키는 실험을 수행하였다. 그림 2-10은 실험에 사용한  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  3단자 bridge의 구조를 보여 주고 있다. 기본 bridge에 전류를 보내어 I-V 특성을 조사하면서 변조 전류를 제 3의 단자로 보내어 특성의 변화를 관측하였다. 마이크로파가 인가되었을 때 변조전류의 크기에 따라 I-V 특성이 어떻게 달라지는 지를 그림 2-11에 나타내었다.



그림 2-9. (a)  $Y_2BaCuO_5$  기판 위에 성장시킨  $YBa_2Cu_3O_y$  film bridge의 표면 전자현미경 사진



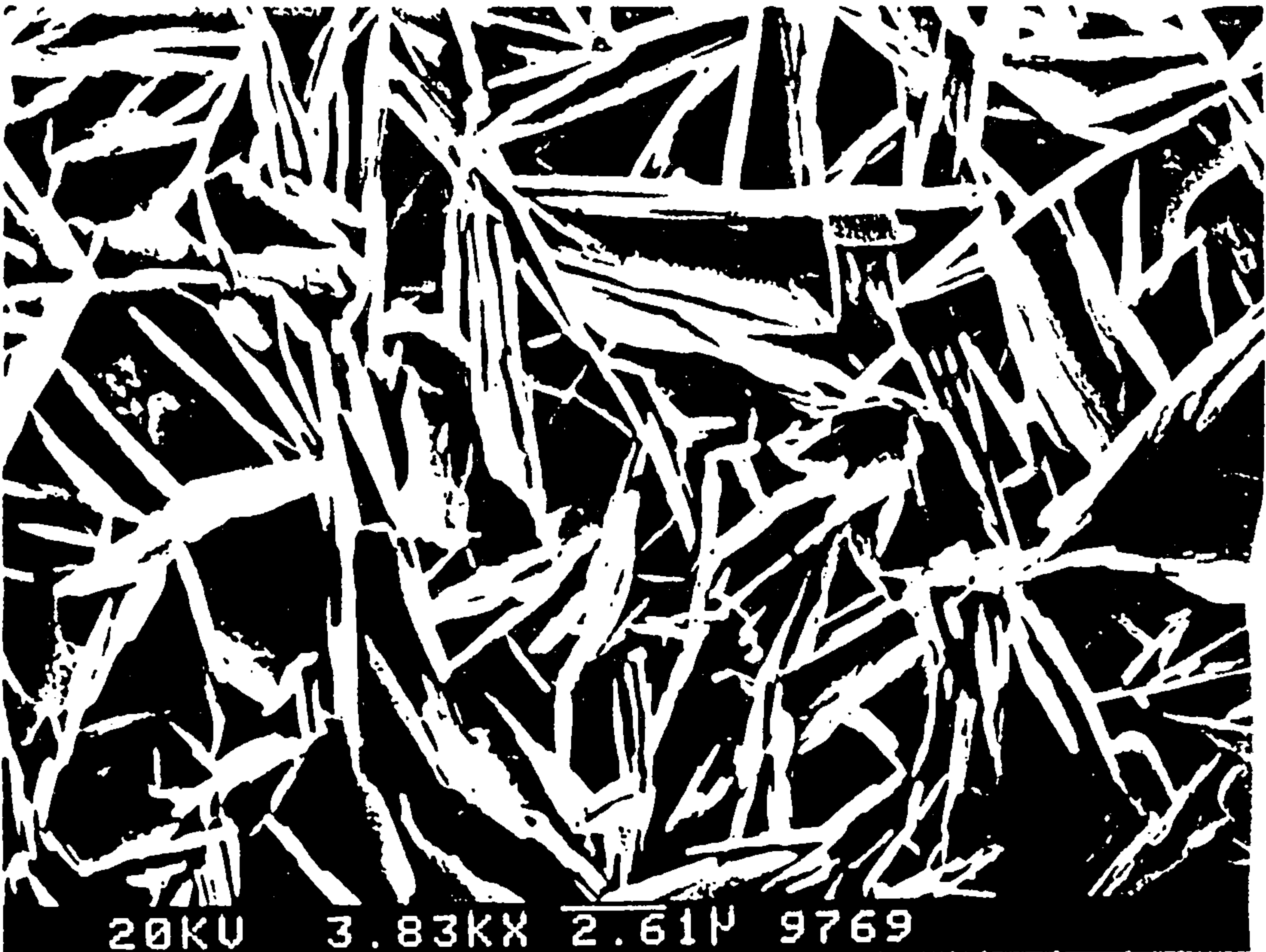


그림 2-9. (b)  $\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_y$  기판 위에 성장된  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$  film bridge의 표면 전자현미경 사진



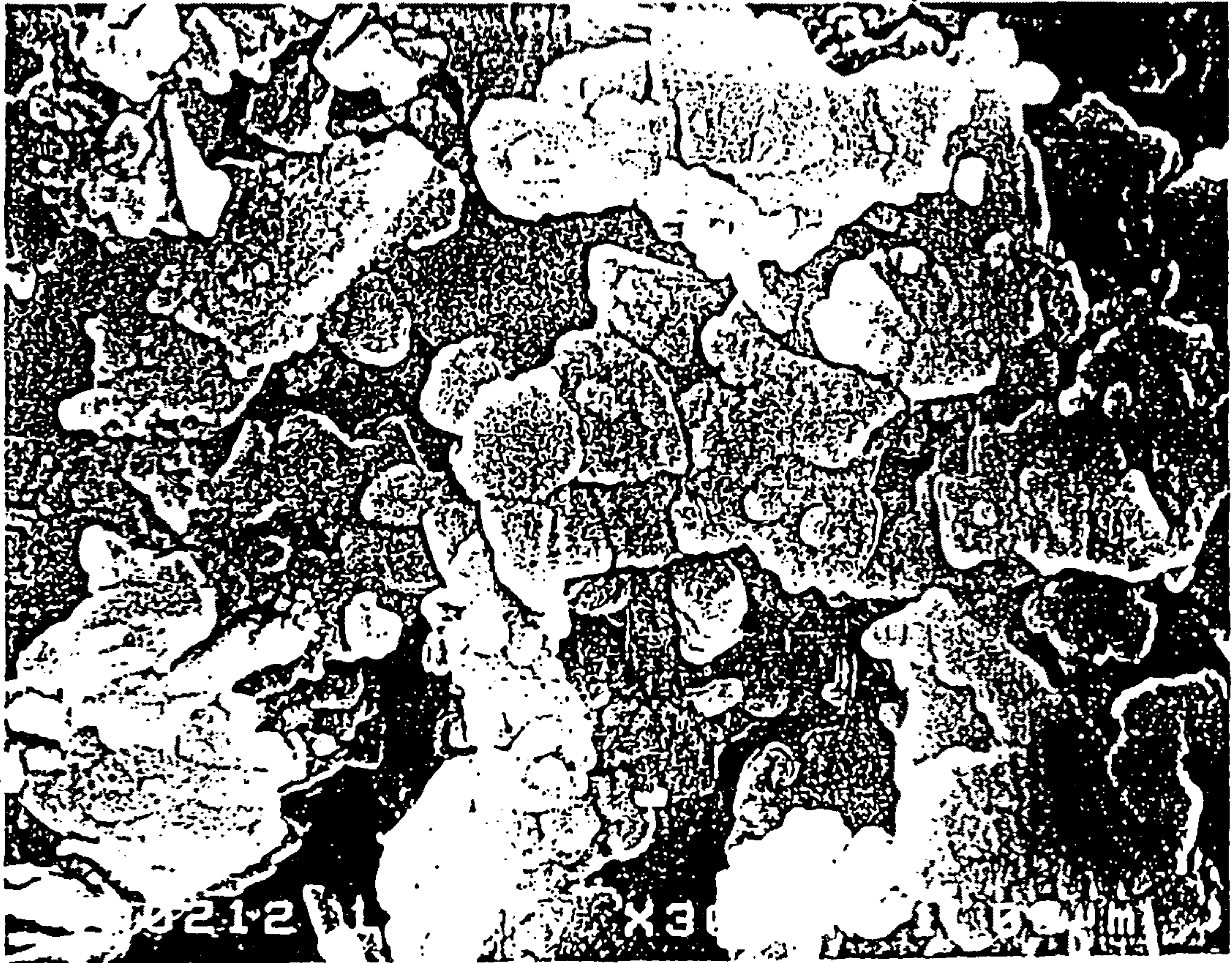


그림 2-9. (c)  $\text{Al}_2\text{O}_3$  기판 위에  $\text{CuAl}_2\text{O}_4$  완충층을 이용하여 성장시킨  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$  film bridge의 표면 전자현미경 사진

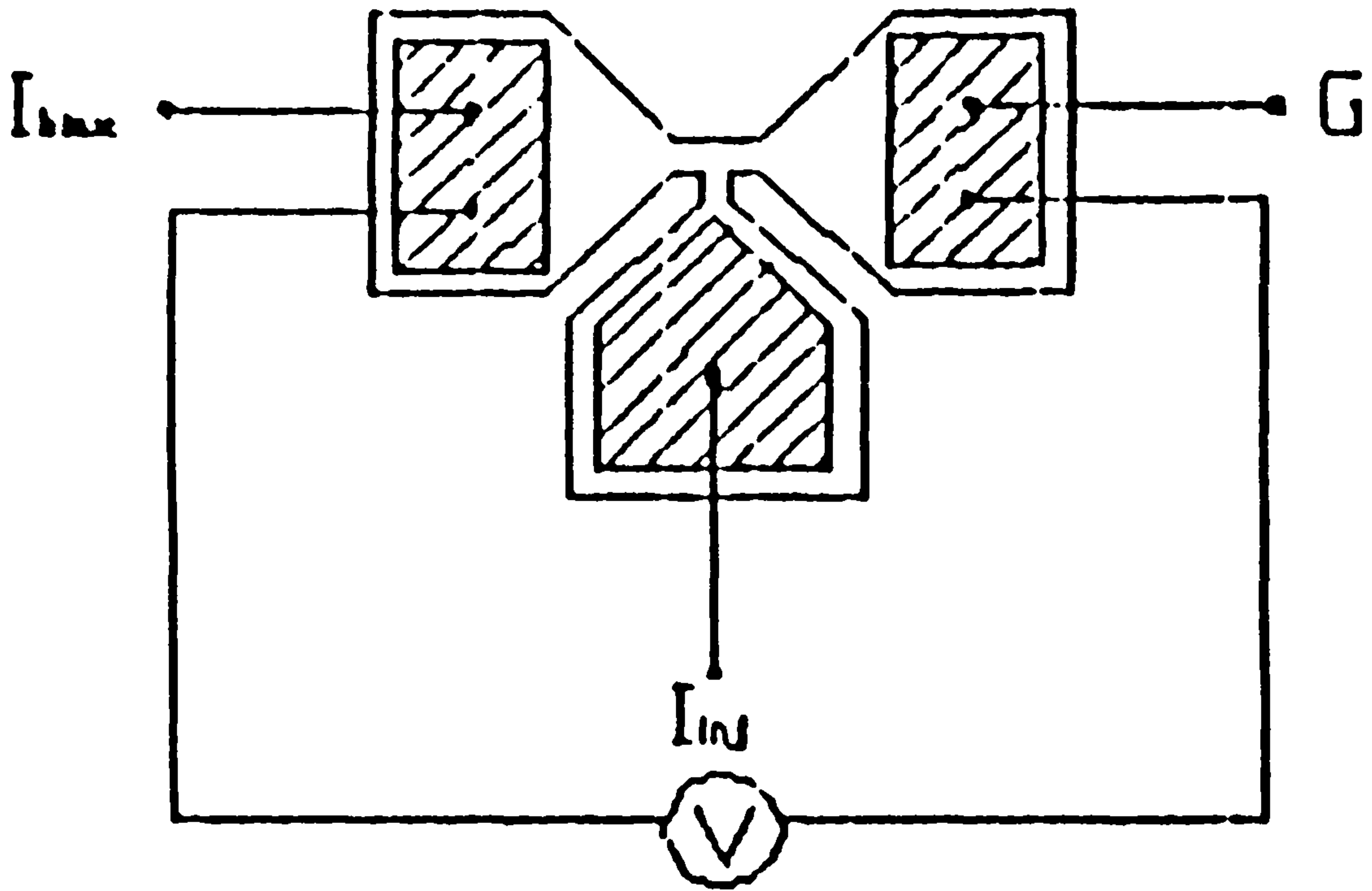


그림 2-10.  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  3단자 bridge의 개략적인 구조

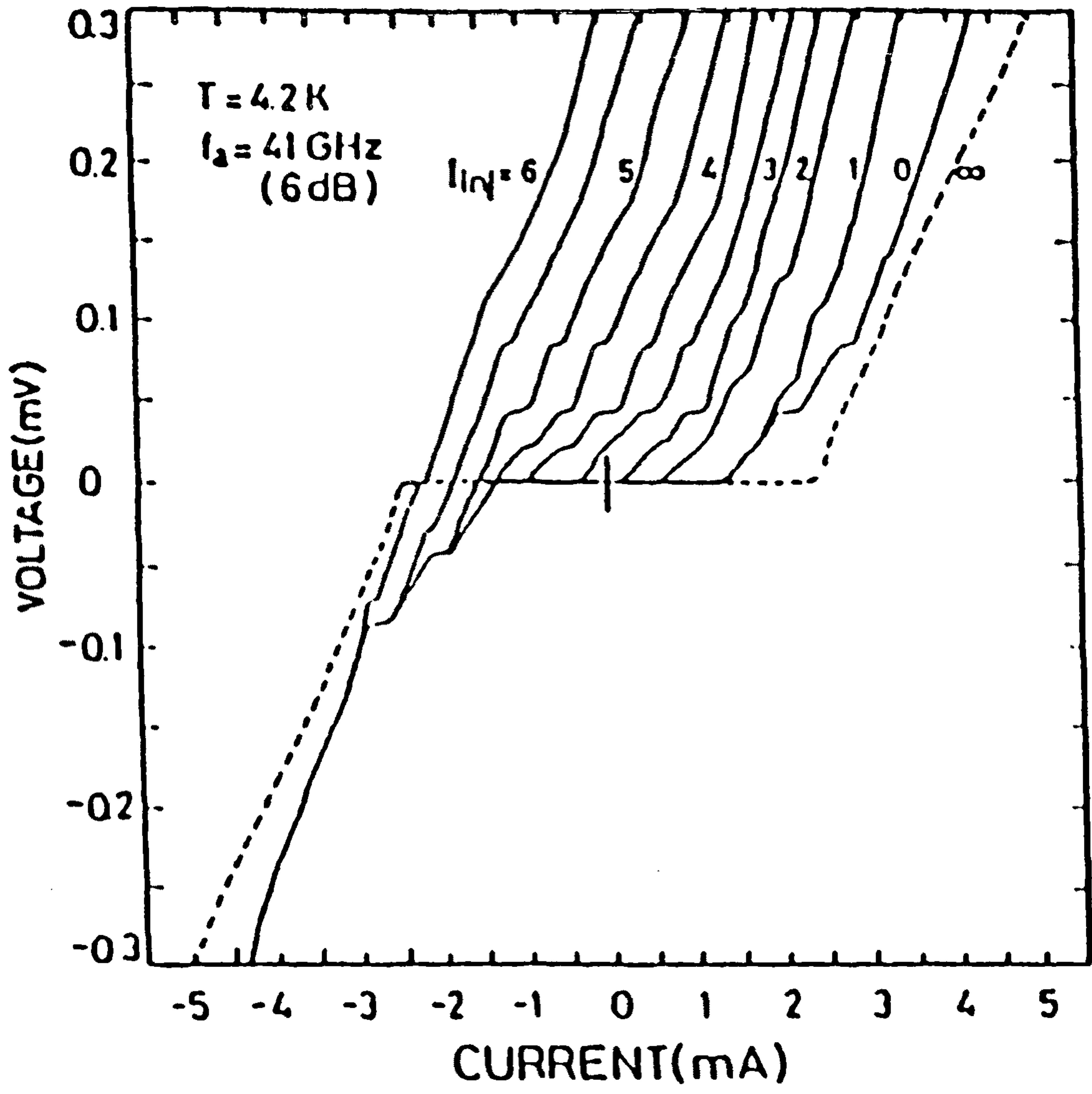


그림 2-11.  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  3단자 bridge의 modulation 전류를 바꿔가면서 측정한 Shapiro step 결과



수 mA정도의 조절이 편리한 변조 전류에 대하여 Shapiro step이 분명하게 변화함을 알 수 있다. 실제 마이크로파 혼합기를 제작하여 특성을 분석하고자 할 때 가장 효율적인 인가 전압값을 찾는 데 매우 훌륭한 방법으로 사용 가능함을 알 수 있다.

## 참고 문헌

- [1] K. I. Konstantinian, G. A. Ovsyanikov, L. E. Amatuni and Z. G. Ivanov, *Sov. Phys. JETP* 72(2), 376 (1991).
- [2] J. Konopka and G. Jung, *IEEE Trans. MAG.* 27, 1453 (1991).
- [3] Kiejun Lee, Ienari Iguchi, Sangmin Lee and Gwangseo Park, *Physica C* 221, 254 (1993)
- [4] K. Lee and G. Park, *Appl. Phys. Lett.* 60 651 (1992).
- [5] B. D. Josephson, *Phys. Lett.* 1, 251 (1962).
- [6] I. K. Yanson, V. M. Svistunov and I. M. Dmitrenko, *Sov. Phys. JETP* 21, 650 (1965).
- [7] I. M. Dmitrenko and I. K. Yanson, *Sov. Phys. JETP* 22, 1190 (1966).
- [8] D. N. Langenberg, D. J. Scalapino, B. N. Tayler and R. E. Eck, *Phys. Rev. Lett.* 15, 294 (1965).
- [9] D. E. McCumber, *J. Appl. Phys.* 39, 3113 (1968).
- [10] K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, p.106, Gordon and Breach Science Publishers, New York (1986).



# 제 3 장 a축 성장된 $Y_1Ba_2Cu_3O_y/Pr_1Ba_2Cu_3O_y/Y_1Ba_2Cu_3O_y$ 다층막 Josephson junction의 마이크로파 특성

## 제 1 절 연구 배경 및 개요

고온초전도체를 사용하여 Josephson junction을 제작하는 데 있어 가장 큰 문제점은 고온초전도체의 결맞음 길이가 매우 짧아(수 Å) 원자크기 정도 두께로 중간 절연층(insulating barrier)을 형성시켜야 한다는 데에 있다. 또한 세라믹의 성질을 가지고 있기 때문에 금속과 같은 유연성이 없어 격자상수와 열팽창계수가 비슷한 기판에서만 성장이 가능하며 기판물질로부터 상호침투가 적어야 양질의 박막을 얻을 수 있다. 특히 상호침투에 의하여 박막의 특성을 저하시키는 물질들이 대개 실리콘(Si)이나 알루미늄(Al) 등으로 저온초전도 Josephson junction에서 중간절연층으로 쓰이는 물질들이라는 것이 매우 중요한 문제이다. 수 Å의 절연층을 형성 하면서도 표면을 매우 고르게 할 수 있는 가장 좋은 물질인 알루미늄은 치명적인 불순물이기 때문이다. 중간절연층 또한 고온초전도 박막이 잘 성장될 수 있는 격자상수 및 열팽창계수 등을 갖추고 있어야만 다층막 Josephson junction을 제작할 수 있다. 몇몇 연구팀에서 MgO나 CeO<sub>2</sub> 등을 중간 절연층으로 사용하여 수 nm 의 중간층을 갖는 다층막을 제작하였으나 양질의 것을 만들지는 못하였다.<sup>[1,2]</sup>  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  박막의 경우 a축과 c축에 대하여 결맞음 길이가 심한 이방성을 나타내고 있음이 밝혀졌다. a축 방향의 결맞음길이는 약 30 Å으로서 c축에 비하여 6 배 정도 길어 만일 박막을 a축 성장시킬 경우 수 백 Å 정도의 절연층을 사용하여도

Josephson 효과를 관측하는 것이 기대된다. 특히  $\text{Pr}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  박막을 완충막으로 사용할 경우 a축 성장이 매우 용이함이 알려져 있다.<sup>[3]</sup> 이 때  $\text{Pr}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 는  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 와 격자구조가 같으면서도 초전도성을 나타내지 않기 때문에 완충층으로써 뿐만 아니라 중간 절연층으로서도 매우 훌륭한 물질이다. 몇몇 연구팀에 의하여  $\text{Pr}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  를 사용한 Josephson junction 제작이 시도되었으며 c축 성장된 경우에는 a축으로의 tunneling을 사용하기 위하여 edge 형태의 junction이 시도되었으며 a축 성장된 경우는 다층막 형태의 junction이 시도되었다.<sup>[4]</sup> 이들 결과의 공통점은  $\text{Pr}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 의 두께가 약 100 nm인 경우에도 Josephson 효과가 관측된다는 점이다. 이렇게 절연층의 두께가 두꺼움에도 불구하고 Josephson 효과가 관측된다는 것은  $\text{Pr}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 가 완전한 절연체가 아니기 때문에 일종의 proximity 효과가 나타나고 있거나 a축 방향으로 성장되어 있으므로 CuO 평면상으로 이동하는 초전도 전자쌍(Cooper pair)의 흐름이  $\text{Pr}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 에서도 큰 방해를 받지 않고 있다는 것을 의미할 수도 있다. 이러한 연구결과들에 바탕을 두고  $\text{SrTiO}_3$  기판 위에  $\text{Pr}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  완충막을 사용하여  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y/\text{Pr}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y/\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  다층막 junction을 제작하고 그 특성을 조사하였다.

## 제 2 절 실험방법

모든 박막은 파장이 308 nm인 XeCl eximer laser (Lumonics EX 700)를 사용하여 laser ablation 방법으로 성장되었다. Laser beam의 에너지 밀도는 약  $1 \text{ J/cm}^2$ 으로 조정되었으며 5 Hz 주기의 펄스로 발진시켰다. 한 개의 펄스의 유지시간(pulse duration time)은  $14 \pm 4 \text{ ns}$ 이었다. 박막은 여

러 기판온도에서 in-situ로 100 mTorr의 산소 분위기에서 성장되었으며 증착이 끝난 후 500 Torr의 산소 분위기에서 1 시간 동안 annealing하였다. 기판은 SrTiO<sub>3</sub>(100)을 사용하였다. 그림 3-1에 개략적인 다층막의 형태를 나타내었다. a축 성장된 Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> 박막의 부피비율은 Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub>(005)와 Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub>(200) X-선 회절 결과의 상대적인 강도의 비율로 계산하였다. Pr<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> 박막의 두께가 증가함에 따라 a축 성장된 Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> 박막의 부피비율이 급격히 증가하여 Pr<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> 박막이 약 5 nm 두께로 되었을 때 약 86 %에 달하였다. 그후 Pr<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> 박막의 두께가 180 nm까지 증가하는 동안 a축 성장된 Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> 박막의 부피비율은 98.6 %까지 천천히 증가하였다. RBS(Rutherford Back Scattering)에 의하여 근사한 결과도 거의 비슷한 양상을 보였다. Josephson junction을 이루고 있는 영역의 면적은 500 x 500 μm<sup>2</sup>으로 하였으며 metal shadow mask를 사용하여 형상화하였다. 그림 3-2는 각각의 박막을 증착하는 단계 마다의 전자현미경 사진이며 그림 3-3은 완성된 Josephson junction의 광학현미경 사진이다. 이렇게 제작된 3층막 Josephson junction은 일반적인 4단자 법으로 I-V 특성을 조사하였다. 마이크로파 특성은 제 1장에서 설명한 저온장치 내에서 측정하였다. 마이크로파 수신기의 중심 주파수는 22 GHz이고 band 폭은 1.8 GHz, 측정밀도는 ΔT = 0.1 K이었다. 자기장을 차폐하기 위하여 시료와 cavity 및 X-band 도파관들을 μ-metal로 감쌌다. 실험은 T = 20 K의 온도에서 수행되었다.

### 제 3 절 결과 및 논의

그림 3-4에 I-V 곡선과 전류의 함수로 측정한 마이크로파 자발방출 특



성 곡선을 나타내었다. I-V 곡선상에서는 RSJ와 같은 전이양상을 보이며 심한 hysteresis가 나타남을 알 수 있다. 이러한 hysteresis가 나타나는 것은 Josephson junction이 자체 과열(self heating)되는 경우 그 열의 효과에 의해 나타날 수도 있고 junction의 축전용량(capacitance) C 값이 비교적 큰 경우에 나타날 수도 있다. 왼쪽의 hysteresis가 오른쪽에 비해 크게 나타난 것은 전류를 왼쪽에서 감소시키는 경우에 해당하는 잡음 특성  $P(I)$ 가 비정상적으로 증가하는 부분에서 I-V 곡선상에 변곡이 나타나는 것과 밀접한 관계가 있다. 다시 말해서  $P(I)$ 의 갑작스런 증가가 junction의 자체 과열을 의미하며 왼쪽에서의 상대적으로 큰 hysteresis의 직접적인 원인이 된 것으로 생각된다. 마이크로파 자발방출은 보통의 Josephson junction에 대한 결과와 매우 다르다. 우선 임계전류값이 지난 후에 급격한 잡음 온도의 하강이 기록되고 있는데 이것은 다른 Josephson junction에서와 같이 임피던스 조화와 관계된 것이다. 그 직후에 두 개의 peak가 나타나는데 그 중 하나는 대략적으로 Josephson 이론을 만족시키지만 약  $\Delta T = 10$  K의 온도특성으로 약  $10^{-14}$  W에 해당된다. 즉 매우 작은 방출이며 매우 넓은 방출폭을 보여 거의 마이크로파 자발방출로 생각하기 어려울 정도의 특성을 나타내고 있다. 이러한 값이 나타난 것은 SrTiO<sub>3</sub> 기판의 마이크로파 손실이 매우 커서 자발방출을 거의 흡수하기 때문인 것으로 생각된다. 이들 두개의 peak와 임계전류 및 전압간의 관계를 알아보기 위하여 그림 3-4의 오른쪽 부분을 확대하여 그림 3-5에 나타내었다. 그림에서 보듯이 임계 전류에 가까운 곳에서 나타나는 자발방출은 대략적으로 Josephson 효과를 만족함을 알 수 있다. 그리고 그 뒤에 따라 나오는 peak는 매우 큰 전압값에서 나타나고 있는데 이는 3층막 Josephson junction의 윗층의 Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> 박막이 아랫층의 Y<sub>1</sub>Ba<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>y</sub> 박막이 존재하



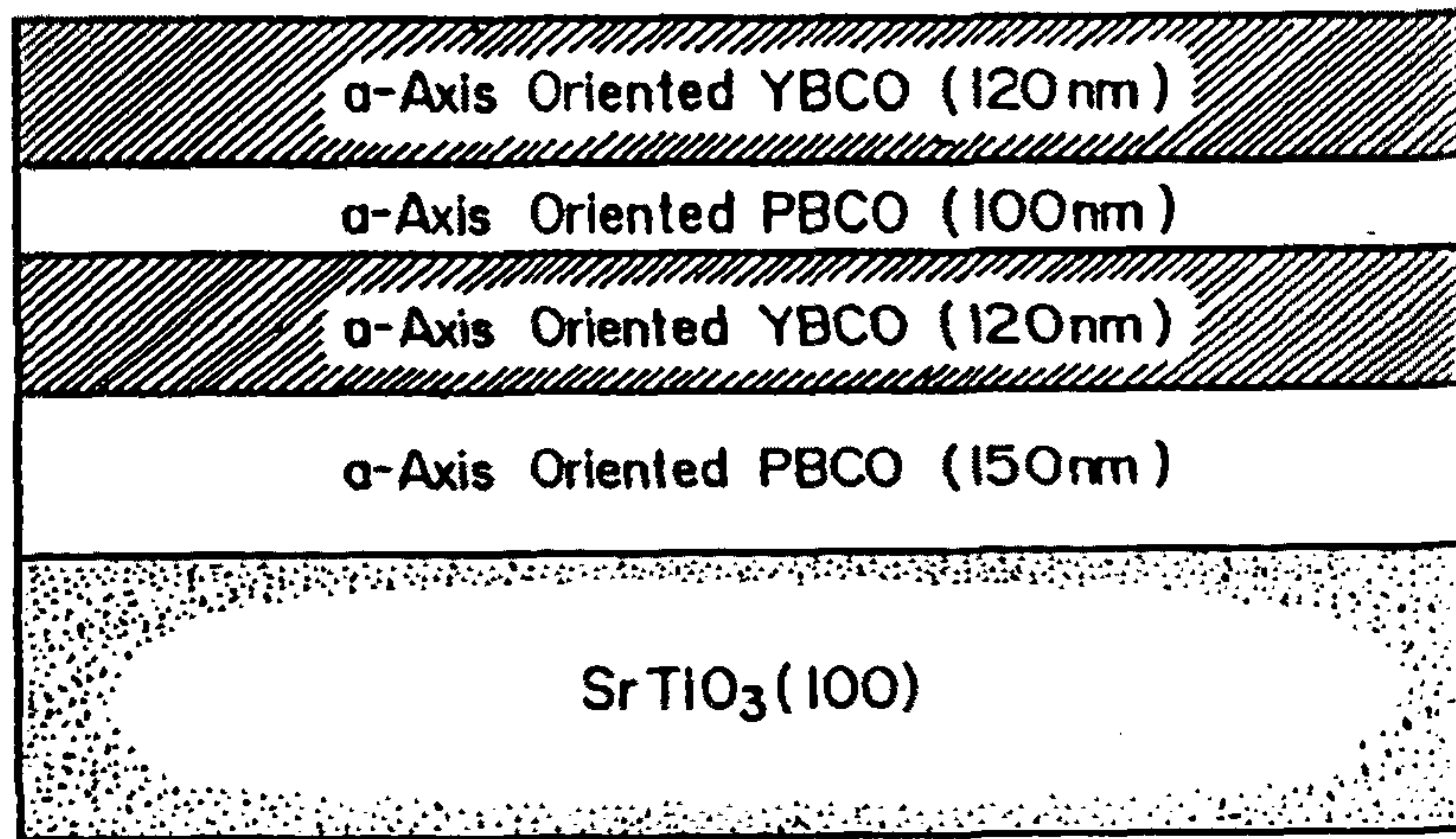
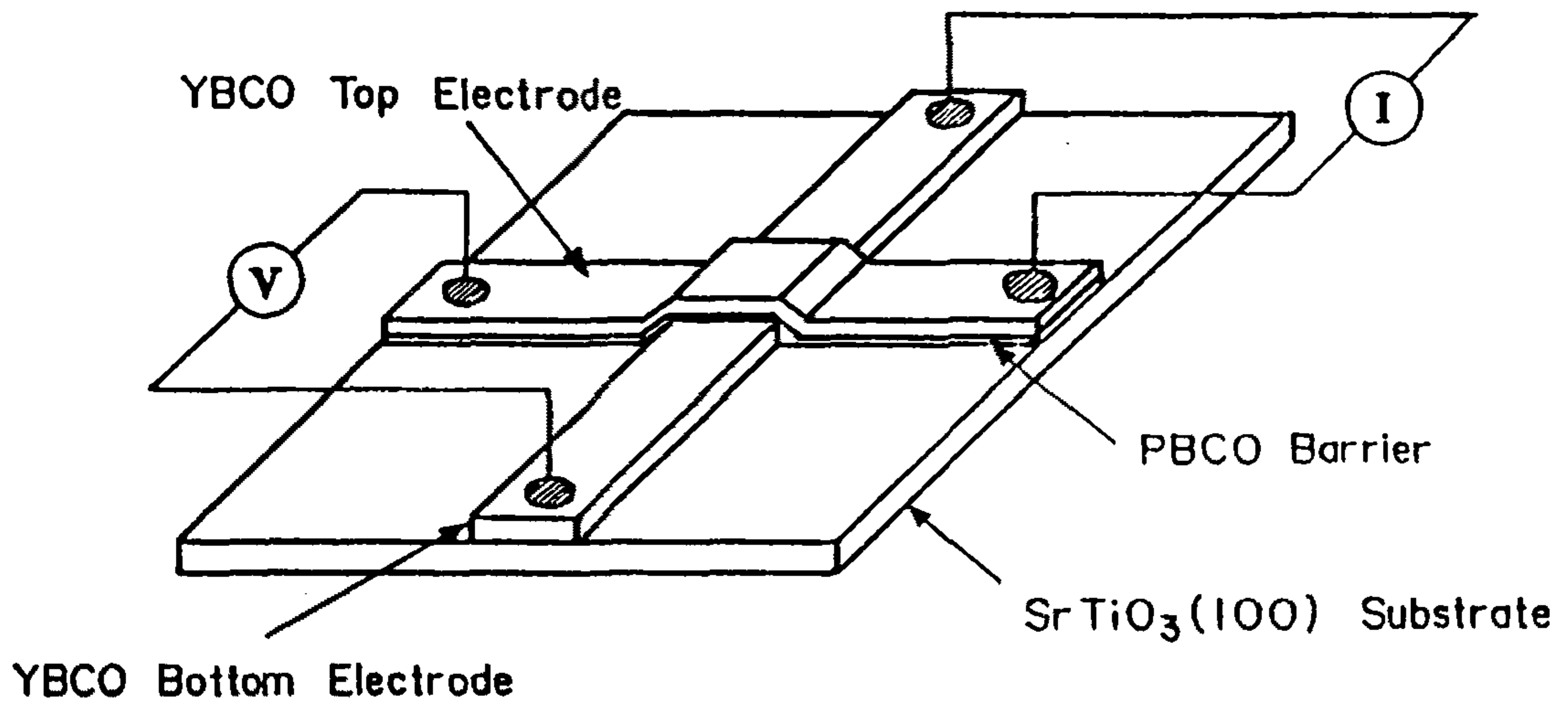


그림 3-1.  $Y_1Ba_2Cu_3O_y/Pr_1Ba_2Cu_3O_y/Y_1Ba_2Cu_3O_y$  다층막의 개략도



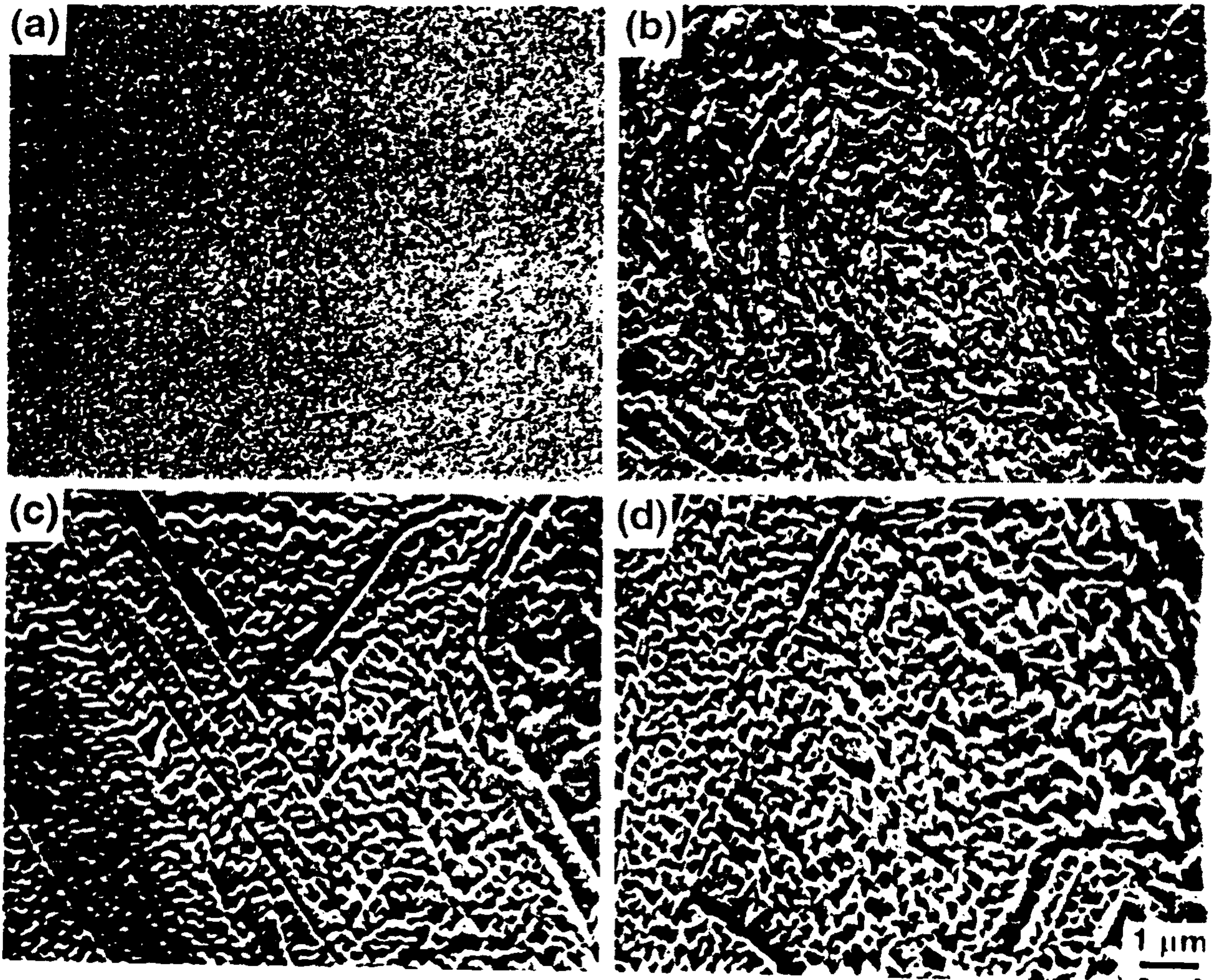


그림 3-2.  $Y_1Ba_2Cu_3O_y/Pr_1Ba_2Cu_3O_y/Y_1Ba_2Cu_3O_y$  다층막의 각 박막들의 증착 순서에 따른 표면 전자현미경 사진 (a)  $Pr_1Ba_2Cu_3O_y$  완충막, (b)  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bottom layer, (c)  $Pr_1Ba_2Cu_3O_y$  중간막, (d)  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  top layer



그림 3-3. 완성된  $Y_1Ba_2Cu_3O_y/Pr_1Ba_2Cu_3O_y/Y_1Ba_2Cu_3O_y$  다층막 junction의 광학현미경 사진



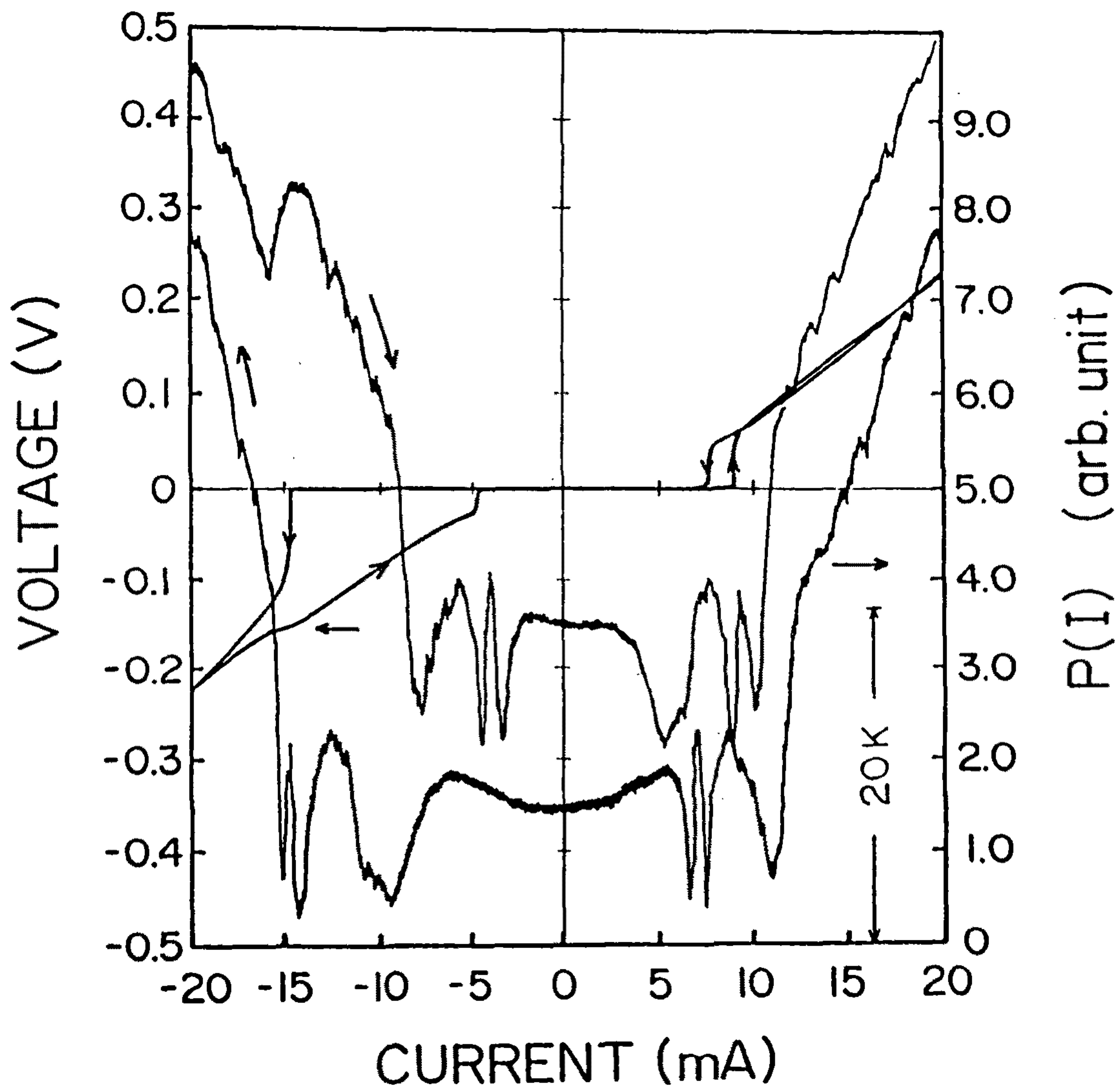


그림 3-4.  $Y_1Ba_2Cu_3O_y/Pr_1Ba_2Cu_3O_y/Y_1Ba_2Cu_3O_y$  다층막 junction의 전류-전압 곡선과 22 GHz의 마이크로파 자발방출 특성



는 곳에서 존재하지 않는 부분으로 연결되는 곳에 임계전류가 조금 큰 grainboundary junction이 형성되어 그 효과를 보게 된 것으로 생각된다. 결국 마이크로파 자발방출과 관련된 모든 특성을 향상시키기 위해서는 SrTiO<sub>3</sub> 기판 외에 마이크로파 손실이 작은 MgO, LaAlO<sub>3</sub>, 혹은 LaSrGaO<sub>4</sub> 등의 기판을 사용해야 할 것으로 생각된다. 또 전류를 증가시킬 때와 감소시키면서 측정할 때의 임계전류값이 서로 다르게 나타나는데 증가시킬 때의 임계전류를 보통의 임계전류( $I_c$ )로 정의하며 전류를 감소시킬 때 나타나는 임계전류를 복귀전류(return current,  $I_R$ )로 정의한다.  $I_R$ 은 junction의 성질을 나타내는 매우 중요한 변수로서 다음과 같이 구할 수 있다. 우선 McCumber 변수  $\beta_c$ 가 I-V 특성에서 매우 중요한 역할을 하게 되는데 다음과 같이 정의된다.<sup>[5]</sup>

$$\beta_c = (\omega_c/\omega_p)^2 = (2e/\hbar) I_c R_N^2 C \quad (3-1)$$

여기서  $\omega_c$ 는 특성주파수 (characteristic frequency) 이고  $\omega_p$ 는 플라즈마 주파수(plasma frequency)이며 C는 축전 용량이다. 즉  $\beta_c$ 는 축전용량 C에 비례하는 값이 된다.

RSJ 모델에서 축전용량 C를 0이 아니라고 하면 등가회로 방정식은 다음과 같이 된다.<sup>[6]</sup>

$$I_{dc} = I_c \sin \phi + \frac{\hbar}{R_N 2e} \dot{\phi} + C \frac{\hbar}{2e} \ddot{\phi} \quad (3-2)$$

이 식을 차원이 없게 정리하면 다음과 같다.

$$i_{dc} = \sin \phi + \omega_c^{-1} \dot{\phi} + \omega_p^{-2} \ddot{\phi} \quad (3-3)$$

여기서  $\omega_c = \frac{2eR_N}{\hbar I_c}$  이고,  $\omega_p^2 = \frac{2e}{C\hbar I_c}$  이다. 이 방정식은 비선형 2차

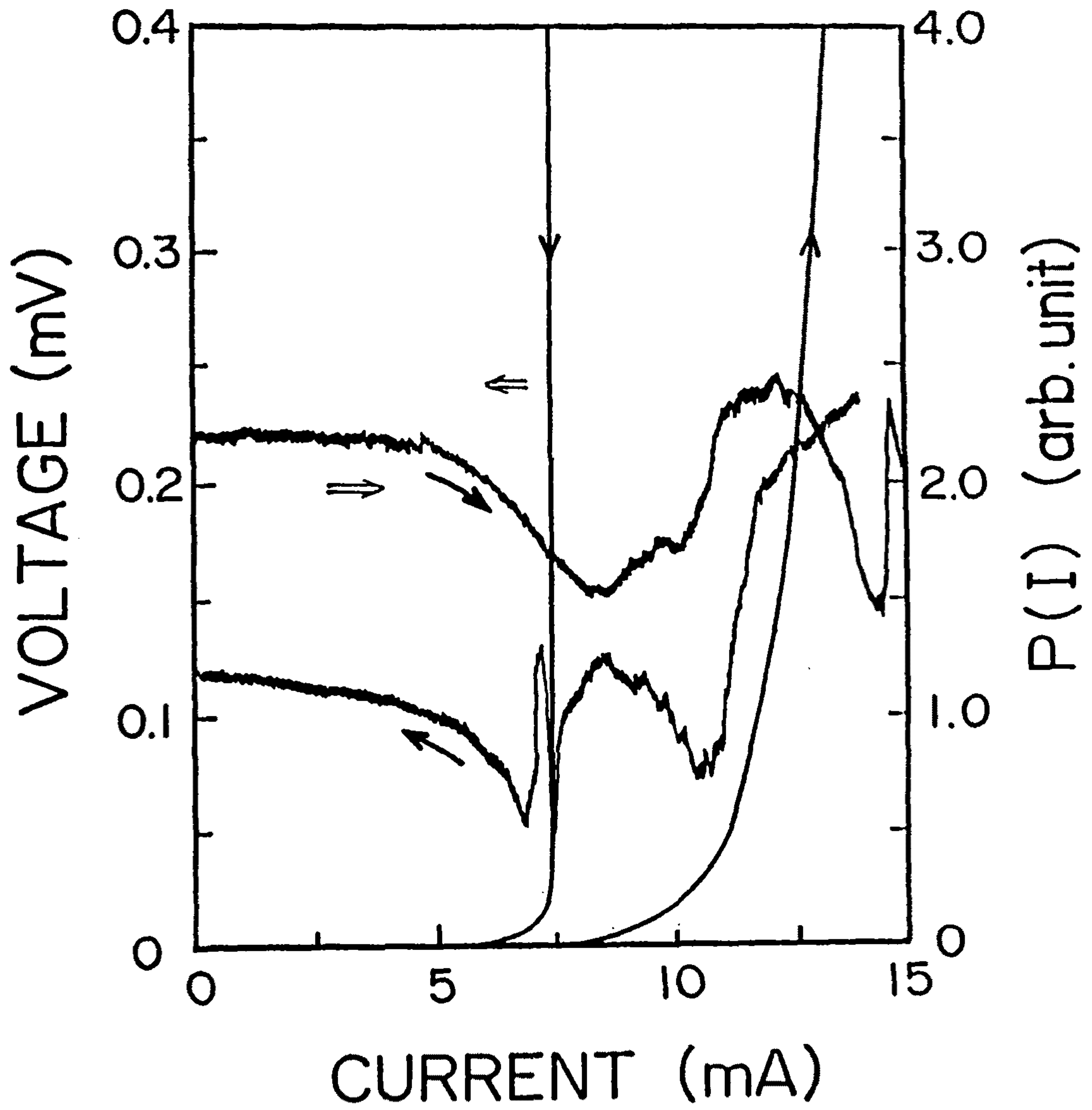


그림 3-5. 그림 3-4의 오른쪽을 확대하여 본 그림

미분식으로 일반적인 적분 해를 구할 수 있다. 이 식을 수치해석으로 풀이하여 여러가지  $\beta_c$  값에 대해 구한 결과가 그림 3-6에 나타나 있다.  $\beta_c$ 가 증가함에 따라  $I_R$ 이 점점 작아지는 것을 볼 수 있다. 이 때  $I_R$ 을 구하기 위해서는 junction의 에너지와 에너지 손실의 관계를 통해서 계산할 수 있다. Josephson junction의 에너지는 다음 식으로 주어진다.

$$\frac{1}{2} \omega_p^{-2} \phi^2 + (1 - \cos \phi) = \frac{E}{E_c} \quad (3-4)$$

따라서 한 주기 동안의 에너지 손실  $W$ 는 다음과 같다.

$$W = \frac{\hbar}{2e} \int_0^{2\pi} I_c d\phi = \Phi_0 G_N V_p \int_0^{2\pi} 2 \left( \frac{E}{E_c} - 1 + \cos \phi \right)^{\frac{1}{2}} d\phi \quad (3-5)$$

여기서  $V_p$ 는 플라즈마 전압이며 다음과 같이 정의된다.

$$V_p \equiv \frac{\hbar}{2e} \omega_p = V_c \beta^{-\frac{1}{2}}, \quad V_c = I_c R_N \quad (3-6)$$

전압이 존재하는 상태는 junction의 운동에너지가 0보다 클 때 즉 총에너지  $E$ 가  $2E_c$ 보다 크거나 같을 때 가능하므로  $I = I_R$ 인 극한에서  $E = 2E_c$ 가 된다. 이 에너지 값을 한 주기 동안의 에너지 손실  $W$ 의 식에 대입하고 적분하면 다음과 같다.

$$W = 4 \Phi_0 I_c \frac{\beta_c^{-\frac{1}{2}}}{\pi} = I_R \frac{\hbar}{2e} 2\pi \quad (3-7)$$

결국  $I_R$  값은 다음과 같이 표현된다.

$$I_R = \frac{4}{\pi} I_c \beta_c^{-\frac{1}{2}} \quad (3-8)$$

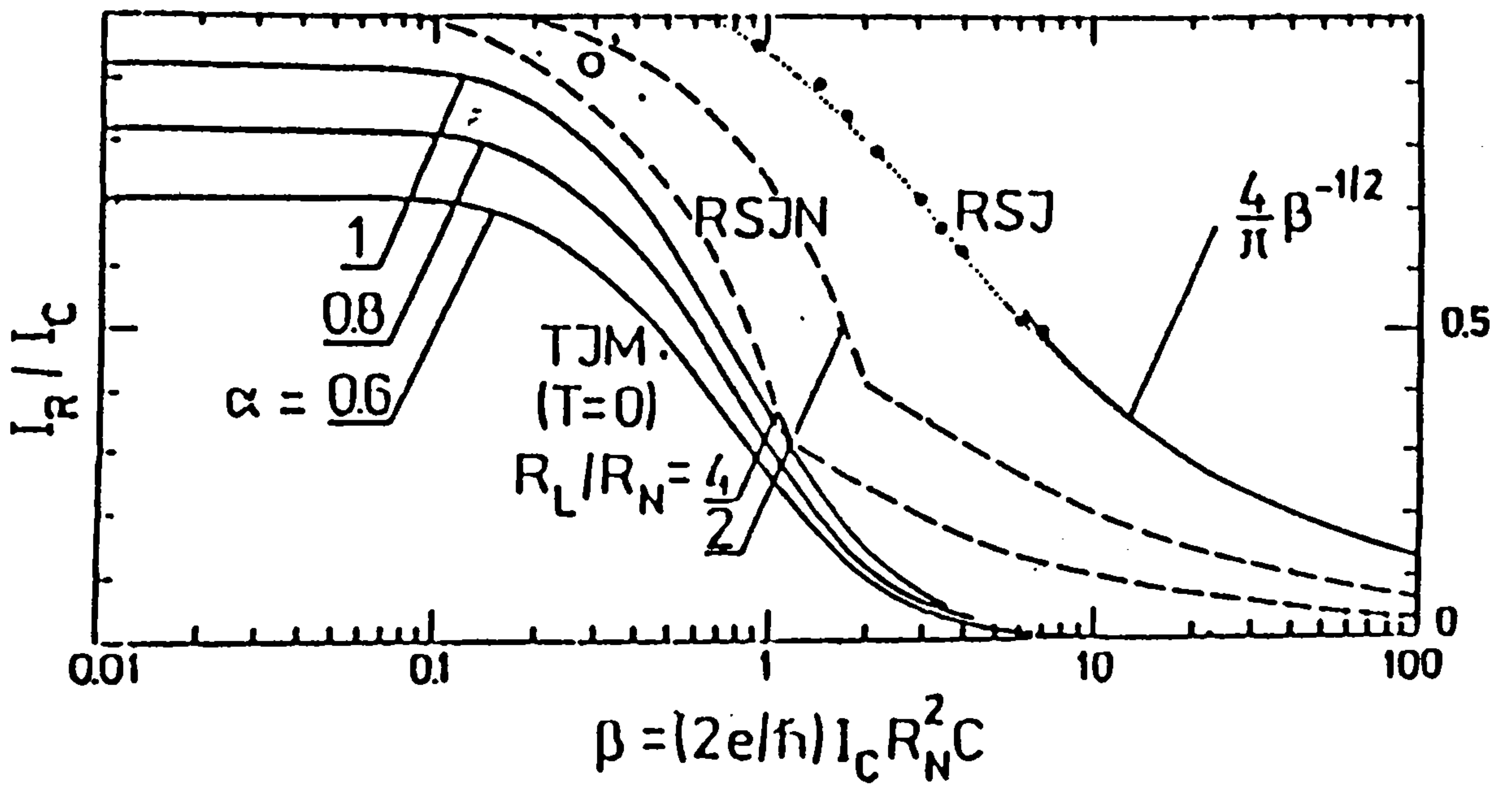


그림 3-6. 계산된  $I_R$  값의 그래프



다시 말해서  $I_R$  값은 McCumber 변수  $\beta_c$ 의 함수이며  $\beta_c$ 는 junction의 축전용량의 함수이므로 junction의 축전용량값을 알면 I-V 특성상의 hysteresis가 얼마나 나타날 지를 예측할 수 있게 된다.  $\text{Pr}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 의 유전특성과 3층막 junction의 구조에 의하여 계산된 축전용량은 대략 10 pF 정도이다. 이 때 junction의 임계 전류값과 정상저항 값을 대입하여 계산된  $\beta_c$ 는 대략  $1.1 \times 10^3$  정도이다. 따라서  $I_R$ 은 대략 0.25 mA가 되어야 한다. 그러나 실제로 측정된  $I_R$ 은 6 mA로서 이론적으로 계산된 값과 심한 차이를 보이고 있다. 이것은  $\text{Pr}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ 가  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y/\text{Pr}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y/\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  구조내에서 전류를 더 잘 흐르게 하는 성질이 있음을 의미한다. 그림 3-7에는 22 GHz의 마이크로파를 3층막 junction에 인가해 주면서 그 출력에 따라 I-V 곡선상에 어떤 변화가 나타나는지를 측정한 결과이다. Shapiro 계단들이 다음 식을 만족하는 전압값에서 나타나고 있다. [7]

$$V = n \frac{\hbar}{2e} \omega \quad \text{for } n=1,2,3 \dots \quad (3-9)$$

$n = 5$  인 전압값까지 관측이 가능하였다. 기판의 마이크로파 손실이 크기 때문에 마이크로파 자발방출을 측정하는 것은 어려웠으나 Shapiro step이 잘 나타나는 것으로부터 Josephson junction이 잘 형성되어 있음을 확인할 수 있었다. 즉 약 100 nm의 매우 두꺼운 중간층을 사용하더라도  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y/\text{Pr}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y/\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  구조내에서는 Josephson tunneling이 가능하다는 것을 의미하며 다층막 형태의 고온초전도 Josephson junction 제작에 매우 중요한 의미를 갖는 실험 결과라 할 수 있다.

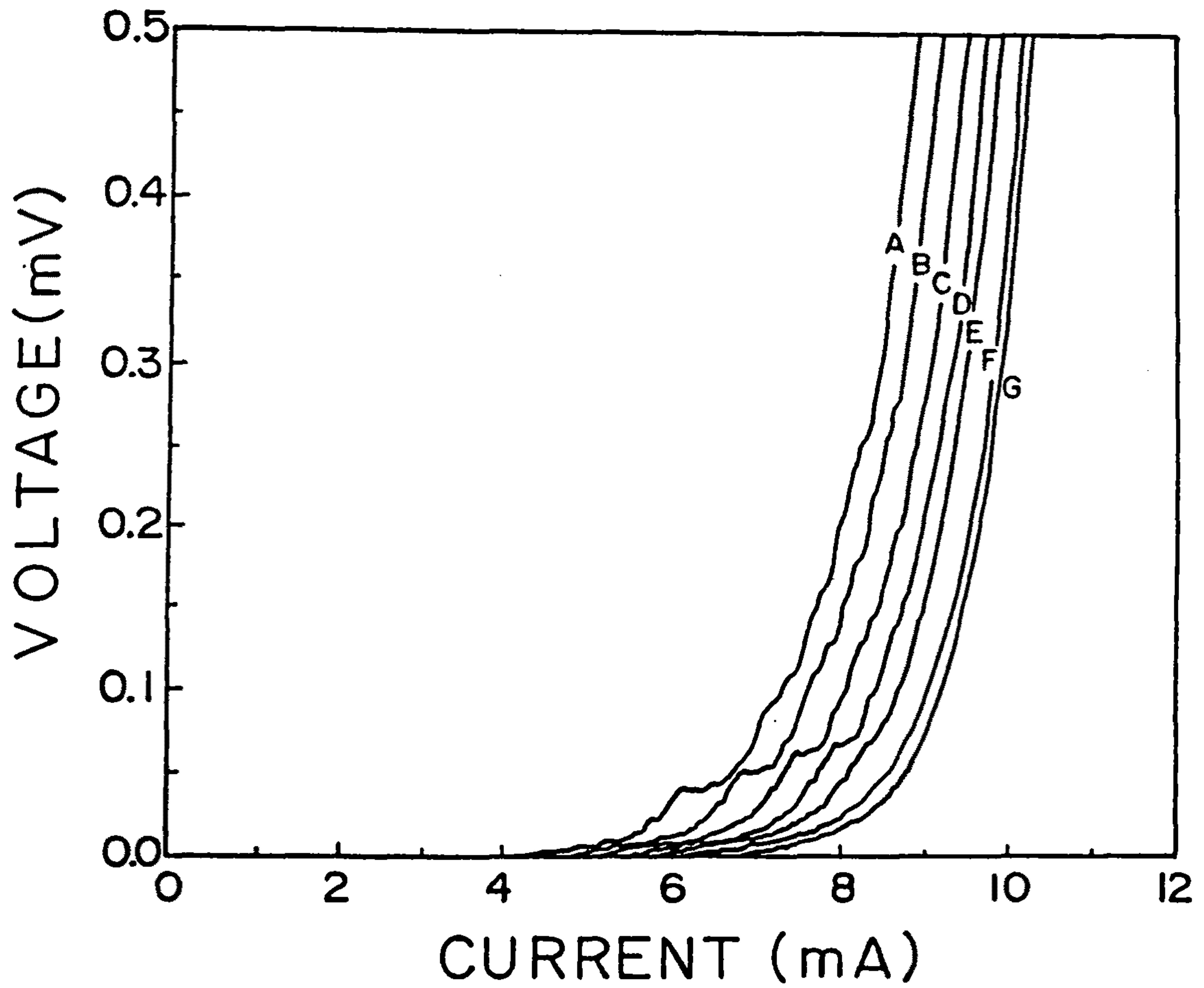


그림 3-7.  $Y_1Ba_2Cu_3O_y/Pr_1Ba_2Cu_3O_y/Y_1Ba_2Cu_3O_y$  다층막 junction의 마이크로  
파 인가에 따른 전류-전압 곡선의 변화

## 참고문헌

- [1] J. Gao, Y. Bogustavskij, B.B.G.Klopman, D.Terpstra, J. Gerritsma and H. Rogalla, *Appl. Phys. Lett.* 59, 2754 (1991)
- [2] T. Hashimoto, M. Sagoi, Y. Mizutani, J. Yoshida and K. Mizushima, *Appl. Phys. Lett.* 60, 1756 (1992)
- [3] D. Terpstra, G.J. Geriitsma, H. Rogolla, R. Gupta and Q. Hu, *Extended Abstracts of Fourth International Superconductive Electronics Conference*, pp 390 (1993)
- [4] J.B. Barner, C.T. Rogers, A. Inam, R. Ramesh and S.Bersy, *Appl. Phys. Lett.* 59, 742(1991)
- [5] D. E. McCumber, *J. Appl. Phys.* 39, 3113 (1968)
- [6] W.C. Stewart, *Appl. Phys. Lett.* 12, 277 (1968)
- [7] S. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* 11, 80 (1963)

## 제 4 장. Inhomogeneous Josephson junction array (IJJA)

### 모델의 이론적 연구

#### 제 1 절 연구 배경 및 개요

최근에 여러 그룹에서는, 고온초전도 grain boundary 접합구조에서의 전류-전압 특성과 Josephson 자발방출에 관한 실험 결과를 발표하였다.<sup>[1]</sup> 그 실험결과에 따르면, granular 접합에서의 전류-전압 특성 곡선이 전압이 발생하는 onset 지점 근방에서 거의 포물선을 이룬다. 뿐만아니라 Josephson 관계인  $\omega_0 = \frac{2e}{\hbar} V_{dc}$ 에서 예상되는 자발방출보다 큰 전압에서 여러개의 자발방출이 측정되었다. 다시 말하면, granular 고온초전도 접합에서의 자발방출은 Josephson 관계에서와는 다른 진동수에서 생긴다. 반면에, 외부에서 마이크로파를 인가했을 때, fundamental Shapiro step이 깨끗하게 나타나는데, 간혹 다른 분수 Shapiro step도 함께 나타났다.<sup>[2]</sup> 예비적인 분석이 이기진 등이<sup>[3]</sup> 움직이는 vortex 모델<sup>[4]</sup>과 Josephson vortex를 가진 긴 Josephson 접합의 개념<sup>[5]</sup>의 hypervortex 모델을 이용하여 행해졌었다. 하지만, 위의 실험결과는 자기장이 없을 때의 proximity-coupled Josephson 접합 배열의 전류-전압 특성과 매우 닮은 점을 보이고 있으며 이는 granular 고온초전도 접합이, grain boundary에서 weak link을 이루는 조그만 grain들 여러개로 이루어 있다는 것을 의미한다.

한편 최근 몇 년 사이에, 초전도 배열에 관한 연구가 이론적으로나 실



험적으로 광범위하게 행해지고 있다.<sup>[6]</sup> 더우기 고온초전도체의 발견으로 임계온도 근방에서 granular 구리산화물 고온초전도체가, 무작위로 배열된 weak link와 매우 유사한 행동을 보인다는 증거들이 발견되었다. 또한, 임계온도 근방에서 고온초전도체의 많은 고온초전도 성질들이 weak link로 이루어진 JJA(조셉슨접합배열, Josephson junction array)로 해석할 수 있다는 것이 알려졌다.<sup>[7]</sup> 하지만, 지금까지 JJA 연구의 대부분은 규칙적인 초전도 배열에서의 정적이거나 동적인 성질에 주로 초점을 맞췄었다. Granular 고온초전도체를 이해하기 위해서는 무작위적으로 분포된 초전도체 배열이 보다 중요함에도 불구하고 이러한 무작위적으로 분포된 Josephson 접합 배열에서의 동적인 성질에 관한 이해는 많이 이루어지지 않았다. 무작위적으로 분포된 Josephson 접합 배열(JJA)에 기초하여 granular 고온초전도 접합의 반응을 이해하기 위한 시도로 먼저 우리는 내부에 작은 grain들을 여러개 가진 granular 고온초전도 접합을 비균일한 Josephson 접합 배열, 즉 무작위적으로 분포된 임계 전류와 shunted 저항을 가진 proximity-coupled weak link의 network로 모델하였다. 그리고는 비균일한 JJA 모델을 수치해석적으로 풀어서 전류-전압 특성, 자발방출 spectral density  $S(\nu)$  그리고 마이크로파 반응(예를 들어 Shapiro steps)의 결과를 구하였다.

이 보고서에서, 우리는 비균일한 JJA의 전류-전압 특성과 자발방출 spectral density  $S(\nu)$ 을 계산한 결과를 제시하였다. 무작위적으로 분포된 임계전류와 shunted 저항을 묘사하기 위해 1차원과 2차원 Josephson 접합 배열에 있는 임계전류와 shunted 저항의 여러가지 가능한 경우를 시도하였다. 배열에 흐르는 전류에 의해 유도되어진 자기장을 무시할 수 있다고 가정했을 때, 각 경우에서 얻어진 자발방출 spectral density들이 분리된 Josephson 접합들의 합과 같다는 것을 알았다.

반면에 임계전류와 shunted 저항의 분포에 따라 전류-전압 특성이 많은 변화를 보였는데, 특히 Shapiro steps에서 많은 변화가 있었다. 균일한 배열에서 측정되는 giant Shapiro step들이 많은 경우에 비균일한 배열에서는 Josephson 접합 특성의 무작위성에 때문에 사라졌다. 그러나, 임계전류와 저항사이에 상호관계가 있는 경우에는, 즉, Josephson 전압  $I_c R = V_J$ 이 일정한 상호관계가 있을 때는 fundamental Shapiro step이 다시 나타날 수도 있다는 것을 알아냈다.

## 제 2 절 연구 수행 방법

### 가. Inhomogeneous Josephson junction array model

그림 4-1(a)에서처럼 주위의 grain들과 밀접하게 붙어있는 N 개의 초전도 grain들의 비균일한 집합을 생각해보자. Granular 고온초전도 접합에 있는 각각의 grain은 주위의 grain들과 밀접하게 붙어있기 때문에 주위의 grain들과 함께 proximity effect Josephson 접합을 형성한다. 고온초전도 grain boundary 접합의 특성에 대해 잘 정의되어 있지는 않지만<sup>[8]</sup> 고온초전도 grain들의 집합을 전하효과(즉, 전기용량 효과)를 무시한 resistively shunted Josephson(RSJ) 접합으로 근사할 수 있다. 그러므로 고온초전도 grain들로 이루어진 복잡한 집합을 직접 다루는 대신, 그것을 그림 4-1(b)에서 볼 수 있듯이 여러개의 다른 임계전류  $I_{c_{ij}}$ 와 저항  $R_{ij}$ 을 가진 Josephson 접합의 배열로 다룰 수 있다. RSJ 접합으로 근사한 각 grain boundary 접합에서 외부 자기장이 없을 때, i번째 grain에서 j번째 grain으로 흐르는 전류는 다음과 같이 기술되어진다.

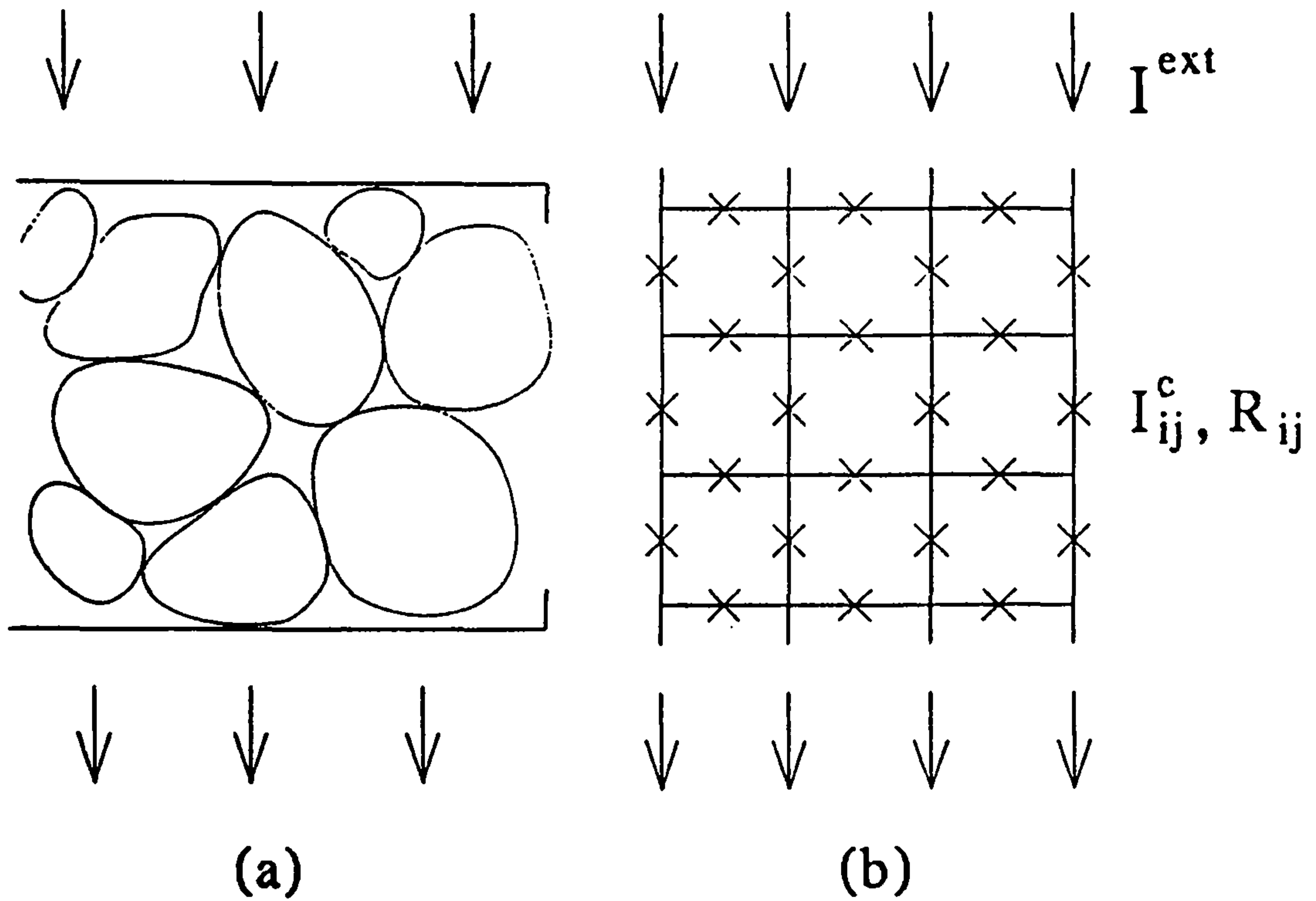


그림 4-1. (a) granular 고온초전도 접합과 (b) resistively shunted Josephson junctions의 배열의 도식적인 그림.

$$I_{ij} = I_{ij}^c \sin(\phi_i - \phi_j) + \frac{V_{ij}}{R_{ij}} \quad (4-1)$$

여기에서  $\phi_i$ 는  $i$ 번째 grain 위에서 초전도 order parameter의 위상을,  $I_{ij}^c$ 는  $i$ 번째와  $j$ 번째 grain들 사이의 임계전류를,  $V_{ij} = V_i - V_j$ 는  $i$ 번째와  $j$ 번째 grain들 사이의 전압차를, 그리고  $R_{ij}$ 는 grain들 사이의 shunted 저항을 나타낸다. 여기에서 배열에서 흐르는 전류에 의해 발생하는 유도 자기장은 접합사이의 약한 결합을 가정하여 무시할 수 있다. 균일한 Josephson 접합 배열에서는 단 하나의 임계전류  $I_0^c$ 가 있다. 반면에 비균일한 Josephson 접합 배열에서는 임계전류와 shunted 저항이 무작위로 분포한다. 하지만, 형태학적(morphological) 특성에 따라, 예를 들면, YBCO 고온초전도 granular 접합에서는 grain들이 상대적으로 고른 크기와 모양을 가지고 있다. 그러므로 고온초전도 granular 접합에서는 임계전류  $I_{ij}^c$ 가 완전히 무작위적인 분포보다는 평균임계전류  $I_0^c$ 를 갖는 Gaussian 분포를 따른다는 것이 더 합리적이다. 따라서 우리의 모델에서는, 임계전류  $I_{ij}^c$ 를 다음과 같은 확률분포함수를 이용하여 무작위로 추출하였다.

$$P(I_{ij}^c) = [2\pi(\Delta I^c)^2]^{-1/2} \exp\left(-\frac{(I_{ij}^c - I_0^c)^2}{2(\Delta I^c)^2}\right) \quad (4-2)$$

여기에서  $I_0^c$ 는 평균임계전류이고  $\Delta I^c$ 는 표준편차이다.

#### 나. Numerical algorithm



주어진  $I_{ij}^c$ 와  $R_{ij}$ 의 분포에 대해서 각각의 접합은 식 (4-1)에서의 전류-전압 관계를 만족해야 한다. 또한 Josephson 관계로부터

$$\frac{d(\phi_i - \phi_j)}{dt} = \frac{\hbar}{2e} (V_i - V_j) \quad (4-3)$$

를 만족해야 하고 다음과 같은 Kirchhoff의 법칙도 만족해야 한다.

$$\sum_j I_{ij} = I_i^{\text{ext}} \quad (4-4)$$

여기에서  $I_i^{\text{ext}}$ 는 grain  $i$ 로 들어가는 외부전류를 나타냈다. 외부전류  $I_i^{\text{ext}}$ 는  $i$ 번째 grain이 경계에 있을 때에만 주어지는 값이다. 여기에서 경계에 있는 외부전류는 다음과 같이 교류이거나 직류일 수 있다.

$$I_i^{\text{ext}} = I_{\text{dc}} + I_{\text{ac}} \cos(\omega_{\text{ac}} t). \quad (4-5)$$

만일 배열에 흐르는 전류에 의해 유도되는 자기장을 무시하면, 주어진 외부 전류에 대해서 식 (4-1), (4-3), 그리고 (4-4)는 다음과 같은  $N$  개의 1차 연립 비선형 미분방정식으로 표현할 수 있다.

$$\sum_j \left[ \frac{1}{R_{ij}} \frac{\hbar}{2e} \frac{d(\phi_i - \phi_j)}{dt} + I_{ij}^c \sin(\phi_i - \phi_j) \right] = I_i^{\text{ext}} \quad (4-6)$$

이 방정식은 Chung, Lee and Stroud가 제안한 algorithm을 이용하여 수치해석적으로 풀 수 있다.<sup>[9]</sup> 우리는 전류가 맨 위의 줄에서 맨 아래의 줄로 흐르는 경계조건을 사용하였다. 또한 후의 모든 계산에서 자유경계조건(free boundary condition)을 사용하였다.

### 제 3 절 결과 및 논의

#### 가. Inhomogeneous JJA의 전류-전압 특성(I-V characteristics)

지금부터 고정된 외부전류  $I_{dc}$ 에서 grain들의  $N \times M$  고온초전도 배열을 다루고자 한다. 비균일 Josephson 배열의 효과를 조사하기 위해 우리는 세 가지 경우에 대해 전류-전압 특성을 계산하였다. 첫번째 경우 (i)는 일정한 임계전류  $I^c_0$ 와 일정한 shunted 저항  $R_0$ 를 가진 균일한 JJA이고, 두번째 경우(ii)는 무작위로 추출한 임계전류와 shunted 저항을 가진 비균일한 JJA이다. 그림 4-2에서 (i) 균일한 JJA와 (ii) 비균일한 JJA의 전형적인 전류-전압 특성을 보였다. 여기에서는 다음과 같은 dimensionless 매개변수를 사용하였다.

$$V^* = \frac{2e \langle V(t) \rangle_t}{\hbar \omega_{ac}} \quad (4-7)$$

$$I^* = \frac{I^c_0}{I_{dc}} \quad (4-8)$$

여기에서  $V(t)$ 는 붙어 있는 두 개의 grain들 사이의 전압차를,  $\langle \rangle_t$ 는 시간에 관한 평균을, 그리고  $I^c_0$ 는 임계전류의 평균값을 나타낸다. 그림 4-2에서 실선으로 나타낸 것이 균일한  $11 \times 11$  JJA에 대해 계산된 전류-전압 특성으로, 단일 Josephson 접합의 전류-전압 특성 곡선인

$V = R_0 \sqrt{I^2 - I^c_0}$ 의 전형적인 형태를 보여주고 있다. 예상처럼 접합 전압의 발생은 단일 임계전류  $I^c_0$ 에서 생겼다. 반면에, 그림 4-2에서 점선은, 식 (4-2)에서 주어진 확률분포함수를 이용하여  $\langle I^c_{ij} \rangle = I^c_0$ 과  $\frac{\Delta I^c}{I^c_0} = 0.5$

인 분포를 가지는 비균일  $11 \times 11$  JJA의 전류-전압 특성이다. (여러가지 다른  $I^c_{ij}$ 과  $R_{ij}$ 를 가지는 분포에 대해 시도했지만 결과적인 전류-전압 특성은 이들 분포에 상관없이 그림 4-2에 있는 비균일한 JJA의 전류-전압 특성 곡선과 유사했다.)

균일한 Josephson 접합과 비균일한 Josephson 접합의 확실한 차이는 전류-전압 특성에서 전압 발생지점과 그 지점 근방에서의 곡선 모양이다. 비균일한 Josephson 접합의 전류-전압 특성에서 전압발생 지점은 분포되어진 임계전류중에서 가장 작은  $I^c$ 가 결정한다.  $V = R_0 \sqrt{I^2 - I^c}$ 인 형태와는 달리 비균일한 JJA에서는 전압이 매끄럽고 포물선쪽에 훨씬 가까운 모양의 곡선을 그린다. 이러한 전압의 매끄러운 증가는 JJA에서의 임계전류의 분포에 따라 좌우된다. 다시말하면, 주어진 외부 전류  $I^{ext}$ 에 대해서,  $I^{ext}$ 보다 작은 임계전류  $I^c$ 를 가진 접합만이 접합 배열에서 생기는 전압에 기여한다. 그래서 각 접합의 임계전류  $I^c_{ij}$ 보다 큰 외부전류는 그 접합에서 전압을 발생시키고 이렇게 증가되어진 접합들은 접합 배열의 전압을 단계적으로 증가시킨다. 그러므로 전류-전압 특성 곡선이 전압 발생 근방(onset)에서 포물선 모양을 한 것은 비균일한 JJA의 본질적인 특징이며, 뿐만아니라 고온초전도 granular 접합에서 관측되어진 전류-전압 특성과도 일치한다. 달리말하면, 고온초전도 granular 접합은 여러개의 작은 초전도 grain들로 이루어졌다는 것을 말한다.

#### 나. 1차원 inhomogeneous JJA

첫단계로  $1 \times N$ 인 1차원의 비균일한 배열을 다루어 보자. 균일한 JJA와 비교하여 비균일한 JJA의 다른 점을 보이기 위해  $I^c_{ij}$ 와  $R_{ij}$ 의 분포를 세가지의 경우로 나누자. 첫번째 경우 (i)는 일정한  $I^c$ 와 shunted 저항  $R_0$ 을 가진 균일한 JJA를, 두번째 경우 (ii)는 임계전류  $I^c_{ij}$ 는 무작위적인 분포를 가졌지만 일정한 shunted 저항  $R_0$ 를 가진 비균일한 JJA를, 그리고 세번째 경우 (iii)는 임계전류  $I^c_{ij}$ 과 shunted 저항  $R_0$ 이 모두 무작위적인 분포

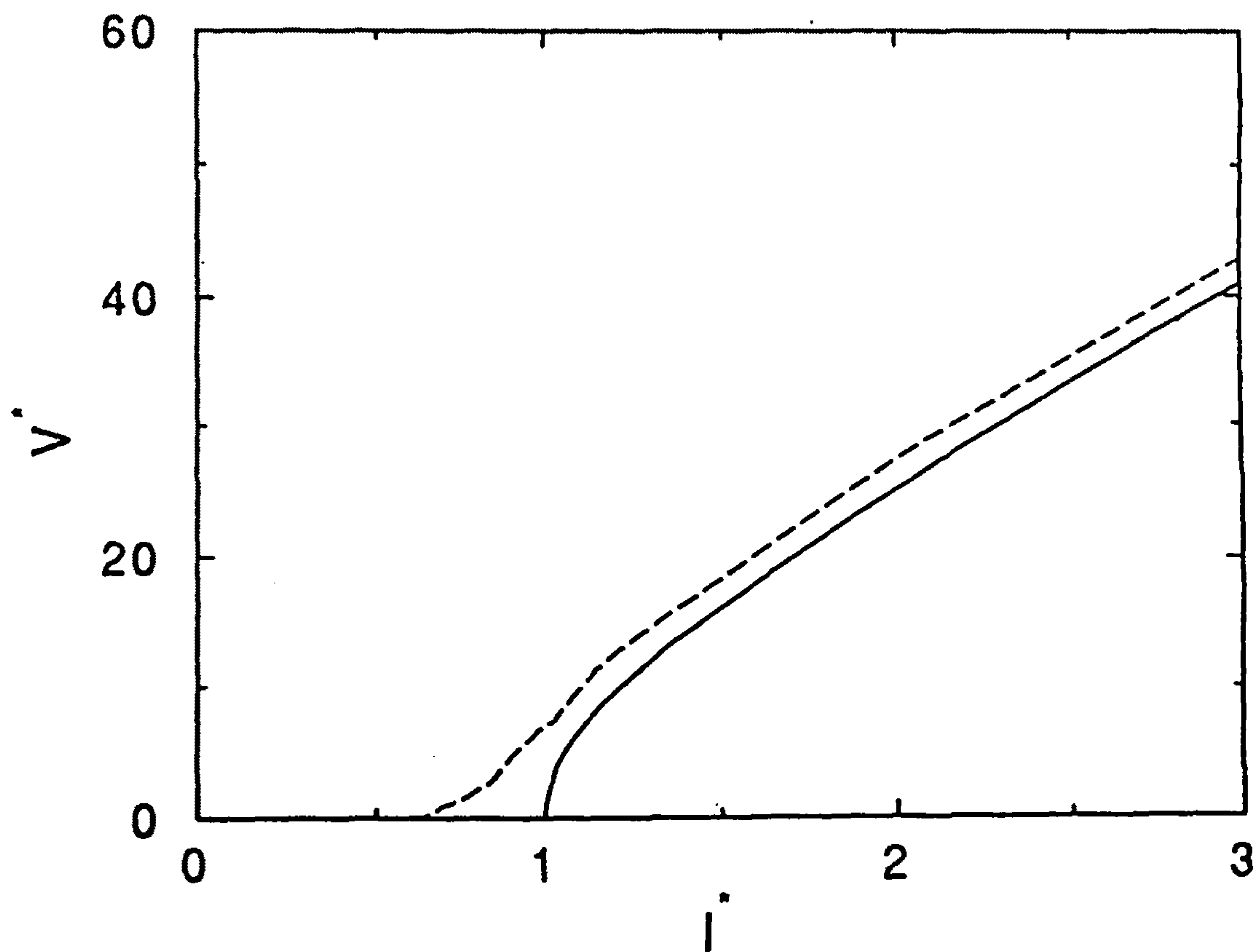


그림 4-2. 균일한 Josephson 접합과 비균일한 Josephson 접합에서  $T=0$ 과  $I_{ac}=0$ 일 때의 전형적인 IV 특성. 실선은 한 개의 임계전류를 가지는 균일한  $(11 \times 11)$  JJA에서의 IV 곡선을 나타내고 점선은  $\langle I_{ij}^c \rangle = I_0^c$ 이고  $\Delta I^c / I_0^c = 0.5$ 인 무작위 분포를 가지는 비균일한  $11 \times 11$  JJA에서의 IV 곡선을 나타낸다.



를 가졌지만  $I_{ij}^c R_{ij} = V_j$ 가 일정한 상호관계를 가진 JJA를 다뤘다. (ii) 고정된  $R_0$ 를 가진 비균일한 JJA와 (iii) 고정된  $V_j$ 를 가진 비균일한 JJA는, 여러가지  $I_{ij}^c$ 와  $R_{ij}$ 의 분포에서 Shapiro step을 형성하는데 있어서 독특한 차이를 보여준다. 결과적으로 외부전류  $I_{ac} \neq 0$ 에 대해 비균일한 JJA의 전형적인 전류-전압 특성이 그림 4-3에 나타나 있다. 각 Josephson 접합 배열은 Josephson 접합에 의해 연결된 초전도 grain들이 구성하고 있다. (i)의 경우 JJA에서의 임계전류가 고른 분포를 갖도록 정하였고, (ii)와 (iii)의 경우에는 무작위적으로 결정하였다. 각각의 경우에서 Shapiro step의 변화를 비교하기 위해서는  $I_{ac} \neq 0$ 인 전류-전압 특성을 계산하였고, 자발방출 spectral density는  $I_{ac} = 0$ 에서 계산하였다. 그림 4-3(a)는 (ii) 고정된 shunted 저항  $R_0$ 와  $\Delta I^c / I_0^c = 0.5$ 인 비균일한 JJA가  $I_{ac} \neq 0$ 일 때(그림 4-3(a)에서 실선)의 전류-전압 특성의 전형적인 결과를 보여주고 있다. 비교하기 위한 기준으로 이 그림 위에 (i) 같은  $R_0$ 와  $\Delta I^c = 0$ 인 균일한 JJA(그림 4-3(a)에서 점선)의 전류-전압 특성의 결과를 보였다. 균일한 JJA인 (i)의 경우에, 예상할 수 있듯이  $N(\pi/2e)\omega_{ac}$ 의 정수배 전압에서 각각에 대응하는 giant Shapiro step들이 나타나는 것을 잘 볼 수 있다. 여기에서  $N$ 은 JJA의 길이를 나타내며 그림 4-3(a)에서는  $N = 10$ 이다.

한편 임계전류  $I^c$ 의 비균일성이 커져감에 따라(즉, 큰  $\Delta I^c$ 에 대해) 전류-전압 특성에서 나타나는 plateau들의 폭이 점점 줄어들었다. 그리하여 마침내  $\Delta I^c / I_0^c$ 가 0.5 근방이 되면 giant Shapiro step이 사라지는 것을 볼 수 있다. 하지만 이렇게 비균일성이 커도, 그림 4-3(a)에서 보여주고 있는 것처럼 fundamental Shapiro step에 대한 어떤 기미도 보이지 않았다. (ii)  $R_0$ 가 고정된 비균일한 1차원 JJA에서의 결과와는 달리,

Josephson 전압  $V_J$ 가 고정된 비균일한 1차원 JJA에서는 상당히 다른 전류-전압 특성을 얻었다. 그림 4-3(b)는 (iii) 고정된  $V_J$ 와  $\Delta I^c / I^c_0 = 0.5$ 인 비균일한 JJA가  $I_{ac} \neq 0$ 일 때 (그림 4-3(b)에서 실선) 전류-전압 특성의 전형적인 결과를 보여주고 있다. 그림 4-3(a)에서와 마찬가지로 기준으로 (i) 균일한 JJA의 전류-전압 특성을 보였다. 그림 4-3(b)에서 가장 특징적인 점은 fundamental Shapiro step이 나타났다는 것이다. 임계전류  $I^c$ 들의 비균일성이 커짐에 따라 plateau의 폭이 똑같이 좁아지는 현상이 나타난다. 하지만 (ii)  $R_0$ 가 고정된 비균일한 JJA에서와 달리, 임계전류  $I^c$ 들의 비균일성이 나타남에도 불구하고 fundamental Shapiro step이  $I^c_{ij}$ 와  $R_{ij}$ 이 상호관련이 되어 일정한  $V_J$ 를 갖는 분포에서는 다시 나타난다. (iii)  $V_J$ 가 고정된 비균일한 JJA의 경우에 fundamental Shapiro step이 나타나는 이유는 다음과 같이 이해할 수 있다.  $I^c_{ij}$ 와  $R_{ij}$ 이 서로 상호관련이 되어  $I^c_{ij}R_{ij} = V_J$ (일정)한 분포를 가졌을 때, 가장 작은 임계전류  $I^c_{ij}$ 를 갖는 가장 약한 접합이 전압발생 근방에서 대부분의 평균 전압  $\langle V(t) \rangle_t$ 에 기여하여 전압을 급격하게 증가시키고 fundamental Shapiro step의 전압 plateau을 발생시킨다. 이 경우는 특별히 1차원 JJA에 적용될 수 있다. 왜냐하면 각 접합을 흐르는 전류가 보존되고 발생하는 전체 전압은 단순히 각 초전도 grain 쌍들 사이의 전위차의 합이 되기 때문이다. 결국, 1차원 JJA는 독립적인 단일 접합의 직렬로 이해할 수 있다. 여러 경우에서 1차원 JJA의 자발방출의 성질을 연구하기 위해, 전압의 시간에 대한 반응을 spectral density  $S(\nu)$ 을 계산하였다.  $S(\nu)$ 는 전압-전압 상호관련함수  $V^*(t) = 2e V(t) / (\hbar \omega_{ac})$ 의 Fourier 변환으로 정의하였다. 그리고 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$S(\nu) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \left| \frac{1}{\tau} \int_0^\tau V^*(t) e^{i2\pi\nu t} dt \right|^2 \quad (4-9)$$

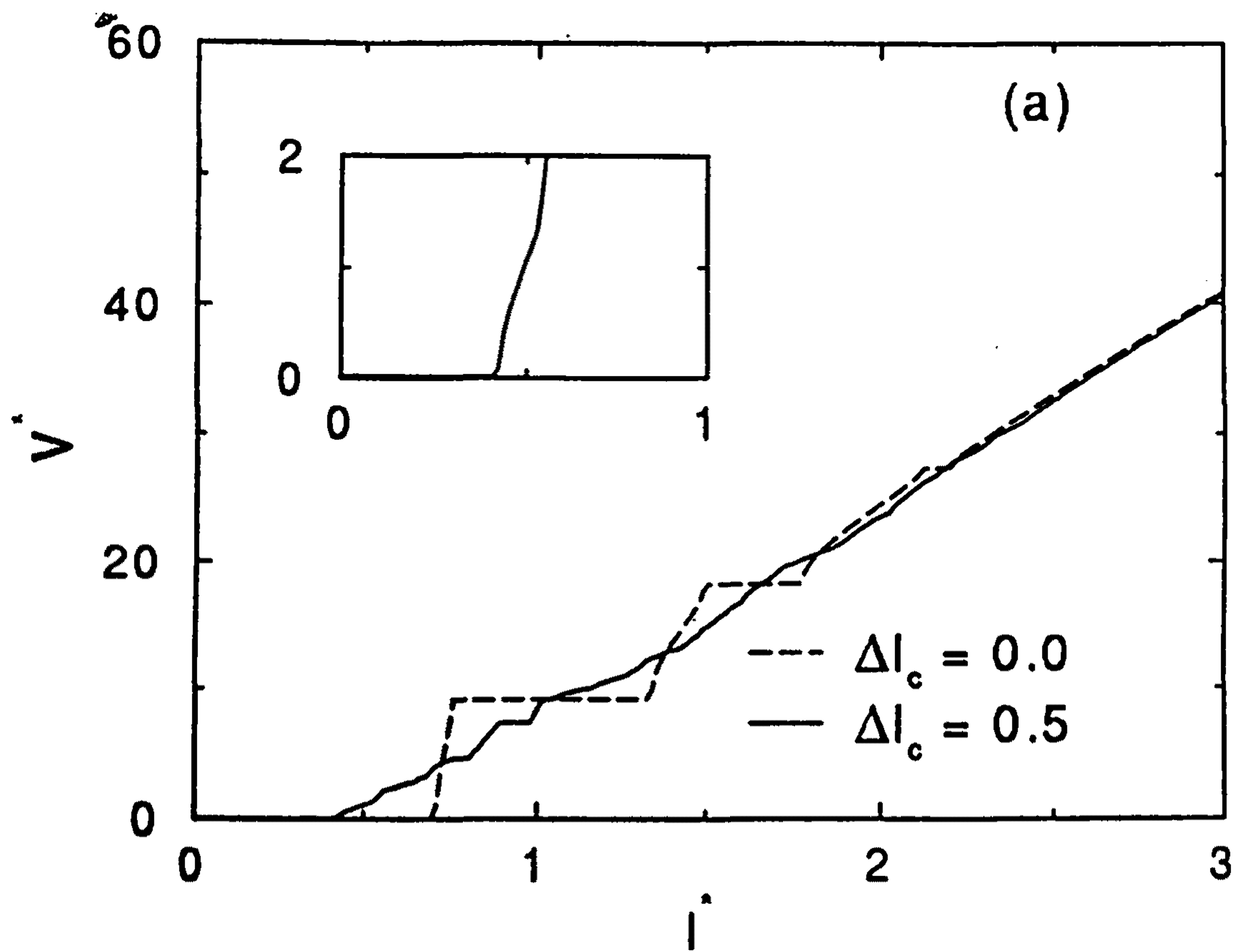


그림 4-3.  $I_{ac}=1.0$ 일 때, (a) 일정한 저항 분포를 가진 경우에서의  $1 \times 11$  JJA의 IV 특성.

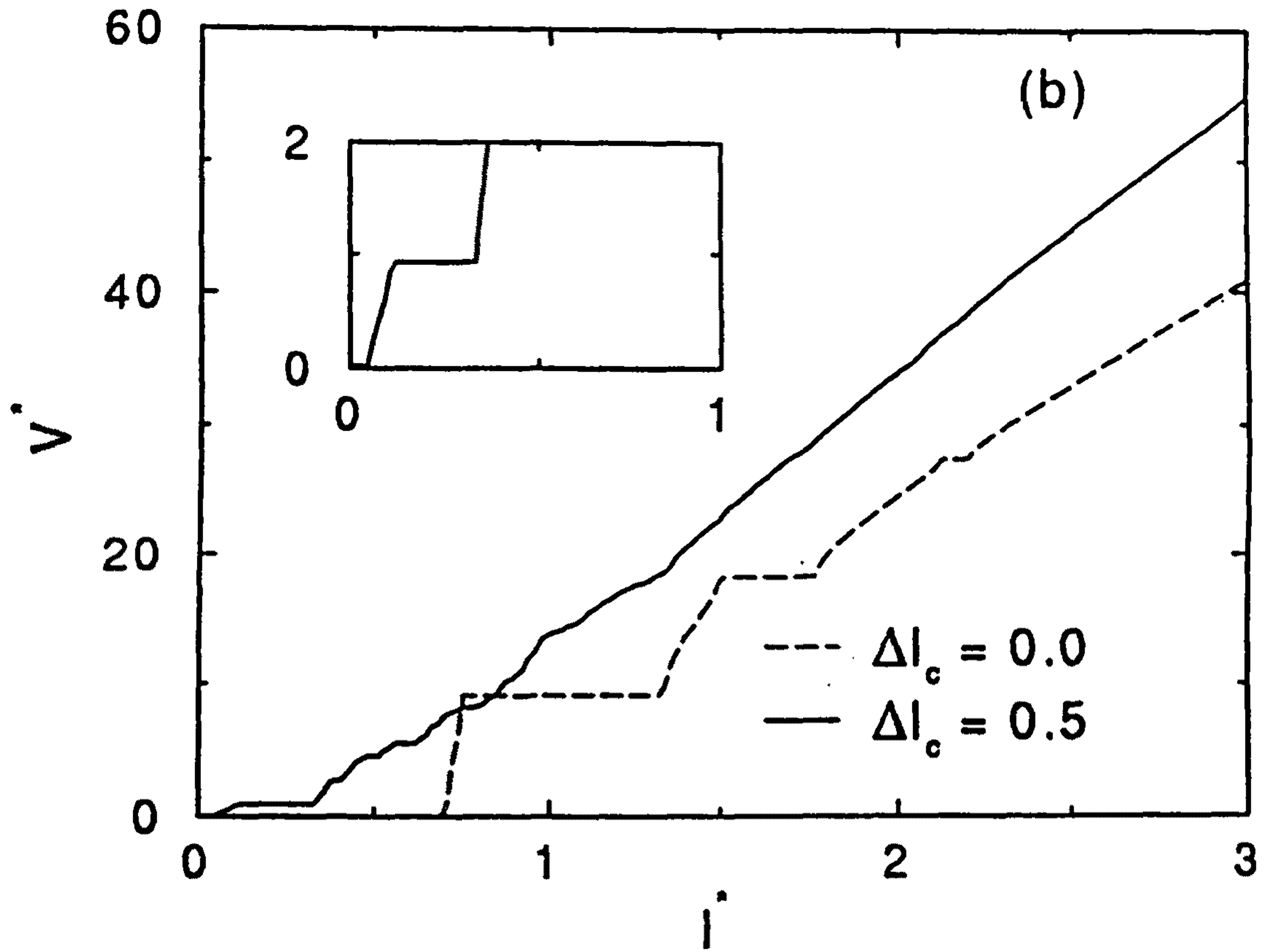


그림 4-3.  $I_{ac}=1.0$ 일 때, (b) 일정한 Josephson 전압 분포를 가질 경우에서의  $1 \times 11$  JJA의 IV 특성.



그림 4-4에서 우리는 자발방출 spectral density  $S(\nu)$ 을 (ii)  $R_0$ 가 고정된 비균일한 JJA의 경우는 그림 4-4(a)에, (iii)  $V_J$ 가 고정된 비균일한 JJA의 경우는 그림 4-4(b)에 각각 나타내었다. 또한 그림 4-4에서 화살표는 각 전류-전압 특성 곡선에서 Josephson 관계에서부터 예상되는 자발방출 진동수의 위치를 나타내고 있다. 분리된 접합들의 주요한 peak들이 (ii)  $R_0$ 가 고정된 경우에는 서로 가까이 있고, 반면에 (iii)  $V_J$ 가 고정된 경우에는 이들 peak들이 서로 멀리 떨어져 있다. 이것은  $V_J$ 가 고정된 경우의 전류-전압 특성 곡선의 기울기가  $1/I_{c_{ij}}$ 에 비례하기 때문이다. 둘 중에 어떠한 경우에도 예상되는 Josephson 관계와는 상당한 차이가 있는데, 이것은 실험적으로 관측되는 것과 상당히 일치한다. 그림 4-4(a)와 (b)에서 peak들의 분포는  $I_c$ 들의 분포를 나타내 주는데, (ii)  $R_0$ 가 고정된 비균일한 JJA 경우와 (iii)  $V_J$ 가 고정된 비균일한 JJA 경우의 peak들의 분포는 상당한 차이를 보여 준다. 또한, 각 spectrum의 자발방출 peak들은 각각 다른  $I_{c_{ij}}$ 들과  $R_{ij}$ 들을 가진 접합들이 내는 power의 superposition으로 기술되어, 마치 각각의 단일 접합이 독립적인 Josephson 접합으로 보여진다. 그림 4-4에서 볼 수 있듯이, 어떠한 peak도 다른 peak들에 의해서 폭이 넓어지지도 두 개의 이웃하는 peak들 중간에 생기지도 않았다. 사실, 이러한 논의는 전체 직렬 접합들 속에서, 균일하게 전류가 흐르는 1차원 JJA에 대해 의미있다.

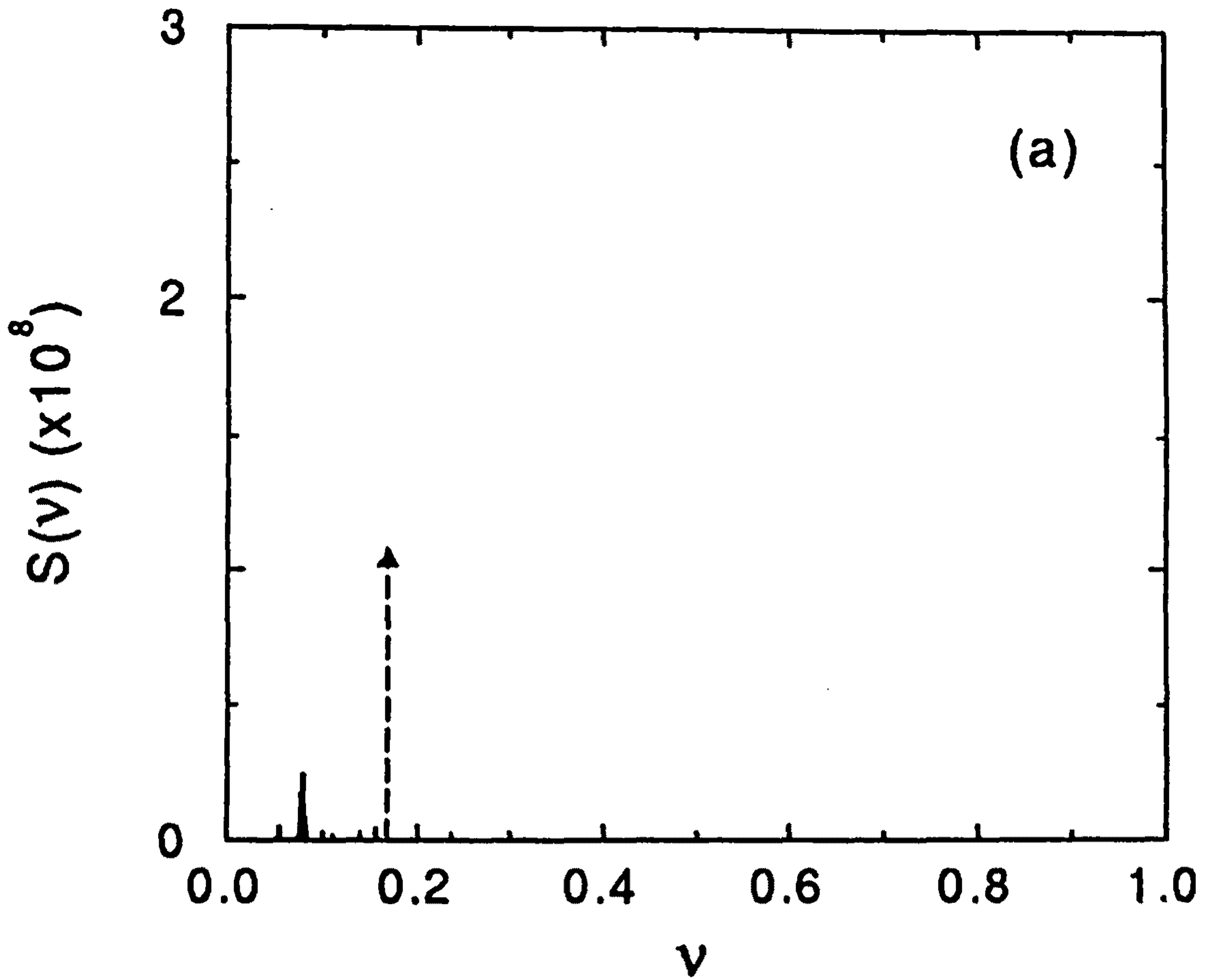


그림 4-4.  $\Delta I_c / I_c^0 = 0.5$ 인 비균일한 분포를 갖는  $1 \times 11$  JJA에서의 자발 방출 spectral density. 저항이 일정한 경우로 (a)  $I_c^0 = 0.5$  자발방출 spectral density  $S(\nu)$ .

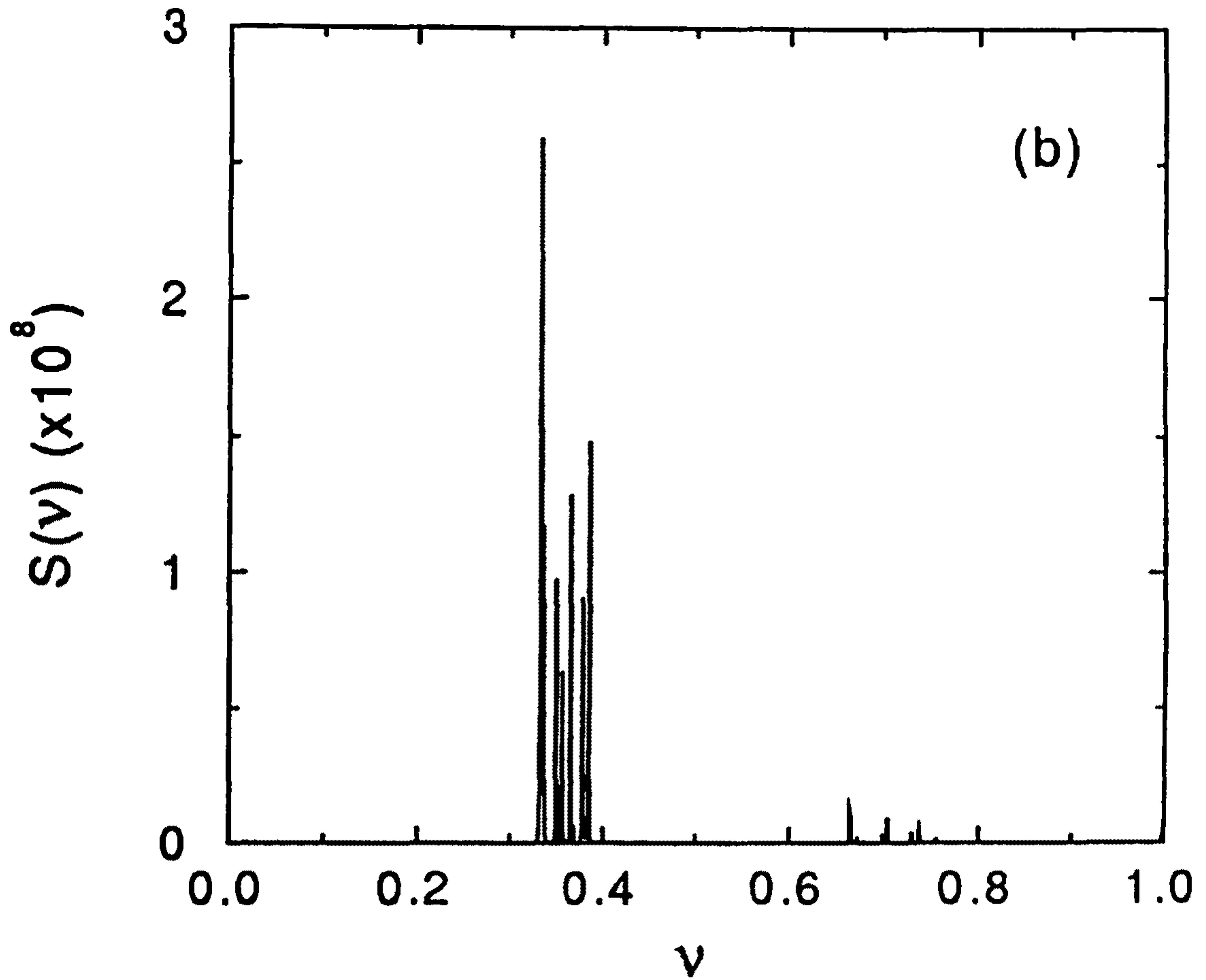


그림 4-4.  $\Delta I_c / I_c^0 = 0.5$ 인 비균일한 분포를 갖는  $1 \times 11$  JJA에서의 자발 방출 spectral density. 저항이 일정한 경우로 (b)  $I^b = 1.5$ 일 때의 자발 방출 spectral density  $S(\nu)$ .

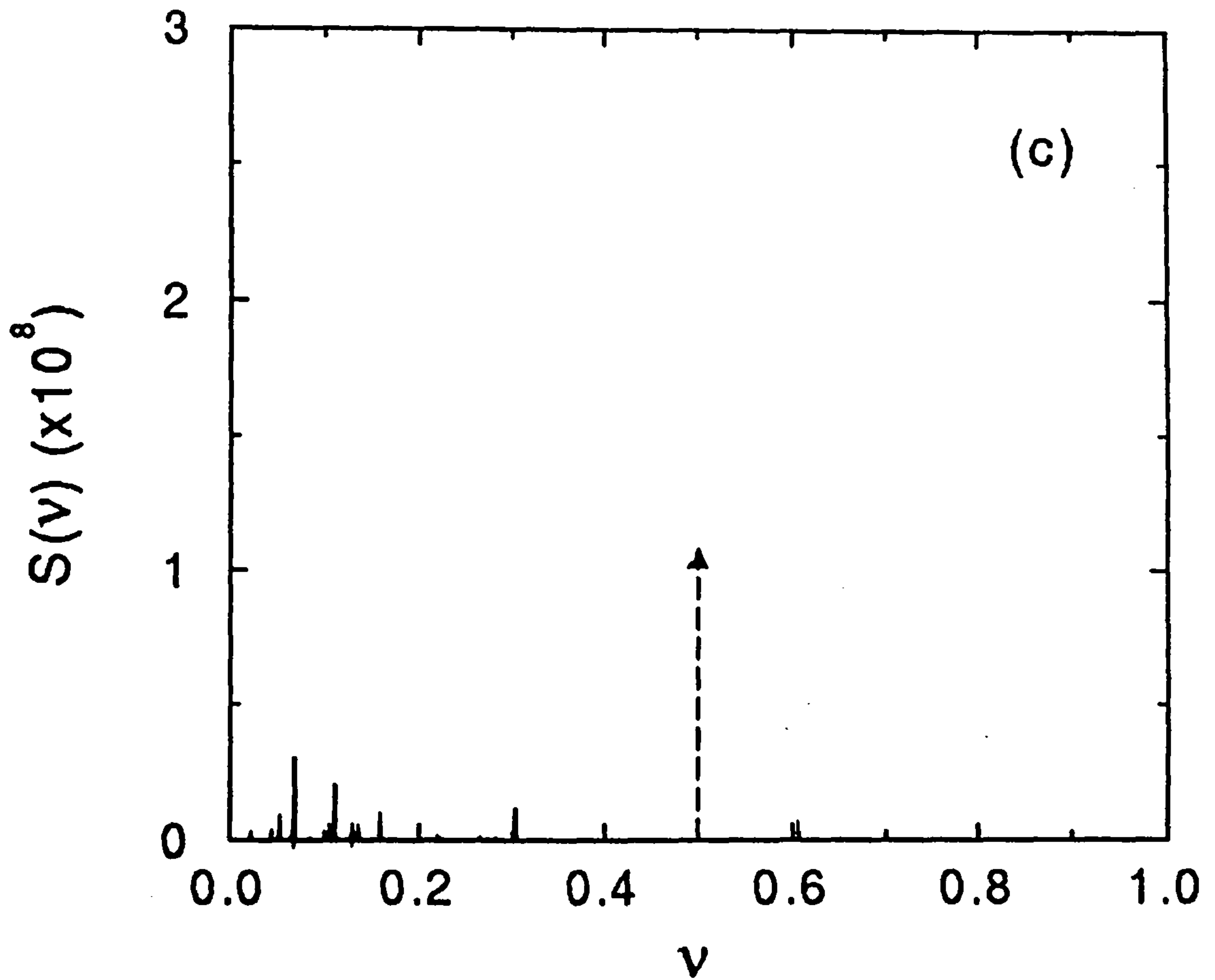


그림 4-4.  $\Delta I_c / I_c^0 = 0.5$ 인 비균일한 분포를 갖는  $1 \times 11$  JJA에서의 자발 방출 spectral density. Josephson 전압이 일정한 경우로 (c)  $i = 0.5$  때의 자발방출 spectral density  $S(\nu)$ .



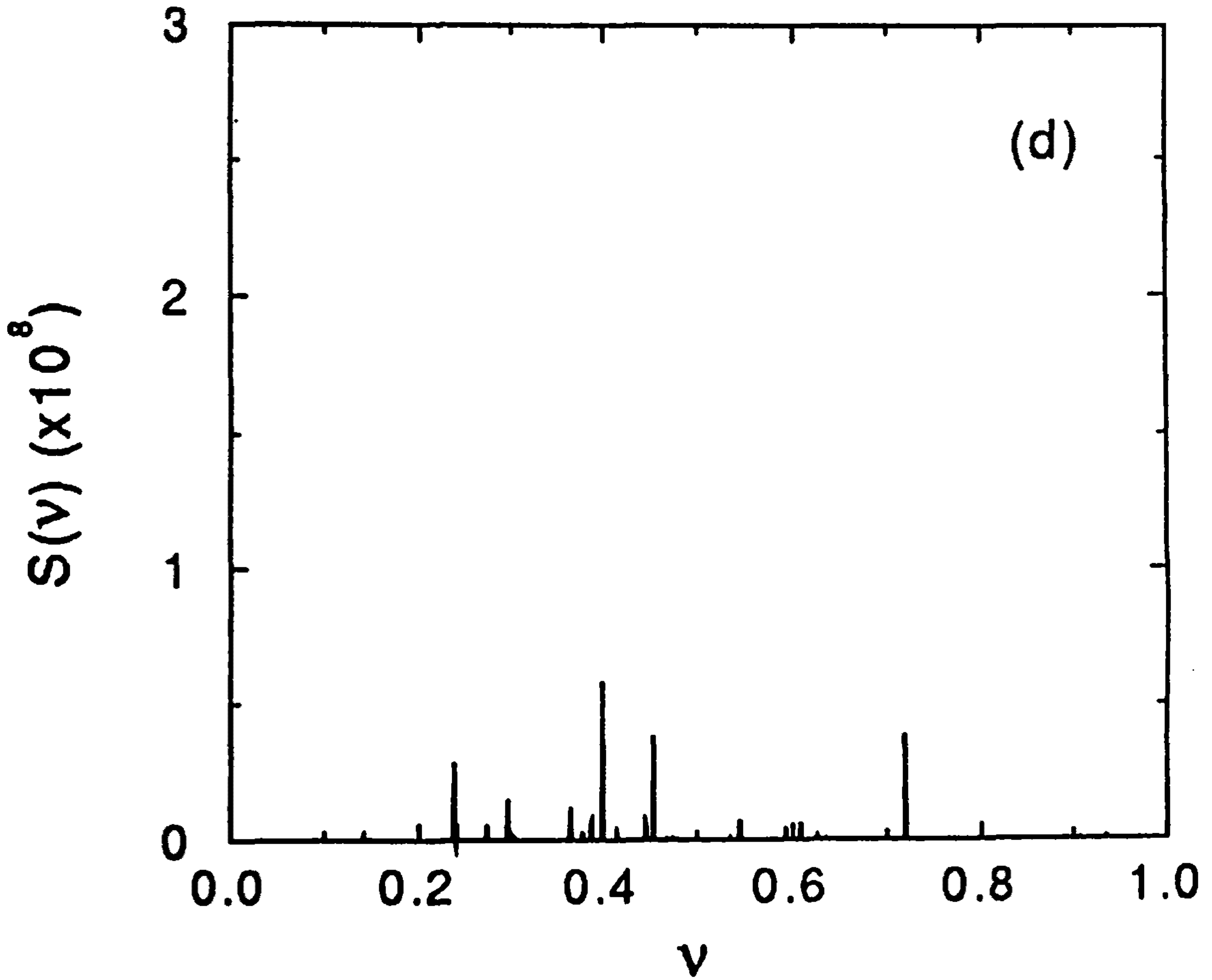


그림 4-4.  $\Delta_c / I_c = 0.5$ 인 비균일한 분포를 갖는  $1 \times 11$  JJA에서의 자발 방출 spectral density. Josephson 전압이 일정한 경우로 (d)  $I = 1.5$ 일 때의 자발방출 spectral density  $S(\nu)$ .

## 다. 2차원 inhomogeneous JJA

전류-전압 특성에서 2차원 JJA의 비균일성의 효과를 보기 위해, 여러가지 경우(configurations)에 대해서 모델 계산을 하였다. 앞 절에서 1차원 JJA의 경우에 논의한 바와 같이,  $I_{ij}^c$ 과  $R_{ij}$ 의 분포에 관해 세 가지 분류를 하였는데 첫번째 경우 (i)는 일정한  $I^c$ 와 shunted 저항  $R_0$ 을 가진 균일한 JJA를, 두번째 경우 (ii)는 임계전류  $I_{ij}^c$ 는 무작위적인 분포를 가졌지만 일정한 shunted 저항  $R_0$ 를 가진 비균일한 JJA를, 그리고 세번째 경우 (iii)는 임계전류  $I_{ij}^c$ 과 shunted 저항  $R_0$ 가 모두 무작위적인 분포를 가졌지만  $I_{ij}^c R_{ij} = V_J$  (일정)한 상호관계를 가진 JJA를 다뤘다. (ii) 고정된  $R_0$ 를 가진 비균일한 JJA와 (iii) 고정된  $V_J$ 를 가진 비균일한 JJA는, 여러가지 가능한  $I_{ij}^c$ 와  $R_{ij}$ 의 분포에 대해 계산을 수행하였다. 각 분류의 전형적인 결과는 그림 4-5(a)와 (b)에 나타나 있다.  $R_0$ 가 고정된 2차원 JJA인 경우 (ii)와  $V_J$ 가 고정된 2차원 JJA인 경우 (iii)에 대해 전류-전압 특성에서의 주된 경향은 서로 상당히 다르며 1차원 JJA와 잘 비교되어진다. 2차원 Josephson 배열에서는 균일한 전류가 흘러야한다는 제약조건이 없음에도 불구하고,  $I_{ij}^c$ 와  $R_{ij}$ 의 비균일성에 따른 1차원과 2차원의 JJA 모델의 전류-전압 특성 변화가 두 경우에 비슷하게 나타난다는 것은 놀랍다.  $I_{ij}^c$ 의 비균일성이 증가함에 따라 Shapiro step의 plateau의 폭이 점점 좁아지고 결국에는 giant Shapiro step이 사라지게 된다.  $R_0$ 가 고정된 경우 (ii)에는 모든 Shapiro step들이 어떤 한계  $I_{threshold}$ 보다 위에서 사라지지만 임계전류와 저항사이에 상호관계가 있는 경우에는, 즉, Josephson 전압  $I_c R = V_J$ 이 일정하다는 상호관계가 있을 때 (iii)는 fundamental Shapiro step이 다시 나타날 수도 있다는 것을 알아냈다. 하지만,  $R_0$ 가 고정된 경우(ii)에 대해 한가지 주목할 만한 정량적인 차이가 생겼다.

그림 4-5(a)에서 나타난 결과를 그림 4-3(a)에 있는 1차원 JJA의 결과

와 비교해 보면, giant Shapiro step이 사라지게 되는 비균일성 ( $I_{\text{threshold}} > 0.5$ )은 보다 더 큰 것처럼 보인다. 여러가지 경우 (configuration)에 대해 2차원 JJA의 자발방출 spectral density를 계산하였고 그 결과가 1차원 JJA에서의 결과와 정성적으로 유사하다는 것을 알아냈다.

## 라. 논의

고온초전도 granular 접합에서의 실험에 대응되는 비균일한 JJA 모델에 대한 우리의 연구결과를 비교해 보도록 하자. 식 (4-2)에서 전압이 발생하는 전류 근방에서의 전류-전압 특성을 보면 주어진 평균값  $I^c$  근처의 값을 갖는 임계전류  $I_{ij}^c$ 의 무작위한 분포에 따라 포물선 곡선을 갖고 자발방출 진동수는 Josephson 관계를 깨며 이러한 결과는 실험과 잘 일치한다. 우리의 모델을 통한 연구에서 얻은 가장 놀랄만한 결과는  $I_{ij}^c$ 의 비균일성으로 말미암아 giant Shapiro step들이 사라졌을 때도 여전히 fundamental Shapiro step이 다시 나오는 것이 가능하다는 것이다. 이 결과는 4-3(b)와 그림 4-5(b)에서 보였고 고온초전도 granular 접합에서 행해진 실험에서도 관측된 사실이다. 불균일한 JJA에서 fundamental Shapiro step들이 나타날 수 있는 가능한 임계조건은  $I_{ij}^c$ 과  $R_{ij}$ 이 상호관계를 이루어  $I_{ij}^c R_{ij} = V_J$ 가 일정하게 되는 것이다. 그래서 YBCO 고온초전도 granular 접합에 대한 전류-전압 특성에서 fundamental Shapiro step들의 실험적인 관측은  $V_J$ 가 고정되었다는 상호관계에 기인한다. 이것은 YBCO granular film의 형태학적(morphology) 특성에 관련된 것으로 보인다. YBCO 고온초전도 grain들의 모양은 둥그스름하다. 그러나 가장 가까운 grain들의 쌍이 Josephson 접합을 형성했을 때

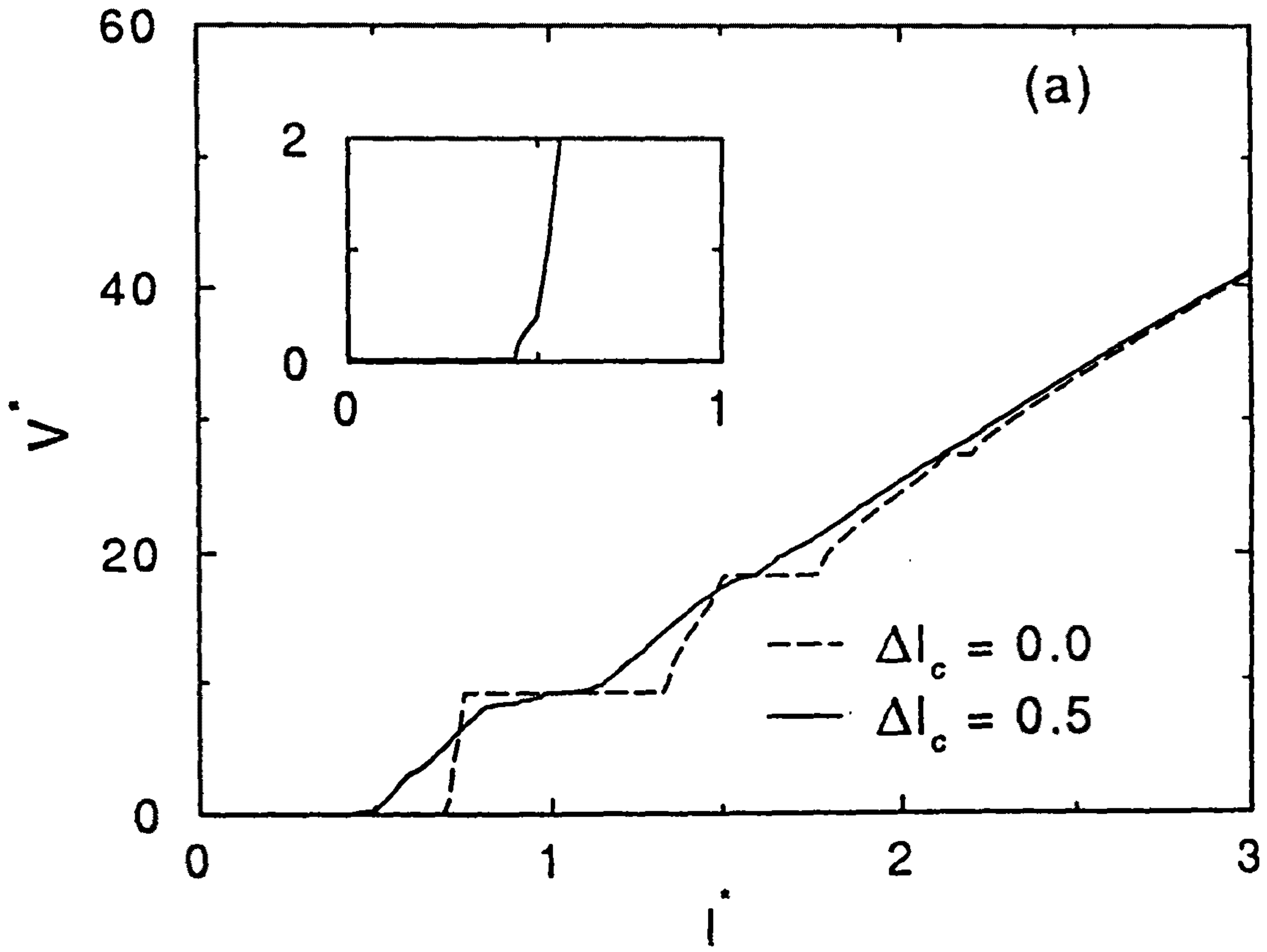


그림 4-5.  $I_{ac}=1.0$ 일 때, (a) 일정한 저항 분포를 가진 경우에서의  $11 \times 11$  JJA의 IV 특성.



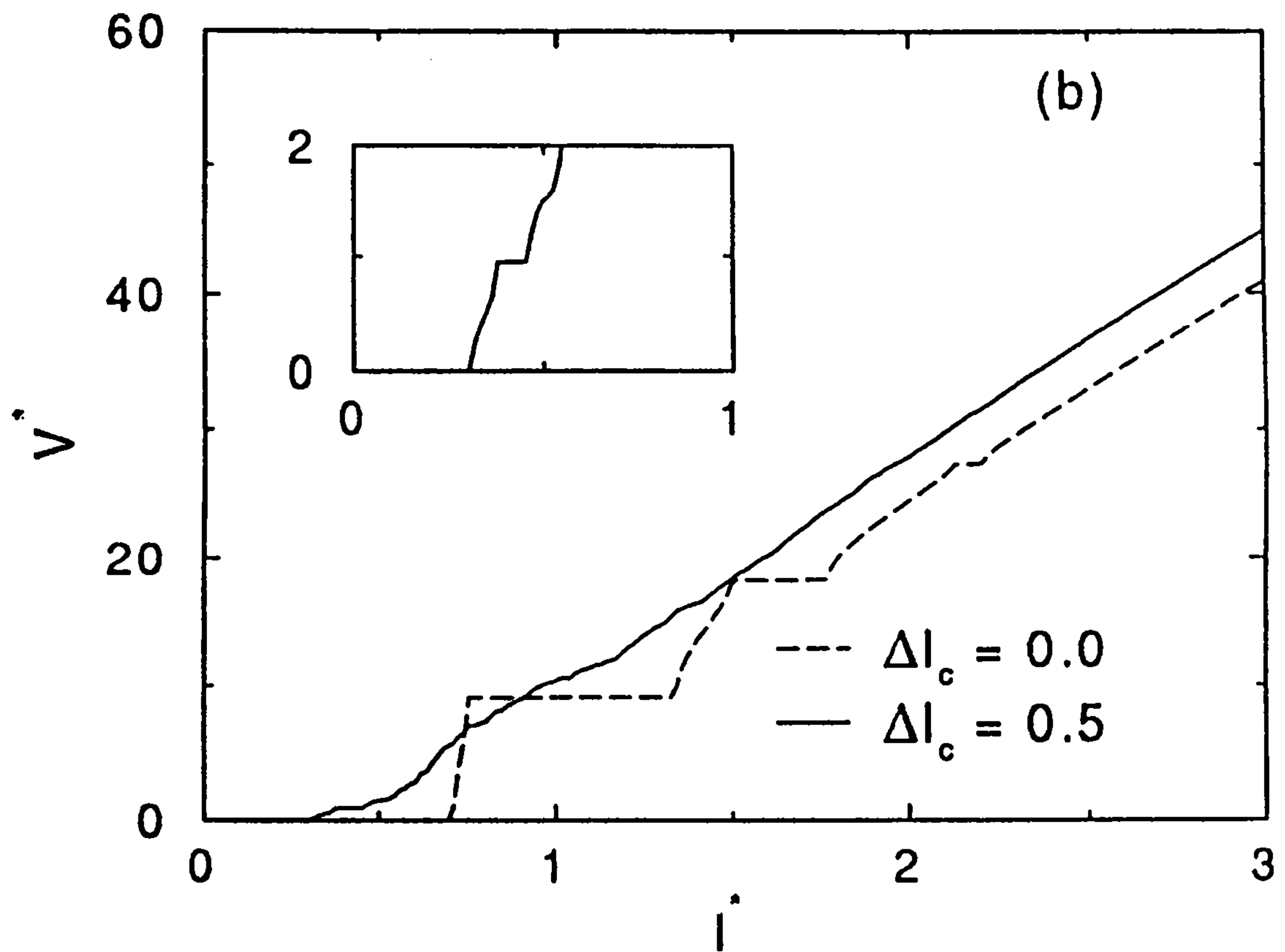


그림 4-5.  $I_{ac}=1.0$ 일 때, (b) 일정한 Josephson 전압 분포를 가질 경우에서의  $11 \times 11$  JJA의 IV 특성.

그것들이 proximity effect로 couple되었다고 볼 수 있다. 그러므로 등근 형태를 한 grain들은 Josephson 접합이 균일하게 형성될 수 있다. 또한, grain간에 상호 간격  $d_{ij}$ 와 접촉면적  $S_{ij}$ 는 Josephson coupling strength를 결정하는 데 중요한 요인이 된다. 단일 접합에 대해서는 임계전류밀도  $J_c$ 가 다음과 같이 주어진다. [10]

$$J_c \propto \frac{1}{\sinh(2d/\xi)}. \quad (4-10)$$

여기서  $d$ 는 두 초전도체 사이의 거리이고  $\xi$ 는 비초전도상의 특성에 관계되는 감소길이이다. 감소길이  $\xi$ 는 coherence length  $\xi$ 의 단조증가 함수라는 점에 주목하자.  $\xi \gg d$ 인 극한에서,

$$J_c \propto \xi/d \quad (4-11)$$

만약에 grain들이 원모양이라면, 이웃하는 두 개의 grain들을 대략 마주보는 면적  $S$ 를 가진 직육면체로 볼 수 있다.  $i$ 번째 grain과  $j$ 번째 grain사이에 있는 저항  $R_{ij}$ 은  $d_{ij}/S_{ij}$ 에 비례하고  $\xi_{ij} \gg d_{ij}$ 이라면 위의 단일 접합에서의 결과로부터 임계전류  $I_{c,ij} \propto S_{ij}/d_{ij}$ 이다. 그러므로 grain들이 원모양을 하고 있다면 ( $\xi_{ij} \gg d_{ij}$ )  $V_J = I_c R$  (const)의 상호관계는 상당히 근거있다고 볼 수 있다.

## 참고문헌

- [1] K.I. Konstantinian, G.A. Ovsyanikov, L.E. Amatuni, and Z.G. Ivanov, Sov. Phys. JETP 72(2), 376 (1991).
- [2] J. Konopka and G. Jung, IEEE Trans. MAG. 27, 153 (1991).
- [3] Kiejin Lee, Ienari Iguchi, Sangmin Lee, and Gwangseo Park,

- Physica C 221, 254 (1993).
- [4] A.H. Dayem and J.J. Wiegand, Phys. Rev. 155, 419 (1967).
- [5] B. Dueholm, O. A. Levring, J. Mygind, N. F. Pederson, and O.H. Soerensen, Phys. Rev. Lett. 46, 1299 (1981).
- [6] For a recent review, see , e.g., C.J. Lobb, Physica 126 B&C, 319 (1984).
- [7] K.A. Muller, M. Takashige, and J.G. Bednorz, Phys.Rev.Lett. 58, 1143 (1987); M. Tinkham, *ibid.* 61, 1658 (1988).
- [8] Z. G. Ivanov, P. A. Nilsson, D. Winkler, J. A. Alarco, G. Brorsson and T. Cleason, Extended Abstracts of Third Int. Superconductive Electronics Conference, 358 (1991).
- [9] J.S. Chung, K.H. Lee, and D. Stroud, Phys.Rev.B 40, 6570 (1989), and references cited therein.
- [10] Terry P. Orlando and Kevin A. Delin, *Foundations of Applied Superconductivity*, Chap. 8.

## 부록 : 발표 또는 투고된 논문

### 가. 발표 논문 (10건)

1. Kiejin Lee, Ienari Iguchi, Sangmin Lee and Gwangseo Park  
"Behavior of high-Tc  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  superconducting bridges in a microwave field"  
Physica C 211, 254, (1994)
2. K. N. Kocharian, V. E. Harutunian, R. M. Martirosian, A. A. Avakian, R. Kh. Kamanchajian, Kiejin Lee, Jaegab Lee and Gwangseo Park.  
"Submillimeter Transmission Spectra of  $Sr_2Ca_2Cu_4O_y$ "  
Physica B, 194-196, 2265, (1994)
3. Kiejin Lee, Sangmin Lee, Yunsung Huh, Gwangseo Park and Ienari Iguchi,  
"Microwave generation properies of high-T<sub>c</sub> superconducting  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  and  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$  bridges"  
Supercond. Sci. Technol. 7, 308 (1994)
4. Sangmin Lee, Hyunkook, Doohee song, Jaejun Yu and Gwangseo Park  
"CURRENT VOLTAGE CHARACTERISTICS AND JOSEPHSON AC EFFECTS OF GRANULAR HTSC  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  BRIDGES"  
Solid State Commun. 94, 45, (1995)
5. Sangmin Lee, Hyeyoung Jung, Kiejin Lee and Gwangseo Park.  
"Microwave Self-Radiation Properties of High-Tc and  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$  Bridges"  
Submitted to Journal of Korean Physical Society (1995)



6. 이기진, 이상민, 박광서  
 “저온 초전도 Nb-Si-Nb edge junction과 고온초전도  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bridge junction에서의 마이크로파 특성 연구”  
 Submitted to New Physics (1995)
  7. Jinhyoung Lee, Sangmin Lee, Jaejun Yu, and Gwangseo Park,  
 “Dynamical properties of HTSC granular bridge junctions : Inhomogeneous Josephson junction array model”  
 Submitted to Phys. Rev. B (1995)
  8. Gwang-Hee Kim and Jaejun Yu  
 “Effects of Relation of the Order Parameter on I-V Characteristics in High-Tc Josephson Junction”  
 Submitted to Physica C (1995)
  9. Sangmin Lee, Yunsung Huh, Insang Song, Doohee Song, Hyeyoung Jung and Gwangseo Park, Gunyong Sung and Jeongdae Suh  
 “Direct detection of Josephson ac effects in a cryogenic refrigerator down to 20 K”  
 Submitted to Journal of Korean Physical Society (1995)
  10. Insang Song, Sangmin Lee, Yunsung Huh, I. H Song and Gwangseo Park  
 “Josephson ac Effect in  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  Granular Boundary Junction on Step-edged MgO Substrate”  
 Submitted to Journal of Korea Physical Society (1995)
- 나. 학술회의 Proceedings (4건)
1. Sangmin Lee, Yunsung Huh, Hyeyoung Jung, Gunyong Sung, Jeongdae Suh and Gwangseo Park,

"Josephson ac effect and microwave detection using all a-axis oriented  $Y_1Ba_2Cu_3O_y/Pr_1Ba_2Cu_3O_y/Y_1Ba_2Cu_3O_y$  planar tunnel junction"

Proceedings of the Conference on High  $T_c$  Superconductivity  
-Yongpyung'94- August 16-18, 1994, Yongpyung, KOREA

2. Sangmin Lee, Hyunkook Kim, Doohee Song, Kiejin Lee, Ienari Iguchi, Jaejun Yu and Gwangseo Park,

"Current voltage characteristics and Josephson ax effects of granular HTSC  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-y}$  bridges"

Proceedings of the Conference on High  $T_c$  Superconductivity  
-Yongpyung'94- August 16-18, 1994, Yongpyung, KOREA

3. Sangmin Lee, Yunsung Huh, Insang Song, Doohee Song, Hyeyoung Jung, Jinyoung Kim, Jeunggon Ko, Deokjun Cha, Gunyong Sung, Jeongdae Suh and Gwangseo Park

"Direct detection of Josephson ac effect in a cryogenic refrigerator down to 20 K"

Proceedings of the Conference on High  $T_c$  Superconductivity  
-Yongpyung'94- August 16-18, 1994, Yongpyung, KOREA

4. Sangmin Lee, Gwangseo Park and Kiejin Lee

"Inhomogeneous Josephson junction array model in HTSC granular bridge

ISEC'95 Abstract

다. 학회 구두발표 (13건)

## Behavior of high- $T_c$ $Y_1Ba_2Cu_3O_y$ superconducting bridges in a microwave field

Kiejun Lee and Ienari Iguchi

*Institute of Materials Science, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan*

Sangmin Lee and Gwangseo Park

*Department of Physics, Sogang University, C.P.O. 1142, Seoul, Korea*

Received 3 November 1992

Revised manuscript received 13 December 1993

The external microwave-field dependence of harmonic and subharmonic Shapiro steps and the microwave self-radiation due to the coherent motion of vortices in high- $T_c$  superconducting granular  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bridges are observed and compared with those of the Josephson Nb–Si–Nb edge-junctions in the centimeter-wave to millimeter-wave range. The harmonic and subharmonic steps of  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bridges are related to the synchronization between the applied microwave signal and the local supercurrent oscillations generated by the moving hypervortices in accordance with the Josephson condition  $V = (n/m)(h/2e)f$ . The microwave-induced subharmonic steps ( $n=1, 2$  and  $m=1, 2, 3$ ) are discussed in connection with the coherent synchronizing motion of hypervortices in bridges.

### 1. Introduction

The behaviour of a high- $T_c$  superconducting (HTSC) granular bridge in a microwave field is important for both the investigation of the HTSC mechanism and the development of HTSC devices. Many authors have reported that harmonic and subharmonic voltage steps appeared in the current–voltage ( $I$ – $V$ ) characteristics in the presence of an external microwave field, even if the characteristic dimensions of the bridge, the width ( $W$ ) and the length ( $L$ ), were considerably larger than the coherence length ( $\xi_0$ ) [1–5]. However, until recently, the appearance of higher-order subharmonic steps in the  $I$ – $V$  characteristics under microwave irradiation has not been clearly understood. Although many reports gave some arguments that the behavior of a HTSC granular bridge was similar to that of a Josephson-like or, sometimes, a Josephson junction, the results on direct observation of microwave self-radiation showed that they were quite different [6]. The microwave self-radiation effect for the HTSC granular bridge in no way resembles the effect on the

Josephson self-radiation characteristics in a junction.

The harmonic and subharmonic steps of the HTSC granular bridge with dimensions  $W, L \gg \xi_0$  under microwave irradiation should be treated as an effect of the Josephson medium, which behaves in many ways like random arrays of weak links [7–9]. In such a medium, the essential features are the formation of local magnetic fluxons with a large electromagnetic interaction radius between grains, called hypervortices [9], and their coherent motion forced by a transport current in the absence of the external ordering action of magnetic or microwave field. The concept that the vortices move coherently in the bridge may be supported by the experimental observation of the narrow-band emission in the centimeter-wave to millimeter-wave range [6].

In this paper, in the first place we study the Josephson self-radiation properties and the  $I$ – $V$  characteristics of a Nb–Si–Nb edge-junction under external microwave irradiation in order to compare it with the HTSC granular  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  (YBCO) bridges. For the HTSC granular YBCO bridge, we observe the microwave self-radiations and the har-



monic- and subharmonic-induced steps in the  $I$ - $V$  characteristics under external microwave irradiation due to the coherent motion of vortices. In order to study the conditions under which the microwave harmonic and subharmonic steps occur, we consider the vortex structures in a Josephson medium and the interference effect of self-radiation with changing external microwave power. The dynamic RF effects associated with vortex motion in the bridge are discussed within the flux-flow model and are compared with the theoretical calculation based on the resistively shunted junction (RSJ) model.

## 2. Experimental

The YBCO bridges were directly patterned by a surface diffusion process of insulating ceramic  $Y_2BaCuO_5$  substrates with the  $3BaCuO_2$  and  $2CuO$  (Ba:Cu=3:5) powder mixture [10]. The dimensions of the bridge were: 100  $\mu\text{m}$  long ( $L$ ), 100  $\mu\text{m}$  wide ( $W$ ) and 1–10  $\mu\text{m}$  thick. The zero-resistance temperature was 88 K. The edge-type Nb–Si–Nb junctions had a bow-tie electrode geometry with  $V_c = I_c R_n \geq 1$  mV, the normal-state resistance  $R_n \leq 100$   $\Omega$ , and a negligibly small value of stray capacitance [11]. The schematic diagram for the microwave receiving and irradiating experimental setup is shown in fig. 1. With four gold leads attached to the sample, the electrical characteristics were measured by tracing the  $I$ - $V$  curves on the  $X$ - $Y$  recorder with the voltage resolution of 5  $\mu\text{V}/\text{cm}$ . The current was supplied

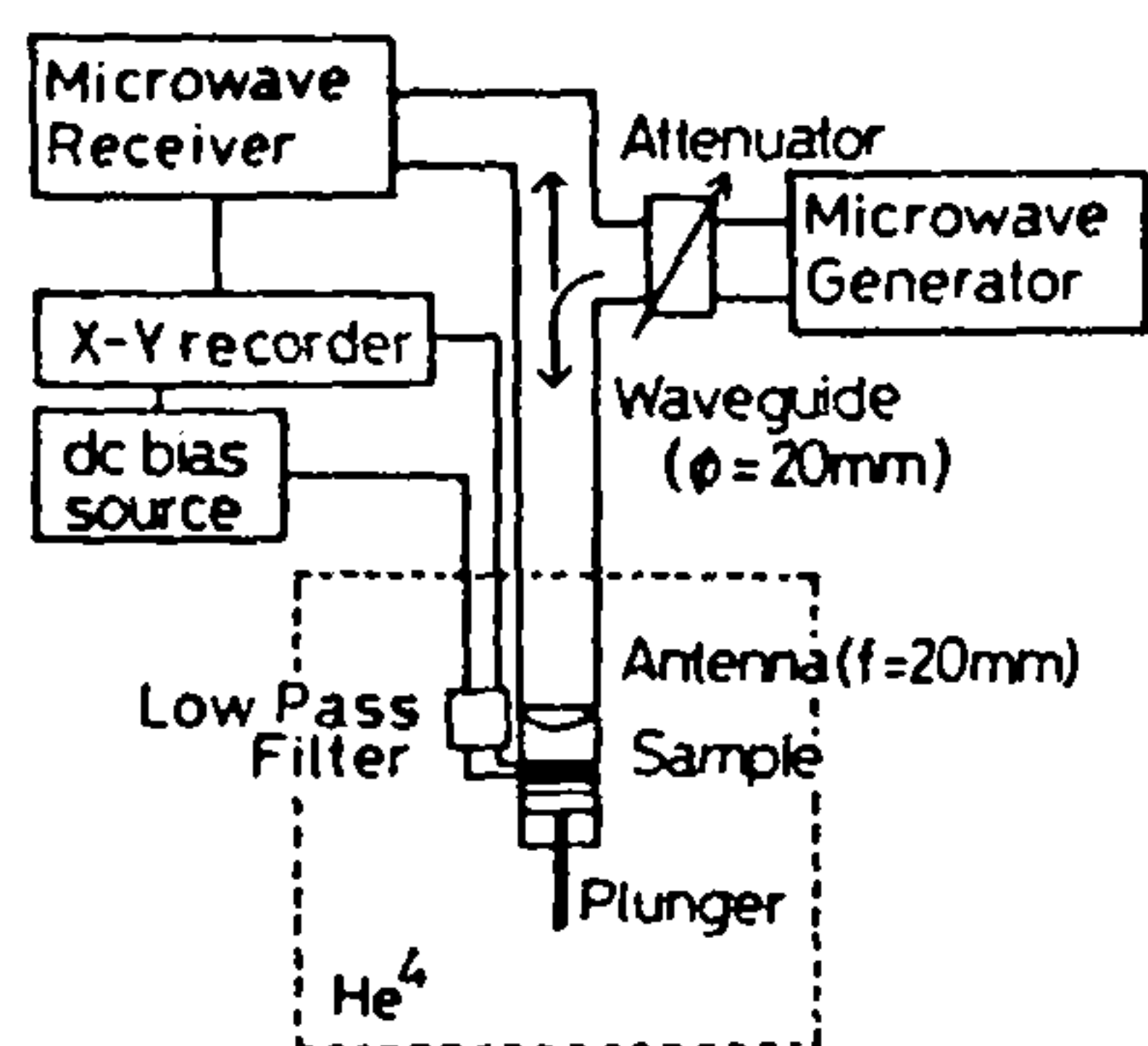


Fig. 1. Schematic diagram of the microwave irradiation and microwave receiving experimental setup.

by an electronic function generator, with the sweep rate about 0.001 mA/s, and all electrical connections were carefully filtered by a low pass filter. The 47 GHz and 53.75 GHz Gunn oscillators with power 20 mW were used to irradiate the bridge sample, which was mounted on the open end of the  $X$ -band circular waveguide with 20 mm focal length antenna and adjustable plunger. The applied microwave power at  $U$ -band went through a matching taper from  $U$ -band to  $X$ -band frequency region and could be varied by a precision attenuator with the attenuation range of 0 to 30 dB. The microwave self-radiation power emitted at the bridge was directly measured by a sensitive wideband radiometric receiver at  $f_{\text{REC}} = 11$  GHz (bandwidth  $\Delta f = 850$  MHz),  $f_{\text{REC}} = 21$  GHz ( $\Delta f = 1.6$  GHz) and  $f_{\text{REC}} = 47$  GHz ( $\Delta f = 1.6$  GHz), with the sensitive power  $\delta T \cong 0.1$  K and the integration time of  $\tau = 1$  s. For the experiment of interference effect, the self-radiation power was directly measured by using a directional coupler at receiving frequency  $f_{\text{REC}} = 11$  GHz with changing external microwave field of its frequency  $f_e = 22$  GHz and power of 10 mW. Normally the bridge was placed at the position of optimum coupling at which the strongest electric field was found. The stainless steel sample holder was magnetically shielded by a  $\mu$ -metal and immersed in a helium dewar.

## 3. Results and discussion

Figure 2 shows the current-dependent Josephson self-radiation power  $P(I)$  and the typical  $I$ - $V$  characteristics under microwave irradiation for a Nb–Si–Nb edge-junction at 4.2 K, which provided the comparison with those of the granular HTSC YBCO bridges. The current-dependent Josephson self-radiation power  $P(I)$  at receiving frequency  $f_{\text{REC}} = 21$  GHz was directly observed as shown in fig. 2(a). The Josephson self-radiation peaks were observed at the voltage values  $f_{\text{REC}} = (2e/nh)V$ , where  $f_{\text{REC}}$  is the central frequency of the receiver,  $n$  is an integer,  $e$  is the electron charge, and  $h$  is the Planck's constant. The result shows the symmetrical characteristics at  $V = \pm 42$   $\mu\text{V}$ ,  $\pm 21$   $\mu\text{V}$ ,  $\pm 14$   $\mu\text{V}$  corresponding to the Josephson fundamental harmonic ( $n = 1, 2, 3$ ) self-radiation. The maximum output level of the first harmonic self-radiation, as estimated by considering



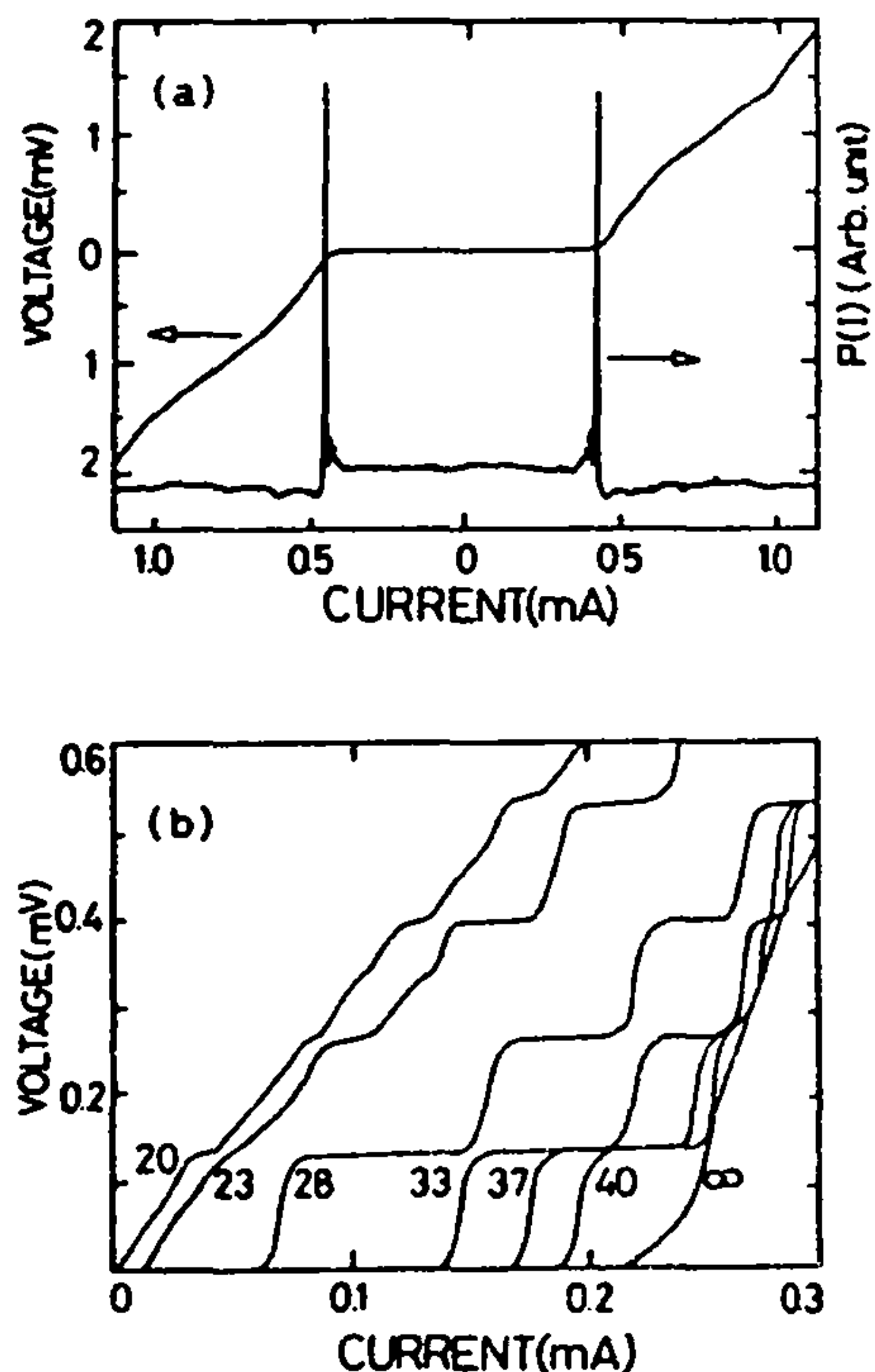


Fig. 2. (a)  $I$ - $V$  characteristic and current-dependent self-radiation power  $P(I)$  of a Nb-Si-Nb edge-junction at  $f_{\text{REC}} = 21$  GHz, and (b)  $I$ - $V$  characteristics for various levels of external microwave power (maximum power: 20 mW) at frequency  $f_e = 52.81$  GHz. The numbers denote the attenuation levels in dB.

the allowance for the impedance mismatching between the edge-junction and the microwave transmission line and the losses in them, was  $P(I) \cong 0.1$  pW. When the external microwave signal of frequency  $f_e = 52.81$  GHz was applied to the Nb-Si-Nb edge-junction, the constant-voltage steps appeared at voltage values equal to  $V_n = nhf_e/2e$  ( $n = 1, 2, \dots$ ), where  $n$  is an integer and  $f_e$  is the externally applied frequency, as shown in fig. 2(b). The external microwave field at the signal frequency of  $f_e = 52.81$  GHz yielded the Shapiro steps in the  $I$ - $V$  characteristics of the edge-junction. The step voltage interval was 0.125 mV according to the basic Josephson equation and no subharmonic structure was observed. The zero-voltage current and the step amplitude depended on the power and the frequency of the external signal, which were in fair agreement with

the RSJ model. One can conclude that for the Nb-Si-Nb edge-junction the Shapiro steps appeared at the exact voltage value  $V_n$ , which arises as a consequence of the phase-locking between the harmonics of the Josephson self-radiation from the junction and the externally applied signal [12].

In contrast with a Nb-Si-Nb low- $T_c$  edge-junction, we must consider the HTSC granular bridge as a Josephson medium. Let us assume that the grain boundaries perpendicular to the transport current direction at the constriction area of the bridge effectively form a long tunneling barrier, as sketched in fig. 3. Then the flux lines can be generated in this junction line for  $W/\lambda > 4$ , where  $W$  is the width of bridge and  $\lambda$  is the effective magnetic penetration depth [13]. In this case a Josephson vortex may exist. But, in the HTSC granular medium with randomly coupled weak links (Josephson medium), it is more reasonable to consider the form of the hypervortex as a fluxon, because the structure of a hypervortex is based on the averaged electrodynamic behavior over a Josephson medium in the mixed state [9]. The motion of each individual vortex is under the influence of the Lorentz force when the magnetic field induced by the transport current exceeds the lower critical field  $H_{c1}$  which is of the order of the earth's magnetic field or lower [9]. Due to this force, the vortices of opposite signs which are nucleated at two edges of the bridge will start to move through a given channel in opposite directions to each other and will annihilate in the center [13-15]. And each moving vortex line can be considered as a channel which can generate microwaves with the frequency depending upon vortex velocity and nucleation period. Hence, the HTSC granular bridge effectively

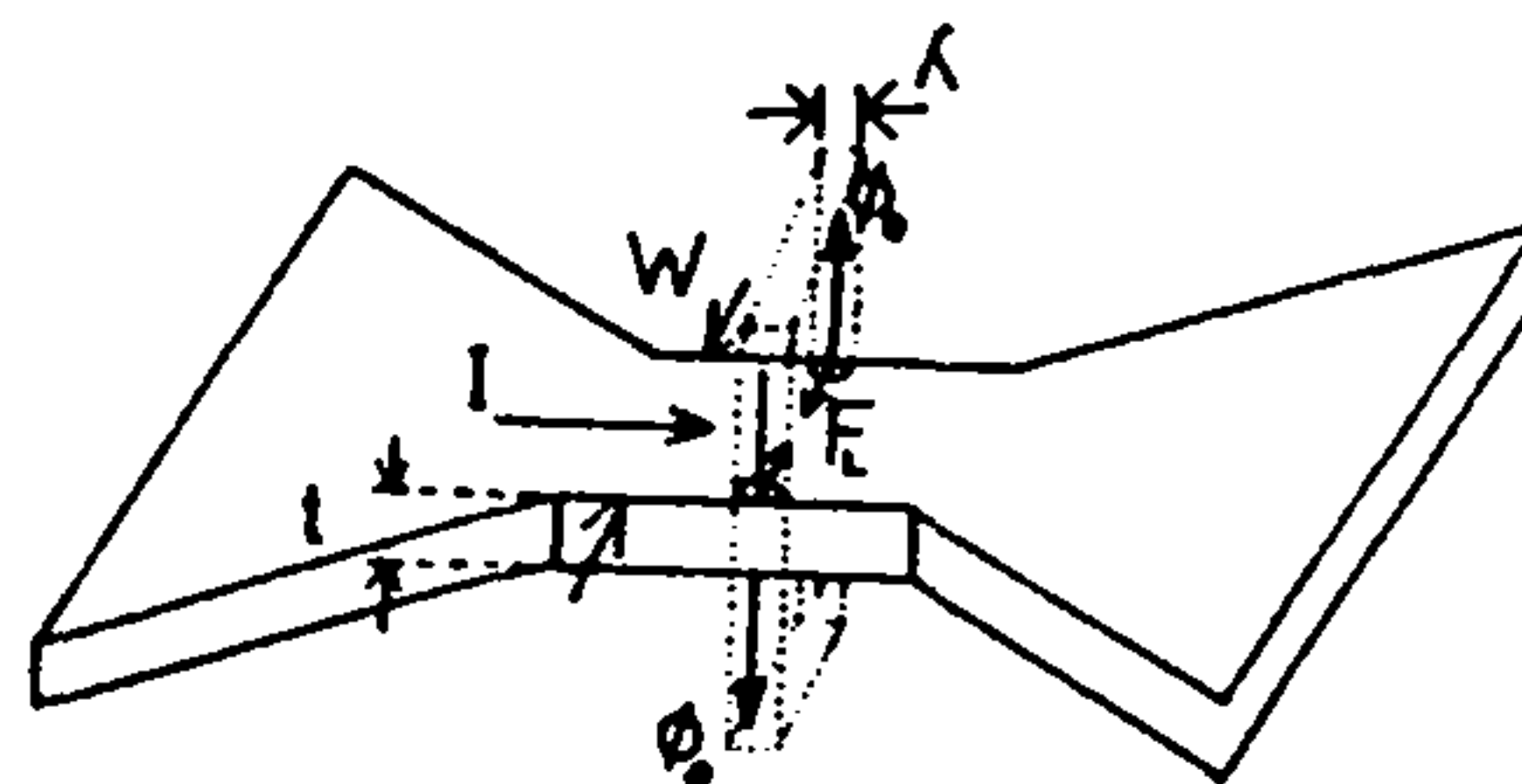


Fig. 3. Sketch of the hypervortex line configuration of a given channel in a HTSC granular bridge. The bias current  $I$  exerts the Lorentz force  $F_L$  on the flux line.



acts like a series of connected flux-flow oscillators.

In case that  $\lambda_L < a < \lambda$ , where  $a$  is the mean grain size and  $\lambda_L$  is the London penetration depth, the magnetic penetration depth ( $\lambda$ ) of the film is given by  $\lambda = (c\phi_0/8\pi^2 J_c t_{\text{eff}})^{1/2}$ , where  $\phi_0$  is the flux quantum,  $t_{\text{eff}} = t + 2\lambda_L$  is the effective penetration depth between two grains and  $J_c$  is the critical current density [16]. The London penetration depth  $\lambda_L$  was assumed to be 1400 Å for YBCO [17] which was much larger than the thickness of the medium between grains,  $t$  ( $\leq \xi_0 \cong 30\text{--}50$  Å). For our samples with 1  $\mu\text{m}$  thickness, 100  $\mu\text{m}$  width and critical current range 0.1–1.0 mA, the magnetic penetration depth of the bridge becomes  $\lambda \cong 30\text{--}3.0$   $\mu\text{m}$ . Thus, the possible number of moving hypervortices in the bridges of  $100 \times 100$   $\mu\text{m}^2$  is  $WL/\lambda^2 \cong 11\text{--}1111$ . Then, the number of possible vortices moving along a channel (row) in the bridge can be estimated to be  $L/\lambda \cong 3\text{--}33$ .

Figure 4 shows the typical  $I$ - $V$  characteristic and the current-dependent microwave self-radiation power  $P(I)$  obtained at two different frequencies,  $f_{\text{REC}} = 11$  GHz and  $f_{\text{REC}} = 47$  GHz, for bridge dimensions of  $100 \times 100$   $\mu\text{m}^2$ . One can see that the emission power  $P(I)$  for frequencies 11 and 47 GHz exhibited independently of frequency two distinct peaks and a number of relatively weak peaks. In contrast to the Josephson behavior of the Nb-Si-Nb edge-junction as shown in fig. 2, the distinct peaks at both

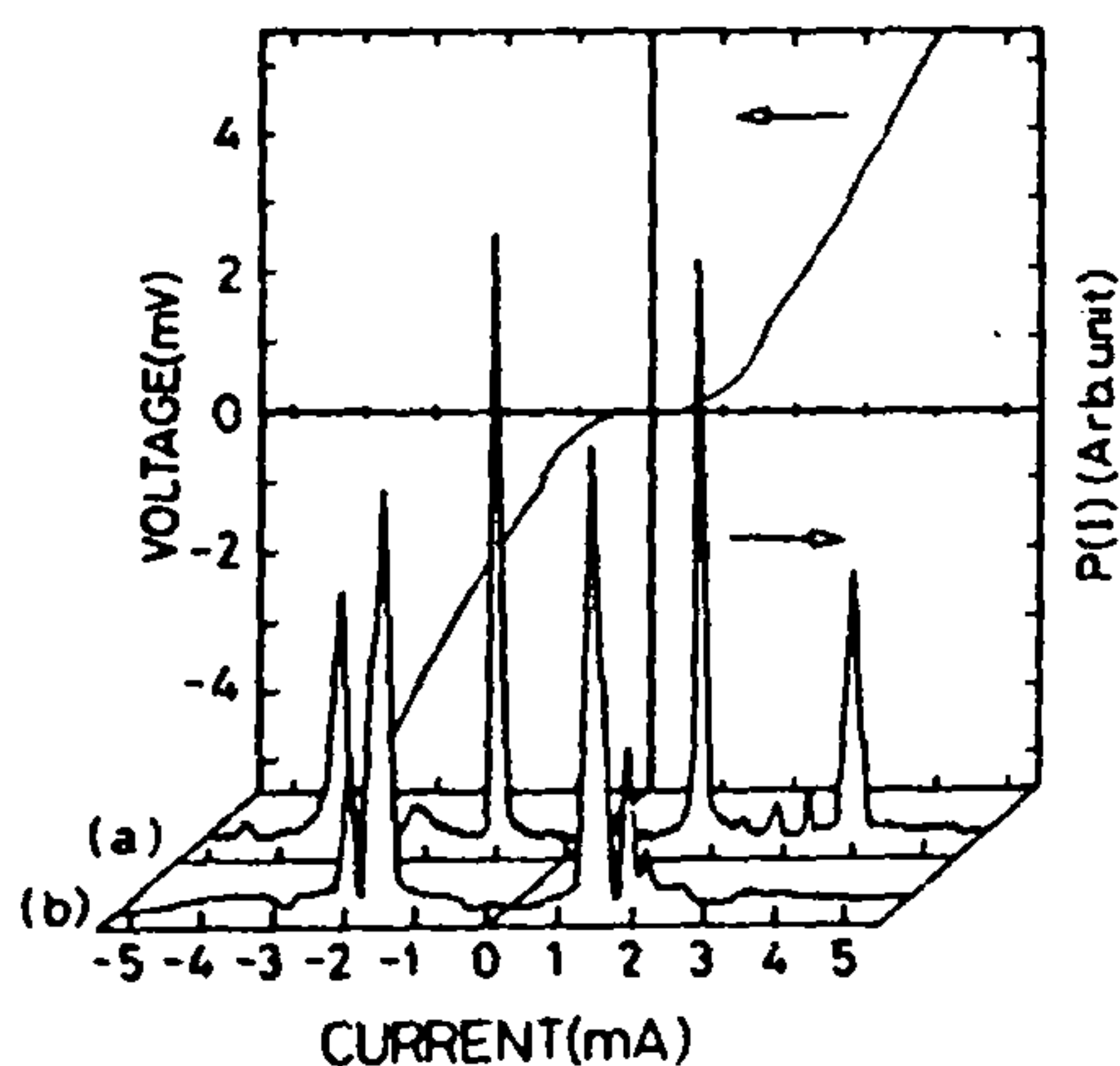


Fig. 4.  $I$ - $V$  characteristics and the current dependence of microwave self-radiation power  $P(I)$  of the  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  bridge ( $W = 100$   $\mu\text{m}$ ,  $L = 100$   $\mu\text{m}$ ) at (a)  $f_{\text{REC}} = 47$  GHz and (b)  $f_{\text{REC}} = 11$  GHz at 4.2 K.

frequencies have appeared at the same current value (about 0.15 mA), which had no relation to the Josephson voltage-frequency equation. Such microwave self-radiation behavior is similar to that previously observed [6], and it indicates that the resistive state of a granular HTSC bridge is caused by the coherent regular motion of magnetic vortices driven by the transport current. Indeed, we observed that the moving vortices were generated in the bridge at the frequency  $\nu = v/W$ , where  $v$  is the average vortex velocity and  $W$  is the characteristic width of the bridge. The distinct self-radiation peaks at about  $\pm 0.15$  mA exhibit radiation of centimeter-wave up to millimeter-wave range. The self-radiation powers of receiving frequency 11 and 47 GHz were  $7.9 \times 10^{-13}$  and  $9.1 \times 10^{-13}$  W, respectively. This behavior can be interpreted by the coherent state of the bridge with the existence of multifrequency self-radiation. This means that all running channels have opened up at the same time at a certain current value, when there exist a number of vortex motion channels which generate microwaves at various frequencies depending on vortex velocity and nucleation period due to transport current. But, all channels in the constriction area of the bridge have a different characteristic width ( $W$ ) due to inhomogeneities and the irregular structure of bridge edges. Hence, the effective self-radiation characteristics show the multifrequency behavior in the coherent regime.

To investigate the behavior of  $I$ - $V$  characteristics under external microwave field, we examined the behavior of the YBCO bridge of  $100 \times 100$   $\mu\text{m}^2$  at 4.2 K at various intensity levels of external microwave frequency of  $f_c = 53.75$  GHz. The normal state resistance value of  $R_n$  was  $R_n \cong 1.3$   $\Omega$  as determined by suppressing the critical current by microwave irradiation. The maximum zero-voltage critical current  $I_c$  in the absence of the applied microwave signal was 0.75 mA; thus, the characteristic voltage and the characteristic frequency were about  $V_c = I_c R_n = 975$   $\mu\text{V}$  and  $f_c = 470$  GHz, respectively. As shown in fig. 5, the current-induced harmonic and subharmonic steps in the  $I$ - $V$  curves produced by applied microwave field with its frequency  $f_c = 53.75$  GHz appeared at voltage values given by  $V = (n/m)(h/2e)f$ , where  $n$  and  $m$  are integers. As the external microwave power is raised, the typical harmonic steps ( $n = 1, 2, 3$ ,  $m = 1$ ) and subharmonic steps ( $n/m = 1/$



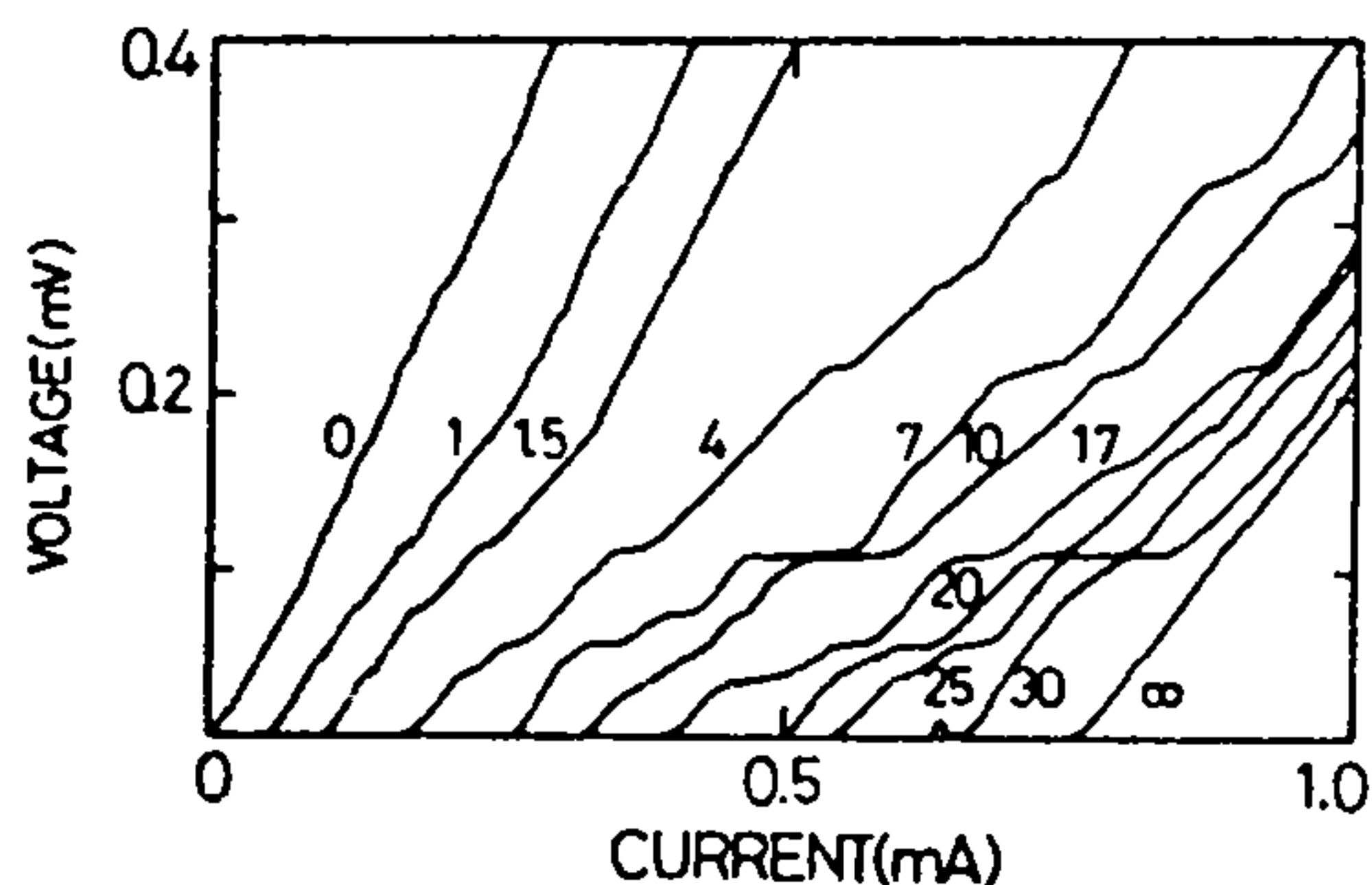


Fig. 5.  $I$ - $V$  characteristics of the  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$  bridge ( $W=100\ \mu\text{m}$ ,  $L=100\ \mu\text{m}$ ) at 4.2 K at various power levels of external microwave source (maximum power: 20 mW, frequency  $f_e=53.73$  GHz). The numbers denote the attenuation level in dB.

2,  $2/3$ ,  $1/3$ ,  $2/3$ ) with their quasi-periodic variations were clearly observed in the  $I$ - $V$  characteristics. When a microwave field with intensity 10 dB was applied to the bridge, the integral steps were clearly observed for step numbers as high as 8. It has been generally known that the subharmonic steps originated from the nonzero finite capacitance or the nonsinusoidal current of the junction, and should occur when the Josephson self-radiation contains harmonics of a noticeable amplitude. But, for all of these cases, the largest fractional step is the half step ( $n/m=1/2$ ), although the self-radiation harmonics exist [18]. In our experiment the large fractional steps were not only half integer steps but also sometimes larger fractional integer steps. Such behaviors may be interpreted by the effect of microwave self-radiation properties of the HTSC granular bridge.

Comparing the self-radiation properties with the  $I$ - $V$  characteristics under external microwave irradiation, one can find large discrepancies between the self-radiation peak voltages and the values of constant voltage steps. This fact suggests that the microwave-induced current steps were not produced by the synchronization between the applied radiation and the Josephson self-radiation, such as in the case of a Nb-Si-Nb Josephson junction, but by the compulsive interference effect between the applied microwave frequency and the vortex oscillations at certain channels of the bridge [19]. Thus, in spite of the discrepancy of voltage values between the characteristics of self-radiation of the HTSC bridge and the microwave irradiation frequency, the current steps

are clearly seen at the voltage values of the Josephson voltage-frequency relation in the  $I$ - $V$  characteristics.

In order to study the dependence of interference effect of self-radiation on external microwave power, we directly measured the microwave self-radiation from the bridge at receiving frequency  $f_{\text{REC}}=11$  GHz, simultaneously applying an external microwave field of frequency  $f_e=22$  GHz and power of 10 mW, using the experimental setup as shown in fig. 1. Figure 6 shows the dependence of self-radiation power on the external microwave power. As the external microwave power increased from 60 to 38 dB, the distinct emission peak  $P(I)$  at 0.75 mA with self-radiation power intensity 1.5 pW gradually decreased and finally disappeared at 38 dB. Under this situation, although the critical current decreased from 0.5 to 0.4 mA, there were no induced current steps or observable changes in the  $I$ - $V$  characteristics. The result indicates that the configuration of vortices might be changed by the influence of external weak microwave power ranging from 10 nW (60 dB) to 1  $\mu\text{W}$

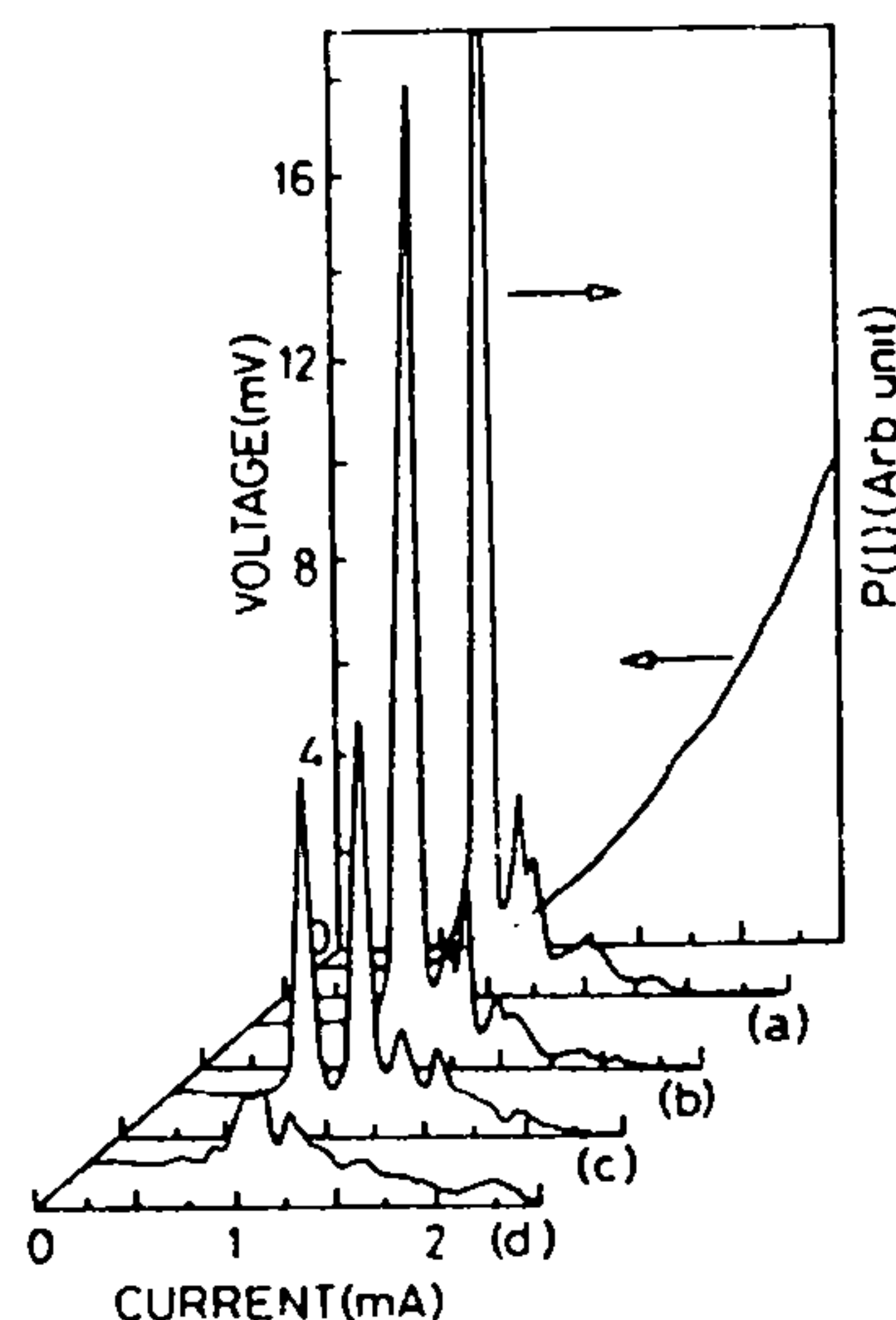


Fig. 6.  $I$ - $V$  characteristics of the  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$  bridge ( $W=100\ \mu\text{m}$ ,  $L=100\ \mu\text{m}$ ) at 4.2 K and the microwave self-radiation power  $P(I)$  at  $f_{\text{REC}}=11$  GHz at different attenuation levels of applied microwave power at frequency  $f_e=22$  GHz (maximum power: 10 mW): (a) 60 dB, (b) 50 dB, (c) 40 dB, and (d) 38 dB.

(40 dB). Hence, as the external power was increased above 38 dB, the self-radiation frequencies were affected by the externally applied frequency. This behavior may be interpreted by the frequency-pulling effect and the phase-locking effect to the external applied signal. Without external microwave irradiation, the coherent state of vortex motion is only governed by the Lorentz force due to transport current. But, when there exists a high-frequency signal from an external microwave source it interacts nonlinearly with the vortices at the bridge edges, even at low voltage values, and may lead to the regular nucleation period and the periodic oscillation. Hence, the external monochromatic RF source and cause the frequency-pulling effect and the phase-locking effect on the vortices moving through channels and put them into an externally synchronized coherent state, and the nucleation and activation frequencies of vortices can be synchronized to the external microwave frequency. Thus, a novel manifestation of an analog to the Josephson effect takes place in a large bridge through the intermediary interaction between the frequency of moving vortices and the external microwave frequency. A significant aspect of this experiment is that the coherent motion of vortices can exist due to the transport current and the small RF current, which may be applied to a probe rather than a synchronizer of regular vortex motion.

To interpret the existence of subharmonic steps, the following process is proposed. When the microwave frequency interaction exists, it drives the vortex motion into an intrinsically coherent state, provided that their frequencies are nearly equal, resulting in an externally synchronized coherent state. But, owing to the random distribution of impurities and inhomogeneities in the bridge, the self-radiation frequency will exhibit multifrequency behavior. If the synchronized vortices at a certain channel are created at the frequency  $\nu$ , the DC potential difference is given by  $V_{DC} = \phi_0 \nu$ . Thus in the flux-flow regime a DC voltage appears across the bridge. This voltage is given by  $V = (h/2e)\nu$  [20]. The application of a microwave field of frequency  $f_c$  will synchronize the vortex-flow frequency  $\nu$ . In this situation the voltage-frequency relation satisfies the condition  $n\nu = f_c$ , where  $n$  is an integer. It is known that the harmonic steps appear at the voltage values  $V = n(h/2e)f_c$  under this condition. And, when the self-radiation from

the bridge has subharmonic frequency  $\nu/m$ , where  $m$  is an integer, the subharmonic steps appear at the voltage values  $V = (n/m)(h/2e)f_c$  when one of these harmonics locks the phase with the applied radiation. Thus, the dependence of the subharmonic steps on the amplitude of the applied microwave field becomes roughly proportional to the product of the harmonic steps. In the absence of the higher order subharmonic steps and the rounding steps, it may be due to a heating effect, which causes the resistance of the bridge to increase as the external microwave power is increased.

The height of the measured harmonic and subharmonic current steps as a function of the microwave field power is plotted in fig. 7 together with the theoretical curves obtained from the current-biased RSJ model [21]. The normalized frequency  $\Omega \equiv f/f_c$  ( $f_c = 2eR_n I_c/h$ , where  $R_n$  is the normal resistance of the junction) used in the calculations was 0.3, which best fitted the data, but yielded an  $R_n$  value of  $1 \Omega$  which was about  $1/4$  of the measured value in our ex-

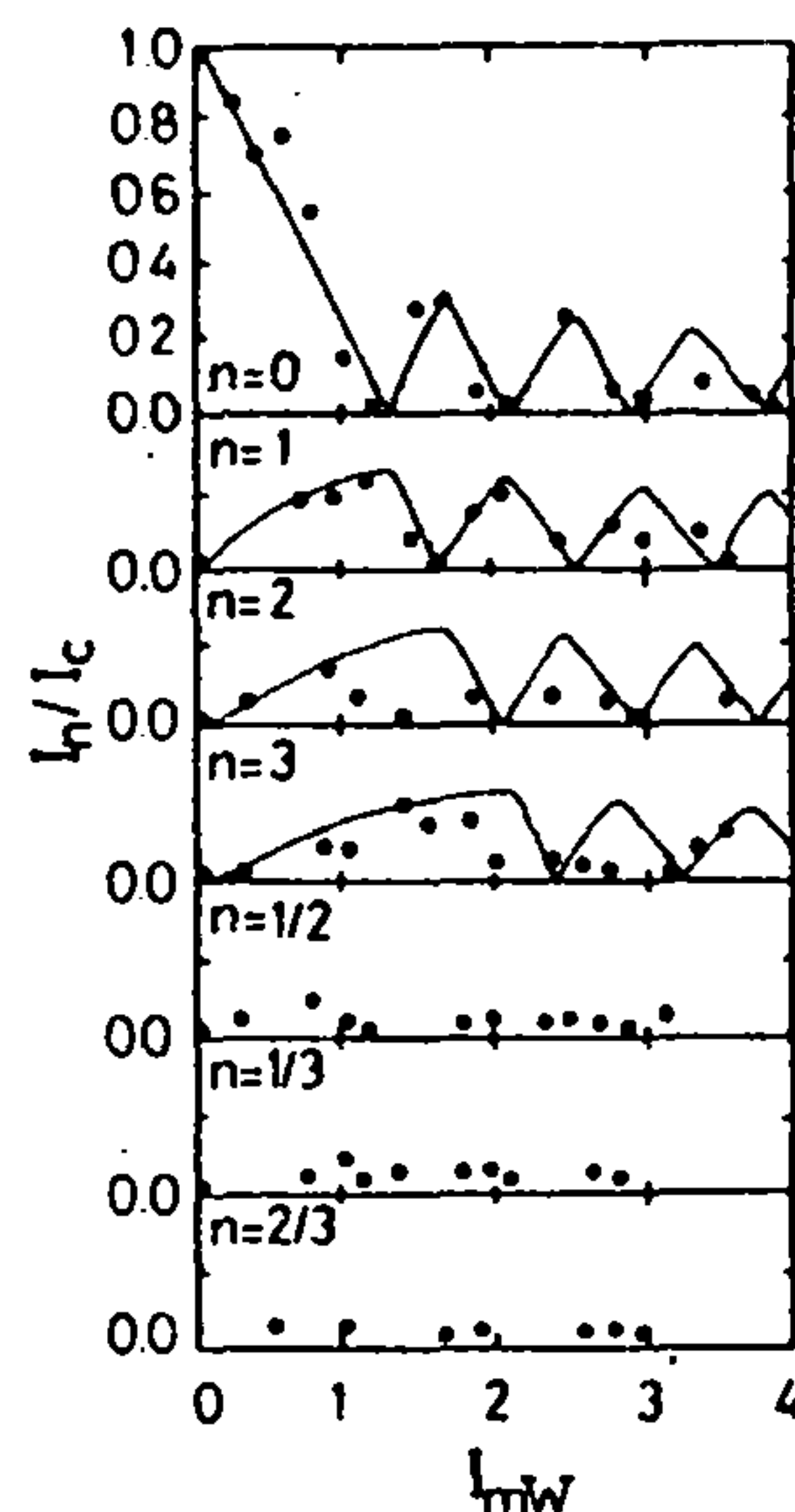


Fig. 7. The microwave-current (square root of power) dependence of the zero-order and first three Shapiro steps ( $n=1, 2$  and  $3$ ) and subharmonic ( $n/m=1/2, 1/3$  and  $2/3$ ) steps for a  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$  bridge ( $W=100 \mu\text{m}$ , length  $L=100 \mu\text{m}$ ), measured at  $4.2 \text{ K}$ ,  $I_c=0.325 \text{ mA}$ ,  $I_c R_n=1.3 \text{ mV}$  and normalized frequency  $\Omega=0.07$ . The solid circles represent the experimental data and the curves represent the calculations using the RSJ model.



periment. Although this modulation is in qualitative agreement with the RSJ model, there are substantial quantitative discrepancies. That is to say, the observed behavior is consistent with a periodic current-phase relation, but the discrepancies between the experiment and the theory suggest that the current-phase relation is nonsinusoidal. We note that the complex series arrays of moving-vortex channels in the bridge would disturb the sinusoidal dependence. We have also found that the dependence of  $I_c(H_c)$  on the static magnetic field  $H_c$  did not show the sine-type shape. And a hysteretic behavior of  $I_c$  was also observed. This behavior also suggests that the characteristics of a HTSC granular bridge are controlled by the magnetic vortex motion.

In summary, we have observed the external microwave-field dependence of harmonic and subharmonic Shapiro steps and the microwave self-radiation effect due to the coherent motion of vortices in high- $T_c$  superconducting granular  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bridges and Josephson Nb-Si-Nb edge-junctions in the centimeter-wave to millimeter-wave range and compared them with each other. The external microwave field dependences of harmonic and subharmonic Shapiro steps were related to the synchronization between the applied microwave signal and the local supercurrent oscillations generated by the moving hypervortices in accordance with the Josephson condition  $V = (n/m)(h/2e)f$ . This behavior suggests that the microwave-induced current steps were not produced by the synchronization between the applied radiation and the Josephson self-radiation such as in the case of a Nb-Si-Nb Josephson junction, but by the compulsive interference effect between the applied microwave frequency and the vortex oscillations at certain channels of the bridge. Efforts are now underway to investigate this problem more directly by using a sensitive microwave receiver with various frequencies and by making the size of the bridge as small as possible, whether the compulsive phase-lock phenomenon actually takes place between the applied microwave and generation frequencies in the bridge or not.

## Acknowledgements

We would like to acknowledge A. Hakhaumian for helpful discussions, and Yun Sung Huh, Hyunkook Kim and Doohee Song for the sample preparations. One of the authors (KL) would like to give especial thanks to the microwave group of the Institute of Radiophysics & Engineering, Armenian Academy of Science, for their hospitality and fruitful discussions.

## References

- [1] B. Häuser, B.B.G. Klopman, G.J. Gerritsma, J. Gao and H. Rogalla, *Appl. Phys. Lett.* 54 (1989) 1368.
- [2] D. Robbes, A.H. Miklich, J.J. Kingstone, Ph. Lerch, F.C. Wellstood and J. Clarke, *Appl. Phys. Lett.* 56 (1990) 2240.
- [3] Y. Yoshisato, A. Takeoka, M. Takai, K. Niki, S. Yoshikawa, T. Hirano and S. Nakano, *Jpn. J. Appl. Phys.* 30 (1991) 661.
- [4] P. Seidel, M. Siegel and E. Heinz, *Physica C* 180 (1991) 285.
- [5] E.A. Early and A.F. Clark, *Appl. Phys. Lett.* 62 (1993) 3357.
- [6] K. Lee and G. Park, *J. Appl. Phys.* 74 (1992) 1448.
- [7] J.R. Clem and V.G. Kogan, *Proc. 18th Int. Conf. on Low Temp. Phys. Kyoto, 1987*, part 2, p. 1161.
- [8] G. Dentsher and K.A. Muller, *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987) 1745.
- [9] E.B. Sonin, Dismazh, *JETP Lett.* 47 (1988) 496.
- [10] K. Lee and G. Park, *Appl. Phys. Lett.* 60 (1992) 651.
- [11] K. Lee, G. Park, L.E. Amatuni and K.Y. Constinian, *J. Kor. Phys. Soc.* 24 (1991) 483.
- [12] K.K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.* 51 (1979) 101.
- [13] J.R. Wildram, A.B. Pippard and J. Clarke, *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* 268 (1970) 265.
- [14] K.K. Likharev, *Sov. Phys. JETP* 34 (1972) 906.
- [15] M.A.M. Gijs, D. Terpstra and H. Rogalla, *Solid State Commun.* 71 (1989) 995.
- [16] H. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (McGraw-Hill, New York, 1975).
- [17] L. Krusin-Elbaum, R.L. Greene, F. Holtzberg, A.P. Malozemoff and Y. Yeshurun, *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989) 217.
- [18] K.K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (Gordon and Breach, 1986).
- [19] A.T. Fiory, *Phys. Rev. Lett.* 27 (1971) 501.
- [20] R.P. Huebener, *Magnetic Flux Structures in Superconductors* (Springer, New York, 1979).
- [21] P. Russer, *J. Appl. Phys.* 43 (1972) 2008.

## Submillimeter Transmission Spectra of $\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_7$

<sup>a</sup>(K.N. Kocharian, V.E. Harutunian, R.M. Martirosian, A. A. Avakian, R. Kh. Kamanchajian) and  
<sup>b</sup>(Kiejin Lee, Jaegab Lee, Gwangseo Park)

<sup>a</sup>Institute of Radio Physics & Electronics, Armenian Ac. Sci., Ashtarak-2 Armenian 378410

<sup>b</sup>Department of Physics, Sogang University, C.P.O. 142, Seoul.

Transmission spectra of  $\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_7$ , which is a part of high  $T_c$  superconducting system  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_7$ , and their temperature evolutions were investigated by monochromatic quasioptical submillimeter spectroscopy. Strong increase of high frequency conductivity in the range 80 to 350K was revealed. The obtained result were analyzed on basis of thermally activated carries model.

### 1. INTRODUCTION

The discovery of the new high  $T_c$  superconductor  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_7$  ( $n=1,2,3$ ) [1] has led to active research in the preparation and characterization of these compounds. This system has three superconducting phases with  $T_c$  equal to 12K ( $n=1$ ), 85K ( $n=2$ , low  $T_c$  phase) and 115K ( $n=3$ , high  $T_c$  phase), depending on the chemical compositions [2]. For both scientific and technological purposes, a wide variety of techniques has been employed for the fabrication of films of Bi-Sr-Ca-Cu-O superconductors mostly on MgO and SrTiO<sub>3</sub> single-crystal substrates [3-6]. However, these crystal substrates are usually produced in small pieces, which limits the device application. In papers [7,8] authors had reported the preparation of Bi(Pb)-Sr-Ca-Cu-O films by surface diffusion process between Pb-doped  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  powders and a Sr-Ca-Cu-O ceramic substrate.

Thus, it is interesting to investigate  $\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_7$ , which is a part of high  $T_c$  superconducting system. In this paper we report about investigation of  $\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_7$  transmission spectra in submillimeter waveband, 170 to 550GHz, and their evolution in temperature range 80 to 350K.

### 2. EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

$\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_7$  compound was prepared using the standard solid-state reaction. Fine powders of  $\text{SrCO}_3$ ,  $\text{CaCO}_3$  and  $\text{CuO}$  were mixed according to the atomic ratio of Sr:Ca:Cu=2:2:4 which is known to be an ideal composition of high  $T_c$  phase, except for bismuth. Mixture was calcined twice at 950°C for 12 hours. Ground powder was then pressed using a pressure of 4 tons/cm<sup>2</sup> and sintered at 950°C for 24 hours. Structure of Sr-Ca-Cu-O [9] is a simple defect perovskite with ordered oxygen vacancies and may be regarded as the parent structure of superconducting system  $\text{A}_2\text{B}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_7$  with A=Bi or Tl and B=Sr or Ba.

Measurements were carried out by quasioptical method, using the monochromatic generators, backward-wave tubes, as a submillimeter radiation source. Transmission spectra were measured by comparison of radiation, passed through the sample, with radiation in the absence of sample. In this case the fundamental electrodynamic characteristics of substance: refraction index,  $n$ , and absorption factor,  $k$ , may be obtained from the absorption spectrum given by formula:

$$T = e^{-\beta} \frac{(1-R_0)^2 + 4R_0 \sin^2 \psi}{(1-R_0 e^{-\beta})^2 + 4R_0 e^{-\beta} \sin^2(\alpha + \psi)}$$

$$\alpha = 2\pi n d / \lambda, \quad \beta = 2\pi k d / \lambda,$$

$$R_0 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}, \quad \text{tg } \psi = \frac{2k}{n^2 + k^2 - 1}$$

$d$  - thickness of sample,  $\lambda$  - wavelength,



Transmission spectra of  $\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_y$ ,  $T=T(\nu)$ , in the range 250 to 550GHz for three different temperatures are shown in Fig. 1. Similar measurements were made in the range 170 to 270GHz. One may see that the transmission decreases with temperature and interference pattern shifts to lower frequencies, which evidences that the refraction index is increased.

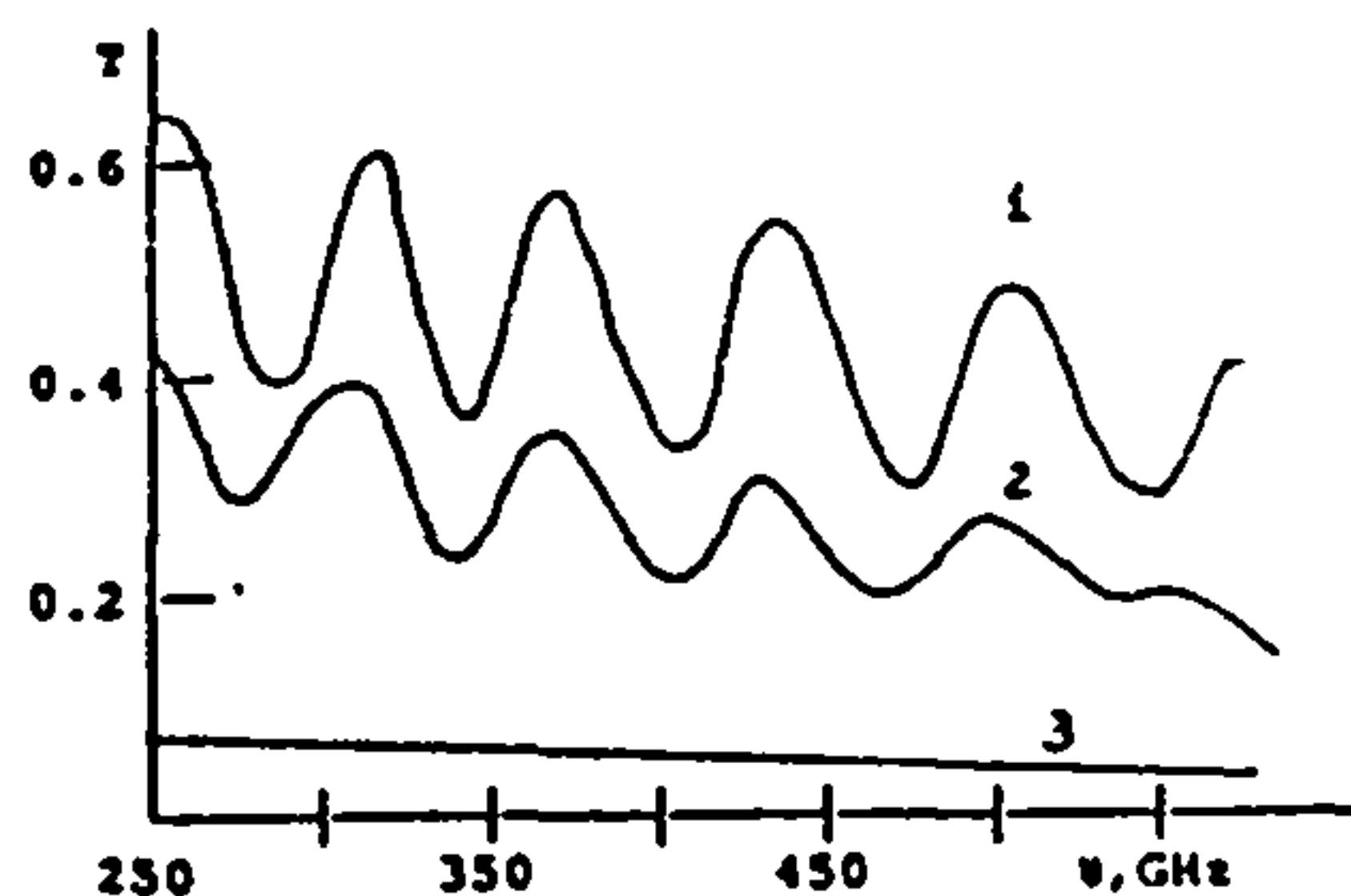


Fig. 1. Transmission spectra of  $\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_y$ ; 1-90K., 2-170K, 3-290K

Fig. 2 shows the temperature dependence of  $\ln(k)$  for two different frequencies. As it follows from Fig. 2, the curve  $\ln(k)=f(1/T)$  has a bending at a point nearly 250K. This fact indicates that there exist two different mechanisms of losses dominating above and below this temperature.

Experimental points in the higher temperature range fall on a straight line, meaning that the mechanism of losses is due to origination of conductivity having thermoactivation character with the value of activation energy  $\sim 0.1\text{eV}$ . In the range of lower temperatures  $\ln(k)$  deflects to the values of dielectric substances.

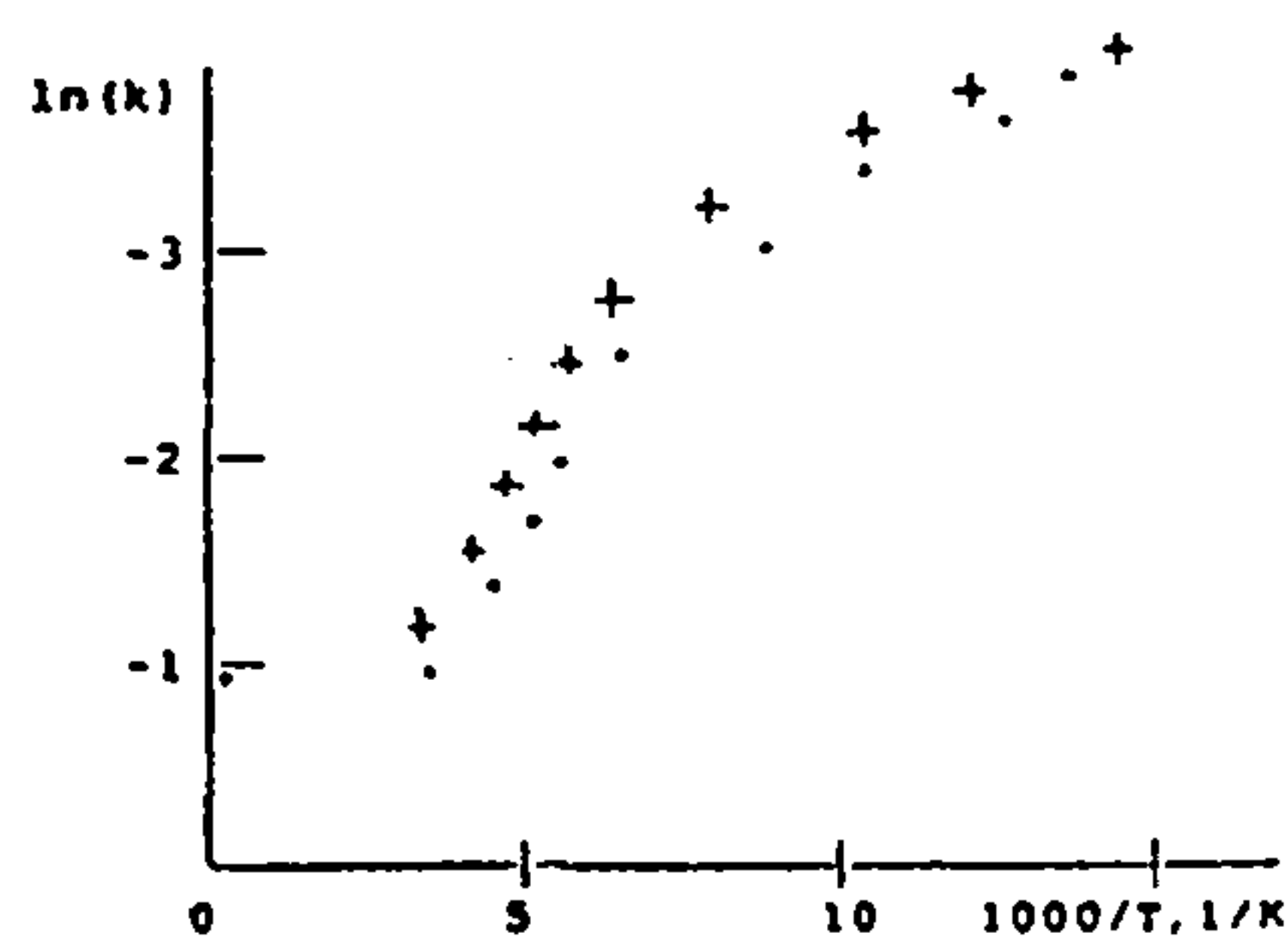


Fig. 2. Temperature dependence of absorption factor of  $\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_y$ ;  $-200\text{GHz}$ ,  $+400\text{GHz}$

Measurements of static conductivity  $\sigma_0$  have confirmed this assumption: it was found, that static conductivity in the range 77 to 300K has a character of insulator-semiconductor transition, with the value of  $\sigma_0 \sim 2 \text{ Ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$  at room temperature. In the range of losses due to free charge carriers high frequency conductivity,  $\sigma = nk\nu$ , is practically independent from frequency. This fact makes impossible to use of Drude-Lorentz model for interpretation of the obtained results, though this model qualitatively follows from comparison of static,  $\sigma_0 \sim 2 \text{ Ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$ , and dynamical  $\sigma = 0.3 \text{ Ohm}^{-1}\text{m}^{-1}$  conductivities at room temperature.

Refraction index at lower temperatures slowly increases with temperature and decreases with frequency. This is also inconsistent with the fact of presence of free carriers. But we should notice that the measurements of refraction index were made in the temperature range where the free carriers affect slightly. Regretfully, the increasing of losses at higher temperatures preventing the obtaining this data.

## REFERENCES

1. H. Meada, Y. Tanaka, M. Fukunomy and T. Asuno: Jpn. J. Appl. Phys. 26 (1988) L209
2. S. Sugai, H. Tagaky, M. Kawaski, M. Yoshimoto and H. Koinuma: Jpn. J. Appl. Phys. 27 (1988) L1290.
3. H. Nagata, A. Takano, M. Kavasky, M. Yoshimoto and H. Koinuma: J. Am. Ceram. Soc. 72 (1989) 680.
4. C.E. Rice, A.F.J. Levi, R.M. Fleming, P. Marsh, K.W. Baldwin, M. Anzlowar, A. E. White, K.T. Short, S. Nakahara and H.L. Stormer: Appl. Phys. Lett. 52 (1988) 1828.
5. T. Nakamori, H. Abe, T. Kanamori and S. Shibata: Jpn. J. Appl. Phys. 27 (1988) L1265.
6. D. Deshmukh, E.W. Rothe, G.P. Reck, T. Kushida and Z.G. Xu: Appl. Phys. Lett. 53 (1988) 2698.
7. K.Lee, J. Lee and G. Park: J. Korean Phys. Soc. 23 (1990) 320.
8. K. Lec, J. Lee and G. Park: Jpn. J. Appl. Phys. 29 (1990) L1449.
9. T.S. Seggrist, S.E. Zahurak, P.W. Murphy and R.S. Roth: Nature 334 (1988) 231.

# Microwave generation properties of high- $T_c$ superconducting $Y_1Ba_2Cu_3O_y$ and $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$ bridges

Klejin Lee†, Sangmin Lee‡, Yunsung Huh‡, Gwangseo Park‡ and Ienari Iguchi†

† Institute of Materials Science, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki, 305, Japan

‡ Department of Physics, Sogang University, C.P.O. Box 1142, Seoul, Korea

Received 26 November 1993, in final form 4 March 1994

**Abstract.** We have investigated the microwave self-radiation properties and dynamic resistance  $dV/dI$  versus  $I$  characteristics of HTSC granular  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  (YBCO) and  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$  (BSCCO) bridges in the centimetre- to millimetre-wave range. For YBCO bridges we have observed simultaneously microwave self-radiations and  $dV/dI$  curves due to coherently moving vortices in the constriction area of the bridge, which acts as a Josephson medium. Frequency-dependent microwave self-radiation powers and  $I-V$  characteristics under an external microwave field for YBCO bridges were close to the resistively-shunted junction model. BSCCO granular bridges, which have a weak-link problem in the grain microstructure, show no microwave self-radiation and considerable effects in the  $dV/dI$  curve. In  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$  tape break-junctions, which act as weak links, we detected that the Josephson self-radiation exactly corresponds to the Josephson equation  $V = n(h/2e)f$ .

## 1. Introduction

High- $T_c$  superconducting (HTSC) films, especially in their polycrystalline form, are strongly influenced by the microstructure of grains, which behave in many ways like a random arrangement of weak links, called a Josephson medium [1–3]. Recently, experimental and numerical studies of Josephson-junction arrays have been explained using the resistively-shunted junction (RSJ) model coupled to a suitable vector potential defined across the junctions and the existence of the harmonic and subharmonic steps due to the motion of vortices in the array [4,5]. If we apply these ideas to two-dimensional granular HTSC bridges, the structure of the fluxon hypervortex must be defined using the free energy density of the Josephson medium after averaging over a scale exceeding the granule dimension [3] and the coherent generation of microwave self-radiations should then be possible.

The direct measurement of microwave self-radiations of HTSC granular bridges is one of the most powerful tools for both the investigation of the HTSC mechanism and the development of HTSC microwave devices. A previous experimental report [6] showed that the microwave self-radiation properties of HTSC YBCO granular bridges did not resemble in any way the effect on the Josephson self-radiation characteristics

in a Josephson junction. In YBCO granular bridges the Josephson effect is usually caused by regular flux motion, which depends on the values of the characteristic parameters of the superconducting material and the mean grain size, as well as the constriction dimensions of the bridge.

In this report, we investigate the microwave self-radiations of HTSC granular YBCO and BSCCO bridges in the centimetre- to millimetre-wave range. For YBCO bridges, coherent vortex motion gives rise to discontinuities in current-voltage ( $I-V$ ) characteristics, to peaks in the dynamic resistance  $dV/dI$  versus  $I$ , and to narrow-band microwave self-radiations. In BSCCO granular bridges there are no considerable effects, but in  $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_y$  tape break-junctions we detected that the Josephson self-radiation due to a weak link exactly corresponds to the Josephson equation. The conditions under which microwave self-generation is exhibited are discussed within a flux-flow model.

## 2. Experimental details

YBCO bridges, typically 1–10  $\mu\text{m}$  thick with zero resistance ( $T_c$ ) at 88 K, were directly patterned by surface diffusion of insulating ceramic  $Y_2BaCuO_5$  substrates with a  $3BaCuO_2$  and  $2CuO$  (Ba:Cu=3:5) powder

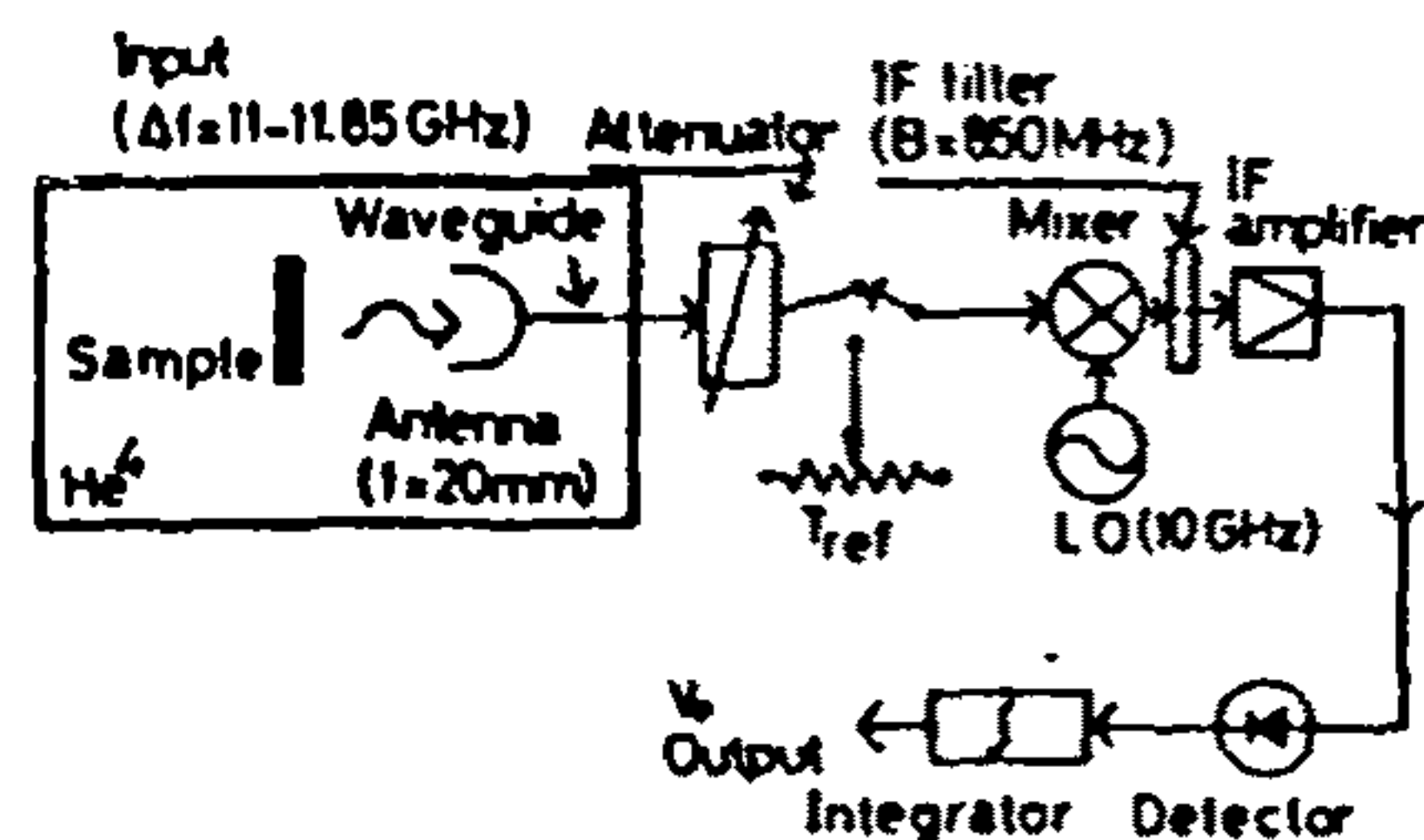


mixture sintering at 930°C for 3 h in an oxygen atmosphere [7]. BSCCO bridges, typically 1  $\mu\text{m}$  thick with  $T_c$  at 80 K, were prepared on  $\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_y$  substrates by thermal evaporation of a metallic Bi layer and heat treatment at 830°C for a few minutes in air [8]. The constriction dimensions of YBCO and BSCCO bridges were about 100  $\mu\text{m}$  in length ( $L$ ) and 100  $\mu\text{m}$  in width ( $W$ ). The break-junctions were prepared from  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  tapes with  $T_c$  at 108 K, and the experiments were carried out using liquid nitrogen.

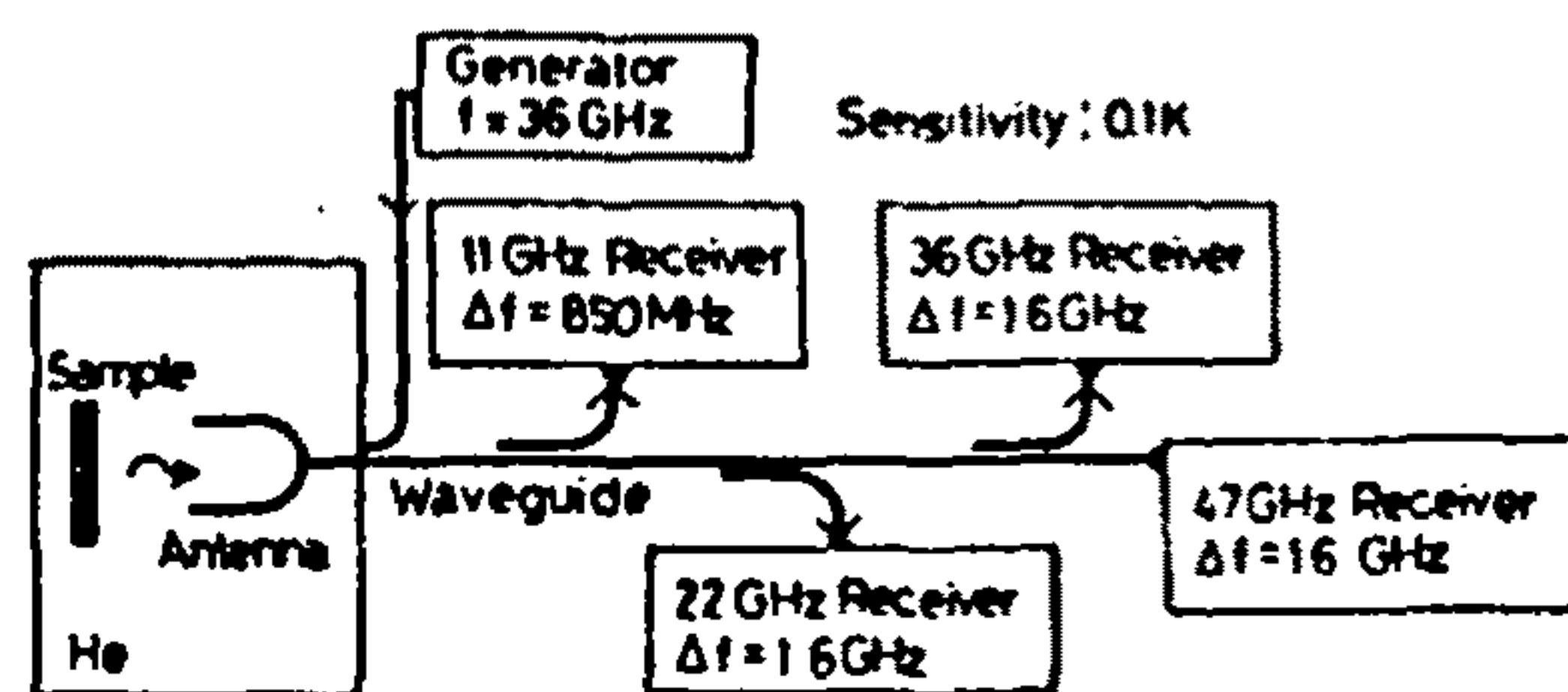
A block diagram of a typical total power radiometer at receiving frequency  $f = 11$  GHz is shown in figure 1(a). The front end of the receiver is a standard superheterodyne circuit consisting of an RF amplifier, a mixer (local oscillator  $f = 10$  GHz), and an IF stage. The bandwidth ( $B$ ) of the IF filter was 850 MHz. The integrator time constant was  $\tau = 1$  s, which serves to smooth out short-term variation in the signal power. The total losses in the transmission line were very weak (about 1.1 dB) and practically did not depend on temperature change. The absolute values of integral self-radiation power have been exactly compared with standard noise power sources installed inside a receiver system. The calibrated self-radiation powers from the bridges were characterized by the power  $P = kT_R B$ , where  $k$  is the Boltzmann's constant and  $T_R$  is the overall noise temperature of the receiver [9]. The provided total isolation between the sample holder and receiver was more than 140 dB for the central frequency and more than 60 dB for the second harmonic, which allowed us to neglect the influence of the local oscillator and signal reflections in the transmission line. The sensitivity of the receiver was 0.1 K, which provided the minimum detecting power level  $P = 1 \times 10^{-15}$  W. The schematic diagram for the microwave receiving and irradiation experimental set-up is shown in figure 1(b). Microwave self-radiation powers emitted at bridges were directly measured with a wideband radiometric receiver at frequencies  $f_{\text{REC}} = 11$  GHz ( $B = 850$  MHz),  $f_{\text{REC}} = 21$  GHz ( $B = 1.6$  GHz),  $f_{\text{REC}} = 36$  GHz ( $B = 1.6$  GHz), and  $f_{\text{REC}} = 47$  GHz ( $B = 1.6$  GHz) with an integrating time of  $\tau = 1$  s. A 36 GHz Gunn oscillator with power 10 mW was used to irradiate the bridge sample, which was mounted onto the open end of the X-band circular waveguide with an antenna of focal length 20 mm and an adjustable plunger. The applied microwave power at the U-band passes through a taper transition from the U-band to the X-band and could be varied by a precision attenuator with attenuation range 0–30 dB. Normally the bridge was placed in the position of optimum coupling, which proved to be the position of strongest electric field. All electrical connections were carefully filtered by a low-pass filter. The stainless steel sample holder was magnetically shielded by  $\mu$ -metal and immersed in a helium Dewar.

### 3. Results and discussion

Figure 2 shows the  $I$ - $V$  characteristic and the dynamic resistance  $dV/dI$  versus  $I$  of the YBCO bridge at 4.2 K.



(a)



(b)

Figure 1. (a) Schematic diagram of a superheterodyne microwave receiver frequency  $f_{\text{REC}} = 11$  GHz with bandwidth  $B = 850$  MHz and (b) the microwave experimental set-up.

From the onset of dynamic resistance  $dV/dI$  starts to change, and the  $I$ - $V$  characteristic, which shows the symmetrical characteristics, apparently shows the critical current value at  $I_c = 700$   $\mu\text{A}$ . For value increases up to  $I = \pm 2$  mA, the  $I$ - $V$  characteristic and the  $dV/dI$  values show strong nonlinear behaviour. From the  $dV/dI$  curve and  $I$ - $V$  characteristic, observable discontinuities can be found at voltage values  $V = \pm 0.5$ ,  $\pm 1$ ,  $\pm 2$ ,  $\pm 3.5$ ,  $\pm 6$ ,  $\pm 8$ , and  $\pm 10$  mV, which we may interpret as signalling the onset of vortex motion. The  $dV/dI$  peak at  $V = \pm 0.5$  mV may be explained by the signal of the first motion of a pair of vortices at the bridge. When the Lorentz force at a certain values of transport current is enough to move the vortices, which are located at the weak links symmetrically at the bridge edges, the edge energy of the weak links is exceeded and the vortex motion at a certain channel results in a sudden change in the  $dV/dI$  curve. At voltage  $V = \pm 1$  mV a second pair of vortices starts to move simultaneously at another channel, which gives a second peak in the  $dV/dI$  curve. With increasing transport current up to 2 mA, the third and next channels of moving vortices are produced. This behaviour seems to show quasi-periodic variation with increasing transport current. Note that, due to the inhomogeneity, which can act as a magnetic impurity of the constriction area of the bridge, the asymmetric weak links of the bridge edges, and the random pinning potential, can lead to discontinuous behaviour. As the transport current increases at the bridge above  $I = \pm 2$  mA, the  $dV/dI$  curve heights decrease and show irregular behaviour, and finally above



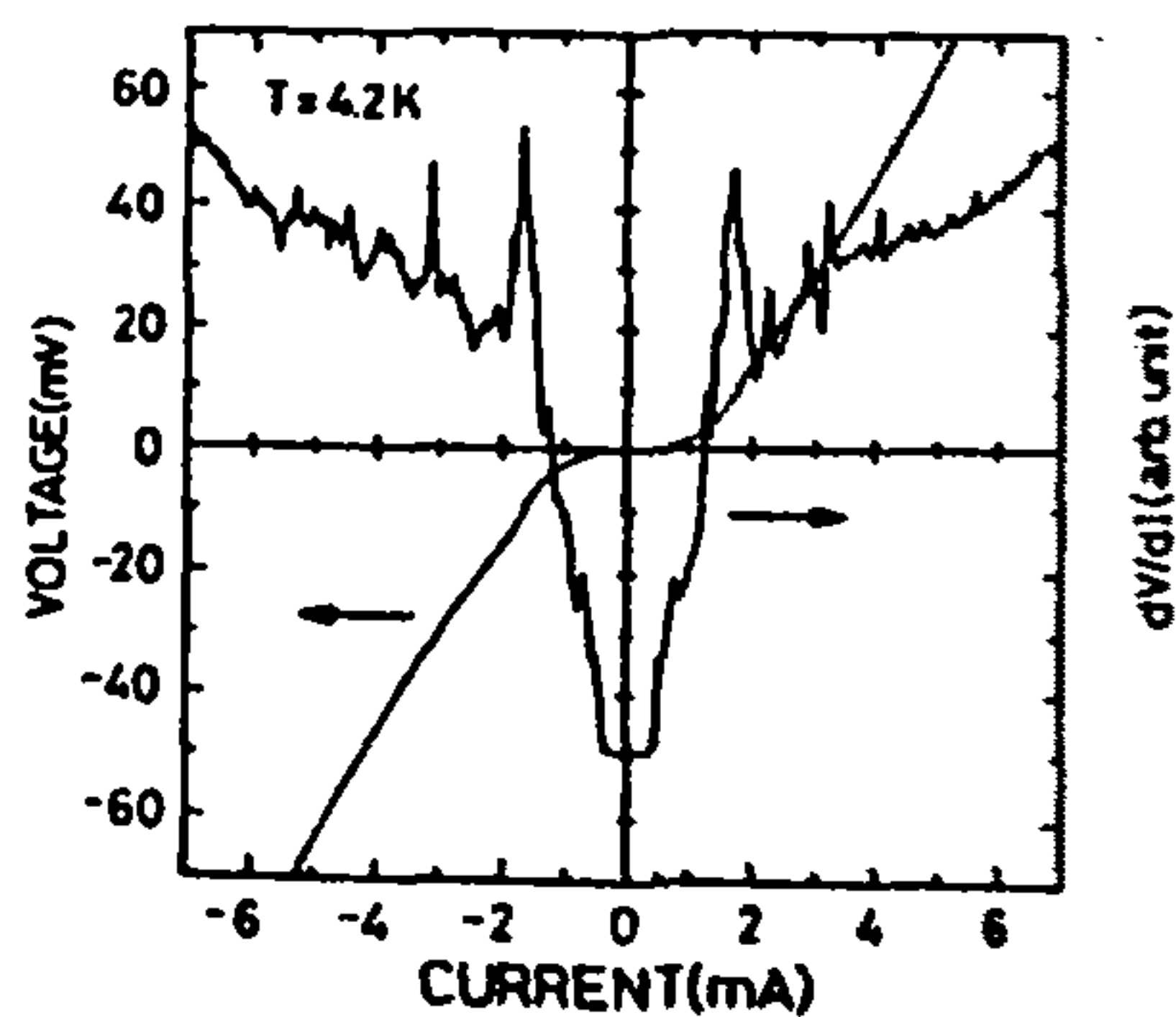


Figure 2.  $I$ - $V$  characteristic and dynamic resistance  $dV/dI$  versus  $I$  curve of a YBCO bridge at 4.2 K.

$I = \pm 6$  mA the peak shows monotonic behaviour, while the  $I$ - $V$  characteristic shows an asymptotic straight line which corresponds to the state fully occupied by vortices. This behaviour may be due to the heating effect which causes the resistance of the bridge to increase as the transport current increases. On the  $dV/dI$  curve the significantly strong peak at  $V = \pm 10$  mV is explained by the moving-vortex channels of the bridge, which originate in a synchronizing state. This means that the moving-vortex channels of the bridge are in a coherent state due to the transport current.

A direct proof of such a coherent state of moving vortices at a bridge is provided by noticeable narrow-band microwave self-radiations [10]. To investigate the microwave self-radiation properties due to the coherent motion of vortices at the bridge, we investigated the same YBCO bridge as tested in figures 2 and 3. As shown in figure 4, we could observe directly current-dependent microwave self-radiation powers  $P(I)$  from the centimetre- to millimetre-wave range at frequencies  $f_{\text{REC}} = 11, 22, 36$  and 47 GHz at 4.2 K simultaneously. It can be found that microwave self-radiation powers  $P(I)$  exhibit two distinct peaks and a number of relatively weak peaks. These microwave self-radiation properties of the bridge have no relation to the Josephson behaviour, which shows the voltage-frequency relation  $f_{\text{REC}} = (2e/nh)V$ , where  $n$  is the integer and  $f_{\text{REC}}$  is the central frequency of the receiver. Significantly large self-radiation peaks of all receiving frequencies are shown at current values of about  $I = 1.5$ -2 mA. This behaviour can be interpreted by the existence of a coherent state of the bridge with multifrequency self-radiation, when there exists a number of moving-vortex channels which generate microwaves at various frequencies depending on vortex velocity and nucleation period due to transport current. These effects become clearer when we compare them with the dynamic resistance curve of the bridge. From the  $dV/dI$  curve we can find several peaks within a current range up to  $I = 2$  mA, corresponding to the onset of vortex motion. According to the hypervortex model [3], the possible number of moving vortices in

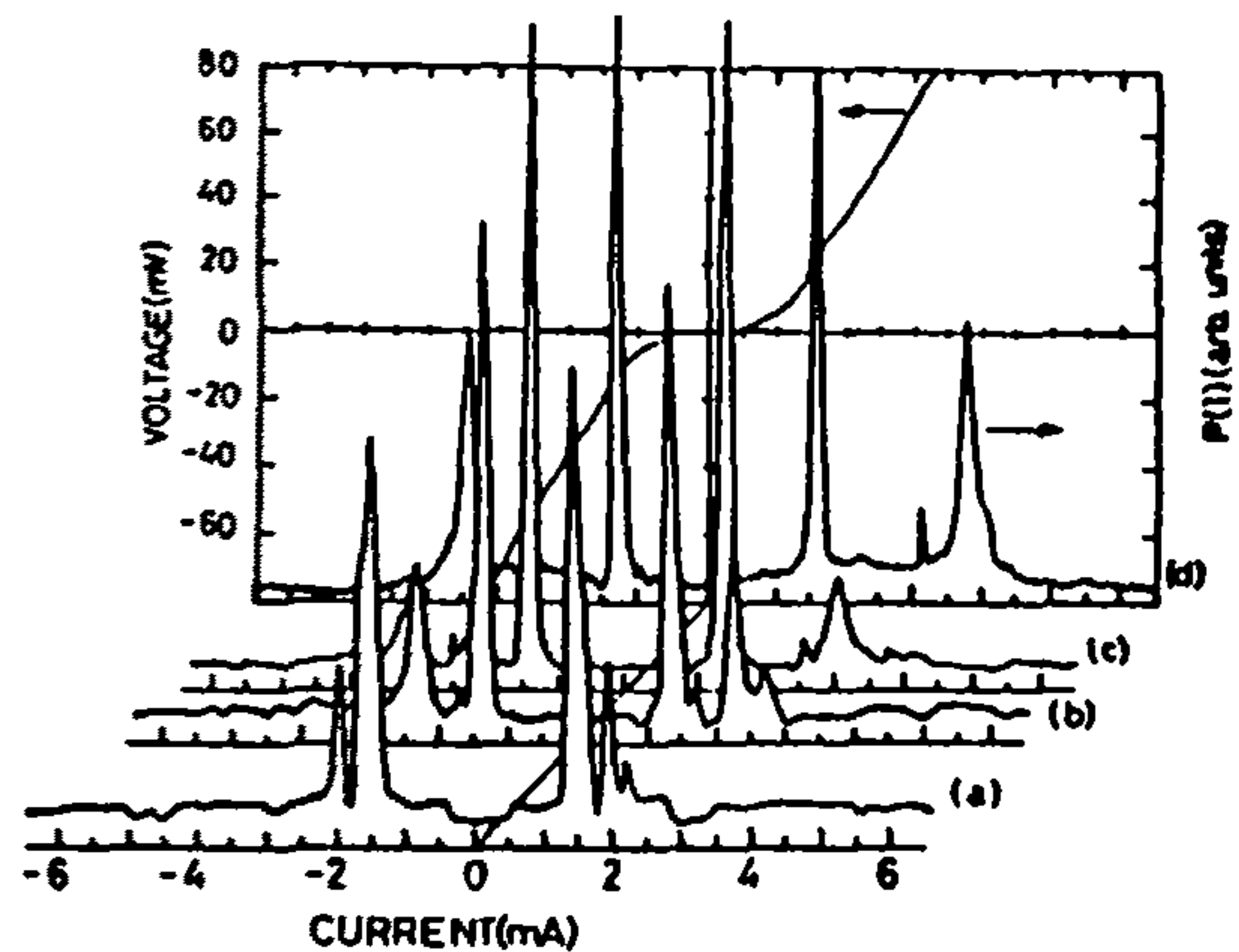


Figure 3.  $I$ - $V$  characteristic and microwave self-radiations at receiving frequencies at  $f_{\text{REC}}$  (a) 11 GHz, (b) 22 GHz, (c) 36 GHz and (d) 47 GHz.

the bridge with dimensions  $100 \times 100 \mu\text{m}$  is estimated to be 11-1111 and it can be assumed that the possible number of vortices in each channel at the bridge can be estimated to be 3-33. Hence, in this bridge, the channels of moving vortices in the current range up to  $I = 2$  mA are estimated to be approximately equal to eight. Considering the actual moving-vortex channels, each eight channels may generate microwaves at various frequencies depending upon vortex velocity and nucleation period in the constriction area of the bridge which has different characteristic widths due to inhomogeneities and the irregular structure of the bridge edges. Thus the effective self-radiation characteristics have a divergence and show multifrequency behaviour in the coherent regime. Next, the second strong self-radiation peaks are exhibited at higher current values as the receiving frequency increases up to  $f_{\text{REC}} = 47$  GHz. This behaviour may be interpreted as follows: the moving-vortex channels lead to redistribution, just above the current value  $I = 2$  mA, due to a thermal effect as the number of vortices increases, so that inside the bridge pinned vortices start to occur. As the transport current increases, the number of moving vortices and channels is restricted to coherent vortex motion. Thus synchronous interactions between channels are governed by the transport current values. Therefore the higher self-radiation frequency can appear at higher current values, because a pinned vortex requires a larger Lorentz force and activation energy.

Figure 4 shows frequency-dependent microwave self-radiation powers  $P(I)$  of a distinct peak at about  $I = 0.15$  mA. These results are qualitatively consistent with the RSJ model, which shows the emitted power to be dependent on the frequency [11]. The maximum output self-radiation power level of receiving frequency  $f_{\text{REC}} = 36$  GHz, estimated with allowance for the mismatch of the impedance between the bridge and the microwave line and for losses in it, is  $P(I) = 3.07 \times 10^{-12}$  W. Note that, in contrast to the expected power rise with frequency, we registered emitted powers



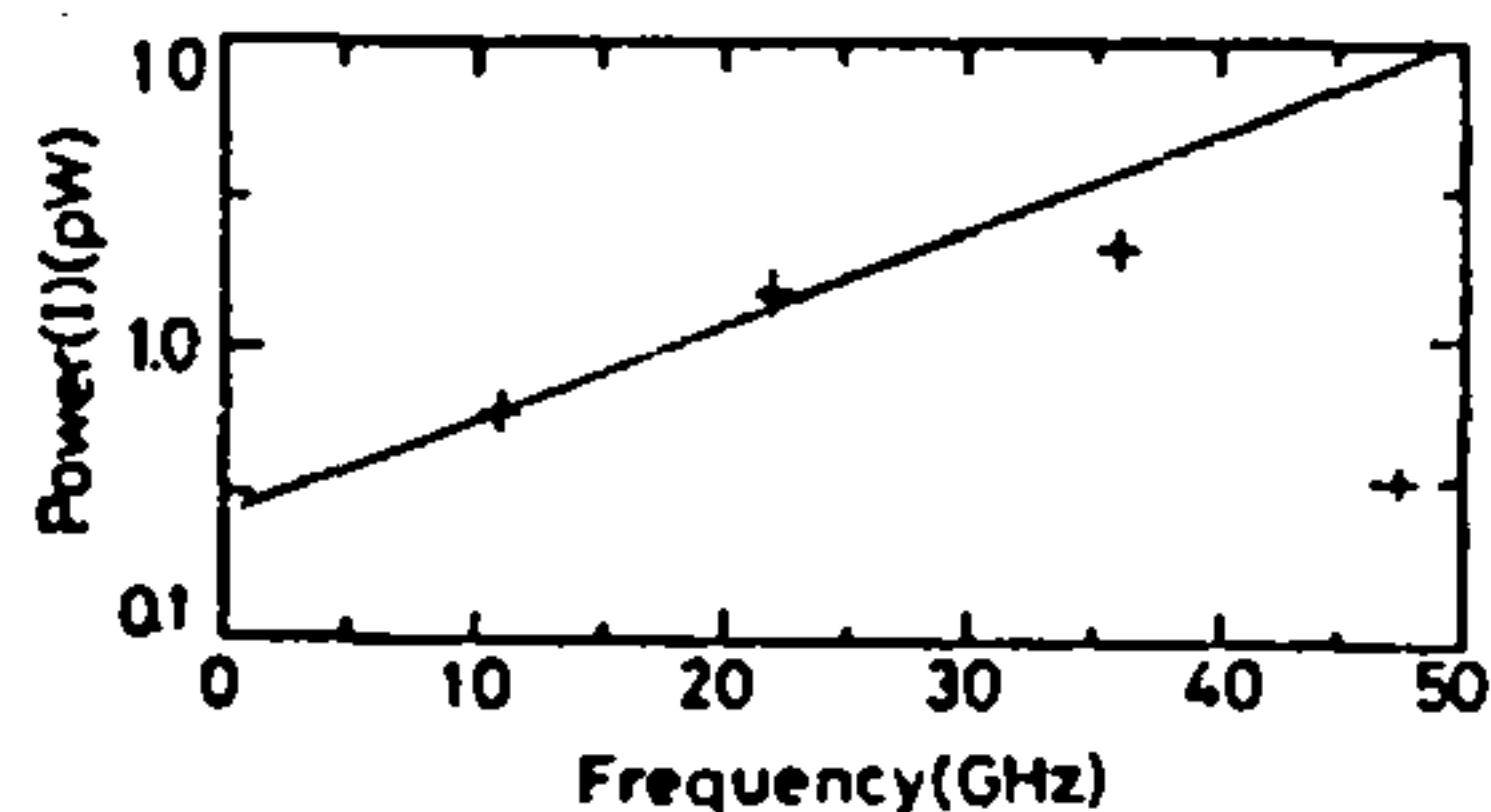


Figure 4. Frequency-dependent microwave self-radiation power  $P(f)$  detected from a YBCO bridge in the frequency range  $f_{\text{REC}} \approx 11\text{--}47$  GHz. The straight line represents the result using the RSJ model.

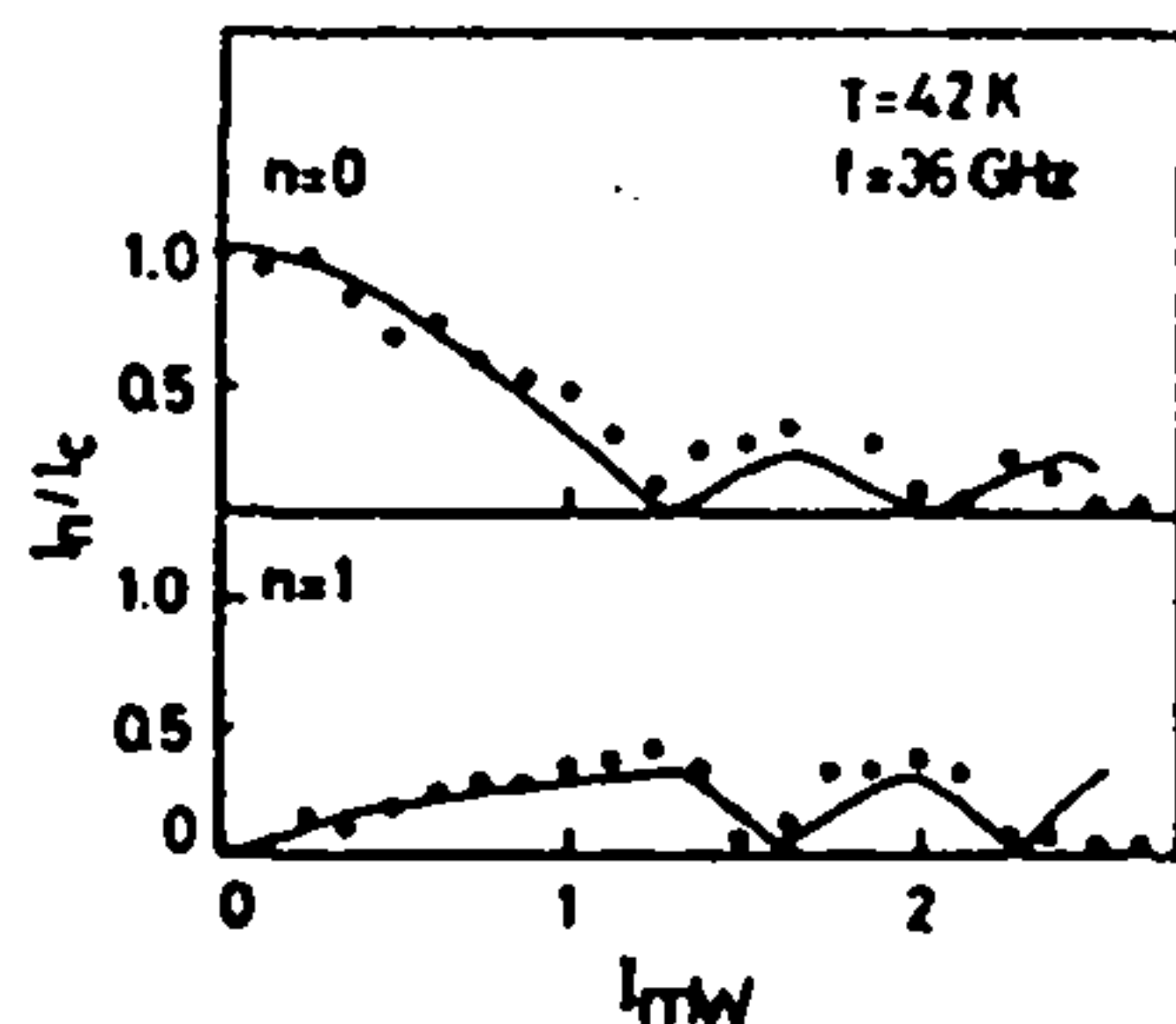


Figure 5. The microwave current (square root of power) dependent on the zero order and first Shapiro step for a YBCO bridge measured at 4.2 K. The full circles represent experimental data and the curves represent the results using the RSJ model.

$P(f)$  in the millimetre-wave range somewhat less than in the centimetre-wave range, which is explained by the difference of sample impedance matching at this frequency range.

The magnitudes of the measured harmonic steps ( $n = 1, 2$ ) of the YBCO bridge as a function of microwave field  $f = 36$  GHz are plotted in figure 5 together with the theoretical curves derived from the current biased RSJ model [12]. The characteristic voltage  $V_c = I_c R_n$  of this bridge was estimated to be 2.3 mV with a normal resistance ( $R_n$ ) obtained by suppressing the critical current with microwave radiation. The normalized frequency  $\Omega = f/f_c = 0.03$ , where  $f_c$  is the critical frequency  $f_c = 2eI_c R_n/h$ . The  $\Omega$  parameter used in the calculation was 0.2, which fits the data best, but the measured value was 0.03, which is about one order smaller. This result shows qualitative agreement with the RSJ model, although we found that discrepancies between the measurement and the prediction of the RSJ model were present. Moreover we observed poor subharmonic steps in the weak irradiation power range (0–10 dB). This behaviour is due to a reflection of the vortex dynamics in the complex series-parallel arrays of a Josephson medium.

Figure 6 shows the typical  $I$ - $V$  characteristic, microwave self-radiation power  $P(f)$  at  $f_{\text{REC}} = 11$  GHz, and dynamic resistance  $dV/dI$  versus  $I$  curve of a BSCCO granular bridge which has the same dimensions as the YBCO bridge at 4.2 K. It can be found that the  $I$ - $V$  characteristic and the  $dV/dI$  curve of the BSCCO

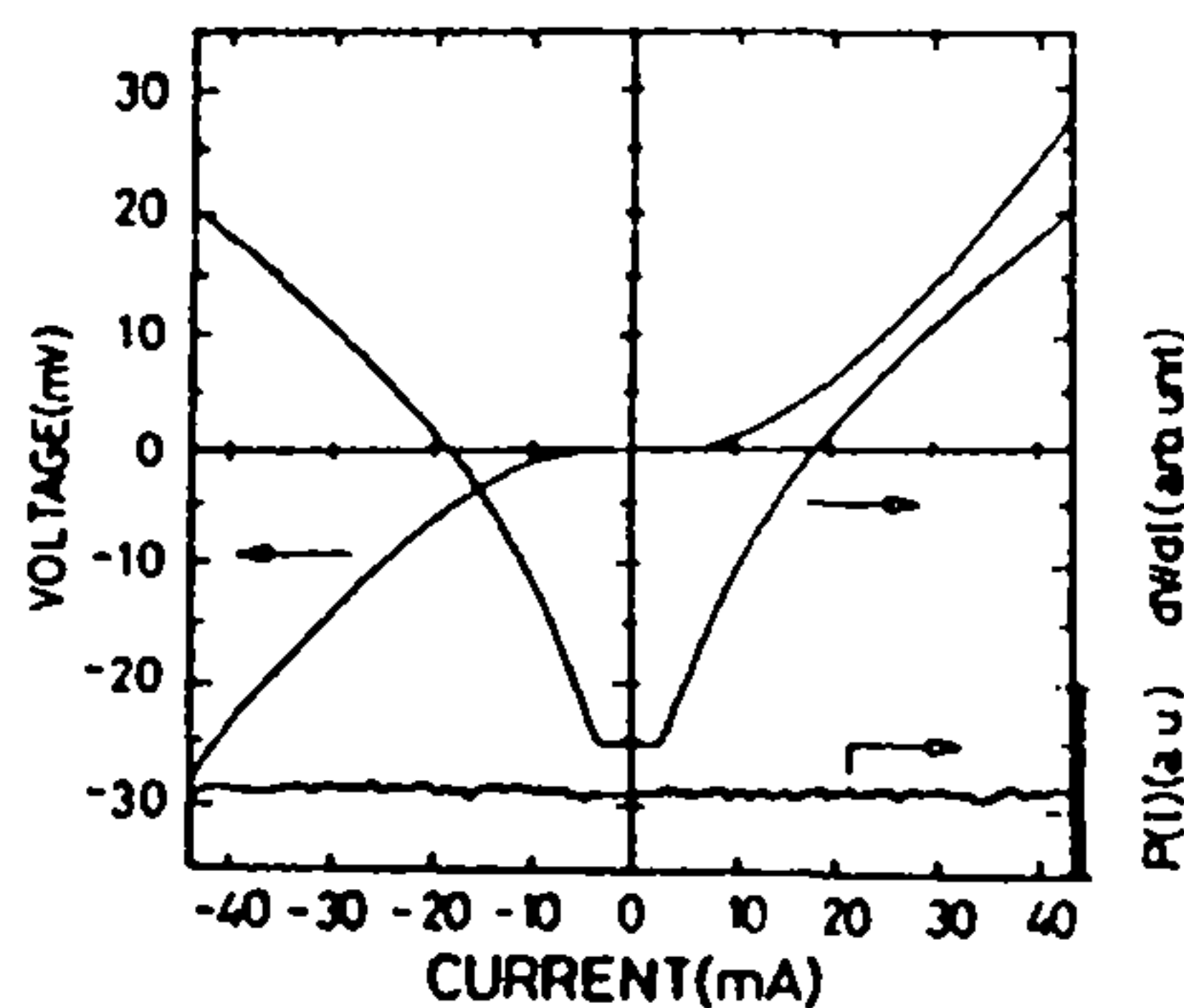


Figure 6.  $I$ - $V$  characteristic, dynamic resistance  $dV/dI$  versus  $I$  curve and microwave self-radiation power  $P(f)$  at receiving frequency  $f_{\text{REC}} = 11$  GHz for a BSCCO bridge at 4.2 K.

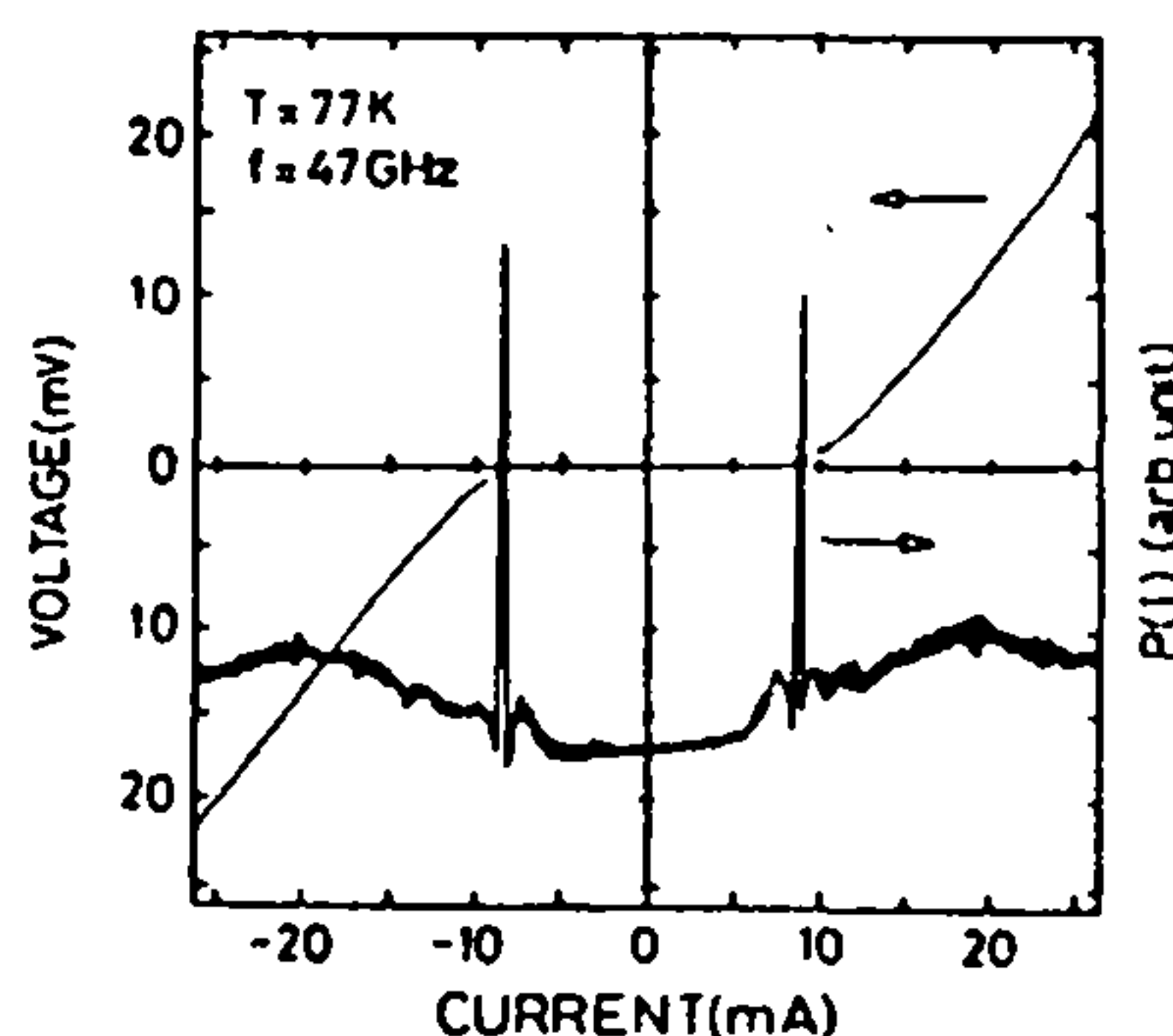


Figure 7.  $I$ - $V$  characteristic and microwave self-radiation power  $P(f)$  at receiving frequency  $f_{\text{REC}} = 47$  GHz for a  $\text{B}_{1/2}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  break-junction at 77 K.

bridge show monotonic changes without any dynamic nonlinear behaviour in comparison with YBCO bridges. These features are perfectly reflected in microwave self-radiation characteristics as shown in figure 6. In the centimetre- to millimetre-wave range, the measured self-radiation characteristics also did not show any spectra due to a Josephson medium. The critical current ranged up to  $I_c = 5$  mA, which was larger than for the YBCO bridge even though it had the same dimensions. This was due to the properties of BSCCO grain structure which showed plate-like shapes and was more closely packed than in YBCO. Considering plate-like grain shapes with thicknesses of only about  $0.1 \mu\text{m}$  and observing them with a scanning electron microscope, in the case of  $d \ll \lambda_L$ , where  $d$  is the mean grain size and  $\lambda_L$  is the London penetration depth, the fluxons between weak links continuously transform into the usual Abrikosov vortices due to a weak diamagnetism of the grains. Thus the effect of the weak links is of minor importance. Note that the connection of weak links between grains in BSCCO bridges is relatively small. The conditions under which an effective magnetic fluxon can be generated in a BSCCO medium are poor in comparison with granular

YBCO material. These results are consistent with low-field magnetization measurements [13], which showed non-Josephson medium behaviour.

In order to provide a comparison for a BSCCO granular bridge, we investigated the Josephson microwave self-radiation properties of  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  tape break-junctions with a transition temperature  $T_c = 108$  K. Figure 7 shows the  $I$ - $V$  characteristic, the microwave self-radiation power  $P(I)$ , and the receiving frequency  $f_{\text{REC}} = 47$  GHz of a  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  break-junction measured at 77 K using liquid nitrogen. The current-dependent microwave self-radiation power  $P(I)$  corresponds exactly with the Josephson voltage-frequency relation  $f_{\text{REC}} = n(2e/h)V$ . The first harmonic ( $n = 1$ ) Josephson self-radiation powers  $P(I)$  at a voltage value of about  $V = \pm 100$   $\mu\text{V}$  show  $P(I) \approx 1 \times 10^{-13}$  W and emission peaks at the voltage values of  $V \approx \pm 50$  V correlate with the second harmonic ( $n = 2$ ) generation of self-radiation. The Josephson self-radiation powers from  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  tape break-junction, corresponding to weak links, were observed up to the millimetre-wave range at liquid nitrogen temperature. These results reflect that BSCCO materials can have microwave self-radiations if weak links exist. This study will be reported separately [14].

In summary, we have presented microwave self-radiation properties and the dynamic resistance  $dV/dI$  versus  $I$  characteristics of HTSC granular YBCO and BSCCO bridges in the centimetre- to millimetre-wave range. For YBCO bridges we have observed simultaneously microwave self-radiations and  $dV/dI$  curves due to coherently moving vortices in the constriction area of the bridge, which acts as a Josephson medium. BSCCO granular bridges show no microwave self-radiations but considerable effects in the  $dV/dI$  curve. This behaviour reflects that BSCCO granular bridges have weak-link problems due to the microstructure of the grains. In a  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  tape break-junction with weak links, however, we observed

exact Josephson self-radiations up to the millimetre-wave range at liquid nitrogen temperature. This result proves that the granular YBCO bridge acts as a Josephson medium which consists of random arrays of weak links between the grains. Efforts are now under way to try to prepare YBCO and BSCCO bridges as small as possible.

### Acknowledgments

One of the authors, K Lee, would like to thank the Institute of Radiophysics and Engineering, Armenian Academy of Sciences for supporting microwave devices, and Hyunkook Kim, Jaehong Park and Doohee Song for sample preparations.

### References

- [1] Clem J R 1988 *Physica C* 153-155 50
- [2] Raboutou A, Peyral J, Rosenblatt C, Pena A, Perrin C and Sargent M 1987 *Europhys. Lett.* 4 1321
- [3] Sonin E B 1988 *JETP Lett.* 47 496
- [4] Shon L L, Rzchovski M S, Free J U, Tinkham and Lobb C J 1992 *Phys. Rev. B* 45 3003
- [5] Chung J S, Lee K H and Stroud D 1989 *Phys. Rev. B* 40 6570
- [6] Lee K, Park G, Amatuni L E and Constantinian K Y 1993 *J. Appl. Phys.* 74 1448
- [7] Lee K and Park G 1992 *Appl. Phys. Lett.* 60 651
- [8] Lee K and Park G 1991 *Appl. Phys. Lett.* 58 1100
- [9] Pozar D P 1990 *Microwave Engineering* (New York: Addison-Wesley)
- [10] Likharev K K 1972 *JETP* 4 906
- [11] Jain A K, Likharev K K, Luckens J E and Sauvageau J E 1984 *Phys. Rep.* 106 309
- [12] Renne M J and Polder D 1974 *Revue Phys. Appl.* 9 25
- [13] Kohl M, Odehnal M, Plintovič M and Šafra S 1989 *J. Low-Temp. Phys.* 74 503
- [14] Lee K, Iguchi I, Hikata T and Sato K unpublished



CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS AND JOSEPHSON AC EFFECTS OF GRANULAR HTSC  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$  BRIDGES

Sangmin Lee, Hyunook Kim, Dohee Song, Jaemin Yu and Gwangwon Park  
 Department of Physics, Sogang University, C.P.O. 1142, Seoul Korea

Kiejun Jee

Institute of Material Science, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

(Received 8 November 1994 by A. Okiji)

Experimental and theoretical studies are reported of the current-voltage characteristics and Josephson radiations from granular  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$  (YBCO) bridges. We show that the granular structure of bridges can be understood as a series connected independent and inhomogeneous resistively shunted junction(RSJ) array. When we take typical values of junction critical parameters, the experimental results are well understood quantitatively.

1. INTRODUCTION

The Josephson effect<sup>1</sup> is well described by

$$J = J_c \sin \phi \quad (1)$$

$$\phi = \frac{2e}{h} V, \quad (2)$$

where  $J_c$  is the critical current,  $\phi$  the phase difference between the electrodes and  $V$  the net voltage drop across the junction. When a nonzero dc voltage is applied, we can detect the ac field, i.e., Josephson radiation from the junction, of which frequency  $\omega_c$  is determined by the Josephson voltage-frequency relation<sup>2,3,4</sup>

$$\omega_c = \frac{2e}{h} V_c \quad (3)$$

The direct observation of Josephson radiation is the best method to verify the Josephson effect. Recently, several groups including us reported the observations of microwave self radiations in dc biased high  $T_c$  superconducting(HTSC) granular bridges.<sup>5,6,7</sup> All of these results show several peaks of self radiation at the large voltages, which is not consistent with eq.(3). The current-voltage characteristics(IVCs) are also nearly parabolic and there are some wobbling parts at voltages where the self radiations occur. This suggests that the grain boundaries behave as weak links, which are synchronized at some current values.

In this report, as a step toward understanding the self radiation properties of the HTSC granular bridge, we try to model it as a disordered series array of Josephson junctions. Using a simple model of an inhomogeneous and independent series array of overdamped RSJs, we have studied the IVCs and Josephson radiation properties of granular bridges. As a result, it is found that the Josephson radiation power  $P(f)$  from the HTSC granular bridge can be analyzed and determined by the distribution function  $n(I_c)$  i.e., the number of junctions with critical current  $I_c$ . The critical current of a granular bridge structure corresponds to that of

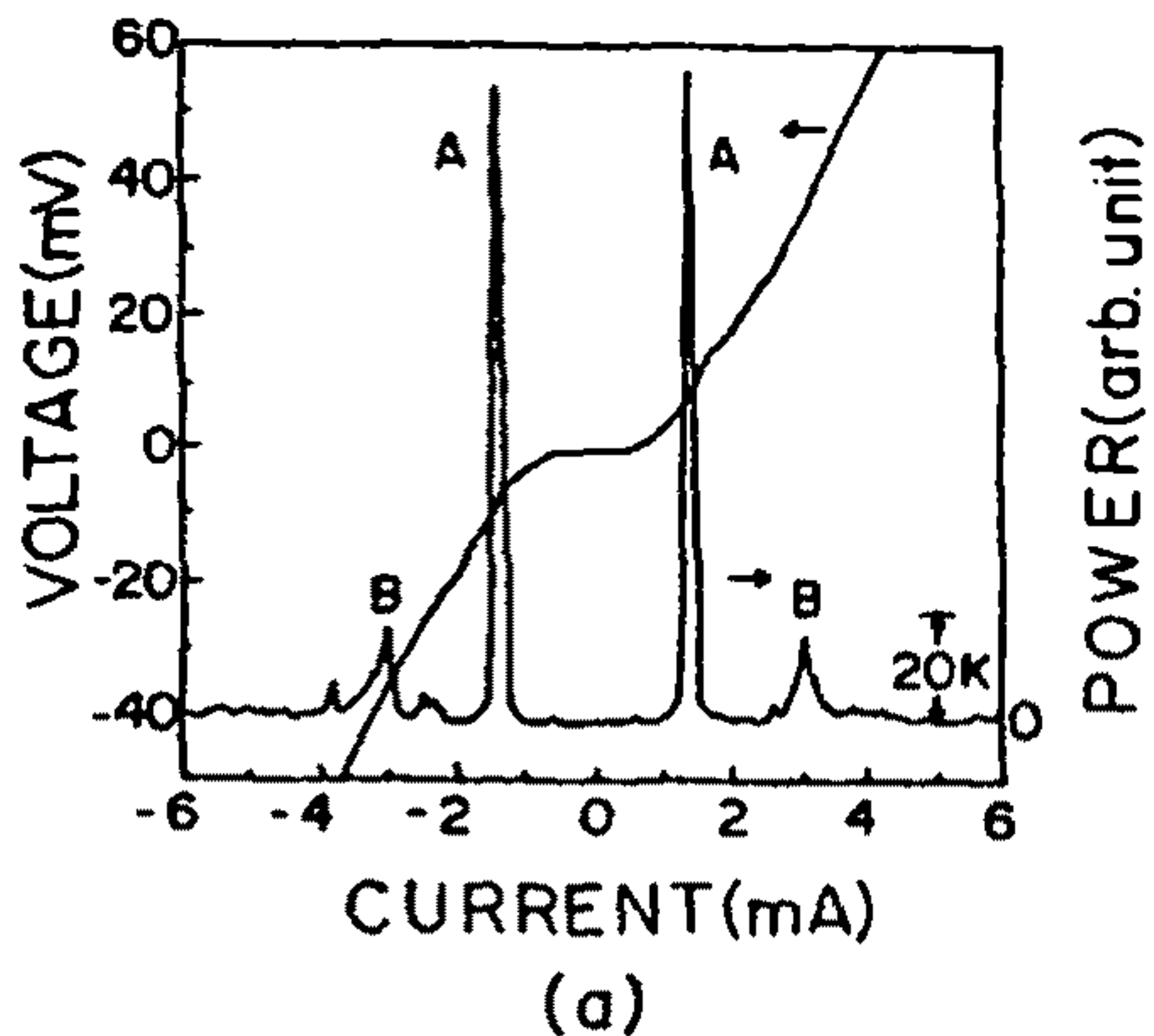
the weakest junction in the series array. The relatively strong power of radiation, about 3  $\mu$ W, is attributed to the result of coherent radiation from many similar junctions.

2. EXPERIMENTAL RESULTS

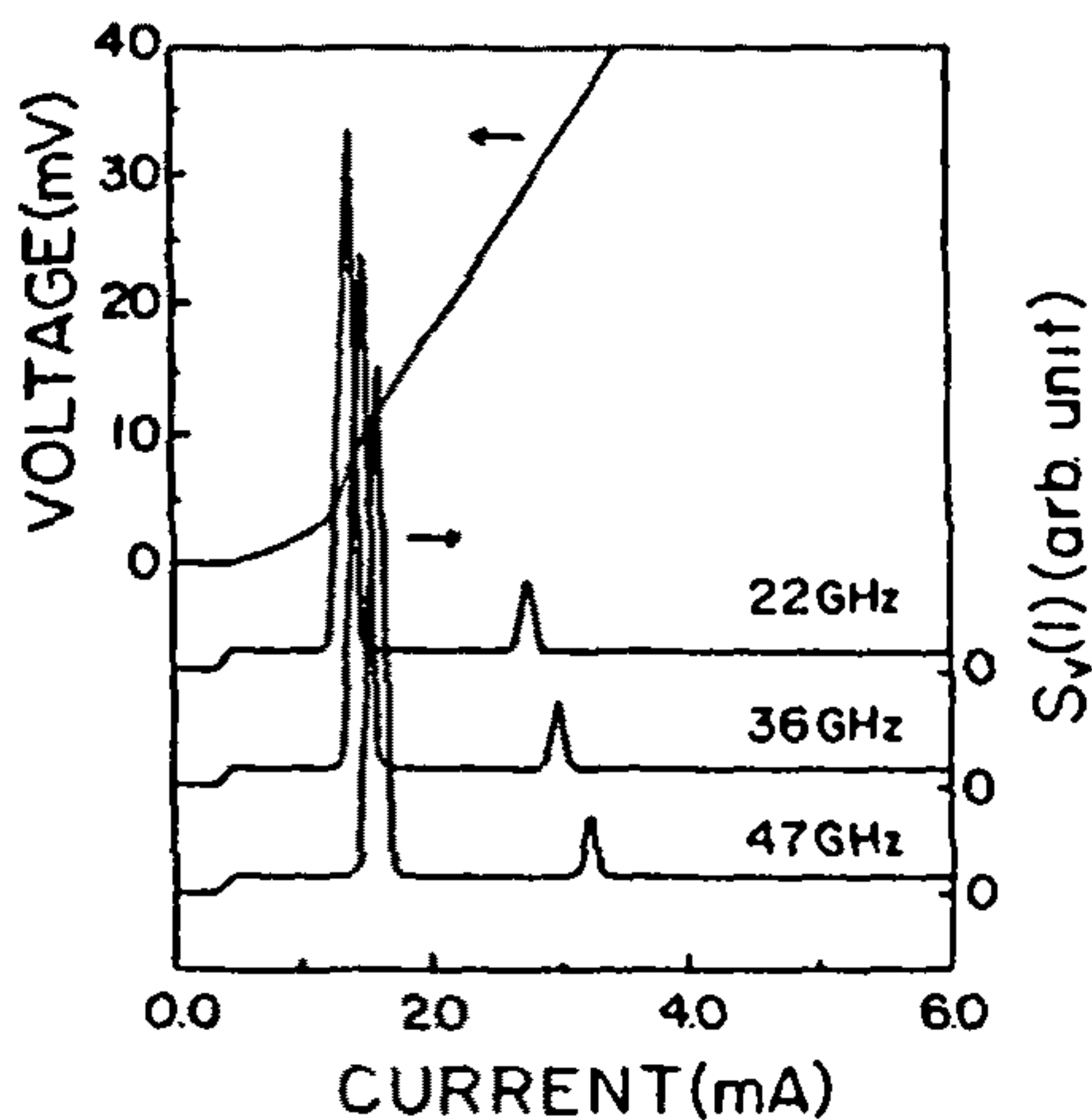
The HTSC YBCO films were prepared by the surface diffusion method on the  $Y_2BaCuO_5$  substrates.<sup>8</sup> The bridge size was  $100 \times 100 \mu m^2$ . The grain size was about 1  $\mu m$ . The IVCs were measured by the four point probe method. For the direct observation of microwave self radiation, we used a wide band noise receiver. The center frequencies were 22, 36, 47 GHz, the bandwidth  $\Delta f$  was 1.8 GHz and the sensitivity was 0.1 K. The detailed setup of noise receiver system was presented elsewhere.<sup>7</sup> We used a metal for shielding the magnetic field.

Figure 1 (a) shows a typical IVCs and the self radiation power  $P(f)$  at 36 GHz. There are several wobbling parts in the IVCs. The microwave self radiations occur near these parts. The measured radiation power of strongest peaks A in Fig. 1 (a) is about  $3 \times 10^{-12}$  W. The voltage in IVCs corresponding to the strongest radiation peak A is about 9 mV. This value is far from the Josephson radiation voltage determined by eq. (3). The IVCs and self radiation power  $P(f)$  at 22, 36 and 47 GHz are shown in Fig. 2 (b). We can easily find two simple rules from this data. The voltage values at which the Josephson radiations occur slightly increase with the frequency of receiver. And the increment of the first peak(peak A) is smaller than that of the second peak(peak B). We represent the frequency dependent voltage values corresponding to the peaks A and B in Fig. 2. These properties are easily expected from the two dissimilar RSJs connected in series.

Figure 3 shows the IVCs under 47 GHz microwave irradiation for several attenuation levels. We can find that the large current steps occur at the voltages  $V = n(h/2e)\omega_c$ , where  $n = 1, 2, 3$ . This is equivalent to the Shapiro steps of the single Josephson junction.



(a)



(b)

Fig. 1. The IVCs and Josephson radiations of a granular YBCO bridge for (a)  $f=36$  GHz and (b)  $f=22, 36, 47$  GHz at  $T=4.2$  K.

The qualitative feature of  $P(I)$  is similar to the inhomogeneous RSJs connected in series, but the voltages corresponding to the Josephson radiation peaks A and B are much larger than the voltages calculated from eq.(3). Moreover the Shapiro step data is similar to that of the single Josephson junction. To resolve these difficulties in understanding the experimental results we assume as follows: (i) the measured Josephson radiations from the granular bridge are the coherent radiation of many junctions, (ii) there are also many junctions which have different critical currents from each other.

From this point of view, the small fluctuations of background noise level of Josephson radiation power  $P(I)$  in Fig.1 correspond to the radiation of each disordered junctions. And the relatively strong peaks are caused by synchronization of many similar junctions. And the Shapiro steps are originated by the coupling between the external microwave signal and the self radiation from the weakest junction in the series array.

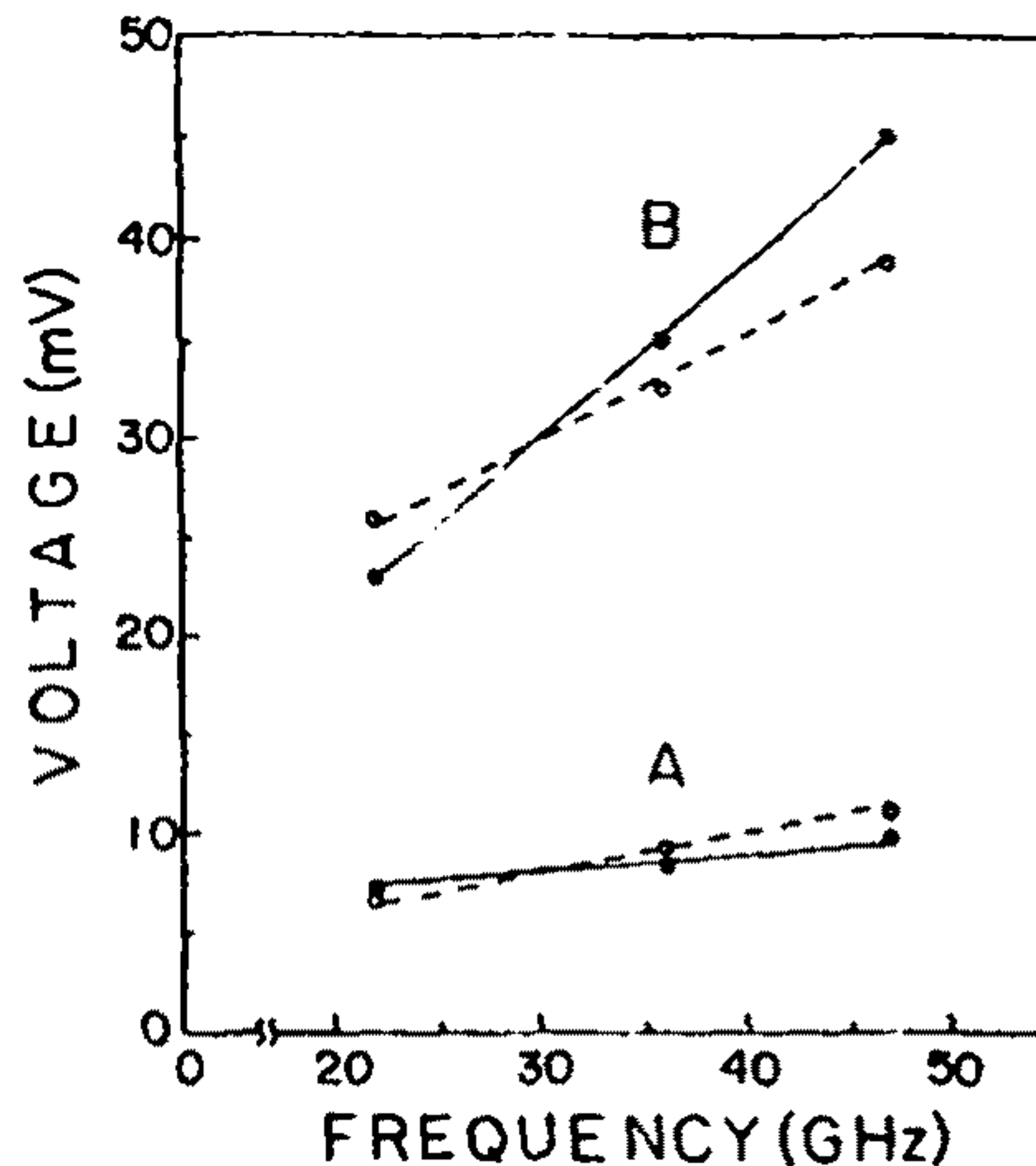


Fig. 2. The frequency dependent voltage values corresponding to the Josephson radiation peaks A and B in Fig. 1. The open circles represent for the experimental values and the solid circles for the filled ones.

### 3.SERIES ARRAY MODEL.

In fact, a granular system constructs a two dimensional junction array. However, in the absence of external magnetic fields, there is no effect of vortex configurations on the electrostatics of a two dimensional junction array.<sup>9</sup> So the two dimensional junction array can be approximated as a series array of parallel connected junctions. Since the electrostatics of a parallel junction array is equivalent to that of the single junction, the granular bridge structure can be roughly approximated to the one dimensional series junction array in our experimental situations. Also, since our attention is focused on the synchronized Josephson ac current, we can neglect the ac coupling effect of any two disordered junctions. In this point of view, we can simplify the granular system as an independent and inhomogeneous overdamped RSJs connected in series. Following this assumption, the net voltage drop across the bridge is written as a sum of the voltage drops for each junction, i.e.,

$$V_{tot} = \sum_{i=1}^N \sqrt{V_{c,i}^2 - I^2} \quad (4)$$

where  $\sqrt{V_{c,i}^2 - I^2}$  is the voltage drop across the adjacent granule and  $N$  is the total number of grains in the series direction. From the RSJ model, the eq.(4) can be rewritten as<sup>10</sup>

$$V_{tot} = \sum_{i=1}^N (V_{c,i})_{eff} \sqrt{\alpha_{c,i}^2 - 1} \quad (5)$$

where  $(V_{c,i})_{eff}$  is a characteristic voltage,  $(V_{c,i})_{eff} = (R_{c,i})_{eff} \alpha_{c,i} = I_{c,i} / I_{tot}$  and  $I_{tot}$  the total current. In general, the characteristic voltage  $(V_{c,i})_{eff}$  is determined by the materials and types of junction. Thus  $(V_{c,i})_{eff}$  of junctions in the granular bridge can be regarded to be nearly equal to each other i.e.,  $(V_{c,i})_{eff} \approx V_c$  for all  $i$ .



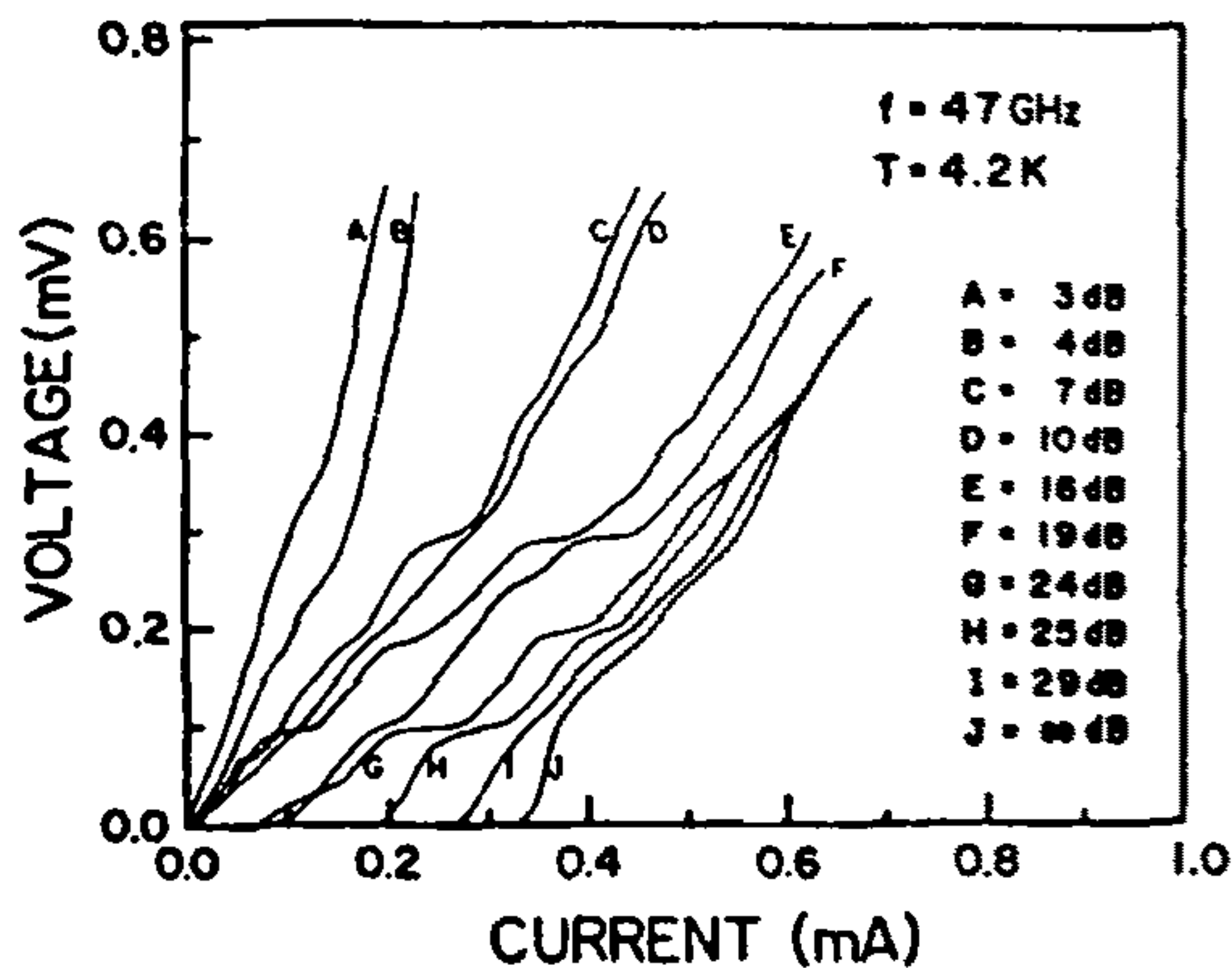


Fig. 3. The IVCs under 47 GHz microwave irradiation at  $T=4.2$  K. The numbers corresponding to the labels from A to J indicate the attenuation levels.

If we rearrange the order of summation in eq. (5) to collect the similar junctions which have nearly equal critical current values and define  $n_k$  as the number of junctions of which critical current is  $(I_c)_k$ , then we can rewrite eq. (5) as

$$\frac{V_{in}}{V_c} = \sum_k n_k \sqrt{\sigma_k^2 - 1}, \quad (6)$$

where  $\sigma_k$  is  $I/(I_c)_k$ .

The Josephson radiation is represented in terms of power spectrum  $S_V(\omega)$ . The power spectrum of a single junction for constant bias current  $I$  at finite temperature is<sup>11</sup>

$$S_V(\omega) = S_0 \text{Exp} \left[ - \left( \frac{n\omega_j - \omega}{\Delta\omega} \right)^2 \right], \quad (7)$$

where  $n = 1, 2, 3, \dots$ , the Josephson radiation frequency  $\omega_j = (2e/h)V$  and the linewidth  $\Delta\omega = (1/2)(R_d/R_s)^2 (2e/h)^2 R_s k_B T$  which is due to the thermal fluctuations where  $R_d$  is the dynamic resistance  $dV/dI$ . If we neglect the harmonic generations, the frequency of Josephson ac current is uniquely determined by the dc bias current  $I$ . So the eq. (7) can be mapped as

$$S_V(I) = S_0 \text{Exp} \left[ - \left( \frac{I - I_c}{\Delta} \right)^2 \right], \quad (8)$$

where  $I$  is the current value corresponding to the Josephson radiation with frequency  $\omega$  and  $\Delta = I_c (\omega \pm \Delta\omega) = I_c(\omega)$  for constant  $\omega$ .

Since we assumed that the junctions are independent, the net power spectrum of series array is a simple summation of eq. (8). So the power spectrum  $S_V(I)$  for constant  $\omega$  at finite temperature is

$$S_V(I) = \sum_k^N (S_0)_k \text{Exp} \left[ - \left( \frac{(I_c)_k - I}{\Delta} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

By rearranging the order of summation to collect the similar junctions, eq. (9) becomes

$$S_V(I) = \sum_k n_k (S_0)_k \text{Exp} \left[ - \left( \frac{(I_c)_k - I}{\Delta} \right)^2 \right]. \quad (10)$$

where  $n_k$  is the number of junctions with  $(I_c)_1, \dots, (I_c)_k$ .

Since  $(I_c)_k$  is a function of  $(I_c)_1$ ,  $S_V(I)$  is directly determined by the distribution function  $n(I_c)$ , i.e., the number of junctions with critical current  $I_c$ . Once  $V_c$  and  $n(I_c)$  are determined, then we can calculate the fitted IVCs and power spectrum  $S_V(I)$  from eqs. (6) and (10).

The voltage drop as well as the frequency of Josephson ac current of each junction is only a function of total current  $I$  such as

$$V_{(I,c)} = \left( \frac{h}{2e} \right) \omega = V_c \sqrt{\left( \frac{I}{(I_c)_{(I,c)}} \right)^2 - 1}. \quad (11)$$

If we have any comparable radiation peak for more than two different frequencies, we can fit the values of  $V_c$  and  $(I_c)_{(I,c)}$  to the data by solving simultaneously the simple equations as obtained by eq. (11). From the data in Fig. 2, we can take two relatively strong Josephson radiation peaks A and B for calculations. Since we have two peaks at three different frequencies, we can obtain six combinations of simultaneous equations. The characteristic voltages obtained from these equations are little different from each other. The averaged value of  $V_c$  is  $125 \mu V$ . This is similar to the  $I_c R_N$  values recently reported for the YBCO grain boundary junctions.<sup>12,13</sup> Inserting this value into the eq.(11) we can calculate the critical currents  $(I_c)_1$  and  $(I_c)_2$  corresponding to the peaks A and B. The critical current  $(I_c)_1$  is  $1.24$  mA and  $(I_c)_2$  is  $2.53$  mA.

The total number of junctions in the series array is estimated to be 200 based on the ratio of bridge length and grain size. The  $n_k$  values for the peaks A and B which is used in our calculation are 60 and 10 as determined by the averaged relative ratio of radiation power of these peaks. Other 130 junctions have a distribution of critical current values. We take the spacing of critical currents of dissimilar junctions as  $0.05$  mA for best fitting with experimental results. The smallest critical current  $0.3$  mA is determined by the critical current of total IVCs in Fig. 1(a).

Figure 4 represents (a) fitted IVCs and (b) current dependent power spectrum. The current values  $(I_c)_1$  and  $(I_c)_2$  from the results of our theory and experiments are compared in Table 1. These values agree with each other very well. The wobbling parts of IVCs are caused by the starting of resistive state of many similar junctions. From eq.(8) we can estimate the linewidth  $\Delta I$  of power spectrum  $S_V(I)$ . Theoretically  $\Delta I$  is about  $5 \mu A$ . In this fit, however, we use  $\Delta I = 70 \mu A$  for good matching with experimental data. This means the critical currents of weak links which show coherent Josephson radiations are not completely equal but distributed about  $3 \sim 7\%$  of  $I_c$ .

#### 4. CONCLUSION

The coherent phenomena of granular bridge structure was quantitatively analyzed. It is found that the dynamic behavior of bridge is well understood by the inhomogeneous RSJs



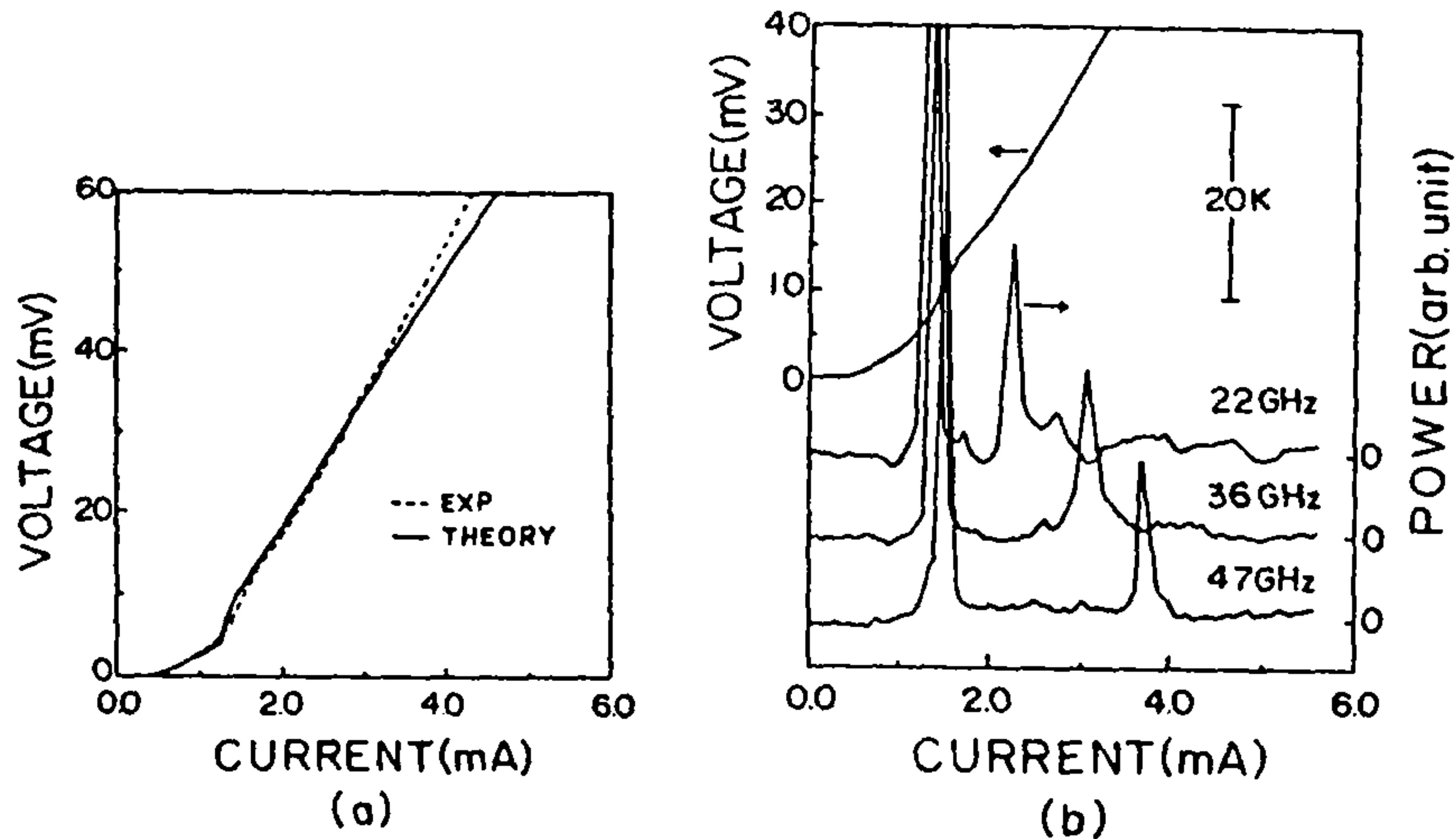


Fig. 4. (a) Fitted IVCs of inhomogeneous series junction array. The characteristic voltage is  $125 \mu V$ . Dotted line corresponds to the experimental data. (b) The power spectrum  $S_v(I)$  for  $f=22, 36, 47$  GHz.

Table I. The current values  $(I_1)_1$  and  $(I_1)_2$  at which the Josephson radiation peak A and B are generated for  $f = 22, 36, 47$  GHz from the experiment and the theory.

frequency	$(I_1)_1$ (mA)		$(I_1)_2$ (mA)	
	RSJ	exp.	RSJ	exp.
22GHz	1.32	1.36	2.69	2.30
36GHz	1.44	1.45	2.94	3.10
47GHz	1.57	1.50	3.20	3.50

connected in series. The averaged characteristic voltage computed by RSJ model is  $125 \mu V$ . This value is in good agreement with the recently

reported experimental values by other groups for YBCO grain boundary junctions. The weak links in our granular bridge consist of two groups of similar junctions and fully disordered junctions. Fully disordered junctions make the total IVCs smooth. And the Shapiro steps are related to the weakest junction only. The strong and broad Josephson radiation and the sudden change of slope of IVCs are consequences of collective behavior of similar junctions.

#### ACKNOWLEDGMENT

This work was supported by the Korean Ministry of Science and Technology. The authors would like to thank Dr. Hakbumian in Armenian Academy of Science who designed the sensitive noise receiver.

#### REFERENCES

- <sup>1</sup>B.D. Josephson, *Phys. Lett.* 1, 251 (1962).
- <sup>2</sup>I.K. Yanson, V.M. Svistunov and I.M. Dmitrenko, *Sov. Phys. JETP* 21, 650 (1965).
- <sup>3</sup>I.M. Dmitrenko and I.K. Yanson, *Sov. Phys. JETP* 22, 1190 (1966).
- <sup>4</sup>D.N. Langenberg, D.J. Scalapino, B.N. Taylor and R.E. Eck, *Phys. Rev. Lett.* 15, 294 (1965).
- <sup>5</sup>K.I. Konstantinian, G.A. Ovsyanikov, I.E. Amatuni and Z.G. Ivanov, *Sov. Phys. JETP* 72(2), 376 (1991).
- <sup>6</sup>J. Konopka and G. Jung, *IEEE Trans. MAG*, 27, 1453 (1991).
- <sup>7</sup>Kiejin Lee, Ienary Iguchi, Sangmin Lee and Gwangseo Park, *Physica C* 221, 254 (1993)
- <sup>8</sup>K. Lee and G. Park, *Appl. Phys. Lett.* 60 651 (1992).
- <sup>9</sup>L. I. Sohn, M. S. Rzchowski, J. U. Free, M. Tinkham and C. J. Lobb, *Phys. Rev. B* 45, 3003 (1991).
- <sup>10</sup>D.E. McCumber, *J. Appl. Phys.* 39, 3113 (1968).
- <sup>11</sup>K.K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, p. 106, Gordon and Breach Science publishers, New York (1986).
- <sup>12</sup>S.E. Russeec, D.K. Lathrop, B.H. Moeckly, R.A. Buhrman, D.H. Shin and J. Silcox, *Appl. Phys. Lett.* 57, 1155 (1990).
- <sup>13</sup>Yu.Ya. Divin, J. Mygind, N.F. Pedersen and P. Chaudhari, *Appl. Phys. Lett.* 61, 3053 (1992).

# Microwave self radiation properties of High $T_c$ $Y_1Ba_2Cu_3O_y$ and $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$ Bridges

Sangmin Lee, Hyeyoung Jung and Gwangseo Park

*Sogang University*

Kiejin Lee

*Tsukuba University*

## Abstract

We have studied and compared microwave self radiation properties of high  $T_c$  granular  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  and  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$  Bridges prepared by surface diffusion process for the frequency  $f = 22$  GHz. Microwave properties of high  $T_c$  films are found to be strongly influenced by microstructure of grains which behave as random array of weak links. Scanning electron microscopy reveals that  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$  films are significantly less granular and more densely packed than the  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  films. This fact was perfectly reflected in the self radiation spectra and current-voltage characteristics. For  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  bridges, we found several peaks of microwave self radiation at some values of bias voltages. There is, however, no such response for  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_y$  bridges is strongly influenced by the microstructure of high  $T_c$  granular films.

# Microwave Properties of Low $T_c$ Nb-Si-Nb Edge Junction and High $T_c$ $Y_1Ba_2Cu_3O_y$ Bridge Junction

Kiejin Lee

*Tsukuba University*

Sangmin Lee and Gwangseo Park

*Sogang University*

## Abstract

We have studied the current-voltage characteristics, microwave self radiation and Shapiro steps of low  $T_c$  superconducting Nb-Si-Nb edge junction and high  $T_c$  superconducting  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  films bridge junction. Nb-Si-Nb edge junction was prepared by dc magnetron sputtering and  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  film bridge junction by surface diffusion process. The experimental results were well accounted for by the Josephson theory and resistively shunted junction model. But these theories were not enough to explain these anomalous properties of  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  film bridge junction the hypervortex model.



Dynamical properties of HTSC granular  
bridge junctions:  
inhomogeneous Josephson junction array  
model

Jinhyung Lee, Sangmin Lee, Jaejun Yu, and Gwangseo Park

*Department of Physics, Sogang University, Seoul 121-742, KOREA*

(April 19, 1995)

Abstract

As an attempt to understand the dynamical behavior of the HTSC granular bridge junction, we model the HTSC granular bridge junction consisting of many small grains inside by an inhomogeneous Josephson junction arrays(JJA). To describe randomly distributed critical currents between the grains inside HTSC granular bridge junction, we chose various possible configurations in  $\{I_{ij}^c\}$  and  $\{R_{ij}\}$  for the 1d and 2d inhomogeneous Josephson junctions, and calculated the IV characteristics and self-radiation spectral densities of the 1d and 2d inhomogeneous Josephson junctions. As results, depending upon the distribution of critical currents and shunted resistance, it is found that there are large variations of IV characteristics. In contrast to the appearance of giant Shapiro steps in the regular ordered

array, such Shapiro steps disappear in the case of the disordered JJA due to the increased randomness in the distribution of critical currents. On the contrary, however, when there exists a correlation between critical currents and resistances, i.e., a constant Josephson voltage,  $I_{ij}^c R_{ij} = V_J(\text{constant})$ , the fundamental Shapiro step emerges despite of the disordered distribution of  $I_{ij}^c$ . The relevance of this model to the HTSC granular bridge junctions is discussed. In particular, experimentally observed dynamical behaviors of the the HTSC granular bridge junctions are shown to be closely related to the case o the correlated distribution with constant Josephson voltage.

Effects of Relaxation of the Order  
Parameter on I-V Characteristics in High  $T_c$   
Josephson Junction

Gwanghee Kim

*Sejong University*

Jaejun Yu

*Sogang university*

Abstract

In order to obtain I-V characteristics in Josephson Junction, we perform numerical calculation for Time Dependent Ginzburg Landau equation with rigid boundary condition. We propose that excess currents observed in high  $T_c$  single Josephson Junction is related with relaxation mechanism of the order parameter.



# Direct detection of Josephson ac effects in a cryogenic refrigerator down to 20 K

Sangmin Lee, Yunsung Huh, Insang Song, Doohee Song, Hyeyoung Jung

and Gwangseo Park

*Sogang University*

Gunyong Sung and Jeungdae Suh

*Electronics and Telecommunication Research Institute*

## Abstract

We have investigated the Josephson ac effects of various kinds of Josephson junctions. Because of difficulties of measurements, almost of experiments of Josephson ac effects were carried out in a liquid He. In this report we introduce a design of waveguide system with cavity sample holder which can be used in cryogenic refrigerator down to 20 K. Using this system, we succeeded in measuring microwave self-radiations and Shapiro steps for granular HTSC (high  $T_c$  superconducting) YBCO ( $Y_1Ba_2Cu_3O_y$ ) bridges and all a-axis oriented YBCO/PBCO ( $Pr_1Ba_2Cu_3O_y$ )/YBCO trilayer junctions. The measured microwave self-radiation power of HTSC granular YBCO bridges are about  $10^{-13}$  W. But the radiation power of YBCO/PBCO/YBCO trilayer junction is very small, about  $10^{-15}$  W, because of the microwave loss of substrate  $SrTiO_3$ . However, the

I-V characteristics under microwave irradiations show Shapiro steps at voltages corresponding to the Josephson voltage-frequency relation  $V=n(\hbar/2e)\omega$ .

# Josephson ac Effect in $Y_1Ba_2Cu_3O_y$ Grain Boundary Junctions on Step-edged MgO Substrate

Insang Song, Sangmin Lee, Yunsung Huh and Gwangseo Park

*Sogang University*

I.H Song

*Samsung Advanced Institute of Technology*

## Abstract

The microwave properties of  $Y_1Ba_2Cu_3O_y$  grain boundary Josephson junction on step-edged MgO substrates were studied at 13 K by a superhetrodyne receiver with central frequency 22 GHz, bandwidth 1.8 GHz, sensitivity about 0.1 K and integrating time  $\tau = 4$  s. We directly detected the Josephson microwave self-radiation power from the junction at frequency  $\nu = 22$  GHz exactly satisfying the Josephson frequency-voltage relation  $\nu = 2eV/h$ , where  $\nu$  is the central frequency of the receiver and  $V$  the voltage corresponding to  $\nu$ . This indicates that the Josephson self-radiation frequency can be exactly controlled by the bias voltage. Therefore this Josephson junction acts as a tunnable microwave generator. The observed maximum noise temperature was  $T_N = 60$  K, and the maximum self-radiation power was estimated to be  $P_d = 1.5 \times 10^{-12}$  W.