# 第6回低温工学·超伝導若手合同講演会 予稿集

主催:低温工学協会関西支部、日本学術振興会超伝導エレクトロニクス第146委員会 および日本物理学会大阪支部

日時: 2007年12月11日(火) 10時15分~17時15分

場所:大阪市立大学文化交流センター 大セミナー室

第6回低温工学・超伝導若手合同講演会プログラム

主催:低温工学協会関西支部、日本学術振興会超伝導エレクトロニクス第146委員会 および日本物理学会大阪支部 日時:2007年12月11日(火) 10時15分~17時15分 場所:大阪市立大学文化交流センター 大セミナー室 斗内政吉(大阪大学)、横山彰一(三菱電機)、鈴木 実(京都大学)

プログラム

10:15-10:20 開会 低温工学協会関西支部長 佐藤謙一

10:20-10:40 「PLD 法による超伝導 YBCO 薄膜成膜の基板温度依存性」 油谷昭範,中谷悦啓,牧哲朗,孔祥燕,糸崎秀夫 大阪大学 基礎工学研究科 糸崎研究室

10:40-11:00 「PLD 法による YBCO 薄膜作製の酸素分圧依存性」 中谷悦啓,油谷昭範,孔祥燕,牧哲朗,糸崎秀夫 大阪大学大学院 基礎工学研究科

11:00-11:20 「SQUID を用いた鉄の裏面欠陥検出」 都築理志A,仲尾圭市B,作田 健A,糸崎秀夫A A:大阪大学基礎工学研究科システム創成専、B:大阪大学基礎工学部電子物理科学科

11:20-11:40 「レーザー磁気光学顕微鏡による超伝導デバイス中の磁束観測」 北村亮平AB,村上博成A,川山巌AB,斗内政吉AB A:大阪大学レーザーエネルギー学研究センター、B:CREST-JST

11:40-12:00 「電子ビーム露光を用いたBi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+</sub><sub>δ</sub>固有ジョセフソン接合の極微小 メサ構造作製とMQTの観測」 濱田 憲治A,大牧 正幸A,竹村 亮太A,渡辺 孝夫<sup>C</sup>,鈴木実A,太田 健介<sup>B</sup>,北野 晴久<sup>D</sup>, 前田 京剛<sup>B</sup> A:京都大学大学院 工学研究科, B:東京大学大学院総合文化研究科,C弘前大学 理工学部, D 青山学院大学 理工学部

12:00-12:20 「Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub>微小メサ構造作製と固有トンネル分光に見られるSIN特性」
竹村 亮太<sup>A</sup>,大牧 正幸<sup>A</sup>,濱田 憲治<sup>A</sup>,渡辺 孝夫<sup>B</sup>,鈴木実<sup>A</sup>
A:京都大学大学院 工学研究科,B: 弘前大学 理工学部

12:20-13:20 昼食休憩

13:20-13:40 「d-dot を用いた論理回路のシミュレーション」 中島 督 大阪府立大学大学院 工学研究科 電子数物系専攻 13:40-14:00 「ナノサイズの異方的超伝導体の準粒子構造」 末松久孝AD,加藤勝AD,町田昌彦BD,小山富男CD,石田武和AD A:大阪府立大学大学院工学研究科,B:JAEA,C:東北大学金属材料研究所,D:JST-CREST

14:00-14:20 「高品質・極薄 MgB2 薄膜の作成条件の検討」 辰巳正裕,島影尚,王鎮,賀谷信幸 NICT KARC、神戸大学大学院、CREST-JST

14:20-14:40 「高品質 MgB2 単結晶の育成と磁気トルクによる多バンド超伝導異方性」 久保田大地,石田武和 大阪府立大学大学院工学研究科

14:40-15:00 「MgB2中性子検出器の開発と熱緩和シミュレーション」 西川 正利 大阪府立大学工学研究科

15:00-15:15 休憩

15:15:15:35 「YBCO ナノブリッジの光応答特性」 太田真輔AD, 楠正暢AD, 堂田泰史BD, 川山巌BD, 西川博昭a, 本津茂樹A, 村上博成B, 斗内 政吉BD,藤巻朗CD A:近大院生物理工,B:阪大レーザー研,C:名大院工,D:CREST-JST

15:35-15:55 「SFQ/光インターフェイス技術のためのYBa2Cu3O<sub>7-x</sub>ナノブリッジの作製」 梶野顕明AD, 杉本学A, 川山巌CD, 井上真澄AD, 斗内政吉CD, 藤巻朗AD A:名大院工, B:近大院生物理工, C:阪大レーザー研, D:CREST-JST

15:55-16:15 「Nb/AlOx/Nb ジョセフソン接合微細化に向けての接合作成プロセスの検討」 御田村 直樹<sup>AB</sup>, Mehta Nilmal<sup>A</sup>, 赤池宏之<sup>AB</sup>, 藤巻 朗<sup>AB</sup> A:名古屋大学工学研究科量子工学専攻、B:CREST-JST

16:15-16:35 「宇宙用冷凍機開発の現状と課題」 大塚清見 住友重機械工業株式会社 量子機器事業部 設計部

16:35-16:55 「DI-BSCCO の交流機器への応用」 林敏広,佐波剛,藤野剛三,岡崎徹,大倉健吾,大松一也 住友電気工業株式会社

16:55-17:00 閉会 大阪大学 斗内政吉

17:00-17:15 審査・表彰

# PLD 法による超伝導 YBCO 薄膜成膜の基板温度依存性 油谷 昭範,中谷 悦啓,牧 哲朗,孔 祥燕,糸崎 秀夫 大阪大学大学院 基礎工学研究科 豊中市待兼山町1-3 (E-mail: yutani@sup.ee.es.osaka-u.ac.jp)

PLD 法による YBCO 薄膜作製条件の最適化を行った。特に膜質の基板温度依存性に注目し、膜質評価を XRD、 Tc、FE-SEM 像により行い、高 Tc かつ表面が滑らかな膜が得られる条件を検討した。結果として、基板温 度 705℃で Tc が 90.0[K]と比較的高く表面が滑らかな膜が得られた。

### 1 はじめに

高品質な SQUID 素子を作製する為には、超伝導薄 膜作製条件を最適化し、安定して良質な薄膜を作製 することが必要となる。本研究では、膜質の基板温 度依存性に焦点を当てて検討した。

### 2 実験系

PLD 法を用いて、STO[001] 基板上に YBCO 薄膜を堆 積させた。堆積条件は、酸素分圧 20[Pa]、レーザ周 波数 10[Hz]、レーザパワー110[mJ]、堆積時間 7[min] とし、基板温度 T s を 655~735[℃] まで変化させた。 薄膜の評価は XRD、4 端子法による Tc の測定、 FE-SEM による表面像の観察により行った。

作製したサンプルは、Ts=655℃、Ts=675℃、 Ts=705℃、Ts=735℃の4サンプルである。膜厚は全 てのサンプルで230~250nmであった。

### 3 実験結果と考察

図1に XRD  $\theta$  -2 $\theta$ スキャンにより得られた YBCO(005)のピーク強度を示す。図2に各サンプル のTc の基板温度依存性を示す。基板温度を上昇さ せるにつれ、Tc は上昇している。ここで、一般的に Tc は薄膜の酸素含有量により決定される。Tc が低 い薄膜は酸素含有量が低い場合が主である。酸素含 有量が低下すると、c 軸方向に垂直な Ba-O 面間の引 力が減少し c 軸長が長くなり、XRD において c 軸配 向のピークは低角側へシフトすることになる。しか し、図1を細かく見てみると、基板温度を上昇させ



図2:Tcの基板温度依存性

て Tc が上昇したサンプルほどピークが低角側ヘシ フトしている。この結果は、酸素含有量では説明で きない c 軸長の動きが起こっていることを意味して いる。これに対する正しい理解は得られていないが、 表面モフォロジーの影響によるものかもしれない。



図3:YBCO 薄膜の FE-SEM 像

次に、図3に各サンプルのFE-SEM 像を示す。基 板温度を上昇させるにつれ、表面の鱗のような形状 が大きくなっていることが分かる。よって鱗状模様 が大きいほどTc は高くなると言える。しかし、(b) ~(d)のFE-SEM 像では陥没が見られ、基板温度を上 昇させるにつれて陥没の大きさは大きくなってい



る。陥没の大きさは、(d)では約 $0.3\mu m$ 、(c)では約  $0.1\mu m$ である。最後に、膜表面 $1mn^2$ あたりに存在す る大きさ約 $1\mu m$ 以上の析出物の数を、析出物密度と して、この値の基板温度依存性を図4に示す。倍率 5kのFE-SEM像で $10\mu m \times 10\mu m$ の範囲内に含まれる 析出物の数を調べ、 $1mn^2$ あたりに換算することによ り求めた。図4より、Ts=705℃の時のサンプルと Ts=735℃の時のサンプルは析出物が少ないことが 分かる。

これらの結果から、SQUID を作製する為の薄膜作 製条件として、Tc が 90.0[K]と比較的高く、析出物 が少なく陥没が小さい Ts=705℃の条件がこれらの サンプルの中では最適であると考えられる。

### 4 まとめ

PLD 法による YBCO 薄膜作製条件の最適化の為、膜 質の基板温度依存性を検討した。表面の鱗状模様が 大きい膜ほど Tc は高くなるが、大きくなり過ぎる と大きな陥没が生じてしまった。SQUID 作製におい て最適な基板温度条件を検討し、基板温度 705℃で Tc が 90.0[K]と比較的高く表面が滑らかな膜が得ら れた。

# PLD 法による YBCO 薄膜作製の酸素分圧依存性 中谷 悦啓,油谷 昭範,孔 祥燕,牧 哲朗,糸崎 秀夫 大阪大学大学院 基礎工学研究科

### 豊中市待兼山町1-3 (E-mail: <u>nakatani@sup.ee.es.osaka-u.ac.jp</u>)

PLD 法による高品質な薄膜作成に向けて、高温超伝導 YBCO 薄膜を成膜し、電気的特性の酸素分圧依存 性を検討した。酸素分圧を 10 Pa から 20 Pa の間で変化させて成膜を行い、Tc および室温における抵抗率を 評価した。その結果、20 Pa で成膜すると比較的良好な特性を持つ薄膜が得られた。

### 1 はじめに

PLD (Pulsed Laser Deposition)法<sup>[1]</sup>では、ターゲ ット材料にレーザーを照射し、ターゲット物質を 蒸発させている。その際、蒸発物は雰囲気ガスと 衝突し、プルームが生じる。PLD法において酸素分 圧は、蒸発物の平均自由行程を制限し、このプル ームの大きさに影響を与えている。また、今回成 膜したYBCO (YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub>)は、酸素ノンストイ キオメトリーの微妙な変動によって超伝導特性が 大きく左右されることが知られている。酸素ノン ストイキオメトリーは、蒸発物が酸化されるか否 かによって影響を受ける。このように、酸素分圧 はPLD法を用いてYBCO薄膜を成膜する上で、非常 に重要なパラメータである。

### 2 成膜実験

基板はSrTiO<sub>3</sub>を用いた。基板 - ターゲット間距離 を 4.9 cm、基板温度を 660~680 ℃、レーザパワー を 100 mJ、周波数 10 Hz、成膜時間 7 分とし、酸 素圧力を 10 Pa、15 Pa、20 Paと変化させて成膜を 行った。

膜厚は、10 Pa、15 Pa、20 Pa のとき、それぞれ 230 nm、210 nm、180 nm となった。圧力が高くなるに つれ、膜厚は薄くなっており、デポレートが下が っていることがわかる。これは、図 1 のようにプ ルームが、酸素圧力が高くなるにしたがって低く なっていることにも関係があると考えられ



### 酸素圧:10Pa 15Pa 20Pa

### 図1:プルーム写真

る。圧力が高くなると、ターゲットからの蒸発物 の平均自由行程が短くなり、形成種が基板まで到 達しにくくなるので膜厚が薄くなると考えられる。

### 3 実験結果と考察

薄膜の電気的特性は4端子法により測定した。 図2に20Paで成膜した薄膜の抵抗率Rの温度依存 性を示す。300Kから温度を下げていくと、一定の 割合でRも低下するが、90K付近で超伝導転移を 起こし、突然零抵抗となる。10Paや15Paで成膜 した薄膜も同様の傾向を示し、80K以下ではどの サンプルも零抵抗となり、超伝導薄膜を得たこと を確認した。

図3に、それぞれのサンプルについて、常伝導 から超伝導に遷移する様子を示す。20Paと15Paで 成膜したサンプルは、比較的狭い温度範囲で超伝 導に転移しているのに対して、10Paでのサンプル は広い温度領域にかけて超伝導転移しており、電



気的特性がよくないことがわかる。

図 4 に、薄膜の電気的特性の酸素分圧依存性を まとめた。Tc<sub>L</sub>は抵抗率が完全に零抵抗となる温度 と定義した。Tc<sub>U</sub>は、常伝導から超伝導へ転移し始 める温度、つまり、R-T曲線の傾きが変わり始める 温度と定義した。



図 4 より、酸素分圧が高いほど、 $Tc_U$ 、 $Tc_L$ は共 に高くなる傾向にあることが読み取れる。 $Tc_L$ は 10Paから 15Paにかけて大きく改善している。抵抗 率Rは 10Paと 15Paで 460~470  $\mu$  Q・cmとほとんど 変化はないが 20Paで 290  $\mu$  Q・cmと大きく下がっ ている。

以上のことから、10Pa~20Pa の範囲では、酸素 分圧は高い方がより特性の良い膜を得ることがで きると考えられる。

### 4 まとめ

YBCO薄膜成膜における酸素分圧依存性を調べた。10 Paから 20 Paの間では、20 Paのときに、 $Tc_L$ = 88.1 Kの良好な電気的特性をもつ膜を得ることができた。しかし、通常、YBCOのTcは 90 K以上であるので、成膜時の基板温度など、他のパラメータも合わせて最適化を進める必要がある。

### 参考文献

[1] T. Nagaishi, H. Itozaki, S. Tanaka, T, Matsuura, N. Ota, N. Fujimori and S. Yazu, Jpn. J. Appl. Phys. 30-4B, (1991) L718

# SQUID を用いた鉄の裏面欠陥検出 都築理志,仲尾圭市,作田健,糸崎秀夫 大阪大学大学院 基礎工学研究科 システム創成専攻 豊中市待兼山町1-3 (E-mail: tsuzuki@sup.ee.es.osaka-u.ac.jp)

鉄を対象とした SQUID を用いた非破壊検査(NDE)では、アルミ等とは違い、試料自身が磁化を持ち、透磁率が非常に大きいという問題がある。これに対して、計測時に補償回路を用い、50Hz という低周波を利用することで、鉄の裏面欠陥の検出に成功した。

### 1 はじめに

SQUID を用いた非破壊検査(NDE)では、試料に アルミ等を想定している場合が多い。鉄などの磁 性体では、試料のもつ磁場および、高い透磁率が SQUID を用いた NDE の妨げとなる。そこで、今回 は、鉄の磁化を補償する回路、さらに低周波を用 いることにより、鉄の裏面欠陥の検出について検 討した。

### 2 補償回路の導入、実験系

鉄を測定する際、問題となるのが磁化である。 この磁化が FLL 回路を発振させてしまい、測定は 非常に困難である。我々は、この磁化による信号 の周波数が極めて低いことに着目し、図 1 のよう な低周波のみを補償する回路を設け、鉄の測定を 行った。



### 図1:補償回路のブロック図

また、この補償回路の周波数特性を図2に示す。 周波数が1桁以下の低周波を補償するように調節 することで、鉄測定時のFLLの発振を抑えること に成功した。



実験系を図3に示す。実験方法は、磁場励起に WD-コイルを用いた過流探傷法である。励起コイル と SQUID の軸のずれ補償のため、キャンセルコイ ルを導入している。試料は厚み12mmの鉄板である。 そこに人工的に欠陥を作製したものを用意した。 試料の走査にはロボットアームを用い、ノイズ対 策として磁気シールドの中で計測を行った。



図3:実験系

### 3 実験結果と考察

鉄の裏面欠陥測定の際に問題となるのが、高い 透磁率である。従来 SQUID-NDE 法が用いられてき たアルミ、銅に比べ、鉄は表皮深さが極めて小さ く、外部から与えられた磁場が内部に侵入しにく い。

裏面欠陥検出のためには、欠陥部まで磁場を侵 入させることが必要となる。そこで表皮深さが大 きくなる低周波を用い、励起磁場自身を強くする ために、励起コイルに流す電流を以前より増やし た。今回用いた周波数は 20Hz から 20kHz、電流は 1.8A を用いている。図 4(a)に、表面から深さ 1mm の裏面孔欠陥(直径 10mm)の検出結果を示す。欠陥 による信号を確認することができた。図 4(b)に、 その欠陥について周波数を変えて測定した場合の 検出磁場強度変化を示す。周波数が高すぎると表 皮効果により深部に磁場が達しない。また、周波 数が低すぎると発生する渦電流自体が小さくなる。 そのため、2kHz 付近が最も適した周波数であるこ とがわかった。図 4(c)に表面から深さ 2mmの裏 面孔欠陥の検出信号周波数依存性を示す。この場 合にも最適な周波数が存在し、最適周波数、SQUID 計測磁場とも 1mm のときと比べ、大幅に小さくな っている。

### 4 まとめ

補償回路の導入、励起信号に低周波を利用するこ とにより、透磁率の大きな鉄の裏面欠陥の検出が 可能であることを示した。欠陥の深部深さにより 最適な励起周波数が存在することがわかった。

### 参考文献

[1] K. Okita , M. Tsuduki , K. Sakuta , H. ItozakiPhysica C. 463-465 (2007) 1052-1055



- 周波数依存性 (c)裏面穴の穴の底厚み 2mm 欠陥検出信号
  - (c) 裏面八の八の底厚み 2mm 欠陥検田信号 周波数依存性

# レーザー磁気光学顕微鏡による超伝導デバイス中の

# 磁束分布観測

北村亮平<sup>a</sup>,川山巌<sup>a,b</sup>,村上博成<sup>a</sup>,斗内政吉<sup>a,b</sup> <sup>a</sup>阪大レーザー研,<sup>b</sup>CREST-JST

〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-6

E-mail: kitamura-r@ile.osaka-u.ac.jp

Abstract 磁気光学(MO)効果を利用した光出力インターフェイスの基盤技術の開発を目的として、レ ーザーMO顕微鏡を用い、超伝導体デバイス構造中の磁場分布の観測を行った。

### 1. はじめに

近年、100GHzを超える動作が期待されている単 一磁束量子(SFQ)論理回路等の高速動作可能 なデバイスの研究開発が進んでいる[1-3]。しか し、このような高速動作をする論理回路の応用展 開を考える上で、周辺回路との接続の性能が重 要となってきており、電気的なインターフェイスで は、このような高い周波数領域では信号の損失 が大きく、インピーダンスマッチングなど回路設 計が困難である。そこで、我々の研究室では電 気信号よりも高周波の信号を容易に扱うことがで き、インピーダンスマッチングの必要のない光イ ンターフェイスの研究を行っており、その一環とし て、JVFTを利用した光入力インターフェイスの開 発に取り組んでいる。しかし一方で、出力インタ ーフェイスとしては、電気光学効果や磁気光学 効果による磁場検出によって、SFQ 信号を光信 号として取り出すことが提案されているが、実際 にこの様な現象を利用した光出力に関しての研 究例は世界的にも全く行われていない。そこで、 今回、我々は磁気光学(MO)効果を利用した SFQ 論 理回路光出力インターフェイスの基盤技術の開発を 目的として、レーザーMO 顕微鏡を用いた超伝導体 デバイス構造中の磁場分布の観測を行った。

2. 実験システム

はじめに、MO顕微鏡の原理を図1-1に示す。 図のように2つの偏光板を互いに偏光方向が垂 直になるようにしておき、光の進行方向とおなじ 向きの磁界をかけると、磁気光学材料中を通 過する際に磁界のある部分のみ偏光面が回 転する。その回転した偏光は2枚目の偏光 板を透過するので、その光を検出することに より磁束の分布観測を行う。



図 1-1 ファラデー効果

本研究では、磁気光学材料であるファラ デー素子としてBi置換型希土類鉄ガーネット 膜を MOD(有機金属分解)法により作製した。 また、反射膜としてガーネット表面にAlを500 Å程度スパッタリングした。次に、レーザー MO顕微鏡のシステムを、図1-2に示した。光 源にはレーザー光(514nm)を入射光として用 い、試料に照射され、ファラデー効果により偏 光面が回転させられ反射してきたレーザー光 を、フォトマルチプライヤーを用いて電気信号 に変換し、超伝導デバイス中の磁束分布を 観察した。



図 1-2 MO 顕微鏡システム概略図 今回用いた試料は SVFT 構造で、フォトリソグラ フィー及び Ar イオンミリングを用いて加工した。 MgO(001)基板上に膜厚 300nm の C 軸配向 YBCO 薄膜を使用した。ブリッジ、幅3µm、長さ 8µmと、ループ面積 10×8µm<sup>2</sup>、コントロール電 流ラインの幅 25µm、からなり、バイアスラインとコ ントロールラインの間隔は 3µm である。

### 3. 実験結果

はじめに、サンプルに永久磁石を近づけ外部 磁場を加えた時の磁場変化を観測した。図 2 は その時のイメージング像で、図のように MgO 領域 に磁場が侵入していることが観測できた。



図 2 54mT 印加時 MO イメージング及びサンプル光学顕微鏡写真

また、図3はコントロールラインに1kHzのパルス 電流を流した時のサンプルループ部分の MO 信 号で、入力信号と同期した出力信号が MO 信号 として検出できた。



図3 コントロールパルス電流に対する MO 信号

### 4. まとめ

超伝導体デバイス構造中の永久磁石による磁場分布変化を観測し、パルス電流に対する MO 信号を検出した。これらの結果は、磁気光学(MO)効果を利用した光出力インターフェイスの 基盤技術の開発の第一歩と考える。

### 参考文献

- Y.Doda, I.Kawayama, H,Murakami, and M,Tonouchi IEICE Trans.Erectron vol.E89-C (2006) 177-181
- [2] K.Likharev, IEEE Trans.Magn.MAG-13 (1977) 242
- P. Bernstein, C. Picard, M. Pannetier, Ph. Lecoeur, J. F. Hamet, T. D. Doan, J. P. Contour and M. Drouet *Appl* Supercon, Volume 5 (1997) 241-247
- [4] T.Ishibashi, T.Kawata, T.H.johansen, J.He, N.Harada, and K.Sato "Magneto-optical Indicator Garnet Filma Grown by Metal-organic Dwcomposition Method"

# 電子ビーム露光を用いたBi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+8</sub>固有ジョセフソン 接合の極微小メサ構造作製と MQT の観測

濱田 憲治<sup>1</sup>, 大牧 正幸<sup>1</sup>, 竹村 亮太<sup>1</sup>, 渡辺 孝夫<sup>3</sup>, 鈴木 実<sup>1</sup> 太田 健介<sup>2</sup>, 北野 晴久<sup>4</sup>, 前田 京剛<sup>2</sup> <sup>1</sup>京都大学大学院 工学研究科, <sup>2</sup>東京大学大学院 総合文化研究科, <sup>3</sup>弘前大学 理工学部, <sup>4</sup>青山学院大学 理工学部 E-mail: hamada@sk.kuee.kyoto-u.ac.jp

### 1. はじめに

現在、量子コンピュータの構成要素となる位相量子 ビット素子への応用をねらいとして、巨視的量子トン ネル効果 (Macroscopic Quantum Tunneling: MQT) に非常に興味が持たれている。これまでの研究では、 MQTを観測するためには、希釈冷凍機を用いて 10 mKほどの極低温を必要としていた。しかし、 Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+8</sub> (Bi2212) の固有ジョセフソン接合 (Intrinsic Josephson Junction: IJJ)を用いて、従来よ り 1 桁以上高い温度でのMQT観測が報告され[1]、量 子コンピュータのより高温での動作が期待できる。

これまでの MQT 観測のための IJJ 素子構造として は、収束イオンビーム (Focused Ion Beam: FIB) で 形成したクランク構造によるものが主であり[1][2]、常 伝導金属を上部電極としているメサ構造での観測はほ とんどない[3]。これには、クランク構造においては IJJ への金属電極の影響がなく、接合の微小化が比較的容 易という理由がある。しかし、IJJ の層数制御が極め て困難であり、FIB 加工時に試料に注入される Ga の 影響や、経時変化ならびに構造の物理強度の問題など、 実用面に向けては様々な問題がある。これに対してメ サ構造は、クランク構造との大きな違いとして、最表 面接合の超伝導電極が常伝導金属 (Ag あるいは Au) に近接しているという違いがあるが、比較的物理強度 が高く、層数制御性もよい。また、電子ビーム露光技 術を用いれば、接合面積の微小化も可能である。

われわれは以前に、メサ構造におけるMQTを検討す るため、~10 μm角のBi2212 のIJJメサを用いて*L*確率 分布を測定したところ、Kramersの熱揺らぎの理論 [4][5]とは大きく異なる結果を得た[3]。その原因は、 従来のメサの接合幅がジョセフソン侵入長λ」~2 μm[6]よりも大きいため、外部電流の自己磁場により、 λ」のオーダで電流密度が分布し、位相が空間変化して いるためと考えられる。そこで、今回は、単一ジョセ フソン接合における本質的な*L*確率分布の測定と、メ サ構造におけるMQT観測を目的として、電子ビーム露 光を用いてメサ構造の接合面積を 1 μm角まで微小化 した。その結果、接合面積 2 μm角以下において理論 と一致するスイッチング確率分布を得、約 0.7 Kで MQTと考えられる結果を得たので報告する。

### 2.3 端子極微小メサ構造の作製

まず、Inを用いてBi2212 結晶をサファイア基板に 固定し、接触抵抗を低減させるために真空中で結晶を 劈開し、ただちに電極としてAgを蒸着した。次に、電 子ビーム露光を用いて接合面積を1µm<sup>2</sup>程度まで微小 化し、ArイオンミリングによりIJJが2-3層のメサ構 造を形成した。さらに、セルフアライン法によりSiO<sub>2</sub> 絶縁層を形成し、最後にリフトオフ法により配線電極 を形成した。この方法により、2-3層のメサ構造を比 較的再現性よく得ることができた。

### 3. 結果および考察

(1) スイッチング特性の接合面積依存性

作製された極微小メサ試料、および接合面積の大き い従来の試料に対して、種々の環境温度で*L*確率分布 測定を行い、Kramersの理論にフィッティングして実 効的な温度*Tesc*を評価した。図1に、*Tesc*の接合面積依 存性を示す。図中の太い点線は、*Tesc*が*T*と等しいとい う理論値を示す。これより、接合面積を4 µm<sup>2</sup>まで微 小化すると電流密度が均一化され、理論値との乖離も ばらつきも小さくなり、接合面積微小化の効果が著し いことがわかった。



※すべて2つ目のスイッチングに対する結果である。挿図は、7=5.0 Kでの実測値、理論値および理論によるフィッティング結果を示す。(左:4 μm<sup>2</sup>、右:190 μm<sup>2</sup>)

### (2) 極微小メサのスイッチング特性と MQT

電子ビーム露光を用いて作製された2種類の極微小 メサ試料の電流電圧特性の例を、図2に示す。接合面 積は共に4μm<sup>2</sup>、厚さはそれぞれ3nm(2層)、4.5 nm (3層)である。また、5K(<T)における接触抵抗率 は、10<sup>6</sup>Ωcm<sup>2</sup>以下であった。図2にあるように、試 料の層数は2-3層であり、ゼロ電圧状態から有限電圧 状態へのスイッチングにおいて各接合のL値が明瞭に 異なるために、それぞれのスイッチングの起こってい る接合をほぼ確実に特定することができる。すなわち、 クランク構造のように多くのIJJが同時にスイッチン グしている可能性はなく、特定のIJJのスイッチング が測定できていると考えられる。



図2 電流電圧特性(左:試料A、右:試料B)

図3に、<sup>3</sup>He冷凍機を用いて0.4 Kまでの温度範囲で 測定された、極微小メサ試料Bの1つ目のスイッチン グに関するスイッチング確率分布を示す。約3 K以下 でKramersの理論と一致する確率分布を示している。 図4に、図3のデータからフィッティングで得られた  $T_{esc}$ の温度依存性を示す。これより、1つ目のスイッチ ングでは、 $T_{esc}$ のTに対する振舞いは、(1) T<1.0 Kで一 定(2) 1.0 K<T<3.5 Kで熱揺らぎの理論に一致(3) T>3.5 KでTの増加に対して減少という3つの領域に 分けられる。 $T_{esc}$ の異なる温度依存性はそれぞれ、(1) MQT領域(2) 熱励起領域(3) 位相拡散領域に対応し ていると考えられる。さらに、MQT領域へのクロスオ ーバ温度T<sup>\*</sup>1は、T<sup>\*</sup>1~0.7 Kと見積もられる。

また、2つ目のスイッチングでは、7=12 Kからすで に分布幅が理論値よりも大きく、7\*2~5.0 Kで7escの 飽和が見られる。これは、1つ目のIJJが常伝導状態に あるためと考えられるが、フォノン系・電子系の発熱 では説明がつかず、原因は今のところ不明である。





図 4 試料Bに対する Tescの温度依存性 ※挿図は、T=2.2 K での1つ目のスイッチングに対する実測値および理 論によるフィッティング結果を示す。

### 4. まとめ

電子ビーム露光を用いることにより、メサ構造の接 合面積微小化を達成した。さらに、作製された試料に 対してL確率分布測定を行った結果、接合面積が21 µm<sup>2</sup>以上の試料では、理論値との乖離が著しいが、4 µm<sup>2</sup>まで微小化した試料では、乖離もばらつきも小さ くなり、微小化の効果が著しいことがわかった。

また、極微小メサ試料の極低温領域でのスイッチン グ特性の振舞いを調べた結果、1 つ目のスイッチング では、**7**<sup>\*</sup>1<0.7 Kで**T**escの飽和が見られ、熱励起・MQT の2つの物理現象のクロスオーバが示唆された。さら に、2つ目のスイッチングでは、**7**<sup>\*</sup>2<5.0 Kで**T**escの飽 和が見られ、フォノン系・電子系の発熱では説明でき ない可能性を示した。

### 参考文献

- [1] K. Inomata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 107005.
- [2] S. Kashiwaya et al., Supercond. Sci. Technol. 20 (2007) S10.
- [3] M. Ohmaki, R. Takemura, T. Kumano, M. Suzuki, (第5回低温工
- 学・超伝導若手合同講演会 (unpublished)).
- [4] H. Kramers, Physica 7 (1940) 284.
- [5] T.A. Fluton and L. N. Dunkleberger, Phys. Rev. B 9 (1974) 4760.
- [6] Y. I. Latyshev et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 932.

# Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+8</sub>微小メサ構造作製と 固有トンネル分光に見られる SIN 特性

竹村 亮太<sup>1</sup>, 大牧 正幸<sup>1</sup>, 濱田 憲治<sup>1</sup>, 渡辺 孝夫<sup>2</sup>, 鈴木 実<sup>1</sup> 1: 京都大学大学院 工学研究科, 2: 弘前大学 理工学部 京都市西京区京都大学桂 (E-mail: takemura@sk.kuee.kyoto-u.ac.jp)

### 1. はじめに

固有ジョセフソン接合(Intrinsic Josephson Junction: IJJ)は、結晶構造に内包されており、極めて清浄かつ平坦な界面を有するため、固有トンネル分光などに用いられており、そこから様々な知見が得られている。われわれは、超伝導転移温度が高く、結晶劈開性の高いBi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+8</sub>(Bi2212)単結晶を用いて3端子メサ構造を作製し、短パルス層間固有トンネル分光を行った。

固有トンネル分光を行う際の問題点として、測 定電流による発熱の問題がある。IJJ の層数が多 い場合、自己発熱が著しくなり、正しい測定がで きないか、あるいは電圧範囲が著しく制限されて しまう。一方、発熱を抑制するために、層数の少 ないメサ構造を作製すると、IJJ 間の特性のばら つきが顕著になり、そのため分光特性における詳 細な構造の観察が困難であった。

そこで、より正確な固有トンネル分光特性の測 定を目的として、メサ構造の層数を5層以下に減 らし、層間の特性のばらつきの少ない試料を作製 することを検討した。

われわれは、試料の作製条件を精査することに より、従来は 10 層程度であったメサ構造の層数 を、IJJ 特性を損ねることなしに、かつ接触抵抗 を十分低くして、3~5 層にまで減らすことを可能 とした。この改善により、超伝導ギャップの外側 の構造がより顕著になるとともに、超伝導ギャッ プ内に小さなピーク構造(肩構造)が存在すること が明らかになった。その原因については十分明ら かではないが、われわれは超伝導領域内に常伝導 領域が混在している、つまり部分的に SIN 構造が あるというモデルを考え、シミュレーションを行 った。その結果、定性的にこの振舞いを説明する ことができた。また、計算の結果、不均一のスケ ールは 50 nm 程度となった。

### 2. 実験方法

本研究では作製が比較的容易で、物理強度も強い3端子メサ構造を作製した。プロセスの概要を 以下に示す。まず、メスで切り出したBi2212 単 結晶を、Inを用いてサファイア基板上に固定した。 その後真空中で結晶を劈開し、直ちにAgを蒸着し た。さらに、フォトリソグラフとArイオンミリン グでメサ部分を削り出し、絶縁層、配線電極をリ フトオフ法によって形成した。また、ポリイミド を用いて結晶を固定し、メサ構造を形成後に電極 熱処理をするというプロセスも行った[1]。3端子 構造では、接触抵抗を低減する必要がある。これ は、前述したように真空中で結晶を劈開すること で改善され、抵抗率にして 10<sup>6</sup> Ωcm<sup>2</sup>以下の値が 安定して得られるようになった。

真空劈開を行うプロセスでは、熱処理工程を省略することが可能となり、そのため試料への熱ダメージ(電極金属の祖粒化や拡散)が抑制され、その結果、層数が3~5層程度で各層の最大ジョセフソン電流(L)のばらつきが少ない試料を作製することが可能となった。

トンネル分光法としては、短パルス層間トンネル分光法を用いた。今回は、メサにパルス電流を 印加し、パルス立ち上がり後 300 ns タイミング で電流電圧(*I*-*V*)特性を測定した。

### 3. 結果

Bi2212 の 10 µm角、厚さ 7.5 nm(5 層)メサの 抵抗率温度特性およびI - V特性を図 1 に示す。 図 1(a)より、70 Kでの抵抗率を接触抵抗率とする と、10<sup>-7</sup>  $\Omega$ cm<sup>2</sup>オーダであることが分かる。温度依 存性から試料は過剰ドープ領域にあることがわか る。また、図 1(b)より、 $I_e$ の比較的均一な、5 層 の試料を作製できていることが分かる。



同じ試料の短パルストンネル分光特性(*I*-*V*特性、*dI*/*dV*-*V*特性)の測定結果を図 2 に示す。 *dI*/*dV*-*V*特性においては、鋭いピーク電圧が 2Δ/e=50 mV(10 K)に観察された。また、超伝導ピ ークより高い電圧領域に従来よりも明瞭な peak-dip-hump 構造が観察された。さらに、図 2(b)から分かるように、低温領域(<40 K)で超伝 導ギャップ内のΔ/e より少し大きい電圧付近(~35 mV)に、肩構造が観察された。このような構造は、 今回ほど明瞭ではないが、従来の測定でも見られ ていた[2,3]。また、今回作製された試料において も、明瞭なものとそうでないものがあった。過剰 ドープ領域の試料で顕著になる傾向が見られた。

### 4. 考察および解析

肩構造の位置がΔ/e に近いことから、われわれ は、この肩構造の原因を、超伝導領域(S)と常伝導





領域(N)が混在しているため、つまり、SIN 構造 のギャップ電圧Δ/e に、常伝導領域での電圧降下 を加えたものであると仮定し、解析を行った。そ のモデルおよび用いた計算式を図3に示す。なお、 式中のrは単位面積トンネル抵抗に対するシート 抵抗の比、f は N に対する S の面積比で、フィ ッティングパラメータである。

このシミュレーションにより得られたI - V特性、dI/dV - V特性の例を図4に示す。実測値とフィッティングしているわけではないが、超伝導ギャップ内に肩構造が見られており、実験結果と定性的に一致する。また、この解析から、超伝導状態の不均一の長さのオーダー(図3中のL,W)は 50 nm 程度となることが分かった。

### 参考文献

[1] R. Takemura *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **46** (2007) 5788.

[2] K. Anagawa *et al.*, Phys. Rev. B **67** (2003) 214513.

[3] T. Hamatani *et al.*, Physica C **390** (2003) 89-94.

# d-dot を用いた論理回路のシミュレーション

中島督<sup>a,b</sup>,加藤勝<sup>a,b</sup>,小山富男<sup>b,c</sup>,町田昌彦<sup>c,d</sup>,石田武和<sup>a,d</sup>,F.Nori<sup>f</sup> <sup>a</sup>阪府大院工,<sup>b</sup>JST-CREST,<sup>c</sup>東北大金研,<sup>d</sup>原子力機構計セ,<sup>f</sup>理研 E-mail: susumu@ms.osakafu-u.ac.jp

### 1. はじめに

Hilgenkamp らの実験グループは YBCO と Nb の zigzag 接合において、0 磁場下にもかかわらず角の 部分に反強磁性的に自発的磁場が生ずる事を発見した(図 1) [1]。また、加藤らは高温超伝導体である *d*-波超伝導体を、従来型超伝導体である *s*-波超伝導体に埋め込んだ微小構造体において、*d*-波超伝導 体の周りに反強磁性的な自発的半整数量子磁束が生ずることを理論的に予測した[2]。この *d*-波および *s*-波超伝導体の複合体は *d*-dot と呼ばれ、生ずる磁束は *d*-dot の大きさ、形状等に依存する(図 2)。正 方形の *d*-dot の場合、磁束は *d*-dot の四隅に反強磁性的に生じ、2 重縮退した基底状態が実現する(図 3)。 この *d*-dot を複数個配置すると、*d*-dot 間には自発電流を媒介として相互作用が働く。これにより *d*-dot がセル・オートマトン的に振る舞う事が期待できる。我々は量子ドットセル・オートマトンを用いた 論理回路[2]に着想を得て、類似した論理回路の作成を目指している。本研究では、時間依存する Ginzburg-Landau(TDGL)方程式を用いて、外部電流によって制御された複数個の *d*-dot 間の情報の伝達 についてのシミュレーションを行った。さらに、論理回路のシミュレーションに関して報告をする。



図 1 YBCO と NB の zigzag 接合

図 2 d-dot の形状



### 2. 数值計算方法

d-dot のダイナミクスと相互作用をシミュレーションするために、我々は TDGL 方程式を用いた。 上述の半整数量子磁束を扱うには、*d*-波および *s*-波超伝導体の干渉が重要になってくる。よって、そ ういった効果を考慮するために 2 成分 Ginzburg-Landau 自由エネルギーを用いたした 2 成分 TDGL 方 程式によって計算した[3-5]。2 成分 TDGL 方程式は

 $\frac{1}{D} \left( \frac{\partial}{\partial t} + i \frac{2e\varphi(\mathbf{R}, t)}{\hbar} \right) \Psi_{\mathsf{d}}(\mathbf{R}, t) = -\frac{\partial F}{\partial \Psi_{d}^{*}}$  $\frac{1}{D} \left( \frac{\partial}{\partial t} + i \frac{2e\varphi(\mathbf{R}, t)}{\hbar} \right) \Psi_{s}(\mathbf{R}, t) = -\frac{\partial F}{\partial \Psi_{s}^{*}}$ 

とかける。ここで、D は拡散定数、 $q(\mathbf{R},t)$ はスカラー・ポテンシャル、F は 2 成分 GL 自由エネルギーである。我々はこの方程式を解くために有限要素法を用いた[2]。

3. 結果

シミュレーションでは *d*-波および *s*-波超伝導体として、それぞれ YBCO および Nb と想定してパラ メータを決定した。 *d*-波および *s*-波超伝導体の臨界温度は  $T_{cd} = 90 \text{ K}$ 、  $T_{cs} = 9 \text{ K}$ とし、温度は  $T/T_{cd} = 0.01$ とした。また、GL パラメータおよびコヒーレンス長は $\kappa_d = 40.0$ 、 $\kappa_s = 1.3$ および  $\xi_d = 4.0 \text{ nm}$ 、 $\xi_s = 40.0 \text{ nm}$ とした。

図 4 は単一 d-dot に外部電流を加えた場合の磁場分布の時間発展である。0 磁場下における定常状態(a)に外部電流を加え(b)、さらに外部電流を停止した後が(c)である。図 1(a)と図 1(c)を比較すると、 d-dot の状態がもう一つの定常状態に遷移した事が分かる。

次に、図 5 は 2 個の d-dot の磁場分布の時間発展である。d-dot は周りを流れる超伝導電流によって 相互作用する。(a)のように d-dot を配置すると、この場合は反強磁性的な磁場分布となっている。こ のとき外部電流を加えると、まず左下の d-dot が反転し(b)、次に右上の d-dot が反転した(c)。これは 2 個の d-dot 場合には情報の伝達が可能である事を示している。



図52個のd-dotの磁場分布の時間発展

[1] H. Hilgenkamp, Ariando, H.-J.H. Smilde, D.H.A. Blank, G. Rijnders, H. Rogalla, J.R. Kirtley, C.C. Tsuei, Nature, 422, 50 (2003)

- [2] M. Kato, M. Ako, M. Machida, T. Koyama, T. Ishida, Physica C 412, 352 (2004)
- [3] P. D. Tougawa, C. S. Lent, J. Appl. Phys. 75, 1818 (1994)
- [4] Y. Ren, J.-H. Xu, C.S. Ting, Phys. Rev. Lett. 74 3680 (1995)
- [5] Jian-Xin Zhu, Wonkee Kim, C.S. Ting, Phys. Rev. B 58 15020 (1998)

# ナノサイズの異方的超伝導体の準粒子構造

末松久孝<sup>A),D)</sup>(suematsu@ms.osakafu-u.ac.jp), 加藤勝<sup>A),D)</sup>,町田昌彦<sup>B),D)</sup>,小山富男<sup>C),D)</sup>,石田武和<sup>A),D)</sup> <sup>A)</sup>大阪府立大学大学院工学研究科

<sup>B)</sup>日本原子力研究機構システム計算科学センター

<sup>C)</sup> 東北大学金属材料研究所

D) JST-CREST

1. Introductjon

ナノサイズの超伝導体では,バルクでは観測されなかって新奇な物性があることが理論,実験両面 で示されてきた[1-2].その大きな特長は,サイズが小さいことにより形状に大きく依存した形で渦糸構造 が現れることであり,このため,磁束量子の整数倍の磁束をもつgiant vortex stateや,渦糸が特徴的な配 置をとるmulti-vortex stateがあることが示された.

理論面では現象論的なGinzburg-Landau方程式を用いたもので数値計算を中心に研究が行われてきたが、それにより示される結果は臨界温度に近いこともあり、直接的に観測できる方法を提示してできていない、また、実験による観測では、神田らによりmulti Josephson junction methdによりgiant vortex stateの空間的な対称性を利用することでその存在が実証されている.しかし、これはgiant vortexを直接



図1. single vortex state の局所状態密度; (a) E/ Ec=-0.066; (b) E/Ec=0.066



図2. single vortex stateの局所状態密度; (a) E/ Ec=-0.025; (b) E/Ec=0.025

観測したものではなく,それらがどのような状態から成り立っているのか解明する手がかりにはなっていない.

これら,ナノサイズの超伝導体における新奇な物性を調べるためにはミクロスコピックな面を考慮 する必要がある.

### 2. 計算手法

我々は, Ginzburg-Landau方程式では考慮されていない準粒子励起の寄与を考慮するとともに,温度に関して適用限界がない超伝導のミクロスコピックな方程式であるBogoliubov-de Gennes方程式を数値的に解くことにより解析を行った.この結果はSTM,STSで直接観測することができる.これを計算する際には,空間的に離散化する際に有限要素法を使っている.

### 3. s-波超伝導体についての結果

図1,2は磁場下のs-波超伝導体において,それぞれ,giant vortex state,通常のsingle vortex stateの局所状態密度を示している.これから明らかに渦

糸の中心にピークを持つ構造がエネルギー的に逆にある ことがわかる.これは,大きな磁束量子を持つ渦糸では それだけ大きなエネルギーを持つ必要があるために単位 磁束量子の渦糸とはvortex bound stateが異なることに よる.

### 4. d-波超伝導体についての結果

磁場のないd-波超伝導体の場合,超伝導ギャップ に内に存在する状態はノード構造に由来するものであ る.ノードは波数空間に存在するものであるが,それが 空間的な変化として観測されのは,不純物における散乱 やvortexがある場合の準粒子構造である.図3はナノサ イズにした場合のd-波超伝導体の局所状態密度である. バルクでは空間的に一定であるが,小さな領域に閉じこ められた効果により,波数空間での変化が実空間に現れ ている.バルクの場合の類推からは波数空間から予想さ れる構造は図3(a)のようにノード方向に大きな状態密度 がある筈であるが,図3(b)のような予想と反した状態も 存在している.

### 5. まとめ

ナノサイズの超伝導体におけるバルクとは異なる 状態についてBogoliubov-de Gennes方程式を数値的に 解くことにより求めた.

### Reference

L. F. Chibotaru et al., Nature 408 (2000) 833
 A. Kanda et al., Phys. Rev. Lett 93 (2004) 257002



図3. ノード構造の局所状態密度; (a) E/ =0.25: (b) E/ =-0.24

# 高品質・極薄MgB2薄膜の作成条件の検討

辰巳 正裕<sup>a,b,c</sup>、島影 尚<sup>a,c</sup>、王 鎮<sup>a,c</sup>、賀谷 信行<sup>b</sup> <sup>a</sup>NICT KARC、<sup>b</sup>神戸大学大学院、<sup>c</sup>CREST-JST <sup>a</sup>〒651-2492 兵庫県神戸市西区岩岡 588-2 E-mail tatsumi@po.nict.go.jp

Abstract ホットエレクトロン型検出器への応用を目指して、高品質・極薄MgB₂薄膜の作成条件の最適化を検討した。薄膜成膜時の基 板温度の上昇に伴い、臨界温度も上昇することが確認され、最大で臨界温度が 38Kの高品質な薄膜が得られた。この成膜条件の下、超伝 導特性の膜厚依存性を調べ、基板温度 340℃、Mg蒸着レート 31nm/s、B蒸着レート 0.5nm/sにおいて、膜厚 10nmでTc-onset=26K、 Tc-offset=22.4Kの高品質MgB₂薄膜の作成に成功した。

### 1.はじめに

超伝導薄膜を用いたホットエレクトロン型検出素子が近年注目 を集めている。ホットエレクトロン型検出器は低ノイズや高速応答 などが達成できるポテンシャルを持つが、その性能を引き出すため には、超伝導薄膜自身が極薄でかつ高い臨界温度を有することが必 要となる。ホットエレクトロン型検出器の研究においては金属系超 伝導体の中でも比較的高い臨界温度を有する NbN 薄膜を用いるの が主流であり、すでに、高速のデバイス報告がなされている[1][2]。

NbNより高速のホットエレクトロン型検出器デバイス実現のためには、高い臨界温度を持つ極薄膜超伝導体の作成が必要であり、酸化物超伝導体などの高温超伝導材料は超伝導材料としては有望と考えられる。しかし、高温超電導体は多元素の化合物であることや、酸化物であることの不安定性などの理由から、極薄膜で高い超伝導性を維持することは難しい。一方、2001年に超伝導性の発見されたMgB<sub>2</sub>[3]は、金属及び金属化合物の中で最大の臨界温度(39K)を示し、電子格子間相互作用時間(teph)が 3ps[4]と、NbNのteph (12ps)より短く、次世代のホットエレクトロン型検出器材料として期待されている。

我々は今までにスパッタ法[5]や共蒸着法[6]を用いたMgB<sub>2</sub>薄膜 作成技術について研究してきており、臨界温度が 35Kを超える薄 膜を得ることにすでに成功している[7]。今回我々は、ホットエレ クトロン型検出器への応用を目指して、まず、より高品質のMgB<sub>2</sub> 薄膜の作成を試みた。得られた高品質薄膜成膜条件のもと、臨界温 度と抵抗率の膜厚依存性について調べ、作成条件の最適化を検討し た。

### 2.実験方法

MgB2薄膜は共蒸着法により作成した。蒸着源としては純度 99.9%のMgと純度 99.5%のBを用いた。Mgは抵抗加熱により、B は電子ビーム加熱により蒸着を行った。蒸着レートは膜厚計により それぞれ測定し、制御した。基板はSiCヒータにより加熱し、PID 制御で基板温度を目標値で安定するよう制御した。また、Mg、B 蒸着レート安定中に基板表面への蒸着を防ぐため、基板直下にシャ ッターを設置した。成膜前に真空チャンバーは 2.0×10<sup>g</sup>forr以下 の真空度まで排気した。基板温度及び、Mg、Bの蒸着レートの安 定後、シャッターを開き基板上にMgB2を蒸着させた。成膜後、シ ャッターを閉じて基板を室温まで自然冷却させた。作成したMgB2 薄膜に対し、長さ 2mm、幅 0.2mmのフォトレジストパターン作 成と、ECRによるエッチングを行った後、抵抗率・温度特性を4端 子法により調べた。薄膜表面はAFMにより平滑性を評価した。

### 3.実験結果

極薄膜作成前に、高品質薄膜の作成条件を調べるため、臨界温度 と Mg 蒸着レートの基板温度依存性について調べた。高基板温度に おいては、基板からの Mg の再蒸発が顕著となることから、基板上 により多くの Mg を供給する必要がある。そのため、Mg ポートを 基板下 5cm の場所に増設し、31nm/s までの Mg 蒸着レートを可 能とした。

Fig.1(a)に成膜温度とその成膜温度時に得られた最大の臨界温度 を示す。Fig.1(a)の結果を得る過程では、それぞれの基板温度で様々 なMgとBの蒸着レートでの成膜を行い、得られたものの最大値を Fig.1(a)の縦軸に示している。Fig.1(b)にはその成膜温度において得 られた最高の臨界温度の薄膜作成時のMgの蒸着レートを示した。



Fig.1 成膜基板温度に対する(a)最大の臨界温度と(b)Mg 蒸着レート



Fig.2 基板温度 350℃、Mg蒸着レート 31nm/s、B蒸着レート 0.5nm/sにおいて作成された膜厚 474nmのMgB₂薄膜の抵抗率−温 度特性



Fig.3 基板温度 340℃、Mg蒸着レート 31nm/s、B蒸着レート 0.5nm/s における臨界温度と抵抗率の膜厚依存性。T<sub>Conset</sub>とT<sub>Coffset</sub>はエラーバー で示す。

基板温度の上昇に伴い、臨界温度が上昇する傾向にあるものの、 Mgの蒸着レートを上昇させることが必要であることがわかった。 基板温度 350℃、Mg蒸着レート 31nm/s、B蒸着レート 0.5nm/sに おいて得られたMgB₂薄膜の抵抗率-温度特性をFig.2 に示す。 T<sub>Conset</sub>=38K、T<sub>Coffset</sub>=37.1Kといった高臨界温度の薄膜を得られた。

次に、基板温度 340℃、Mg蒸着レート 31nm/s、B蒸着レート 0.5nm/sに固定し、成膜時間の変化によりMgB₂薄膜の膜厚を変え、 膜厚と臨界温度の関係を調べた。Fig.3 に臨界温度と 40Kにおける 抵抗率の膜厚依存性の結果を、Fig.4 に膜厚が 4.5nm、6.5nm、 7.5nm、10nmにおける抵抗率-温度曲線のグラフを示す。膜厚を 薄くしていくと共に臨界温度が減少し、転移幅と抵抗率が増加して いる結果が得られたが、MgB₂のコヒーレント長[8]である 5.2nmと 同程度の膜厚でも 10K程度の超伝導性が確認できた。このことは、 共蒸着法で作成されたMgB₂薄膜は、ホットエレクトロン型検出器 に対するだけでなく、積層型のデバイスに応用にも適した膜である



Fig.4 基板温度 340℃で作成された膜厚 4.5nm、6.5nm、7.5nm、
 10nmのMgB₂薄膜の抵抗率−温度特性。

ことを示唆している。また、15nm膜厚のMgB2薄膜のAFM画像観 測の結果、表面の平均粗さは 1nm以下であり、サブミクロンサイ ズのパターニングにも十分対応できる。これらの結果より、成膜さ れたMgB2薄膜はホットエレクトロン型検出器としての応用が十 分可能であると考えられる。

4.まとめ

我々はホットエレクトロン型検出器への応用に向けて、MgB₂の 極薄膜の作成方法について検討した。高臨界温度薄膜の作成に対し ては、成膜温度の上昇が有効であるが、高いMg蒸着レートが必要 であることがわかった。薄膜成膜条件の最適化を行った結果、最高 で 38Kの臨界温度を示す薄膜の作成に成功した。また、基板温度 340℃、Mg蒸着レート31nm/s、B蒸着レート0.5nm/sにおいて、 10nm以下の膜厚でも超伝導性を示す薄膜の作製に成功し、1nm以 下の表面の平滑性をAFMにより確認した。今後は、得られた薄膜 を用いて実際のホットエレクトロン型検出器のデバイス作成に取 り組む予定である。

### References

- G. Golt'skan, A. Semenov, Y.Gousev, M. Zorin, I. Gogidze, E. Gershenzon, P. Lang, W. Knott, and K. Renk, *Supercond. Sci. Tech.*, 4, 453, 1991.
- [2] J. K. W. Yang, E. Dauler, A, Ferri, A. Pearlman, A Verevkin, G. Gol'tsman, B. Voronov, R. Sobolewski, W.E. Keicher, and K. K. Berggren, *IEEE Trans. Appl. Supercond*, 15, 626, 2005.
- [3] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zentani and J. Akimatsu, *Nature*, 410, 63, 2001.
- [4] S. Cherednichenko, V. Drakinskiy, K. Ueda and M. Naito, Appl. Phys. Lett., 90, 023507, 2007.
- [5] A. Saito, A. Kawakami, H. Shimakage, and Z. Wang, Jpn. J. Appl. Phys, 41, 217, 2002.
- [6] H. Shimakage, A. Saito, A. Kawakami and Z. Wang, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 13, 3309, 2003.
- [7] H. Shimakage, A. Saito, A. Kawakami and Z. Wang, *Physica C* 392-396, 1291, 2003.
- [8] G. Karapetrov, M. Iavarone, W. K. Kwok, G. W. Crabtree and D. G. Hinks, *Phys. Rev. Lett.*, 86, 4374, 2001.

# 高品質 MgB2 単結晶の育成と磁気トルクによる多バンド超伝導異方性

久保田 大地<sup>a,b</sup>,石田 武和<sup>a,b,c</sup>
 <sup>a</sup> 大阪府立大学大学院工学研究科 大阪府堺市中区学園町 1 - 1
 <sup>b</sup>JST-CREST 東京都千代田区 3番町 5

<sup>c</sup>大阪府立大学ナノファブリケーション研究所大阪府堺市中区学園町1-1

# 1. はじめに

BCS 超伝導機構による金属系超伝導体とし ては最高の転移温度をもつ MgB<sub>2</sub> 単結晶は、B (ボロン)面の電子軌道に起因したほぼ独立の 2つのバンド構造( $\pi$ 、 $\sigma$ バンド)が超伝導に 寄与していることが実証されている。この2 バンド効果が上部臨界磁場(コヒーレンス長 $\xi$ ) や磁場侵入長 $\lambda$ にどのような影響を及ぼすの かの定量的な挙動については、いまだはっき り統一的な見解がない。本研究では、単結晶 を用いたバルク物性理解のために、より高品 質な単結晶の育成を目指した。我々のグルー プでは、50 $\mu$ mの単結晶のトルク測定による異 方性を報告している。[1] 今回はより広い磁場 と広い範囲の温度で S/N 比の良い測定データ をもとに2バンド効果を議論した。

上部臨界磁場に関して、MgB<sub>2</sub>結晶の結晶軸 方位に対して c 軸水平方向上部臨界磁場  $H_{c2}^{c}$  と a 軸水平方向上部臨界磁場  $H_{c2}^{a}$  では任意の温度 で  $H_{c2}^{c} < H_{c2}^{a}$  である。これはコヒーレンス長 で置き換えて理解すると、 $\xi_{a} > \xi_{c}$  である。こ の上部臨界磁場に対する比を、コヒーレンス長 の異方性として、 $\gamma_{\rm H} = H_{c2}^{a}/H_{c2}^{c}(=\xi_{a}/\xi_{c})$  とお く。それに対して磁場侵入長の比も $\gamma_{\lambda} = \lambda_{c}/\lambda_{a}$ として定義する。

磁場上昇とともに $\pi$ バンド超伝導の寄与が 抑制され、高磁場では擬2次元的な $\sigma$ 超伝導 が支配的になり、超伝導転移近傍では $\sigma$ バン ド超伝導が支配的になり2次元軌道を反映し て超伝導も擬2次元的になる。単バンド超伝 導モデルでの異方的GL方程式は、a軸とc軸 方向の超伝導キャリアの有効質量の比を質量 異方性(有効質量テンソルの対角成分の比)と して仮定したものであり、MgB<sub>2</sub>のように多バ ンドのフェルミ面上に超伝導キャリアの複雑 な異方性を記述できないことになる。[2] 単バ ンド理論では、コヒーレンス長 $\xi$ と磁場侵入 長 $\lambda$ の異方性は等価となり、 $\gamma_{\lambda} = \gamma_{H}$ となる。  $\gamma_{\lambda} \neq \gamma_{H}$ の場合、実際の多バンドのキャリア がどのような影響を受けるかは自明ではない。 Kogan の新しい理論では、 $\pi, \sigma$ バンドの特徴 的な次元性を考えることによって、MgB<sub>2</sub>にお ける 2 つのバンドの超伝導に対する寄与の変 遷過程を、コヒーレンス長 $\xi$ と磁場侵入長 $\lambda$ の 比を独立に扱った解析となっている。

本研究では、 $MgB_2$ 単結晶のトルクの角度依存性から、 $\gamma_{\lambda}$ 、 $\gamma_{H}$ の磁場依存性を議論し、磁場-温度相図上で $\pi$ バンドと $\sigma$ バンドの寄与の変遷と特異な磁束状態に関して報告する。

# **2.** MgB<sub>2</sub>単結晶の育成

原料には、Mg(粒状、純度99.9%)とB(シ ョット状、純度99.5%)を使用した。SUS304管 内に Mo シートを巻き Mg:B を 1:2 と化学量論 比で入れ、坩堝の内部を真空にしてから Ar 置 換して溶接した。SUS304 管の厚みは 1.5 mm と 3.0 mm のもの、径は  $19^{\phi}$ 、 $32^{\phi}$ 、 $27.2^{\phi}$ のタイ プを使用した。結晶の育成には参考文献[3, 4] を参照した。スーパーカンタル炉(SSFT、最 高温度 1700°C)は昇温速度を速くできる特徴 があるが、育成プログラムや坩堝作製条件を 系統的に変え最適な条件を模索した。その結 果、育成した MgB<sub>2</sub> 単結晶は、約 700  $\mu$ m の大 きさまで育成に成功している。

MgB<sub>2</sub>の反磁性を調べるため、SQUID 磁力 計を用いて超伝導転移温度を調べた。単結晶 の転移温度は 38.2K であり、比較的大きな単 結晶でありながら高品質である結果となった。

# 3. $MgB_2$ の磁気トルク解析

ヒステリシスのあるトルク曲線から可逆性 分 $\tau_{rev}(\theta)$ を抽出しKoganの2バンド超伝導に 対するトルク理論式 [5] で解析を行った。ここ で、<br />
因数<br />
A<br />
を

$$A = \ln\left(\frac{\eta H_{c_2}^{c_{\parallel}}}{H} \frac{4e^2 \Theta_{\lambda}(\theta)}{(\Theta_{\lambda}(\theta) + \Theta_{H}(\theta))^2}\right) - \frac{2\Theta_{\lambda}(\theta)}{(\Theta_{\lambda}(\theta) + \Theta_{H}(\theta))} \left(1 + \frac{\Theta'_{H}(\theta)}{\Theta'_{\lambda}(\theta)}\right)$$

と置く。トルク曲線の測定では、MgB2は全角 度範囲で超伝導とは限らない。その場合、常伝 導トルクが実質的にゼロであることを考慮し、 理論式を場合分けすることができる。

$$\tau_{\rm rev}(\theta) = \begin{cases} \frac{\Phi_0 HV}{16\pi\lambda^2} \frac{\gamma_\lambda^2 - 1}{\gamma_\lambda^{4/3}} \frac{\sin 2\theta}{\Theta_\lambda(\theta)} A & (A > 0) \\ 0 & (A < 0) \end{cases}$$
(1)

この場合分けを考慮して、全角度範囲の実験 データを用いて非線形最小自乗法を行った。 ここで、 $\theta$ は c 軸と磁場のなす角、 $\epsilon_{\lambda}(\theta) =$  $(\sin^2 \theta + \gamma_{\lambda}^2 \cos^2 \theta)^{1/2}$ 、 $\Theta_{\lambda} = \epsilon_{\lambda}(\theta)/\gamma_{\lambda}$ 、 $\epsilon_{\rm H}(\theta) =$  $(\sin^2 \theta + \gamma_{\rm H}^2 \cos^2 \theta)^{1/2}$ 、 $\Theta_{\rm H} = \epsilon_{\rm H}(\theta)/\gamma_{\rm H}$ 、e =2.718...は自然対数の底、 $\Phi_0$ は磁束量子数、 $H_{c2}^{\parallel c}$ はc軸方向の上部臨界磁場、V は試料の体 積である。図1は7 K, 6 Tにおける磁気トルク



図 1: 典型的な MgB2 単結晶の磁化トルク曲線

を示す。90°付近に層状構造をもつ超伝導体特 有の本質的ピン止めのためのピークが確認でき た。さらに、超伝導-常伝導転移近傍に、磁束格 子融解に伴う鋭いセカンドピークも観測でき、 今後の研究に興味が持たれる。図2に解析した 結果を示す。図中の実線は、式(1)でのフィッ ティング曲線である。この条件において磁場侵 入長とコヒーレンス長の異方性は、それぞれ  $\gamma_{\lambda} = 3.51 \pm 0.01, \gamma_{\rm H} = 3.50 \pm 0.04$  (22 K、10 kG のとき),  $\gamma_{\lambda} = 4.24 \pm 0.00, \gamma_{\rm H} = 4.21 \pm 0.01$ (10 K、40 kG のとき),  $\gamma_{\lambda} = 4.81 \pm 0.01$ ,



図 2: トルク可逆成分と新しい Kogan 理論による解析結果。測定条件は図中に示した。

 $\gamma_{\rm H} = 4.98 \pm 0.02$  (16 K、60 kG のとき) と なり高温高磁場で2つの異方性パラメータが ずれる傾向を見ることができる。

講演では、7 - 40 K の温度範囲と2 - 60 kG の磁場範囲の測定で、 $\gamma_{\lambda}$ 、 $\gamma_{H}$ の温度-磁場依 存性を考察し、MgB<sub>2</sub>超伝導の特異性を明らか にする。

**謝辞**: 本研究の初期段階での西紀至氏の貢献 に感謝する。

# 参考文献

- K. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. B, **66** (2002) 012501.
- [2] V. G. Kogan, Phys. Rev. B, **38** (1998) 7049.
- [3] 渥美俊之:修士学位論文 (大阪府立大学 2003 年 度).
- [4] Y. Machida and S. Sasaki, Phys. Rev. B, 67 (2003) 094507.
- [5] V. G. Kogan, Phys. Rev. Lett., 89 (2002) 237005.

# MgB<sub>2</sub>中性子検出器の開発と熱緩和シミュレーション

王鎮 3,7 西川正利1,7 藤田賢文 1,7 新井康平1 三木茂人 3,7 島影尚<sup>3,7</sup> 北條喜一5,7 佐藤和郎 4,7 四谷任 4,7 岡安悟<sup>5,7</sup> 片桐政樹 5,7 森井幸生 5,7 新村信雄 5,7 町田昌彦 6,7 石田武和<sup>1,2,7</sup> 加藤勝<sup>1,2,7</sup>

<sup>1</sup>大阪府立大学大学院工学研究科電子・数物系専攻 大阪府堺市中区学園町1-1

<sup>2</sup>大阪府立大学ナノファブリケーション研究所大阪府堺市中区学園町1-1

<sup>3</sup>(独) 情報通信研究機構 兵庫県神戸市西区岩岡町岩岡 588-2 4 大阪府立産業技術研究所 大阪府和泉市あゆみ野 2-7-1 <sup>5</sup>(独)日本原子力研究開発機構茨城県那珂郡東海村村松4番地49 <sup>6</sup>(独)日本原子力研究開発機構 システム計算科学センター 東京都台東区東上野6-9-3 <sup>7</sup>JST-CREST 東京都千代田区3番町5

#### はじめに 1

超伝導相転移に伴う鋭い電気抵抗の温度変化を利用 したカロリーメータ型の単一光子検出器、X線検出器、 中性子検出器が開発されている。これらの検出器は高 感度、高速応答、高位置分解の検出器として、通信、 バイオ、医療など応用が期待されている。

中性子検出器関しては、大強度陽子加速器計画(J-PARC) が期待を集めているが、10<sup>9</sup> counts/s の強度 のビームラインに対して、現行の中性子検出器は104  $\sim 10^5$  counts/s と不十分な性能である。より高速応答 可能な検出器の開発が求められている。事情は、米国、 英国、EU(計画中)の競合施設でも同じである。本 研究では MgB<sub>2</sub> を用いた超伝導転移端型中性子検出器 を提案した [1]。動作原理は、超伝導状態の MgB2 の <sup>10</sup>Bと中性子とが核反応を起こ、発生する核反応熱に より、瞬間的に超伝導が破壊し、電流バイアス条件下 で電圧パルスとして中性子を検出しようとするもので ある。さらに超伝導転移端検出器などの超伝導検出器 は1K以下で動作させるのが通例であるが、MgB2は 39 K という金属系では最高の超伝導転移温度である ため、低温工学としても動作が容易である。

カロリーメータ型の検出器においては、検出器内部 の熱量の変化を解析することが検出器の設計のために 非常に重要である。本研究では、3次元の熱伝導方程 式と有限要素法 (the FEM) [2, 3] を用いた、熱緩和過 程のシミュレーションコードを開発し抵抗の時間変化 としてし、熱パルス応答信号のシミュレーションに成 功した [4]。また、既に成功している中性子検出信号と 有限要素法では、式(1)の熱伝導方程式は次の形に 比較して良い一致を示し、注目に値する成果となった。

#### $\mathbf{2}$ 数理計算の手法と計算結果

メンブレン構造など様々な形状の検出器に対応する ために有限要素法と熱伝導方程式を用いたコードを開 発した。まず、三次元の熱伝導方程式

$$C\frac{\partial\theta}{\partial t} = \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} + \beta \tag{1}$$

を示す。ここで、 $\theta$ は物質の温度、X, Y, Zはx, y, z方向 の熱流、Cは比熱、 $\beta$ は単位時間当たりの熱源である。 有限要素法では計算の対象を図1で示す四面体に分割 する。各要素の温度 $\theta^e$ は次式で表される。

$$\theta^{e} = \sum_{i=1}^{4} N_{i}^{e} \theta_{i}^{e} = N_{1} \theta_{1} + N_{2} \theta_{2} + N_{3} \theta_{3} + N_{4} \theta_{4} \quad (2)$$

ここで、 $\theta_i^e$ は四面体の各頂点の温度、体積座標  $N_i^e$ は 1要素の四面体をさらに4つの四面体に分けた時のそ れぞれの体積である。



図 1: 有限要素法における単位要素

近似できる。

$$\theta_{n} = \{A + \tau (1 - \eta) C\}^{-1} [(A - \eta \tau C) \theta_{n-1} + \tau \{\eta f_{n-1} + (1 - \eta) f_{n}\}]$$
(3)

ここで、 $t = n\tau$  はシミュレーション時間、 $\theta_n$  は各時間ステップでの温度、A は熱容量、C は熱伝導度、 $f_n$  は熱量に関する項である。また、 $\eta$  は近似精度に関する定数で、我々の計算では $\eta = 0.1$  としている。



図 2: ノンメンブレン 構造素子

図 3: メンブレン 構造素子

カロリーメータ型検出器では、基板の一部を除去し 熱容量を小さくすることで超伝導破壊の際の温度上昇 を大きくし感度を上昇させる構造素子がよく知られて いる。本研究では、メンブレン構造とノンメンブレン 構造の素子についてシミュレーションで比較した。図 2、図3はシミュレーションで使用した構造モデルであ る。800nmのSi基板上に200nmのMgB2薄膜が1µm の幅のラインを形成している。これは、我々のMgB2 中性子検出器のメアンダラインの一部を想定している。 図3はメンブレン構造素子で、MgB2の直下のSi基板 を除去している。また、図2、図3それぞれ、Si基板 とMgB2の間には熱伝導度がSi基板と比べて小さい SiNの薄い層がある。

図4と図5はそれぞれ、ノンメンブレン構造素子の熱 緩和過程とメンブレン構造素子の熱緩和過程のシミュ レーションの結果である。図5より、メンブレン構造 素子の方が温度上昇が大きく、広い範囲で熱が拡散し ている。しかし同時に緩和時間が長くなることが分か る。熱緩和シミュレーションの結果から、まず素子の 温度の時間依存が求まる。次いで、検出素子で実際に 測定した超伝導転移曲線から温度を抵抗の値に変換し 抵抗の時間変化を得ることができる。その結果が図6 であるが、メンブレン構造素子の方が感度が大きいが、 応答速度は遅くなることが分かる。



### 因 0: 私加の時間変化。直線パクラメラクレラ案子の 結果、点線がメンブレン素子の結果

## 3 おわりに

本研究で開発した熱緩和シミュレーターは、様々な 構造の超伝導検出器の応答信号を模擬することができ、 デバイス設計に役に立つ。シミュレーションで得られ た MgB<sub>2</sub>素子の緩和時間~1 ns は実際の我々のグルー プで世界で初めて成功した中性子検出信号の緩和時間 とたいへん良い一致を示したことに注目したい。

# 参考文献

- [1] K. Takahashi *et al.* Physica C, **392-396** (2003) 1501.
- [2] O.C. Zienkiewicz, R.L. Taylor, The Finite Element Method, Butterworth Heinemann, Oxford, 2000, p. 1.
- [3] R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot, Transport Phenomena, John Wiley & Sons, Inc.
- [4] M. Nishikawa *et al.* Physica C, 463-465 (2007) 1115.

# YBCO ナノブリッジの光応答特性

③ 太田真輔 1,4,楠正暢 1,4,堂田泰史 2,4,川山巌 2,4, 西川博昭 1,本津茂樹 1,村上博成 2,4,斗内政吉 2,4,藤巻朗 3,4 近大院生物理工 1,阪大レーザー研 2,名大院工 3,CREST-JST4

kusu@info.waka.kindai.ac.jp

### <u>1. はじめに</u>

近年、情報処理性能の更なる向上が求められる 中、超伝導単一磁束量子(SFQ)回路が期待されて いる。超伝導 SFQ デバイスは極低温で動作し、 サブテラヘルツ領域での動作が可能なデバイス であるが、その実用化に向けてボトルネックとな っているのが、外部ネットワークなどの室温デバ イスとの接続である。

数十GHzから数百GHzの信号処理を行う場合、 外部からの電気信号入力では、ケーブル損失が大 きいことやインピーダンスミスマッチ、さらにノ イズの影響が大きくなる。そこで電気信号入力に 代わり光信号入力が有力であると考えられる。光 信号は既存の光ネットワークとの整合の面での メリットの他にも、室温からの熱流入の低減や数 + GHz 以上のクロック信号を容易に発生させら れるという利点がある。そこで、光信号を直接 SFQ パルス信号に変換できるデバイスが提案さ れている。その変換素子としてジョセフソン接合 を用いたボルテクスフロートランジスタ、すなわ ち JVFT があり、光入力による JVFT での 100GHz を超える高速動作が示されている[1]。 しかしながら、ジョセフソン接合に粒界接合を用 いているため、作製面において位置的な制限があ り、集積化には困難を伴う。そこで我々はジョセ フソン接合の代わりにナノブリッジを用いるこ とを検討している。ナノブリッジは再現性の良い ナノ加工技術さえ確立できればJVFTの代替素子 として動作可能であり、その寸法による高速動作 が期待できる。今回、我々は SFQ 回路への光入

カインターフェースとして YBCO ナノブリッジ を作製し、その光応答の確認を試みたので報告す る。

### 2. 実験及び結果

**YBCO** ナノブリッジ作製には電子ビームリソ グラフィーと ECR プラズマエッチングを用いた。 同一基板上に 400nm から  $5\mu$  m のブリッジを作 製し、その電流-電圧特性の測定を行った。図1に 示してあるのは、作製したブリッジのライン幅と 臨界電流 Ic との関係を示したものである。

これから計算される臨界電流密度 J<sub>C</sub> はほぼ一定 となっているが、最小線幅の 400nm では若干の 劣化が見られた。



図1:ブリッジ幅と臨界電流 Ic との関係

この 400nm のブリッジにパルス幅 100 フェム ト秒、中心波長 780nm、繰り返し周波数 82MHz、 レーザースポット径 100 µ m のチタンサファイア レーザーを照射し、その応答の測定を行った。 図 2 はレーザー照射時の I-V 特性の光応答を示し たものであり、図 3 はレーザーパワーと臨界電流 Ic の関係を示す。レーザーパワーの増加に伴い、 Ic に変調が見られ、光に応答していることが確認 できる。これは、レーザー照射により、超伝導電 子対が破壊され、超伝導電子対密度が減少したこ とを示している。

### 3. まとめ

光応答を測定するため、電子ビームリソグラフ ィーと ECR プラズマエッチングを用いて YBCO ナノブリッジを作製した。ナノブリッジにフェム ト秒レーザーを照射したところ、ナノブリッジの 電流・電圧特性に変調が見られた。この結果から、 YBCO ナノブリッジは光/電気信号変換のインタ ーフェースとして動作し得ることが分かった。

### 参考文献

[1] 堂田泰史、川山巖、村上博成、斗内政吉
 第5回低温工学・超伝導若手合同講演会予稿集
 (2006)



図2:ナノブリッジの光応答特性



図3:レーザーパワーと臨界電流 Ic との関係

# SFQ/光インターフェイス技術のための YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub> ナノブリッジの作製

◎ 梶野顕明 1.4, 杉本学 1.4, 楠正暢 2.4,
 川山巖 3.4, 井上真澄 1.4, 斗内政吉 3.4, 藤巻朗 1.4
 名大院工 1, 近大院生物理工 2, 阪大レーザー研 3, CREST-JST4

Abstract SFQ/光変換素子として高温超伝導体 YBCO ナノブリッジに着目し、電子ビームリソグラフィを用いたナノブリッジの作製とその特性評価を行った。線幅 80nm にて周期約 1.9Gauss の磁場変調を観測した。また最も細い線幅 50nm のナノブリッジにて超伝導性を確認した。将来的にスイッチング素子としての小規模回路応用を目的として、今後さらに性能や再現性を向上させるべくプロセスを検討していく。

### 1. <u>はじめに</u>

単一磁束量子(Single Flux Quantum,以下 SFQ)回路は幅数 ps、高さ数百µV のインパルスの 有無を 2 値とした論理演算方式であり、その配線 は電磁波伝送を用いている。したがって sub-THz 領域での高速動作が可能になり、なおかつ 1 論理 ゲート当たりの消費電力は現在主流の半導体デバ イスと比較して 1/1000 程度である[1]。また SFQ は無質量の電磁波として振舞うため、配線遅延の 問題も解決する。

これまでの研究により、金属超伝導体 Nb を用 いた SFQ 要素回路としてシフトレジスタが 120GHz で動作実証し[2]、また回路規模も1万接 合を超えるものが作られている。その一方で、 SFQ 回路と室温半導体機器とを繋ぐインターフェ イス技術の確立が急務となっている。通常の電気 信号を用いた方法では電気ケーブルでの高周波に よる波形歪や SFQ 回路側への熱流入などのリス クが大きい。一方、電気ではなく光を用いた入力 インターフェイス技術は SFQ 回路チップ上に光 を直接照射することで SFQ 信号を生成させるた め、無損失・非接触で高速動作させる事が出来る。 そこで SFQ 信号と光信号の直接変換を実現する ため、我々は超伝導体の一部を細く絞った構造を 持つナノブリッジに着目した。ナノブリッジは単 膜構造であるため Josephson 接合と比較して光照 射による応答が敏感であることが期待され、また デザインフレキシビリティも高い。ナノブリッジ がスイッチング素子として要請される性能は、

Josephson 接合と同等の動作速度を持つこと、そ して磁束量子1個に対する応答が可能なことであ る。そのためにはナノスケールでの極めて微細な 加工技術が要請されるが、技術的な難しさから未 だ確立には至っていない。そこで本研究では SFQ 回路における光入力インターフェイス技術応用を 目指し、高温超伝導体 YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub>(YBCO)を用 いたナノブリッジの作製、および実験によって得 られた特性についての評価を報告する。

### 2. <u>実験</u>

MgO(100) 基板上に RF マグネトロンスパッタ リング法を用いて YBCO 薄膜を 100nm 堆積させ、 パターン露光は電子ビームリソグラフィ、転写は Ar イオンエッチングを用いた。本研究ではナノブ リッジを 2 本並列に作製しており、電気測定と共 に SQUID としての特性も調べられるように設計 されている。これは上述した磁束量子単位での応 答を確認することを目的としているためである。

過去の実験結果から、Ar イオンエッチング時に ブリッジ側壁がダメージを受け劣化するためにボ ルテックスのバリスティックな伝導が阻害され、 このことがナノブリッジの特性を悪化させる最大 の原因であることがわかった。そこで我々は今回、 このブリッジ形成プロセスにおいて幾つかの改善 を行った。具体的には、エッチング装置内の残留 O<sub>2</sub> ガスを除去するためチャンバ内だけでなくガス 供給ラインの真空引きを行なったこと、基板ステ ージを流れる冷却水による冷却効率を大幅に上げ たこと、或いは間欠エッチングによるプラズマ照 射時間の短縮などが挙げられる。以上のような対 策を行なったエッチング後の SEM 像を図 1 に示 す。



図1 エッチング後の SEM 像

### 3. 結果·考察

図2は線幅 80nm のナノブリッジにおける発生 電圧の磁場応答特性を示したもので、この時の臨 界電流密度 J<sub>e</sub>は約 40MA/cm<sup>2</sup>であった。印加磁場 によって発生電圧が周期的に変調し、その周期は 磁束量子 $\Phi_0$ に対応しており約 1.9Gauss である。 この結果はナノブリッジが SQUID 的な動作をし ている、すなわち磁束量子1つの出し入れが可能 なスイッチング素子として機能出来ることを示唆 している。

また超伝導体中の Abrikosov ボルテックスがブ リッジを横切る際に電圧が発生するという動作原 理のため、線幅が細くなるにつれスイッチング速 度は上がると考えられる。本実験では更に細いナ ノブリッジの動作を目指し、最小線幅 50nm にて 評価を行なった。その結果、超伝導電流を確認す ることは出来たが、周期的磁場応答を観測するこ とは出来なかった。図3に示すように、電流・電圧 特性は緩やかな電圧の立ち上がりを見せており、 Jc も約 0.4 MA/cm<sup>2</sup> と減少した。以上のことを含 めると、線幅 50nm といった非常に細いものでは 先に述べた側壁ダメージの影響がまだ残っており、 より性能を向上させるためには更に側壁劣化を抑 えるような工夫が必要であると考えられる。



図2 磁場変調の波形。



図 3 電流-電圧特性@4.2K。線幅 50nm

### 4. <u>まとめ</u>

電子ビームリソグラフィを用いて YBCO ナノブ リッジを作製し、その特性を評価した。100nm を 下回る線幅 80nm にて約 1.9Gauss の周期で磁場 変調を確認した。これによりナノブリッジがスイ ッチング素子として動作可能であることを示した。 しかし更に細い線幅 50nm のものでは特性の劣化 が見られた。そのためナノブリッジの性能をより 向上させるにはプロセスにおいて更なる改善が求 められる。しかし Ar イオンエッチングによる方 法は粒子のフィジカルな衝突であるために、必ず ある程度のダメージが残ってしまう。今後はこの ダメージを軽減する方法だけでなく、エッチング の際に受けたダメージを後の過程で回復させる方 法についても検討し、線幅を細くするだけでなく、 再現性や歩留まりの向上を目指す。

### 参考文献

[1] K. Likharev, et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. 3 (1991),

[2] H. Akaike, A. Fujimaki, et al., Supercond. Sci. & Technol. 19, S320-S324, (2006),

# Nb/AlOx/Nb ジョセフソン接合微細化に向けての

# 作製プロセスの検討

御田村直樹<sup>a,b</sup>、Mehta Nirmal<sup>a</sup>、赤池宏之<sup>a,b</sup>、 藤巻 朗<sup>a,b</sup> 名古屋大学工学研究科量子工学専攻<sup>a</sup>、CREST-JST<sup>b</sup> 〒464-8603 愛知県名古屋市千種区不老町<sup>a,b</sup>

E-mail; mitamura@super.nuqe.nagoya-u.ac.jp

Abstract-SFQ 回路応用に向けた高品質なサブミクロンサイズの Nb/AlOx/Nb 接合作製プ ロセスの検討を行った。サブミクロンサイズの接合を作製する場合、マスクパターンの位 置あわせの問題から接合面積より大きなコンタクトホールを必要とする可能性がある。本 研究ではその様なコンタクトホール形状を用いた場合に起こる品質劣化について述べる。

はじめに-Nb/AlOx/Nb接合は、熱サイクルへの 耐性、高い均一性や低いサブギャップのリーク 電流などの点で、他の材質によるジョセフソン 接合に比べ優れている。そのため、単一磁束量 子(SFQ)回路においては主にNb/AlOx/Nb接 合が用いられている。現在のSFQ回路では2µm 程度のサイズで臨界電流密度が2.5kA/cm<sup>2</sup>程度 の接合が用いられている。SFQ回路にも半導体 と同様、スケーリング則[1]が存在し、さらに高 速なSFQ回路を作製するには接合面積を小さく しなくてはならない。同時に臨界電流密度(Jc) も高くする必要がある。また、集積度を上げる ために多数の接合を歩留まり良く作製し、かつ、 接合の品質も高い必要がある。

我々は次世代以降のSFQ回路で用いられる *J*=10kA/cm<sup>2</sup>以上の高品質なサブミクロン接合 の作製プロセスの確立を目標としている。しか し、サブミクロン接合は従来プロセスの適用が 難しい。つまり、従来の作製プロセスでは接合 と上部配線とのコンタクトを実現するため、絶 縁層に接合上部電極より小さなコンタクトホー ルを形成している。しかし、サブミクロン特に ディープサブミクロン接合の場合、露光の際の コンタクトホールのアライメントが難しく、こ の様なプロセスを用いることは困難になると考 えられる。一方、この問題を解決するために、 CMPを用い上部電極とのコンタクトを確立す るプロセス[2]存在する。しかし、CMP時のエン ドポイントの検出及び後洗浄が課題として残る。 従って、高い歩留まりを必要とする集積回路に おいてはコンタクトホールを形成するプロセス を用いることが望ましい。

そこで、本研究では、サブミクロン接合の作 製プロセスとして接合サイズより大きなコンタ クトホールを導入することを念頭におき、その 際の接合特性への影響について検討を行った。 接合特性の評価パラメータとして、品質パラメ ータV<sub>m</sub>を用いた。V<sub>m</sub>は臨界電流Leと2mVにおけ る抵抗値R<sub>sg</sub>との積により定義される。

実験方法 - 図1に接合の作製フローを示す。始めにNb/AlOx/Nb膜(100nm/6nm/100nm)を堆積させる(図1a)。次に上部電極をRIEにより加工した後(図1b)、絶縁性を高めるためと、加工のダメージからの回復のため陽極酸化を行いAlOxおよびNbOxの25nmの酸化膜を形成する(図1c)。下部電極を形成した後(図1d)、絶縁層としてSiO<sub>2</sub>(300nm)をRFスパッタにより堆積させる(図1e)。次に、RIEによりSiO<sub>2</sub>にコンタクトホールを形成する(図1f)。コンタクトホールは上部電極より大きいものと小さいものの2種類形成した。試料表面をスパッタクリーニング後、配線層のNbを堆積(図1g)、RIEで加工する(図1b)。測定は液体へリウム中で行った。



図1. プロセス工程の概要(コンタクトホー ルが上部電極より大きい場合)

実験結果及び考察-図2は2種類のコンタクトホ ールを用いて作製した接合の品質パラメータ Vmをプロットしたものである。図中の"large hole"は、接合上部電極よりコンタクトホールが 大きい接合、"small hole"は小さい接合の結果で ある。接合はすべて同一チップ上のものである。 この結果から、コンタクトホールの小さい接合 の方が、接合品質が高くなっていることがわか る。これは、陽極酸化プロセスがまだ、最適化 されていないことによるものと考えられる。

図3は接合品質の他研究機関との比較である。 この結果から、本研究で得られている接合品質 は良好であることが確認できる。これは高い真 空度の成膜及び酸化方法の違いにより品質の良 い酸化アルミの障壁層が形成されたことが一因 と考えられる。また、大きなコンタクトホール の接合においても、他研究機関と同程度の品質





図 3.他研究機関との Vm の比較.

を得ることができていることがわかる。今後の 陽極酸化プロセスの改善により、本プロセスを 適用したサブミクロン接合においても、十分良 好な接合特性を実現できるものと考えられる。

まとめーサブミクロンサイズ以下の接合作製に 必要なコンタクトホールプロセスによる接合品 質への影響を調べた。その結果、接合サイズよ り大きなコンタクトホールを用いることにより 品質の劣化がみられるものの、比較的良好な特 性が実現されており、今後のプロセス改善によ り、高品質なものが得られると考えられる。

### 対献

[1]A. M. Kadin, et. al., IEEE Trans. on Appl. Supercond. Vol 11, pp. 1050-1055, 2001. [2]M. B. Ketchen, et al. Appl. Phys. Lett., vol59, pp.2609-2611, 1996.

# 宇宙用冷凍機開発の現状と今後の課題 Development of cooler for space use and theme in the future

大塚 清見, 楢崎 勝弘,恒松 正二,金尾憲一,星加 俊二,藤岡 洋二 住友重機械工業 量子機器事業部 設計部 〒792-8588 愛媛県新居浜市惣開町5番2号 E-mail: kym\_ootuka@shi.co.jp

Abstract 高感度で天体観測や地球観測をするために、人工衛星に搭載される検出器及び望遠鏡を冷却することは有効な手段 である。本報では、宇宙用に開発された冷凍機の現状と今後の課題について述べる。

### 1. はじめに

光や電磁波の微弱な信号を高感度に観測したい場合、検 出器及び検出回路自身が出すノイズを押えるために、ま た、望遠鏡自身の熱放射を低減するために、それらを冷 却することは有効な手段である。これは、天体観測や地 球観測においても同様で、人工衛星に搭載される検出器 も寒剤、冷凍機等で冷却される。本報では、宇宙用に開 発された冷凍機の現状と今後の課題について述べる。

### 2. 宇宙用冷凍機

表1は、これまで開発された宇宙用冷凍機である。大き く分けて、スターリング冷凍機とJoule-Thomson (JT) 冷 凍機がある。宇宙用冷凍機には、低消費電力、高信頼性(長 寿命)、打ち上げ時の耐振性、軽量及び低振動等が求めら れている。

### 3. 1段スターリング冷凍機

スターリング冷凍機は、圧縮したガスを膨張させて寒冷 を発生させる。1段スターリング冷凍機は、60Kから100K 程度までの冷却に用いられる。図1は、1段スターリング冷凍 機の模式図である。この冷凍機は分離型スターリング冷凍機 で、可動部をFlexure springで支持し、ピストンとシリンダの位 置を一定の関係に保つことで、磨耗を排除している<sup>1)</sup>。コール ドヘッドでも、ディスプレーサを同様の機構で支持している。圧 縮機にはピストンとシリンダが二組あり、それらを対称に配置す ることで振動を打ち消す構造になっている。しかし、コールドヘ ッドは、ディスプレーサの振動を打ち消す構造となっていない ため、アクティブバランサにより振動を打ち消すタイプの冷凍 機も開発中である。





図2は、2007年10月13日までの寿命評価試験の経過である。 一定の熱負荷を与えた状態で連続運転している。この時点で 積算運転時間は64,776時間である。今のところ大きな変化は 見られない。今後も性能劣化が顕著に表れるまで継続し、性 能劣化が顕著に表れた時は、その原因を調査しさらに改良し ていく予定である。

1段スターリング冷凍機は、X線天文衛星「すざく」、月探査 衛星「かぐや」に搭載されている。「すざく」の冷凍機は、軌道 上で2.4年以上運転されている。「かぐや」の冷凍機は、12月 中旬から運転される予定である。



Fig. 2 Temperature and power in the lifetime test

### 4. 2段スターリング冷凍機

2段スターリング冷凍機は、前述の1段スターリング冷凍 機の蓄冷器を2段にして、より低温に到達できるようにし たものである。図3は、2段スターリング冷凍機の模式図で ある。基本的な構造は1段スターリング冷凍機と同じであ るが、可動部の支持方法に違いがある。圧縮機は、リニア ボールベアリングで支持している。コールドヘッドは、シ ール機構がガイド機構を兼ねる構造となっている<sup>2)</sup>。



Fig.3 Cross-sectional view of two stage Stirling cooler

図4は、2段スターリング冷凍機の寿命評価試験の経過であ る。熱負荷を与えずに連続運転している。この時点で積算運 転時間は45,443時間である。35,000時間を過ぎたあたりから冷 却温度が上昇しているが、これは長時間駆動することでコール ドヘッドのシール部が磨耗し、クリアランスが広がったことと、ア

Table 1. Cryocoolers on development

	Status	Temperature			
		80 K	20 K	4 K	1 K
Project /Mission	On orbit	ASTRO-E2/XRS 「SUZAKU」 SELENE/GRS 「KAGUYA」	ASTRO−F 「AKARI」	_	_
	FM (Flight Model)	Planet-C/IR2	_	JEM/SMILES	_
	Under development	GCOM/SGLI	ASTRO-G	SPICA	SPICA NeXT
Cooling objects		Detector Shield	Shield LNA	Detector (SIS mixer)	Detector
Туре		1ST	2ST	2ST+ <sup>4</sup> HeJT	2ST+ <sup>3</sup> HeJT
Cooling power		1-2 W / 80 K	0.2 W / 20 K	20 mW / 4.5K	10 mW / 1.7 K
Input power		30-50 W	80-90 W	100-120 W	180 W(TBD)
Life time		> 2 year	> 2 year	> 1 year	TBD

1ST: Single stage Stirling cooler , 2ST: Two stage Stirling cooler

ウトガスの影響で冷却温度が上昇したと考えられる。一方、今後のミッションで要求されている寿命は50,000時間以上である。これを達成するため、コールドヘッドの可動部を Flexure springで支持する機構に変更したコールドヘッドを開発中であり、来年度から連続運転を開始する予定である。

2段スターリング冷凍機は、赤外線天文衛星「あかり」 に搭載され軌道上で1年以上運転されている。



Fig. 4 Temperature and power in the lifetime test

### 4. Joule-Thomson (JT) 冷凍機

5K以下まで冷却しようとした場合、現状の2段スターリ ング冷凍機単独では到達できない。そこで、高圧の<sup>4</sup>Heガ スを2段スターリング冷凍機で予冷して最後にJT膨張で冷 却する小型システムを開発した。図5は、4Kレベルまで冷 却する4K級JT冷凍機のJT回路部の外観写真である。これは、 国際宇宙ステーションに搭載を予定しているJEM/SMILES の冷凍機である<sup>3)</sup>。らせん状になっているのが、高圧ガス とJT膨張した後の低圧ガスを熱交換させるための熱交換 器である。この写真では見えないが、予冷用の2段スター リング冷凍機が熱交換器の内側にある。JT回路部と2段ス ターリング冷凍機は、それぞれ別に圧縮機を備えている。 JT回路用の圧縮は2段階で行い、各段階で1台の圧縮機を使 用する。JT回路用の圧縮機は、2段スターリング冷凍機の 圧縮機と同様の構造になっている。圧縮機の内部にバルブ 機構が組み込まれており、一方向の流れを作りだす仕組み が付加されている。

さらに、温度を下げて1Kレベルまで冷却する場合は、作 動ガスを<sup>4</sup>Heから<sup>3</sup>Heに変更することで、1Kレベルを実現し ている<sup>4)</sup>。この冷凍機は、次期赤外線天文衛星SPICAに搭載 される予定であり、搭載化に向けて開発中である。



Fig.5 JT circuit of 4K-class JT cooler

### 5. まとめ (今後の課題)

現在開発が進行中の冷凍機を述べた。冷凍能力、消費電 力、信頼性(長寿命)、打ち上げ時の耐振性及び質量につ いては目標達成の目処がたちつつある。しかし、観測精度 が向上するととともに、現状の冷凍機よりも飛躍的に振動 を低減することが求められてきており、この方向に重点を 置いて開発を進めていく予定である。

### 参考文献

- 1) 渡辺紀久他: 2000年秋季低温·超電導工学会講演概要集, p166
- 2) K. Narasaki etal: Adv. Cry. Eng, 49 (2004), 1428
- 3) K. Narasaki etal: Adv. Cry. Eng, 49 (2004), 1785
- 4) K. Narasaki etal: Cryogenics 44 (2004), 375-381

## DI-BSCCO の交流機器への応用

林敏広、佐波剛、藤野剛三、岡崎徹、大倉健吾、大松一也 住友電気工業株式会社 〒554-0024 大阪府大阪市此花区島屋 1-1-8 E-mail: hayashi-toshihiro@sei.co.jp

Abstract DI-BSCCO は加圧焼成法により線材特性が大幅に向上した。DI-BSCCO の高磁 場マグネットへの応用や交流陽電気機器への応用について紹介する。

### 1. はじめに

超電導線材は電気抵抗がほとんどゼロで あり、従来の導体に比べて高い電流密度を 持っている。この超電導線材を電力機器へ 応用すると、電気抵抗がほとんどゼロであ るため発熱が小さくなり、また、電流密度 が高いため大電流通電が可能となり、機器 の小型・軽量化が可能となる。特に、ビス マス系超電導線材は液体窒素温度で使用で き、km 級の長尺化が可能な唯一の超電導線 材であり、応用製品への研究・開発が活発 に進められている。

### 2. DI-BSCCO

Fig. 1 に示す「DI-BSCCO (Dynamically Innovative BSCCO)」は当社が開発した革新 的ビスマス系超電導線材であり、当社独自 の手法である CT-OP (Controlled Over Pressure、加圧焼成)法を用いて製造されて いる。

Bi-2223 超電導線材の製造は Fig. 2 に示す ように、粉末工程、加工工程、焼成工程に 分けられる。性能を上げる一つの要因とし て、超電導フィラメントの高密度化があげ られ、従来、超電導フィラメントの密度を 向上させるのは圧延工程によってのみ可能 であった。当社が開発した加圧焼成法は、2 次焼成において加圧雰囲気下で焼成するこ とで超電導フィラメント密度を向上でき、 高臨界電流、高強度、高歩留り、アンチバ ルーニングなど線材の特性を大きく向上さ せることに成功した。



Fig. 1 DI-BSCCO 超電導線材



Fig. 2 Bi-2223 超電導線材の製造工程

### 3. 交流機器への応用

近年、超電導線材の電力機器への応用が 期待されており様々な研究・開発が進めら れている。直流応用では医療用 MRI(磁気 共鳴画像診断装置)、分析用 NMR (核磁気 共鳴装置)、リニアモータ用浮上コイル、磁 気分離用マグネットなど主に高磁場応用を 目的としたものが多い。当社では, DI-BSCCO を使用した高磁場マグネットし て Fig. 3 に示す 8.1T, 直径 200mm の常温空 間を有する超電導マグネットを製作した。 本マグネットは冷凍機直接冷却により冷媒 フリーで運転できるコンパクトなマグネッ トである。また, Fig. 4 に示すようなコンパ クトな超電導直流コイルも製作している。 本コイルは液体窒素浸漬冷却(66K~77K) により、0.5~0.1Tの高磁場を容易に発生す ることができる。

一方、交流応用では電力ケーブル、変圧 器、モータなどがあげられる。石川島播磨 重工業、福井大学および当社を初めとする 共同研究産学はアキシャルギャップ型超電 導モータを用いた POD 推進装置の開発を 進めている。2007年9月、共同研究産学は Fig. 5 に示す DI-BSCCO を使用した液体窒 素冷却では世界最大出力となる365kW 超電 導モータの開発に成功した。

超電導線材は直流条件下では電気抵抗が ゼロであるためほとんど発熱しないが、交 流条件下ではヒステリシス損失、結合損失、 渦電流損失などの交流損失が発生する。そ のため、ケーブル、変圧器、モータなどの 交流機器応用においては、機器で発生する 交流損失を評価することが重要な課題とな る。



Fig. 3 200mm φ 大口径超電導マグネット



Fig. 4 超電導直流コイル



Fig. 5 365kW モータ外観