

超伝導量子ビットを目指した銅酸化物超伝導体固有接合における 巨視的量子トンネリングの研究

応募者氏名 久保結丸^{*1}
応募者所属 筑波大学大学院 数理物質科学研究科

1 序論

Newton が確立した古典力学は物体の運動や惑星の軌道等を正確に予測することを可能にし、Maxwell が完成させた電磁気学はエレクトロニクス発展の基盤となった。これらのいわゆる古典物理学は、これまで人類の文明の発展に多大な貢献をしてきた。一方で、原子や分子等の“微視的”な世界では、古典物理学では説明できない現象が起こる。光電効果や原子の発光スペクトルの分裂、黒体輻射の温度依存性等がその典型例であり、20 世紀に入ってから次々と発見された。これらの現象は発見から約四半世紀を経てようやく理解されることになる。即ち、量子力学の誕生である。

ところで我々の日常は“巨視的”な世界である。従って、我々が日常的に感じたり、あるいは観測可能な物理量は、通常“巨視的”な物理量である。では、我々が観測可能な巨視的物理量は量子力学的に振る舞うことが出来るのだろうか？このような疑問は量子力学の誕生直後からあった。実際に、量子力学を巨視的世界に拡張した場合に起こる矛盾を表現した好例が、いわゆる“シュレーディンガーの猫問題”である：一時間経つと 1/2 の確率で崩壊する原子核が少量鉄の箱の中にあり、一緒に猫が入れている。箱には原子核が崩壊すれば猫が死ぬような仕掛けが施されている。量子力学が普遍的であるとすれば、一時間後の猫の状態 $|\Psi_{\text{Cat}}\rangle$ は、箱を開けてみる (= 観測する) までは生きた状態 $|\Psi_{\text{Alive}}\rangle$ と死んだ状態 $|\Psi_{\text{Dead}}\rangle$ の重ね合わせ状態

$$|\Psi_{\text{Cat}}\rangle = |\Psi_{\text{Alive}}\rangle + |\Psi_{\text{Dead}}\rangle \quad (1)$$

になっているはずである。即ち、猫が生きてもいるが死んでもいるような、いわばゾンビのような状態になっているのだろうか？ということであり、両者が明確に識別可能な巨視的世界での我々の感覚とは相容れないものである^{*2}。

1981 年に、Caldeira と Legget はこの問いかけに対する一つの理論的提案をした [2]。彼らの結論を要約すると以下のようなになる。

「巨視的物理量の量子力学的トンネリング、いわゆる巨視的量子トンネリング (MQT) は観測可能である。しかし、それらは環境との結合に起因する量子摩擦によって著しく抑制される。」

量子力学的現象の代名詞とも言えるトンネル効果が、古典力学で記述される物体の運動同様に摩擦によって抑制されるという彼らの結論はいささか驚きであった。

量子力学的物理量が巨視的に発現する系の代表例に超伝導体が挙げられる。超伝導体中では伝導電子は対 (クーパー対) をなしてボーズ粒子となり、全体として一つの巨視的な基底状態を構成する。このとき、電子対の波動関数 $\Psi = |\Psi| \exp(i\phi)$ の位相 ϕ が系全体で一様になり、巨視的に識別可能な状態になる。Voss と Webb は Caldeira と Legget の考えを基に、超伝導トンネル接合 (ジョセフソン接合) を用いて実験を行い、接合間の位相差がトンネリングすることを見出した [3]。Voss と Webb はまた、摩擦の効果でトンネリングが抑制されることも同時に確認しており、Caldeira と Legget の提案が正しいこと

^{*1} KUBO.Yuimaru@nims.go.jp

^{*2} 「神は老猶にして・・・」という Einstein の言葉で代弁されるように、量子力学の観測の問題と巨視的実在論の矛盾は永年に渡り議論されている。文献 [1] を参照。

を実験的に証明した [3]。

巨視的自由度において量子力学的効果が観測可能という結論が出されると、当然「離散エネルギー準位や重ね合わせ状態といった、その他の量子的振る舞いも巨視的な系で実現可能なだろうか？」

といった次なる疑問が出てくる。Martinisらは、マイクロ波を用いて位相空間のポテンシャル中に形成される量子化エネルギー準位間の遷移を観測した [4, 5]。彼らの実験結果は、光を照射された原子が励起状態へと遷移することと全く同じ現象を固体中で実現したことを意味している。つまり、それまで小数の原子を使ってしか実現できなかった原子と光子という微視的な系での相互作用が、多数の電子（粒子）がひしめく巨視的な系である固体中でも観測可能なことを示したのである。以上の観点から、VossとWebbのMQTに加えてMartinisのこの量子化エネルギー準位の観測は非常に重要な実験結果である。ジョセフソン接合は巨視的量子現象を実現する格好の舞台として、以後20年以上にわたり研究の対象になっている。

そして1999年に中村らが量子コヒーレンス振動を観測した [6]。彼らは2つのジョセフソン接合で構成される単電子トランジスタを作成し、電荷数 $|0\rangle$ と $|2\rangle$ （即ちクーパー対の有無）の二状態間の量子コヒーレンス（重ね合わせ）を実現することに成功した。彼らのこの実験結果は、Shorによって考案された量子計算 [7, 8] を実行する際の基本単位となる“量子ビット”がジョセフソン接合によって実現可能であることを実証した。超伝導量子ビットは固体素子で集積化に適しており、半導体集積回路の発展に伴って蓄積されてきた従来の集積化技術をそのまま適用できるメリットもある。中村らの実験をきっかけに、超伝導量子コンピューター実現に向けた研究が世界中で行われるようになり、現在も熾烈な競争が続いている。

最近では、“量子”としての品質の目安の一つであるコヒーレンス時間が $\sim \mu\text{s}$ オーダーまで向上してきている*³。超伝導量子ビットを人工原子と見立て、超伝導共振回路との間で強結合極限を達成できるようにまでなった。即ち、空洞共振器量子電磁力学（cavity QED）と全く同じ状況を、基板上に作成した超伝導回路内で実現できるようになったのである [10]。このような超伝導量子ビットを用いて光と原子の相互作用を調べる研究は、回路量子電磁力学（circuit QED）と特に呼ばれている*⁴。Circuit QEDの技術は量子計算の結果を伝送する際に必須になるものであり、こちらも近年盛んに研究されている。このように、ジョセフソン接合は現在もなお新たな研究の一分野を築いており、研究の最前線にある。

2 本研究の目的

上述したジョセフソン接合をターゲットにしたこれまでの巨視的量子現象及び量子ビットに関する研究は、しかしながら全て $\sim \text{mK}$ の温度領域でのみ実現が可能である。このことは希釈冷凍機が必須であることを意味し、応用への大きな障害である。本研究は、金属超伝導体で人工的に作成されたジョセフソン接合ではなく、銅酸化物高温超伝導体の結晶に内在されている固有ジョセフソン接合をターゲットにして行われた。銅酸化物高温超伝導体を使う最大のメリットは、超伝導転移温度が金属超伝導体に比べて高いことに加え、量子揺らぎのエネルギースケールを特徴付けるジョセフソンプラズマ振動数が非常に高いことである。即ち、固有ジョセフソン接合を使うことで、上述しているような巨視的量子現象をより高温で観測することが期待できる。巨視的量子現象を希釈

*³ Clarkeによる超伝導量子ビットのこれまでの進展のレビュー記事 [9] を参照。

*⁴ Circuit QED に関しては、SchoelkopfとGirvinによる最近のレビュー記事 [11] があるので詳しくはそちらを参照されたい。

冷凍機が不要な高温で実現できれば、超伝導量子コンピューター実用化への大きな障害を一つ超えられる。本研究の意義は正にこの部分にある。構成回路を全て金属超伝導体で作成するような、超伝導量子ビットの分野で現在主流な方法とは異なったアプローチに特徴がある。

3 基本概念

3.1 ジョセフソン接合

本研究のメインターゲットはジョセフソン接合である。図 1(a) に示すように、ジョセフソン接合は薄い絶縁膜を超伝導体で挟む構造をしている。電流バイアスした SIS 型ジョセフソン接合は、図 1(b) に示したような鋭い電圧ジャンプとヒステリシスを伴う非常に非線形な電流電圧特性を示す。電圧のジャンプは、バイアス電流が接合の臨界電流を超えたときに発生する準粒子抵抗に起因する。一方でヒステリシスはジョセフソン接合自身が持つキャパシタンス成分に由来している。この非線形性は、図 1(c) に示した、ジョセフソン接合を抵抗 R とキャパシタンス C でシャントした等価回路を考えることで定性的に説明できる [12, 13]。この回路に流れる電流は、ジョセフソン接合の電流 $I_c \sin \varphi$ を用いて

$$I = I_c \sin \varphi + \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt} \quad (2)$$

となる。ここで V は接合両端に生じる電圧であり、 φ は接合間の位相差、 I_c は揺らぎ無しの臨界電流値である。式 2 に、ジョセフソン接合の電圧 V と位相差 φ の関係式 $V = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt}$ を代入すると、位相差 φ に関する二階の微分方程式

$$C \left(\frac{\hbar I_c}{2e} \right)^2 \ddot{\varphi} + C \left(\frac{\hbar I_c}{2e} \right)^2 \frac{1}{RC} \dot{\varphi} + \frac{\hbar I_c}{2e} (\sin \varphi - \alpha \varphi) = 0 \quad (3)$$

を得ることができる。ここで α は臨界電流で規格化した電流で、 $\alpha = \frac{I}{I_c}$ である。これはちょうど古典力学のポテンシャル上を運動する粒子の運動方程式と同じ形をしている。即ちジョセフソン接合の非線形性は、キャパシタンス C に比例する質量をもった仮想粒子が、傾いた cosine ポテンシャル（いわゆる洗濯板ポテンシャル）

$$U(\varphi) = -E_J(\alpha\varphi + \cos \varphi) \quad (4)$$

上を運動する様子で記述できる。ここで、 E_J はジョセフソン接合間の結合を特徴付けるパラメータであり、

$$E_J = \frac{\hbar I_c}{2e} \quad (5)$$

である。図 1(d) に位相空間における仮想粒子のポテンシャル中の運動を模式的に示す。このことから、ジョセフソン接合の電圧状態へのスイッチング（図 1(b) の I_{sw} 及び矢印参照）は、図 1(d) の仮想粒子が

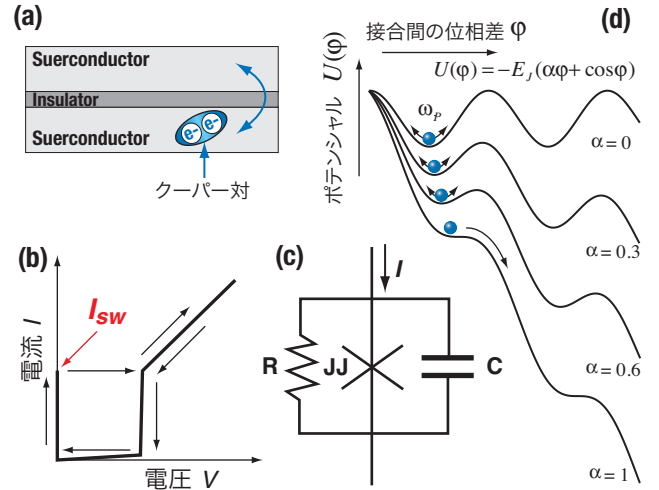


図 1 (a): ジョセフソン接合の概略図。薄い絶縁層を超伝導電子対（クーパー対）がトンネルする。(b): 電流バイアスしたジョセフソン接合の電流電圧特性、及び等価回路 (c)。(d): 洗濯板ポテンシャルのバイアス電流 $\alpha (= I/I_c)$ 依存性。バイアス電流を増加させるとポテンシャルは傾き、 $I = I_c$ で仮想粒子はポテンシャルを転げ落ちる。

準安定状態 (meta-stable state) のポテンシャル井戸から脱出する過程 (escape event) と等価であることがわかる。

3.2 巨視的量子トンネル現象

図 1(d) 及び式 3 で見たように、ジョセフソン接合は揺らぎや散逸等の外界からの影響が一切無視できる場合には、臨界電流値 I_c で電圧状態へスイッチする。しかし現実の系では必ず揺らぎが存在するので、実際にはその揺らぎにより I_c よりも手前でスイッチする。熱揺らぎが大きい温度では、粒子はこのポテンシャルを熱活性によって超えていく (図 2(a))。一方、熱揺らぎが量子揺らぎと同程度になると、粒子はポテンシャルをトンネルし始める (図 2(b))。先に述べたようにクーパー対の位相は巨視的変数であるので、この現象は巨視的量子トンネリング (Macroscopic Quantum Tunneling, MQT) と呼ばれている。MQT は Voss と Webb が Nb のジョセフソン接合において初めて観測した [3]。

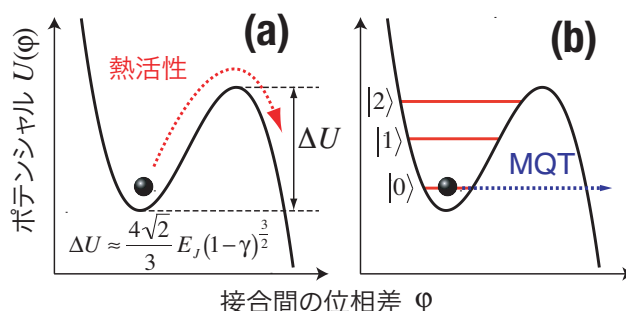


図 2 電流バイアスされたジョセフソン接合における 2 つの脱出過程の概略図: 熱活性 (a) 及び巨視的量子トンネリング (MQT, (b))。MQT 領域ではポテンシャル井戸に量子化された準位が形成される。(ここでは便宜的に第二励起状態までを示した。)

量子効果が支配的になると、調和振動子の場合と同様にポテンシャル中に量子化準位が形成される (図 2(b))。MQT 確率はこの準位間で指数関数的に異なり [4, 5, 14]、この特徴を利用して位相制御型量子ビットへと応用できることが最近実験的に示された [15, 16]。従って MQT の研究は、巨視的に現れる量子現象という物理的な興味とともに、量子コンピュータへの応用を期待されて進められてきた。しかしながら、MQT が起こる温度は金属超伝導体を用いた人工的なジョセフソン接合の場合 100 mK 以下であり、希釈冷凍機が必要な極低温であった。

3.3 固有ジョセフソン接合

1986 年に Bednorz と Müller によって発見された銅酸化物高温超伝導体 [17] は、従来の金属超伝導体よりもかなり高い超伝導転移温度を持っており、その超伝導発現メカニズムに関しては現在も尚議論の最中にある。ここではそのようなメカニズム解明に関連した研究には触れないが、本研究の中で極めて重要な固有ジョセフソン効果についてのみ簡潔に述べる。

図 3 の a に、高温超伝導体の典型物質とも言える $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO) の結晶構造を示す。非常に異方性が強い層状構造であり、超伝導を担う CuO_2 層と絶縁体的な Bi_2O_2 層が交互に積層している。この構造を図 3b に模式的に示す。一見して分かるように、超伝導と絶縁体の積層、即ちジョセフソン接合が c 軸方向に天然に積層している。この結晶構造に天然に積層したジョセ

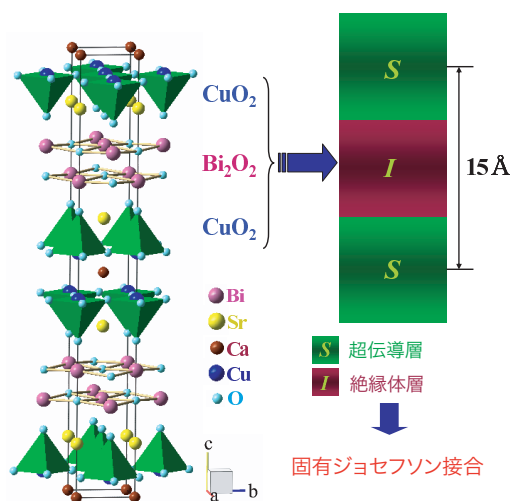


図 3 銅酸化物高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO) の結晶構造と固有ジョセフソン接合の概念図。

フゾン接合は一般に固有ジョセフソン接合と呼ばれている。固有ジョセフソン接合は結晶構造に由来し、原子スケールでフラットな非常にクリーンな接合である。このクリーンな構造に加え、高温超伝導体の大きな超伝導ギャップに起因して、金属超伝導体を用いて人工的に作成されたジョセフソン接合よりも臨界電流密度が一般に大きい。

4 実験

4.1 試料作製

応募者らはこれまで研究が多くなされてきた BSCCO だけではなく、 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ (LSCO) にも注目した。LSCO の固有ジョセフソン接合は CuO_2 層と $\text{La}(\text{Sr})_2\text{O}_2$ 層で構成されている (図 4(a) 参照)。MQT は位相のトンネリングなので、接合内の電流密度は均一なことが前提である。従って MQT を観測するためには、ジョセフソン侵入長 λ_J (接合に電流がしみこむ深さ) と同程度まで試料を微細加工する必要がある。固有ジョセフソン接合の各パラメータ (絶縁層の厚さ、静電容量等) は物質固有の値なので、ジョセフソン侵入長も物質固有の値になる。高温超伝導体の λ_J の典型的な値は $0.1 - 1 \mu\text{m}$ である [18]。

固有ジョセフソン接合に関するこれまでの研究は専ら BSCCO を用いて行われてきた。その理由として、比較的単結晶が出来やすいことと、優れた劈開性を持つことの二つがあげられる。微細加工には薄い試料が必要なので、劈開性は特に重要な要素である。LSCO は高温超伝導体の中でもジョセフソンプラズマ振動数が高い物質の一つだが [19]、単結晶は固くて脆く、BSCCO のような劈開性はない。そのため微細加工が困難で、LSCO の微小固有ジョセフソン接合に関する実験の報告は意外に少ない。特に単結晶を用いた実験で、接合面積が $10 \mu\text{m}^2$ 以下の例は皆無であった。応募者らは LSCO は固いが ab 面に若干劈開性があることに目を付けた。まず c 軸方向に長い棒状に切り出し、これを折って数 100mm^2 の範囲で平坦な劈開面を得た。この領域を切り出すと、脆いことが幸いして薄い板状の破片が得られた。この試料に収束イオンビーム装置を用いて微細加工を施し、LSCO 微小固有ジョセフソン接合の作成に初めて成功した (図 4(b))。図 4(b) に示すように、2 本のスリットのオーバーラップ部分で電流は強制的に c 軸に流れ、固有ジョセフソン接合特性が測定できる (点線矢印)。この LSCO 微小接合のサイズは、 ab 面方向が $1.1 \times 1.3 \mu\text{m}^2$ 、 c 軸方向の厚さが約 $0.1 \mu\text{m}$ である [20, 21]。

4.2 測定

測定は図 5 に示す回路を用いて行った。ランプジェネレータから鋸型の波形 (図 5 中の DC) を発生させて試料に電流を印可し、スイッチング電流を測定した。このセットアップは量子ビット操作に必要なマイクロ波も照射できるようになっている (RF)。なお、試料の冷却にはヘリウム 3 冷凍機を用いた。

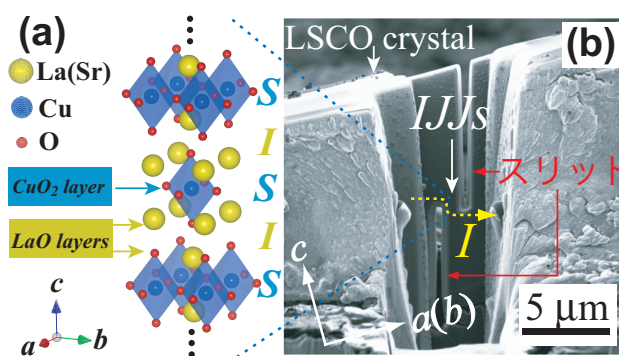


図 4 (a): $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ の結晶構造。超伝導を担う CuO_2 層と絶縁的な $\text{La}(\text{Sr})\text{O}$ 二重層が c 軸方向に交互に積層した固有ジョセフソン接合を形成している。(b): 微細加工後の走査イオン顕微鏡像。2 本のスリットのオーバーラップ箇所でのみ電流が c 軸に流れ (点線矢印)。この微小部分の固有ジョセフソン特性を測定出来る。

5 結果及び考察

5.1 LSCO における結果及び考察

作成した LSCO の微小 IJJs の 0.7 K における電流電圧特性を図 6(a) に示す [22]。スイッチング電流値 I_{sw} での鋭い電圧ジャンプと明瞭なヒステリシスを示し、固有ジョセフソン効果を観測できた。電圧状態へのスイッチングは、図 1 でのポテンシャルからの脱出に相当する。この脱出が熱活性か、或いは MQT かを実験的に決めるには、揺らぎを調べれば良い。即ち、スイッチング電流値を各

温度で繰り返し測定し、統計的な確率分布 $P(I_{sw})$ とその温度依存性を見れば良い。分布幅 (標準偏差) σ が温度変化しなければ、脱出は MQT だと見なすことができる。

図 6(b) に $P(I)$ の 0.5 - 7 K の測定結果を示す。7 K で非常に広がっている分布が、5 K 以下ではほとんど変化していない。これは 5 K 以下で MQT が実現していることを示唆している [22]。図 6(c) に示した分布幅の温度依存性を見ると、5.5 K 以下で分布幅は温度依存しなくなり、MQT が実現していると考えられる。高抵抗の同軸ケーブルや低温部でのフィルタ、熱アンカー等、測定回路にはノイズ対策を入念に施してある。また、バイアスの間隔を十分空けても同じ結果が得られたので、スイッチング時の発熱の影響もない。以上のことから、得られた実験結果は本質的な現象を捉えていると結論付けられる。従来の報告では、MQT へのクロスオーバー温度は高々 1 K 程度であることを考えると、5 K は非常に高温である。

仮想粒子のポテンシャル井戸からの脱出し易さを特徴付ける物理量は、脱出確率 Γ で与えられる。脱出確率の定義は単位時間当たりの脱出回数であり、従って単位は Hz である [23, 3, 24]。図 3a で示した $P(I_{sw})$ から、脱出確率の電流依存性 $\Gamma(I)$ を求めた (図 7(a))。ここで横軸の電流は、ポテンシャル障壁の高さと逆の意味を持つ (図 2(a) の式参照)。5 K 以下の MQT 領域では、脱出確率は単調に増加している (点線)。一方 6 K 以上の温度では、低電流側で脱出確率の増幅が見られ、2 つの状態がクロスオーバーしているように見える (4(a) の実線と矢印)。マイクロ波を照射して、量子化準位間の遷移を起こすとこれと良く似た現象が観測される

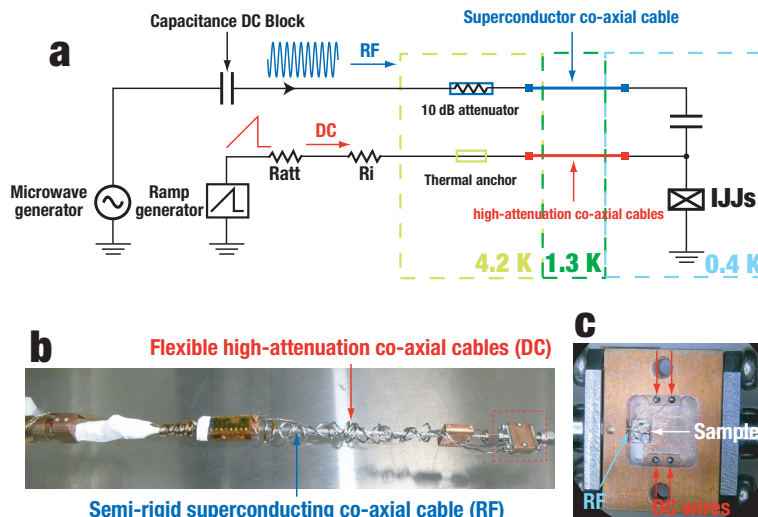


図 5 マイクロ波を導入したスイッチング電流分布測定システム。a: 全体の概略図。b: インサートプローブの写真。c: サンプルスペースの拡大写真。サンプル基板が置かれており、DC の配線と RF のコネクタピンをそれぞれ矢印で示した。

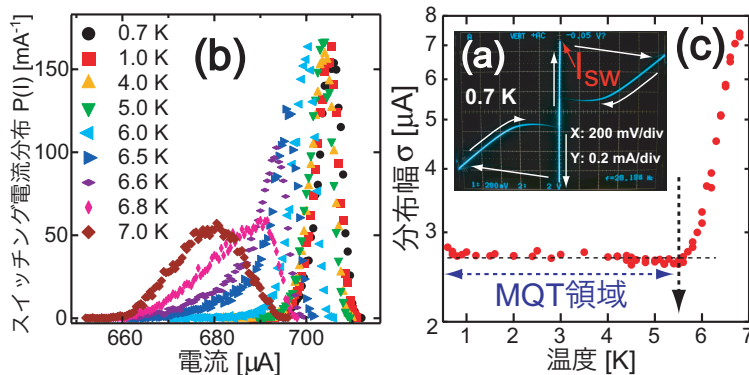


図 6 (a): 図 4(a) に示した微小 LSCO IJJs の電流電圧特性。ジョセフソン接合に特徴的な I_{sw} での電圧ジャンプとヒステリシスが明瞭に見られた。(b): 各温度におけるスイッチング電流の確立分布値 $P(I_{sw})$ 。各温度につき 10,000 回測定を行った。(c): 分布幅 (標準偏差) σ の温度依存性。5.5 K 以下で分布幅が温度依存しなくなり、MQT 領域であることが示唆される [22]。

[4, 5, 14] が、非照射の実験結果でこのように脱出確率が増幅される現象は前例がない。おそらく IJJs の多重積層効果が反映されているのだが、詳細はまだ明らかではない。以下に現時点での定性的解釈を述べる。

Machida と Koyama のモデル [25] によれば、 N 層積層した IJJs では位相の振動モードが N ある。このとき量子化準位は各モードを反映して、ちょうど縮退が解けたような格好になり、準位に幅を持つ (図 7(b))。この準位の幅は固有ジョセフソン接合間の電磁気的な結合の強さを表すカップリング定数 $\alpha_C = \frac{e\mu^2}{sd}$ [26] (ϵ , μ , s , d はそれぞれ絶縁層の誘電率、電化遮蔽長、超伝導層及び絶縁層の厚さである。) の値が大きいほど広がる (図 7(b) の式を参照)。LSCO の場合、 α_C は 1 から 3 程度と見積もられるので、この準位の幅はかなり広い。6 K 付近はまだ熱揺らぎが大きく仮想粒子を準位の上端の方へ熱的に励起することができる。脱出確率は基底状態からの高さに対して指数関数的に増大する [4, 14, 27] ので、熱励起されればトンネルしやすくなる (図 7(b))。つまり、低電流側の脱出確率の増幅は熱励起の助けを借りた MQT の可能性がある。高電流側ではポテンシャル障壁が低くなり、脱出過程が熱活性によっても起こりうることを考えると、増幅が低電流側にのみ見られることを定性的にだが説明できる。

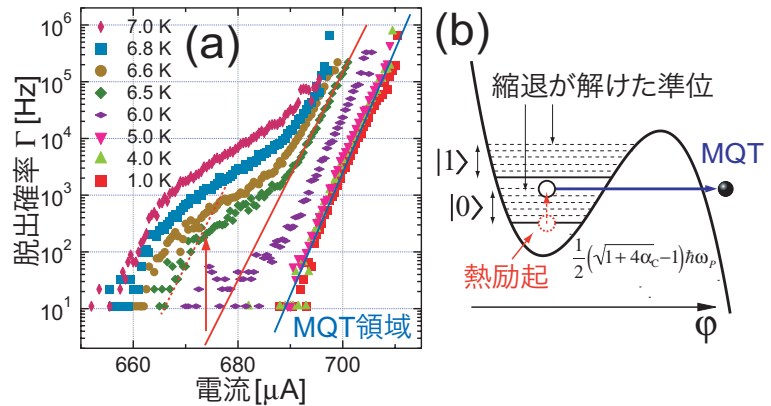


図 7 (a) 脱出確率の電流依存性。6 K 以上の温度で、低電流側に脱出確率の増幅が見られる (点線と矢印)。 (b) 多重積層した場合に形成される量子化準位 (Machida & Koyama のモデル [25])。量子化準位の縮退が解け、上の方に熱励起された後にトンネルする。

6 K 付近はまだ熱揺らぎが大きく仮想粒子を準位の上端の方へ熱的に励起することができる。脱出確率は基底状態からの高さに対して指数関数的に増大する [4, 14, 27] ので、熱励起されればトンネルしやすくなる (図 7(b))。つまり、低電流側の脱出確率の増幅は熱励起の助けを借りた MQT の可能性がある。高電流側ではポテンシャル障壁が低くなり、脱出過程が熱活性によっても起こりうることを考えると、増幅が低電流側にのみ見られることを定性的にだが説明できる。

5.2 BSCCO における結果及び考察

BSCCO に関しても LSCO と同様に、FIB 加工でマイクロサイズの固有ジョセフソン接合素子を作成してスイッチング電流分布を測定した。作成した BSCCO 固有ジョセフソン接合において得られた IV 特性を図 8 a に示す。以下で議論するこの BSCCO のスイッチング特性は、全て最初のスイッチング (図 8 a 中の矢印 1) に関してである。

図 8 b に BSCCO 固有ジョセフソン接合において得られたスイッチング電流の確率分布 $P(I_{sw})$ を示す。測定した温度範囲は 4.5 K - 0.4 K であり、温度の低下と共に分布幅が狭くなっていることが明瞭に示されている。図中の実線は理論から予想される分布であり、実験結果と非常に良く一致していることがわかる。この試料においては、MQT の温度領域は約 0.3 K 以下であることが解析により明らかになった。従って、応募者らの測定システムの最低温 0.4 K においても熱活性の温度領域である。

BSCCO の固有ジョセフソン接合に関しては、マイクロ

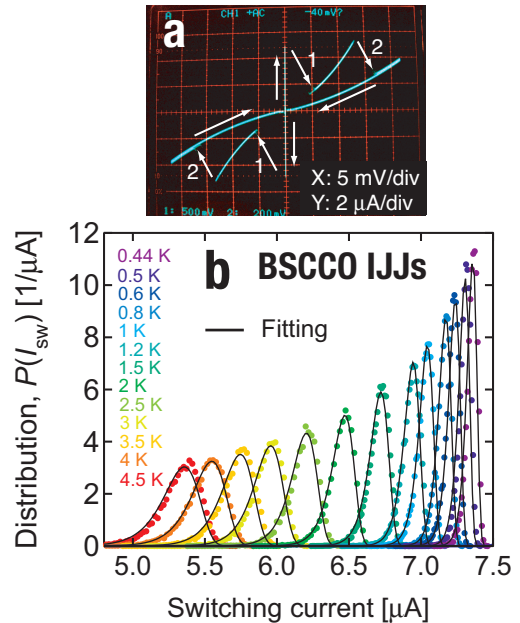


図 8 a: BSCCO 固有ジョセフソン接合の電流電圧特性。b: スwitching 電流分布の温度依存性。点が実験データで黒線が理論でフィッティングした結果である。

波照射下でのスイッチング測定も行った。図 9 に、スイッチング電流分布のマイクロ波強度 $P_{\mu W}$ 依存性を示す。この照射マイクロ波の周波数 $\nu (= \omega/2\pi)$ は 37 GHz である。マイクロ波強度を上げていくと、スイッチング電流分布は二つに分裂する。その後、再び細くなりながら低電流側にシフトしている。この結果は Wallraff らによる量子化準位間の遷移を観測した結果 [14] と非常に良く似ており、マイクロ波のパワーを上げていくに従って励起状態からトンネルする割合が増えているように見える。

マイクロ波照射によって分布が分裂する様子をより見やすくするために、 $\nu = 36$ 及び 36.5 GHz における同様の測定結果を図 10a 及び b に示す。ここで横軸が照射マイクロ波のパワー、縦軸がスイッチング電流であり、スイッチング電流分布値 $P(I_{sw})$ は色で示されている (図 10 右端の凡例を参照)。いずれも -30 dBm 付近でスイッチング電流分布が分裂し、その後分布が再び一つになり、細くなりながらピーク位置が低電流側へと少しずつシフトしていくことがわかる。この $P(I_{sw})$ のマッピング図も、金属超伝導体ジョセフソン接合において量子化エネルギー準位間の遷移を観測した過去の実験結果と非常に良く似ている。しかしここで注意すべきは、この BSCCO 固有ジョセフソン接合は応募者らの測定システムの最低温 (0.4 K) においても依然として熱活性領域にいることである。つまり一見して量子状態を反映しているこのマイクロ波照射下での実験結果は、別の現象の可能性が大きい。実は金属超伝導体ジョセフソン接合においては、これと良く似た実験結果が 2004 年に報告されている [28]。

紙面の都合上ここでは詳細について立ち入らないが、応募者らが観測したこれらの結果は、後述するように量子論を考えず、古典論のみで説明可能な現象だと考えられる。即ち、ポテンシャルがマイクロ波に揺すられ、仮想粒子のプラズマ振動と一致したときに共鳴が起こる。この古典共鳴現象は固有ジョセフソン接合においてはまだ報告されておらず、応募者らが世界で最初に見出したことになる。また、応募者らはジョセフソンプラズマ振動数より高い周波数のマイクロ波を照射しても共鳴が起こることを観測しており、これは古典共鳴が量子化準位遷移と大きく異なる特徴である。逆に考えると、これは量子と古典との判別方法になり得る。量子と古典との区別をいかにして行うか、といった問題はこの研究分野において近年盛んに議論されており [29, 30]、応募者らの今回の実験は初めてその効果的な方法を示した。

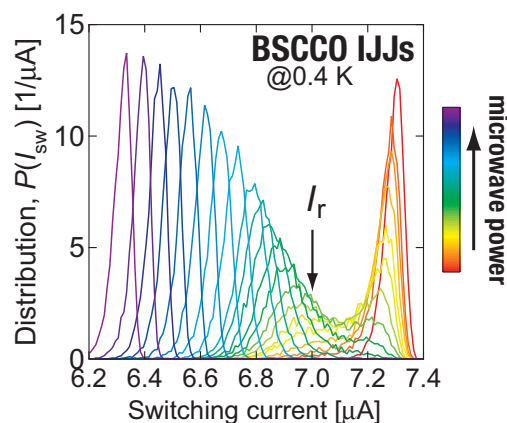


図 9 BSCCO におけるスイッチング電流分布のマイクロ波強度 $P_{\mu W}$ 依存性。右端がマイクロ波強度が弱く (赤)、左 (紫) に行く程強くなっていく。照射マイクロ波周波数は 37 GHz である。

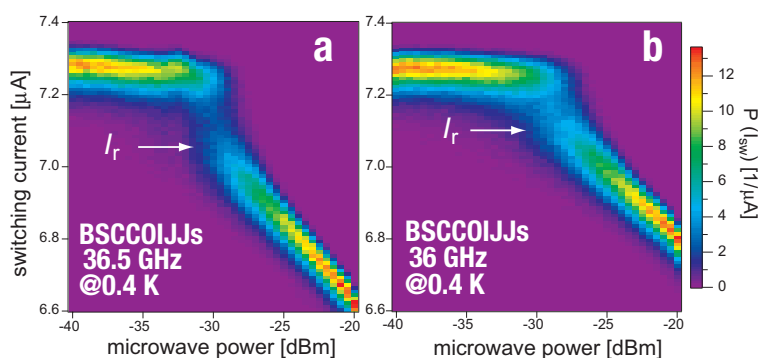


図 10 マイクロ波照射下でのスイッチング電流分布の二次元マッピング。横軸がマイクロ波の強度、縦軸がスイッチング電流であり、色がスイッチング電流分布 $P(I_{sw})$ の値を表している (右の凡例参照)。照射マイクロ波の周波数はそれぞれ、a: 36.5 GHz、及び b: 36 GHz である。

6 結論

以下に本研究で得られた結論を簡潔にまとめる。

1. BSCCO 及び LSCO の微小固有ジョセフソン接合の作成に成功した。
2. (サブ)ミクロンサイズの LSCO 固有ジョセフソン接合のスイッチング電流分布を測定し、高温での MQT 実現を示唆する結果を得た。
3. 多数積層した LSCO 固有ジョセフソン接合において、マイクロ波非照射時に脱出確率が増幅される現象を初めて見出した。
4. BSCCO 固有ジョセフソン接合に関してスイッチング電流分布を測定し、理論で良く説明できる結果が得られた。
5. BSCCO において、熱活性領域でマイクロ波照射実験を行った。その結果、量子化エネルギー準位観測の実験結果と非常に良く似た現象を固有ジョセフソン接合において初めて見出した。更に、ジョセフソンプラズマ振動数よりも高い周波数のマイクロ波を照射しても共鳴が起きることを初めて見出した。

ここで特筆すべきは、(1) の LSCO に関してはサブミクロンサイズまで接合サイズを小さく加工することに成功した例は これまで皆無だったことであり、本研究で初めて達成した。従って LSCO のスイッチング特性を詳細に調べたのも本研究が最初である。この点に関して、この分野の発展に実験研究として貢献したと言える。(2) に関しては、MQT が高い温度で実現する可能性を提案した。このことから、位相量子ビットの操作を希釈冷凍機が不要な温度でも実現する可能性を示した。(3) の結果は、積層した固有ジョセフソン接合における新規な量子現象である。この現象を定性的に理論で説明出来ることを示した。単純化したモデルで行ったシミュレーションからも定性的に一致した結果を得ることが出来た。(4) は、 I_c が非常に低い BSCCO の固有ジョセフソン接合において得られた結果である。このことは筆者らのシステムにおいて精密なスイッチング測定が可能であることの強い証拠である。(5) に関しては、準安定状態でのプラズマ振動とマイクロ波によるポテンシャルの振動が古典的に共鳴することが起源である可能性が高い。固有ジョセフソン接合系においてはこの古典共鳴の報告はまだなく、「マイクロ波による共鳴の観測を安易に巨視的量子現象と結論付けるべきではない」との注意を喚起する実験結果である。更に、ジョセフソンプラズマ振動数よりも高い周波数のマイクロ波を入射しても共鳴が起きることを初めて見出した。電流バイアスジョセフソン接合における量子準位間の遷移と古典共鳴の区別の問題は近年盛んに議論されており、これはその 有効な判別方法を提案した ことになる。

本研究は、銅酸化物高温超伝導体における巨視的量子現象及び量子ビットの実現を目指す研究分野において、これまで成功例がなかった実験を成功させた。また、量子現象に良く似た古典共鳴現象も見出した。解決すべき新たな課題も幾つか提案し、今後発展していくべき方向性を示したことになる。固有ジョセフソン接合における巨視的量子現象は新しい物理を含んでおり非常に興味深く、今後も更に理解が進むことが期待される。本研究がその発展に少しでも寄与できればと願う。

謝辞

本研究は、高野義彦、山口尚秀、津田俊輔(以上物材機構)、上田真也(東京農工大)、A.T.M.N. Islam (Hahn-Meitner 研)、田中功(山梨大)の各氏との共同研究です。また、有益な議論を頂いた川畑史郎

(産総研) 田中秋広(物材機構) 中村泰信(NEC) 小山富男(東北大) 掛谷一弘(京大) 太田健介(東京大)の各氏に感謝いたします(敬称略)。応募者は物質・材料研究機構のNIMSジュニア研究員として経済的援助を受けております。

参考文献

- [1] 高木伸. 巨視的トンネル現象. 岩波書店, Tokyo, 1997.
- [2] A. O. Caldeira and A. J. Leggett. Influence of dissipation on quantum tunneling in macroscopic systems. Phys. Rev. Lett., Vol. 46, p. 211, 1981.
- [3] Richard F. Voss and Richard A. Webb. Macroscopic quantum tunneling in 1- μm Nb Josephson junctions. Phys. Rev. Lett., Vol. 47, p. 265, 1981.
- [4] J. M. Martinis, M. H. Devoret, and J. Clarke. Energy-level quantization in the zero-voltage state of a current-biased Josephson junction. Phys. Rev. Lett., Vol. 55, p. 1543, 1985.
- [5] J. M. Martinis, M. H. Devoret, and J. Clarke. Experimental tests for the quantum behavior of a macroscopic degree of freedom: The phase difference across a Josephson junction. Phys. Rev. B, Vol. 35, p. 4682, 1987.
- [6] Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin, and J. S. Tsai. Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box. Nature, Vol. 398, p. 786, 1999.
- [7] P. W. Shor. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. Proceedings of the 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science, Vol. 20 - 22, p. 124, 1994.
- [8] M. A. Nielsen and I. L. Chuang. Quantum Computation and Quantum Information. Cambridge University Press, 2000.
- [9] John Clarke and Frank K. Wilhelm. Superconducting quantum bits. Nature, Vol. 453, p. 1031, 2008.
- [10] A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais, L. Frunzio, R. S. Huang, J. Majer, S. Kumar, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf. Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics. Nature, Vol. 431, p. 162, 2004.
- [11] R. J. Schoelkopf and S. M. Girvin. Wiring up quantum systems. Nature, Vol. 451, p. 664, 2008.
- [12] D. E. McCumber. Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of superconductor weak-link junctions. J. Appl. Phys., Vol. 39, p. 3113, 1968.
- [13] W. C. Stewart. Current-Voltage Characteristics of Josephson Junctions. Appl. Phys. Lett., Vol. 12, p. 277, 1968.
- [14] A. Wallraff, T. Duty, A. Lukashenko, and A. V. Ustinov. Multiphoton transitions between energy levels in a current-biased Josephson tunnel junction. Phys. Rev. Lett., Vol. 90, p. 037003, 2003.
- [15] J. M. Martinis, S. Nam, J. A., and C. Urbina. Rabi oscillations in a large Josephson-junction qubit. Phys. Rev. Lett., Vol. 89, p. 117901, 2002.
- [16] Y. Yu, S. Han, X. Chu, S.-I. Chu, and Z. Wang. Coherent temporal oscillations of macroscopic quantum states in a Josephson junction. Science, Vol. 296, p. 889, 2002.
- [17] J. G. Bednorz and K. A. Müller. Possible highTc superconductivity in the Ba-La-Cu-O system.

- Z. Phys B, Vol. B64, p. 189, 1986.
- [18] R. Kleiner and P. Müller. Intrinsic Josephson effects in high-Tc superconductors. Phys. Rev. B, Vol. 49, p. 1327, 1994.
- [19] K. Tamasaku, Y. Nakamura, and S. Uchida. Charge dynamics across the CuO₂ planes in La_{2-x}Sr_xCuO₄. Phys. Rev. Lett., Vol. 69, p. 1455, 1992.
- [20] Y. Kubo, T. Tanaka, Y. Takahide, S. Ueda, T. Okutsu, A.T.M. N. Islam, I. Tanaka, and Y. Takano. Intrinsic Josephson properties of La_{2-x}Sr_xCuO₄. Physica C, Vol. 468, p. 1922, 2008.
- [21] Y. Kubo, Y. Takahide, S. Ueda, S. Tsuda S. Ishii, A. T. M. N. Islam, I. Tanaka, and Y. Takano. Fabrication of a small number of sub-micron La_{2-x}Sr_xCuO₄ intrinsic Josephson junction stacks: Combination of focused ion beam etching and argon ion milling. to be submitted.
- [22] Y. Kubo, T. Tanaka, S. Ueda, S. Ishii, S. Tsuda, Y. Takahide, A.T.M.N. Islam, I. Tanaka, and Y. Takano. Observation of macroscopic quantum tunneling in La_{2-x}Sr_xCuO₄ intrinsic Josephson junctions. to be published in J. Phys.: Conf. Ser.
- [23] T. A. Fulton and L. N. Dunkleberger. Lifetime of the zero-voltage state in Josephson tunnel junctions. Phys. Rev. B, Vol. 9, p. 4760, 1974.
- [24] A. Barone, R. Cristiano, and P. Silvestrini. Supercurrent decay in underdamped Josephson junctions: Nonstationary case. J. Appl. Phys., Vol. 58, p. 3822, 1985.
- [25] M. Machida and T. Koyama. Collective dynamics of macroscopic quantum tunnelling in layered high-Tc superconductors. Supercond. Sci. Technol., Vol. 20, p. S23, 2007.
- [26] T. Koyama and M. Tachiki. *i-v* characteristics of Josephson-coupled layered superconductors with longitudinal plasma excitations. Phys. Rev. B, Vol. 54, p. 16183, 1996.
- [27] X. Y. Jin, J. Lisenfeld, Y. Koval, A. Lukashenko, A. V. Ustinov, and P. Müller. Enhanced macroscopic quantum tunneling in Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ intrinsic Josephson-junction stacks. Phys. Rev. Lett., Vol. 96, p. 177003, 2006.
- [28] N. Grønbech-Jensen, M. G. Castellano, F. Chiarello, M. Cirillo, C. Cosmelli, L. V. Filippenko, R. Russo, and G. Torrioli. Microwave-induced thermal escape in Josephson junctions. Phys. Rev. Lett., Vol. 93, p. 107002, 2004.
- [29] J. Lisenfeld, A. Lukashenko, M. Ansmann, J. M. Martinis, and A. V. Ustinov. Temperature dependence of coherent oscillations in Josephson phase qubits. Phys. Rev. Lett., Vol. 99, p. 170504, 2007.
- [30] S. N. Shevchenko, A. N. Omelyanchouk, A. M. Zagoskin, S. Savel'ev, and Franco Nori. Distinguishing quantum from classical oscillations in a driven phase qubit. New J. Phys., Vol. 10, p. 073026, 2008.