



高温超伝導体における巨視的量子トンネリング

佐藤 茂雄

高温超伝導体の結晶中に自然に形成されるジョセフソン接合を利用した量子ビットの実現が期待されている。しかし、量子ビット応用の観点から、これらの量子物性はまだ十分理解されているとはいえず、その解明が重要な課題となっている。本稿では、高温超伝導体の一つである Bi-2212 を用いた、巨視的量子トンネリングとマイクロ波による共鳴励起に関する実験結果を紹介し、高温超伝導体量子ビットに関する研究の現状について述べる。

Keywords : qubit, intrinsic Josephson junction, high- T_c superconductor, Bi-2212, macroscopic quantum tunneling, resonant activation

1. ま え が き

超伝導体量子ビットは、主に金属を利用した低温超伝導体を中心に研究開発が進んでいる。高温超伝導体ではいくつか提案があるものの、まだ実現例は報告されていない。しかしながら、高温超伝導体による量子ビットには高温動作や、結晶構造をそのまま利用したマルチビット実現などへの期待がある。一般に、銅酸化物高温超伝導体では、超伝導ギャップ Δ の異方性に依存した低エネルギー準粒子が存在するため¹⁾、これによるデコヒーレンスが懸念される。また、原子オーダーの超伝導層と絶縁層が交互に積層された結晶構造を有することから、ミクロな構造に起因する量子的効果を正確に理解する必要がある。よって、量子ビット実現に向けて、これら量子物性の理解が重要な課題となっている。

本稿では、銅酸化物高温超伝導体の一つである $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi-2212) を用いた巨視的量子トンネリングの実験^{2,3)} について紹介し、高温超伝導体量子ビット開発の現状について述べることにする。

2. 固有ジョセフソン接合

Bi-2212 結晶は他の銅酸化物高温超伝導体同様、図 1 に示すように、超伝導層と絶縁層が c 軸方向に積層された構造を有している。積層周期は約 1.5 nm と原子サイズのオーダーであり、また接合界面も同様に原子レベルの平坦性を保っている。数多く存在する銅酸化物高温超伝導体結晶の中でも特に Bi-2212 の結晶は、安定性および品質が優れており、結晶構造の欠陥に由来する散逸が非常に少ないと考えられる。上下 2 層の超伝導層とそれらに挟まれた絶

縁層 1 層はジョセフソン接合として働くことが知られており、固有ジョセフソン接合と呼ばれている。

電気測定を行うためには結晶から接合列を切り出す必要があり、加工方法として、メサ型⁴⁾、S 型⁵⁾ の二つが提案されている。メサ型では測定用電極をメサ上部に作製しなければならないため、接触抵抗による発熱が接合の特性に影響する^{6,7)} という問題が生じる。これに対して、S 型では接合から遠い結晶上に測定用電極が作製され、発熱の影響がなく良好な特性が得られる。図 1 の S 型試料では、集束イオンビームによる加工が施されており、切れ込みがオーバーラップする部分をジョセフソン接合列として動作させることができる。

接合列の c 軸方向に電流バイアスを行うと、図 2 のような電流-電圧特性が得られる。各接合の臨界電流を超える電流バイアスが加わると接合が順番にスイッチし、超伝導か

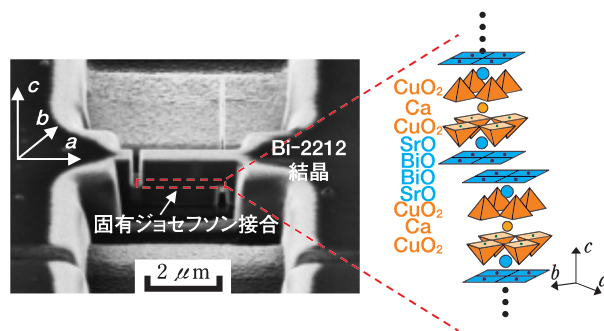


図 1 Bi-2212 結晶の走査型二次イオン顕微鏡像と結晶構造。 c 軸方向の電流-電圧特性を調べるために、集束イオンビームを使って S 型加工が施してあり、切れ込みがオーバーラップする部分に 20 個程度の固有ジョセフソン接合がある。

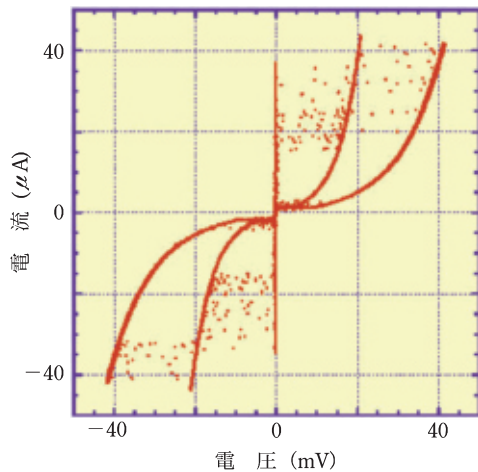


図2 固有ジョセフソン接合列の電流-電圧特性の例. 三角波バイアス電流を繰り返し印加し, 電圧を測定している. 各接合の臨界電流を超えると電圧が発生するため, このようなブランチ構造が観測される. 図から, スイッチング電流にばらつきがあることがわかる.

ら常伝導への転移が起こる. このとき各接合に有限の電圧が発生するため, 図のような特性になる. 図では二つ目の接合までしか示されていないが, バイアス電流を増やせばより多くのブランチを確認することができる. おおのこのブランチが接合1個に対応するため, ブランチの数から接合列を構成する接合の数を知ることができる. 現状の加工精度では単接合を切り出すことは不可能であり, 通常20個程度の接合を接合列として利用している.

図2に示された特性は接合列全体としての特性であり, 単接合の場合とは異なる. しかし, バイアス電流が小さい領域では臨界電流が最も小さい接合の特性が支配的であり, 単接合の特性を調べることが可能である. 一方, 2番目に小さい臨界電流をもつ接合を調べようとすると, 先に1番目の接合がスイッチするため, 熱的な影響を受け, 接合固有の特性を得ることは難しい^{6,7)}.

3. スイッチング電流分布

ジョセフソン接合は量子ビットを実現するための基本デバイスであり, その振る舞いは, 洗濯板型ポテンシャル中の仮想粒子の運動として理解される. 超伝導層間の秩序パラメーターの位相差を θ として, 運動方程式は次式で与えられる^{8,9)}.

$$C\left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2 \frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{1}{R}\left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2 \frac{d\theta}{dt} = -\frac{\partial U(\theta)}{\partial \theta} \quad (1)$$

ここでポテンシャル $U(\theta)$ は,

$$U(\theta) = -\frac{I_c \Phi_0}{2\pi} \left(\frac{I}{I_c} \theta + \cos \theta \right) \quad (2)$$

であり, R , C は接合の抵抗と静電容量である. また, I , I_c はそれぞれバイアス電流, 臨界電流を表し, さらに Φ_0 は磁束量子と呼ばれる量で $\Phi_0 = h/2e$ の関係がある. R が無限大のときの仮想粒子の角周波数は, $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c / \Phi_0 C} (1 - I^2 / I_c^2)^{1/4}$ で与えられる. なお, θ が各層内 ab 面方向で変化

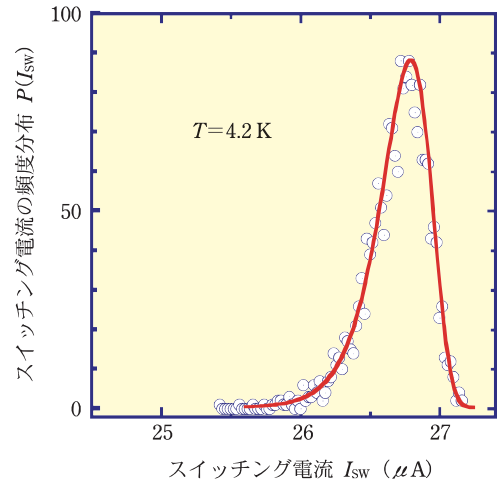


図3 スイッチング電流の頻度分布の例. 固有ジョセフソン接合列にランプ波電流をバイアスし, 電圧が発生したときのスイッチング電流を繰り返し記録し, 頻度分布を求めている. 測定温度は4.2 Kであり, 最も小さい臨界電流 $I_c = 30.4 \mu A$ をもつ接合の特性を反映している.

しないよう, 接合サイズはジョセフソン侵入長より小さくする必要があります.

バイアス電流 I の大きさは洗濯板型ポテンシャルの傾きに対応し, あるしきい値 (臨界電流) を超えると, ポテンシャル障壁が十分小さくなり, 仮想粒子はポテンシャルを転がり落ちるようになる. 仮想粒子がポテンシャル井戸から脱出するメカニズムには2種類あり, 古典的な熱励起脱出¹⁰⁾と量子トンネリング^{11,12)}である. 後者は θ が巨視的な変数であることから, 巨視的量子トンネリングと呼ばれる. 両者とも確率過程であり, スイッチングが起きるときのバイアス電流 (スイッチング電流 I_{sw}) はある頻度分布に従うことになる. 実際にスイッチング時の電流を測定すると, 図3に示すようなスイッチング電流の頻度分布 $P(I_{sw})$ が得られる.

筆者らの実験では, 電磁波遮蔽室内の希釈冷凍機に試料を設置し, 四端子法を用いて電流-電圧を測定している. バイアス電流を低周波ランプ波で掃引し, 電圧が発生したときのバイアス電流, すなわちスイッチング電流をA/D変換器を使って記録している. 測定精度を高めるためには, 試料への熱およびノイズの流入をできる限り抑制する必要があり, 各温度ステージにローパスフィルターを導入することや, 抵抗の大きい配線材を利用すること, 高周波ノイズ除去を目的として銅粉フィルターを導入することが必須である. こうした低温での測定技術は, 文献13, 14に詳しい.

4. 巨視的量子トンネリング

温度を変えながらスイッチング電流の分布幅 (標準偏差) σ をプロットすると, 低温側では量子トンネリングが支配的になるため, σ が一定になる. 逆に, 高温側では熱励起の特性を反映して, 温度 T の $2/3$ 乗に比例する特性が得られる¹⁰⁾. 実際の実験結果を図4に示す. 熱励起脱出と量子トン

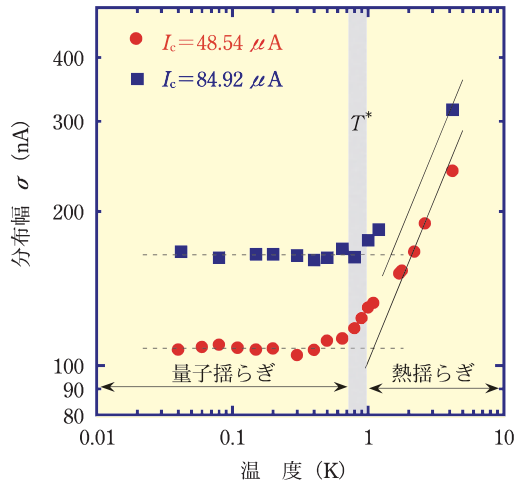


図4 スイッチング電流の分布幅の温度依存性。臨界電流 I_c の違う二つの接合についてプロットしてある。どちらの場合も、低温側では分布幅が温度に関係なく一定になっており、量子トンネリングが起きていることが確認できる。約1 K以上では熱励起が、逆に約1 K以下では量子トンネリングがそれぞれ支配的であり、両者が拮抗する温度は、クロスオーバー温度 T^* と呼ばれる。

ネリングが拮抗する温度はクロスオーバー温度 T^* と呼ばれ、図4では約1 K以下で巨視的量子トンネリングが起きていることがわかる。

川畑らの理論的結果¹⁵⁾が示すように、低エネルギー準粒子の影響は、巨視的量子トンネリングを阻害するほど大きくはなく、このような温度領域では、位相差 θ を量子変数として利用することが可能である。なお、図4に示した筆者らのBi-2212を用いた結果²⁾以外に、Bauchら¹⁶⁾により、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Y-123)でも、約40 mK以下で巨視的量子トンネリングが観測されている。

5. 位相量子ビットとマイクロ波共鳴

図5に示すように、バイアス電流を調整すると三つのエネルギー準位が存在するポテンシャル井戸を実現することができ、これらのエネルギー準位を利用した量子ビット(位相量子ビット)がMartinisら¹⁷⁾によって提案されている。エネルギー差に相当する角周波数 ω_{01} 、もしくは ω_{12} をもつマイクロ波を照射することにより、量子状態を制御することが可能である。共鳴周波数はポテンシャルの式から求めることができるが、バイアス電流が大きくなると非調和型となり、上の準位に行くほど、エネルギー差および共鳴周波数が小さくなる。準位によって共鳴周波数が変わるため、選択的に状態を遷移させることができ、量子ビットとしての動作が可能になる。

巨視的量子トンネリングの観測は、量子ビット応用のための必要最低条件であり、次の段階として、エネルギー準位の観測が課題になる。共鳴条件を満足するマイクロ波を照射した状態で前章と同様の測定を行うと、基底状態から上の準位への励起が起これ、結果として、スイッチング電流が減少する。図6に、シングルフォトンによる共鳴実験

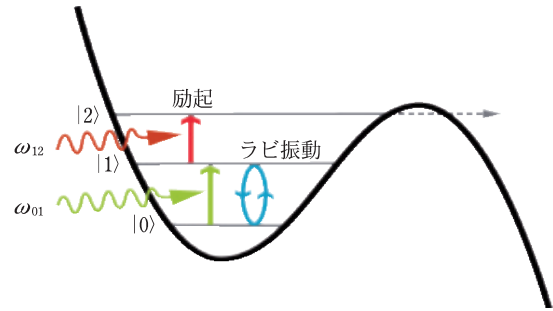


図5 位相量子ビット。バイアス電流を調整することにより、3準位を有するポテンシャル井戸を実現できる。基底準位と第1励起準位が量子ビットの $|0\rangle$ と $|1\rangle$ にそれぞれ対応し、角周波数 ω_{01} のマイクロ波によって状態を制御できる(ラビ振動)。状態を観測するには、角周波数 ω_{12} のマイクロ波を照射し、電圧が発生するかどうかを見ればよい。元の状態が $|1\rangle$ であれば、励起により $|2\rangle$ に遷移し、容易に量子トンネリングが起これ、電圧が発生する。逆に、元の状態が $|0\rangle$ であれば励起は起これず、電圧は発生しない。

の結果を示す。マイクロ波電力を増加していくと、あるところでスイッチング電流が小さくなり、励起準位からトンネリングが起きていることが確認できる。

マイクロ波照射がある場合とない場合のスイッチング電流分布 $P(I_{sw})$ の差から共鳴曲線を求めることが可能で¹⁸⁾、この接合の Q 値は約70程度であることが確かめられる。共鳴角周波数 ω_{01} と ω_{12} の差は、バイアス電流によって制御可能であるため、一見、 Q 値が小さくても所望の状態遷移を行うことが可能なように思える。しかし実際は、バイアス電流を過剰に大きくすると、基底準位からも容易にトンネリングすることになり、励起準位からのものと区別ができなくなる。こうした理由から、図6の結果は、まだ量子ビット動作に対し十分なものではない。筆者らの測定系ではマイクロ波と試料の結合が弱く、 Q 値の低下を引き起こしている可能性が高く、アンテナなどの改良は今後の課題となっている。

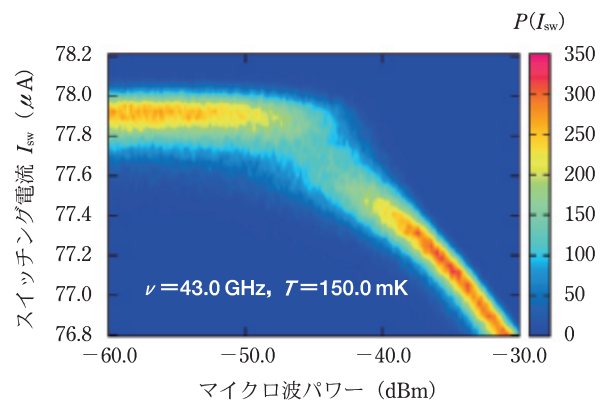


図6 固有ジョセフソン接合の共鳴特性。マイクロ波照射時のスイッチング電流分布の変化を示している。照射マイクロ波の電力がある値を超えると、量子状態の励起が起これ、スイッチング電流が減少することが確認できる。接合の臨界電流 I_c は $80.5 \mu\text{A}$ 、照射マイクロ波の周波数 ν は 43.0 GHz 、測定温度は 150.0 mK である。

6. 接合列ダイナミクス

ここまでは、接合列中の最も小さい臨界電流をもつ単一接合の特性について述べたが、これらの結果は金属を使ったジョセフソン接合と定量的な違い以外に変わるところはない。固有ジョセフソン接合を量子ビットに応用するうえで考慮しなければいけないもう一つの点は、原子オーダーの積層構造を有する接合列としての振る舞いである。

町田ら^{19,20)}は、最近接以外も含む層間の電磁結合がダイナミクスに影響を与えることを理論的に指摘している。また、Jinら²¹⁾は臨界電流が均一な接合列を使って、巨視的量子トンネリングの特性を調べ、ポテンシャルからの脱出頻度が、接合数を N として理論値の N^2 倍になることを報告している。接合が互いに独立であれば N 倍となるが、 N^2 倍となることから、層間結合の存在を示唆する結果となっている。層間結合とその結果生じるダイナミクスの解明は、量子ビット動作を実現するうえで重要な課題である。

高温超伝導体における巨視的量子トンネリングの観測は2005年以降に報告されているが、金属超伝導体ではVossとWebbにより1981年に報告されている²²⁾。彼らの結果では、量子領域におけるスイッチング電流分布の分布幅 σ の値が理論値より小さくなっており、これがCaldeiraとLeggettにより理論予測された環境体との相互作用の効果^{11,12)}であると結論づけている。なお、筆者らの結果では、このような効果は確認できていない。逆にいくつかの試料では、理論値よりも若干大きい σ が得られており、未知の効果が潜んでいる可能性がある。

7. お す び

本稿では、高温超伝導体の量子ビットに向けての最近の実験結果について報告した。結晶中に自然に形成されるジョセフソン接合は、マルチビット実現やコヒーレント動作において優位性がある。物性に関する知見がまだ十分ではないものの、これらの研究はまだ入り口にあるといえ、今後の展開が期待される。また実用に向けては、関連する高周波回路技術の確立や、量子計算アルゴリズムの適用など、周辺技術の整備も重要な課題になると予想される。

謝 辞

本研究は、科学研究費補助金 (No. 18310096) の助成を受けたものである。

文 献

- 1) D. J. V. Harlingen : Rev. Mod. Phys. **67**, 515 (1995).

- 2) K. Inomata, S. Sato, K. Nakajima, A. Tanaka, Y. Takano, H. B. Wang, M. Nagao, T. Hatano and S. Kawabata : Phys. Rev. Lett. **95**, 107005 (2005).
- 3) S. Sato, K. Inomata, M. Kinjo, N. Kitabatake, K. Nakajima, H. B. Wang and T. Hatano : IEICE Trans. Electron. **E90-C**, 599 (2007).
- 4) R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel and P. Müller : Phys. Rev. Lett. **68**, 2394 (1992).
- 5) S.-J. Kim, Yu. I. Latyshev and T. Yamashita : Appl. Phys. Lett. **74**, 1156 (1999).
- 6) H. Kashiwaya, T. Matsumoto, H. Shibata, S. Kashiwaya, H. Eisaki, Y. Yoshida, S. Kawabata and Y. Tanaka : <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0609615v2> (2006).
- 7) K. Ota, K. Hamada, R. Takemura, M. Ohmaki, T. Machi, K. Tanabe, M. Suzuki, A. Maeda and H. Kitano : <http://arxiv.org/abs/0807.1194v1> (2008).
- 8) W. C. Stewart : Appl. Phys. Lett. **12**, 277 (1968).
- 9) D. E. McCumber : J. Appl. Phys. **39**, 3113 (1968).
- 10) H. Kramers : Physica **4**, 284 (1940).
- 11) A. O. Caldeira and A. J. Leggett : Phys. Rev. Lett. **46**, 211 (1981).
- 12) A. O. Caldeira and A. J. Leggett : Ann. Phys. **149**, 374 (1983).
- 13) 大塚洋一, 田沼静一, 家 泰弘 編: メゾスコピック伝導, 第4章, p. 295 (共立出版, 1999).
- 14) A. Wallraff, A. Lukashenko, C. Coqui, A. Kemp, T. Duty and A. V. Ustinov : Rev. Sci. Instrum. **74**, 3740 (2003).
- 15) S. Kawabata, S. Kashiwaya, Y. Asano and Y. Tanaka : Phys. Rev. **B 70**, 132505 (2004).
- 16) T. Bauch, F. Lombardi, F. Tafuri, A. Barone, G. Rotoli, P. Delsing and T. Claeson : Phys. Rev. Lett. **94**, 087003 (2005).
- 17) J. M. Martinis, S. Nam and J. Aumentado : Phys. Rev. Lett. **89**, 117901 (2002).
- 18) J. Clarke, A. N. Cleland, M. H. Devoret, D. Esteve and J. M. Martinis : Science **239**, 992 (1988).
- 19) M. Machida, T. Koyama and M. Tachiki : Phys. Rev. Lett. **83**, 4618 (1999).
- 20) M. Machida and T. Koyama : Physica **C 463/465**, 84 (2007).
- 21) X. Y. Jin, J. Lisenfeld, Y. Koval, A. Lukashenko, A. V. Ustinov and P. Müller : Phys. Rev. Lett. **96**, 177003 (2006).
- 22) R. F. Voss and R. A. Webb : Phys. Rev. Lett. **47**, 265 (1981).

(2008年8月21日 受理)



きとう しげお
佐藤 茂雄

1994年東北大学大学院情報科学研究科システム情報科学専攻博士課程修了。94~95年日本学術振興会特別研究員。96年東北大学電気通信研究所助手, 02年同助教授, 07年同准教授, 現在に至る。00~03年科学技術振興事業団さきがけ研究員を兼任。