

高温超伝導量子計算機に関する基礎的研究

東北大学電気通信研究所

佐藤 茂雄

1. はじめに

微細加工技術の発展に伴い原子スケールでのデバイス作製が可能になってきている。そのような極微小領域では電子が波動的に振舞うなど量子力学的ダイナミクスが発現し、これを利用した情報処理が開発されつつある。周知のとおり量子力学で支配される系では状態の重ね合わせが許されるため、複数の状態を一度にテストすることが可能であり、ある種の問題に対して驚異的な計算能力を示すことが知られており、量子計算機の実現が期待されている[1]。Shor によって提案された因数分解アルゴリズム[2]はインターネットなどで使われている暗号を解読することができるとして特に有名である。

さて、量子計算機の情報単位は量子ビットと呼ばれる。実体は量子井戸中の電子や磁場中のスピンなど量子系のエネルギー二準位であり、一般のデジタルビットとは違い0と1の重ね合わせが許される。デバイス実現のためには環境とよく隔離された量子系を用意する必要があり、様々な手法が提案されている。その中で本研究でも利用している超伝導現象は巨視的な量子現象であるため、比較的容易に二準位系を構築することができる。また、酸化物高温超伝導体を用いることで耐ノイズ性を高められるだけでなく、金属系の低温超伝導体と比べて高温動作が期待できる。本稿ではBi-2212固有ジョセフソン接合における巨視的量子トンネルの観測について報告し、量子ビット実現への見通しについて紹介する。

2. ジョセフソン接合の物理

図1に示す定電流バイアスされたジョセフソン接合のダイナミクスは、洗濯板型周期的ポテンシャル中の粒子の運動に近似することができる。まず図1の等価回路から、

$$I = C \frac{dV}{dt} + \frac{V}{R} + I_c \sin \delta \quad (1)$$

の関係が成り立つ。ここで δ は電極を構成する超伝導体間の波動関数の位相差、 I_c は臨界電流

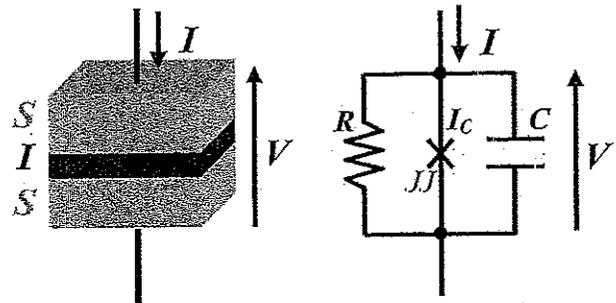


図1 ジョセフソン接合とその等価回路

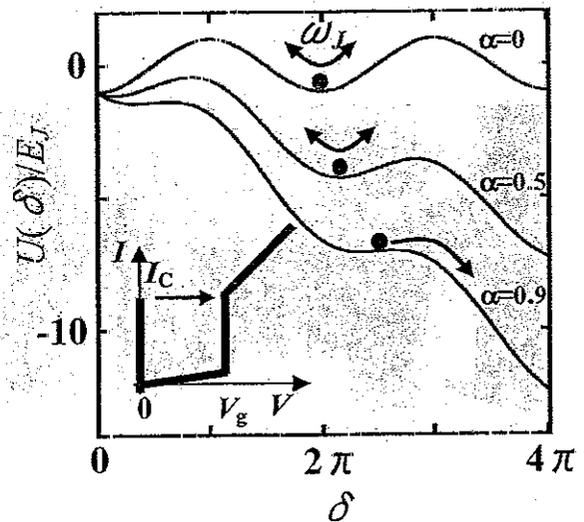


図2 ジョセフソン接合の運動の様子

であり、右辺第3項は直流ジョセフソン効果によるものである。これに交流ジョセフソン効果の式、 $\frac{d\delta}{dt} = \frac{2e}{\hbar} V$ を代入すると、

$$I - I_c \sin \delta = \frac{\hbar C}{2e} \frac{d^2 \delta}{dt^2} + \frac{\hbar}{2eR} \frac{d\delta}{dt} \quad (2)$$

となる。また左辺をポテンシャルに由来する力と考えるとそのポテンシャルは

$$U(\delta) = -E_J (\alpha \delta + \cos \delta) \quad (3)$$

となる。ただし、 $E_J = \frac{I_c \Phi_0}{2\pi}$, $\alpha = \frac{I}{I_c}$, $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$

である。式(2)はジョセフソン接合の振る舞いが、式(3)で示されるポテンシャルを運動する粒子のそれと同じであることを示している。超伝導

状態では粒子はポテンシャル井戸中に閉じ込められている。一方バイアス電流を増やすことにより徐々にポテンシャルは浅くなり粒子は洗濯板を転がっていくことになる。この状態は超伝導が破れた状態に対応する。粒子がポテンシャル中に留まっている時、エネルギーは量子化されるため、これらのエネルギー準位のうち任意の二準位を利用することにより量子ビットを構成することができる。

3. 固有ジョセフソン接合と量子トンネル現象

金属系の超伝導体を利用する場合、ジョセフソン接合は通常、成膜、リソグラフィ、エッチングなど半導体プロセス同様に人工的に作製される。一方、層状構造の結晶である Bi-2212 では自然にジョセフソン接合が形成され、区別する意味で固有ジョセフソン接合と呼ばれている。下図は FIB により加工された Bi-2212 結晶であり、点線で囲まれた部分に 20 個程度のジョセフソン接合が形成されている。

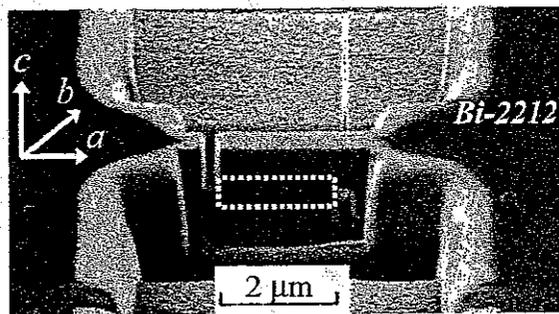


図3 Bi-2212 固有ジョセフソン接合

本ジョセフソン接合を量子ビットとして利用するためには、デバイスを極低温に冷却する必要がある。これは超伝導が発現する温度程度では熱的な擾乱が大きく、量子状態の観測や制御は不可能なためである。従ってバイアス電流を変化させたときのスイッチング電流分布を測定することにより、量子現象が発現する温度（臨界温度）を求める必要がある。スイッチング電流の分布は理論的に計算されており、熱雑音が支配的なサーマル（古典）領域と、量子トンネルが支配的な量子領域によってその振る舞いが変わってくるため（図4参照）、その境界の温度を臨界温度と特定することができる。金属系低温超伝導体の臨界温度については Voss と Webb の実験[3]を初めとしてよく調べられているものの、酸化物系高温超伝導体についてはほとんど報告例がなかった。その理由は、金属系超伝導体の超伝導ギャップが S 波的

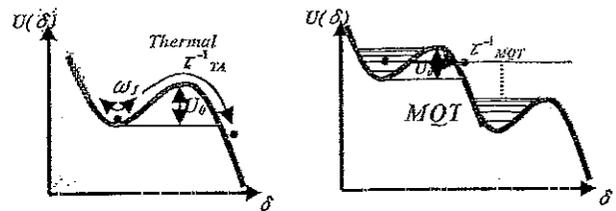


図4 古典的脱出(左)と量子的脱出(右)

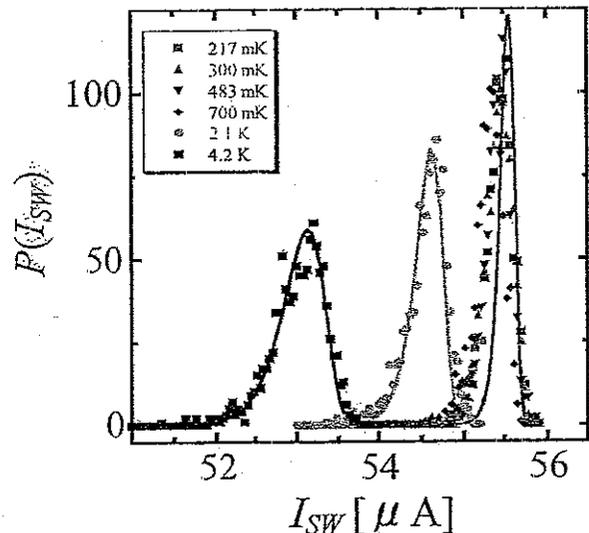


図5 スwitching電流分布

(等方的) でギャップが常に存在するのに対し、酸化物系超伝導体のそれが D 波的 (異方的) であるためにギャップが消滅する領域があり、いわゆる準粒子によるエネルギー散逸が量子現象の発現を阻害するという懸念があったためと考えられる。

4. スwitching電流分布と臨界温度[4]

図5に固有ジョセフソン接合を使って測定されたスイッチング電流分布を示す。測定温度が低温になるに従い、電流値が大きくなりかつ分布幅が小さくなっていることがわかる。700mK 以下ではほぼ電流値が飽和し、温度依存性が弱くなっていることから、スイッチングの原因として量子トンネルが支配的になっていることがわかる。さらに図6に示すように電流分布幅を温度に対してプロットするとこの状況はさらに明らかである。これらの結果は理論的に求められた結果とほぼ一致し、高温超伝導体固有ジョセフソン接合においても低温超伝導体同様の振る舞いを示すことがわかった。またこうした量子トンネルが発現する温度、臨界温度は低温超伝導体では 0.1K 程度であるのに対し、Bi-2212 では 1K 程度となった。これは超伝導ギャップが大きいということの反映であり、高温動作が可能であるだけでなく、外的

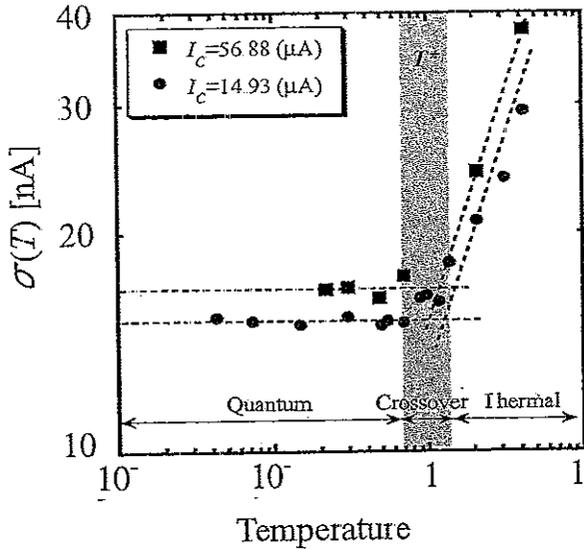


図6 スwitching電流分布幅の温度依存性

なノイズに対しても強いということ言うことができる。また前節で述べたように酸化物高温超伝導体ではノード準粒子によるエネルギー散逸が懸念されていたが、その影響が十分小さいということが実験的に証明された。このことは最近理論解析[5]によっても証明されてきている。なお高温超伝導体におけるこうした巨視的な量子トンネル現象はChalmersのグループ[6]によっても報告されている。

5. 今後の課題

本研究の成果は高温超伝導体の量子ビット応用の可能性を大きく広げるものであるが、これで量子ビットが実現されたわけではない。量子ビットとして利用するためには、状態遷移の制御方法や量子状態の観測方法に関する技術の確立が必要である。超伝導量子ビットはいくつかの手法が提案されているが、本研究の固有ジョセフソン接合に最も適しているのは超伝導位相量子ビットと呼ばれるものである[7]。この量子ビットの制御方法と観測方法を図7に

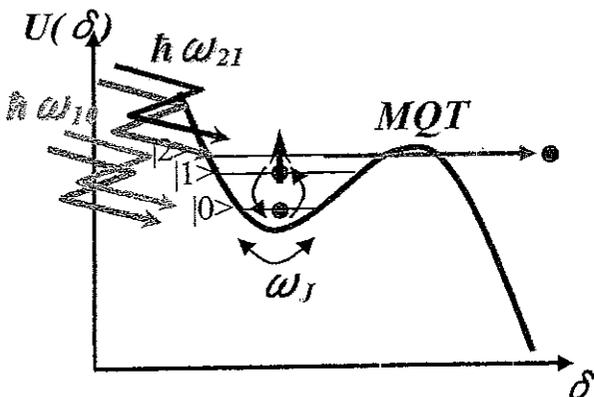


図7 位相量子ビット

示す。まず、ポテンシャル井戸中にトラップされる時のエネルギー準位が3つとなるようにバイアス電流を調整する。 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ が量子ビットとしての準位であり、 $|2\rangle$ は状態観測用の準位である。次に状態制御には外部から電磁波を照射する。 $|0\rangle$ と $|1\rangle$ の状態制御には ω_{10} の周波数、 $|1\rangle$ と $|2\rangle$ の状態制御には ω_{21} の電磁波を用いる。 ω_{10} を使った一定の量子ビット制御の後、 ω_{21} の電磁波を一定時間照射する。もし状態が $|1\rangle$ にあれば ω_{21} により $|2\rangle$ へ状態遷移し、さらに量子トンネル(MQT)によってスイッチングが起こる。この現象は電圧発生を伴うため観測可能である。逆に状態が $|0\rangle$ にあればスイッチングは起こらず電圧は発生しない。このような手順によって量子ビットの制御と状態観測が可能である。固有ジョセフソン接合では電磁波の周波数は数百GHzになるため、これを如何に安定にかつ効率的に印加することが今後の課題である。高い周波数はノイズに強い量子ビット特性の反映であり、このような技術を確認することが高温超伝導量子ビット実用化の鍵となると考えられる。

なお、量子計算機の実用に向けてはその計算アルゴリズムを開発することも重要な研究課題である。著者はニューラルネットワークの手法を取り入れた新しいアルゴリズムの提案を行っており、詳細については参考文献[8]を参照されたい。

参考文献

- [1] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, Quantum Computation and Quantum Information, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000
- [2] P. W. Shor, SIAM J. Computing, vol. 26, 1484, 1997.
- [3] R. F. Voss and R. A. Webb, Phys. Rev. Lett., vol. 47, 265, 1981.
- [4] K. Inomata, S. Sato, et al., Phys. Rev. Lett., vol. 90, 107005, 2005.
- [5] S. Kawabata, et al., Phys. Rev. B, vol. 70, 132505, 2004.
- [6] I. Bauch, et al., Phys. Rev. Lett. vol. 94, 087003, 2005.
- [7] J. M. Martinis, et al., Phys. Rev. Lett., vol. 89, 117901, 2002.
- [8] S. Sato, et al., Jpn. J. Appl. Phys. 1, Regul. Pap. Short Notes, vol. 42, p. 7169, 2003.