

物理科学雑誌

parity

第21巻第6号  
2006年6月1日発行  
毎月14日発行  
1986年3月7日第三種郵便物認可

ISSN 0911-4815

PHYSICS TODAY 提携

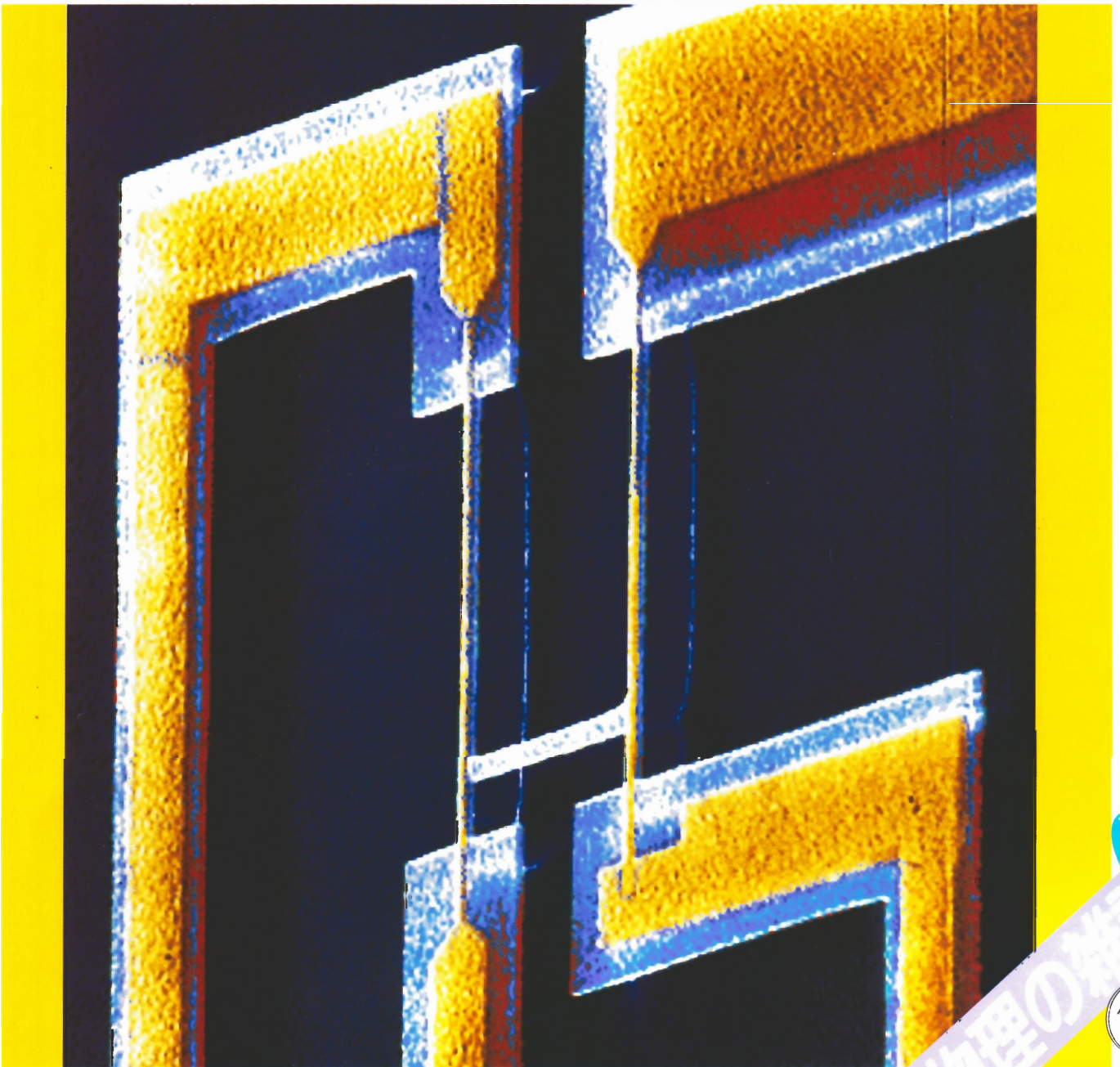
# パリティ

2006  
06

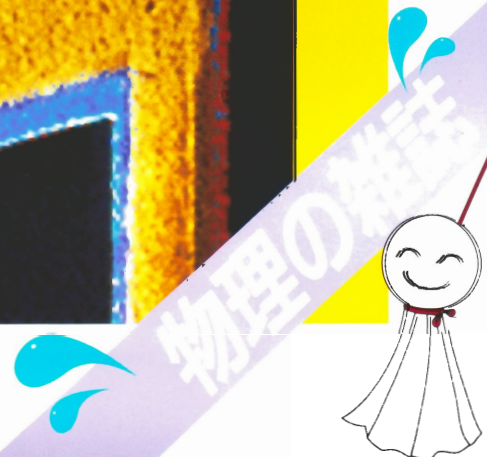
機械学派の量子力学 | ベンジャミン・フランクリンと避雷針

超伝導量子ビットと量子計算 | アインシュタインの間違い

分数量子ホール効果デバイスで量子計算が可能に? | スピンを用いた量子コンピューターへ第一歩



MARUZEN



physical science magazine

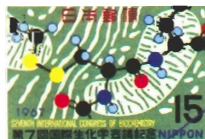
# パリティ

PHYSICS TODAY 提携

2006 parity  
06 Vol.21 No.06



このナノ電気機械振動子では、両端が支持された2組の梁が独立して駆動され、それらの動作は誘起した電気駆動力によって検出される。こうしたナノ電気機械構造が、検出器として、またそれ自体が研究の対象として、どのように量子限界に近づくか、より詳細な内容は、4ページからの解説記事「機械学派の量子力学」を参照。(Image courtesy of Y.-T. Yang and K. Ekinci, Caltech.)



〈今月の切手〉

微生物構造(上)。高峰譲吉(1854-1922)。日本・アメリカの化学者。デンプンの分解酵素タカシアスターゼを発見・製造し、世界で初めてアドレナリンの結晶化に成功した(下)。(万)

●編集長 大槻義彦

## articles

電子、準粒子、光子……すべての測定には、運動が含まれている  
機械学派の量子力学 K. C. シュワープ, M. L. ルークス 木塚徳志 訳 ——— 4

巨視的なもつれ合い状態の制御が、将来のテクノロジーの鍵を握る  
超伝導量子ビットと量子計算 J. Q. ユー, F. ノリ 大塚洋一 訳 ——— 14

インスピレーションの源としての数学への信仰は、彼を裏切った  
アインシュタインの間違い S. ワインバーグ 向山信治 訳 ——— 24

好奇心に駆られた基礎研究が、重要で実用的な恩恵をもたらした  
雷と王権を制した科学者フランクリン E. P. クライダー 橋本毅彦 訳 ——— 30

## news

分数量子ホール効果デバイスで量子計算が可能に? C. テイ 樋口三郎 訳 ——— 40

スピンを用いた量子コンピューターへ第一歩 C. テイ 家 泰弘 訳 ——— 44

ニュースダイジェスト P. F. シューウィ, B. P. スタイン, D. カステルヴェッキ ——— 50  
裏づけられたインフレーション/2次元の炭素, グラフェン/2次元の光, プラズモン ほか

## 今月のパリティ

### 素子の微細化と感度の著しい進歩によって拓かれる世界

ナノメートルのスケールで運動を検出し、励起するナノ電子機械構造体(NEMS)は、いまや量子力学の限界に到達しようとしています。NEMSを用いた実験により、量子力学の支配する微視的な領域と、古典力学の巨視的世界の境界が、なおいっそう浮き彫りになるかもしれません。(p.4)

### 回路の中に、シュレーディンガーの猫がいる?!

ふつうの原子と同じように離散的なエネルギー準位をもつ、超伝導回路の人工原子。それは究極の量子コンピューターへの道を拓くだけでなく、巨視的スケールで量子力学の検証をしたり、シリコンチップで原子物理の実験を行ったりするのに、利用することができるのです。(p.14)

# 超伝導量子ビットと量子計算

J. Q. ユー, フランコ・ノリ

2準位間の遷移を起こすあたかも原子のようなふるまいを、超伝導回路がする場合がある。そのような超伝導回路を使えば巨視的スケールでの量子力学の検証が可能であり、シリコンチップで原子物理の実験も行える。

† 「今月のキーワード」(p.49) 参照。

量子ビット(キュービット, qubit)<sup>†</sup>は量子情報処理の基本ユニットである。複数の2準位系における状態の重ね合わせによって生じる量子並列性とエンタングルメント(量子もつれ合い)を利用すれば、通常のコンピューターでは現実的時間内にはとうてい解くことのできない大きな数の素因数分解や、大規模量子系のシミュレーションといった問題に取り組める究極の量子コンピューターを実現できると考えられている。

量子計算には、多数の量子ビット系の量子状態を準備し、操作し、読み出すことが必要である。したがって、量子ビットを個々に制御できなければならない。さらに、拡張性がある(スケラブルである)こと、つまり単純に量子ビットを増やすだけでより複雑な計算が可能で大きな回路を構築できることが必要である。固体量子ビットはこれらの要請に応えるものである。

幸いなことに、極微の固体素子は量子的な動作をする。導体のサイズを次第に小さくすると、電子の準連続的な伝導帯は離散的なエネルギー準位へと変わる。そのような例の1つが量子ドットである。量子ドットは数百万の原子からなる半導体や金属の小さな箱あるいは島であり、電子はその中に閉じ込められている。問題は、微視的自由度は環境と強く相互作用するため、島の中の電子状態はすぐに干渉性を失ってしまうこと(デコヒーレンス)にある。一方、大きな超伝導体では対状態にある多数の電子がたった1つの状態に凝縮する。この超伝導状態には巨視的な数の自由度が関与しており、より良好な量子コヒーレンスを示す。超伝導体のサイズを小さくすることによって超伝導状態と環境との結合が減り、

量子コヒーレンスをさらに改善することが可能になる。

超伝導回路を使った多様な実験によってさまざまなことがわかってきており、そこで使われた仕組みは量子情報を処理できる量子ビットの有力な候補であると考えられている(Physics Today 2002年6月号14ページ)。半ば当然ながら、小さな超伝導の島に閉じ込められた電子からなる人工原子とふつうの原子の間には深い類似性がある。つまり、ともに離散的なエネルギー準位をもち、これらの準位間でラビ(Rabi)振動とよばれるコヒーレントな振動を示す。ただし、ふつうの原子では可視光によって電子の状態変化が誘起されるのに対して、回路中の人工原子は電流や電圧、マイクロ波光子によって駆動される。つまり、それらが生成する電場や磁場によって、超伝導島電極ととなりの電極の間の電子のトンネルが制御される。回路におけるこれらの現象は、原子におけるシュタルク効果とゼーマン効果と相似なものである。

量子回路とふつうの原子の違いとして、環境とどれほど強く結合するかということがあげられる。この結合は原子では弱く、回路では強い。さらに、2つの系のエネルギースケールは異なる。原子が自然から与えられたものであるのに対して、人工原子においては、双極子モーメントを大きくしたり遷移周波数のある特定の値にするというように、その性質をリソグラフィ的に設計することができる。そのような設計可能性は人工原子の大きな優位性である。

ジョセフソン接合、つまりトンネル効果の起こる程度の薄い絶縁性の酸化膜によって2つの超伝導粒子あるいは

大塚洋一 訳

## Superconducting Circuits and Quantum Information

J. Q. You, Franco Nori

J. Q. You(jqyou@fudan.edu.cn) is a professor of physics at Fudan University in Shanghai, China. Franco Nori(nori@umich.edu) is a professor of physics and applied physics at the University of Michigan in Ann Arbor and the director of the Digital Materials Laboratory at Japan's Institute of Physical and Chemical Research(RIKEN).

Physics Today Vol. 58 No. 11  
© 2005 American Institute of Physics

超伝導電極が隔てられた系は、回路の中では非線形インダクタンスとして働く。この非線形性によってエネルギー準位の間隔に差が生じるため、エネルギーの低い2つの準位だけを外場で操作することができる。2つの重要なエネルギースケール、ジョセフソン結合エネルギー $E_J$ と単・クーパー対に対する静電クーロンエネルギー $E_C$ が、ジョセフソン接合回路の量子力学的動作を決める。ここで、 $E_J = I_C \Phi_0 / 2\pi$  ( $I_C$ は接合の臨界電流、 $\Phi_0 = h/2e$ は磁束量子)、 $E_C = (2e)^2 / 2C$  ( $C$ はジョセフソン接合あるいは島の静電容量)である。量子力学における通常の位置と運動量の双対性と同様、クーパー対波動関数の位相 $\phi$ とクーパー対の数 $n$ は共役な変数であり、ハイゼンベルクの不確定性関係 $\Delta n \Delta \phi \geq 1$ に従う。

コラム1に、 $E_J/E_C$ 比の異なる領域で実現されている4種類の量子ビットをまとめた。電荷量子ビットはクーパ

ー対数 $n$ がよく定義できる(位相は強くゆらぐ)電荷領域( $E_C \gg E_J$ )にある。いわゆる磁束量子ビットと位相量子ビットは、逆に位相 $\phi$ がよく定義できる( $n$ が強くゆらぐ)位相領域( $E_J \gg E_C$ )にある。さらに電荷・磁束量子ビットは中間領域 $E_J \sim E_C$ にあり、ここでは電荷と位相の自由度が2つながら重要な働きをする。

### 電荷量子ビットと電荷・磁束量子ビット

電荷量子ビットはクーパー対箱(Cooper-pair box, CPB)とよばれる小さな超伝導島電極を基礎としている。CPBは1つないし2つの弱いジョセフソン接合で外界とつながっており、ゲートコンデンサーを通じて電圧源によって駆動される(図1a)。CPBの動作を理解するために、配管モデルを考えよう。箱は水をためるタンク、われわれの場合は超伝導電子をクーパー対の形でため

るタンクである。これらの電荷はポンプ(電圧源)を使って箱から出し入れされる。この電荷はバルブ(ジョセフソン接合)を通して電荷の貯水池である超伝導線に運ばれる。1つの接合の代わりに並列接続された2つの接合、つまり対称な超伝導量子干渉計(SQUID)を使う場合がしばしばあり、SQUIDを貫く磁束 $\Phi_{ext}$ によってクーパー対が箱から出入りする頻度を制御することができる。

ゲート電圧 $V_g$ によって生じる箱のオフセット電荷が1電子電荷 $e$ にほぼ等しいとき、2つの電荷状態(|0>と|1>)だけが問題となる。これらは箱の中の余剰クーパー対数がそれぞれ0と1の状態である。このようにして、CPBは2準位量子系で記述され(コラム2を見よ)、2つのエネルギーの固有状態 $|±>$ は|0>と|1>の重ね合わせ状態になる。電荷量子ビットは電荷状態 $|0>, |1>$ , あるいは固有状態 $|+>, |->$ のいずれか

## コラム1 超伝導量子ビットのパラメーター

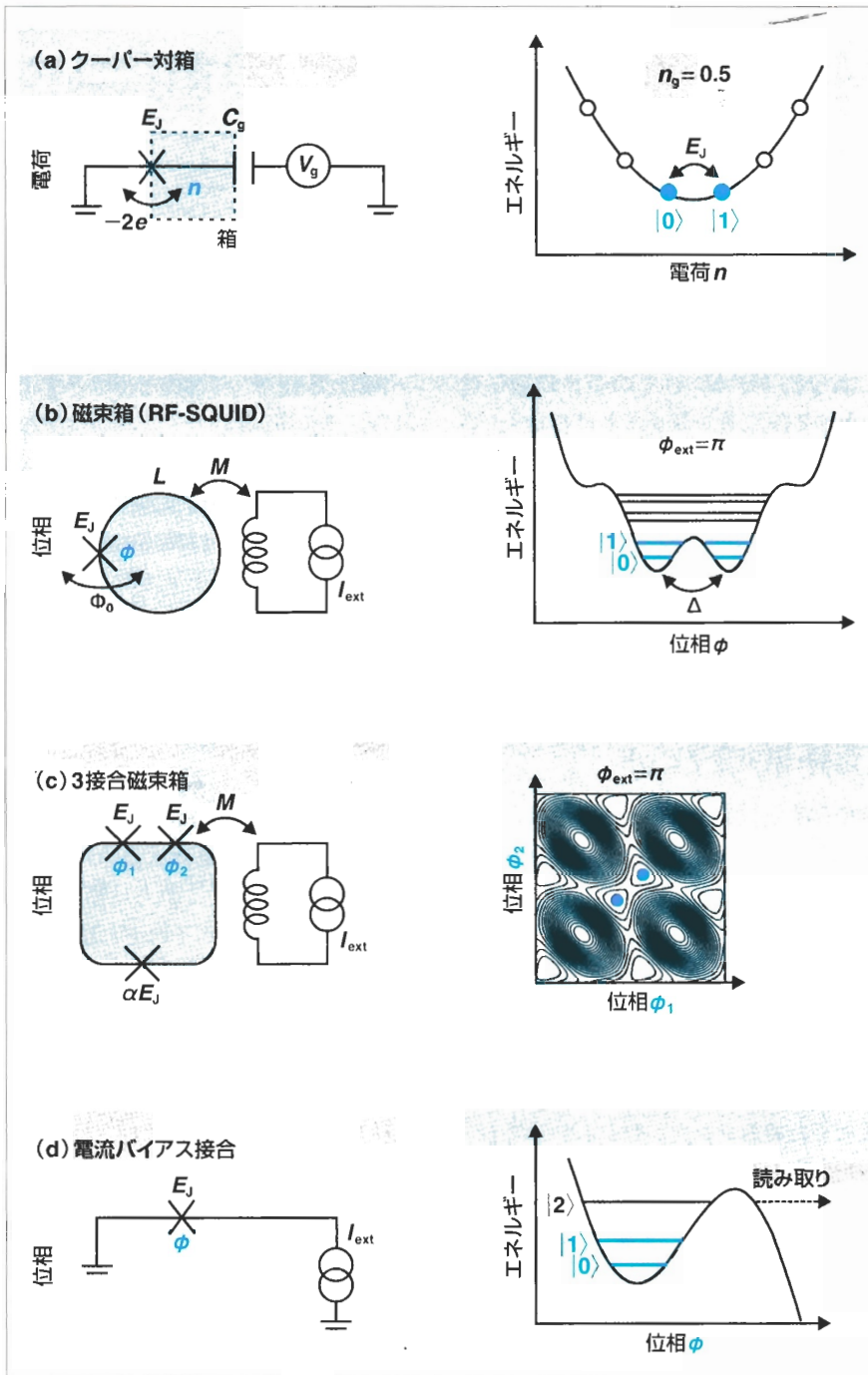
ジョセフソン結合エネルギー $E_J$ と帯電エネルギー $E_C$ の比によって、位相と電荷のいずれが量子ビットの働きに支配的かが決まる。また、十分な低温(熱エネルギー $k_B T$ が量子ビットの準位間隔より十分小さいこと)にすることで、熱的擾乱の影響を受けなくなる。

表に記した値は、各量子ビット回路の最近の実験で得られた大まかな値である。 $h\nu_{01}$ は量子ビットの準位間隔、つまり最低2準位のエネルギー差 $E_1 - E_0$ であり、これはバイアスの強さで変わる。 $T_1$ は基底状態|0>に緩和するま

	電荷量子ビット	電荷・磁束量子ビット	磁束量子ビット	位相量子ビット
$E_J/E_C$	0.1	1	10	$10^6$
$\nu_{01}$	10 GHz	20 GHz	10 GHz	10 GHz
$T_1$	1~10 $\mu$ s	1~10 $\mu$ s	1~10 $\mu$ s	1~10 $\mu$ s
$T_2$	0.1~1 $\mu$ s	0.1~1 $\mu$ s	1~10 $\mu$ s	0.1~1 $\mu$ s

で励起状態|1>に留まる平均時間であり、 $T_2$ は量子ビットのエネルギー差が一定に保たれている平均の時間である。エネルギー緩和時間 $T_1$ とデコヒーレンス時間 $T_2$ は人工原子がおかれた環境の影響を強く受ける。ラビ振動やラムゼー振動で観測される量子ビットの

分布差の最大値で定義される読み出し明瞭度(visibility) $V$ は96%以上に達しうる<sup>1)</sup>。コヒーレンス振動の $Q$ 値 $Q = \pi T_2 \nu_{01}$ 、つまりデコヒーレンスが起こる前に行うことのできる1量子ビット操作の回数は約 $10^5$ である<sup>2)</sup>。



〈図1〉 超伝導量子ビット回路とそのポテンシャルエネルギー図

(a) クーパー対箱 (CPB) はゲートキャパシタンス  $C_g$  を介してゲート電圧  $V_g$  で制御される。 $C_g$  にはオフセット電荷  $2en_g = C_g V_g$  が誘起される。CPB はジョセフソン接合 (図中  $\times$  印) でリード線につながっている。接合は静電容量  $C$  とジョセフソン結合エネルギー  $E_J$  をもつ。右図は、CPB の静電エネルギー  $E_C(n-n_g)^2$  ( $E_C = (2e)^2/2C$ ) を余剰対数  $n$  に対してプロットしたグラフ。最低エネルギー状態である  $|0\rangle$  と  $|1\rangle$  (青色) は  $n_g = 0.5$  のとき縮退し、これを量子ビットとして利用する。この2つの状態の間には接合エネルギー  $E_J$  による結合があり、両状態間のトンネル遷移はそれによって決まる。

(b) 「磁束箱」は静電的 CPB (a) の磁気バージョンである。電流によって相互インダクタンスに比例する磁束が磁束箱に生じ、この磁気バイアスが電圧バイアスの代わりとなる。すなわち、CPB では電場が電子対の出入りを促すのに対し、磁場によって超伝導量子干渉計 (SQUID) ループへの磁束量子  $\Phi_0$  の出入りが促される。ポテンシャルエネルギーは  $\cos \phi$  に比例するジョセフソンエネルギー項と  $(\phi - \phi_{ext})^2/2L$  に比例する磁気エネルギー項からなる ( $L$  は SQUID の自己インダクタンス)。このエネルギーが接合の位相差  $\phi$  の関数として、右に図示されている。最低エネルギー状態 (青色) は、超伝導電流が SQUID ループを時計回りに流れている状態  $|\downarrow\rangle$  と反時計回りに流れている状態  $|\uparrow\rangle$  の重ね合わせである。ここでの  $\Delta$  は2つの状態間のトンネルエネルギーである。外部磁束  $\phi_{ext}$  が  $\pi$  に等しいとき、2つの状態のエネルギーは縮退する。

(c) 3接合磁束量子ビットは磁束箱と同じ動作をする。ただし、3接合のうち1接合の静電容量とジョセフソン結合エネルギーはほかと少しだけ異なる。2つの接合の位相差の関数としてポテンシャルエネルギーが等高線図として描かれている。ポテンシャルが井戸になる2つの青い点が、量子ビットの基底となる状態  $|\downarrow\rangle$ ,  $|\uparrow\rangle$  である。

(d) 位相量子ビットでは、ジョセフソン接合を電流源でバイアスする。 $(E_1 - E_0)/h$  の周波数をもつマイクロ波で量子ビットを駆動することで、論理操作を行う。 $(E_2 - E_1)/h$  の周波数のマイクロ波を加えると  $|1\rangle$  から  $|2\rangle$  への遷移が起こるので、状態  $|2\rangle$  の占有確率を測定すれば最初の量子ビット状態の読み取りができる。

を使っても表現することができる。ゲート電圧によって誘起されたオフセット電荷  $n_g$  ( $2e$  を単位とする) が0から増加するとき、系の基底状態は  $|0\rangle$  から  $|\rightarrow\rangle$  に連続的に変わる。同様に、高いエネルギー状態  $|1\rangle$  は  $n_g$  の増加に従って  $|\rightarrow\rangle$  になる。 $|0\rangle$  と  $|1\rangle$  のエネルギー準位が交差する縮退点  $n_g = 0.5$  では、 $|\pm\rangle = (|0\rangle \mp |1\rangle)/\sqrt{2}$  となる。

$E_C/E_J$  の比が異なる2つのケースについて、CPB のエネルギースペクトルを〈図2〉に示した。 $E_C/E_J = 5$  は、これまで研究された多くの電荷量子ビットの典型的なケースに相当する。実際、日本の NEC 基礎・環境研究所の研究者が量子コヒーレンス振動を初めて実証したのは電荷領域の回路であり<sup>11</sup>、量子ビットが2準位系で近似できることが実験的に示された。

$E_C/E_J = 1$  の場合は、電荷と磁束の両自由度が等しく重要な働きをする。〈図2b〉に示すように、もっともエネルギーの低い2つの準位の間隔は、高いエネルギー準位との間隔とさほど変わらず、2準位の分離はあまりよくない。この量子ビットは電荷領域と磁束領域

の中間で動作するため、電荷・磁束量子といわれることが多い。理想的な電荷量子ビットの固有状態と違い、電荷・磁束量子ビットの2つの最低固有状態 $|\pm\rangle$ は $|0\rangle$ と $|1\rangle$ だけでなく、より多くの電荷状態の重ね合わせ状態である。したがって、 $|+\rangle, |-\rangle$ だけが電荷・磁束量子ビットを表す基底として使われる。サクレのフランス原子力庁(CEA)の研究者は、この量子ビットが $0.5\mu\text{s}$ 程度の長い緩和時間をもつコヒーレント振動を起こすことを示した<sup>2)</sup>。

## 磁束量子ビット

磁束量子では、磁束の自由度が支配的となる。〈図1c〉にスケッチしたように、磁束量子ビットの原型は3つの接合をもつ超伝導ループからなっており、各接合のジョセフソン結合エネルギーは帯電エネルギーよりもずっと大きい。ループに磁場を加えると、時計回りか反時計回りの電流が誘導され、ループを貫く磁束が減少あるいは増加し、その結果フラクソイドは量子化される。フラクソイドとは、ジョセフソン位相と全磁束(外部磁束 $\Phi_{\text{ext}}$ と誘導磁束 $\Phi_{\text{ind}}$ )を合わせたものであり、フラクソイド量子化は、 $(\Phi_0/2\pi)\phi + \Phi_{\text{ext}} + \Phi_{\text{ind}} = m\Phi_0$  ( $m$ は整数)となる。2つの循環電流状態が量子ビットの基底となる。5年前に、ニューヨーク州立大学ストーニーブルック校の研究者が〈図1b〉のような1接合磁束量子ビットをつくり、その分光的性質を明らかにした<sup>3)</sup>。磁束量子ビットには1接合と多接合の2種類があり、1接合の場合には比較的大きなループインダクタンスが必要であり、そのために磁気雑音による影響をより受けやすい。

多接合磁束量子ビットのエネルギー

スペクトルは〈図3〉を見てほしい(〈図1c〉がこれに対応する回路である)。 $f = \Phi_{\text{ext}}/\Phi_0 = 0.5$ の近くでは、量子ビットを表す最低エネルギーの2準位、 $|+\rangle, |-\rangle$ はその他の高エネルギー状態からよく分離されており、時計回り超伝導電流状態 $|\downarrow\rangle$ と反時計回り超伝導電流状態 $|\uparrow\rangle$ の重ね合わせ状態である。 $f < 0.5$ では $|-\rangle$ と $|+\rangle$ はそれぞれ $|\downarrow\rangle$ と $|\uparrow\rangle$ に近づき、 $f > 0.5$ では $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ に近づく。 $f = 0.5$ では、 $|-\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ 、 $|+\rangle = (|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ となる。電荷量子ビットの場合と同様、 $|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle$ と $|+\rangle, |-\rangle$ のどちらを使っても磁束量子ビットを等価に表現できる。過去5年間、おもに3接合量子ビットについて実験が行われ、2003年にはオランダのデルフト工科大学で初めて量子コヒーレント振動が観測された<sup>4)</sup>。

## 位相量子ビット

位相量子ビットでは〈図1d〉のように、大きな電流でバイアスされたジョセフソン接合がふつう使われる。ジョセフソンポテンシャルそのものは $\cos\phi$ に比例する。バイアス電流を流すとジョセフソンポテンシャルに傾きが生じ、それによってポテンシャル非 $\bar{\phi}$ の中の束縛状態の数は減少する。位相量子ビットの $E_J/E_C$ 比は、ほかの量子ビットより数桁大きな値である。

回路のポテンシャルエネルギー図によれば、第3エネルギー準位は量子ビットに使われる最低2準位からさほど大きくかけ離れてはいない。エネルギー間隔が狭いということは、量子ビット状態が第3の状態にかなり漏れてしまうおそれがあることを意味する。し

## コラム2 クーパー対箱

〈図1a〉に示したクーパー対箱(CPB)系のハミルトニアンは

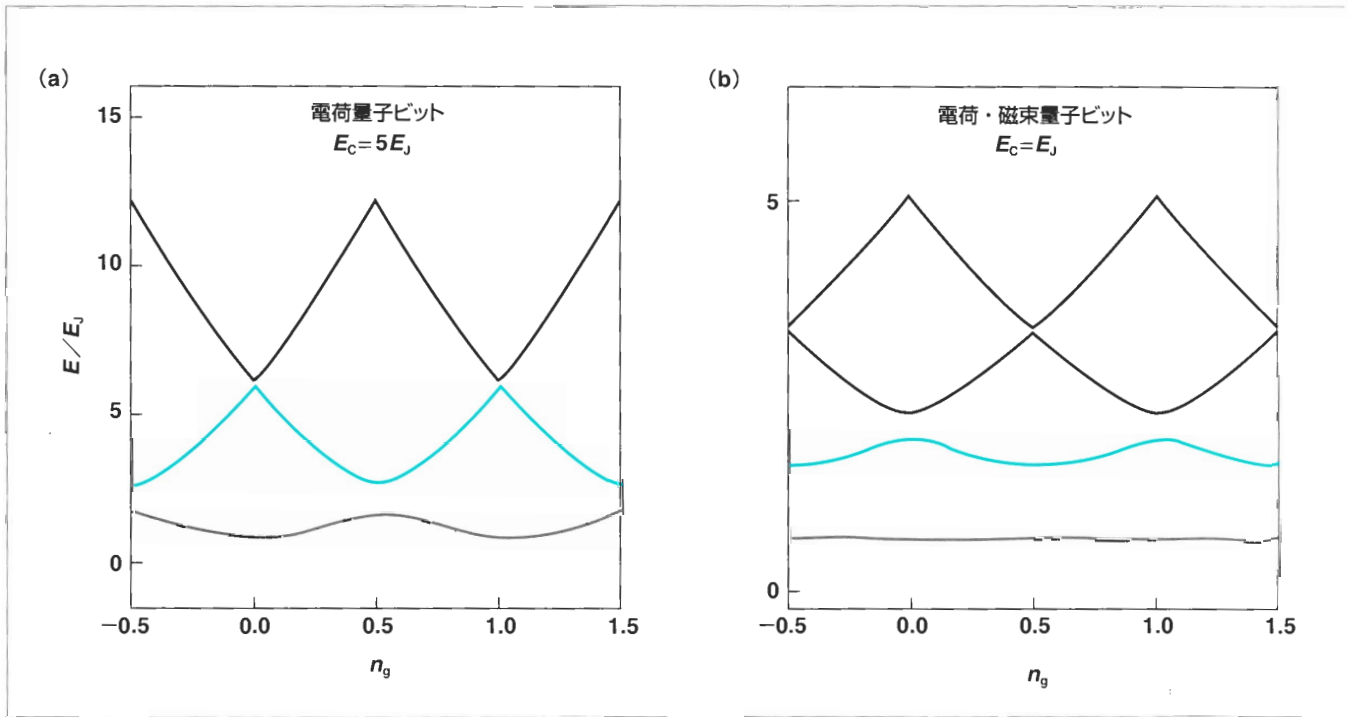
$$H = E_C(n - n_g)^2 - E_J \cos \phi_1 \quad (1)$$

と書ける。ここで、 $E_C, E_J$ は1クーパー対帯電エネルギーとジョセフソン結合エネルギーであり、ジョセフソン接合の位相差 $\phi$ は箱の中の過剰クーパー対数と共役である。電荷領域( $E_C \gg E_J$ )では、箱の荷電状態のうちエネルギーの低い2つの状態(クーパー対が1だけ異なる)が重要である。ゲート電圧 $V_g$ によって箱中のオフセット電荷 $n_g = C_g V_g / 2e$ を制御できる( $2e$ はクーパー対の電荷、 $C_g$ はゲート容量)。  $n_g = 1/2$ の近傍では、

次の簡単化されたハミルトニアンをもつ2準位原子系と同様の表現ができる。

$$H = \varepsilon(n_g)\sigma_z - \left(\frac{1}{2}\right)E_J\sigma_x \quad (2)$$

ただし、 $\varepsilon(n_g) = E_C(n_g - 1/2)$ 。パウリ行列は、過剰クーパー対数が0と1に対応する2つの基底状態を使って、 $\sigma_z = |0\rangle\langle 0| - |1\rangle\langle 1|$ と $\sigma_x = |0\rangle\langle 1| - |1\rangle\langle 0|$ と定義される。2接合の量子干渉計(SQUID)を使うと、 $E_J$ は磁場で変調可能となり便利である。つまり $E_J(\Phi_{\text{ext}}) = 2E_{J0} \cos(\pi\Phi_{\text{ext}}/\Phi_0)$ であり、ここで $E_{J0}$ は各接合のジョセフソン結合エネルギー、 $\Phi_{\text{ext}}$ は外部磁束、 $\Phi_0$ は磁束量子である。



〈図2〉クーパー対箱のエネルギー準位  
横軸はオフセット電荷  $n_g$  (素電荷の2倍( $2e$ )を単位とする)。  $n_g$  はゲート電圧で変えることができる。(a) 電荷量子ビットでの典型的な値である  $E_c/E_J=5$  の場合、オフセット電荷が0から0.5まで増加するとき、最低エネルギーの2つの準位は徐々に接近する。この範囲で  $n_g$  の増加がゆっくりだと、2つの準位の固有状態は電荷状態  $|0\rangle, |1\rangle$  から  $|0\rangle, |1\rangle$  の重ね合わせ状態である  $|\pm\rangle$  に変わる。  $n_g=1$  では再び純電荷状態に戻る。  $n_g=0.5$  の近傍では、エネルギーの低い2準位は、ほかの高エネルギー準位からよく分離されている。(b)  $E_c/E_J=1$  の場合、電荷と磁束の自由度は等しく重要な動きをする。

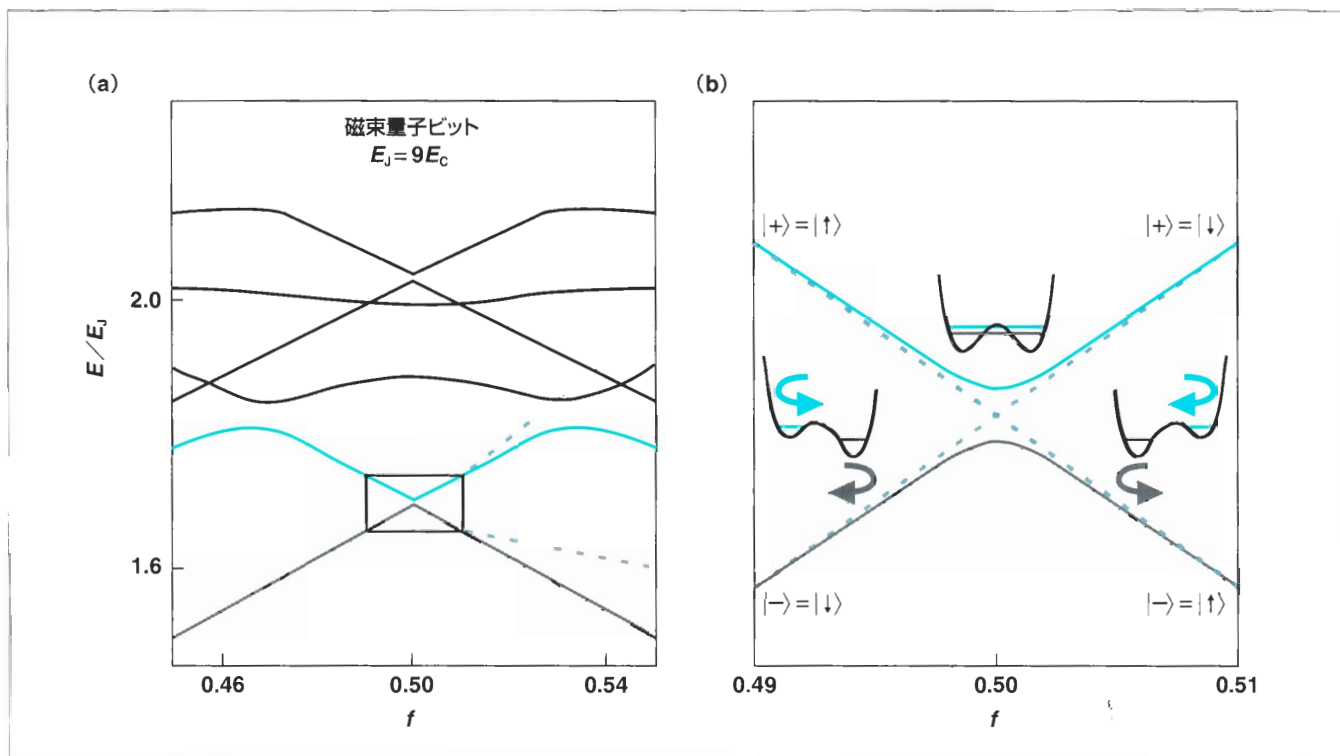
かし、位相量子ビットの量子状態を測るといふ面からすると、この問題は少なくとも部分的には強みとなる。第3準位の状態は、ポテンシャル井戸から簡単にトンネルで抜け出すので、量子ビット準位の占有確率を決定するのに利用できる。あるいは、ポテンシャルを傾けて  $|1\rangle$  状態から直接トンネルできるようにして、量子ビット状態を読み出すこともできる。カンザス大学とコロラド州ボルダーの米国標準技術局(NIST)でそれぞれ独立に、位相量子ビット回路の量子コヒーレント振動が実験的に確認された<sup>5)</sup>。

電流の代わりにループを貫く磁束で接合をバイアスすることによって、〈図1b〉の磁束箱と似た回路で位相量子ビットを実現することも可能である。そのような磁束バイアスの位相量子ビットでは、〈図1d〉に示す傾いた井戸の中の2準位が使われる。

## 結合量子ビット

量子計算には2量子ビット演算が必要である。回路ベースの量子ビットを結合して論理回路をつくる自然な方法は、コンデンサーやコイルを使うことである。〈図4〉に考えられるいくつかの回路構成を示した

最近、理化学研究所とNECのチームは静電的に接合した2電荷量子ビットの量子振動を観測し、制御 NOT (CNOT) ゲートとして動作することを確認した<sup>6)</sup>。しかし、ビット間の静電的結合そのものを制御することは難しい問題である<sup>7)</sup>。もう1つの方法は、インダクタンスで電荷量子ビットを結合させるという方法<sup>8)</sup>である。これによって磁束による制御が可能なビット間結合をつくることができ、CNOTゲートの実現にも都合よく使える(コラム3を見よ)。



〈図3〉 3接合磁束量子ビットのエネルギー図

横軸は規格化した磁束  $f = \Phi_{\text{ext}}/\Phi_0$ 。ここで、 $\Phi_{\text{ext}}$  は外部磁束、 $\Phi_0 = 2e/h$  は量子磁束である。

(a) 6準位のエネルギー図を示す。最低2準位が量子ビットに使われる。

(b)  $f=1/2$  近傍の2準位(四角領域)の拡大図。 $f=1/2$  から離れると、2つの固有状態は時計回りに超伝導電流が流れている状態  $|\downarrow\rangle$  と反時計回りの状態  $|\uparrow\rangle$  に漸近する。 $f=1/2$  では、これらの循環電流状態の最大の重ね合わせ状態となる。最小ポテンシャルエネルギーは  $f < 0.5$  の2重井戸の右側井戸から、 $f > 0.5$  では左側井戸に変化し、 $|\uparrow\rangle$  が最小エネルギー状態となる。

インダクタンスは磁束量子ビットの結合にも使うことができる。磁束量子ビットのジョセフソン結合エネルギーは電荷量子ビットより大きいので、ループを循環する超伝導電流も大きい。したがって、ずっと小さなインダクタンスでもビット間結合は比較的強くなる<sup>9)</sup>。最近イェナ(ドイツ)の物理ハイテク研究所とデルフトの研究者が、相互インダクタンスを使って磁束量子ビットを結合させる実験を行った<sup>10)</sup>。

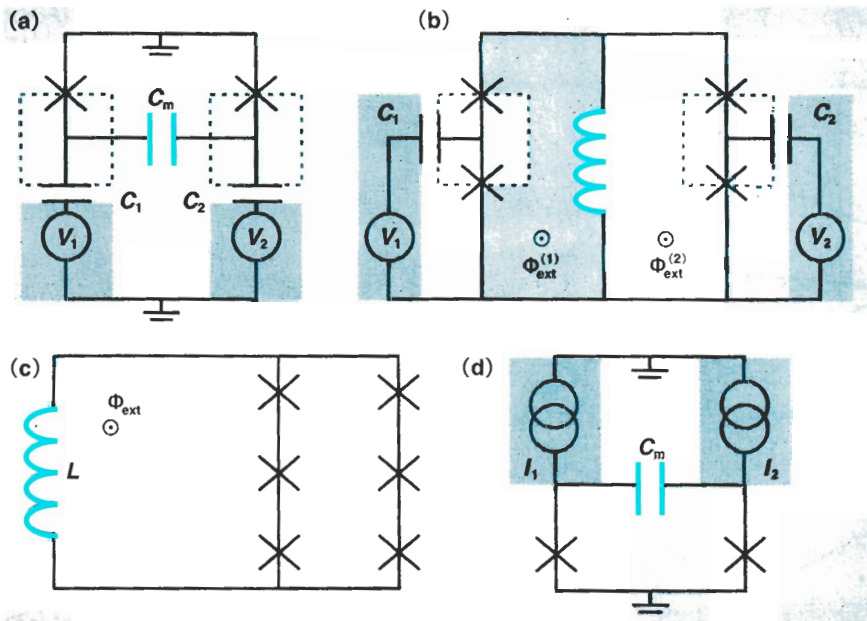
位相量子ビットも同様に、相互インダクタンスで結合することができる。そのような実験がメリーランド大学やカリフォルニア大学サンタバーバラ校、NIST ボールダーで成功している。この場合も、各位相量子ビットの最低エネルギーの2準位は第3番目の準位からさほど離れてはいない。つまり、量子ビット以外のエネルギー準位が結

合に関わることになり、2量子ビット操作でかなり深刻な量子状態の漏れ(リーク)が起こる可能性がある。このように、どのタイプの量子ビットについても全般に、制御可能なビット間結合を実現することは依然として大きな課題である。

### キャビティ-QED (共振器量子電気力学)

小さなレーザー共振器(キャビティ)の中では、量子化された電磁場は2準位系とコヒーレントにエネルギーを交換しうる。場と系間のこのコヒーレントなエネルギー交換はラビ振動という名でよばれ、系と場の結合の強さに比例した周波数  $\nu$  で起きる。そのようなコヒーレント過程の中でもっとも基本的なものは、2準位系と1光子の相互作用が関わるものである。ラビ振





〈図4〉結合量子ビット

(a)相互静電容量  $C_m$  で結合した2つの電荷量子ビット。(b)インダクタンス  $L$  を共有することで結合させた2つの電荷量子ビット。各クーバー対箱は1接合ではなく、2つのジョセフソン接合につながっている。(c)共通インダクタンス  $L$  で結合した2つの3接合量子ビット。(d)相互静電容量  $C_m$  で結合した2つの位相量子ビット。

動の周期  $1/\nu$  が2準位系のデコヒーレンス時間や共振器中の光子の平均寿命よりずっと短い“強結合”領域で、系と光子間のエネルギーの交換は観測可能である。強結合極限は共振器中の光子場と相互作用するさまざまな原子について実現されており、キャビティ-QEDとよばれる分野の基礎となっている。

原理的にはどのような量子2準位系でも原子の代わりに務めることができるから、電荷量子ビットは巨視的な量子系として、そのような自然な候補者である。実際、われわれおよびエール大学のグループは、電荷量子ビットと量子化されたマイクロ波を結合させることによる、量子情報処理のスキームを提案した。われわれの方法ではSQUIDループによる磁氣的結合を利用し<sup>12)</sup>、エール大学はゲート電圧と静電容量的結合による制御を使っている<sup>13)</sup>。

さらに最近、エール大学のグループはゲートコンデンサーを使って光子を

CPBと結合させるという実験を実際に行い<sup>14)</sup>、その結果“回路QED”という言葉が生まれた。キャビティ-QEDの考えを固体チップに焼き直したからである(Physics Today 2004年11月号25ページ参照)。強結合領域は準1次元伝送線共振器を使って達成されている。キャビティ-QEDでは原子は動き回っていてほんの短い間しか場と相互作用しないのに対し、回路QEDではチップ上に固定された電荷量子ビットを使う。さらに大切なことは、2準位系を場と結合させる双極子モーメントの大きさで、アルカリ原子に比べると超伝導電荷量子ビットのほうが $10^5$ 倍も大きくなる。

実験にはいろいろな方法がある。あるグループでは、キャビティの代わりにジョセフソン接合(あるいはSQUID)とナノ機械共振器による調和振動子を使っている<sup>15)</sup>。超伝導量子ビットを有効に使うこれからの道としては、たとえば、SQUIDベースの電荷量子ビットとの結合させることで共振器場にシュレーディンガーの猫状態をつくり出すことがあるし、マイクロキャビティの中の超伝導量子ビットを使って、非古典的な光子状態を発生させるというおもしろい可能性もある<sup>16)</sup>。これらの実験が、新しい研究の扉を開きつつあるのは疑いない。

## ノイズとデコヒーレンス

超伝導回路は良好な量子コヒーレンスを示すものの、環境との結合によるノイズに依然としてかなり影響される。電荷量子ビットでは、デコヒーレンスの主因は  $1/f$  雑音であり、これはおそらく、背景電荷(たとえば、基板やジョセフソン接合の酸化膜中の電荷)の

## コラム3 制御NOT(CNOT)ゲート

〈図4b〉に示した誘導的に結合した2つの量子ビットにおいて、ゲート電圧を各量子ビットの縮退点 $n_{gi}=1/2(i=1, 2)$ まで動かしたとき、系のハミルトニアンは、

$$H = -E_{J1}^* \sigma_x^{(1)} - E_{J2}^* \sigma_x^{(2)} + \xi \sigma_x^{(1)} \sigma_x^{(2)}$$

となる。ここで $E_{Ji}^*$ は $E_{Ji}$ とはわずかに異なり、ビット間結合の $\xi$ は外部磁束 $\Phi_{\text{ext}}^{(i)}$ で制御可能である。この $4 \times 4$ 行列ハミルトニアンは4つの固有エネルギー

をもち、その固有状態は $|+, +\rangle$ ,  $|+, -\rangle$ ,  $|-, +\rangle$ ,  $|-, -\rangle$ である( $|\pm\rangle = (|0\rangle \mp |1\rangle)/\sqrt{2}$ )。このハミルトニアンには、固有値はビット間結合で変わるが、それに対応する固有状態は変化しないというおもしろい性質がある。4つの固有状態のエネルギー単位は等間隔ではないため、1つのゲートコンデンサーを通して結合量子ビットをマイクロ波を加え、 $|-, +\rangle$ と $|-, -\rangle$ 状態の間だけの遷移が起こるようにすること

が可能である。もしそのようにして $\pi$ パルスを加えると $|+, +\rangle \rightarrow |+, -\rangle$ ,  $|+, -\rangle \rightarrow |-, +\rangle$ ,  $|-, +\rangle \rightarrow |-, -\rangle$ ,  $|-, -\rangle \rightarrow |-, +\rangle$ となり、CNOTゲート操作のスピンの反転になる。つまり、1番目の量子ビットが $|-\rangle$ 状態の場合2番目の量子ビットは反転し、 $|+\rangle$ 状態では状態は変わらない(参考文献8を参照のこと)。

ゆらぎによるものである。磁束量子ビットと位相量子ビットでもやはり $1/f$ ノイズが主因のようであるが、その原因ははっきりしていない。CPBを電荷・磁束領域で使うと、デコヒーレンスは著しく改善される<sup>2)</sup>。さらに、磁場と電場を調整し、磁束ノイズと電荷ノイズの影響が1次の桁で消える縮退点で動作させると、デコヒーレンスはさらに抑制できる<sup>2)</sup>。

デコヒーレンスの問題を理解するために、スピン・ボソンモデル<sup>17)</sup>やスピン・変動子(spin-fluctuator)モデル<sup>18)</sup>などの現象論が使われている。これらのモデルでは、スペクトルに分布をもった調和振動子の集まりや2重井戸ポテンシャル中でランダムにゆらぐ粒子の集団がそれぞれノイズを記述する。これらのモデルは超伝導量子ビットのデコヒーレンスのある特性をとらえている。しかしながら、 $1/f$ ノイズの微視的なメカニズムを理解するには、たとえば現象論を超えた微視的理論の構築といった今後の研究が必要である。

そのような理解は単に量子計算のみならず、根本の物理を明らかにするためにも重要である。ただし、この問題はとても難しい。

### 未来

デコヒーレンスは超伝導量子計算の大きな障害である。しかし、量子ビット状態の効率的かつ非破壊的な読み出しもまた重要な問題であり、これからの開発において中心的な課題となる。このように、どの型の量子ビットが量子計算レースに勝つだろうかなどという問はまだまだ早すぎる。 $1/f$ ノイズの微視的なメカニズムが明らかになれば、ノイズの影響を能動的に抑制する新しい方法を開発できるだろう。さらに、デコヒーレンス時間を延ばしかつ読み出しの効率を上げるために、回路定数を変えて量子ビットを最適化することはすでにできるし、最適設計で2ビットあるいは3ビットを結合させることもできるだろう。そうすれば、3量子ビット回路を、量子並列性の本

質を例証するもっとも簡単なアルゴリズムの1つであるドイツェのアルゴリズムをはじめ、いくつかの簡単な量子アルゴリズムの検証に使えることになるだろう。

いわゆるブロッホ球(2準位系の状態の幾何学的に表す方法)上のすべての量子状態をつくり出すこと、核磁気共鳴から借用したスピンエコー法によって $1/f$ ノイズの影響を減少させること、96%以上の読み出し効率と約 $10^5$ のコヒーレンス $Q$ 値を得ること、以上のことは(同一の量子ビットについてはないものの)、すでに実現している。2あるいは3量子ビットの操作技術が確立したとき、さらに多数の量子ビットをもち、さらに良好な読み出しの効率をもち、デコヒーレンスがさらに小さい回路をつくるのが次のステップになる。そのような条件がそろってはじめて、超伝導量子ビットを使った量子計算が可能になる。

しかし、超伝導回路を使った量子計算がたとえ実現されなかったとして

月や星の観察と暦や季節の移り変わりの話

# 空と月と暦

天文学の身近な話題



**米山忠興 著**  
**A5判・148頁**  
**定価1,890円(本体1,800円)**  
**ISBN 4-621-07700-7**

星座たちは日ごと月ごとどのように変化していくのか、月がどれほどわれわれの生活とかかわってきたか、暦はどのように成り立って時や季節を表してきたのかなど、わかりやすく楽しい話題が満載。

**丸善** (出版事業部)

営業部(03)3272-0521 FAX(03)3272-0693  
<http://pub.maruzen.co.jp/>

も、基礎的な量子力学の検証を行う新しい方法を与えてくれることになる。たとえば、これらの人工原子を使えば、量子回路の中で原子物理のシミュレーションができるはずで、実際に超伝導量子ビットの実験でラビ振動やラムゼー干渉がすでに観測されている。さらに、ベルの不等式の検証、シュレーディンガーの猫状態の実現、アインシュタイン-ポドルスキー-ローゼン(EPR)実験なども可能である。巨視的なエンタングル状態の量子制御が、将来のテクノロジーにおいて中心的な役割を果たすことは間違いない。

★ ★ ★

多数の共同研究者および協力者の方々に謝意を表す。この研究は、国家安全保障局(NSA)、高等研究開発事業(ARDA)、空軍科学研究所(AFOSR)、国立科学財団(NSF)、中国国立科学財団(NSFC)の援助を受けた。

参考文献

- 1) Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin, J. S. Tsai: Nature **398**, 786(1999); T. Duty *et al.*: Phys. Rev. B **69**, 140503(2004); O. Astafiev *et al.*: Phys. Rev. B **69**, 180507(2004); A. Wallraff *et al.*: Phys. Rev. Lett. **95**, 060501(2005).
- 2) D. Vion *et al.*: Science **296**, 886(2002); A. Cottet *et al.*: Physica C **367**, 197(2002); E. Collin *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93**, 157005(2004).
- 3) J. R. Friedman *et al.*: Nature **406**, 43(2000).
- 4) C. H. van der Wal *et al.*: Science **290**, 773(2000); I. Chiorescu *et al.*: Science **299**, 1869(2003); S. Saito *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93**, 037001(2004); B. L. T. Plourde *et al.*: Phys. Rev. B **72**, 060506(2005); P. Bertet *et al.*: <http://arXiv.org/abs/cond-mat/0412485>.
- 5) Y. Yu *et al.*: Science **296**, 889(2002); J. M. Martinis *et al.*: Phys. Rev. Lett. **89**, 117901(2002); R. W. Simmonds *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93**, 077003(2004).
- 6) Yu. A. Pashkin *et al.*: Nature **421**, 823(2003); T. Yamamoto *et al.*: Nature **425**, 941(2003).
- 7) D. V. Averin, C. Bruder: Phys. Rev. Lett. **91**,

- 057003(2003).
- 8) J. Q. You, J. S. Tsai, F. Nori: Phys. Rev. Lett. **89**, 197902(2002).
- 9) J. Q. You, Y. Nakamura, F. Nori: Phys. Rev. B **71**, 024532(2005); B. L. T. Plourde *et al.*: Phys. Rev. B **70**, 140501(2004).
- 10) A. Izmailkov *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93**, 037003(2004); J. B. Majer *et al.*: Phys. Rev. Lett. **94**, 090501(2005).
- 11) A. J. Berkley *et al.*: Science **300**, 1548(2003); P. R. Johnson *et al.*: Phys. Rev. B **67**, 020509(2003); R. McDermott *et al.*: Science **307**, 1299(2005).
- 12) J. Q. You, F. Nori: Phys. Rev. B **68**, 064509(2003).
- 13) A. Blais *et al.*: Phys. Rev. A **69**, 062320(2004); J. Q. You, J. S. Tsai, F. Nori: Phys. Rev. B **68**, 024510(2003).
- 14) A. Wallraff *et al.*: Nature **431**, 162(2004).
- 15) I. Chiorescu *et al.*: Nature **431**, 159(2004); M. D. LaHaye *et al.*: Science **304**, 74(2004).
- 16) Y. X. Liu *et al.*: Europhys. Lett. **67**, 941(2004).
- 17) Yu. Makhlin, G. Schon, A. Shnirman: Rev. Mod. Phys. **73**, 357(2001); A. Shnirman, Yu. Makhlin, G. Schon: Phys. Scr. **T102**, 147(2002).
- 18) E. Paladino *et al.*: Phys. Rev. Lett. **88**, 228304(2002); Y. M. Galperin, B. L. Altshuler, D. V. Shantsev: <http://arXiv.org/abs/cond-mat/0312490>; L. Faoro *et al.*: Phys. Rev. Lett. **95**, 046805(2005); O. Astafiev *et al.*: Phys. Rev. Lett. **93**, 267007(2004).