実験の進展—巨視的量子効果としての超伝導

中村泰信 〈日本電気株式会社グリーンイノベーション研究所 305-8501 つくば市御幸が丘 34 e-mail: yasunobu@ce.jp.nec.com〉

巨視的量子効果としての超伝導に関わる実験の歴史と最近の進展を概観する．特に超伝導秩序パラメータの位相がどのようにして理解され，制御されてきたかということに注目する．巨視的量子コヒーレンスや量子計算といった新しい概念が大きな動機付けとなって研究が進み，電気回路上で人工的な量子力学系を設計しその量子状態を自在に操ることができるようになってきている．

1. はじめに

実験が予想通りに進むことは望ましいが，大発見は得てして予期しない実験結果から生まれることが多い．カマリング・オネス (H. Kamerlingh Onnes) による超伝導の発見 (1911) はまさにその代表例である．低温における金属の電気抵抗が突然ゼロを示したら…実験家は誰もが（実際彼もそうしたように）まず測定配線か電極に異常が生じたかと疑うだろう．この「世にも不思議な新現象」はその後の多くの研究によって解明が進められ，その過程において物理と応用の両面にわたる広い分野で大きな恩恵をもたらしてきた．特に，巨視的なスケールで発現する量子現象としての超伝導は，我々に量子力学の世界の不思議を垣間見せてくれる貴重な窓であると言える．巨視的量子効果は超伝導理論確立の際の大きな鍵となっただけでなく，巨視的量子コヒーレンスや量子計算という新しい概念と結びついて，現在もそのフロンティアを広げつつある．

ここでは巨視的量子状態としての超伝導基底状態とその集団励起運動に関する実験の発展を振り返ってみたい．特に超伝導秩序パラメータの位相の自由度に注目し，これがどのように理解され扱われてきたかということを考える．

この観点から100年間を大まかに（恣意的に）区切り，キーワードを挙げるとすると以下のようになるだろう．

I.	発見から超伝導理論の確立	1911～
II.	ジョセフソン効果	1962～
III.	量子揺らぎと散逸	1980～
IV.	巨視的量子状態のコヒーレント制御	1999～

以下の各節では時系列に沿って，時代の鍵となった概念と実験を振り返る．

2. 最初の50年

はじめの50年は超伝導の巨視的量子現象としての理解と検証に費やされた．[1)]

水銀の抵抗測定におけるゼロ抵抗の発見後2～3年の間に，カマリング・オネスらは鉛やスズなど他の金属も超伝導になること，また臨界磁場の存在，永久電流の存在を見出した．[2)] 超伝導の発見はヘリウムの液化の実現と並んで1913年のノーベル賞授賞理由となった．しかしその後長い間，超伝導の理論的理解は完全に五里霧中の状況であった．そもそも量子力学誕生前夜のことであり，量子効果の発現であるということが推察されるようになるまでに年月が必要とされた．

1933年にマイスナー (W. Meissner) とオホゼンフェルト (R. Ochsenfeld) によって，超伝導体が内部の磁場を排除する，いわゆるマイスナー効果が発見された．ロンドン (F. London) はこの完全反磁性が超伝導の本質であることを見抜き，分子反磁性との類比から超伝導が巨視的なスケールで現れる量子効果であるとの考えを提起した (1935).[3)] 巨視的な数の伝導電子が単一の量子状態に凝縮し，超伝導電子密度ρに関連する振幅と位相φを持つ巨視的な波動関数 $\Psi(\boldsymbol{r})=\sqrt{\rho(\boldsymbol{r})}\exp[i\varphi(\boldsymbol{r})]$ で記述できると仮定された．ここから超伝導体内の電流密度分布に関するロンドン方程式が導かれ，マイスナー効果の説明が与えられた．すなわち穴のない（単連結の）超伝導体の場合，外部磁場$\boldsymbol{B}=0$のもとでは永久電流は存在せず，$\boldsymbol{B}\neq 0$のときに表面から侵入長λの領域にのみ遮蔽電流が流れて超伝導体内部の磁場を打ち消す．

ロンドンの理論ではさらに電子の運動量が長距離秩序を獲得している可能性，エネルギーギャップの存在の可能性も指摘されていた．ロンドンの巨視的な波動関数は，後に微視的な考察から導かれた超伝導発現機構に関するBCS (J. Bardeen-L. N. Cooper-J. R. Schrieffer) 理論 (1957) で与えられる超伝導ギャップエネルギーと比例しており，後者はギンツブルグ-ランダウ (V. L. Ginzburg-L. D. Landau) の現象論 (1950) で用いられた秩序パラメータと同等であ

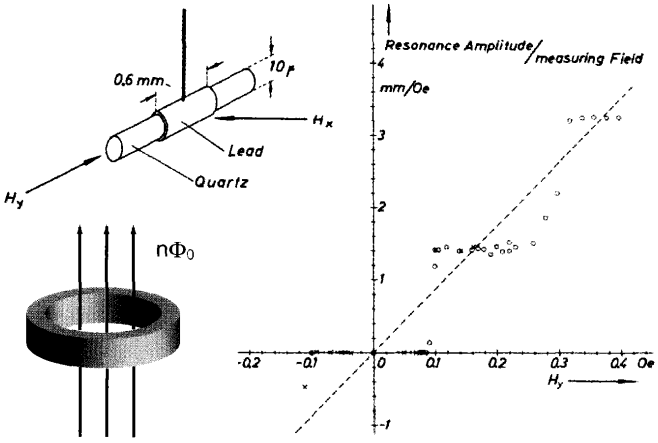

図1 磁束の量子化．超伝導位相は巨視的なスケールでコヒーレンスを保っている．磁束の量子化の検証実験 (Doll and Näbauer) に用いられた中空超伝導（鉛）円筒のトルク測定とその結果（文献4より許可を得て転載；Copyright (1961) by the American Physical Society）．応答が磁場の関数として階段状に現れている．

ることがゴルコフ (L. P. Gor'kov) の理論 (1960) により示された.

リングのように穴の開いた超伝導体では，波動関数の一価性の要請に対し，穴の周りの経路を一周したときの位相の変化に 2π の整数倍の自由度がある．これは穴を貫く磁束の量子化に対応し，後になって中空の超伝導円筒を用いた観測がディーバー (B. S. Deaver) とフェアバンク (W. M. Fairbank)，ドール (R. Doll) とネバウアー (M. Näbauer) によって同時に報告された (1961)[4] (図1)．磁束量子 Φ_0 の大きさが $h/2e$ か h/e かという点についてはこの当時まで混乱があったが，BCS のクーパー対形成の議論や楊 (C. N. Yang) らの非対角長距離秩序*1の議論により前者であることが理解された.[6]

ここまでで得られた理解は，超伝導状態では秩序パラメータとして古典的な (揺らぎのない) 複素スカラー場 Ψ が有限の値を取り，その偏角が位相に相当するというものであった．超伝導体内部で位相は剛性を持って長距離秩序を保っている．つまり電流の流れていないときには超伝導体内部の任意の2点 A と B それぞれでの位相 φ_A と φ_B の間の相対値 φ_{AB} は0に固定されていて，位相は全体として均一な値を取る．一方で，BCS 理論が粒子数非保存の形式で記述されていたせいもあり，超伝導転移に伴うゲージ対称性の自発的破れ*2により超伝導体の絶対位相が0から 2π の間のどこか特定の値を取るように見えるために，当初はその妥当性について疑問視され多くの議論がなされた．しかしながら単独の孤立した超伝導体を考えている限り，全粒子数 N は保存されているため ($\Delta N=0$)，それと共役な変数である絶対位相 φ は不確定 ($\Delta\varphi\sim 2\pi$) で意味をなさないものである．すなわち孤立した超伝導体では量子揺らぎのために絶対位相は不確定となり対称性が回復しているとみなすことができる.[8]

3. ジョセフソン効果

1962年のジョセフソン効果の理論とそれに引き続く実験的検証は，超伝導発見後半世紀の節目となるにふさわしい重要な出来事であった.

3.1 ジョセフソン接合

1960年にギエーバー (I. Giaever) は2つの超伝導体間の薄い絶縁体膜を介した準粒子 (一電子) トンネル電流を観測し，BCS 理論から予測される通りに準粒子状態密度に現れる超伝導ギャップを観測した.[9] これを受けて1962年にジョセフソン (B. D. Josephson) は，クーパー対も絶縁体障壁をトンネルし2つの超伝導体の基底状態の間をコヒーレントに行き来することができるということを理論的に示した (図2).[10] この帰結として予測されたことは，系のエネルギー E が2つの超伝導体間の位相差 $\theta\equiv\varphi_1-\varphi_2$ に依存し ($E=-E_J\cos\theta$)，その結果，電位差 $V=0$ のもとでも位相差 $\theta\neq 0$ が与えられると超伝導電流 (直流ジョセフソン電流) $I=-(2e/\hbar)(\partial E/\partial\theta)=I_c\sin\theta$ が流れることであった．ここで E_J はジョセフソンエネルギーと呼ばれ，2つの超伝導体間の結合の強さを表す．I_c は最大ジョセフソン電流である．また有限電圧 V のもとでは $d\theta/dt=2eV/\hbar$ の関係式に従って位相差が時間変化し，交流ジョセフソン電流が流れることが予言された.

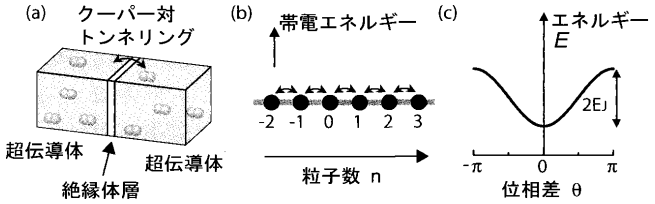

図2 ジョセフソン効果．2つの超伝導体の間で絶縁体層を介してクーパー対のトンネルが起こる．接合をトンネルしたクーパー対の数を n，接合における超伝導体間の位相差を θ とすると，両者は共役の関係にある．帯電効果が無視できるとき，n 空間での1次元格子上でのホッピングが θ 表示でのコサインポテンシャル (ブロッホバンド) を与える.

直ちに，アンダーソン (P. W. Anderson) とローウェル (J. M. Rowell) によって，接合を流れる超伝導電流 (1963) と，接合に磁場を印加したときに起こる位相干渉効果による臨界電流の抑制 (1963) が実験的に確認された.[11] さらにこれも理論で予想されていた通り，接合に周波数 f のマイクロ波を照射した際に電圧-電流特性上の電圧 $V=mhf/2e$ (m は整数) に生じる電圧ステップがシャピロ (S. Shapiro) により観測された (1963).[12] (この交流ジョセフソン効果は現在電圧標準として広く用いられている.) これら一連の検証実験により，提案当初には批判もあったジョセフソンの理論もすぐに広く受け入れられることになった.[13]

ジョセフソン効果は，それまで不可能であった秩序パラメータの位相の制御を可能にした．孤立した超伝導体では絶対位相は不確定となり意味をなさなかったが，ジョセフソン効果はこの位相に外部から働きかけ固定するための束縛ポテンシャルの役割をする．同時に，クーパー対が電荷を持っていることに起因して，ジョセフソンの式は電磁場と超伝導位相を結びつける関係式にもなっており，ジョセフソン効果は電気的・磁気的に位相を制御するためのハンドルとみなすこともできる.

3.2 SQUID

ジョセフソン接合を2つ並列にしてループにした超伝導磁束量子干渉素子 (SQUID) はヤクレビッチ (J. C. Jaklevic)

*1 粒子密度行列の非対角 ($r\neq r'$) 要素が長距離秩序を持つこと，すなわち系の中のある位置 r から粒子を取り去り別の位置 r' へ付け加えたときに系がもとの状態から変化せずにいる確率振幅が $|r-r'|\to\infty$ の極限で有限になること．単一の量子状態を占有する粒子数が系の体積に比例して増大することが必要とされるので，巨視的量子状態の本質とも言える．フェルミ粒子系の場合にはパウリの排他律により1粒子密度行列は非対角長距離秩序を持つことができず，2粒子の相関 (超伝導の場合はクーパー対形成) が必要となるため，位相の量子化条件における単位電荷が $2e$ になる.[5]

*2 相転移現象に伴う秩序の発現により，系を記述するハミルトニアンが元々持つ対称性よりも低い対称性を持つ状態が現れることを，自発的対称性の破れと呼ぶ．超伝導転移の場合に秩序パラメータの位相が特定の値を取ることは，ハミルトニアンの持つゲージ対称性すなわち粒子数保存則を破ることに相当する.[7]

らにより実現された(1964).[14] ループを貫く磁束に依存した位相の干渉効果により，SQUIDを流れる超伝導臨界電流がΦ_0周期で変化する．ヤクレビッチらはさらにSQUIDループ内に設けたソレノイド中に磁束を閉じ込め，ループを構成する超伝導体上に磁場が存在しなくても磁束に対する応答が見えることを示し，磁場よりもベクトルポテンシャルが本質であるというアハラノフ-ボーム(Y. Aharanov-D. Bohm)の理論[15]との一致を見た．また蔡(J. S. Tsai)らは1983年にSQUIDを用いて2つの接合における交流ジョセフソン効果の電圧と周波数の比が10^{-16}の以上の精度で一致していることを観測しその堅牢性を示した.[16]

SQUIDは磁気的信号と電気的信号を結びつける変換器として，磁束の高感度測定はもとより，単一磁束量子論理回路など超伝導エレクトロニクスの多くの応用に欠かせない基本素子となっている．

4. 量子揺らぎと散逸

ジョセフソン効果では接合を通してクーパー対がやり取りされることで粒子数が揺らぐため($\Delta n \gg 1$)，2つの超伝導体間で位相差θが確定し($\Delta\theta \sim 0$)，θが古典的な変数として振舞うというのが前節までの状況であった．一方で1963年のアンダーソンによる講義録の中ですでにジョセフソン接合における帯電効果の影響が議論されているのが興味深い.[8] 帯電効果は超伝導体間での粒子数の揺らぎを抑制し，その結果位相差の量子揺らぎをもたらす．1 mm^{2}の接合面積を仮定した当時の見積もりでは，接合に付随する大きな静電容量のため，帯電効果の影響はほとんど無視できるとの結論であったが，ここから紹介する研究ではその位相の量子揺らぎが重要な役割を果たすことになる．多数のミクロな電子からなる集団が量子効果により凝縮した結果生じた「場」であるところの超伝導秩序パラメータΨの位相が再び量子力学的変数となって量子揺らぎを示すということが重要である.[17]

特に1980年代からは半導体集積回路技術の発展とともに，リソグラフィを用いた微細加工技術に著しい進歩が見られた．ミクロとマクロの中間に位置するメゾスコピック系の物理の研究が盛んになり，超伝導や半導体固体素子における量子力学的効果に注目が集まるようになった．ミクロンからサブミクロンのスケールまで微小化されたジョセフソン接合では帯電効果が支配的になり，位相と粒子数それぞれの量子揺らぎの大きさを自由に（もちろん不確定性原理のもとで）設計することが可能になってきた．

4.1 電気回路の量子化

電気回路という言葉には通常およそ量子の気配のかけらもないが，実際電気回路を記述する方程式を形式的に量子化することは容易にできる.[18]

例として超伝導体からなる（抵抗のない）LC共振回路を考えてみる（図3(a)）．キャパシタ上の電荷をQ，コイルに鎖交する磁束をΦとすると，古典的なハミルトニアンは$H=Q^2/2C+\Phi^2/2L=(4e^2/2C)n^2+(1/2L)(\Phi_0^2/2\pi)^2\theta^2 \equiv E_C n^2+(E_L/2)\theta^2$となる．ここで$Q=2en$, $\Phi=\int^t V(t')dt'=(\Phi_0/2\pi)\theta$と書き換えた．量子化に際して，交換関係$[n,\theta]=-i$から$n\to -i\partial/\partial\theta$と置き換えられて，第1項が$-E_C(\partial^2/\partial\theta^2)$となることは，力学的な調和振動子の場合の位置$x$と運動量$p$の関係と同様である．帯電エネルギー$E_C$が運動エネルギー，コイルに蓄えられるエネルギー$E_L$がポテンシャルの役割をしていることがわかる．結果として，等間隔のエネルギー準位間隔$\sqrt{2E_LE_C}=\hbar\sqrt{1/LC}$が得られ，基底状態における量子揺らぎによる位相の波束の広がりは$\sqrt{\langle\Delta\theta^2\rangle}=(E_C/E_L)^{1/4}$となる.[*3]

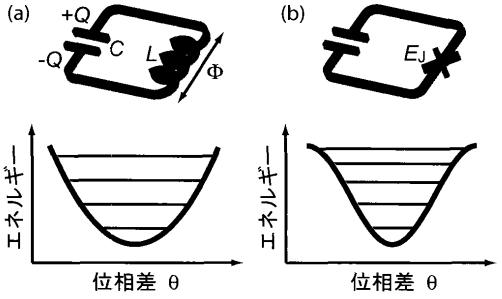

図3 電気回路の量子化．(a) LC共振回路．(b) ジョセフソン接合を用いた非線形共振回路．×印はジョセフソン接合を表す．

しかしながら古典的な外場に対する調和振動子の応答は古典描像と量子描像の間で位相や電荷の期待値に違いがなく，量子性の現れを実験で確認するのが容易でない．そこで活躍するのがジョセフソン接合である（図3(b)）．上のコイルを非線形インダクタンス($\propto(\partial^2E/\partial\theta^2)^{-1}$)を持つジョセフソン接合で置き換えると，位相に働くポテンシャルの項が$-E_J\cos\theta$になるため，コサイン関数の非調和性から，エネルギー準位も非等間隔になる．さらにジョセフソン接合を含む回路では回路のパラメータやバイアス条件などにより様々なポテンシャル形状と運動エネルギー項を設計することができ，次に紹介する巨視的量子コヒーレンスや超伝導量子ビットの実験に用いる人工量子系の設計において本質的な役割を担うことになった．

一方，実際の回路上では必ず有限の散逸が存在し，量子揺らぎを抑制する方向に働く．古典的な回路理論では抵抗成分として扱われてきたこの散逸の効果を多数の調和振動

[*3] 電気回路上を伝播する電気信号は，電極表面の電荷粗密波と電磁場が結合した表面プラズモンポラリトンモードとなって，長波長領域($k\to 0$)で線形の分散関係($\omega\sim c'k$)を持っている．ここでc'は基板の誘電率の影響も含めた光速である．この集団励起運動モードは，バルク中のプラズモンよりずっと低エネルギーであり，またフェルミ波数近傍($k\sim k_F$)における準粒子励起と異なり超伝導ギャップエネルギー以下でも存在する．超伝導電気回路上の量子力学で活躍するのはこの集団励起運動である．上のLC共振回路や後で述べる平面型導波路を用いた共振回路では，このモードを有限サイズに閉じ込めることで量子化し調和振動子として利用している．また超伝導量子ビット回路も全く同様に，ジョセフソン接合の非線形インダクタンスを含む非線形共振回路が量子化されたものと理解することができる．

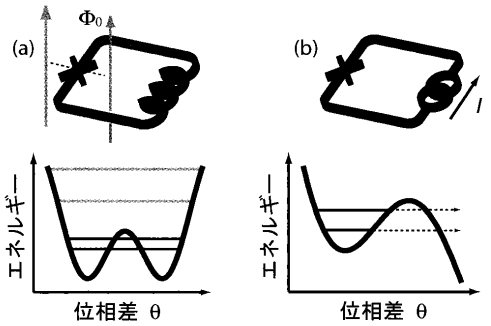

図4　巨視的量子コヒーレンス (MQC) と巨視的量子トンネリング (MQT). (a) ジョセフソン接合を含む超伝導リングと二重井戸ポテンシャル. (b) 電流バイアスされたジョセフソン接合と傾いたコサインポテンシャル. ジョセフソン接合自身の持つ並列キャパシタンスは図中省略してあるが, エネルギー準位の量子化において重要な役割を果たす.

子の集団で置き換えてハミルトニアン形式に取り込み，回路の量子的な振る舞いに与える影響を定量的に求めるための理論がカルデイラ (A. O. Caldeira) とレゲット (A. J. Leggett) (1981) により提案された．これをふまえた電気回路量子化の系統的な理論はユルキ (B. Yurke) とデンカー (J. S. Denker) により1980年代前半にまとめられ，電磁場環境による散逸の効果の計算として後の実験の重要な指針となった.[20]

4.2　巨視的量子コヒーレンス

有名なシュレディンガーの猫のパラドックス (1935) にあるように，量子力学の確立以来，重ね合わせの原理が成り立つミクロの世界と，我々が日常目にしている古典的なマクロの世界の間に何か本質的な境界があるのでは，量子力学は巨視的な世界では成り立たないのではという疑問が常に投げかけられてきた.

レゲットは1980年に巨視的量子コヒーレンス (Macroscopic Quantum Coherence; MQC) という概念を提示し，巨視的な物理系でも量子力学が成り立っているのか，それとも古典的な振る舞い「巨視的実在論 (macrorealism)」に帰着するのかを実験的に判別する方法について議論した.[21] その中で彼は，巨視的でかつ量子コヒーレンスを観測できる可能性のある物理系としてジョセフソン接合を持つ超伝導リングを取り上げた (図4(a))．適当な条件の下で量子揺らぎを無視した古典的な解を考えると，単一の磁束量子がリングの内側を貫いているかいないかに対応した，リングを流れる超伝導電流が互いに反対向きの2つの状態が安定になる．ところが量子揺らぎの効果を取り入れると，この2つの状態の間で量子力学的なトンネリングが起こり，コヒーレントな振動や，固有状態としての重ね合わせ状態が可能になると期待される．ここでは位相（とそれに付随した磁束）のトンネリングに伴い超伝導体中の多数のクーパー対が一斉に運動方向を変えることから，多数の自由度の集団運動が関与した「巨視的な」系であるとされる.[*4]

この提案を受け，ジョセフソン接合回路を用いた巨視的量子コヒーレンスの実証の試みが盛んに行われるようになった．まず最初に1980年代中頃にかけて巨視的量子トンネリング (Macroscopic Quantum Tunneling; MQT) の実証が行われた (図4(b))．ジョセフソン接合を電流バイアスするとコサインポテンシャルが傾けられてポテンシャル井戸はだんだん浅くなる．量子揺らぎが無い場合には井戸の深さが0になるところが超伝導臨界電流 I_c に対応し，接合における位相差 θ でラベルされる状態は井戸から転げ出て走りだし，接合は有限電圧状態 ($V \propto d\theta/dt \neq 0$) にスイッチする．しかし量子揺らぎの効果を取り入れると，(i) 井戸の中でエネルギー準位の量子化が起こる，(ii) I_c 以下のバイアス電流下でも量子トンネリングにより電圧状態への遷移が起こる，という効果が予想され，実際に観測された.[22] 理論との定量的な比較が行われ，超伝導電気回路中の集団励起運動が，キャパシタンスやインダクタンスといった回路の巨視的なパラメータを用いた量子力学で記述される通りに振舞っていることが確認された.[*5]

4.3　単一電子デバイスとクーパー対箱

1980年代後半に入ると，より微小なトンネル接合や電極が作製できるようになり，大きな帯電効果を利用した単一電子デバイスが実現されるようになった.[23] 例えば100 nm角の接合を用いると接合のキャパシタンスは $C \sim 1$ fF であり，一電子の帯電エネルギーは $E_C = e^2/2C \sim 1\ \mathrm{K} \times k_B \sim 20\ \mathrm{GHz} \times h$ となる．そのため低温環境化では微小電極への電子の出入りにおいて帯電効果が重要になり，電極上の電子数と印加されるゲート電圧で決まる，電極の電気化学ポテンシャルに依存して，電子のトンネルが可能になったり不可能になったりする．後者の状況をクーロンブロッケイドと呼ぶ．微小な電極を介して2つのトンネル接合を直列に接続した単一電子トランジスタは1987年にフルトン (T. A. Fulton) とドーラン (G. J. Dolan) により実現され，ゲート電圧による電流の制御が示された.[24] 引き続いて微小電極にトンネル接合を介して電子を1つずつ出し入れする単一電子箱および超伝導状態においてクーパー対を1つずつ出し入れするクーパー対箱も実現された.

クーパー対箱では $E_C \gg E_J$ の条件が満たされ，大きい帯電エネルギー E_C のためにクーパー対は高々1個しか出入りできない．(ただし箱電極中のクーパー対の総数は 10^8–10^9 のオーダーである.) この2つの電荷数状態が電荷揺らぎすなわちジョセフソンエネルギー E_J で決まるクーパー対のトンネリングによりコヒーレントに結合していることになる (図5(a), (b))．これまでMQCの探求においては位相状態の間の揺らぎが主に調べられてきていたが (図4(a))，ここにきて帯電効果が支配的な領域での粒子数状態間の揺らぎもその対象になってきた.

[*4] しかし何をもって「巨視的」とみなすか，「巨視性」をどう定量的に評価するかという点には明確な定義が与えられておらず，常に議論になるところである.

[*5] 超伝導リングの二重量子井戸ポテンシャルにおけるMQCの実現へ向けた取り組みも当時から平行して行われたが，散逸の抑制が十分でなかったためかコヒーレンスの証拠をつかむには至らなかった.

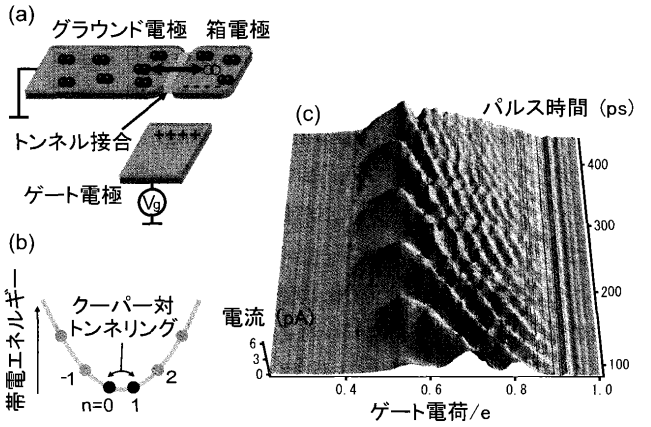

図5　クーパー対箱（電荷量子ビット）とそのコヒーレント制御．(a) 模式図．(b) 帯電エネルギーの粒子数依存性．図2(b)，図4(a) と比較されたい．放物線の頂点の位置はゲート電圧によって変化する．(c) ゲート電圧パルス制御による重ね合わせ状態の生成．横軸はゲート電荷のオフセット，縦軸は量子状態 $|0\rangle$ と $|1\rangle$ に依存して測定用電極（図 (a) 中省略）に流れる電流を示す．[31]

1997年に筆者らはマイクロ波光子介在クーパー対トンネリングを用いた励起スペクトロスコピーにより，2つの異なる電荷数状態の間で重ね合わせによる固有状態が形成され E_J に相当するエネルギー反交差が生じていることを観測した．[25] またブシャー (V. Bouchiat) らはクーパー対箱の基底状態が2つの異なる電荷数状態の重ね合わせであることを単一電子トランジスタを用いた電荷数の計測から示した．[26] こうして初めて超伝導回路における人工巨視的量子状態のコヒーレントな重ね合わせが実証された．また当初レゲットが提案したような超伝導リングにおける2つの異なる位相状態の重ね合わせも，2000年になってフリードマン (J. R. Friedman) らおよびファンデルバール (C. H. van der Wal) らによりスペクトロスコピーの手法で観測された．[27] 電荷（粒子数）あるいは位相を超伝導回路の集団励起運動を記述する量子力学的な変数として用い，その揺らぎを制御し散逸を抑制することで，コヒーレントな人工量子系を構築することが現実となり MQC 実証のための舞台が整ったことになる．

4.4　ジョセフソン接合列

ジョセフソン接合を介して微小超伝導電極を1次元や2次元に配列した接合列も1990年代に盛んに研究された．いわば人工の結晶格子であり，E_J と E_C の大小関係の幅広い領域にわたって，超伝導–絶縁体相転移や磁束・電荷のダイナミクスが調べられた．例えば $E_J \ll E_C$ の領域では，E_J がクーパー対の飛び移り積分，E_C が各電極上のクーロン反発エネルギーに相当する．逆に $E_J \gg E_C$ の場合は E_C が磁束の運動エネルギーに対応し，E_J は磁束の感じる周期的ポテンシャルの深さに相当する．クーパー対と磁束は双対の関係にあり，それぞれの領域でコスタリッツ-サウレス (J. M. Kosterlitz-D. J. Thouless) 転移やモット (N. F. Mott) 局在などが観測された．詳細は文献を参照されたい．[28]

5.　人工量子系のコヒーレントな制御へ

21世紀に入り，MQC への挑戦は，量子情報科学という新たな分野の発展からの一層の刺激と動機付けを得て，その後の研究の大きな展開へつながることになった．いよいよ人工的に作り出した巨視的な系の量子状態を自在に制御する時代がやってきた．

5.1　量子計算への挑戦

量子力学の原理をあらわに利用することで従来の計算機よりもはるかに効率的な演算を実現することができるという量子計算のアイデアは1980年代から徐々に養われてきた．そしてショア (P. Shor) による素因数分解の量子アルゴリズム (1994)[29] およびその翌年の量子エラー訂正理論[30] の発表は量子計算の実現に対する関心を一挙に増大させることになった．量子計算では通常，量子ビットすなわち量子2準位系が演算の基本単位として用いられる．光・原子・分子・スピン共鳴・半導体など様々な分野の実験グループが一斉に，量子ビットを物理的に実現しコヒーレントに制御する研究に取り組み始めた．

超伝導の分野もまた例外ではなかった．MQC の研究で培われてきた超伝導電気回路中における量子2準位系の構築はまさに量子ビット回路の実現に他ならず，その量子状態を時間領域でコヒーレントに制御することが次の実験目標となった．筆者らによるクーパー対箱を用いた電荷量子ビットの実験 (1999) がその最初の成功例となり，固体素子を用いた量子ビットのコヒーレント制御のさきがけとなった（図5(c)）．[31] その後，位相量子ビットや磁束量子ビット（それぞれ図4(b) および (a) に相当）など異なるタイプの超伝導量子ビットの制御も次々と実現し（図6(a), (c)），[32] この10年あまりで研究が大きく進展した．[33] 特筆すべきは，量子ビットの状態制御だけでなく，量子ビッ

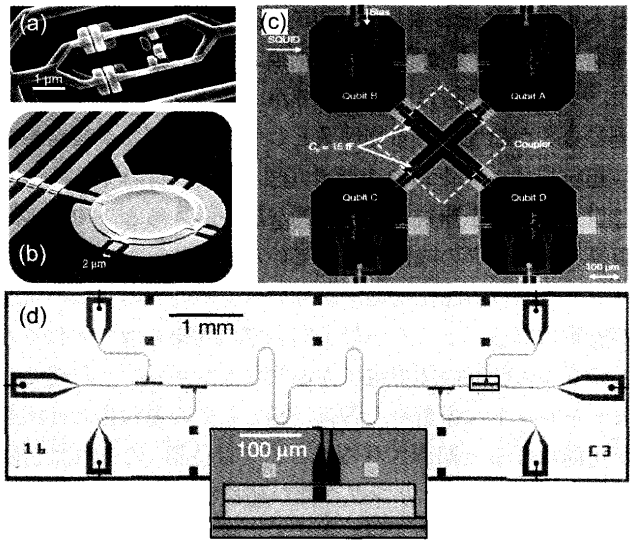

図6　様々な超伝導量子回路．(a) 磁束量子ビット．(b) 超伝導共振回路と結合した力学的振動子．円形の金属膜の中央部分が宙に浮いていて振動する．[48] (c) 4つの結合した位相量子ビット．[37] (d) 超伝導コプレーナ型共振回路（中央に左右に伸びる細線部分）に結合した電荷量子ビット（挿入図）．[37] 文献48, 37より許可を得て転載；Copyright (2009, 2011) by Macmillan Publishers Ltd.

ト間相互作用の制御・コヒーレンスの保持時間・量子ビット状態測定など全ての要素技術において多大な進歩があったことだろう．その結果として，最近では2ビットの量子アルゴリズムの実証や3ビットの量子もつれ状態の生成が報告され（図6(c), (d)），[37] さらに多くの量子ビットを用いた量子演算実証の試みが進められている．

また断熱量子計算（量子アニーリング）の研究も超伝導量子ビット集積回路を用いて進められている．[38] これは，多数の相互作用した量子ビットからなる系のハミルトニアンを，自明な基底状態を持つ単純なものから出発して断熱的に変化させることで，解きたいハミルトニアンの非自明な基底状態を実現するものであり，最適化問題を解くのに力を発揮すると期待されている．[39] 超伝導回路の巨視的な量子基底状態とそのパラメータ設計および電気的制御の自由度が有効に利用される例である．

5.2 回路量子電磁力学—マイクロ波量子光学

少数準位量子系としての超伝導量子ビットは人工原子とみなすこともできる．この人工原子はミクロンから時にミリメートル近いサイズを持ち，その巨視的性質ゆえに，巨大な電気的あるいは磁気的モーメントを持つ．そのためナノメートル以下のサイズの通常の原子と比べて，電磁場との結合が非常に大きくなる．

同時に超伝導回路上ではマイクロ波帯における低損失の伝送線路や共振器が容易に実現される（図6(d)）．超伝導回路上を伝播する電磁波は，1次元伝送線路あるいはそれを有限の長さに制限した共振回路に有効に閉じ込められる．また集中定数回路でLC共振器を作ることも容易である（脚注3参照）．これらの空間的に閉じ込められ量子化されたモードは大きな零点振動振幅を持ち，その近傍に置かれた人工原子との単一光子レベルでの相互作用を一層増強することになる．

これと同様な物理は，量子光学の分野において空洞共振器中に閉じ込められた光子の場と原子の間のコヒーレントな相互作用を実現する共振器量子電磁力学 (cavity quantum electrodynamics; cavity QED) と名付けられ，物質と光の相互作用の最も基本的な現象として盛んに研究されてきた．これにならい，超伝導回路における実現方式は回路量子電磁力学 (circuit QED) と呼ばれている．[34,35] 後者の強みは，人工原子と（マイクロ波）光子の相互作用強度が緩和時間で決まるエネルギー線幅に比べて遥かに大きい領域（いわゆる強結合領域）を容易に実現できること，また人工原子と共振器の空間的・エネルギー的配置を自在に設計できることであり，従来の量子光学実験の再現を超えて新しい研究領域を切り拓く可能性を持つことである．

2004年にヴァルラフ (A. Wallraff)，シェルコップ (R. J. Schoelkopf) らが量子ビットと共振器のコヒーレントな結合によるエネルギー準位の反交差（真空ラビ分裂）を観測したのを皮切りに，[34] 超伝導回路を用いたマイクロ波領域における量子光学実験が続々と行われている．最近の実験では，共振器中の任意の光子数重ね合わせ状態を決定論的に生成することが可能になっている．[36] また単一人工原子メーザーやマイクロ波単一光子源・単一光子検出器なども実現されている．

ジョセフソン接合自身の持つ無散逸性と大きな非線形性は非線形光学要素としても強みを発揮する．パラメトリック増幅器やスクイーズド状態の生成などの実験も超伝導回路上で行われている．

5.3 量子力学の根幹に迫る

飛躍的に向上した量子ビット制御・測定技術を利用した量子力学の基本的問題に関わる研究も進んでいる．

アインシュタイン-ポドルスキー-ローゼン (A. Einstein-B. Podolsky-N. Rosen) (1935) らの思考実験では，量子もつれ状態にある互いに遠く離れた2つの粒子の状態を観測すると非局所的な量子相関が現れることが指摘され，量子力学による現象の記述の不完全性だと結論された．[40] これに対しベル (J. S. Bell) は両者の観測結果の相関に関わる不等式を提示し，いかなる局所的実在論（local realism; 観測結果の確率分布が，観測行為に影響されない局所的な相互作用のみで決まるという考え方）もこの不等式を破ることはできないことを証明した (1964)．[41] アスペ (A. Aspect) らによる量子もつれ光子対を用いたベル不等式の破れの実証 (1982) によって量子力学の妥当性に軍配が上がって以来[42]様々な物理系で同様の観測がなされているが，最近，基板上で数ミリメートルの距離を隔てた2つの超伝導量子ビットの間でもベル不等式の破れが観測された．[43] もちろんこの実験では2つの量子ビット間の距離が小さすぎるため，片方を測定した結果が何らかの方法で他方の測定に影響を与えている可能性があるという「因果律の抜け穴 (causality loophole)」を塞ぐことができず，非局所的量子相関の完全な証明にはなっていない．しかしながら90%超の高い量子ビット測定効率は，光の実験で概して問題になる「検出の抜け穴」(detection loophole; 光子検出に失敗した際のデータを捨てていることが相関の統計値に影響を与えるかもしれないという不確実性）を塞ぐのに有効である．将来的に量子ビット間の距離を，測定時間内に光が伝播するよりも長い距離（20 m程度）まで遠ざけることができれば，因果性も担保した量子力学の非局所性の証明が可能になると期待される．

同様に，巨視的実在論 (macrorealism) のもとで成り立つレゲット-ガーグ (Leggett-Garg) 不等式[44]の破れを実証する実験も超伝導量子ビットを用いて行われた．[45] 巨視的実在論とは (i) 系が常に巨視的に確定した複数の状態のうちのどれか1つにあること（すなわち重ね合わせではないこと）と (ii) 系の時間発展に影響することなく状態を観測することが可能であることの2点を仮定するものである．系に対する複数の時刻における観測値の間の相関に関するこの不等式の破れは，古典論では当然成り立つと考えられる巨視的実在論を否定し，この系の量子的振る舞いを支持

するものである．量子と古典の境界をより巨視的な世界へ押し広げようという試みはまだ端緒についたばかりであるが，1980年に掲げられたレゲットの構想がようやく実験で試されるようになってきている．

6. 今後の展望

人工量子系のコヒーレント制御技術は今後さらに向上し広がりをみせると予想される．大きなブレークスルーが期待される課題を3点挙げる．

6.1 デコヒーレンス

量子コヒーレンスが散逸によって時間とともに失われていくのがデコヒーレンスである．超伝導量子ビットのコヒーレンス保持時間は現在のところ1–10 μs程度である．量子ビットの個々の制御は1–10 nsの時間で行われるので，すでに多数のパルスを用いた複雑な量子状態制御が実現している．しかしながら有限のデコヒーレンスは量子状態制御の精度に限界を与えている．より高精度の制御を実現し，精確な（許容誤差$<10^{-4}$程度と考えられている）量子ビット制御が要求される量子エラー訂正の実現へ近づくためには，デコヒーレンスの抑制が必須である．現在のところデコヒーレンスの要因は完全に明らかではないが，素子に内在する欠陥などミクロなスケールの自由度が関与している疑いが持たれている．回路設計の最適化とともに，材料・プロセス技術などの改善によりこれらの問題を解決していく必要がある．

6.2 量子測定とフィードバック

量子系のフィードバック制御には，優れた制御とともに高精度・高効率の測定も欠かせない．量子ビットの状態に応じてそれと結合した超伝導共振器のマイクロ波応答に位相シフトが生じる分散型の測定は，広帯域かつ非破壊の測定方法として発展し広く用いられている．最近では連続測定による量子ビットの量子跳躍の観測も実現された．[46] そこでもジョセフソン接合の非線形性を利用したパラメトリック増幅器が活躍している．これは標準量子限界を打ち破ることを可能にする位相敏感型のマイクロ波信号増幅器として，様々な高感度測定のためのプリアンプとして利用され大きな性能改善に貢献している．

量子演算回路のどこでエラーが起きたかを測定により判別しフィードバックによりエラーを訂正する量子エラー訂正の実現は量子計算へ向けたひとつの大きなマイルストーンである．

6.3 ハイブリッド量子系へ

優れた制御性を持つ量子系としての超伝導量子ビット回路は，他の量子系と電磁場を介してコヒーレントに結合することが可能であり，量子状態を受け渡すインターフェイスにもなりうる．これは言わば巨視的量子コヒーレンスを超伝導回路内から外部へと敷衍していくことに相当する．異種量子系の間のインターフェイスは，量子演算，量子メモリ，量子状態伝送などの様々な機能を個々の物理系の強みを活かして実現しそれらを組み合わせることで量子情報通信ネットワークを構築する際にも，大きな役割を果たすと期待される．ハイブリッド量子系として，トラップされた原子や固体中の電子スピン集団の集団励起モード，半導体量子ドット，さらには可視・赤外領域の光子とのコヒーレントな結合方式が模索されている．マイクロスケールの力学的振動子との結合では，超伝導量子ビットを用いて調和振動子としての力学的振動子中のフォノン数状態の重ね合わせを制御したり，読み出したりすることが実証されている．[47] また原子のレーザー冷却同様にマイクロ波を用いたサイドバンド冷却で，超伝導共振器と結合した低エネルギーの(～10 MHz)力学的振動子を基底状態まで冷却することも実現している（図6(b)）．[48] 質量を持つ振動子の重ね合わせ状態の実現は，巨視的な系における量子コヒーレンスの限界が重力に関連したデコヒーレンスによって与えられるのではないかという議論とも関わり，現在盛んに研究されている．

7. まとめ

超伝導研究の歴史を巨視的量子効果という観点から眺めてきた．この切り口からすると，特にBCS理論とジョセフソン効果の確立以降半世紀の研究は，巨視的量子効果としての超伝導（荷電粒子の超流動）を利用した量子力学や量子工学の研究と言えるかもしれない．このような展開が可能になるほどに，超伝導という巨視的量子現象は，量子の世界に我々を導いてくれる特別かつ普遍的なものであるということだろう．次の100年におけるさらなる（特に想定外の）発展が楽しみである．

参考文献

1) *Superconductivity* ed. R. D. Parks (Marcel Dekker, New York, 1969); J. Bardeen: Phys. Today, Jan. (1963) 19; J. R. Schrieffer: *ibid.* Jan. (1973) 23.
2) D. van Delft and P. Kes: Phys. Today, Sep. (2010) 38.
3) F. London: Proc. Roy. Soc. (London) **152A** (1935) 24; Phys. Rev. **74** (1948) 562; *Superfluids*, Vol. I (John Wiley and Sons, New York, 1950).
4) B. S. Deaver and W. M. Fairbank: Phys. Rev. Lett. **7** (1961) 43; R. Doll and M. Näbauer: *ibid.* **7** (1961) 51.
5) 上田正仁：『現代量子物理学』（培風館，2004）．
6) N. Byers and C. N. Yang: Phys. Rev. Lett. **7** (1961) 46; C. N. Yang: Rev. Mod. Phys. **34** (1962) 694; D. J. Thouless: *Topological Quantum Numbers in Nonrelativistic Physics* (World Scientific, Singapore, 1998).
7) 永長直人：『物性論における場の量子論』（岩波書店，1995）．
8) P. W. Anderson: in *Lectures on the Many-Body Problem*, ed. E. R. Caianiello (Academic Press, New York, 1964) Vol. 2, p. 113.
9) I. Giaever: Phys. Rev. Lett. **5** (1960) 147; *ibid.* **5** (1960) 464.
10) B. D. Josephson: Phys. Lett. **1** (1962) 251; P. W. Anderson: Phys. Today, Nov (1970) 23.
11) P. W. Anderson and J. M. Rowell: Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 230; J. M. Rowell: *ibid.* **11** (1963) 200.
12) S. Shapiro: Phys. Rev. Lett. **11** (1963) 80.
13) D. G. McDonald: Phys. Today, July (2001) 46.
14) R. C. Jaklevic, J. Lamb, A. H. Silver and J. E. Mercereau: Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 159; *ibid.* **12** (1964) 274.
15) Y. Aharonov and D. Bohm: Phys. Rev. **115** (1959) 485.
16) J. S. Tsai, A. K. Jain and J. E. Lukens: Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 316.

17) K. K. Likharev: *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (Gordon and Breach, Amsterdam, 1986); 栗原　進:『トンネル効果』(栗原　進編, 丸善, 1994) p. 137.
18) M. H. Devoret: in *Quantum Fluctuations*, eds. S. Reynaud, E. Giacobino and J. Zinn-Justin (North-Holland, Amsterdam, 1997) p. 351.
19) A. O. Caldeira and A. J. Leggett: Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 211; Ann. Phys. (N.Y.) **149** (1983) 374.
20) B. Yurke and J. S. Denker: Phys. Rev. A **29** (1984) 87.
21) A. J. Leggett: Prog. Theo. Phys. Suppl. **69** (1980) 80; J. Phys.: Condens. Matter **14** (2002) R415; 高木　伸:『巨視的トンネル現象』(岩波書店, 1997).
22) J. M. Martinis, M. H. Devoret and J. Clarke: Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1543; Phys. Rev. B **35** (1987) 4682.
23) *Single Charge Tunneling*, eds. H. Grabart and M. H. Devoret (Plenum, New York, 1992).
24) T. A. Fulton and G. J. Dolan: Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 109.
25) Y. Nakamura, C. D. Chen and J. S. Tsai: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2328.
26) V. Bouchiat, D. Vion, P. Joyez, D. Esteve and M. H. Devoret: Phys. Scr. **T76** (1998) 165.
27) J. R. Friedman, V. Patel, W. Chen, S. K. Tolpygo and J. E. Lukens: Nature **406** (2000) 43; C. H. van der Wal, *et al.*: Science **290** (2000) 773.
28) R. Fazio and H. van der Zant: Phys. Rep. **355** (2001) 235; 勝本信吾, 家　泰弘: 固体物理 **40** (2005) 797.
29) P. Shor: in *Proceedings of the 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science*, ed. S. Goldwasser (IEEE Computer Society, Los Alamitos, CA, 1994), p. 124.
30) P. Shor: Phys. Rev. A **52** (1995) R2493; A. M. Steane: Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 793.
31) Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin and J. S. Tsai: Nature **398** (1999) 786.
32) J. M. Martinis, S. Nam, J. Aumentado and C. Urbina: **89** (2002) 117901; I. Chiorescu, Y. Nakamura, C. J. P. M. Harmans, J. E. Mooij: Science **299** (2003) 1869.
33) J. Clarke and F. K. Wilhelm: Nature **453** (2008) 1031.
34) A. Wallraff, *et al.*: Nature **431** (2004) 162.
35) R. J. Schoelkopf and S. M. Girvin: Nature **451** (2008) 664.
36) M. Hofheinz, *et al.*: Nature **459** (2009) 546.
37) L. DiCarlo, *et al.*: Nature **460** (2009) 240; *ibid.* **467** (2010) 574; M. Neeley, *et al.*: *ibid.* **467** (2010) 570.
38) M. W. Johnson, *et al.*: Nature **473** (2011) 194.
39) 大関真之, 西森秀稔: 日本物理学会誌 **66** (2011) 252.
40) A. Einstein, B. Podolsky and N. Rosen: Phys. Rev. **47** (1935) 777.
41) J. S. Bell: Physics **1** (1964) 195.
42) A. Aspect, J. Dalibard and G. Roger: Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 1804.
43) M. Ansmann, *et al.*: Nature **461** (2009) 504.
44) A. J. Leggett and A. Garg: Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 857.
45) A. Palacios-Laroy, *et al.*: Nature Phys. **6** (2010) 442.
46) R. Vijay, D. H. Slichter and I. Siddiqi: Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 110502.
47) A. D. O'Connell, *et al.*: Nature **461** (2010) 697.
48) J. D. Teufel, *et al.*: Nature **471** (2011) 204; *ibid.* **475** (2011) 359.

著者紹介

中村泰信氏:　改めて超伝導100年の歴史の重みを感じ，現在の我々の研究がいかに「巨人の肩」に支えられてきたかと言うことを実感しています.

(2011年5月31日原稿受付)

Experimental Studies of Superconductivity as Macroscopic Quantum Phenomena

Yasunobu Nakamura

abstract:　The history of the superconductivity research is reviewed from a view point of how the phase of the superconducting order parameter has been recognized and controlled. The concepts of macroscopic quantum coherence and quantum computing have stimulated the progress towards quantum-state manipulation of artificial systems in electrical circuits.

超伝導がもたらした物性と素粒子の交流

橋本省二　〈高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所　305-0801 つくば市大穂 1-1　e-mail: shoji.hashimoto@kek.jp〉

南部陽一郎の素粒子における自発的対称性の破れの理論が，超伝導の BCS 理論にヒントを得て作られたことはよく知られている．その後，南部の考えは一つの主要な概念として素粒子物理に定着する一方，量子色力学における自発的対称性の破れの微視的様子についても，格子ゲージ理論の数値シミュレーションによる非摂動的な計算によって理解が進みつつある．

1. はじめに

高エネルギー加速器研究機構では年に一度，夏の終わりにオープンハウスと称して研究所を一般公開するイベントをやっている．私のような理論研究者は，難しい専門用語を書いたポスターを背にして何とか一般の方に研究を説明しようとするが，よほど敷居が高いらしくなかなか話も聞いてもらえない．難しい顔をした理論家が何人も待ち構えているのだから無理もない．隣の建物では，子ども向けに超伝導の実演をやっている．マイスナー効果で空中に浮上した試料が，ジェットコースターの線路のように並べられた磁石の上を猛スピードで走り，子供たちが歓声をあげる．何という差であろうか．

実際，超伝導は素粒子論をやっている者にも非常に魅力的に映る．量子力学のおかげで起こった相転移を実際に手で(手袋をはめないとやけどするが)触ってみることができるのだ．素粒子の模型で起こる相転移もこんな風に目の前でやってみせるわけにはいかないんだろうか．

素粒子論に自発的対称性の破れという考え方をもちこん