

## ■9 群（電子材料・デバイス）-2 編（金属と超伝導体）

# 1 章 超伝導体の基礎と基盤技術

（執筆者：赤穂博司）[2011年7月受領]

### ■概要■

超伝導体の特徴的な性質には、電気抵抗ゼロ、磁場の排除、磁束の量子化、超伝導電子のトンネル効果（ジョセフソン効果）などがあげられる。これらの特徴を活かしたデバイス性能と具体的な超伝導デバイスとしては、超高速・低消費電力スイッチング特性（ジョセフソンデジタル信号処理システム）、磁場に対する超高感度性（SQUID:超伝導量子干渉素子）、高感度・低雑音性（高周波超伝導ミキサや X 線検出器）、低損失・低雑音特性（超伝導フィルタや超伝導アンテナなど受動素子）、高精度・高周波数特性（電圧標準や高精度な電圧計測）などがある。冷凍機技術や実装技術などの進展により超伝導デバイスシステムとして実現されつつある。

超伝導電子デバイス用の材料としては、大きく金属系と酸化物系超伝導体に分けられる。金属系超伝導デバイス材料としては、初期には鉛系超伝導体が主流であったが、近年、機械的に強く、また化学的にも安定なニオブ系超伝導体が使われている。これら金属系超伝導体は、超伝導に転移する臨界温度は低く、これを動作させるのに液体ヘリウムの極低温（4.2 K）が用いられる。1986年にベドノルツ（Bednorz）とミュラー（Müller）が、臨界温度の高い新しいタイプの銅酸化物超伝導体を発見してから、液体窒素温度（77 K）を超える臨界温度をもつ Y-Ba-Cu-O や Bi-Sr-Ca-Cu-O などの酸化物超伝導材料が次々と発見された。これら高温超伝導体の電子デバイスへの応用研究が、超伝導薄膜技術の研究とともに発見直後から現在まで 25 年間以上にわたり活発に進められている。

### 【本章の構成】

本章では、超伝導デバイスの基礎として、超伝導現象（1-1 節）及び超伝導材料（1-2 節）について述べ、超伝導デバイスに関連する基盤技術・周辺技術として、冷凍機技術（1-3 節）及び実装技術（1-4 節）について述べる。

## ■9 群 - 2 編 - 1 章

### 1-1 超伝導現象

(執筆者：藤田敏三) [2009 年 3 月受領]

#### 1-1-1 伝導電子系の秩序

1911 年に、ライデン大学のカメラリング・オンネス (Kamerlingh Onnes) は、液体ヘリウムの沸点 (4.2 K) の直下で水銀の電気抵抗が突然ゼロになる現象、すなわち超伝導転移を見出した。その後、水銀だけではなく、多くの単体金属や合金で次々と同様の現象が見出され、現在では酸化物を含む多くの無機・有機化合物でも超伝導が報告されている。更に、通常は絶縁体であっても、高圧をかけて金属化したり、ほかの何らかの手段で電子あるいはホールをキャリア (電流担体) として導入することによって、超伝導を観測した例もある。このように、超伝導は、伝導電子系におけるよくある低温現象である。熱力学によれば、温度が下がると熱平衡系のエントロピーは小さくなる。すなわち、低温の本質は秩序の形成である。では、超伝導は伝導電子系のどのような秩序状態なのであろうか。

秩序化した集団の運動ならば少数のパラメータで記述できるはずである。1950 年にギンツブルグ (Ginzburg) とランダウ (Landau) は、直感的な洞察から超伝導秩序パラメータとして複素数  $\Psi = |\Psi|e^{i\theta}$  を導入し、量子力学の波動関数的性格をもたせた。 $|\Psi|^2$  は超伝導キャリアの粒子密度に対応させ、位相  $\theta$  は位置の関数として理論を展開した。この理論 (GL 理論) の成立には、キャリア粒子がマイクロにもばらばらに振る舞うのではなく、運動がコヒーレントに扱える一つの状態に凝縮していることが要求される。パウリの排他律の制約を受ける電子 (フェルミ粒子) の場合、そのままではこのような凝縮はできない。しかし、何らかの引力で二つの粒子が対 (クーパー対) を形成し、その重心運動に着目すれば、ボーズ粒子のように凝縮が可能になる。1957 年に、バーディーン (Bardeen)、クーパー (Cooper)、シュリーファー (Schrieffer) の 3 人は、フォノン (格子振動) を媒介とする引力を用いて、フェルミ準位付近の電子に動的な対を形成させれば電子系のエネルギーが下がり、電子対の凝縮で超伝導が説明できることを示した (BCS 理論)。

このように超伝導の議論では、電子対形成が基礎となるため、単一電子の質量  $m$  や電荷  $e$  よりも、電子対の質量  $2m$  や電荷  $2e$  など因子 2 がしばしば現れる。因みに、ボーズ粒子のボーズ・アインシュタイン凝縮 (BEC) に対し、フェルミ粒子が低温で対形成をすると同時に凝縮する 2 次の相転移を BCS 凝縮と呼ばれる。BCS 理論によれば、凝縮した電子対を壊して励起するには有限な値  $2\Delta$  以上のエネルギーがいる。この  $2\Delta$  を超伝導エネルギーギャップと呼び、クーパー対の結合エネルギー大きさと考えてよい。絶対零度でのエネルギーギャップは、 $2\Delta(0) = 3.53 k_B T_c$  ( $k_B$ : ボルツマン定数) で、 $T_c$  に関係づけられる。

現在では、電子間引力の媒介に、フォノンだけではなく、電荷や価数のゆらぎ、スピンのゆらぎなども議論されている。電子対の状態もスピン 1 重項で相対軌道運動が等方的な s 波対だけではなく、d 波対やスピン 3 重項の p 波対なども見出されている。

#### 1-1-2 電気抵抗の消失

冷却していった電気抵抗  $\rho$  がゼロになる温度を超伝導転移温度あるいは超伝導臨界温度  $T_c$  という。この電気抵抗の消失は現象的に最も分かりやすい超伝導の性質であるが、単に測定

できないほど  $\rho$  が小さいのか、原理的に  $\rho=0$  なのか重要である。厳密に  $\rho=0$  ならば、超伝導リングのような閉回路に直流電流を流せば、減衰することなくいつまでも流れ続ける。実際に、閉回路に発生する磁場で電流をモニタする「永久電流の実験」によって  $\rho=0$  は確かめられている。常伝導状態では、電位（静電ポテンシャル）の勾配である静電場  $\mathbf{E} = -\nabla\phi$  が電流の駆動力となるが、 $\mathbf{E}$  をともなわない超伝導状態では、位相の勾配  $\nabla\phi$ （ゲージ場）によって駆動されるクーパー対の流れが電流となる。

超伝導電流は確かに電位差をともなわない非散逸性の電荷の流れではあるが、どんどん大きくしていくと超伝導状態が破れ有限な電圧が発生する。このときの電流密度を超伝導臨界電流密度  $j_c$  という。  $j_c$  の値を決める要因はいくつかあるが、概して材料依存性が大きい。

### 1-1-3 磁場の排除

$T_c$  以下の温度に冷却された超伝導体に弱い外部磁場  $\mathbf{H}$  を印加しても、超伝導内部の磁束密度  $\mathbf{B}$  はゼロのままに保たれる。これは、磁場変化にともないレンツの法則に従って表面に遮蔽電流  $I_s$  が誘起され、しかもその  $I_s$  が減衰しないから磁場が内部に侵入できないと考えられる。しかし、 $T_c$  以上の常伝導状態で  $\mathbf{H}$  を印加すれば内部にはほぼ  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$  の磁束密度が入る。その後で温度を  $T_c$  以下に下げても、磁場は超伝導体の外に排除されて、内部はやはり  $\mathbf{B} = 0$  になってしまう。これは、1933年にマイスナー (Meissner) とオクセンフェルト (Ochsenfeld) がスズや鉛の単連結試料で見出した現象で、マイスナー効果と呼ばれている。超伝導状態で外部磁場を変えていないから、前述の完全導体に対する電磁誘導では説明できない。真空の透磁率を  $\mu_0$  とおいて  $\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})$  の関係を使うと、マイスナー効果は磁化率が  $\chi = -1$  で、磁場印加の履歴に関わらず  $\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}$  の磁化が誘起されて内部では  $\mathbf{B} = 0$  になる。この完全反磁性は超伝導体に特有の性質で、その磁気的反発力で超伝導体の上に永久磁石を浮かせることができ、「浮き磁石」と呼ばれる現象が見られる。

1935年にロンドン兄弟 (F. London と H. London) は、電子の自由加速の式とマックスウェルの方程式を組み合わせ、更にベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  に  $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$  の制約(ロンドンゲージ)を付加することにより、超伝導電流密度  $\mathbf{j}$  と  $\mathbf{A}$  を関連づけるロンドン方程式  $\lambda_L \mathbf{j} + \mathbf{A} = 0$  を導いた。ただし、 $\lambda_L = m/n e^2$  で、 $n$  は超伝導に寄与する電子密度である。更に、この式から関係式  $\mathbf{B} = \lambda_L^{-2} \nabla^2 \mathbf{B}$  や  $\mathbf{j} = \lambda_L^{-2} \nabla^2 \mathbf{j}$  を導き出し、マイスナー効果を説明した。 $\lambda_L^{-2} \equiv \mu_0^{-1} A = m/(n e^2 \mu_0)$  である。これらの式によると、磁束密度  $\mathbf{B}$  も遮蔽電流密度  $\mathbf{j}$  も、超伝導体表面から  $\lambda_L$  程度の深さまでの間で指数関数的に小さくなってしまふ。 $\lambda_L$  をロンドンの磁場侵入深さと呼び、典型的には  $10 \sim 100$  nm 程度の小さい値になるので、超伝導体内部は実質的に  $\mathbf{B} = 0$  である。その後、ロンドン方程式に補正を加えたピパード (Pippard) の非局所論や前述の GL 理論によって超伝導体の磁気的性質の理解が進んだ。これらの理論には、クーパー対の空間的な拡がりを表す特性長  $\xi_p$  や秩序パラメータの変化に必要な空間距離を表す特性長  $\xi$  が現れ、ともにコヒーレンスの長さと呼ばれている。コヒーレンスの長さは磁場の侵入深さ  $\lambda$  とともに超伝導現象を記述するにあたって重要なパラメータである (1-1-5 項参照)。

### 1-1-4 磁束の量子化

面積  $S$  の穴をもつ超伝導リングを考える。 $T_c$  以上で磁場  $\mathbf{H}$  をかけておいて、温度を  $T_c$  以下に下げるとリングの中空部をほぼ  $\mu_0 \mathbf{H} S$  に等しい磁束  $\Phi$  が貫いたままで、外部磁場を取り除

いてもそのまま残る。このとき、超伝導体内部には磁場は侵入しないが、リング内面の $\lambda_L$ 程度の非常に薄い表面層に電流  $I$  が流れて、 $L I \approx \mu_0 H S$  の磁束を維持しているのである。 $L$  は電流が流れるリングの自己インダクタンスである。実は、これが「永久電流の実験」で超伝導閉回路に電流を流す方法の一つであった。ところが、リングを貫いている  $\Phi$  を詳しく測定してみると、ある小さい値  $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$  ( $h$ : プランク定数) を単位にしてとびとびの値  $\Phi_0 = n \Phi_0$  ( $n$ : 整数) しかとれない。これを磁束の量子化という。永久電流  $I$  も  $L I = n \Phi_0$  に従って量子化される。この現象は、すでにロンドンらが永久電流の安定性から予言していたことである。 $\Phi_0$  に含まれる  $2e$  は超伝導電流のキャリアが電子対であることを証している。磁束の量子化は、超伝導リングに沿って一周したときに超伝導秩序パラメータ  $\Psi$  の位相  $\theta$  が  $2\pi$  の整数倍  $2\pi n$  になるという定在波条件からも要請される現象である。

### 1-1-5 第 1 種超伝導体と第 2 種超伝導体

外部から印加されている磁場  $H$  をある空間から排除すれば、単位体積当たり  $(1/2)\mu_0 H^2$  だけエネルギーが高くなる。したがって、 $H$  をどんどん大きくしていくと、磁場を排除したマイスナー状態が不安定になって、超伝導が破れる。磁場による超伝導の破れ方には大別して二つのタイプがある。磁場がある臨界値  $H_c$  に達するまではマイスナー効果を示していて、 $H_c$  以上になると電子対の凝縮エネルギーよりも磁場を排除するエネルギーの損失の方が大きくなるので、一気に常伝導状態に転移してしまう超伝導物質を、第 1 種超伝導体という。ニオブ (Nb)・バナジウム (V) などを除く多くの高純度単体金属は第 1 種である。

これに対し、凝縮エネルギーで決まる  $H_c$  よりも低い下部臨界磁場  $H_{c1}$  から徐々に超伝導体内部へ磁束が侵入しはじめ、 $H_c$  よりも高い上部臨界磁場  $H_{c2}$  まで超伝導状態が生き残る物質を、第 2 種超伝導体という。単体金属の Nb や V のほかに、ほとんどの合金や化合物の超伝導体は第 2 種に属する。最近、例外的に第 1 種の振る舞いをする化合物も報告されてはいる。

第 2 種超伝導体でもきれいな物質では、磁場が  $H_{c1}$  より弱い場合マイスナー状態にある。 $H_{c1}$  と  $H_{c2}$  の間では磁束は  $\Phi_0$  の単位磁束線に分かれて、通常はアブリコソフ (Abrikosov) 格子と呼ばれる三角格子状に整列して超伝導体に侵入する。これを「混合状態」という。 $H_{c2}$  では磁束線の密度が大きくなって重なり合い、磁気的には連続的に常伝導状態へ移る。磁束線は、格子欠陥や析出物にピン止めされることがあるので、きれいでない物質では、磁化曲線にヒステリシスが現れ、マイスナー領域と混合領域を磁場の大きさだけできれいに分けられない。一方、磁束のピン止めが少ない場合は、電流を流すとローレンツ力で磁束線が動くので超伝導状態であっても電圧が発生し、実質的に電気抵抗が生じる。このように、磁束のピン止めは第 2 種超伝導体の臨界電流密度  $j_c$  を支配する要因になるので、実用線材には重要になる。

磁束線の中心部の直径  $\xi$  (コヒーレンスの長さ) 程度の領域は常伝導に近い状態にあり、それを芯にして周り  $\lambda$  (磁場の侵入深さ) 程度の領域に渦電流が流れている。この渦電流に遮蔽されて、磁束線と磁束線との領域で超伝導性が保たれている。この磁束線の構造からも推測されるように、第一種超伝導体と第 2 種超伝導体は  $\xi$  と  $\lambda$  の大小により分かれる。 $\kappa \equiv \lambda/\xi$  とおくと、GL 理論から、 $\kappa < 1/\sqrt{2}$  のとき第 1 種超伝導体であり、 $\kappa > 1/\sqrt{2}$  のとき第 2 種超伝導体になる。三つの臨界磁場も、それぞれ  $\mu_0 H_{c2} = \Phi_0/(2\pi\xi^2)$ 、 $\mu_0 H_c = \Phi_0/(2\sqrt{2}\pi\lambda\xi)$ 、 $\mu_0 H_{c1} = (\Phi_0/n\kappa)/(4\pi\lambda^2)$  と、 $\lambda$  と  $\xi$  を使って与えられる。

2 次元性が強い層状構造の銅酸化物高温超伝導体では、層間の超伝導的結合が弱いので、磁束が線状構造をなさず、各層にパンケーキ状に配置されることもある。また、高温領域では磁束の熱的ゆらぎも無視できない。第一種超伝導体でも、反磁場係数が大きい形状では、部分的に超伝導が破れて、超伝導相と常伝導相が交互に入り交じった「中間状態」をとる。

### 1-1-6 超伝導トンネル効果

二つの超伝導体  $S_1$   $S_2$  の間に絶縁体  $I$  を挟んだ SIS 接合では、 $I$  が充分薄い場合、 $S$  と  $S$  の間を量子論的トンネル効果で電子が透過する。 $S_1$   $S_2$  ともに同じ  $s$  波超伝導体の場合、例えば  $5 \text{ nm}$  程度の比較的厚い  $I$  層を挟んだ接合では、電圧が  $V_0 = 2\Delta e$  まではトンネル電流がほとんど流れないが、 $V_0$  から急に流れはじめる。これは、電場からエネルギーをもらって電子対が壊れ、準粒子がトンネルするのを見ていることになる。したがって、この超伝導準粒子トンネル効果は、超伝導ギャップ  $2\Delta$  を調べる手段として用いられている。等方的な  $s$  波超伝導体でない場合は、異方性やギャップ構造を反映した電流 ( $I$ ) 電圧 ( $V$ ) 特性が得られる。

$I$  層が  $2 \text{ nm}$  程度まで薄くなると、SIS 接合にはギャップ構造を反映した準粒子トンネル  $IV$  特性のほか、 $V = 0$  でも臨界値  $I_0$  まで超伝導電流  $I_f$  が流れる。これは、1962 年にジョセフソン (Josephson) が理論的の予言した電子対のまま  $I$  層を透過する現象で、ジョセフソン効果と呼ばれている。 $I_f$  は、二つの超伝導電極の秩序パラメータの位相差  $\theta \equiv \theta_2 - \theta_1$  に依存し、ジョセフソンの電流位相関係式  $I_f = I_0 \sin \theta$  に従う。また、 $I_0$  は絶縁相を挟んだ超伝導電極間で位相を揃えようとする結合エネルギー  $E_0$  と、 $I_0 = 2eE_0/h$  ( $h = h/2\pi$ : ディラック定数) で関係づけられている。SIS ジョセフソン接合に磁場を印加すると、 $I$  層を中心に磁場の侵入深さ  $\lambda$  程度の領域にだけ磁場が侵入する。接合に侵入した磁束も  $\Phi_0$  を単位とした量子化の影響を受ける。このため、接合に流れる電流も変調を受け、電圧ゼロのまま流れる最大電流値の磁場依存性が、あたかも一つのスリットを通る光のフラウンホーファー回折のような回折パターンを示す。このジョセフソン接合の回折パターンもクーパー対の対称性の影響を受けるので、新超伝導体のマイクロな電子状態をきめる手がかりにもなる。ジョセフソンの電流位相関係式に関わる電圧ゼロでの現象を直流ジョセフソン効果という。

ジョセフソン接合に有限の直流電圧  $V$  を印加すると、ゴルコフ (Gor'kov) -ジョセフソンの式  $d\theta/dt = 2eV/h$  に従って、位相差  $\theta$  が時間的に変化する。 $(\theta/2\pi)\Phi_0$  を磁束と見なせば、この式は電磁誘導の法則に対応する。その結果、電流に周波数  $f = V/\Phi_0$  の交流成分が生じる。これを交流ジョセフソン効果という。有限電圧での振舞いは、ジョセフソン接合が非線形インダクタンスの性格をもつことも意味し、接合の静電容量と結合して高周波発振素子にもなる。逆に、外部から周波数  $f$  の高周波電波を印加すれば、同期効果により、接合の直流的な  $IV$  特性にシャピロステップ (Shapiro step) と呼ばれる階段状の構造が現れ、その電圧ステップが  $V = nf\Phi_0$  ( $n$ : 整数) になるので、電圧標準 (2-4 節参照) に利用されている。

ジョセフソン効果の本質は、超伝導回路の一部に位相の結合  $E_0$  が弱められた箇所があることで、必ずしも SIS 接合のように薄い絶縁体を挟んだトンネル型の素子に限られない。場合によっては、マイクロブリッジや近接効果を用いるなど広く弱結合素子も用いられる。ジョセフソン接合を超伝導リングと組み合わせると、超伝導電流の干渉効果で SQUID と呼ばれる微小磁気測定デバイス (2-2 節参照) にも応用されている。クーパー対といえども  $2e$  の電荷をもっているので、微小な超伝導体 (超伝導ドット) では静電エネルギーによって出入り

が制限され（クーロンブロッケード）、閉じ込められればエネルギー準位の離散化もおきる。その状態を、更にジョセフソン接合を通じて制御することもでき、新しい高速コンピュータ方式（超伝導量子ビット、2-6 節参照）も開発されつつある。これら電子デバイス応用を中心とした超伝導の応用について、2 章及び 3 章で詳しく紹介される。

## ■9 群 - 2 編 - 1 章

### 1-2 超伝導材料

(執筆者：下山淳一) [2009年8月受領]

#### 1-2-1 はじめに

材料応用に生かされている超伝導現象の特徴は、マクロな量子化に由来するゼロ抵抗（交流電流に対しては損失を生じるが）、磁束の量子化とジョセフソン効果である。ゼロ抵抗によってエネルギー損失がなく、すなわちジュール熱による発熱がないため、線材では高電流密度通電が、デバイスでは細線化が可能になり、通信応用では信号の減衰が小さい特長も生かされる。

数多くある超伝導物質のうち、臨界温度 ( $T_c$ )、上部臨界磁場 ( $H_{c2}$ )、臨界電流密度 ( $J_c$ ) など超伝導特性に優れるだけでなく、化学的に安定で量産可能なものが超伝導材料になる。超伝導材料・機器のユーザーにとっては使われている物質が何であるかより、求める特性が実現してればよいので、ほかの機能性材料と同様に似た用途に対しては材料物質の淘汰が進み、これには生産性、低コスト、安定性が決定因子となっている。実際、薄膜デバイスではニオブ (Nb)、線材ではニオブ-チタン (Nb-Ti) 合金が、現在使用されている超伝導材料の大半を占めており、残りもわずかに数種の物質が用いられているだけである。以下には、これら超伝導材料に用いられている物質ごとに、材料の特徴を記す。

#### 1-2-2 ニオブ (Nb) と窒化ニオブ (NbN)

Nb は元素超伝導体として常圧下で最も高い  $T_c$  (9.2 K) を示す。単元素であることは材料の均質性の点で当然有利であり、酸素など不純物の混入を避ければ、超伝導特性の再現性は極めて高い。Nb は第 2 種超伝導体であるが、 $H_{c2}$  は 2 kOe でしかなく、線材の主たる用途である超伝導磁石には適さない。よって、Nb 単体の材料応用はその薄膜を用いた様々なデバイスにはほぼ限定されている。このほか、Nb は Nb-Ti 線材のピン止め中心として薄い層状の形状で混入される用途もある。Nb より優れた超伝導薄膜用の物質として、窒化ニオブ (NbN) があげられる。NbN は 15 K 以上の  $T_c$  をもつため、超伝導ギャップの幅が Nb より大きく、サブミリ波帯の高周波应用到に適している。

#### 1-2-3 ニオブ-チタン (Nb-Ti)

現在実用されている超伝導線材の 98 % は Nb-Ti 製である。超伝導線材の主たる用途は超伝導磁石で、Nb-Ti 線材は液体ヘリウム冷却（沸点 4.2 K : 1 気圧）のもとで 9 T 以下の磁場発生機器に用いられている。一般に Nb-Ti 線材は銅で被覆された数千芯以上の Nb-Ti フィラメントから成っている。このような構造は、まず Nb-Ti 合金を差し込んだ銅管が線引き加工され、得られた複数の銅被覆細線を銅管に組み込み、線引き加工する操作を繰り返すことによって作られる。最後にピン止め中心となる微細な  $\alpha$ -Ti を時効析出させるための熱処理が行われる。Nb-Ti は、高温で体心立方構造の全率固溶合金であり、更に広い組成比で超伝導を示す。最終的に得られる Nb-Ti マトリックスの組成が線材の  $T_c$  や  $H_{c2}$  を決定するが、通常は  $T_c$  よりも  $H_{c2}$  が高くなる組成が選ばれる。

Nb-Ti 線材の特長は線材作製が比較的容易で低価格であること、針金のように加工、変形

できること、4.2 K、5 T 以下での  $J_c$  が特に高いこと、永久電流回路の形成が容易であることなどである。このような特長は MRI 用、磁気浮上列車用、Si 単結晶引き上げ用の超伝導磁石に生かされている。Nb-Ti 線材開発の前には同じ構造をもち若干超伝導特性に優れる Nb-Zr 線材が開発されていたが、加工性の悪さなどの理由によって淘汰されている。

#### 1-2-4 A15 型金属間化合物

A15 型金属間化合物は立方晶で理想的には 2 種の金属元素を 3:1 の比で含み、多くの金属元素の組合せで超伝導が発現する。なかでもニオブ 3 スズ ( $Nb_3Sn$ ) は A15 型構造の超伝導体を代表する物質の一つであり、線材として材料化が最も進んでいる。 $Nb_3Sn$  の特徴は  $T_c$  (= 18 K)、 $H_{c2}$  とともに Nb-Ti に比べてかなり高いことであり、線材の主な用途は後者を活かした高磁界発生磁石である。これまでに中心磁場が 22 T を超える超伝導磁石が高分解能 NMR 用に実用されているほか、各種研究用超伝導磁石にも広く使用されており、更に国際核融合実験炉 (ITER) の超伝導磁石にも  $Nb_3Sn$  線材が用いられる予定である。多結晶  $Nb_3Sn$  の主なピン止め中心は粒界であり、少量の Ta や Ti の添加は  $H_{c2}$  と磁場中の  $J_c$  を向上させる。また、A15 型超伝導体においては金属組成に不定比性がある場合が多く、 $Nb_3Sn$  では Nb 過剰、Sn 不足になりやすい。Sn 組成が 25 mol% に近付くほど  $T_c$ 、 $H_{c2}$ 、磁場中の  $J_c$  が高くなるので、線材作製においては、元素添加、粒界の高密度化、金属組成制御が高特性化に有効な技術となっている。

このほかの A15 型化合物では、初期に  $V_3Ga$  線材も開発されていたが、 $Nb_3Sn$  線材の製造技術の進歩と高磁場下での臨界電流特性の向上によって開発が止められた。一方、 $Nb_3Al$  は  $Nb_3Sn$  よりも本質的に高磁場应用到に適する特性をもつため、その実用線材化に向けての研究が続けられている。

#### 1-2-5 2 ホウ化マグネシウム ( $MgB_2$ )

2001 年に超伝導が発見された  $MgB_2$  は、 $T_c$  が 39 K と  $Nb_3Sn$  よりはるかに高く、小型冷凍機や液体水素冷却による 20 K 近傍での実用が期待できる唯一の金属系超伝導体である。線材やバルクでは組成に不定比性がなく、A15 型超伝導体と比べて超伝導特性の再現性が高いこと、軽元素で構成され資源としても比較的豊富であることも特長である。 $MgB_2$  は六方晶で c 軸方向に Mg 層と B 層が交互に積層した結晶構造をもち、B 層で超伝導が起きている点が従来の金属系超伝導体と異なるが、電気的磁氣的異方性パラメータ  $\gamma$  ( $= m_c^*/m_{ab}^* = H_{c2}^{(ab)}/H_{c2}^{(c)}$ ) は小さく 3 程度である。このため、線材などの材料開発において結晶配向技術は積極的には適用されていない。 $MgB_2$  の高純度試料の超伝導コヒーレンス長  $\xi$  は、ab 面方向で 7 nm 程度 (0 K) と見積もられており、Nb-Ti や  $Nb_3Sn$  よりやや長い。これは、粒間の強い結合をもたらし、永久電流回路構成の面で有利である一方、 $H_{c2}$  の低下を意味する。更に、 $MgB_2$  では  $J_c > 0$  を維持する最高の磁場、すなわち不可逆磁場 ( $H_{irr}$ ) が  $H_{c2}$  よりかなり低く 0.7 倍程度である。このため、 $MgB_2$  線材が実用レベルの  $J_c$  を維持するのは 4.2 K でせいぜい 10 T であり、 $Nb_3Sn$  より低い。なお、 $MgB_2$  における主たるピン止め中心は粒界であり、粒界密度の高い多結晶体の方が、単結晶よりもはるかに優れた臨界電流特性を示す。

実用的な長さ、臨界電流特性を有する  $MgB_2$  線材は 2004 年頃に開発・市販されており、2007 年には世界初の冷凍機冷却による 0.5 T 級医療用 MRI 装置が試作された。このように、現時



点では 20 K 近傍における比較的低磁場 (< 5 T) の電磁石が  $\text{MgB}_2$  線材の応用のターゲットとなっている。なお、 $\text{MgB}_2$  の  $H_{c2}$  は B の一部を C で置換することにより上昇することが分かっており、また実際の多結晶材料は、多孔質でかつ混入酸素に由来した不純物を多く含むなど、結晶粒間の結合状態は外因的な理由で大きく劣化していることが分かっているほか、c 軸配向薄膜では 20 K で  $10^8 \text{ A/cm}^2$  を超える記録的な高  $J_c$  が確認されている。つまり、 $\text{MgB}_2$  線材は臨界電流特性向上に大きな余地をもつ材料といえる。一方、 $\text{MgB}_2$  薄膜のデバイス応用も期待されており、試作レベルでは良好な接合特性が得られており、また通信フィルタへの利用も検討されている。

### 1-2-6 銅酸化物高温超伝導体

銅酸化物高温超伝導体には、数百種の化合物があり、常圧下での  $T_c$  は最高 138 K に達する。現在、材料化が進められているのは、RE 123 [ $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ; RE は希土類元素] 系と 2 種の Bi 系超伝導体 [Bi 2223:  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ , Bi 2212:  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ ] だけで、 $T_c$  は RE 123 で 90 ~ 96 K, Bi 2223 は約 110 K, Bi 2212 は最高 97 K といずれも液体窒素の沸点 77 K よりも高い。銅酸化物超伝導体に共通する性質として、大きな電氣的磁氣的異方性と短い  $\xi$  があげられる。前者は層状の結晶構造で、その一部の  $\text{CuO}_2$  面近傍に超伝導キャリアが集中していることに由来し、 $\text{CuO}_2$  面が広がる方向 (ab 面) と、それに垂直な方向 (c 軸) の  $\gamma$  は RE 123 で 7 程度、Bi 2223 で約 50, Bi 2212 では 100 以上である。このため材料において高い臨界電流特性の実現には電流を通じる方向に各結晶の ab 面が並ぶようにする、すなわち c 軸配向が不可欠な技術となっている。更に銅酸化物超伝導体では超伝導が  $d_{x^2-y^2}$  軌道で発現しているため、ab 面内にも異方性があり、多結晶体では c 軸だけでなく ab 面の方向も揃える 2 軸配向技術がより高い  $J_c$  の達成に有効である。また、 $\xi$  は ab 面方向においても 2~3 nm でしかなく、銅酸化物超伝導体では結晶粒界の存在はピン止め中心としてよりも、粒界近傍の組織や組成の乱れによって臨界電流密度の抑制を引き起こすこともある。

RE 123 では大型の疑似単結晶とみなせる種結晶から成長させた熔融凝固バルクが開発されている。一般に円盤状のものが開発されており、直径は最大 15 cm にも達する。このバルクでは粒界の問題がなく結晶方位もそろっているため、高い  $J_c$  を示す。例えば、77 K、低磁場での  $J_c$  は約  $10^5 \text{ A/cm}^2$  で、5 T 程度まで  $10^4 \text{ A/cm}^2$  以上の  $J_c$  を維持するものもある。磁場中で冷却するなどして着磁すると、熔融凝固バルクは高密度の磁束を捕捉することができ、永久磁石よりはるかに強い数 T 級の磁石になる。このような強力磁石は磁気分離、モータ、フライホイール、マグネトロンスパッタ、磁気搬送などに用いることができ、電源と直結しない状態での新しい超伝導材料の用途を切り拓いている。

RE 123 のデバイス作製においても、異方性の問題より単結晶上にエピタキシャル成長させた薄膜の利用が不可欠になっている。SQUID 素子はすでに開発されており、磁気センサとして様々な用途で試用されている。液体窒素冷却で使用できるため、冷凍容器の小型化が可能で、ポータブルな機器として用途を広げている。また、すでに米国の携帯電話の基地局、数千ヶ所では冷凍機伝導冷却による通信フィルタとして実用されている。

RE 123 線材ではその長さゆえに多結晶にならざるを得ないが、2 軸配向した金属箔上の中間層の上にパルスレーザー蒸着法、有機金属塗布熱分解法、MOCVD 法などの薄膜法でエピタキシャル成長させることにより、単結晶基板の薄膜と同等の非常に高い  $J_c$  が実現してい

る。金属基体上に超伝導層をコートした構成になっているため、Coated Conductor と呼ばれる。77 K, 低磁場での  $J_c$  は  $10^6$  A/cm<sup>2</sup> 台と高く、長さも 1 km 以上のものがすでに作製されており、年生産量は世界全体で数百 km 台に達している。

Bi 系線材では  $T_c$  が高い Bi 2223 相のテープ状の多芯銀シース線材が開発の主流となっており、世界の生産能力は年 1000 km をはるかに超える。近年は加圧焼成法が大量生産プロセスに導入されるようになり、歩留まりや臨界電流特性の改善が急速に進み、送電ケーブル、モータなど各種応用が始められている。Bi 2223 線材では圧延による c 軸配向組織が形成されているだけで、 $J_c$  は  $5 \times 10^4$  A/cm<sup>2</sup> 程度とやや低い。しかし導体断面における超伝導体の割合は、薄膜導体である Coated Conductor より桁違いに高いため、両線材の導体断面全体の  $J_c$  は  $2 \times 10^4$  A/cm<sup>2</sup> 程度とほとんど差はない。なお、Coated Conductor の方が高磁場下での  $J_c$  の低下が小さく、一方 Bi 2223 線材は  $T_c$  が高く 77 K 以上での  $J_c$  の低下が小さいというそれぞれの特徴があり、用途、規格による住み分けが考えられる。Bi 2212 線材については 4.2 K での高磁場発生用途への応用が検討されているが、性能面で Bi 2223 や Coated Conductor より特に優れるわけではない。ただし、銅酸化物超伝導線材として唯一、丸線として製造できるため、用途によっては形状の有利さが生かせる可能性がある。

### 1-2-7 おわりに

超伝導材料について物質ごとに簡単に現況と特徴を紹介した。超伝導材料は用いられる超伝導物質の特性が優れているだけでなく、超伝導物質本来の特性が様々な形状、仕様の材料、機器で実現しかつ、材料作製が常識の範囲内での手間とコストで可能、といったハードルを越えたものである。2008 年に発見された鉄系高温超伝導体が材料に至るかどうかは未知であるが、銅酸化物超伝導材料が多元素、高異方性、弱結合などの様々な厳しい課題をクリアした経験は、鉄系超伝導体の材料化に生かせるはずである。

## ■9 群 - 2 編 - 1 章

### 1-3 冷凍機技術

(執筆者：中込秀樹) [2009年9月受領]

#### 1-3-1 はじめに

超伝導体を用いた極低温デバイスを実用化するためには、高信頼、高効率で低価格の冷凍機技術のサポートが不可欠となる。ここでは極低温冷凍機の概要と性能に関する考えかたを簡単にまとめておく。

表 1・1 は代表的な液化ガスの沸点を示したものである<sup>1)</sup>。温度に関して極低温域では通常摂氏ではなく絶対温度を用いる。これらの中でも特によく用いられるのは窒素温度、水素温度、ヘリウム温度(備考欄参照)である。液体窒素温度、液体水素温度、液体ヘリウム温度という言い方もする。窒素温度と水素温度は少数点以下を切り捨てて、77 K(窒素温度)、20 K(水素温度)と表記する 경우가多い。また、窒素温度の意味合いにて、切りのよい数字を用いた 80 K という言い方もする。この場合は窒素温度(80 K)、水素温度(20 K)、ヘリウム温度(4.2 K)となる。このように厳密さより分かりやすさを優先している部分もあるが、ヘリウム温度は 4.2 K と少数点以下にこだわる場合が多い。その理由の一つは、この温度域までくると 0.1 K 下げるとかなりの技術的困難さをともなうためである。つまり、現実的には、0.1 K 下げるとは冷凍機の動力がかなり余分に必要となるし、0.1 K 高い温度でよければ冷凍機にとって大変楽な条件となることも往々にしてある。

表 1・1 代表的な液化ガスの沸点

代表的な液化ガスの沸点	温 度		備 考
	摂氏 ℃	絶対温度 K	
(氷点)	0	273.15	
クリプトン	-153.4	119.74	
天然ガス(メタン)	-161.5	111.67	
酸素	-183	90.188	
アルゴン	-185.9	87.26	
窒素	-195.8	77.348	77 K: 窒素温度, 液体窒素温度
ネオン	-246	27.102	
水素(ノーマル)	-252.8	20.397	20 K: 水素温度, 液体水素温度
ヘリウム	-268.9	4.2	4.2 K: ヘリウム温度, 液体ヘリウム温度

最も簡単な極低温冷凍機は、JT(ジュール・トムソン)冷凍機である。これは、高圧(15 MPa程度)のヘリウムガスや窒素ガスを小さな JT 弁から一気に膨張させることにより極低温を得るもので、主に小規模の窒素温度レベル(77 K)の冷却用に用いられてきた<sup>1),2)</sup>。なお、常温の高圧ガス側と低温の JT 弁の間には通常対抗流型の熱交換器を入れて、戻りガスの寒冷を行きのガスの予冷に用いる。図 1・1 に示すのはアルゴンガスの JT 膨張で得られた寒冷により、ネオンガスの JT 膨張ラインを予冷することにより温度

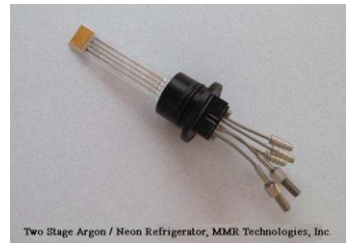


図 1・1 JT 冷凍機の例<sup>3)</sup>

30 K まで到達できる JT 冷凍機である<sup>3)</sup>。写真中には大きさを比較できるものがないが、本体は非常にコンパクトである。

JT 冷凍機は動作・構造が簡単でコンパクトであるが、高圧のガスポンベの準備が必要であったり、冷凍効率があまり良くないなどのデメリットをもつ。したがって、長期間にわたって恒常的に冷却を行うための冷凍機は冷媒ガスを閉ループ内で繰り返し圧縮・膨張させる方式が多い。図 1・2 はクーラ、冷蔵庫と極低温冷凍機の動作を模式的に示したものである。クーラ、冷蔵庫では冷媒ガスを圧縮したのちに、膨張機ないしは膨張弁にて膨張させることにより寒冷を得る。

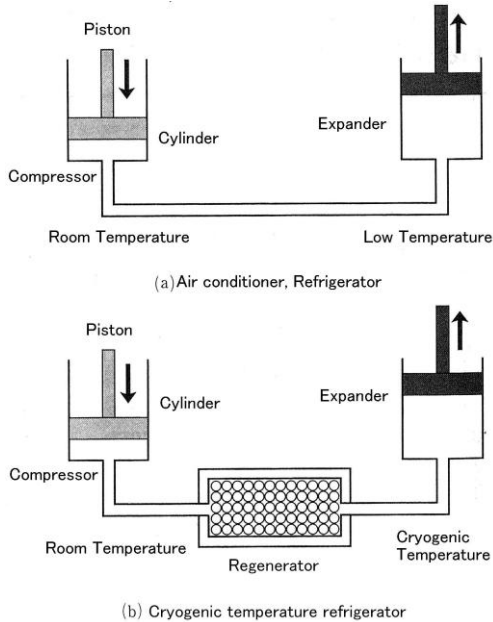


図 1・2 クーラ、冷蔵庫と極低温冷凍機

一方、極低温冷凍機の動作も基本的にはクーラ、冷蔵庫と似ているのであるが、常温の圧縮機と極低温の膨張機の間には 200 °C 近い温度差があるため (77 K 冷凍機の場合)、蓄冷型の熱交換器に極低温の膨張ガスの寒冷を蓄えて圧縮ガスの予冷に用いる。図 1・3 は常温部の等温圧縮と極低温部の等温膨張による 77 K スターリング冷凍機の例を示したものである<sup>4)</sup>。実際に 77 K となるのはコールドヘッド側 (キャピラリーチューブでつながれた細い棒状の部分) の先端部分であるが、これも非常にコンパクトであることが分かるであろう。スターリング冷凍機のコールドヘッド部分は金属製のシリンダ内に蓄冷器が埋め込まれたピストンをもつため、シリンダ



図 1・3 スターリング冷凍機の例<sup>4)</sup>

径を細くしていく際の限度がある。

一方、このピストンを取り去って、シリンダ内に冷媒ガスを出し入れするだけで冷却を行うのがパルスチューブ冷凍機である<sup>5),6)</sup>。図 1・4 は 77 K パルスチューブ冷凍機を示したものである。冷凍機下部のお釜状の部分が圧縮機である。その上に見える二段のチューブのうち、下部は蓄冷器、上部の細い管がパルスチューブである。蓄冷器とパルスチューブの接続部分が 77 K 以下に冷える。パルスチューブ冷凍機の場合はスターリング冷凍機と異なり、極低温部に可動部部分を持たないために、シリンダ径をいくらかでも細くできる可能性をもつ。

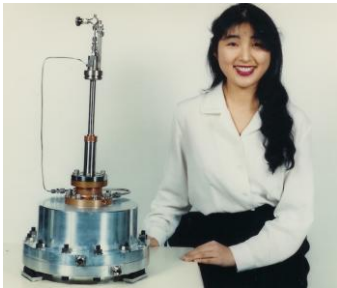


図 1・4 パルスチューブ冷凍機の例<sup>6)</sup>

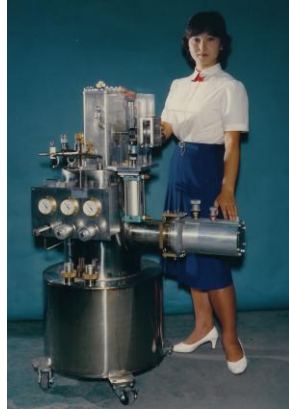


図 1・5 ピストン駆動型ヘリウム磁気冷凍機<sup>7)</sup>

冷媒ガスの圧縮と膨張によるエントロピー変化を利用するのが気体冷凍機であるのに対して、固体の磁性体の磁気熱量効果を利用するのが磁気冷凍機である。つまり磁性体に磁場をかけて磁気エントロピーを一方向に揃えると、ランダムな動きをしていた磁気エントロピーのもつエネルギーが熱というかたちで出てくる。一方この状態から磁場を取り去ると、磁気エントロピーは再度ランダムな動きを始めるために外から熱を吸収する。したがって、磁性体に磁場をかけた状態で高温側に排熱した後に、磁場を取り去ると低温側から吸熱することができる。図 1・5 はヘリウム温度 (4.2 K) と水素温度 (20 K) の間で動作する磁気冷凍機である。ソレノイド型の超伝導磁石内を磁性材が埋め込まれたピストンを出入りさせることにより冷凍を行う。磁気冷凍機についても磁性材と磁石の小型化は可能であるため、小さなスケールのシステムへの応用も期待される<sup>6),8)</sup>。

### 1-3-2 基本事項

極低温域の冷凍機とはいえ、そのプロセスは基本的に熱力学の教科書の領域内に収まっているが、クーラや冷蔵庫などの常温域の冷凍システムではあまり用いない表現をする場合があるので以下に簡単にまとめる。まず理想的な熱機関はカルノーサイクルであるが、冷凍サイクルの場合は性格というと逆カルノーサイクルである。したがって、本来スターリング冷凍機も逆スターリング冷凍機なのであるが、一般的に「逆」を入れることはあまり多くない<sup>5)</sup>。

極低温冷凍機の性能評価の重要な指標の一つに成績係数、ないしは COP (Coefficient of

Performance) がある。

$$\text{COP} = \frac{\text{冷凍効果}}{\text{冷凍効果を生み出すために正味供給した仕事}} \quad (1)$$

次に、逆カルノーサイクル (図 1・6) の COP を求めてみよう。冷凍効果は  $T_C$  と原点、 $S_2$  と  $S_1$  で囲まれた面積となるから  $T_C (S_2 - S_1)$  となる。供給した仕事はサイクルが描く面積であるから、 $(T_H - T_C) (S_2 - S_1)$  となる。したがって、逆カルノーサイクルの COP は、

$$\text{COP}_{\text{Carnot}} = \frac{T_C(S_2 - S_1)}{(T_H - T_C)(S_2 - S_1)} = \frac{T_C}{T_H - T_C} \quad (2)$$

と高温側の温度 ( $T_H$ ) と低温側の温度 ( $T_C$ ) のみの簡単な式となる。式(2)を用いて極低温冷凍機の  $\text{COP}_{\text{Carnot}}$  と  $1/\text{COP}_{\text{Carnot}}$  を求めた結果を表 1・2 に示す。比較のために常温近くの機器であるクーラの値も載せた。  $\text{COP}_{\text{Carnot}}$  は単位供給仕事に対する冷凍効果 (冷凍能力) を示したことになるが、冷凍温度  $T_C$  の低下とともに値が大きく減少していくことが分かる。つまり、理想的な状態においても、極低温での冷凍には大きな動力が必要となる。しかも実際は熱的、機械的ロスが生ずるため、実システムの COP は更に低い

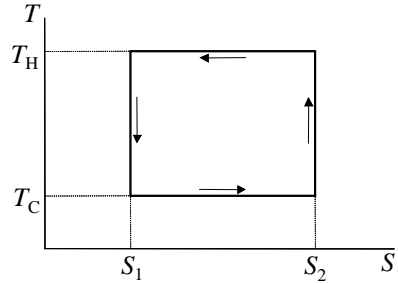


図 1・6 逆カルノーサイクル

表 1・2 逆カルノーサイクルの成績係数

	沸点 [K]	$\text{COP}_{\text{Carnot}}$	$1/\text{COP}_{\text{Carnot}}$
(氷点)	273.15	0.664	1.51
クリプトン	119.74	0.593	1.69
天然ガス (メタン)	111.67	0.43	2.33
酸素	90.188	0.41	2.44
アルゴン	87.26	0.347	2.88
窒素	27.102	0.099	10.07
ネオン	20.397	0.073	13.71
水素 (ノーマル)	4.2	0.0142	70.4
(参考)			
ヘリウム	280	14	0.0714

$T_H = 300 \text{ K}$ ,  $T_C \sim$ 各冷凍温度とした場合

値となる。  $1/\text{COP}_{\text{Carnot}}$  は単位冷凍能力を得るための供給仕事である。例えば、ヘリウム温度では、得られる冷凍能力の少なくとも 70.4 倍の仕事が必要となる。一方、常温近くで狭い温度スパン (300 K ~ 280 K) で動作するクーラの場合は  $\text{COP}_{\text{Carnot} 14}$  と非常に高い COP となる。

実際の極低温冷凍機の効率を評価する場合に、冷凍能力と圧縮機の動力の比をとった COP を用いた場合、上述のように理想状態でも COP の値が小さいために直感的に理解し難い値となってしまう場合が多々ある。そのようなときに用いられるのが %カルノーまたは FOM (Figure of Merit) という指標である。

$$\text{FOMまたは\%カルノー} = \frac{\text{逆カルノー冷凍機の単位冷凍能力当たりの供給仕事}}{\text{実際の冷凍機の単位冷凍能力当たりの供給仕事}} \quad (3)$$

小数でいう場合は FOM, パーセントで表す場合は%カルノーを用いる. 例えば, 実際の冷凍機の供給仕事は逆カルノーの 3 倍だった場合は, 33 %カルノーとなる. この場合, 残りの約 67 %は冷凍機自体の機械的, 熱的ロス量の合計と考えられるため, ある固有の冷凍機の性能を評価したり, ロス量の見積もりを行う上で%カルノー表示は便利である. 図 1・7 に 77 K 冷凍機における冷凍能力と%カルノーの関係を示す.

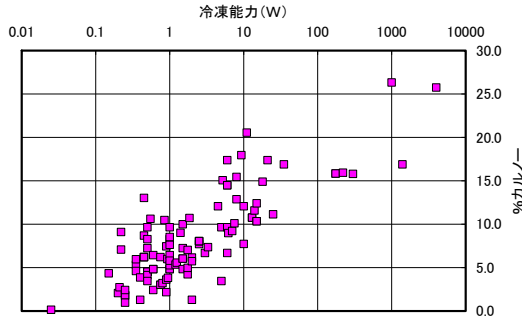


図 1・7 冷凍能力と%カルノーの関係 (77K 冷凍機)<sup>9)</sup>

#### ■参考文献

- 1) 信貴豊一郎,他,“低温工学ハンドブック,” 内田老鶴圃新社, 1982.
- 2) G. Walker, “Cryocoolers,” Plenum Press, 1983.
- 3) NMR 社ホームページ, <http://www.mmr.com/index.htm>
- 4) AIM 社ホームページ, <http://www.aim-ir.com/?lan=en>
- 5) 荻原宏康,他,“低温工学概論,” 東京電機大学出版局, 1999.
- 6) 荻原宏康,他,“極低温のはなし,” オーム社, 1994.
- 7) 橋本巍洲,“磁気冷凍と磁性材料の応用,” 工業調査会, 1987.
- 8) 長谷田泰一郎,他,“夢の磁気冷凍技術,” 工業調査会, 1983.
- 9) H. J. Mter Brake, Cryogenics, vol.42, p.705, 2002.

## ■9 群 - 2 編 - 1 章

### 1-4 実装技術

(執筆者：鈴木秀雄) [2009年3月受領]

ここでは、ジョセフソン素子を用いた単一磁束量子 (Single Flux Quantum : SFQ) 回路の冷凍機冷却による低温実装技術を中心に述べる。SQUID や電圧標準に関しては 2 章を参照されたい。SFQ 回路によるデジタル回路やアナログ回路は、その高速性・低消費電力性が特徴であるが、その性能を生かすための低温・高速実装技術が必要である。これは極低温冷却されたチップと MCM や高周波用パッケージなどを含む低温デバイス周りの実装技術と、低温と室温環境との間の高帯域な I/O 接続技術に大別される。一般的に、高帯域の信号伝搬にはマイクロストリップラインあるいはストリップラインといった平面線路や同軸ケーブルが使用される。低温実装の多くの場合、前者は超伝導チップ周りの実装、後者の同軸ケーブルはその広帯域性、低損失性、シールド性から低温-室温間の I/O 接続技術に使用される。また、低温-室温間の I/O 接続技術としては熱流入の低減化を図りながら高帯域な信号伝搬が可能であることから、光ファイバと E/O 変換器、O/E 変換器を用いた光 I/O 技術の研究開発も行われている。

#### 1-4-1 熱設計における基本概念

低温環境への熱流入の要因として輻射と熱伝導によるものがある。輻射に関しては、温度の異なる二つの平面間での輻射エネルギーの伝熱量  $Q_r$  はステファンボルツマンの法則、

$$Q_r(W) = 5.67 \times 10^{-2} e A (T_h^4 - T_l^4) \quad (1)$$

により求まる。ここで、 $e$  : 物体の表面の光学的特性から決まる放射率、 $A_r$  : 平面の表面積、 $T_h$  : 高温側の温度、 $T_l$  : 低温側の温度である。輻射熱は温度の 4 乗に関係していることは特筆すべきことである。例えば、放射率  $e$  を 0.05 とし、高温側の温度  $T_h$  を常温 300 K、 $T_l$  を 4 K とすると単位面積当たりの  $Q_r$  は 2.3 mW/cm<sup>2</sup> になり、表面積  $A_r$  を 1000 cm<sup>2</sup> とすると  $Q_r$  は 2.3 W にもなる。ところが、 $T_h$  を 50 K とすると  $Q_r$  は約 1/200 (10 mW) 程度と大幅に減少する。冷凍機実装では、後述するように複数段の冷却ステージがある場合には中間温度の冷却ステージを利用した熱シールドの手法を用い輻射熱の低減化を行っている。

一方、熱伝導による熱侵入は、

$$Q(W) = \frac{S}{l} \int_{T_l}^{T_2} \lambda dt \quad (2)$$

により求まる。ここで、 $S$  : 断面積 [cm<sup>2</sup>]、 $l$  : 長さ [cm]、 $\lambda$  : 熱伝導率 [W/cm K]、 $T_2$  [K] : 高温側温度、 $T_1$  [K] : 低温側温度である。熱伝導率は温度によって変化するが、代表的な材料に関しては低温から室温までの熱伝導積分値が表に纏められており、これを利用することができる<sup>1)</sup>。

#### 1-4-2 マルチチップモジュール (MCM) 技術

大規模な集積回路チップあるいは小規模であっても、機能を分散した複数の回路チップを用いてシステムを構築することは、SFQ 回路を実用化するための一つの重要な実装技術である。その方法として、I/O パッド数と周波数帯域の観点からフリップチップボンディングを



用いたマルチチップモジュール (Multichip Module : MCM) 技術が有望である。この技術は半導体でも広く使用されているが、SFQ 回路では数ピコ秒のパルスをチップ間で伝送させるために、より高帯域な性能が要求される。また、Nb/AlOx/Nb ジョセフソン接合を用いた回路チップでは、フリップチップボンディングの際の温度を 150 °C 以下にする必要があるため、低融点の InSn (In : Sn = 52 : 48 wt%) バンプが用いられる。

図 1・8 に MCM の概念図を示す。チップと MCM 基板の両方にフリップチップボンディング用のパッドを設け、InSn はんだ槽にディップすることにより、半球状のバンプを形成する。その後、フリップチップボンダーを用いて向かい合わせに位置合わせを行い、適度な圧力と温度を与えてフリップチップボンディングする。バンプの高さは InSn の表面張力とパッドの大きさで決まる。直径 50  $\mu\text{m}$  のパッドでのバンプ高さとして 7  $\mu\text{m}$  が得られ、高速な SFQ パルスの伝搬が確かめられている<sup>2)</sup>。

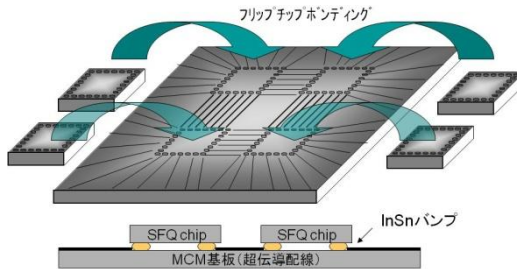


図 1・8 マルチチップモジュール (MCM) の概念図

図 1・9 にバンプを形成したパッド構造の実例を示す。(a)チップ間での SFQ パルスの伝送には特性インピーダンス 4  $\Omega$  (線幅 : 17  $\mu\text{m}$ ) のマイクロストリップ線路構造、(b)チップ外への I/O 用には特性インピーダンス 50  $\Omega$  (線幅 : 1.5  $\mu\text{m}$ ) の線路によりインピーダンス整合をとっている。

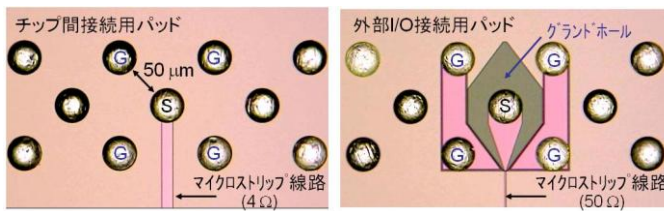


図 1・9 フリップチップ用バンプと高速信号用配線

### 1-4-3 I/O 接続技術

高速信号の I/O には、その高帯域性能から一般的には同軸ケーブルが用いられる。多数の高速 I/O が必要なデジタル回路応用では、その熱流入が大きくなり問題となる。熱流入は熱伝導による式(2)で決まる。室温と低温間の I/O 接続に用いる同軸ケーブルでは、その材質、直径、長さを適切に選択して熱侵入の低減と高周波特性 (帯域や損失) を考慮したバランスの良い設計が必要となる。

表 1・3 に低温で使用される候補と考えられる各材料の固有抵抗と熱伝導率を示す。この表から、低温で高帯域の用途には真鍮、ベリリウム銅、リン青銅、が候補となる材料であるといえる。後述に実例を示すように、複数段の冷却ステージを有する冷却システムでは、中間温度ステージで熱アンカをとるとともに多種の同軸ケーブルを組み合わせ、冷凍機の冷却能力に応じた設計がされている。

表 1・3 各種材料の特性

	密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	堆積固有抵抗 [ $\mu\Omega\cdot\text{cm}$ ]	熱伝導率 [Cal/cm/sec/deg]		密度 [g/cm <sup>3</sup> ]	堆積固有抵抗 [ $\mu\Omega\cdot\text{cm}$ ]	熱伝導率 [Cal/cm/sec/deg]
銀	10.49	1.642	1.000	真鍮 (C2700)	8.54	6.20	0.290
純銅	8.92	1.690	0.941	タングステン	19.30	5.65	0.397
無酸素銅	8.94	1.710	0.934	ニオブ	8.57	17.0	0.130
ベリリウム銅	8.24	6.900	0.200	錫	7.298	11.50	0.150
キューブニッケル	8.94	37.5	0.070	鉛	11.37	22.0	0.083
アルミニウム	2.71	2.89	0.530	ステンレス	7.90	72.0	0.036
金	19.32	2.35	0.710	リン青銅	8.6	15	0.16

また、熱流入を低減しかつ高帯域特性を得る方法として、光ファイバを用いた光 I/O の研究開発も行われている。そのためには、低温で動作する O/E, E/O 素子が必要となる。O/E 素子として PIN ダイオードや Metal-Insulator-Metal (MIM) 素子, E/O 素子として LN 変調器や PIN レーザダイオードなどが候補として研究されている<sup>3)</sup>。最近、光入力技術として光ファイバを通して信号を入力し、5 K に冷却した単一走行キャリアフォトダイオード (Uni-traveling-carrier Photodiode : UTC-PD) で 40 Gbps の信号を O/E 変換し SFQ 回路を動作させることに成功している<sup>4)</sup>。

#### 1-4-4 冷凍機実装システム

冷凍機を用いた超伝導デバイス用のプロトタイプ実装システムがいくつか開発されている<sup>5)</sup>。図 1・10 に低温超伝導材料である Nb を用いた SFQ デジタル回路用に開発された 4 K 冷却システム (クライオスタット) の断面構造を示す。このシステムでは 4 K の冷却能力が

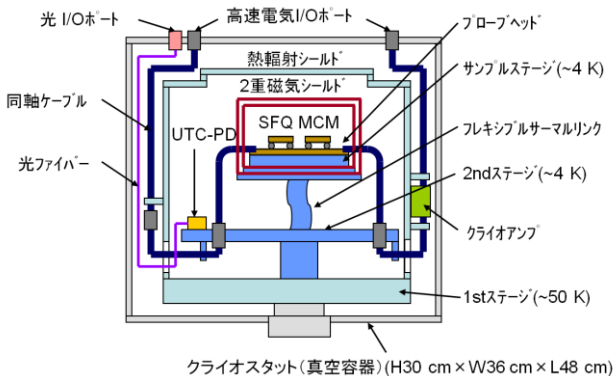


図 1・10 4K 冷却システムの断面構造

1 W の GM 冷凍機を使用している。クライオスタット内部は真空容器となっており、定常状態では冷凍機がクライオポンプとして働き真空断熱される。図に示すように、2 段冷却構成の第 1 冷却ステージ (約 50 K) は熱輻射シールドと同軸ケーブルの熱アンカーに使用されている。このシステムでは第 1 ステージと第 2 ステージ間の同軸ケーブルは熱流入を低減するために 60 mm 長のリン青銅製の同軸ケーブルを用い、その後の室温までは銅製のフレキシブル同軸ケーブルとセミリジッド同軸ケーブルを組み合わせている。更に、SFQ 回路からの小振幅な高速信号を第 1 冷却ステージで冷却したクライオアンプで増幅後、室温環境に取り出すことで 20 Gbps までほぼエラーフリーな出力に成功している<sup>5)</sup>。図 1・11 に示すように SFQ 回路チップは MCM 実装され、2 重の磁気シールドで囲むことで SFQ 回路を安定に動作させている。冷凍機は AC 三相 200 V で消費電力 6.5 kW、冷凍機とコンプレッサの重量は 18 kg と 120 kg である。

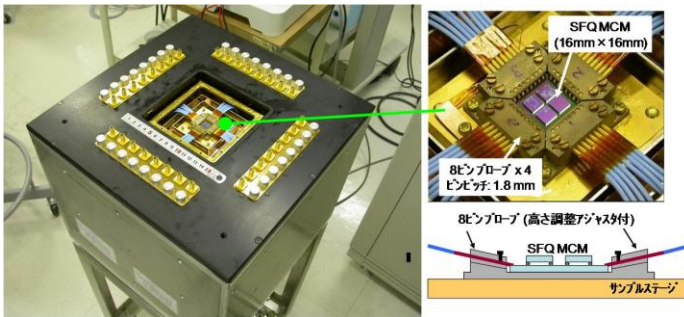


図 1・11 4K 冷却システムとクライオプローブ

低温超伝導用の冷却システムとして、米国では超伝導 ADC を用いた次世代の軍用の通信機システムの研究開発が積極的に行われている。その第一段階として、冷却能力が 0.1 W の 4K 冷凍機を用いたプロトタイプシステムが米軍に納入されている<sup>6)</sup>。このシステムで用いた冷凍機は AC 100 V で動作するが、消費電力は 1.2 kW と大きい<sup>7)</sup>。また、重量は冷凍機とコンプレッサが 8 kg と 42 kg である。システム全体の小型化のために、スターリングタイプの小型の冷凍機の開発も行われている<sup>8)</sup>。

また、最近注目されている量子暗号通信の受光素子として超伝導ナノワイヤ (Superconducting Single Photon Detector : SSPD) を用いた 6 ch 入力システムも開発されている<sup>9)</sup>。このシステムも上記と同様、冷却能力が 0.1 W の 4 K 冷凍機を用いて可搬にしている。入力信号は光であるので、光ファイバを用いることによって熱流入は小さくできている。また、出力には真鍮製の同軸ケーブルを用いている。

ほかの実例として高温超伝導サンプラ用に開発された小型冷却システムを図 1・12 に示す<sup>10)~11)</sup>。このシステムは高周波信号測定用のサンプリングオシロスコープであり、小型の一段スターリング型冷凍機を用いて小型化されている。到達冷却温度は 45 K である。超伝導サンプラチップは、YBCO 系のランプエッジ接合と多層配線技術を用いた小規模な回路で実現されている。冷凍機はコンプレッサと冷凍機が断熱パイプで接続された重量が 2 kg のセパレートタイプを用いており、真空デュウを含めた総重量でも 4 kg と小型軽量なシステムが実

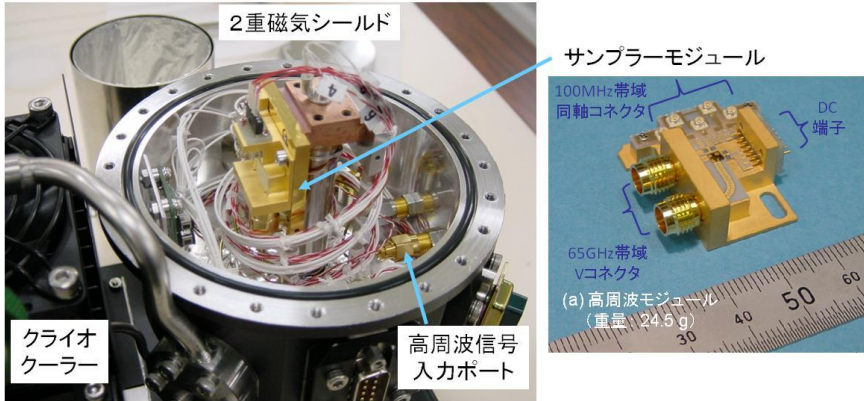


図 1・12 高温超伝導サンプラ冷却システム

現されている。

このシステムでは、高周波信号用のセミリジッド同軸ケーブルが 2 本と数 10 MHz 帯域の極細線同軸ケーブルを用いた IF 信号線やマンガニン線を用いた DC バイアス線が 20 本程度使用されている。主な熱流入源はセミリジッド同軸ケーブルであるが、前述の 4 K システムのように熱アンカがとれない。熱流入と熱伝導のバランスが良い材質として真鍮を使用し、内部導体の表面を銀メッキすることで、高周波信号の損失の低減化を図っている。また、高分子フィルム上にアルミを蒸着したフィルムをメッシュで分離し多層 (10 層程度) に重ねた Multilayer Insulation (MLI) により熱輻射を低減している。これらにより 45 K 環境への熱流入を 0.23 W に抑えている。

超伝導デバイスは図に示すように高周波モジュールにマウントされ、2 重の磁気シールドで囲まれている、このサンプラ冷却システムと専用の計測用システムを用いて 50 GHz の高周波信号波形の計測に成功している。

#### ■参考文献

- 1) 低温工学協会(編)，“超伝導・低温工学ハンドブック，” オーム社，1994.
- 2) Y. Hashimoto, S. Yorozu, and T. Satoh, “Demonstration of chip-to-chip transmission of single-flux-quantum pulses at throughputs beyond 100 Gbps,” 022502, Appl. Phys. Lett., vol.87, 2005.
- 3) L. A. Bunz, E. K. Track, S. V. Rylov, P. F. Yuh, and J. Morse, “Fiber-optic input and output for superconducting circuits,” Proc. SPIE 2160, pp.2447-2452, 1994.
- 4) Y. Hashimoto, H. Suzuki, M. Maruyama, K. Fujiwara, and M. Hidaka, “40 Gbit/s operation of superconductive single flux quantum digital integrated circuit with optical data input,” Electronics Letters, vol.45, no.1, pp. 87-88, 2009.
- 5) Y. Hashimoto, S. Yorozu, and Y. Kameda, “Development of cryopackaging and I/O technologies for high speed superconductive digital systems,” IEICE Trans. Electron., vol.E91-C, pp.325-332, 2008.
- 6) O. A. Mukhanov et al., “Superconductor digital-RF receiver systems,” IEICE Trans. Electron., vol.E91-C, pp.306-317, 2008.
- 7) <http://www.shi.co.jp> (<http://www.shicryogenics.com>)
- 8) V. V. Dotsenko, J. Delmas, R. J. Webber, T. V. Filippov, D. E. Kirichenko, S. Sarwana, D. Gupta, A. M. Kadin, and E. K. Track, “Integration of a 4-Stage 4 K Pulse Tube Cryocooler Prototype with a Superconducting Integrated Circuit,” IEEE Trans. Appl. Supercond., vol.19, no.3, pp.1003-1007, 2009.

- 9) S. Miki, M. Fujiwara, M. Sasaki, and Z. Wang, "Development of SNSPD System with Gifford-McMahon Cryocooler," IEEE Trans. Appl. Supercond., vol.19, no.3, pp.332-335, 2009.
- 10) H. Suzuki, M. Maruyama, T. Hato, Y. Wakana, S. Adachi, K. Tanabe, T. Konno, K. Uekusa, N. Sato, and M. Kawabata, "Stand-alone portable HTS sampler system," Ext. Abs. 11<sup>th</sup> International Superconductive electronics Conference, O-R01, Jun. 2007.
- 11) K. Tanabe, H. Wakana, K. Tsubone, Y. Tarutani, S. Adachi, Y. Ishimaru, M. Maruyama, T. Hato, A. Yoshida, H. Suzuki, "Advances in high-Tc single flux quantum device technologies," IEICE Trans. Electron., vol.E91-C, pp.280-292, 2008.