

# 第1章 序 論

## 1.1 はじめに

リング状の陽子または電子加速器の加速エネルギーの上限は、加速リングの直径と2極電磁石の磁場強度の積に比例する。従って、現存のシンクロトロン鉄ヨーク電磁石を4~5 Teslaの超伝導電磁石でおきかえると、その最高加速エネルギーを2~3倍に上げることが出来る。また、新しく加速器を建設する場合には、超伝導電磁石の使用により、そのリング直径を、鉄ヨーク電磁石を用いる場合の約1/2~1/3にすることが可能であり、建設費の大幅な削減が期待される。このため、世界の高エネルギー加速器の研究所では、長年にわたり超伝導電磁石の開発を推進している。

その歴史を概観してみると、1970年にCERNのSPS (super proton synchrotron) 用の超伝導電磁石開発を目的とした GESSS (group for European superconducting synchrotron studies) が作られ、70年代中ごろまで世界の中心的活躍をしている。しかしながら、その目的としたものが、早い立上げのシンクロトロン用電磁石であった為、思うような性能が得られず、SPSには鉄ヨーク電磁石が採用されることになり、その計画は立ち消えとなってしまった。米国においては、1971年からBNLにおいてISABELL 計画用の超伝導電磁石が、また、FNALにおいても1972年頃から Energy Doubler 用の超伝導電磁石開発が始まっている。この他、LBLにおいても1974年に ESCAR (Experimental Superconducting Accelerator Ring) 計画が始められている。この後の長年にわたる開発努力にもかかわらず、ESCAR 計画、ISABELL 計画は中止になり、ただ一つ、Energy Doubler (Tevatron) のみが、1983年になってやっと完成している。この様に、超伝導電磁石開発には長年の時間を要したが、今日、FNALの超伝導シンクロトロンは順調に稼働しており、超伝導技術の有用性が確認されるにいたっている。また、この技術を裏づけに、西独においては、電子-陽子衝突型加速器 HERA の超伝導リングの建設が進められている。

これら超伝導技術の進展を背景に、米国では次期大型加速器として20 TeV の Superconducting Super Collider が、ヨーロッパでは LEP トンネルを利用した8 TeV Large Hadron Collider 計画が現われるにいたり、今後の高エネルギー加速器は、超伝導電磁石なしでは考えられなくなっている。

この他に、最近注目されている放射光発生用リング

SOR に超伝導電磁石を用いて、よりコンパクトな電子貯蔵リングを作ろうという試みが、世界の各所で始まっていることも付け加えておこう。

## 1.2 鉄ヨーク電磁石と超伝導電磁石

ここで、加速器に使われる通常の鉄ヨーク電磁石と超伝導電磁石の比較を行っておこう。まず、その発生磁場であるが、鉄ヨーク電磁石の場合には主に鉄の特性を利用して磁場を発生させる。従って、鉄の磁化の飽和現象が問題になり、その発生磁場は $\leq 2$  Tesla が限界である。超伝導電磁石の場合には、その磁場を主に電流によって作るためその発生磁場は、超伝導線材の特性と磁石の機械的性能によって制限される。今日では、4~5 Tesla の加速器用電磁石が、ほぼ製作できるようになってきている。

次に、その運転費用であるが、システムの消費電力は、超伝導電磁石のほうが圧倒的に少ない。FNALの場合を例に上げると、超伝導シンクロトロン Tevatron (Energy Doubler) の最高エネルギーは1000 GeV で、その冷却システムに要する電力は7 MW である。

しかしながら鉄ヨーク電磁石を用いた400 GeVのシンクロトロンは Joule 損失は90 MW である。

使い易さの点では、超伝導電磁石は極低温を必要とすること、超伝導特有の性質を保護する必要があること等のため、複雑な構造となり、通常の電磁石に比べ劣る。

図1-1に代表的な鉄ヨーク電磁石と超伝導電磁石の断面を示す。

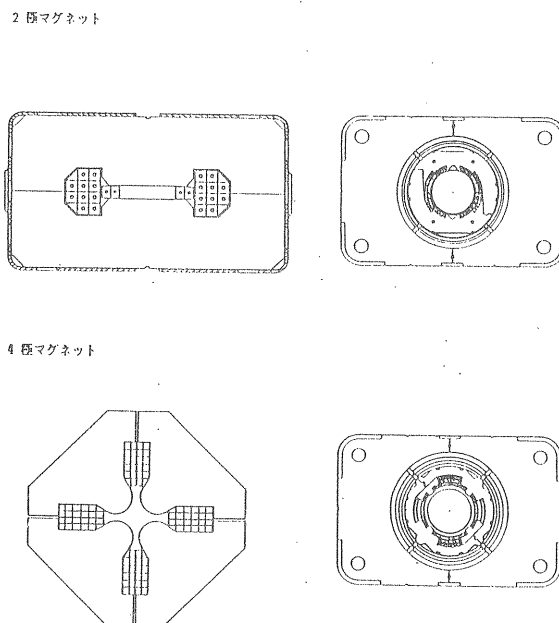


図1-1 通常の鉄ヨーク電磁石と超伝導電磁石の断面比較

### 1.3 加速器用超伝導電磁石

今日、種々な分野に応用されつつある各種超伝導電磁石と加速器用超伝導電磁石とを比較した表を表1-1に示す。加速器用超伝導電磁石の特徴としては、以下のようなものが上げられる。

- (1) コイル形状が複雑である。
- (2) 磁石のサイズを出来るだけ小さくするため、高い電流密度 (200~400 A/mm<sup>2</sup>) のコイルが必要である。
- (3) 高い磁場均一度 ( $dB/B = \sim 10^{-3} \sim 5 \times 10^{-4}$ ) が必要である。

加速器用超伝導電磁石をその使用場所により分類すると、シンクロトロンエレメントとして用いるものと、ビームラインに用いるものとに分類される。これらの特徴を比較すると表1-2のようである。一般には、ビームライン用のものの方が磁場精度に関する制限がゆるく、又、直流運転で使用されるため、その製作は容易である。

表1-1 各種超伝導電磁石の比較

	磁気浮上列車用 マグネット	核融合用マグネット		加速器用 マグネット
		LCT coil	Pulse coil	
Coil type	race track coil impregnated	D shape double pancake	solenoid double pancake	shell type dipole coil
Bmax [T]	4.7	8	6.4	5.5
Current density (A/mm <sup>2</sup> )	183	26.6	30.4	330
Current (A)	700	10,220	5,500	4,870
Stored energy (kJ)	522	104,000	3,890	300

表1-2 加速器用超伝導電磁石の特徴の比較

	運転モード	トレーニング	磁場均一度
ビームライン用	DC	多少あっても良い	中
シンクロトロン用	AC~DC	少	高

### 1.4 超伝導電磁石の難しさ

ここでは、加速器用超伝導電磁石の持つ主要な問題点、むずかしさについて概観する。

#### 1.4.1 不安定性

超伝導線を用いてマグネットを製作した場合、短尺試料で測定したその線の臨界電流値より、はるかに小さな値で超伝導破壊 (S-N転移; 又はクエンチ) を生じたり (Degradation), 又、その値がクエンチを繰り返すことにより、しだいに大きくなっていて、最

終的にある値に落ち着くといった現象 (Training effect) 等の不安定性を示す。これらは実際に、数百台、数千台のマグネットを製作する場合、きわめてやっかいな現象であり、その適正な設計を困難にするものである。そこでこれらの不安定性は、過去20~30年にわたり、多くの研究者の関心を集め、その原因追求がなされてきた。そして、これらの不安定性の主な原因は超伝導線材に加わる各種擾乱によるものであることが明らかにされてきた。この擾乱は、線材内部からの擾乱と線材外部からの擾乱に分けられる。

内部からの擾乱の原因としては、磁気的不安定性、線材の応力-ひずみ特性のヒステリシスによる発熱、線材の交流損失等が上げられる。今日では、これらについては、かなりよく調べられており、極細多芯線および成形撚線 (Compacted Strand or Rutherford Cable) の開発により、これらの問題はほぼ解決されている。外部からの擾乱の原因としては、電磁力による線材の動き、線材表面の接着剤のはく離又はクラック、線材接続部の Joule 発熱等が上げられる。極低温では、物質の比熱が T<sup>3</sup> に比例して小さくなるため、これらの微少なエネルギーでも、超伝導線材の温度をかなり上昇させ、マグネットをクエンチに至らせ得るのである。例えば、電流密度 4 × 10<sup>8</sup> A/m<sup>2</sup> の線材が、5 T の磁場中において 10 μm 動いたとする。そのエネルギーが全て熱に変換されると 2 × 10<sup>4</sup> J/m<sup>3</sup> の発熱となる。冷却効果が期待されない場合、この熱により線材温度は、約 4 K 上昇する。この温度上昇は、電磁石をクエンチさせるに十分である。実際の電磁石中では、このような機械的擾乱による発熱と液体ヘリウムによる冷却が相互に関係して、そのクエンチ特性が決まるものと思われる。冷却に関する研究は、多くの人々によりなされ、今日ではその過渡冷却特性 (t < 1 ms) もかなり明らかになりつつある。

一方、擾乱についての研究は、それが巻線内部の予期せぬ小さな機械的欠陥によるものと考えられるため、同一条件での実験を再現することが難しく、また、擾乱が非常に小さく、その検出が困難であるため、ほとんどなされていない。僅かに、圧電素子をマグネット表面に取りつけて擾乱の結果として発生する Acoustic Emission を測定することにより擾乱をモニターする方法が行なわれているのみである。

#### 1.4.2 磁場の不均一性

加速ビームの損失、ビームサイズの拡大を少なくするために、加速器用電磁石には高い磁場精度が要求される。従来の鉄ヨーク 2 極電磁石の場合、2 極成分磁場に対する多極成分磁場の割合は 10<sup>-3</sup> ~ 5 × 10<sup>-4</sup> 以

## 第2章 超伝導線材

下であることが必要とされ、超伝導電磁石の場合も同程度の磁場精度が要求されるであろう。

一般に、その電磁石中をビームが多数回通るものであればあるほどそれに要求される磁場精度は高くなる。従って、ビームをリング内に1時間から数時間蓄えるストレージリング用の電磁石が最もむずかしく、ビームが一回しか通らないビームチャンネル用の電磁石が最も容易と考えられている。

鉄ヨーク電磁石の磁場精度は、鉄芯の材質と磁極の加工精度で決まるのに対し、超伝導電磁石の場合には、コイルの形状及び電流分布で決まる。従って、必要な磁場精度を得るには、コイル断面形状の寸法精度を50  $\mu\text{m}$  程度以内にする必要がある。この精度は、鉄ヨーク電磁石のコイルでは考えられぬ厳しさである。さらに超伝導電磁石の場合には、常温から4.2 Kまでの冷却による熱収縮 ( $\Delta L/L \sim 3 \times 10^{-3}$ ) 及び励磁による強大な電磁力 (300~600ton/m) が働くことを考えるとその困難さがよく理解されよう。この様なむずかしさのため、高精度超伝導電磁石の製作技術は確立されたものではなく、特定のコイル形状、製作法のもののみが成功していると言う段階にある。

参考のため、各種材質の熱収縮の様子を図1-2に示しておく。

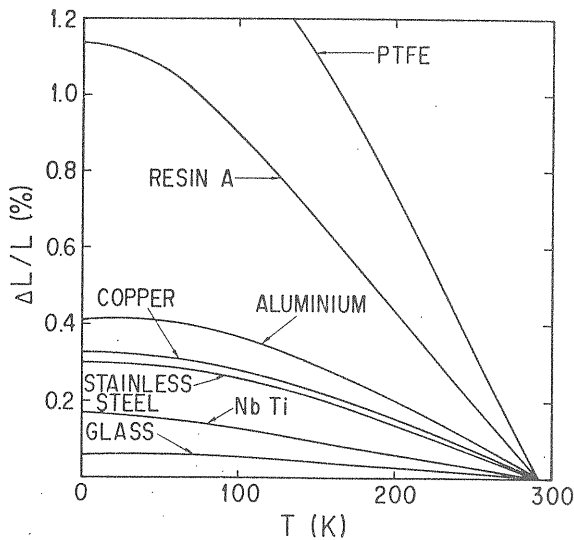


図1-2 各種材料の熱収縮

今日、非常に多くの超伝導体が知られている。単体元素で25種類、合金および金属間化合物を含めると1000種類をこえている。実用上興味深い、高い臨界温度 ( $T_c$ ) や高い臨界磁場 ( $H_c$ ) を有するものとしては、A-15型化合物の  $\text{Nb}_3\text{Ge}$  ( $T_c \sim 23\text{K}$ ,  $H_{c2} \sim 39\text{T}$ ),  $\text{Nb}_3(\text{AlGe})$  ( $T_c \sim 21\text{K}$ ,  $H_{c2} \sim 42\text{T}$ ), シェブレル相化合物の  $\text{Gd}_{0.2}\text{PbMo}_6\text{S}_8$  ( $T_c \sim 14\text{K}$ ,  $H_{c2} \sim 52\text{T}$ ), さらに、最近新聞を賑わしている酸化物超伝導体  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{9-y}$  ( $T_c \sim 90\text{K}$ ) 等が上げられる。しかしながら、これらはまだ材料の基礎的研究の段階にある。図2-1に高い臨界温度を持つ超伝導材料の進歩の様子を示しておく。

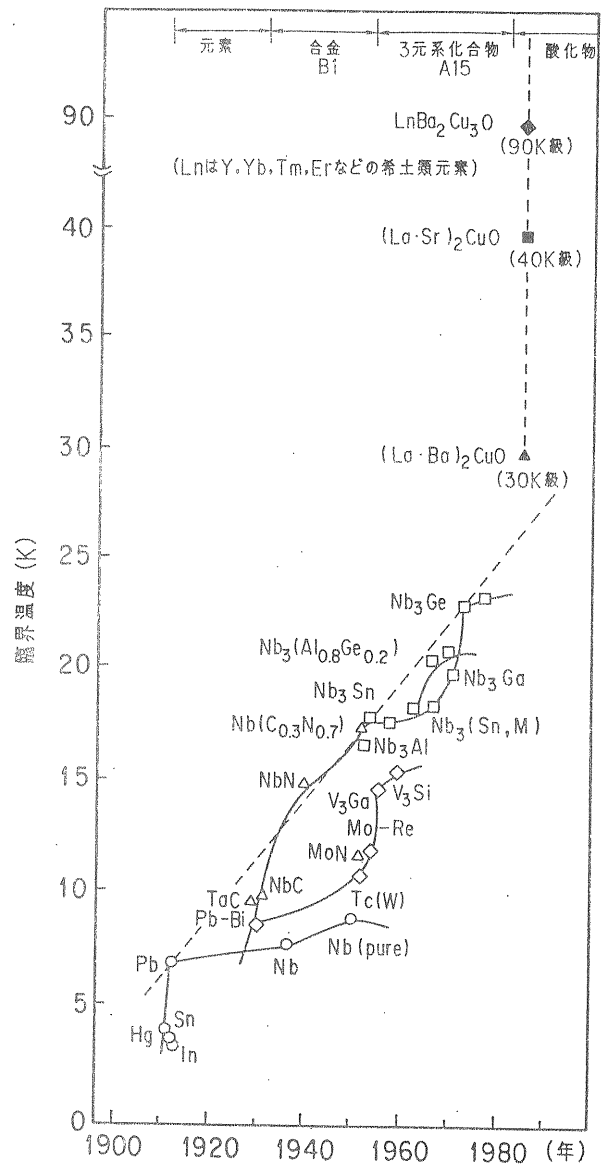


図2-1 高い臨界温度をもつ超伝導材料の進歩

超伝導電磁石用線材として実用化されている超伝導材料は、合金の NbTi ( $T_c \sim 9.5\text{K}$ ,  $H_{c2} \sim 11.7\text{T}$ ) と A-15 型化合物の Nb<sub>3</sub>Sn ( $T_c \sim 18\text{K}$ ,  $H_{c2} \sim 21.5\text{T}$ ), V<sub>3</sub>Ga ( $T_c \sim 15\text{K}$ ,  $H_{c2} \sim 21\text{T}$ ) の 3 種類のみである。(最近, Nb<sub>3</sub>Al 線材も現われつつある)。

## 2.1 超伝導線の特性

超伝導体の基本的な性質を表わすものとして、臨界温度  $T_c$ 、臨界磁場  $H_c$ 、臨界電流密度  $J_c$  等がある。これら性質のうち  $T_c$ 、 $H_c$  は材料のもっとも基本的な性質であり、材料母体の電子構造によって決まるものであるから、加工や熱処理の影響は受けにくい性質のものである。これに対して、超伝導電磁石に使用される不均質第 2 種超伝導体の  $J_c$  は材料内部の不均質点による Flux のピン止めに依存しているので、転移や析出物をコントロールする加工や熱処理によって著しく変化する性質のものである。

超伝導電磁石に使用される不均質第 2 種超伝導体では、 $J_c$ 、 $H_{c2}$ 、 $T_c$  の 3 つのパラメータが重要で、いずれも高い値を持つことが望ましい。この超伝導状態を規定する  $J_c$ 、 $H_{c2}$ 、 $T_c$  の関係は図 2-2 のようになる。超伝導状態と常伝導状態の境界は、図に示すような 3 次元の曲面になる。従って、超伝導体を使用する場合は、この曲面内で使用しなければならない。通常、超伝導電磁石を設計する場合には、温度を固定して (大体は、4.2 K)、B-J 曲線を使う。

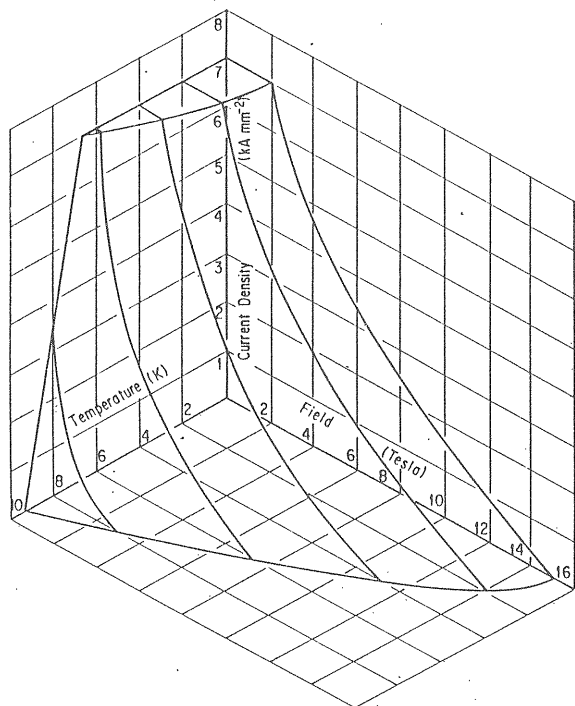


図 2-2 NbTi 合金の臨界電流曲面

この他、超伝導電磁石に使用する超伝導体の幾つかの性質を列挙しておこう。

- (1) 不均質第 2 種超伝導体であり、その代表的磁化曲線は、図 2-3 のようである。
- (2) 比熱は常伝導状態のときより超伝導状態のときの方が大きい。
- (3) 超伝導状態の時の熱伝導率は、常伝導状態の時に比べ非常に小さい。
- (4) 不均質第 2 種超伝導体に、外部磁場をかけた時の磁束侵入の様子は図 2-4 のようである。
- (5) 電流密度と温度の関係は、ほぼ linear である。(図 2-2 参照。)

### 2.1.1 合金系線材

今日、超伝導電磁石に使用されている線材の大部分はこれであり、この中でもほぼ 100% が NbTi 線材である。この材料の発見は比較的新しく、1961 年である。しかしながら、その冷間加工性の良さと、臨界電流密度  $J_c$  を増加させる 2 段時効熱処理法の開発により非常に進歩し、その極細多芯線 (直径  $\sim 10\mu\text{m}$  の NbTi

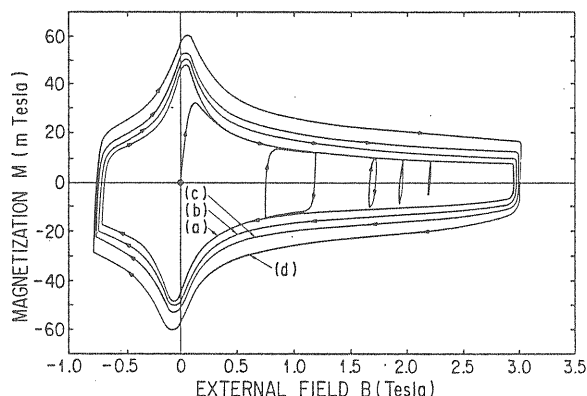


図 2-3 NbTi/Cu 超伝導線の磁化曲線  
外部磁場掃引速度: (a) 0.0075 T/s,  
(b) 0.0375 T/s, (c) 0.075 T/s, (d) 0.15 T/s

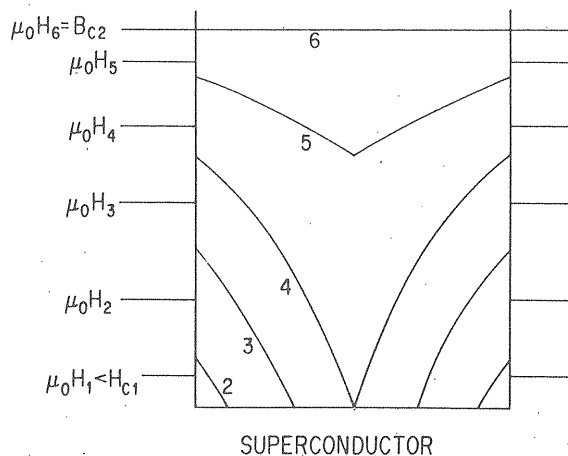


図 2-4 不均質第 2 種超伝導体内への磁束侵入

フィラメントを2000~3000本、安定化材マトリックス中に埋め込み、それにツイストを施した線材)の製造技術も、ほぼ確立されている。

この材料の  $J_c$  値増加の努力は現在でも依然としてなされており、現在の最高値は、約3900 A/mm<sup>2</sup> (at 5T)である。今日における、この線材開発の目標の一つは“フィラメント径~5 μm以下で  $J_c$  が2700 A/mm<sup>2</sup> (at 5T, 4.2 K)以上の線材製造技術の確立”, 他の一つは“交流機器に使用できる低 AC loss 超伝導線材の開発”である。

図2-5に現在の NbTi 線材 (工業的レベルにおける線材)の  $J_c$  値をしめす。

もう一つ、電磁石製作時に気になることは、線材特性の応力依存性である。超伝導磁石の場合、強い磁場を発生することが多く、必然的に大きな電磁力が線材にかかることになるからである。図2-6と2-7に NbTi の応力-ひずみ曲線と NbTi 線材の  $I_c$  値のひずみ依存性をしめす。

### 2.1.2 化合物線材

A-15型の結晶構造をとる金属間化合物の線材のうち、Nb<sub>3</sub>Sn, V<sub>3</sub>Ga, Nb<sub>3</sub>Al等は Tc, Bc<sub>2</sub> が高く、古くから高磁場電磁石用線材として有望視されてきた。(Nb<sub>3</sub>Snは B. T. Matthiasらによって1954年に発見されている。)しかし、これらは極めて脆いため、その実用化は遅れていた。今日、線材化されている Nb<sub>3</sub>Sn, V<sub>3</sub>Ga 線の最大許容ひずみは0.2~0.4%であり、これ以上のひずみを加えると、超伝導体内部に micro crack が生じ、超伝導線材として使用不可能となって

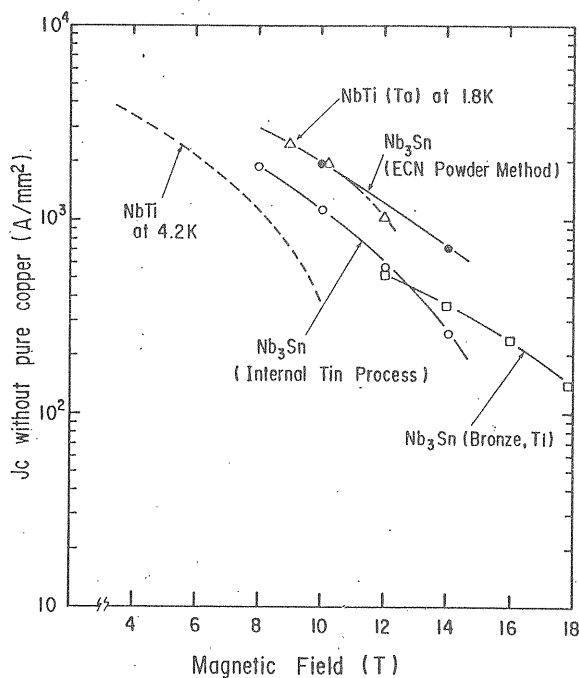


図2-5 主要な超伝導材料の臨界電流密度

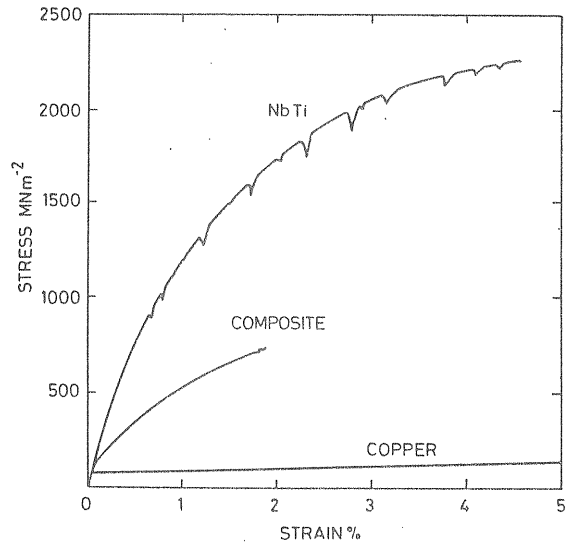


図2-6 NbTi, Cu, NbTi/Cu 超伝導線の応力-ひずみ曲線の比較

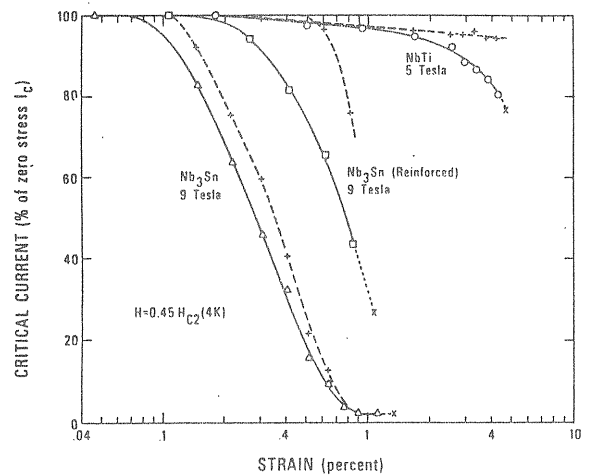


図2-7 NbTi 超伝導線及び Nb<sub>3</sub>Sn 超伝導線における臨界電流の劣化  
破線は応力を除いた時の臨界電流の回復値を示す。

しまう。(図2-7に Nb<sub>3</sub>Sn 線材の  $I_c$  値のひずみ依存性をしめす。)これがこの線材を用いて超伝導磁石を作る場合の最大の問題である。

化合物多芯線の製造方法には、Bronze法、外部拡散法、内部拡散法、In-Situ法等、種々の方法が考案され、その  $J_c$  を上げる努力が続けられている。現在、量産可能な Nb<sub>3</sub>Sn 線材で最高の  $J_c$  値が得られているのは、Internal Tin法によるもので、その値は1300 A/mm<sup>2</sup> (at 10 Tesla, 4.2 K)である。また、短尺試料で最高の  $J_c$  値が得られているのは、ECN Power法のものである。この他、より高磁場(15 Tesla以上)での  $J_c$  値を上げる方法として、Nb<sub>3</sub>SnにTiやTaを添加することも行われている。Nb<sub>3</sub>Sn線の  $J_c$  特性を図2-

5に示しておく。

## 2.2 安定化技術

超伝導材料は、そのままでは電流劣化現象や低磁場不安定現象のためコイルとしては使えない。この現象は、超伝導体内でおこる磁束の急激な運動 Flux Jump (外乱などにより超伝導体内の磁束が変化し、この時発生する熱が周囲温度を上昇させ、この温度上昇の為に臨界電流密度が減少し、この為新たな磁束運動を誘発するという雪崩現象)によることがわかっている。

このような不安定現象を克服するために各種の安定化法が考案され、安定化のための金属を付ける複合加工技術、磁氣的不安定性に関する理論にもとづく極細多芯化技術およびツイスト技術の開発により超伝導線材は飛躍的に進歩した。

### 2.2.1 Cryogenic stabilization

安定化法のなかで最も信頼性があり、大型超伝導電磁石技術の基礎をなしている。この方法は1965年に Stekly 等により確立され、その後 Maddock により改良された。この安定化法は、超伝導磁石の導体内で種々の不安定性があっても有効である。又、この安定化法では、導体から液体ヘリウムへの熱伝達が重要な働きをしており、通常、巻き線の各 turn の少なくとも一部は、直接液体ヘリウムに接触している構造を取る。

ここでちょっとヘリウムへの熱伝達について記しておこう。

液体ヘリウム中に発熱体(金属)を置いた場合、その表面から液体ヘリウムへの熱伝達曲線は図2-8のようである。縦軸は発熱体の単位表面積あたりの熱伝達量、横軸は発熱体と液体ヘリウムの温度差である。図中の OPQ 領域は核沸騰領域で、ここでは、液が物体表面に接しており、大きな熱伝達係数がとれる。RS 領域は膜沸騰領域で、物体表面はガスで覆われてしまい、熱伝達係数は小さくなる。物体の温度を上げていくと、熱伝達は O-P-Q と上がり、次に S に飛ぶ。温度を下げていくと、S-R と下がり、P へ飛んで O へ行く。図中の斜線領域は、物体の表面状態の違いによる測定値のバラツキを示している。

超伝導体の常伝導状態における比抵抗は、銅に比べきわめて大きい ( $\rho_{\text{NbTi}} \sim 6 \times 10^{-5} \Omega\text{cm}$ ,  $\rho_{\text{Cu}} \sim 2 \times 10^{-8} \Omega\text{cm}$  at 4.2 K)。そこで、超伝導体に多量の銅を付けた複合導体を考える。仮に、導体の一部が normal になっても、そこでの Joule 発熱が、ヘリウムへ

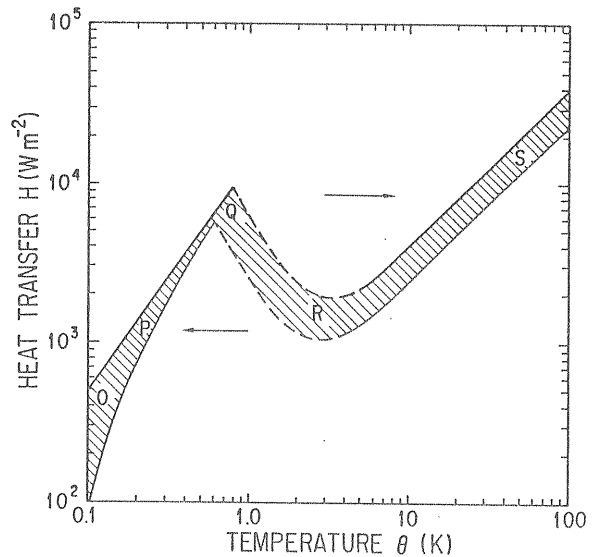


図2-8 金属表面から液体ヘリウム (4.2K, 1 atm) への熱伝達

の熱伝達よりも小さければ(線材の発熱曲線が図2-8に示した熱伝達曲線より下にあれば)、超伝導状態に復帰できるわけであり、安定化できることになる(Steklyの完全安定化)。この条件は以下の様に表される。

$$\alpha = \frac{\lambda^2 J_c^2 \rho A}{(1-\lambda) Ph(\theta_c - \theta_0)} < 1$$

ここでAは導体断面積、 $J_c$ は臨界電流密度、 $\rho$ は銅の比抵抗、Pは導体の液体ヘリウムに接している周長、 $\lambda$ は導体中で超伝導体が占める割合、 $h$ は熱伝達係数(一定と考える)、 $\theta_c$ は超伝導体の臨界温度、 $\theta_0$ は液体ヘリウムの温度である。

この安定化法によれば、超伝導線の全長が normal になっても線が液体ヘリウムに浸っていれば、超伝導に復帰できる。この為、この安定化条件は非常に厳しく、低い電流密度しか許されないことになってしまう。この Stekly の条件に従うと、Ohmic な発熱の limit はおおよそ  $0.2 \text{ W/cm}^2$  である。

Maddock は、実際の超伝導コイル中では、このように大きな擾乱は存在せず、線材の大部分は超伝導状態( $\sim 4.2 \text{ K}$ )にあると考え、発熱部から低温部への線材に沿った熱伝導も考慮した安定化を考えた(cold end stability)。これによると、許容できる Ohmic な発熱の limit はおおよそ  $0.3 \text{ W/cm}^2$  となる。

### 2.2.2 Adiabatic stabilization

超伝導体内での磁束の運動にともなう熱発生による温度上昇が、カタストロフィックにならない条件(非常に小さな擾乱によって、線材温度が際限なく上昇し

はじめる limit) を、線材の冷却を無視した断熱状態において求めたものがこれである。従って、上記 cryogenic stabilization に比べその安定度は低い、Flux jump をおさえるのに必要なフィラメント径の limit の目安を与えてくれる。

$$\frac{\mu_0 J_c^2 a^2}{\gamma C (\theta_c - \theta_0)} < 3$$

ここで、 $a$  は超伝導体の 1/2 巾、 $C$  はその比熱、 $\gamma$  は密度、他のパラメータは Stekly の条件の時と同じである。

6 Tesla, 4.2 K の NbTi の場合

$$J_c = 1.5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$$

$$\gamma = 6.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$$

$$C = 0.89 \text{ J/kg/K}$$

$$\theta_c = 6.5 \text{ K}$$

であるから、1/2 巾  $a$  が  $115 \mu\text{m}$  をこえると Flux jump がおきることとなる。この値の時には、自発的な Flux jump は起きないだろうが、擾乱に対して非常に敏感になっている。従って、安全な値としてはこの半分位と考えられ  $a = 57 \mu\text{m}$  となる。

### 2.2.3 Dynamic stabilization

これは超伝導体の間に銅のような良導電体をはさみ、全体としての磁気拡散係数 ( $\rho/\mu_0$ ,  $\rho$  は比抵抗) を小さくして、磁束の動きを遅くし、その間に熱伝達によって発生した熱を取り除こうと言うものである。この考えによれば、以下の条件が満たされる時に安定である。

$$a < \sqrt{8d} \quad (\text{filament})$$

$$a < \sqrt{3d} \quad (\text{slab})$$

$$d^2 = \frac{k(\theta_c - \theta_0)(1 - \lambda)}{\lambda J_c^2 \rho}$$

$k$  は複合体の熱伝導率、 $\rho$  は比抵抗、 $\lambda$  は導体中で超伝導体の占める割合、他の変数の定義は Adiabatic stabilization のときと同一である。

以下のようなパラメータの 6 T, NbTi についてこの  $a$  を求めてみる。

$$\lambda = 0.4$$

$$k = 0.1 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

$$\theta_c - \theta_0 = 2.3 \text{ K}$$

$$\rho = 3.5 \times 10^{-10} \Omega \text{ m}$$

$$J_c = 1.5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$$

filament の場合の  $a$  を求めると  $59 \mu\text{m}$  となる。これを実際に適用する場合には、安定性マージンを考えて  $30 \mu\text{m}$  となろう。

### 2.2.4 Twist

上記の様に、超伝導体を細分化して銅マトリックス中に埋め込むことにより、一定磁場のもとでは安定化されたが、変動磁場中では銅が良導体である為、フィラメント間に結合が生じてしまう。これを図 2-9(a) に示す。2本のフィラメントを series に流れる電流は、線材の両端で銅の中を渡らねばならない。この抵抗により電流は減衰するのであるが、実際には、扱う線材長は数百 m であり、その電流転移部も非常にながいものとなり、電流の減衰時定数はきわめて長くなる。この為、細分化されたフィラメントの束は太いフィラメントと等価になり、Flux jump が再び生ずることになる。そこで、図 2-9(b) に示すように Twist を施し、外場に対しての結合を取り除く。しかしながら、この方法では、線材中を流れている電流による自己磁場との結合は取れない。この自己磁場との結合があると、電流は線材の外側に偏って流れることになり、線材断面中を一様に流れなくなってしまう (図 2-9(c) 参照)。この不均一な電流分布を避けるため、実用上は、線材の直径を約 2 mm 程度におさえている。

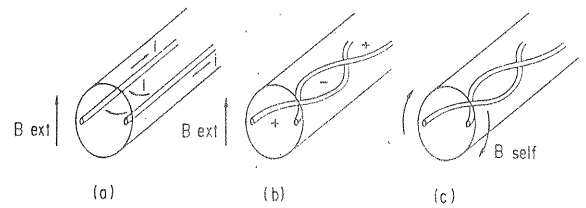


図 2-9 フィラメント間結合の説明図

## 2.3 交流損失

超伝導体の変動磁場中におかれると電力損失を生じる。この原因には、種々なものがあるが、主なものは超伝導体自身のヒステリシスによるものと、線材中に生じる渦電流によるものである。

### 2.3.1 ヒステリシス損

ヒステリシスによる損失は、磁場の変動速度には依存せず、初期磁場  $B_0$  と最高磁場  $B_m$  により依存する。単位体積あたりのヒステリシス損は

$$Q = \frac{8}{3\pi} a J_{c0} B_0 \log \left( \frac{B_m + B_0}{B_0} \right)$$

コイル中での磁場変化が linear と仮定した時、超伝導コイルの 1 サイクル当たりの損失は

$$W_h = Q_b \lambda V$$

$$Q_h = \frac{8}{3\pi} a J_{c0} B_0 \left\{ \frac{B_m + B_0}{B_m} \log \left( \frac{B_m + B_0}{B_0} \right) - 1 \right\}$$

となる。

ここで、 $\lambda$  は超伝導体の割合、 $V$  は線材の体積、 $a$  はフィラメントの半径、 $J_c$  は磁場  $B_0$  における電流密度である。

この計算においては、 $J_{c0}$  と  $B$  の関係に Kim and Anderson による

$$J_c(B_m)(B_m + B_0) = J_{c0} B_0$$

を用いている。従って、この関係式を用いて、 $Q_h$  と  $B_m$  の関係式を求めると、

$$Q_h \sim K B_m$$

となる。

これは、よく知られている“ヒステリシス損は  $B_m$  に比例する”を表わしている。

### 2.3.2 渦電流損

渦電流による損失の特徴は、次の様に簡単に求めることができる。

面積  $S$ 、抵抗  $R$  のループを磁束が通っているとす。磁場が零から  $B_m$  まで時間  $T_0$  の間に変化し、同じ時間で零にもどるとすると、1 サイクルにおける損失は

$$W = V^2/R \cdot 2T_0 = \left( \frac{B_m}{T_0} A \right)^2 \cdot \frac{1}{R} \cdot 2T_0 = \frac{2B_m \dot{B}_m A^2}{R}$$

と表すことが出来る。この式は、“渦電流損が  $B_m$  と  $\dot{B}_m$  に比例する”ことを示している。

より詳細な渦電流損の計算によれば、単位体積あたりの損失は

$$Q = \frac{B_m^2}{2\mu_0} \cdot \frac{8\tau}{T_m}$$

ここで、 $B_m$  は線材の所での磁場の強さ、 $T_m$  は磁場を  $0 \rightarrow B_m$  に上げるに要する時間（下げる時も同一）である。従って、コイル全体の損失を求めるには、コイル全体の平均を取らねばならない。この場合、概略  $B_m^2 = 1/3 B_{mcoil}^2$  と書けるので、コイルの渦電流損は

$$W_e = Q_e V$$

$$Q_e = \frac{1}{2\mu_0} \cdot \frac{8\tau}{T_m} \cdot \frac{B_{mcoil}^2}{3}$$

$$\tau = \frac{\mu_0}{2\rho_{et}} \left( \frac{L}{2\pi} \right)^2$$

となる。

ここで  $L$  は線材の twist pitch、 $\rho_{et}$  はマトリックスの横方向等価抵抗である。

## 2.4 実用超伝導線

はじめに、最もよく使われている NbTi 複合多芯超伝導線の製造方法について概説しよう。NbTi は非常に細い（ $\sim 10 \sim 30 \mu m$  程度）フィラメントにまで引き伸ばされねばならない。その為には、NbTi が良い延性を持つことが要求され、それには Nb と Ti がよく溶けて一様になっていること、O、N、C 等の不純物があるレベル（ $\sim 500$  ppm）以下であることが必要である。（Nb の鉱石中に自然に入っている Ta に関しては問題とならない。）図 2-10 に線材製造の主要プロセスを示す。最初は、NbTi/Cu のビレット（ $16 \sim 20$  cm  $\phi$ ）を作ることから始る。NbTi 丸棒を、内面をきれいに洗浄した砲弾状銅容器の中に入れ、真空引きをし、銅蓋を電子ビーム溶接して、押し出し用ビレットを作る。ここに使用する銅は高純度の OFHC である。

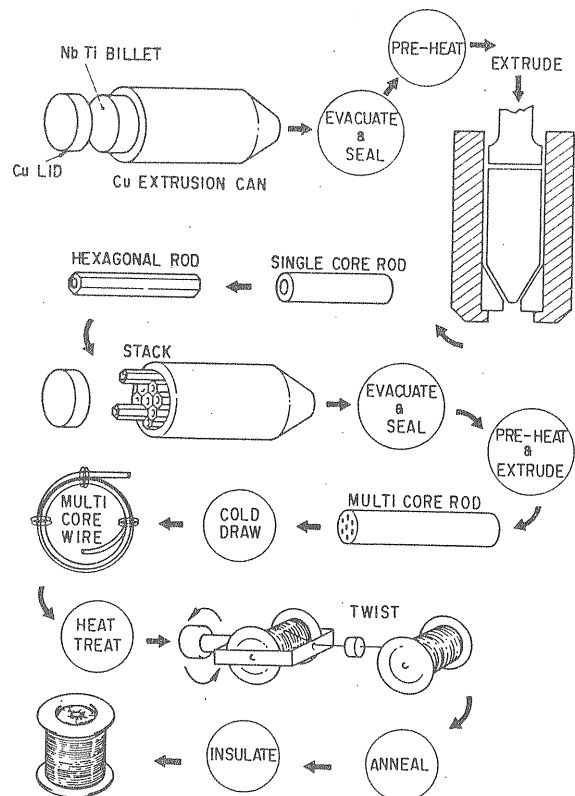


図 2-10 NbTi 極細多芯超伝導線の製造工程図



又、重要なことは、このピレット内に異物 (Cu や NbTi 表面の付着物、酸化物、残留ガス) を残さぬことである。この後、ピレットは押し機により押し出され、断面積約 1/20 の棒状になる。この単芯 NbTi/Cu 棒は、何度か伸線され、多芯線用のピレット組み立てに適する六角形の棒にされる。これを用いて多芯線用のピレットを組み立てた後、再び、押し出し、伸線過程を経て最終線径に近くなる。

この途中で、各種熱処理が行われて、高い  $J_c$  値が得られるようになる。この後、線に撚りをかけて、フィラメントを twist し、最終サイズの線とする。

最後に、適度な温度で熱処理して、線材の安定化銅の残留抵抗比を上げ、複合多芯超伝導線が出来上がる。後は、必要に応じて絶縁処理等を行ったり、更に何本かを撚り合わせて大電流容量のケーブルにしたりして、実際に使用出来る超伝導線材となる。

Nb<sub>3</sub>Sn 線の製造も基本的には NbTi 線の場合と大差はないが、化合物層を最後に生成するための熱処理が必要なことや、使用材料の違いがある。ここにその主な製造法を示す (図 2-11)。(A) は最も一般的な Bronze 法である。この場合、Bronze を線引きする必要があるため、多数回の中間熱処理が必要である。(B) は外部拡散法で、Bronze を線引きする必要はないが、外から Sn を拡散させるため、線径を太く出来ない特徴を持つ。(C) は内部拡散法の一つで、線材内部に高濃度 Sn-Cu 合金を入れたものである。

この場合には、如何にして Sn を一様に拡散させるか (各フィラメントに一様に Nb<sub>3</sub>Sn 層を生成させるか) である。

今日、加速器用の超伝導電磁石に使用されている線材の大部分は、所謂、Rutherford cable (compacted

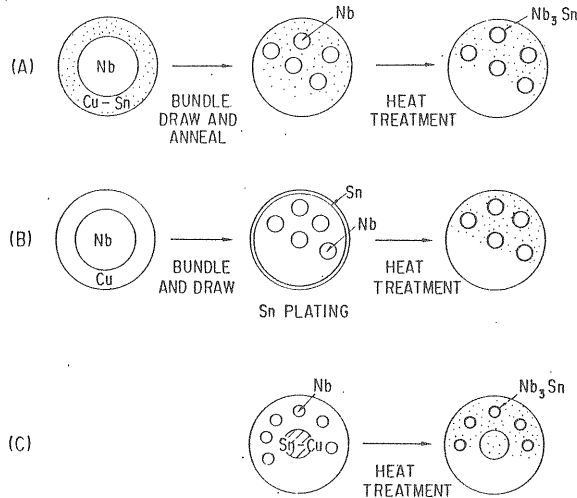


図 2-11 Nb<sub>3</sub>Sn 超伝導線の製造法

strand cable, 成形撚線) である。この構成図を図 2-12 に示す。通常使用されているのは、5~13 μm の NbTi フィラメントを 1000~3000 本入れた複合多芯超伝導線 (ストランド) (外径 ~ 1 mm 以下) を 10~30 本撚り合せ、それを成形して矩形にしたものである。絶縁は、Kapton フィルムやガラス・エポキシテープを用いてなされる。

重要なことは、コイルにした時に超伝導線に直接エポキシ樹脂が付かないような絶縁構成とすることである。

高エネルギー研で開発中の超伝導四極電磁石に使用しているキーストーン形成撚線の 1 本のストランドの断面写真とケーブル全体 (絶縁は除く) の断面写真を図 2-13 に示しておく。

いままで、図 2-5 等に示したのは超伝導体の電流密度である。実際にマグネット用の線材 (cable) にすると、その電流密度はかなり下がる。以下に、その概略を示しておく。

マグネット用の線材に期待出来る電流密度 (compacted strand の場合) は

$$J_c = J_{c \text{ without Cu}} \cdot \frac{1}{1 + \lambda} \cdot \alpha \cdot (1 - \beta) \cdot \gamma$$

と表される。

ここで、

$\lambda$  : 素線の銅比 ( $A_{Cu}/A_{super}$ )

$\alpha$  : cable の packing factor (85~90%)

$\beta$  : cable 加工による電流密度の劣化 (5~10%)

$\gamma$  : 絶縁材がスペースをとることによる effective な電流密度の低下 (~70%)

である。

Cable として期待できる電流密度は、非常におおまかには、超伝導体の  $J_c$  の約 20% ( $\lambda = 1.8$  の場合) である。

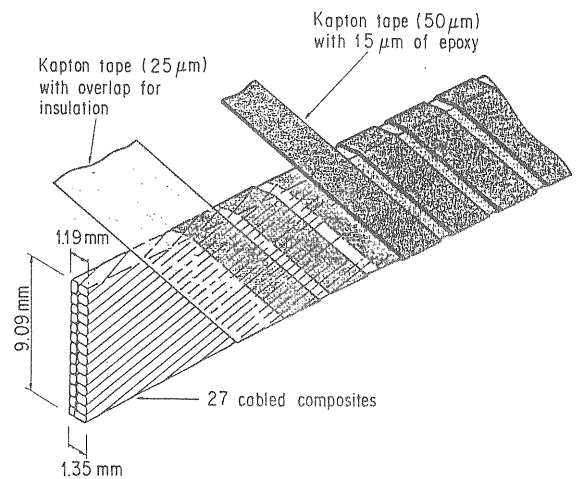
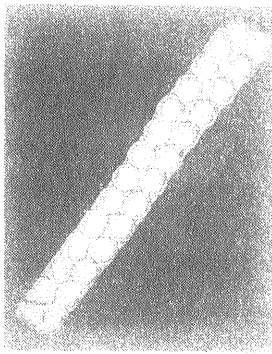


図 2-12 成形撚線の構成図



x 11



x 125

図 2-13 成形撚線の断面写真  
(Cable 断面とストランド線の断面)

## 第 3 章 超伝導電磁石

### 3.1 基本的構成

超伝導電磁石システムの基本的構成図を図 3-1 に示す。超伝導電磁石はクライオスタットのヘリウム容器に納められ、ほぼ大気圧の液体ヘリウム (4.2 ~ 4.5 K) に浸される。

このヘリウム容器への熱侵入 (常温部からの) は、極力おさえることが必要である。熱侵入の原因としては、(1) 磁石のサポートや電流リードによる固体熱伝導 (2) ヘリウム容器と常温容器 (真空容器) の間の残留ガスによる伝熱、(3) 常温部からヘリウム容器への熱放射が上げられる。(1) については、熱伝導率の小さい材料の使用、熱の伝導面積を小さくする等により、(2) については、断熱真空部の真空度を  $10^{-4}$  Torr 以上に保つことにより、その熱侵入を減らすことができる。(3) については、これが温度の 4 乗に比例すること及び、表面の emissivity 係数に比例する ( $Q = \text{const} \cdot \epsilon \cdot A (T_1^4 - T_2^4)$ )、 $\epsilon$  は emissivity、 $A$  は面積) ことから、

中間温度の熱シールド (20~100 K) の採用及び、容器表面の磨き ( $\epsilon$  を小さくする) 等により熱侵入を減らしている。通常は、これに加えて、アルミナイズドマイラーによる多層断熱 (スーパーインシュレーション) を行っている。

図 3-1 に示す様な浸漬冷却の場合、ヘリウム槽へ侵入した熱は液体ヘリウムを蒸発させる。その時、主に使われるのはヘリウムの蒸発潜熱 (20.6 Joule/g or 2.68 kJ/l) である。

電流リードは、常温部から約 4.2 K の超伝導電磁石まで電流を運ぶものであり、その設計時には、熱伝導と Ohmic な発熱のバランスに十分注意を払わねばならない。熱伝導の立場からは、小断面積で長いリードが望ましいが、Ohmic な発熱の立場からは、大断面積で短いリードが望ましいことになる。従って、通常、電流リード部分は熱交換器型として、クライオスタットの蒸発ヘリウムガスを通すことにより、常温からの侵入熱及び、リードによる発生熱を取り除いている。電流リードによる液体ヘリウムの損失としては、大体、3 ~ 4 l/h/kA/対である。

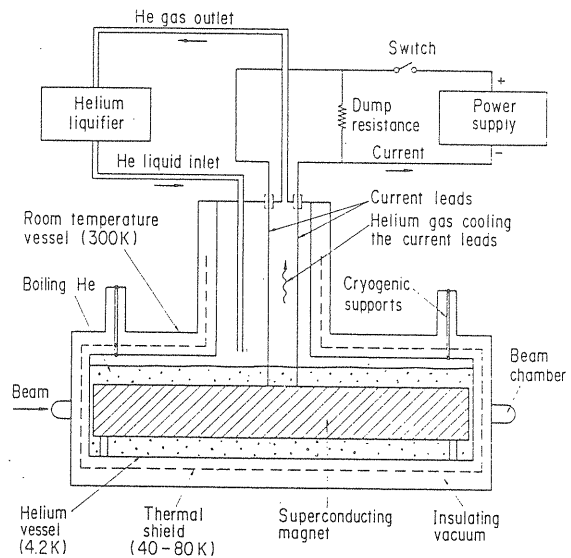


図 3-1 超伝導電磁石システムの基本構成

この図中には、基本的な電気回路も示してある。通常、超伝導電磁石がクエンチした時には、その蓄積エネルギーを出来るだけ早く外に取り出し、コイルが焼損するのをさけている。この為、エネルギー回収用の抵抗及びコイルに流れている電流を瞬時に切る為の電流遮断スイッチが必要である。

ここで、少し脇道にそれるが、冷凍機についての非常に基礎的なことを述べておく。

ある温度レベルにおいて一定の冷凍能力を得るため

に必要な最小電力は、理想的 Carnot サイクルにおいて得られ、それはその作動流体に依存せず、高温端の温度のみに依存する。Wを必要電力、Qを冷凍能力、 $T_1$ を周囲温度、 $T_2$ を冷却温度とすると

$$W/Q = (T_1 - T_2) / T_2$$

と表わされる。

この式によれば 4.2 K において 1 W の冷凍能力を得るには約 75 W ( $T_1 = 310$  K の時) の電力が必要となる。しかし、この様に効率の高い理想的 Carnot サイクルの冷凍機は実現不可能で、現実のものでは、圧縮機、熱交換器、膨張機などの効率の低下、コールドボックスなどの周囲からの熱侵入などにより著しく効率が低下する。図 3-2 に実際の低温冷凍システムの効率を示す。(この図には 1.8 ~ 90 K のものが各種含まれているので注意) ヘリウム冷凍機の場合、冷凍機サイズにも依存するが、100 W 級のもので、W/Q は約 700 である。

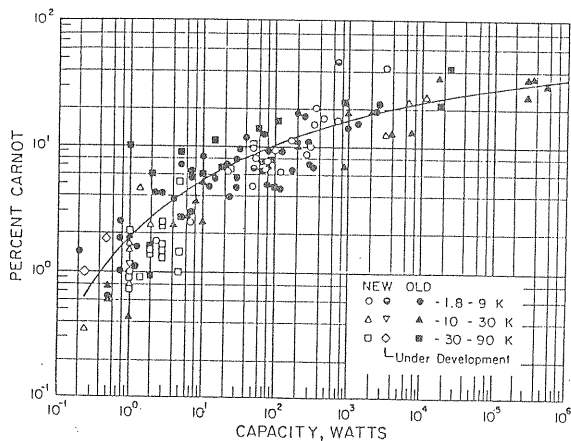


図 3-2 低温冷凍システムの効率

### 3.2 磁場・電磁力計算

超伝導電磁石の磁場は主に電流によって作られる。そこで、ここでは電流主体の磁石の磁場及び電磁力を  $\cos \theta$  型 2 極電磁石の場合について求めてみる (2 次元計算)。この磁石は、一様な電流密度で電流方向が逆の 2 つの円筒状電流を少しずらして重ね合わせたものと考えられる。これを図 3-3 に示す。2 つの円が重なったところは、電流が零、両脇の三日月形のところは、それぞれ逆向きの一様な電流が流れている。この形の電流分布の場合、2 つの円の重なった所には理想的な 2 極磁場が作られる。

一様な電流密度  $j$  の電流が流れる無限長円筒 (半径  $R$ ) 内の磁場  $B(r)$  は

$$B(r) = \frac{\mu_0}{2} jr \quad (r \leq R)$$

この磁場の方向は、半径ベクトルに垂直な方向である (図 3-4 参照)。従って点  $P(x, y)$  に於けるその各成分は

$$B_x = -\frac{\mu_0}{2} jy, \quad B_y = \frac{\mu_0}{2} jx \quad (r \leq R) \quad (1)$$

である。

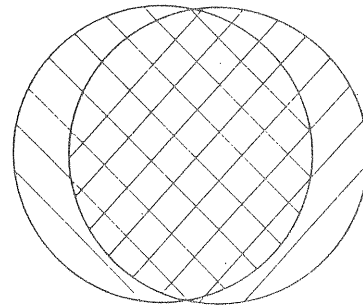


図 3-3

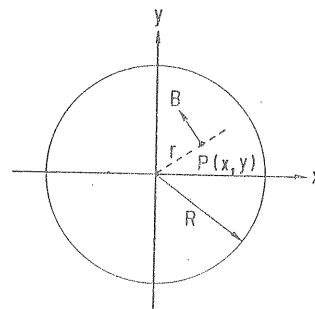


図 3-4

この円を  $x$  方向に  $\Delta x$  ずらすとその磁場は

$$B_x = -\frac{\mu_0}{2} jy, \quad B_y = \frac{\mu_0}{2} j(x - \Delta x) \quad (r \leq R) \quad (2)$$

となる。

電流の方向を逆にして、式 (1) (2) を加えると

$$B_x = 0, \quad B_y = \frac{\mu_0}{2} j \Delta x \quad (3)$$

となる。これは、2 つの円筒の重なった領域内で、その磁場が完全に一様であることを示している。また、ここで注意すべきことは、磁場の強さが、磁石のコイルサイズによらず、コイルの電流密度とその厚さのみに依存することである。

電流の外の磁場について考えると、円筒電流の作る磁場は

$$B_x = -\frac{\mu_0 j}{2} R^2 \frac{y}{x^2 + y^2} \quad (r > R) \quad (4a)$$

$$B_y = \frac{\mu_0 j}{2} R^2 \frac{x}{x^2 + y^2} \quad (r > R) \quad (4b)$$

2つの逆方向円筒電流を  $\Delta x$  ずらして重ねると

$$B_x = -\frac{\mu_0 j}{2} R^2 y \left\{ \frac{1}{\left(x + \frac{\Delta x}{2}\right)^2 + y^2} - \frac{1}{\left(x - \frac{\Delta x}{2}\right)^2 + y^2} \right\}$$

$$B_y = \frac{\mu_0 j}{2} R^2 \left\{ \frac{x + \frac{\Delta x}{2}}{\left(x + \frac{\Delta x}{2}\right)^2 + y^2} - \frac{x - \frac{\Delta x}{2}}{\left(x - \frac{\Delta x}{2}\right)^2 + y^2} \right\}$$

x 軸上, 無限遠では

$$B_x = 0$$

$$B_y = -B_0 \frac{R^2}{r^2 - \frac{\Delta x^2}{4}} \approx -B_0 \left(\frac{R}{r}\right)^2 \quad (r \gg \Delta x)$$

$$B_0 = \frac{\mu_0 j \Delta x}{2}$$

即ち,  $B_y$  は  $1/r^2$  で減衰する。

この2つの三日月形コイルには, 互いに逆向き of 電流が流れている為, 反発力が働く。最大の圧力は, x 軸上で働き, その大きさは,

$$P_{\max} = B_0 j \Delta x \quad (\text{N/m}^2)$$

ここでコイル内部の磁場は  $B_0 =$  一定とした。

$$j = \frac{2B_0}{\mu_0 \Delta x}$$

を上式に入れると

$$P_{\max} = \frac{2B_0^2}{\mu_0}$$

となる。

$P_{\max}$  は磁場の強さのみに依存することに注意。

x 軸以外の所での圧力は, これより小さくなって

$$P_r \sim P_{\max} \cos^2 \theta$$

で表される。(図3-5 参照)

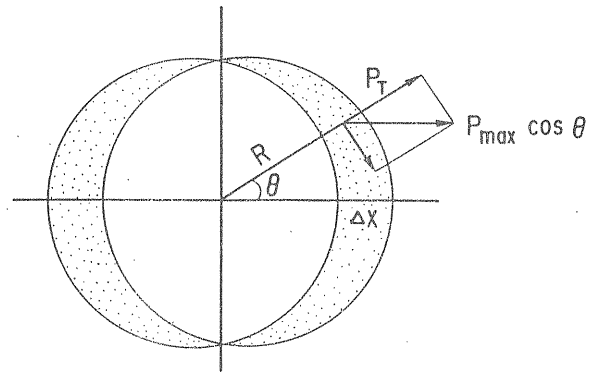


図3-5

### (1) 一般的な磁場計算

複数変数を用いた方法は, より一般的な2次元磁場解析に適した形式を与えてくれる。そこで, この方法の概略について以下に記す。

出発点となるのは, Maxwell の方程式

$$\text{div } B = 0$$

$$\text{rot } H = J$$

及び  $H = B/\mu$  ( $B$  と  $H$  を結びつける構成方程式) である。

$J = 0$  の領域では

$$\text{div } B = 0, \quad \text{rot } H = 0$$

となり, この時には, 磁場は scalar potential  $\phi$  あるいは vector potential  $A$  によって

$$B = \text{rot } A, \quad B = -\text{grad } \phi$$

の様に表せる。即ち

$$B_x = \frac{\partial A}{\partial y} = -\frac{\partial \phi}{\partial x}$$

$$B_y = -\frac{\partial A}{\partial x} = -\frac{\partial \phi}{\partial y}$$

この右辺の部分に着目すると, これは正に複関数論に表れる Cauchy-Riemann 式であり, 従って, この方程式が成立する領域で  $A + i\phi$  は  $z = x + iy$  の解析的な関数となる。(複関数論の教科書参照)

解析的な potential 関数として  $F(z) = -(A + i\phi)$  をとると、それはべき展開できて、次の様になる。

$$F(z) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n z^n$$

ここで  $z^n$  は  $2n$  極磁場を表していることに注意。

例

$n = 2$  の場合

$$z^2 = (x + iy)^2 = x^2 - y^2 + 2ixy = -(A + i\phi)$$

$$\therefore B_x = 2y, \quad B_y = 2x$$

これは四極磁場である。

解析関数  $F(z)$  の導関数は、また解析的であり

$$\frac{dF(z)}{dz} = -\frac{\partial A}{\partial x} - i \frac{\partial \phi}{\partial x} = i \frac{\partial A}{\partial y} - \frac{\partial \phi}{\partial y} = B_y + iB_x$$

は  $z$  の解析関数である。従って、複数磁場関数は

$$B = B_y + iB_x = \sum_{n=1}^{\infty} n f_n z^{n-1}$$

と書くことができる。

ここで注意すべきことは、 $B_x + iB_y$  は  $z$  の解析関数ではないこと、及び、最初の Maxwell の方程式 ( $\text{div } B = 0, \text{rot } B = 0$ ) は上式の Cauchy-Riemann の式であることである。

次に、無限長の current filament の作る磁場について考える。

この filament の位置を  $z_0$  とすると filament のポテンシャル関数は

$$F(z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \log(z - z_0)$$

と書ける。又、その磁場は

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \frac{1}{z - z_0}$$

となる。

ここで filament 周りの積分を考えると

$$\oint B(z) dz = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \oint \frac{dz}{z - z_0} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot 2\pi i$$

これを、円形電流シートの一部に適用したのが、Beth の電流シート法則であり、それは次のように表される。

(図 3-6 参照)

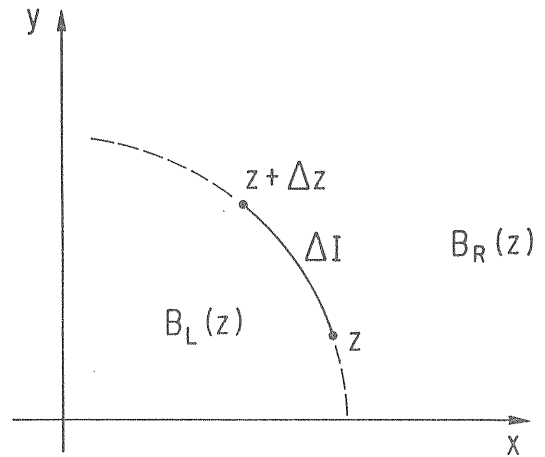


図 3-6 複素平面における円形電流シートの一部

$$B_R(z) - B_L(z) = \mu_0 i dl/dz$$

この法則より、以下の様に円形電流シートの内側及び外側の磁場を得ることができる。

円形電流の linear current density を  $\frac{1}{a} \frac{dl}{d\theta}$   $= I_n \cos n\theta$  , その円を  $z = a e^{i\theta}$  とすると

$$\frac{dl}{dz} = \frac{dl}{d\theta} \frac{d\theta}{dz} = I_n \frac{\cos n\theta}{ie^{i\theta}}$$

従って

$$\begin{aligned} B_{out} - B_{in} &= \frac{\mu_0 I_n \cos n\theta}{e^{i\theta}} = \frac{\mu_0 I_n}{2} \{ e^{-i(n+1)\theta} \\ &\quad + e^{i(n-1)\theta} \} \\ &= \frac{\mu_0 I_n}{2} \left\{ \left( \frac{a}{z} \right)^{n+1} + \left( \frac{z}{a} \right)^{n-1} \right\} \end{aligned}$$

$B_{in}$  及び  $B_{out}$  が  $z = 0$  や  $z = \infty$  で発散しないと

$$B_{in} = -\frac{\mu_0 I_n}{2} \left( \frac{z}{a} \right)^{n-1}$$

$$B_{out} = \frac{\mu_0 I_n}{2} \left( \frac{a}{z} \right)^{n+1}$$

この議論には全て重畳の原理がなりたつ。従って、任意の電流分布のものは、Fourier 展開して、各成分についての  $B$  を求め、その後、和をとることにより求めることができる。

次に円形の鉄ヨーク内に置いたコイルの作る磁場について考えてみよう。

まず current filament の作る磁場から始める。

図3-7において、点  $Z_0$  に電流  $I$  を置き、その戻りの電流を原点に置く。この場合、電流  $I$  の鏡像は、 $Z=R^2/Z_0^*$  の点にでき、 $-I$  の鏡像は出来ない。従って、

$$F(z) = -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \log z + \frac{\mu_0 I}{2\pi} \log(z - z_0) + \frac{\mu_0 I}{2\pi} \log\left(z - \frac{R^2}{z_0^*}\right) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \log\left\{(z - z_0)\left(z - \frac{R^2}{z_0^*}\right)/z\right\}$$

これは  $Z=0$  で特異点を持つことになるが、鉄ヨーク内の全電流の戻りがここを通るとすると、この点における電流の和は零となり

結局は

$$F(z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \log(z - z_0)\left(z - \frac{R^2}{z_0^*}\right)$$

を考えればよいことになる。

従って

$$B(z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left( \frac{1}{z - z_0} + \frac{1}{z - \frac{R^2}{z_0^*}} \right)$$

電流密度を  $j$  とすると、コイル全体について積分した磁場は

$$B(z) = \frac{\mu_0}{2\pi} \int j \left( \frac{1}{z - z_0} + \frac{1}{z - \frac{R^2}{z_0^*}} \right) dx dy$$

これを Taylor 展開すると

$$B(z) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[ -\int j \cdot \frac{1}{z_0} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{z}{z_0}\right)^n dx dy \right]$$

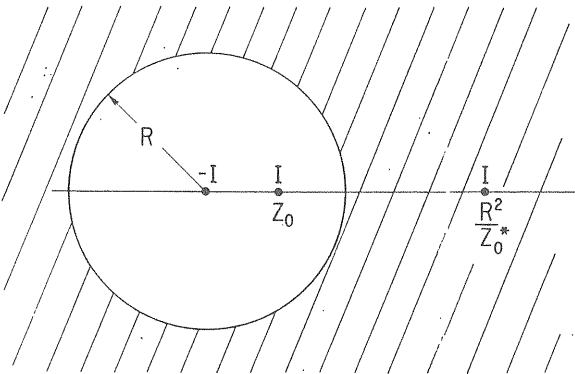


図3-7

$$-\int j \frac{z_0^*}{R^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{z_0^* z}{R^2}\right)^n dx dy]$$

となり、これを

$$\sum_{n=1}^{\infty} (a_n + b_n) z^{n-1}$$

と書くと

$$a_n = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int j z_0^{-n} dx dy \quad (A)$$

$$b_n = -\frac{\mu_0}{2\pi} \int j \frac{z_0^{*n}}{R^{2n}} dx dy \quad (B)$$

となる。

図3-8に示す扇形コイルの場合

$$\int z^{*n} dx dy = \int_{r_1}^{r_2} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} r^n e^{-in\theta} r dr d\theta = \frac{i}{n(n+2)} (r_2^{n+2} - r_1^{n+2}) \cdot (e^{-in\alpha_2} - e^{-in\alpha_1})$$

$$\int z^{-n} dx dy = \frac{i}{n(2-n)} (r_2^{2-n} - r_1^{2-n}) \cdot (e^{-in\alpha_2} - e^{-in\alpha_1}), \quad n \neq 2$$

$$\int z^{-2} dx dy = \frac{i}{2} \log\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \cdot (e^{-2i\alpha_2} - e^{-2i\alpha_1})$$

これらの式を先の式(A)(B)に代入すれば

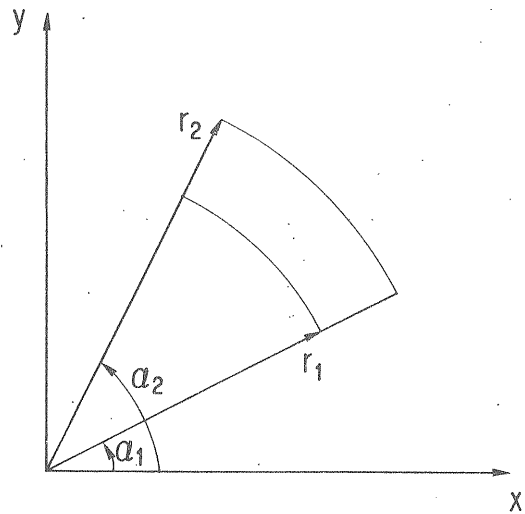


図3-8

$$a_n = -\frac{\mu_0 j}{2\pi} \frac{i}{n(2-n)} (r_2^{2-n} - r_1^{2-n}) \cdot (e^{-in\alpha_2} - e^{-in\alpha_1}), \quad n \neq 2$$

$$a_2 = -\frac{\mu_0 j}{4\pi} \cdot i \cdot \log\left(\frac{r_2}{r_1}\right) \cdot (e^{-2i\alpha_2} - e^{-2i\alpha_1})$$

$$b_n = -\frac{\mu_0 j}{2\pi} \frac{iR^{-2n}}{n(n+2)} (r_2^{n+2} - r_1^{n+2}) \cdot (e^{-in\alpha_2} - e^{-in\alpha_1})$$

となる。

## (2) 電磁力

磁石の発生磁場が高くなるとともに、そのコイルに働く電磁力は大きくなる。(F~B<sup>2</sup>)しかも、加速器用電磁石コイルの場合、ソレノイドの場合のように、その力を導体の引っ張り力として受けることは出来ず、力は巻き線を介して外の支持構造部に伝達されねばならない。従って、その構造設計は、重要であり、むづかしいものである。そこで、ここでは電磁力についての概略の話をする。以下の話は2極電磁石の場合についてするが、4極6極の場合でも、角度についての変化が早いのみで基本的には差がない。

電磁力についての概略イメージを得るために、cosθ型2極電磁石のコイル周辺の磁力線分布と、コイル内の電磁力分布を図3-9に示しておく。

複素変数を用いた方法により、理想的コイル配置の場合の力(F<sub>x</sub>, F<sub>y</sub>)を求めてみる。Bethにより導かれた法則によれば、力(Z方向の単位長当たりの)は次式のように表される。

$$F = F_y + iF_x = - \int \frac{B^2}{2\mu_0} dz$$

ここで、積分路の方向は右手系に従う。

これを、図3-10に示すcosθ型電流分布の円形電流シートの第1象限に適用すると、

$$F = - \int_{\frac{\pi}{2}}^0 \frac{B_{in}^2}{2\mu_0} dz - \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{B_{out}^2}{2\mu_0} dz$$

ここで、前に求めた  $B_{in} = -\frac{\mu_0}{2} I_1$ ,  $B_{out} = \frac{\mu_0}{2} I_2 \left(\frac{a}{z}\right)^2$

を使い、積分路を電流シート上取る( $Z = a e^{i\theta}$ )と、

$$F = \frac{B_{in}^2}{2\mu_0} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left\{ 1 - \left(\frac{a}{z}\right)^4 \right\} dz$$

$$= \frac{B_{in}^2}{2\mu_0} \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - e^{-4i\theta}) i a e^{i\theta} d\theta$$

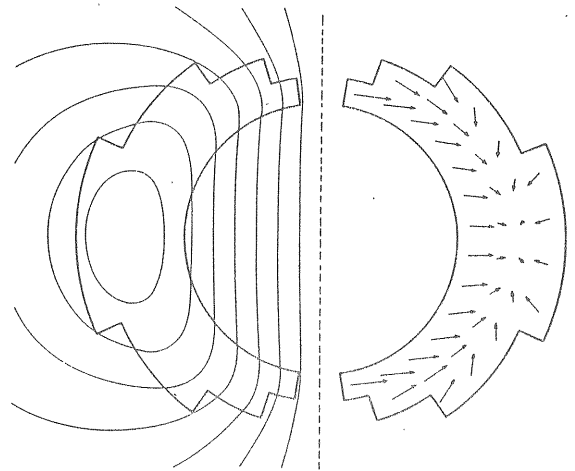


図3-9 ダイポールコイルの磁力線分布と電磁力分布

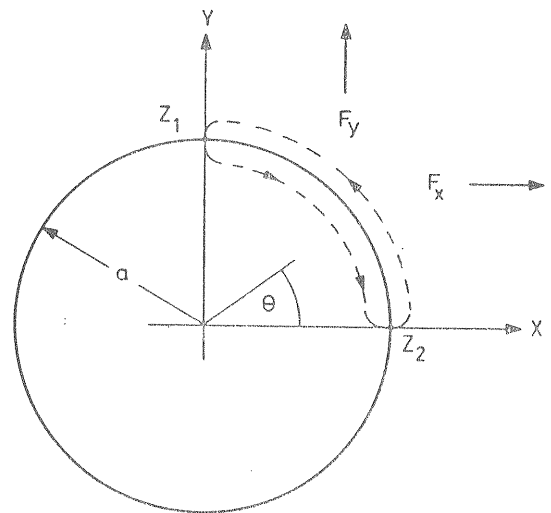


図3-10 cosθ型電流シートの電磁力計算の積分経路

$$= \frac{B_{in}^2}{2\mu_0} a \left\{ \frac{4i}{3} - \frac{4}{3} \right\}$$

即ち、

$$F_x = \frac{B_{in}^2}{2\mu_0} \frac{4a}{3}$$

$$F_y = -\frac{B_{in}^2}{2\mu_0} \frac{4a}{3}$$

となる。この力は1/4コイルのもので、全体としての Bursting force は 2F<sub>x</sub> となる。力が B<sup>2</sup> に比例することと、コイル半径 a に比例することに注意。

この計算を有限の厚みをもったコイルの場合に拡張し、コイル電流密度、コイル内径、力の関係を求めた結果を図3-11に示しておく。この図からわかるように、あまりに低い電流密度のコイルで高磁場電磁石を

作ると電磁力が非常に大きくなってしまいます。即ち、厚いコイルには大きな力が働くことになる。5 Tesla 電磁石の場合、最低 200 A/mm<sup>2</sup> 程度、10 Tesla の場合 300 A/mm<sup>2</sup> 程度のコイル電流密度がほしい。この点、電磁石を設計する時には注意を要する。

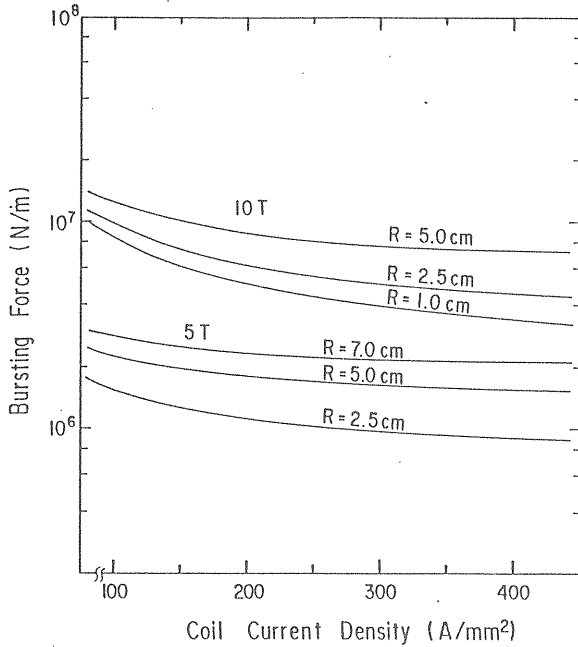


図 3-11 種々のコイル内径をもつ 2 極電磁石コイルに働く bursting force

### 3.3 断面形状

§ 3.2 において、“ $\cos n\theta$ 型コイルは理想的な  $2n$  極磁場をつくる”ことがわかったが、現実には、この様なコイルは製作不可能である。従って、この  $\cos n\theta$  分布を実現可能な形で近似することとなる。この方法（以下では一番基本的な 2 極コイルについて考える）には、種々考えられるが、主要なものは図 3-12 のようなものである。

(A)は、最も単純なもので、FNAL の Tevatron 用の 2 極電磁石に採用されたものである。この場合には 2 つのパラメータ（内側コイルと外側コイルの角度）の調節により 2 つの高調波成分を打ち消すことが出来る。このコイル配置により得られる、good field region は大体、コイル内径の約 50% である。又、この場合、コイルは  $\theta$  方向に比較的長い。この為、コイルを SUS 製のカラー等でクランプする時、力が  $\theta$  方向に様に伝わらなく、電流分布が一様でなくなる欠点を持つ。とは言っても、このタイプは FNAL での実績があり、製作方法もかなり確立されたタイプである。

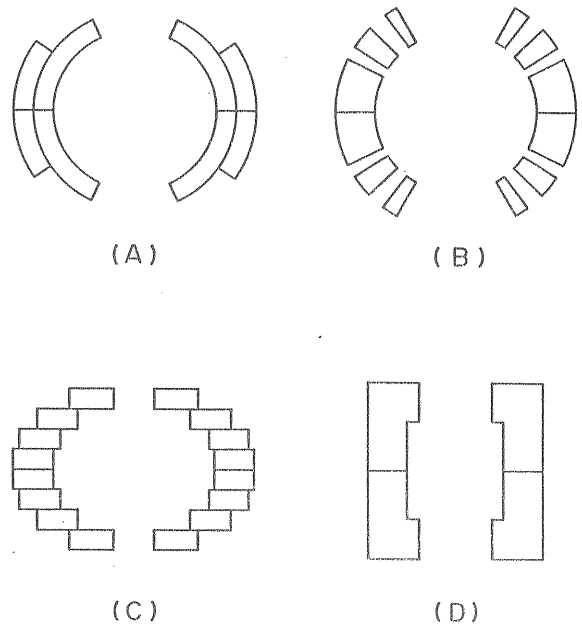


図 3-12 2 極電磁石コイルのいろいろ

(B)は、(A)タイプよりも good field region を広げようとするもの（コイル内径の 60%~70%）で、調節パラメータを増すために、コイルに何個かのスペーサーを挿入している。又、コイルの  $\theta$  方向長さもスペーサーのために比較的短くなっている。問題は、スペーサーの挿入により、コイルの平均電流密度が下がることである。このタイプのコイルは BNL の CBA (Colliding Beam Accelerator) 用の電磁石に採用された。

(C)は、コイルが矩形であり、幾つかに分割されているため、その製作が容易である、各コイル内での電流分布を一様にしやすい等の特徴を持つが、その端部構造が非常にむづかしい、コイル内面にも電磁力支持材が必要、等の欠点を持つ。このタイプのコイルの製作例は非常に少ない。

(D)のタイプは、 $\cos n\theta$  型と言うよりは、通常の鉄ヨーク電磁石における Window Frame 型の延長上のものである。従って、コイルの周囲には鉄があるのが基本である。

このタイプのコイルでは、上記 3 つのタイプに比べ、同じ磁場を得るのにより多くの Ampere Turn を必要とする欠点を持つが、コイル形状が矩形であるので、電磁力支持は比較的容易である。又、磁場の一様性のコントロールは、コイルに付けたノッチでなされる。

以上では、コイルの形状で分類したが、もう一つの分類法として、コイル周囲に置いた鉄の温度を常温にするか、低温（ $\sim 4.2$  K）にするかという方法がある。前者のタイプを Warm Iron Magnet と言い、後者を



Cold Iron Magnet と言う。

Warm Iron Magnet の特徴は

- 磁石の cold mass を少なく出来、予冷、加温に要する時間を短く出来る。
- 鉄がコイルから離れているため、磁場の均一度が、鉄の  $\mu$  値の飽和の影響を受けにくい。
- 鉄がコイルから離れているため、鉄による磁場の増強効果が少ない (~10%)。
- コイルと鉄の間にクライオスタットが入るので構造が複雑になり、低温部への熱侵入量が多い。
- コイルと鉄の中心がずれると、大きな電磁力が働くので、クライオスタットに強固な支持機構が必要、又、このずれにより、磁場の一様性が悪くなる。

Cold Iron Magnet の特徴は

- 鉄による磁場の増強効果が大きく (30~45%増) 高磁場を得易い。
- コイルに働く電磁力は鉄で支持出来るので、クライオスタットの支持機構は磁石の重量を支えるだけで良く、低温部への侵入熱量を小さく出来る。
- 磁場の一様性が、鉄の  $\mu$  値の飽和現象の影響を受ける。
- 磁石の cold mass が増し、予冷、加温に長時間を要する。

現在稼働中の FNAL の Tevatron 用超伝導マグネットは Warm Iron タイプであり、西独で建設中の HERA の電磁石、及び、米国で計画中の SSC の電磁石は Cold Iron である。今後の傾向としては、大体 cold Iron タイプのようであるが、マグネットのタイプを決定する時には、その使用法、置かれる環境、トラブル発生時の回復時間等の制限をよく考えて選択すべきである。

### 3.4 超伝導電磁石の磁場

§ 3.3 で述べたように、加速器超伝導電磁石のコイル形状は  $\cos n\theta$  分布を近似した形をしている。この為、実際の電磁石では、希望した以外の多極成分もあらわれる。この余分な多極成分の大きさは、コイル形状によるが、表われる成分はそのコイルが持つ対称性によってかなり制限される。

一般に、円周上の linear current density は

$$J(\theta) = \frac{1}{a} \cdot \frac{dI}{d\theta} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n\theta + B_n \sin n\theta$$

と表わされ、第1項は  $2n$  極のノーマル成分、第2項は  $2n$  極のスキュー成分に対応する電流成分である。

ここで  $y$  軸についての反対称性

$$J(\pi - \theta) = -J(\theta)$$

を要求すると、 $A_1, A_3, A_5, \dots$  と  $B_2, B_4, B_6, \dots$  のみがある存在を許される成分となる。次に、 $x$  軸についての対称性

$$J(\theta) = J(-\theta)$$

を要求すると、 $A_1, A_2, A_3, \dots$  のみが許される成分となる。

これより、2極電磁石 (上の2つの対称性を持つ) に許される多極成分は  $A_1, A_3, A_5, \dots$  (2, 6, 10, \dots 極成分) であることがわかる。

このような対称性の議論によって、実際に製作した電磁石の磁場成分よりコイル形状に関する情報が得られる。

通常の鉄ヨーク電磁石の場合、低磁場での磁場分布は鉄の磁化の影響を大きく受ける。これと同じように、超伝導電磁石の磁場 (低磁場における) も、線材の持つ磁化の影響を大きく受ける。これは、第二種超伝導体であるフィラメントの内に誘起される磁束の遮蔽電流によるものである。この影響の表われ方を2極電磁石の6極成分の場合について示すと図3-13の様である。この図で、下側の曲線は電流を上げる時に観測されるもので、上側の線が電流を下げる時のものである。従ってこの両者の差が超伝導線の磁化によるものである。この磁化の強さ  $\Gamma$  は

$$\Gamma \propto a J_c(B) \frac{1}{1 + \lambda}$$

( $a$  は線材のフィラメント径、 $J_c(B)$  は磁場  $B$  における超伝導体の電流密度、 $\lambda$  は超伝導線材の銅比) と

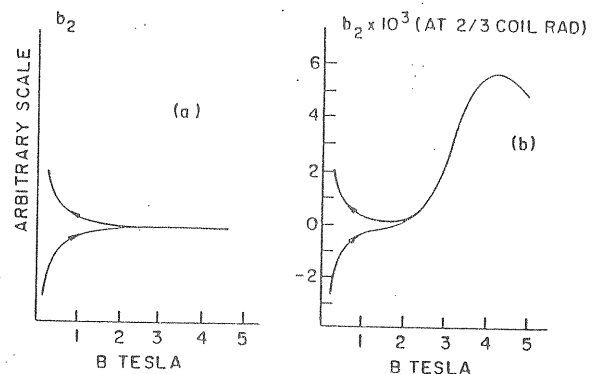


図3-13 2極電磁石における6極成分の変化  
(a) 鉄ヨークの影響のない場合  
(b) 鉄ヨークの影響のある場合

表わされ、それによる磁場の強さは  $\Gamma$  に比例する。

現在、各所で作られている口径7~12cmの2極電磁石の場合、磁化による2極、6極成分の強さは、~10 gauss のオーダー（口径の2/3の点において）である。この2極成分は問題とならないが、この6極成分は低磁場で使う場合は問題となる。特に、入射エネルギーと最高エネルギーの比が大きい加速器の超伝導電磁石の場合には、低磁場から磁石を使うので問題である。現在、この効果を減らすためにSSCマグネットではフィラメント径を小さくする努力がなされている。

### 3.5 トレーニング

超伝導マグネット固有の現象の一つとして、トレーニング現象がある。マグネットを製作した後、最初に冷却する場合、コイル内には巻き線や、冷却による応力が残っている。これを励磁すると、線材には  $I \times B$  の力が働く。この力により、コイル中の線材が動いたり、エポキシ樹脂が割れたりすると、熱が発生し、線材温度を上昇させ、コイル電流が臨界電流になる前にクエンチしてしまう。次に励磁すると、次の外乱が生じるまで電流は上がり、クエンチする。これを何回も繰り返すと、次第にクエンチ電流は上がり、最後には磁石の設計値に到達する。これがトレーニングと言う現象である。良く出来た超伝導マグネットでは、この現象は少なく、2~3回のクエンチで済むが、悪いマグネットでは、非常に多数回のクエンチを要する。

エポキシ樹脂が超伝導線材に直接、接着しているコイルでは、典型的なトレーニング現象がみられる。図3-14に高エネルギー研にて製作したエポキシ含浸コイルのパノフスキー型四極電磁石のクエンチ特性を示す。1回目と2回目、2回目と3回目のテストの間では、磁石を常温にまで温め、そのコイルの電磁力支持部をいじっているが、3回目と4回目の間では、磁石を常温に戻したのみで、力の支持部には手をつけていない。磁石を常温に戻しても、以前の経歴はかなり良く覚え

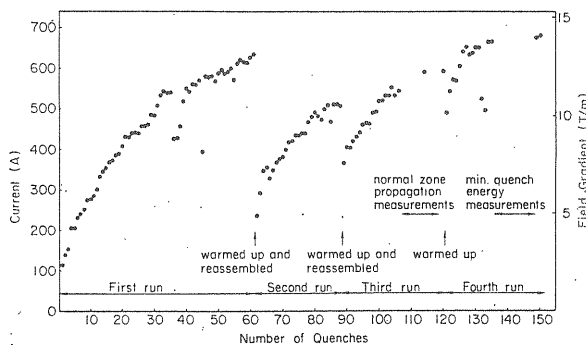


図3-14 エポキシ含浸コイルのトレーニング曲線

ていること、トレーニングによりクエンチ電流は必ずしも一様に上昇するのではなく、時には低下することもあるが、多数のクエンチを繰り返せば、平均としてはクエンチ電流は上昇していくこと等、がみられる。

トレーニングの原因としては、機械的な擾乱が考えられている。その一つであるエポキシ樹脂のクラックについて考えてみよう。断面積が  $1 \text{ cm}^2$ 、厚さ  $h$  のエポキシ樹脂のブロックを考え、 $1 \text{ cm}^2$  のクラックが生じたとする。クラックが発生することによるエネルギー放出を（単位クラック面積あたり） $\gamma$  とし、そのエネルギーによりエポキシ樹脂の温度が上がるとすると、

$$\rho h \int_{T_1}^{T_2} c \, dT = 2\gamma$$

$\rho$  はエポキシ樹脂の密度、 $c$  は比熱、 $T_1$  はクラック発生前の温度 (4.2K)、 $T_2$  はクラック発生後の温度である。 $c = 300 \text{ T}^3 \text{ erg/g/K}$ 、 $\gamma = 10^5 \text{ erg/cm}^2$ 、 $\rho = 2 \text{ g/cm}^3$ 、 $h = 0.1 \text{ cm}$  とすると、 $T_2$  は 10.8K となる。この温度はクエンチを引き起こすに十分である。

次に線材の動きによるクエンチについて考える。この場合、問題を二つに分けて考える。

一つは、線材をクエンチに至らせるに必要なエネルギーの測定又は計算。他の一つは、マグネット中で実際にどの程度の動き（発熱）があるのかである。前者についての計算値は、

$$AC(T) \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = A \frac{\partial}{\partial x} \left\{ K(T) \frac{\partial T(x, t)}{\partial x} \right\} + Q_{\text{Joule}} - Q_{\text{He}} + Q_{\text{Heat}}$$

[ $A$ : 線材断面積,  $C(T)$ : 比熱,  $T$ : 温度,  $t$ : 時間,  $K(T)$ : 熱伝導率,  $Q_{\text{Joule}}$ : 線材の Joule 発熱,  $Q_{\text{He}}$ : ヘリウムによる冷却,  $Q_{\text{Heat}}$ : ヒーターエネルギー (クエンチエネルギー)]

を解くことにより求められる。その例を図3-15に示しておく。

後者については、超伝導コイルに電圧測定端子を取り付けその信号を解析することにより、線材の動きのエネルギー ( $E = \int VI \, dt$ ) を求めることが出来る。その例を図3-16に示す。図中の  $Q$  はクエンチした点を示す。この線材に関するクエンチエネルギー (計算値) は ~4 mJ であった。測定及び計算値が正しいとすると、線材の動きのエネルギーの約 1/2 ~ 1/3 が熱に変っていることになる。

COMPUTED STABILITY OF 1mm $\phi$  NbTi WIRE AT 5T

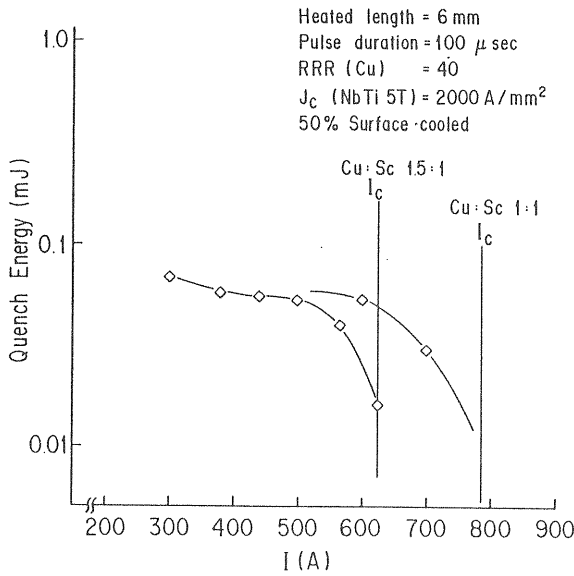


図3-15 1mm $\phi$  NbTi 超伝導線のクエンチエネルギー

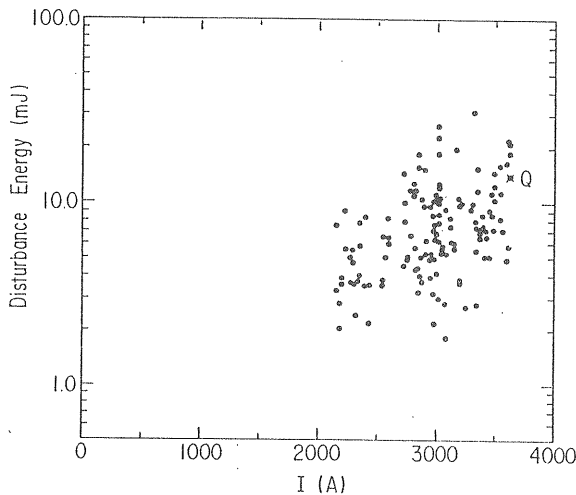


図3-16 マグネット中の擾乱エネルギーと電流の関係

3.6 電磁石の保護

どのような原因にしろ、超伝導線材の一部が常伝導になると、その部分は抵抗を持ち、発熱することになる。この発熱がヘリウムによる冷却より勝ると線材温度は上昇し始める。(線材についている銅の抵抗は20K程度までは一定であるが、それ以上になると温度と共に上昇する。) それと共に、常伝導領域は伝播を始め、あるスピードで広がり、発熱部はどんどん大きくなる。又、最初に常伝導になった点の温度もどんどん高くなる。(この時のコイル全体の抵抗は、常伝導領域の長さ(or 大きさ)と、その温度分布に依って決まる。)

もし、積極的な保護対策を何もとらなければ、コイル抵抗の上昇は電源容量の limit まで続き、その後、電流値は落ち、温度上昇は止まることになる。しかし、通常は、保護システムを働かして、強制的に電流を減衰させてコイルを保護する。

(1) クエンチ時のコイル最高温度

ここではコイルがクエンチした時の最高温度の推定のしかたを考えてみる。

簡単のため、又、それが安全サイドの仮定であるため、ここではヘリウムによる冷却は考慮しない。コイルに関する熱バランスの式は

$$A \gamma C(T) dT = I^2 \frac{\rho}{A} dt$$

ここで I は電流、 $\gamma$  はコイルの平均密度、C(T) はコイルの平均比熱、 $\rho$  は線材の比抵抗、t は時間である。この式を書き直して、積分すると

$$\int_0^\infty I^2 dt = A^2 \int_{T_0}^{T_m} \frac{\gamma C(T)}{\rho(T)} dT = U(T_m)$$

ここで  $T_m$  はコイルの最高温度、 $T_0$  はクエンチ以前のコイル温度である。右辺はコイルの構成物質のみによって決まる量であり、色々の  $T_m$  に対して、あらかじめ計算により求めることが出来る。左辺の量は、クエンチ時の電流減衰曲線から求めることが出来る。右辺の計算値との比較によって  $T_m$  を得ることになる。図3-17に23本ストランドの成形撚線(FNALのTevatron magnet に使用された線材)の U(T) と T の関係を示しておく。通常加速器用マグネットの  $T_m$  は300~400 K で設計されている。

(2) 常伝導領域の伝播速度

先に述べたように、超伝導線材がクエンチすると、その常伝導領域はある速度(ほぼ一定の速度)で広が

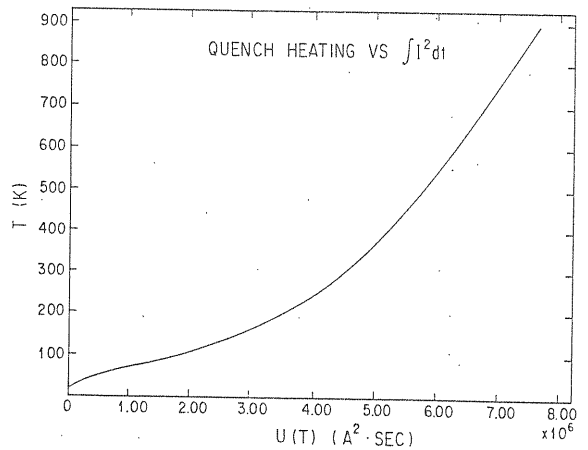


図3-17 U(T)と温度の関係

っていく。この伝播速度  $V$  は線材の微小区間についての熱バランスの式

$$A \frac{\partial}{\partial x} \left( K \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \gamma CA \frac{\partial T}{\partial t} - hP(T - \theta_0) + GA = 0$$

( $K$  は熱伝達率,  $A$  は線材断面積,  $C$  は線材の比熱,  $\gamma$  は線材の密度,  $h$  は熱伝達係数,  $P$  は冷却ペリメーター,  $T$  は温度,  $\theta_0$  はヘリウム温度,  $G$  は線材の発熱関数である。) より求めることができ, その形は

$$V = \frac{J}{\gamma C} \left\{ \frac{\rho k}{\theta_s - \theta_0} \right\}^{1/2} F$$

( $\theta_s$  は超伝導線の中で電流が銅に分流を始める温度と臨界温度の平均値)

となる。ここで, 右辺の最初の 2 項は断熱的 (冷却効果がない状態) な場合の速度  $V_{ad}$  を与える。  $F$  は冷却効果があるために  $V_{ad}$  に加えるべき補正を与える関数である。実際問題として, この式より  $V$  を求めるのは, 殆ど不可能である。この  $F$  の値は冷却の状態によって大きく変わってしまうと, コイル中での冷却パラメーターの取り方に不明なことがありすぎるからである。しかし, 伝播速度の線材パラメーター依存性をみるには,  $V_{ad}$  は有効である。

### (3) 保護回路

超伝導電磁石のクエンチ保護とは, コイルの温度上昇を極力おさえ, 線材の焼損を防ぐことである。この方法の一つは, クエンチ発生を出来るだけ早い時期に検出し, 電流主回路のスイッチを遮断し, 磁石内に蓄えられたエネルギーをすばやく外に取り出すことである。もう一つの方法は, エネルギーを外に取り出すことを断念して, そのエネルギーをコイル全体に分散して, 局所的な温度上昇をふせぐことである。

通常, 少数の超伝導電磁石を扱う場合には, 前者のエネルギーを回収する方法が取られるが, シンクロトロンの場合のように非常に多数の超伝導電磁石を扱う場合には, 後者の方法が取られる。これは, 電磁石のインダクタンスとコイルの最高許容電圧によって選択されているのである。

超伝導電磁石の保護回路の例を図 3-18 に示す。どちらの回路も基本的には, あらかじめ大容量のコンデンサーを充電しておき, トリガーが入った時にサイリスタ  $S2$  or  $SCR 2$  を点弧し, コンデンサーに蓄えた電荷を主回路のサイリスター (off 状態にしたい  $SCR$ ,  $S1$  or  $SCR 1$ ) に強制的に流すことにより主回路を遮断するものである。

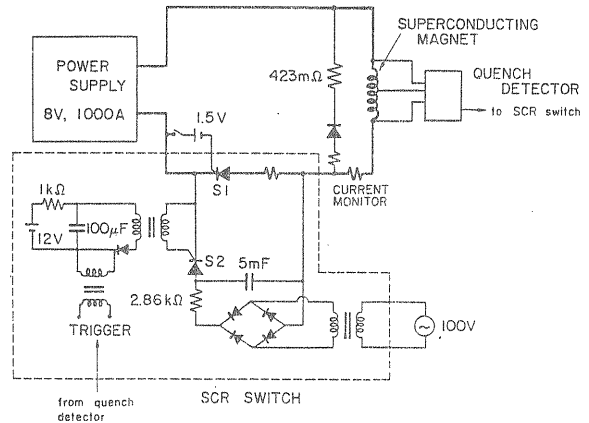
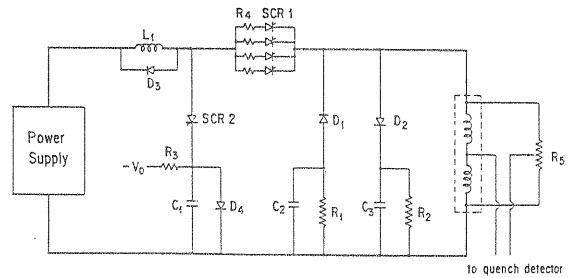


図 3-18 超伝導電磁石の励磁回路

## 第 4 章 超伝導電磁石の実例

### 4.1 Tevatron 用 2 極 電磁石

図 4-1 にこの電磁石の断面構造を示す。Warm Iron 型の磁石で, 2 重 shell 形コイルを SUS 製カラーで締めるタイプである。又, この磁石は cold bore (クライオスタット内のビームパイプが液体ヘリウム温度) 型でもある。クライオスタットとしては, その断熱スペースが少なく非常にむづかしいものである。この熱侵入量は約 7 W である。

以下に主要パラメーターを示す。

コイル内径	76.2 mm
中心磁場	4.0 T
電 流	4350 A
磁 石 長	~ 6 m
蓄積エネルギー	560 kJ
超伝導線	
素線の数	23
銅 比	1.8
フィラメント径	8 μm
素線径	0.68 mm

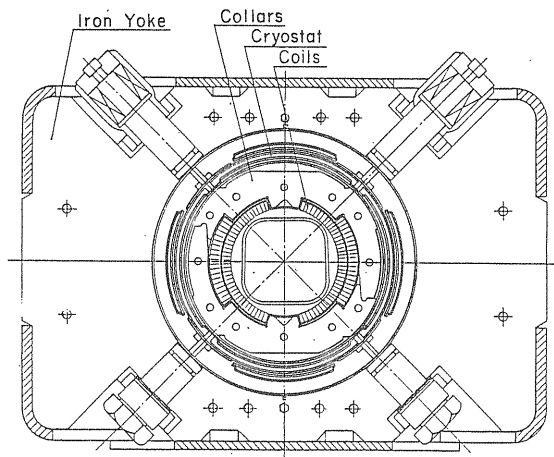


図4-1 Tevatron用2極電磁石の断面

#### 4.2 CBA用2極電磁石

この電磁石はBNLにおいて開発されたものであるが、不幸にしてColliding Beam Accelerator計画が中止になった為、量産されるには至らなかった。しかしながら、この電磁石はFNALのものとは異なった特徴、Cold Iron, Warm boreを持つもので、現在建設中のmagnetや、計画中のSSC magnetに多大な影響を与えた。断面図を4-2に示す。このコイルで

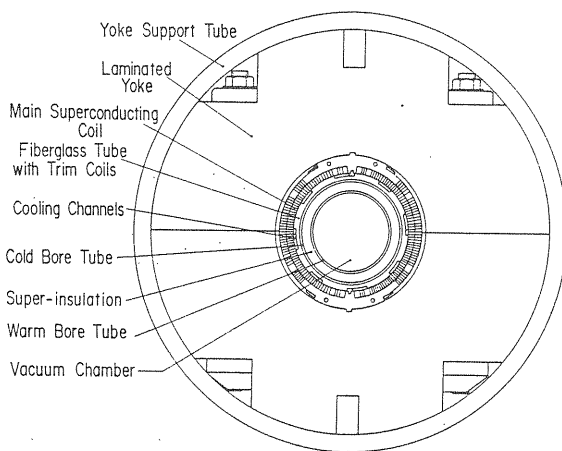


図4-2 CBA用2極電磁石の断面

は、磁場の一様性を良くするためコイル内にくさび型スペーサーをはさんでいる。又、この磁石は主コイルの内側に補正コイルを持っている。

主要パラメーターは

コイル内径	131.3 mm
中心磁場	5.28 T
電流	3750 A
磁石長	~ 5 m
蓄積エネルギー	~ 1100 kJ

#### 超伝導線

素線の数	23
銅比	1.75
フィラメント径	~ 9 μm
素線径	0.68 mm

である。

#### 4.3 SSC用2極 Magnet

この電磁石(図4-3)は、Superconducting Super Colliderの為に、米国の主要な研究所(BNL, FNAL, LBL)が開発中のものである。これは前記2つの磁石よりも高磁場6.6 TeslaでCold Ironタイプの磁石である。又、この磁場の強さは、NbTi線材のコイルで出せる限界に近いものである。この磁石のむづかしさは、中心磁場の高さとともに、そのコイルサイズが小さいことにある。

主要パラメーターは

コイル内径	40 mm
中心磁場	6.6 T
電流	6500 A
磁石長	~ 17 m
蓄積エネルギー	~ 1120 kJ

#### 超伝導線

素線の数	23	30
銅比	1.3	1.8
フィラメント径	~ 5 μm	~ 5 μm
素線径	0.808 mm	0.648 mm

である。又、参考のため、そのクライオスタット断面も図4-4に示しておく。

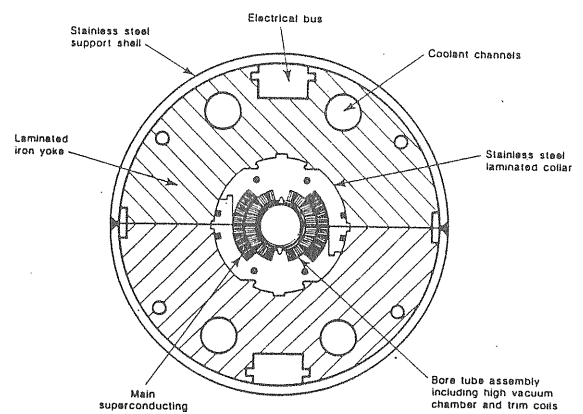
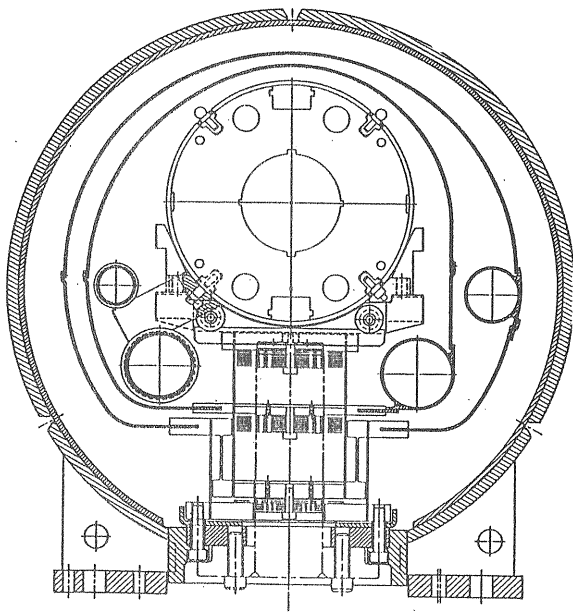


図4-3 SSC用2極電磁石の断面

XBL 861-11210



SECTION VIEW FROM LEAD END LOOKING DOWN TO RETURN END

図4-4 SSC マグネット用クライオスタットの断面

#### 4.4 TRISTAN 用4 極 電磁石

この4極電磁石は TRISTAN の衝突点近くに設置して、衝突点におけるビームサイズをしぼり、衝突反応がおこる確率を上げるためのものであり、現在、高エネルギー研において開発中である。磁石の断面を図4-5に示す。

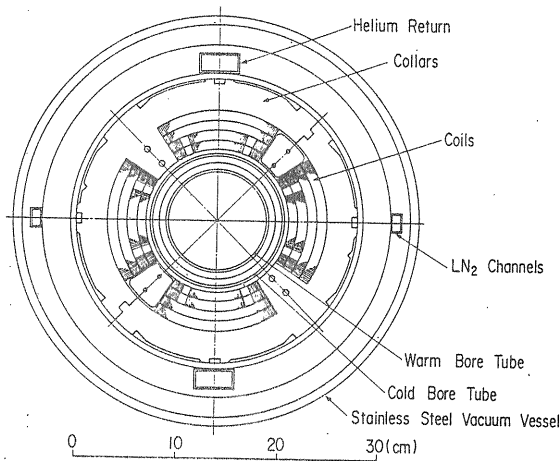


図4-5 TRISTAN 用4 極電磁石の断面

主要パラメーターは

コイル内径	140 mm
磁場勾配	70 T/m
電流	3400 A
磁石長	~ 1.4 m
蓄積エネルギー	~ 330 kJ

#### 超伝導線

素線の数	27
銅比	1.8
フィラメント径	~ 9 μm
素線径	0.68 mm

である。

### 第5章 将来の超伝導電磁石

今日、NbTi 線材を用いた 4~5 Tesla 領域の超伝導電磁石の製作技術は、ほぼ確立されつつある。これを基に将来の加速器用の超伝導電磁石を考えると2つの方向があると思われる。一つは、より高エネルギーの加速器を作るための高磁場化 (8~10 Tesla)、もう一つは、より使い易い、エネルギー節約型電磁石である。以下では、これらについて簡単にふれてみる。

#### 5.1 高磁場電磁石

8~10 Tesla 領域の超伝導電磁石を、今日の NbTi 線材を用いて製作することは、その特性上 (8~10 T における  $J_c$  値は 5 T の値の約 1/8) 不可能である。そこで考えられるのが(1)合金系線材を 1.8 K に冷却する方法と(2)高磁場特性の良い化合物線材を使う方法である。これらについて少しずつではあるが開発が始まっているのでそれについて述べる。

##### (1) 合金系線材 + 1.8 K 冷却の超伝導電磁石

超伝導線材の温度を 4.2 K 以下に下げると、その臨界電流が上がり、超伝導コイルの特性が上がることは以前から知られていた (NbTi の  $J_c$  の温度依存性を図 5-1 に示す)。しかしながら、この温度を下げる一般的な方法は減圧による超流動化であり、システム内への空気リークの危険性、液体ヘリウムの再注入の問題、放電電圧が低い等のため実用機に適用できるものではなかった。しかし、グルノーブルのグループが 1 気圧で超流動ヘリウムと通常状態のヘリウムを共存させる方法を提唱して以来、超流動ヘリウム冷却の実用性が大きく認識され、それを利用した磁石開発が始まっている。

図 5-2 に高エネルギー研において試作された高磁場 2 極電磁石の断面を示す。又、そのクライオスタット構造図を図 5-3 に示す。この磁石の発生磁場は 9.3 Tesla、その時のコイル電流密度は 276 A/mm<sup>2</sup> であった。このタイプの磁石の開発項目は、強大な電磁力に耐えるコイル構造の開発と、効率の良い加圧超流

動ヘリウム生成方法の開発である。

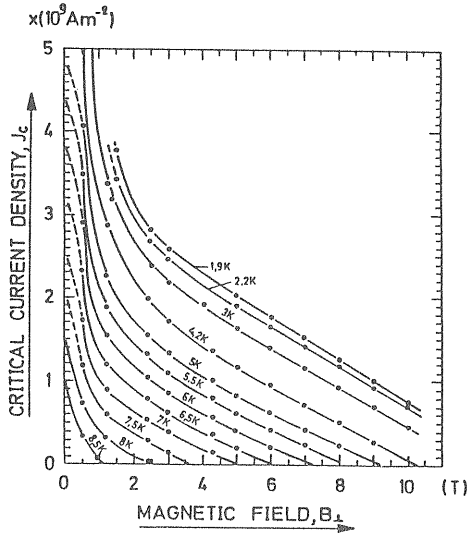


図5-1 1.9~8.5KにおけるNbTiの臨界電流密度

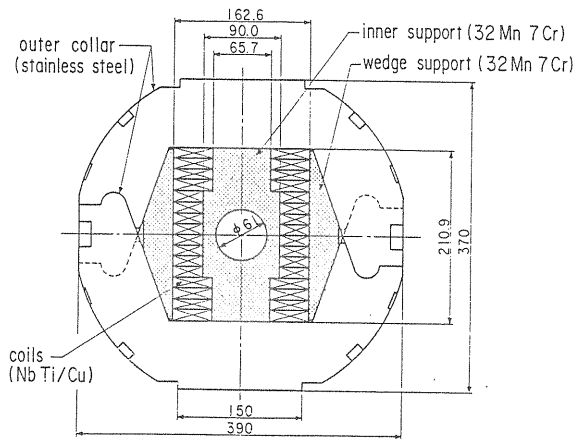


図5-2 10Tマグネットのコイル及びカラー断面

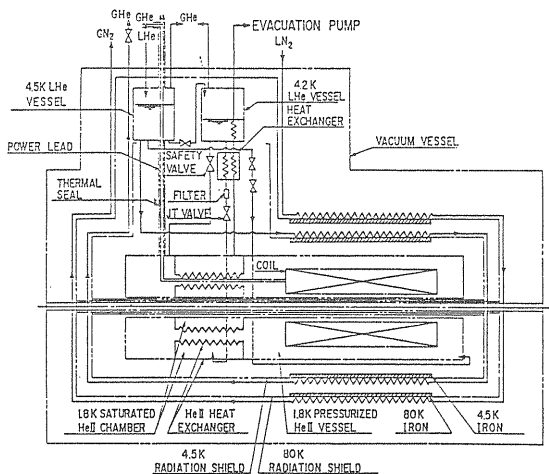


図5-3 10Tマグネット用加圧超流動ヘリウムクライオスタット

## (2) Nb<sub>3</sub>Sn 超伝導電磁石

化合物線材が持つ宿命的な欠陥—脆くてコイル巻線がむづかしい(図2-8参照)—にもかかわらず、T<sub>c</sub>、B<sub>c2</sub>が高いという優れた特性に注目して、将来の高磁場超伝導電磁石の有力候補として開発が行われている。

このタイプの磁石の開発項目は

- 1) 線材の脆さをどのように克服するか。
  - 2) wind and react 法を採用するか、react and wind 法をとるか。
  - 3) wind and react 法の場合には、Nb<sub>3</sub>Sn 線の熱処理温度(650~725℃)に耐える使いやすい絶縁材料の開発。
- 等である。

この種の磁石は、BNL, LBL, CERN, KEK 等で試作・テストが行われている。この中でLBLのものが最高の磁場8.0 Teslaを達成している。しかしながら、エポキシ樹脂含浸のコイルであるため、多数のトレーニングをしており、磁石開発は始ったばかりという感じである。KEKにおける開発では、Nb<sub>3</sub>Sn 線の扱いにくさ、熱処理等の問題を調べることに重点がおかれ、将来の化合物線材磁石の問題点の追求がなされている。

## 5.2 エネルギー節約型超伝導電磁石

今まで、主に開発されてきた電磁石は巨大なシンクロトロンを想定している。従って、多数つないだ時のクエンチ保護、運転モード等を考慮して、インダクタンスの小さい(コイルの巻数の少ない)大電流マグネットとなっている。しかしながら、最近各所で検討が始ったSORリング用のマグネットを考える場合、このタイプが最良かどうかは検討の余地がある。今日、医療用MRI超伝導マグネットのクライオスタット技術の進歩は目ざましく、その液体ヘリウム消費量はく0.5 l/hと極端に少ない。この技術を利用した小電流(あるいは、永久電流モード)で熱損失の非常に小さいSOR用マグネットシステムの設計・開発は今後の課題である。

## 参 考 文 献

本文を書くにあたり以下の文献を参考とし、適時図面を転用させていただきました。

- 1) N. M. Wilson, Superconducting magnets, Clarendon press, Oxford, 1983.
- 2) R. Palmer and A. V. Tollestrup, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 34, p 247 (1984).
- 3) J. Perot, "Superconducting magnets for accelerators" in CERN 85-19 (1985).
- 4) K. Yasukochi, IEEE Trans Magn. MAG-19 p 179 (1983).
- 5) S. Shimamoto, T. Ando, et al. IEEE Trans Magn. MAG-19 p 851 (1983).
- 6) T. Onishi, H. Tateishi et al. IEEE Trans Magn. MAG-21 p 799 (1985).
- 7) S. Mitsunobu, K. Hosoyama et al. IEEE Trans Nucl. Sci. NS-28 p 3266 (1981).
- 8) J. W. Ekin, IEEE Trans. Magn. MAG-13 p 127 (1977).
- 9) S. Foner and B. B. Schwartz, Superconductor Materials Science, Metallurgy, Fabrication, and Applications, Plenum press, 1981.
- 10) B. J. Maddock, G. B. James et al. Cryogenics p 261 (1969).
- 11) S. W. Van Sciver, Helium Cryogenics, Plenum press, 1986.
- 12) C. Rubbia, pp Note 14 1977, Fast Study Week. CERN.
- 13) R. A. Beth, AADD-66 (1965), AADD-102 (1966) BNL Internal Report.
- 14) K. Halbach, NIM 78, p 185 (1970).
- 15) K. Tsuchiya, S. Kurokawa et al. NIM 206 p 57 (1983).
- 16) K. Tsuchiya, K. Hosoyama et al. Adv. in Cryog. Eng. 31 p 173 (1986).
- 17) E. J. Bleser, J. G. Cottingham et al. NIM A 235 p 435 (1985).
- 18) B. C. Brown, H. E. Fisk et al. IEEE Trans. Magn. MAG-21 p 979 (1985).
- 19) SSC Conceptual Design, SSC-SR-2020B(1986).
- 20) T. Shintomi, M. Wake et al. Proc. 9th Conf. on Magn. Tech. (MT-9).