

話 題

超伝導電磁石技術 — 大型加速器応用 —

荻津 透*

Superconducting Magnets Technologies for Large Accelerator

Toru OGITSU*

Abstract

The first hadron collider with superconducting magnet technologies was built at Fermi National Accelerator Laboratory as TEVATRON. Since then, the superconducting magnet technologies are widely used in large accelerator applications. The paper summarizes the superconducting magnet technologies used for large accelerators.

1. はじめに

1911年の超伝導発見から半世紀後の1961年、超伝導電磁石の実用化に向けた半世紀にわたる努力の結果、超伝導電磁石のための優れた超伝導材料としてNbTiが発見される¹⁾。この頃、素粒子物理の世界では、粒子加速器の高エネルギー化の要求に合わせてこの頃から主流となってきたシンクロトロン大型化とともに磁石の磁場を上げることが求められた。このため磁石磁場の向上と大型化に伴い増大化する電力消費の削減を目指し、超伝導電磁石を用いたシンクロトロンが提案されるようになる。

1970年代に入ると、超伝導電磁石を用いた加速器として米国でTEVATRON²⁾とISABELLE³⁾という2つの計画がフェルミ国立加速器研究所(FNAL)とブルックヘブン国立研究所(BNL)によって提案され、実現に向けて超伝導電磁石の開発を競い合うようになる。これらの開発が超伝導電磁石技術の進歩を著しく加速しMRIのような一般利用にもつながっていく。特にTEVATRONでは周長約6.3 kmの加速器に4 T級の超伝導電磁石約1,000台が設置されたが、その製造は超伝導線材及び超伝導電磁石の量産化技術を大きく発展させることとなる。

シンクロトロンでの超伝導電磁石技術はその

後、HERA⁴⁾、SSC⁵⁾、RHIC⁶⁾といった大型加速器計画を経て、現在CERNで稼働中の大型加速器LHC⁷⁾(周長約27 km)へと引き継がれ、Higgs粒子の発見へとつながったことは記憶に新しいところである。

ここでは、加速器用超伝導電磁石に用いられる超伝導線について簡単に紹介した後、世界及び日本で製作された大型加速器用超伝導電磁石の中でも特に多く作られた $\cos\theta$ 型電磁石を中心にその概要を解説していく。より詳細な記述は文献⁸⁾に譲る。

2. 超伝導線材

2.1 超伝導材料の特性

超伝導材料には臨界温度、臨界磁場、臨界電流といった超伝導材料の特性を示す指標があり、これらがより高い材料ほど電磁石用線材として性能の良いものとなる。NbTiは、それ以前に発見されていた Nb_3Sn ⁹⁾と比べると臨界温度(Nb_3Sn : 18.3 K, NbTi: 9.2 K)が低く、臨界磁場も低い。それでも、液体ヘリウム温度(4.2 K)、磁場5 Tで臨界電流密度 $3,000 \text{ A/mm}^2$ が達成でき、5 T程度の磁石であれば十分に実現可能である¹⁰⁾。一方、化合物で脆い Nb_3Sn に対してNbTiは合金で、展性や延性があり線材化やコイル化が圧倒的に容易である。このため、TEVATRONやMRI

* 高エネルギー加速器研究機構 KEK, High Energy Accelerator Research Organization
(E-mail: toru.ogitsu@kek.jp)

をはじめ、5 T 程度の磁場範囲までの超伝導電磁石は、ほぼすべて NbTi 線材で作られる。

2.2 NbTi 極細多芯線

超伝導線の開発の初期段階では磁束跳躍 (Flux Jump)^{10, 11)} と呼ばれる不安定性から超伝導電磁石を安定的に運転することが困難であった。この問題を解決するために開発されたのが極細多芯線 (Multi-filamentary superconducting composite wire) で、これは超伝導材料 (NbTi) を細いフィラメント (filament) 状にして銅の母材 (matrix) の中に多数埋め込んだものである^{10, 11)}。

超伝導線の断面写真を図 1 に示す。超伝導線中の NbTi フィラメントは数十から数 μm 程度の細さで、銅の母材に仕切られて超伝導・銅複合部を構成する。超伝導・銅複合部の外側には線を細くするための押し出しもしくは引き抜き加工時に中の超伝導・銅複合部を保護する銅のシース (sheath) がある。また多くの場合、極細多芯線の中央にコア (core) となる銅が入られる。これらの銅は極細多芯線の製造工程上重要なだけでなく、超伝導線の安定性を増すとともに超伝導が破れたときの磁石保護のために重要な役割を果たす。超伝導線と銅の断面比率は銅比 (Copper to Superconductor Ratio) と呼ばれ NbTi 超伝導線にとって重要な特性である。また銅も含めた超伝導線の全断面積に対する電流密度を工学電流密度 J_e と呼び、磁石運転上の重要な変数となる。通常加速器用磁石では、銅比は 2 前後で工学電流密度は運転マージンや磁石保護等を考慮に入れて数百 A/mm^2 程度に設定されることが多い。

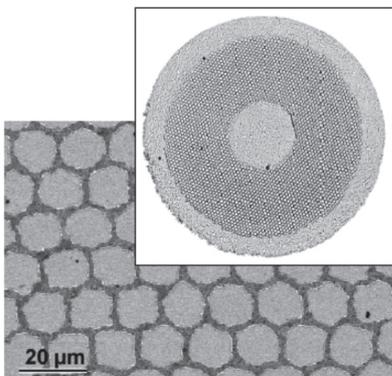


図 1 極細多芯線の断面¹⁰⁾。右上が素線の全体断面；真ん中と周辺部以外の黒っぽい部分が超伝導・銅複合部、左下図はその拡大断面図

2.3 ラザフォードケーブル

加速器用超伝導電磁石では、多くの磁石を直列につないで励磁する必要性や後述するクエンチ保護の観点からインダクタンスが下げることが望まれた。このため大型加速器用超伝導電磁石では素線を何本か撚り合わせた撚り線を用いて数 kA 以上の大電流で運転されるのが一般的である。現在加速器用超伝導電磁石に多く用いられる超伝導撚り線はイギリスのラザフォード研究所 (Rutherford-Appleton Lab.) が開発したラザフォードケーブル (Rutherford Cable) と呼ばれるものである¹¹⁾。

ラザフォードケーブルは通常 0.5 ~ 1.5 mm 程度の超伝導素線を 20 ~ 40 本程度撚り合わせて 2 層の平角構造に整形したものである。また撚り線の幅方向には必要に応じてわずかなキーストン角をつける。

絶縁は通常厚さ 25 ~ 50 μm 、幅 1 ~ 2 cm 程度のポリイミドテープを 50% 重ね合わせて螺旋状に巻いたものの上に、厚さ 50 ~ 100 μm 、幅 1 cm 程度のガラステープもしくはポリイミドテープに B ステージのエポキシもしくはそれに相当する接着剤を含浸または塗布したものを適当なギャップをおきながら螺旋状に巻き付けた構造になっている。1 層目の絶縁はもちろん電気絶縁であるが、2 層目はコイル中で撚り線のターン間にわずかな隙間を設けることによって絶縁内部に液体ヘリウムを導入して超伝導線の冷却を促進するためのものである。

3. 加速器用超伝導電磁石の原理

超伝導電磁石は、高磁場環境で高い電流密度が実現できる超伝導線材の特性を生かし、電流によって直接磁場を生成する。このため発生される磁場の形状は電流分布によって決まることになる。ここでは加速器用超伝導電磁石において典型的に用いられる、 $\cos \theta$ 分布による磁場形成について説明する^{11, 12)}。

ここで磁石の磁場は、磁石内部ではビーム進行方向に一様で、磁石端部で突然磁場がなくなる (シャープエッジ) 近似ができるとする。ビームの進行方向に正の s 軸を取り、それと直角な面で垂直方向を y 軸とし上を正に取り、また水平方向を x 軸としビーム進行方向に向かって左を正とす

る。磁石の内部の磁場は s 方向に変化しないので x - y 面内の磁場は式 (3-1) で示す多項式で表すことができる^{13, 14)}。

$$\mathbf{B}(\mathbf{z}) = \sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{C}_n \left(\mathbf{z}/r_0\right)^{n-1} \quad (3-1)$$

ここで $\mathbf{B} = B_y + iB_x$, $\mathbf{C}_n = B_n + iA_n$, $\mathbf{z} = x + iy$ で, r_0 は磁場を定義する参照半径である (太文字は複素表記されたベクトル)。 B_n と A_n は多極磁場 (multipole field) と呼ばれるもので, B_n はノーマルの $2n$ 極 (normal $2n$ -pole), A_n はスキューの $2n$ 極 (skew $2n$ -pole) 磁場となる。

前述の (x, y, s) 座標系で $\mathbf{r} = r_x + ir_y$ の位置で s 方向に正の向きで電流値 I の無限長の線電流が $|\mathbf{r}| > |\mathbf{z}|$ となる位置 \mathbf{z} に作る磁場は

$$\mathbf{B}(\mathbf{z}) = \mu_0 I / \pi (\mathbf{z} - \mathbf{r}) \quad (3-2)$$

となり, この式を式 (3-1) に代入しさらに,

$$\mathbf{r} = r e^{i\theta} = r (\cos\theta + i \sin\theta)$$

と定義して円柱座標系で表記すると,

$$\mathbf{C}_n = - \left(\frac{\mu_0 I}{2\pi r_0} \right) \left(\frac{r_0}{r} \right)^n (\cos n\theta + i \sin n\theta) \quad (3-3)$$

となる。この式からこの電流の多極成分に対する寄与が計算できる。ここで参照半径 r_0 はコイル半径よりも小さく取るので必然的に $r_0 < r$ となる。

ここで半径 a の円周上に $I = I_0 \cos m\theta$ で分布する電流を考える。この電流が作る多極磁場は

$$\mathbf{C}_n = - \int_{\theta=0}^{2\pi} \frac{\mu_0 I_0 \cos m\theta}{2\pi r} \left(\frac{r_0}{r} \right)^n (\cos n\theta + i \sin n\theta) d\theta$$

$$\mathbf{C}_m = - (\mu_0 I / 2r_0) (r_0/r)^m \quad (m=n) \quad (3-4a)$$

$$\mathbf{C}_m = 0 \quad (m \neq n) \quad (3-4b)$$

となりノーマルの $2m$ 極磁場だけが残ることがわかる。すなわちノーマル $2m$ 極磁石を設計しようとしたら, 欲しい磁場範囲を取り囲む円周上に

$\cos m\theta$ の分布をした電流を配置すれば良いことがわかる。ノーマル 2 極磁場は $m=1$ に相当し, $\cos \theta$ 分布の電流が理想的な 2 極電磁石を作ることがわかる。

4. 大型加速器用超伝導電磁石の実例

4.1 世界の加速器用超伝導電磁石

ここでは世界の大型加速器用に開発された超伝導電磁石について紹介していく。最初に, FNAL の TEVATRON, ドイツ電子シンクロトロン研究所 (DESY) の HERA, BNL の RHIC の 3 つの大型加速器のアーケ部に用いられた 2 極超伝導電磁石の断面を図 2 に, またそれらの主要諸元を表 1 に示す。特徴的なのはすべての電磁石で工学電流密度が $330 \sim 514 \text{ A/mm}^2$ と比較的高く設定され, 効率的な磁場生成が実現されていることである。冷却は, 極低温部分すべてが, 強制循環されている超臨界ヘリウム ($\sim 4.5 \text{ K}$, $\sim 3 \text{ atm}$) によって直接冷却されている。

TEVATRON の 2 極電磁石 (図 2 (a)) の超伝導線は直径 0.68 mm の超伝導素線 (銅比 1.85, フィラメント径 $9 \mu\text{m}$) 36 本を平角型に撚ったラザフォードケーブルにハーフラップのポリイミド絶縁とギャップ巻きのガラステープを組み合わせた絶縁構成をもつケーブルを用いている。コイルはこのラザフォードケーブルを用いて鞍型のコイルを組み合わせて $\cos \theta$ 分布を模したコイル形状を実現している。コイルはガラステープに塗り込まれた接着材を反応させることで成型され, 含浸は行わない。このためコイル内部にはヘリウムが入り込むチャンネルが残り, コイルの冷却安定性を向上させている。そのコイルをステンレスの板を組み合わせたカラー (Collar) によって機械的に拘束し, カラードコイル (Collared Coil) と呼ばれる構造を作っている。この構造の基本概念は現在の $\cos \theta$ 型電磁石まで踏襲されている。TEVATRON の場合はこのカラードコイルをヘリウム容器の中に直接おさめ, その周りに断熱真空

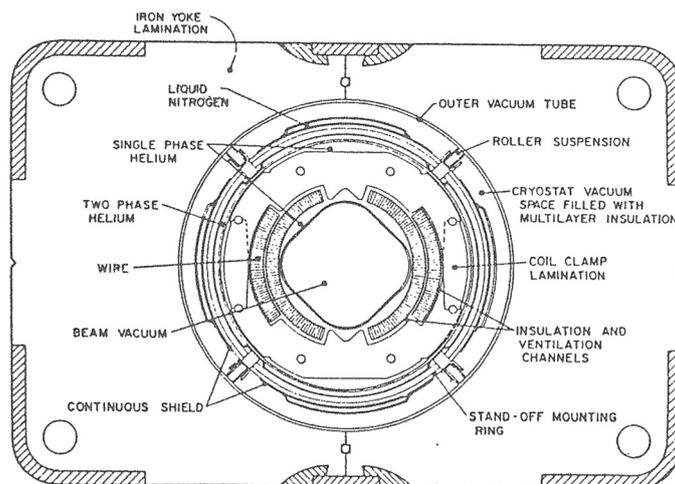
表 1 大型加速器用超伝導電磁石の主要諸元

加速器	磁場	工学電流密度
TEVATRON	4.3 T	330 A/mm ²
HERA	4.7 T	384 A/mm ²
RHIC	3.5 T	514 A/mm ²

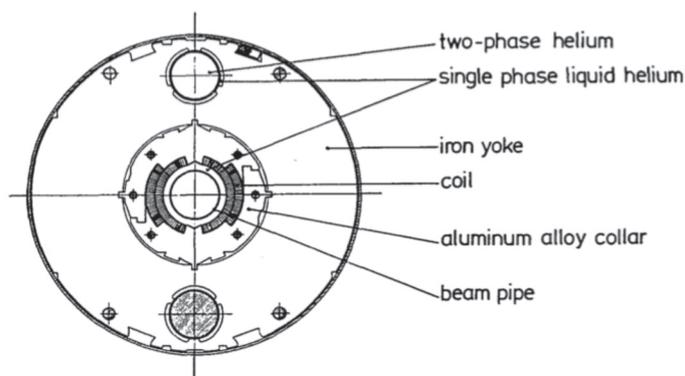
容器があり、鉄ヨークはその外側室温部に存在する (Warm Iron 構造)。

HERA (図 2 (b)) では、カラーで拘束した $\cos \theta$ コイルまでは TEVATRON と似ているが鉄ヨークは Cold Iron と呼ばれ、室温ではなくヘリウム温度に置いている。これにより、鉄とカラードコイルが直接固定されることでコイルと鉄の位置関係を強固なものにした。

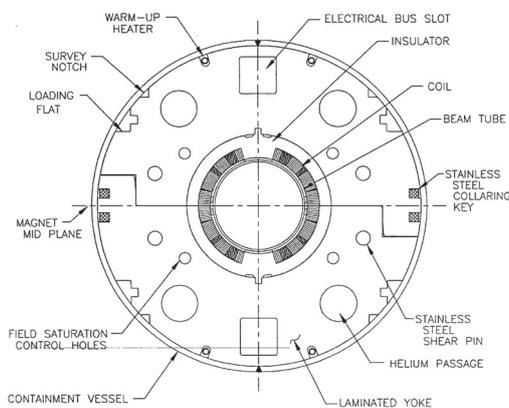
図 2 (c) は RHIC の 2 極電磁石で、上記 2 つの電磁石と同様にラザフォードケーブルで巻かれた $\cos \theta$ コイルを用いているが、コイルを直接包むのはプラスチックのスペーサーで、コイルを機械的に支持しているのはその外側の鉄ヨークである。このため RHIC 電磁石の鉄ヨークは HERA 以前の電磁石で採用されたステンレスカラーと同じような構造をもち、鉄ヨークによる強い構造支



(a) FNAL TEVATRON Dipole Magnet



(b) DESY HERA Dipole Magnet



(c) BNL RHIC Dipole Magnet

図 2 Accelerator Dipole Magnets

持を可能にしている。

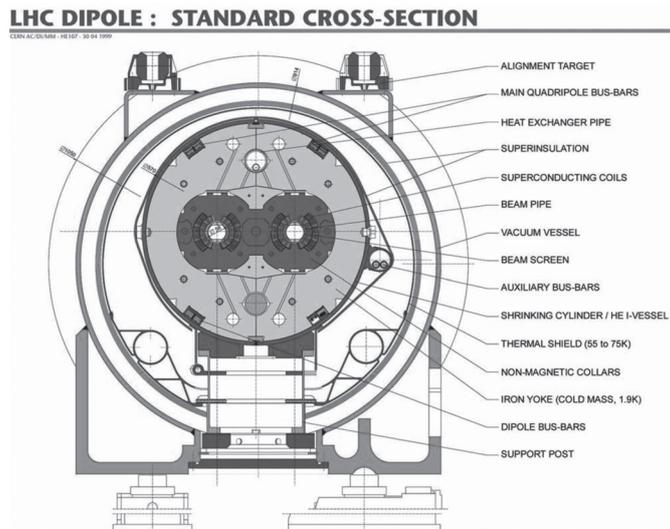
次に現在世界最大の加速器である LHC の超伝導電磁石を紹介する。図 3 (a) に示す電磁石は、アーク部の 2 極電磁石である。温度 1.9 K、圧力 1 気圧の加圧超流動ヘリウムで冷却することで、NbTi の加速器用超伝導 2 極電磁石では世界最高磁場の 8.3 T での営業運転を可能にしている。この電磁石は 1 つの鉄ヨークの中に 2 つの $\cos \theta$ コイルが入った構造 (Two-in-One) になっている。この構造は、磁気回路的にお互いのコイルが相手の磁束リターンとなるので効率的に磁場を発生しやすく鉄も最小化しやすい。ステンレスのカラーでコイルを拘束しその周りに鉄を直接かぶせる Cold Iron 構造で鉄も支持構造の一部をなす。また比較的磁場の低い外層コイルの超伝導線の厚さを内層コイルのものより薄くすることによって、内層コイルの工学電流密度約 560 A/mm² に対し

て、外層コイルの工学電流密度を約 730 A/mm² と高く設定し、より効率的な磁場発生を可能にしている。

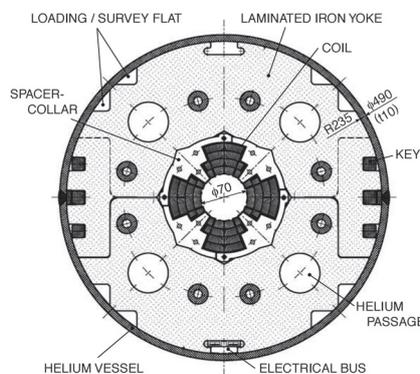
図 3 (b) は、KEK が開発した LHC 衝突点用 4 極電磁石で、最大磁場 8.63 T と運転中の加速器用電磁石としては世界最高磁場を誇っている¹⁵⁾。この電磁石では磁場強度を極限まで上げるために様々な工夫がされている。2 極電磁石と同様に 2 種類の超伝導線を磁場の高い部分と低い部分で使い分けている。ここでは 4 層のコイルのうち、磁場の高い内側 1 層全部と 2 層ポール側だけに電流密度の低い線を用いる最適化を行っている。また RHIC の 2 極電磁石と同様の鉄ヨーク構造を採用することによってコイル支持構造の強化を図っている。

4.2 日本の加速器用超伝導電磁石

KEK で $\cos \theta$ コイルを使った電磁石で最初に



(a) Arc Dipole Magnet (8.3 T, 1.9 K)



(b) IR Quadrupole Magnet (215 T/m, 1.9 K)

図 3 CERN LHC Magnets

実用化したのは KEK 12 GeV PS の π 1 ビームラインの 2 極電磁石である。この電磁石は 1980 年代に活躍した電磁石である¹⁶⁾。

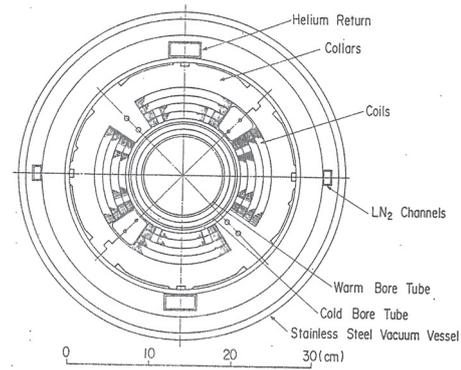
1987 年から 2010 年にかけて KEK では TRISTAN と KEK-B という 2 つの大型 e^+e^- 衝突型加速器が活躍した。この加速器の衝突点近傍でビームを集束させて実験の統計を上げるという重要な役目を担ったのが QCS と呼ばれる 4 極電磁石である。図 4 (a) に TRISTAN の QCS, 図 4 (b) に KEK-B の QCS の断面を示す。どちらも空芯で極力薄く作られていて、衝突点の検出器群の中に潜り込むように設置された。衝突点に極力近い場所に強力な集束力を生じさせることにより、ビームを極限まで絞り込んだ^{17, 18)}。

次に紹介するのが 2009 年に運転を開始した J-PARC ニュートリノ実験施設の陽子ビームライン用の超伝導電磁石である (図 5)。この電磁石の特徴は $\cos \theta$ 分布と $\cos 2\theta$ 分布を足し合わせた左右非対称な電流分布をもった 1 層のコイルで実現することで 2 極 4 極複合磁場をもった超伝導結合機能型電磁石 (Superconducting Combined Function Magnet: SCFM) を実現したことである。これによってこの電磁石は偏向と集束の両方の機能を兼ね備え 1 種類の電磁石で強収束アークを実現できる。実際のビームラインでこのような超伝導電磁石が実用化されるのは世界初である。またさらなるコスト最適化のため、RHIC で採用されたプラスチックカラーと鉄ヨーク支持構造を採用している¹⁹⁾。その他にも同時期に建設が進んでいた LHC の部品を極力利用する等のコスト最適化を図った。システムは 2008 年末に完成、3 ヶ月のシステム試運転の後、2009 年 4 月に無事ビーム試運転に成功し²⁰⁾、現在まで問題なく物理実験に供されている。

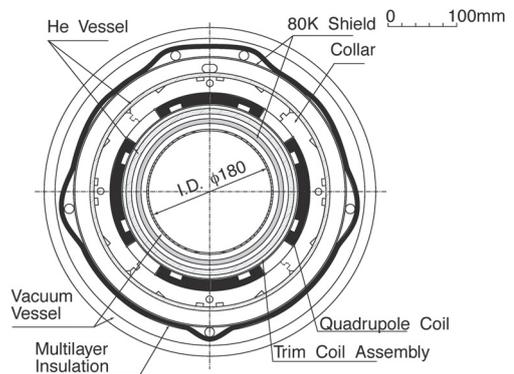
5. クエンチ保護

5.1 クエンチと MIITs

大型加速器における超伝導電磁石システムでは、ビームロスなどが原因となってクエンチと呼ばれる急速な常伝導転移現象が起きることがある。常伝導転移した超伝導線材の中では、常伝導の NbTi に比較して抵抗値の低い安定化銅に電流が転移する。それでも、超伝導線材は高い電流密度をもつので、安定化銅の抵抗によって急速な温



(a) TRISTAN QCS (70 T/m, 4.5 K)



(b) KEK-B QCS (22 T/m, 4.5 K)

図 4 KEK-TRISTAN and KEK-B QCS

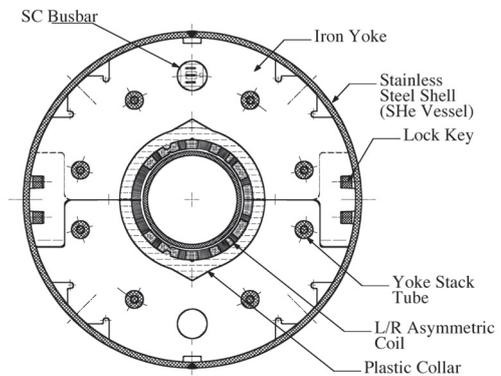


図 5 J-PARC ニュートリノ実験施設超伝導電磁石 (2 極 2.6 T, 4 極 19 T/m, 4.5 K)

度上昇が起きる。この温度上昇を見積もるためのパラメーターとして MIITs (マイツ) がある。これは超伝導線がクエンチしてから電流が落ちきるまでに超伝導線が運んだ電流の二乗の時間積分で単位は $10^6 \text{ A}^2\text{sec}$ である。このパラメーターは断熱条件での超伝導線の温度上昇を与えるパラメーターで以下の式によって求められる。

$$RI^2 dt = CdT \tag{5-1}$$

ここで R は超伝導線の単位長さあたりの抵抗値, I は超伝導線に流れる電流, C は超伝導線の単位長さあたりの熱容量, t は時間で T は温度である. この式は断熱条件でジュール発熱と熱容量による温度上昇が釣り合うことを示している. ここで R を右辺に移項してクエンチ開始時から電流減衰時まで積分すると

$$\int_{t=t_0}^{t_f} I^2 dt = \int_{T=T_0}^{T_f} \frac{C}{R} dT \tag{5-2}$$

ここで t_0 はクエンチ開始時の時間で, T_0 はそのときの超伝導線の温度, t_f は電流が減衰しきったときの時間で, T_f はそのときの温度である. C/R は超伝導線の構成材料の物性値から温度の関数として求められるので, その積分値も数値計算で T_f の関数として求められる. この値を電流二乗の積分値と比較すればクエンチ時の温度上昇の上限値が与えられる. ここで NbTi 線材において R は, ほぼ銅比によって決められ当然ながら銅比が大きい線ほど R は小さくなり, 同じ断面積の線でも MIITs は大きくなる.

LHC 2 極電磁石の外層コイルに使われた撚り線 (J-PARC ニュートリノビームラインの超伝導電磁石にも使われた) に対して磁場 4 T, 最大温度 300 K で MIITs を計算すると $15 \text{ MA}^2\text{s}$ になる. 初期電流 I_0 を 11.5 kA (LHC の最高運転電流) として電流減衰を指数関数的とすると $\text{MIITs} = 2\tau I_0^2$ となるので, τ は約 0.23 s になる. 逆に初期電流を 4.4 kA (現在の J-PARC ニュートリノ SCFM の運転電流) とすると, τ は 1.5 s になる. これは同じ線材でも運転電流密度が高ければ電流はより早く落とさなければならないことを示す.

5.2 クエンチ保護システム

加速器用のように高い電流密度で運用される超伝導電磁石で電流減衰を高速化するためには, 前述の大電流化の他に, 信頼性の高いクエンチ保護システムの実装が必須となる. 図 6 に J-PARC ニュートリノビームラインの超伝導電磁石システムのクエンチ保護システムを示す²⁰⁾. すべての電磁石は直列に超伝導ブスバーでつながられてい

る. また 1 つ 1 つの電磁石には電流の励磁方向に対して順方向になるようにダイオードがつながれている. このダイオードは電磁石と同様に極低温 (4.5 K) に冷やされていて, そのために電流が流れ始める ON 電圧は, 約 6 V 程度に上がっている. 通常の励磁では, 各電磁石単体にかかる誘導電圧 LdI/dt は 6 V 以下になるように運転するのでダイオードには電流が流れず電磁石に電流が流れる. 超伝導電磁石にクエンチが起きると電磁石の抵抗値が上がるので電磁石の両端電圧が上がり, それが 6 V を超えるとダイオードに電流が流れる. また電磁石には電磁石間の電圧を比較する電圧モニターとヒーターが仕込まれていて, 電圧の差があるしきい値を超えるとクエンチが起きると判断し, クエンチした電磁石のヒーターを ON して電磁石全体を常伝導に移させる. これによって電磁石の抵抗は一気に上がりダイオードに電磁石の電流がバイパスし始める. バイパスが始まるとダイオードはジュール熱によって温度が上がり, 順電圧の値が下がりバイパスはどんどん促進される. このプロセスによって J-PARC ニュートリノの電磁石では電磁石本体の電流は 1 s 以内に減衰しきってしまう. このクエンチ保護の考え方は LHC をはじめとする多くの加速器用超伝導電磁石システムで共通のものである.

電磁石システム全体の電流は, 室温の電源内部に設置された遮断回路によって比較的ゆっくりとした時定数 (この場合 10 s) で減衰される. これによって, クエンチを検出された以外の電磁石が遮断によってクエンチしてしまうのを防ぐと同時に, システム全体にかかる電圧が高くなりすぎないようにしている. ここで超伝導ブスバーにクエ

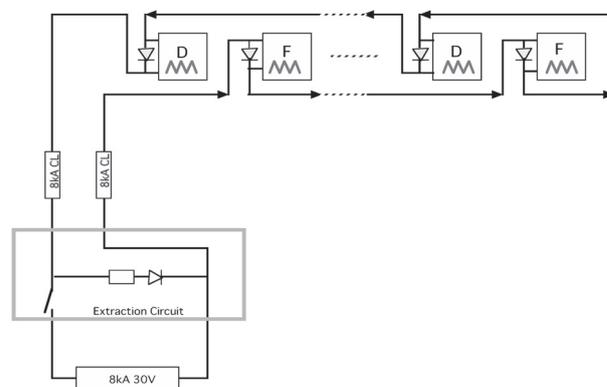


図 6 J-PARC ニュートリノ超伝導電磁石システムの励磁回路

ンチが起きても、ブスバーの電流は遅い時定数でしか減少しないので、ブスバーは銅等によって断面積を増やして遅い時定数に耐えられる設計にする必要がある。2008年にCERN LHCで起きた事故²¹⁾はこのブスバーに取り付けられた銅が施工ミスによって一部脱落したために起きたと考えられている。

6. まとめと将来展望

ここまでに紹介したように加速器は、超伝導機器の実用化を先導してきた。一方でそれぞれの超伝導技術の詳細においては、それぞれの用途の特殊性からくる要求に応えるために、MRIなどの民生応用と比べると、特殊な進化を遂げてきた面もある。近年、加速器そのものが医療応用等で民生利用されるようになり、加速器超伝導技術も民生技術との融合が進むと同時に、その民生利用も進められるようになってきている²²⁾。

物理実験用の加速器は、ますます先鋭化が進み、それに伴って超伝導電磁石に対してもいろいろな要求が生じてきている。一つはこれまで同様に粒子ビームの高エネルギー化を求めての高磁場化である。これに対しては現在Nb₃Sn超伝導線材を用いた10 T超の加速器用超伝導電磁石の開発が世界的に進められている。また高温超伝導材料を用いた20 T級の超伝導電磁石の開発も始められてきている。近年重視されてきているもう一つの要求は、加速器の大強度化に伴って出てきた高耐放射線化で、絶縁等に用いられる高耐放射線性有機系材料の開発や、金属材料における中性子照射による影響の研究²³⁾が精力的に行われている。これに伴って、超伝導電磁石の耐放射線性に特化した研究会も開かれている²⁴⁾。

参考文献

- 1) T.G. Berlincourt, "Emergence of Nb-Ti as Supermagnet Material," *Cryogenics* 27 (1987) 283-289.
- 2) <http://history.fnal.gov/tevatron.html>
- 3) R. P. Crease, "Quenched! The ISABELLE Saga, II," *Phys. Perspect.* 7 (2005) 404-452.
- 4) http://www.desy.de/research/facilities/_projects/hera/index_eng.html
- 5) M.L. Perl, "The Superconducting Super Collider Project," SLAC-PUB-3943m April 1986, <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-pub-3943.pdf>
- 6) <http://www.bnl.gov/rhic/>
- 7) <http://public.web.cern.ch/public/en/LHC/LHC-en.html>
- 8) http://accwww2.kek.jp/oho/oho11/oho11_txt/6_Ogitsu_201100906.pdf
- 9) B.T. Matthias, T.H. Geballe, S. Geller, E. Corenzwit, "Superconductivity of Nb₃Sn," *Physical Review* 95 (6), (1954) 1435.
- 10) 超伝導・低温工学ハンドブック, 低温工学協会編, オーム社, (1993).
- 11) M.N. Wilson, "Superconducting Magnets," Oxford Univ. Press, (1983).
- 12) K.H. Meß and P. Schmüser, "Superconducting Accelerator Magnets," CERN 89-04 (1989) 87.
- 13) R.A. Beth, "Complex Representation and Computation of Two-dimensional Magnetic Field," *J. Appl. Phys.* 37(7), (1966) 2568-2571.
- 14) K. Halbach, "Fields and First Order Perturbation Effects in Two-dimensional Conductor Dominated Magnets," *Nucl. Inst. Meth.* 78 (1970) 185-198.
- 15) Y. Ajima, *et al.*, "The MQXA quadrupoles for the LHC low-beta insertions," *Nucl. Inst. Meth.* A550 (2005) 499-513.
- 16) A. Yamamoto, *et al.*, "A Superconducting Secondary Beam Line in the 12GeV Proton Synchrotron at KEK," *Nucl. Inst. Meth.* A257 (1987) 105-113.
- 17) K. Tsuchiya, *et al.*, "Superconducting Magnet System for the TRISTAN Low-Beta Insertion," *Proc. 2nd EPAC, Nice, France* (1990) 1151-1153.
- 18) K. Tsuchiya, *et al.*, "Superconducting magnets for the Interaction Region of KEKB," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 9(2), (1999) 1045.
- 19) T. Nakamoto, *et al.*, "Construction of Superconducting Magnet System for the Neutrino Beam Line," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 20(3), (2010) 208-213.
- 20) K. Sasaki, *et al.*, "Commissioning Results of Superconducting Magnet System for the Neutrino Beam Line," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 20(3), (2010) 242-245.
- 21) "Interim Summary Report on the Analysis of the 19 September 2008 Incident at the LHC," CERN/AT/PhL, 15 Oct. 2008, Doc. EDMS 973073.
- 22) Y. Iwata, *et al.*, "Development of Curved Combined-Function Superconducting Magnets for a Heavy-Ion Rotating-Gantry," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* 24(3), (2014) 4400505.
- 23) M. Yoshida, *et al.*, "Low-temperature neutron irradiation tests of superconducting magnet materials using reactor neutrons at KUR," *AIP Conf. Proc.* 1435 (2012) 167-173.
- 24) Workshop on Radiation Effects on Superconducting Magnet Materials (RESMM), <https://indico.fnal.gov/conferenceOtherViews.py?view=standard&confId=8709>