フープストレス一定条件下での高磁場マグネット設計

大塚 昭弘[†], 木吉 司

Design of a High-field Magnet under Constant Hoop Stress

Akihiro OTSUKA[†] and Tsukasa KIYOSHI

Synopsis: Hoop stress is a very important factor in the design of multi-solenoid magnets. Designs of high-field magnets in the range of 23.5 T to 30.5 T were researched. It was confirmed that the designs were strongly limited by the design criteria of hoop stress. A modeling magnet consisting of multi-coils has been assumed for the calculation of several properties under the condition that the maximum hoop stress of every coil has the same value. The calculation results show that there are certain relationships among the central magnetic field B_0 , the magnet volume, and the stored energy. The results show that these values correlate with the exponential of B_0^2 .

Keywords: current density, hoop stress, high magnetic field, solenoid coil, superconductor

1. はじめに

NMR の高性能化に向けて NMR 用マグネットは高磁場化が進められてきた。物質・材料研究機構では 2001 年に 920 MHz (21.6 T) マグネットを^{1) 2)}、2004 年に 930 MHz (21.9 T) マグネットを相次いで完成させた^{3) 4)}。その後、オックスフォード・インストルメンツ社やブルカーバイオスピン社が 950 MHz (22.3 T) マグネットの開発に成功している。これらのマグネットには従来からの NbTi および Nb₃Sn 超伝導線が使われた。

最近、Bi 系や Y 系の高温超伝導線材 (HTS) の開発が進み、実用に耐える特性や長尺の線材が得られるようになりつつある^{5) 6)}。これらの成果により HTS を使用した 25 T 以上の超伝導マグネットの実現性が高まり、一部の研究機関では NMR 用 30 T 超伝導マグネットの検討が進められている⁷⁾。文献 7) で述べられている 30 T マグネットの設計は Bi-2212 の円形線材を想定しており、HTS で分担する磁場は 10 T となっている。HTS コイルのデザインマージンは臨界電流の 70% で、0.275% までの歪を許容する設計となっている。これは補強材のヤング率から計算すると 206 MPa のストレスに相当する。動作温度は 4.2 K および 1.8 K で検討しているが、HTS の温度依存性はないとしている。

このような状況の中で、筆者らも 25~30 T 規模のマグネットについてフィージビリティスタディを行っており、本報ではマグネットの基本設計およびモデルマグネットを用いた磁場解析の結果について報告する。NMR 用マグネットの場合高い磁場均一度が要求され、軸上磁場分布における 2 次、4 次、6 次の不均一成分を打ち消すための補正コイルが必要となる。920 MHz、930 MHz マグネットではコイルの最外層部に補正コイルを設置したが、文献 7) では HTS の最外層コイルを分割して補正コイルとしている。このように補正コイルの配置にはいろいろな案があり、メインコイルの大きさ等を考慮した最適な設計が要求される。このため本報では補正コイルの設計を行っていないが、10 mm 球の磁場均一度が 25 ppm 未満になるようにコイル長さを設定している。

通常、マグネットの運転電流は超伝導線材の臨界電流値で決められる。しかし、高磁場を発生させようとする、後述するように、線材の経験磁場が高い領域では臨界電流値で制限されるが、経験磁場が少しでも下がると臨界電流値よりもむしろ線材に働く電磁力 (特にフープストレス) で制約されるようになる。特に、中低磁場領域にある Nb₃Sn や NbTi コイルにおいてはこの傾向が顕著であることが明らかとなった。

そこでコイルに加わる簡便な電磁力の指標としてフープストレスを使用し、超伝導線材の臨界電流値には関わらずフープストレスだけで制約された場合のマグネット設計を行い、発生する磁場とコイル体積や蓄積エネルギー等との関係について解析を行った。

Received April 4, 2007

(独) 物質・材料研究機構

〒305-0003 茨城県つくば市桜 3-13

National Institute for Materials Science, 3-13 Sakura, Tsukuba, Ibaraki 305-0003, Japan

[†] E-mail: OTSUKA.Akihiro@nims.go.jp

Fig. 1 Cross-section of a solenoid coil. σ_h is defined by $B_z \times J \times r$.

フープストレスで制約されたマグネットについては、物性研究用パルスマグネットの開発過程で M. Date により多層コイル法が発案されている⁸⁾。この方法によると、コイルを多層にすることでコイルを破壊させることなく無限大の磁場を発生させることが可能である。無限長コイルを無限に分割した場合、コイル内半径： r_0 、コイル外半径： R_0 と中心磁場： B_0 には次の関係があることが指摘されている。

$$B_0 \propto \sqrt{2 \times \log(R_0/r_0)} \quad (1)$$

今回は有限長コイルを設定し、実際にコイル内のフープストレスを数値計算で求めることにより解析を行った。フープストレス： σ_h は Fig. 1 に示すようにコイル内のある点における経験磁場の Z 方向成分： B_z と電流密度： J および半径： r の積で与えられるとし、各要素間の力の伝達は無視している。

$$\sigma_h = B_z \times J \times r \quad (2)$$

2. HTSを使った高磁場マグネットの基本設計

2.1 設計条件

23.5～30.5 T（プロトンの核磁気共鳴周波数で 1～1.3 GHz に相当する）の磁場を発生させるマグネットの基本設計を行った。NMR として使用することを前提に室温空間の直径は 54 mm とした。マグネットの冷却には加圧超流動ヘリウム方式を採用し、2 K での運転を行うとした。使用する線材の種類は HTS、 Nb_3Sn 、 NbTi の 3 種類で、それぞれの設計条件は次のとおりである。今回の基本設計では、この条件を満たすように線材の寸法を変えてグレーディングを行っている。

Fig. 2 Critical current densities of superconductors used for the magnet designs at 2 K.

1) HTS コイル

HTS コイルはマトリクス材に銀を使用した Bi-2223 線材を想定し、導体全体の断面積でみた臨界電流密度： $J_e=120 \text{ A/mm}^2$ (20T)、 $J_e=100 \text{ A/mm}^2$ (30T)の値を用いた。これは最近の報告されている値と比較すると低い値だが⁹⁾、長尺線の場合の特性のばらつきや補強材による強化も配慮し、実現性の高い値として設定した。線材は幅 4.3 mm×厚さ 0.22mm のテープ線材を想定し、重ねる枚数を変えることでグレーディングを行った。臨界電流値に対する運転電流の比率： I_{op}/I_c は 75%以下を、 σ_h は 170 MPa 以下を目標とした。

2) Nb_3Sn コイル

920 MHz、930 MHz マグネットの製作に使用した線材と同じ $\text{Cu}/\text{nonCu}=0.3$ のブロンズ法外部安定化線材を想定し、ワインドアンドリアクト (W&R) 法で製作するとした⁴⁾。16%Sn ブロンズの 2 K での J_e の値は、 $J_e=77 \text{ A/mm}^2$ (22 T)、 $J_e=51 \text{ A/mm}^2$ (23 T) を用いた。 Nb_3Sn コイルの最大経験磁場は 22.5 T 以下になるようにした。 I_{op}/I_c は 75%以下を、 σ_h は 200 MPa 以下を目標とした。

3) NbTi コイル

$\text{Cu}/\text{S}=1.3$ の NMR 用超伝導線の 4.2 K での I_c を基準にし、2 K まで冷却することで 2.5 T 分高磁場側にシフトさせた値を用いた。 NbTi の最大経験磁場は 12 T 以下となるようにした。 σ_h は 230 MPa 以下を目標とした。

現時点では HTS 線材、特に Bi 系線材で、低電流領域でも無視できない電圧が発生していること、および超伝導接続技術が確立していないことを考慮すると、マグネットは常時電源で駆動する方式で運転されと考えられる。このことは Nb_3Sn コイルや NbTi コイルにおいて、 I_{op}/I_c と n 値の相関で決定される永久電流モード運転時のドリフト値（磁場減衰率）を考慮する必要はないことを意味している。

Fig. 3 Cross-section, I_{op}/I_c and σ_h of a $B_\theta=23.5$ T magnet.

Fig. 5 Cross-section, I_{op}/I_c and σ_h of a $B_\theta=28.2$ T magnet.

Fig. 4 Cross-section, I_{op}/I_c and σ_h of a $B_\theta=25.8$ T magnet.

Fig. 6 Cross-section, I_{op}/I_c and σ_h of a $B_\theta=29.4$ T magnet.

Table 1 Summary of high-field magnet designs using HTS.

Magnetic a	^1H	Inner	Outer	Stored Energy (MJ)	Weight of Superconductors				Stray Field (0.5mT)	
	Frequency (GHz)	Diameter (mm)	Diameter (mm)		HTS (kg)	Nb ₃ Sn (kg)	NbTi (kg)	Total (kg)	Axial (m)	Radial (m)
23.49	1.00	80	745	40	17	1592	2269	3878	13.8	10.9
25.84	1.10	80	997	81	63	2958	4800	7821	17.6	13.9
28.20	1.20	80	1199	147	212	4912	7821	12945	21.0	16.6
29.39	1.25	80	1542	257	449	8475	13591	22515	25.3	20.0
30.53	1.30	80	1724	355	624	10702	19049	30375	28.2	22.3

Fig. 7 Cross-section, I_{op}/I_c and σ_h of a $B_0=30.5$ T magnet.

以上の理由より、今回の設計では I_{op}/I_c は永久電流モード運転のNMRマグネットと比べて高めに設定した。

設計に用いた臨界電流密度： J_e のデータを Fig. 2 に示す。

2.2 設計例

設計した 23.5～30.5 T のマグネットの断面および I_{op}/I_c 、 σ_h をプロットしたものを Fig. 3～7 に示す。

I_{op}/I_c および σ_h 共にコイルの Z 軸方向の位置で値は変わってくるが、ここでは、軸に沿った最大値をプロットしている。また、これらの値は線サイズが変わる所で不連続になるが、判りやすくするため連続したグラフとして表示した。これらの設計で得られた、コイル寸法、蓄積エネルギー、線材質量等を Table 1 に示す。

これらの設計例において、特徴的なのは次の点である。

- HTS コイル、 Nb_3Sn コイル、NbTi コイルのいずれも I_{op}/I_c が高い地点は、それぞれの最内層部である。
- 最内層部より少しでも外側の磁場の低い所では、電流密度は σ_h で制約されている。
- NbTi コイルの場合だと I_{op}/I_c は最内層部でも 0.35 であり、全ての領域において σ_h で制約されている。

注目すべき点は、線材質量、蓄積エネルギーは磁場が高くなるにつれて急激に大きくなっていることである。線材重量に関して 1 GHz マグネットを基準に考えると、1.1 GHz では 2 倍に、1.2 GHz では 3.3 倍に、1.3 GHz では 7.8 倍に増加していく。これはフープストレスの上限を設定したことに関係する。即ち、フープストレスがコイル設計上最も大きな制約条件になっていることを示している。そこでフープストレス一定条件で仮想設計を行い、耐フープス

Fig. 8 A model magnet for calculating under constant hoop stress condition.

トレス強化線材が実現した場合のマグネットのコンパクト化の可能性について検討した。

3. フープストレスで制約されたマグネット

3.1 計算手法

今回の計算にあたって、Fig. 8 に示すような N 個のコイルから成るモデルマグネットを設定した。φ54 mm の室温空間を有する NMR 用マグネットを想定して、コイル最内径はφ80 mm とした。各コイルの厚さは 10 mm とし、コイル長さはコイル内半径の 4 倍とした。巻き枠や絶縁材については考慮しないものとした。

マグネットにおける n 番目のコイルの電流密度 $J(n)$ は次式で定義されるものとする。

$$J(n) = \frac{I_{op} \times \text{Turn}(n)}{(a2(n) - a1(n)) \times \text{Length}(n)} \quad (3)$$

ここで I_{op} : 運転電流、 $\text{Turn}(n)$: ターン数、 $a1(n)$: コイル内半径、 $a2(n)$: コイル外半径、 $\text{Length}(n)$: コイル長さである。コイル数 N と $J(n)$ が決まれば、中心磁場： B_0 や各コイルにおける $\sigma_{h \max}(n)$ は一義的に決定される。

このモデルにおいて、フープストレスの値： σ_h を固定し、各コイルの σ_h の最大値： $\sigma_{h \max}(n)$ が全て一定の値となるように $J(n)$ を計算する。具体的には $J(n)$ の初期値 $J(n)^0$ を与え、その時の各コイルにおける $\sigma_{h \max}(n)^0$ を計算する。この値から次式に従って $J(n)^1$ を求め、再度 $\sigma_{h \max}(n)^1$ を計算する。

Fig. 9 A calculation example of current densities and peak fields in the case of $\sigma_h=200$ MPa.

$$J(n)^{m+1} = J(n)^m \sqrt{\frac{\sigma_h}{\sigma_{h \cdot \max}(n)^m}} \quad (4)$$

これを全てのコイルの $\sigma_{h \cdot \max}(n)$ が固定した σ_h に一致するまで繰り返す。得られた $J(n)$ を使って中心磁場、蓄積エネルギーを計算した。

3.2 計算結果

3.2.1 電流密度分布

$N=52$ 、 $\sigma_h=200$ MPa の場合の電流密度分布の計算例を Fig. 9 に示す。この図では各コイルの内半径に対して、電流密度と最大経験磁場をプロットしている。

コイルの内径側では磁場が強くても径が小さいので電流密度は高い値を取ることができるが、径が大きくなるにつれて電流密度は低くなる。更に径が大きくなると経験磁場が下がってくるので電流密度は再び高くなる。

線材の種類を HTS、 Nb_3Sn 、 $NbTi$ とした場合、第 2 章で設定したのと同様にマグネットを 2 K で運転するとして Nb_3Sn 、 $NbTi$ の最大経験磁場の上限をそれぞれ 22.5T、12T で考えてみる。Cu/S=1.3 の $NbTi$ 線の 12 T における臨界電流密度 J_e は 160 A/mm² 以上なのに対して、コイルの電流密度は $J=43$ A/mm² であり σ_h で制約されていることを意味している。同様に Cu/nonCu=0.3 の Nb_3Sn では、22.5 T での臨界電流 $J_e=65$ A/mm² に対して、コイルの電流密度は $J=50$ A/mm² なのでこれも σ_h で制約されている。 σ_h の基準を上げると経験磁場の高い所では臨界電流で制約されるようになるが、 Nb_3Sn 、 $NbTi$ のカバーする磁場領域を下げると結局は σ_h で制約されることになる。

次に $N=10$ 、 $\sigma_h=500$ MPa の場合の電流密度分布の計算例を Fig. 10 に示す。ここまで σ_h を高く設定しても 20 T 以上の領域における電流密度は 300 A/mm² 以下に収まっている。最近、Bi-2223 や Y 系線材の特性はかなり向上しており、同程度がこれ以上の臨界電流が報告されている^{9) 10)}。

Fig. 10 A calculation example of current densities and peak fields in the case of $\sigma_h=500$ MPa.

以上より、30 T クラスのマグネットを設計する場合、コイルの電流密度は全ての磁場領域において σ_h で制約されることになる。このように考えると σ_h は非常に重要な設計基準であると言えることができる。

3.2.2 B_0 とコイル体積

σ_h を 200~500 MPa の範囲に設定し、コイル数 : N を変えて計算を行った。これにより得られた B_0 とコイル外半径および B_0 とコイル体積の関係をそれぞれ Fig. 11 と Fig. 12 に示す。これらの図では横軸を B_0 の 2 乗で、縦軸を対数でプロットしている。

これらの計算結果より、無限長コイルにおいて成り立つとされた(1)式の関係が有限長コイルにも適用できるだけでなく、 B_0 とコイル体積との間でも同様の関係が成り立つことが判った。

Fig. 11 Relationship between B_0 and outer radius.

Fig. 12 Relationship between B_0 and coil volume.

Fig. 13 Relationship between B_0 and coil volume.

但し、 $N < 6$ の低磁場領域では Fig. 13 に示すように B_0 依存性が小さくなり、(1)式の関係からずれることが明らかになった。

この結果を整理すると B_0 とコイル体積の関係は次の式で近似することができる。

$$V = V_{c1} \times e^{V_{c2} \cdot B_0^2} \quad (5)$$

この係数 V_{c1} 、 V_{c2} と σ_h との関係を Fig. 14 に示す。 V_{c1} は σ_h に依存せずに一定値を取り、 V_{c2} は σ_h に反比例する。これらをまとめると次の近似式で表すことができる。

$$V = 5.85 \times 10^{-4} \times e^{\frac{1.35}{\sigma_h} B_0^2} \quad (6)$$

この式を使えば発生させたい磁場と σ_h の基準だけでコイル体積を求めることができ、密度をかければ導体の質量を得ることができる。このモデルマグネットは巻き枠を無

Fig. 14 σ_h dependence of coefficients V_{c1} (a) and V_{c2} (b).

Fig. 15 Relationship between σ_h and coil volume.

視した理想状態での設計値であり、これ以下にすることは不可能という限界値を示していることになる。

今回得られた結果を用いて 24～32 T の高磁場マグネットについて、コイル体積が σ_h の基準でどのように変化する

るかを示したのが Fig. 15 である。この図を見て判るように 24 T マグネットの場合、 $\sigma_h=300\text{MPa}$ が $\sigma_h=200\text{MPa}$ となることでコイル体積は 3.7 倍になるが、30 T マグネットでは 7.6 倍にもなる。この傾向は高磁場になる程顕著になってくる。コイル体積が大きくなることは必要となる超伝導線材の量が多くなるだけでなく、これを納めるクライオスタットも大きくなることを意味している。

これらを考慮すると 30 T 級マグネットを実現するためには、高い σ_h を設計基準とし小型軽量化を図る必要がある。これを可能にするには超伝導線材自身の高強度化が不可欠で、臨界電流と補強材の最適化が必要であろう。また、マグネットの製造においては高 σ_h 化により深刻化するワイヤムーブメントを防止し、クエンチ対策を十分に検討していかなければならない。更には、これを実現できる製造方法を確立することが重要になる。

3.2.3 B_0 と蓄積エネルギー

B_0 と蓄積エネルギーの間にも Fig. 16 に示すように B_0 とコイル体積と同様の関係がある。

この結果を整理すると B_0 と蓄積エネルギーの関係は次の式で近似することができる。

$$E = E_{c1} \times e^{E_{c2} \cdot B_0^2} \quad (7)$$

この係数 E_{c1} 、 E_{c2} と σ_h との関係を Fig. 17 に示す。

E_{c1} は σ_h に比例し、 E_{c2} は σ_h に反比例する。これらをまとめると次の近似式で表すことができる。

$$E = (2.25 \times 10^{-4} \times \sigma_h) \times e^{\frac{1.38}{\sigma_h} B_0^2} \quad (8)$$

Fig. 16 Relationship between B_0 and stored energy.

Fig. 17 σ_h dependence of coefficients E_{c1} (a) and E_{c2} (b).

3.2.4 コイル体積と蓄積エネルギー

コイル体積および蓄積エネルギーの σ_h 依存性を示す(6)式と(8)式から、これらの間には Fig. 18 に示すような比例関係があることが判る。比例係数 K は Fig. 19 に示すように σ_h に比例する。

これらの関係をまとめると次の近似式で表すことができる。

$$E = 0.462 \times \sigma_h \times V \quad (9)$$

コイルが銅できていると考えて、コイル体積を質量に置き換えると蓄積エネルギーとコイル質量 W の関係は

$$E/W \text{ (J/kg)} = 51.8 \times \sigma_h \quad (10)$$

となる。

Fig. 18 Relationship between coil volume and stored energy.

Fig. 19 σ_h dependence of K.

マグネットがクエンチした時、全てのエネルギーがマグネット自身の温度上昇に使われた場合のマグネットの最大温度： T_{max} は、この式で得られる値と銅のエンタルピーを比較することで求めることができる。得られた結果を Fig. 20 に示す。

本モデルでは、 T_{max} は σ_h のみを変数とする結果を導く。 σ_h が大きい程マグネット温度は高くなるが、 $\sigma_h = 500$ MPa の場合でも T_{max} は約 150 K にとどまることが判った。但し、この値はマグネット全体が一様に温度上昇した場合の値で、局所的なホットスポットの温度ではない。

3.2.5 漏洩磁場

漏洩磁場との関連性についても解析を行った。漏洩磁場の指標として磁場中心から $B = 0.5$ mT までの距離が使われることが多い。そこで B_0 と Z 軸方向 0.5 mT 地点との関係を Fig. 21 に示す。この図は B_0 とコイル体積と同様の関係があることを示している。

Fig. 20 Relationship between σ_h and T_{max} .

Fig. 21 Relationship between B_0 and Z at $B = 0.5$ mT.

Fig. 22 Relationship between Z at $B = 0.5$ mT and stored energy.

この 0.5 mT 地点と蓄積エネルギーとの相関を Fig. 22 に示す。これは蓄積エネルギーが 0.5 mT 地点の n 乗に比例することを意味している。 n は 3.04~3.07 の値で、 σ_h との相

Fig. 23 Relationship between B_0 and weight of superconductors.

Fig. 24 Relationship between B_0 and stored energy.

関は小さい。

単純な磁気双極子モーメントの場合、漏洩磁場の距離は磁気双極子モーメントの大きさの 3 乗根に比例するが、有限な大きさを持つ実際のマグネットでは中心磁場の大きさではなく蓄積エネルギーの 3 乗根に比例することが判った。

4. マグネット設計例への適用

第 3 章で得られた相関関係を第 2 章で示したマグネット設計例に適用してみる。中心磁場と線材質量および蓄積エネルギーの相関をそれぞれ Fig. 23 と Fig. 24 に示す。これらの図では横軸を B_0 の 2 乗で、縦軸を対数でプロットしている。

これらの図を見ると σ_h 一定のモデルマグネットで成立した規則性が、実際のマグネット設計にもほぼ当てはまる

ことを示している。この規則性を使えば中心磁場を指定するだけでマグネットの概要を把握することが可能になる。

5. まとめ

σ_h の上限が一定値以下という条件を設けて 25~30 T 規模の高磁場マグネットの基本設計を行った。その結果、マグネット（線材）質量および蓄積エネルギーが非常に強い磁場依存性を示すことが判った。そこでこれらの相関を解析するため、複数個のコイルから成るある理想的なモデルマグネットを設定し、全てのコイルの $\sigma_{h \max}$ が同じ値になるという条件下で磁場計算を行った。

この計算によるとマグネットの電流密度は超伝導線の臨界電流値よりもむしろ σ_h により制約を受けることが判った。また、コイル外径、コイル体積、蓄積エネルギー、漏洩磁場などの重要な諸元と中心磁場との間に規則性があることが判った。それは、これらの諸元が中心磁場の 2 乗の指数関数に比例するというものである。この規則性の一部については無限長の多層コイルの場合に指摘されていたが、超伝導マグネットに適用して具体的な計算および解析はなされていなかった。

更に、この規則性は高磁場マグネットの基本設計にも当てはめることが可能であり、 σ_h 一定のモデルの有効性を示すことができた。これらの解析の結果として、マグネットを小型化するためには高い σ_h を基準とした設計が必要不可欠であることが示された。

本研究は、新エネルギー・産業技術総合開発機構（New Energy and Industrial Technology Development Organization; NEDO）が行っている「高温超伝導材料を利用した超高磁場 NMR の実用化可能性に関する調査」において実施した。

参 考 文 献

- 1) T. Kiyoshi, et al.: "Persistent-mode operation of a 920 MHz high-resolution NMR magnet," IEEE Trans. Appl. Supercond. **12** (2002) 711-714
- 2) T. Kiyoshi, et al.: "Operation of a 920-MHz high-resolution NMR magnet at TML," IEEE Trans. Appl. Supercond. **13** (2003) 1391-1395
- 3) M. Yoshikawa et al.: "Development of a 930 MHz NMR magnet," TEION KOGAKU **39** (2004) 625-631 (in Japanese)
吉川正敏, 他: 「930 MHz NMR マグネットの開発」, 低温工学 **39** (2004) 625-631
- 4) T. Kiyoshi, et al.: "Operation of a 930-MHz high-resolution NMR magnet at TML," IEEE Trans. Appl. Supercond. **15** (2005) 1330-1333

- 5) N. Ayai, et al.: "DI-BSCCO wires by controlled over pressure sintering," Phys.: Conference Series **43** (2006) 47-50
- 6) V. Selvamanickam, et al.: "Recent progress in second-generation HTS conductor scale-up at SuperPower," ASC2006 Materials Abstracts 2MB02
- 7) W. Denis Markiewicz, et al.: "Perspective on a superconducting 30 T/1.3 GHz NMR spectrometer magnet," IEEE Trans. Appl. Supercond. **16** (2006) 1523-1526
- 8) M. Date: "Submillimeter electron spin resonance I. A new method of high magnetic field generation," J. Phys. Soc. Jpn. **39** (1975) 892-897
- 9) H. Kitaguchi, et al.: "High field performance of CT-OP Bi-2223 tapes," TML annual rep. (2005) 81-82
- 10) L. Del Frate, et al.: "Novel muon cooling channels using hydrogen refrigeration and high temperature superconductor," IEEE Proceedings of 2005 Particle Accelerator Conference, (2005) 3126-3128
- 11) 超電導工学研究所提供データ (PLD-YBCO/IBAD 総厚み ~123.5 μ m、YBCO2.25 μ m、Ag20 μ m)

大塚 昭 弘 1958 年 1 月 2 日生。1981 年大阪大学理学部物理学科卒業。1983 年大阪大学大学院理学研究科物理学専攻前期課程修了。同年 4 月(株)神戸製鋼所入社。1989 年 11 月ジャパンマグネットテクノロジー(株) (現ジャパンスーパーコンダクタテクノロジー(株))へ出向。2005 年より独立行政法人物質・材料研究機構に出向。主として超伝導マグネットの開発に従事。低温工学協会会員。

木 吉 司 1959 年 8 月 4 日生。1983 年東京大学工学部原子力工学科卒業。1988 年同大学大学院工学系研究科博士課程修了。同年 4 月より科学技術庁金属材料技術研究所 (現独立行政法人物質・材料研究機構) 勤務。現在、同機構超伝導材料センターマグネット開発グループグループリーダー。主として強磁場超伝導マグネットの開発に従事。低温工学協会、日本金属学会、日本 MRS、応用物理学会、日本磁気科学会会員。工学博士。