超電導磁気シールドルームの製作と遮蔽性能に関する検討

正員 山崎慶太 (竹中工務店) 非会員 海野健一 (竹中工務店)
 非会員 渡部智則 (古河電工) 非会員 入沢大逸 (古河電工)
 正員 松葉博則 (古河電工)

A Superconducting Magnetically Shielded Room and the Shielding Performance

Keita Yamazaki, Member (Takenaka Corp.), Kenichi Unno, Non-Member (Takenaka Corp.),
 Tomonori Watanabe, Non-Member (Furukawa Electric Co., Ltd.), Daiichi Irisawa, Non-Member (Furukawa Electric Co., Ltd.),
 and Hironori Matsuba, Member (Furukawa Electric Co., Ltd.)

A magnetically shielded room (MSR) is constructed by combining superconducting panels with normal conductive junctions. The MSR is composed by vacuum insulation panels, a tank for liquid nitrogen for superconducting panels and a ferromagnetic door. Thermally insulating vacuum panels, a reservoir of liquid nitrogen to cool the superconducting panels and ferromagnetic door make up the MSR.

The superconducting panel is made of 0.2mm thick $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ film coated on both side of a silver sheet (600mm $\times$ 800mm $\times$ 0.5mm). The MSR are constructed by connecting panels by soldering on the edge of the silver sheet 50mm in width. Measurement results of shielding factors of MSR to ac magnetic fields did not agree with a simple computation supposing that the MSR is shielded by superconductors with perfect connection. We developed an equation to compute the shielding factors taking account of leakage magnetic fields through the normal conductive junction. The computation fundamentally agreed with the measurement results so that the equation is applicable to evaluate a shielding performance of a superconducting MSR.

As well known, a double layer permalloy MSR must keep a fair distance between the two layers to keep effective shielding factors of each layer. A double layer MSR composed of a ferromagnetic shield layer and a superconducting layer gives the best shielding factor when the distance is zero and the factor exceeds multiplication of factors of each layer. We demonstrated the distance effect by experiments.

キーワード：超電導磁気シールドルーム，常電導接続，複合磁気シールドルーム

1. まえがき

磁気シールドルーム (MSR) を SQUID 磁束計による生体磁気計測⁽¹⁾に用いるためには、0.1Hz 以下の低周波からラジオ周波数の広範囲に及ぶ磁気および電磁ノイズに対する高い遮蔽性能とともに、立方体、直方体等の利用率の高い形状で、かつ内部で人が作業可能な空間が確保されることが要求される⁽²⁾⁽³⁾。従来から用いられてきた、パーマロイなどの強磁性体を遮蔽材料として用いた MSR (強磁性体 MSR と称す) は、空間を大きくした場合、同一性能を得るためには空間の大きさ (直径) に比例した強磁性体壁の厚さを必要とする⁽⁴⁾⁽⁵⁾。さらに、遮蔽性能向上とラジオ周波数帯などの電磁ノイズを遮蔽するために、銅・アルミなどの導電材料を併用する必要がある⁽²⁾⁽³⁾。また、多層構造として理想的な遮蔽性能 (各層の遮蔽率の積) を得るためには、十分な層間距離を確保する必要がある⁽⁶⁾。寸法が非常に大きくなり、実質的に製作は困難である。かつ、コスト高となり、設置するために大きなスペース、空

間が必要となる⁽⁷⁾⁽⁸⁾。それに対して酸化物超電導体を遮蔽材料として用いた MSR は、空間の大きさに反比例した壁の厚さで同一性能を得ることができる。言い換えれば同一の壁の厚さを保ったまま空間を大きくすると、遮蔽性能は向上する⁽⁹⁾。また、超電導材料、あるいは基板に用いた材料も、冷却されることによって導電性が增大するために、高い周波数帯 (ラジオ周波数など) での渦電流による遮蔽効果が期待される。

さらにわれわれは、有限要素法を用いて二層立方体 MSR (外側層：超電導体または強磁性体、内側層：強磁性体) の三次元磁界解析⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾を行い、次のことを明らかにした。この場合、外側層の立方体は超電導体のみで構成されたとしたが、実器では常電導接続される接続部を有するので、これを考慮するために、超電導体を完全反磁性として取り扱わずに、比透磁率 $\mu_s = 10^{-4}$ とし、渦電流は流れないとして、反磁性の効果を簡便に模擬した。外側層の空間の大きさを一定とすると、外側層、内側層とも強磁性体の場合、内側層が大きくなるにつれて遮蔽性能が低下し、しか

も両者の個別の遮蔽率の積より低い遮蔽率しか得られない、それに対して、外側層が超電導体の場合、内側層が大きくなるに従い遮蔽性能が向上し、しかも両者の個別の遮蔽率の積より大きくなる⁽¹²⁾。

このように、超電導体を遮蔽材料として用いたMSR（超電導MSR, SMSRと称す）は優れた特長を有する。しかしながら、既に実用化されている強磁性体MSRと同様な形状および大きさを、超電導体によって一体で構成することは、酸化物超電導体の作製に焼成処理が必要であるため、炉等の設備の問題を含め製作上困難である。また、MSRを一体の超電導体で構成せずに、板状の超電導体同士を接続した場合、接続部にも超電導特性を維持することは、特殊条件下での高温処理が必要になるなど、困難な課題が多い。そのため、超電導体材料を用いた磁気遮蔽は、超電導体および真空断熱容器が一体構造として製作可能な、頭部のみを覆うヘルメット形状⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾や、人が横になって入れる大きさの円筒⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾形状などに限定されてきた。

そこで、われわれは超電導材料を導電材料に焼き付け、超電導板を製作し、常電導接続を有する、渦電流による遮蔽効果を利用したMSRを製作した。本MSRでは、低温（窒素温度）に冷却されるので、導電材料による常電導接続部の抵抗が低下するため、電源線などからの数十Hzの磁気ノイズ等、比較的高い周波数での遮蔽性能は確保される。しかしながら、渦電流による効果が期待できない数Hz以下の低周波では、接続部からの漏れ磁界によって高い遮蔽性能を期待できない。そこで、内側に強磁性体の角筒を設置し、同時に上述した磁界解析結果のような効果を期待して⁽¹²⁾、内部に大きな空間を確保しつつ、低周波における遮蔽性能の向上を図った。

本論文では、従来のMSRと同様な形状および大きさを有する超電導MSRを、大きなコストを要しない容易な組み立て方法によって、設計、製作する技術確立することを目的としている。そこで、通常のはんだ付けによって板状の超電導体を基板部で常電導接続して、1m角の内部空間を有する超電導MSRを製作し、その遮蔽性能の評価を行っている。また、常電導接続部を通しての侵入磁界の予測を行い、実験結果と比較して検証を行っている。さらに、超電導MSRの内側に強磁性体層を加えた複合MSRの遮蔽性能を評価し、解析結果における層間距離の効果⁽¹²⁾と比較する。

2. MSRの製作、構成

<2・1> 全体の構成 超電導MSRの全体構成を図1に示す。MSRは、超電導板を冷却するための真空断熱パネル、液体窒素用貯留槽、入り口開口部の強磁性体で構成された扉によって構成されている。入り口開口面を除いた、超電導体を液体窒素温度以下に冷却するための液体窒素貯留槽の各表、裏面に、厚さ80mmの真空断熱パネルを貼り付け、各パネル毎に真空引きを行う構造になっている。

図1 超電導磁気シールドルームの構造
Fig.1 Construction of superconducting magnetically shielded room (SMSR)

(a) 平面部超電導板例
(a) A Sample of superconducting plate of plane part.

(b) 隅角部超電導板例
(b) A sample of superconducting plate of corner part.

図2 超電導板

Fig.2 Produced superconducting plates.

る。超電導シールド円筒⁽¹⁵⁾や通常の真空装置のように超電導MSRの真空槽を一体で構成すると、立方体角部などに局部的に大きな応力が生じるとともに、真空漏れの際漏れ箇所の特が困難であるという問題があった。また、将来さらに大きなMSRを組み立てる方法として検討した結果、複数の真空断熱パネルを組み合わせる工法を採用した。入り口開口面には、出し入れ可能な強磁性体リングを配列し（強磁性体扉と称す）、侵入磁界を減衰させ、かつ内部への

空気の流通を可能にした。

室内側真空パネルと、強磁性体扉で構成される超電導 MSR 単体の内部空間の大きさの有効は、992mm (W) × 998mm (D) × 992mm (H) とした。

<2・2> 遮蔽体の構造 シールド体用の超電導板を図2に示す。(a) 平面部の部材は、600mm × 800mm の大きさの銀基板 (厚さ 0.5mm) の両面に、酸化物超電導体の $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (臨界温度 (T_c): 91° K, 臨界電流密度 (J_c): 600 ~ 800 A/cm²) を厚さ 0.2mm で焼成したものである。ただし銀基板の端部幅 50mm は、接続部として銀基板が露出され、組み立て時、露出部はメッキをされた後、重ねはんだによって他の部材の露出部と加熱融着され、銀基板同士の電氣的接続が確保されるようにした。(b) 隅角部、角部は一体物で製作し、接続部は全て、はんだ作業の容易な平面部分に設けた。接続箇所は軸方向に対しては 8 箇所、径方向で 4 箇所とし、超電導体で一端開放の角筒の空間 (1,186mm (W) × 1,450mm (D) × 1,186mm (H)) を形成した。超電導 MSR 単体の性能を測定した後、さらに、複合 MSR の性能を検討するために、強磁性体 (パーマロイ 2mm 厚) の一端 (入り口面) 開放の角筒 (強磁性体角筒と称す) を設置した。強磁性体角筒は、室内側各真空パネルの真空引き用パイプのスペースを除いて確保できる、最大の大きさ (880mm (W) × 880mm (D) × 880mm (H)) とした。

本 MSR は従来の超電導円筒に比べて、開放端から中心部への距離が短い、軸方向、径方向の外部磁界に対して、開口から侵入する磁界を 1/10,000 に減衰するように、入り口部開口面の多重角型強磁性体リングを、文献⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾と同様に設計した。強磁性体 (パーマロイ 2mm 厚) で構成された、4 層の多重角型リングは、非磁性体材料で各層間をつなぎあわせた一体構造とし、出し入れが可能な、扉としての機能を確保するために、入り口開口部周囲の断熱パネルと数 mm 程度のすきまを設けた。

<2・3> 冷却構造 1 日 24 時間当たりの液体窒素のランニングコストの目標値を、実用的範囲内で、30,000 円/日と設定した。これを実現するために、消費量が約 500 l/日、侵入熱量が約 800W/日になるように、冷却構造を設計した。

真空断熱パネルを、図3に示す。真空断熱パネルは、真空引きの際、大気から受ける力に対して十分な圧縮強度を有するパイプを並べて心材 (support) とし、外気を透過しにくい外壁 (outside panel) で覆い、内部を真空引きする構造になっている。真空断熱パネルの外壁である上下面、側面部は、施工性を考慮して重量を抑え、かつ熱伝達を小さくするために金属を使用せず、0.2mm 厚の FRP (ガラス繊維複合エポキシ樹脂) 板で構成した。心材の条件は、大気圧に耐えるとともに、熱伝達量が小さく、真空中に到達することが容易なようにガス放出量が小さいことである。検討の結果、ポリカーボネート (PC) 製パイプ (外径 50mm,

図3 真空断熱パネルの構造

Fig.3. A schematic drawing of the structure of the vacuum insulation panel.

図4 銀基板端部ではんだ融着による常電導接続の模式図
Fig.4. Schematic diagram for normal conductive connection by soldering on the edge of the silver sheet.

0.5mm 厚) を採用し、開口率 99.89% で並べ、配置した。さらに、真空断熱パネル内でのふく射による熱損失を低減するために、スーパーインシュレーションを壁材内側に接着した。規準化された標準的な真空断熱パネルの大きさ、重量は一人で運搬、組み立てが可能でそれぞれ 1,000mm (W) × 1,000mm (H) × 80mm (D) (標準パネルと称す。), 11.54kg とした。入り口の強磁性体扉をはめ込む部分 (真空断熱パネルの厚さ 20mm) を除いた標準パネルの厚さ 80mm で、温度差を室温 (297K) と液体窒素温度 (77K) 間の 220K とすると、熱伝達の実測値から、熱損失は 27.5W になる。これは、発泡スチロールの熱損失 (96.2W) の約 1/4 である。したがって、真空断熱パネルは、発泡スチロールを使用した場合に比べて、超電導板の内側・外側とも、約 1/4 の厚みで同じ断熱性能が確保できるので、室内側の利用可能な空間を大きく得ることが可能になる。これは、超電導 MSR における真空断熱の有効性を示していると言える。組立を容易にするため、パネル同士の固定にはアルミテープを用いた。アルミニウム製液体窒素貯留槽の最大貯留量は 90 l とし、液体窒素注入口、蒸発ガス排出口を 1 個ずつ設けた。

実際の稼働時における、液体窒素供給終了後の装置全体の重量変化 (液体窒素の減少量) を、重量計を用いて測定し、求めた蒸発量は約 4.2g/sec (約 450 l/day に相当) であった。この結果から液体窒素 1g 当たりの蒸発熱を 199.1J とし、熱侵入量を求めると約 830W であり、当初の目標性能約 800W をほぼ満足していた。

3. 常電導接続部を通しての侵入磁界の予測

本超電導 MSR の超電導板各部材の接合部では、超電導特性を維持することが困難なため、各部材の、銀基板部が露

出された端部において、重ねはんだの加熱融着がなされ、電気的な接続のみが確保されている。そこで、MSRの遮蔽性能を超電導板の接続部からの侵入磁界によって予測する。露出した銀基板を重ね、はんだを加熱融着した常電導接続部を図4に示す。 B_{ext} , B_{η} , B_{int} は、それぞれ外部磁界、接続部から侵入する磁界、内部磁界を示し、 $i_{\xi}(\xi)$, $E_{\xi(\xi)}$ はそれぞれ接続部から侵入する電流とそこに生じる電界を示す。なおここでは、 d が小さく、 B , E , i は、 ξ 方向には一様であるとする。ここで交流磁界の角周波数を ω とする

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \dots\dots(1)$$

より、

$$-j\omega B_{\eta} = \frac{\partial E_{\xi}}{\partial \xi} \quad \dots\dots(2)$$

(2)式を ξ 方向に $-d/2$ から $d/2$ まで、すなわち銀基板を含む接合部の厚さについて積分する。ここで V_d は超電導板間の電位差、シールドする空間の周囲の遮蔽電流密度を i 、真空の透磁率を μ_0 とすると、 $\mu_0 i = \text{rot} B$ より、

$$j\omega d B_{\eta} = \frac{\partial V_d}{\partial \xi} = R \frac{\partial i_{\xi}}{\partial \xi} = \frac{R}{\mu_0} \frac{\partial^2 B_{\eta}}{\partial \xi^2} \quad \dots\dots(3)$$

が得られる。ここで、 R は単位面積の接続部の抵抗である。したがって、 B_{η} は以下ようになる。

$$B_{\eta} = \lambda^2 \frac{\partial^2 B_{\eta}}{\partial \xi^2} \quad \dots\dots(4)$$

ここで、

$$\lambda^2 = \frac{R}{j\omega d \mu_0} \quad \dots\dots(5)$$

である。次に、内部磁界 B_{int} について考える。

$$\text{rot} \mathbf{E}_{int} = j\omega \mathbf{B}_{int} \quad \dots\dots(6)$$

V を、シールド断面面積一回りの起電力とし、(6)より、

$$V = j\omega A B_{int} \quad \dots\dots(7)$$

が得られる。ここで、 A は超電導体で囲まれている空間の断面面積である。接続部の境界条件より $\xi = L$ （接続部の端部）では、

$$V_d = R \times i = \frac{R}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_{\eta}}{\partial \xi} \right)_{\xi=L} = j\omega d \lambda^2 \left(\frac{\partial B_{\eta}}{\partial \xi} \right)_{\xi=L} \quad \dots\dots(8)$$

となる。(4)式を解くと、

$$B_{\eta} = \frac{B_{ext} \sinh\left(\frac{L}{\lambda} - \frac{\xi}{\lambda}\right) + B_{int} \sinh\left(\frac{\xi}{\lambda}\right)}{\sinh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} \quad \dots\dots(9)$$

次に、境界 $\xi = L$ での接合部の起電力は(9)式より、

$$V_{go} = R \times i = j\omega d \lambda \frac{-B_{ext} + B_{int} \cosh\left(\frac{L}{\lambda}\right)}{\sinh\left(\frac{L}{\lambda}\right)} \quad \dots\dots(10)$$

ここで起電力 V は断面面積 A の空間を与えるシールド体に発生する起電力であるが、超電導体には抵抗がないので起電力は発生せず、 V は接続部の起電力の総和に等しい。したがって、接続部が同一で A のまわりに n 個存在している場合、

$$V = n V_{go} \quad \dots\dots(11)$$

が成立する。

よって、遮蔽効果 $SF = B_{ext} / B_{int}$ は以下ようになる。

$$SF = \frac{B_{ext}}{B_{int}} = \cosh\left(\frac{L}{\lambda}\right) + \frac{A}{nd\lambda} \sinh\left(\frac{L}{\lambda}\right) \quad \dots\dots(12)$$

従って、MSRの遮蔽効果は接続部の数や状態と密接な関係があり、電氣的に良好な接続であれば大きな遮蔽効果を得ることが可能である。

4. 遮蔽特性の測定と検討

<4・1> 測定方法 液体窒素を貯留槽に供給し、超電導板を冷却する。この状態で、MSRに対して対称に配置した一対の2,800mm×2,800mmの角型励磁コイルを用い、0.1~170Hzの交流磁界（正弦波）を磁気ノイズとして、超電導MSRに印加する。そして、 $x=0 \sim 1300$ の磁界分布を、フラックスゲート型磁力計（アプライド・フィジックス・システムズ社製：APS520A）を用いて測定した。コイル間の離隔距離は、軸方向で4,200mm、径方向で3,650mmとし、いずれの場合もMSRがない場合での中心点における磁束密度を 1.5×10^{-6} T (peak to peak) とした。各測定点の磁界分布から遮蔽率 $SFi (=Boi / Bi)$ 、 Boi および Bi ：磁気ノイズが i 方向から印加された場合のMSRがないときおよびあるときの B の x 方向成分、 $i=x$ （軸方向、 ax とする）、 y （径方向、 tr する）を求めたが、<4・2・2>の超電導MSR、超電導MSR内側に強磁性体角筒（一端開放）を設置した複合MSR、強磁性体角筒単体の SFi の評価点は、約1,000mm角のMSRの内部空間の中心点に近い $x=800$, $y=z=0$ とした。

<4・2> 測定結果と検討

<4・2・1> 超電導MSR単体（内側に強磁性体角筒がない場合）の遮蔽性能 図5、図6にそれぞれ軸方向、径方向に種々の周波数の磁気ノイズを印加した場合の、 x 軸上における磁界分布を示す。理論曲線（theory）は、本MSRと同一形状の両端開放の超電導角筒に、軸方向から磁界を印加した場合（13）、径方向から磁界を印加した場合

(14) の、中心軸における開放端からの磁束密度の減衰曲線を示す。

いずれの場合も強磁性体の扉によって、印加磁界が4けた程度減衰すると仮定し、扉の内側端部 $x=301.5\text{mm}$ を開放端とした (15) (17)。

$$SF_{ax} \propto 1/\exp(-6.28P/a) \quad \cdots(13)$$

$$SF_{tr} \propto 1/\exp(-3.14P/a) \quad \cdots(14)$$

ここで、 P は開放端からの距離、 a は超電導体角筒の一辺の長さ ($=1.186\text{m}$) とする。図5で、軸方向から印加された磁気ノイズは、強磁性体扉の効果によって、 $x=0$ から $x=300$ において減衰する。その後、 $x=300\text{mm}$ 以上 (強磁性体扉から室内側) の磁界分布は、理論曲線のように入り口端部から遠ざかるに従い減衰するというような傾向を示さない。いずれの周波数においてもほぼ一定であり、しかも理論曲線よりかなり大きくなっている。したがって、 $x=300\text{mm}$ 近傍の磁界は、漏れ磁界と開口部から侵入する磁界の両方の影響を受ける傾向を示すが、それより奥部の測定点では、漏れ磁界が支配的になると考えられる。図6においても、 $x=300\text{mm}$ 以上の磁界分布は、理論曲線のように入り口端部から遠ざかるに従い減衰するというような傾向を示さない。 $x=600$ 以上で、磁界分布は、 $0.1\sim 10\text{Hz}$ の周波数帯においてほぼ一定の値に、 30Hz 以上の周波数帯

図5 軸方向 (x軸) 交流磁気ノイズ印加時の超電導MSR内 x軸における磁束密度分布 (内側に強磁性体角筒なし)
Fig.5. Distribution of magnetic field in SMSR along x-axis for ac magnetic noise applied in axial (x) direction (without a ferromagnetic rectangular cylinder).

図6 径方向 (y軸) 交流磁気ノイズ印加時の超電導MSR内 x軸における磁束密度分布 (内側に強磁性体角筒なし)
Fig.6. Distribution of magnetic field in SMSR along x-axis for ac magnetic noise applied in transverse (y) direction (without a ferromagnetic rectangular cylinder).

においてはわずかに減衰する傾向を示すが、いずれの周波数帯でも理論曲線よりかなり大きくなっている。したがって、図5と同様に超電導MSR内の磁界分布は、接続部からの漏れ磁界が支配的であると考えてよい。そこで、軸方向、径方向磁界の遮蔽特性の周波数依存性を、超電導体の接合部からの漏れを考慮した、理論式 (12) を用いて検討した。

図7、図8に、それぞれ軸方向磁界、径方向磁界に対する、各測定点 ($x=600, 800, 1000, 1140$) における遮蔽率周波数特性及び理論式 (12) によって求めた遮蔽率周波数特性を示す。理論式 (12) において、図4に示す銀基板 (厚さ $0.5\text{mm} \times 2$ 枚) とはんだの厚さの平均 0.4mm を加えた接続部全体の厚みを $d=1.4\text{mm}$ 、銀基板同士の接続幅 $L=50\text{mm}$ とする。また、超電導体で囲まれている空間の断面積は軸方向磁界、径方向磁界それぞれの場合で $A=1.186\text{m} \times 1.186\text{m}=1.407\text{m}^2$ 、 $A=1.186\text{m} \times 1.405\text{m}=1.666\text{m}^2$ とし、接続部数は同じくそれぞれの場合で $n=8$ 、 $n=4$ とした。また、接続部の抵抗は、液体窒素中4端子法で測定した値 $R=9 \times 10^{-10} (\Omega \cdot \text{m}^2)$ とした。接続部の抵抗に超電導体と

図7 超電導MSRにおける軸方向 (x軸) 磁気ノイズ印加時の遮蔽率 (SF_{ax}) 周波数特性測定結果および (12) 式による計算値
Fig.7. Calculated by (12) and experimental results of shielding factor (SF_{ax}) in SMSR.

図8 超電導MSRにおける径方向 (y軸) 磁気ノイズ印加時の遮蔽率 (SF_{tr}) 周波数特性測定結果および (12) 式による計算値
Fig.8. Calculated by (12) and experimental results of shielding factor (SF_{tr}) in SMSR.

銀基板の接触抵抗を考慮する必要があるが、同じく液体窒素中4端子法で測定し、約 $2.5 \times 10^{-14} (\Omega \cdot m^2)$ と十分小さいので無視した。図7で、評価点 ($x=600, y=z=0$) における遮蔽率 (S_{Fax}) の測定結果は、1Hzで約80, 10Hzで約500, 170Hzで約20,000であり、各点における測定結果には、170Hz付近において、強磁性体扉の漏れ磁界の影響により $x=600mm$ で遮蔽効果の低下が見られるが、それ以外は、理論式(12)と良く一致した。さらに、図8で、評価点における遮蔽率 (S_{Ftr}) の測定結果は、1Hzで約100, 10Hzで約1,000, 170Hzで約200であり、各点における測定結果には、30Hz以上では強磁性体扉の漏れ磁界の影響と考えられる理論式(12)とは異なる傾向が見られた。しかしながら、この測定結果は、10Hz以下の周波数帯では理論式(12)と良く一致した。以上の結果から、軸方向磁界、径方向磁界、いずれに対する遮蔽効果の周波数特性も、接続部の幅、接続部の数、常電導接続部の抵抗によって求める理論式(12)に従い設計を行うことが可能である、と考えられる。

<4・2・2> 内側に強磁性体角筒(一端開放)を設置した複合MSRの遮蔽性能 一般に、強磁性体同士を組合せた2層構造にした場合のMSR(複合強磁性体MSRと称す。)の遮蔽率 SF は、球体(立方体)の場合、以下の式で求まる(4)(5)(6)。

$$SF = N \cdot SF1 \cdot SF2 \left(1 - \frac{D_1^3}{D_2^3} \right) + SF1 + SF2 + 1 \quad \dots (15)$$

ここで、 $SF1$: 内側層の遮蔽率、 $SF2$: 外側層の遮蔽率、 D_1 : 内側層の直径(一辺の長さ)、 D_2 : 外側層の直径(一辺の長さ)、 N : 球形、立方体など形状で決まる係数。(15)式に示すように、全体の遮蔽率 SF を $SF1$ と $SF2$ の積に近い値にするためには、外側層に対して内側層を小さくする(層間ギャップを大きくとる。)必要があり、逆に内部に大きな空間を確保するためには外側層が大きくなる。

文献(12)では、本実験とほぼ同寸法であるが、開口部のない立方体二層MSR内の磁界分布を三次元有限要素法により解析した。外側層(1.2M角)を超電導体または強磁性体とし、内側層の強磁性体の立方体の大きさをパラメータとして、中心部における遮蔽性能の解析を行った。超電導体は常電導接続される部分があるため、完全反磁性として取り扱うことはできないので比透磁率 $\mu_s = 10^4$ とし、渦電流は流れないとして反磁性の効果を簡便に考慮した。磁気ノイズは、発生源がMSRから十分離れている場合を想定し、境界条件により $1.5 \times 10^{-6} T$ の均一磁界(周波数: 1Hz)を印加した。解析結果では、強磁性体複合MSRの場合には、(15)式と同様に、内側の立方体の寸法が大きくなるにつれて遮蔽率 SF は減少し、遮蔽性能は低下した。それに対して超電導体と強磁性体の複合MSRの場合は、全く逆の傾向を示しており、内側の強磁性体を大きくすると SF は大きくなり、しかも SF は、内側層と外側層、それぞれの遮蔽率の積を上回る。

図9 軸方向(x軸)磁気ノイズ印加時の遮蔽率(S_{Fax})周波数特性
Fig. 9. Frequency dependence of shielding factor (S_{Fax}) for magnetic noise applied in axial (x) direction.

図10 径方向(y軸)磁気ノイズ印加時の遮蔽率(S_{Ftr})周波数特性
Fig. 10. Frequency dependence of shielding factor (S_{Ftr}) for magnetic noise applied in transverse (y) direction.

次に、超電導MSR内側に、図1に示すような、設置可能な最大の大きさの強磁性体角筒(一端開放)を設置した複合MSRの遮蔽性能を評価し、解析結果とその傾向を比較する。

図9, 10にそれぞれ軸方向、径方向から磁気ノイズ印加時の、評価点における遮蔽率周波数特性測定結果を示す。図中の $S_{Fi}(SC+FM)$ は、超電導MSRの内側に強磁性体角筒を設置した場合の遮蔽率を、 $S_{Fi}(FM)$ は強磁性体角筒単体で測定した遮蔽率を、 $S_{Fi}(SC)$ は超電導MSR単体で測定した遮蔽率を、 $S_{Fi}(FM) \times S_{Fi}(SC)$ は $S_{Fi}(FM)$ と $S_{Fi}(SC)$ の積を各周波数毎に求めた結果をそれぞれ示す。図9では、 $S_{Fax}(SC+FM)$ は、1Hzで約1,000, 10Hzで約6,000, 170Hzで約4,000であり、30Hzをピークに減少する傾向が認められるが、30Hz以下の低周波では $S_{Fax}(SC+FM)$ が $S_{Fax}(FM) \times S_{Fax}(SC)$ を上回っている。図10では、 $S_{Ftr}(SC+FM)$ は1Hzで約6,000, 10Hzで約100,000, 170Hzで約1,000であり、0.3Hzの低周波から10Hzまででは、 $S_{Ftr}(SC)$ 、 $S_{Ftr}(FM) \times S_{Ftr}(SC)$ と同じ傾向の周波数特性を示し、かつ $S_{Ftr}(FM) \times$

$S_{Ftr}(SC)$ を上回っており、さらに30Hz以上でも $S_{Ftr}(FM) \times S_{Ftr}(SC)$ とほぼ同じ大きさになっている。この結果から、複合強磁性体MSRと異なり、外側を超電導とした複合MSRの場合、内側の強磁性体の空間を大きく確保しても（超電導体層と強磁性体層の層間距離：150mm）、複層構造の理想的な値（外側層と内側層、遮蔽率の積）より高い遮蔽性能が得られた。この傾向は数値計算の結果^{1,2)}と一致した。

5. まとめ

端部で常電導接続された約600mm×800mm角の超電導体パネルと、入り口開口部からの侵入磁界を減衰させる強磁性体リングの扉によって構成された、超電導MSRを製作した。交流磁界に対する性能評価を行うとともに、さらに内側に強磁性体層を加えた複合MSRの性能の評価も行った。超電導MSR内の磁界分布は、接続部からの漏れ磁界が支配的であったが、その周波数遮蔽率特性は、接続部の数や電気的な接続状態など、常電導接続部からの漏れ磁界の影響を考慮した理論式から求めたものと良く一致していた。今後、逆にその理論式によって、超電導MSRの遮蔽性能の設計が可能である。よって、従来のMSRと同様な約1m角の内部空間を有する超電導MSRを、真空断熱構造を含めて、大きなコストを要さず、容易な組み立て方法によって製作、設計する技術もほぼ確立できた。外側を超電導体とした複合MSRでは、内側の強磁性体の空間を大きく確保（層間距離を短く）しても、二層構造の理想的な値（外側層と内側層の積）より高い遮蔽性能を得ることが可能であり、複合強磁性体MSRと比べて優れた特性を得ることができるが、解析結果^{1,2)}と同様に確認できた。

今後はさらに大型の超電導板を製作する技術を確立して板同士の接続数を減少させるとともに、電気的な接続状態を改善し、交流磁界に対する超電導MSRの性能を向上させたい。また、数Hzまでの低周波交流磁界や、直流磁界に対する遮蔽性能については、アクティブシールド¹⁸⁾を併用することを、検討したい。

完成した超電導MSRの遮蔽性能の測定状況を図11に示す。

謝 辞 MSRの三次元磁界解析、論文の作成にご指導頂いた岡山大学工学部電気電子工学科藤原耕二助教授に深謝致します。

図11 超電導MSRにおける遮蔽性能の測定
Fig.11. Measurement of shielding effect of SMSR.

(平成9年2月25日受付、平成9年8月21日再受付)

文 献

- (1) 例えば小谷誠・内川義則・中屋豊・森博愛・栗城真也：生体磁気計測，コロナ社（平7）
- (2) 佐藤正一・久保進一・清野一男：「生体磁気計測用磁気シールドルームの開発」，Tokin Technical Review, Vol.32, No.6, pp.114～119（平6）
- (3) K.Best and J.Bork: "Abschirmkabinen in medizinischer Diagnose und Halbleiter-Technologie", *Sonderdruck aus etz* Bd.110, pp.1～6 (1989)
- (4) A.Mager: "The Berlin Magnetically Shielded Room (BMSR)", Section A: Design and Construction", *Biomagnetism*, pp.51～78 (1981)
- (5) V.O.Kelhä, J.M.pukki, R.S.Peltonen, A.J.Penttinen, R.J.Ilmoniemi and J.J.Heino: "Design, Construction, and Performance of a Large-Volume Magnetic Shield", *IEEE Trans. Magn.*, Vol.MAG-18, No.1, pp.260～270 (1982)

- (6) A.P.Wills: "On the Magnetic Shielding Effect of Tri-Lamellar Spherical and Cylindrical Shells", *Phys. Rev.*, Vol. IX, pp.193 ~ 213 (1899)
- (7) K.Hirao, K.Tsuruda, I.Aoyama, and T.Saito : "Large Spherical Magnetic Shield Room", *J. Geomag. Geoelectr.*, Vol.37, pp.581 ~ 588 (1985)
- (8) K.Harakawa, G.Kajiura, K.Kazami, H.Ogata and H.Kado: "Evaluation of High-Performance Magnetically Shielded Room for Biomagnetic Measurement", *IEEE Trans. Magn.*, Vol.32, No.6, pp.5256 ~ 5260 (1996)
- (9) 松葉博則:「超電導を含む空間の磁界の解析方法」, 電学論A, Vol.115-A, No.10, pp.1007 ~ 1012 (平7)
- (10) 山崎慶太・藤原耕二・上野照剛・内川義則・栗城真也:「生体磁気計測用磁気シールドルームの遮蔽性能に関する基礎的検討」, 電学論C, Vol.116, No.2, pp.259 ~ 266 (平8)
- (11) 山崎慶太・藤原耕二・近藤俊成・稲本吉宏:「三次元磁界解析による磁気シールドルーム形状の設計」, 日本建築学会計画系論文集, No.493 (平9)
- (12) 山崎慶太・松葉博則・藤原耕二・近藤俊成:「超電導磁気シールドルームの遮蔽性能に関する検討」, 平8電気学会北海道支部, No.43
- (13) 星野和友・小池淳・小高博文・須藤博文・大田浩・内川義則・山田康晴:「高温超電導磁気シールドと生体磁気計測」, 日本応用磁気学会誌, Vol.17, No.2, pp.569 ~ 574 (平4)
- (14) H.Ohta, A.Koike, K.Hoshino, H.Kotaka, E.Sudoh, K.Kato, H.Takahara, Y.Uchikawa, M.Takahata, Y.Yamada and T.Matsui: "Neuromagnetic SQUID Measurements in A Helmet-type Superconducting Magnetic Shield of BSCCO", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, Vol.3, No.1, pp.1953 ~ 1956 (1993)
- (15) 松葉博則:「超電導磁気シールド」, 低温工学, Vol.30, No.1, pp.2 ~ 8 (平7)
- (16) H.Matsuba: "Magnetic Shielding by HTc Superconductor", *Advances in Superconductivity IV, Proceedings of the 4th International Symposium on Superconductivity (ISS'91)*, pp.1055 ~ 1060 (1991)
- (17) H.Matsuba, K.Sintomi, A.Yahara, D.Irisawa and K.Imai: "HIGH TC SUPERCONDUCTING SHIELD", *Int. Symp. on Electromagnetic Compatibility*, pp.116 ~ 119 (1994)
- (18) K.Fujioka, K.Matsumoto, Y.Yamaguchi, T.Noda, and Y.Kuraoka: "Active Shield with SQUID for Biomagnetic Measurement", *Springer Proceedings in Physics*, Vol.64, pp.533 ~ 536 (1992)

山崎 慶太 (正員) 1957年生。1982年早稲田大学大学院理工学研究科建設工学専攻修了。同年4月(株)竹中工務店入社, 現在同技術研究所所属。主として, 建築物に対する磁界の影響とその評価法, および, 磁気応用技術に関する研究に従事。日本生体磁気学会, 日本M E学会, 日本応用磁気学会, 日本建築学会, 日本機械学会会員。

海野 健一 (非会員) 1942年生。1968年東京工業大学工学院建築学科修士課程修了。同年(株)竹中工務店入社, 現在技術研究所副所長。主として, 空気調和, 電磁気シールド, クリーンルーム等の室内環境制御技術に関する研究に従事。日本建築学会, 日本機械学会, 空気調和・衛生工学会会員。工学博士。

渡部 智則 (非会員) 1964年生。1990年東京工業大学大学院金属工学専攻修士課程修了。同年古河電気工業(株)に入社, 現在, 同日光事業所超電導開発部所属。主として, 酸化物超電導シールド, 酸化物超電導線材の開発を担当。

入沢 大逸 (非会員) 1963年生。1988年九州大学大学院総合理工学研究科修士課程修了。1989年古河電気工業(株)に入社, 現在同情報電子研究所所属。主として, 磁気シールド, 格子欠陥等に関する研究に従事。物理学会会員。

松葉 博則 (正員) 1941年生。1966年東京大学大学院電気工学科修士課程修了。同年古河電気工業(株)に入社, 現在, 同開発本部所属。主として, 電力ケーブル絶縁, 電子回路設計, 超電導応用に関する研究に従事。日本生体磁気学会, 応用物理学会会員。工学博士。