

(19) 日本国特許庁(JP)

(12) 特 許 公 報(B2)

(11) 特許番号

特許第3761802号
(P3761802)

(45) 発行日 平成18年3月29日(2006.3.29)

(24) 登録日 平成18年1月20日(2006.1.20)

(51) Int. Cl.	F I
H O 1 F 6/00 (2006.01)	H O 1 F 7/22 Z A A A
G O 1 R 33/3815 (2006.01)	G O 1 N 24/06 5 1 O C
G O 1 R 33/389 (2006.01)	G O 1 N 24/06 5 3 O
A 6 1 B 5/055 (2006.01)	A 6 1 B 5/05 3 3 1

請求項の数 9 (全 28 頁)

(21) 出願番号	特願2001-255378 (P2001-255378)	(73) 特許権者	591148048
(22) 出願日	平成13年8月24日(2001.8.24)		ブルーカー バイオシュピン アー・ゲー
(65) 公開番号	特開2002-158109 (P2002-158109A)		スイス国、フェルアンデン ツェー・ハー
(43) 公開日	平成14年5月31日(2002.5.31)		ー8117、インドゥストリーシュトラ
審査請求日	平成13年8月27日(2001.8.27)		セ26
(31) 優先権主張番号	10041677.2	(74) 代理人	100081880
(32) 優先日	平成12年8月24日(2000.8.24)		弁理士 渡部 敏彦
(33) 優先権主張国	ドイツ(DE)	(72) 発明者	ロバート ショウエッカー
			スイス国 チューリッヒ ツェーハーー8
			032 フォルクシュトラセ 103
		(72) 発明者	ピエール・アラン ボヴィエー
			スイス国 チューリッヒ ツェーハーー8
			051 オウホフシュトラセ 8

最終頁に続く

(54) 【発明の名称】 超伝導磁石装置の擾乱挙動を最適化する付加的電流路の寸法設定方法

(57) 【特許請求の範囲】

【請求項1】

z = 0 の周囲に配設された作業体積内に z 軸方向の磁場を発生させる超伝導磁石装置であって、少なくとも一つの導電磁石コイル (M) と少なくとも一つの付加的な超伝導的に閉じている付加的電流路 (P 1, . . . , P n) であってそれにより囲まれた表面を通る磁束の変化に対して誘導的に反応可能である付加的電流路とを有する超伝導磁石装置において、作業体積の z 方向にこれらの付加的電流路により動作中にそして誘起された電流に応じて発生する磁場が 0.1 テスラを越えない超伝導磁石装置において、

前記磁石コイル (M) 及び前記付加的電流路 (P 1, . . . , P n) は、付加的な擾乱コイル (D) が前記作業体積内に略均一な擾乱磁場を発生させる時に、値 β

【数 1】

$$\beta = 1 - g^T \cdot \left((L^{cl} - \alpha L^{cor})^{-1} \frac{(L_{\leftarrow D}^{cl} - \alpha L_{\leftarrow D}^{cor})}{g_D} \right)$$

(以下、「数式 X」と略称する)が、α = 0 である場合に得られるであろう値 β₀

【数 2】

$$\beta_0 = 1 - g^T \cdot \left((L^{cl})^{-1} \frac{L_{\leftarrow D}^{cl}}{g_D} \right)$$

(以下、「数式 Y」と略称する)と異なると共に、当該値 β (数式 X) と当該値 β_0 (数式 Y) との差が 0.1 より大きくなるように設計され、式中、これらの変数は、

— α : 0.1 T の大きさを越えない磁場変動に関して磁石コイル (M) の体積における平均磁化率であって、 $0 < \alpha \leq 1$ 、

$g^T = (g_M, g_{P1}, \dots, g_{Pj}, \dots, g_{Pn})$ 、

g_{Pj} : $i \neq j$ の場合の付加的電流路 P_i 及び磁石コイル (M) の磁場寄与がない前記作業体積における付加的電流路 P_j のアンペアあたりの磁場、

g_M : 付加的電流路 ($P1, \dots, Pn$) の磁場寄与がない前記作業体積における磁石コイル (M) のアンペアあたりの磁場、

g_D : 付加的電流路 ($P1, \dots, Pn$) 及び磁石コイル (M) の磁場寄与がない前記作業体積における擾乱コイル (D) のアンペアあたりの磁場、

L^{cl} : 磁石コイルと付加的電流路 ($P1, \dots, Pn$) との間及び付加的電流路 ($P1, \dots, Pn$) 間の電磁結合のマトリックス、

L^{cor} : 磁石コイル (M) の前記体積からの擾乱磁場の完全な反磁性締め出しと共に得られるであろうインダクタンスマトリックス L^{cl} の補正、

【数 3】

$$L_{\leftarrow D}^{cl}$$

(以下、「数式 A」と略称する) : 擾乱コイル (D) と磁石コイル及び付加的電流路 ($P1, \dots, Pn$) との間の電磁結合のベクトル、

【数 4】

$$L_{\leftarrow D}^{cor}$$

(以下、「数式 B」と略称する) : 磁石コイル (M) の前記体積からの擾乱磁場の完全な反磁性締め出しと共に得られるであろう結合ベクトル (数式 A) の補正、という定義を有することを特徴とする超伝導磁石装置。

【請求項 2】

超伝導磁石 (M) が、電氣的に直列に接続された半径方向内側及び半径方向外側の同軸のコイル系 (C1, C2) を備えて成り、これらの 2 つのコイル系は、各々、作業体積に z 軸に沿う反対方向の磁場を発生させることを特徴とする請求項 1 に記載の超伝導磁石装置。

【請求項 3】

前記半径方向内側のコイル系 (C1) 及び前記半径方向外側のコイル系 (C2) は、略等しく且つ反対方向の双極子モーメントを有することを特徴とする請求項 2 に記載の超伝導磁石装置。

【請求項 4】

磁石コイル (M) は、動作中に第 1 の超伝導的に短絡される電流路を形成し、前記磁石コイル (M) に直流電氣的には接続されない 1 つの擾乱補償コイルが、前記磁石コイル (M) に対して同軸に配されて動作中に超伝導的に短絡されるもう 1 つの付加的電流路 (P1) を形成することを特徴とする請求項 1 ~ 3 のいずれか 1 項に記載の超伝導磁石装置。

【請求項 5】

前記付加的電流路 ($P1, \dots, Pn$) の少なくとも 1 つは、超伝導スイッチによりブ

10

20

30

40

50

リッジされた磁石コイル (M) の一部から成ることを特徴とする請求項 1 ～ 4 のいずれか 1 項に記載の超伝導磁石装置。

【請求項 6】

作動中に超伝導的に短絡される付加的電流路 (M, P 1, . . . , P n) は、互いに少なくとも実質的に電磁減結合されることを特徴とする請求項 4 又は 5 に記載の超伝導磁石装置。

【請求項 7】

値 β (数式 X) の大きさが、0.1 より小さいことを特徴とする請求項 1 ～ 6 のいずれか 1 項に記載の超伝導磁石装置。

【請求項 8】

請求項 1 ～ 7 のいずれか 1 項に記載の超伝導磁石装置における前記付加的電流路 (P 1, . . . , P n) の寸法設定の方法であって、

磁石装置 (M, P 1, . . . , P n) の作業体積に入る外的擾乱磁場の部分 β が、磁石コイル (M) 及び当該付加的電流路 (P 1, . . . , P n) において誘起される電流の変化を考慮に入れて、(数式 X) の関係にしたがって算出され、式中、これらの変数は、

— α : 0.1 T の大きさを越えない磁場変動に関して磁石コイル (M) の体積における平均磁化率であって、 $0 < \alpha \leq 1$ 、

$g^T = (g_M, g_{P1}, . . . , g_{Pj}, . . . , g_{Pn})$ 、

g_{Pj} : $i \neq j$ の場合の付加的電流路 P_i 及び磁石コイル (M) の磁場寄与がない前記作業体積における付加的電流路 P_j のアンペアあたりの磁場、

g_M : 付加的電流路 (P 1, . . . , P n) の磁場寄与がない前記作業体積における磁石コイル (M) のアンペアあたりの磁場、

g_D : 付加的電流路 (P 1, . . . , P n) 及び磁石コイル (M) の磁場寄与がない前記作業体積における擾乱コイル (D) のアンペアあたりの磁場、

L^{cl} : 磁石コイルと付加的電流路 (P 1, . . . , P n) との間及び付加的電流路 (P 1, . . . , P n) 間の電磁結合のマトリックス、

L^{cor} : 磁石コイル (M) の前記体積からの擾乱磁場の完全な反磁性締め出しと共に得られるであろうインダクタンスマトリックス L^{cl} の補正、

(数式 A) : 擾乱コイル (D) と磁石コイル及び付加的電流路 (P 1, . . . , P n) との間の電磁結合のベクトル、

(数式 B) : 磁石コイル (M) の前記体積からの擾乱磁場の完全な反磁性締め出しと共に得られるであろう結合ベクトル (数式 A) の補正、

という定義を有することを特徴とする方法。

【請求項 9】

前記パラメータ α は、付加的電流路 (P 1, . . . , P n) が存在しない状態の、磁石体積に略均一な擾乱磁場を発生させる擾乱コイル (D) に応じた磁石コイル (M) の値 β^{exp} を測定し、当該値 β^{exp} を式

【数 5】

$$\alpha = \frac{g_D (L_M^{cl})^2 (\beta^{exp} - \beta^{cl})}{g_D (\beta^{exp} - \beta^{cl}) L_M^{cl} L_M^{cor} - g_M (L_{M \leftarrow D}^{cl} L_M^{cor} - L_{M \leftarrow D}^{cor} L_M^{cl})}$$

式中、

【数 6】

$$\beta^{cl} = 1 - g_M \cdot \left(\frac{L_{M \leftarrow D}^{cl}}{L_M^{cl} \cdot g_D} \right)$$

g_M : 作業体積における磁石コイル (M) のアンペアあたりの磁場、

g_D : 磁石コイル (M) の磁場寄与がない前記作業体積における擾乱コイル (D) のア

10

20

30

40

50

ンペアあたりの磁場、

【数 7】

$$L_M^{cl}$$

(以下、「数式 C」と略称する)：磁石コイル (M) のインダクタンス、

【数 8】

$$L_{M \leftarrow D}^{cl}$$

(以下、「数式 D」と略称する)：擾乱コイル (D) の磁石コイル (M) への磁場結合

10

【数 9】

$$L_M^{cor}$$

(以下、「数式 E」と略称する)：磁石コイル (M) の体積からの擾乱磁場の完全な反磁性的締め出しという結果とともに得られるであろう磁石インダクタンス (数式 C) の補正、

【数 10】

$$L_{M \leftarrow D}^{cor}$$

20

(以下、「数式 F」と略称する)：磁石コイル (M) の体積からの擾乱磁場の完全な反磁性締め出しとともに得られるであろう擾乱コイル (D) と磁石コイル (M) の磁場結合 (数式 D) の補正、

【数 11】

$$\beta^{\exp} = \frac{g_D^{\text{eff}}}{g_D}.$$

【数 12】

$$g_D^{\text{eff}}$$

30

(以下、「数式 G」と略称する)：擾乱コイル (D) の 1 アンペアの電流あたりの磁石装置の作業体積における測定された磁場変動である、

に代入することにより実験的に算出されることを特徴とする請求項 8 に記載の方法。

【発明の詳細な説明】

【0001】

【発明の属する技術分野】

本発明は、 $z = 0$ の周囲に配設された作業体積内に z 軸方向の磁場を発生させる超伝導磁石装置であって、少なくとも一つの導電磁石コイルと少なくとも一つの付加的な超伝導的に閉じている電流路 (以下、「付加的電流路」、「付加的な電流路」、「超伝導電流路」、「超伝導的に閉じた電流路」、「付加的な超伝導電流路」、「超伝導的に短絡された電流路」、又は「電流路」ともいう)、であってそれにより囲まれた表面を通る磁束の変化に対して誘導的に反応可能である電流路とを有する超伝導磁石装置において、作業体積の z 方向にこれらの付加的電流路により動作中に誘起された電流のために発生する磁場が 0.1 テスラを越えない超伝導磁石装置に関する。本発明はこれらの付加的な電流路の寸法設定の方法にも関する。

40

【0002】

【従来の技術】

50

このタイプの装置はたとえば米国特許 4, 974, 113 号に開示されている。

【0003】

アクティブシールドされた電磁石からなるこの種の超伝導磁石装置はたとえば、米国特許第 5, 329, 266 号又は米国特許第 4, 926, 289 号に開示されている。

【0004】

超伝導磁石は異なる用途に用いられ、特に、時間に対する磁場の安定性が通常重要である磁気共鳴の方法に用いられる。もっとも要求の厳しい用途は、高分解能核磁気分光法（NMR 分光法）である。時間の経過と共に生じる磁場の変動は、超伝導磁石そのものによって、そしてその周囲によって引き起こされうる。現代の磁石及び導体技術は時間に関して非常に安定した磁場を発生させることが可能であるが、外的磁気擾乱の抑制の領域では依然として開発が必要とされている。本発明者らは、これらの擾乱に対処する手段を説明する。その主要な対象は、アクティブな漂遊磁場シールドを有する超伝導ソレノイド磁石についての擾乱補償である。

10

【0005】

米国特許第 4, 974, 113 は、中でも、補償用超伝導ソレノイド磁石を説明しているが、アクティブシールドを欠いている。少なくとも 2 つの独立した超伝導電流路が、2 つの同軸超伝導ソレノイドコイルを用いて構成され、且つその装置の内側に生じる外的磁場擾乱を元の擾乱の 20% 以下の長期の挙動における残留値に抑制するように算出され、それにより各閉じた超伝導電流路のために磁束全体の保全を考慮している。米国特許第 4, 974, 113 は、さらに、閉じた超伝導ループを通る磁束の保全という原理に基づくそのような装置の擾乱挙動を計算する方法を説明している。

20

【0006】

米国特許第 5, 329, 266 は、アクティブシールドされた磁石システムへのこのアイデアの応用を説明している。複数のシールド用の構造化された補償コイルは、超伝導直列で接続され、超伝導破壊（クエンチ）の場合に磁石装置により外部に放射される擾乱磁場が確実にできるだけ低く抑えられるように主コイルの通電容量に較べて低い通電容量（せいぜい 1 アンペアのオーダー）を有する。

【0007】

米国特許第 4, 926, 289 号は、別のアプローチを示し、半径方向内側及び半径方向外側の超伝導短絡コイル系を有するアクティブシールドされた超伝導磁石装置であって、制限された通電容量を有する超伝導短絡が当該 2 つのコイル系間の電流差が制限されるように前記内側及び外側のコイル系間に設けられる超伝導磁石装置を説明している。外的擾乱を補償するために、前記 2 つのコイル系間の超伝導電流リミターは、半径方向内側と半径方向外側の超伝導電流路間の電流分布をシフトさせることができる。クエンチの場合は、上記電流リミターの小さい通電容量によって、磁石装置により発生する外部漂遊磁場が確実に小さいままになる。

30

【0008】

【発明が解決しようとする課題】

もし、付加的な電流路が上記の教示により寸法設定されるならば、ある場合においては、所望の補償効果を得ることが困難である。ただ一つの個別的な超伝導的に短絡された電流路を有するアクティブシールドされた磁石の場合は、観察される擾乱挙動は、上記従来技術により算出されるものとはかなり相違する。その理由は、超伝導磁石装置の擾乱挙動を算出する従来の方法においては、超伝導体が非磁性体として扱われる点にある。本発明は、超伝導体は、0.1 テスラ未満の磁場変動に関して主として反磁性体の挙動を示し、それにより小さな内部の磁場変動を大きく締め出すということも考慮に入れている。これは、磁石装置における磁場変動の磁束の再分布をもたらし、それが次に、超伝導磁石及び付加的な超伝導的に閉じた電流路の外的擾乱に対する反応に影響を与える。なぜならば、この反応は、閉じた超伝導ループを通る磁束の保存という原理によって決定されるからである。

40

【0009】

50

これと対照的に、本発明の目的は、できるだけ簡易な手段により、超伝導体の反磁性を考慮に入れて磁石装置の擾乱挙動が最適な程度に補正されるように上述のタイプの磁石装置に変更を加えることである。本発明の目的は、それにより、磁石装置の作業体積における外的磁場変動が大きく抑制されるよう上述のタイプの磁石装置に変更を加えることに限定されるものではない。外的磁場変動をある程度増強又は弱化させる装置も設計可能である。そのような応用例は、例えば、外的磁場変動が作業体積における効果ができるだけ強くなければならない磁場変調コイルによって発生させられる時には、望ましい。

【0010】

【課題を解決するための手段】

本発明の目的は、磁石コイル及び付加的電流路が、作業体積において略均一な擾乱磁場を発生させる付加的な擾乱コイルに応じて、値 β （磁石の反応により擾乱が増大又は弱化させられる倍率）が、(数式X)にしたがって、この値が、 $\alpha = 0$ である時に得られるであろう値 β_0 （数式Y）と異なると共に、値 β と値 β_0 との差が0.1より大きくなる場合にのみ算出されるように、設計されることにより、本発明によって達成される。

【0011】

上記の変数は、下記のように定義される。

【0012】

— α : 0.1 Tの大きさを越えない磁場変動に関して磁石コイルの体積における平均磁化率であって、 $0 < \alpha \leq 1$ 、

$g^T = (g_M, g_{P1}, \dots, g_{Pj}, \dots, g_{Pn})$ 、

g_{Pj} : $i \neq j$ の場合の電流路 P_i 及び磁石コイルの磁場寄与がない前記作業体積における電流路 P_j のアンペアあたりの磁場、

g_M : 電流路の磁場寄与がない前記作業体積における磁石コイルのアンペアあたりの磁場、

g_D : 電流路及び磁石コイルの磁場寄与がない前記作業体積における擾乱コイルのアンペアあたりの磁場、

L^{cl} : 磁石コイルと電流路との間及び電流路間の電磁結合のマトリックス、

L^{cor} : 磁石コイルの前記体積からの擾乱磁場の完全な反磁性締め出しと共に得られるであろうインダクタンスマトリックス L^{cl} の補正、

(数式A) : 擾乱コイルと磁石コイル及び電流路との間の電磁結合のベクトル、

(数式B) : 磁石コイルの前記体積からの擾乱磁場の完全な反磁性締め出しと共に得られるであろう結合ベクトル(数式A)の補正。

【0013】

磁石の擾乱挙動を改善するために、付加的な電流路が超伝導磁石に付加される。これらの付加的な電流路は、所望の効果をあげるために正しく寸法設定されねばならない。上述の従来技術によれば、これは、電流路のコイルを設計するときに、それらの磁場効率 g_P 及び磁石の磁場効率 g_M 並びに自己インダクタンスに加えて、付加的な電流路のそれら自身の間の、磁石との間の、そして外部磁場源との間の相互電磁結合が正しく算出され、考慮に入れられるということを意味するであろう。しかし、本発明の装置において付加的な電流路の寸法設定をする時は、上記のコイル特性に加えて、磁石の超伝導体積部の磁気シールド挙動も考慮に入れられる。

【0014】

このシールド挙動は、全ての超伝導磁石装置において現れるが、特別の構成においてのみ擾乱挙動に対して大きな効果を有する。そのような特別な構成のみが本発明の目的である。なぜならば、他の全ての装置においては、上述の従来技術によるコイルの寸法設定が、既に満足な結果を生み出すからである。磁石の上述の磁気シールド挙動が装置の擾乱挙動に大きな効果を有する本発明の装置の利点は、外的磁場擾乱に応じた装置の挙動が予期されたものに対応することを請け合えるという点である。本発明は、そのことにより、作業体積における外的磁場変動を大きく抑制する装置に限定されるものではない。それどころか、外的磁場変動をある程度増強又は弱化させる装置を設計することも可能である。

10

20

30

40

50

【0015】

本発明の磁石装置の一つの態様においては、超伝導磁石が、電氣的に直列に接続された半径方向内側及び半径方向外側の同軸のコイル系を備えて成り、これらの2つのコイル系は、各々、作業体積にz軸に沿う反対方向の磁場を発生させることが特に好ましい。

【0016】

そのような装置においては、磁石における超伝導体の磁気シールド挙動は通常磁石装置の擾乱挙動に対して特に強い効果を有する。

【0017】

この態様のさらに発展した形態においては、前記半径方向内側のコイル系及び前記半径方向外側のコイル系は、略等しく且つ反対方向の双極子モーメントを有する。これは、磁石の漂遊磁場の最適な抑制の条件である。アクティブシールドされた磁石の大きな技術的重要性により、そのような磁石における付加的なコイルの正しい寸法設定は、磁石における超伝導体の上述の磁気シールド挙動が付加的な電流路の効果に大きな影響を与える場合ははじめとして、非常に有利である。

10

【0018】

上述の態様のもう一つのさらに発展した形態においては、磁石コイルは、動作中に第1の超伝導的に短絡される電流路を形成し、前記磁石コイルに直流電氣的には接続されない1つの擾乱補償コイルが、前記磁石コイルに対して同軸に配されて動作中に超伝導的に短絡されるもう1つの電流路を形成する。この態様は、ただ2つの超伝導的に閉じた電流路を用いる簡単で現実的な解決手段を構成する。磁石自体の超伝導路に加えて、ただ1つの超

20

【0019】

さらに有利な発展形態においては、前記付加的な電流路の少なくとも1つは、超伝導スイッチによりブリッジされた磁石の一部である。これにより、付加的なコイルを設けることなく、磁石装置の擾乱挙動を最適化することができる。

【0020】

本発明の磁石装置の特に好ましい態様においては、作動中に超伝導的に短絡される電流路は、実質的に電磁減結合される。このようにして、充電により、開成したスイッチにおける大きな熱量に変換されるであろう電流の相互電磁誘導が発生することがない。さらに、超伝導電流路はドリフトするので、互いに影響を与えることがないが、さもなければ、例えば、コイルの単調に増大する充電もたらし得るであろう。超伝導電流路、例えば磁石、のクエンチ時、補償コイルなどの他の電流路により突然、高い漂遊磁場が作り出されることがない。

30

【0021】

この磁石装置の特に有利なさらに発展した形態においては、半径方向内側のコイル系と半径方向外側のコイル系の異なる極性が電磁結合に使用される。漂遊磁場シールドと主コイルの異なる極性の利用は、上記の態様に係る磁石装置の設計を容易にする。

【0022】

本発明の上述の利点は、感度のよいシステムにおいては特に重要である。この理由で、好ましい態様においては、本発明の磁石装置は、例えばNMR、ICR又はMRIの分野における高解像度磁気共鳴分光法用の装置の一部である。

40

【0023】

この態様の有利なもう一つの発展した形態においては、磁気共鳴装置は、作業体積において発生する磁場の磁場ロック手段を備えて成る。付加的な電流路を有する磁石装置の擾乱挙動の最適化は、NMRロックを効果的にサポートする。

【0024】

しかし、NMRロックなどの磁場変動を補償する既存の能動的装置が、磁石の擾乱を除去する本発明の方法と相互に影響しあうことがないということは保証されなければならない。このため、上記の態様のさらに発展した形態では、超伝導電流路とロックコイル間の電磁結合が、超伝導電流路の対応する自己インダクタンスと比べて小さい。ロックコイルか

50

ら超伝導電流路を電磁的に減結合することにより、NMRロックの効果が、超伝導電流路によって損なわれることがないという利点がある。

【0025】

さらに発展した別の態様においては、磁石装置は、磁場変調コイルも備えて成る。そのような装置においては、本発明は、超伝導電流路が磁石装置の作業体積における磁場変調コイルの効果を妨害もせず増強もしないことを保証することができる。

【0026】

発明のさらに有利な態様においては、付加的な電流路の少なくとも1つは、磁石装置から電気的に分離された超伝導的に閉じたコイルを備えて成る。いくつかの付加的な電流路を使用することは、磁石装置の擾乱挙動の最適化の可能性を大きくする。

10

【0027】

本発明の磁石装置の1つの態様も特に有利であって、この態様においては、値 β (数式X)が、0.1より小さい。この条件下、磁石装置の作業体積における外的磁場変動は90%以上低減される。これは、ほとんどの用途において望ましいことである。

【0028】

本発明は、また、超伝導磁石装置における前記付加的な電流路の寸法設定の方法であって、磁石装置の作業体積に入る外的擾乱磁場の部分 β が、磁石コイル及び当該付加的な電流路において誘起される電流の変化を考慮に入れて、(数式X)の関係にしたがって算出され、式中の変数は上述の定義を有する方法に関する。この付加的電流路の寸法設定の方法は、磁石における超伝導体の磁気シールド挙動を考慮に入れるという利点がある。本発明の全ての態様は、この方法を用いて、磁場擾乱が発生するときの磁石システムの挙動を算出して寸法設定することにより、磁石及び付加的電流路に誘起される電流の変化を考慮に入れることができる。本方法は、付加的電流路それら自体の間の、磁石及び外部磁場源との間の相互電磁結合のための、また全ての自己インダクタンスのための補正項の算出に基づいており、これらの補正項は、倍率 α で重み付けされ、対応する古典的に算出された量から減算される。この方法は、磁石装置の算出された挙動と測定可能な挙動との間に、従来の方法より良好な対応関係を達成する。

20

【0029】

本発明の簡単な変形例においては、パラメータ α は、磁石のコイル体積における超伝導体材料の体積部分に対応している。パラメータ α を決定する方法は、磁場変動に関する超伝導体の磁化率が(-1) (理想的反磁性)であるという仮想に基づいている。

30

【0030】

このようにして決定される α の値は、ほとんどの磁石のタイプの場合実験的に確かめることができない。したがって、特に好ましい代替となるもう一つの方法は、磁石装置のために、前記パラメータ α は、付加的な電流路が存在しない状態の、磁石体積に略均一な擾乱磁場を発生させる擾乱コイルに応じた磁石コイルの値 β^{exp} を測定し、当該値 β^{exp} を式

【0031】

【数13】

$$\alpha = \frac{g_D (L_M^{cl})^2 (\beta^{\text{exp}} - \beta^{cl})}{g_D (\beta^{\text{exp}} - \beta^{cl}) L_M^{cl} L_M^{cor} - g_M (L_{M \leftarrow D}^{cl} L_M^{cor} - L_{M \leftarrow D}^{cor} L_M^{cl})} ,$$

40

【0032】

【数14】

$$\beta^{cl} = 1 - g_M \cdot \left(\frac{L_{M \leftarrow D}^{cl}}{L_M^{cl} \cdot g_D} \right) ,$$

【0033】

g_M : 作業体積における磁石コイルのアンペアあたりの磁場、

50

g_D : 磁石コイルの磁場寄与がない前記作業体積における擾乱コイルのアンペアあたりの磁場、

(数式 C) : 磁石コイルのインダクタンス、

(数式 D) : 擾乱コイルの磁石コイルへの磁場結合

(数式 E) : 磁石コイルの体積からの擾乱磁場の完全な反磁性的締め出しという結果とともに得られるであろう磁石インダクタンス (数式 C) の補正、

(数式 F) : 磁石コイルの体積からの擾乱磁場の完全な反磁性締め出しとともに得られるであろう擾乱コイルと磁石コイルの磁場結合 (数式 D) の補正、

【0034】

【数15】

10

$$\beta^{\text{exp}} = \frac{g_D^{\text{eff}}}{g_D}.$$

【0035】

(数式 G) : 擾乱コイルの1アンペアの電流あたりの磁石装置の作業体積における測定された磁場変動である、

に代入することにより実験的に算出される。

最後に、本発明の方法のさらに特に好ましい変形例においては、補正

【0036】

20

【数16】

$$L^{\text{cor}}, L_{\leftarrow s}^{\text{cor}}, L_M^{\text{cor}} \text{ 及び } L_{M\leftarrow s}^{\text{cor}}$$

【0037】

は下記のようにして算出される。

【0038】

【数17】

$$L^{cor} = \begin{pmatrix} L_{M \leftarrow M}^{cor} & L_{M \leftarrow P1}^{cor} & \cdot & \cdot & \cdot & L_{M \leftarrow Pn}^{cor} \\ L_{P1 \leftarrow M}^{cor} & L_{P1}^{cor} & \cdot & \cdot & \cdot & L_{P1 \leftarrow Pn}^{cor} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ L_{Pn \leftarrow M}^{cor} & L_{Pn \leftarrow P1}^{cor} & \cdot & \cdot & \cdot & L_{Pn}^{cor} \end{pmatrix}$$

10

$$L_{\leftarrow D}^{cor} = \begin{pmatrix} L_{M \leftarrow D}^{cor} \\ L_{P1 \leftarrow D}^{cor} \\ \cdot \\ \cdot \\ L_{Pn \leftarrow D}^{cor} \end{pmatrix}$$

$$L_{Pj \leftarrow Pk}^{cor} = f_{Pj} (L_{(Pj, red, Ra_1) \leftarrow Pk}^{cl} - L_{(Pj, red, Ri_1) \leftarrow Pk}^{cl})$$

20

$$L_{Pj \leftarrow D}^{cor} = f_{Pj} (L_{(Pj, red, Ra_1) \leftarrow D}^{cl} - L_{(Pj, red, Ri_1) \leftarrow D}^{cl})$$

$$L_{Pj \leftarrow M}^{cor} = f_{Pj} (L_{(Pj, red, Ra_1) \leftarrow M}^{cl} - L_{(Pj, red, Ri_1) \leftarrow M}^{cl})$$

$$L_{M \leftarrow Pj}^{cor} = L_{1 \leftarrow Pj}^{cl} - L_{(1, red, Ri_1) \leftarrow Pj}^{cl} + \frac{Ra_1}{R_2} (L_{(2, red, Ra_1) \leftarrow Pj}^{cl} - L_{(2, red, Ri_1) \leftarrow Pj}^{cl})$$

30

$$L_{M \leftarrow D}^{cor} = L_{1 \leftarrow D}^{cl} - L_{(1, red, Ri_1) \leftarrow D}^{cl} + \frac{Ra_1}{R_2} (L_{(2, red, Ra_1) \leftarrow D}^{cl} - L_{(2, red, Ri_1) \leftarrow D}^{cl})$$

$$L_M^{cor} = L_{1 \leftarrow 1}^{cl} - L_{(1, red, Ri_1) \leftarrow 1}^{cl} + L_{1 \leftarrow 2}^{cl} - L_{(1, red, Ri_1) \leftarrow 2}^{cl} \\ + \frac{Ra_1}{R_2} (L_{(2, red, Ra_1) \leftarrow 2}^{cl} - L_{(2, red, Ri_1) \leftarrow 2}^{cl} + L_{(2, red, Ra_1) \leftarrow 1}^{cl} - L_{(2, red, Ri_1) \leftarrow 1}^{cl})$$

40

【 0 0 3 9 】

式中、

$R a_1$: 磁石コイルの外のり半径 (アクティブシールドされた磁石装置の場合は、主コイルの外のり半径)

$R i_1$: 磁石コイルの内のり半径

R_2 : アクティブシールドされた磁石装置の場合は、シールドの中間径、そうでない場合は、無限大

R_{Pj} : 付加的コイル P_j の中間径

50

【 0 0 4 0 】

【 数 1 8 】

$$f_{pj} = \begin{cases} \frac{Ra_1}{R_{pj}}, R_{pj} > Ra_1 \\ 1, R_{pj} < Ra_1 \end{cases},$$

【 0 0 4 1 】

式中、添数 1 は、アクティブシールドされた磁石装置の主コイルを示し、さもなければ、磁石コイルを示し、そして、添数 2 は、アクティブシールドされた磁石装置のシールドを指示するが、添数 2 を有する項は、他の場合は省略され、添え字 (X, red, R) は、全巻き線が半径 R で巻かれている仮想のコイル X を示す。

10

補正

【 0 0 4 2 】

【 数 1 9 】

$$L^{cor}, L_{\leftarrow s}^{cor}, L_M^{cor} \text{ 及び } L_{M \leftarrow s}^{cor}$$

20

【 0 0 4 3 】

を算出する方法の特により利点は、補正が、電磁結合とコイルの自己インダクタンスに基づき、その幾何学的な構成を考慮に入れていることにある。

【 0 0 4 4 】

本発明の更なる利点は、詳細な説明と図面から抽出することができる。上記及び下記の本発明の特徴は、個別に、あるいはいかなる任意の組み合わせにおいてもまとめて用いることができる。図示され説明された実施の形態は、網羅的な列挙と解されるべきではなく本発明を説明するための例示という性格を有すると解されるべきである。

【 0 0 4 5 】

【 発明の実施の形態 】

30

図 1 の本発明の超伝導磁石装置において、超伝導磁石 M 及び付加的な電流路 P 1, P 2 は、異なる半径で分布するいくつかの部分コイルから構成することが可能である。部分コイルは、異なる極性を有してよい。全ての部分コイルは、軸 z 上に z = 0 近傍に位置する作業体積 A V の周囲に同軸上に配される。図 1 における付加的コイル P 1, P 2 の小さいコイル断面は、付加的コイル P 1, P 2 が弱い磁場を発生させるだけであり、主要な磁場は、磁石 M によって発生させられるのだということを示している。付加的コイル P 1 は、例えば、擾乱補償コイルとして機能するようにしてもよい。

図 1 の超伝導磁石装置において、磁石コイル (M) は、動作中に第 1 の超伝導的に短絡される電流路を形成し、磁石コイル (M) に直流電気的には接続されない 1 つの擾乱補償コイルが、磁石コイル (M) に対して同軸に配されて動作中に超伝導的に短絡されるもう 1 つの付加的電流路 (P 1) を形成するようにしてもよい。

40

また、付加的電流路 (P 1, . . . , P n) の少なくとも 1 つは、超伝導スイッチによりブリッジされた磁石コイル (M) の一部から成っていてもよい。

【 0 0 4 6 】

図 2 ～ 図 4 に関して、関数

【 0 0 4 7 】

【 数 2 0 】

$$\beta^{cl} = 1 - g_M \cdot \left(\frac{L_{M \leftarrow D}^{cl}}{L_M^{cl} \cdot g_D} \right)$$

【0048】

及び(数式X)は、磁石装置に同軸な擾乱ループDの半径に応じて比較される。値 β^{cl} 及び β は、上述の従来方法及び本発明の方法を用いて作業体積において測定可能なコイルDの擾乱磁場の部分をシミュレートする。これらの計算は、付加的な電流路を持たないアクティブシールドされた超伝導磁石を有する磁石装置であって、アクティブシールドの半径が磁石Mの主コイルの外側の半径の2倍に相当する磁石装置のために実行された。主コイル及びシールドコイルの双極子モーメントは、大きさが等しく逆向きである。 $\alpha = 0.33$ で重み付けされた本発明の方法に応じた補正項により、大きい径の擾乱ループDの場合、磁石装置の擾乱挙動について、従来技術による方法と比較して、約40%の偏差が得られる結果となった。そのような磁石装置の実験的に観察された擾乱挙動は、値 $\alpha = 0.33$ で再現することが可能であるが、上記従来技術の方法を用いた磁石装置の擾乱挙動の測定とシミュレーションとの間には説明できない不一致がある。値 $\alpha = 0$ は、磁石のコイル体積の超伝導分に概略対応する。

10

【0049】

以下の議論を簡単にするために、ここでいくつかの用語を定義する。

20

【0050】

アクティブシールドされた磁石Mは、主コイルとして下方に示された半径方向内側のコイル系C1、及びシールドコイルとして上方に示された半径方向外側のコイル系C2から成る。これらのコイルは軸方向にz軸に対して対称的に配され、以下において磁石の作業体積と呼ばれる、 $z = 0$ の周囲に配された体積内において、反対方向の磁場を発生させる。シールドされていない磁石Mは、無視できる外側コイル系C2を有する特別なケースと見なされる。

【0051】

擾乱磁場は、磁石装置の外側で生じる電磁的擾乱又は磁石Mに属さない付加的なコイルであって、その磁場寄与が0.1Tを越えない付加的なコイルにより発生する磁場として定義される。

30

【0052】

できるだけ簡潔で明瞭な式を得るために、本実施形態においては下記の添数及び添え字が使用される。

【0053】

1 主コイル

2 シールドコイル

M 磁石C1, C2

D 擾乱

P 付加的な超伝導電流路

40

c1 従来技術により算出される値

c o r 本発明による補正項

付加的な超伝導電流路の場合は、添数P1, P2, . . . が使用される。

【0054】

従来技術により擾乱磁場内の超伝導コイルの挙動を算出する場合は、超伝導体は、電気抵抗がない物質としてモデル化される。この種のモデルにおいては、アクティブシールドされた超伝導磁石は、磁石の領域における均一な擾乱磁場に対して略透明である。なぜならば、擾乱磁場によりシールドコイルに誘起する電圧が主コイルの誘起電圧の効果をうち消し、一般に同じ大きさであり、磁石中の電流は略変化しないままであるからである。しかし、実験によれば、この簡単なモデルからのかなりの逸脱が示される。一般に、アクティ

50

ブシールドされた磁石は、均一な擾乱を増幅するということが観察できる。これは、電気抵抗がない導体という単純なモデル（下記において古典的モデルと呼ばれる）に含まれない超伝導体のさらに別の特性による。超伝導体のこれらの別の特性は、アクティブシールドされた磁石の擾乱挙動に効果を有するのみならず、シールドされた磁石中の付加的なコイルの正しい寸法設定のためにも考慮されなければならない。この効果はシールドされていない超伝導磁石についても生じる。その結果としての古典的モデルからの逸脱は、ほとんどの場合小さくしたがって重要性は低い。

【0055】

作業体積中の超伝導磁石の磁場は、擾乱磁場よりも、オーダーの単位でより強いので、擾乱磁場の磁石の磁場に平行な成分（本実施例においてはz成分と呼ばれる）のみが、全体の磁場寄与度に効果を有する。このため、本発明者らは、下記においては B_z 擾乱のみを考慮する。

10

【0056】

超伝導磁石Mの場所で擾乱磁場が発生するやいなや、レンツの法則にしたがって超伝導的に短絡した磁石Mに電流が誘起され、それが擾乱磁場に対して反対方向の補償磁場を発生させる。その結果の作業体積における磁場の変化は、したがって、擾乱磁場 $\Delta B_{z,D}$ 及び補償磁場 $\Delta B_{z,M}$ の重ね合わせである。

【0057】

磁石装置における擾乱の尺度として、本発明者らは、ベータ倍率 β を、 B_z 磁場変化を無視しながらそれに対する磁石の反応を考慮に入れて、磁石装置の作業体積における B_z 磁場変化（ $\Delta B_{z,total}$ ）間の関係として定義する。

20

【0058】

【数21】

$$\beta = \frac{\Delta B_{z,total}}{\Delta B_{z,D}} = \frac{\Delta B_{z,D} + \Delta B_{z,M}}{\Delta B_{z,D}} = 1 + \frac{\Delta B_{z,M}}{\Delta B_{z,D}}$$

【0059】

ベータ倍率は、作業体積における外的擾乱を補償するコイルの機能を説明する。もし、例えば、 $\beta = 0$ の場合、擾乱は、作業体積においてはみることができない。 $\beta > 0$ は、磁石において誘起された電流が擾乱を十分に補償してないことを意味する。しかし、 $\beta < 0$ は、誘起された電流が大変大きいので、作業体積における擾乱が過度に補償されることを意味する。

30

【0060】

電流のアンペアあたりのz軸方向の作業体積における磁石の磁場を特徴づける磁場効率 g_M と擾乱により磁石に誘起する補償電流 ΔI_M とを用いて、ベータ倍率を下記の式（1）により公式化することができる：

【0061】

【数22】

40

$$\beta = 1 + \frac{g_M \cdot \Delta I_M}{\Delta B_{z,D}} \quad (1)$$

【0062】

任意の擾乱源は、下記において、磁石体積において実際の擾乱磁場の磁場と同一の磁場を発生させる電気回路により下記のようにモデル化される。擾乱回路の擾乱は、電流 ΔI_D により発生する。古典的モデルにおいては、磁石における補償電流 ΔI_M は、下記の式（2）により算出される：

【0063】

50

【数 2 3】

$$\Delta I_M^{cl} = -\Delta I_D \cdot \frac{L_{M \leftarrow D}^{cl}}{L_M^{cl}} \quad (2)$$

【0 0 6 4】

式中、(数式 C) は、磁石の(古典的)自己インダクタンスを示し、(数式 D) は、磁石と擾乱回路間の(古典的)電磁結合を示す。

【0 0 6 5】

古典的電磁結合は、超伝導体の上記の特別な特性を考慮に入れて、付加的な量により、変更を加えられる。同じことが磁石の自己インダクタンスについても言える。このため、磁石に誘起される電流は通常古典的に算出された値とは異なる値を執るであろう。

【0 0 6 6】

古典的モデルにおいては、前記式(1)及び(2)を用いて、ベータ倍率 β^{cl} に関して下記の式(3)の関係が与えられる：

【0 0 6 7】

【数 2 4】

$$\beta_{cl} = 1 - \Delta I_D \cdot \frac{g_M}{\Delta B_{z,D}} \cdot \frac{L_{M \leftarrow D}^{cl}}{L_M^{cl}} = 1 - \frac{g_M}{g_D} \cdot \frac{L_{M \leftarrow D}^{cl}}{L_M^{cl}} \quad (3)$$

【0 0 6 8】

もし、いくつかの超伝導的に短絡された電流路 M, P 1, . . . , P n が磁石装置に存在すると、式(3)が次の式(4)のように一般化される：

【0 0 6 9】

【数 2 5】

$$\beta_{cl} = 1 - g^T \cdot \left(L_{cl}^{-1} \frac{L_{\leftarrow D}^{cl}}{g_D} \right) \quad (4)$$

【0 0 7 0】

式中、下記の値を執る：

g_D ：付加的な電流路 P 1, . . . , P n 及び磁石 M に誘起する電流の磁場寄与がない場合の作業体積における擾乱コイル D のアンペアあたりの磁場、

$g^T = (g_M, g_{P1}, . . . , g_{Pj}, . . . , g_{Pn})$ 、式中：

g_M ：付加的な電流路 P 1, . . . , P n に誘起する電流の磁場寄与がない場合の作業体積における磁石のアンペアあたりの磁場、

g_{Pj} ：他の付加的な電流路 P 1, . . . , P n 及び磁石 M に誘起する電流の磁場寄与がない場合の作業体積における電流路 P j のアンペアあたりの磁場、

【0 0 7 1】

【数 2 6】

$$L^{cl} = \begin{pmatrix} L_M^{cl} & L_{M \leftarrow P1}^{cl} & \cdot & \cdot & \cdot & L_{M \leftarrow Pn}^{cl} \\ L_{P1 \leftarrow M}^{cl} & L_{P1}^{cl} & \cdot & \cdot & \cdot & L_{P1 \leftarrow Pn}^{cl} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ L_{Pn \leftarrow M}^{cl} & L_{Pn \leftarrow P1}^{cl} & \cdot & \cdot & \cdot & L_{Pn}^{cl} \end{pmatrix}$$

【0072】

10

磁石Mと付加的な電流路P1, . . . , Pnとの間のそして電流路P1, . . . , Pnの間の(古典的)電磁結合のマトリックス、
(L^{cl})⁻¹: マトリックス L^{cl} の逆数、

【0073】

【数27】

$$L_{\leftarrow D}^{cl} = \begin{pmatrix} L_{M \leftarrow D}^{cl} \\ L_{P1 \leftarrow D}^{cl} \\ \cdot \\ \cdot \\ L_{Pn \leftarrow D}^{cl} \end{pmatrix}$$

20

【0074】

式中、

【0075】

【数28】

$$L_{Pj \leftarrow D}^{cl}$$

30

【0076】

(以下、「数式H」と略称する)は、電流路PjとコイルDとの(古典的)電磁結合を示し、(数式D)は、磁石MとコイルDとの(古典的)電磁結合を示す。

【0077】

タイプIの超伝導体は、その内部から磁束を完全に締め出す(マイスナー効果)。タイプIIの超伝導体の場合は、下位臨界磁場 H_{c1} より上ではもはやそうではない。ビーンモデル(C. P. ビーン, Phys. Rev. Lett. 8, 250(1962)、C. P. ビーン, Rev. Mod. Phys. 36, 31(1964))によれば、磁束線は、いわゆるピン中心に固執する。小さい磁束の変化は、表面のピン中心に貯められるが、超伝導体の内部には届かない。その結果、擾乱磁場は超伝導体体積から一部が締め出される。タイプIIの超伝導体は、小さい磁場変動に対して反磁性的に反応するが、より大きな磁場変化は、実質的に超伝導体内部に入る。この効果は、磁石の擾乱挙動の古典的モデルでは考慮に入られていない。

40

【0078】

超伝導体体積からの小さな擾乱磁場のこの締め出しを計算できるようにするために、本発明者らはさまざまな想定を行った。まず、磁石装置における全超伝導体体積の主要な部分が主コイルに集中しており、シールドコイル及びさらに超伝導電流路における超伝導体体積を無視することができると想定した。

【0079】

50

また、主コイルの体積内のすべての磁場変動が、超伝導体の反磁性シールドがなければ有するであろう値に対して、一定の倍率 $(1 - \alpha)$ (ただし $0 < \alpha < 1$) だけ低減されると想定した。しかし、本発明者等は、超伝導体の反磁性のため主コイル (半径 R_{i1}) の自由な内部ボアにおける擾乱磁場ではまったく低減されないと想定した。主コイルから締め出される磁場線は、主コイルの外側の半径 R_{a1} を超えて蓄積し、擾乱磁場はこの領域では増大する。 R_{a1} の外側でのこの擾乱磁場の超過について、本発明者等は、それが、磁石軸からの r の増大につれて、 R_{a1} での最大値から $(1/r^3)$ で減少する (双極子挙動) と想定した。 R_{a1} での最大値は、 R_{a1} の外側での擾乱磁束の増大が主コイルの超伝導体体積内での擾乱磁束における低減を正確に補償するように (磁束の保全) 基準化される。

10

【0080】

小さな磁場変動に応じた反磁性挙動での超伝導体体積によって生じる磁束の再分布は、超伝導体体積の領域におけるコイルの電磁結合及び自己インダクタンスにおける変化をもたらす。擾乱磁場源 D により擾乱されるシールドされていない超伝導体磁石 M の場合は、磁石の巻線を通る擾乱磁束が低減し、したがって結合擾乱は、磁石 $L_M \leftarrow D$ となる。一方、磁石に誘起する電流の磁束は磁石の巻線により同程度に低減され、したがって、磁石の自己インダクタンス L_M もそうである。古典的モデルの値 (数式 D) 及び (数式 C) の補正は、したがって、式 (3) において打ち消され、したがって、上述の超伝導体反磁性はシールドされていない超伝導磁石の擾乱挙動においては姿を現さない。

【0081】

擾乱磁場源 D の擾乱磁束もアクティブシールドされた磁石の主コイルの超伝導体体積からは締め出される。この締め出される磁束は、主コイルの外側の半径のすぐ外側に集中し、したがって大部分シールドコイルの内側の半径 R_{i2} 内にとどまる。なぜならば、一般に $R_{i2} \gg R_{a1}$ であり、これはすべての結合と自己インダクタンスの中で、擾乱とシールド間の結合 $L_2 \leftarrow D$ が、主コイルの超伝導体体積からの擾乱磁束の締め出しのためにもっとも少なく低減されることを意味するからである。古典的モデルにおいては、アクティブシールドされた磁石は実際上擾乱に対して透明である。なぜならば、主コイルとシールドにおける誘起電圧は、大部分互いに補償しあい、それにより磁石の擾乱に対する反応を抑制するからである。主コイルの超伝導体体積からの上述の磁束変位はしたがって、シールドの寄与が、擾乱により磁石に誘起された電圧全体に行き渡るようにする。これにより、磁石の作業体積における擾乱の実験的に観察されるかなりの増大をもたらす。

20

30

【0082】

超伝導体反磁性の影響を考慮に入れて超伝導磁石装置の擾乱挙動の古典的モデルを拡張するためには、式 (4) の各結合または自己インダクタンス項のための実際の補正項を決定すれば十分である。公式の構造は変化しない。補正項はすべての結合及び内在的なインダクタンスに対して下記のように導出される。

【0083】

補正項の算出の原理は、すべての場合において同じである。すなわち、磁石装置の主コイルにおける超伝導物質の反磁性反応による、他 (あるいはそれ自身) における小さな電流変化による、コイルを通る磁束の減少を決定することである。第 1 及び第 2 のコイル間の結合 (及び自己インダクタンス) は、対応して低減する。補正項の大きさは、コイルに囲まれた全体積と比較された、誘導的に反応するコイル内の主コイルの超伝導物質で充填された体積の部分によって決まる。コイルの互いに対する相対的な位置も相互電磁結合の補正項に対して影響を持つ。

40

【0084】

「縮小されたコイル」の導入は、補正項の算出に対して有用な助けになることがわかった。半径 R に縮小されたコイル X は、半径 R にコイル X のすべての巻線を有する仮想のコイルである。添え字「 X , red , R 」は、このコイルを表示するために用いられる。縮小されたコイルを用いることにより、コイルを通る磁束が変化した時、全体の磁束に対するこのコイルの表面の一部を通る磁束変化の寄与を算出することができる。

50

【0085】

まずはじめに、外的擾乱源Dを（シールドされた又はシールドされていない）磁石装置の主コイルC1に結合する補正項を算出する。

【0086】

主コイルC1の体積において、擾乱磁場 $\Delta B_{z,D}$ は平均して $\alpha \cdot \Delta B_{z,D}$ （式中、 $0 < \alpha < 1$ は依然として未知のパラメータである）の量だけ減少する。したがって、主コイルC1を通る擾乱磁束とそれによる主コイル及び擾乱源間の電磁結合 $L_{1 \leftarrow D}$ は、もし、主コイルの内部ボアの擾乱磁場も倍率 $(1 - \alpha)$ だけ低減されていると考えられるならば、古典的値

【0087】

10

【数29】

$$L_{1 \leftarrow D}^{cl}$$

【0088】

（以下、「数式I」と略称する）に対して倍率 $(1 - \alpha)$ だけ弱められる。しかし、本発明者等は、擾乱の磁束は、磁石の内部ボアからは締め出されないと想定する。このため、擾乱と主コイルとの間の結合は、内部ボアから間違っ差し引かれた部分で補足されなければならない。「縮小されたコイル」の定義にしたがって、この寄与は、

【0089】

20

【数30】

$$\alpha \cdot L_{\{1,red,Ril\} \leftarrow D}^{cl}$$

【0090】

（以下、「数式J」と略称する）（式中、

【0091】

【数31】

$$L_{\{1,red,Ril\} \leftarrow D}^{cl}$$

30

【0092】

（以下、「数式K」と略称する）は、内のり半径 R_{i1} に縮小された主コイルC1への擾乱の結合であるで表される。主コイルの超伝導体積からの擾乱磁場の締め出しを考慮に入れて、主コイルと擾乱源との電磁結合 $L_{1 \leftarrow D}$ はしたがって、下記式（5）で表される。

【0093】

【数32】

$$L_{1 \leftarrow D} = (1 - \alpha) \cdot L_{1 \leftarrow D}^{cl} + \alpha L_{\{1,red,Ril\} \leftarrow D}^{cl} \quad (5)$$

40

【0094】

変位された磁束は、主コイル R_{a1} の外りの半径より半径方向外側に、再び現れる。変位された磁場が双極子挙動（ $(1/r^3)$ で減少する）を示すと仮定して、主コイルの外側の古典的擾乱磁場への下記式（6）による更なる寄与が得られる。

【0095】

【数33】

$$\propto \frac{Ra_1}{r^3} \int_{Ri_1}^{Ra_1} \Delta B_{z,D} R dR. \quad (6)$$

【0096】

この関数は、半径 R の大きなループを通る擾乱の全磁束が、 $R \rightarrow \infty$ の場合にゼロになるように基準化される。擾乱磁場 $\Delta B_{z,D}$ は円柱状の対称性を有すると想定されている。

【0097】

アクティブシールドされた磁石の場合、シールドコイル C2 を通る擾乱磁場も主コイル C1 からの擾乱磁束の締め出しのために低減する。より正確に表現すると、半径 R2 の巻線 10 を通る軸方向高さ z_0 の擾乱磁束は、古典的な場合に対して下記の量（領域 $r > R_2$ に亘る式（6）の積分）だけ低減する。

【0098】

【数34】

$$2\pi\alpha \int_{R_2}^{\infty} \frac{Ra_1}{r^2} dr \int_{Ri_1}^{Ra_1} \Delta B_{z,D} R dR = 2\pi\alpha \frac{Ra_1}{R_2} \int_{Ri_1}^{Ra_1} \Delta B_{z,D} R dR = \alpha \frac{Ra_1}{R_2} (\Phi_{(2,red,Ra_1) \leftarrow D}^{cl} - \Phi_{(2,red,Ri_1) \leftarrow D}^{cl})$$

【0099】

【数35】

$$\Phi_{(2,red,Ra_1) \leftarrow D}^{cl}$$

【0100】

（以下、「数式L」と略称する）は、半径 R2（Ri1 と同様に）の検討されているループと同じ軸方向高さ z_0 である半径 Ra1 のループを通る古典的擾乱磁束を特徴付ける。シールドコイル（すべてが略同じ半径 R2 にある）のすべての巻線に亘って合計することにより、擾乱ループとシールドループ間の下式の相互結合が得られる：

【0101】

【数36】

$$L_{2 \leftarrow D} = L_{2 \leftarrow D}^{cl} - \alpha \frac{Ra_1}{R_2} (L_{(2,red,Ra_1) \leftarrow D}^{cl} - L_{(2,red,Ri_1) \leftarrow D}^{cl})$$

【0102】

【数37】

$$L_{(2,red,Ra_1) \leftarrow D}^{cl}$$

【0103】

（以下、「数式M」と略称する）は、それにより、半径 Ra1（Ri1 と同様に）に縮小されたシールドへの擾乱源の古典的結合を特徴付ける。乗算係数 Ra_1/R_2 とともにこの「縮小」は、（数式I）に関して $L_{1 \leftarrow D}$ がそうであるよりも古典的値

【0104】

【数38】

$$L_{2 \leftarrow D}^{cl}$$

【0105】

(以下、「数式N」と略称する)に関してより少なく結合 $L_{2 \leftarrow D}$ を弱める。主コイル及びシールドコイルが電氣的に直列に接続されているので、シールドコイルの誘起反応は、擾乱に対する磁石の全体の反応において、主コイルのそれに勝っている。これにより、磁石に生じる電流変化が、磁束の中心での擾乱磁場を増幅させる。磁石コイルの正確な配置に応じて、均一な擾乱のベータ倍率は、シールドされた磁石 $\beta^{cl} = 1$ の場合の古典的値から大きく逸脱し得る。

【0106】

合計して、擾乱Dの磁石Mへの新しい結合は、下記式(7)により与えられる：

【0107】

【数39】

10

$$L_{M \leftarrow D} = L_{M \leftarrow D}^{cl} - \alpha L_{M \leftarrow D}^{cor} \quad (7)$$

【0108】

そのとき、

【0109】

【数40】

$$L_{M \leftarrow D}^{cor} = L_{1 \leftarrow D}^{cl} - L_{(1, red, Ri) \leftarrow D}^{cl} + \frac{Ra_1}{R_2} (L_{(2, red, Ra_1) \leftarrow D}^{cl} - L_{(2, red, Ri) \leftarrow D}^{cl}) \quad 20$$

【0110】

主コイルと同様に、擾乱磁束もシールドの超伝導体体積から締め出される。この体積は、一般に、主コイルの超伝導体体積と比較して小さいので、この効果は無視できる。

【0111】

擾乱磁場が外的擾乱源より生じるか又は磁石自体における小さな電流変化により生じるかは、磁束の締め出しのメカニズムに対して無関係である。このため、磁石の自己インダクタンスも古典的な場合に較べて変化する。特に、下記が成り立つ。

【0112】

30

【数41】

$$L_{1 \leftarrow 1} = (1 - \alpha) L_{1 \leftarrow 1}^{cl} + \alpha L_{(1, red, Ri) \leftarrow 1}^{cl}$$

$$L_{1 \leftarrow 2} = (1 - \alpha) L_{1 \leftarrow 2}^{cl} + \alpha L_{(1, red, Ri) \leftarrow 2}^{cl}$$

【0113】

他のインダクタンス変化は、次の通りである。

【0114】

【数42】

40

$$L_{2 \leftarrow 2} = L_{2 \leftarrow 2}^{cl} - \alpha \frac{Ra_1}{R_2} (L_{(2, red, Ra_1) \leftarrow 2}^{cl} - L_{(2, red, Ri) \leftarrow 2}^{cl})$$

$$L_{2 \leftarrow 1} = L_{2 \leftarrow 1}^{cl} - \alpha \frac{Ra_1}{R_2} (L_{(2, red, Ra_1) \leftarrow 1}^{cl} - L_{(2, red, Ri) \leftarrow 1}^{cl})$$

【0115】

全体で、下記の新しい磁気インダクタンスが得られる：

【0116】

50

【数 4 3】

$$L_M = L_M^{cl} - \alpha L_M^{cor} \quad (8)$$

【0 1 1 7】

そのとき、

【0 1 1 8】

【数 4 4】

$$L_M^{cor} = L_{1 \leftarrow 1}^{cl} - L_{(1, red, Ri1) \leftarrow 1}^{cl} + L_{1 \leftarrow 2}^{cl} - L_{(1, red, Ri1) \leftarrow 2}^{cl} \\ + \frac{Ra_1}{R_2} (L_{(2, red, Ra1) \leftarrow 2}^{cl} - L_{(2, red, Ri1) \leftarrow 2}^{cl} + L_{(2, red, Ra1) \leftarrow 1}^{cl} - L_{(2, red, Ri1) \leftarrow 1}^{cl})$$

10

【0 1 1 9】

古典的電磁結合（数式 D）の代わりに式（7）による磁石と擾乱源との間の補正された結合 $L_{M \leftarrow D}$ を、古典的な内部インダクタンス（数式 C）の代わりに式（8）による補正された内部インダクタンス L_M を、式（3）に代入すると、ベータ倍率は、下記式（9）となる。

【0 1 2 0】

20

【数 4 5】

$$\beta = 1 - \frac{g_M}{g_D} \cdot \frac{L_{M \leftarrow D}}{L_M} = 1 - \frac{g_M}{g_D} \cdot \frac{L_{M \leftarrow D}^{cl} - \alpha L_{M \leftarrow D}^{cor}}{L_M^{cl} - \alpha L_M^{cor}} \quad (9)$$

【0 1 2 1】

下記においては、上記の各式は、付加的な電流路 P 1, . . . , P n がある場合に対して基準化される。

【0 1 2 2】

方向 $M \leftarrow P_j$ （ P_j における電流変化が M における電流を誘起する）の場合は、磁石と付 30
加的な電流路（ $j = 1, . . . , n$ ）間の結合は、磁石と擾乱コイル間の対応する結合と同程度に低減される（式（10））：

【0 1 2 3】

【数 4 6】

$$L_{M \leftarrow Pj} = L_{M \leftarrow Pj}^{cl} - \alpha L_{M \leftarrow Pj}^{cor} \quad (10)$$

【0 1 2 4】

式中

【0 1 2 5】

40

【数 4 7】

$$L_{M \leftarrow Pj}^{cor} = L_{1 \leftarrow Pj}^{cl} - L_{(1, red, Ri1) \leftarrow Pj}^{cl} + \frac{Ra_1}{R_2} (L_{(2, red, Ra1) \leftarrow Pj}^{cl} - L_{(2, red, Ri1) \leftarrow Pj}^{cl})$$

【0 1 2 6】

新しい結合 $L_{Pj \leftarrow M}$ （M における電流変化が P_j における電流を誘起する）が下記式（11）により算出される：

【0 1 2 7】

【数 4 8】

50

$$L_{P_j \leftarrow M} = L_{P_j \leftarrow M}^{cl} - \alpha L_{P_j \leftarrow M}^{cor} \quad (11)$$

【0128】

そのとき、

【0129】

【数49】

$$L_{P_j \leftarrow M}^{cor} = f_{P_j} (L_{(P_j, red, Ra_1) \leftarrow M}^{cl} - L_{(P_j, red, Ri_1) \leftarrow M}^{cl})$$

10

【0130】

$R_{p_j} > Ra_1$ の場合は、全ての巻線がより小さい半径 Ra_1 (Ri_1 と同様に) に縮められるように Ra_1 に「縮小された」コイル P_j が再び定義される。しかし、 $Ri_1 < R_{p_j} < Ra_1$ の場合は、 Ra_1 に「縮小された」コイルは、コイル P_j (巻線は Ra_1 には拡大されていない) として同定される。 $R_{p_j} < Ri_1$ の場合は、 Ri_1 に「縮小された」コイルも、コイル P_j として同定される、すなわちこの場合は、古典的理論の補正項はゼロに等しい。

【0131】

$R_{p_j} > Ra_1$ の場合は、定数 f_{p_j} は、式(6)を領域 $r > R_{p_j}$ に亘って積分することにより算出される。

20

$R_{p_j} \leq Ra_1$ の場合は、 $f_{p_j} = -1$:

【0132】

【数50】

$$f_{P_j} = \begin{cases} \frac{Ra_1}{R_{P_j}}, & R_{P_j} > Ra_1 \\ 1, & R_{P_j} < Ra_1 \end{cases}$$

【0133】

超伝導体の特性による補正は、それにより非対称のインダクタンスマトリックス ($L_{MPJ} \neq L_{PJM}$!) をもたらす。

30

【0134】

付加的な超伝導電流路 P_j 及び擾乱コイル D 間の結合 $L_{P_j D}$ も、主コイルの超伝導物質からのコイル D の擾乱磁束の締め出しにより多かれ少なかれ影響される (式(12)) :

【0135】

【数51】

$$L_{P_j \leftarrow D} = L_{P_j \leftarrow D}^{cl} - \alpha L_{P_j \leftarrow D}^{cor} \quad (12)$$

【0136】

そのとき、

【0137】

【数52】

$$L_{P_j \leftarrow D}^{cor} = f_{P_j} (L_{(P_j, red, Ra_1) \leftarrow D}^{cl} - L_{(P_j, red, Ri_1) \leftarrow D}^{cl})$$

40

【0138】

付加的な超伝導電流路間の結合は、同じ原理 (添え字の順序に注意) にしたがって多かれ少なかれ低減する (式(13)) :

【0139】

50

【数 5 3】

$$L_{P_j \leftarrow P_k} = L_{P_j \leftarrow P_k}^{cl} - \alpha L_{P_j \leftarrow P_k}^{cor} \quad (13)$$

【0 1 4 0】

そのとき、

【0 1 4 1】

【数 5 4】

$$L_{P_j \leftarrow P_k}^{cor} = f_{P_j} (L_{(P_j, red, Ra_1) \leftarrow P_k}^{cl} - L_{(P_j, red, Ri_1) \leftarrow P_k}^{cl}) \quad (j = 1, \dots, n; k = 1, \dots, n).$$

10

【0 1 4 2】

特に、付加的な超伝導電流路の自己インダクタンス（ $j = k$ ）も影響を受ける。

【0 1 4 3】

検討されている装置の実際のベータ倍率は、超伝導（特にアクティブシールドされた）磁石M及び付加的な超伝導電流路P 1, . . . , P_nを有し、古典的なベータ倍率の場合の式（4）を用いて計算されるが、その際、式（7）、（10）、（11）、（12）及び（13）による結合 L_{MD} , L_{MPj} , L_{PjM} , L_{PjD} 及び L_{PjPk} についての補正された値が用

20

【0 1 4 4】

【数 5 5】

$$\beta = 1 - g^T \cdot \left(L^{-1} \frac{L_{\leftarrow D}}{g_D} \right) \quad (14)$$

【0 1 4 5】

式中の変数は、下記の通りである：

30

g_D ：付加的な電流路P 1, . . . , P_n及び磁石Mに誘起する電流の磁場寄与がない場合の作業体積におけるコイルDのアンペアあたりの磁場、

$g^T = (g_M, g_{P1}, \dots, g_{Pj}, \dots, g_{Pn})$ 、式中：

g_M ：付加的な電流路P 1, . . . , P_nに誘起する電流の磁場寄与がない場合の作業体積における磁石のアンペアあたりの磁場、

g_{Pj} ：他の付加的な電流路P 1, . . . , P_n及び磁石Mに誘起する電流の磁場寄与がない場合の作業体積における電流路P_jのアンペアあたりの磁場、

【0 1 4 6】

【数 5 6】

$$L = \begin{pmatrix} L_M^{cl} & L_{M \leftarrow P1}^{cl} & \dots & L_{M \leftarrow Pn}^{cl} \\ L_{P1 \leftarrow M}^{cl} & L_{P1}^{cl} & \dots & L_{P1 \leftarrow Pn}^{cl} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ L_{Pn \leftarrow M}^{cl} & L_{Pn \leftarrow P1}^{cl} & \dots & L_{Pn}^{cl} \end{pmatrix} - \alpha \begin{pmatrix} L_M^{cor} & L_{M \leftarrow P1}^{cor} & \dots & L_{M \leftarrow Pn}^{cor} \\ L_{P1 \leftarrow M}^{cor} & L_{P1}^{cor} & \dots & L_{P1 \leftarrow Pn}^{cor} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ L_{Pn \leftarrow M}^{cor} & L_{Pn \leftarrow P1}^{cor} & \dots & L_{Pn}^{cor} \end{pmatrix}$$

40

補正されたインダクタンスマトリックス

50

【0147】

L⁻¹ 補正されたインダクタンスマトリックスの逆数

【0148】

【数57】

$$L_{\leftarrow D} = \begin{pmatrix} L_{M\leftarrow D}^{cl} \\ L_{P1\leftarrow D}^{cl} \\ \vdots \\ L_{Pn\leftarrow D}^{cl} \end{pmatrix} - \alpha \begin{pmatrix} L_{M\leftarrow D}^{cor} \\ L_{P1\leftarrow D}^{cor} \\ \vdots \\ L_{Pn\leftarrow D}^{cor} \end{pmatrix}$$

10

擾乱コイルDへの補正された結合のベクトル

【0149】

もし、電流路P_jが異なる半径の部分コイルからなる場合は、P_jに属する補正項L^{cor}及び(数式B)におけるマトリックス要素は、各部分コイルがはじめは個別の電流路として扱われ、全ての部分コイルの補正項が次に加算されるようにして算出されなければならない。この合計は、電流路P_jのマトリックス要素である。

20

【0150】

磁石のベータ倍率は、擾乱磁場の正確な特性によって決まる。下記において、本発明者等は、簡素な擾乱源、即ち、磁石中心の高さで磁石と同軸の丸い導体ループを想定している。このループに関する磁石のベータ倍率は、ループに電流を導入して磁石中心における磁場シフトを測定することにより実験的に決定することが可能である。古典的モデルはループの半径の関数としてベータ倍率の算出を可能にするが、それは一般に図2に示すように意図的な依存性をもたらす。同図に示す例では、シールドコイルの外回り半径のサイズは、主コイルの外回り半径のサイズの2倍であると想定されている。主コイル及びシールドコイルの双極子モーメントは、大きさが等しく方向が反対である。

【0151】

30

新しいモデルによれば、実際のベータ倍率は、擾乱ループの半径に応じて算出することができる。このベータ倍率は、図3にα=0.33の場合が示してある。2つの曲線間の相違は、図4に擾乱ループの半径の関数として示されている。

【0152】

擾乱ループの半径が大きいために古典的理論からの最大の逸脱が発生することが定性的に観察され得る。この場合、擾乱ループの主コイルへの及びシールドへの古典的な結合は、同じ大きさを有するが、符号が反対である。超伝導体の特別な反磁性は、これらの結合に大きく異なる減衰を生じさせ(主コイルを通る擾乱磁束はシールドを通るそれよりも低減される)、そのため、シールドのより強く重み付けされた誘導性反応が特に明らかになる。

40

【0153】

もし擾乱ループが主コイルの外回り半径R_{a1}にあるか又はもっと内側にあれば、そのシールドへの古典的な結合は、主コイルへのその古典的な結合よりもずっと小さい、即ち、擾乱ループの磁石への結合全体は、主コイルへの結合に略対応している。擾乱ループの磁石への結合の弱化は、その場合、主としてその主コイルへの結合の弱化により発生し、それは磁石の自己インダクタンスの弱化に略等しい。磁石の擾乱への反応が自己インダクタンスの擾乱結合への比率に応じて決まるため、補正項がキャンセルされ、したがって、パラメータαはこの場合ほとんど不可視となる。このため、シールドされていない磁石では、超伝導体体積からの磁場締め出しも磁石のベータ倍率に実質的な影響を与えない。

【0154】

50

第1の近似においては、パラメータ α は、主コイルのコイル体積の超伝導体部分である。パラメータ α を決定する最も正確な方法は、付加的な電流路がない磁石に対して擾乱実験を行うことである。上記の最後のセクションは、大きな半径を有する擾乱ループが特にそれに適していることを示している。

【0155】

下記の手順が推奨される：

1. 磁石（たとえば大きな半径のループ）の領域における略均一な擾乱に対する磁石のベータ倍率 β^{exp} の実験による決定。

【0156】

2. 式(3)により古典的理論を用いて同じ擾乱源に関してベータ倍率 β^{cl} を理論的に決定する。 10

【0157】

3. 下記式からパラメータ α を決定する：

【0158】

【数58】

$$\alpha = \frac{g_D (L_M^{\text{cl}})^2 (\beta^{\text{exp}} - \beta^{\text{cl}})}{g_D (\beta^{\text{exp}} - \beta^{\text{cl}}) L_M^{\text{cl}} L_M^{\text{cor}} - g_M (L_{M \leftarrow D}^{\text{cl}} L_M^{\text{cor}} - L_{M \leftarrow D}^{\text{cor}} L_M^{\text{cl}})}.$$

20

【0159】

以下、上記特許請求の範囲並びに詳細な説明で使用した数式の略称をリストとして列記する。

【0160】

【数59】

$$(数式A) \quad L_{\leftarrow D}^{cl} \quad (数式X) \quad \beta = 1 - g^T \cdot \left((L^{cl} - \alpha L^{cor})^{-1} \frac{(L_{\leftarrow D}^{cl} - \alpha L_{\leftarrow D}^{cor})}{g_D} \right)$$

$$(数式B) \quad L_{\leftarrow D}^{cor} \quad (数式Y) \quad \beta_0 = 1 - g^T \cdot \left((L^{cl})^{-1} \frac{L_{\leftarrow D}^{cl}}{g_D} \right)$$

$$(数式C) \quad L_M^{cl}$$

10

$$(数式D) \quad L_{M \leftarrow D}^{cl}$$

$$(数式E) \quad L_M^{cor}$$

$$(数式F) \quad L_{M \leftarrow D}^{cor}$$

20

$$(数式G) \quad g_D^{eff}$$

$$(数式H) \quad L_{p_j \leftarrow D}^{cl}$$

$$(数式I) \quad L_{1 \leftarrow D}^{cl}$$

30

$$(数式J) \quad \alpha \cdot L_{(1,red,Ril) \leftarrow D}^{cl}$$

$$(数式K) \quad L_{(1,red,Ril) \leftarrow D}^{cl}$$

$$(数式L) \quad \Phi_{(2,red,Ra_1) \leftarrow D}^{cl}$$

40

$$(数式M) \quad L_{(2,red,Ra_1) \leftarrow D}^{cl}$$

$$(数式N) \quad L_{2 \leftarrow D}^{cl}$$

【0161】

【発明の効果】

本発明の超伝導磁石装置によれば、外的磁場擾乱に応じた装置の挙動が予期されたものに対応することを請け合うことが可能になり、簡易な手段により、超伝導体の反磁性を考慮に入れて磁石装置の擾乱挙動が最適に補正されるように従来の磁石装置に変更を加えるこ

50

とが可能になる。

【図面の簡単な説明】

【図 1】 磁石 M と付加的な超伝導的に閉じた電流路 P 1 , P 2 を有する $z = 0$ の周りに配された作業体積 A V 中における z 軸の方向に、磁場を発生させる本発明の磁石装置の半径方向の半分を切った模式的垂直断面を示す。

【図 2】 付加的な電流回路がないアクティブシールドされた磁石用の、擾乱ループ（主コイルの外のり半径に基準化された半径）の縮小された半径 ρ の関数として、算出されたベータ倍率 β^{c1} を示す。

【図 3】 擾乱ループ（主コイルの外のり半径に基準化された半径）の縮小された半径 ρ の関数として、 $\alpha = 0.33$ を有する本発明の方法に応じて算出されるベータ倍率 β を示す

10

【図 4】 擾乱ループ（主コイルの外のり半径に基準化された半径）の縮小された半径 ρ の関数としての値 β 及び β^{c1} 間の相違を示す。

【符号の説明】

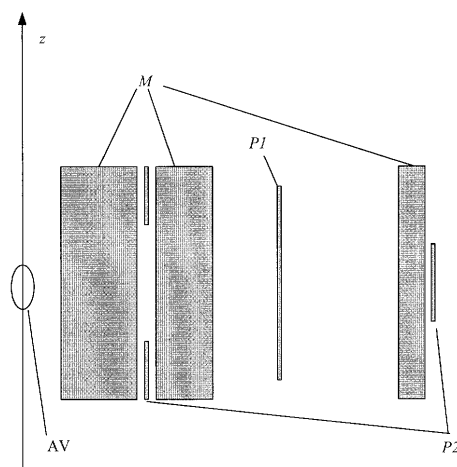
P 1 付加的コイル

P 2 付加的コイル

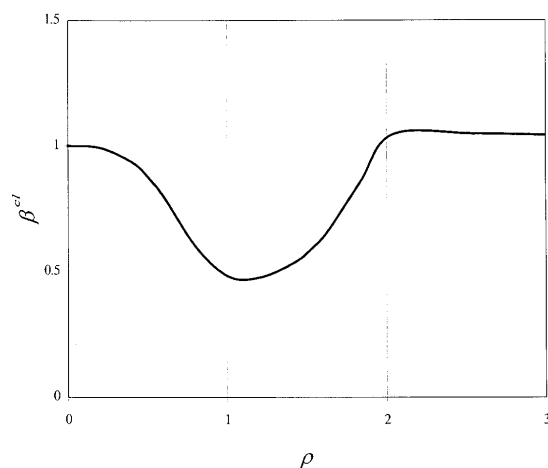
M 磁石

A V 作業体積

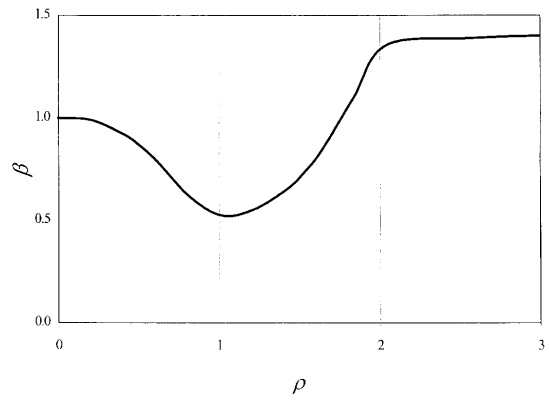
【図 1】



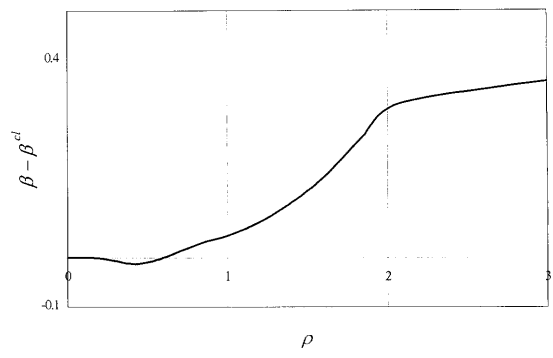
【図 2】



【図 3】



【図 4】



フロントページの続き

- (72)発明者 アンドレアス アマン
スイス国 チューリッヒ ツェーハー 8008 ネベルバッハシュトラッセ 7
(72)発明者 ウェーナー ツチョツプ
スイス国 フォルヒ ツェーハー 8127 エゲンベルグシュトラッセ 11

審査官 菊地 聖子

- (56)参考文献 特開昭60-142506 (JP, A)
特開平08-191826 (JP, A)
特開平02-025008 (JP, A)

(58)調査した分野(Int.Cl., DB名)

A61B 5/055
G01N 22/00-22/04
G01N 24/00-24/14
G01R 33/24
G01R 33/26-33/64
H01F 6/00- 6/06
H01L 39/02-39/04
H01L 39/14-39/16
H01L 39/20