

瞬時電圧低下補償用高温超伝導SMESの
最適設計に関する基礎研究

平成19年3月

東川 甲平

目次

目次	i
図目次	iv
表目次	ix
記号表	xi
第1章 序論	1
1.1 背景	1
1.1.1 瞬時電圧低下対策の必要性	1
1.1.2 瞬時電圧低下対策の形態	1
1.1.3 超伝導磁気エネルギー貯蔵装置 (SMES)	3
1.1.4 瞬低補償用 SMES の高温超伝導化の必要性	4
1.1.5 高温超伝導 SMES 特有の問題	5
1.1.6 高温超伝導 SMES の設計手法	5
1.2 目的	6
1.3 本論文の構成	6
第2章 酸化物高温超伝導材料の電流輸送特性	9
2.1 目的	9
2.2 電流輸送特性の特徴	9
2.2.1 非線形性	9
2.2.2 温度依存性	11
2.2.3 磁界依存性	12
2.2.4 磁界印加角度依存性 (磁気異方性)	12
2.3 電流輸送特性評価式	15
2.3.1 n 値モデル	15
2.3.2 パーコレーション遷移モデル	15
2.3.3 磁気異方性を考慮した拡張式	18
2.4 評価式と測定値の比較	19
2.5 まとめ	22

第 3 章	高温超伝導コイルの通電特性	23
3.1	目的	23
3.2	方法	23
3.2.1	モデル	23
3.2.2	J - E 構成方程式	24
3.2.3	手順	25
3.3	結果・考察	26
3.3.1	ある運転条件	26
3.3.2	様々な運転条件	32
3.4	まとめ	38
第 4 章	高温超伝導コイル通電性能の形状依存性	41
4.1	目的	41
4.2	方法	41
4.3	結果・考察	42
4.3.1	条件 (I) : 運転温度 20 K	44
4.3.2	条件 (II) : 運転温度 40 K	49
4.3.3	条件 (III) : 運転温度 60 K	52
4.3.4	運転温度依存性	55
4.4	まとめ	58
第 5 章	高温超伝導コイルの形状最適化手法	59
5.1	目的	59
5.2	方法	59
5.2.1	条件	59
5.2.2	手順	60
5.3	結果・考察	62
5.3.1	条件 (I) : 運転温度 20 K	63
5.3.2	条件 (II) : 運転温度 40 K	67
5.3.3	条件 (III) : 運転温度 60 K	71
5.4	まとめ	75
第 6 章	瞬低補償用高温超伝導 SMES の最適設計	77
6.1	目的	77
6.2	方法	78
6.2.1	モデル	78
6.2.2	条件	79
6.2.3	手順	81
6.3	結果・考察	84
6.3.1	マルチポール型コイル	85

6.3.2	トロイダル型コイル	90
6.3.3	コイル構成の選定	95
6.3.4	様々な仕様の SMES 用高温超伝導コイル	98
6.3.5	冷却システムに関する検討	103
6.3.6	瞬低補償用高温超伝導 SMES の最適構成例	106
6.4	まとめ	107
第 7 章 結論		109
謝辞		111
参考文献		113
研究業績		125
付 録 A n 値の電流密度依存性		133
付 録 B 使用線材長に関する規格化		135
付 録 C 固体窒素 液体ネオンハイブリッド蓄冷媒		137

目次

1.1	6.6 kV 高圧配電線 1 回線当たり・1 年当たりの瞬時電圧低下発生状況 [1]	2
1.2	瞬時電圧低下による負荷機器への影響例 [1]	2
1.3	同じ出力を得るために必要な電力貯蔵部の比較 [10]	4
2.1	第 2 種超伝導体中の量子化磁束線に働く等価 Lorentz 力とピンカの関係	10
2.2	酸化物 HTS 材料と金属系 LTS 材料の J - E 特性比較	11
2.3	Bi-2223/Ag テープ材幅広面垂直に 0.04 T の磁界を印加した際の J - E 特性の温度依存性 [59]	12
2.4	77.3 K において Bi-2223/Ag テープ材幅広面垂直に磁界を印加した際の J - E 特性の磁界依存性 [59]	13
2.5	77.3 K において Bi-2223/Ag テープ材に 0.4 T の磁界を印加した際の J - E 特性の磁界印加角度依存性 [59]	13
2.6	磁界印加角度の定義	14
2.7	酸化物 HTS 材料の結晶構造を表す模式図	14
2.8	温度 T または磁界 B の上昇に対するデピニング領域 (黒塗りの領域) の広がりとそのに対応する局所的臨界電流密度分布の変化 [70] (B_p : パーコレーション遷移磁束密度、 T_p : パーコレーション遷移温度、 $F(J_c^{\text{local}})$: 局所的臨界電流密度の確率密度関数、 J_c^{local} : 局所的臨界電流密度、 $J_{\text{cm}}^{\text{local}}$: 局所的臨界電流密度の最小値)	16
2.9	一般的な Bi-2223/Ag テープ材の断面写真 [70]	20
2.10	様々な温度、磁界、および磁界印加角度に対する式 (2.11) と Bi-2223/Ag テープ材の測定データの比較 [59]	21
3.1	Bi-2223/Ag コイルに対する解析モデル	24
3.2	計算手順を示すフローチャート	25
3.3	コイル巻線部における磁束密度分布 (運転温度 20.0 K、通電電流 146 A)	27
3.4	コイル巻線部における半径成分 (Bi-2223/Ag テープ材幅広面に垂直な成分) の磁束密度分布 (運転温度 20.0 K、通電電流 146 A)	28

3.5	コイル巻線部における電流密度分布 (運転温度 20.0 K、通電電流 146 A)	28
3.6	Turn(I) における電流密度分布と垂直磁束密度分布の対応 (a) 電流密度分布 (b) 垂直磁束密度分布	29
3.7	Turn(II) における電流密度分布と垂直磁束密度分布の対応 (a) 電流密度分布 (b) 垂直磁束密度分布	30
3.8	コイル巻線部における電界分布 (運転温度 20.0 K、通電電流 146 A)	31
3.9	コイル巻線部における発熱密度分布 (運転温度 20.0 K、通電電流 146 A)	33
3.10	様々な運転温度における Bi-2223/Ag コイルの電流 最大電界特性の解析結果	34
3.11	様々な運転温度における Bi-2223/Ag テープ材の電流 電界特性の測定結果 [59]	35
3.12	テープ材 (測定結果) とコイル (解析結果) の臨界電流比較	36
3.13	Bi-2223/Ag コイルの最大電界と総発熱の関係	37
3.14	総発熱 10.0 W を基準とした Bi-2223/Ag コイルの通電電流と蓄積エネルギー	38
4.1	外半径 r_o - 高さ h 平面上の位置とコイル形状の関係	43
4.2	運転温度 20.0 K における最大磁束密度のコイル形状依存性	44
4.3	図 4.2 に示す位置に対応する断面図	45
4.4	運転温度 20.0 K における最大垂直磁束密度のコイル形状依存性	46
4.5	運転温度 20.0 K における通電電流のコイル形状依存性	46
4.6	運転温度 20.0 K における最大電界のコイル形状依存性	47
4.7	運転温度 20.0 K における総発熱のコイル形状依存性	48
4.8	運転温度 40.0 K における最大磁束密度のコイル形状依存性	49
4.9	運転温度 40.0 K における最大垂直磁束密度のコイル形状依存性	50
4.10	運転温度 40.0 K における通電電流のコイル形状依存性	50
4.11	運転温度 40.0 K における最大電界のコイル形状依存性	51
4.12	運転温度 40.0 K における総発熱のコイル形状依存性	52
4.13	運転温度 60.0 K における最大磁束密度のコイル形状依存性	53
4.14	運転温度 60.0 K における最大垂直磁束密度のコイル形状依存性	53
4.15	運転温度 60.0 K における通電電流のコイル形状依存性	54
4.16	運転温度 60.0 K における最大電界のコイル形状依存性	54
4.17	運転温度 60.0 K における総発熱のコイル形状依存性	55
4.18	コイル通電性能形状依存性の運転温度に対する変化 (\tilde{r}_o : 変換したコイル外半径、 \tilde{h} : 変換したコイル高さ、 \tilde{B}_{\max} : 変換した最大磁束密度、 $\tilde{B}_{\perp\max}$: 変換した最大垂直磁束密度、 \tilde{I} : 変換した通電電流、 \tilde{E}_{\max} : 変換した最大電界、 \tilde{P} : 変換した総発熱)	57

5.1	遺伝アルゴリズムを適用した HTS コイル形状最適化手法における 計算手順を示すフローチャート (T_{op} : 運転温度、 W_{op} : 蓄積エネルギー、 l_{total} : 使用線材長、 r_{max} : コイル外半径の上限値、 h_{max} : コイル高さの上限値、 E_{max} : 最大電界、 P : 総発熱)	61
5.2	運転温度 20.0 K において最大電界最小化または総発熱最小化によっ て得られた Bi-2223/Ag コイルの形状 (E_{max} : 最大電界、 P : 総発熱)	64
5.3	運転温度 20.0 K における最大電界のコイル形状依存性と最小化結 果の比較	66
5.4	運転温度 20.0 K における総発熱のコイル形状依存性と最小化結果 の比較	66
5.5	運転温度 40.0 K において最大電界最小化または総発熱最小化によっ て得られた Bi-2223/Ag コイルの形状 (E_{max} : 最大電界、 P : 総発熱)	68
5.6	運転温度 40.0 K における最大電界のコイル形状依存性と最小化結 果の比較	70
5.7	運転温度 40.0 K における総発熱のコイル形状依存性と最小化結果 の比較	71
5.8	運転温度 60.0 K において最大電界最小化または総発熱最小化によっ て得られた Bi-2223/Ag コイルの形状 (E_{max} : 最大電界、 P : 総発熱)	72
5.9	運転温度 60.0 K における最大電界のコイル形状依存性と最小化結 果の比較	74
5.10	運転温度 60.0 K における総発熱のコイル形状依存性と最小化結果 の比較	75
6.1	マルチポール型コイルに関する設計モデル	78
6.2	トロイダル型コイルに関する設計モデル	79
6.3	使用線材長最小化を目的とした計算手順を示すフローチャート (l : 使用線材長、 l_{target} : 目標となる使用線材長、 P : 総発熱、 P_{op} : 許容 総発熱)	82
6.4	図 6.3 中ステップ 3 における詳細な計算手順を示すフローチャート (L : 自己インダクタンス、 I : 通電電流、 W_{op} : 蓄積エネルギー、 T_{max} : 最大温度、 T_{limit} : 最大温度の上限値)	83
6.5	様々な運転温度ならびに要素コイルの制限数に対するマルチポール 型コイルの最適構成・形状	87
6.6	様々な運転温度ならびに要素コイルの制限数に対するトロイダル型 コイルの最適構成・形状	92
6.7	様々なコイル構成に対する使用線材長の運転温度依存性 (N_{min} : 要 素コイル数の下限値)	96
6.8	様々なコイル構成における漏洩磁界 (N_{min} : 要素コイル数の下限値)	97

6.9	様々な運転温度ならびに蓄積エネルギーに対するトロイダル型コイルの最適構成・形状	100
6.10	様々な蓄積エネルギーに対する使用線材長の運転温度依存性 (W_{op} : 蓄積エネルギー)	104
6.11	規格化した使用線材長の運転温度依存性 (W_{op} : 蓄積エネルギー)	104
6.12	様々な運転温度に対する使用線材長の蓄積エネルギー依存性 (T_{op} : 運転温度)	105
6.13	規格化した使用線材長の蓄積エネルギー依存性 (T_{op} : 運転温度)	105
6.14	瞬低補償用 20 MJ SMES における超伝導コイルのサイズ比較	107
C.1	試料ホルダの概略図	138
C.2	実験システムの概略図	138
C.3	ガス導入システムの写真	139
C.4	様々なネオン導入量に対する過電流通電時の試料温度の時間変化	140
C.5	繰り返し過電流通電に対する試料温度の時間変化 (N_o : 過電流通電回数)	142

表 目 次

2.1	測定、解析、および設計に用いた Bi-2223/Ag テープ材の諸元 [59]	20
4.1	形状依存性を検討する Bi-2223/Ag コイルの条件 (T_{op} : 運転温度、 W_{op} : 蓄積エネルギー、 l_{total} : 使用線材長)	43
5.1	Bi-2223/Ag コイル形状最適化の際に与える空間制約 (r_{max} : コイル外半径の上限値、 h_{max} : コイル高さの上限値)	63
5.2	運転温度 20.0 K において最大電界最小化または総発熱最小化によって得られた Bi-2223/Ag コイルの諸元 (r_i : コイル内半径、 r_o : コイル外半径、 h : コイル高さ、 E_{max} : 最大電界、 q_{max} : 最大発熱密度、 P : 総発熱、 I : 通電電流、 $B_{\perp max}$: 最大垂直磁束密度)	65
5.3	運転温度 40.0 K において最大電界最小化または総発熱最小化によって得られた Bi-2223/Ag コイルの諸元 (r_i : コイル内半径、 r_o : コイル外半径、 h : コイル高さ、 E_{max} : 最大電界、 q_{max} : 最大発熱密度、 P : 総発熱、 I : 通電電流、 $B_{\perp max}$: 最大垂直磁束密度)	69
5.4	運転温度 60.0 K において最大電界最小化または総発熱最小化によって得られた Bi-2223/Ag コイルの諸元 (r_i : コイル内半径、 r_o : コイル外半径、 h : コイル高さ、 E_{max} : 最大電界、 q_{max} : 最大発熱密度、 P : 総発熱、 I : 通電電流、 $B_{\perp max}$: 最大垂直磁束密度)	73
6.1	共通の制約条件	85
6.2	様々な運転温度 T_{op} ならびに要素コイル下限数 N_{min} に対するマルチポール型コイルの最適解 (N : 要素コイル数、 p : 要素コイルの位置、 r_i : 要素コイルの内半径、 r_o : 要素コイルの外半径、 h : 要素コイルの高さ)	88
6.3	様々な運転温度 T_{op} ならびに要素コイルの下限数 N_{min} に対するマルチポール型コイルの諸元 (l : 使用線材長、 L : 自己インダクタンス、 I : 通電電流、 B_{max} : 最大磁束密度、 $B_{\perp max}$: 最大垂直磁束密度)	89
6.4	様々な運転温度 T_{op} ならびに要素コイルの下限数 N_{min} に対するトロイダル型コイルの最適解 (N : 要素コイル数、 p : 要素コイルの位置、 r_i : 要素コイルの内半径、 r_o : 要素コイルの外半径、 h : 要素コイルの高さ)	93

6.5	様々な運転温度 T_{op} ならびに要素コイルの下限数 N_{min} に対するトロイダル型コイルの諸元 (l : 使用線材長、 L : 自己インダクタンス、 I : 通電電流、 B_{max} : 最大磁束密度、 $B_{\perp max}$: 最大垂直磁束密度)	94
6.6	様々な運転温度 T_{op} ならびに蓄積エネルギー W_{op} に対するトロイダル型コイルの最適解 (N : 要素コイル数、 p : 要素コイルの位置、 r_i : 要素コイルの内半径、 r_o : 要素コイルの外半径、 h : 要素コイルの高さ)	101
6.7	様々な運転温度 T_{op} ならびに蓄積エネルギー W_{op} に対するトロイダル型コイルの諸元 (l : 使用線材長、 L : 自己インダクタンス、 I : 通電電流、 B_{max} : 最大磁束密度、 $B_{\perp max}$: 最大垂直磁束密度)	102

記号表

a	J_0^{local} に関する係数
A_{tape}	Bi-2223/Ag テープ材の断面積
B	磁界、磁束密度
B_{ave}	コイル内の平均的な磁束密度
B_{eq}	等価垂直磁界
B_c	臨界磁界
B_{c1}	下部臨界磁界
B_{c2}	上部臨界磁界
B_{max}	磁束密度の最大値
\tilde{B}_{max}	変換した最大磁束密度
B_p	パーコレーション遷移磁束密度
B_{p0}	絶対零度におけるパーコレーション遷移磁束密度
B_{\perp}	Bi-2223/Ag テープ材幅広面に垂直な磁束密度成分
$B_{\perp\text{max}}$	B_{\perp} の最大値
$\tilde{B}_{\perp\text{max}}$	変換した最大垂直磁束密度
c	銀比
E	電界
E_c	電界基準
E_{max}	電界の最大値
\tilde{E}_{max}	変換した最大電界
$E_{\text{max}}^{\text{MAX}}$	ある形状範囲における最大電界の最大値
$E_{\text{max}}^{\text{MIN}}$	ある形状範囲における最大電界の最小値
$F(J_c^{\text{local}})$	局所的臨界電流密度の確率密度関数
h	(要素) コイルの高さ
\tilde{h}	変換したコイル高さ
h_{max}	(要素) コイルの高さの上限値
h_{min}	(要素) コイルの高さの下限値
H_{max}	高さ方向の空間制約
I	電流
\tilde{I}	変換した通電電流
I_c	臨界電流

I_{cm}	抵抗ゼロで定義される臨界電流
I_{op}	通電電流の設定値
J	電流密度
J_B	J_{cm}^{local} の磁界依存性を与える係数
J_c	臨界電流密度
J_c^{local}	局所的臨界電流密度
J_{c0}^{local}	局所的臨界電流密度分布の半値幅
J_{cm}^{local}	局所的臨界電流密度の最小値
J_d	デピニング確率に対する積分変数
$J_{initial}$	初期荷重として与える一様電流密度
J^{new}	新たに計算された電流密度
J^{old}	与えられていた電流密度
J_{SC}	Bi-2223/Ag テープ材超伝導フィラメント部の電流密度
J_{silver}	Bi-2223/Ag テープ材銀シース部の電流密度
J_T	J_{cm}^{local} の温度依存性を与える係数
k_r	自然数
k_h	自然数
l	使用線材長
$l_{n(20K)}$	運転温度 20 K で規格化した使用線材長
$l_{n(100kJ)}$	蓄積エネルギー 100 kJ で規格化した使用線材長
l_{total}	使用線材長の設定値
\tilde{l}_{total}	変換後の使用線材長
l_{target}	使用線材長の目標値
L	自己インダクタンス
m	局所的臨界電流密度分布の形状を表すパラメータ
n	n 値
\mathcal{N}	コイルのターン数
N	要素コイルの数
N_{max}	要素コイルの数の上限値
N_{min}	要素コイルの数の下限値
p	要素コイルの位置
P	コイルの総発熱
\tilde{P}	変換したコイル総発熱
P^{MAX}	ある形状範囲におけるコイル総発熱の最大値
P^{MIN}	ある形状範囲におけるコイル総発熱の最小値
P_{op}	コイルの許容総発熱
q	発熱密度
q_{max}	発熱密度の最大値
r_i	(要素) コイルの内半径

\tilde{r}_i	変換したコイル内半径
r_{\max}	(要素) コイルの外半径の上限値
r_{\min}	(要素) コイルの内半径の下限値
r_o	(要素) コイルの外半径
\tilde{r}_o	変換したコイル外半径
R_{\max}	半径方向の空間制約
S_{eff}	コイル内を通過する磁束の有効断面積
$S(J_d)$	デピニング確率の分布関数
T	温度
T_c	臨界温度
T_{limit}	熱暴走判定温度
T_{\max}	最大温度
T^{new}	新たに計算された温度
T^{old}	与えられていた温度
T_{op}	運転温度の設定値
T_p	パーコレーション遷移温度
W	蓄積エネルギー
W_{op}	蓄積エネルギーの設定値
α	T_p 、 B_p に関する指数定数
Δh	(要素) コイルの高さの刻み幅
Δr	(要素) コイルの内半径と外半径の刻み幅
η	J_0^{local} の磁界に関する指数定数
ϵ	電流密度分布計算の収束判定に関するパラメータ
γ	異方性比
λ	熱伝導率
μ_0	真空の透磁率
ν	$J_{\text{cm}}^{\text{local}}$ に関する指数定数
ϕ	磁界印加角度
ρ_{FF}	一様フロー抵抗率
σ_{silver}	銀の導電率
ξ	J_0^{local} の温度に関する指数定数

第1章 序論

1.1 背景

1.1.1 瞬時電圧低下対策の必要性

近年の高度情報技術社会の進展に伴って、産業から一般家庭に至るまでエレクトロニクスを応用した機器・システムの普及が進んでおり、これらの正常動作を保證する電力の安定供給や品質に対する要求が高まっている [1-5]。これに対して、電力各社の努力により電力供給停止件数は減少しているものの [2]、事故除去までに故障点を中心に電圧が一時的に低下する瞬時電圧低下（瞬低）は不可避な現象として認識されている [1, 2]。具体的には、わが国における瞬低発生状況は図 1.1 に示すように報告されており、その発生回数は全国平均で 6.6 kV 高圧配電線 1 回線当たり 12 回/年と見積もられている [1]。また、その 8 割以上が継続時間 0.2 秒程度までの非常に短時間のものである一方、様々な機器に影響を及ぼす瞬低の条件は図 1.2 に示すように報告されており、上記 0.2 秒程度までの瞬低でも多くの機器が機能停止等の影響を受けることがわかっている [1]。そして、これに伴う被害は様々な分野に及ぶことが報告・予測されており [1, 6]、最も深刻な部類に入る半導体や液晶関係の工場では、空調停止によってクリーンルーム環境が基準を満たさなくなると、瞬低 1 回当たりの被害は億円単位に及ぶとされている [6]。以上のように、瞬低の発生頻度は高く、またそれによる被害が甚大であることから、近年では瞬低対策の必要性が益々高まっている。

1.1.2 瞬時電圧低下対策の形態

これに対して、瞬低対策はこれまで、無停電電源装置（UPS: Uninterruptible Power Supply）を機器ごとに導入するという形態で行われてきた [2, 4, 7, 8]。しかしながら、同装置が機器を個別に保護していること、また同装置は一般に停電も対策範囲に含めていることから、保守性・コスト改善の限界が指摘されている [1, 2, 4]。これを受けて最近では、需要家構内ないしフィーダー括での対策が可能であり [1, 4, 9]、また停電よりも圧倒的に発生頻度の高い瞬低に対策範囲を限定した補償装置への需要が高まっている [4]。そこで、そのような対策形態の大容量瞬低補償装置として超伝導磁気エネルギー貯蔵装置（SMES: Superconducting Magnetic Energy Storage）の有効性が期待されている [10]。

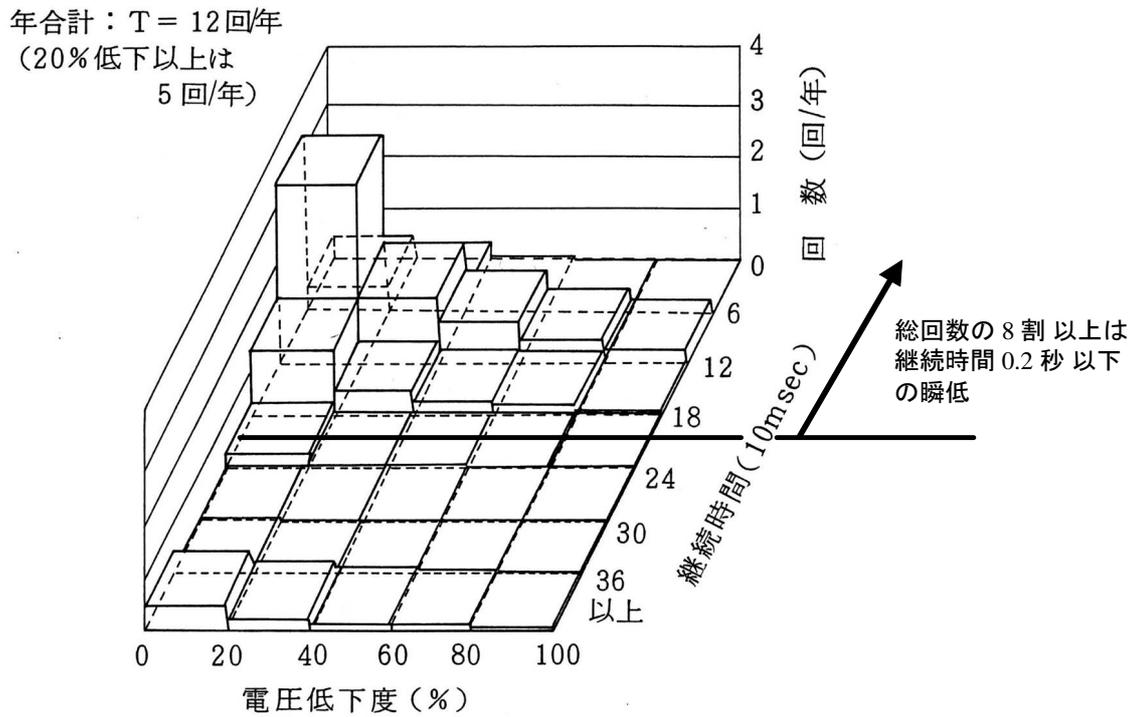


図 1.1: 6.6 kV 高压配電線 1 回線当たり・1 年当たりの瞬時電圧低下発生状況 [1]

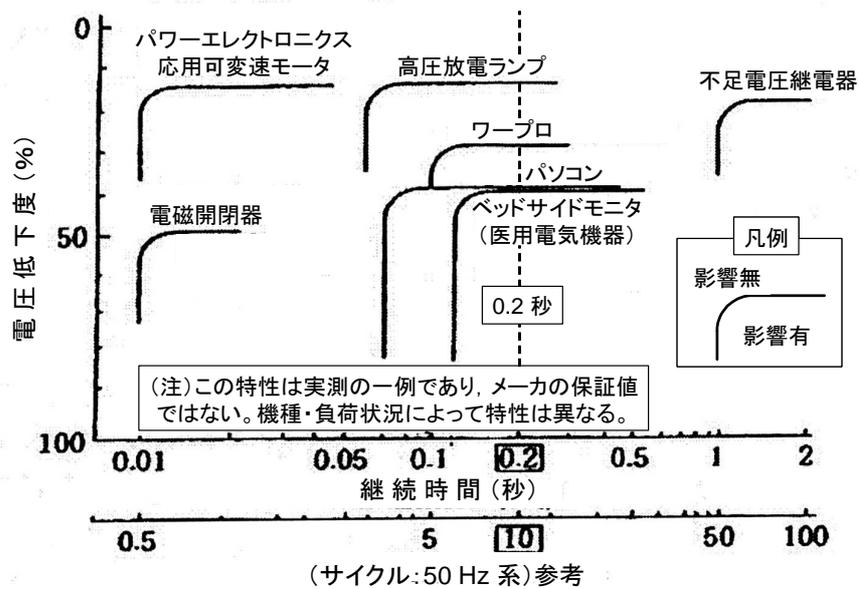


図 1.2: 瞬時電圧低下による負荷機器への影響例 [1]

1.1.3 超伝導磁気エネルギー貯蔵装置 (SMES)

SMESの原理は、その中心要素である超伝導コイルに電気エネルギーを磁気エネルギーとして貯蔵するというものである [11]。そのため、同装置は①貯蔵効率が低い、②大電力の高速出し入れが可能、③スケールメリットが大きいといった特長を有しており [11]、1980年代までは負荷平準化用 (数 GWh) といった大規模なものまでその適用可能性が検討されていた [11-13]。一方、同装置の大規模化には電磁力対策等の課題が指摘されており、また近年の電力品質に対する関心の高まりもあって、現在では系統制御用 (数十から数百 kWh) [14-21] や瞬低補償用 (数 kWh) [10, 22-31] の当初は小規模とされていたものが開発対象の主流となっている。そして、超伝導コイルへの通電が主に直流であり、交流損失等の影響が比較的小さいことから、SMESは特に瞬低補償装置としての実現性が実証されている [10, 22, 29]。

それに加えて、SMESは瞬低補償装置として競合技術と比較しても非常に大きな潜在能力を有している。まず、レドックスフロー (RF) 電池 [32] やナトリウム硫黄 (NaS) 電池 [33] 等の電池類と比較して、①貯蔵効率が低く、②大電力の高速出し入れが可能といった特長を有している [10]。これは、上記電池類では電気エネルギーを一旦化学エネルギーに変換する必要があることに起因している。その結果、図 1.3 に示すように、上記電池類が瞬低補償に要する大出力を得るために補償電力に対して極めて過剰な電力を貯蔵することを要求されるのに対し、SMESはそのようなことを必要とされず、瞬低補償装置としては極めてコンパクトになるといった利点を有している [10]。一方、その点に関して有力な瞬低補償装置としては電気二重層キャパシタ [34, 35] が挙げられる。ただし、同キャパシタでは1セル当たりの電圧が電解質溶液の分解電圧によって制限されるため、大容量化の際には必要容量に応じたセル数を用意する必要がある [36]。これに対して SMES の蓄積エネルギーは、電流一定でコイルのインダクタンスに比例し、さらに同インダクタンスの増加には必ずしもそれに比例したコイル体積ならびに使用線材長を必要としないため、同装置は上記キャパシタと比較しても③スケールメリット [11] という点で優位にある。SMESはこのスケールメリットにより、特に数 MVA 以上といった大容量の瞬低補償に対して市場性があると判断されている [6]。

以上のように、SMESに関しては、瞬低補償装置としての技術が確立され、特に大容量の瞬低補償に市場性が示されている。そして、国家プロジェクトによる 5 MVA 装置のフィールド試験が成功を収めた後 [6, 10, 22, 29]、10 MVA 装置が中部電力 (株) によってシャープ (株) 亀山 (三重県) 液晶パネル工場に納入されたことで、SMESは世界最大規模の瞬低補償装置として 2006 年に実用化が開始された [29]。

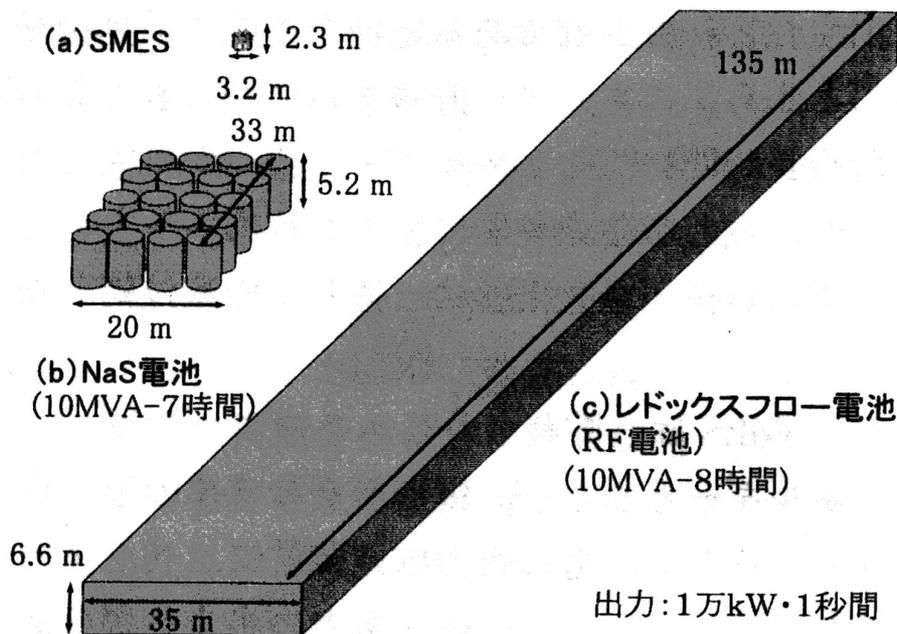


図 1.3: 同じ出力を得るために必要な電力貯蔵部の比較 [10]

1.1.4 瞬低補償用 SMES の高温超伝導化の必要性

一方、上記 SMES のエネルギー貯蔵部である超伝導コイルには、一足先に実用化に至った磁気共鳴映像 (MRI: Magnetic Resonance Imaging) 装置での実績がある Nb-Ti 線材という金属系の低温超伝導 (LTS: Low Temperature Superconducting) 線材が適用されている [10, 22, 29]。この Nb-Ti 合金の臨界温度は 9 K 程度であり [37]、これに伴って冷却には高価で取り扱いに熟練を要する液体ヘリウム (大気圧沸点: 4.2 K) による浸漬冷却が採用されている [10, 22, 29]。

これに対して、酸化物系の高温超伝導 (HTS: High Temperature Superconducting) 線材の進歩は目覚しく、例えば Bi-2223/Ag テープ材が単線長数 km というオーダーで商品化されるに至っている。また、同テープ材の性能向上は現在でも続いており [38]、最近では加圧焼結法によって臨界電流が大幅に向上するという成果が報告されている [38-41]。それに加えて、Bi-2223 よりもさらに高い臨界電流特性を実現する Y-123 についても、同材料を用いた線材が次世代線材として国家プロジェクトにより開発されているところである [42, 43]。

このような HTS 線材の特長は何といても材料の臨界温度の高さであり、例えば Bi-2223 では 110 K 程度、Y-123 では 90 K 程度に及ぶ [52]。従って、機器運転温度の高温化の可能性から、安価な液体窒素 (大気圧沸点: 77.3 K) による冷却が考えられるなど、冷却方式の選択肢が飛躍的に広がる。その中でも冷凍機伝導冷却方式は、簡単な操作で 20 K 程度までは冷却効率を大幅に損なうことなく実現できる冷却方式であり、またそのような温度領域では HTS 線材が LTS 線材と比較

して極めて優れた磁界中臨界電流特性を有することから、HTS-SMESの冷却方式として期待されている [6]。

以上のことから、SMESのHTS化は、超伝導機器最大の課題である冷却の問題を緩和し、かつ高磁界化による小型化を実現できるため、経済性向上の観点から瞬低補償用SMESの導入拡大に大きく貢献すると考えられる。そして、このSMESのHTS化とは、すなわち冷凍機伝導冷却HTSコイルの実現を意味している。

1.1.5 高温超伝導SMES特有の問題

しかしながら、冷凍機伝導冷却HTSコイルを実現する際には、従来の液体ヘリウム浸漬冷却LTSコイルに関して培われてきた技術をそのまま適用することができない。これは、冷却方式の違いと、線材の特性の違いという2点に起因する。

まず、冷却方式に関しては、冷凍機伝導冷却方式では無冷媒であるという点に注意すべきである。コイルに何らかの原因で発熱が生じた場合、液体冷媒が存在していれば発熱の大きさに応じた蒸発量の気化熱により冷却することが可能である。一方、冷凍機伝導冷却方式では、発熱の大きさに関わらず冷凍機は定まった冷却出力でコイルを冷却し続けるのみである。そのため、同冷却方式では、無冷媒という扱い易さを有しているものの、液体冷媒による浸漬冷却とは異なった安全性に配慮する必要がある。

次に、線材の特性に関しては、HTSコイルに定常的な発熱が存在する可能性に注意すべきである。HTS線材では、LTS線材とは異なって通電電流の増加に対して緩やかに電界を発生する [52]。従って、この広い低抵抗領域を利用した効率的な機器設計が考えられるが、同時にこの時コイルは定常的に発熱することになる。そのため、HTSコイルでは、HTS線材の広い低抵抗領域を利用して高温ならびに高磁界運転が可能となるものの、臨界電流という明確な評価基準の存在したLTSコイルと比較して、安全性の評価が複雑なものとなる。

すなわち、以上2点をまとめると、冷凍機伝導冷却HTSコイルでは冷却出力に上限があるにも関わらずコイルが発熱するという点に注意すべきであり、このことは同コイルの設計にLTSコイルでは有効であった設計手法をそのまま適用することが不適切であることを示唆している。

1.1.6 高温超伝導SMESの設計手法

HTS-SMESの設計に関する従来研究を見てみると、それらをLTS-SMESの延長として捉えている例が多い。すなわち、臨界電流や臨界電流密度を基準とした設計である [53–56]。超伝導線材の臨界電流 (I_c) は、ある抵抗率が観測される電流値か、またはある電界基準に達する電流値で簡易的に定義される [57]。しかしながら、 I_c は抵抗ゼロで定義される厳密な意味での臨界電流 (I_{cm}) とは異なることに

注意を要する。従って、LTS 線材と HTS 線材では両者とも、 I_c 通電時に発熱するという点では一致する。一方、ここで重要なことは、LTS 線材では I_c が I_{cm} とほぼ一致するのに対し、HTS 線材では I_c と I_{cm} との差が極めて大きいことである。換言すると、HTS 線材では上述のように通電電流の増加に対して電界の発生が緩やかであるため、 I_{cm} が I_c に比較して一般にかなり小さい。そのため、LTS 線材では I_c が発熱の有無をほぼ明確に評価できる境界としてコイル設計の際に機能したが、HTS 線材では I_c は発熱に関して直接の情報を有しておらず、評価基準とする根拠に乏しい [58]。一方、 I_{cm} によって発熱の有無を評価できるが、 I_{cm} は I_c と比較して非常に小さく、また I_{cm} を超えても実用上問題の無い低抵抗領域が存在すると考えられるため、 I_{cm} を基準として設計に適用することは、HTS 線材の潜在能力を生かすという意味であまりにも過小評価となる。従って、HTS-SMES に関しては、臨界電流ではなく発熱を直接評価するような設計手法の確立が必要であると考えられる。

1.2 目的

半導体等と比較してその発見 [44] から具体的産業応用が実現されるまでに遅々としていた超伝導体も、瞬低補償用 SMES が実用化されるなど、本格的に応用段階に入ってきた。また、超伝導フィーバー [45–51] を巻き起こした HTS 材料に関しても、同材料を用いた線材の一部が既に実用段階にあり、次世代線材が開発中であるなど、HTS 応用への機が熟してきている。このように、超伝導機器の実現性とその HTS 化の現実性が実証されている今、超伝導機器ならではの有効性と HTS 化による経済性を結びつけるためには、HTS 材料の潜在能力を安全かつ最大限に引き出すような機器設計手法の確立が最重要課題であると考えられる。そして上記超伝導機器の中でも瞬低補償用 SMES は、電力の安定供給を前提に成立する高度情報技術社会を支える役割を担っており、時代が求めるニーズに符合した技術である。以上を踏まえ、本論文の目的は、瞬低補償用 HTS-SMES の設計手法の確立である。従来研究に見られる臨界電流特性に依存した手法とは異なり、発熱を直接評価することで、安全性を確保しつつも材料の能力を十分に引き出せるような設計手法を提案する。具体的には、HTS 線材の電流密度 電界特性を詳細に考慮して HTS コイルの発熱を評価し、また一般的な大域的最適化手法の一つである遺伝アルゴリズムを適用して、瞬低補償用 HTS-SMES の最適設計に取り組む。

1.3 本論文の構成

本論文の構成は以下のとおりである。

第 1 章（本章）では、本論文の背景と目的について述べている。現在では瞬低対策に対するニーズが大きく、SMES は瞬低対策装置として極めて有効であるも

の、同装置導入拡大のためには HTS 化による経済性向上が重要な鍵を握っており、その際には冷凍機伝導冷却 HTS コイル設計手法確立が必要不可欠となることを述べている。

第 2 章では、酸化物 HTS 材料における電流輸送特性について述べている。同特性に見られる様々な特徴について述べ、それらを引き起こす物理現象を考慮した定量評価式を紹介している。また、広範な温度・磁界・磁界印加角度条件下で得られた測定データと比較することにより、同式が酸化物 HTS 材料の電流輸送特性の評価に極めて有効であることを示している。

第 3 章では、第 2 章の電流輸送特性評価式を考慮した HTS コイルの通電特性解析について述べている。瞬低補償用 SMES の場合、瞬低に備えていかに安全に所要の蓄積エネルギーを貯蔵し続けるかが重要であるため、待機運転時に対応する直流電流通電時のコイル性能を有限要素法に基づいて評価している。また、その結果により、冷凍機伝導冷却 HTS コイルではコイル内の局所的な発熱と共に総発熱を考慮することが重要であるという新たな知見を得ている。

第 4 章では、HTS コイル通電性能のコイル形状依存性を検討し、コイル形状最適化の必要性とその際の注意点について検討している。具体的には、第 3 章の HTS コイル通電特性解析を様々な断面形状のコイルに対して行い、同コイルの通電性能の決定因子等について詳細に考察している。

第 5 章では、遺伝アルゴリズムを適用した HTS コイルの形状最適化手法について述べている。第 4 章の結果と比較することで同手法の妥当性を検証すると共に、第 4 章では検討できなかった範囲まで同手法を適用することで、HTS コイルの本質的な最適形状の目安を得ている。また、HTS コイルの設計に関して指針を与えるべく局所的な発熱と総発熱の関係について議論し、両者それぞれに起因する熱暴走に対しては個別に配慮すべきであるという知見を得ている。

第 6 章では、第 5 章の最適化手法に基づいて、瞬低補償用 HTS-SMES の最適設計を行っている。HTS コイルの熱暴走に十分配慮すると共に、その磁界が冷凍機や変換器等の配置に影響を及ぼさないようなコイル構成を決定している。また、様々な仕様の HTS-SMES に対してコイル形状・構成を検討することにより、運転温度の選定や蓄積エネルギーに対するスケールメリットについて言及している。

第 7 章では、本論文で得られた知見についてまとめている。また、構成上の関係で本論文に盛り込むことが出来なかった研究成果にも触れ、HTS-SMES のさらなる高性能化・高機能化の可能性を今後の課題として挙げている。

第2章 酸化物高温超伝導材料の電流輸送特性

2.1 目的

従来の金属系実用 LTS 材料における超伝導 常伝導状態間の境界は見かけ上明確であり、例えば電界基準 (E_c) で定義される臨界電流や臨界電流密度 (J_c) をその境界に相当する評価基準として機器設計に反映することが有効な手段であった。換言すると、ゼロ抵抗領域と高抵抗領域、すなわち「発熱が無くて使える領域」と「発熱が有って使えない領域」を比較的容易に判別することができた。この慣例に習い、HTS 機器に関しても LTS 機器と同様、臨界電流や臨界電流密度を評価基準とする従来研究が目立つ [53–56]。

一方、酸化物 HTS 材料に関しては、超伝導 常伝導状態間の境界が不明確であることに注意を要する。このことは、上記臨界電流や臨界電流密度付近に広く低抵抗領域が存在し、「発熱が有っても使える領域」が存在することを示唆している。従って、酸化物 HTS 材料では、臨界電流や臨界電流密度が必ずしも機器設計の評価基準にはならず、直接発熱を評価する方が妥当であると考えられる。また、多くの HTS 機器で前提とされている冷凍機伝導冷却方式では、冷凍機それぞれに対して冷却出力が定まっていることを考慮すると、安全性確保の観点からも発熱を評価することは益々重要になる。そして、この発熱評価のためには、臨界電流や臨界電流密度といった閾値情報のみではなく、非線形的かつ複雑に変化する電流密度 (J) 電界 (E) 特性を把握する必要がある。

そこで本章では、酸化物 HTS 材料の J - E 特性について、同特性に見られる特徴を紹介し、その背景にある物理現象を考慮した定量評価式について説明する。また、実用 HTS 線材である Bi-2223/Ag テープ材を用いた測定結果との比較により、同評価式の妥当性を確認し、その有効性を実証する [59]。

2.2 電流輸送特性の特徴

2.2.1 非線形性

超伝導体は、その磁氣的性質から第1種超伝導体と第2種超伝導体に分類される。第1種超伝導体とは、材料固有の熱力学的臨界磁界 (B_c) よりも小さな外部磁

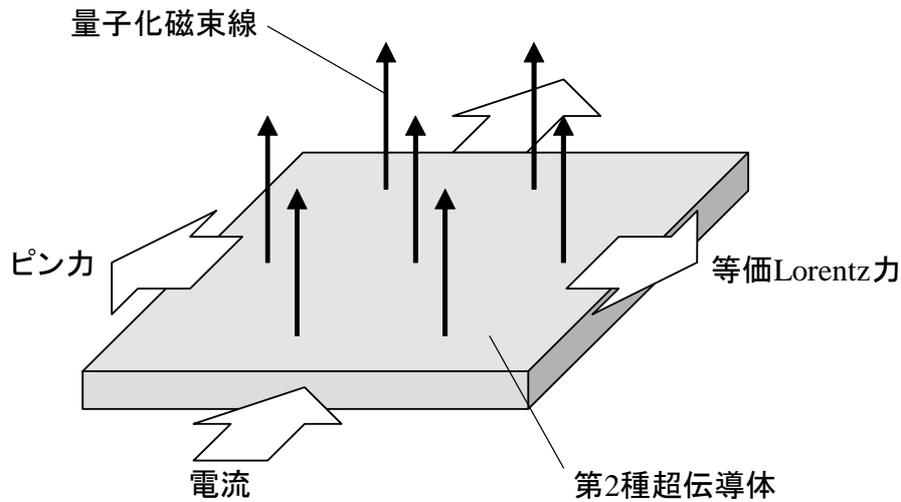


図 2.1: 第 2 種超伝導体中の量子化磁束線に働く等価 Lorentz 力とピン力の関係

界に対しては Meissner 効果によって磁束の侵入を許さずに超伝導状態を保ち、逆に B_c よりも大きな外部磁界に対しては同効果が破れて常伝導状態になる物質のことである。一方、第 2 種超伝導体とは、下部臨界磁界 (B_{c1}) と上部臨界磁界 (B_{c2}) の間の外部磁界に対しては、磁束の侵入を許しつつも超伝導部が存在する混合状態を有する物質のことである。第 1 種超伝導体の B_c や第 2 種超伝導体の B_{c1} は第 2 種超伝導体の B_{c2} と比較して極めて小さいことが知られており [60]、電力応用では主として第 2 種超伝導体の混合状態を利用することになる。

混合状態では、上述のように磁束が超伝導体内に侵入するが、侵入している磁束は量子化されることが知られている [61, 62]。その模式図を図 2.1 に示す。この状態で電流を流すと、磁束線は等価 Lorentz 力による作用を受けて動こうとする。この時、もし磁束線が動けば、電磁誘導による電界が発生し、磁束線内の常伝導電子がその電界によって駆動されることで損失が生じる。しかし、実際の超伝導材料には常伝導析出物や結晶界面が存在しており、これらが磁束線の動きを止める働きをして、ある電流値までは損失を生じない。この磁束線の動きを止める作用を磁束ピンニング、作用するものをピン (またはピンニング・センター)、止め得る力のことをピン力という [60]。また、ピン力は上記常伝導析出物等の個々のピンの強さで定義される要素的ピン力のベクトル和として与えられ、これは加算問題と呼ばれている [63, 64]。

酸化物 HTS 材料では、金属系 LTS 材料とは異なり、複雑な結晶構造に起因してそろった強さのピンを導入することが難しく、上記要素的ピン力は広い分布を有していると考えられている [65]。そのため、実際にピンニングできる力であるピン力にも広い分布が存在することになる。また、高温動作や層状結晶構造に伴って、上記ピン力には大きな熱擾乱が重畳される。このことは、それぞれの磁束線に同じ力が働いたとしても、磁束線が確率的にピンから外れる (以下、デピン

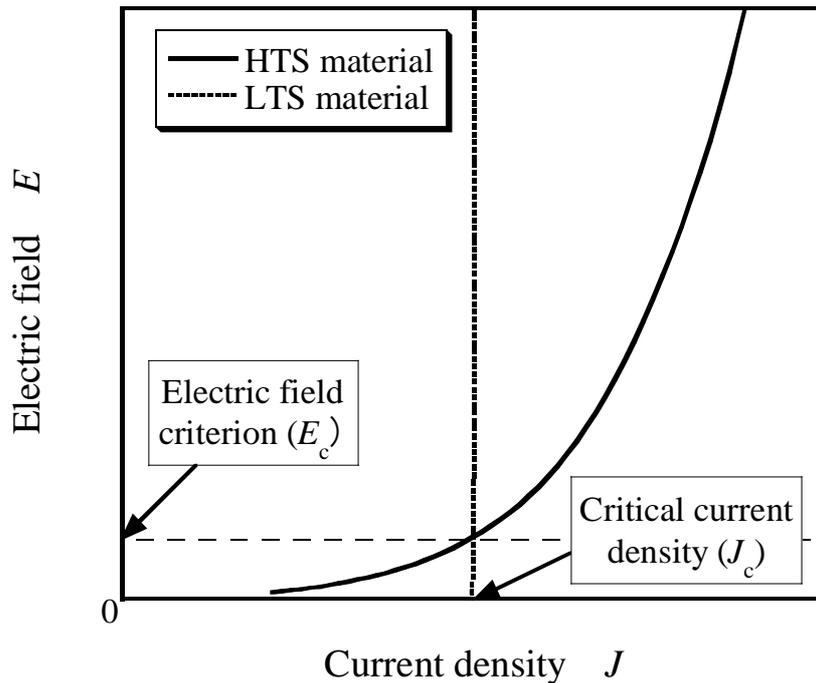


図 2.2: 酸化物 HTS 材料と金属系 LTS 材料の J - E 特性比較

グという)ことを示唆している。その結果、酸化物 HTS 材料では図 2.2 に示すように、電流密度の増加に伴って電界は緩やかに発生することになる [66]。このように、酸化物 HTS 材料では J - E 特性に上記のような非線形性が存在することから、電界基準で定義される臨界電流や臨界電流密度などの閾値情報のみを機器設計に反映することが不適當であり、 J - E 特性を考慮する必要があると考えられる。

2.2.2 温度依存性

酸化物 HTS 材料には広いピン力分布が存在すると述べたが、それに加えて同分布の形状は熱揺動の影響を受けて変化する。従って、デピンングの様相が温度によって変化することになり、 J - E 特性は温度 (T) 依存性を有する。その様子を図 2.3 に示す。これは、実用線材である Bi-2223/Ag テープ材を用いた測定により、その超伝導体部の J - E 特性を様々な温度に対して得たものである。同図に示すように、高温であるほど同じ電界に対して通電できる電流密度が小さいことがわかる。これは、平均的なピン力が高温であるほど小さくなることを示している。また、同特性の傾きも温度によって変化しており、高温であるほどその傾きは小さい。これは、ピン力分布が高温であるほど広がり、そのため電流密度の増加に対して緩やかに電界が発生することを示している。酸化物 HTS 材料の J - E 特性は、このような温度依存性を有している。

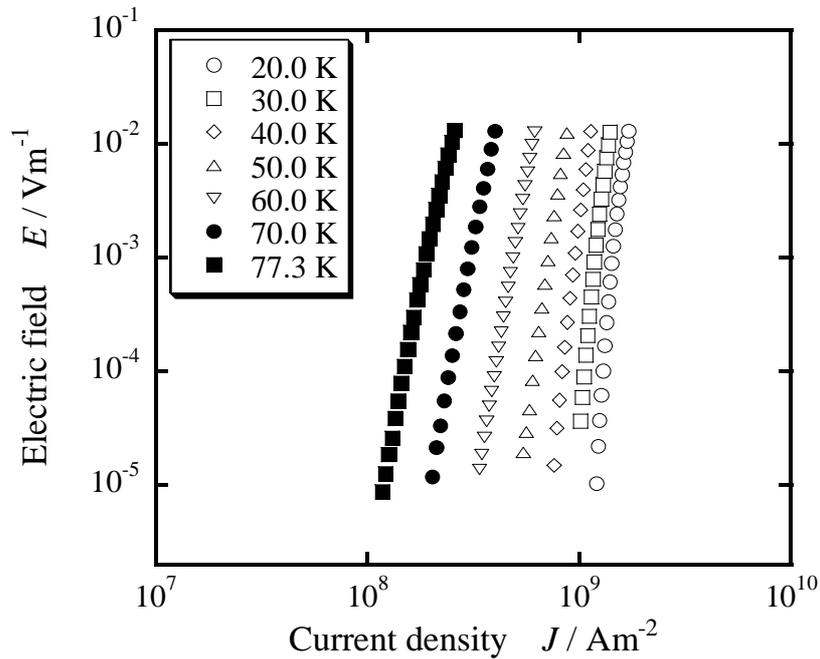


図 2.3: Bi-2223/Ag テープ材幅広面垂直に 0.04 T の磁界を印加した際の J - E 特性の温度依存性 [59]

2.2.3 磁界依存性

一方、酸化物 HTS 材料の J - E 特性は磁界 (B) 依存性も有している。その様子を図 2.4 に示す。同図に示すように、外部磁界が大きいほど同じ電界に対して通電できる電流密度が小さいことがわかる。これは、超伝導体に侵入している磁束線の密度が増加することで磁束線間の相互作用が強くなり、結果として平均的なピン力が小さくなっていることを示している。また、温度依存性と同様に、外部磁界が大きいほど電流輸送特性の傾きが小さくなっている。これは、上記磁束線間の相互作用によってピンポテンシャルが変化し、ピン力分布が変化したためであると解釈できる。酸化物 HTS 材料の J - E 特性は、このような磁界依存性を有している。

2.2.4 磁界印加角度依存性 (磁気異方性)

酸化物 HTS 材料の最も大きな特徴の一つとして挙げられるのが、磁気異方性と呼ばれる J - E 特性の外部磁界印加角度 (ϕ) 依存性である。その様子を図 2.5 に示す。なお、磁界印加角度の定義は図 2.6 に示している。このように、同じ大きさの磁界が印加されているにも関わらず、 J - E 特性はその印加角度によって非常に大きく変化する。また、同じ電界に対して通電できる電流密度は、Bi-2223/Ag テープ

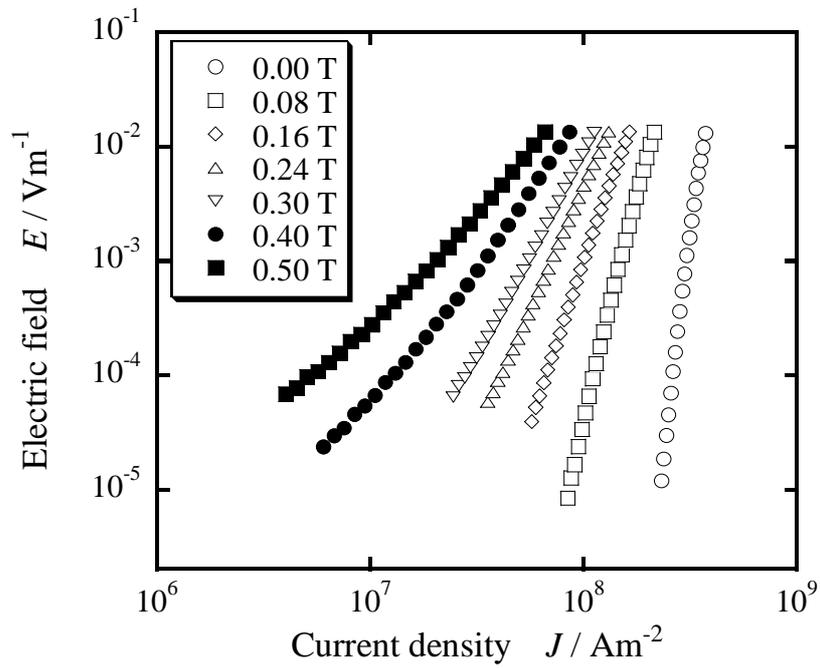


図 2.4: 77.3 K において Bi-2223/Ag テープ材幅広面垂直に磁界を印加した際の J - E 特性の磁界依存性 [59]

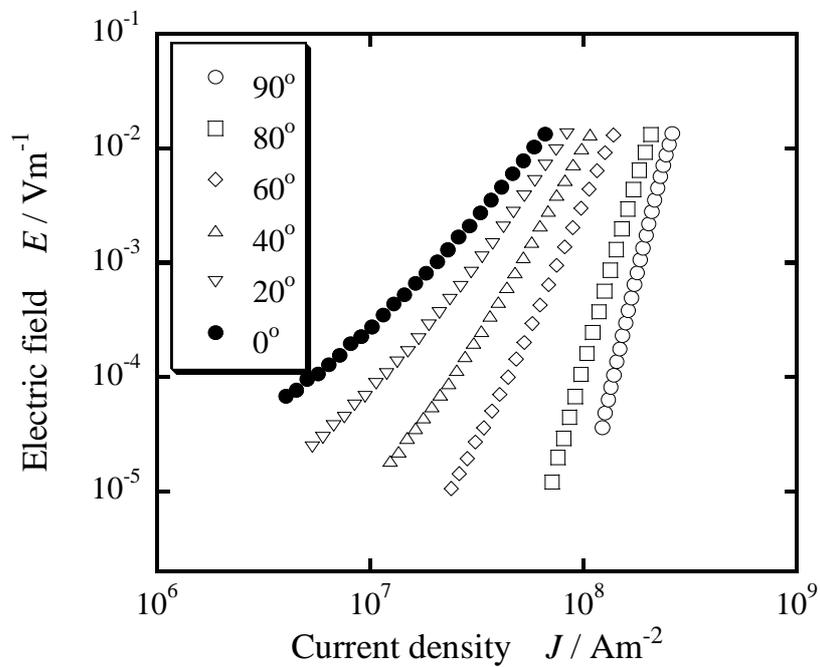


図 2.5: 77.3 K において Bi-2223/Ag テープ材に 0.4 T の磁界を印加した際の J - E 特性の磁界印加角度依存性 [59]

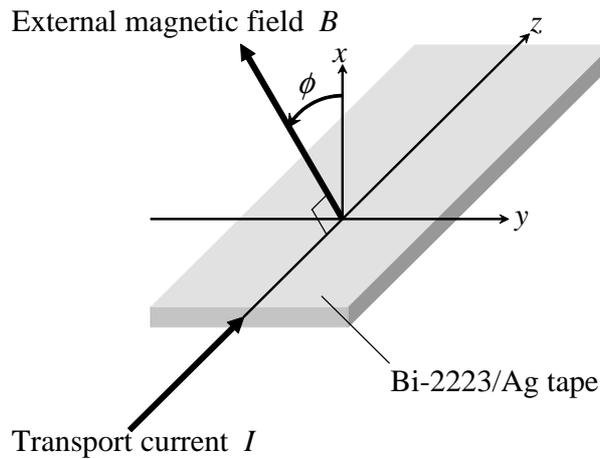


図 2.6: 磁界印加角度の定義

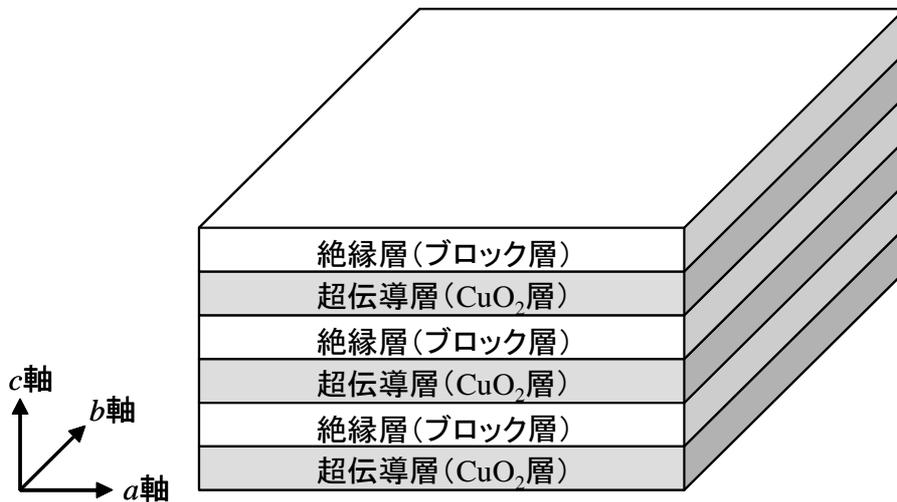


図 2.7: 酸化物 HTS 材料の結晶構造を表す模式図

材幅広面に対して外部磁界が垂直に印加されている場合が最も小さく、逆に平行に印加されている場合が最も大きい。これは、酸化物 HTS 材料が図 2.7 に示すように、2 次元的な結晶構造を有することに起因している [52]。超伝導を担っているのは CuO_2 層であり、特にその層と平行に磁界が印加された場合、磁束線は CuO_2 層に挟まれたブロック層に強くピンニングされる（固有磁束ピンニング）[67, 68]。逆に、その層に垂直、すなわち c 軸方向に侵入した磁束はデピンニングしやすい。ここで、Bi-2223/Ag テープ材では、テープ幅広面が ab 面にほぼ対応している。従って、 c 軸方向に対応する幅広面に対して垂直な磁界に対しては電界を発生しやすいのである。以上のように、酸化物 HTS 材料の J - E 特性は、同材料の結晶構造の 2 次元性に起因して、磁気異方性と呼ばれる磁界印加角度依存性を有している。

2.3 電流輸送特性評価式

2.3.1 n 値モデル

酸化物 HTS 材料では、電流密度の増加に対する電界の立ち上がりが緩やかであり、電界基準で定義される臨界電流や臨界電流密度といった閾値だけではなく、 J - E 特性を把握することが重要であると述べた。そこで、同特性の最も単純な近似式として、以下の式で表される n 値モデルがよく用いられている [66]。

$$E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \quad (2.1)$$

ここで、 n は電界の立ち上がりの鋭さを与えるパラメータである。同モデルによれば、限られた条件においては酸化物 HTS 材料における J - E 特性を評価することが可能である。しかしながら、酸化物 HTS 材料の J - E 特性には、上述の温度依存性・磁界依存性・磁気異方性が存在するため、同モデルによってこれらすべてを評価するためには、全ての条件において測定を繰り返し、 J_c や n の値を対応させなければならない。また、付録 A に示すように、 n 値は電流密度に関するべき数であるにもかかわらず、厳密にはその値が電流密度自身によっても変化するなど、パラメータとしての物理的意味が欠落している。従って、同モデルを用いる限り、機器設計から材料開発へフィードバックすることが極めて困難となることも問題である。そこで、物理現象に基づき、温度依存性・磁界依存性・磁気異方性を含めて J - E 特性を系統的に表現できるような評価法が、HTS 機器設計においては重要であると考えられる。

2.3.2 パーコレーション遷移モデル

一方、酸化物 HTS 材料における J - E 特性を系統的に表現するモデルとしては、山藤・木須らによってパーコレーション遷移モデルが提案されている [69]。同モデルによれば、酸化物 HTS 材料における J - E 特性を物理モデルに基づいて評価することが可能となる。詳細は以下のとおりである。

既述のように、酸化物 HTS 材料には要素的ピン力に広い分布が存在する。この分布と温度による揺らぎ、および磁束線間の相互作用を考慮して木須らが行った Monte-Carlo シミュレーションによれば、温度または磁界の上昇に伴って磁束線が図 2.8 に示すようにデピンングしていく様子を知ることができる [69, 70]。また、同図右側に示すように、そのデピンングの様子を基にピン力分布に対応する局所的臨界電流密度 (J_c^{local}) の確率密度関数 ($F(J_c^{\text{local}})$) が求められ、 $J = J_d$ における

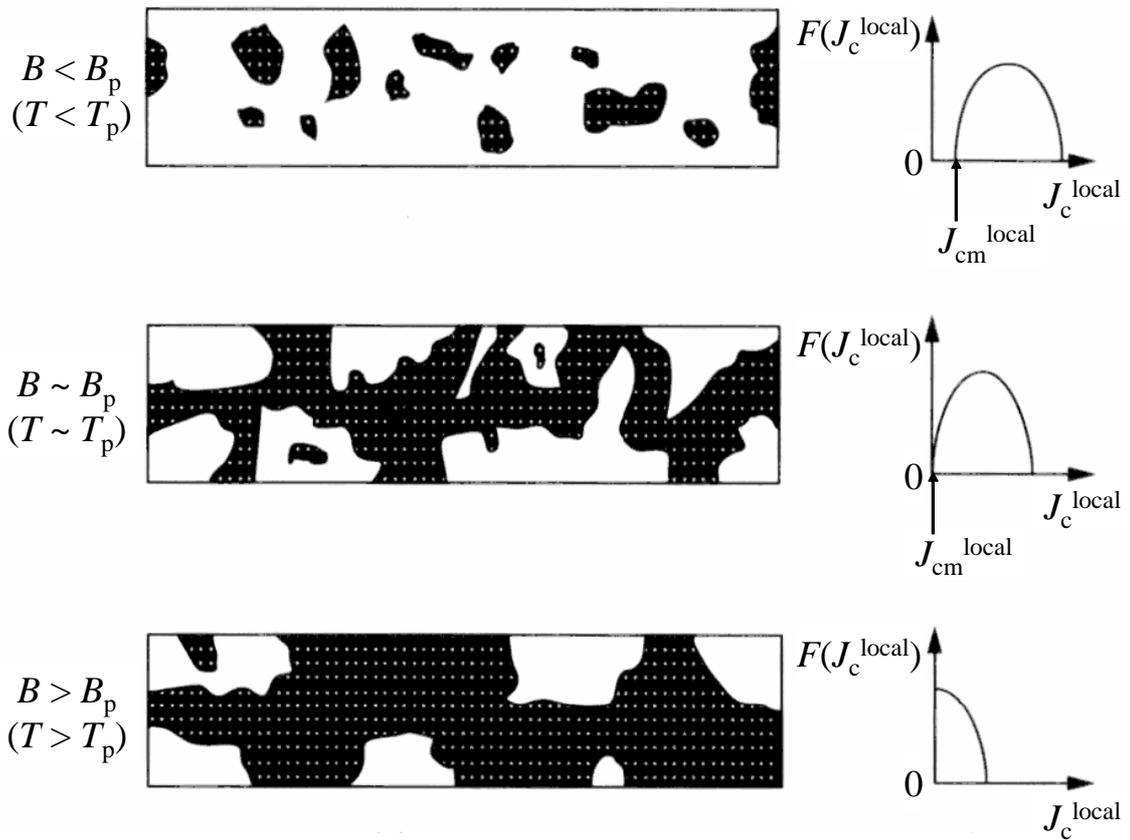


図 2.8: 温度 T または磁界 B の上昇に対するデピニング領域 (黒塗りの領域) の広がりとそのに対応する局所的臨界電流密度分布の変化 [70] (B_p : パーコレーション遷移磁束密度、 T_p : パーコレーション遷移温度、 $F(J_c^{\text{local}})$: 局所的臨界電流密度の確率密度関数、 J_c^{local} : 局所的臨界電流密度、 $J_{\text{cm}}^{\text{local}}$: 局所的臨界電流密度の最小値)

デピニング確率 ($S(J_d)$) は Weibull 関数を用いて

$$\begin{aligned} S(J_d) &= \int_{-\infty}^{J_d} F(J_c^{\text{local}}) dJ_c^{\text{local}} \\ &= 1 - \exp \left[- \left(\frac{J_d - J_{\text{cm}}^{\text{local}}}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^m \right] \end{aligned} \quad (2.2)$$

と表現される [71]。ここで、 $J_{\text{cm}}^{\text{local}}$ と $J_{\text{c0}}^{\text{local}}$ はそれぞれ、 $F(J_c^{\text{local}})$ における J_c^{local} の分布の最小値と半値幅である。また、 m は $F(J_c^{\text{local}})$ の形状を表すパラメータであり、磁束線間ならびに磁束線ピン間の相互作用の強さから決定される。一方、それぞれの磁束線がデピニングされた時点から電界の発生に寄与することを考慮すると、巨視的に観測される電界は $S(J_d)$ の積分に比例すると考えられる。ここで、上記 Weibull 関数を解析的に積分することは困難であるが、実用上重要な電界範囲に対応する電流密度範囲では

$$S(J_d) = \left(\frac{J_d - J_{\text{cm}}^{\text{local}}}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^m \quad (2.3)$$

と近似できる [72]。従って発生電界は、ピンが全く働かなくなった場合の抵抗率に相当する一様フロー抵抗率 (ρ_{FF}) を比例定数として

$$\begin{aligned} E(J) &= \rho_{\text{FF}} \int_0^J S(J_d) dJ_d \\ &= \begin{cases} \frac{\rho_{\text{FF}} J_{\text{c0}}^{\text{local}}}{m+1} \left(\frac{J - J_{\text{cm}}^{\text{local}}}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^{m+1} & \text{for } J_{\text{cm}}^{\text{local}} \geq 0 \text{ Am}^{-2} \\ \frac{\rho_{\text{FF}} J_{\text{c0}}^{\text{local}}}{m+1} \left[\left(\frac{J + |J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^{m+1} - \left(\frac{|J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^{m+1} \right] & \text{for } J_{\text{cm}}^{\text{local}} < 0 \text{ Am}^{-2} \end{cases} \end{aligned} \quad (2.4)$$

と導出される [71–73]。上記電界は、 $J_{\text{cm}}^{\text{local}}$ の正負を境として異なる式で表現されている。これは、図 2.8 に示すように、温度あるいは磁界がそれぞれ $J_{\text{cm}}^{\text{local}}$ が 0 となる T_p あるいは B_p に達することで、デピニング領域 (黒塗りの領域) が端から端まで繋がり、磁束線間の相関距離が発散するためである [74]。この T_p と B_p をそれぞれパーコレーション遷移温度、パーコレーション遷移磁束密度と呼んでおり、それぞれ

$$T_p(B) = T_c \left[1 - \left(\frac{B}{B_{p0}} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \right] \quad (2.5)$$

$$B_p(T) = B_{p0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{\alpha} \right] \quad (2.6)$$

と経験的に表現される [75, 76]。ここで、 T_c は臨界温度であり、 B_{p0} 、 α は定数である。一方、前述のようにピン力分布は温度と磁界によって変化するため、 J_{cm}^{local} と J_{c0}^{local} は温度依存性と磁界依存性を有し

$$J_{cm}^{local}(T, B) = J_T \left| 1 - \frac{T}{T_p(B)} \right|^{2\nu} = J_B \left| 1 - \frac{B}{B_p(T)} \right|^{2\nu} \quad (2.7)$$

$$J_{c0}^{local}(T, B) = aT^\xi B^\eta \quad (2.8)$$

と表現される [71–73, 75]。ここで、 J_T 、 J_B 、 ν 、 a 、 ξ 、 η は定数である。この J_{cm}^{local} と J_{c0}^{local} の温度依存性ならびに磁界依存性を考慮することで、式 (2.4) は

$$E(J, T, B) = \begin{cases} \frac{\rho_{FF} J_{c0}^{local}(T, B)}{m+1} \left(\frac{J - J_{cm}^{local}(T, B)}{J_{c0}^{local}(T, B)} \right)^{m+1} & \text{for } B \leq B_p(T) \ (T \leq T_p(B)) \\ \frac{\rho_{FF} J_{c0}^{local}(T, B)}{m+1} \left[\left(\frac{J + |J_{cm}^{local}(T, B)|}{J_{c0}^{local}(T, B)} \right)^{m+1} - \left(\frac{|J_{cm}^{local}(T, B)|}{J_{c0}^{local}(T, B)} \right)^{m+1} \right] & \text{for } B > B_p(T) \ (T > T_p(B)) \end{cases} \quad (2.9)$$

となり、酸化物 HTS 材料の J - E 特性を、その非線形性・温度依存性・磁界依存性を含めて表現することが可能となる。

2.3.3 磁気異方性を考慮した拡張式

上述のように、木須らの提案したパーコレーション遷移モデルによれば、酸化物 HTS 材料の J - E 特性における非線形性・温度依存性・磁界依存性を考慮できる。一方、さらに磁気異方性を考慮するために、同モデルを以下のように拡張する方法が報告されている [75, 78, 79]。

前述のように、酸化物 HTS 材料の結晶構造は図 2.7 に示すような 2 次元性を有しており、 ab 面と平行に侵入している磁束線はデピニングしにくく、電界を発生しにくい。そこで、 c 軸と平行に侵入した磁束線のみが電界の発生に寄与すると近似することができる。一方、Bi-2223/Ag テープ材を例にとると、それぞれの結晶粒の ab 面は同テープ材の幅広面に必ずしも一致しているというわけではなく、結晶配向にずれが存在することが X 線回析からわかっている [77]。この結晶配向のずれを考慮すると、中村らによれば、磁界の等価的な c 軸成分である等価垂直磁界 (B_{eq}) は

$$B_{eq}(B, \phi) = B \left(\cos^2 \phi + \frac{1}{\gamma^2} \sin^2 \phi \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

のように表現できると提案されている [75]。ここで、 γ は異方性比と呼ばれ、これが結晶配向のずれを表すパラメータである [75, 78, 79]。この B_{eq} で式 (2.9) 中の B

を置き換えると、

$$E(J, T, B, \phi) = \begin{cases} \frac{\rho_{\text{FF}} J_{\text{c0}}^{\text{local}}(T, B_{\text{eq}}(B, \phi))}{m+1} \left(\frac{J - J_{\text{cm}}^{\text{local}}(T, B_{\text{eq}}(B, \phi))}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}(T, B_{\text{eq}}(B, \phi))} \right)^{m+1} & \text{for } B \leq B_{\text{p}}(T, \phi) \ (T \leq T_{\text{p}}(B, \phi)) \\ \frac{\rho_{\text{FF}} J_{\text{c0}}^{\text{local}}(T, B_{\text{eq}}(B, \phi))}{m+1} \left[\left(\frac{J + |J_{\text{cm}}^{\text{local}}(T, B_{\text{eq}}(B, \phi))|}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}(T, B_{\text{eq}}(B, \phi))} \right)^{m+1} - \left(\frac{|J_{\text{cm}}^{\text{local}}(T, B_{\text{eq}}(B, \phi))|}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}(T, B_{\text{eq}}(B, \phi))} \right)^{m+1} \right] & \text{for } B > B_{\text{p}}(T, \phi) \ (T > T_{\text{p}}(B, \phi)) \end{cases} \quad (2.11)$$

となり、磁気異方性を考慮できる解析式が導出される。式 (2.11) を用いることで、酸化物 HTS 材料の J - E 特性を、その非線形性・温度依存性・磁界依存性・磁気異方性のすべてを含めて考慮することが可能となる。なお、上記磁気異方性は、木須らによっても別途モデル [80] が提案されている。

2.4 評価式と測定値の比較

式 (2.11) は、限られた条件 ($65.0 \text{ K} \leq T \leq 82.5 \text{ K}$ 、 $B = 0.5 \text{ T}$ 、 $0^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$) では既に Bi-2223/Ag テープ材を用いた実験との比較が行われており、その妥当性が示されている [75]。一方、HTS-SMES の冷却には冷凍機による伝導冷却方式が検討されており、20 K 程度までは比較的簡単に得られる。また、そのような温度領域では、磁界に対する酸化物 HTS 材料の電流輸送特性が大幅に向上するため、数 T 程度以上の高磁界応用が考えられる。従って、上記温度ならびに磁界領域における HTS-SMES の性能を議論するためには、同領域における式 (2.11) の有効性を検証する必要がある。

そこで、本論文では $20.0 \text{ K} \leq T \leq 77.3 \text{ K}$ 、 $0.02 \text{ T} \leq B \leq 3.50 \text{ T}$ 、 $0^\circ \leq \phi \leq 105^\circ$ に対する Bi-2223/Ag テープ材の詳細な測定データを用いて、式 (2.11) との比較を行った。まず、同テープ材の諸元を表 2.1 に示す。Bi-2223/Ag テープ材は一般に図 2.9 に示すような多芯構造を有しており、同表中の銀比 (c) は超伝導フィラメントの総断面積に対する銀シースの断面積比で定義される。また、同表中の臨界電流は一般的に用いられる電界基準 $E_c = 1 \mu\text{V}/\text{cm}$ で定義された測定値である。

さて、測定結果と式 (2.11) の比較例を図 2.10 に示す (実際には 1 万 5 千あまりの測定値との比較を行っている)。同図は、 J - E 特性を $T = 30.0, 50.0, 70.0 \text{ K}$ の温度において、またそれぞれ温度に対して $\phi = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ の磁界印加角度で測定した場合の B 依存性である。点が測定値、実線が式 (2.11) であるが、以下に挙げる特徴を含めて両者が非常によく一致している。

まず、 $T = 70.0 \text{ K}$ 、 $\phi = 0^\circ$ の B 依存性に注目すると、 B に対して電流輸送特性

表 2.1: 測定、解析、および設計に用いた Bi-2223/Ag テープ材の諸元 [59]

Items	Values
Cross sectional width	3.9 mm
Cross sectional thickness	0.24 mm
Silver ratio: c	2.5
Critical current	70 A (at 77.3 K and self field)



図 2.9: 一般的な Bi-2223/Ag テープ材の断面写真 [70]

が非常に大きく変化していることがわかる。ある同一電界に対して通電できる電流密度が変化することはもちろんであるが、注目すべきは両対数プロット上においてその曲率が変化していることである。すなわち、 B が小さい時は上に凸であり、逆に B が大きくなると下に凸となっている。実はこの特性の違いがパーコレーション遷移によるものと考えられており [69]、式 (2.11) はそのような非線形特性を含めて測定値を定量的に表現できている。次に、 $\phi = 0^\circ$ において、 $T = 30.0$ K と $T = 70.0$ K を比較すると、 $T = 30.0$ K では $T = 70.0$ K と比較して B の影響をあまり受けないことがわかる。このように、低温で磁界に対する特性が向上する様子も、式 (2.11) によってうまく表現されている。さらに、 $T = 30.0$ K と $T = 50.0$ K を比較するとわかりやすいが、 $T = 30.0$ K では ϕ の変化に対して電流輸送特性があまり影響を受けない一方、逆に $T = 50.0$ K では ϕ の変化の影響を非常に大きく受ける様子が見られる。式 (2.11) は、そのような磁気異方性を極めてよく再現できている。また低温においてその見かけ上の影響が小さくなる様子もうまく表現できている。

このように、今回新たに行った測定データとの比較によって、これまで以上に式 (2.11) の有効性を示すことができた。

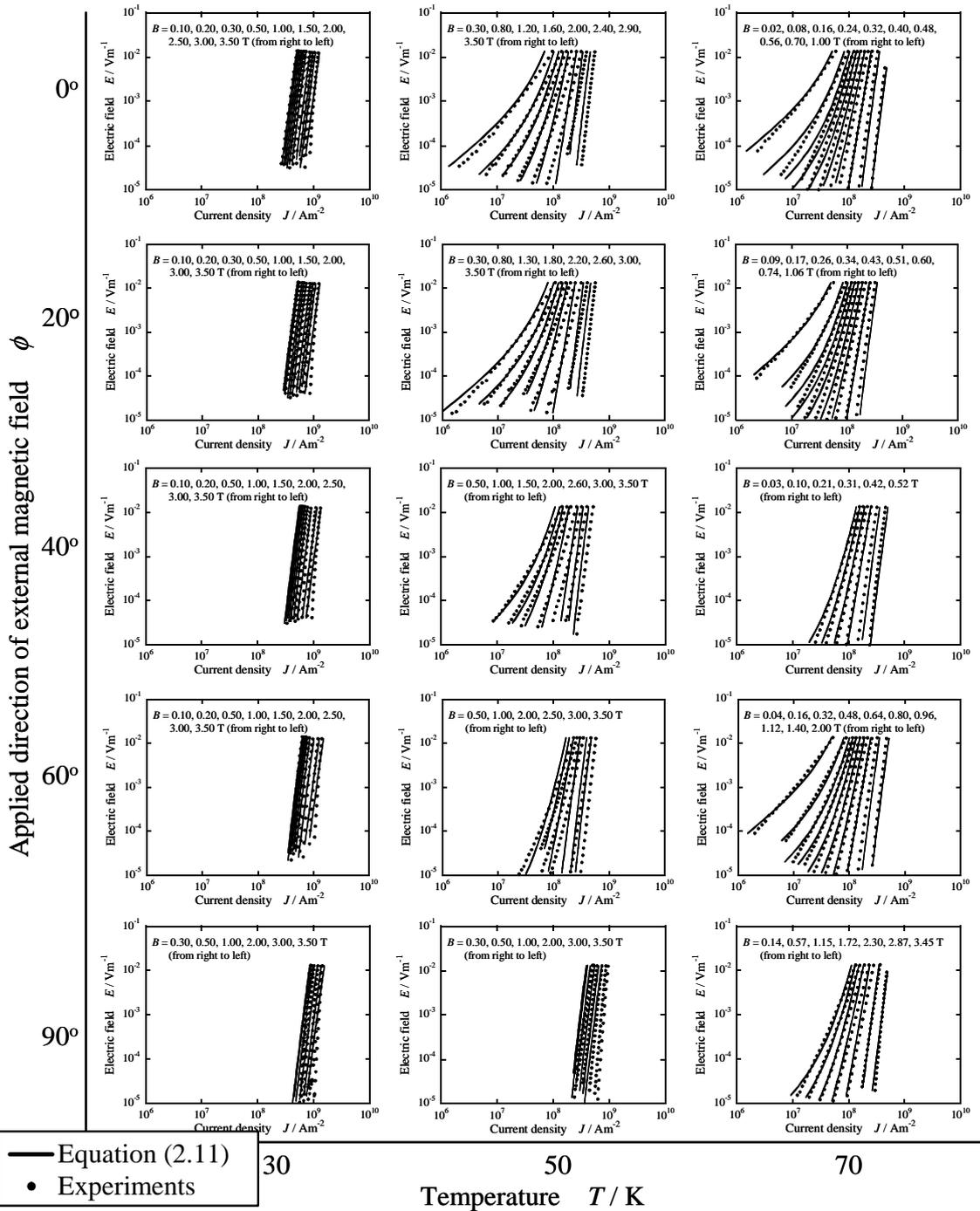


図 2.10: 様々な温度、磁界、および磁界印加角度に対する式 (2.11) と Bi-2223/Ag テープ材の測定データの比較 [59]

2.5 まとめ

本章では、酸化物 HTS 材料の電流輸送特性に見られる様々な特徴を紹介し、その定量評価式について説明した。また、同評価式は、これまで限られた条件での有効性が実証されていたが、さらに広範囲の条件で得られた測定データと比較したことにより、確かに酸化物 HTS 材料の J - E 特性の特徴を非常にうまく表現でき、定量性を有していることがわかった。具体的には以下のとおりである。

- 酸化物 HTS 材料では電流密度の増加に伴って電界が緩やかに発生するなど、定義にもよるが超伝導 常伝導状態間には明確な境界が存在しない。これは、同超伝導体には広い要素的ピン力分布が存在し、これに伴って磁束線間の相互作用等を考慮して得られる巨視的ピン力にも広い分布が存在することで、電界の発生につながる磁束線の運動が電流密度の増加に伴って確率的に起こるためである。
- 温度や磁束密度がピン力分布に影響を与えるため、酸化物 HTS 材料の電流輸送特性には温度依存性ならびに磁界依存性が存在する。
- 酸化物 HTS 材料の結晶構造は 2 次元性を有しているため、同材料の電流輸送特性には磁気異方性と呼ばれる磁界印加角度依存性が存在する。これは、酸化物 HTS 材料における特徴的な性質の一つである。
- パーコレーション遷移モデルを基に、結晶粒配向のずれまで考慮して拡張された解析式によれば、酸化物 HTS 材料の J - E 特性に見られる非線形性・温度依存性・磁界依存性・磁気異方性の全てを考慮でき、定量的な評価も可能になる。実際に測定データと比較したところ、その定量性は広範な条件範囲においても保証されており、同解析式は、運転条件の選択範囲の広い HTS 機器設計に関して非常に有効な評価式であると考えられる。

第3章 高温超伝導コイルの通電特性

3.1 目的

前章では、酸化物 HTS 材料の電流輸送特性に見られる特徴について述べると共に、それらの特徴を表現する物理モデルを考慮して得られた解析式によれば同材料の J - E 特性を定量的に評価できることを示した。同特性は、温度、磁界、さらには磁界印加角度によって大きく変化すると述べたが、このことは、HTS コイルが自身の作る磁界によって何らかの影響を受け、またその様子が運転温度によって変化することを示唆している。そこで本章では、上記解析式を適用した HTS コイルの通電性能解析手法を開発し、酸化物 HTS 材料の J - E 特性がコイルに与える影響について検討する。また、従来の臨界電流に基づく評価手法との比較検討を行うことにより、上記 J - E 特性を考慮して発熱を評価することの重要性を示す。なお、瞬低補償用 SMES では、瞬低に備えていかに安全にエネルギーを蓄積し続けられるかが重要であるため、待機運転時に対応する直流電流通電時のコイル性能を有限要素法に基づいて評価する [81–84]。

3.2 方法

3.2.1 モデル

解析対象は軸対称形状の Bi-2223/Ag コイルとし、上述の理由から直流通電時の特性を評価する。同コイルを構成する Bi-2223/Ag テープ材には、前章の測定データに用いられたものを想定しており、その諸元は表 2.1 に既述している。さて、同コイルの概略図と解析用モデルを図 3.1 に合わせて示す。コイルの内半径 (r_i)、外半径 (r_o)、および高さ (h) は同図に示すように定義し、ここでは $r_i = 108$ mm、 $r_o = 172$ mm、 $h = 85.8$ mm としている。また、形状の対称性から同コイルの上半分断面のみをモデル化しており、巻線はテープ材の幅広面が常にコイル半径方向に垂直となるフラットワイズ法を想定している。ポリイミドテープ等のターン間絶縁材はテープ材の幅や厚みに対して十分薄いものとし、計算上は絶縁するもののそれに対応する要素は用意していない。一方、コイルの 1 ターン、すなわちテープ材断面は、電流分布を考慮できるようにそれぞれ複数の要素に分割している。また、通電電流は紙面手前から奥に流すことを想定している。

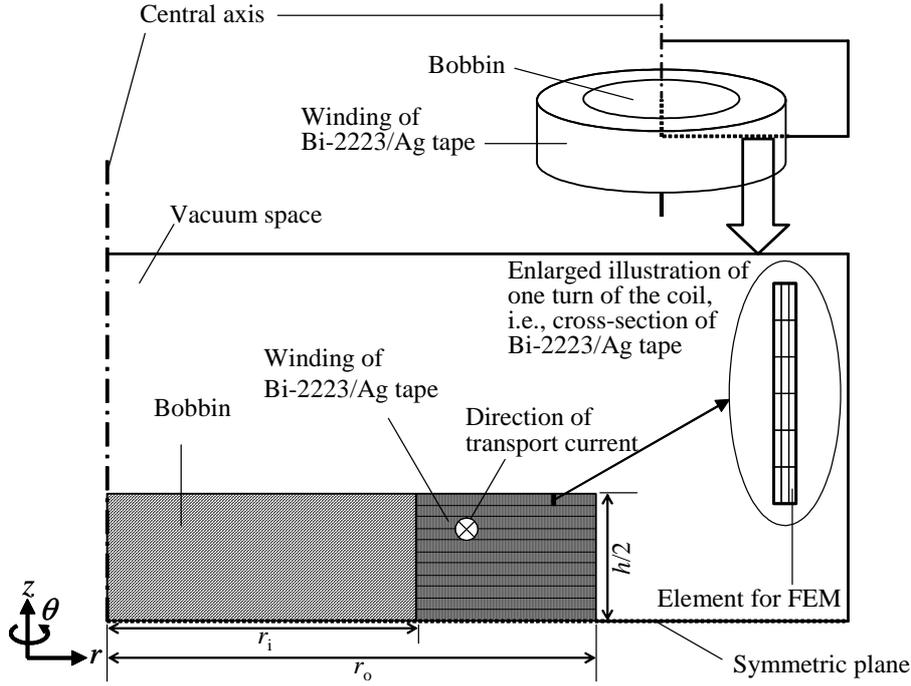


図 3.1: Bi-2223/Ag コイルに対する解析モデル

3.2.2 J - E 構成方程式

解析モデル中のコイル巻線部、すなわち Bi-2223/Ag テープ材に適用する J - E 構成方程式について述べる。式 (2.11) は J に関して解くことができ、同テープ材超伝導フィラメント部の電流密度 (J_{SC}) は、

$$J_{SC}(E, T, B, \phi) = \begin{cases} J_{cm}^{local}(T, B_{eq}(B, \phi)) + \left(\frac{m+1}{\rho_{FF}} E J_{c0}^{local}(T, B_{eq}(B, \phi))^m \right)^{\frac{1}{m+1}} & \text{for } B \leq B_p(T, \phi) \ (T \leq T_p(B, \phi)) \\ -|J_{cm}^{local}(T, B_{eq}(B, \phi))| & \\ + \left(\frac{m+1}{\rho_{FF}} E J_{c0}^{local}(T, B_{eq}(B, \phi))^m + |J_{cm}^{local}(T, B_{eq}(B, \phi))|^{m+1} \right)^{\frac{1}{m+1}} & \text{for } B > B_p(T, \phi) \ (T > T_p(B, \phi)) \end{cases} \quad (3.1)$$

と導出される。また、前述のように Bi-2223/Ag テープ材にはシース材として銀が用いられており、シース部の電流密度 (J_{silver}) は銀の導電率 (σ_{silver}) [87] を用いて、

$$J_{silver}(E, T, B) = \sigma_{silver}(T, B)E \quad (3.2)$$

と表現できる。ここで、コイルの 1 ターンを考えた時、そのターンではテープ材断面内の磁界分布がテープ材長手方向に対してほぼ変化しないことに注意すると、

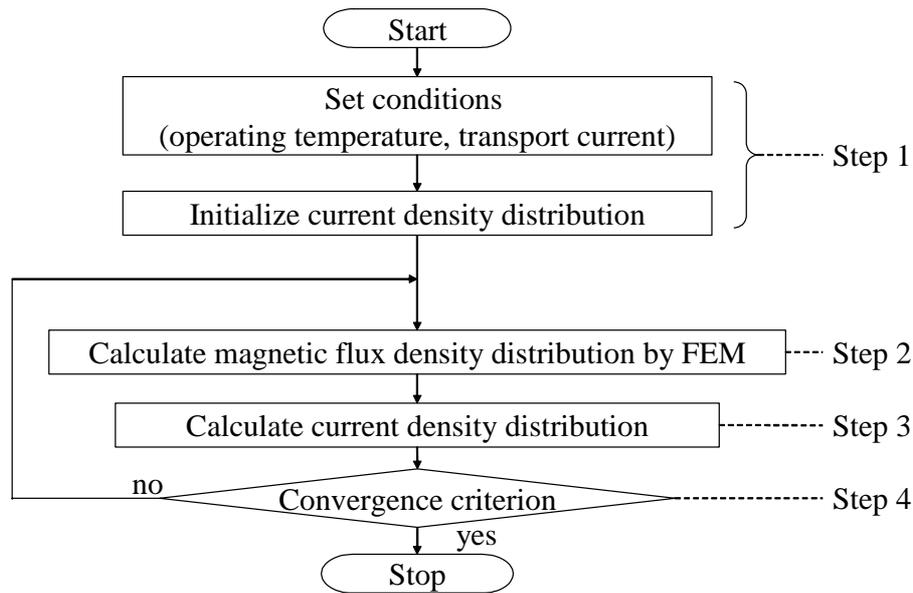


図 3.2: 計算手順を示すフローチャート

同ターン中ではテープ材断面方向の電流成分がほぼ存在しないと考えられる。あるいは、仮にそのような成分が存在した場合でも、コイル1ターンの線材長（最小でも679 mm）に対して線材幅（3.9 mm）ならびに線材厚（0.24 mm）が極めて小さいことに注意すると、同電流成分に起因する電位差は無視できる。以上を考慮すると、テープ材断面を等電位面として扱うことができ、同ターン中においては電界がテープ材長手方向に一樣であると近似することができる。このとき、Bi-2223/Agテープ材は超伝導フィラメントと銀シースの並列回路であるとみなすことができるため、同テープ材長手方向の電流密度は、両者の断面積比を考慮して、

$$J(E, T, B, \phi) = \frac{1}{1+c} J_{\text{SC}}(E, T, B, \phi) + \frac{c}{1+c} J_{\text{silver}}(E, T, B) \quad (3.3)$$

と表現できる。式(3.3)を本解析における J - E 構成方程式とする。

3.2.3 手順

最近では比較的簡単に電磁界解析を行える有限要素法パッケージソフトが存在するものの、式(3.3)のように複雑な J - E 構成方程式をそれらに導入することは簡単ではない。そこで、磁束密度分布の計算と電流密度分布の計算の処理を分け、前者を有限要素法パッケージソフト（PHOTO-EDDY[®]）によって行い、後者を別途開発した手法によって行うものとする。その計算手順を示すフローチャートを図3.2に示す。同図中のそれぞれの段階における処理について以下に説明する。

Step 1: 運転条件の設定と初期化を行う。運転条件とは、コイルの運転温度（ T_{op} ）と通電電流（ I_{op} ）を指す。初期化は電流密度分布に関して行い、一樣電流

密度 (J_{initial})

$$J_{\text{initial}} = \frac{I_{\text{op}}}{A_{\text{tape}}} \quad (3.4)$$

を有限要素法の初期荷重としてコイル巻線部に与える。なお、 A_{tape} は Bi-2223/Ag テープ材の断面積である。

Step 2: 有限要素法によって与えられた電流密度分布が形成する磁束密度分布を計算する。これにより、コイル巻線部の全ての位置において B と ϕ を得ることができる。

Step 3: 式 (3.3) によって電流密度分布を再計算する。具体的には、有限要素法で得られた B と ϕ を用いて、

$$I = \int_{A_{\text{tape}}} J(E, T_{\text{op}}, B, \phi) dS = I_{\text{op}} \quad (3.5)$$

を満足する J と E をコイル巻線部の全ての位置について計算する。ここで、同一ターン内では前述のようにテープ材長手方向の電界が一様であることを仮定しているため、それぞれのターンにおいて E と電流 (I) は 1 対 1 で対応することになる。この時、 $I = I_{\text{op}}$ を満たす E は二分法によって計算でき、同時に B と ϕ に対応した J が計算されることになる。

Step 4: 収束判定を行う。コイル巻線部の全ての位置において

$$\left| \frac{J^{\text{new}} - J^{\text{old}}}{J^{\text{old}}} \right| < \epsilon \quad (3.6)$$

となれば計算を終了する。ここで、 J^{old} は各要素に与えられていた電流密度であり、 J^{new} は有限要素法によって計算された磁束密度分布に対応して同要素で新たに計算された電流密度である。また、ここでは $\epsilon = 10^{-3}$ としている。上記収束条件を満たさなければ、計算された電流密度分布を基に有限要素法によって磁束密度分布を再計算する。

3.3 結果・考察

3.3.1 ある運転条件

まず、ある運転条件 ($T_{\text{op}} = 20.0$ K、 $I_{\text{op}} = 146$ A) において得られた解析結果に基づいて、酸化物 HTS 線材の J - E 特性が HTS コイルに与える影響を考察する。なお、以下の結果は、図 3.1 中の巻線部、すなわちコイル上半分断面の巻線部のみについて示している。

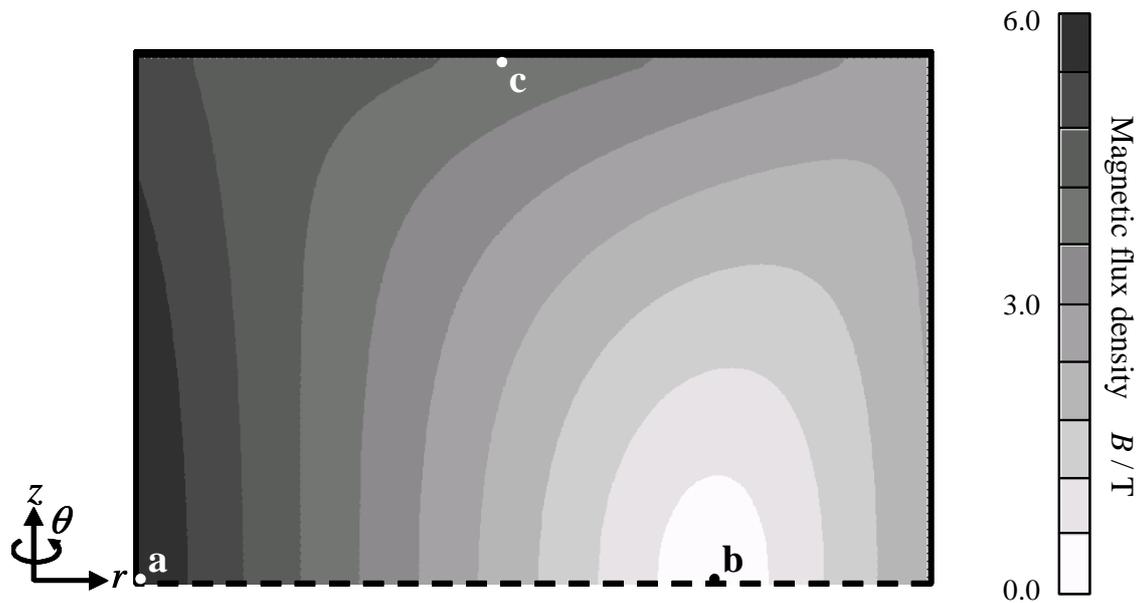


図 3.3: コイル巻線部における磁束密度分布 (運転温度 20.0 K、通電電流 146 A)

磁束密度分布

コイル巻線部の磁束密度分布を図 3.3 に示す。磁束密度の最大値 (B_{\max}) は 6.11 T であり、点 a (コイル最内層の高さ方向中央部である対称面上) に位置している。一方、最小値は点 b に位置しており、磁束は点 b を中心として右回りのベクトル場を形成している。前述のように、超伝導材料は磁束密度の増加に対して電界を発生しやすいため、一見この磁束密度分布が発熱密度分布を反映すると予想されるが、酸化物 HTS 材料には磁気異方性が存在するために、磁束密度の大きさだけでなく、その方向が非常に重要となる。そこで、Bi-2223/Ag テープ材に最も影響を及ぼす同テープ材幅広面に垂直な磁束密度成分 (B_{\perp})、すなわちコイル半径方向の磁束密度成分をプロットしたものを図 3.4 に示す。その最大値 ($B_{\perp\max}$) は 3.49 T であり、点 c に位置している。一方、最小値は絶対値と同様に点 b に位置している。なお、この B_{\perp} は一般には式 (2.10) で定義した B_{eq} とは異なる ($\gamma \rightarrow \infty$ で一致する) が、以下に述べる電流密度分布、電界分布、および発熱密度分布などに対して、 B_{\perp} によって十分説明できることが多い。

電流密度分布

磁束密度は酸化物 HTS 材料の電流輸送特性に影響を与えるため、磁束密度に上記のような分布が存在すると、対応する電流密度にも分布を生じる。その様子を図 3.5 に示す。それぞれのターンでは偏流が生じており、これに伴ってストライプ状の電流密度分布が得られている。最も顕著な偏流を示すターンは点 b を含む Turn (I)

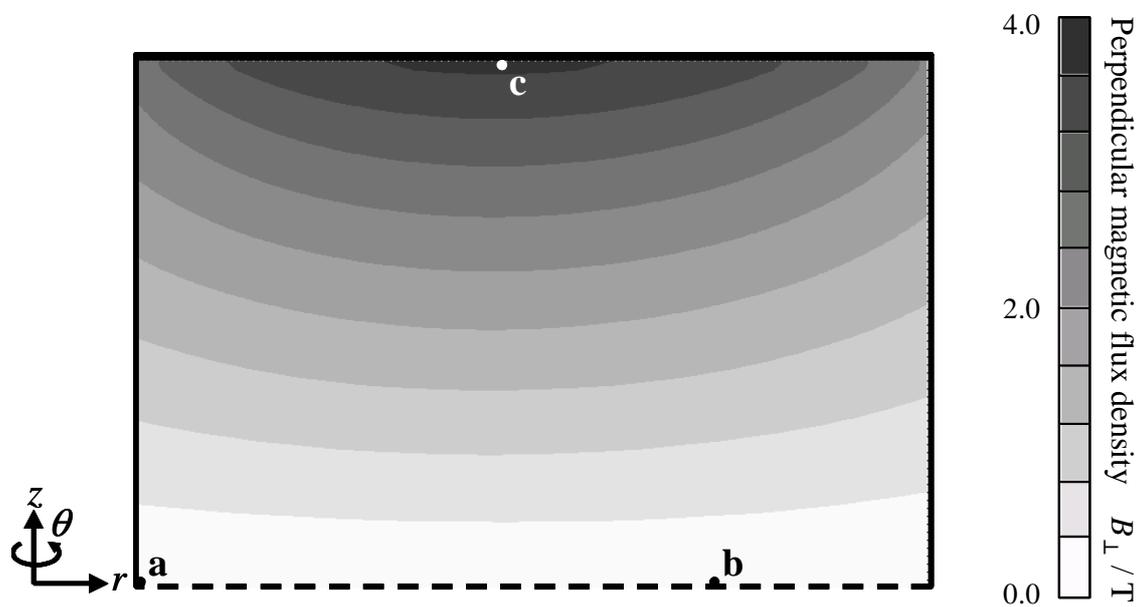


図 3.4: コイル巻線部における半径成分 (Bi-2223/Ag テープ材幅広面に垂直な成分) の磁束密度分布 (運転温度 20.0 K、通電電流 146 A)

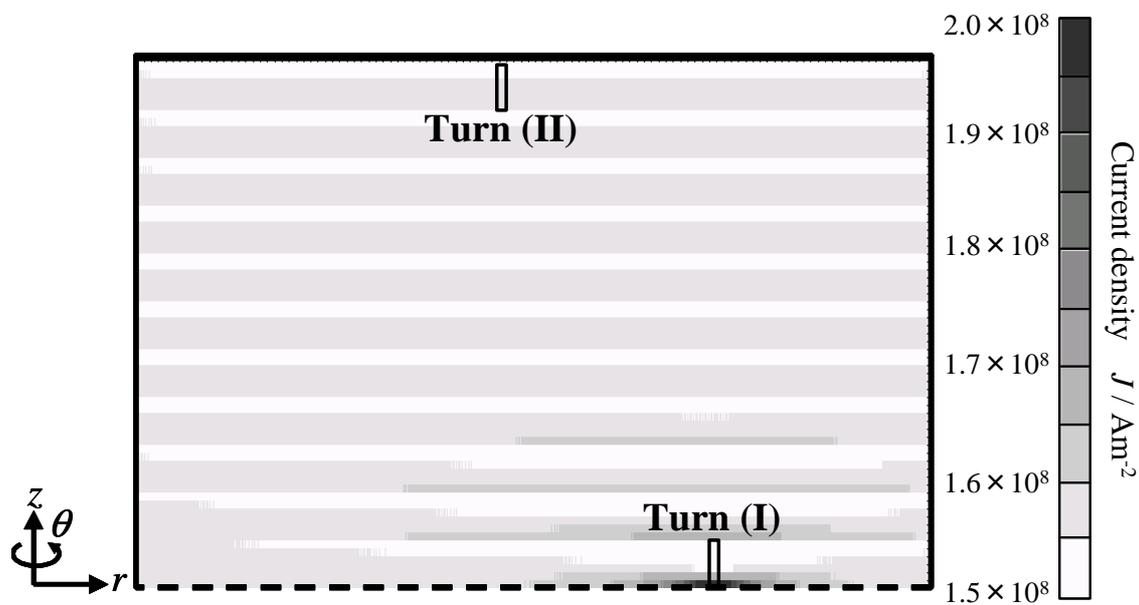


図 3.5: コイル巻線部における電流密度分布 (運転温度 20.0 K、通電電流 146 A)

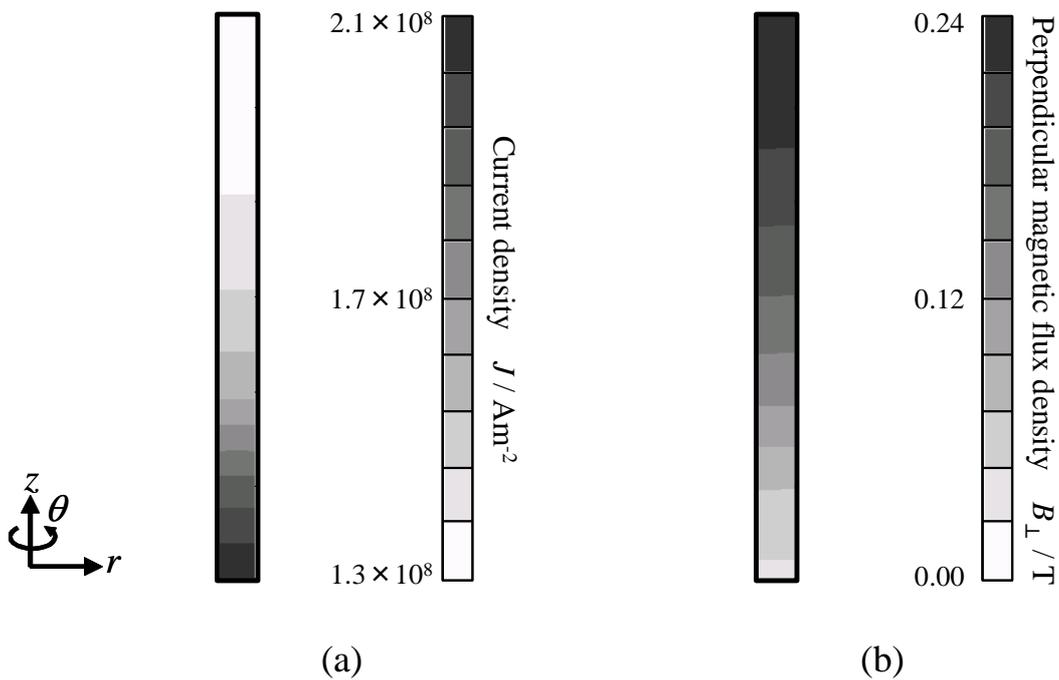


図 3.6: Turn(I) における電流密度分布と垂直磁束密度分布の対応 (a) 電流密度分布 (b) 垂直磁束密度分布

であり、その電流密度分布を図 3.6(a) に示す。電流密度の平均値が $1.56 \times 10^8 \text{Am}^{-2}$ であるのに対し、最大値が $2.10 \times 10^8 \text{Am}^{-2}$ 、最小値が $1.30 \times 10^8 \text{Am}^{-2}$ となっている。また最大部は下方に位置し、最小部は上方に位置している。これに対し、磁束密度の垂直成分をプロットしたものを図 3.6(b) に示す。電流密度分布とは反対に、最大部が上方に位置し、最小部が下方に位置している。従って、両者の対応関係を考慮すると、垂直磁界成分が大きい部位では等価的な抵抗が大きくなることで電流が流れにくく、これに伴って垂直磁界成分が小さい部位に電流が集中することがわかる。ただし、このように顕著な偏流が存在するのは、点 b のような磁束の渦の中心付近のみである。すなわち、磁束の渦の中心では常に磁束密度が 0 T に近いいため、その付近のターン内の磁束密度の最大値の最小値に対する比率が大きい。例えば、垂直成分に関して言えば、Turn (I) では最大値が 0.241 T であるのに対し、最小値は 0.0405 T である。一方、点 c を含む Turn (II) 内の電流密度分布と磁束密度の垂直成分の分布の対応を図 3.7 に示す。Turn (II) では、磁束密度の垂直成分の最大値が 3.67 T であるのに対し、最小値が 3.31 T と、上記 Turn (I) と比較するとその比率が非常に小さいことがわかる。これに伴い、電流密度もほぼ一様であり、最大値が $1.58 \times 10^8 \text{Am}^{-2}$ であるのに対し、最小値は $1.53 \times 10^8 \text{Am}^{-2}$ となっている。以下の発熱密度分布でも述べるが、実は Turn (I) における電界や発熱は Turn (II) のそれに対して無視できるほど小さい。これは、上述のように Turn (I) が点 b (垂直磁束密度の最小部の位置) を含んでおり、逆に Turn (II)

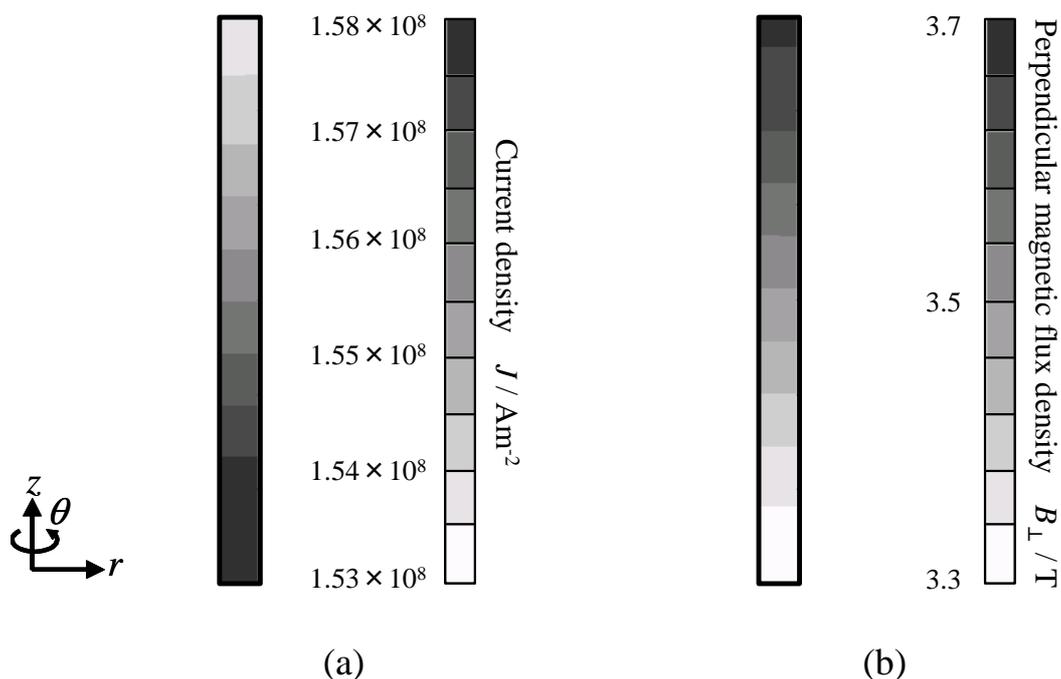
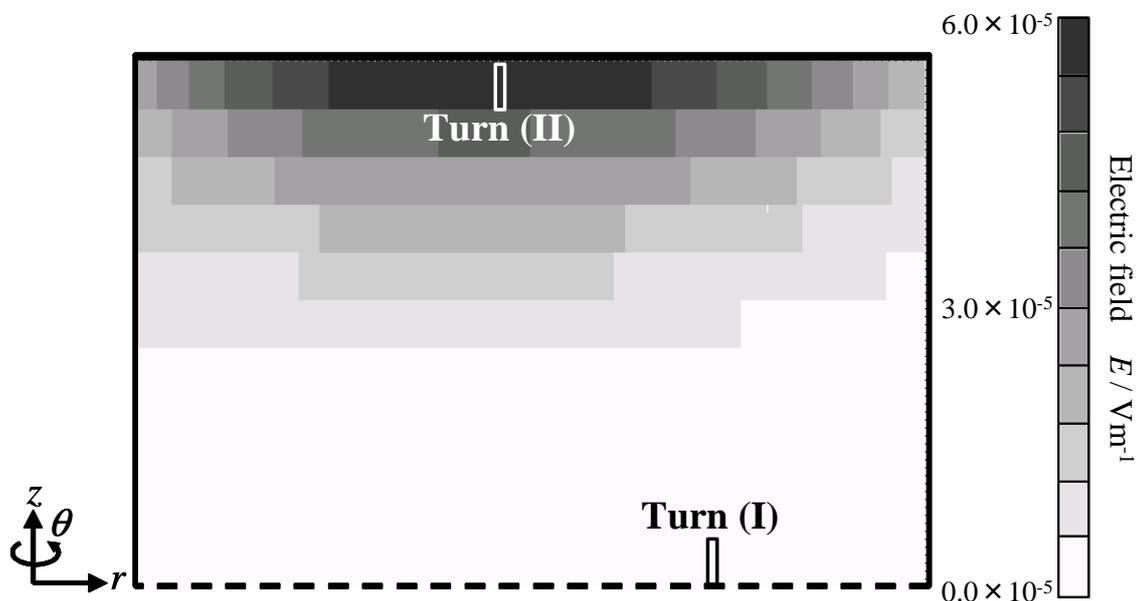


図 3.7: Turn(II) における電流密度分布と垂直磁束密度分布の対応 (a) 電流密度分布 (b) 垂直磁束密度分布

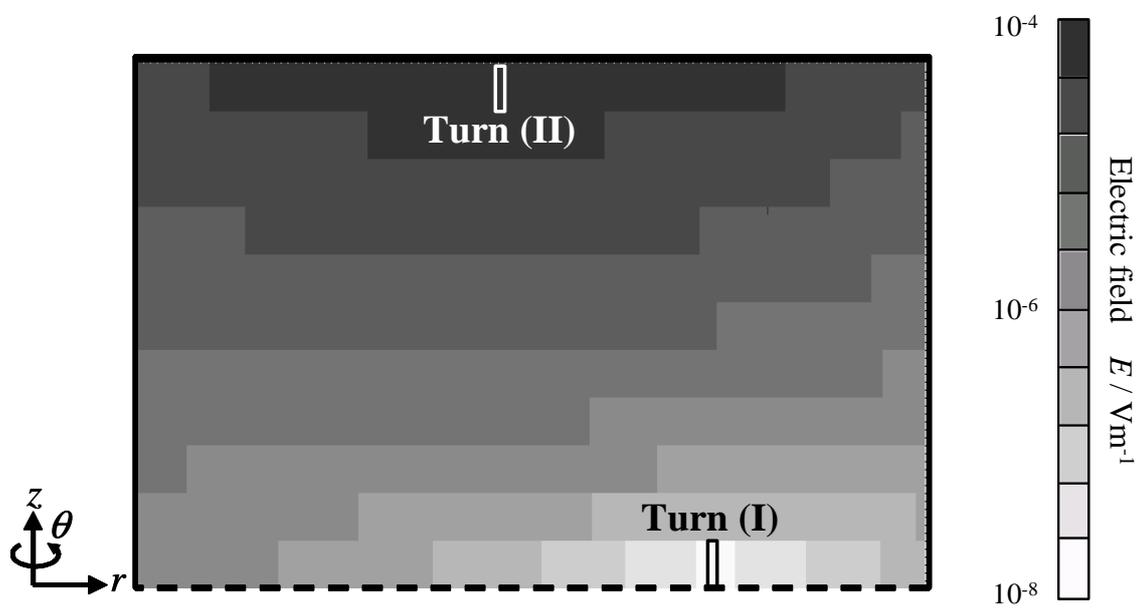
が点 c (垂直磁束密度の最大部の位置) を含んでいるためである。以上の議論から、コイル全体としての直流通電時の通電性能を評価する上では、電流密度分布を考慮せず、一様電流を仮定した評価でも十分な場合が多いと考えられる。

電界分布

コイル巻線部の電界分布を図 3.8 に示す。同図は、電界分布を線形スケールと対数スケールの両方で示したものである。前述のように、それぞれのターンではテープ材長手方向の電界が一様であると仮定しているため、同図に示すような分布形状となっている。線形スケールを見ると分かりやすいが、最大電界 (E_{\max}) は Turn (II) に発生している。一方、対数スケールを見ると分かりやすいが、電界は Turn (I) で最小となっている。すなわち、このような電界分布は、図 3.3 に示す磁束密度の絶対値の分布ではなく、図 3.4 に示す磁束密度の垂直成分の分布に対応していることがわかる。これが、酸化物 HTS 材料の磁気異方性の影響が顕著に表れている例であり、HTS コイルが従来の LTS コイルと同様に扱えない大きな要因の 1 つである。また、注目すべき点は電界の取り得る値の範囲であり、最大値が $6.06 \times 10^{-5} \text{Vm}^{-1}$ であるのに対し、最小値が $2.34 \times 10^{-8} \text{Vm}^{-1}$ となっている。線形スケールで見ると分かりやすいが、このように電界が局所的に大きくなっていることに注意すると、HTS コイルの臨界電流を定義するとすれば、平均電界では



(a) 線形スケール



(b) 対数スケール

図 3.8: コイル巻線部における電界分布 (運転温度 20.0 K、通電電流 146 A)

なく最大電界が電界基準に達する電流として定義する方が妥当であると考えられる。同様の定義は従来研究 [53, 55, 56, 85, 86] にも見られ、それらが電界基準で定義される臨界電流をコイル内の様々な位置で評価し、その最小値をコイルの臨界電流として定義していることと等価である。すなわち、これらの定義に基づく臨界電流は、HTS コイルの局所的な焼損の可能性に配慮するものであると考えられる。

発熱密度分布

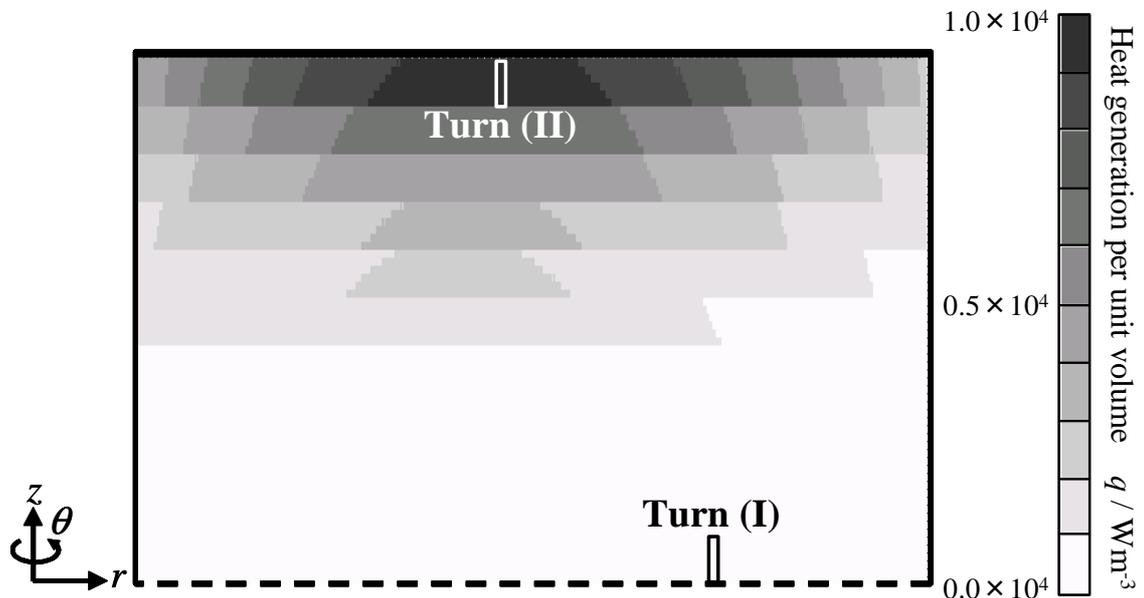
発熱密度 (q) は、電流密度ベクトルと電界ベクトルの内積で与えられるが、ここでは両者が同じ方向を向いているため、

$$q = JE \quad (3.7)$$

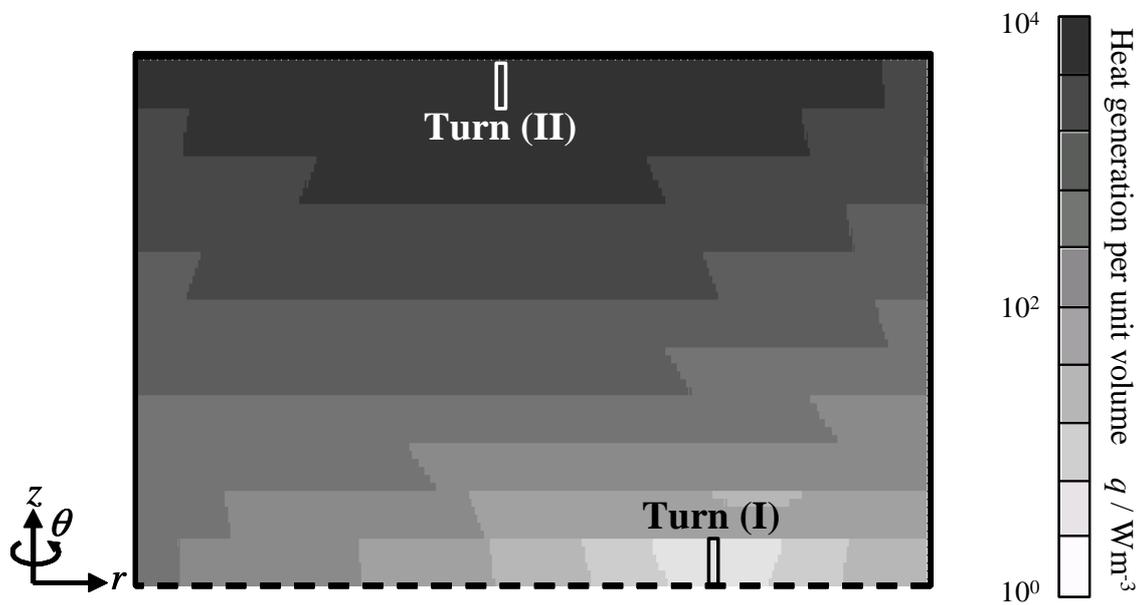
で与えられる。図 3.9 にコイル巻線部の発熱密度分布を示す。同分布は図 3.8 に示す電界分布にほぼ対応している。これは、電流密度よりも電界の方が広い範囲の値をとることから、電流密度分布の影響が比較的に小さくなっているためである。発熱密度は電界と同様に取得可能な値の範囲が広く、最大値が $9.59 \times 10^3 \text{ Wm}^{-3}$ であるのに対し、最小値が 4.94 Wm^{-3} となっている。すなわち、コイルの臨界電流の定義でも述べたように、HTS コイルでは、発熱が局所的に大きくなるため、局所的な焼損への対策に十分注意を払う必要があると考えられる。これは、線形スケールで見ると分かりやすい。一方、HTS コイルでは、冷凍機による冷却が想定されているため、注意すべき点がもう 1 つある。それは、コイルの総発熱である。コイルの総発熱 (P) は、 q をコイル巻線部で体積積分することで求められ、本対象モデルの運転条件では 10.0 W となる。これに対して、運転温度 20 K における一般的な冷凍機の冷却出力も 10 W 程度であり、総発熱とバランスしている。ここで着目すべき点は、本運転条件において、最大電界 ($6.06 \times 10^{-5} \text{ Vm}^{-1}$) が一般的な電界基準 ($1.00 \mu\text{Vcm}^{-1} = 1.00 \times 10^{-4} \text{ Vm}^{-1}$) に達しておらず、これに伴って通電電流 146 A が同基準で定義される臨界電流 150 A よりも小さいことである。すなわち、同臨界電流は、上述のように HTS コイルの局所的な発熱に対して配慮するものではあるが、冷凍機冷却出力と同コイル総発熱のバランスの評価基準には成り得ない。従って、発熱密度分布を得て、この総発熱を見積もる作業こそが、酸化物 HTS 材料の臨界電流のみではなく J - E 特性まで考慮することによって得られた大きな成果であると考えられる。

3.3.2 様々な運転条件

ここまでは、ある運転条件における HTS コイルの通電性能を評価し、コイル内の電界分布や発熱密度分布について述べた。従来からコイル内の局所的な発熱については懸念されており、このことからコイル内の平均電界ではなく最大電界が電界基準に達する時の通電電流、換言すればコイル内の臨界電流の最小値を、HTS



(a) 線形スケール



(b) 対数スケール

図 3.9: コイル巻線部における発熱密度分布 (運転温度 20.0 K、通電電流 146 A)

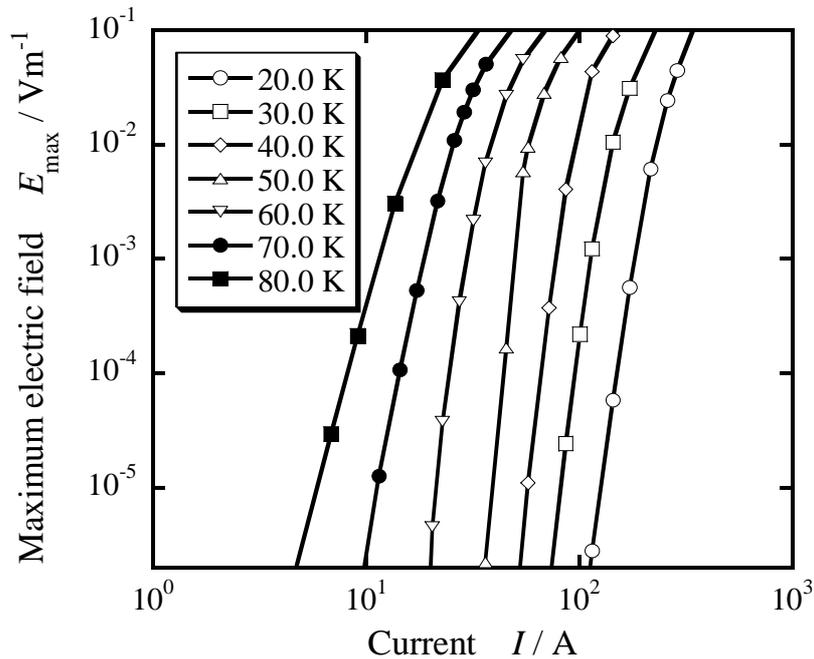


図 3.10: 様々な運転温度における Bi-2223/Ag コイルの電流 最大電界特性の解析結果

コイルの臨界電流として定義することが自然とされている [53, 55, 56, 85, 86]。ただし、冷凍機冷却では冷却出力が定まっているため、同臨界電流では評価できないコイル総発熱にも注意すべきであると述べた。そこで、臨界電流と総発熱の両者についてももう少し詳しく調べるために、様々な運転温度と通電電流に対して同様の計算を行った。

臨界電流の運転温度依存性

まず、Bi-2223/Ag コイルの臨界電流を得るために、様々な運転温度において通電電流に対する最大電界を両対数プロットしたものを図 3.10 に示す。それぞれの運転温度における特性は互いに類似しており、運転温度が低くなるほど大通電電流側にシフトしている。これは、運転温度を下げることによってコイルの通電性能が向上することを示している。また、すべての運転温度において、最大電界が通電電流に対して指数関数的に上昇しているが、高電界領域ではその上昇割合が小さくなっていることがわかる。この主な原因は、Bi-2223/Ag テープ材に用いられている銀シース材の影響であり、高電界になるほど銀への電流分流が大きくなることで、銀の通電特性、すなわち通電電流に対して電界が比例する特性が支配的になるためであると考えられる。

一方、コイル巻線前、すなわち短尺線材の電流 電界特性を図 3.11 に示す。同じ

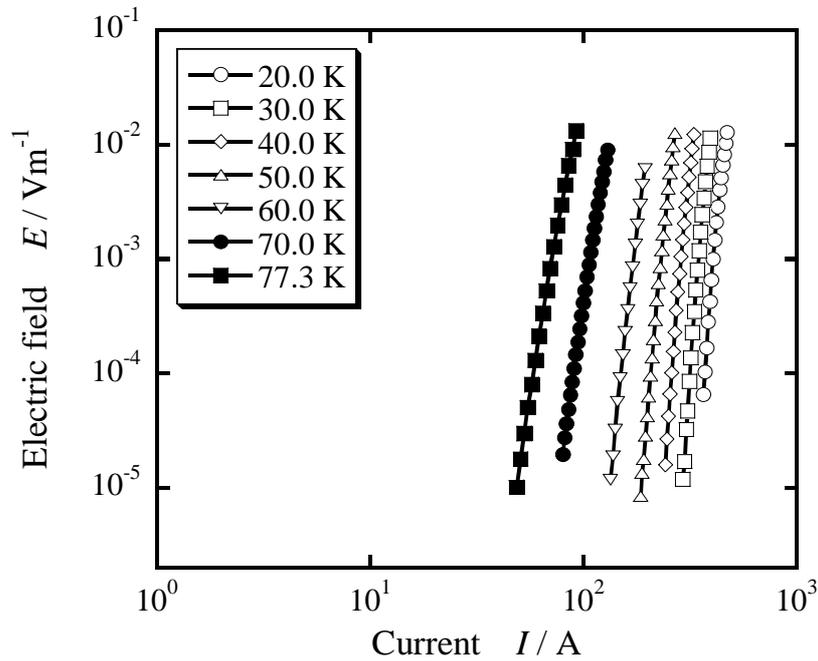


図 3.11: 様々な運転温度における Bi-2223/Ag テープ材の電流 電界特性の測定結果 [59]

温度においてコイルの特性と短尺線材の特性を比較すると、2つのことがわかる。まず、同じ電界に対して実現できる電流が、コイルでは短尺線材と比較してかなり低下していることである。これは、電界基準 $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ として定義される臨界電流をプロットした図 3.12 を見るとわかりやすい。例えば、20.0 K における臨界電流が、短尺線材では 375 A であるのに対し、コイルでは 150 A となっている。また、高温領域の 70.0 K に至っては、短尺線材では 100 A であるのに対し、コイルではわずか 14 A である。このようにコイル形状において臨界電流が低下している原因は、もちろんコイル自身が発生する磁界の影響である。さて、ここで注目すべき点は、その温度依存性である。すなわち、短尺線材の臨界電流は、温度を下げると線形的に増加するのに対し、コイルの臨界電流は、低温であるほど顕著に増加している。これに伴って、短尺線材では 70.0 K で 100 A の臨界電流が 20.0 K で 375 A と 3.75 倍になるのに対し、コイルでは 70.0 K で 14 A の臨界電流が 20.0 K で 150 A と 10.7 倍にもなっている。これは、温度を下げることで酸化物 HTS 材料の J - E 特性が磁界の影響を受けにくくなるためであり、磁界応用において HTS コイルの運転温度を低くすることの大きなメリットを示すものである。従って、電力ケーブル等の中磁界 HTS 応用では液体窒素による冷却が考えられているが、MRI や SMES 等の高磁界応用では冷凍機による冷却が特に有効となることが裏付けられた。

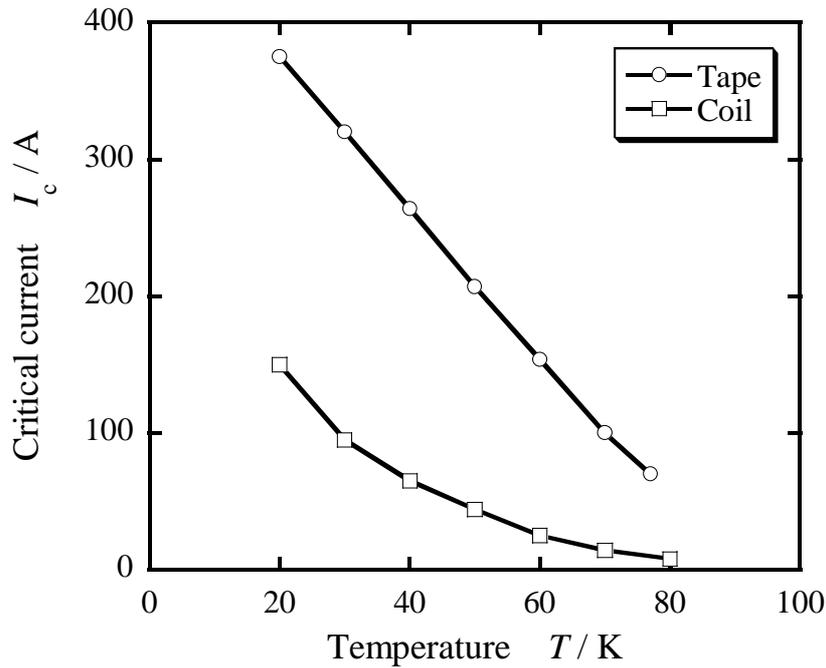


図 3.12: テープ材（測定結果）とコイル（解析結果）の臨界電流比較

総発熱を考慮することの必要性

コイルの特性と短尺線材の特性を比較してもう一つわかることは、コイルの方が短尺線材よりも、電流に対する電界の増加割合が小さくなっていることである。前章で、磁界の増加に対して J - E 特性の両対数プロット上の傾きは減少することを述べた。従って、コイルは自分自身の作る磁界の影響を受けて、上記増加割合の低下を示すと考えられる。この増加割合の低下は大きな意味を示している。すなわち、増加割合の大きい短尺線材においては、電界基準で定義した臨界電流が抵抗ゼロで定義される厳密な意味での臨界電流と比較的近い値である（ただし、前述のように金属系低温超伝導体に比較すると両者の値には大きな差がある）のに対し、同増加割合の小さいコイルでは、両者の開きがさらに大きくなる。このことは、HTS コイルでは短尺線材と比較して臨界電流による発熱の有無の評価が益々難しくなることを示しており、臨界電流による同コイル性能評価の限界を感じさせるものである。

また、臨界電流の大きさそのものが運転温度等の条件によって変化することに伴って、同じ電界基準の下でも発熱が異なることに注意すると、臨界電流によるコイル性能評価が不十分であることは明らかである。例えば、臨界電流通電時におけるコイルの最大電界ならびに総発熱の運転温度依存性を図 3.13 に示すが、当然最大電界が電界基準と常に一致するのに対して、総発熱は運転温度によって非常に大きく変化している。すなわち、低温になるほど大きくなっており、80.0 K では 572 mW であるのに対し 20.0 K では 15.1 W である。このことは、臨界電流

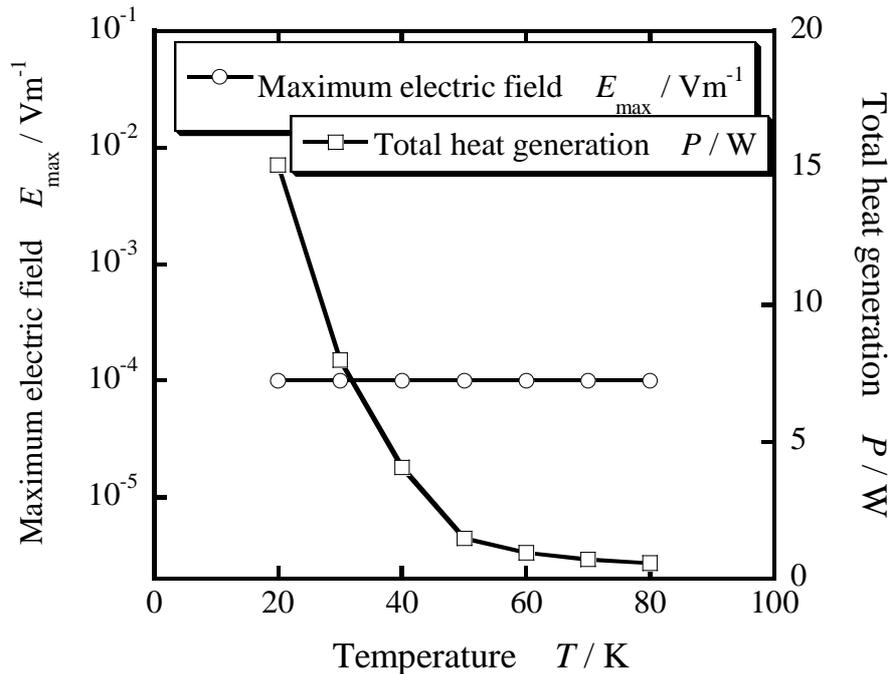


図 3.13: Bi-2223/Ag コイルの最大電界と総発熱の関係

よるコイルの評価では総発熱に関する安全性に十分配慮することが出来ず、また逆に HTS 線材の潜在能力を過小評価する可能性もあることを示唆している。従って、HTS コイルの評価ならびに設計を行う際には、直接発熱を評価することが妥当であると考えられる。特に、LTS コイルの場合と比較して HTS コイルの運転条件の選択枝が広いことを考慮すると、前章で紹介した酸化物 HTS 材料の J - E 特性評価式を用いることで、同コイルの発熱を系統的に評価できる本手法は、同コイルの評価・設計に際して非常に有効であると考えられる。

総発熱を基準としたコイルの通電性能

さて、ここでは総発熱を一つの基準として SMES 用 HTS コイルの通電性能の運転温度依存性について検討する。総発熱 10.0 W を基準とした通電電流と蓄積可能エネルギーの温度依存性を図 3.14 に示す。なお、同基準は、上述のように一般的な冷凍機の 20 K における冷却能力に相当するものである。臨界電流の温度依存性と同様に、上記通電電流は運転温度の低温化に伴って大きくなり、また運転温度が低いほどその増加割合が大きくなることがわかる。ただし、その増加の様子は異なっており、臨界電流では 80.0 K で 8 A が 20.0 K で 150 A と 18.8 倍であった (図 3.12 のコイル特性) のに対し、上記通電電流は 80.0 K で 13 A が 20.0 K で 146 A と 11.2 倍に留まっている。すなわち、臨界電流による評価は総発熱による評価に対して、特に低温領域でコイル通電性能を過大評価する恐れがある。これは、

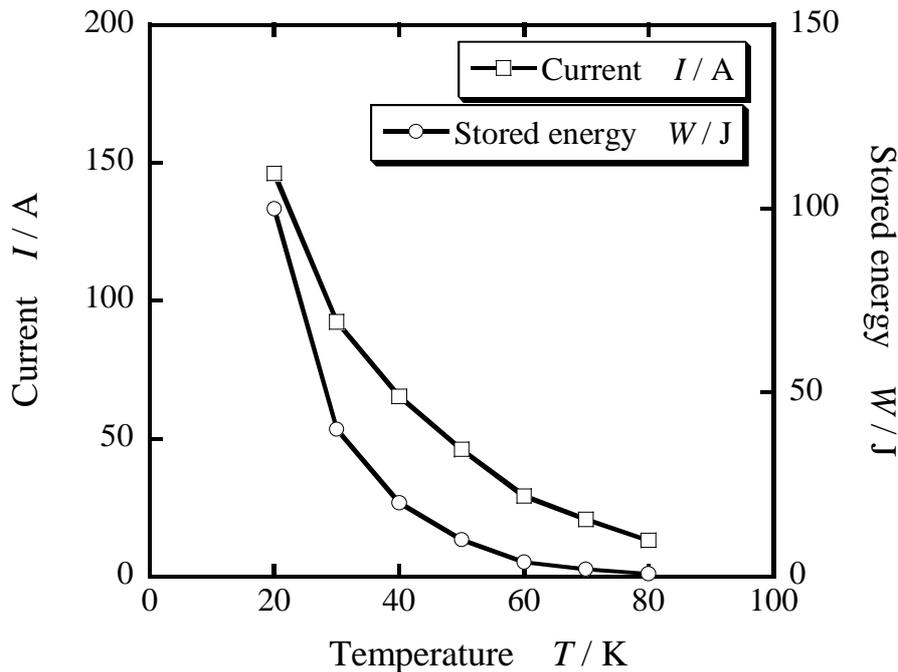


図 3.14: 総発熱 10.0 W を基準とした Bi-2223/Ag コイルの通電電流と蓄積エネルギー

低温であるほど臨界電流が大きくなり、同じ電界基準においても発熱が大きくなることに関係している。ただし、いずれにしても低温であるほど実現できる通電電流が急激に増加していくことを考慮すると、やはり HTS コイルの運転温度を下げるメリットは大きい。また、運転温度を下げるメリットは通電電流よりも蓄積エネルギーに関して顕著である。すなわち、総発熱を基準とした通電電流では 80.0 K での 13 A が 20.0 K では 146 A と 11.2 倍になるのに対し、蓄積可能エネルギーは 80.0 K での 0.8 kJ が 20.0 K では 100 kJ と 125 倍にもなる。これは、同じ形状、すなわち同じインダクタンスのコイルでは、蓄積エネルギーが通電電流の 2 乗に比例するためである。従って、磁界を発生すること自体が目的の MRI 等と比較して、磁界と電流によってエネルギーを蓄積する SMES では HTS コイルの運転温度を下げるメリットがさらに大きいことがわかる。

3.4 まとめ

本章では、前章で述べた酸化物 HTS 材料の J - E 特性定量評価式を考慮して、HTS コイルの通電性能解析を行った。有限要素法に基づく磁束密度分布の計算と、同評価式を考慮した電流密度分布、電界分布、および発熱分布の計算を組み合わせ解析した結果、以下のことがわかった。

- HTS コイルには、ターンによって異なる電流密度分布が存在する。同分布は、テープ材幅広面に垂直な磁束密度成分の影響を大きく受け、同成分の大きな領域には電流が流れにくく、逆に小さい領域に電流が集中する。これは、酸化物 HTS 材料の J - E 特性に見られる磁気異方性の影響である。
- HTS コイル内の電界分布も磁気異方性の影響を大きく受け、これに伴って電界は非常に広い範囲の値を取り得る。本章におけるコイル形状例では、その最大値が最小値の数千倍にも及ぶ。このため、HTS コイルの臨界電流を定義する場合には、電界の平均値ではなくその最大値を基準とする方が、コイル全体が超伝導状態を保つという意味で妥当である。
- HTS コイル内の発熱密度分布は電界分布と類似しており、これは電界が電流密度よりも極めて広い範囲の値を取るからである。このとき、HTS コイル内の発熱は局所的に大きくなり、同コイルではこれに伴う局所的な焼損に注意すべきである。一方、冷凍機の冷却能力が定まっていることを考慮すると、この冷却能力とコイル総発熱とのバランスに注意することも極めて重要である。
- HTS コイルの臨界電流は、総発熱に関する情報を有していないため、それだけを同コイルの評価や設計の基準とするには不十分である。例えば、本章におけるコイル形状例では、臨界電流通電時におけるコイル総発熱は、運転温度によって数十倍異なる。そこで、発熱を直接評価するために酸化物 HTS 材料の J - E 特性を詳細に考慮した本手法は、HTS コイルの評価・設計に関して有効であると考えられる。
- HTS コイルの総発熱を基準とした通電電流は、運転温度を下げることで大きくなり、また低温であるほどその上昇割合が大きい。これは、低温領域ほど酸化物 HTS 材料の電流輸送特性が磁界の影響を受けにくくなるためである。
- HTS コイルの蓄積可能エネルギーは、上記通電電流の 2 乗に比例するため、運転温度を下げることによるメリットがさらに大きくなる。これは、磁界を発生すること自体が目的の MRI 等と比較して、磁界と電流によってエネルギーを蓄積する SMES では、HTS コイルの運転温度を下げるのがさらに有効であることを示唆している。

第4章 高温超伝導コイル通電性能の形状依存性

4.1 目的

前章では、HTS コイル内の電界が非常に広い範囲の値を取り、局所的に大きくなる様子を示した。また、電界分布の形状が発熱分布の形状をほぼ反映することを考慮すると、同コイルの臨界電流を定義するとすれば、電界の平均値ではなく最大値に基づいて行うことが、コイル内全体が超伝導状態を保つという意味で妥当であると述べた。一方、そのように局所的な発熱に注意することも重要であるが、HTS-SMES では冷凍機冷却によるメリットが特に大きいため、その冷却出力との兼ね合いに注意してコイルの総発熱を評価することが重要であることも述べた。従って、HTS コイルの通電性能を評価する際には、臨界電流を決定する最大電界だけではなく、総発熱を考慮すべきであると考えられる。

さて、このように最大電界と総発熱の両者が HTS コイルの通電性能を代表するパラメータとして挙げられるが、それらがコイル内の磁束密度分布の影響を大きく受けることを考慮すると、同コイルの通電性能はその形状によって大きく変化することが予想される。そこで本章では、前章で行った解析 [81–84] を様々な形状のコイルに対して行うことにより、最大電界や総発熱に代表されるコイル通電性能の形状依存性を検討する。そして、HTS コイルの形状最適化の必要性を示し、同コイルの通電性能の決定因子について考察する。

4.2 方法

ある運転温度、蓄積エネルギー、および使用線材長の下、様々な軸対称コイル形状に対してコイルの通電性能を評価する。従って、解析条件は以下のとおりである。

$$T = T_{\text{op}} = \text{const.} \quad (4.1)$$

$$W(I, r_i, r_o, h) = W_{\text{op}} = \text{const.} \quad (4.2)$$

$$l(r_i, r_o, h) = l_{\text{total}} = \text{const.} \quad (4.3)$$

$$r_{\text{min}} \leq r_i < r_o = r_i + k_r \Delta r \leq r_{\text{max}} \quad (4.4)$$

$$h_{\text{min}} \leq h = k_h \Delta h \leq h_{\text{max}} \quad (4.5)$$

各式の説明は、それぞれ以下のとおりである。

式 (4.1): 運転温度はある設定値とする。

式 (4.2): 蓄積エネルギー (W) はある設定値 (W_{op}) とする。なお、通電電流はコイル形状から決まるインダクタンス (L) を用いて、次式によって計算される。

$$I = \left(\frac{2W_{\text{op}}}{L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.6)$$

式 (4.3): 使用線材長 (l) はある設定値 (l_{total}) とする。コイル形状を記述する 3 つのパラメータはこの範囲内で変化する。すなわち、2 つが決まれば残りの 1 つは決定し、自由度は 2 である。

式 (4.4): コイルの内半径ならびに外半径は、設定された領域内で変化する。その最小値 (r_{min}) は 50.0 mm であり、曲げがテープ材の電流輸送特性に影響を与えないような値として設定している。一方、最大値 (r_{max}) は 1.00 m としている。また、内半径と外半径はその差が刻み幅 (Δr) の整数 (k_r) 倍となるように変化するものとし、ここでは Δr をテープ材 10 層分の厚みとして 2.4 mm と設定している。

式 (4.5): コイルの高さは設定された領域内で変化する。ここでは、最小値 (h_{min}) は 7.80 mm、最大値 (h_{max}) は 1.00 m としている。また、コイルの高さは刻み幅 (Δh) の整数 (k_h) 倍となるように変化するものとし、ここでは Δh をテープ材幅である 3.9 mm としている。

以上の条件の下、前章で述べた解析を様々なコイル形状に対して行う。

4.3 結果・考察

上述のように、コイル形状を表す変数は内半径、外半径、および高さの 3 つであるが、使用線材長を設定しているためその自由度は 2 である。そこで、以下の結果は r_o - h 平面に示すものとし、それぞれの位置におけるコイル形状のイメージを図 4.1 に示す。すなわち、使用線材長を固定しているため、 r_i がそれに伴って変化する様子を示している。

また、酸化物 HTS 材料の電流輸送特性が温度によって大きく変化することを考慮すると、コイルの通電性能の形状依存性もその運転温度によって変化することが予想される。そこで、表 4.1 に示す 3 種類の設定条件に対して HTS コイル通電性能の形状依存性を検討する。運転温度は 20.0 K、40.0 K、60.0 K とし、 J - E 特性評価式の導出の際に適用した近似 (式 (2.3)) の妥当性が保証される電界領域で蓄積エネルギー 100 kJ のコイルを解析できるように、使用線材長はそれぞれ 5.15 km、15.1 km、40.5 km と調整している。

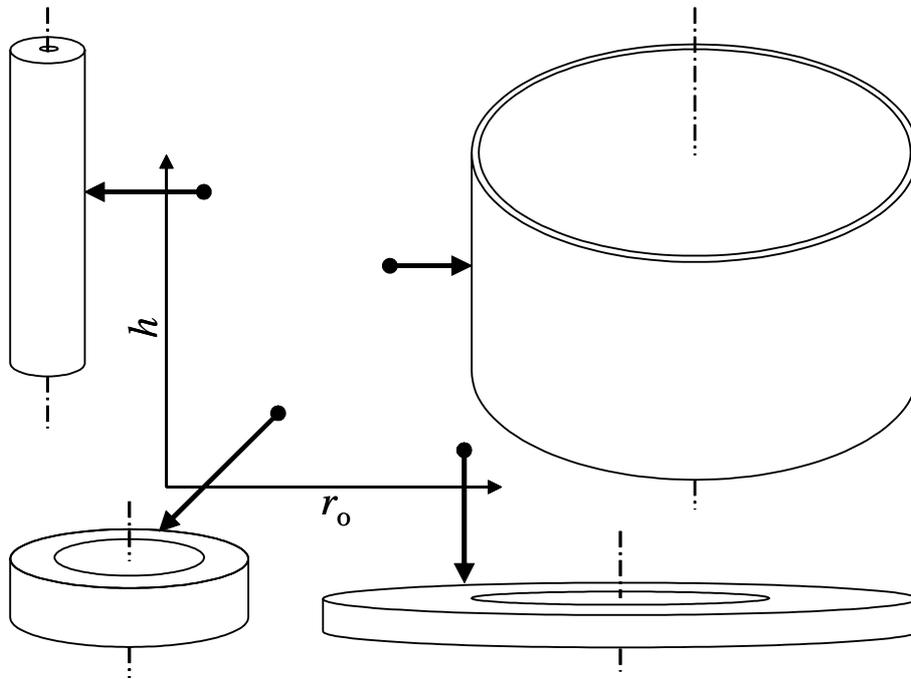


図 4.1: 外半径 r_o - 高さ h 平面上の位置とコイル形状の関係

表 4.1: 形状依存性を検討する Bi-2223/Ag コイルの条件 (T_{op} : 運転温度、 W_{op} : 蓄積エネルギー、 l_{total} : 使用線材長)

	T_{op}	W_{op}	l_{total}
Condition (I)	20.0 K	100 kJ	5.15 km
Condition (II)	40.0 K	100 kJ	15.1 km
Condition (III)	60.0 K	100 kJ	40.5 km

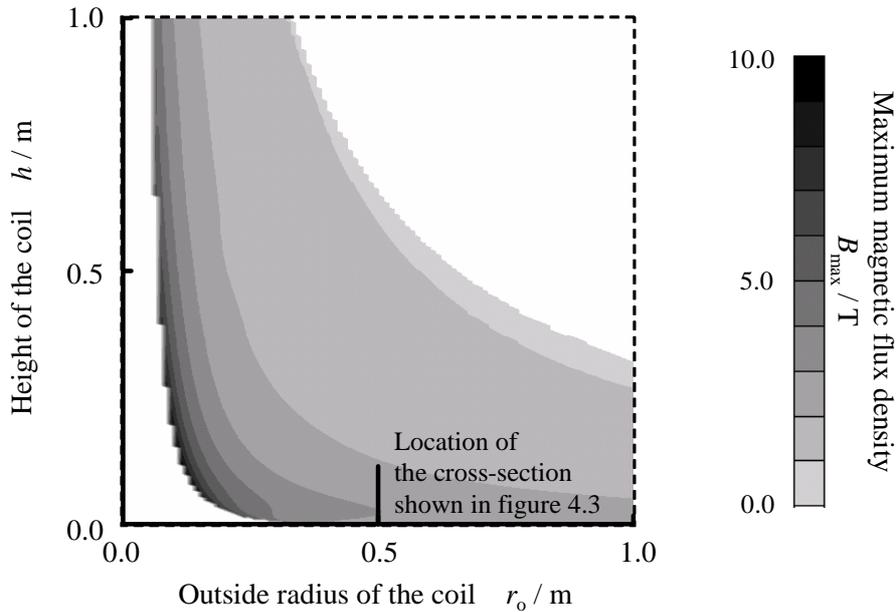


図 4.2: 運転温度 20.0 K における最大磁束密度のコイル形状依存性

4.3.1 条件 (I) : 運転温度 20 K

最大磁束密度、最大垂直磁束密度、通電電流

まず、最大磁束密度のコイル形状依存性に着目する。運転温度 20.0 K における最大磁束密度のコイル形状依存性を図 4.2 に示す。同図は、最大磁束密度を上述のように外半径 高さ平面上にプロットしたものである。なお、左部 (h 軸近傍) の値が得られていない領域は、内半径が最小設定値より小さくなることによって実現不可能になる領域である。また、右上隅 ($r_o = 1.0$ m, $h = 1.0$ m) から広がっている値が得られていない領域は、内半径と外半径の値が一致することによって実現不可能になる領域である。さて、最大磁束密度は、基本的には左下に行くほど大きくなっていることがわかる。この原因は、左下の領域ではコイルの占める体積 (ボビンを含む) が小さく、それに対応してエネルギーの蓄積に貢献できる空間が小さくなり、高密度でエネルギーを貯蔵する必要があるためであると考えられる。このことは、蓄積エネルギーが、

$$W = \int \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} dV \quad (4.7)$$

で与えられることから理解しやすい。なお、空芯コイルを想定している関係から、上式には真空の透磁率 (μ_0) を用いている。一方、上記傾向に反して、最大磁束密度は、極端に下部では小さくなる。例えば、図 4.2 に示す断面を見た時、最大磁束密度は高さ方向に図 4.3 に示すような極大値を有しており、極端に高さの低いコイル形状、すなわち図 4.2 中の極端に下部の領域においては最大磁束密度が小

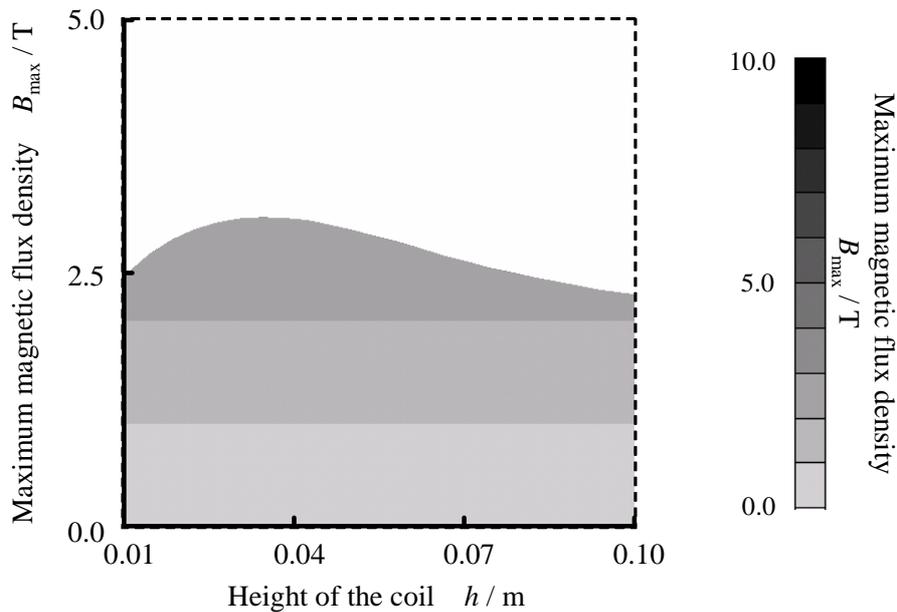


図 4.3: 図 4.2 に示す位置に対応する断面図

さくなっていることがわかる。この原因は、コイルの高さが極端に低い形状では、磁束がコイル外に回り込むため、磁束密度の最大値が、発生している磁束の割に小さくなるためであると考えられる。このように、最大磁束密度は、基本的には左下に行くほど大きくなるが、極端に下に行くとき逆に小さくなる場合がある。後述するが、この2点の兼ね合いによる上記極大値（図 4.3 参照）が、HTS コイル形状最適化問題において局所的最適解を生成する1つの要因となる。

次に、磁気異方性に関して HTS コイルの性能に大きく影響を与える磁束密度の垂直成分に着目する。運転温度 20.0 K における最大垂直磁束密度のコイル形状依存性を図 4.4 に示す。最大垂直磁束密度の形状依存性は、最大磁束密度の形状依存性にほぼ対応していることがわかる。すなわち、基本的には左下に行くほど大きくなるが、極端に下に行くとき小さくなる場合がある。これに伴って、最大磁束密度と同様に、最大垂直磁束密度は高さ方向に極大値を有している。

一方、運転温度 20.0 K における通電電流のコイル形状依存性を図 4.5 に示す。通電電流の形状依存性は、最大磁束密度ならびに最大垂直磁束密度のそれとは、ほぼ反対の傾向を示している。すなわち、基本的には左下に行くほど小さくなるが、極端に下に行くとき大きくなる領域がある。まず、通電電流が左下に行くほど小さくなるのは、左下に行くほどコイルの占める体積が小さくなり、同じ使用線材長に対してターン数を多くなるためである。もう少し詳細に述べると、ターン数はコイルのインダクタンス (L) に直結するため、蓄積エネルギーが

$$W = \frac{1}{2}LI^2 \quad (4.8)$$

で与えられることを考慮すると、インダクタンスの大きい上記形状のコイルでは、

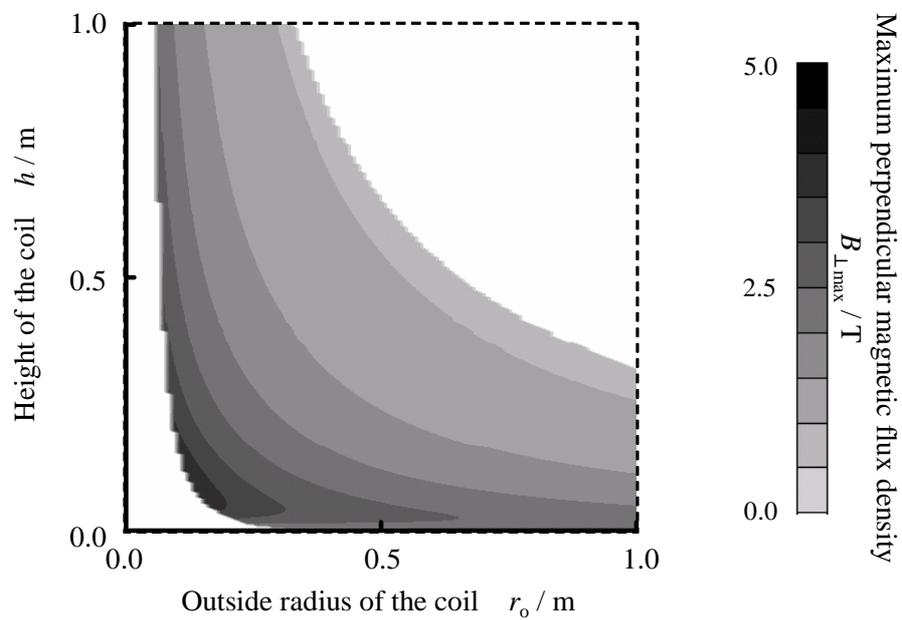


図 4.4: 運転温度 20.0 K における最大垂直磁束密度のコイル形状依存性

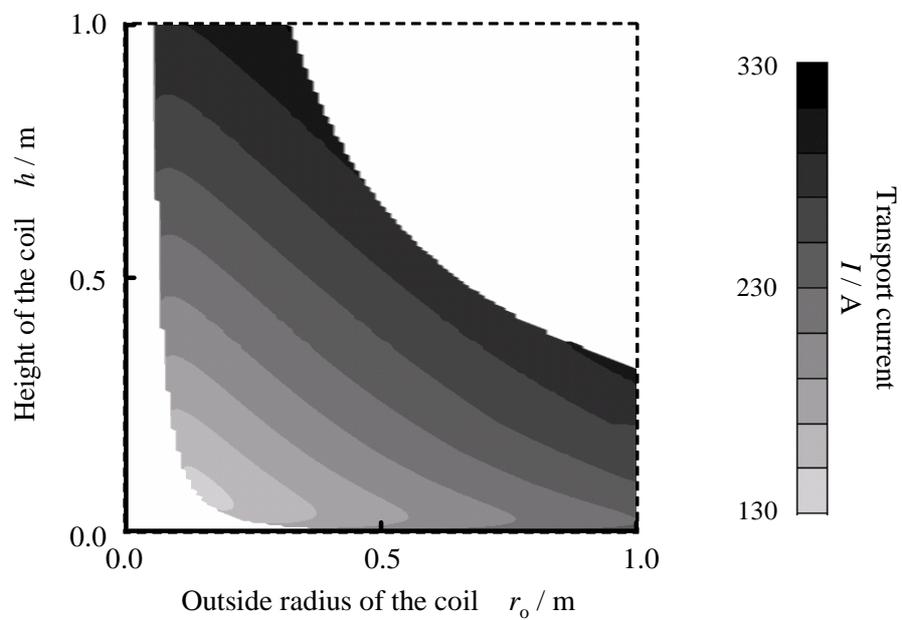


図 4.5: 運転温度 20.0 K における通電電流のコイル形状依存性

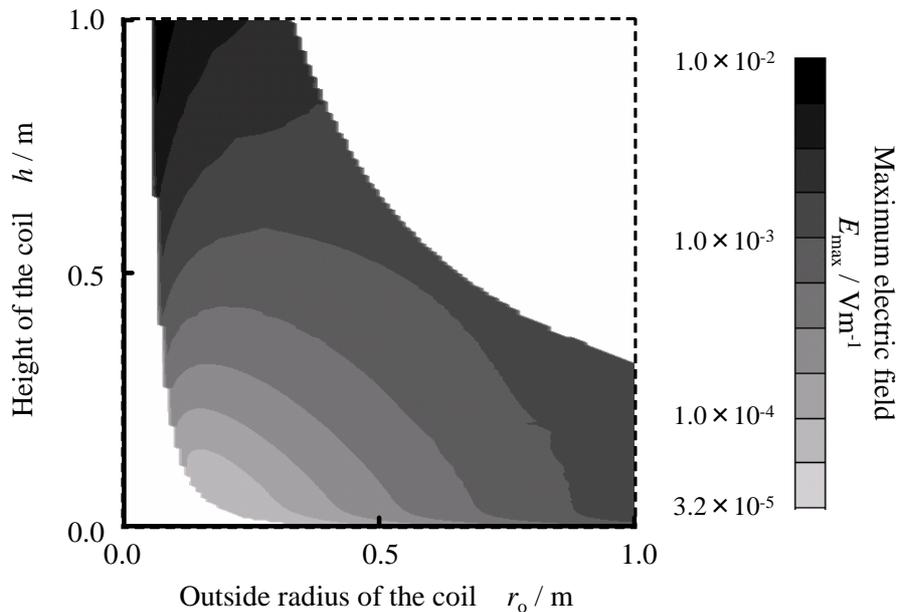


図 4.6: 運転温度 20.0 K における最大電界のコイル形状依存性

所定のエネルギー（100 kJ）を蓄積するのに必要な通電電流が小さくて済むということである。一方、通電電流が極端に下に行くと大きくなる原因は、このように厚肉のコイル形状においては、コイル内だけではなくコイル巻線部を抜ける磁束が多くなるからであると考えられる。ターン数がコイルのインダクタンスに直結すると述べたが、このように極端な形状では、形状がインダクタンスに与える影響の方がターン数の影響を上回ることによって、インダクタンスが小さくなると考えられる。

最大電界、総発熱

ここまで述べた、最大磁束密度、最大垂直磁束密度、および通電電流の形状依存性は、特に HTS コイル特有のものではない。一方、以下に述べる最大電界ならびに総発熱の形状依存性は、酸化物 HTS 材料の電流輸送特性を反映するため、HTS コイル特有の性質となる。そして、HTS コイル形状最適化の必要性を大きく示唆することになり、同コイルの最適形状に関する重要な知見を得ることができる。

まず、最大電界の形状依存性について述べる。運転温度 20.0 K における最大電界のコイル形状依存性を図 4.6 に示す。最大電界は、左下に行くほど低くなっていることがわかる。上述のように、左下の領域は通電電流の小さい領域であり（図 4.5 参照）、通電電流が小さくて済むほど最大電界が小さくなることは直感的に理解しやすい。ただし、通電電流の形状依存性と比較すると、異なる点が 2 つ存在している。1 つ目は、最大電界の小さな領域が通電電流の小さな領域と比較して右上に広がっている点である。これは、上述のように右上の領域では最大磁束密度

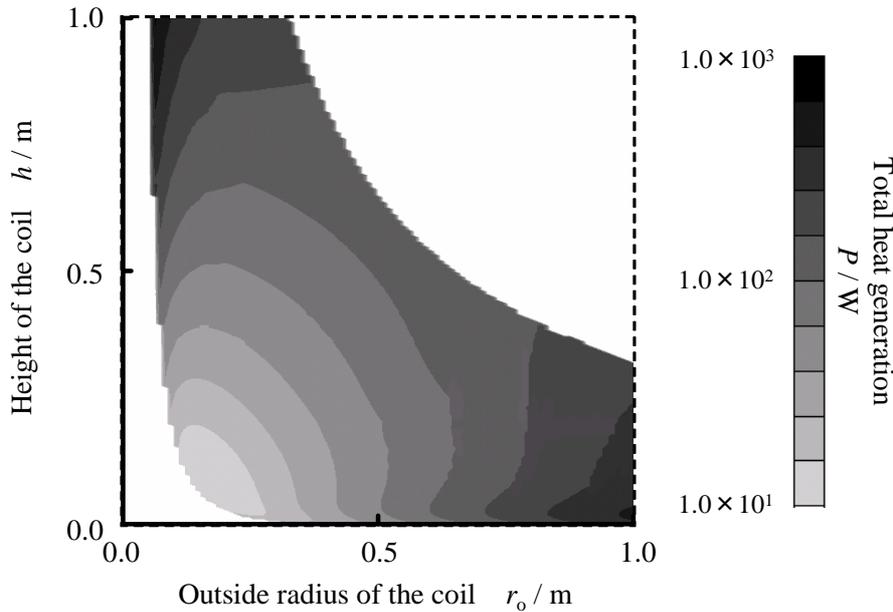


図 4.7: 運転温度 20.0 K における総発熱のコイル形状依存性

や最大垂直磁束密度が小さくなっているためである（図 4.2、図 4.4 参照）。2つ目は、極端に下の領域では、通電電流が大きいにもかかわらず、最大電界が小さくなっている点である。これも1つ目と同様に磁界に関する影響であり、上述のように極端に下の領域でも最大磁束密度や最大垂直磁束密度が小さくなっているためである（図 4.2、図 4.4 参照）。このように、最大電界の形状依存性は、基本的には通電電流の形状依存性に対応しており、磁束密度の形状依存性を若干受けた形になっている。ただし、後述するが、通電電流の形状依存性と磁束密度の形状依存性のどちらが最大電界の形状依存性に大きく影響を与えるかは、運転温度によって大きく異なってくる。この 20.0 K といった比較的低温領域においては、第 2 章で述べかつ図 2.10 に示したように、酸化物 HTS 材料の J - E 特性が磁界の影響を受けにくいいため、通電電流の影響が主に反映されると考えられる。

次に、総発熱の形状依存性に着目する。運転温度 20.0 K における総発熱のコイル形状依存性を図 4.7 に示す。総発熱の形状依存性は、最大電界の形状依存性にほぼ対応している。前章で述べたように、HTS コイルの発熱は局所的であり、その部位の発熱がコイル全体の発熱をほぼ占有する。従って、電界の最大値という代表的な値がコイル全体の総発熱の形状依存性を反映することは不思議ではない。このように、総発熱の形状依存性は、最大電界の形状依存性と同様に通電電流の形状依存性に近く、このことは 20.0 K という比較的低い運転温度ということが関係している。

以上、最大電界と総発熱のコイル形状依存性の特徴について述べたが、ここで非常に重要なことは、それらがコイル形状の変化に対して非常に広い範囲の値を取り得ることである。すなわち、最大電界は $6.04 \times 10^{-5} \text{V m}^{-1}$ から $1.97 \times 10^{-2} \text{V m}^{-1}$

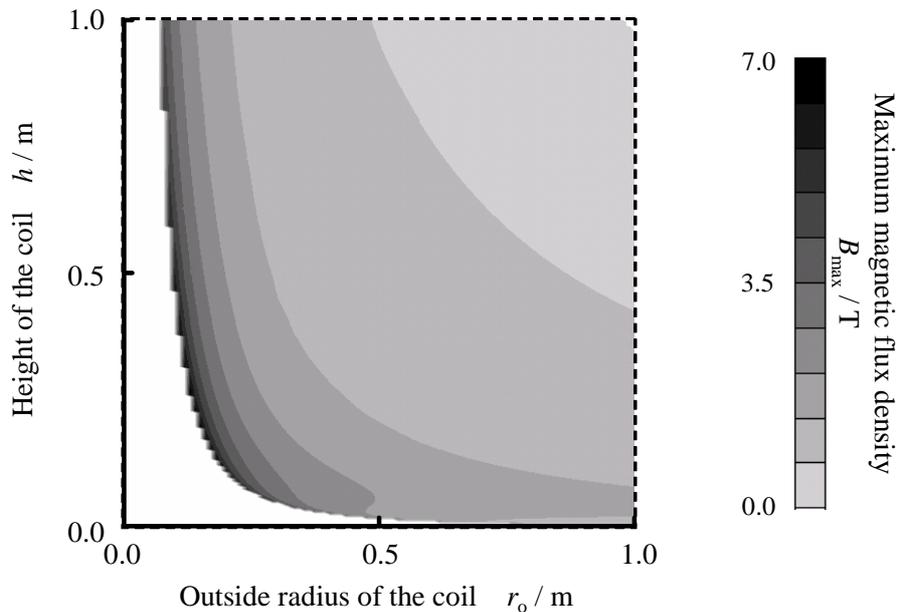


図 4.8: 運転温度 40.0 K における最大磁束密度のコイル形状依存性

まで、総発熱は 1.00×10^1 W から 2.56×10^3 W までと、2-3 桁にわたって変化する。その範囲の広さは、通電電流が 145 A から 357 A までしか変化しないことを考慮すると、特筆すべきものである。従って、両者が HTS コイルの通電性能を代表することを考慮すると、今回得られた結果は HTS コイル形状最適化の必要性を強く示唆している。

4.3.2 条件 (II) : 運転温度 40 K

最大磁束密度、最大垂直磁束密度、通電電流

運転温度 40.0 K における、最大磁束密度、最大垂直磁束密度、および通電電流のコイル形状依存性を図 4.8、図 4.9、および図 4.10 にそれぞれ示す。最大磁束密度、最大垂直磁束密度、および通電電流の形状依存性は、運転温度 20.0 K のものと全く同じ傾向を示している。すなわち、最大磁束密度と最大垂直磁束密度は、基本的には左下に行くほど大きくなるが、極端に下では小さくなる場合がある。一方、通電電流は、基本的には左下に行くほど小さくなるが、極端に下では大きくなる場合がある。これらに関する考察は、既に運転温度 20.0 K に関して述べたとおりである。上記 3 つのパラメータは HTS コイルに関して特有のものではないため、運転温度が変化してもそれらの形状依存性の傾向が変化しないことは容易に理解できる。また、それぞれの運転温度において前述の理由から使用線材長を調整しているが、そのことが本章における議論の一般性に影響を与えないことも再確認できる。

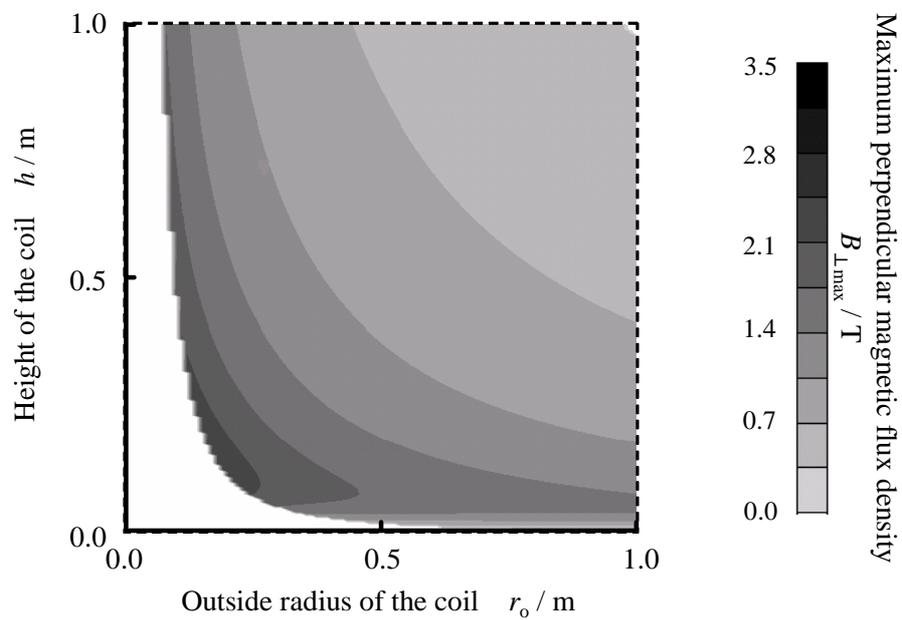


図 4.9: 運転温度 40.0 K における最大垂直磁束密度のコイル形状依存性

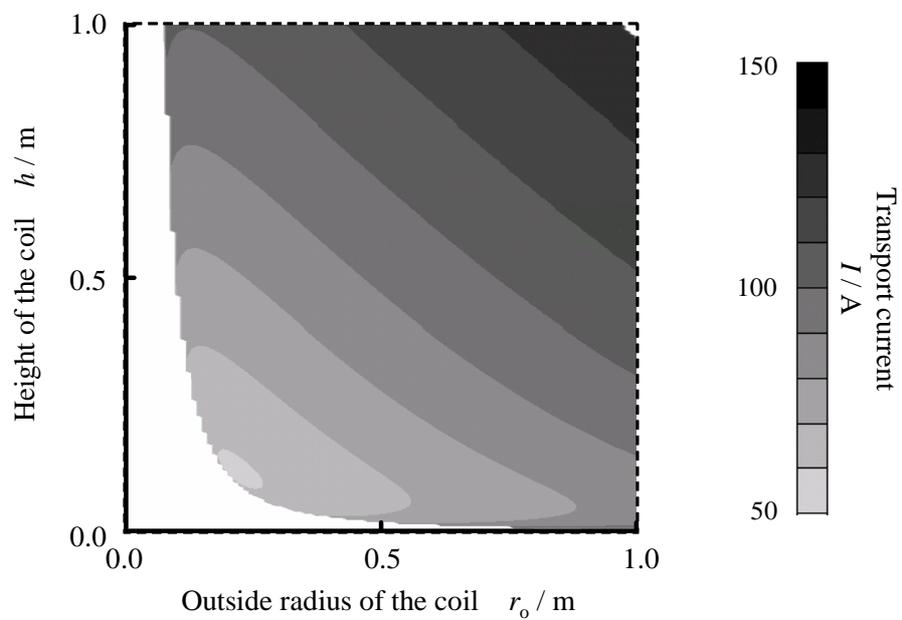


図 4.10: 運転温度 40.0 K における通電電流のコイル形状依存性

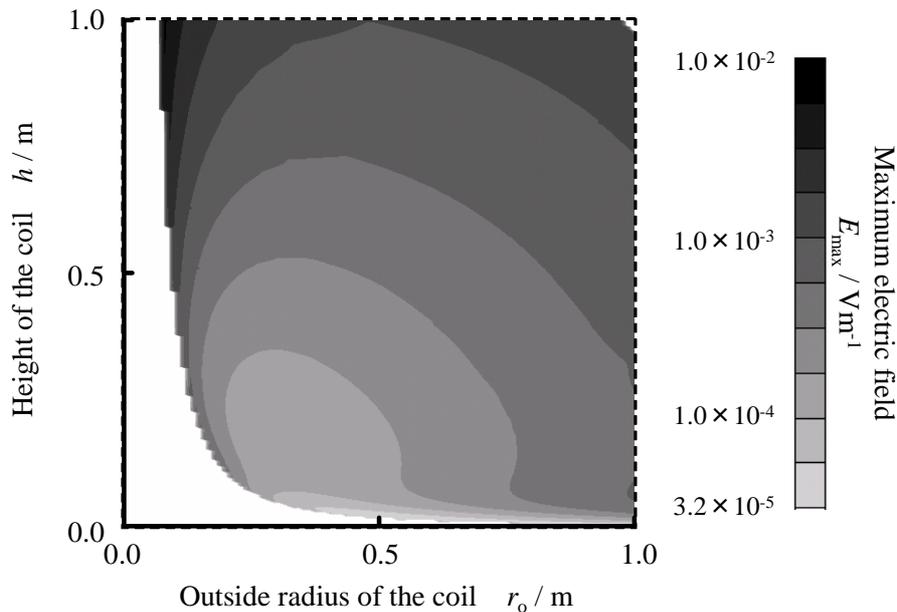


図 4.11: 運転温度 40.0 K における最大電界のコイル形状依存性

最大電界、総発熱

一方、最大電界と総発熱のコイル形状依存性を図 4.11 と図 4.12 にそれぞれ示す。まず、最大電界の形状依存性に着目すると、運転温度 20.0 K に関して述べたように、通電電流の形状依存性の傾向を反映し、左下に行くほど小さくなっている。しかし、注目すべき点は、運転温度 20.0 K の時ほど通電電流の形状依存性に近くないことである。運転温度 20.0 K に関して述べたが、最大電界の小さな領域は、通電電流の小さな領域と比較して、最大磁束密度や最大垂直磁束密度の小さな右上や極端に下の領域にシフトする。このことに注意すると、本運転温度では運転温度 20.0 K の時よりもその影響が大きくなっていることがわかる。これは、第 2 章で述べかつ図 2.10 に示したように、高温領域ほど、酸化物 HTS 材料の J - E 特性が磁界の影響を受けやすいことから、最大磁束密度や最大垂直磁束密度の影響を比較的大きく受けるためであると考えられる。一方、総発熱の形状依存性も最大電界の形状依存性と近い傾向を有しており、こちらの方ではその影響がより見やすくなっている。例えば、最大磁束密度と最大垂直磁束密度には高さ方向に極大値が存在すると述べたが、総発熱についても同様の位置に極大値が存在する。これに伴って、総発熱の最小化を目的とした時、その最適化問題には局所的最適解が存在することに注意を要する。

このように、酸化物 HTS 材料の J - E 特性からも類推できるが、コイルの通電性能は、運転温度の高温化によって通電電流よりも磁界の影響を受けやすくなることがわかった。また、これに伴って、最大電界や総発熱を小さくできるコイル形状の候補が局所的に複数存在する可能性が示された。

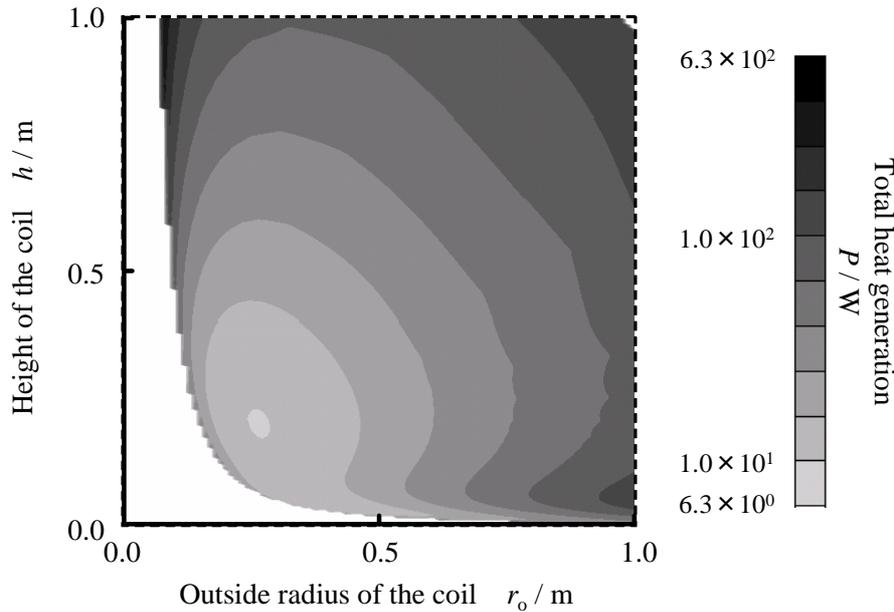


図 4.12: 運転温度 40.0 K における総発熱のコイル形状依存性

4.3.3 条件 (III) : 運転温度 60 K

最大磁束密度、最大垂直磁束密度、通電電流

さらに高い運転温度である 60.0 K における、最大磁束密度、最大垂直磁束密度、および通電電流のコイル形状依存性を図 4.13、図 4.14、および図 4.15 にそれぞれ示す。最大磁束密度、最大垂直磁束密度、および通電電流の形状依存性は、予想通り他の運転温度と同じ傾向を維持している。すなわち、最大磁束密度と最大垂直磁束密度は、基本的には左下に行くほど大きくなるが、極端に下では小さくなる場合があり、また通電電流は、基本的には左下に行くほど小さくなるが、極端に下では大きくなる場合がある。

最大電界、総発熱

一方、最大電界と総発熱のコイル形状依存性を図 4.16 と図 4.17 にそれぞれ示す。最大電界と総発熱の形状依存性は、他の運転温度における特徴とはかけ離れたものになっている。両者の形状依存性は、運転温度 20.0 K ではほぼ通電電流の形状依存性に対応しており、運転温度 40.0 K では磁界の影響を比較的大きく受けるものの、通電電流の形状依存性に近かった。ところが、本運転温度における両者の形状依存性は、全くといってよいほど通電電流の形状依存性の影響を受けておらず、逆に最大磁束密度と最大垂直磁束密度の形状依存性に酷似している。これも上述の考察と同様、高温領域ほど酸化物 HTS 材料の $J-E$ 特性は磁界の影響を受けやすくなるためではあるが、ここまで顕著にその影響が表れているのは驚くべ

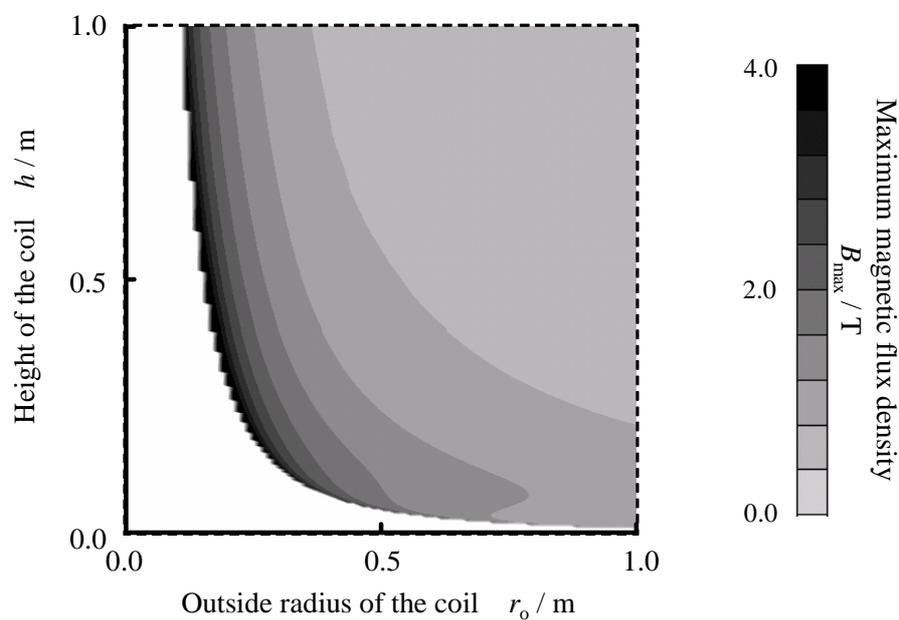


図 4.13: 運転温度 60.0 K における最大磁束密度のコイル形状依存性

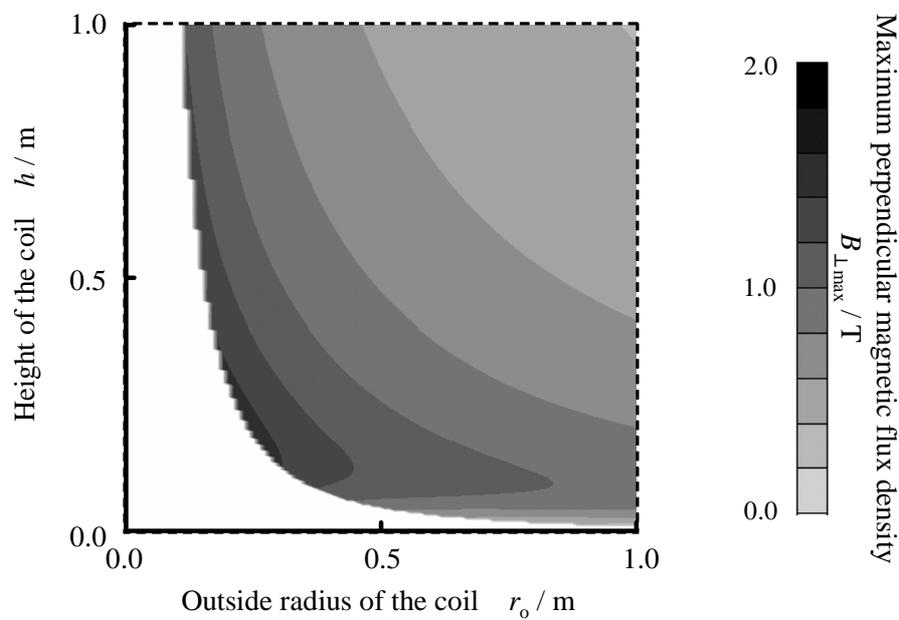


図 4.14: 運転温度 60.0 K における最大垂直磁束密度のコイル形状依存性

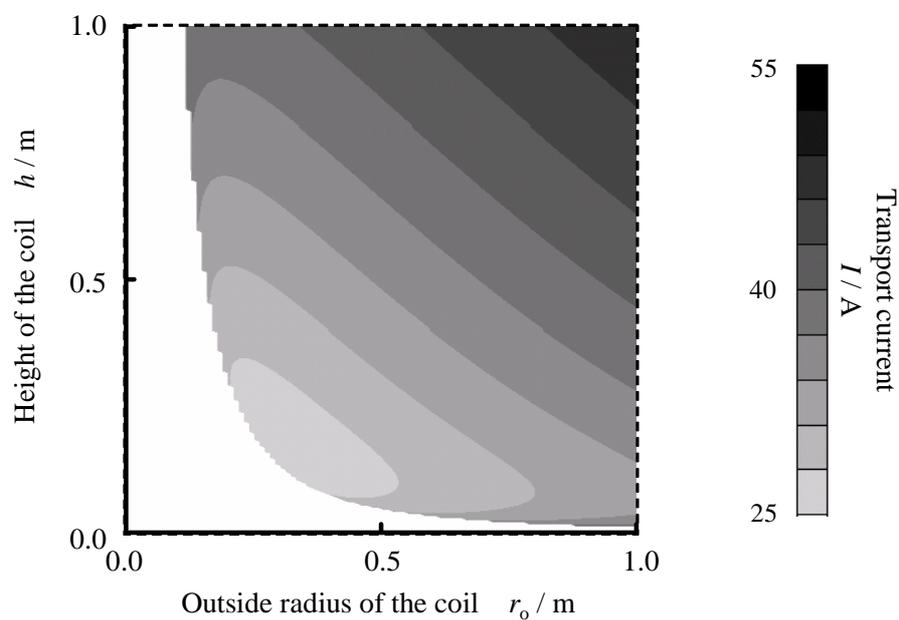


図 4.15: 運転温度 60.0 K における通電電流のコイル形状依存性

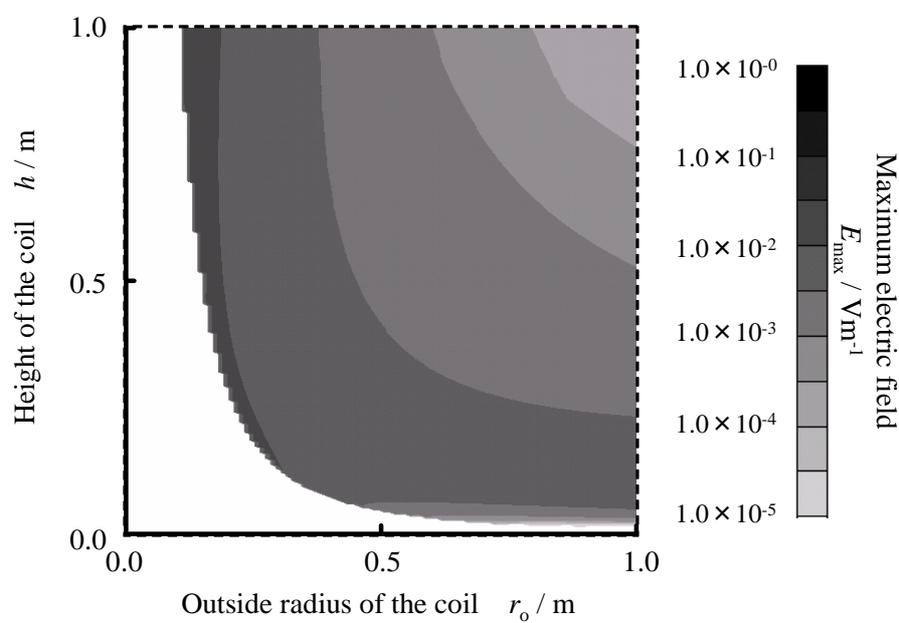


図 4.16: 運転温度 60.0 K における最大電界のコイル形状依存性

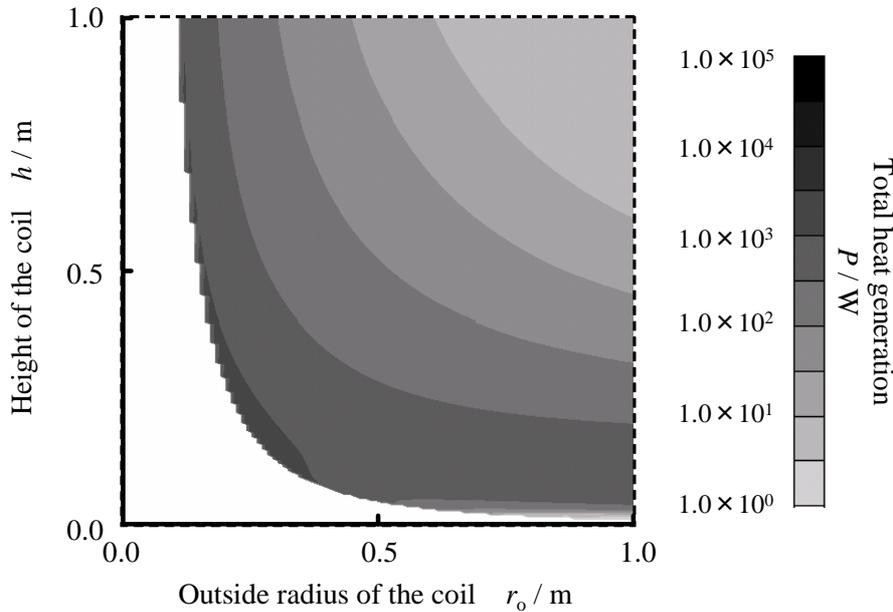


図 4.17: 運転温度 60.0 K における総発熱のコイル形状依存性

きことである。その結果、最大電界ならびに総発熱に関しては、共にその値の小さな領域が、磁界が小さくなる右上と極端に下の 2 つの領域に完全に分割されている。従って、HTS コイル設計に際しては、局所的最適解の存在を意識して大域的最適化手法を適用すべきであると結論付けることとする。

4.3.4 運転温度依存性

以上のように、HTS コイルの通電性能を代表するパラメータである最大電界と総発熱はコイル形状によって大きく変化し、このことは HTS コイル形状最適化の必要性を強く示唆している。一方、両者のコイル形状依存性は、HTS 材料の $J-E$ 特性の影響を受けて、運転温度に対して大きく変化することも既に述べたとおりである。従って、この運転温度依存性についてまとめておくことは、HTS 材料の $J-E$ 特性と最適なコイル形状の関係、すなわち材料開発側と機器設計側の相互理解を深めるという点で重要であると考えられる。そこで、様々な運転温度における HTS コイル通電性能のコイル形状依存性に関して、以下にまとめる。

ここまで、それぞれの運転温度に対して HTS コイル通電性能のコイル形状依存性について議論してきたが、 $J-E$ 特性評価式の妥当性を失わずに同一蓄積エネルギーを実現できるように、運転温度によって使用線材長を調整していた。このとき、 r_o-h 平面上の同じ位置でも r_i が使用線材長に応じて異なるため、そのまま

は運転温度依存性について議論することが困難である。一方、

$$r_i \rightarrow \tilde{r}_i = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}} \right)^{-\frac{1}{3}} r_i \quad (4.9)$$

$$r_o \rightarrow \tilde{r}_o = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}} \right)^{-\frac{1}{3}} r_o \quad (4.10)$$

$$h \rightarrow \tilde{h} = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}} \right)^{-\frac{1}{3}} h \quad (4.11)$$

の変換を施せば、全ての運転温度において同じ使用線材長 (\tilde{l}_{total}) で議論することができる (付録 B 参照)。図 4.18 に様々な運転温度に対する最大磁束密度、最大垂直磁束密度、通電電流、最大電界、および総発熱のコイル形状依存性を示す。同図では、 \tilde{r}_o - \tilde{h} 平面に関してコイル形状依存性を示している。ここで、HTS 材料の特性に関係しない最大磁束密度、最大垂直磁束密度、および通電電流に関しては、

$$B_{\text{max}} \rightarrow \tilde{B}_{\text{max}} = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}} \right)^{\frac{1}{2}} B_{\text{max}} \quad (4.12)$$

$$B_{\perp \text{max}} \rightarrow \tilde{B}_{\perp \text{max}} = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}} \right)^{\frac{1}{2}} B_{\perp \text{max}} \quad (4.13)$$

$$I \rightarrow \tilde{I} = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}} \right)^{\frac{5}{6}} I \quad (4.14)$$

の変換を施せば (付録 B 参照) 全ての運転温度においてコイル形状依存性が一致することがわかる。すなわち、この状態において示す最大電界ならびに総発熱のコイル形状依存性は、運転温度によって調整した使用線材長の影響を受けず、純粋に HTS 材料の J - E 特性を反映する。従って、同図により両者の運転温度依存性を議論することができる。ただし、最大電界と総発熱に関しては、上記のように系統立てて変換することが困難なため、同図に示す範囲中において両者の最小値と最大値が全ての運転温度に対して一致するように、

$$E_{\text{max}} \rightarrow \tilde{E}_{\text{max}} = \frac{E_{\text{max}} - E_{\text{max}}^{\text{MIN}}}{E_{\text{max}}^{\text{MAX}} - E_{\text{max}}^{\text{MIN}}} \quad (4.15)$$

$$P \rightarrow \tilde{P} = \frac{P - P^{\text{MIN}}}{P^{\text{MAX}} - P^{\text{MIN}}} \quad (4.16)$$

としている。ここで、添え字 MIN ならびに MAX はそれぞれ、同図中に示す範囲における最大電界ならびに総発熱の最小値と最大値を意味している。さて、両者の運転温度依存性は互いに類似しており、運転温度 20.0 K においては左下の領域で小さくなっている様子、また運転温度の上昇に伴って両者の小さくなる領域が右上と極端に下の二手に分かれて移動していく様子が見られる。そして、この理由については既述のように、比較的低い運転温度においては通電電流の小さな領域

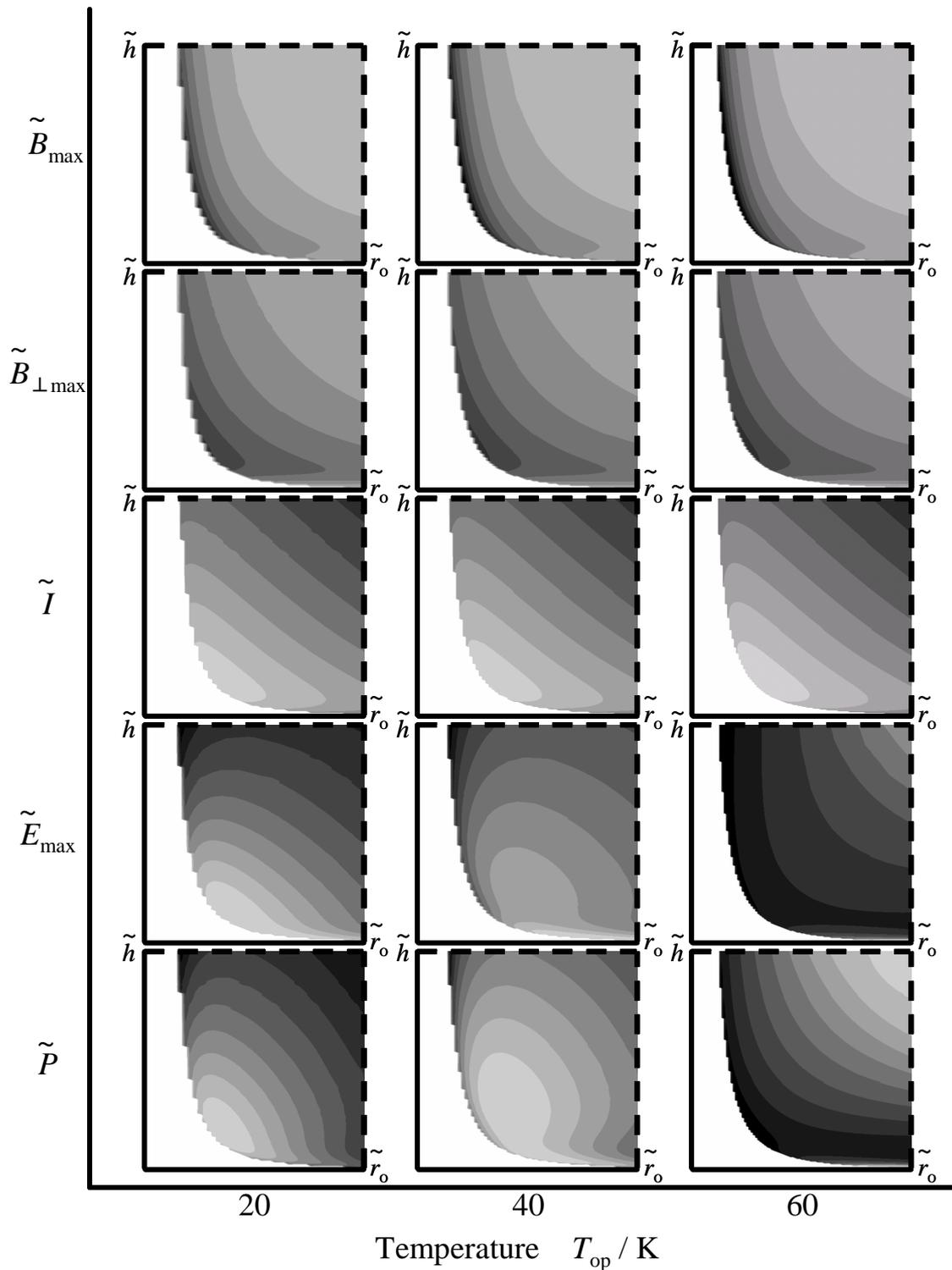


図 4.18: コイル通電性能形状依存性の運転温度に対する変化 (\tilde{r}_o : 変換したコイル外半径、 \tilde{h} : 変換したコイル高さ、 \tilde{B}_{\max} : 変換した最大磁束密度、 $\tilde{B}_{\perp\max}$: 変換した最大垂直磁束密度、 \tilde{I} : 変換した通電電流、 \tilde{E}_{\max} : 変換した最大電界、 \tilde{P} : 変換した総発熱)

が両者の小さな領域にほぼ対応するが、運転温度の上昇に伴って磁界の影響を受けやすくなることから同領域が磁界の小さな右上と極端に下の領域に移動したものであることを読み取ることができる。このように、最大電界と総発熱には、運転温度依存性まで含めて、ある程度の相関が見られる。一方、若干の相違も見られ、例えば総発熱の小さな領域は、最大電界の小さな領域に比較して、運転温度に関わらず通電電流の小さくなる左下の領域に向けて押し込まれた形になっている。これは、発熱密度が電界と電流密度の積で与えられることから説明でき、運転温度に関わらず、総発熱が最大電界よりも通電電流の影響をさらに受けることを示している。以上、同図は HTS 材料の J - E 特性とコイルの通電性能との関係を非常にわかりやすく示したものであり、上記知見は次章以降の HTS コイル設計結果に対して説明を与えられるという意味で重要であるといえる。

4.4 まとめ

本章では、前章で述べた HTS コイルの解析手法を適用し、様々な軸対称形状の Bi-2223/Ag コイルの通電性能を評価した。その結果、HTS コイルの形状最適化の重要性を示し、その最適化問題が有する特徴を把握した。具体的には以下のとおりである。

- HTS コイルの通電性能を代表する最大電界ならびに総発熱は、コイル形状によって非常に大きく変化する。本章における条件では、形状を表す変数の自由度が 2 と小さく、また限られた空間内であったことを考慮すると、もう少し複雑な形状・構成まで視野に入れた場合、HTS コイルの最適設計は益々不可欠になると考えられる。
- 最大電界と総発熱のコイル形状依存性は、共に酸化物 HTS 材料の J - E 特性に大きく影響されるため、両者にはある程度の相関が見られる。ただし、最大電界よりも総発熱の方が、通電電流の影響を若干大きく受ける。
- 最大電界と総発熱は、コイル通電電流と磁界の影響の兼ね合いによって決まり、そのどちらの影響を大きく受けるかは運転温度によって劇的に変化する。運転温度が低い場合は、酸化物 HTS 材料の J - E 特性への磁界の影響が小さいために、両者は通電電流の影響を大きく受ける。一方、運転温度が高い場合は、磁界の影響が大きいために、両者のコイル形状依存性は最大磁束密度や最大垂直磁束密度のそれによってほぼ決定される。
- 最大電界や総発熱の最小化を目的とした HTS コイル形状最適化を行う場合には、局所的最適解が存在する。形状を表す変数の自由度が 2 と小さいにも関わらずこのような局所的最適解が存在することを考慮すると、HTS コイル形状最適化を行う際には大域的最適化手法を適用することが必要不可欠であると考えられる。

第5章 高温超伝導コイルの形状最適化手法

5.1 目的

前章では、HTS コイル通電性能を代表するパラメータである最大電界と総発熱がコイル形状によって大きく変化する様子を示し、HTS コイルの形状最適化の必要性を示した。また、その最適化の際には、最大電界や総発熱の最小化に取り組むことが考えられるが、どちらを目的関数に選んだとしても局所的最適解が存在することから、大域的最適化手法が必要であることも述べた。さて、目的関数として最大電界と総発熱のどちらを選定すべきかを考えた時、両者のコイル形状依存性とその運転温度依存性まで含めて互いに類似していたことを踏まえると、一見どちらか一方の最小化に取り組むことは他方を小さくすることに必ずしも矛盾しないと予想される。そこで本章では、研究実績の多い大域的最適化手法として知られる遺伝アルゴリズム (GA) [92, 93] を適用した HTS コイルの形状最適化手法を開発する [88–91] と共に、上記最大電界と総発熱の関係についてももう少し詳細に検討する。具体的には、同手法を用いて最大電界の最小化ならびに総発熱の最小化のそれぞれに取り組む、両者の結果を比較することで HTS コイルに適した設計指針について検討する。

5.2 方法

5.2.1 条件

前章と同様に、ある運転温度、蓄積エネルギー、および使用線材長の下、軸対称コイルの最適形状について検討する。設計変数は、コイルの内半径、外半径、および高さであり、最大電界あるいは総発熱が最小となる設計変数の組を探索する。従って、最適化問題は以下のように表される。

minimize

$$E_{\max}(T, I, r_i, r_o, h) \text{ or } P(T, I, r_i, r_o, h) \quad (5.1)$$

subject to

$$T = T_{\text{op}} = \text{const.} \quad (5.2)$$

$$W(I, r_i, r_o, h) = W_{\text{op}} = \text{const.} \quad (5.3)$$

$$l(r_i, r_o, h) = l_{\text{total}} = \text{const.} \quad (5.4)$$

$$r_{\text{min}} \leq r_i < r_o = r_i + k_r \Delta r \leq r_{\text{max}} \quad (5.5)$$

$$h_{\text{min}} \leq h = k_h \Delta h \leq h_{\text{max}} \quad (5.6)$$

各式の説明は、それぞれ以下のとおりである。

式 (5.1): 目的は最大電界あるいは総発熱の最小化である。両者は、運転温度、通電電流、およびコイル形状を基に、第3章の手法によって計算される。

式 (5.2): 運転温度はある設定値とする。

式 (5.3): 蓄積エネルギーはある設定値とする。

式 (5.4): 使用線材長はある設定値とする。従って、設計変数は3つ存在するが、自由度は2である。

式 (5.5): コイルの内半径ならびに外半径は、設定された領域内で変化する。その最小値は50.0 mmとしており、曲げがテープ材の電流輸送特性に影響を与えないような値として設定している。一方、最大値に関しては特定の値に固定せず、いくつかの空間制約を試すことで、本最適化手法の妥当性検証の助けとすると共に、最大電界最小化と総発熱最小化の関連性を考察する際の検討材料を増やす。また、内半径と外半径は、その差がテープ材厚み0.24 mmの整数倍となるように変化するものとする。

式 (5.6): コイルの高さは設定された領域内で変化する。その最小値はテープ材幅3.90 mmとしている。一方、最大値に関しては特定の値に設定せず、上述の理由からいくつかの空間制約を試す。また、高さはテープ幅3.90 mmの整数倍となるように変化するものとする。

5.2.2 手順

最大電界ならびに総発熱は第3章で述べた有限要素法に基づいて評価し、また最適なコイル形状、すなわち最大電界あるいは総発熱が最小となる設計変数の組み合わせは遺伝アルゴリズムによって探索する。その手順を示すフローチャートを図5.1に示す。以下に、同図中のそれぞれの処理について記述する。

Step 1: 制約条件を設定する。制約条件とは、運転温度、蓄積エネルギー、使用線材長、および空間制約を意味する。

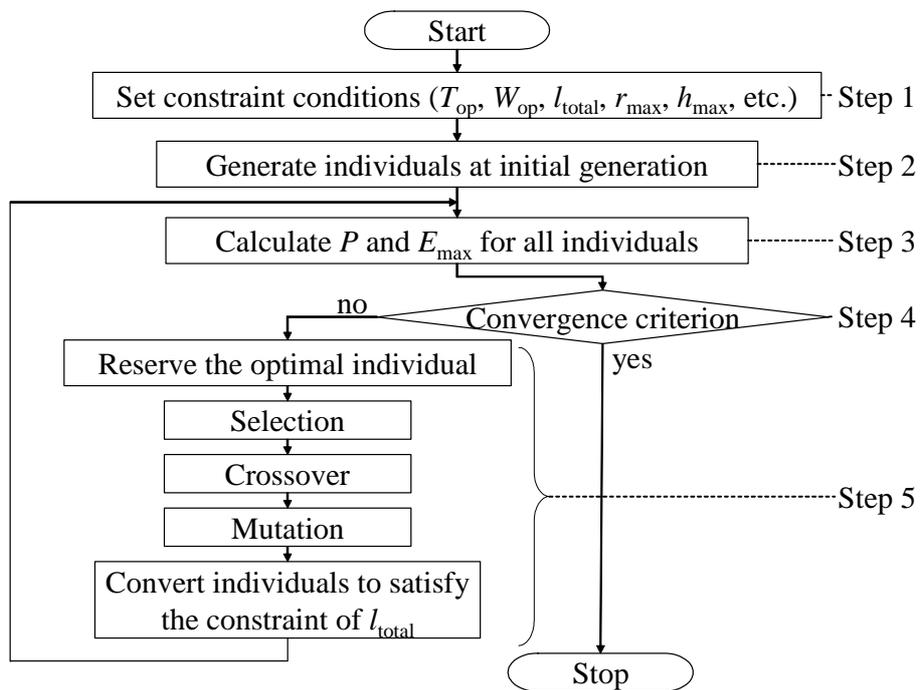


図 5.1: 遺伝アルゴリズムを適用した HTS コイル形状最適化手法における計算手順を示すフローチャート (T_{op} : 運転温度、 W_{op} : 蓄積エネルギー、 l_{total} : 使用線材長、 r_{max} : コイル外半径の上限値、 h_{max} : コイル高さの上限値、 E_{max} : 最大電界、 P : 総発熱)

- Step 2: 初期世代における個体集合を生成する。ここで、個体とは (r_i, r_o, h) といった設計変数の組を意味する。それぞれの変数の値は空間制約内で無作為に決定され、その後使用線材長条件を満足するよう内半径と外半径の中で無作為に選んだ一方を再計算している。
- Step 3: それぞれの個体に対して、対応するコイル形状の有限要素モデルを作成し、有限要素法に基づいて最大電界や総発熱を計算する。計算法は第3章に示したとおりである。
- Step 4: 収束判定を行う。収束条件はその世代における目的関数の標準偏差が設定値以下になることとする。このことは、世代を重ねた結果、すべての個体が最適値付近に集まっていることに相当する。収束条件を満たせば計算は終了し、そうでなければ次ステップに進む。
- Step 5: 次世代の個体集合を生成する。本ステップにおける処理によって遺伝アルゴリズムが実現する。まず、現段階において最適解を有する個体は次世代へ持ち越す。これをエリート戦略という [93,94]。次に、残りの個体は、選択、交叉、および突然変異といった遺伝アルゴリズムにおける典型的な手続きを経て生成される。選択では、目的関数の偏差値に比例した確率で、現世代から個体を選び出す。これは、世代を重ねて個体間の目的関数の差が小さくなくても、良い解を効率的に選択することを目的としている [94]。交叉では、設計変数を2ビットコーディングして並べたものを個体の染色体とし、無作為に選ばれた2個体の組において、ある確率（交叉率）で染色体を構成する遺伝子を部分的に交換している。突然変異では、それぞれの設計変数に、ある確率（突然変異率）で無作為に決定された値を増減している。そして、選択、交叉、および突然変異後、それぞれの個体において使用線材長条件を満足するよう内半径と外半径の中で無作為に選んだ一方を再計算する。このように、強制的に実行可能解に変換する方法を引き戻し法という [95]。最後に、初めに確保した最適解を有する個体と、上記手続きを経た残りの個体を合わせて、次世代における個体集合とする。

5.3 結果・考察

本最適化では、前章と同じく表 4.1 に示す制約条件を課すことで、HTS コイル最適形状の運転温度依存性を検討すると共に、それぞれの運転温度において表 5.1 に示す3種類の空間制約を設定して、空間制約依存性についても検討する。ここで、空間制約 (i)(ii) については前章で検討した形状依存性の範囲内にあるため、まず両条件において前章の結果と比較することで本最適化手法の妥当性を検証する。さらに、空間制約 (iii) のように前章では総当り計算の性質上検討が困難な広

表 5.1: Bi-2223/Ag コイル形状最適化の際に与える空間制約 (r_{\max} : コイル外半径の上限値、 h_{\max} : コイル高さの上限値)

	r_{\max}	h_{\max}
Spatial constraint (i)	0.50 m	0.50 m
Spatial constraint (ii)	1.00 m	1.00 m
Spatial constraint (iii)	1.50 m	1.50 m

い空間制約に対しても、本最適化手法によって最適値を探索することで、最大電界最小化と総発熱最小化の本質的な関連性について検討する。

5.3.1 条件 (I): 運転温度 20 K

運転温度 20.0 K における形状最適化結果を図 5.2 と表 5.2 に示す。同図ならびに同表は、最大電界の最小化あるいは総発熱の最小化に対して得られた結果であり、また両者はそれぞれ上記 3 種類の空間制約に対して示されている。

まず、最大電界の最小化における結果に着目する。最大電界最小化の結果は、空間制約によらず同じとなっている。このことについて考察するために、前章で得られた形状依存性との比較を図 5.3 に示す。空間制約 (i)(ii) の結果から本結果が妥当であること、また空間制約 (iii) の結果から他の最適解が存在しないことがわかる。前章で述べたように、比較的低い本運転温度では、最大電界のコイル形状依存性は通電電流の影響を大きく受ける。また、同じ使用線材長の下で通電電流を小さくするためには、巻数を多くしてインダクタンスを大きくできる体積の小さなコイル形状が適していることも前章で述べたとおりである。従って、本運転温度において空間制約を (i)(ii)(iii) と広げていっても、上記のように体積の小さなコイル形状が最大電界最小化の観点から最適であり続けることは妥当であると考えられる。

次に、総発熱の最小化に関する結果 (図 5.2 ならびに表 5.2 の右側) に着目する。総発熱最小化の結果も、最大電界最小化の場合と同様に空間制約によって変化していない。また、前章で得られた形状依存性との比較を図 5.4 に示すが、最大電界最小化の場合と同様に、空間制約 (i)(ii) の結果から本結果が妥当であること、また空間制約 (iii) の結果から他の最適解が存在しないことがわかる。上述のように本運転温度においては最大電界のコイル形状依存性は通電電流のコイル形状依存性の影響を大きく受け、また前章で述べたように総発熱は最大電界よりも通電電流の影響をさらに受ける。そのため、最大電界最小化と同様の考察から、空間制約を広げていっても体積の小さなコイル形状が最適であり続けると考えられる。

さて、本章の大きな目的である最大電界最小化と総発熱最小化の関連性について考察する。まずコイル内の発熱密度の最大値 (q_{\max}) に着目すると、最大電界最小化では $1.03 \times 10^4 \text{ Wm}^{-3}$ であるのに対し、総発熱の最小化では $1.05 \times 10^4 \text{ Wm}^{-3}$

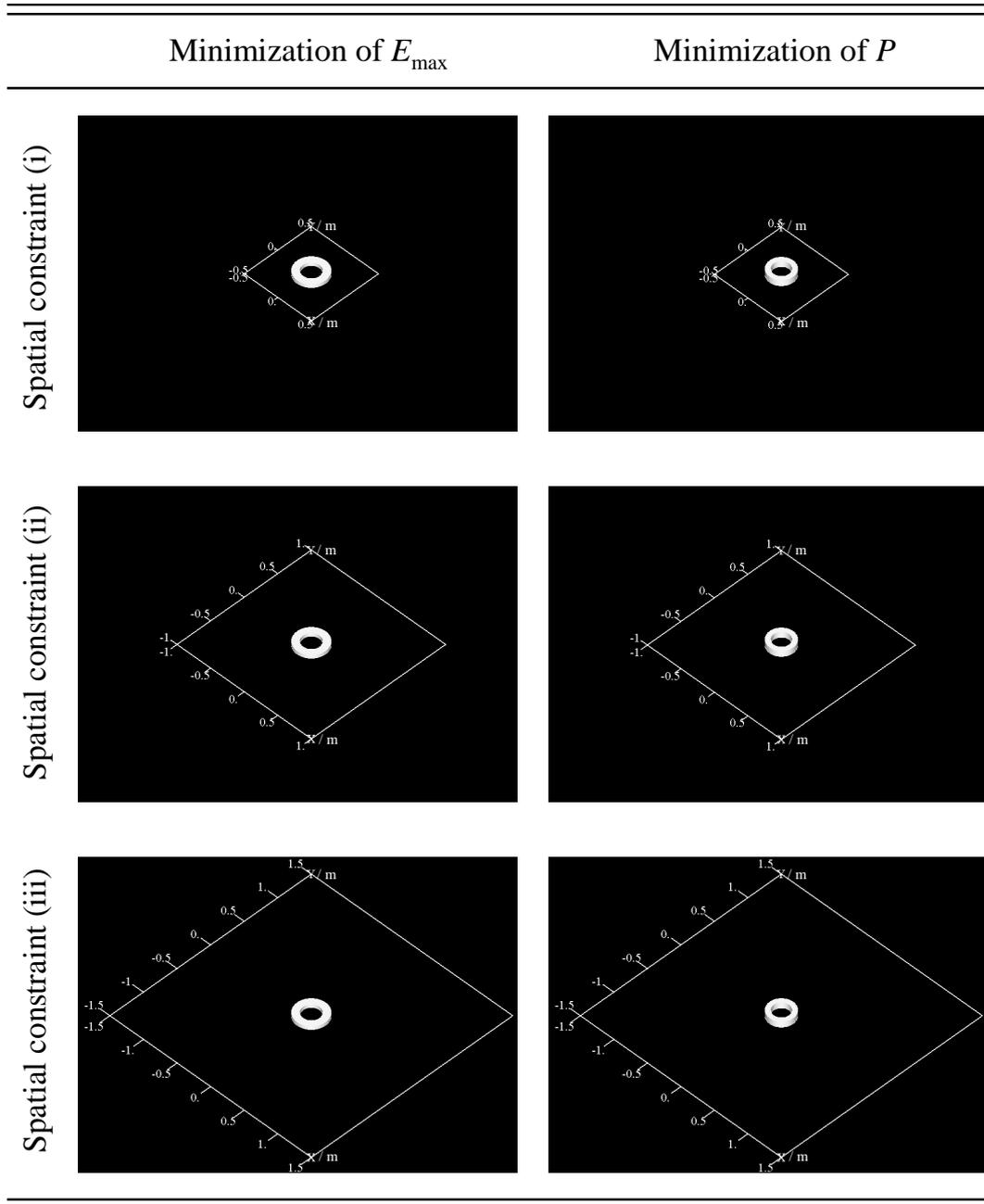


図 5.2: 運転温度 20.0 K において最大電界最小化または総発熱最小化によって得られた Bi-2223/Ag コイルの形状 (E_{\max} : 最大電界、 P : 総発熱)

表 5.2: 運転温度 20.0 K において最大電界最小化または総発熱最小化によって得られた Bi-2223/Ag コイルの諸元 (r_i : コイル内半径、 r_o : コイル外半径、 h : コイル高さ、 E_{\max} : 最大電界、 q_{\max} : 最大発熱密度、 P : 総発熱、 I : 通電電流、 $B_{\perp\max}$: 最大垂直磁束密度)

	Minimization of E_{\max}	Minimization of P
Spatial constraint (i)	$r_i = 120$ mm	$r_i = 112$ mm
	$r_o = 212$ mm	$r_o = 176$ mm
	$h = 50.7$ mm	$h = 85.8$ mm
	$E_{\max} = 6.42 \times 10^{-5}$ Vm $^{-1}$	$E_{\max} = 6.73 \times 10^{-5}$ Vm $^{-1}$
	$q_{\max} = 1.03 \times 10^4$ Wm $^{-3}$	$q_{\max} = 1.05 \times 10^4$ Wm $^{-3}$
	$P = 11.4$ W	$P = 10.0$ W
	$I = 150$ A	$I = 146$ A
	$B_{\perp\max} = 3.37$ T	$B_{\perp\max} = 3.63$ T
Spatial constraint (ii)	$r_i = 120$ mm	$r_i = 112$ mm
	$r_o = 212$ mm	$r_o = 176$ mm
	$h = 50.7$ mm	$h = 85.8$ mm
	$E_{\max} = 6.42 \times 10^{-5}$ Vm $^{-1}$	$E_{\max} = 6.73 \times 10^{-5}$ Vm $^{-1}$
	$q_{\max} = 1.03 \times 10^4$ Wm $^{-3}$	$q_{\max} = 1.05 \times 10^4$ Wm $^{-3}$
	$P = 11.4$ W	$P = 10.0$ W
	$I = 150$ A	$I = 146$ A
	$B_{\perp\max} = 3.37$ T	$B_{\perp\max} = 3.63$ T
Spatial constraint (iii)	$r_i = 120$ mm	$r_i = 112$ mm
	$r_o = 212$ mm	$r_o = 176$ mm
	$h = 50.7$ mm	$h = 85.8$ mm
	$E_{\max} = 6.42 \times 10^{-5}$ Vm $^{-1}$	$E_{\max} = 6.73 \times 10^{-5}$ Vm $^{-1}$
	$q_{\max} = 1.03 \times 10^4$ Wm $^{-3}$	$q_{\max} = 1.05 \times 10^4$ Wm $^{-3}$
	$P = 11.4$ W	$P = 10.0$ W
	$I = 150$ A	$I = 146$ A
	$B_{\perp\max} = 3.37$ T	$B_{\perp\max} = 3.63$ T

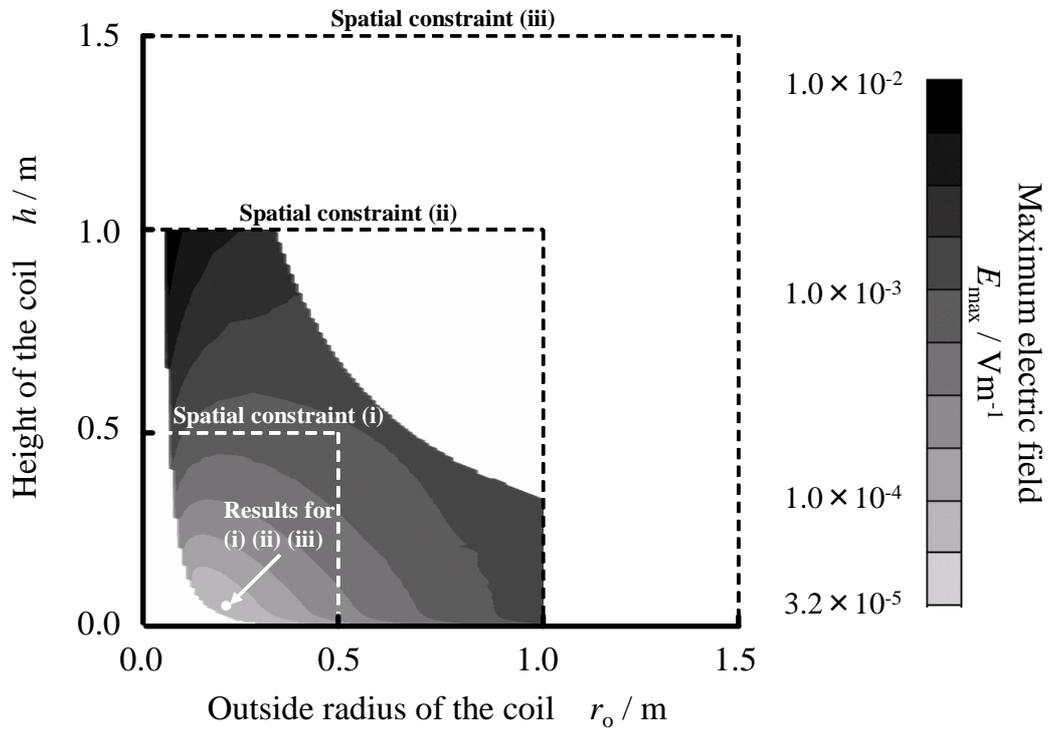


図 5.3: 運転温度 20.0 K における最大電界のコイル形状依存性と最小化結果の比較

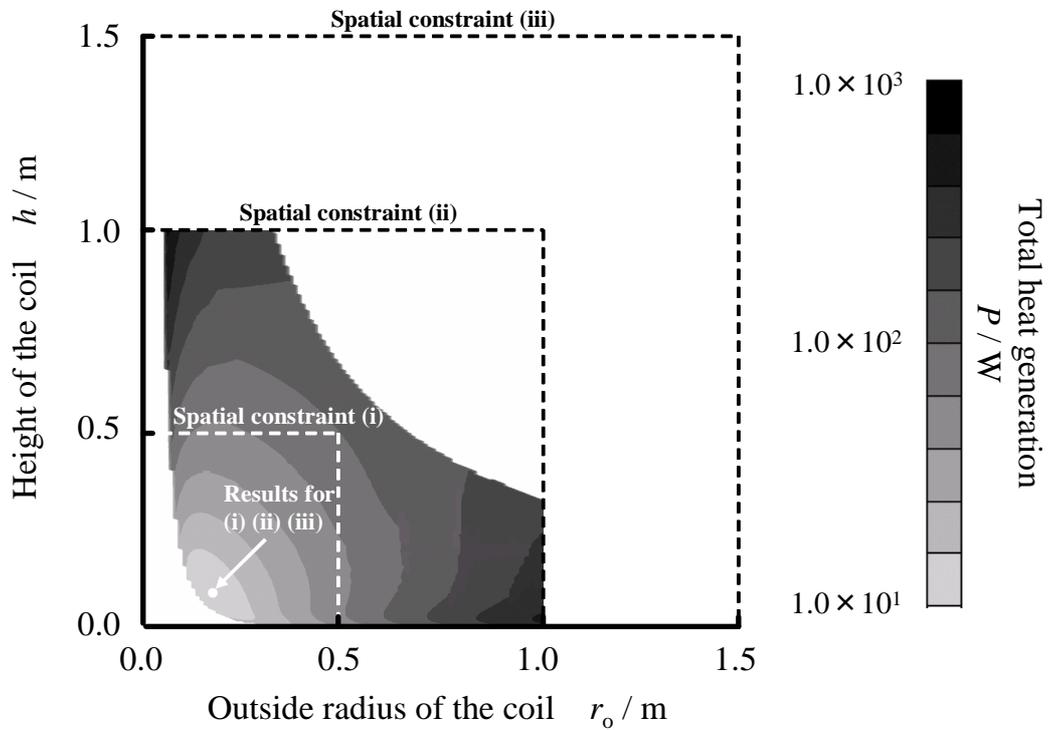


図 5.4: 運転温度 20.0 K における総発熱のコイル形状依存性と最小化結果の比較

である。すなわち、最大電界最小化の方が若干小さく、確かに最大電界の最小化はコイル内の局所的な発熱に配慮した結果になっている。一方、コイルの総発熱は、最大電界最小化では 11.4 W であるのに対し、総発熱最小化では 10.0 W と当然ではあるが小さくなっている。従って、第 3 章で HTS コイルにおいて注意すべきであると述べた、局所的な発熱による焼損、ならびに冷凍機冷却出力とのバランスを失うことによる熱暴走、といった 2 点に関して、前者へ配慮するのが最大電界最小化であり、また後者へ配慮するのが総発熱最小化であることを確認できる。ただし、本運転温度における両者の結果は、前章において最大電界と総発熱がコイル形状によってかなり広い範囲の値を取り得たことと比較すると、互いにほぼ等しいといってよい。このことは、最大電界と総発熱のどちらか一方の最小化に取り組むことは、他方を小さくすることに矛盾しないことを示唆している。この理由は、本運転温度のように比較的低い温度では、両者に対して通電電流の影響が支配的になるため、両者の最小化は通電電流を小さくするという方向でほぼ一致するからである。一方、そのような方向性で一致する条件においても、最大電界最小化の結果よりも総発熱最小化の結果において通電電流が若干小さくなっていることから、最大電界よりも総発熱がさらに通電電流の影響を大きく受けるという、前章で得られた知見を再確認することができる。

5.3.2 条件 (II): 運転温度 40 K

運転温度 40.0 K における形状最適化結果を図 5.5 と表 5.3 に示す。同図ならびに同表も運転温度 20.0 K と同様に、最大電界最小化あるいは総発熱最小化に対して得られた結果であり、またそれぞれ空間制約 (i)(ii)(iii)(表 5.1 参照) に対して示されている。

まず、最大電界最小化における結果について述べる。最大電界最小化の結果は、運転温度 20.0 K とは異なり空間制約によって若干変化している。すなわち、空間制約 (i) においては半径方向の制約いっぱいまで広がった扁平なコイル形状になっており、これに伴って空間制約 (ii)(iii) においては空間制約 (i) の外の領域に最適値を有している。このことについて考察するために、前章で得られた形状依存性との比較を図 5.6 に示す。本運転温度においては、最大電界の小さな領域が、 $h = 0.1$ m 程度を境として上下に二分しており、これが磁界の影響であることは前章で述べたとおりである。すなわち、運転温度 20.0 K より高い本運転温度においては、磁界の影響を受けやすくなることから、磁界を小さくできる比較的体積の大きなコイル形状、または本結果のように扁平で径の大きなコイル形状が最大電界最小化の観点からは適する。これに伴って、空間制約 (i) のように狭い範囲には大域的な最適解が存在せず、空間制約 (ii)(iii) とは異なった結果になったと考えられる。一方、本運転温度においても、空間制約 (i)(ii) の結果から本結果が妥当であること、また空間制約 (iii) の結果から空間制約 (ii) の外側に他の最適解が存在しないことがわかる。

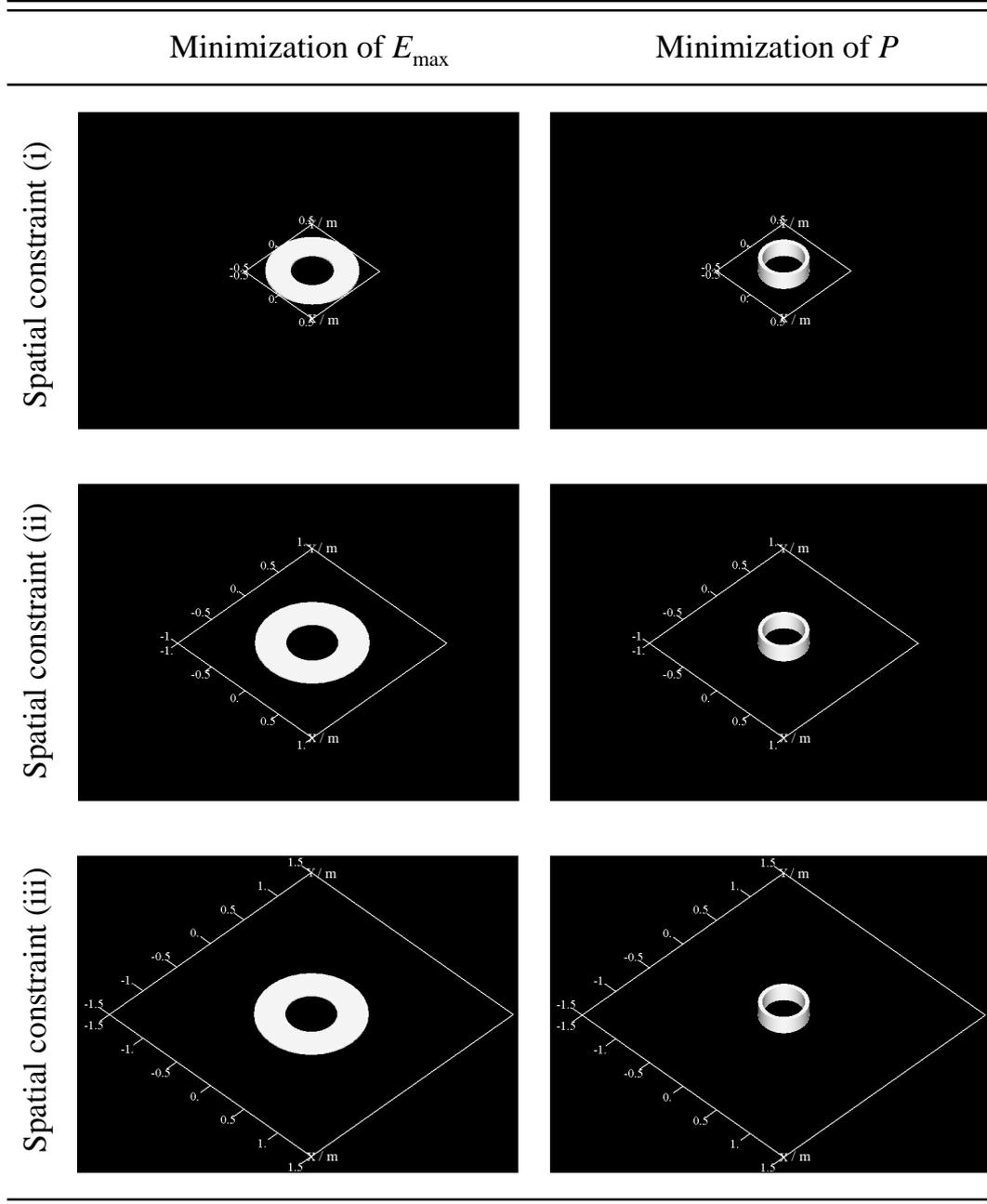


図 5.5: 運転温度 40.0 K において最大電界最小化または総発熱最小化によって得られた Bi-2223/Ag コイルの形状 (E_{\max} : 最大電界、 P : 総発熱)

表 5.3: 運転温度 40.0 K において最大電界最小化または総発熱最小化によって得られた Bi-2223/Ag コイルの諸元 (r_i : コイル内半径、 r_o : コイル外半径、 h : コイル高さ、 E_{\max} : 最大電界、 q_{\max} : 最大発熱密度、 P : 総発熱、 I : 通電電流、 $B_{\perp\max}$: 最大垂直磁束密度)

	Minimization of E_{\max}	Minimization of P
Spatial constraint (i)	$r_i = 228$ mm	$r_i = 225$ mm
	$r_o = 494$ mm	$r_o = 271$ mm
	$h = 23.4$ mm	$h = 199$ mm
	$E_{\max} = 4.28 \times 10^{-5}$ Vm $^{-1}$	$E_{\max} = 1.30 \times 10^{-4}$ Vm $^{-1}$
	$q_{\max} = 3.37 \times 10^3$ Wm $^{-3}$	$q_{\max} = 8.97 \times 10^3$ Wm $^{-3}$
	$P = 12.3$ W	$P = 9.91$ W
	$I = 73.8$ A	$I = 64.6$ A
	$B_{\perp\max} = 1.08$ T	$B_{\perp\max} = 1.81$ T
Spatial constraint (ii)	$r_i = 274$ mm	$r_i = 225$ mm
	$r_o = 603$ mm	$r_o = 271$ mm
	$h = 15.6$ mm	$h = 199$ mm
	$E_{\max} = 4.13 \times 10^{-5}$ Vm $^{-1}$	$E_{\max} = 1.30 \times 10^{-4}$ Vm $^{-1}$
	$q_{\max} = 3.57 \times 10^3$ Wm $^{-3}$	$q_{\max} = 8.97 \times 10^3$ Wm $^{-3}$
	$P = 16.7$ W	$P = 9.91$ W
	$I = 80.9$ A	$I = 64.6$ A
	$B_{\perp\max} = 814$ mT	$B_{\perp\max} = 1.81$ T
Spatial constraint (iii)	$r_i = 274$ mm	$r_i = 225$ mm
	$r_o = 603$ mm	$r_o = 271$ mm
	$h = 15.6$ mm	$h = 199$ mm
	$E_{\max} = 4.13 \times 10^{-5}$ Vm $^{-1}$	$E_{\max} = 1.30 \times 10^{-4}$ Vm $^{-1}$
	$q_{\max} = 3.57 \times 10^3$ Wm $^{-3}$	$q_{\max} = 8.97 \times 10^3$ Wm $^{-3}$
	$P = 16.7$ W	$P = 9.91$ W
	$I = 80.9$ A	$I = 64.6$ A
	$B_{\perp\max} = 814$ mT	$B_{\perp\max} = 1.81$ T

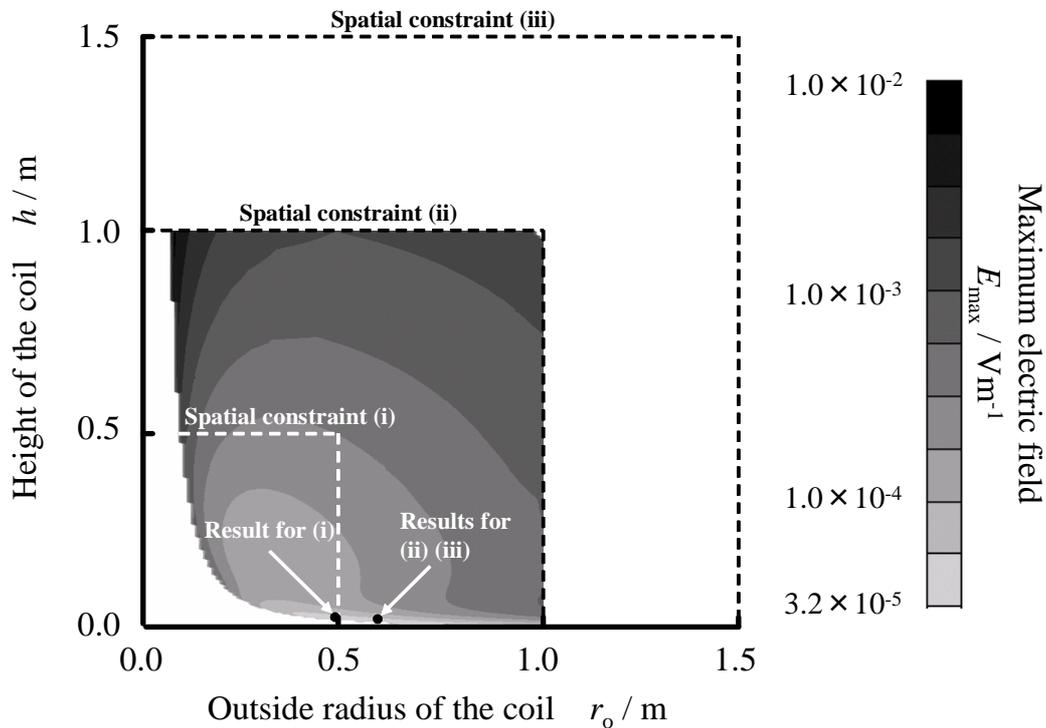


図 5.6: 運転温度 40.0 K における最大電界のコイル形状依存性と最小化結果の比較

これに対して、総発熱最小化の結果は空間制約によって変化していない。しかも、最大電界最小化の結果とはかなり異なったコイル形状であることがわかる。このことについて考察するために、前章で得られた形状依存性との比較を図 5.7 に示す。総発熱の小さな領域は、最大電界と同様の理由から、 $h = 0.1$ m 程度を境として上下に分かれて存在している。ここで、同境界よりも上側近傍で通電電流が小さくて済んだことに注意すると（例えば図 4.10 参照）、最大電界よりも通電電流の影響を若干受けやすい総発熱の最小化の観点からは、下側に対応する扁平なコイル形状ではなく、上側に対応するコイル形状が最適解であることは妥当であるといえる。

さて、最大電界最小化と総発熱最小化の関連性について考察する。運転温度 20.0 K における考察と同様、最大電界最小化では最大発熱密度が他方より小さく、総発熱最小化では当然ではあるが総発熱が他方より小さくなっている。ここで重要なのは、その値の差である。例えば、空間制約 (ii) において、最大発熱密度は、最大電界最小化では $3.57 \times 10^4 \text{ Wm}^{-3}$ であるのに対し、総発熱最小化では $8.97 \times 10^4 \text{ Wm}^{-3}$ になっている。また、総発熱は、最大電界最小化では 16.7 W であるのに対し、総発熱最小化では 9.91 W になっている。このことは、本章の冒頭で予想し、また運転温度 20.0 K で確かめた、最大電界と総発熱のどちらか一方の最小化に取り組むことは他方を小さくすることに矛盾しない、という認識が必ずしも正しくないことを示唆している。この理由は、運転温度 20.0 K のような比較的低い運転

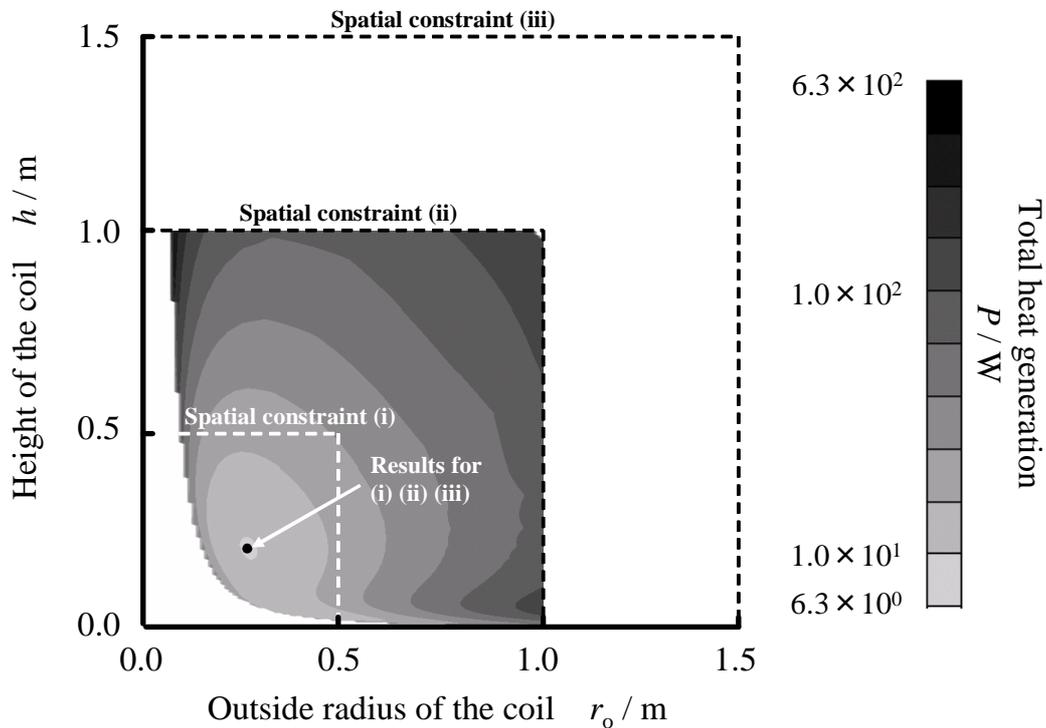


図 5.7: 運転温度 40.0 K における総発熱のコイル形状依存性と最小化結果の比較

温度では、両者における値の大小を通電電流の大きさがほぼ支配していたのに対し、本運転温度ではそれに加えて磁界の影響が無視できなくなったためである。すなわち、このように通電電流と磁界の影響が複雑に絡み合う本運転温度においては、最大電界よりも総発熱の方が若干通電電流の影響を受けやすいという性質が表面化し、結果的に両者の最小化における結果をかなり異なるものにしたと考えられる。実際に、最大電界は総発熱に比較して相対的に磁界の影響を受けやすいため、最大電界最小化では最大垂直磁束密度がかなり小さくなっている。また逆に、総発熱は最大電界よりも通電電流の影響を受けやすいため、総発熱最小化では通電電流が小さくなっている。従って、HTS コイルの最適設計の際には、どちらか一方を目的関数として設定するだけでは不適切である可能性が示唆されたことになる。

5.3.3 条件 (III): 運転温度 60 K

運転温度 60.0 K における形状最適化結果を図 5.8 と表 5.4 に示す。同図ならびに同表も、最大電界最小化あるいは総発熱最小化に対して得られた結果であり、またそれぞれ空間制約 (i) (ii) (iii) (表 5.1 参照) に対して示されている。

まず、最大電界最小化の結果について述べる。運転温度 40.0 K の結果と同様に、コイル形状は空間制約によって変化している。ここで注目すべきことは、空間制約

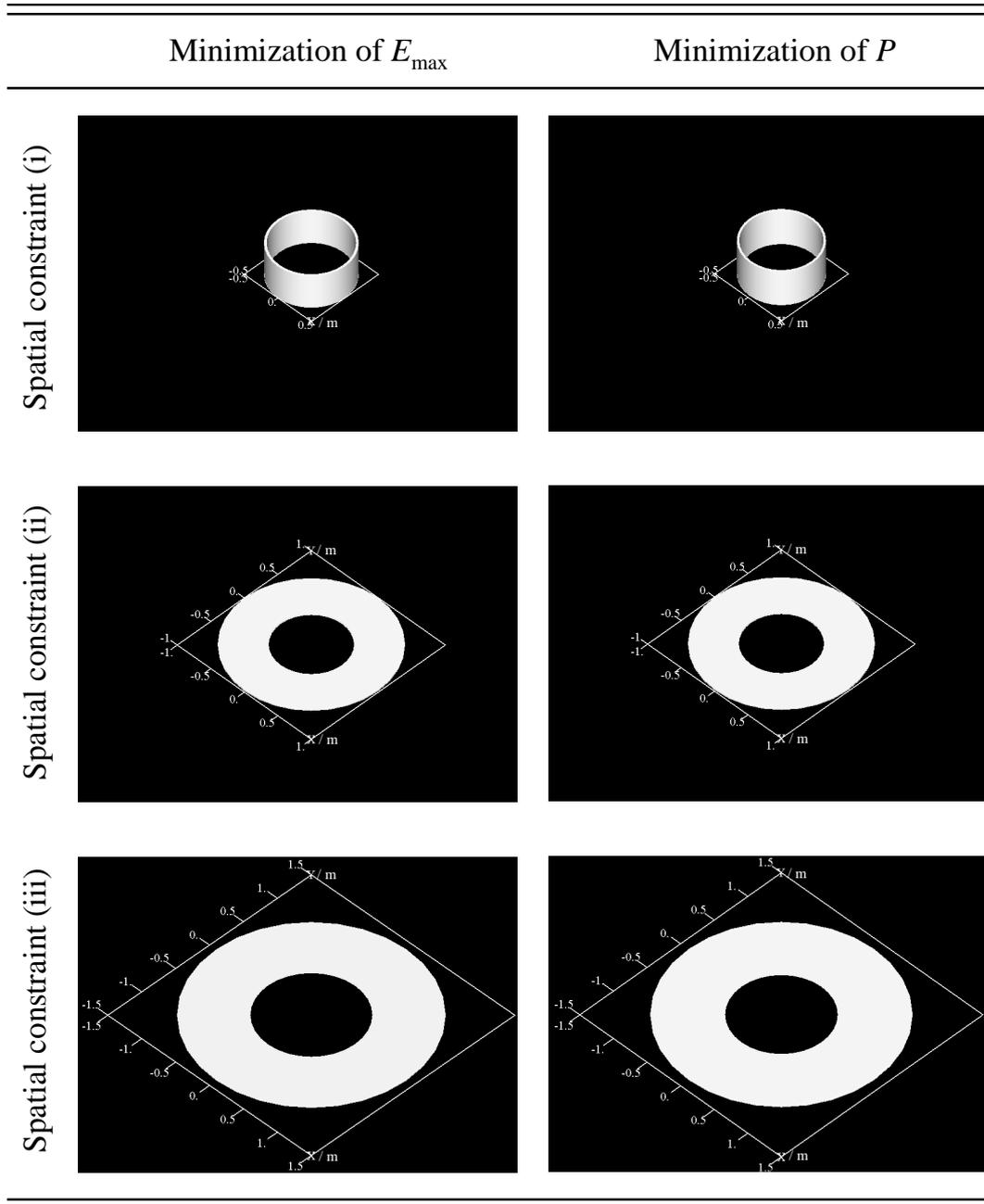


図 5.8: 運転温度 60.0 K において最大電界最小化または総発熱最小化によって得られた Bi-2223/Ag コイルの形状 (E_{\max} : 最大電界、 P : 総発熱)

表 5.4: 運転温度 60.0 K において最大電界最小化または総発熱最小化によって得られた Bi-2223/Ag コイルの諸元 (r_i : コイル内半径、 r_o : コイル外半径、 h : コイル高さ、 E_{\max} : 最大電界、 q_{\max} : 最大発熱密度、 P : 総発熱、 I : 通電電流、 $B_{\perp\max}$: 最大垂直磁束密度)

	Minimization of E_{\max}	Minimization of P
Spatial constraint (i)	$r_i = 471$ mm	$r_i = 445$ mm
	$r_o = 500$ mm	$r_o = 471$ mm
	$h = 472$ mm	$h = 500$ mm
	$E_{\max} = 2.93 \times 10^{-3}$ Vm $^{-1}$	$E_{\max} = 3.02 \times 10^{-3}$ Vm $^{-1}$
	$q_{\max} = 1.06 \times 10^5$ Wm $^{-3}$	$q_{\max} = 1.10 \times 10^5$ Wm $^{-3}$
	$P = 123$ W	$P = 122$ W
	$I = 34.0$ A	$I = 34.0$ A
	$B_{\perp\max} = 798$ mT	$B_{\perp\max} = 802$ mT
Spatial constraint (ii)	$r_i = 451$ mm	$r_i = 451$ mm
	$r_o = 988$ mm	$r_o = 988$ mm
	$h = 15.6$ mm	$h = 15.6$ mm
	$E_{\max} = 7.02 \times 10^{-6}$ Vm $^{-1}$	$E_{\max} = 7.02 \times 10^{-6}$ Vm $^{-1}$
	$q_{\max} = 288$ Wm $^{-3}$	$q_{\max} = 288$ Wm $^{-3}$
	$P = 2.77$ W	$P = 2.77$ W
	$I = 38.4$ A	$I = 38.4$ A
	$B_{\perp\max} = 393$ mT	$B_{\perp\max} = 393$ mT
Spatial constraint (iii)	$r_i = 636$ mm	$r_i = 593$ mm
	$r_o = 1400$ mm	$r_o = 1380$ mm
	$h = 7.80$ mm	$h = 7.80$ mm
	$E_{\max} = 2.12 \times 10^{-6}$ Vm $^{-1}$	$E_{\max} = 2.13 \times 10^{-6}$ Vm $^{-1}$
	$q_{\max} = 103$ Wm $^{-3}$	$q_{\max} = 104$ Wm $^{-3}$
	$P = 1.83$ W	$P = 1.82$ W
	$I = 45.6$ A	$I = 45.6$ A
	$B_{\perp\max} = 237$ mT	$B_{\perp\max} = 237$ mT

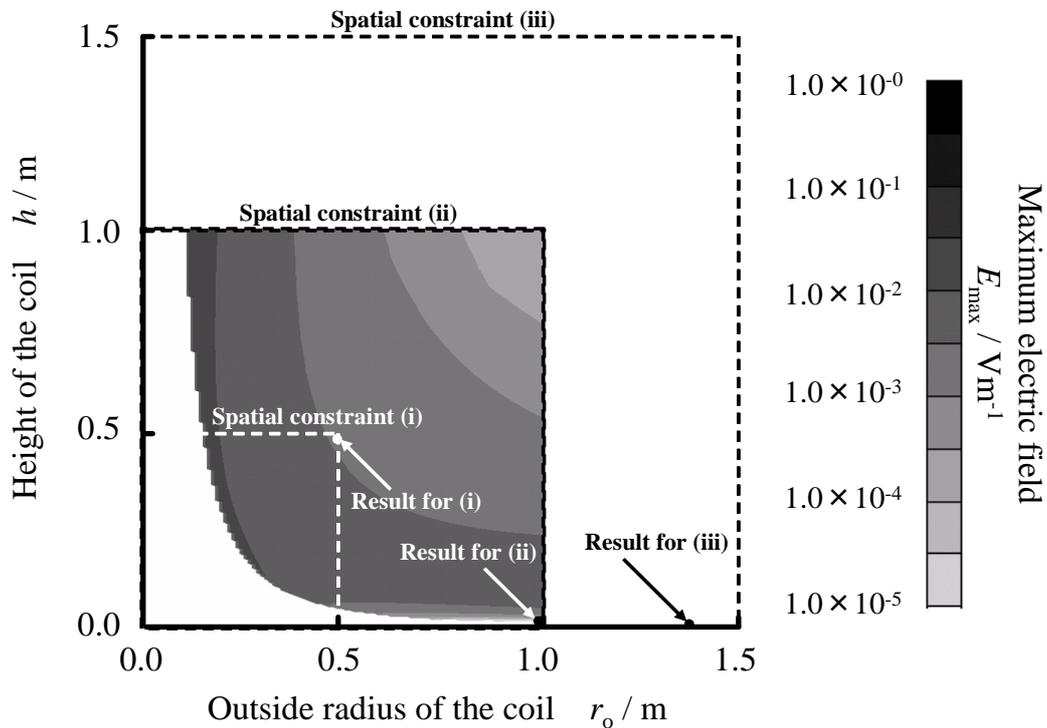


図 5.9: 運転温度 60.0 K における最大電界のコイル形状依存性と最小化結果の比較

(i) と空間制約 (ii) (iii) の間で形状に大きな隔たりがあることである。このことについて考察するために、前章で得られた形状依存性との比較を図 5.9 に示す。空間制約 (iii) の結果から空間制約によらない本質的な最適形状は扁平なコイル形状であると考えられる。これに伴って、空間制約 (ii) においても同様の形状となっており、これらは運転温度 40.0 K における結果に対応するものである。しかしながら、空間制約 (i) のように半径方向に制約の厳しい条件においては、所要の使用線材長を用いてコイルを扁平形状にまとめることができず、同図中の極端に下にある最大電界の小さな領域を実現することが不可能になる。その結果、同空間制約では、もう一方の最大電界の小さな領域に対応する、半径方向ならびに高さ方向の制約までほぼ目いっぱい広がったコイル形状が適するようになっている。従って、本結果は、運転温度が高くなることで顕著となる局所最適解の影響から、最適形状が空間制約によって劇的に変化する可能性を示唆しており、またそのような局所最適解の影響まで考慮できている本設計手法の有効性を示すものである。

一方、総発熱最小化の結果に着目すると、空間制約依存性まで含めて最大電界最小化の結果とほぼ一致している。これは運転温度 40.0 K における傾向とは異なる。総発熱は最大電界よりも通電電流の影響を若干受けやすいと述べたが、本運転温度のように比較的高い運転温度においてはその影響が見えにくく、磁界の小さなコイル形状が適するという点に関して、最大電界最小化と総発熱最小化が一

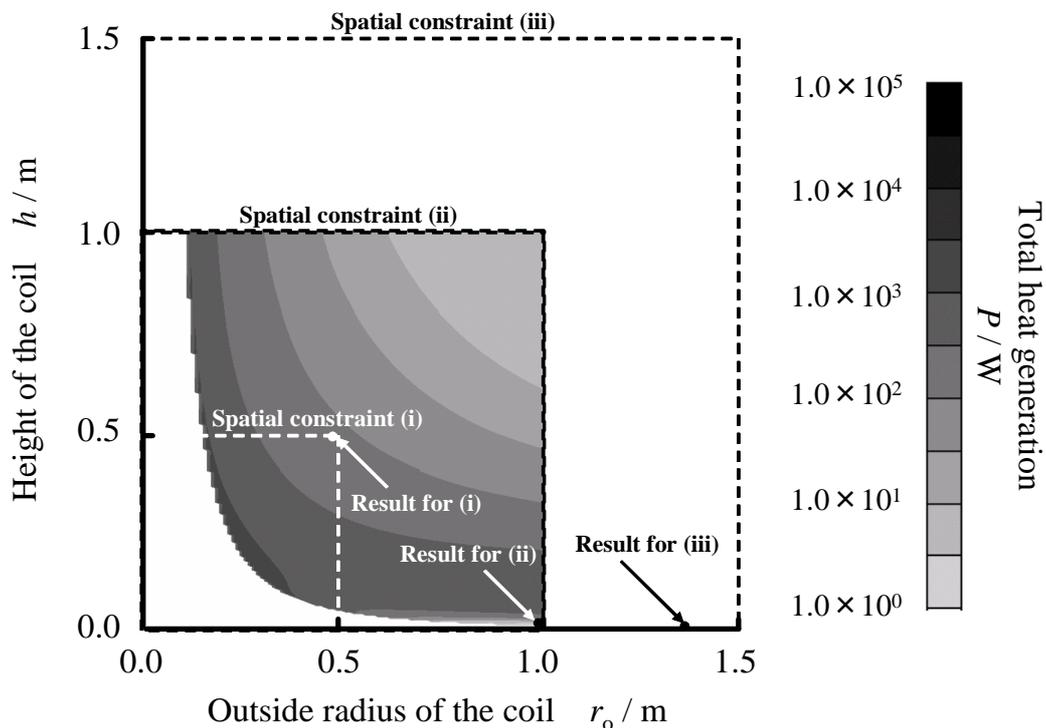


図 5.10: 運転温度 60.0 K における総発熱のコイル形状依存性と最小化結果の比較

致したと考えられる。その結果、最大電界最小化の結果と同様、図 5.10 から類推できるように、空間制約に対応して、制約半径ならびに制約高さほぼいっばいにまで広がったコイル形状（空間制約 (i)）、または扁平で厚肉のコイル形状（空間制約 (ii) (iii)）のどちらかが適する。

このように、本運転温度における最大電界最小化と総発熱最小化の結果はほぼ同様であり、最大発熱密度や総発熱もほぼ等しい。ただし、厳密に言えば、最大発熱密度は最大電界最小化の方が若干小さく、また総発熱は総発熱最小化の方が若干小さくなっている。このことから、HTS コイルに関しては、最大電界最小化が局所的な発熱による焼損に、また総発熱最小化が冷凍機冷却出力とのバランスを失うことによる熱暴走に配慮していることを再確認できる。

5.4 まとめ

本章では、HTS コイルの形状最適化手法を開発するとともに、同コイルの設計方針検討の観点から、最大電界と総発熱それぞれの最小化に取り組んだ。また、最大電界の最小化と総発熱の最小化の関連性を考察する検討材料を蓄積する目的から、様々な運転温度ならびに空間制約に対して上記手法を適用した。さらに、その一部を前章の結果と比較することにより、本手法の妥当性を検証した。その結果、具体的には以下に述べる知見を得ることができた。

- 最大電界の最小化は HTS コイルの局所的な発熱による焼損に配慮するものであり、一方総発熱の最小化は冷凍機冷却出力とのバランスを失うことによる熱暴走に配慮するものである。そして、このことは運転温度によらずに当てはまる。
- 20 K のように比較的低い運転温度では、最大電界と総発熱に関して、一方の最小化に取り組むことは他方を小さくすることに矛盾しない。これは、同運転温度においては酸化物 HTS 材料の J - E 特性が磁界の影響を受けにくく、通電電流の影響が両者に関して支配的になっており、両者の最小化は通電電流を小さくするという方向性で一致するからである。
- 60 K のように比較的高い運転温度においても、最大電界の最小化と総発熱の最小化は互いに対応する。これは、低い運転温度とは逆に、磁界の影響が両者に関して支配的になっており、両者の最小化は磁界を小さくするという点で一致するからである。
- ところが、40 K のように中間的な運転温度領域では状況が一変する。すなわち、最大電界の最小化と総発熱の最小化による結果は、コイル形状、最大発熱密度、および総発熱に関して互いに大きく異なる。これは、同運転温度のように、磁界と通電電流のどちらかが支配的であるとは言えない温度領域では、総発熱が最大電界よりも若干通電電流の影響を受けやすいといった性質が表面化し、最大電界最小化では比較的磁界を小さくするのに対し、総発熱最小化では比較的通電電流を小さくするためである。このことは、HTS コイルの設計に関して、局所的な発熱と総発熱の双方に対して個別に配慮する必要性を示唆している。従って、本章で得られた知見は、最大電界のみを考慮する従来の臨界電流に依存した設計手法が不十分なものであることを再確認するものである。

第6章 瞬低補償用高温超伝導SMES の最適設計

6.1 目的

前章では、HTS コイルの形状最適化手法を開発し、同コイルの通電性能を代表するパラメータである最大電界と総発熱の最小化にそれぞれ取り組むことで、同コイルの設計指針について検討した。その結果、最大電界最小化と総発熱最小化の方向性は必ずしも互いに一致せず、コイルの局所的な焼損、ならびに冷凍機冷却出力とのバランスを失うことによる熱暴走の2点に対しては個別に配慮すべきであると述べた。一方、瞬低補償用SMESというシステムを考えた場合、HTS コイルの発生する磁界がその他のSMES構成機器に与える影響にも注意する必要がある。すなわち、コイルの漏洩磁界によっては冷凍機や電力変換器を設置できなくなる場合も存在するため、同磁界を低減できるようなコイル構成を検討すべきである。

そこで本章では、HTS コイルの熱暴走に対する安全性と、同コイルの漏洩磁界に関するシステムの実現性の双方に十分配慮して、最適なコイル構成ならびに形状を検討する。詳細は以下のとおりである。まず目的は、使用線材長の最小化である。前章までの検討からHTS コイルの安全性に関しては局所的発熱と総発熱に個別に配慮すべきという明確な基準が得られており、これによって酸化物HTS材料の潜在能力を最大限に引き出すという考え方が生まれることから、上記目的を設定している [59,96,97]。また、これはシステムの経済設計にも対応する。次に、上記HTS コイルの安全性への対応としては、局所的な発熱による熱暴走の判定を熱解析によって行い [98-100]、また総発熱に上限値を設けることで冷凍機の冷却能力とのバランスに配慮する [98,100]。一方、漏洩磁界に関するシステムの実現性に関しては、瞬低補償用LTS-SMESで採用されているマルチポール型のコイル構成を検討すると共に、さらに漏洩磁界を低減できることが予想されるトロイダル型のコイル構成についても適用可能性を検討する [59,96,97]。そして最後に、様々な運転温度と蓄積エネルギーに対してコイル設計を行い、瞬低補償用HTS-SMESにおいて特に有効となる仕様の目安を得ると共に、その結果に基づいた最適構成例を示す。

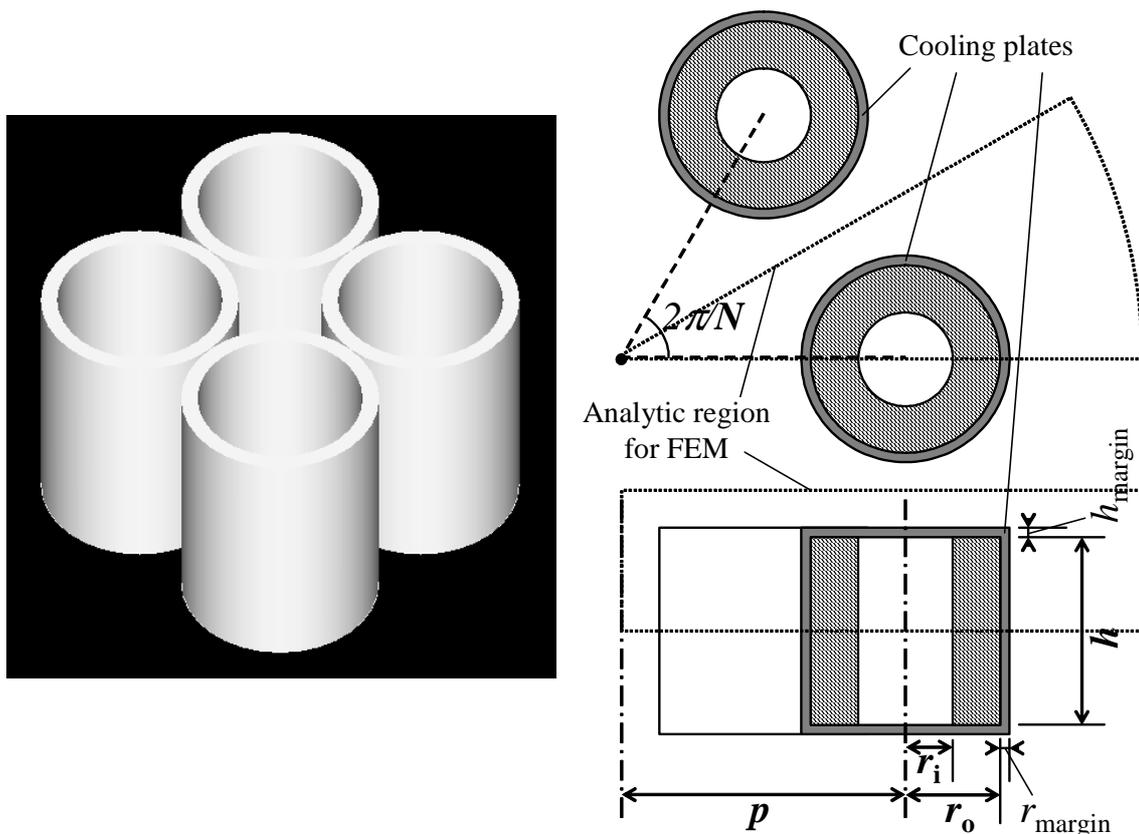


図 6.1: マルチポール型コイルに関する設計モデル

6.2 方法

6.2.1 モデル

上述のように、マルチポール型ならびにトロイダル型の構成のコイルを対象として、設計を行う。まず、マルチポール型コイルの設計モデルを図 6.1 に示す。マルチポール型コイルとは、複数の要素コイルを、それぞれの中心軸を同方向として円状に配置したコイルである。また、隣り合う要素コイルの極性は、漏洩磁界低減のために逆にすることを前提としている。以上を考慮すると、同図右側に示すように、隣り合う要素コイルの中間の面を反対称境界、また要素コイルの中心軸が通る面を対称境界とすることで、解析領域を点線で囲んだ領域のみにできる。コイルの形状ならびに構成を示す設計変数としては、要素コイルの数 (N)、コイル全体の中心から要素コイルの中心までの距離 (p)、要素コイルの内半径 (r_i)、外半径 (r_o)、および高さ (h) の 5 つを検討する。さらに、コイルの巻枠兼冷却プレートに相当するスペースとして、それぞれの要素コイルにおいて半径方向に ($r_{\text{margin}} = 1 \text{ mm}$)、高さ方向に ($h_{\text{margin}} = 1 \text{ mm}$) のマージンを取るものとする。そして、熱解析においては、冷却プレートに相当するこの領域を定温度境界とし

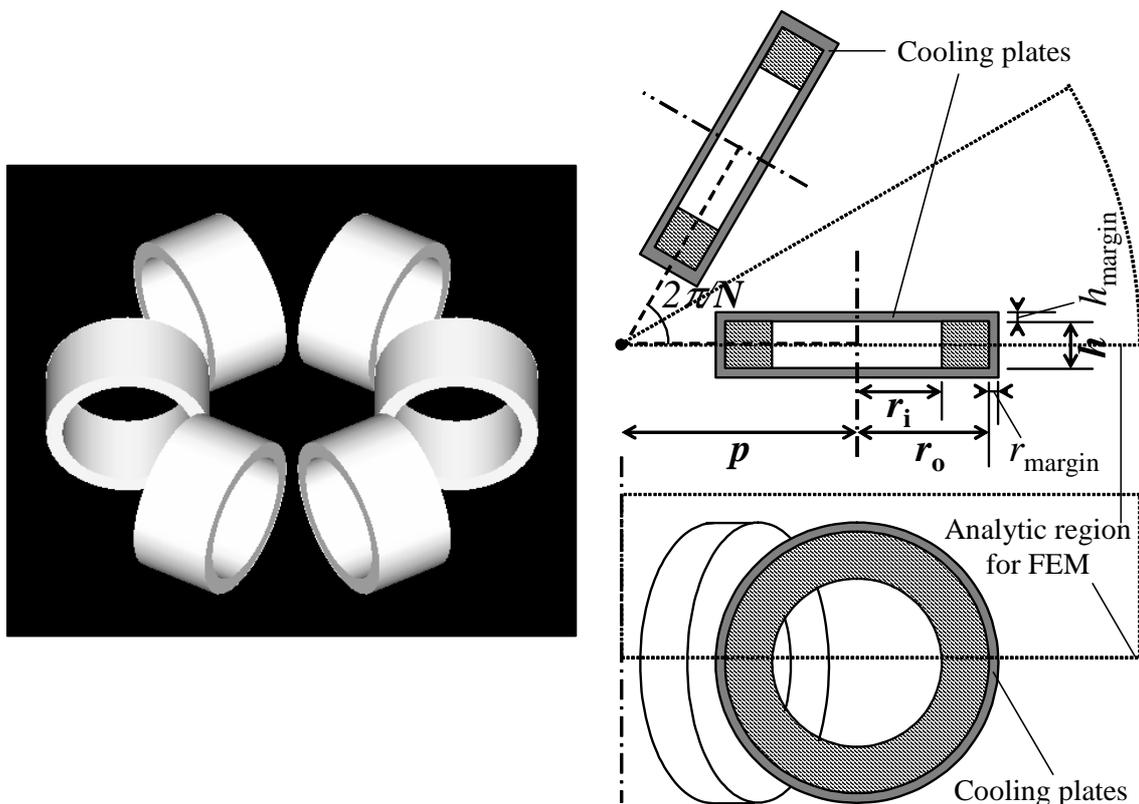


図 6.2: トロイダル型コイルに関する設計モデル

て扱うことにする。このようなマルチポール型コイルは、 $N = 4$ として実用化された瞬低補償用 LTS-SMES に採用されている [10, 22, 29]。

次に、トロイダル型コイルの設計モデルを図 6.2 に示す。トロイダル型コイルとは、複数の要素コイルを、それぞれの中心軸が円周方向を向くように、リング状に配置したコイルである。磁束がリング状に配置された要素コイルの内側を通過し、ドーナツ状に閉じ込められるような形状であるといえる。以上を考慮すると、同図右側に示すように、隣り合う要素コイルの中間の面を反対称境界、また要素コイル高さ方向の中心面も反対称境界とすることにより、解析領域を点線で囲んだ領域のみにできる。設計変数は、マルチポール型コイルと同様に、要素コイルの数、位置、内半径、外半径、および高さの 5 つとしており、コイル巻枠兼冷却プレートに相当するスペースを用意している。このようなトロイダル型コイルは、例えば試験中の系統安定化用 LTS-SMES に採用されている [15, 20]。

6.2.2 条件

本設計は、ある運転温度、ならびに所要の蓄積エネルギーの下で、使用線材長を最小化することを目的としている。ここで重要なことは、コイル総発熱に冷凍

機の冷却能力等から決定される上限値を設けていることであり、また同総発熱の評価には熱解析を適用して、局所的な発熱の影響も含めて熱暴走の有無を判定していることである。従って、本設計における最適化問題は以下のように表すことができる。

minimize

$$l(N, r_i, r_o, h) \quad (6.1)$$

subject to

$$T = T_{\text{op}} = \text{const.} \quad (6.2)$$

$$W(I, N, p, r_i, r_o, h) = W_{\text{op}} = \text{const.} \quad (6.3)$$

$$P(T, I, N, p, r_i, r_o, h) \leq P_{\text{op}} = \text{const.} \quad (6.4)$$

$$N_{\text{min}} \leq N \leq N_{\text{max}} \quad (6.5)$$

$$r_{\text{min}} \leq r_i < r_o \leq r_i + k_r \Delta r \quad (6.6)$$

$$h_{\text{min}} \leq h = k_h \Delta h \quad (6.7)$$

$$\begin{cases} r_o + r_{\text{margin}} \leq R_{\text{max}} & \text{for } N = 1 \\ p + r_o + r_{\text{margin}} \leq R_{\text{max}} & \text{for multipole coil with } N \geq 2 \\ ((p + r_o + r_{\text{margin}})^2 \\ + (\frac{h}{2} + h_{\text{margin}})^2)^{\frac{1}{2}} \leq R_{\text{max}} & \text{for toroidal coil with } N \geq 2 \end{cases} \quad (6.8)$$

$$\begin{cases} h + 2h_{\text{margin}} \leq H_{\text{max}} & \text{for } N = 1 \\ h + 2h_{\text{margin}} \leq H_{\text{max}} & \text{for multipole coil with } N \geq 2 \\ 2(r_o + r_{\text{margin}}) \leq H_{\text{max}} & \text{for toroidal coil with } N \geq 2 \end{cases} \quad (6.9)$$

$$\begin{cases} r_o + r_{\text{margin}} \leq p & \text{for } N = 2 \\ \sin^{-1} \left(\frac{r_o + r_{\text{margin}}}{p} \right) \leq \frac{\pi}{N} & \text{for multipole coil with } N \geq 3 \\ \tan^{-1} \left(\frac{\frac{h}{2} + h_{\text{margin}}}{p - (r_o + r_{\text{margin}})} \right) \leq \frac{\pi}{N} & \text{for toroidal coil with } N \geq 3 \end{cases} \quad (6.10)$$

各式の説明は、それぞれ以下のとおりである。

式 (6.1): 目的は、使用線材長の最小化である。使用線材長は、要素コイルの数、内半径、外半径、および高さから計算することが可能である。

式 (6.2): 運転温度はある設定値とする。

式 (6.3): 蓄積エネルギーはある設定値とする。

式 (6.4): 総発熱には、冷凍機の冷却能力等から決定される上限値 (P_{op}) を設ける。総発熱の計算には、第 3 章で述べた手法に熱解析を導入し、HTS コイルで問題となる局所的な発熱による熱暴走にも配慮する。

式 (6.5): 要素コイル数は、設定された領域内で変化するものとする。その最小値は、使用線材長と漏洩磁界の関係について詳細に検討するために、様々に変化させるものとする。また最大値は、結果から見て十分大きいと考えられる 256 としている。

式 (6.6): 要素コイルの内半径ならびに外半径は、設定された領域内で変化する。本章では、前章と同様の理由からその最小値を 50.0 mm としている。また、内半径と外半径は、その差がテープ材厚み 0.24 mm の整数倍となるように変化するものとする。

式 (6.7): 要素コイルの高さは設定された領域内で変化する。また、高さはテープ幅の 2 枚分 7.80 mm の整数倍となるように変化するものとする。これは、それぞれの要素コイルを複数のダブルパンケーキコイルで構成することを目指し、同コイルの電極の全てを外側に集めるための措置である。

式 (6.8)、式 (6.9): 空間制約を表している。本設計では、コイルが半径 $R_{max} = 1.50$ m、高さが $H_{max} = 3.00$ m の円筒内に収まるような空間制約を設けており、これは組み立て済みのコイルを車両で運搬することを目指して決定したものである。また、同制約を表現する式は、 $N = 1$ 、マルチポール型、およびトロイダル型のコイルで使い分ける必要がある。

式 (6.10): 要素コイル同士が重ならないようにするための制約条件である。 $N = 2$ 、それ以外のマルチポール型、およびトロイダル型のコイルで使い分けている。

6.2.3 手順

上述のように、本設計の目的は、許容総発熱の下での使用線材長の最小化である。一方、第 4 章で述べたように、コイルの総発熱は同じ使用線材長の下でも非常に広い範囲で変化する。このことは、許容総発熱の設定値によっては、同条件を満たすようなコイル構成・形状の候補を探し出すだけでも難しく、最適設計となればさらに困難になることを示唆している。そこで、本設計では、まず必要な使用線材長の目安を得て、その後同使用線材長の下で総発熱の最小化を行う手順をとるものとする。同手順を採用することで、前章で有効性と妥当性を示した総発熱最小化の手法をそのまま本設計に適用できるため、本設計の妥当性も保証できる。さて、同手順を示すフローチャートを図 6.3 に示す。以下に、同図中のそれぞれの処理について説明する。

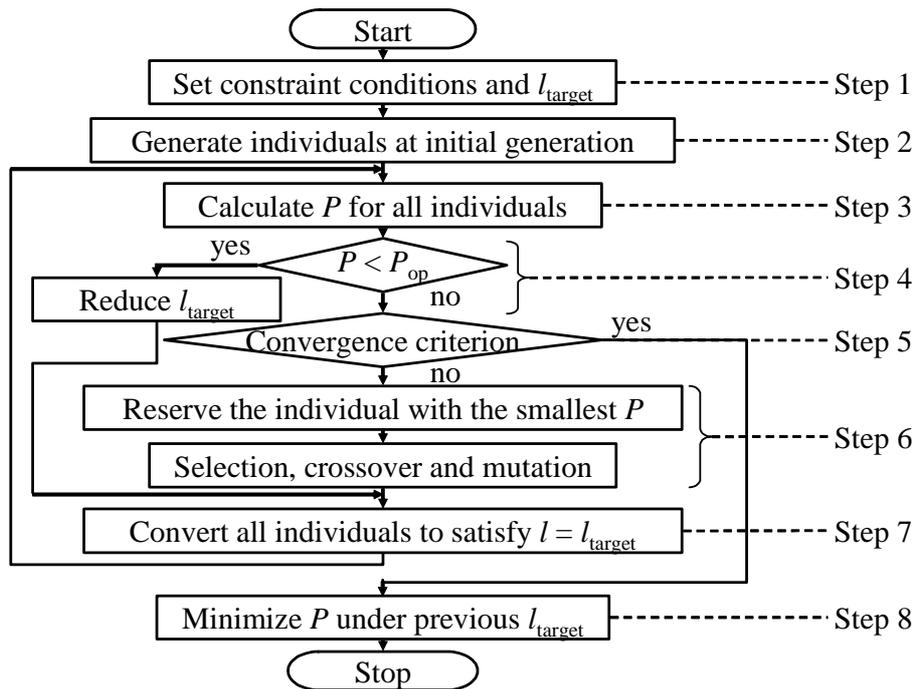


図 6.3: 使用線材長最小化を目的とした計算手順を示すフローチャート (l : 使用線材長、 l_{target} : 目標となる使用線材長、 P : 総発熱、 P_{op} : 許容総発熱)

- Step 1: 制約条件を設定する。制約条件とは、運転温度、蓄積エネルギー、許容総発熱、および空間制約を意味している。また、同時に使用線材長の目標値 (l_{target}) を設定する。同使用線材長の下、前章の手法によって総発熱の最小化を行い、その最小値が許容総発熱を下回るたびに同使用線材長を減らしていく。従って、初期値としては比較的大きな値に設定しておく。
- Step 2: 初期世代における個体集合を生成する。ここで、個体とは (N, p, r_i, r_o, h) といった設計変数の組を意味する。それぞれの変数の値は空間制約内で無作為に決定し、その後、上記使用線材長条件を満足するように、内半径と外半径の中で無作為に選んだ一方を再計算している。
- Step 3: それぞれの個体に対して、対応するコイル形状における総発熱を計算する。同計算には、第3章の解析に加えて、局所的な熱暴走対策として熱解析を適用した手法を採用しており、詳細は後述する。
- Step 4: 個体の中に許容総発熱を下回るものが存在すれば、使用線材長を減らす。そうでなければ、次ステップへ進む。
- Step 5: 総発熱最小化の収束判定を行う。収束条件はその世代における総発熱の標準偏差が設定値以下になることとする。収束条件を満たしていれば、それ以上の使用線材長の低減の可能性が低いことになる。そこで、使用線材長

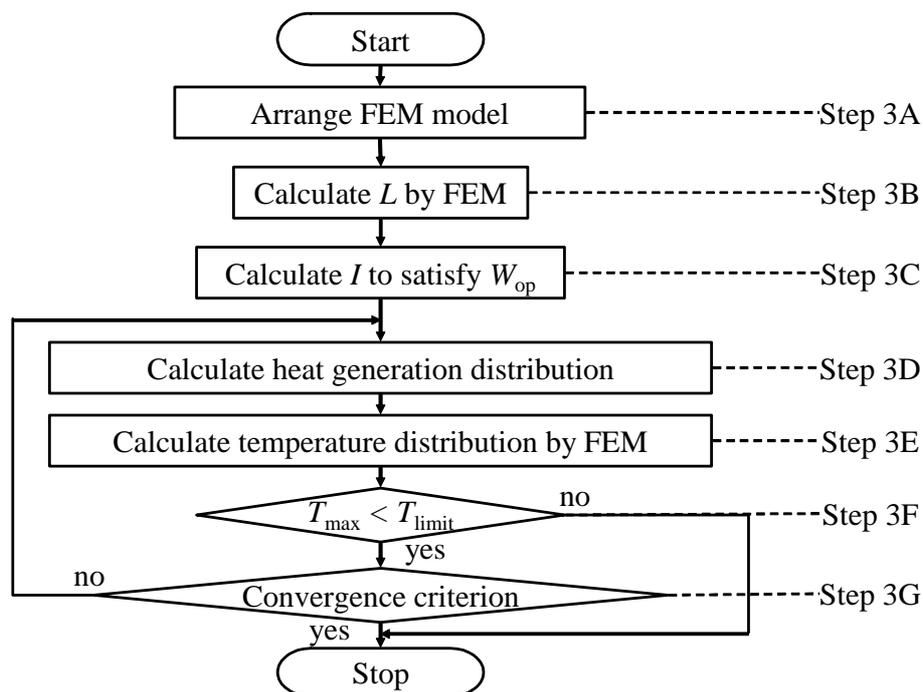


図 6.4: 図 6.3 中ステップ 3 における詳細な計算手順を示すフローチャート (L : 自己インダクタンス、 I : 通電電流、 W_{op} : 蓄積エネルギー、 T_{max} : 最大温度、 T_{limit} : 最大温度の上限値)

を 1 つ前の値に戻し、個体集合を新たに生成して総発熱の最小化を行い、設計終了とする (ステップ 8)。一方、収束条件を満たしていなければ、次ステップに進む。

Step 6: エリート戦略を適用した遺伝アルゴリズムの典型的な処理により、個体集合を変更する。すなわち、最適解を有する個体の確保と、それ以外の個体への選択、交叉、突然変異の適用である。

Step 7: それぞれの個体において使用線材長条件を満足するよう内半径と外半径の中で無作為に選んだ一方を再計算する。

Step 8: 前章の手法を適用して、目安となる使用線材長の下で総発熱の最小化に取り組む。

一方、ステップ 3 における処理の詳細を示すフローチャートを図 6.4 に示す。同ステップは、主に発熱分布計算と温度分布計算の繰り返しで構成されている。同計算が収束すれば、定常的に実現できる発熱分布ならびに温度分布が存在することになり、熱暴走を起こさないことが保証される。一方、コイル内の最大温度 (T_{max}) が上限値 (T_{limit}) を超えるコイル構成・形状は実行不可能解として処理する。なお、ここでは $T_{limit} = T_{op} + 10.0 \text{ K}$ としている。以下に、同図中のそれぞれの処理について説明する。

- Step 3A: 個体の情報に対応するコイル形状・構成の有限要素モデルを作成する。
- Step 3B: 有限要素法によって同コイルのインダクタンスを計算する。
- Step 3C: 同インダクタンスから、蓄積エネルギーの条件を満たす通電電流を算出する。
- Step 3D: 同電流通電時におけるコイル内の発熱分布を第3章の手法によって評価する。
- Step 3E: 同発熱分布を基に、コイル内の温度分布を計算する。この計算も有限要素法パッケージソフト (PHOTO-THERMO[®]) によって行い、次式を満足する温度分布を計算する。

$$\nabla \cdot (\lambda(T) \nabla T) + q = 0 \quad (6.11)$$

ここで、 λ は熱伝導率 [87] である。

- Step 3F: 最大温度が上限値を超えれば、計算を終了する。このとき、対応するコイル構成・形状は実行不可能解として処理する。
- Step 3G: 収束判定を行う。コイル巻線部の全ての位置において

$$\left| \frac{T^{\text{new}} - T^{\text{old}}}{T^{\text{old}}} \right| < \epsilon \quad (6.12)$$

となれば、収束とする。ここで、 T^{old} は発熱分布計算時に各要素に与えられていた温度であり、 T^{new} は同要素で新たに計算された温度である。なお、ここでは $\epsilon = 10^{-3}$ としている。上記収束条件を満たさなければ、得られた温度分布を基に、発熱分布を再計算する。

6.3 結果・考察

以下の結果において共通とした制約条件を表 6.1 に示す。すなわち、許容総発熱に関しては一般的な冷凍機の冷却出力を考慮して 10.0 W に設定しており、空間制約に関しては車両での運搬可能なサイズとして半径 1.50 m、高さ 3.00 m の円筒空間としている。また、要素コイル数の上限は 256 個としている。

これらの制約条件の下、まず蓄積エネルギー 100 kJ において、マルチポール型ならびにトロイダル型のコイル構成に対して最適設計を行い、瞬低補償用 HTS-SMES に適するコイル構成決定のための検討材料を得る。次に、その結果を踏まえて決定したコイル構成について、様々な運転温度ならびに蓄積エネルギーに対して最適設計を行う。そして最後に、蓄積エネルギー 20 MJ において、従来の瞬低補償用 LTS-SMES と比較することにより、HTS-SMES の優位性を示す。

表 6.1: 共通の制約条件

Items	Values
Permissible total heat generation: P_{op}	10.0 W
Upper limit of the number of unit coils: N_{max}	256
Lower limit of inside radius of unit coils: r_{min}	50.0 mm
Lower limit of height of unit coils: h_{min}	7.80 mm
Radius for spatial constraint condition: R_{max}	1.50 m
Height for spatial constraint condition: H_{max}	3.00 m

6.3.1 マルチポール型コイル

マルチポール型コイルの設計結果を図 6.5 に示す。また、同図中のコイル構成・形状それぞれに対応する設計変数を表 6.2 に、その他の諸元を表 6.3 に示す。また、本設計は蓄積エネルギー 100 kJ の下で行われており、様々な運転温度、また 2 種類の下限要素コイル数に対して行われている。

まず、要素コイル数の下限が 1 個の場合について述べる。この条件における最適構成は、運転温度によらず要素コイル数が 1 個のものになっている。これは、形状にもよるが大まかに言うと、コイルを複数に分けて作製するよりも、線材を 1 つのコイルに集中して使用する方が、少ない使用線材長でも同等のインダクタンスを実現できるからであると考えられる。例えば、運転温度 20.0 K において、後述する要素コイル数の下限が 4 個の場合と比較すると、単一のコイルの場合は、使用線材長が 9.04 km ($N_{min} = 4$) に対して 5.15 km ($N_{min} = 1$) とかなり少ないにも関わらず、コイル構成全体としてのインダクタンスが 9.26 H ($N_{min} = 4$) に対して 9.38 H ($N_{min} = 1$) とほぼ等しくなっている。従って、使用線材長をのみを考慮すると、コイル構成を単一コイルとすることが適していることがわかる。さて、運転温度によって、コイル構成に関する上記傾向は変化しないが、コイルの形状が大きく変化していることがわかる。すなわち、運転温度 20.0 K 等の低温領域では断面形状が正方形に近いコイル形状である一方、運転温度 50.0 K 以上の高温領域では扁平で厚いコイル形状になっている。ここで、前章で得られた結果について繰り返し述べると、低温では径が小さく断面形状が正方形に近い形状が良く、高温で空間制約が比較的厳しい場合は高さがある程度大きく薄い形状、および高温で空間制約に余裕のある場合は径が大きく極端に扁平で厚い形状が適するという結果であった。本結果も前章における結果に矛盾せず、特に高温領域においては前章における空間制約に余裕のある場合の結果に対応している。このような、運転温度による形状の違いは第 4 章で述べたように、運転温度によって磁界の影響がかなり異なるためであり、これを受けて、低温では高磁界化による小型化が実現されていることを、表 6.3 に示す最大磁束密度と図 6.5 に示すコイル形状から読み取ることができる。

このように、使用線材長のみを考慮すると単一のコイルが適しているが、システムの実現性に配慮するとやはりコイルの漏洩磁界の低減が重要になる。そこで、要素コイル数の下限を4個にした場合についても設計を行った。この条件における最適構成は、運転温度によらず要素コイル数が下限である4個のものになっている。従って、マルチポール型のコイル構成においては、要素コイル数を少なくすることが使用線材長の低減に対応していると考えられる。さて、こちらの場合についても運転温度による要素コイル形状の変化に着目すると、やはり運転温度によって要素コイルの形状が大きく変化していることがわかる。すなわち、運転温度 20.0 K 等の低温領域では断面形状が正方形に近いコイル形状である一方、運転温度 40.0 K 以上の高温領域ではある程度高さのある薄いコイル形状となっている。また、要素コイル数の下限が1個の場合と比較すると、運転温度 50.0 K 以上でコイル形状が大きく異なっていることがわかる。これについても前章における結果から以下のように説明できる。同じ空間制約内に複数の要素コイルを入れる場合は、単一のコイルと比較して、要素コイル1つ当たりの空間制約が厳しくなる。このことから、前章における高温で空間制約の厳しい場合に対応する形状、すなわち高さがある程度大きく薄い形状になっていると考えられる。さらに、運転温度によって変化しているものがもう1つある。それは隣り合う要素コイル間の間隔である。低温領域では隣り合う要素コイルはほぼ密着しているのに対し、高温領域になると隣り合う要素コイル間には比較的大きな間隔が存在している。マルチポール型のコイル構成において隣り合う要素コイルの極性が逆の時、隣り合う要素コイルの中心面では必ず磁束がその面に垂直な方向で貫通する。この方向は丁度垂直磁束密度の方向に対応するため、垂直磁束密度の影響を大きく受ける高温領域においては、できるだけその面から要素コイルを遠ざけることにより、垂直磁束密度を低減していると考えられる。一方、低温領域においては、垂直磁束密度の影響を受けにくいいため、要素コイル同士を接近させることで要素コイル間の相互インダクタンスを増加させ、コイル全体としてのインダクタンスを増加させることにより、通電電流の低減を図っていると考えられる。これらのことは、第4章で述べた最適形状の決まり方にそのまま対応している。

以上のように、使用線材長のみを考慮すると運転温度によらず、単一のコイルが最も適しており、マルチポール型のコイル構成においては要素コイル数の少ないものが適していると考えられる。

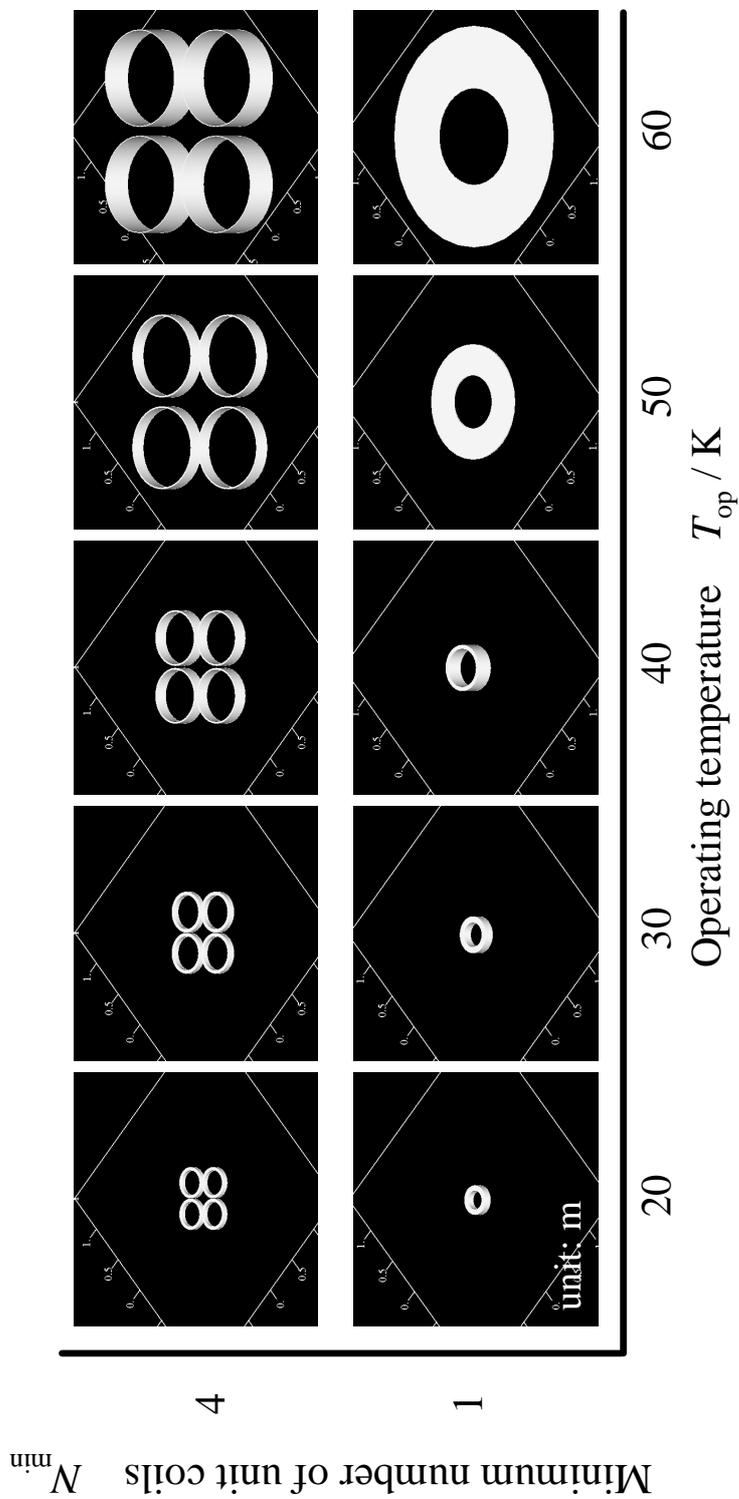


図 6.5: 様々な運転温度ならびに要素コイルの制限数に対するマルチポール型コイルの最適構成・形状

表 6.2: 様々な運転温度 T_{op} ならびに要素コイル下限数 N_{min} に対するマルチポール型コイルの最適解 (N : 要素コイル数、 p : 要素コイルの位置、 r_i : 要素コイルの内半径、 r_o : 要素コイルの外半径、 h : 要素コイルの高さ)

N_{min}	$T_{\text{op}} = 20 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 30 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 40 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 50 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 60 \text{ K}$
	$N = 4$				
	$p = 258 \text{ mm}$	$p = 336 \text{ mm}$	$p = 474 \text{ mm}$	$p = 754 \text{ mm}$	$p = 871 \text{ mm}$
	$r_i = 144 \text{ mm}$	$r_i = 197 \text{ mm}$	$r_i = 304 \text{ mm}$	$r_i = 465 \text{ mm}$	$r_i = 556 \text{ mm}$
4	$r_o = 182 \text{ mm}$	$r_o = 236 \text{ mm}$	$r_o = 324 \text{ mm}$	$r_o = 483 \text{ mm}$	$r_o = 567 \text{ mm}$
	$h = 54.6 \text{ mm}$	$h = 70.2 \text{ mm}$	$h = 152 \text{ mm}$	$h = 164 \text{ mm}$	$h = 363 \text{ mm}$
	$N = 1$				
	$p = \text{---}$				
	$r_i = 108 \text{ mm}$	$r_i = 141 \text{ mm}$	$r_i = 222 \text{ mm}$	$r_i = 310 \text{ mm}$	$r_i = 560 \text{ mm}$
1	$r_o = 172 \text{ mm}$	$r_o = 213 \text{ mm}$	$r_o = 269 \text{ mm}$	$r_o = 671 \text{ mm}$	$r_o = 1280 \text{ mm}$
	$h = 85.8 \text{ mm}$	$h = 109 \text{ mm}$	$h = 195 \text{ mm}$	$h = 19.5 \text{ mm}$	$h = 7.80 \text{ mm}$

表 6.3: 様々な運転温度 T_{op} ならびに要素コイルの下限数 N_{min} に対するマルチポール型コイルの諸元 (l : 使用線材長、 L : 自己インダクタンス、 I : 通電電流、 B_{max} : 最大磁束密度、 $B_{\perp\text{max}}$: 最大垂直磁束密度)

N_{min}	$T_{\text{op}} = 20 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 30 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 40 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 50 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 60 \text{ K}$
	$l = 9.04 \text{ km}$ $L = 9.26 \text{ H}$ $I = 147 \text{ A}$ $B_{\text{max}} = 3.13 \text{ T}$ $B_{\perp\text{max}} = 2.02 \text{ T}$	$l = 16.2 \text{ km}$ $L = 23.8 \text{ H}$ $I = 91.6 \text{ A}$ $B_{\text{max}} = 2.22 \text{ T}$ $B_{\perp\text{max}} = 1.50 \text{ T}$	$l = 25.5 \text{ km}$ $L = 39.9 \text{ H}$ $I = 70.8 \text{ A}$ $B_{\text{max}} = 1.33 \text{ T}$ $B_{\perp\text{max}} = 1.00 \text{ T}$	$l = 38.0 \text{ km}$ $L = 66.1 \text{ H}$ $I = 55.0 \text{ A}$ $B_{\text{max}} = 0.845 \text{ T}$ $B_{\perp\text{max}} = 0.633 \text{ T}$	$l = 59.1 \text{ km}$ $L = 109 \text{ H}$ $I = 42.9 \text{ A}$ $B_{\text{max}} = 0.515 \text{ T}$ $B_{\perp\text{max}} = 0.417 \text{ T}$
4	$l = 5.15 \text{ km}$ $L = 9.38 \text{ H}$ $I = 146 \text{ A}$ $B_{\text{max}} = 6.11 \text{ T}$ $B_{\perp\text{max}} = 3.49 \text{ T}$	$l = 9.32 \text{ km}$ $L = 24.8 \text{ H}$ $I = 89.8 \text{ A}$ $B_{\text{max}} = 4.35 \text{ T}$ $B_{\perp\text{max}} = 2.58 \text{ T}$	$l = 15.1 \text{ km}$ $L = 48.1 \text{ H}$ $I = 64.5 \text{ A}$ $B_{\text{max}} = 2.56 \text{ T}$ $B_{\perp\text{max}} = 1.78 \text{ T}$	$l = 23.1 \text{ km}$ $L = 65.2 \text{ H}$ $I = 55.4 \text{ A}$ $B_{\text{max}} = 1.41 \text{ T}$ $B_{\perp\text{max}} = 0.693 \text{ T}$	$l = 34.9 \text{ km}$ $L = 77.5 \text{ H}$ $I = 50.8 \text{ A}$ $B_{\text{max}} = 0.651 \text{ T}$ $B_{\perp\text{max}} = 0.263 \text{ T}$
1					

6.3.2 トロイダル型コイル

トロイダル型コイルの設計結果を図 6.6 に示す。また、同図中のコイル構成・形状それぞれに対応する設計変数を表 6.4 に、その他の諸元を表 6.5 に示す。本設計も蓄積エネルギー 100 kJ の下で行われており、様々な運転温度、また 3 種類の下限要素コイル数に対して行われている。

まず、要素コイル数の下限が 1 個の場合について述べる。この条件における最適構成は、運転温度によらず要素コイル数が 1 個のものになっている。このことは、マルチポール型における結果から予想することが難しくなく、同様の考察で説明可能であると考えられる。コイル形状の温度依存性も同様である。

次に、要素コイル数の下限が 3 個の場合について述べる。これまでの考察から全ての運転温度において要素コイル数が 3 個のコイル構成になることが予想されるが、この条件における最適構成では、その予想に反して、ある運転温度を境に劇的に変化している。すなわち、運転温度が 40.0 K 未満では要素コイル数が下限の 3 個である一方、運転温度が 40.0 K 以上では要素コイル数がかなり多いコイル構成になっている。まず、運転温度 40.0 K 未満において、要素コイル数が下限の 3 個になる理由は、これまでの考察と同様、少ない使用線材長の割には比較的大きなインダクタンスを実現できるためであると考えられる。例えば、運転温度 20.0 K において後述する要素コイル数の下限が 6 個の場合に見られる要素コイル数の多いコイル構成と比較すると、要素コイル数の下限が 3 個の場合は、使用線材長が 8.04 km ($N_{\min} = 6$) に対して 7.48 km ($N_{\min} = 3$) とわずかに少ないにも関わらず、インダクタンスは 5.43 H ($N_{\min} = 6$) に対して 9.01 H ($N_{\min} = 3$) とかなり大きい。一方、運転温度 40.0 K 以上において、このような要素コイル数の多い、つまりインダクタンスの比較的小さなコイル構成が最適になることを考察するためには、通電電流に着目する必要がある。要素コイル数の下限が 1 個の場合と比較して、要素コイル数の下限が 3 個の場合の通電電流は、運転温度 40.0 K 未満ではほぼ等しい。例えば、運転温度 30.0 K では 89.8 A ($N_{\min} = 1$) に対して 92.6 A ($N_{\min} = 3$) となっている。一方、運転温度 40.0 K 以上において要素コイル数が多くなるとその傾向は大きく変化する。例えば、運転温度 40.0 K における通電電流は、64.5 A ($N_{\min} = 1$) に対して 88.7 A ($N_{\min} = 3$) となっている。すなわち、要素コイル数の多いコイル構成では比較的大きな通電電流を実現でき、このことが所要の蓄積エネルギーを満足するために必要な使用線材長を低減することにつながっていると考えられる。では、要素コイル数の多いコイル構成において通電電流を大きくできる理由であるが、これは最大垂直磁束密度が大きく関係している。例えば、運転温度 30.0 K における要素コイル数が 3 個のコイル構成では、最大磁束密度が 3.84 T であるのに対し、最大垂直磁束密度が 2.36 T と両者が同じオーダーになっている。一方、運転温度 40.0 K における要素コイル数が 42 個のコイル構成では最大磁束密度が 2.83 T であるのに対し、最大垂直磁束密度が 0.297 T と 1 桁程度小さくなっている。すなわち、要素コイル数を多くすれば、磁束が

コイル内をスムーズに通る、結果として発生している磁束密度の割にはテープの幅広面を貫通するような磁束密度の垂直成分がかなり低減されていることがわかる。従って、垂直磁束密度が小さな要素コイルの多いコイル構成においては、比較的大きな通電電流を実現できると考えられる。以上のことから、要素コイル数の下限が3個の場合について、コイル構成の運転温度依存性は次のようにまとめられる。つまり、低温領域では、要素コイル数を少なくすることでインダクタンスを大きくして通電電流を小さくできるコイル構成、高温領域では要素コイル数を多くして通電電流を大きくできる垂直磁束密度の小さなコイル構成が、それぞれ適している。低温では小さな通電電流が良く、高温では小さな垂直磁束密度が良いというこの傾向は、第4章で得られた知見にそのまま対応している。

さらに、要素コイル数の下限が6個の場合について述べる。注目すべき点は、運転温度 40.0 K 未満の低温領域においても要素コイル数の多いコイル構成になっていることである。要素コイル数の下限が大きくなると、同じ使用線材長の下に実現できるインダクタンスが小さくなるため、大きな通電電流が必要になる。従って、低温領域においても、結局大きな通電電流が必要なのであれば、要素コイル数を多くして垂直磁束密度を低減した方が良いという結果になったと考えられる。

このように、トロイダル型における設計結果はマルチポール型とは異なって比較的複雑なものになった。これは、トロイダル型のコイル構成では要素コイル数を増加させることで垂直磁束密度を低減できるというメリットが存在するのに対し、マルチポール型のコイル構成ではそのようなメリットが存在しないためであると考えられる。

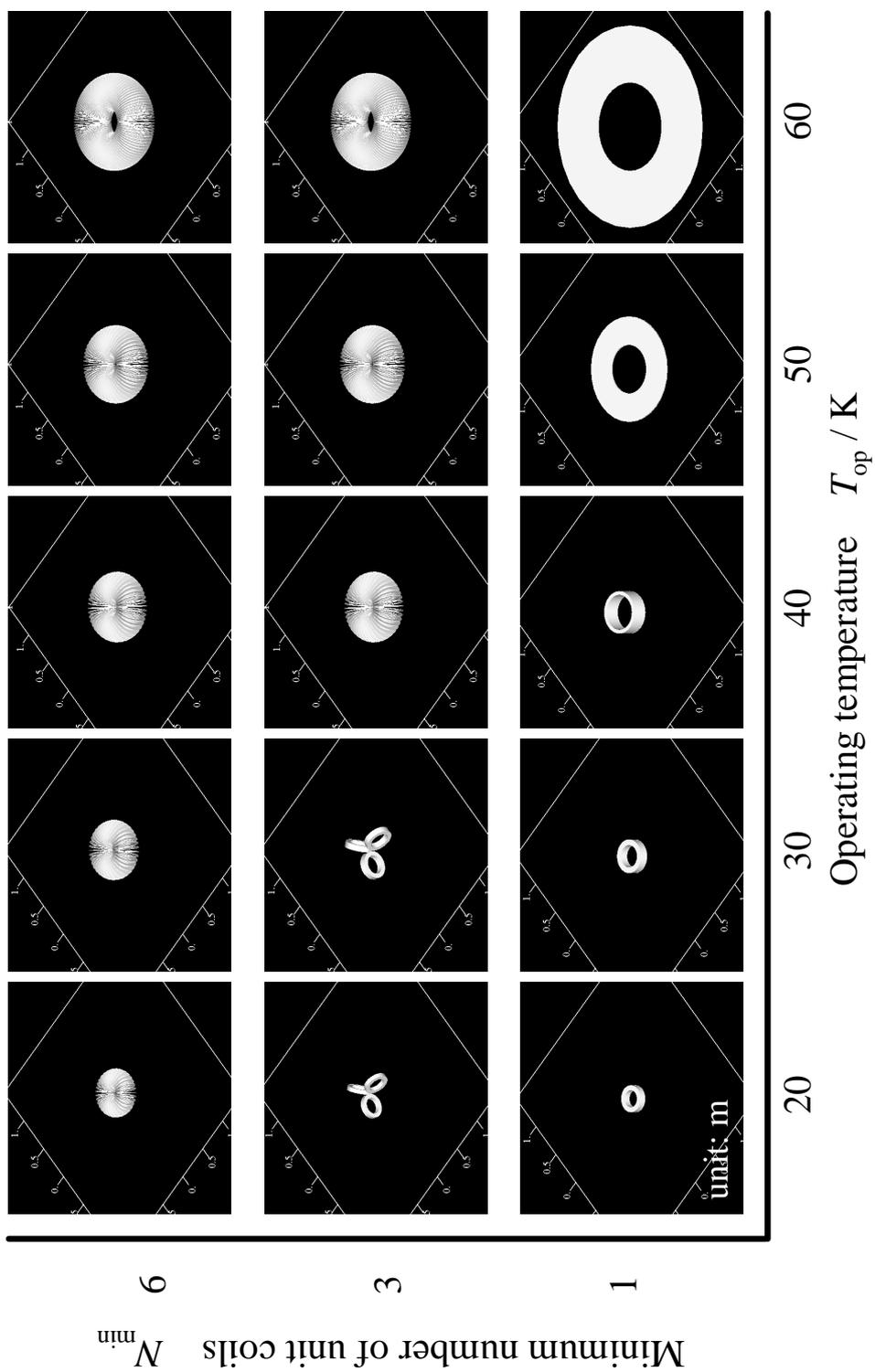


図 6.6: 様々な運転温度ならびに要素コイルの制限数に対するトロイダル型コイルの最適構成・形状

表 6.4: 様々な運転温度 T_{op} ならびに要素コイルの下限数 N_{min} に対するトロイダル型コイルの最適解 (N : 要素コイル数、 p : 要素コイルの位置、 r_i : 要素コイルの内半径、 r_o : 要素コイルの外半径、 h : 要素コイルの高さ)

N_{min}	$T_{\text{op}} = 20 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 30 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 40 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 50 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 60 \text{ K}$
	$N = 33$	$N = 37$	$N = 42$	$N = 53$	$N = 61$
6	$p = 182 \text{ mm}$ $r_i = 86.9 \text{ mm}$ $r_o = 130 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$p = 220 \text{ mm}$ $r_i = 108 \text{ mm}$ $r_o = 162 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$p = 258 \text{ mm}$ $r_i = 134 \text{ mm}$ $r_o = 191 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$p = 291 \text{ mm}$ $r_i = 149 \text{ mm}$ $r_o = 207 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$p = 353 \text{ mm}$ $r_i = 199 \text{ mm}$ $r_o = 256 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$
3	$N = 3$ $p = 173 \text{ mm}$ $r_i = 103 \text{ mm}$ $r_o = 156 \text{ mm}$ $h = 54.6 \text{ mm}$	$N = 3$ $p = 200 \text{ mm}$ $r_i = 119 \text{ mm}$ $r_o = 176 \text{ mm}$ $h = 78.0 \text{ mm}$	$N = 42$ $p = 258 \text{ mm}$ $r_i = 134 \text{ mm}$ $r_o = 191 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$N = 53$ $p = 291 \text{ mm}$ $r_i = 149 \text{ mm}$ $r_o = 207 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$N = 61$ $p = 353 \text{ mm}$ $r_i = 199 \text{ mm}$ $r_o = 256 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$
1	$N = 1$ $p = -$ $r_i = 108 \text{ mm}$ $r_o = 172 \text{ mm}$ $h = 85.8 \text{ mm}$	$N = 1$ $p = -$ $r_i = 141 \text{ mm}$ $r_o = 213 \text{ mm}$ $h = 109 \text{ mm}$	$N = 1$ $p = -$ $r_i = 222 \text{ mm}$ $r_o = 269 \text{ mm}$ $h = 195 \text{ mm}$	$N = 1$ $p = -$ $r_i = 310 \text{ mm}$ $r_o = 671 \text{ mm}$ $h = 19.5 \text{ mm}$	$N = 1$ $p = -$ $r_i = 560 \text{ mm}$ $r_o = 1280 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$

表 6.5: 様々な運転温度 T_{op} ならびに要素コイルの下限数 N_{min} に対するトロイダル型コイルの諸元 (l : 使用線材長、 L : 自己インダクタンス、 I : 通電電流、 B_{max} : 最大磁束密度、 $B_{\perp\text{max}}$: 最大垂直磁束密度)

N_{min}	$T_{\text{op}} = 20 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 30 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 40 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 50 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 60 \text{ K}$
	$l = 8.04 \text{ km}$	$l = 13.9 \text{ km}$	$l = 20.6 \text{ km}$	$l = 28.7 \text{ km}$	$l = 41.7 \text{ km}$
	$L = 5.43 \text{ H}$	$L = 13.4 \text{ H}$	$L = 25.4 \text{ H}$	$L = 43.8 \text{ H}$	$L = 78.1 \text{ H}$
	$I = 192 \text{ A}$	$I = 122 \text{ A}$	$I = 88.7 \text{ A}$	$I = 67.6 \text{ A}$	$I = 50.6 \text{ A}$
6	$B_{\text{max}} = 4.75 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 3.54 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 2.83 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 2.39 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 1.65 \text{ T}$
	$B_{\perp\text{max}} = 0.622 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.413 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.297 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.211 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.142 \text{ T}$
	$l = 7.48 \text{ km}$	$l = 13.3 \text{ km}$	$l = 20.6 \text{ km}$	$l = 28.7 \text{ km}$	$l = 41.7 \text{ km}$
	$L = 9.01 \text{ H}$	$L = 23.3 \text{ H}$	$L = 25.4 \text{ H}$	$L = 43.8 \text{ H}$	$L = 78.1 \text{ H}$
	$I = 149 \text{ A}$	$I = 92.6 \text{ A}$	$I = 88.7 \text{ A}$	$I = 67.6 \text{ A}$	$I = 50.6 \text{ A}$
3	$B_{\text{max}} = 4.98 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 3.84 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 2.83 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 2.39 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 1.65 \text{ T}$
	$B_{\perp\text{max}} = 3.04 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 2.36 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.297 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.211 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.142 \text{ T}$
	$l = 5.15 \text{ km}$	$l = 9.32 \text{ km}$	$l = 15.1 \text{ km}$	$l = 23.1 \text{ km}$	$l = 34.9 \text{ km}$
	$L = 9.38 \text{ H}$	$L = 24.8 \text{ H}$	$L = 48.1 \text{ H}$	$L = 65.2 \text{ H}$	$L = 77.5 \text{ H}$
	$I = 146 \text{ A}$	$I = 89.8 \text{ A}$	$I = 64.5 \text{ A}$	$I = 55.4 \text{ A}$	$I = 50.8 \text{ A}$
1	$B_{\text{max}} = 6.11 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 4.35 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 2.56 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 1.41 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 0.651 \text{ T}$
	$B_{\perp\text{max}} = 3.49 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 2.58 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 1.78 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.693 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.263 \text{ T}$

6.3.3 コイル構成の選定

以上のように、マルチポール型とトロイダル型のコイル構成に対して、使用線材長の最小化に取り組んだ。また、SMES のシステムとしての実現性を考えた場合、HTS コイルの漏洩磁界を低減することが重要となるため、両者において要素コイル数の下限を調整して設計を行った。これらの結果を基に、使用線材長と漏洩磁界から総合的に判断して、HTS-SMES における最適コイル構成を選定する。

まず、使用線材長について検討する。様々なコイル構成における使用線材長をまとめたものを図 6.7 に示す。同図に示すように、全ての運転温度において単一コイルの使用線材長が最も小さくなっている。これは、マルチポール型ならびにトロイダル型のコイル設計において、要素コイル数の下限を 1 個としたときの結果に対応している。従って、使用線材長のみを考慮すると、コイル構成を単一コイルとすることが最も適している。また、その次に使用線材長が少ないのは、要素コイル数の下限を 3 個とした場合のトロイダル型のコイル構成であり、続いて使用線材長が少ないのは、要素コイル数の下限を 6 個としたトロイダル型のコイル構成となっている。ただし、両者にはほとんど差が存在していない。ここで、トロイダル型のコイル構成において注目すべき点は、単一コイルと比較して、使用線材長が多い割には運転温度の上昇に対して同線材長の増加が抑制されていることである。例えば、単一コイルにおいて、運転温度 60.0 K における使用線材長は運転温度 20.0 K における使用線材長の 6.78 倍であるのに対し、要素コイル数の下限が 6 個のトロイダル型のコイル構成においては、5.19 倍に止まっている。トロイダル型のコイル構成は、積極的に垂直磁束密度を低減するようなコイル構成であり、HTS 材料が高温領域において磁界の影響を受けやすいことを考慮すると、特に高温領域においてはトロイダル型のコイル構成のメリットが大きいと考えられる。そして、最も使用線材長が多いのは、マルチポール型のコイル構成である。マルチポール型のコイル構成では、運転温度 60.0 K における使用線材長は運転温度 20.0 K における使用線材長の 6.54 倍であり、単一コイルにおける 6.78 倍と同等の値である。このように、マルチポール型のコイル構成では、トロイダル型のコイル構成に見られた垂直磁束密度低減を期待できないため、高運転温度領域でのメリットが存在しないと考えられる。

次に漏洩磁界について検討する。様々なコイル構成におけるコイル周辺の磁束密度分布を図 6.8 に示す。同図は、運転温度 20.0 K における最適形状に対応するものであり、それぞれ図中に示す断面内（点線で囲んだ領域）の磁束密度分布を示している。漏洩磁界の 1 つの目安としては、5 ガウスラインが重要視されており [101, 102]、以下では 0.5 mT 以上の磁界が存在する範囲に着目するものとする。まず、単一コイルの場合を見てみると、上記領域が半径方向に 2.5 m、高さ方向に 2.8 m に及んでいることがわかる。これは、同コイルの外半径が 172 mm、高さが 85.8 mm であることを考慮すると、コイルが占める領域と比較して、磁界が非常に広い範囲に広がっていることがわかる。従って、単一のコイルでは、使用線材

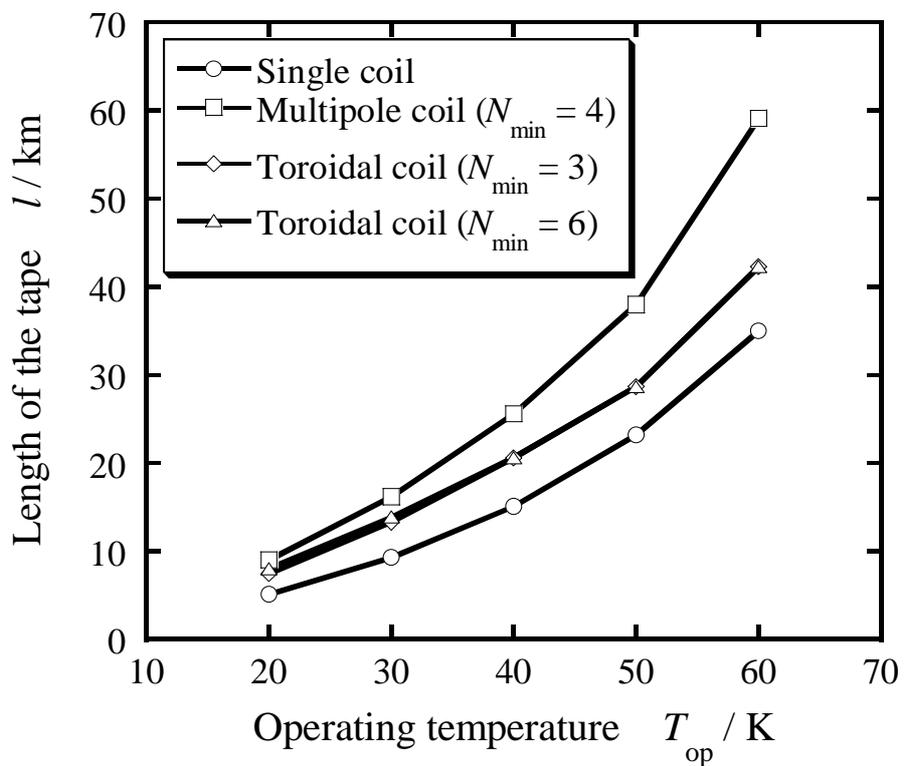
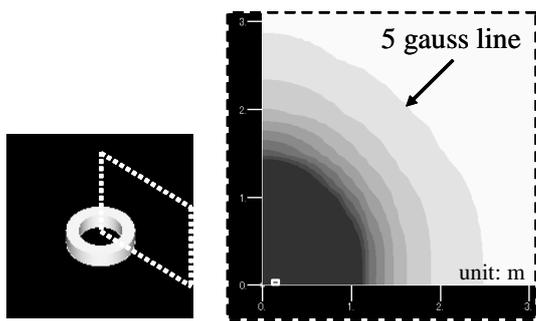
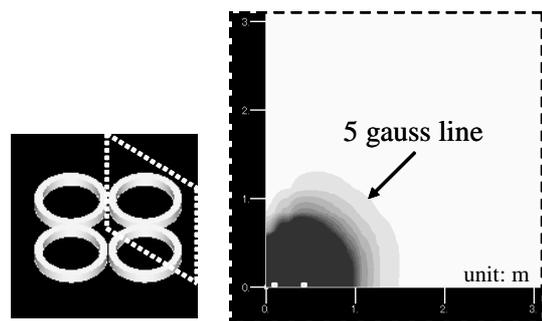


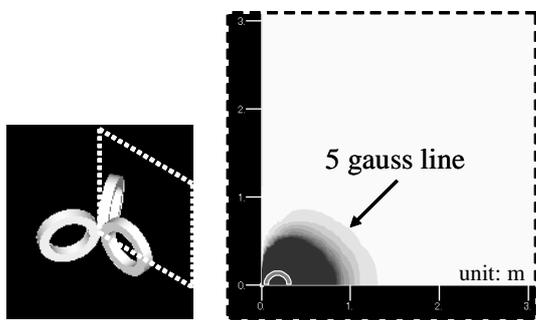
図 6.7: 様々なコイル構成に対する使用線材長の運転温度依存性 (N_{min} : 要素コイル数の下限値)



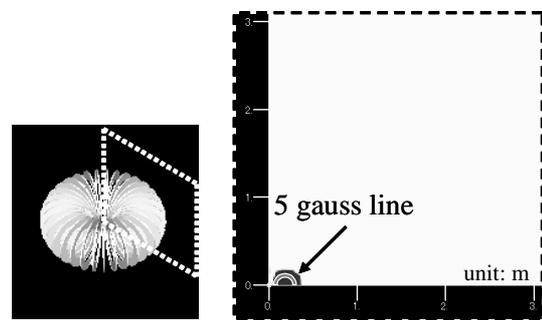
(a) Single coil



(b) Multipole coil



(c) Toroidal coil with $N_{\min} = 3$



(d) Toroidal coil with $N_{\min} = 6$

図 6.8: 様々なコイル構成における漏洩磁界 (N_{\min} : 要素コイル数の下限値)

長を少なく、またコイル自体を小型にできるにもかかわらず、コイルの近傍に冷凍機の一部や変換器等を設置できない場合を考慮すると、SMESシステムとして大型になるか、最悪の場合は実現不可能になることが憂慮される。一方、マルチポール型のコイル構成では、上記領域が半径方向に1.5 m、高さ方向に1.3 mに抑制されている。同コイル構成においては、コイルの占める領域が、全体の中心から半径方向に440 mm、高さ方向に54.6 mmと、単一コイルと比較して半径方向にかなり大きいことを考慮すると、漏洩磁界をかなり低減できていることがわかる。これが、コイル構成をマルチポール型にすることによる漏洩磁界低減効果であり、マルチポール型のコイル構成は従来の低温超伝導SMESに採用されている。次に、トロイダル型のコイル構成に着目する。要素コイル数の下限が3個の場合、上記領域は半径方向に1.3 m、高さ方向に0.9 mとなっており、マルチポール型のコイル構成よりも漏洩磁界を低減できていることがわかる。さらに、要素コイル数の下限が6個の場合に至っては、上記領域がコイル外にほぼ存在していない。以上を考慮すると、漏洩磁界に関しては、トロイダル型のコイル構成がマルチポール型のコイル構成よりも優れていることがわかる。

このように、使用線材長のみを考慮すると、単一コイルが最も適しているが、その漏洩磁界は最も大きい。従って、システムとしての実現性を考慮すると、やはりマルチポール型あるいはトロイダル型のコイル構成を選択することが妥当であると考えられる。そして、トロイダル型のコイル構成の方が、使用線材長ならびに漏洩磁界に関して共に優れていることを考慮すると、HTS-SMESのコイル構成としてはトロイダル型を選定することが妥当であると考えられる。さらに、トロイダル型における要素コイル数の下限に関しては、3個の場合と6個の場合を比較すると、使用線材長にほぼ差が無いにも関わらず、飛躍的に漏洩磁界を低減できている6個の場合を、トロイダル型コイル設計の制約条件として与えるメリットが非常に大きいと考えられる。以上から、要素コイル数の下限を6個としたトロイダル型のコイル構成をHTS-SMESの最適コイル構成と結論付ける。

6.3.4 様々な仕様のSMES用高温超伝導コイル

上述のように、HTS-SMESのコイル構成はトロイダル型にすることが妥当であると考えられる。そこで、以下ではトロイダル型のコイル構成に限定して、様々な仕様のSMES用HTSコイルの最適形状・構成を検討する。

様々な運転温度、ならびに蓄積エネルギーに対するトロイダル型コイルの設計結果を図6.9に示す。また、同図中のコイル構成・形状それぞれに対応する設計変数を表6.6に、その他の諸元を表6.7に示す。ただし、要素コイル数の下限は6個としている。同図によって、運転温度ならびに蓄積エネルギーの変化に対してSMES用のHTSコイルの体積がどのように変化するかを視覚的に認識することができる。すなわち、運転温度の高温化に伴ってコイルの体積は増加し、またそれぞれの運転温度において蓄積エネルギーを大きくするとコイル体積が増加してい

く様子がわかる。ただし、蓄積エネルギー 10.0 MJ において運転温度 50.0 K ならびに運転温度 60.0 K に対して結果が得られていないのは、前述の空間制約下では蓄積エネルギー 10.0 MJ のコイルを実現できないためである。従って、以下は運転温度 50.0 K 蓄積エネルギー 10.0 MJ と運転温度 60.0 K 蓄積エネルギー 10 MJ の結果を除いて議論する。

まず、コイル構成・形状の運転温度依存性について考察する。全ての蓄積エネルギーにおいて運転温度の高温化に伴い、ほぼ全ての設計変数が増加していることがわかる。これは、高温では磁界の影響を受けやすいためであり、コイル体積を増加させることで同じ蓄積エネルギーを満足するのに必要な磁束密度を低減していると考えられる。表 6.7 を参照すると、実際に最大磁束密度は運転温度の上昇に伴って小さくなっていることがわかる。一方、例外は要素コイルの高さであり、全ての条件において下限値のままになっている。これは、コイル体積の増加に伴ってコイル全体における周方向の距離を長くする必要があるが、それぞれの要素コイルの高さを増加させるよりも要素コイル数を増加させる方が、垂直磁束密度低減の観点からメリットが大きいからである。同表を参照すると、要素コイル数の多い高温の方が、最大磁束密度に対する最大垂直磁束密度の割合が小さいことがわかる。例えば、蓄積エネルギー 1.00 MJ、運転温度 20.0 K の要素コイル数は 53 個であり、最大垂直磁束密度の最大磁束密度に対する割合は 10.0% となっているが、同一蓄積エネルギーで運転温度 60.0 K の要素コイル数は 115 個であり、同割合は 7.61% になっている。このように、運転温度の高温化に伴って、コイル体積の増加による磁束密度の絶対値の低減、ならびに要素コイル数の増加によるその垂直成分の低減する傾向が見られる。逆に言えば、運転温度を下げることで、高磁界化によるコイルの小型化、ならびに要素コイル数の低減を実現できることがわかる。

次に、コイル構成・形状の蓄積エネルギー依存性について考察する。全ての運転温度において蓄積エネルギーの増加に伴い、ほぼ全ての設計変数が増加していることがわかる。例外は要素コイルの高さであり、その理由は上述の考察と同様である。蓄積エネルギーの増加に対する上記設計変数の増加割合であるが、蓄積エネルギーが 10 倍になると、同設計変数はおよそ 1.6-1.8 倍程度増加している。また、これに伴うコイル体積の増加割合はその 3 乗に対応して、4-6 倍程度になっている。従って、蓄積エネルギーが大きくなるほど、高エネルギー密度になるため、これに伴って高磁界になる傾向がある。例えば、運転温度 20.0 K において蓄積エネルギー 100 kJ では最大磁束密度が 4.75 T であるのに対し、蓄積エネルギー 10.0 MJ では 8.60 T になっている。ここで注目すべき点は、蓄積エネルギーが 10 倍になっても、コイル体積は 4-6 倍程度に留まっていることである。すなわち、従来から LTS-SMES に関して主張されているスケールメリットという特長が HTS-SMES に関しても該当することが示された。

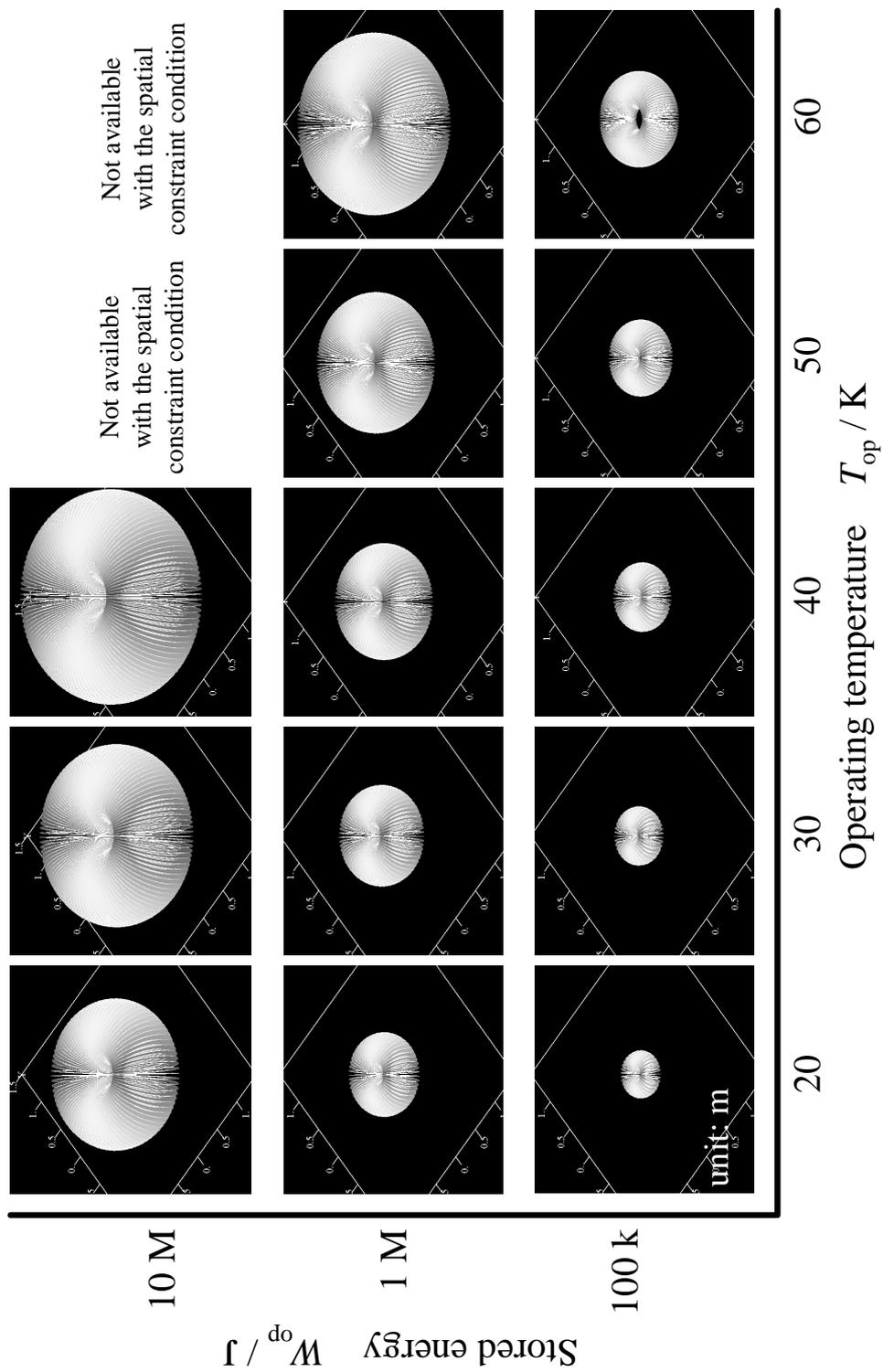


図 6.9: 様々な運転温度ならびに蓄積エネルギーに対するトロイダル型コイルの最適構成・形状

表 6.6: 様々な運転温度 T_{op} ならびに蓄積エネルギー W_{op} に対するトロイダル型コイルの最適解 (N : 要素コイル数、 p : 要素コイルの位置、 r_i : 要素コイルの内半径、 r_o : 要素コイルの外半径、 h : 要素コイルの高さ)

W_{op}	$T_{\text{op}} = 20 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 30 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 40 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 50 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 60 \text{ K}$
	$N = 82$	$N = 103$	$N = 108$		
10 MJ	$p = 558 \text{ mm}$ $r_i = 304 \text{ mm}$ $r_o = 429 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$p = 672 \text{ mm}$ $r_i = 370 \text{ mm}$ $r_o = 510 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$p = 781 \text{ mm}$ $r_i = 449 \text{ mm}$ $r_o = 612 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	Not available with the spatial constraint condition	Not available with the spatial constraint condition
1 MJ	$N = 53$ $p = 316 \text{ mm}$ $r_i = 158 \text{ mm}$ $r_o = 232 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$N = 63$ $p = 378 \text{ mm}$ $r_i = 195 \text{ mm}$ $r_o = 279 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$N = 72$ $p = 434 \text{ mm}$ $r_i = 227 \text{ mm}$ $r_o = 321 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$N = 95$ $p = 532 \text{ mm}$ $r_i = 298 \text{ mm}$ $r_o = 382 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$N = 115$ $p = 680 \text{ mm}$ $r_i = 424 \text{ mm}$ $r_o = 500 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$
100 kJ	$N = 33$ $p = 182 \text{ mm}$ $r_i = 86.9 \text{ mm}$ $r_o = 130 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$N = 37$ $p = 220 \text{ mm}$ $r_i = 108 \text{ mm}$ $r_o = 162 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$N = 42$ $p = 258 \text{ mm}$ $r_i = 134 \text{ mm}$ $r_o = 191 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$N = 53$ $p = 291 \text{ mm}$ $r_i = 149 \text{ mm}$ $r_o = 207 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$	$N = 61$ $p = 353 \text{ mm}$ $r_i = 199 \text{ mm}$ $r_o = 256 \text{ mm}$ $h = 7.80 \text{ mm}$

表 6.7: 様々な運転温度 T_{op} ならびに蓄積エネルギー W_{op} に対するトロイダル型コイルの諸元 (l : 使用線材長、 L : 自己インダクタンス、 I : 通電電流、 B_{max} : 最大磁束密度、 $B_{\perp\text{max}}$: 最大垂直磁束密度)

W_{op}	$T_{\text{op}} = 20 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 30 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 40 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 50 \text{ K}$	$T_{\text{op}} = 60 \text{ K}$
	$l = 197 \text{ km}$	$l = 332 \text{ km}$	$l = 489 \text{ km}$		
	$L = 1050 \text{ H}$	$L = 2480 \text{ H}$	$L = 4620 \text{ H}$	Not available	Not available
10 MJ	$I = 138 \text{ A}$	$I = 89.8 \text{ A}$	$I = 65.8 \text{ A}$	with the spatial	with the spatial
	$B_{\text{max}} = 8.60 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 6.60 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 5.34 \text{ T}$	constraint	constraint
	$B_{\perp\text{max}} = 0.550 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.356 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.274 \text{ T}$	condition	condition
	$l = 40.1 \text{ km}$	$l = 65.6 \text{ km}$	$l = 97.4 \text{ km}$	$l = 142 \text{ km}$	$l = 211 \text{ km}$
	$L = 77.2 \text{ H}$	$L = 171 \text{ H}$	$L = 331 \text{ H}$	$L = 592 \text{ H}$	$L = 1050 \text{ H}$
1 MJ	$I = 161 \text{ A}$	$I = 108 \text{ A}$	$I = 77.7 \text{ A}$	$I = 58.1 \text{ A}$	$I = 43.7 \text{ A}$
	$B_{\text{max}} = 6.24 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 4.85 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 3.94 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 3.04 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 2.22 \text{ T}$
	$B_{\perp\text{max}} = 0.627 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.419 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.304 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.225 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.169 \text{ T}$
	$l = 8.04 \text{ km}$	$l = 13.9 \text{ km}$	$l = 20.6 \text{ km}$	$l = 28.7 \text{ km}$	$l = 41.7 \text{ km}$
	$L = 5.43 \text{ H}$	$L = 13.4 \text{ H}$	$L = 25.4 \text{ H}$	$L = 43.8 \text{ H}$	$L = 78.1 \text{ H}$
100 kJ	$I = 192 \text{ A}$	$I = 122 \text{ A}$	$I = 88.7 \text{ A}$	$I = 67.6 \text{ A}$	$I = 50.6 \text{ A}$
	$B_{\text{max}} = 4.75 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 3.54 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 2.83 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 2.39 \text{ T}$	$B_{\text{max}} = 1.65 \text{ T}$
	$B_{\perp\text{max}} = 0.622 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.413 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.297 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.211 \text{ T}$	$B_{\perp\text{max}} = 0.142 \text{ T}$

以上、様々な運転温度ならびに蓄積エネルギーに対するコイル構成・形状について述べたが、以下では SMES の製作費用に直接関わる使用線材長について考察する。まず、様々な蓄積エネルギーに対する使用線材長の運転温度依存性を図 6.10 に示す。同図は両対数プロットであり、どの蓄積エネルギーにおいても類似した運転温度依存性を示している。そこで、それぞれの蓄積エネルギーにおいて運転温度 20.0 K における使用線材長で規格化したものを図 6.11 に示す。ここで、 $l_{n(20K)}$ は規格化された使用線材長である。同図に示すように、全ての曲線がほぼ重なっており、これは使用線材長が蓄積エネルギーに関わらず同様の運転温度依存性を有することを示唆している。そして、使用線材長は運転温度の高温化に伴って増加するが、運転温度 40-50 K 程度を境にその増加割合が上昇していることがわかる。従って、運転温度の高温化によって冷却コスト低減や比熱上昇による熱的安定化が見込まれるが、それらを考慮しても HTS-SMES の運転温度は、容量によらず 40 K 程度以下とすることが望ましいことがわかる。一方、様々な運転温度に対する使用線材長の蓄積エネルギー依存性を図 6.12 に示す。同図に示すように、使用線材長はすべての運転温度において、蓄積エネルギーの増加に対して両対数プロットで直線的に増加している。さらに、それぞれの運転温度において、蓄積エネルギー 100 kJ における使用線材長で規格化した結果を図 6.13 に示す。ここで、 $l_{n(100kJ)}$ は規格化された使用線材長である。同図から、使用線材長が運転温度に関わらず同様の蓄積エネルギー依存性を有していることがわかる。また、使用線材長は蓄積エネルギーの増加に対して両対数プロット上で直線的に増加しており、その傾きは線形ライン（点線）よりも小さくなっていることがわかる。すなわち、SMES においては、蓄積エネルギーに比例した使用線材長を必要とせず、蓄積エネルギーが 10 倍となっても使用線材長が 5 倍程度で済むといったスケールメリットが存在している。コイル体積に関するスケールメリットについては既に述べたが、SMES の製作費用に直接的に関係する使用線材長に同様のスケールメリットが示されたことは、電気二重層キャパシタ等の競合技術が存在することを考えると、非常に有用な知見であると言える。このことにより、HTS-SMES が比較的大容量の瞬低補償において特に有効になることが明確に示された。

6.3.5 冷却システムに関する検討

このように、様々な運転温度ならびに蓄積エネルギーに対して HTS コイルの最適構成・形状を検討した結果、その使用線材長は蓄積エネルギーによらず同様の運転温度依存性を有しており、また同線材長は運転温度によらず蓄積エネルギーに対してスケールメリットを有することがわかった。このことは、所要の蓄積エネルギーとは独立に、HTS-SMES の運転温度選定に関して何らかの指針を与えられる可能性を示唆している。具体的には、上述の議論の結果により、運転温度は使用線材長低減の観点から少なくとも 40 K 程度以下にすることが望ましいと考えられる。一方、別途行った実験（付録 C 参照）によれば、その運転温度を 25 K 付

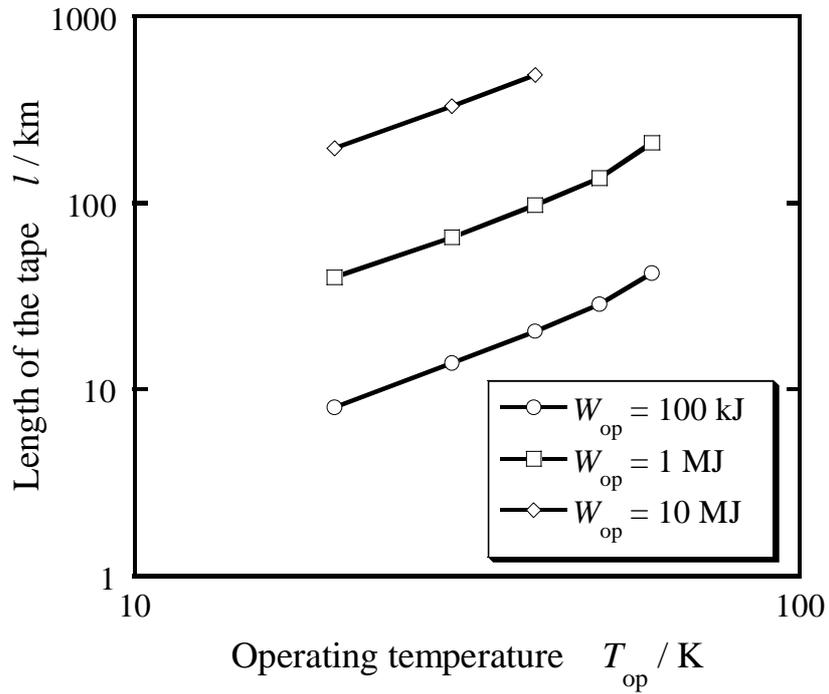


図 6.10: 様々な蓄積エネルギーに対する使用線材長の運転温度依存性 (W_{op} : 蓄積エネルギー)

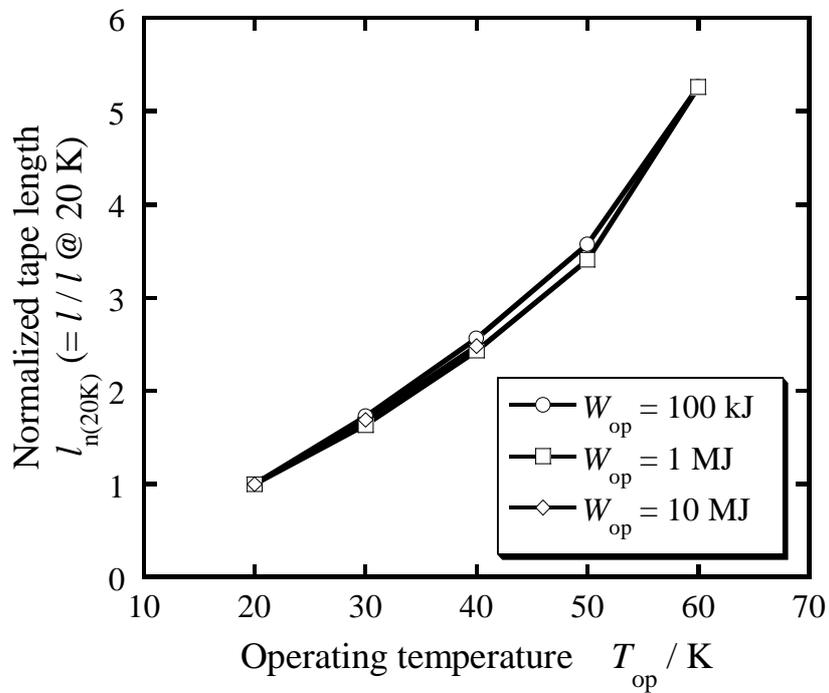


図 6.11: 規格化した使用線材長の運転温度依存性 (W_{op} : 蓄積エネルギー)

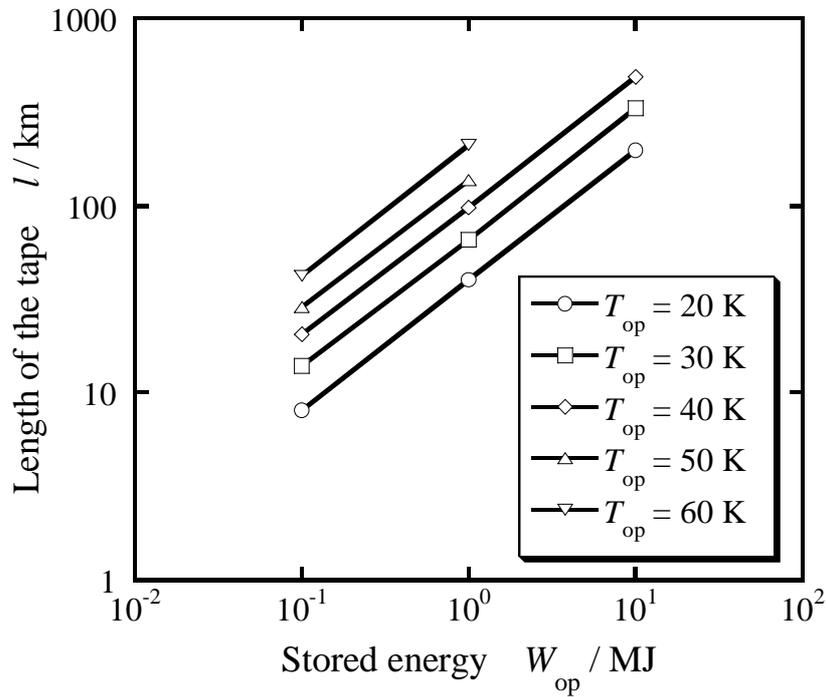


図 6.12: 様々な運転温度に対する使用線材長の蓄積エネルギー依存性 (T_{op} : 運転温度)

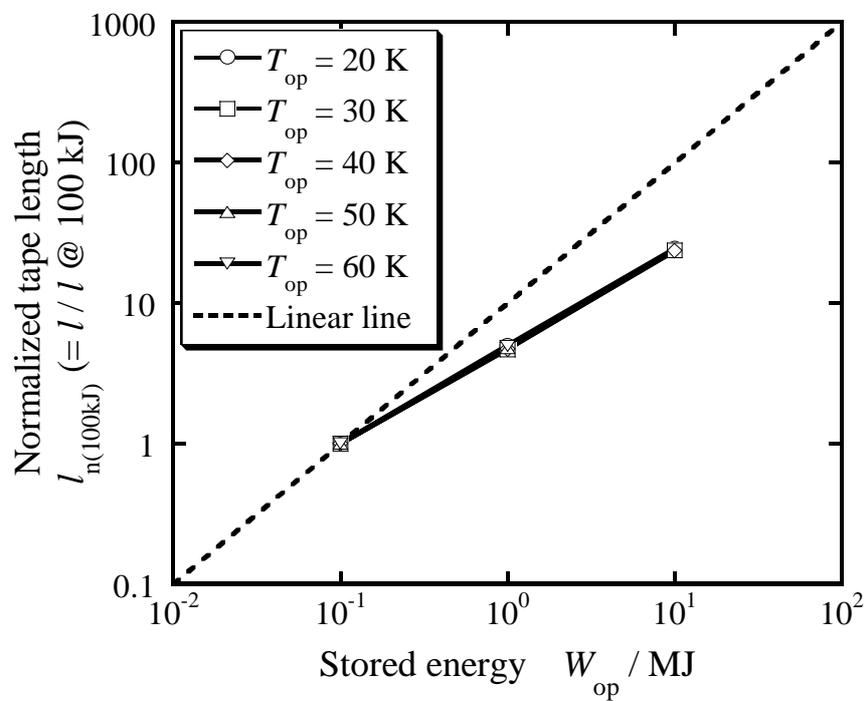


図 6.13: 規格化した使用線材長の蓄積エネルギー依存性 (T_{op} : 運転温度)

近に選定することで非常に高性能・高機能な冷却システムを実現できる可能性が示されている。同冷却システムの提案に至るまでの過程を以下に記述する。

本設計では瞬低補償用 HTS-SMES の待機状態において熱暴走が起こらないことを保証しているが、システムの信頼性といった観点からは不慮の事故・故障への対策を講じておく必要がある。この中で最も起こる危険性の高い事象が、熱擾乱の影響または冷凍機の故障に伴う HTS コイルの熱暴走である。従って、冷凍機伝導冷却 HTS コイルに関しては、上記事象に起因する発熱に対して、コイル自身の熱容量により温度上昇を抑制するという設計方針が従来より検討されている。

一方、付加的に補助冷媒として固体窒素を適用することにより、さらに温度上昇を抑制するというアイデアが報告されている [103–111]。これは、固体窒素が金属類と比較しても非常に大きな比熱を有することを利用したものである。また同冷媒は、不活性で安価な窒素（三重点温度：63.15 K）を、望ましい運転温度の観点から固体状態で利用しようというものである。しかしながら、同固体冷媒には冷却対象との熱接触に課題があり、具体的には界面の固体窒素が昇華していずれは熱接触が失われるドライアウトという耐久面での課題が存在する [112]。

これに対して、別途行った実験（付録 C 参照）によれば、上記固体冷媒に微量の液体ネオンを導入することで、同冷媒のメリットをそのままに、熱接触を改善できることがわかった [112–117]。すなわち、この固体窒素 微量液体ネオンハイブリッド蓄冷媒は、固体窒素の大きな比熱に基づいて大熱容量を実現し、また液体ネオンによる高熱伝達特性によって同熱容量を余すところ無く活用できる。これにより、同蓄冷媒は過渡的な擾乱に対しても対応しやすく、非常に高性能・高機能な冷媒であるといえる。

以上から、同蓄冷媒を HTS-SMES に適用すれば、冷凍機の故障時に対応できるなど、システムの信頼性が飛躍的に向上すると考えられる。そして、同蓄冷媒を実現する温度は 25 K 程度であり、上述の 40 K 程度以下といった要件を満足することは、瞬低補償用 HTS-SMES への適用を無理なく行えることを意味している。従って、瞬低補償用 HTS-SMES の運転温度に関しては、同蓄冷媒を適用した冷却システムの導入可能性を考慮して、25 K に選定するメリットが大きい。

6.3.6 瞬低補償用高温超伝導 SMES の最適構成例

以上のように、瞬低補償用 HTS-SMES では、運転温度を 25 K として上記蓄冷媒を適用することが期待される。また HTS-SMES は、そのスケールメリットにより実用化された LTS-SMES [29] と同様、大容量の瞬低補償に特に市場性があると考えられることも既に述べたとおりである。そこで、運転温度は 25 K と選定し、また蓄積エネルギーは上記 LTS-SMES に対応する 20 MJ とし、瞬低補償用 HTS-SMES の最適構成例を検討した。その時の HTS コイルの設計結果を図 6.14 に示し、上記 LTS-SMES におけるコイルと比較する。同図に示すように、SMES 用の超伝導コイルは HTS 化することにより、運転温度の高温化だけでなく、小

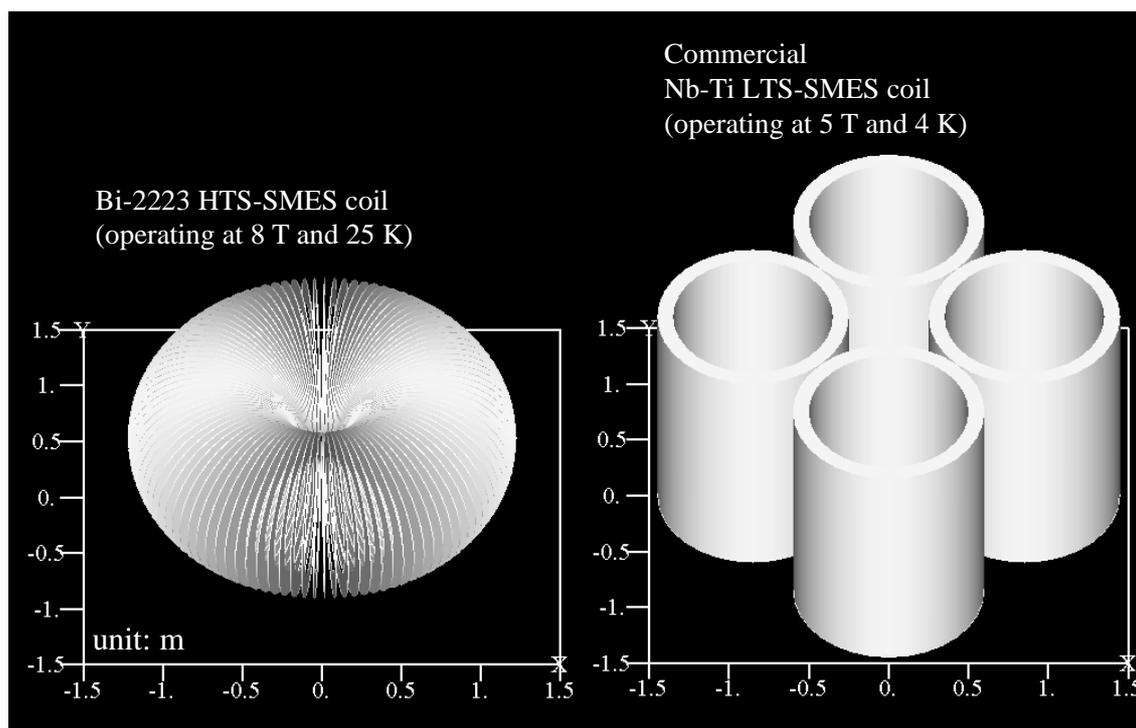


図 6.14: 瞬低補償用 20 MJ SMES における超伝導コイルのサイズ比較

型化も実現できることがわかる。これは、HTS コイルが従来の Nb-Ti コイルでは実現できないような高磁界を発生できることに由来している。すなわち、この例では、前者が 8 T 程度であるのに対し、後者が 5 T 程度である。ここで重要なことは、本設計において想定している HTS 線材である Bi-2223/Ag テープ材の臨界電流が 77.3 K で 70 A であるのに対し、最新の Bi-2223/Ag テープ材の臨界電流は 200 A 程度に及び [41]、さらに次世代線材である Y-123 coated conductor に関しては 300 A が達成される目安が示されていることである [43]。以上のことから、本結果は、HTS 化による SMES の小型化の可能性を示すものであり、またそのメリットが今後益々大きくなることを示すものである。

6.4 まとめ

本章では、瞬低補償用 HTS-SMES の経済設計を目的として、HTS コイル使用線材長の最小化に取り組んだ。また、同コイルの安全性、ならびにシステムとしての実現性に配慮すべく、熱解析の導入、総発熱上限値の設定、および様々なコイル構成に関する検討を行った。その結果、以下の知見を得ることができた。

- 使用線材長低減の観点からは単一のコイルという構成が適するが、冷凍機や電力変換器の配置に影響を及ぼす漏洩磁界を含めて総合的に判断すると、トロイダル型のコイル構成が妥当である。

- 使用線材長ならびに HTS コイル体積は蓄積エネルギーに対してスケールメリットを有する。特に使用線材長は HTS-SMES の製作費用に直接反映されるため、このスケールメリットは競合する瞬低補償装置に対して同システムの非常に大きな優位性を示すものである。また、このスケールメリットは運転温度によらずに存在する。
- 使用線材長は HTS コイルの蓄積エネルギーによらず同様の運転温度依存性を示し、これから判断すると少なくとも 40 K 程度以下の運転温度を選定することが妥当であると考えられる。また、固体窒素 微量液体ネオンハイブリッド蓄冷媒適用によるメリットを考慮すると、同蓄冷媒を実現する 25 K 程度が運転温度の候補として挙げられる。
- SMES 用超伝導コイルは HTS 化により、運転温度の高温化を実現できるだけでなく、高磁界化による小型化を実現できる。また、近年の HTS 線材の高性能化により、この傾向はさらに加速されることが予想される。

第7章 結論

本論文では、瞬低補償用 HTS-SMES の最適設計に関する基礎研究を行った。大容量瞬低補償装置として SMES の実現性が実証されており、また近年の HTS 線材性能向上に伴い様々な超伝導機器の HTS 化が現実味を帯びる中、本論文における成果は、SMES の超伝導機器ならではの有効性と HTS 化による経済性を結びつけるためには必要不可欠な知見であると考えられる。詳細は以下のとおりである。

第1章では、瞬低補償用 SMES の HTS 化の必要性とその際の注意すべき課題について述べた。SMES は他の競合技術と比較して様々なメリットを有しており、特に大容量の瞬低補償に市場性が示されている一方、同装置が主に経済的損失に備えるものであること、また競合技術のさらなる進歩を考慮すると、HTS 化による経済性向上が同装置導入拡大の鍵を握っていると述べた。一方、HTS-SMES 設計の際には、線材特性と冷却方式の違いから従来の LTS-SMES と同様の設計手法を適用することが不適當であり、コイルの臨界電流のみではなく発熱を直接評価する必要性を示唆した。

第2章では、HTS コイルの発熱の評価に重要となる HTS 材料の J - E 特性に関して、その背景にある物理現象を紹介し、またその物理現象に基づいた同特性評価手法について紹介した。さらに、その中でもパーコレーション遷移モデルを拡張して得られている解析式によれば、HTS 材料の J - E 特性をその非線形性、温度依存性、磁界依存性、および磁界印加角度依存性まで含めて定量的に記述できることを示した。

第3章では、第2章の J - E 特性定量評価式を用いて、HTS コイルの通電性能を評価する手法について述べた。有限要素法による磁束密度分布計算と別途開発した電流密度分布計算を連携して解析した結果、HTS コイルの設計に際しては局所的な発熱と総発熱の双方に注意すべきであることがわかった。また、従来研究において重要視されており、一般的にコイルの最大電界で決定される臨界電流は、前者のみに配慮するものであり、冷凍機による冷却では極めて重要である総発熱の評価に関してはほとんど情報を有していないことを示した。

第4章では、第3章の議論から HTS コイルの通電性能を代表するパラメータとして考えられる最大電界と総発熱について、そのコイル形状依存性を調べることにより、HTS コイル形状最適化の必要性とその際の注意点について検討した。その結果、最大電界と総発熱は両者ともコイル形状によって非常に広い範囲の値を取ること、また両者の最小化を目的としたコイル設計を行う場合には局所的最適解の存在に注意すべきであることがわかった。

第5章では、第4章の議論から、大域的最適化手法の1つである遺伝アルゴリズムを適用して、HTS コイルの形状最適化手法を開発した。同手法を用いて、最大電界の最小化ならびに総発熱の最小化の双方に取り組んだ結果、当初の予想に反して両者の方向性は必ずしも一致しないことがわかった。すなわち、第3章で重要であると述べた、コイルの局所的な発熱と総発熱の2点に関して個別に配慮する必要性を示唆した。

第6章では、上記2点に関する安全性を確保し、また漏洩磁界に関するシステムの実現性に配慮して、瞬低補償用 HTS-SMES の最適設計を行った。使用線材長と漏洩磁界から総合的に判断した結果、トロイダル型のコイル構成が妥当であることを述べた。また、選定すべき運転温度の目安を示すと共に、他の競合する瞬低補償装置に対しての優位性を保証するスケールメリットという利点を HTS-SMES に関して示すことに成功した。さらに、従来の LTS-SMES と同じ蓄積エネルギーの下で貯蔵部のサイズを比較した結果、HTS 化によって運転温度の高温化はもちろんのこと、高磁界化による小型化を実現できることがわかった。

以上のように、本論文では HTS 材料における発熱発生の機構から出発し、HTS 線材の特性評価、HTS コイルの解析、および HTS-SMES システムを指向した HTS コイルの最適設計を行った。従って、通常は機器の最適設計結果に対する考察は困難であるが、本論文における HTS コイル設計結果に関しては、物理現象に立ち戻って考察することにある程度成功していると共に、機器設計側から材料開発側へのフィードバックが考えられるなど、従来研究には見られない特長を有している。

今後の課題

本研究で開発した設計手法は、NEDO の国家プロジェクト「超電導電力ネットワーク制御技術開発」で進められている次世代線材を用いた電力系統制御用 HTS-SMES の開発に役立てられている [118, 119]。一方、同プロジェクトにおいては、大容量 SMES を目指した HTS 線材の導体化 [120]、また瞬低補償用 SMES では大きな問題にならなかった機械的応力 [121, 122] や交流損失の影響 [98, 100] についても詳細に検討する必要がある、これらが HTS-SMES の設計に関しての今後の課題として挙げられる。また、コイルの HTS 化のみならず、これに伴う冷却システムの最適化 [123, 124]、および電力変換器における損失を飛躍的に低減できる即応性永久電流スイッチの開発 [125–129] など、HTS-SMES トータルシステムとしての高機能化に関しても取り組んでいく予定である。

謝辞

本研究をまとめるにあたり、当該研究遂行に關して的確な御指導を頂き、また研究者としての姿勢に關しても熱心な御指導を頂きました京都大学大学院工学研究科電気工学専攻の引原隆士教授に深く感謝致します。また、本論文に關して、懇切丁寧な有益な御助言を頂きました京都大学大学院工学研究科電気工学専攻の大澤靖治教授に心から御礼申し上げます。さらに、京都大学大学院工学研究科電気工学専攻の中村武恒助教授には、本研究の遂行にあたり終始直接的な御指導を頂き、また人生の先輩として私的な面に關しても御協力頂きました。ここに深く感謝の意を表します。

本研究の遂行にあたって必要不可欠であった Bi-2223/Ag テープ材に關する膨大な測定データを提供して頂きました九州電力(株)総合技術研究所の岡元洋博士に心から御礼申し上げます。また、共同研究を進める中で様々なアイデアを思い付くヒントを頂きました中部電力(株)電力技術研究所の式町浩二氏に感謝致します。

京都大学名誉教授・佐賀大学名誉教授の牟田一彌名誉教授には、研究の楽しさを教えて頂くと共に、博士後期課程への進学にあたって多方面への御配慮を頂きました。ここに感謝の意を表します。また、京都大学在職時に論文の体裁や図の描き方等について細かい御指導を頂きました明星大学理工学部の星野勉教授に御礼申し上げます。さらに、学会等で新鮮な視点から議論して頂きました、九州大学大学院システム情報科学研究院の木須隆暢助教授、早稲田大学理工学部の石山敦士教授、東北大学大学院工学研究科の濱島高太郎教授、新潟大学工学部の山口貢教授、およびマサチューセッツ工科大学フランチスビッターマグネット研究所の Iwasa 教授に感謝致します。

京都大学大学院工学研究科電気工学専攻超伝導工学研究室の皆様には、活発な御議論や研究環境の御整備を頂き、厚く御礼申し上げます。特に、熱心な御助言を頂きました卒業生の森田岳氏(現(財)鉄道総合技術研究所)、様々な面でお世話になりました修士課程2回生の小蒲義夫氏に感謝致します。

博士後期課程の進学に協力してくれた両親、精神的な支えになると共に本論文執筆に關係する遅い帰宅に理解してくれた妻の幸子、娘の初生に心から感謝します。

本論文は、21世紀 COE プログラム「電気電子基盤技術の研究教育拠点形成」、ならびに科学研究費補助金(特別研究員奨励費)による助成を受けて得られた成果をまとめたものであり、ここに謝意を表します。

参考文献

- [1] 電気協同研究会: “瞬時電圧低下対策”, 電気協同研究, vol. 46, no. 3 (1990).
- [2] 新藤孝敏: “総論 瞬低問題を考える”, 電気評論, no. 443 (2002) pp. 7-10.
- [3] 新藤孝敏, 林敏之: “瞬時電圧低下 (瞬低) の現状と対策”, 電気学会論文誌 B, vol. 123, no. 6 (2003) pp. 679-682.
- [4] 大西一彦, 河崎吉則: “瞬時電圧低下対策装置の現状”, 電気学会論文誌 B, vol. 124, no. 6 (2004) pp. 803-806.
- [5] 奥村睦, 小林直樹: “最近の電力品質技術の動向”, 電気学会論文誌 B, vol. 125, no. 7 (2005) pp. 643-646.
- [6] 国際超電導産業技術研究センター: “平成 15 年度成果報告書 超電導電力貯蔵システム技術開発”, (2004).
- [7] 樋野邦央, 坂本淳一: “需要家における瞬低への取り組み”, 電気評論, no. 443 (2002) pp. 18-23.
- [8] 電気協同研究会: “電力系統における電力品質の現状と対策技術”, 電気協同研究, vol. 60, no. 2 (2005).
- [9] 佐藤寛, 佐野耕市: “大容量瞬低対策装置の開発状況と課題”, 電気評論, no. 443 (2002) pp. 37-42.
- [10] 長屋重夫: “超電導瞬低補償 SMES の開発”, 電気評論, no. 476 (2004) pp. 69-72.
- [11] 低温工学協会: “超伝導・低温工学ハンドブック”, オーム社 (1993) pp. 1001-1005.
- [12] 上之園博: “超電導エネルギー貯蔵システムに関する調査研究 [III]”, 昭 59 NEDO 委託調査報告書 (1985).
- [13] R. J. Loyd, G. F. Moyer, J. R. Purcell, J. Alcorn: “Conceptual Design and Cost of a Superconducting Magnetic Energy Storage Plant”, EPRI Report EM-3457 (1985).

- [14] S. Hanai, A. Shimada, T. Tsuchihashi, T. Kurusu, M. Ono, K. Shimada, S. Koso, K. Tsutsumi, S. Nagaya: “Design and Test Results of CIC Conductor for a Cost Reduced 100 MW/500 kWh SMES”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 13, no. 2 (2003) pp. 1810-1813.
- [15] H. Kimura, Y. Hatabe, H. Hayashi, K. Tsutsumi, T. Ishii: “Test results of long-term operation for a 1 kWh/1 MW module-type SMES”, Physica C, vol. 392-296 (2003) pp. 1196-1200.
- [16] Y. Tatsuta, S. Koso, H. Abe, M. Urata, H. Ohsaki, A. Ishiyama, S. Taniguchi, S. Nagaya, S. Akita, K. Terazono, N. Hirano, T. Semba, S. Hanai: “Development of SMES for Power System Control”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 14, no. 2 (2004) pp. 693-698.
- [17] H. Ohsaki, S. Taniguchi, S. Nagaya, S. Akita, S. Koso, M. Tatsuta: “Development of SMES for power system control: present status and perspective”, Physica C, vol. 412-414 (2004) pp. 1198-1205.
- [18] H.J. Kim, K.C. Seong, J.W. Cho, J.H. Bae, K.D. Sim, K.W. Ryu, B.Y. Seok, S.H. Kim: “Development of a 3 MJ/750 kVA SMES system”, Cryogenics, vol. 46 (2006) pp. 367-372.
- [19] 長屋重夫: “電力系統制御用 SMES の開発”, 平成 18 年電気学会全国大会講演論文集 [5] (2006) pp. 5-S9(1-3).
- [20] 林秀美: “SMES 系統連系試験の成果”, 平成 18 年電気学会全国大会講演論文集 [5] (2006) pp. 5-S9(7-10).
- [21] 中部電力, 九州電力, 国際超電導産業技術研究センター: “平成 17 年度中間年報「超電導電力ネットワーク制御技術開発」(H16~H19)”, (2006).
- [22] S. Nagaya, N. Hirano, M. Kondo, T. Tanaka, H. Nakabayashi, K. Shikimachi, S. Hanai, J. Inagaki, S. Ioka, S. Kawashima: “Development and Performance Results of 5MVA SMES for Bridging Instantaneous Voltage Dips”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 14, no. 2 (2004) pp. 699-704.
- [23] S. Nagaya, N. Hirano, K. Shikimachi, S. Hanai, J. Inagaki, K. Maruyama, S. Ioka, M. Ono, K. Ohsemochi, T. Kurusu: “Development of MJ-Class HTS SMES for Bridging Instantaneous Voltage Dips”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 14, no. 2 (2004) pp. 699-704.

- [24] X. Jiang, X. Liu, X. Zhu, Y. He, Z. Cheng, X. Ren, Z. Chen, L. Gou, X. Huang: “A 0.3 MJ SMES Magnet of a Voltage Sag Compensation System”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 14, no. 2 (2004) pp. 717-720.
- [25] T. Mito, A. Kawagoe, H. Chikaraishi, K. Okumura, R. Abe, T. Baba, K. Yamauchi, M. Yokota, T. Henmi, K. Seo, K. Hayashi, M. Iwakuma, F. Sumiyoshi: “Development of UPS-SMES as a Protection From Momentary Voltage Drop”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 14, no. 2 (2004) pp. 721-726.
- [26] A. Kawagoe, F. Sumiyoshi, T. Mito, H. Chikaraishi, R. Maekawa, K. Seo, T. Baba, T. Henmi, K. Okumura, M. Iwakuma, K. Hayashi R. Abe: “Stability Evaluation of Conduction-Cooled Prototype LTS Pulse Coil for UPS-SMES”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 15, no. 2 (2005) pp. 1891-1894.
- [27] K. Shikimachi, H. Moriguchi, N. Hirano, S. Nagaya, T. Ito, J. Inagaki, S. Hanai, M. Takahashi, T. Kurusu: “Development of MVA Class HTS SMES System for Bridging Instantaneous Voltage Dips”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 15, no. 2 (2005) pp. 1931-1934.
- [28] T. Mito, A. Kawagoe, H. Chikaraishi, K. Okumura, R. Abe, T. Henmi, R. Maekawa, K. Seo, T. Baba, M. Yokota, Y. Morita, H. Ogawa, K. Yamauchi, M. Iwakuma, F. Sumiyoshi: “Prototype Development of a Conduction-Cooled LTS Pulse Coil for UPS-SMES”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 15, no. 2 (2005) pp. 1935-1938.
- [29] 長屋重夫: “瞬低補償用 SMES のフィールド稼動状況”, 平成 18 年電気学会全国大会講演論文集 [5] (2006) pp. 5-S9(4-6).
- [30] 三戸利行, 力石浩孝, 辺見努, 馬場智澄, 川越明史, 住吉文夫, 岩熊成卓, 奥村嘉賀男, 阿部亮: “伝導冷却 LTS パルスコイルを用いた瞬低対策 SMES の開発”, 平成 18 年電気学会全国大会講演論文集 [5] (2006) pp. 5-S9(11-14).
- [31] 小野通隆, 来栖努, 戸坂泰造, 小柳圭, 大勢持光一, 小方大成, 中本一成, 仙田郁夫, 野村俊自: “新しいコンセプトによる瞬低補償用 SMES コイルの開発”, 平成 18 年電気学会全国大会講演論文集 [5] (2006) pp. 5-S9(15-16).
- [32] 住友電気工業: “特集 / レドックスフロー電池”, 住友電工ニューズレター, no. 284 (2001).

- [33] 田代洋一郎: “大容量瞬低対策機能付き NAS 電池システムの開発”, 日本電気技術協会会誌, H16.10 (2004).
- [34] 中部電力: “6.6kV 大容量電気二重層キャパシタ式瞬低補償装置の開発”, 中部電力技術開発ニュース, no. 114 (2005) pp. 15-16.
- [35] 六藤孝雄: “キャパシタ技術の新展開 実用化技術を中心に・電気二重層キャパシタの利用技術と瞬時電圧低下補償装置での応用”, 電気化学および工業物理化学, vol. 72, no. 11 (2004) pp. 775-778.
- [36] 小西武史: “地上電力設備に適用する電気二重層キャパシタ”, Railway Research Review, vol. 61, no. 9 (2004) pp. 12-15.
- [37] 長村光造: “超伝導材料”, 米田出版, (2000) 第2章.
- [38] 菊池昌志, 綾井直樹, 藤上純, 小林慎一, 上野栄作, 山崎浩平, 山出哲, 加藤武志, 林和彦, 佐藤謙一: “革新的 Bi 系超電導線材の高性能化”, 2006 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 (2006) p. 24.
- [39] 小林慎一, 山崎浩平, 加藤武志, 上山宗譜, 藤上純, 綾井直樹, 上野栄作, 菊池昌志, 林和彦, 佐藤謙一: “Bi2223 超電導線材の開発”, 2003 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2003) p. 125.
- [40] 住友電気工業: “加圧焼結法による Bi2223 長尺線材を開発”, Superconductivity Communications, vol. 13, no. 2 (2004).
- [41] 住友電気工業: “高性能ビスマス 2223 高温超電導線材を開発 192 A の I_c を達成、実用線材として 200 A 時代に入る”, Superconductivity Communications, vol. 15, no. 1 (2006).
- [42] 国際超電導産業技術研究センター, フジクラ, 住友電気工業: “平成 16 年度中間年報 超電導応用基盤技術研究開発中間年報 (H16 年度)”, (2005).
- [43] R. Teranishi, T. Izumi, Y. Shiohara: “Highlights of coated conductor development in Japan”, Superconductor Science and Technology, vol. 19, no. 3 (2006) pp. S4-S12.
- [44] H. Kamerlingh Onnes: Communication from the Physical Laboratory of the University of Leiden (1911) pp. 120b, 122b, 124c.
- [45] J. G. Bednorz, K. A. Müller: “Possible High T_c Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System”, Zeitschrift für Physik B, vol. 64, no. 2 (1986) pp. 189-193.

- [46] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, C. W. Chu: “Superconductivity at 93-K in a New Mixed-Phase Y-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure”, *Physical Review Letters*, vol. 58, no. 9 (1987) pp. 908-910.
- [47] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, T. Asano: “A New High- T_c Oxide Superconductor without a Rare Earth Element”, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 27, no. 2 (1988) pp. L209-L210.
- [48] Z. Z. Sheng, A. M. Hermann: “Bulk superconductivity at 120 K in the Tl-Ca/Ba-Cu-O system”, *Nature*, vol. 332 (1988) pp. 138-139.
- [49] T. Kaneko, H. Yamauchi, S. Tanaka: “Zero-resistance temperature of Tl-based “2223” superconductor increased to 127 K”, *Physica C*, vol. 178, no. 2-6 (1991) pp. 377-382.
- [50] A. Schilling, M. Cantoni, J. D. Guo, H. R. Ott: “Superconductivity above 130 K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O system”, *Nature*, vol. 363 (1993) pp. 56-58.
- [51] H. Takahashi, A. Tokiwa-Yamamoto, N. Mōri, S. Adachi, H. Yamauchi, S. Tanaka: “Large enhancement of T_c in the 134 K superconductor $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ under high pressure”, *Physica C*, vol. 218, no. 1-2 (1993) pp. 1-4.
- [52] 松下照男, 長村光造, 住吉文夫, 圓福敬二: “超伝導応用の基礎”, 米田出版, (2004) 第3章.
- [53] S. Noguchi, H. Yamashita, A. Ishiyama: “An Optimization Method for Design of SMES Coils Using YBCO Tape”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 13, no. 2 (2003) pp. 1856-1859.
- [54] A. Korpela, J. Lehtonen, R. Mikkonen: “Optimization of HTS superconducting magnetic energy storage magnet volume”, *Superconductor Science and Technology*, vol. 16, no. 8 (2003) pp. 833-837.
- [55] T.Z. Dai, Z.Y. Fan, J.D. Li, Y.J. Tang, S.J. Cheng, Y. Pan, J.R. Wang: “Design study on 50 kJ HTS SMES for simulated dynamic experiment of electric power systems”, *Physica C*, vol. 412-414 (2004) pp. 1239-1243.
- [56] S. Noguchi, A. Ishiyama, S. Akita, H. Kasahara, Y. Tatsuta, S. Kouso: “An Optimal Configuration Design Method for HTS-SMES Coils”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no. 2 (2005) pp. 1927-1930.

- [57] 日本工業規格 JIS H7301-1997 (超電導 直流臨界電流の試験方法 ニオブチタン複合超電導線) .
- [58] 山藤馨: “酸化物高温超伝導材料の電流・電圧特性”, 低温工学, vol. 32 (1997) pp. 374-385.
- [59] K. Higashikawa, T. Nakamura, H. Okamoto: “Optimal design of a Bi-2223/Ag coil for superconducting magnetic energy storage at different operating temperatures”, Superconductor Science and Technology, vol. 18 (2005) pp. 1445-1453.
- [60] 松下照男, 長村光造, 住吉文夫, 圓福敬二: “超伝導応用の基礎”, 米田出版, (2004) 第1章.
- [61] A. A. Abrikosov: “On the magnetic properties of superconductors of the second group”, Soviet Physics JETP-USSR, vol. 5, no. 6 (1957) pp. 1174-1183.
- [62] M. ティンカム: “超伝導現象”, 産業図書, (1981) 第1章.
- [63] 松下照男: “磁束ピンニングと電磁現象”, 産業図書, (1994) 第6章.
- [64] 松下照男, 長村光造, 住吉文夫, 圓福敬二: “超伝導応用の基礎”, 米田出版, (2004) 第2章.
- [65] 中村武恒: “YBCO 酸化物高温超伝導薄膜の輸送特性に関する基礎的研究”, 九州大学博士学位論文, (1998).
- [66] 中村武恒: “ピスマス系高温超伝導テープ材の評価技術と応用”, 機能材料, vol. 24, no. 2 (2004) pp. 40-49.
- [67] M. Tachiki, S. Takahashi: “Strong vortex pinning intrinsic in high- T_c oxide superconductors”, Solid State Communications, vol. 70, no. 3 (1989) pp. 291-295.
- [68] 松下照男: “磁束ピンニングと電磁現象”, 産業図書, (1994) 第8章.
- [69] K. Yamafuji, T. Kiss: “A new interpretation of the glass-liquid transition of pinned fluxoids in high- T_c superconductors”, Physica C, vol. 258 (1996) pp. 197-212.
- [70] 長村光造: “超伝導材料”, 米田出版, (2000) 第3章.
- [71] T. Kiss, T. Nakamura, N. Mishiro, K. Hasegawa, M. Inoue, M. Takeo, F. Irie, K. Yamafuji: “Transport Characteristics in High T_c Superconductors”, Proceedings of 15th International Conference on Magnet Technology, no. 2 (1998) pp. 1052-1055.

- [72] T. Kiss, T. Nakamura, K. Hasegawa, M. Inoue, H. Okamoto, K. Funaki, M. Takeo, K. Yamafuji, F. Irie: “Nonlinear Resistance in High T_c Superconductors as a Function of Bias Current Density, Temperature and Magnetic Field”, Proceedings of 17th International Cryogenic Engineering Conference (1998) pp. 427-430.
- [73] 木須隆暢, 長谷川和也, 井上昌睦, 竹尾正勝, 岡本洋, 入江富士男: “高温超伝導体の臨界電流特性”, 低温工学, vol. 34, no. 7 (1999) pp. 322-331.
- [74] A. I. Larkin, Y. N. Ovchinnikov: “Pinning in Type II Superconductors”, Journal of Low Temperature Physics, vol. 34, no. 3-4 (1979) pp. 409-428.
- [75] T. Nakamura, S. Tsuchiya, A. Fujio, T. Hoshino, I. Muta, M. Yamaguchi: “Angular dependence of E - J characteristics and dissipative properties in Bi-2223/Ag tape”, Superconductor Science and Technology, vol. 15 (2002) pp. 230-235.
- [76] H. Okamoto, F. Irie, T. Kiss, T. Nakamura, T. Kanazawa: “Characterization of Ag/Bi-2223 Tapes in Wide Range of Temperature and Magnetic Field”, Proceedings of 15th International Conference on Magnet Technology, no. 2 (1998) pp. 1071-1074.
- [77] B. Hensel, J.C. Grivel, A. Jeremie, A. Perin, A. Pollini, R. Flükiger: “A model for the critical current in $(\text{Bi, Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ silver-sheathed tapes”, Physica C, vol. 205, no. 3-4 (1993) pp. 329-337.
- [78] T. Nakamura, T. Yamamoto, S. Tsuchiya, A. Fujio, T. Hoshino, I. Muta, S.S. Oh, H.S. Ha: “Anisotropy of critical current and glass-liquid transition flux density in Bi-2223/Ag tape”, Superconductor Science and Technology, vol. 13 (2000) pp. 1521-1525.
- [79] T. Nakamura, S. Tsuchiya, A. Fujio, T. Hoshino, I. Muta: “Influence of Magnetic Field and Magnetic Anisotropy on the Quench Characteristics of Bi-2223/Ag Multifilamentary Tapes”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 11, no. 1 (2001) pp. 3341-3344.
- [80] H. Okamoto, T. Kiss, S. Nishimura, M. Inoue, M. Kanazawa, Y. Sumiyoshi: “Angular dependence of the extended E - J characteristics in Bi-2223/Ag sheathed tape”, Physica C, vol. 357-360, no. 2 (2001) pp. 1190-1192.
- [81] K. Higashikawa, T. Nakamura, T. Hoshino: “Anisotropic distributions of current density and electric field in Bi-2223/Ag coil with consideration of multifilamentary structure”, Physica C, vol. 419 (2005) pp. 129-140.

- [82] K. Higashikawa, T. Nakamura, I. Muta, T. Hoshino: "Investigation of electromagnetic behaviour in HTS coil with consideration of multifilamentary structure", Proceedings of 5th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS'03), Sorrento Napoli, Italy (IOP Publishing) (2003) pp. 611-616.
- [83] 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌, 星野勉: "磁気異方性ならびに多芯構造を考慮した Bi-2223/Ag コイルの有限要素解析", 2003 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 (2003), 1B-a07, p. 30.
- [84] 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌, 星野勉: "Bi-2223 高温超電導ダブルパンケーキコイルの磁気異方性を考慮した特性解析" 平成 15 年電気関係学会関西支部連合大会講演論文集 (2003) G4-14, p. G97.
- [85] J. Pitel, P. Kováč, J. Lehtonen, J. Paasi: "Energy and critical current consideration of Bi(2223)/Ag coils for micro-superconducting magnetic energy storage: influence of operating temperature and winding geometry within the same overall tape length", Superconductor Science and Technology, vol. 14 (2001) pp. 173-183.
- [86] S. Noguchi, H. Yamashita, A. Ishiyama: "An Optimal Design Method for SMES Coils Using HTS Tape", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 12, no. 1 (2002) pp. 1459-1462.
- [87] L.Y. Xiao, T. Kiyoshi, O. Ozaki, H. Wada: "Case study on quench evolution and passive protection of high T_c superconducting pancake coil", Cryogenics, vol. 39 (1999) pp. 293-298.
- [88] K. Higashikawa, T. Nakamura, T. Hoshino, I. Muta: "Design of Bi-2223/Ag Coil Based on Genetic Algorithm and Finite Element Method", IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 15, no. 2 (2005) pp. 1895-1898.
- [89] 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌: "有限要素法を用いた高温超電導ダブルパンケーキコイルの最適設計に関する一考察", 2004 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集, (2004) 1D-a09, p. 45.
- [90] 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌: "有限要素法並びに遺伝アルゴリズムを適用した高温超電導コイルの最適設計コード開発", 電気学会研究会(超電導応用電力機器研究会)「超電導導体と応用機器」資料 (2004) ASC-04-49, pp. 31-36.
- [91] 東川甲平, 中村武恒, 星野勉, 牟田一彌: "Bi-2223/Ag テープ材を用いた高温超電導トロイダルコイルの最適化設計コード開発", 2004 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2004) 1C-a07, p. 57.

- [92] J. H. Holland: “Adaptation in Natural and Artificial Systems”, University of Michigan Press (1975).
- [93] D. E. Goldberg: “Genetic Algorithm in Search, Optimization, and Machine Learning”, Addison-Wesley (1989).
- [94] 三宮信夫, 喜多一, 玉置久, 岩本貴司: “遺伝アルゴリズムと最適化”, 朝倉書店, (1998) 第3章.
- [95] Y. Mimura, S. Yoshimura, T. Hiroyasu, M. Miki: “Development of Multi-Stage and Hybrid Real-Coded Genetic Algorithm with Active Constraints”, Proceedings of 2002 ASME Design Engineering Technical Conference (DETC) & The Computers and Information in Engineering Conference, DETC2002/DAC-34059 (CD-ROM) (2002).
- [96] 東川甲平, 中村武恒: “異なる運転温度におけるエネルギー貯蔵用高温超電導コイルの最適形状”, 2005年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 (2005) 1B-p06, p. 29.
- [97] 東川甲平, 中村武恒: “定量評価式を用いたエネルギー貯蔵用高温超電導コイルの概念設計”, 平成17年電気関係学会関西支部連合大会講演論文集 (2005) G6-6, p. G128.
- [98] K. Higashikawa, T. Nakamura, H. Okamoto: “Analysis of Discharging Characteristics in a Bi-2223/Ag Coil for SMES with Consideration of Cooling Capacity of a Cryocooler”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 16, no. 2 (2006) pp. 578-581.
- [99] 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌, 星野勉: “磁気異方性を考慮した Bi-2223/Ag 高温超電導コイルの熱特性解析”, 2003年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2003) 1B-a08, p. 29.
- [100] 東川甲平, 中村武恒, 岡元洋: “固体窒素含浸したエネルギー貯蔵用高温超電導コイルの放電特性解析”, 2005年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2005) 3C-p02, p. 279.
- [101] WHO/IRPA Task Group on Magnetic Fields: “Magnetic fields”, Environmental Health Criteria, vol. 69 (1987).
- [102] International Commission of Non-Ionizing Radiation Protection: “Guidelines on Limits of Exposure to Static Magnetic Fields”, Health Physics, vol. 66, no. 1 (1994) pp. 100-106.

- [103] B. Haid, H. Lee, Y. Iwasa, S.S. Oh, H.S. Ha, Y.K. Kwon, K.S. Ryu: “Stand-alone solid nitrogen cooled “permanent” high-temperature superconducting magnet system”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, vol. 11, no. 1 (2001) pp. 2244-2247.
- [104] B.J. Haid, H. Lee, Y. Iwasa, S.S. Oh, Y.K. Kwon, K.S. Ryu: “A “permanent” high-temperature superconducting magnet operated in thermal communication with a mass of solid nitrogen”, Cryogenics, vol. 42, no. 3-4 (2002) pp. 229-244.
- [105] B.J. Haid, H. Lee, Y. Iwasa, S.S. Oh, Y.K. Kwon, K.S. Ryu: “Design analysis of a solid nitrogen cooled “permanent” high-temperature superconducting magnet system”, Cryogenics, vol. 42, no. 10 (2002) pp. 617-634.
- [106] T. Nakamura, I. Muta, K. Okude, A. Fujio, T. Hoshino: “Solidification of nitrogen refrigerant and its effect on thermal stability of HTSC tape”, Physica C, vol. 372-376, no. 3 (2002) pp. 1434-1437.
- [107] T. Nakamura, K. Higashikawa, I. Muta, A. Fujio, K. Okude, T. Hoshino: “Improvement of dissipative property in HTS coil impregnated with solid nitrogen”, Physica C, vol. 386 (2003) pp. 415-418.
- [108] 東川甲平, 中村武恒, 奥出健一, 牟田一彌, 星野勉: “加圧固体窒素中に含浸した Bi-2223/Ag テープの熱的安定性”, 平成 14 年電気学会全国大会講演論文集 [5] (2002) 5-023, p. 29.
- [109] 中村武恒, 藤尾彰尚, 奥出健一, 東川甲平, 牟田一彌, 星野勉: “過電流通電時における固体窒素含浸高温超電導コイルの損失特性”, 2002 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 (2002) E2-27, p.183.
- [110] 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌, 星野勉: “液体ヘリウム熱交換方式窒素固化実験装置の設計製作および蓄冷特性”, 2002 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2002) 2C-a06, p. 163.
- [111] 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌, 星野勉: “固体窒素含浸高温超伝導コイルの蓄冷効果に関する実験的検討”, 平成 14 年電気関係学会関西支部連合大会講演論文集 (2002) G4-5, p. G121.
- [112] T. Nakamura, K. Higashikawa, I. Muta, T. Hoshino: “Performance of conduction-cooled HTS tape with the aid of solid nitrogen-liquid neon mixture”, Physica C, vol. 412-414 (2004) pp. 1221-1224.
- [113] K. Higashikawa, T. Nakamura: “Prominent cooling performance of solid nitrogen impregnated HTS tape with the aid of small amount of neon”, submitted to Cryogenics.

- [114] 中村武恒, 東川甲平, 牟田一彌, 星野勉: “固体窒素-液体ネオン混合冷媒を用いた高温超電導導体の特性評価”, 2003 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2003) 1C-p04, p. 61.
- [115] 中村武恒, 東川甲平, 上田真隆, 牟田一彌, 星野勉: “固体窒素含浸高温超電導線材の熱損失と液体ネオンによる特性向上”, 電気学会研究会 (超電導応用電力機器・リニアドライブ合同研究会)「超電導導体とその応用」資料 (2004) ASC-04-10, pp. 55-60.
- [116] 東川甲平, 中村武恒: “様々な液体ネオン導入量に対する固体窒素含浸高温超電導線材の熱損失特性”, 平成 18 年電気学会全国大会講演論文集 [5] (2006) 5-016, pp. 18-19.
- [117] 東川甲平, 中村武恒: “SMES 用高温超電導コイルへの適用を志向した固体窒素 液体ネオンハイブリッド冷媒の系統的作製システム開発と冷却特性評価”, 2006 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 (2006) 1D-p05, p. 98.
- [118] K. Higashikawa, T. Nakamura, K. Shikimachi, N. Hirano, S. Nagaya, T. Kiss, M. Inoue: “Conceptual Design of HTS Coil for SMES Using YBCO Coated Conductor”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, accepted for publication.
- [119] 東川甲平, 中村武恒, 式町浩二, 平野直樹, 長屋重夫, 木須隆暢, 井上昌睦: “MOCVD-YBCO 導体を用いた SMES 用高温超電導コイルの概念設計”, 2006 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2006) 2B-a03, p. 135.
- [120] 佐藤隆彦, 中村武恒, 菅野未知央, 東川甲平, 式町浩二, 平野直樹, 長屋重夫: “SMES コイル用 MOCVD-YBCO 導体の通電特性”, 2006 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2006), 2B-a04, p. 136.
- [121] 東川甲平, 中村武恒, 式町浩二, 平野直樹, 長屋重夫: “MOCVD-YBCO 導体を用いた SMES 用高温超電導コイルにおけるフープ応力低減法の提案”, 2006 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2006) 3A-p02, p. 234.
- [122] 東川甲平, 中村武恒, 長屋重夫, 平野直樹, 式町浩二: “超電導コイルおよびその製造方法”, 特願 2006-303235.
- [123] 中村武恒, 東川甲平: “伝導冷却高温超電導機器への適用を指向した新型ハイブリッド固体冷媒の提案”, 電気学会研究会 (超電導応用電力機器研究会)「超電導導体, バルク, 薄膜とその応用」資料 (2006) ASC-06-28, pp. 61-66.
- [124] 中村武恒, 東川甲平: “極低温蓄冷媒体、ならびにそれを用いた極低温冷凍方法および極低温冷凍システム”, 特願 2006-152407.

- [125] S. Balamurugan, K. Higashikawa, T. Nakamura, K. Osamura, I. Muta, T. Hoshino, “Annealing Effects in PIT-Processed MgB₂/SUS316 (Stainless Steel) Wires”, *Modern Physics Letters B*, vol. 19, no. 16 (2005) pp. 793-800.
- [126] K. Higashikawa, T. Nakamura, K. Osamura, M. Takahashi, M. Okada: “Switching characteristics of MgB₂ wires subjected to transient application of magnetic field”, *Physica C*, vol. 426-431 (2005) pp. 1261-1266.
- [127] 中村武恒, Sarkarainadar Balamurugan, 長村光造, 東川甲平, 牟田一彌, 星野勉: “MgB₂ 線材の電流輸送特性とスイッチング素子への適用可能性”, 2003 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 (2003) 1D-a03, p. 70.
- [128] 藤原圭佑, 東川甲平, 中村武恒, 長村光造, 星野勉, 高橋雅也, 岡田道哉: “MgB₂ 線材のパルス磁界印加によるスイッチング特性に関する実験的検討”, 電気学会研究会 (超電導応用電力機器・リニアドライブ合同研究会)「超電導導体, バルク, 薄膜とその応用」資料 (2005) ASC-05-19, pp. 35-39.
- [129] 藤原圭佑, 中村武恒, 東川甲平, 長村光造: “磁界中における MgB₂ コイルの通電特性”, 電気学会研究会 (超電導応用電力機器研究会)「超電導導体, バルク, 薄膜とその応用」資料 (2005) ASC-05-42, pp. 31-34.

研究業績

学術雑誌

1. T. Nakamura, K. Higashikawa, I. Muta, A. Fujio, K. Okude, T. Hoshino: “Improvement of dissipative property in HTS coil impregnated with solid nitrogen”, *Physica C*, vol. 386 (2003) pp. 415-418.
2. T. Nakamura, K. Higashikawa, I. Muta, T. Hoshino: “Performance of conduction-cooled HTS tape with the aid of solid nitrogen-liquid neon mixture”, *Physica C*, vol. 412-414 (2004) pp. 1221-1224.
3. T. Nakamura, H. Kanzaki, T. Tsuboi, K. Higashikawa, T. Hoshino, I. Muta: “Analysis of shielding property in Bi-2223/Ag multifilamentary tapes with multi-layer arrangement”, *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 161, no. 1-2 (2005) pp. 22-27.
4. K. Higashikawa, T. Nakamura, T. Hoshino: “Anisotropic distributions of current density and electric field in Bi-2223/Ag coil with consideration of multifilamentary structure”, *Physica C*, vol. 419 (2005) pp. 129-140.
5. T. Nakamura, H. Kanzaki, K. Higashikawa, T. Hoshino, I. Muta: “Analysis of Shielding Layers in HTS Cable Taking Account of Twisted Structure”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no. 2 (2005) pp. 1747-1750.
6. K. Higashikawa, T. Nakamura, T. Hoshino, I. Muta: “Design of Bi-2223/Ag Coil Based on Genetic Algorithm and Finite Element Method”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, no. 2 (2005) pp. 1895-1898.
7. S. Balamurugan, K. Higashikawa, T. Nakamura, K. Osamura, I. Muta, T. Hoshino, “Annealing Effects in PIT-Processed MgB₂/SUS316 (Stainless Steel) Wires”, *Modern Physics Letters B*, vol. 19, no. 16 (2005) pp. 793-800.
8. K. Higashikawa, T. Nakamura, H. Okamoto: “Optimal design of a Bi-2223/Ag coil for superconducting magnetic energy storage at different operating tem-

peratures”, *Superconductor Science and Technology*, vol. 18 (2005) pp. 1445-1453.

9. K. Higashikawa, T. Nakamura, K. Osamura, M. Takahashi, M. Okada: “Switching characteristics of MgB2 wires subjected to transient application of magnetic field”, *Physica C*, vol. 426-431 (2005) pp. 1261-1266.
10. K. Higashikawa, T. Nakamura, H. Okamoto: “Analysis of Discharging Characteristics in a Bi-2223/Ag Coil for SMES with Consideration of Cooling Capacity of a Cryocooler”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 16, no. 2 (2006) pp. 578-581.
11. K. Higashikawa, T. Nakamura, K. Shikimachi, N. Hirano, S. Nagaya, T. Kiss, M. Inoue: “Conceptual Design of HTS Coil for SMES Using YBCO Coated Conductor”, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, accepted for publication.
12. K. Higashikawa, T. Nakamura: “Prominent cooling performance of solid nitrogen impregnated HTS tape with the aid of small amount of neon”, submitted to *Cryogenics*.

国際会議論文

1. K. Higashikawa, T. Nakamura, I. Muta, T. Hoshino: “Investigation of electromagnetic behaviour in HTS coil with consideration of multifilamentary structure”, *Proceedings of 5th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS'03)*, Sorrento Napoli, Italy (IOP Publishing) (September 14-18, 2003) pp. 611-616.

学術講演

1. 東川甲平, 中村武恒, 奥出健一, 牟田一彌, 星野勉: “加圧固体窒素中に含浸した Bi-2223/Ag テープの熱的安定性”, 平成 14 年電気学会全国大会, 工学院大学新宿校舎 (講演論文集 [5], 5-023, p. 29) (2002 年 3 月 26-29 日).
2. 中村武恒, 藤尾彰尚, 奥出健一, 東川甲平, 牟田一彌, 星野勉: “過電流通電時における固体窒素含浸高温超電導コイルの損失特性”, 2002 年度春季低温工学・超電導学会, 工学院大学 (講演概要集, E2-27, p.183) (2002 年 5 月 18-20 日).

3. 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌, 星野勉: “液体ヘリウム熱交換方式窒素固化実験装置の設計製作および蓄冷特性”, 2002年度秋季低温工学・超電導学会, 長崎ブリックホール (講演概要集, 2C-a06, p. 163) (2002年10月30-11月1日).
4. 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌, 星野勉: “固体窒素含浸高温超伝導コイルの蓄冷効果に関する実験的検討”, 平成14年電気関係学会関西支部連合大会, 近畿大学東大阪本部キャンパス (講演論文集, G4-5, p. G121) (2002年11月9-10日).
5. T. Nakamura, H. Kanzaki, T. Tsuboi, K. Higashikawa, T. Hoshino, I. Muta: “Analysis of shielding property in Bi-2223/Ag multifilamentary tapes with multi-layer arrangement”, 3rd Japanese-Mediterranean Workshop on Applied Electromagnetic Engineering for Magnetic and Superconducting Materials & 3rd Workshop on Superconducting Flywheels (JAPMED'03), National Technical University of Athens, Athens, Greece (May 19-21, 2003).
6. 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌, 星野勉: “磁気異方性ならびに多芯構造を考慮した Bi-2223/Ag コイルの有限要素解析”, 2003年度春季低温工学・超電導学会, 産総研つくばセンター, つくば市 (講演概要集, 1B-a07, p. 30) (2003年5月21-23日).
7. K. Higashikawa, T. Nakamura, I. Muta, T. Hoshino: “Investigation of electromagnetic behaviour in HTS coil with consideration of multifilamentary structure”, 5th European Conference on Applied Superconductivity (EU-CAS'03), Sorrento Napoli, Italy (September 14-18, 2003).
8. T. Nakamura, K. Higashikawa, I. Muta, T. Hoshino: “Performance of conduction-cooled HTS tape with the aid of solid nitrogen-liquid neon mixture”, International Symposium on Superconductivity 2003 (ISS2003), Tsukuba International Congress Center, Tsukuba, Japan (Abstract Book, WSP-83) (October 27-29, 2003).
9. (平成15年度電気学会優秀論文発表賞)
東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌, 星野勉: “Bi-2223 高温超電導ダブルパンケーキコイルの磁気異方性を考慮した特性解析”, 平成15年電気関係学会関西支部連合大会, 大阪市立大学杉本キャンパス, 大阪市 (講演論文集, G4-14, p. G97) (2003年11月8-9日).
10. 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌, 星野勉: “磁気異方性を考慮した Bi-2223/Ag 高温超電導コイルの熱特性解析”, 2003年度秋季低温工学・超電導学会, 松江市 (講演概要集, 1B-a08, p. 29) (2003年12月3-5日).

11. 中村武恒, 東川甲平, 牟田一彌, 星野勉: “固体窒素-液体ネオン混合冷媒を用いた高温超電導導体の特性評価”, 2003 年度秋季低温工学・超電導学会, 松江市 (講演概要集, 1C-p04, p. 61) (2003 年 12 月 3-5 日).
12. 中村武恒, Sarkarainadar Balamurugan, 長村光造, 東川甲平, 牟田一彌, 星野勉: “MgB₂ 線材の電流輸送特性とスイッチング素子への適用可能性”, 2003 年度秋季低温工学・超電導学会, 松江市 (講演概要集, 1D-a03, p. 70) (2003 年 12 月 3-5 日).
13. 中村武恒, 東川甲平, 上田真隆, 牟田一彌, 星野勉: “固体窒素含浸高温超電導線材の熱損失と液体ネオンによる特性向上”, 電気学会研究会 (超電導応用電力機器・リニアドライブ合同研究会)「超電導導体とその応用」(資料, ASC-04-10, pp. 55-60) (2004 年 01 月 19-20 日).
14. 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌: “有限要素法を用いた高温超電導ダブルパンケーキコイルの最適設計に関する一考察”, 2004 年度春季低温工学・超電導学会, 横浜国立大学, 横浜市 (講演概要集, 1D-a09, p. 45) (2004 年 5 月 24-26 日).
15. 中村武恒, 神崎治行, 東川甲平, 牟田一彌: “多芯テープ構造ならびにスパイラル導体構造を考慮した高温超電導ケーブル遮蔽層の有限要素解析”, 電気学会研究会 (超電導応用電力機器研究会)「超電導導体と応用機器」, 電力中央研究所横須賀研究所, 横須賀市 (資料, ASC-04-48, pp. 25-30) (2004 年 6 月 17-18 日).
16. 東川甲平, 中村武恒, 牟田一彌: “有限要素法並びに遺伝アルゴリズムを適用した高温超電導コイルの最適設計コード開発”, 電気学会研究会 (超電導応用電力機器研究会)「超電導導体と応用機器」, 電力中央研究所横須賀研究所, 横須賀市 (資料, ASC-04-49, pp. 31-36) (2004 年 6 月 17-18 日).
17. K. Higashikawa, T. Nakamura, T. Hoshino, I. Muta: “Design of Bi-2223/Ag Coil Based on Genetic Algorithm and Finite Element Method”, 2004 Applied Superconductivity Conference (ASC'04), Jacksonville, USA (October 3-8, 2004).
18. T. Nakamura, H. Kanzaki, K. Higashikawa, T. Hoshino, I. Muta: “Analysis of Shielding Layers in HTS Cable Taking Account of Twisted Structure”, 2004 Applied Superconductivity Conference (ASC'04), Jacksonville, USA (October 3-8, 2004).
19. 東川甲平, 中村武恒, 星野勉, 牟田一彌: “Bi-2223/Ag テープ材を用いた高温超電導トロイダルコイルの最適化設計コード開発”, 2004 年度秋季低温工学・

- 超電導学会, 八戸工業大学, 八戸市 (講演概要集, 1C-a07, p. 57) (2004年11月1-3日).
20. K. Higashikawa, T. Nakamura, K. Osamura, M. Takahashi, M. Okada: “Switching characteristics of MgB2 wires subjected to transient application of magnetic field”, 17th International Symposium on Superconductivity (ISS2004), Niigata (November 23-25, 2004).
 21. 藤原圭佑, 東川甲平, 中村武恒, 長村光造, 星野勉, 高橋雅也, 岡田道哉: “MgB2 線材のパルス磁界印加によるスイッチング特性に関する実験的検討”, 電気学会研究会 (超電導応用電力機器・リニアドライブ合同研究会)「超電導導体, バルク, 薄膜とその応用」, 京都大学桂キャンパス, 京都市 (資料, ASC-05-19, pp. 35-39) (2005年01月27, 28日).
 22. 東川甲平, 中村武恒: “異なる運転温度におけるエネルギー貯蔵用高温超電導コイルの最適形状”, 2005年度春季低温工学・超電導学会, 東京大学, 文京区 (講演概要集, 1B-p06, p. 29) (2005年5月31日-6月2日).
 23. 藤原圭佑, 中村武恒, 東川甲平, 長村光造: “磁界中における MgB2 コイルの通電特性”, 電気学会研究会 (超電導応用電力機器研究会)「超電導導体, バルク, 薄膜とその応用」, 早稲田大学, 新宿区 (資料, ASC-05-42, pp. 31-34) (2005年9月8-9日).
 24. K. Higashikawa, T. Nakamura, H. Okamoto: “Analysis of Discharging Characteristics in a Bi-2223/Ag Coil for SMES with Consideration of Cooling Capacity of a Cryocooler”, 19th International Conference on Magnet Technology (MT'19), Genova, Italy (Abstract book, WEA09PO03, p. 106) (September 18-23, 2005).
 25. 東川甲平, 中村武恒: “定量評価式を用いたエネルギー貯蔵用高温超電導コイルの概念設計”, 平成17年電気関係学会関西支部連合大会, 京都大学桂キャンパス, 京都市 (講演論文集, G6-6, p. G128) (2005年11月12-13日).
 26. 東川甲平, 中村武恒, 岡元洋: “固体窒素含浸したエネルギー貯蔵用高温超電導コイルの放電特性解析”, 2005年度秋季低温工学・超電導学会, 朱鷺メッセ, 新潟市 (講演概要集, 3C-p02, p. 279) (2005年11月21-23日).
 27. 東川甲平, 中村武恒: “様々な液体ネオン導入量に対する固体窒素含浸高温超電導線材の熱損失特性”, 平成18年電気学会全国大会, 横浜国立大学, 横浜市 (講演論文集 [5], 5-016, pp. 18-19) (2006年3月15-17日).
 28. 東川甲平, 中村武恒: “SMES用高温超電導コイルへの適用を志向した固体窒素 液体ネオンハイブリッド冷媒の系統的作製システム開発と冷却特性評価”,

- 2006 年度春季低温工学・超電導学会, 大阪大学, 吹田市 (講演概要集, 1D-p05, p. 98) (2006 年 5 月 15-17 日).
29. 中村武恒, 東川甲平: “伝導冷却高温超電導機器への適用を指向した新型ハイブリッド固体冷媒の提案”, 電気学会研究会 (超電導応用電力機器研究会)「超電導導体, バルク, 薄膜とその応用」, 東北大学, 仙台市 (資料, ASC-06-28, pp. 61-66) (2006 年 6 月 1, 2 日).
30. K. Higashikawa, T. Nakamura, K. Shikimachi, N. Hirano, S. Nagaya, T. Kiss, M. Inoue: “Conceptual Design of HTS Coil for SMES Using YBCO Coated Conductor”, Applied Superconductivity Conference 2006 (ASC2006), Seattle, Washington, USA (August 27 - September 1, 2006).
31. 東川甲平, 中村武恒, 式町浩二, 平野直樹, 長屋重夫, 木須隆暢, 井上昌睦: “MOCVD-YBCO 導体を用いた SMES 用高温超電導コイルの概念設計”, 2006 年度秋季低温工学・超電導学会, 熊本大学, 熊本市 (講演概要集, 2B-a03, p. 135) (2006 年 11 月 20-22 日).
32. 東川甲平, 中村武恒, 式町浩二, 平野直樹, 長屋重夫: “MOCVD-YBCO 導体を用いた SMES 用高温超電導コイルにおけるフープ応力低減法の提案”, 2006 年度秋季低温工学・超電導学会, 熊本大学, 熊本市 (講演概要集, 2B-a04, p. 136) (2006 年 11 月 20-22 日).
33. 佐藤隆彦, 中村武恒, 菅野未知央, 東川甲平, 式町浩二, 平野直樹, 長屋重夫: “SMES コイル用 MOCVD-YBCO 導体の通電特性”, 2006 年度秋季低温工学・超電導学会, 熊本大学, 熊本市 (講演概要集, 3A-p02, p. 234) (2006 年 11 月 20-22 日).

知的所有権 (特許)

1. 名称: 極低温蓄冷媒体、ならびにそれを用いた極低温冷凍方法および極低温冷凍システム
発明者: 中村武恒, 東川甲平
出願番号: 特願 2006-152407
出願者: 国立大学法人 京都大学
出願年月日: 2006.05.31
2. 名称: 超電導コイルおよびその製造方法
発明者: 東川甲平, 中村武恒, 長屋重夫, 平野直樹, 式町浩二
出願番号: 特願 2006-303235

出願者: 国立大学法人 京都大学, 中部電力株式会社

出願年月日: 2006.11.08

受賞

1. 平成 15 年度電気学会優秀論文発表賞
(題目) 「 Bi-2223 高温超電導ダブルパンケーキコイルの磁気異方性を考慮した特性解析 」

付録 A n 値の電流密度依存性

式 (2.1) の n 値について補足する。まず、「 n が J 依存性を有していない」と仮定する。この時、同式において E を J で微分すると

$$\frac{dE}{dJ} = nE_c \frac{J^{n-1}}{J_c^n} = n \frac{1}{J} E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n = n \frac{E}{J} \quad (\text{A.1})$$

となり、 n は

$$n = \frac{\frac{dE}{dJ}}{\frac{E}{J}} \quad (\text{A.2})$$

と表現することができる。ここで、式 (2.4) を上式に代入すると、 n は

$J_{\text{cm}}^{\text{local}} \geq 0 \text{ Am}^{-2}$ の時

$$\begin{aligned} n &= \frac{\rho_{\text{FF}} \left(\frac{J - J_{\text{cm}}^{\text{local}}}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^m}{\frac{\rho_{\text{FF}} J_{\text{c0}}^{\text{local}}}{(m+1)J} \left(\frac{J - J_{\text{cm}}^{\text{local}}}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^{m+1}} \\ &= \frac{1}{\frac{J_{\text{c0}}^{\text{local}}}{(m+1)J} \left(\frac{J - J_{\text{cm}}^{\text{local}}}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)} \\ &= \frac{m+1}{1 - \frac{J_{\text{cm}}^{\text{local}}}{J}} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$J_{\text{cm}}^{\text{local}} < 0 \text{ Am}^{-2}$ の時

$$\begin{aligned} n &= \frac{\rho_{\text{FF}} \left(\frac{J + |J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^m}{\frac{\rho_{\text{FF}} J_{\text{c0}}^{\text{local}}}{(m+1)J} \left[\left(\frac{J + |J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^{m+1} - \left(\frac{|J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^{m+1} \right]} \\ &= \frac{1}{\frac{J_{\text{c0}}^{\text{local}}}{(m+1)J} \left[\frac{\left(\frac{J + |J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^{m+1}}{\left(\frac{J + |J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^m} - \frac{\left(\frac{|J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^{m+1}}{\left(\frac{|J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J_{\text{c0}}^{\text{local}}} \right)^m} \right]} \\ &= \frac{1}{\frac{1}{(m+1)J} \left[J + |J_{\text{cm}}^{\text{local}}| - |J_{\text{cm}}^{\text{local}}| \left(\frac{|J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J + |J_{\text{cm}}^{\text{local}}|} \right)^m \right]} \\ &= \frac{m+1}{1 + \frac{|J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J} - \frac{|J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J} \left(\frac{|J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{1 + \frac{|J_{\text{cm}}^{\text{local}}|}{J}} \right)^m} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

と導出される。すなわち、式 (A.3) 式 (A.4) をまとめると、 n は

$$n = \begin{cases} \frac{m+1}{1 - \frac{J_{cm}^{local}}{J}} & \text{for } J_{cm}^{local} \geq 0 \text{ Am}^{-2} \\ \frac{m+1}{1 + \frac{|J_{cm}^{local}|}{J} - \frac{|J_{cm}^{local}|}{J} \left(\frac{\frac{|J_{cm}^{local}|}{J}}{1 + \frac{|J_{cm}^{local}|}{J}} \right)^m} & \text{for } J_{cm}^{local} < 0 \text{ Am}^{-2} \end{cases} \quad (A.5)$$

と表現できる。上式によれば、初めに前提とした「 n が J 依存性を有していない」という仮定が正しくなく、また n が定数 ($m+1$ に対応) として扱えるのは、 $\frac{|J_{cm}^{local}|}{J} \approx 0$ 、すなわち $J \gg |J_{cm}^{local}|$ の時に限られることがわかる。一方、HTS 機器においては、HTS 材料における低抵抗領域を応用することが視野に入れられていることを考慮すると、抵抗の有無を厳密に評価できる J_{cm}^{local} 付近の電流密度を評価することは非常に重要である。従って、この時には上記条件 $J \gg |J_{cm}^{local}|$ が必ずしも満足されず、HTS 機器の評価・設計に際しては n 値の電流密度依存性を無視することが不適當であると考えられる。

付録B 使用線材長に関する規格化

ここでは、4.3.4における規格化の考え方について補足する。

内半径、外半径、および高さの変換

まず、コイルの内半径、外半径、および高さの変換について説明する。変換前と変換後では、コイル巻線部の体積に関して以下の関係が成り立つ。

$$\pi(r_o^2 - r_i^2)h = A_{\text{tape}}l_{\text{total}} \quad (\text{B.1})$$

$$\pi(\tilde{r}_o^2 - \tilde{r}_i^2)\tilde{h} = A_{\text{tape}}\tilde{l}_{\text{total}} \quad (\text{B.2})$$

ここで、式 (B.1) を式 (B.2) で割ると

$$\left(\left(\frac{r_o}{\tilde{r}_o} \right)^2 - \left(\frac{r_i}{\tilde{r}_i} \right)^2 \right) \frac{h}{\tilde{h}} = \frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}} \quad (\text{B.3})$$

となる。すなわち、コイルの内半径、外半径、および高さに関しては、

$$r_i \rightarrow \tilde{r}_i = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}} \right)^{-\frac{1}{3}} r_i \quad (\text{B.4})$$

$$r_o \rightarrow \tilde{r}_o = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}} \right)^{-\frac{1}{3}} r_o \quad (\text{B.5})$$

$$h \rightarrow \tilde{h} = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}} \right)^{-\frac{1}{3}} h \quad (\text{B.6})$$

のように、それぞれを $\left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}} \right)^{-\frac{1}{3}}$ 倍して変換すれば、コイル形状を変化させずに使用線材長を規格化することができる。

最大磁束密度と最大垂直磁束密度の変換

次に、最大磁束密度と最大垂直磁束密度の変換について説明する。上記の変換により、変換後のコイルの体積が変換前の $\left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}} \right)^{-1}$ 倍になっていることに注意す

ると、同一のエネルギーを蓄積するためには、エネルギー密度が $\left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)$ 倍である必要がある。ここで、エネルギー密度は、コイルに蓄積されるエネルギーが

$$W = \int \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} dV \quad (\text{B.7})$$

で与えられることからわかるように、磁束密度の2乗に比例する。従って、最大磁束密度と最大垂直磁束密度に関しては、

$$B_{\text{max}} \rightarrow \tilde{B}_{\text{max}} = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{\frac{1}{2}} B_{\text{max}} \quad (\text{B.8})$$

$$B_{\perp\text{max}} \rightarrow \tilde{B}_{\perp\text{max}} = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{\frac{1}{2}} B_{\perp\text{max}} \quad (\text{B.9})$$

のように、それぞれを $\left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{\frac{1}{2}}$ 倍して変換すればよい。

通電電流の変換

最後に、通電電流の変換について説明する。コイルに蓄積されるエネルギーは、鎖交磁束と通電電流に比例し、

$$W = \frac{1}{2} B_{\text{ave}} S_{\text{eff}} \mathcal{N} I \quad (\text{B.10})$$

とも表される。ここで、 S_{eff} はコイル内に通過する磁束の有効断面積であり、 B_{ave} は S_{eff} に関して平均的な磁束密度である。また、 \mathcal{N} はコイルのターン数である。まず、 B_{ave} に関しては、上述の議論から変換後には $\left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{\frac{1}{2}}$ 倍になる。次に、 S_{eff} に関しては、変換後ではそれぞれの座標軸が $\left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{-\frac{1}{3}}$ 倍になっていることを考慮すると、 $\left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{-\frac{2}{3}}$ 倍になる。さらに、 \mathcal{N} に関しては、変換後のコイル巻線部の断面積が $\left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{-\frac{2}{3}}$ 倍になることを考慮すると、 $\left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{-\frac{2}{3}}$ 倍になる。従って、上式中の鎖交磁束 $B_{\text{ave}} S_{\text{eff}} \mathcal{N}$ は、変換後には $\left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{-\frac{2}{3}} = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{-\frac{5}{6}}$ 倍となる。以上から、同一蓄積エネルギーの下で議論するためには、通電電流を

$$I \rightarrow \tilde{I} = \left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{\frac{5}{6}} I \quad (\text{B.11})$$

のように、 $\left(\frac{l_{\text{total}}}{\tilde{l}_{\text{total}}}\right)^{\frac{5}{6}}$ 倍して変換すればよい。

付録C 固体窒素 液体ネオンハイブリッド蓄冷媒

概要

本論でも述べているように、冷凍機伝導冷却 HTS 機器に固体窒素を蓄冷媒として適用することが提案されている。これは、不活性で環境に優しく資源が豊富であり、比熱が大きな窒素を、HTS 機器の運転温度との兼ね合いから三重点温度 (63.1 K) 以下の温度、すなわち固体状態で適用することを目指したものである。固体窒素蓄冷媒を適用すれば、同蓄冷媒の大きな熱容量によって、冷凍機を一時的に切り離せるなどのポータビリティというメリットが生まれるだけでなく、冷凍機故障時にしばらくの間対応できるなどシステムとしての信頼性が向上する。また、冷凍機の長寿命化も期待される。しかしながら、同蓄冷媒は、固体冷媒ということで冷却対象との熱接触に課題を抱えている。それに加えて、冷却対象表面の窒素が昇華してさらに熱接触が失われていくドライアウト現象は、同蓄冷媒の耐久面での課題となっている。以上の状況では、同蓄冷媒の大熱容量を冷却対象の温度上昇抑制に関して効果的に機能させることが困難であり、上記課題を解決することは非常に重要であると考えられる。

そこで、ここでは微量の液体ネオンを用いた固体窒素蓄冷媒の熱接触改善法について実験的に検証し、固体窒素 液体ネオンハイブリッド蓄冷媒を提案する。これは、上記固体冷媒特有の課題を、液体冷媒の力を借りて克服しようとするものである。すなわち、蓄冷の役割は従来どおり固体窒素が担う一方、冷却対象から冷媒への熱伝達、ならびに冷媒中の熱の輸送の役割のみを液体ネオンに担当させることが狙いである。この役割における液体ネオンは少量で済むと考えられ、本ハイブリッド蓄冷媒は、安価という固体窒素のメリットにも影響を与えないほど微量のネオンを導入するだけで上記熱接触改善を実現するものである。

実験方法

冷却対象とした試料は短尺の Bi-2223/Ag テープ材であり、同試料の両端に熱浴と電極を兼ねた銅ブロックをハンダ付けすることで、図 C.1 に示すような試料ホルダとする。また、臨界電流測定用の電圧タップ間に高応答温度センサを熱伝導グリースによって取り付けている。そして、図 C.2 に示すように、同試料ホルダ

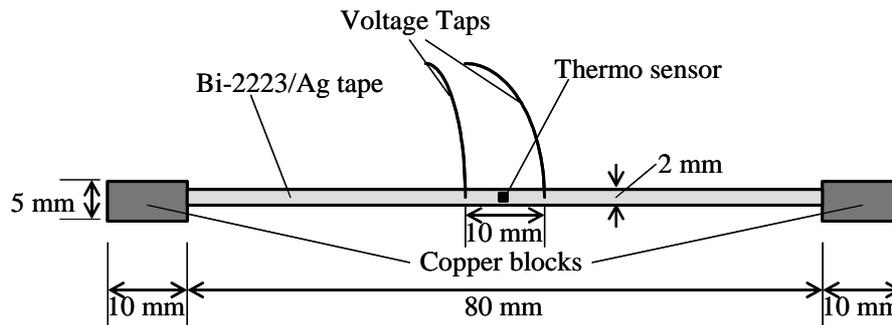


図 C.1: 試料ホルダの概略図

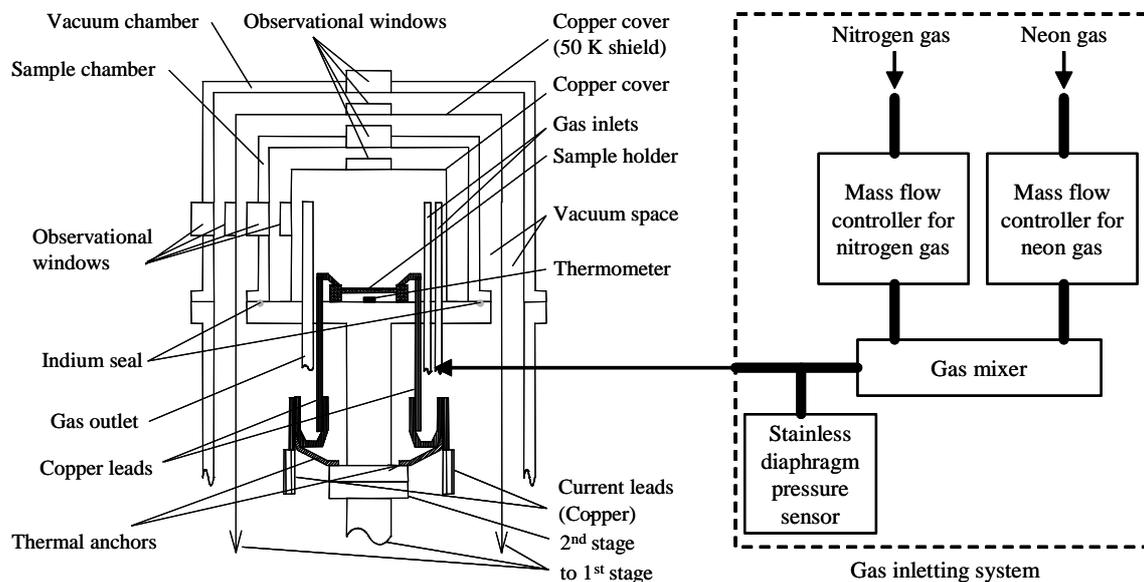


図 C.2: 実験システムの概略図

は GM 冷凍機試料室内の冷却ステージ上に設置しており、同試料室はインジウムシールにより真空断熱層とは隔離されている。すなわち、同試料室内に冷媒が作製されることになる。

さて、固体窒素 液体ネオンハイブリッド蓄冷媒の作製手順は以下のとおりである。まず、試料室温度を 64 K に設定し、図 C.2 右側ならびに図 C.3 に示すガス導入システムを介して高純度（純度：99.9999%）窒素ガスを封入する。このとき、上記温度は窒素の三重点温度（63.1 K）直上の温度であることから、試料室内には液体窒素が作製され、その様子は観測窓から目視によって確認することができる。次に、試料室温度を 25 K に設定して、窒素を固化・冷却する。その後、上記システムを介して高純度（純度：99.9999%）ネオンガスを試料室に導入する。このとき、ネオンの大気圧沸点（27.1 K）ならびに三重点温度（24.6 K）を考慮すると、ネオンが液化すると考えられるが、固体窒素中に微量に導入されていることもあり、観測窓からの目視確認は不可能である。そこで、上記システムに導入したマ

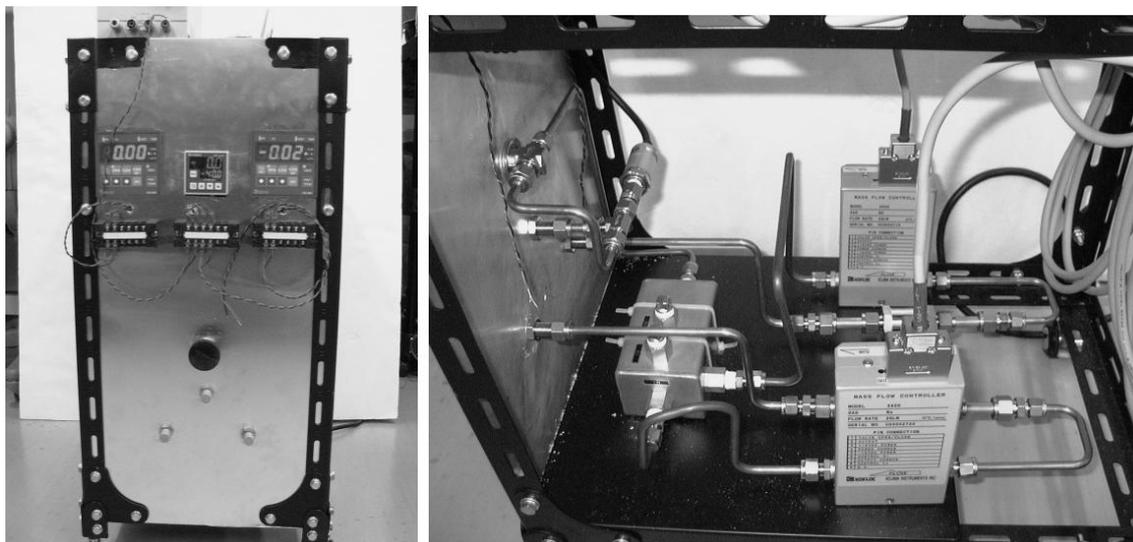


図 C.3: ガス導入システムの写真

スフローコントローラによって得られたネオンガス総導入量から、試料室内圧力がネオンの飽和蒸気圧に達するのに必要なネオンガス量を差し引くことで、液体ネオンの存在とその量を評価するものとする。

以上の手順により、試料を固体窒素 液体ネオンハイブリッド蓄冷媒によって含浸する。そして、同試料に臨界電流以上の電流を通電することで発熱させ、その時の温度変化によって同蓄冷媒の冷却特性を検証する。

結果・考察

熱接触の改善

まず、液体ネオン導入による熱接触改善の効果について述べる。図 C.4 に様々なネオン導入量に対する試料温度の時間変化を示す。なお、これは試料に臨界電流の 1.22 倍の電流を 10 分間通電したときの温度変化であり、同様の通電を無冷媒状態で行うと試料が即座に焼損することを確認している。これに対し、固体窒素のみの場合（条件 (I)）でもこのような過酷な条件に対して 10 分間試料を焼損することなく冷却できていることがわかる。ただし、この時間内では継続的な温度上昇が見られ、安定するには至っていない。一方、ネオンがガス状態で存在（条件 (II) (III)）すれば、上記温度上昇が抑制されていることがわかる。これは、測定温度の 25 K ではガス状態の窒素が昇華曲線の関係からほぼ存在せず、固体窒素接触面以外での窒素ガスによる冷却効果が期待できないのに対し、ネオンがガス状態で存在すれば同ガスが熱伝達物質として冷却に貢献するからであると考えられる。すなわち、このことは、冷却対象と固体窒素の間に空隙が存在する可能性を

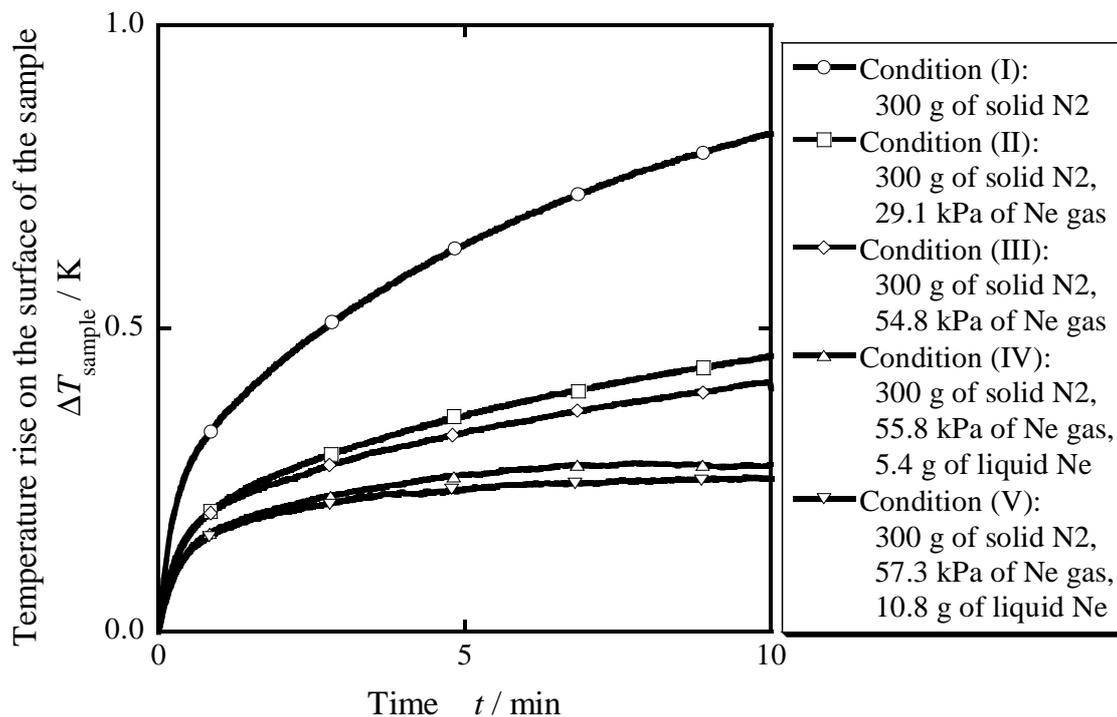


図 C.4: 様々なネオン導入量に対する過電流通電時の試料温度の時間変化

示唆しており、固体窒素の熱接触の不十分さを示すものであると考えられる。さて、固体窒素・液体ネオンハイブリッド蓄冷媒が実現されている場合（条件（IV）（V））、すなわち液体ネオンが存在する条件に着目する。同条件では、液体ネオンが存在しない場合よりもさらに温度上昇が抑制されていることがわかる。ここで注目すべき点は、試料温度が安定状態に達していることであり、これは試料の発熱を冷媒が全て吸収できていることを示している。しかも、このような優れた冷却特性は、液体ネオンの量（5.4 g）が固体窒素（300 g）に対して重量比わずか1.8%の時（条件（IV））でも観測されており、厳密にはこれ以下の割合でも機能すると考えられる。すなわち、液体ネオンの存在こそが固体窒素と冷却対象間の熱接触改善の決め手であると考えられる。この理由については、液体ネオンが固体窒素と冷却対象間に存在することによる接触面積増加の影響と考えているが、ネオンが「冷却対象表面で気化」・「固体窒素中で凝縮」を繰り返すことでヒートパイプのような役割を担っているのではないかと指摘も頂いている。

ドライアウト現象の補償

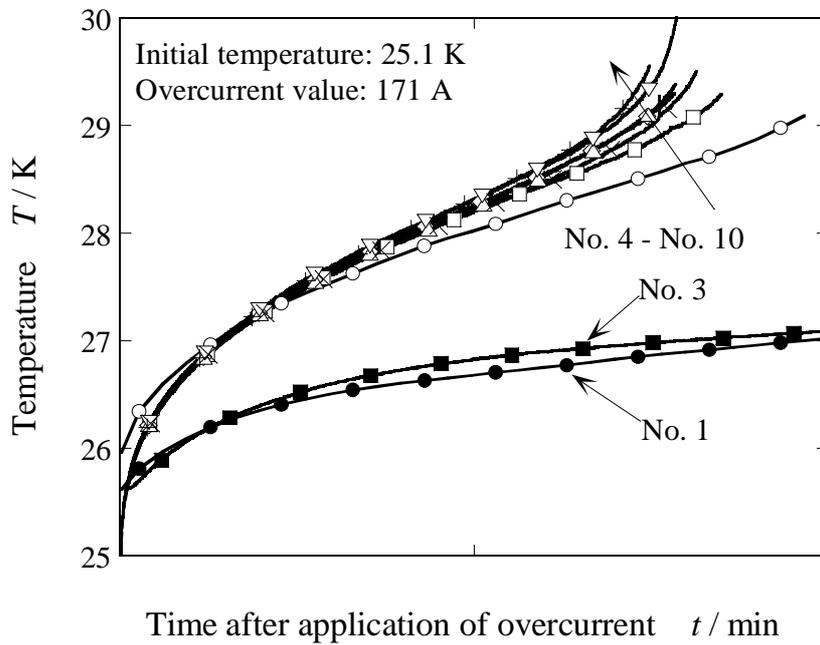
以上のように、微量の液体ネオンを導入することで固体窒素蓄冷媒の熱接触を飛躍的に改善することに成功した。一方、固体窒素蓄冷媒には、ドライアウト現象という熱接触に関する耐久面での課題も存在する。これに対し、液体ネオンを

導入しておけば、このドライアウト現象までも補償することが可能となる。詳細は以下のとおりである。

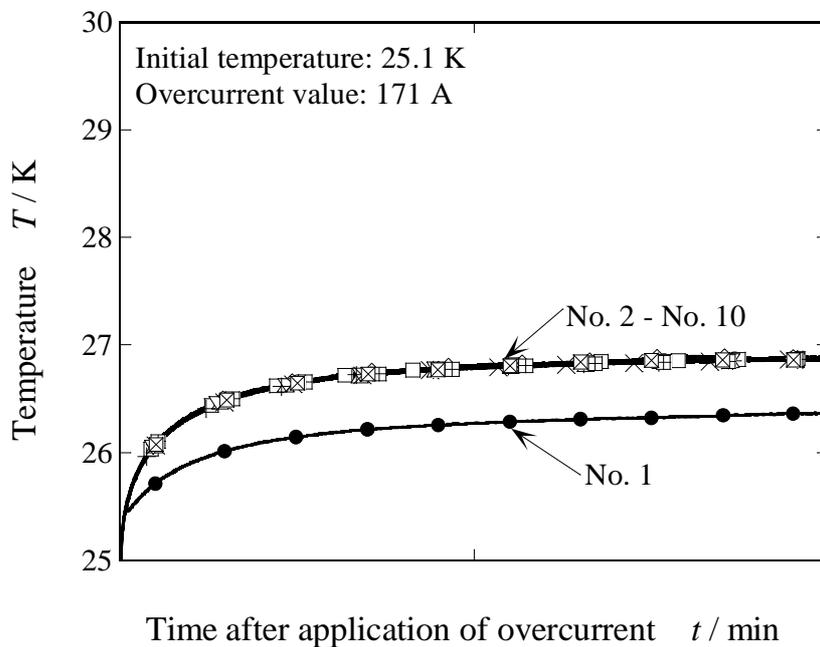
図 C.5 に、繰り返し過電流通電を行った際の試料温度の時間変化を示す。同図は、固体窒素蓄冷媒のみの場合と、固体窒素 液体ネオンハイブリッド蓄冷媒を適用した場合の結果であり、それぞれ、試料に臨界電流の 1.37 倍の電流を 10 分間通電し、その後初期温度に安定するのを待つという作業を 10 回繰り返して測定したものである。まず、固体窒素のみの場合に注目すると、過電流通電の回数を増すごとに温度上昇は激しくなっており、ある回数以降では変曲点が見られるなど温度の安定する様子が全く見られない。このように、固体窒素のみでは徐々に冷却特性が低下していき、これがドライアウト現象によるものであると考えられる。すなわち、冷却対象との接触面において熱を吸収した固体窒素は次第に昇華していき、冷却対象との熱接触が悪化していると考えられる。一方、液体ネオンを導入した場合に注目すると、1 回目との差は存在するものの、2 回目以降は全く同じ温度変化を示している。これは、液体ネオンの導入によって上記ドライアウト現象が補償されたことを意味している。この理由は、冷却対象との接触面の固体窒素が昇華しても、それによってできた空隙には液体ネオンが存在しているためであると考えられる。従って、液体ネオンの存在、すなわち固体窒素 液体ネオンハイブリッド蓄冷媒によれば、ドライアウト前の固体窒素蓄冷媒の熱接触を改善できるだけでなく、ドライアウト現象まで補償できる。

まとめ

HTS 機器の蓄冷媒として提案されている固体窒素蓄冷媒に微量の液体ネオンを導入するだけで、熱接触が改善し、これに伴ってドライアウト現象まで補償できることがわかった。すなわち、固体窒素 液体ネオンハイブリッド蓄冷媒は、固体窒素蓄冷媒の蓄冷機能に、高熱伝達特性、さらには高耐久性を与える非常に優れた補助冷媒であるといえる。また、同ハイブリッド冷媒は、ネオンの大気圧沸点 (27.1 K) ならびに三重点温度 (24.6 K) から 25 K 程度で実現し、磁界応用の HTS 機器の想定運転温度との整合性も良好であることから、瞬低補償用 HTS-SMES にも無理なく導入できると考えられる。そして、待機運転時のシステムの信頼性の向上はもちろんのこと、瞬低補償の際の放電時に発生する HTS コイルの発熱を吸収できることから、再充電開始までの時間も短縮できるのではないかと期待している。さらには、ネオンまでも固化した固体窒素 微量固体ネオンハイブリッド蓄冷媒とすることにより、運転温度範囲を広げる提案も行っている。



(a) 固体窒素蓄冷媒



(b) 固体窒素 液体ネオンハイブリッド蓄冷媒

図 C.5: 繰り返し過電流通電に対する試料温度の時間変化 (No. : 過電流通電回数)