限流器への適用を考慮した Bi2223 高温超電導バルク素子の限流特性解析

正員 清水 洋 隆 (名古屋大学)
 学生員 加藤 清 隆 (名古屋大学)
 正員 横水 康 伸 (名古屋大学)
 正員 松村 年 郎 (名古屋大学)
 非会員 村山 宣 光 (産総研シナジーマテリアル R.C.)

Analysis of Current Limiting Characteristics of Bi2223 High T_c Superconducting Bulk Element for Application to Fault Current Limiter

Shimizu Hiroataka, Member, Kato Kiyotaka, Student Member, Yokomizu Yasunobu, Member,
 Matsumura Toshiro, Member (Nagoya University), Murayama Norimitsu, Non-member (AIST,
 Synergy Materials R.C.)

The generating characteristics of resistance in a Bi2223 bulk used for fault current limiter were investigated. We supposed that the fault current limiter with the Bi2223 bulk was installed to a 6.6 kV distribution system and calculated the time variation of the resistance generated in the bulk during the current limiting period. In the analysis, a very good cooling condition (Case 1) and adiabatic one (Case 2) were assumed. In Case 1, the resistance generated in the Bi2223 bulk is flux flow resistance which depends on the instantaneous value of the current through the bulk. Under the condition of Case 2, the normal resistance, which is affected by the joule heat induced in the bulk, is mainly used to suppress the fault current as well as the flux flow resistance. As a result, the relation between the limiting effect on the fault current and volume of the bulk was shown in concrete form of numerical data. The bulk of relatively large volume is required to use in Case 1. This means that the limiting ratio of the peak value of the fault current must be large under the condition of Case 1. On the other hand, when we use in Case 2, we must use the bulk having small volume resulting small limiting ratio.

キーワード : 超電導限流器, Bi2223 バルク, 限流特性, 磁束流抵抗, 常電導抵抗

1. ま え が き

電力系統故障時における過電流抑制手段として限流器の導入が期待されており, 近年, 国内外で限流器に関する研究・開発が精力的に進められている⁽¹⁾。限流器は, その原理から, いくつかの方式に分類される^{(2) - (5)}。中でも, 超電導素子に過電流が流れることによって発生する抵抗を利用した限流器 (超電導限流器) は, 故障電流に対して自己起動型で応答性に優れ, 構造が比較的簡単であるなど, 限流器として望ましい特性を有していると考えられており, 広く研究がなされている⁽²⁾。

超電導限流器の実用化を検討する場合, その限流器が電力系統に導入されたときにどのような振る舞いをするのか, 所定の限流性能を満たすためにどれだけの量の超

電導素子が必要となるか, ということをあらかじめ評価しておくことは必要不可欠である。

筆者らは, Bi2223 高温超電導バルクを超電導限流器に適用することを検討している^{(6) - (8)}。これまでに, Bi2223 バルクの作成条件の最適化と過電流通電時の抵抗発生に関する基礎特性の把握を行っている。本論文では, その Bi2223 バルクを 6.6 kV 配電系統用限流器に適用することを想定し, これまでに得られたバルクの特性を考慮して, 限流素子としての特性を解析している。

本論文では, まず, 対象とする Bi2223 バルクの抵抗発生特性について述べる。次に, 解析に用いる限流器モデルについて示す。今回は, 限流動作中において, Bi2223 バルクの冷却が極めて良好で温度上昇を伴わない場合と

周囲とは断熱的に温度上昇する場合の二通りを想定して、それらを比較・検討した。前者の場合には Bi2223 バルクの磁束流抵抗によって故障電流が抑制されることになり、後者の場合は主に常電導抵抗が限流に寄与する。限流器が設置された配電系統での短絡故障時における故障電流、バルク内での発生ジュール熱および発生抵抗の時間変化を解析し、限流器としての振る舞いを評価した。また、限流器の性能として故障電流 i の最大値および $\int_0^t i^2 dt$ (t は故障発生からの時間) の抑制効果に着目し、用いるバルクの体積との関係を検討した。以上の検討により、限流器として必要となる Bi2223 バルクの大きさを具体的に示した。また、各ケースにおける限流器への Bi2223 バルク適用の考え方を明確にした。

2. Bi2223 高温超電導バルク素子

筆者らは、温度 1133 K、圧力 300 kg/cm² の下で 20 時間加圧焼結することで Bi2223 高温超電導バルク素子を作成している⁽⁶⁾。本素子の臨界温度 T_{c0} (電流および磁界がない状態での超電導と常電導との間の相転移温度) は 106 K、温度 273 K における抵抗率は $5.75 \times 10^{-6} \Omega \text{ m}$ である。

図 1(a) は素子の電圧-電流密度特性の測定結果である。図 1(a) の縦軸は素子 1 m あたりに発生する電圧で示している。この結果は、素子を液体窒素 (温度 77 K) 中に浸漬し、素子の冷却を極めて良好な状態にして測定したものであり、測定中の素子の温度上昇は無視できると考えられる。また、測定は外部磁界なしの状態で行った。この測定結果から、本素子の温度 77 K、磁束密度 0 T における臨界電流密度 J_{c0} を $2.65 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ (電圧基準 0.1 mV/cm) と判断した。

図 1(b) に、素子の抵抗率と電流密度との関係を示す。この抵抗率は、図 1(a) の電圧-電流密度特性の電圧をそのときの電流密度で除することによって求めたものである。素子の抵抗率は電流密度が大きくなるにつれて大きくなっており、電流密度 $2 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ における抵抗率は $0.825 \times 10^{-7} \Omega \text{ m}$ である。図 1(b) に示される抵抗率の大きさが 273 K での値と比較して二桁程度低い値であることから、図 1(b) の抵抗率は磁束流に起因するものであると言える。

磁束流は、素子に流れる電流については、その時点での温度および磁界によって決まる臨界電流値 J_c を超えているが、素子の温度については、その時点における電流および磁界で決まる超電導/常電導転移温度 T_c を超えていないという場合に発生する。磁束流抵抗において発生するジュール熱が周囲の冷媒によって持ち去られる熱に比べて十分小さく、素子の温度上昇が無視できる場合は、抵抗率は電流のみに依存し、図 1(b) の特性にしたがうものと考えることができる。この場合、超電導素子に流れる電流が J_c を越えると比較的大きな抵抗が発生し始め、通電電流が J_c を下回ると超電導とみなすことができる状

(a) Voltage-current density characteristic

(b) Resistivity-current density characteristic

図 1 冷却が十分な (温度上昇を伴わない) 場合の Bi2223 バルクにおける発生電圧および抵抗率と電流密度との関係

Fig. 1. Voltage per unit length and resistivity of Bi2223 bulk as a function of current density under good cooling condition without temperature rise.

図 2 断熱条件 (温度上昇を伴う場合) での Bi2223 バルクにおける抵抗率と累積発生ジュール熱との関係

Fig. 2. Resistivity of Bi2223 bulk as a function of accumulated joule heat generated in the bulk under adiabatic condition with temperature rise.

態に自復することになる。

超電導素子表面での冷却に比べて素子内部で発生するジュール熱が大きい場合には、素子温度が上昇し、それに伴って磁束流抵抗も増加する。さらに素子温度が上昇し、 T_c を超えると、素子は常電導抵抗を発生する。この常電導抵抗の値は磁束流抵抗に比べて二桁程度大きく素子の温度に依存する。このとき、素子でのジュール発熱が冷却に比べて十分大きい場合、すなわち、素子とその周囲との間が断熱であると見なせる場合は、素子の常電導抵抗の値は発生ジュール熱によって決まることになる。

図 2 は、液体窒素中に浸漬された素子に対して突発的な短時間の過電流通電試験を行い、素子に発生した累積ジュール熱と素子の抵抗率との関係を求めた結果である⁽⁹⁾。こ

の試験中においても、素子には外部磁界を印加していない。同図の横軸は素子単位体積あたりに発生したジュール熱で示している。このときの測定では、 100 MJ/m^3 のジュール熱が発生するのに要した時間は約 20 ms であった。このことから、測定期間中、素子はほぼ断熱状態にあり、発生ジュール熱はすべて温度上昇に消費されることができる⁽⁹⁾。素子に発生するジュール熱が 32 MJ/m^3 以下の範囲では、素子は磁束流状態にあり、 $0.1 \times 10^{-6} \text{ } \Omega \text{ m}$ 程度の比較的小さい抵抗率となっており、ジュール熱の増加に伴って素子抵抗は徐々に増加している。素子に発生するジュール熱が 32 MJ/m^3 に達したところで抵抗率は急激に増加を始めており、この時点で素子温度が T_c を超え常電導抵抗が発生し始めていると判断できる。ジュール熱の増加により素子の温度も上昇し、それに伴って素子の抵抗率も増加する。発生ジュール熱が 100 MJ/m^3 に達した時点での抵抗率は $2.1 \times 10^{-6} \text{ } \Omega \text{ m}$ となっている。なお、常電導抵抗が発生した場合には、磁束流抵抗の場合とは異なり、通電電流が低い値となっても、素子温度が T_c を下回らない限り、素子抵抗はゼロには戻らない。

3. 超電導限流器のモデル化および解析条件

〈3・1〉 限流器のモデル化 超電導素子が発生する抵抗によって故障電流を直接抑制する限流器（直接限流型）に、前章で示した Bi2223 高温超電導バルクを適用することを考えた。本論文では、超電導素子がおかれる冷却状態が冷媒への熱流束無限大で温度上昇を伴わない場合（ケース 1）と、断熱状態の場合（ケース 2）の極端な二種類のケースを想定した。

ケース 1 では、超電導素子が発生する抵抗率が、図 1(b) の特性にしたがい、電流密度の瞬時値のみで決まるものとした。前述の通り、図 1(b) に示される抵抗率は磁束流に起因するものであるから、ケース 1 では磁束流抵抗のみによって故障電流を抑制することになる。ここで、簡単のために、超電導素子に流れる電流が臨界電流値を超えた瞬間に抵抗が発生し始め、通電電流が臨界電流値を下回った瞬間に抵抗ゼロの超電導状態に自復するとした。図 1(b) の横軸に示されている電流密度よりも大きな電流密度に対しては、図 1 の特性を一次の双曲線関数で外挿して計算を行った。

ケース 2 の場合には、超電導素子が発生する抵抗率が、図 2 の特性にしたがい、素子内部で発生する累積ジュール熱で決まるものとした。図 2 の横軸に示されているジュール熱よりも大きなジュール熱に対しては図 2 の特性を直線的に外挿して計算を行った。図 2 に示されるように、累積ジュール熱が 32 MJ/m^3 を越えると超電導素子は常電導抵抗が発生するため、ケース 2 では高抵抗率の発生が期待できる。一般に限流器には、故障電流が第一波高値を迎える前に動作を開始して、故障電流を抑制することが要求される。そこでケース 2 に対する解析では、常電

図 3 故障時における配電系統の単相等価回路

Fig. 3. Single-phase equivalent circuit of distribution system after fault occurrence.

導抵抗を積極的に利用することを想定し、故障電流が第一波高値となる前に素子が常電導抵抗が発生するという条件の範囲内で検討するものとした。

〈3・2〉 解析条件 Bi2223 超電導バルクを用いた超電導限流器を配電系統の変電所出口に設置するとし、変電所至近で三相短絡故障が発生することを想定した。図 3 に故障時における配電系統の単相等価回路を示す。系統電圧を $6.6 \text{ kV}_{\text{rms}}$ 、系統周波数を 60 Hz とし、系統インピーダンスについてはインダクタンス成分のみとした。限流器がない場合の故障電流を $10 \text{ kA}_{\text{rms}}$ と設定し、故障点から電源側を見たインピーダンスを $j0.38 \text{ } \Omega$ (1.01 mH) とした。

図 3 から次の方程式が導かれる。

$$L \frac{di}{dt} + \rho \frac{l}{a} i = \sqrt{2} E \sin \omega t \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 i は故障電流瞬時値、 L は系統のインダクタンス、 ρ は超電導素子が発生する抵抗率、 l は素子の長さ、 a は素子の断面積、 E は系統の相電圧実効値、 ω は系統角周波数である。ケース 1 の場合の ρ は i によって、ケース 2 での ρ は素子で発生した累積ジュール熱によってそれぞれ変化する。式 (1) を数値的に解くことにより i を求めることができる。故障は電源電圧位相が $\pi/2$ となる時点で発生するとした。この場合、故障電流には過渡的な直流分が含まれないことになる。

直接限流型の超電導限流器の場合、故障電流が超電導素子の臨界電流値を上回った時点から抵抗が発生するので、限流器の限流開始電流値 I_{ini} は超電導素子の臨界電流値に等しいことになる。限流開始電流値 $I_{\text{ini}} = 500 \text{ A}$ 、 750 A および 1000 A の 3 通りについて、素子の長さ l を変化させて、故障電流 i 、素子で発生するジュール熱および発生抵抗 $\rho \cdot (l/a)$ の時間変化を計算した。前章で示した通り、今回想定している Bi2223 バルクの臨界電流密度は $2.65 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ であるので、 $I_{\text{ini}} = 500 \text{ A}$ の場合の a は $1.89 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ 、 750 A の場合は $2.84 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ 、 1000 A の場合は $3.78 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ となる。

ケース 1 での仮定、すなわち、素子の温度上昇を伴わないという条件を満たすためには、限流動作中に素子で発生するジュール熱が冷却によって素子から持ち去られる熱に比べて十分小さくなければならない。したがって、

実際にケース 1 のような使い方をするためには、 l をある程度長くすることで素子全体で発生する磁束流抵抗を大きくして素子に流れる電流を抑えるとともに、単位体積あたりに発生するジュール熱を抑制する必要がある。一方、ケース 2 の条件、すなわち、故障電流が第一波高値となる前に素子が常電導抵抗を発生させるためには、限流動作開始直後の磁束流抵抗発生期間中におけるジュール発熱が十分大きくなければならない。そのためには、その期間中は電流を大幅には限流しないでおくとともに、素子単位体積あたりの発生ジュール熱を大きくする必要があるため、 l をあまり長くすることはできない。

4. 故障電流、発生ジュール熱および発生抵抗の時間変化

(4.1) ケース 1 (冷却が十分な場合) 図 4 はケース 1 の計算波形例である。横軸は故障発生からの時間 t で示している。図 4(a), (b), (c) および (d) はそれぞれ、故障電流、単位時間あたりの発生ジュール熱、故障発生からの累積ジュール熱および発生抵抗に対応する。図 4(a) には限流器がない場合の故障電流波形も併せて示している。同図は、 $I_{ini} = 500$ A, $l = 500$ m の場合の結果である。この場合、素子体積 $V (= l \cdot a)$ は 9.43×10^{-3} m³ である。

図 4(a) および (d) から、時刻 0.09 ms において故障電流が限流開始電流値 500 A を越えたため、超電導素子が抵抗を発生し始め、電流が限流されていることがわかる。限流器を設置した場合の故障電流の最大値 I_m は 2.65 kA であり、限流器がない場合からみて 81% の低下となっている。また、この計算条件では、超電導素子は最大で 2.0 Ω の抵抗を発生している。前章で述べたように、磁束流抵抗の場合は、通電電流が超電導素子の臨界電流値を下回ると、瞬時に抵抗ゼロの状態に戻るとしている。図 4 の結果では、時刻 4.75 ms において電流が臨界電流値を下回り、素子抵抗は再びゼロに戻っている。それ以降は同様の変化を繰り返す。

図 4(b) より、故障が発生してから 50 ms の間の平均ジュール発熱は 0.761 GW/m³ である。また、図 4(c) から、その間に超電導素子で発生した累積エネルギーは 38.1 MJ/m³ である。この値は 32 MJ/m³ を越えているが、ここでの解析は、冷却が十分なされており素子の温度上昇がないという仮定のもとで行っているため、常伝導抵抗は発生しない結果となっている。

(4.2) ケース 2 (断熱状態) 図 5 にケース 2 の場合の計算波形例を示す。同図は、 $I_{ini} = 500$ A, $l = 35$ m の場合の結果である。限流開始電流値 I_{ini} は図 4 の計算条件と同じであり、同じ断面積 a の素子に対して計算している。ただし、素子の長さ l が図 4 の場合よりも短いため、素子体積 V も小さく 6.60×10^{-4} m³ である。

図 4 の場合と限流開始電流値は同一であるため、超電導素子が抵抗を発生し始める時刻も同じであるが、動作開始直後は、素子の長さが短く発生抵抗が小さいためそれほ

ど故障電流を限流していない。図 5(c) から、時刻 2.50 ms の時点で累積ジュール発熱が 32 MJ/m³ に達していることがわかる。ここでの解析では、発生したジュール熱がすべて素子の温度上昇に使われるとし、累積ジュール熱が 32 MJ/m³ を上回ると素子温度が T_c を越え、常電導抵抗が発生すると仮定しているため、この時点で抵抗が急増し始めている。このとき、故障電流は瞬時には減少できないため、超電導素子におけるジュール発熱が大きくなる (図 5(b) 参照)。このことは、抵抗の急増をさらに加速させることになり、それに伴って、電流が急激に低下している。この条件の場合、故障発生から 2.5 ms 後に電流は最大値 I_m に達しており、その値は 8.49 kA である。常電導抵抗を利用する場合の故障電流の最大値は、限流動作開始直後に超電導素子が発生する磁束流抵抗によって抑制された電流が、常電導抵抗を発生し始める時点において達しているレベルにほぼ一致すると言える。素子抵抗が 60 Ω 程度に達した後は電流が小さく抑制されるため、素子内部のジュール発熱が抑えられ、素子の温度上昇、すなわち抵抗の時間変化も緩やかになってい

図 4 ケース 1 (冷却が十分な場合) での計算波形例

Fig. 4. Typical waveforms calculated in Case 1 with good cooling condition.

る。今回の解析条件では、故障発生から 50 ms 経過時点までに素子に注入されたエネルギーは約 242 MJ/m³ である。また、素子抵抗は 147 Ω に達している。

5. 故障電流抑制効果と素子体積との関係

〈5・1〉 故障電流最大値の限流率および $\int_0^t i^2 dt$ の抑制率
限流器による故障電流の限流特性として故障電流最大値 I_m および $\int_0^t i^2 dt$ の抑制効果に着目した。前者の効果は主に故障電流によって電力機器内部で発生する電磁力の抑制に、後者の効果は電力機器の温度上昇の抑制に寄与するものであり、限流器に求められる重要な効果である。それらを明確に表現するために、故障電流最大値の限流率 α および $\int_0^t i^2 dt$ の抑制率 β を以下のように定義した。

$$\alpha = \frac{I_{0m} - I_m}{I_{0m}} \quad (2)$$

$$\beta = \frac{\int_0^t i_0^2 dt - \int_0^t i^2 dt}{\int_0^t i_0^2 dt} \quad (3)$$

図5 ケース2（断熱状態の場合）での計算波形例

Fig. 5. Typical waveforms calculated in Case 2 (adiabatic condition).

ここで、 I_{0m} および i_0 は限流器がない場合の故障電流の最大値および瞬時値である。限流率 α および抑制率 β が大きいほど、抑制効果が大きいことを意味する。

〈5・2〉 故障電流最大値の抑制効果と素子体積との関係
図6に、超電導素子単相分の体積 V に対する α の変化を、限流開始電流値 I_{ini} をパラメータとして示す。図中の実線および一点鎖線はケース1およびケース2の結果に対応する。

ケース1の結果に着目すると、 V を大きくするにつれて α が大きくなっている。限流開始電流値 I_{ini} が同じということは、素子の断面積が同一であることを意味する。同じ I_{ini} で V が大きいということは、素子の長さが長いということになり、素子が長い分、大きな抵抗が発生して故障電流をより限流することになる。また、同一の V で比較すると、 I_{ini} が小さいほど素子の形状は細長いものになるため、 I_{ini} が小さいものほど α が大きくなっている。例えば、 $V = 10^{-1} \text{ m}^3$ の超電導素子を用いた場合、 $I_{ini} = 500 \text{ A}$, 750 A および 1000 A に対する α は、0.94, 0.90 および 0.87 である。第(3・2)節で述べたように、素子の長さが短くなると、素子単位体積あたりに発生するジュール熱が大きくなるため、“素子の温度上昇はない”という条件を満たすことが困難となる。その意味で、 V が小さい範囲では特性曲線を破線で示している。このことから、ケース1のような状態で超電導素子を使う場合には α および素子体積に下限値が存在すると言える。今回の検討では、それらの下限値について具体的には示さないが、それらの値は素子での冷却がどの程度であるかということが関係し、冷却の程度は素子の冷却面積等に依存する。したがって、実際に用いる素子の形状によって決まることになる。

ケース2の結果もケース1の場合と同様、 V が大き

図6 故障電流最大値の限流率 α と素子体積との関係

Fig. 6. Limiting ratio of maximum value of fault current α as a function of superconducting element volume.

いほど、また、 I_{ini} が小さいほど α が大きくなっている。第(3・2)節で述べたように、素子の体積を大きくしすぎると、素子単位体積あたりに発生するジュール熱が小さくなり、ケース 2 のような使い方をすることができなくなる。このことは素子の体積に上限が存在することを意味している。図 6 から、 V の上限値は $2 \times 10^{-4} \sim 7 \times 10^{-4} \text{ m}^3$ 程度である。また、 V をある値以上にできないということは、 α を大きくできないことを意味している。限流開始電流値 $I_{ini} = 500 \text{ A}$, 750 A および 1000 A に対する α の上限は、0.40, 0.21 および 0.05 である。さらに、素子の体積を小さくしすぎると、素子単位体積あたりに発生するエネルギーが大きくなり、素子を破損する恐れがある。そのような素子の耐久性も含めた検討は今後の課題である。

今回は、超電導素子が十分に冷却される場合と断熱の場合の中間の状態、すなわち、素子内部で発生したジュール熱の一部が冷却によって素子の外に流出するという状況についての詳細な検討は行っていないが、そのような状況は、図 6 から、素子体積が $10^{-3} \sim 10^{-2} \text{ m}^3$ の範囲で生じる可能性があると言える。また、このときの α と V との関係は、ケース 1 の特性とケース 2 の特性とを結んだ曲線（図 6 中の細い破線）によって近似的に表されることが考えられる。

(5・3) $\int_0^t i^2 dt$ の抑制効果と素子体積との関係 図 7 に $\int_0^t i^2 dt$ の時間変化を示す。同図上段の限流器がない場合、下段が限流器を設置した場合である。下段の図には、ケース 1 の結果とケース 2 の結果を併せて示している。下段の図の縦軸のスケールは、上段の図の 1/10 としている。図 7 下段の計算条件は、図 4 あるいは図 5 の条件と同一であり、 $I_{ini} = 500 \text{ A}$ 、ケース 1 の場合の l を 500 m 、ケース 2 の場合の l を 35 m としている。したがって、図 7 の $\int_0^t i^2 dt$ の値は、図 4 あるいは図 5 の故障電流波形の 2 乗を時間積分したものとなっている。

限流器がない場合の $\int_0^t i^2 dt$ は故障発生後増加し、50 ms

図 7 $\int_0^t i^2 dt$ の計算波形例

Fig. 7. Calculated waveforms of $\int_0^t i^2 dt$.

経過した地点で $50 \times 10^5 \text{ A}^2 \text{ s}$ に達している。ケース 1 では、故障発生からの $\int_0^t i^2 dt$ の増加の傾きが限流器のない場合と比べて小さく、50 ms 経過時点で $1.69 \times 10^5 \text{ A}^2 \text{ s}$ となっており、限流器がない場合に比べて 96 % 低下している。ケース 2 の場合は、故障が生じてから常電導抵抗が発生するまでにある程度の時間を要し、その間は故障電流の抑制効果が小さいため、故障発生直後では限流器なしの場合と同程度に $\int_0^t i^2 dt$ が急増する。素子が常電導抵抗を発生すると故障電流は小さくなるため、その後の $\int_0^t i^2 dt$ の増加は緩やかとなる。故障発生から 50 ms 後における $\int_0^t i^2 dt$ は $1.23 \times 10^5 \text{ A}^2 \text{ s}$ である。

図 8 に、 $\int_0^t i^2 dt$ の抑制率 β と素子体積 V との関係を I_{ini} をパラメータにとって示す。図中の β は、故障発生から 50 ms 経過時点での $\int_0^t i^2 dt$ の値を用いて計算したものである。図 6 と同様、ケース 1 およびケース 2 の結果を併記している。どちらの場合も、 V が大きいほど、また、 I_{ini} が小さいほど β が大きくなっており、図 6 に示した α の結果と同様の傾向を示している。図 8 から、ケース 1 において $V = 10^{-1} \text{ m}^3$ の超電導素子を用いた場合の β は、どの I_{ini} に対しても 0.97 以上となっている。前章で示した通り、ケース 2 の場合には大きな α を得ることができなかったが、 β については、常電導抵抗発生後に電流が小さく抑えられることから、比較的小さい素子体積であっても大きな値を得ることができる。図 8 から、各 I_{ini} に対する上限値は、500 A で 0.97, 750 A で 0.94, 1000 A で 0.88 である。

6. あとがき

Bi2223 高温超電導バルク素子を、6.6 kV 配電系統用超電導限流器に用いることを想定し、素子の抵抗発生特性を考慮して限流動作中における限流器の振る舞いについて解析した。超電導素子の十分な冷却状態の下で用い、素子の磁束流抵抗を利用して限流する場合（ケース 1）

図 8 $\int_0^t i^2 dt$ の抑制率 β と素子体積との関係

Fig. 8. Limiting ratio of $\int_0^t i^2 dt$ β as a function of superconducting element volume.

には、限流動作期間中に素子単位体積あたりに発生するジュール熱を低く抑える必要があるため、素子長さを長くすることで故障電流最大値の限流率 α を大きくするとともに素子の体積を大きくしなければならないことがわかった。限流動作中の超電導素子を断熱状態とし、素子が発生する常電導抵抗を利用する場合（ケース2）には、短時間の間に超電導素子に大きなエネルギーを発生させる必要があるため、 α および素子体積を大きくできないことが明らかとなった。

ケース1での $\int_0^t i^2 dt$ の抑制率 β は α の特性と同様の傾向を示すのに対し、ケース2では、素子が常電導抵抗を発生すると素子の抵抗値が急増し、その後の故障電流は小さく抑えられるため、 $\int_0^t i^2 dt$ の抑制の面では大きな効果を得ることができることを指摘した。

今回の検討により、高温超電導バルクを限流器に適用する場合に必要な素子の体積を具体的数値として示した。その結果、より素子体積が多く必要となる磁束流抵抗を利用する場合（ケース1）でも 0.1 m^3 程度の素子があれば十分な限流効果が得られることを確認した。今後、限流動作中に処理しなければならないエネルギーの大きさや、電流遮断後の復帰特性なども含めた総合的な評価により、磁束流抵抗方式と常電導抵抗方式とでどちらが限流器としてより望ましいかを検討するとともに、薄膜などを利用した限流器との比較により、バルクを利用した限流器の有用性について検討する予定である。

（平成13年1月25日受付，同13年5月14日再受付）

文 献

- (1) 電気学会 電力・エネルギー部門 故障電流抑制用限流技術調査専門委員会：「故障電流抑制用限流技術の現状と展望」，電気学会技術報告，第709号，p. 3 (1999)
- (2) E. M. Leung : "Superconducting Fault Current Limiters", IEEE Power Engineering Review, Vol. 20, No. 8, pp. 15-18, 30 (2000)
- (3) 杉本・木田・有田・福井・山極・村井：「500kA 系統における短絡容量抑制システム」，電気学会論文誌 B, Vol. 117-B, No. 10, pp. 1403-1410 (1997)
- (4) 市川，門，葛間，高橋：「アーク駆動式限流器のアーク走行挙動」，電気学会静止器研究会資料，SA-99-44 (1999)
- (5) 大熊・佐藤・高橋・徳田・松原・浅野：「66kV 級整流器型限流器の一考察」，電気学会静止器研究会資料，SA-99-37 (1999)
- (6) N. Murayama and J. B. Vender : "Densification Behavior During Hot Pressing of Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O Superconductor", Physica C, Vol. 25, pp. 156-160 (1996)
- (7) K. Kato, H. Shimizu, Y. Yokomizu, T. Matsumura and N. Murayama : "Generating characteristics of resistance in Bi2223 superconducting bulk exposed to external magnetic field", Proc. the 12th International Symposium on Superconductivity (ISS'99), pp. 530-532 (1999) Morioka
- (8) 清水・加藤・横水・松村：「Bi2223 バルクにおける常伝導転移後の抵抗発生特性に関する検討」，電気学会超電導応用電力機器／リニアドライブ合同研究会資料，ASC-00-19/LD-00-19 (2000)
- (9) 加藤・清水・横水・松村・村山：「大電流通電時における Bi2223 高温超伝導バルクの抵抗発生特性に関する実験的検討」，平成12年電気学会全国大会講演論文集，5-214 (2000)

清水 洋 隆 (正員) 1970 年生。1999 年 3 月名古屋大学大学院工学研究科博士課程後期課程修了。同年 4 月名古屋大学助手，現在に至る。工学博士。主として，超電導電力システム，故障電流限流技術に関する研究に従事。

加藤 清 隆 (学生員) 1977 年生。1999 年 3 月名古屋大学工学部卒業。同年 4 月名古屋大学大学院工学研究科博士前期課程入学，現在に至る。高温超電導体を用いた限流器に関する研究に従事。

横水 康 伸 (正員) 1962 年生。1990 年 3 月名古屋大学大学院工学研究科博士課程後期課程満了。同年 4 月名古屋大学助手，1997 年 10 月同大学講師。1998 年 10 月名古屋大学理工学総合研究センター講師併任。2000 年 2 月同大学助教授，現在に至る。工学博士。主として，大電流現象，環境調和型エネルギーシステムに関する研究に従事。エネルギー・資源学会，IEEE 各会員。

松村 年 郎 (正員) 1951 年生。1979 年 3 月名古屋大学大学院工学研究科博士課程後期課程満了。同年 4 月名古屋大学助手，1987 年 2 月同大学講師。1987 年 3 月京都大学講師。1992 年 1 月名古屋大学助教授，1995 年同大学教授，現在に至る。工学博士。主として，大電流制御，電気エネルギーの有効利用に関する研究に従事。IEEE 会員。

村山 宣 光 (非会員) 1959 年生。1984 年 3 月京都大学大学院工学研究科電子工学専攻修士課程修了。同年 4 月京セラ（株）入社。1986 年 4 月名古屋工業技術試験所（現：名古屋工業技術研究所）入所。1997 年 8 月同セラミックス基礎部電子セラミックス研究室 室長。2001 年 4 月独立行政法人産業技術総合研究所に移行，シナジーマテリアル研究センター環境認識材料チーム長，現在に至る。工学博士。主として，酸化物高温超電導体，酸化物熱電変換材料等の電子セラミックスの微細構造制御技術の研究に従事。日本セラミック協会会員。