

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	超電導限流器の安定性に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	西島元
Author(English)	
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第3854号, 授与年月日:1998年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第3854号, Conferred date:1998/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

平成 9 年度 学位論文

超電導限流器の安定性に関する研究

東京工業大学大学院総合理工学研究科

創造エネルギー専攻

西島 元

指導教官

中込秀樹 客員教授

梶島成治 教授

1998 年 3 月

目次

第 1 章 序論	1
1.1 超電導限流器	2
1.2 交流超電導線	4
1.3 交流超電導線における電磁現象と不安定性	8
1.3.1 フラックスフロー	8
1.3.2 フラックスジャンプ	9
1.3.3 交流損失	10
1.3.3.1 ヒステリシス損失	10
1.3.3.2 結合損失	11
1.3.4 自己磁界による損失とフラックスジャンプ	12
1.3.5 縦磁界の影響	14
1.4 酸化物超電導線	14
1.5 本論文の目的および構成	17
参考文献	20
第 2 章 素線のクエンチ機構	22
2.1 NbTi/CuNi 極細多芯線と酸化物テープ線材の通電実験	22
2.2 フラックスフロー状態における電流電界特性	25
2.3 電流電界特性における分流の影響	30
2.4 酸化物超電導線のクエンチ	35
2.4.1 液体ヘリウム中の場合	36
2.4.2 液体窒素中の場合	38
2.4.3 酸化物超電導線のクエンチに及ぼす n 値, 基板比抵抗, 及び J_c の影響	40
2.5 まとめ	44
参考文献	46

第 3 章 素線の安定性	48
3.1 多芯線の長さに対応する磁気拡散時定数.....	48
3.2 多芯線における不安定性.....	51
3.3 十分な試料長をもつ素線のクエンチ実験.....	53
3.4 クエンチ電流の掃引速度依存性における自己磁界損失の影響.....	57
3.5 まとめ.....	64
参考文献.....	65
第 4 章 撚線導体の安定性	66
4.1 撚線導体の通電実験 一直線試料ー.....	67
4.2 撚線導体の安定性に及ぼす素線間結合損失の影響.....	72
4.3 撚線導体の通電実験 一折返し試料ー.....	79
4.4 撚線導体の安定性に及ぼす機械的擾乱の影響.....	82
4.5 まとめ.....	89
参考文献.....	90
第 5 章 コイルの安定性.....	92
5.1 限流素子の設計と製作.....	92
5.1.1 導体諸元.....	92
5.1.2 巻枠の検討.....	93
5.1.3 限流素子諸元.....	95
5.2 コンデンサバンクを用いた超電導限流器の限流試験.....	96
5.3 限流素子におけるクエンチ電流の掃引速度依存性.....	98
5.4 20 MA/s 以上の掃引速度領域におけるクエンチ原因の検討.....	101
5.5 1 ~ 20 MA/s の掃引速度領域におけるクエンチ原因の検討	102
5.6 まとめ.....	106
参考文献.....	107
第 6 章 結論.....	108
表目次	110

図目次	111
-----------	-----

謝辞	114
----------	-----

第 1 章 序論

大容量化，コンパクト化，高効率化はあらゆる技術分野において永遠の課題である．1911 年に Kamerlingh Onnes 教授（オランダ，ライデン大学）によって超伝導現象が発見されて以来，超電導*の「ゼロ抵抗」性を電気機器へ応用するためのたゆまぬ努力が続けられている．抵抗ゼロの超電導体に電流を流してもエネルギー損失が発生しないので，電力・エネルギー分野においては省エネルギーの観点からも超電導の応用が期待されている．現在，実用化されている超電導機器としては，MRI (Magnet Resonance Imaging) 装置が商品化され，多くの病院に設置されている．このほかにも，核融合用マグネットや MHD 発電機用マグネット[1.1]，磁気浮上式鉄道（1997 年 12 月 24 日，最高時速 550 km/h を記録した[1.2]）用超電導マグネットなどが開発されてきた．しかし，これらのマグネットは全て直流機器であるので，応用できる範囲には自ずと限界がある．今後の超電導産業の拡大，発展のためには直流と比較して遥かに需要の多い，商用周波数の交流に超電導を応用することが必要である．超電導技術を電力機器に応用すれば，大容量化，コンパクト化，高効率化により，電力供給コストの低減が可能になる．

しかし，超電導体がエネルギー損失ゼロで電流を流せるのは直流の場合であって，超電導体に交流電流を流したり，交流磁界（変動磁界）を印加したりすると，交流損失と呼ばれるエネルギー損失が発生する．損失が発生すると超電導体の温度が上昇し，臨界電流が低下するので低い電流値でクエンチ（常伝導転移）してしまう．したがって，超電導の交流応用には交流損失の低減が大きな課題であった．

超電導の交流応用が具体化したのは酸化物超電導体が発見される 3 年前の 1983 年であった．フランスのアルストム (Alstom) 社は NbTi フィラメント径を $0.55\ \mu\text{m}$ にまで細芯化することした交流用超電導線[1.3]を開発した．この超電導線は，ヒステリシス損失が当時の水準より 2 桁低減され，このことによって超電導コイルの交流化が可能になったのである．その後，線材化技術の進歩と相俟って，損失の低減された交流用超電導線の開発が進み，超電導発電機（1997 年 11 月 11 日に Super-GM が

* Superconductivity を直訳すると「超伝導」となる．理学系の分野では「超伝導」と書かれ，工学系の分野では「超電導」と書かれることが多い．本論文では一貫して「超電導」と書くことにする．

世界最高出力の 78.7 MW を達成した[1.4][1.5] や超電導変圧器[1.6], 超電導限流器[1.7][1.8]などの交流超電導機器の研究開発が国内外で行われている[1.9].

本章では電力機器としての超電導限流器の概略を述べ, それに用いられている交流用超電導線における不安定性について既に明らかになっている事柄を述べる. さらに, 近年交流応用が期待され材料開発を含めた研究開発が盛んに行われている酸化物超電導線について概説する. 最後に本研究の目的と本論文の構成について述べる.

1.1 超電導限流器

限流とは電力系統に生じる事故電流を抑制する技術の総称である. つまり限流器は, 低電圧機器の過電流保護用として用いられているヒューズのようなもので, 定常時には殆ど損失無しに電流を流し, 事故時など定格電流以上の過大電流が電力系統に流れようとするとき瞬時に電流を抑制する機能を持つ. 限流器とヒューズとの違いは, 限流器は繰り返し使用が可能であることである. 限流方法にはアークによる制御, PTC 固体素子による制御, 超電導応用素子を用いた制御など種々の方法がある. アーク制御では, 事故発生と同時に通電接点を開極し, 接点間にアークを発生させ, アーク抵抗が大きくなるように制御することで限流する. PTC 固体素子は急峻な正の抵抗温度係数 (Positive Temperature Characteristic) を持つ非線形抵抗材料から構成され, 事故電流が流れるとジュール発熱し高抵抗体に移転することで限流する.

超電導応用素子を用いた限流器, すなわち超電導限流器 (Superconducting Fault Current Limiter; SCFCL) では, 超電導特有のクエンチ現象を利用したものが主に開発されている. これは常伝導転移に伴う電気抵抗発生を利用して事故電流を抑制するものである. このアイデアは 1970 年頃からあったが, 1983 年にフランスのアルストム社で交流用超電導線が開発されて以来[1.3], 超電導の交流応用に対する現実の可能性が広がり, 各所にて検討されてきている.

1978 年にはアメリカのアルゴンヌ国立研究所が窒化ニオブの薄膜超電導体とシャント抵抗を並列接続した最初の限流器モデルを提案した[1.10]. フランスのアルストム社では交流用 NbTi 超電導体と抵抗を並列した方式で 7.2kV/1kA 級限流素子を開発し[1.11], さらにフランス電力公社 (EdF) と共同で 40kV/300A 級限流素子の試作を行い限流試験に成功している[1.12].

また、高温超電導体を応用した限流器も盛んに開発されており、YBCO 薄膜を用いたもの[1.13]や、Bi 系超電導リングを用いたもの[1.14]など、様々な限流器が開発されている。酸化物限流器は、金属系超電導体を利用した限流器と比較して冷却が容易であり、またコンパクト化という観点からも期待されている。しかし、臨界電流密度は大きいが電流容量が小さいので、大容量化が課題となっている[1.15]。

超電導限流器は、事故電流など過電流の検出部を他に必要とせず、超電導体そのものが瞬時に反応して限流動作を行うという特徴を持っている。特に現段階においては、大電流化が可能で構造が簡単などの特徴を持ち合わせている金属系超電導体を用いた抵抗発生型限流器を 500 kV 級の基幹系統へ適用されることが考えられている。その第一段階として、金属系超電導線を用いた 6.6 kV 級超電導限流器が開発されている[1.15][1.16]。

図1.1に超電導限流器の構成を、図1.2に限流動作時の電流波形の例を示す。コイルは無誘導巻きされており、インダクタンスは微小で、かつ超電導状態であるので、定常時の系統にこの限流器を導入しても電圧降下は小さく、電流は殆ど損失無く流れる。しかし、短絡や地絡などの事故が発生して大電流が流れるとコイルはクエンチするので、その時の発生抵抗によって電流は瞬時に抑制される。この、定常運転時における低損失化と限流動作時における高抵抗化が抵抗発生型の超電導限流器に要請されるスペックである。そのために、限流器に用いられている超電導線はマトリクスがCu-30%Niのみであり、かつ大容量化のために2次撚線構造となっている。

次節においては超電導線の構造について述べる。

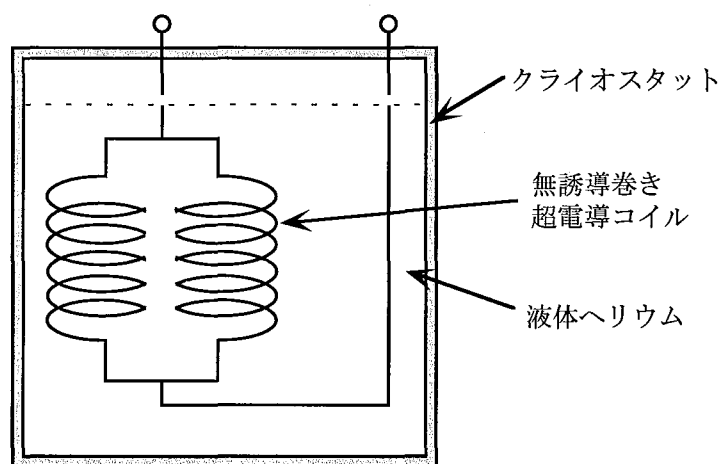


図1.1 超電導限流器の概念図

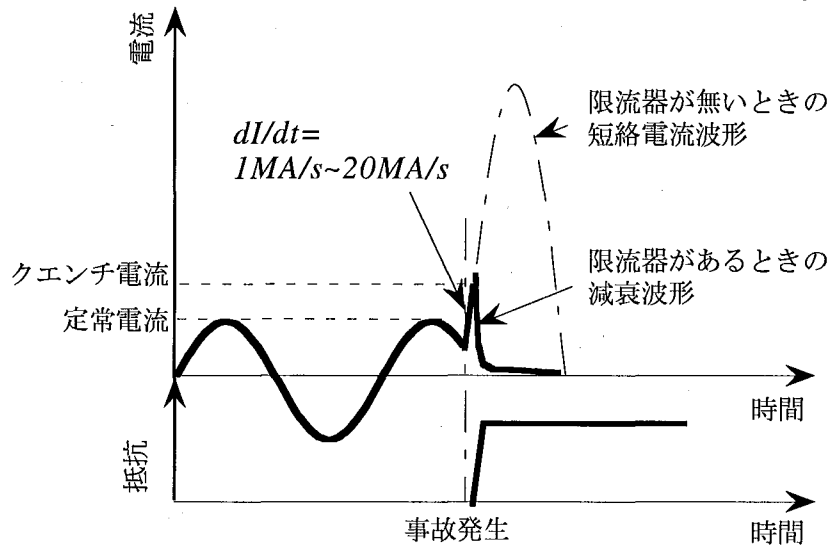


図1.2 限流動作時の電流波形

1.2 交流超電導線

現在，開発・製造されている超電導マグネットなどの応用機器には一般に，図1.3に示されるような極細多芯線と呼ばれる超電導線が使用されている．極細多芯線は，直径 $0.1 \sim$ 数十 μm 程の超電導フィラメントを，常伝導金属の母材（マトリクス）に数百から数十万本埋め込んだ断面構造を持っている．母材には通常銅が使われるが，変動磁界の大きい電磁石や交流通電を行う超電導線には銅とキュプロニッケル (CuNi) を複合したもの，あるいは CuNi のみを用いており，超電導線全体には撚り (twist) が施されている．

超電導体を細かく分割する理由は，後述する交流損失 (a.c. loss) を低減させるためと磁氣的不安定性である磁束跳躍 (flux jumping) を解消するためである．また線を撚るのは，横方向からの外部磁界に対して超電導フィラメント同士が電氣的に結合 (coupling) するのを防ぐためである．

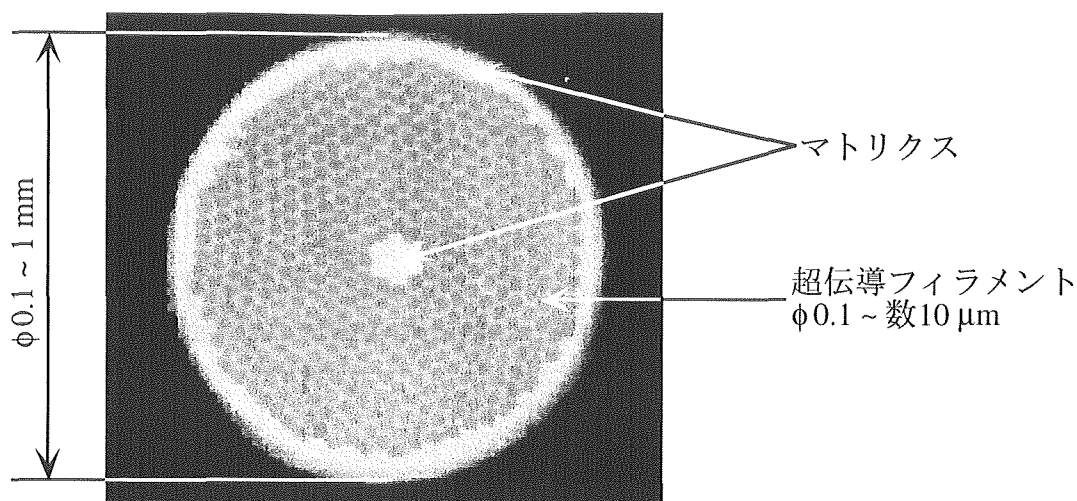


図1.3 極細多芯超電導線の断面構造

しかし、超電導フィラメントをいくら細くしてもツイストが施されていないと、図1.4に示されるように、外部磁界 (external field) を遮蔽する電流 (screening current) が導体全体を使った大きなループを描いて流れ、減衰が非常にゆっくりになってしまう。この状態は超電導フィラメント同士が電磁氣的に結合 (coupling) している状態であり、結合した多芯線はあたかもバルクの超電導体であるかのように振る舞うので、多芯化の効果が無くなってしまう。そこで図1.5のようにフィラメントを撚った場合、フィラメントの相対的な位置が半周したときに遮蔽しようとする電流の向きが反対になるため、ツイストピッチ (twist pitch) の半分の長さの遮蔽電流ループを形成することになる。この場合はフィラメント間の母材を流れる結合電流の有効断面積が減少して減衰が早くなるので、横方向からの外部磁界は多芯線内部のフィラメント間に深く侵入するようになる。遮蔽電流の大半は超電導フィラメント内部に流れ、フィラメント同士の電磁氣的な結合を防ぐことができる。交流用超電導線など、変動磁界にさらされる用途の超電導線の母材に抵抗率の高い CuNi を用いるのも同じ理由である。

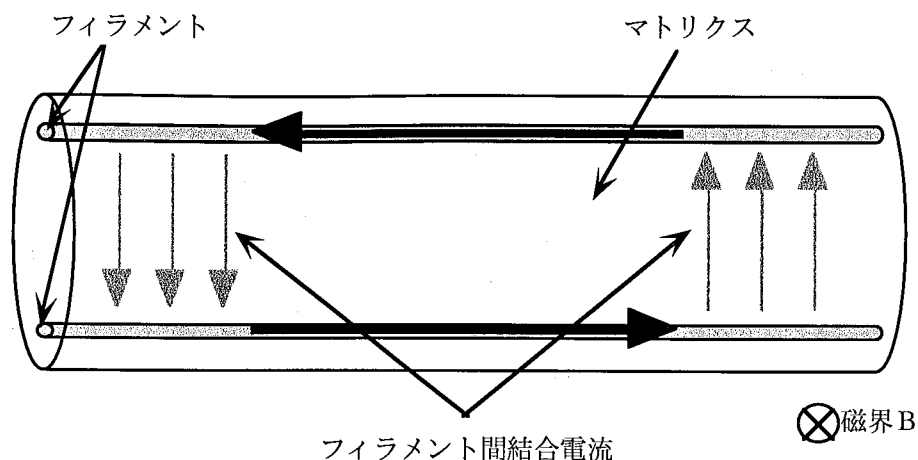


図1.4 フィラメントがツイストされていないときの横磁界に対する遮蔽電流

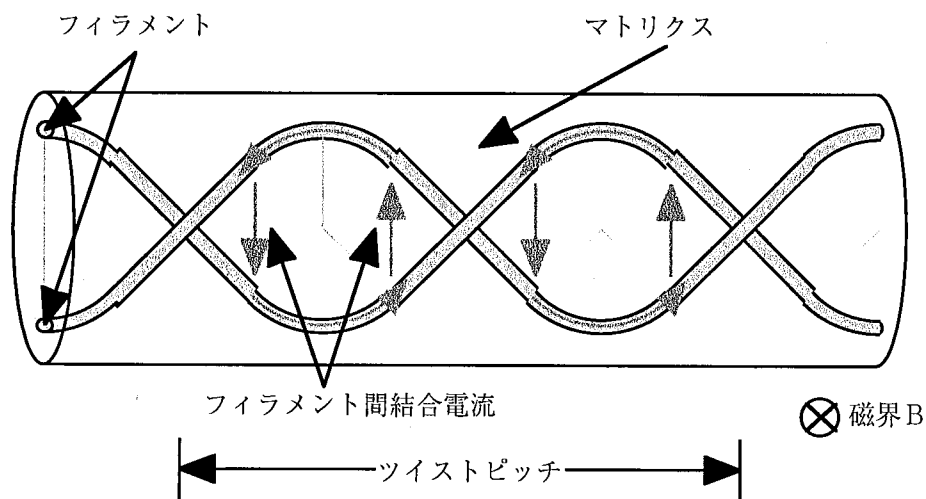


図1.5 フィラメントにツイストが施された場合の横磁界に対する遮蔽電流

機械加工および機械的強度の制約により，ツイストピッチを短くするためには導体の直径を小さくする必要がある．現在の技術ではツイストピッチは直径の5倍（直径の5倍の長さで1回転， $5d$ と記す）程度が限界であり，それにより交流用 NbTi 超電導線の1本の線径は $0.1 \sim 1 \text{ mm}$ 程度となっている．超電導体は機械加工性の面から合金である NbTi が極細多芯線にするのに適していて，現在実用化されているものの大半は NbTi の超電導線である．最近になり Nb_3Sn や V_3Ga さらには Nb_3Al も極細多芯化ができるようになってきている．

このような超電導線 1 本の電流容量は、通常さらされる磁界条件下でせいぜい数十～数百 A 程度である。この値は銅線などの常伝導金属線材と比べると大きな値であるが、実験用小型マグネットにしか使えない。中型ないし大型のマグネットなど多くの超電導応用のためには、数 kA～数十 kA 級の大型の超電導導体が必要とされる。このように大きい電流容量を確保するために、通常は多芯線を複数本束ねて撚られた撚線導体を使用される。撚線導体の構造には次に挙げるような種類がある [1.17]；

- (a) 多重撚線 (multi stranded conductor)：主に交流用超電導導体として開発され、各 7 本ずつの撚線の中心に常伝導金属の線を配した物 (図1.6参照)
- (b) 成形撚線 (compacted stranded conductor)：素線や低次撚線を基本構成とし、撚線加工後に平角状に圧縮成形したもの。ラザフォードケーブル (Rutherford cable) やキーストン撚線 (keystone stranded wire) などがこれにあたる。
- (c) ケーブル・イン・コンジット導体 (cable-in-conduit conductor, CICC)：素線を 3 本ずつ多段階にわたって撚線加工した撚線導体を、補強材と冷媒の通路を兼ねた管路であるコンジット (conduit) 中に入れたもの。
- (d) 複合導体 (composite conductor)：成形撚線導体の安定性や剛性を高めるために、ハウジングと呼ばれる門型の補強材の中に安定化材と共にハンダを用いて埋め込んだもの。

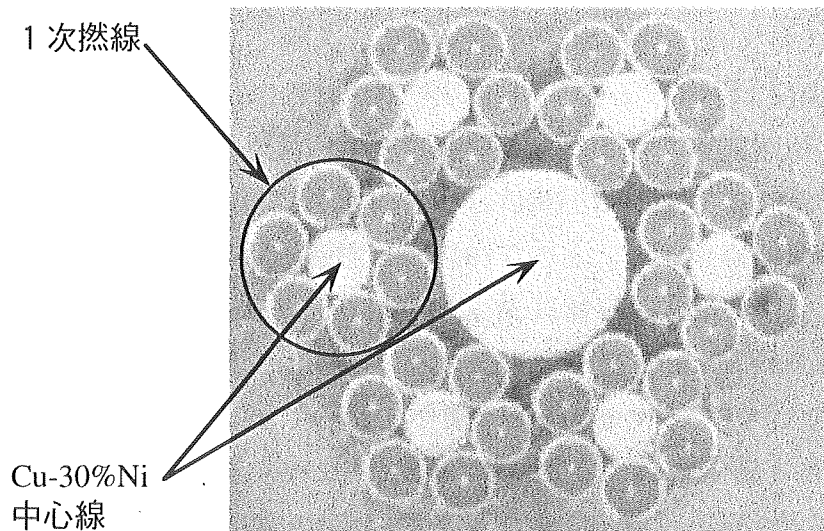


図1.6 2 次撚線導体の断面

図1.6には本研究で用いた2次撚線導体の断面写真を示す。この導体は Cu-30%Ni 中心線の周りに NbTi/CuNi 極細多芯線を6本配した1次撚線を、Cu-30%Ni 中心線の周りに6本束ねた構造となっている。ここで、(a), (b), (d) の各導体は、いずれも液体ヘリウム中に浸して使われることが多く、この場合を総称して浸漬冷却 (pool cooling) 導体とも呼ばれる。一方、(c) の導体は内部に液体ヘリウムなどを流して冷却するので、強制冷却 (forced cooling) 導体と呼ばれる。

1.3 交流超電導線における電磁現象と不安定性

1.3.1 フラックスフロー

磁界中に置いた第2種超電導体に電流を流すとある電流値 I_c のところで電圧が発生する。このときの電流値を臨界電流 (critical current) と呼ぶ。第2種超電導体では、超電導体に侵入した量子化磁束が電流との相互作用によってローレンツ力を受ける。これに対抗して、超電導体内に存在するピンニングセンタ (pinning center) と呼ばれる不純物や結晶粒界などがその動きを止めようとする。その限界力としてのピンニングの強さの値から、第2種超電導体に流すことのできる最大の電流 I_c が決定される。ピンニングの強さはピン力 (pinning force) と呼ばれ、ピン力が強いほど I_c が大きい。

超電導体に電流を流しても、侵入した磁束線が受けるローレンツ力がピン力より小さい間は、磁束線はピン止めされた状態にあり、従って電圧は発生しない。電流が増加して、ローレンツ力がピン力に打ち勝つと (つまり、電流値が I_c を超えると)、磁束が動き出し、その運動速度に相応した電圧が発生する。電流が I_c よりも十分に大きい場合には、電流電圧特性は直線的である。この直線部分の微分抵抗 $R_f = dV/dI$ を磁束流抵抗 (flow resistance) と呼び、 R_f に対応した抵抗率 ρ_f を磁束流抵抗率 (flow resistivity) と呼ぶ。また、この状態を磁束流状態 (flux flow state) と呼ぶ。

ピンニングセンタは様々な種類の格子不整、析出物、ホールなどからなり、その強さと密度は超電導体の材質、加工度、熱処理状態などに強く依存する。強いピンニングセンタの密度を高めれば、ピン力は大きくなり、従って I_c が大きくなる。一方、磁束流抵抗率 ρ_f はピン力にあまり依存せず、材質の常伝導抵抗、磁界、温度等で決まる。

磁束流状態の取り扱いには諸説があるが、本研究においては、磁束流状態を「通

電流は I_c を超えているが、導体温度が臨界温度 T_c を超えていない状態」として取り扱う。この状態では磁束は超電導体内に侵入してはいるが、完全に侵入した訳ではない。従って超電導状態が壊れているわけではなく、電流を小さくしていけば電圧は徐々に小さくなり、元の状態に戻ることになる。

1.3.2 フラックスジャンプ

超電導線に通電をすると、電流はインダクタンスの小さい超電導線の外周部から臨界電流密度 J_c で流れるので線材の内部には磁界が作られない。このとき、超電導線に侵入した磁束はローレンツ力に抗してせき止められた状態にある。この状態の超電導線に外部から瞬間的に熱が入ると、線材の温度が上がり ($\Delta\theta$)、臨界電流密度が低下する ($-\Delta J_c$)。すると臨界電流密度が低下した分、それまで流れていた電流を保つための断面積は大きく取られなくてはならないので、電流の流れている部分が内部に拡大し、磁束が線材内部に侵入する ($\Delta\phi$)。磁界の変化が起こると超電導フィラメントに電界が発生し発熱する (Δq)。この発熱でまた線材の温度が上昇し、再び臨界電流密度が低下し、磁束が内部に侵入する。これらの現象のループを図1.7に示す。条件次第ではこれらの現象が無限に循環して磁束がまとまって移動する。その状態をフラックスジャンプと呼ぶ。

フラックスジャンプを防ぐためには、移動できる磁束を小さくするために超電導フィラメントを細くすることが有効である。超電導線が多芯構造であるのはこの理由による。また安定化母材としては、抵抗率の低い材料を使用することが望ましい。抵抗率の低い金属は、熱拡散率が高く磁気拡散率が小さいので、発熱する割合よりも熱を逃がすほうが速く[1.17]、図1.7のループは循環しなくなる。

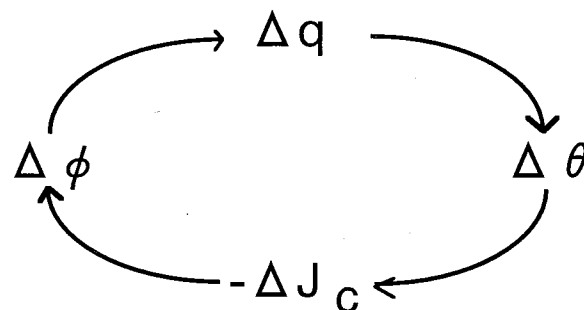


図1.7 フラックスジャンプの無限ループ[1.18]

交流用や永久電流スイッチ用の線材は、比抵抗の大きな CuNi をマトリクスとして用いているので、フラックスジャンプが起こり易い性質を持つが、フラックスジャンプが起こらないための指標として断熱安定化基準が用いられる。定式化の過程は文献[1.18]に詳しい。これによれば、厚さ $2a$ の超電導平板に平行に磁界が印加されたとき、フラックスジャンプを避けるための条件は次の式で与えられる[1.18]；

$$\frac{\mu_0 J_c^2 a^2}{\gamma C (T_c - T_0)} < 3 \quad (1.1)$$

ここに、 μ_0 は真空の透磁率、 J_c は臨界電流密度、 γC は超電導体の熱容量、 T_c は臨界温度、 T_0 は冷媒温度である。このモデルが断熱と呼ばれるのは、このモデルにおいて磁束侵入過程における外部との熱の収支が考慮されていないことによる。

以上はフィラメントにおけるフラックスジャンプである。交流用超電導線においてはフィラメントはサブミクロン径にまで細く加工されており、(1.1) 式は十分に満たされている。従って、フィラメントレベルにおけるフラックスジャンプは問題にならない。

1.3.3 交流損失

超電導線が変動磁界にさらされると交流損失と呼ばれる発熱が生じる。この交流損失は大きく3つのものに分けられる。1つは、超電導線が外部からの磁束の侵入を防ごうとする性質による (a) ヒステリシス損失 (hysteresis loss) である。2つ目は、多芯線において、外部磁界の変化によってフィラメント間に遮蔽電流が流れフィラメント同士が結合することによる (b) 結合損失 (coupling loss) であり、3つ目として通電時に超電導線自身が発生する磁界（自己磁界）による (c) 自己磁界損失 (self-field a.c. loss) と呼ばれるものである。以下、この3つについて概説する。

1.3.3.1 ヒステリシス損失

この損失は、反磁性体である超電導体の磁化のヒステリシス現象に起因する損失である。超電導体における磁化は、超電導体が外部磁界変化を打ち消そうとして発生する遮蔽電流のエネルギーを表わしている。電流ループが描く断面積を a_n ，その

電流値を i_n とすると磁気モーメントは $m = \mu_0 i_n a_n$ で表される．ここに、 μ_0 は真空中の透磁率である．超電導体の磁化 M は単位体積あたりの磁気モーメントの和で定義され、

$$M = \frac{1}{V} \sum_n m_n = \frac{1}{V} \sum_n \mu_0 i_n a_n \quad (1.2)$$

で表わされる．ここに、 V は超電導体の体積である．いま、外部から印加される磁界 H がサンプル全体で一様であるとする、単位体積、単位サイクル回りの全損失 Q は磁化の和を取れば良く、

$$Q = \int M dH \quad (1.3)$$

となる．

この原理に基づくと、直径 a の円柱状超電導体に周波数 f 、振幅 H_m の変動横磁界 $H_e = H_m \sin(2\pi ft)$ が加わる場合についてのヒステリシス損失 P_h は次式のように定式化される[1.17]；

$$P_h = \frac{16}{3\pi} a J_c \mu_0 H_m f \quad [\text{W/m}^3] \quad (1.4)$$

この式から分かるように、ヒステリシス損失は周波数と印加磁界振幅に比例する．また、フィラメント径にも比例するので、ヒステリシス損失低減のためにはフィラメントの細芯化が有効であることがわかる．交流用超電導線においてはフィラメント径はサブミクロンオーダーにまで細芯化されている．

1.3.3.2 結合損失

この損失は図1.4 および図1.5 に示されているように、超電導フィラメントの変動磁界に対する遮蔽電流が、マトリクスを介して端部で隣接フィラメントの遮蔽電流と結合することにより生じる損失である．直径 D 、ツイストピッチ l_p の多芯線に垂直に振幅 H_m の変動横磁界 $H_e = H_m \sin(2\pi ft)$ が加わっているときの結合損失 P_c は次のように定式化される[1.18]；

$$P_c = 4\pi \cdot \frac{\mu_0 H_m^2}{2} \frac{2\pi f^2 \tau_s}{(2\pi f^2 \tau_s)^2 + 1} \text{ [W/m}^3\text{]} \quad (1.5)$$

ここに、 τ_s は結合電流の減衰時定数であり、

$$\tau_s = \frac{\mu_0}{2\rho_{\perp}} \left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 \quad [\text{s}] \quad (1.6)$$

で与えられる[1.19]. また、 $\rho_{\perp}$ は横方向（導体軸と垂直な方向）の等価比抵抗であり、フィラメントとマトリクスの中の接触抵抗を考慮すると、CuNi マトリクスの場合には次式で表される[1.20];

$$\rho_{\perp} = \frac{1-\lambda}{1+\lambda} \rho_m \quad [\Omega\text{m}] \quad (1.7)$$

ここに、 ρ_m はマトリクスの比抵抗であり、 λ は超電導体の占積率である.

以上から結合損失の低減のためにはツイストピッチの低減とマトリクスの高抵抗化が必要であることがわかる. ツイストピッチは線材化技術の進歩によって、現在では素線径の約5倍（1 mm 程度）にまでつくツイストすることが可能になっている. また、交流用超電導線のマトリクスには Cu の 4.2 K における比抵抗 ($2.0 \times 10^{-10} \Omega\text{m}$) よりも3桁大きな比抵抗を持つ Cu-10%Ni ($1.5 \times 10^{-7} \Omega\text{m}$) や Cu-30%Ni ($3.6 \times 10^{-7} \Omega\text{m}$) が用いられている.

1.3.4 自己磁界による損失とフラックスジャンプ

多芯線に通電すると、表皮効果のように、外周部のフィラメントから優先的に電流が流れる. これを自己磁界効果という. このとき、多芯線には周方向の磁界が印加されている状態となり（図1.8の H_t ），この磁界に対して遮蔽電流が流れる. この場合、遮蔽電流のループは多芯線全長となるので、電流が多芯線外周部に局在してこの部分のフィラメントから飽和し始め、通電電流が増加するに連れて飽和領域が内側に拡大していく[1.21].

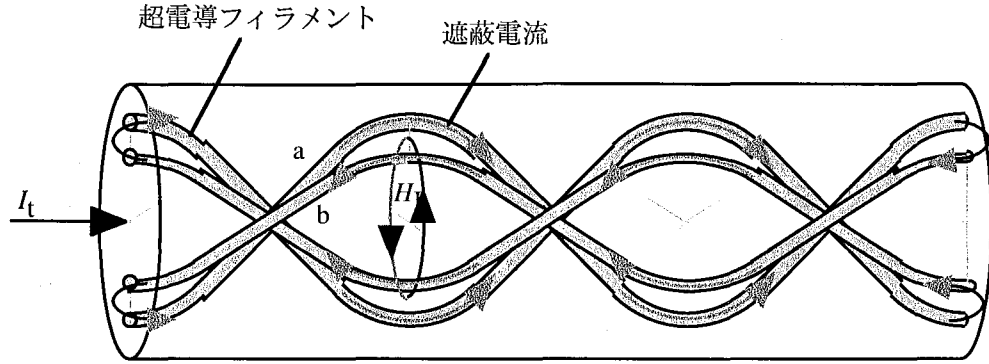


図1.8 自己磁界によるフィラメント間結合

このとき、飽和領域は電氣的に結合しているので、この領域はあたかもバルクの超電導体であるかのように振る舞うことになる。この領域における損失が自己磁界損失である。自己磁界損失は次の式で定式化される[1.18]；

$$P_s = \frac{\mu_0 I_m^2 f}{2\pi^2 a^2} \left\{ \frac{2}{i} - 1 + \frac{2(1-i)}{i^2} \ln(1-i) \right\} [\text{W/m}^3] \quad (1.8)$$

ここに、 I_m は通電電流の振幅、 f は周波数、 a は多芯線半径である。また、 $i = I/I_c$ であり、負荷率と呼ばれる。また、自己磁界損失はツイストピッチに依存しない。つまり、多芯線のツイストは、一様な横磁界に対してはフィラメント間の結合を切るのに有効であるが、周方向磁界（自己磁界）に対しては殆ど効果が無いのである。

また、この飽和領域の厚さがある閾値を超えるとフラックスジャンプが起こる。これは前述したフィラメントレベルのフラックスジャンプと考え方は同じである。多芯線における断熱安定性の条件は次式で与えられる[1.18]。

$$\frac{\mu_0 \lambda^2 J_c^2 a}{\gamma C (T_c - T_0)} < \left[-\frac{1}{4} \ln(1-i) - \frac{1}{4} i - \frac{1}{8} i^2 \right]^{-1} \equiv \beta_i \quad (1.9)$$

ここに、 $i = I/I_c$ である。ある線材諸元に対して、(1.9)式は通電電流の上限を与えることになる。

式(1.8)および(1.9)から、自己磁界に対する低損失化、安定性を保つためには導体径を小さくすれば良いことがわかる。

1.3.5 縦磁界の影響

超電導撚線導体において、素線には横方向（素線軸を横切る方向）、周方向（素線軸を中心とする同心円方向）のみならず、縦方向（素線軸方向）の磁界も印加されることになる（図1.9）。縦磁界に対して素線内に誘起される遮蔽電流は導体長にわたって流れることになるので、この縦磁界による損失は撚線導体においては無視できないレベルであることが指摘されている[1.22]。また、この縦磁界は、多芯線内における飽和領域の形成に大きな影響を及ぼす[1.23]。すなわち、素線の通電電流と縦磁界の方向が同じ方向であると飽和領域の厚さは増し、逆方向である場合には飽和領域の厚さは減少する。従って、縦磁界は撚線導体の安定性に大きな影響を及ぼす。

縦磁界に対する損失を低減するためには、素線に印加される縦磁界を調節する必要がある。このために撚線導体の撚り方向や撚りピッチを最適化する方法が提案されている[1.22]。

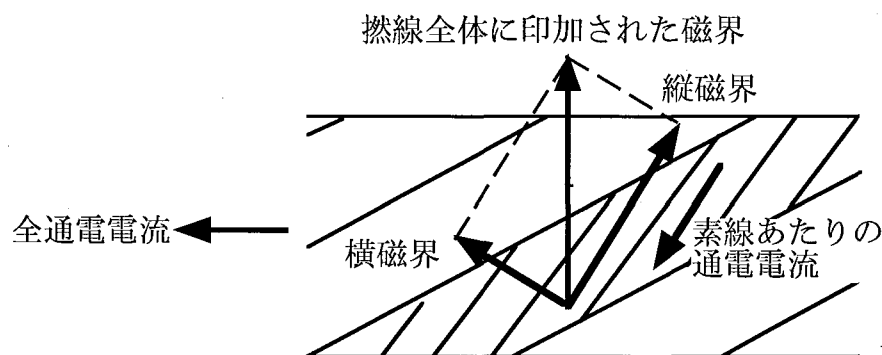


図1.9 撚線導体における磁界

1.4 酸化物超電導線

Bednorz と Müller による最初の酸化物超電導体 $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ ($T_c = 30 \text{ K}$) の発見 [1.24]の翌年、1987 年に Chu らにより液体窒素温度 (77.3 K) を超える T_c を持つ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ が発見された[1.25]。この発見により、これまでの超電導応用の問題点であった高価な液体ヘリウムによる冷却が、価格にして 1/10 程度の液体窒素で行えるという理由で、酸化物超電導体への期待が一気に高まった。マスコミの報道も熱

狂的になり、世に言う「超電導フィーバー」が始まった。しかし現在、 J_c が実用レベルに達しており、ある程度の大きさのものが製造可能であるという工学的観点から実用化が可能であるとされているのは、上述した Y 系 [$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ (Y123)] のほかに、Bi 系 [$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212, $T_c \approx 80$ K), $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ (Bi2223, $T_c \approx 110$ K)][1.26] および Tl 系 [$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Tl2223, $T_c \approx 125$ K)] [1.27] の、合計 3 種類である。

図1.10には Bi2212 および Bi2223 の結晶構造を示す。これらは $(\text{SrO})(\text{BiO})_2(\text{SrO})$ および Ca または Ca_2 というブロック層を持ち、Bi2212 は 2 つの CuO_2 面を、Bi2223 は 3 つの CuO_2 面を持っている。結晶の方向を指定するために a 軸、 b 軸、 c 軸の 3 軸が用いられるが、 CuO_2 面は a 軸と b 軸によって張られる面 (ab 面) である。この CuO_2 面が超電導を担っており、ブロック層がキャリアを供給していると考えられている。つまり ab 面内には電流は流れるが、 c 軸方向には電流が殆ど流れない。したがって、酸化物超電導体の電磁気特性には 2 次元の異方性があることになる。

酸化物超電導体の最初の発見とほぼ同時に線材化の研究も始まった。従来の金属系超電導体の線材化法からセラミックスの成型加工法まで、様々な線材化の手法が試みられたが、当初はその臨界電流密度 J_c はいずれも極めて低い値であった。しかし、 J_c の値を支配している諸因子が理解されてくると、それに対応して、作製プロセスに種々の工夫がなされるようになった。これにより J_c は年々上昇し、現在では実用レベルの J_c を持つ線材が多く開発されるようになっている。

酸化物超電導体の電磁気特性には二次元的な異方性がある。そのため酸化物超電導体を線材化する際、結晶の配向性を高めることが重要となってくる。現在開発されている酸化物超電導線材には、銀シース線材、薄膜導体、厚膜導体などがあるが、結晶を二次元的に配向させるため、すべてテープ形状となっている。前出の 3 種類の超電導材料のなかでは Bi 系が最も配向化させやすい。これは c 軸方向と比較して a , b 軸方向の結晶成長速度が非常に大きく、容易に板状結晶が得られるためで、Bi 系の強い 2 次元性が寄与していると考えられる。従って Bi 系が最も線材化の研究が進んでいる。

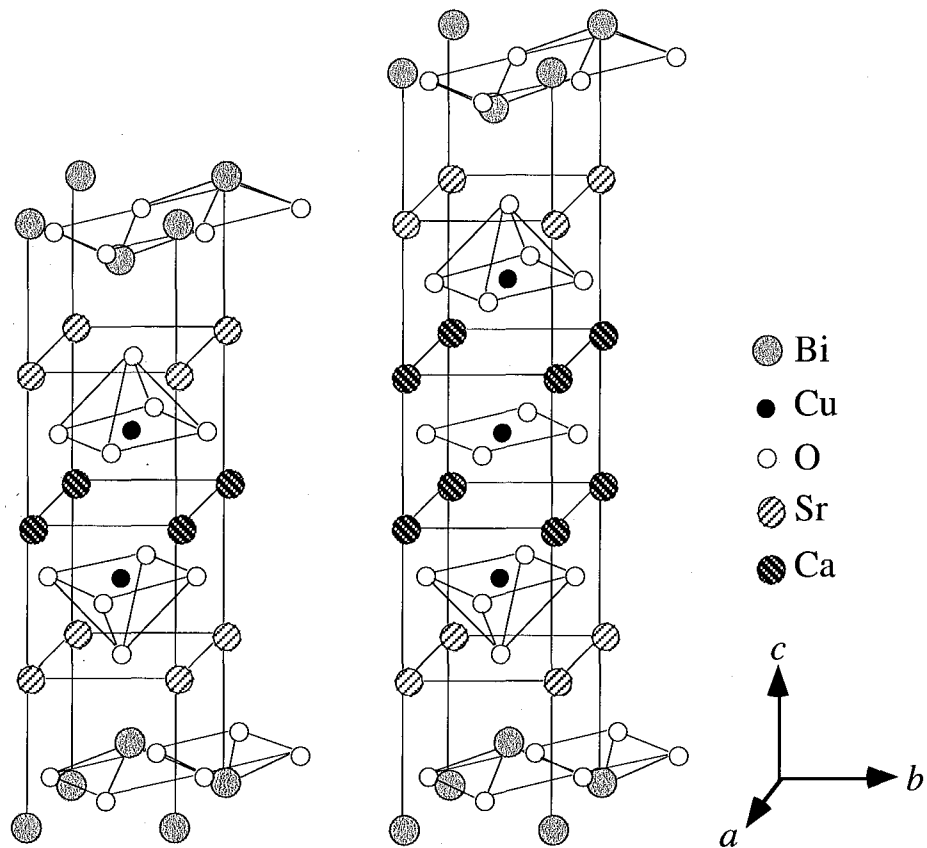


図1.10 Bi系超電導体の結晶構造

酸化物超電導線は電力ケーブルや、発電機、変圧器などの電力機器への応用が見込まれており、その運転温度は液体窒素温度 (77.3 K) や冷凍機冷却による 20 K ~ 30 K が想定されている。金属系超電導線は液体ヘリウム冷却が基本であり、 T_c も 9 K (NbTiの場合) と低いため、熱的に不安定になりやすい。これに対して酸化物超電導線は T_c が 90 K (Bi2212 の場合) と高く、NbTi などに比べて熱的な安定性を確保しやすく、電力機器への応用に適していると考えられている。実際に電力ケーブルや高磁界コイル[1.28]なども製作されている。しかしながら、機械的強度の面では金属系超電導線に劣っていることや、交流損失が大きい[1.29]ことなど、工学的課題は残されている。

1.5 本論文の目的および構成

既に述べたように超電導限流器は遮断器のようなものであるから、限流動作時のクエンチ電流は一定でなければならない。前出の図1.2 に示されているように、限流動作時には一定 dI/dt の電流が印加される。つまり、限流器には、通常の交流コイルにおける安定性（正弦波交流通電に対する安定性）に加えて、一定 dI/dt の通電に対する安定性も要求されると考えられる。6.6 kV 系統における限流動作時の dI/dt は事故電流の発生するときの電流と電圧の位相差によって異なるが、1 MA/s $\sim$ 20 MA/s (10^6 A/s) である。限流試験（第5章で述べる）はこの dI/dt 領域を中心に行われるが、このとき、クエンチ電流は dI/dt に対して一定値を取ることが要求される。

図1.11 には限流試験における限流素子（限流器に用いられているコイル）のクエンチ電流の掃引速度 dI/dt に対する依存性を示す。 $dI/dt < 20$ MA/s の領域でクエンチ電流は掃引速度に対して正の相関を取っており、このことは限流器の遮断器としての要求を満たしていないと考えられる。

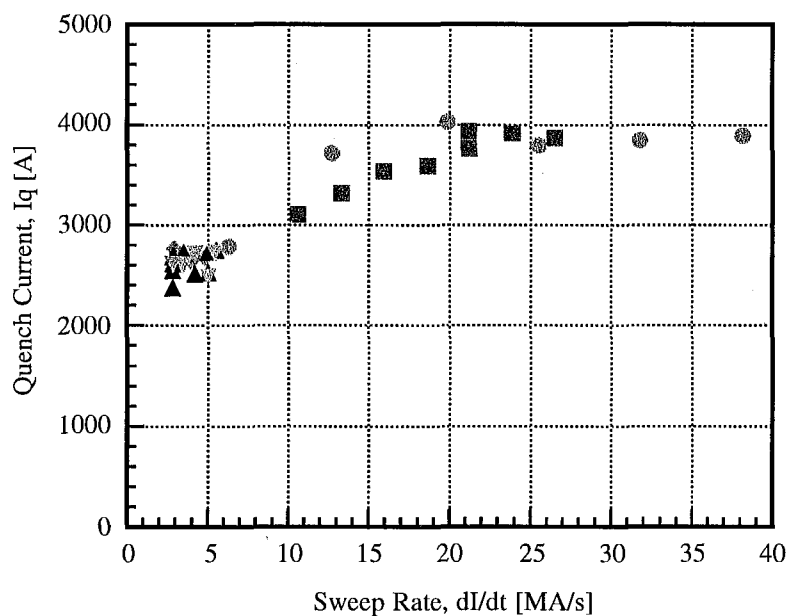


図1.11 限流素子クエンチ電流の掃引速度依存性

この、 $1 \text{ MA/s} \sim 20 \text{ MA/s}$ までの dI/dt 領域における限流素子クエンチ電流は、臨界電流 I_c よりも低く、また、フラックスジャンプの安定限界の電流値よりも低いことが分かっている。これらのことから、限流素子クエンチ電流の掃引速度依存性は図1.12のように表すことができる。

本研究は図1.12に番号で示された3つの事柄について検討を行っている。すなわち；

- ①掃引速度 dI/dt が非常に小さい時の時のクエンチ機構
- ②クエンチ電流低下の要因
- ③限流素子クエンチ電流の掃引速度依存性の原因

を明らかにすることが本研究の目的である。

ここで、本論文の構成を述べる前に、限流器を構成する素線・撚線導体・コイル（限流素子）において存在する擾乱を表1.1にまとめた。②および③に対してはこれらの擾乱が複雑に絡み合って影響を及ぼしていると考えられる。本研究では②および③に与えるこれらの擾乱の寄与を調べる。

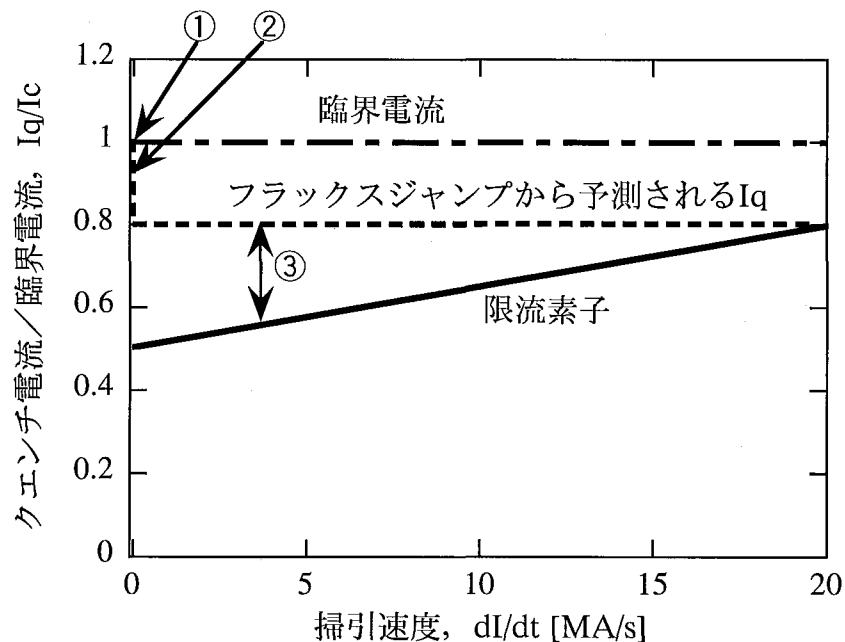


図1.12 クエンチ電流の掃引速度依存性

表1.1 限流器の各構成要素における擾乱の存在

	磁氣的擾乱(素線内)	磁氣的擾乱(素線間)	機械的擾乱
素線	YES	NO	NO
撚線導体	YES	YES	YES
コイル	YES	YES	YES

本論文は全6章から成る．第2章の目的は①であり，限流素子を構成する最小単位としての NbTi/CuNi 極細多芯線，すなわち素線のクエンチ機構を明らかにする．まず素線の電流電界特性を酸化物超電導線のそれと比較を行い，検討を行う．金属系超電導線としての NbTi/CuNi 極細多芯線と酸化物超電導線としての Bi2212/Ag 超電導テープにおいて，その本質的な電流電圧特性に差異があるかどうかを議論する．また，冷媒の核沸騰／膜沸騰転移の観点からクエンチ機構を議論する．

第3章の目的は②であり，素線の自己磁界下におけるクエンチ電流の掃引速度依存性を調べる．掃引速度 dI/dt をパラメータとして，素線における安定性を制限している因子を実験と解析の両面から検討する．また，素線クエンチ電流の掃引速度依存性が③に及ぼす影響も議論する．

第4章では素線を撚り合わせた撚線導体の安定性とクエンチ電流の掃引速度依存性について調べる．本章では，その安定性に及ぼす素線内交流損失，素線間結合損失，および機械的擾乱の影響を調べる．撚線導体の安定性に及ぼす素線間結合損失の影響を評価するために，液体ヘリウム中で張力を保つことができる実験装置を製作し交流電流を行い，クエンチ電流を測定する．また，コイルの安定性に影響を及ぼす機械的擾乱についての要素試験として，撚線導体の一部に機械的擾乱を与えることで安定性にどのように寄与するかを調べる．そのために，撚線導体をプーリを介して折り返すタイプの実験装置を製作し，クエンチ実験を行う．また，与えた機械的擾乱のパラメータとしてプーリの摩擦係数に着目し，プーリの材料を変えることで摩擦係数が②および③に及ぼす影響も検討する．

第5章ではコンデンサバンクを用いた限流試験の結果をもとに，限流素子のクエンチ電流の掃引速度依存性の原因を検討する．前章までの結果を踏まえて総括的な議論を行う．

最後，第6章において，本研究で得られた結果をまとめる．

参考文献

- [1.1] 岡村哲至「MHD 発電機用超電導磁石および超流動ヘリウム熱伝達に関する研究」学位論文, 東京工業大学, 1987
- [1.2] *SUPERCONDUCTIVITY COMMUNICATIONS*, Vol. 7, No. 1, Feb. 1998
- [1.3] P. Dubots, A. Fevrier, J. C. Renard, J. C. Goyer, and Hoang Gia Ky, "Behavior of multifilamentary Nb-Ti conductors with very fine filaments under a.c. magnetic fields," *J. de Phys.* Vol. 45, C1-467, 1984
- [1.4] 超電導発電関連機器・材料技術研究連合 (Super - GM), 第 57 回 1997 年度秋季低温工学・超電導学会特別シンポジウムにおける発表
- [1.5] *SUPERCONDUCTIVITY COMMUNICATIONS*, Vol. 6, No. 6, Dec. 1997
- [1.6] 米田えり子「超電導の交流応用における交流損失低減に関する研究」学位論文, 東京工業大学, 1994
- [1.7] T. Hara, T. Okuma, T. Yamamoto, D. Ito, K. Tasaki, and K. Tsurunaga, "Development of a new 6.6 kV / 1500 A class superconducting fault current limiter for electric power systems," *IEEE Trans. on Power Delivery*, Vol. 8, No. 1, pp. 182 - 191, 1993
- [1.8] 原筑志, 「超電導のクエンチを使った超電導限流器 - 開発夜話 - 」電気学会誌, Vol. 114, No. 4, pp. 229 - 232, 1994
- [1.9] 塚本修巳, 「交流超電導応用の現状」, 電気学会誌, Vol. 112, pp. 970 - 979, 1992
- [1.10] K. E. Gray, et al., *J. Appl. Phys.* Vol. 49, p. 2546, 1978
- [1.11] T. Verhaege, et al., "Experimental 7.2 kVrms / 1 kArms / 3 kApeak current limiter system," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* Vol. 3, No. 1, pp. 574 - 577, 1993
- [1.12] T. Verhaege, C. Cottevieille, P. Estop, M. Quemener, J. P. Tavergnier, M. Bekhaled, C. Bencharab, P. Bonnet, Y. Laumond, V. D. Pham, C. Poumarède, and P. G. Thérond, "Experiments with a high voltage (40kV) superconducting fault current limiter," *Cryogenics*, Vol. 36, No. 7, pp. 521 - 526, 1996
- [1.13] 久保田宏, 工藤由紀, 山崎六月, 芳野久士, 井上浩一, 「YBCO 薄膜を用いた SN 転移型限流素子」第 57 回 1997 年度秋季低温工学・超電導学会講演概要集 p. 125
- [1.14] W. Paul, Th. Baumann, J. Rhyner, and F. Platter, "Tests of 100 kV high-Tc superconducting fault current limiter," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* Vol. 5, No. 2, pp. 1059

- 1062, 1995

[1.15] 大熊武, 岩田良治「超電導限流器」*低温工学*, Vol. 32, No. 8, pp. 366 - 373, 1997

[1.16] E. S. Yoneda, K. Tasaki, T. Yazawa, H. Maeda, J. Matsuzaki, K. Tsurunaga, T. Tada, A. Fujisawa, D. Ito, T. Hara, M. Nakade, and T. Ookuma, "The Current Status of Superconducting Fault Current Limiter Development," *Cryogenics*, Vol. 34, ICEC Supplement, pp. 749 - 752, 1994

[1.17] 船木和夫・住吉文夫「多芯線と導体」産業図書, 1995

[1.18] Martin N. Wilson, *Superconducting Magnets*, Clarendon Press, Oxford, 1986

[1.19] J. P. Soubeyrand and B. Turck, "Losses in superconducting composites under high rate pulsed transverse field," *IEEE Trans. on Magn.* Vol. 15, pp. 248 - 251, 1979

[1.20] W. J. Jr. Carr, *IEEE Trans. on Magn.* Vol. 13, No. 1, p. 192, 1977

[1.21] J. L. Duchateau and B. Turck, "Self-field degradation effect in adiabatic conditions," *Cryogenics*, Vol. 14, pp. 481 - 486, September 1974

[1.22] 福井聡, 「周方向及び縦方向磁界に対する交流超電導線の損失及び磁気的不安定性」学位論文, 横浜国立大学, 1997

[1.23] N. Amemiya, I. Hlásnik, and O. Tsukamoto, "Influence of Longitudinal Magnetic Field on Thermomagnetic Instabilities in A.C. Superconducting Cables," *Cryogenics*, Vol. 33, pp. 889 - 899, 1993

[1.24] J. G. Bednorz and K. A. Müller, "Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system," *Z. Phys.*, Vol. B 64, pp. 189 - 193, 1986

[1.25] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu, "Superconductivity at 93 K in a new mixed - phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 58, No.9, pp. 908 - 910, 1987

[1.26] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, and T. Asano, "A new high T_c oxide superconductor without a rare earth element," *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 27, No. 2, pp. L 209 - L 210, 1988

[1.27] Z. Z. Sheng and A. M. Hermann, "Superconductivity in the rare - earth - free Tl-Ba-Cu-O system above liquid - nitrogen temperature," *Nature*, Vol. 332, No. 6159, pp. 55 - 58, 1988

[1.28] T. Kato, K. Ohkura, M. Ueyama, K. Ohmatsu, K. Hayashi, and K. Sato, "Development of High- T_c superconducting magnet using Ag-sheathed Bi2223 tapes," *Presented at 15th Int. Conf. on Magnet Technology (MT-15)*, Beijing, 1997

[1.29] 山田博之, 「酸化物超伝導コイルにおける交流損失」修士論文, 東京工業大学, 1997

第2章 素線のクエンチ機構

本章では $dI/dt \sim 10 \text{ A/s}$ 程度の領域で、磁気的不安定性の存在しないときの超電導線のクエンチ機構について議論する。超電導線のクエンチはフラックスフロー状態による発熱によって導体温度が臨界温度 T_c を超える現象であるので、クエンチ機構を理解するためにはフラックスフロー状態における電流電圧特性 ($I-V$ 特性) を検討する必要がある。

そこで、本章では交流用極細多芯線（素線）のフラックスフロー状態における $I-V$ 特性と酸化物超電導線のそれとの比較を行う。酸化物超電導線は臨界温度、臨界磁界が高いので、直流マグネット応用への研究開発が進む一方、交流応用も現実化してきている。酸化物超電導線の抵抗発生型限流器への応用を考えると、酸化物超電導線のクエンチ機構を理解しておく必要がある。

酸化物超電導線の $I-V$ 特性は金属系超電導線のそれとは異なった傾向を示すことが知られている。 $I-V$ 特性を両対数表示した場合、金属系超電導線の $I-V$ 特性の傾きは一定であるのに対し、酸化物超電導線のそれは傾きが減少していく。また、金属系超電導線に対して臨界電流 I_c 以上の電流を通電するとクエンチし、急激な抵抗発生が見られるのに対し、酸化物超電導線では I_c 以上の通電を行っても金属系と同様なクエンチは見られずに電圧が発生し続ける。

金属系超電導線と酸化物超電導線の $I-V$ 特性が異なる振る舞いを示すことについて考察するために、本章では $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}/\text{Ag}$ テープ線材のフラックスフロー状態における $I-V$ 特性を調べ、 NbTi/CuNi 超電導線（素線）のそれと比較を行った。また、冷媒の沸騰熱伝達の観点から両者のクエンチ機構の比較も行った。

2.1 NbTi/CuNi極細多芯線と酸化物テープ線材の通電実験

試料として用いた交流用超電導線の諸元を表2.1に、試料の構成を図2.1に示す。この試料は交流用撚線導体に用いられている素線であり、マトリクスはCu-30%Niであ

る。試料はたるまない程度の張力で電極間に張られている。導体長は40cmである。また、電極との接続長は約 70 cm とした。

超電導線に通電する際には、電極との接続部分での発熱による電極近傍でのクエンチ（電極クエンチ）を防ぐために、十分な接続長をもって導体と電極とを接続する必要がある。いま、計測したいレベルの比抵抗を ρ_0 としたとき、 ρ_0 の比抵抗発生で電極から導体へ電流が流れ込むために必要な接続長を z_t とすれば、必要な接続長 z_t は次の式で見積もることができる[2.1]；

$$z_t \cong \frac{1}{4} a \sqrt{\frac{\rho_t}{\rho_0}} \quad [\text{m}] \quad (2.1)$$

ここに、 a は導体半径、 ρ_t は導体のマトリックスの比抵抗である。本試料においては $a = 0.143 \text{ mm}$, $\rho_t = 3.6 \times 10^{-7} \Omega\text{m}$ である。今、 $\rho_0 = 10^{-15} \Omega\text{m}$ とすれば、 $z_t = 68 \text{ cm}$ となる。つまり、本試料で $\rho_0 = 10^{-15} \Omega\text{m}$ レベルの計測を行うためには電極と導体との接続長は 68 cm 必要ということである。この接続長を基準に試料を製作した。電圧端子は導体中央部に20cmの長さで取り、電圧信号はX-Yレコーダおよびトランジェントレコーダに取り込んだ。

次に、比較のための酸化物超電導テープの諸元を表2.2に示す。本研究で用いた酸化物テープは印刷法で作製された $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}/\text{Ag}$ (Bi2212/Ag) テープ線材である。ここで、試料の作製法について簡単に触れておく[2.2]。まず固相法で製作した超電導粉末を、バインダー、溶剤と混ぜてペースト状にする。これをステンレス製のアプリケーションの片側に十分な量を置き、一定速度で基板である銀テープを移動させることによって超電導膜が作製される。有機物を除去するためにこれを低温で保持し、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) の部分熔融温度である 880°C まで 300°C/h で昇温する。そこから 3°C/h で 830°C まで徐冷すると、Bi2212 相がテープ面に対して ab 面が平行になるように配向組織が形成される。この方法は長尺の線材を一度に短時間で熱処理することができる。たとえば、 $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ (Bi2223) 銀シース超電導線の作製にはこのような熔融・徐冷法は適用できず、配向組織を得るためには加工と熱処理を組み合わせなければならない。高い J_c を持つ導体を得るためには約 835°C で 100 時間の熱処理と 500 MPa の圧力下での成形を 3 サイクル以上行う必要がある [2.3]。Bi2212/Ag 線材作製における印刷法の利点は先に挙げた熱処理時間が短いことの他に、銀シース線材と比較して銀比を小さくできることである。

試料概観を図2.2に示す。酸化物試料は直径7cmの GFRP 円筒に3/4周巻き付けられ

ている．電極は平編み銅線を用いた．電極ラップ長は約2cmであるが，これは(2.1)式において $a = 50 \mu\text{m}$, $\rho_t = 2.8 \times 10^{-9} \Omega\text{m}$, $\rho_0 = 10^{-15} \Omega\text{m}$ とすれば， $z_t = 2 \text{ cm}$ となり，十分であることがわかる．電圧端子は導体中央部に5cmの間隔で取り，端子からの電圧信号はX-Yレコーダおよびトランジェントレコーダに取り込んだ．

実験は液体ヘリウム中及び液体窒素中で試料を浸漬冷却して行った．電流は直流電源を用いて一定速度で掃引し，電流値はシャント抵抗を用いて測定した．

表2.1 交流用超電導線諸元

素線径 [mm]	0.286
マトリクス	Cu-30%Ni
マトリクス比	4.6
フィラメント径 [μm]	0.13
フィラメント本数	891462
ツイストピッチ [mm]	2.8(S)
I_c [A] (at 4.2K, self field)	290
図表中記号	NbTi/CuNi

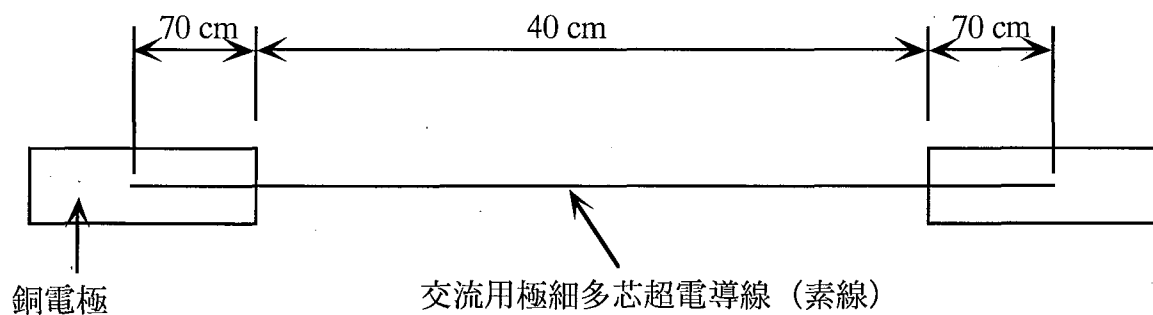


図2.1 交流用素線試料

表2.2 酸化物超電導テープ諸元

基板	Ag
Ag/Bi2212 比	3.1
基板厚さ	50 μm
基板幅	10 mm
酸化物層厚さ（両面合計）	20 μm
酸化物層幅	8 mm
T _c	82 K
I _c (77 K, 自己磁界)	20 A
I _c (4.2 K, 自己磁界)	360 A
図表中記号	Bi2212/Ag

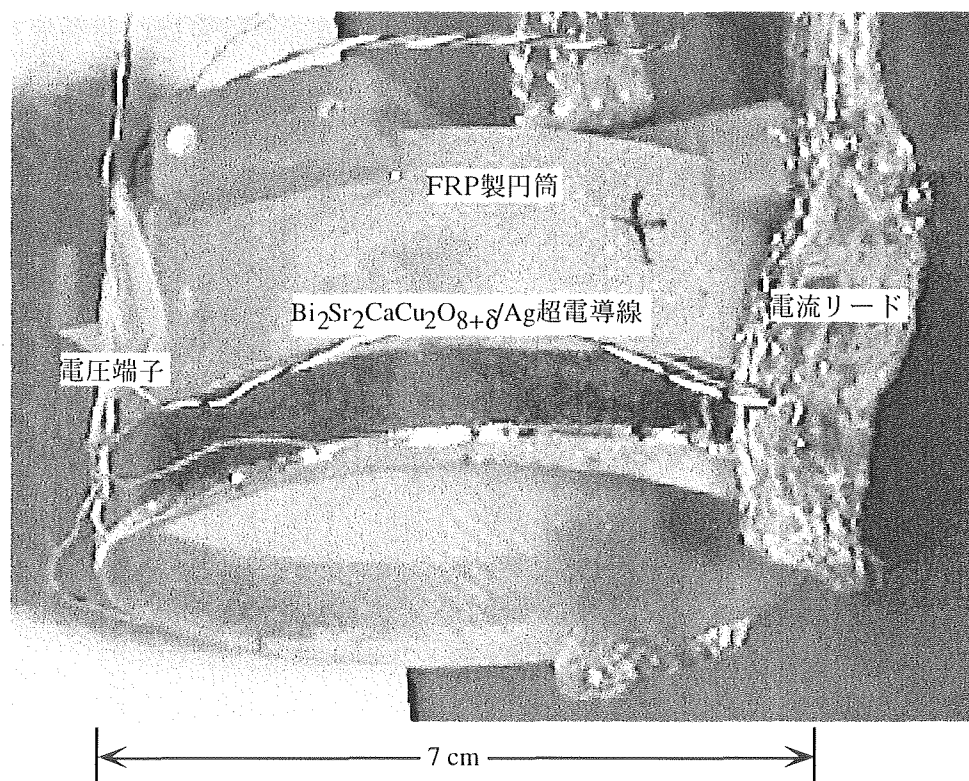


図2.2 酸化物テープ試料

2.2 フラックスフロー状態における電流電界特性

図2.3にNbTi/CuNi超電導線（試料AC#1）の電流電界特性を示す．横軸は通電電流，縦軸は発生電界である．発生電界が $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ のときの電流値を臨界電流値 I_c と定義

すると、 I_c は 290 A であった。試料は通電電流 315 A で測定レンジを超える電圧が急激に発生したのでこの電流値をクエンチ電流値 I_q と定義した。

図2.4に 77.3 Kにおける 酸化物試料の電流電界特性の測定結果を示す。77.3 K における本試料の I_c は 20 A であった。また試料は最終的に 470 A で焼損した。図には焼損しなかったときの実験結果をプロットした。太い実線は電流上昇時、鎖線は電流下降時の電流電界特性を示している。電流上昇時には約 170 A のときに電界が一度減少して再び増加した。電流下降時にはこの現象は観測されなかった。また酸化物試料と同じ条件で熱処理を行った銀の電流電界特性の測定結果もプロットした。銀の抵抗は一定ではなく、電流が大きくなると温度上昇のために抵抗が増加している様子がわかる。銀の測定においても酸化物試料に見られたような電界の急激な変化が観測された。図には電流下降時の電流電界特性をプロットした。低電流領域の銀の電流電界特性の傾きから、銀の比抵抗は $\rho_{Ag} = 2.8 \times 10^{-9} [\Omega m]$ であった。

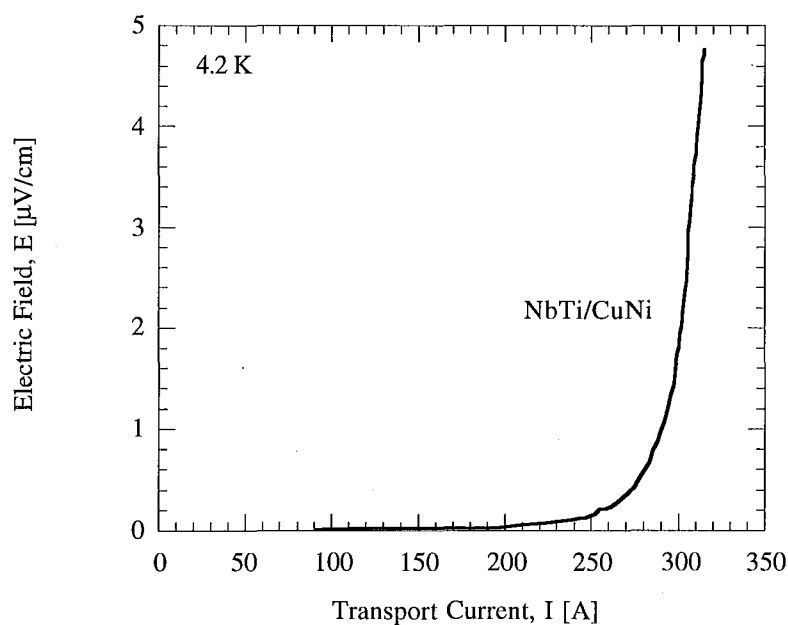


図2.3 NbTi/CuNi 試料の電流電界特性

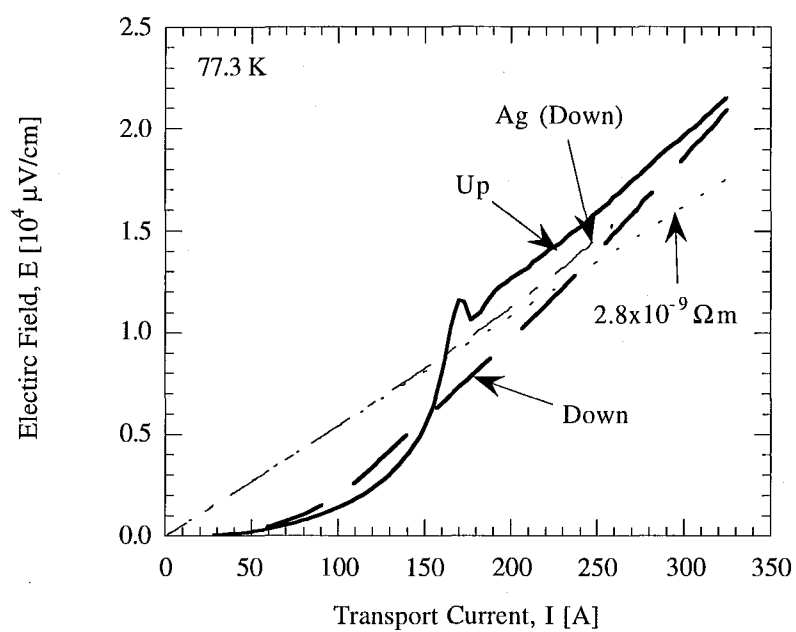


図2.4 77.3 K における酸化物超電導線の電流電界特性

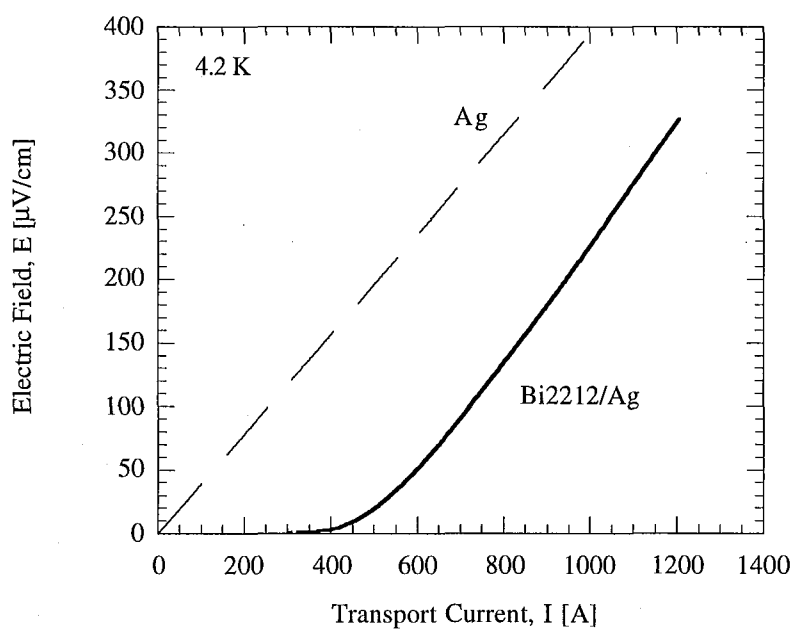


図2.5 4.2 K における酸化物超電導線の電流電界特性

図2.5には4.2 Kにおける酸化物試料および銀基板の電流電界特性の測定結果を示す。4.2 Kにおいては $I_c = 360$ A であった。酸化物試料，銀基板ともに77.3 K (図2.4)に見られたような電界の急激な変化は見られず，電流上昇時，下降時ともに同じ電流電界特性が得られた。銀の電流電界特性は測定範囲内において直線であり，比抵抗は $\rho_{Ag} = 2.0 \times 10^{-11}$ [Ωm] であった。

超電導体に通電したとき，電流 I と電界 E の間には次の関係があることが知られている[2.4]。

$$E \propto I^n \quad (2.2)$$

ここでベキ n は n 値と呼ばれ，線材の電流電界特性を表す値として用いられる。通常， n 値は発生電界 0.1 $\mu V/cm$ から 1 $\mu V/cm$ の間の電流電界特性で定義されるが[2.5]，本研究ではこの定義を拡張して，より大きな電界領域においても n 値の概念を導入した。

NbTi/CuNi 試料および酸化物試料の電流電界特性を両対数表示したものを図2.6に示す。縦軸には発生電界，横軸には臨界電流値 I_c で規格化した通電電流値 I/I_c をとっている。グラフの傾きが n 値に相当する。NbTi/CuNi 試料の電流電界特性は一定の傾きを持っているのに対し，酸化物試料のそれは電流増加に伴って減少している。このことを n 値の発生電界依存性としてプロットしたものを図2.7に示す。NbTi/CuNi 超電導線の n 値は $n = 14$ と一定値を保っているのに対し，酸化物試料の n 値は I_c 付近では $n = 4$ (at 77.3 K)， $n = 9$ (at 4.2 K) であるが，電界が増加するにつれて n 値が低下していき 1 ($n = 1$ のときは酸化物は超電導状態ではない) に漸近していく。

n 値の小さい線材は，ソーセージングやフィラメント断線などの加工不安定性が生じていることが多い[2.6]。しかしながら，電気工学的見地からは n 値が大きいほどシャープな抵抗発生があることを示していることになるので，特に限流器などのスイッチングを行わせる場合には n 値が大きい方が性能が優れていることになる。直流用の NbTi/Cu 導体では n 値は 30 ～ 60 程度[2.7]，交流用 NbTi/CuNi 導体では 8 ～ 12 程度である[2.8] 酸化物超電導線においては，77 K における $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ (Bi2223) バルク導体で $n = 23$ [2.9]，4.2 K における Bi2212 塗布法線材で $n = 16.7$ [2.10] などの報告がある。本実験で用いた NbTi/CuNi 試料の n 値は交流用超電導線としては標準的な値である。一方，Bi2212/Ag 試料は何らかの加工上の問題から I_c 付近の n 値が 4 (at 77.3 K) または 9 (at 4.2 K) にとどまっていると考えられる。

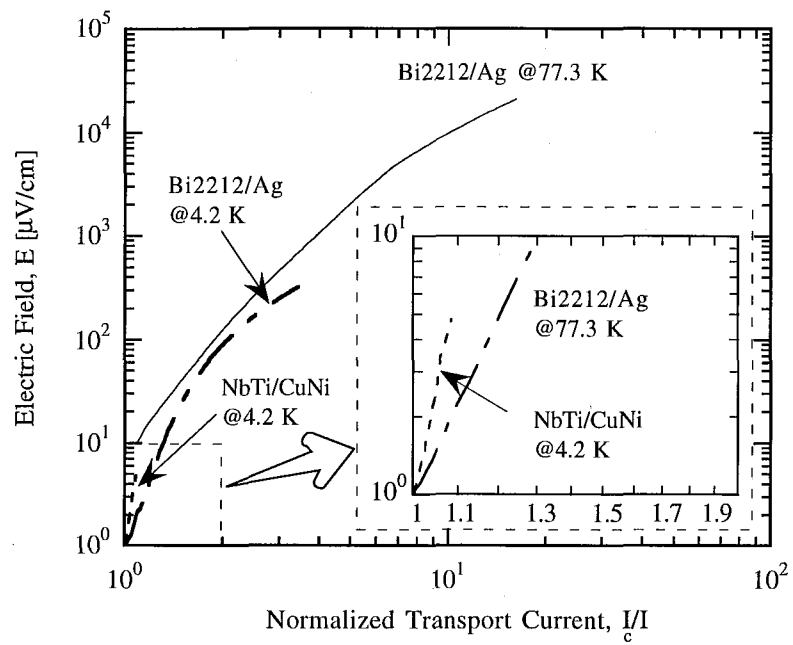


図2.6 酸化物超電導線および金属系超電導線における電流電界特性

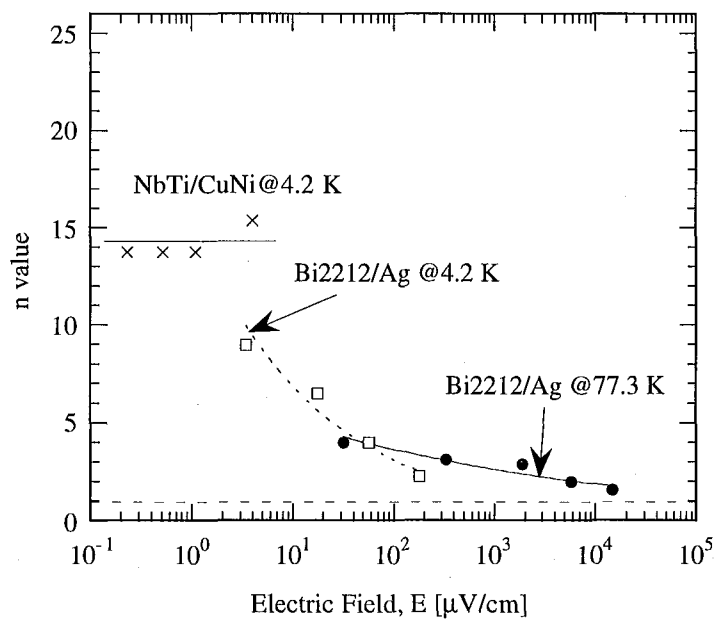


図2.7 n 値の発生電界依存性

2.3 電流電界特性における分流の影響

金属系試料の n 値は発生電界に対して一定であるのに対し、酸化物試料のそれは減少していくことの原因の一つは、金属系試料のマトリクスが Cu-30%Ni ($\rho_{\text{CuNi}} = 3.6 \times 10^{-7} \Omega\text{m}$ at 4.2 K) であるのに対し、酸化物試料の基板が Ag ($\rho_{\text{Ag}} = 2.0 \times 10^{-11} \Omega\text{m}$ at 4.2 K) であり、比抵抗が小さく、電流が分流しやすいためであると考えられる。そこで、図2.8のような並列回路を考えて、分流の影響を検討した[2.11].

ここで、 I_{total} は全電流、 I_{Ag} は銀基板に流れる電流、 I_{Bi} は酸化物超電導部分に流れる電流を示している。図2.8 の回路について回路方程式を立てると、

$$R_{\text{Ag}} I_{\text{Ag}} = R_{\text{Bi}} I_{\text{Bi}} = V \quad (2.3)$$

V および R_{Ag} は測定値を用いると $I_{\text{Ag}} = V/R_{\text{Ag}}$ より I_{Ag} が求まり、

$$I_{\text{Bi}} = I_{\text{total}} - I_{\text{Ag}} \quad (2.4)$$

から I_{Ag} と I_{Bi} の両方が求められる。この方法で 77.3 K および 4.2 K の実験データを解析した結果を図2.9 および 図2.10 に示す。ここで、銀の比抵抗は一定とし、77.3 K においては $\rho_{\text{Ag}} = 2.8 \times 10^{-9} [\Omega\text{m}]$ (実測値)、4.2 K においては $\rho_{\text{Ag}} = 2.0 \times 10^{-11} [\Omega\text{m}]$ (実測値) とした。

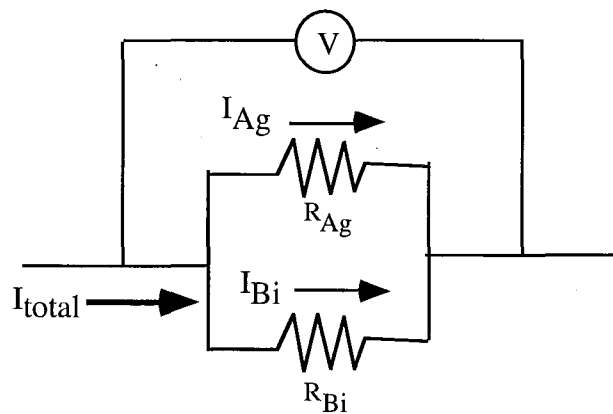


図2.8 酸化物と銀基板の並列回路

図2.9 および図2.10 において、横軸は通電電流値、縦軸は Bi2212 または Ag に流れている電流値を示している。77.3 K（図2.9）では30 A 付近から銀基板への分流が始まっている。酸化物に流れている電流 I_{Bi} は $I_{\text{total}} = 210$ A で最大値 $I_{\text{Bi}} = 84$ A をとった後、減少している。4.2 K（図2.10）においては、350 A 付近から銀基板への分流が始まり、 I_{Bi} は $I_{\text{total}} = 600$ A で最大値 $I_{\text{Bi}} = 470$ A をとった後減少している。酸化物層に流れている電流が極大値をとってから減少するのは、酸化物層と銀基板の抵抗変化によるものである。図2.11に77.3Kおよび4.2Kにおける、通電電流に対する Bi と Ag の抵抗変化の様子を示す。通電電流が大きくなると Bi の抵抗が銀の抵抗を超えていることがわかる。この電流値以上の通電電流領域では Ag に流れる電流の方が多くなるので、結果として Bi に流れる電流は減少することになる。

比較のために金属系超電導線についても同じ計算を行った結果を図2.12に示す。マトリクスへ流れている電流はゼロであり、全ての電流が超電導部分に流れていることがわかる。

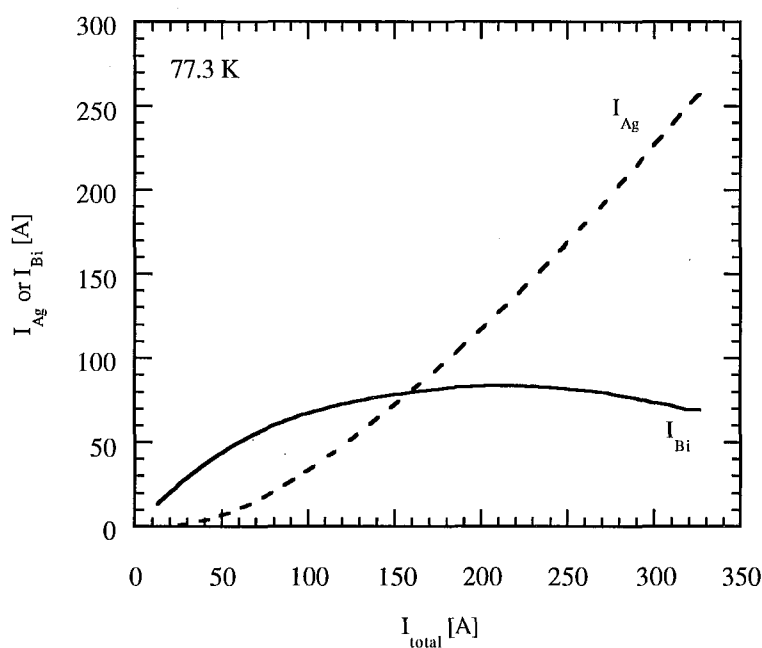


図2.9 酸化物超電導線の 77.3 K における分流

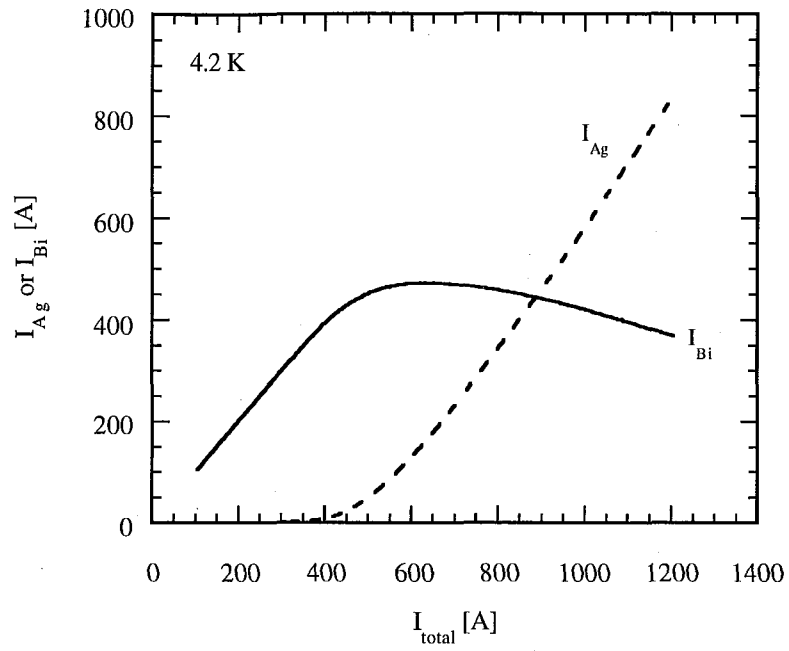


図2.10 酸化物超電導線の 4.2 K における分流

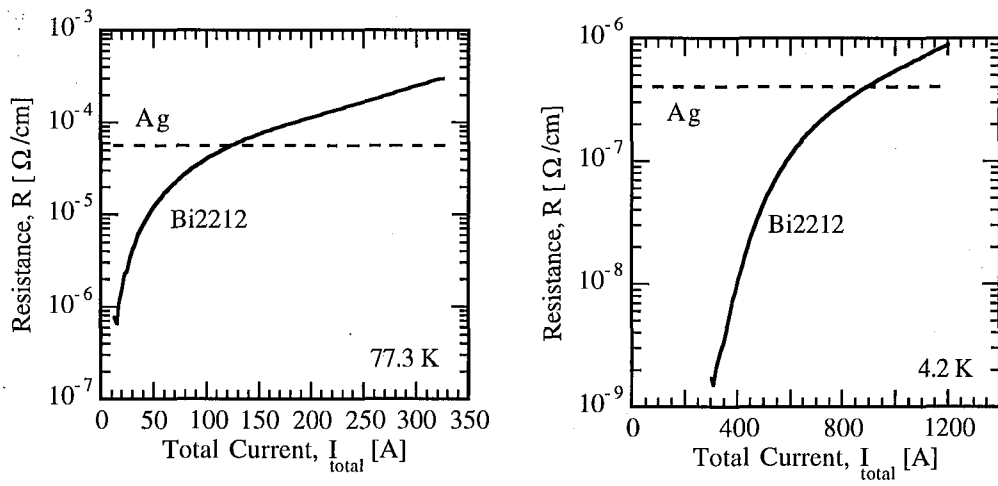


図2.11 Bi2212/AgテープにおけるBiとAgの抵抗変化

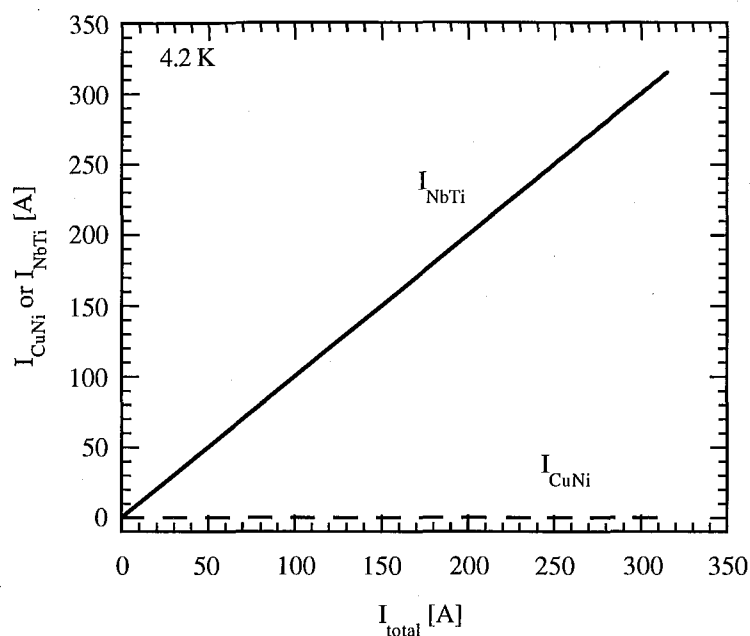


図2.12 金属系超電導線における分流

以上の検討から酸化物超電導線では銀基板への電流分流の影響が大きいことがわかる。つまり、測定された電流電界特性から評価した n 値（図2.7）は見かけの値であり、酸化物の本質的な超電導特性を表していないことになる。酸化物の本質的な電流電界特性を評価するためには酸化物のみに流れている電流に対して電界をプロットする必要がある。そこで、計算で得られた酸化物に流れている電流 I_{Bi} に対して測定電界をプロットしたものを図2.13に示す。 I_{Bi} は分流開始後に極大値を取ってから減少する（図2.9，図2.10）ので、 I_{Bi} の極大値までをプロットした。4.2 K, 77.3 K の場合とも、グラフの傾きは一定になっている。図2.7との比較のために、図2.13から分流を考慮した n 値を求めて発生電界に対してプロットしたものを図2.14に示す。

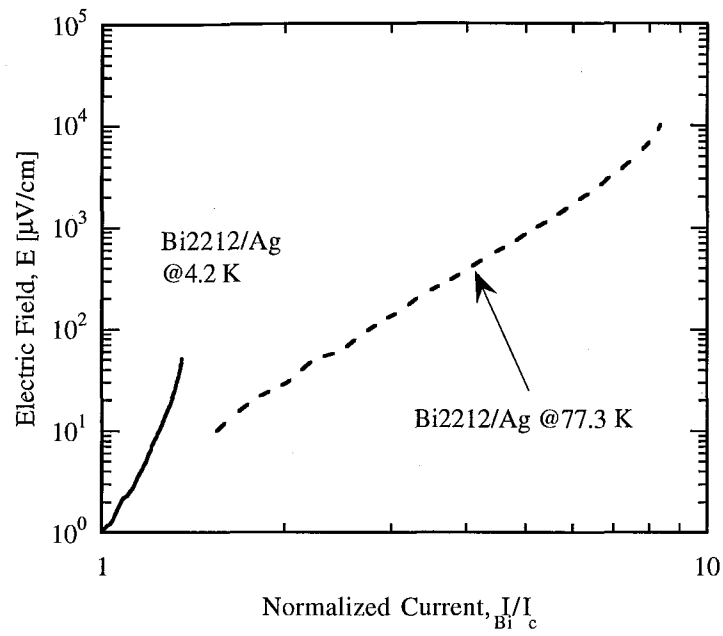


図2.13 銀への分流分を考慮した場合の酸化物試料の電流電界特性

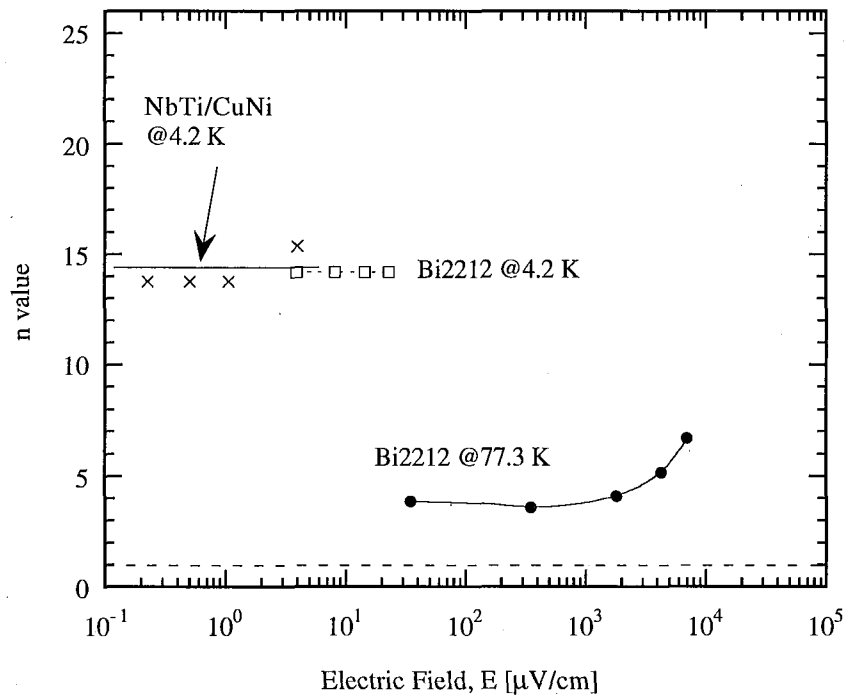


図2.14 銀への分流分を考慮した場合の n 値の発生電界依存性

図2.14 によって明らかなように，酸化物の n 値は分流を考慮した場合，77.3 K で約 4，4.2 K で約 15 と，電界に対して一定の値を取ることが分かる．また，低温のほうが n 値が大きいことがわかる．

なお，図2.14 中の 77.3 K の Bi2212 のデータで $10^3 \mu\text{V/cm}$ 以上の電界領域で n 値が上昇しているが，これは銀基板の温度上昇によって説明できる．図2.15 に示されているように，銀の比抵抗は 77.3 K 近傍で温度に強く依存する．従って試料の I_c 以上の通電領域では，実際に銀に流れている電流 I_{Ag}^* は先の計算で得られた I_{Ag} よりも小さいと考えられる．そうすると実際の I_{Bi} は計算結果よりも大きくなるので，77.3 K の電流電界特性において傾きは増加しないで一定値を保つと考えられる．

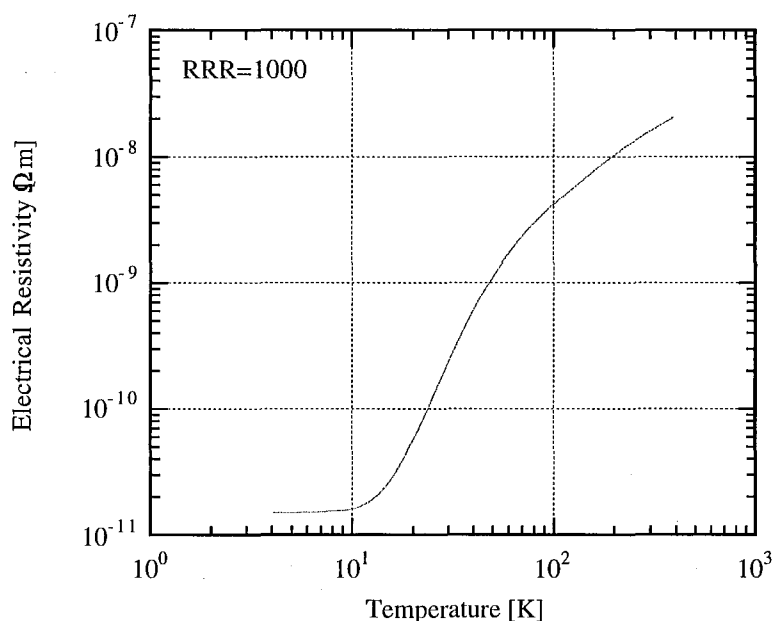


図2.15 銀の比抵抗の温度依存性

2.4 酸化物超電導線のクエンチ

金属系超電導線を用いた限流器ではクエンチを利用したタイプが多く開発されている．前節の議論から，金属系超電導線と酸化物超電導線の電流電界特性の間には本質的な差違が無いことがわかった．そこで，本節では酸化物超電導線を用いた抵抗発生型限流器を念頭に置いて，酸化物超電導線のクエンチについて議論する．

まず，NbTi/CuNi 超電導線に見られる急激な抵抗発生を伴うクエンチの機構を示し，酸化物超電導線のクエンチ発生の可能性を議論する．詳細な検討を行うためには導体内部の電流分布および温度分布，また熱伝達特性などを知る必要があるが，ここでは簡単のために導体表面と冷媒間の熱伝達の観点から検討を行うことにする．その際，熱伝達は核沸騰領域においては Kutateladze の式[2.12]に，膜沸騰領域においては Breen and Westwater の式[2.13]に従うものとした．

2.4.1 液体ヘリウム中の場合

まず，NbTi/CuNi 超電導線 (4.2 K) の場合を考える．液体ヘリウムの沸騰熱伝達曲線を図2.16に示す[2.14]．縦軸は熱流束であり，横軸は導体表面と液体ヘリウムの温度差を示している．図中の実線は核沸騰の場合を，点線は膜沸騰の場合の熱伝達曲線を示している．図中において D は超電導線の直径に相当する．本研究で用いた金属系超電導線の直径は 0.286 mm なので， $D = 0.01$ cmのときの熱伝達特性を用いることにする．熱流束が臨界熱流束 q_c に達すると表面過熱度が急上昇し核沸騰から膜沸騰状態へ瞬時に移行する．この遷移に伴って数 10 K もの急激な温度上昇があるため，臨界温度 T_c の低い NbTi/CuNi 超電導線 ($T_c = 7.5$ K) はこの遷移によって導体温度が T_c を超えてクエンチすると考えることができる．

導体表面からヘリウムへの界面熱流束 q は次の式で計算できる．

$$q = \frac{I \times V}{S} \quad (2.5)$$

ここで I は通電電流値， V は発生電圧， S は表面積である．この式に $q=q_c$ および試料の全表面積 S を代入することで臨界熱流束相当の電流電界直線を求めることができる．これを NbTi/CuNi 超電導線の電流電界特性の実験結果に重ねてプロットしたものを図2.17に示す．黒丸によるプロットは実験結果であり，一点鎖線は臨界熱流束相当の電流電界直線である．NbTi/CuNi 超電導線がクエンチすると考えられる電流値は約 370 A と見積もることができる．この値は，実験において NbTi/CuNi 超電導線がクエンチした電流値 (315 A) の約 1.2 倍である．この予測値と実験値の差は，超電導線 (長さ 40 cm) の 85% が常伝導転移し，残りの 15 % は常伝導転移していないことを示唆している．

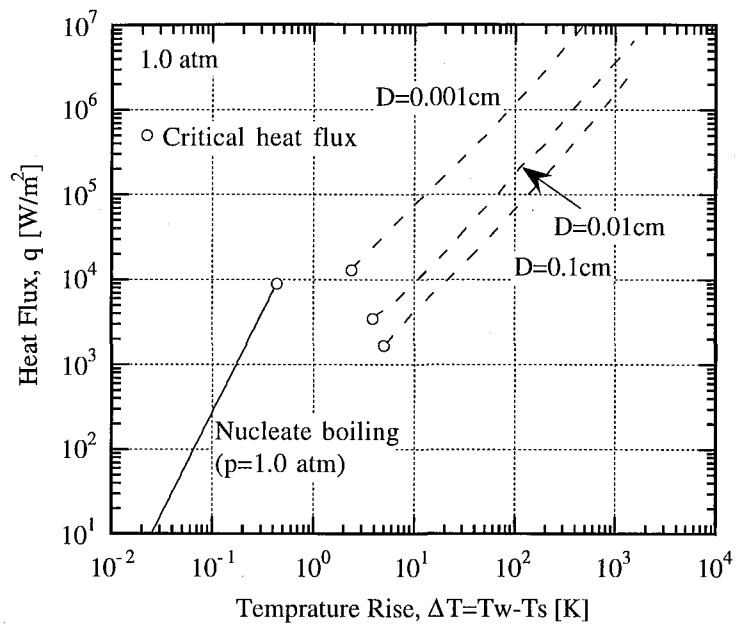


図2.16 液体ヘリウムの沸騰曲線[2.14]

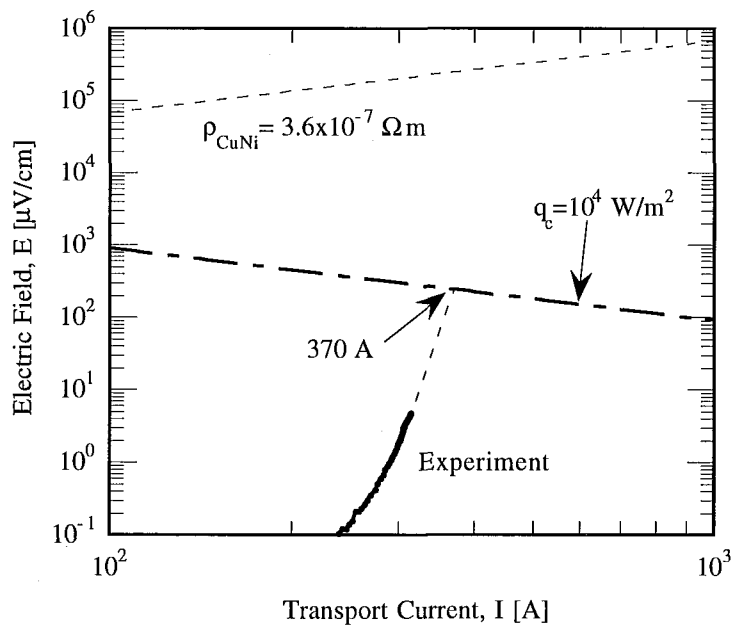


図2.17 NbTi/CuNi 超電導線の電流電界特性と臨界熱流束相当の電流電界直線

次に 4.2 K における Bi2212/Ag 超電導線について考える．Bi2212/Ag 超電導線は T_c が 82 K と高いため，10 K 程度の温度上昇ではクエンチしない．図2.16の膜沸騰時の熱伝達曲線 ($D = 0.1$ cm) において温度上昇 ΔT が 78 K となる熱流束 6×10^4 W/m² に達するまで通電可能と考えられる．4.2 K における Bi2212/Ag 超電導線の電流電界特性と $q = 6 \times 10^4$ W/m² 相当の電流電界直線を同時にプロットしたものを図2.18に示す．実験で用いた酸化物超電導線は約 4,400 A でクエンチすると予測される．このクエンチは，先に示した NbTi/CuNi 超電導線のクエンチのように冷媒の沸騰転移に起因するクエンチではない．このことは現状の Bi2212/Ag 超電導線を液体ヘリウム中で用いる場合は NbTi/CuNi 超電導線と同様なクエンチは望めないことを示唆している．

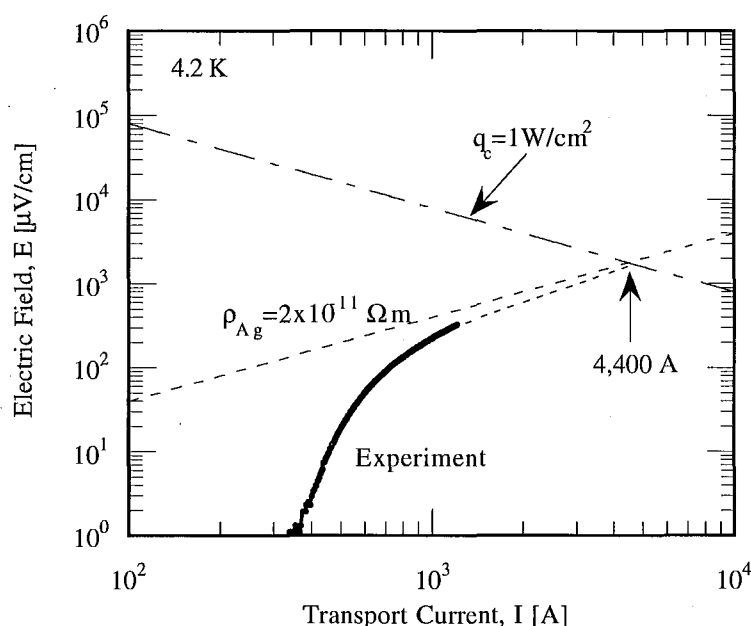


図2.18 4.2 K における酸化物超電導線の電流電界特性と 6×10^4 W/m² 相当の電流電界直線

2.4.2 液体窒素中の場合

77.3 K における Bi2212/Ag 超電導線について考える．77.3 K における酸化物超電導線の電流電界特性（図2.4）では電流上昇時に 170 A で発生電界が急激な変化を見せている．同様な電界変化は銀基板のみに通電したときにも観測された．従って，

この現象は酸化物超電導線特有ではなく、液体窒素の熱伝達特性によるものであると考えられる。

液体窒素の沸騰曲線を図2.19に示す[2.14]。液体ヘリウムの場合と同様、界面熱流束に着目して検討を行う。図2.4より電界の極大値における熱流束は $1.2 \times 10^4 \text{ W/m}^2$ と計算される。図2.19によればこの熱流束は核沸騰状態にあるが、この領域が自然対流状態から核沸騰状態への遷移領域（図中 B - B' 間）と考えると図2.4における電流上昇時の電流電界特性の特異性は沸騰の遅れ（ヒステリシス）によるものとする事で説明できる。初期状態より出発して加熱を始めたとき、核沸騰に至るまでに気泡の核が活性化するためには、熱流束 q を下げていくときよりも上げていくときの方が、大きな温度差 ΔT が必要である[2.14]。これは図2.19における準定常な領域 BB' に相当し、伝熱面表面に存在する気泡の核の寸法が十分大きくなってから核沸騰状態へと移行する。これにより導体表面温度は低下するが、それに伴って酸化物超電導線の抵抗値が低下し、結果として発生電界が低下すると考えられる。核沸騰が十分に発達した後に q を下げた場合、気泡生成の核は q が小さな値になるまで活性を保ち続けるので、 q を上げる場合も下げる場合も ΔT の測定値は同一曲線上にある。したがって、電流下降時の酸化物超電導線の電流電界特性は滑らかな曲線になると考えられる。

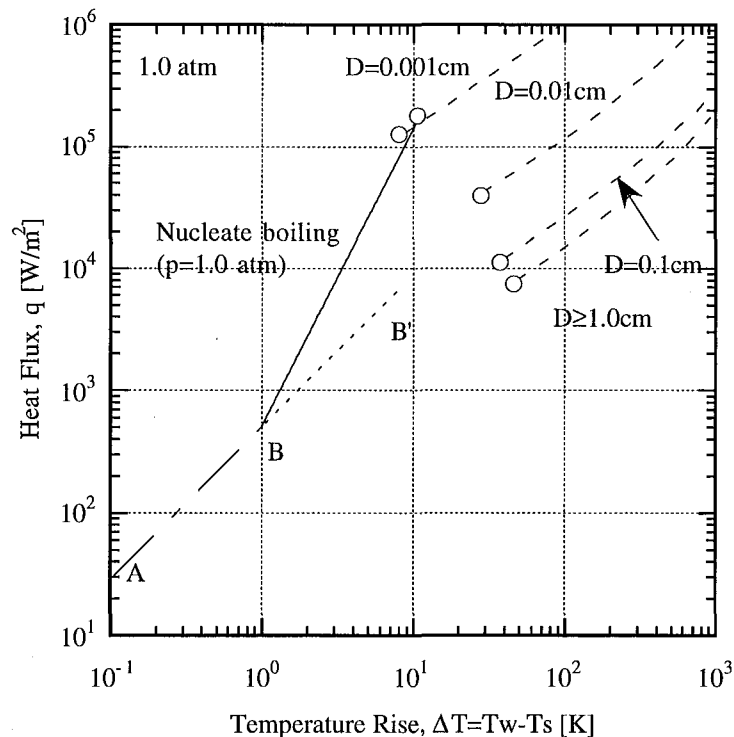


図2.19 液体窒素の沸騰曲線[2.14]

液体窒素の臨界熱流束は $q_c = 2 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ である．ここで核沸騰状態から膜沸騰状態への遷移による温度上昇 ΔT は 40 K と読みとれる． $T_c = 82 \text{ K}$ であることから 40 K の温度上昇でクエンチすると考えられる．そこで， $2 \times 10^5 \text{ W/m}^2$ でクエンチすると仮定する．4.2 K の場合と同様の計算を行った結果を図2.20に示す．太いプロットは試料が焼損したときの実験結果を，一点鎖線は液体窒素の臨界熱流束相当の電流電界直線を示す．予測されるクエンチ電流値は約 700 A であるのに対し，焼損した電流値は 470 A であった．これは酸化物が試料全長にわたって均一にクエンチせず，約 67 % がクエンチしていると考えられる．

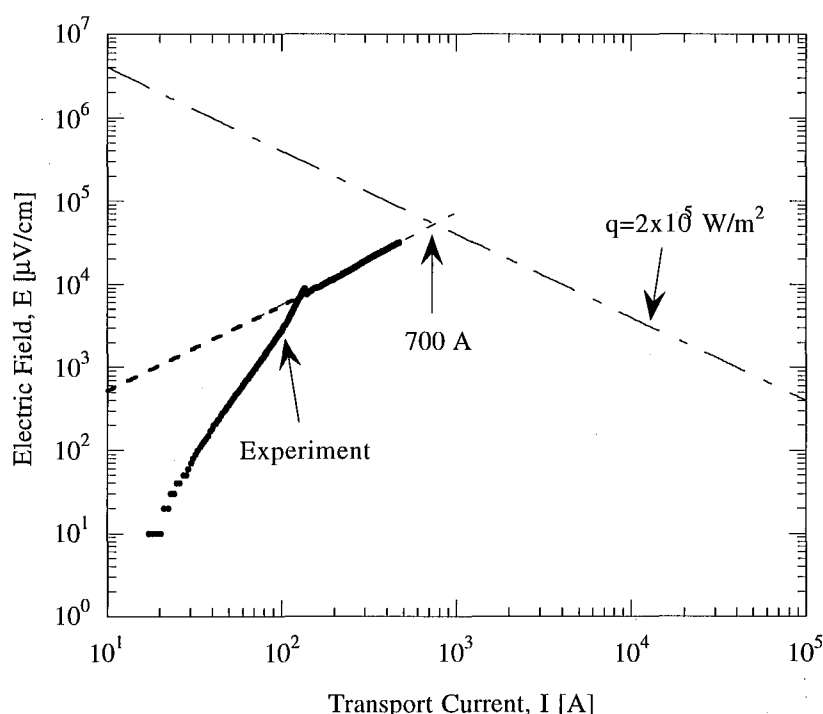


図2.20 77.3 K における酸化物超電導線の電流電界特性と
臨界熱流束相当の電流電界直線

2.4.3 酸化物超電導線のクエンチに及ぼす n 値，基板比抵抗，及び J_c の影響

前節までの議論において，4.2 K における NbTi/CuNi 超電導線のクエンチが冷媒の沸騰転移に伴う急激な温度上昇によるものであることを示し，Bi2212/Ag 超電導線

を 77.3 K で用いれば同様のメカニズムでクエンチに至る可能性を示した。しかし、図2.17と図2.20とを比較すると、NbTi/CuNi 超電導線は n 値が一定のままでクエンチに至るのに対し、Bi2212/Ag 超電導線ではクエンチに至る前に n 値が減少していることがわかる。この、Bi2212/Ag 超電導線における見かけの n 値の低下の理由が基板への分流の影響であることは先に行った分流計算で明らかになっている。そこで本節では 77.3 K における Bi2212/Ag 超電導線が 4.2 K における NbTi/CuNi 超電導線と同様に、 n 値一定のままで冷媒の沸騰転移に伴う温度上昇によってクエンチに至るための条件について検討する。ここでは、(1) 酸化物超電導体の本質的な n 値、(2) 基板の比抵抗、(3) 酸化物超電導体の J_c の 3 つのパラメータを考え、これらの値を変化させたときの Bi2212/Ag 超電導線のクエンチに至るまでの電流電界特性を検討する。

まず、酸化物超電導体の本質的な n 値 n_{Bi} を $n_{Bi} = 5, 10, 100$ と変化させた場合を図2.21に示す*。 n_{Bi} が大きくなると低電界領域の見かけの n 値も向上することがわかる。しかし、電流が大きくなり発生電界が大きくなると基板への分流が大きくなるので、クエンチ電流値はどの場合も 900 A と予測され、ほとんど変わらない。従って、酸化物の本質的な n 値の向上だけでは液体窒素中のクエンチに至るまでの電流電界特性には大きな影響を及ぼさないことがわかる。

次に、基板の比抵抗を変化させた場合の電流電界特性を図2.22に示す。基板の比抵抗が現状の銀基板 ($\rho_{Ag} = 2.8 \times 10^{-9} \Omega m$) を用いた場合のクエンチ電流値は 900 A (I_c の 82 倍) と予測される。それに対して、比抵抗が一桁大きい基板を用いるとクエンチ電流値は 300 A (同 27 倍)、二桁大きい基板を用いると 135 A (同 12 倍) となる。基板の比抵抗が大きくなると予測されるクエンチ電流値は小さくなる。しかし、基板の比抵抗が大きいために分流開始電流が大きくなるので、見かけの n 値の低下の無いままでクエンチに至ることが示唆される。このことは、Bi2212/Ag 超電導線の基板として Cu-30%Ni と同程度の比抵抗の材料を用いれば、分流開始前にクエンチさせることが可能であることを示している。

* Bi2212/Ag 超電導線の n 値は高々文献 [2.6] 程度の値であることを考えると、ここで仮定した $n = 100$ は非現実的な値である。また、実際の線材においては n 値はその組成によって決まる値であり、 J_c と密接な関係がある。したがって、 n 値のみで線材の電流電界特性を評価することはあり得ないが、ここでは一つのパラメータとして議論の対象とした。

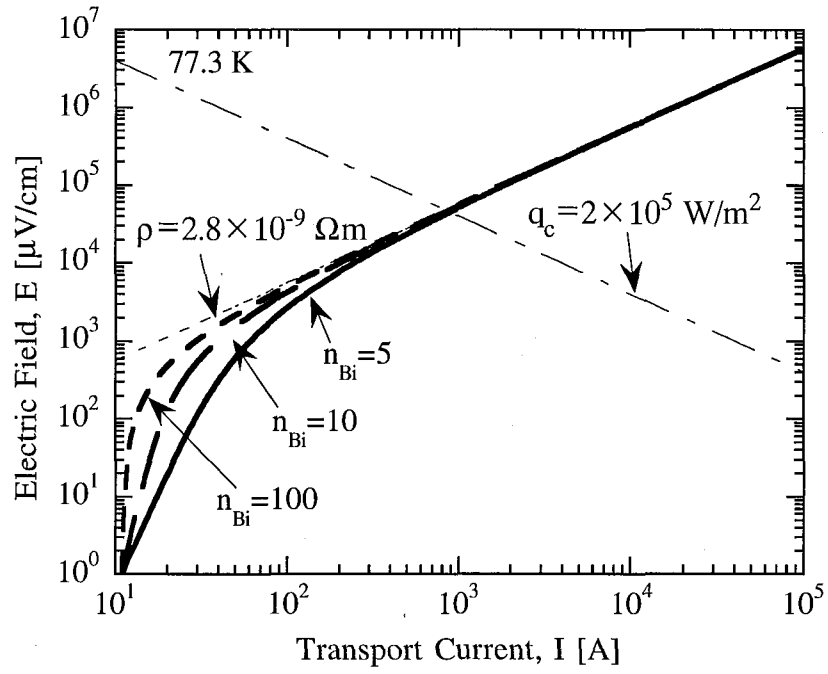


図2.21 酸化物超電導体の本質的な n 値を変化させたときの電流電界特性と
臨界熱流束相当の電流電界直線

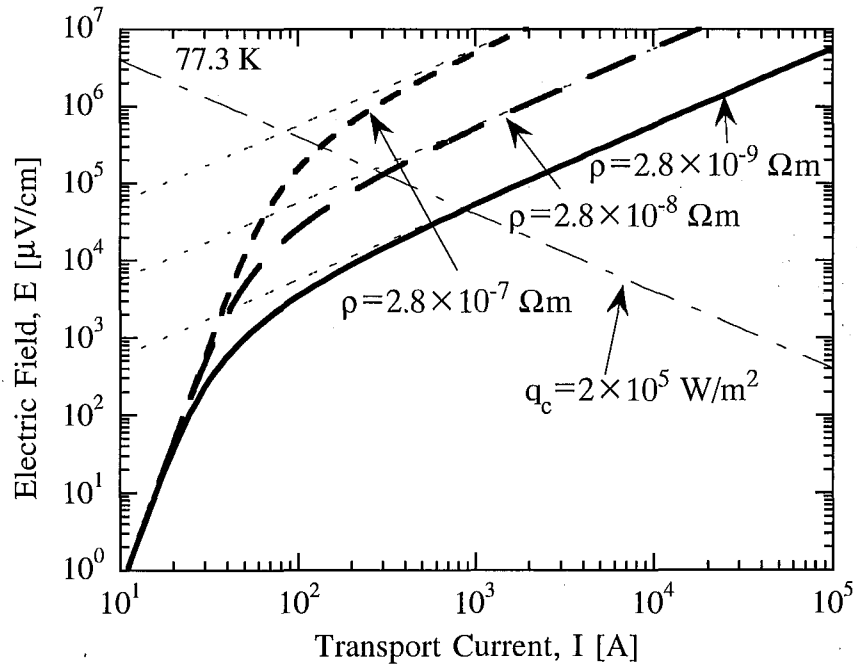


図2.22 基板の比抵抗を変化させたときの電流電界特性と
臨界熱流束相当の電流電界直線

本研究で用いた Bi2212/Ag 超電導線の 77.3 K における臨界電流密度 J_c は 6.9×10^7 A/m² である．一方で NbTi/CuNi 超電導線の 4.2 K における J_c は 2.8×10^9 A/m² であり， J_c に二桁の差がある．そこで，Bi2212 の J_c を変化させた場合の電流電界特性の変化を図2.23 に示す． J_c が現状の場合のクエンチ電流値は 900 A (I_c の 82 倍) と予測されるのに対し， J_c が一桁向上するとクエンチ電流値は 1200 A (同 11 倍) となり，二桁向上すると 4700 A (同 4.3 倍) と予測される． J_c を二桁以上向上させれば，分流開始前に（見かけの n 値の低下の無いままに）クエンチを生じさせることが可能であることがわかる．

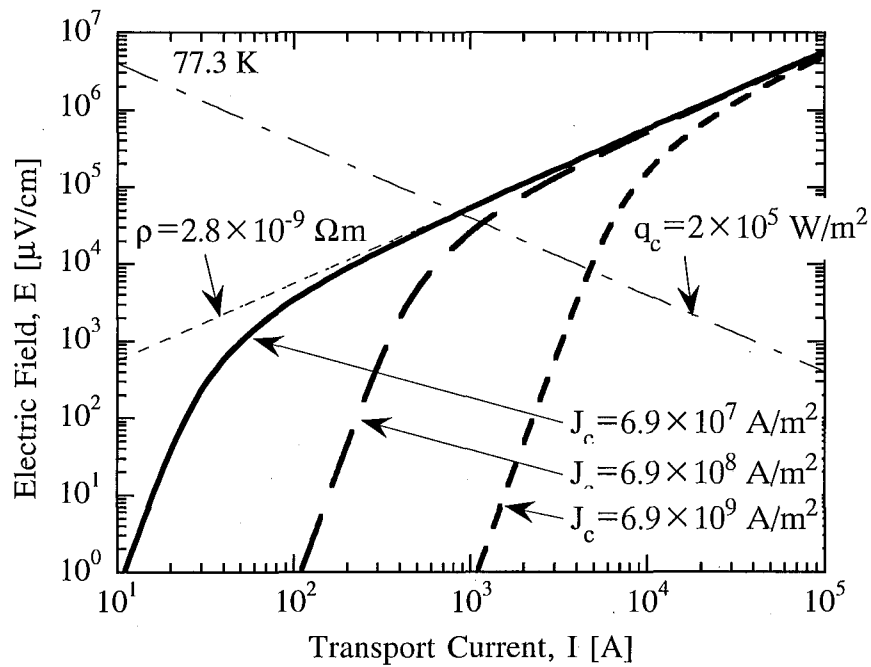


図2.23 酸化物超電導体の J_c を変化させたときの電流電界特性と
臨界熱流束相当の電流電界直線

2.5 まとめ

本章では NbTi/CuNi 超電導線（素線）のクエンチ機構を調べるために、フラックスフロー状態における電流電界特性を調べ、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 銀基板超電導線の電流電界特性と比較した。その結果を以下にまとめる。

- ・ NbTi/CuNi 超電導線の n 値は測定した範囲の電界領域で一定であった。これに対し Bi2212/Ag 超電導線の電流電界特性においては、 n 値は発生電界の増加と共に減少した。これは銀基板の抵抗が小さく電流が分流していることによる見かけの現象である。NbTi/CuNi 超電導線はマトリクス抵抗が大きいので分流の影響が無い。

- ・ 基板への分流を考慮した場合の Bi2212/Ag 超電導線の n 値は、NbTi/CuNi 超電導線の n 値と同様に発生電界に対して一定になる。

- ・ 超電導線は冷媒が核沸騰から膜沸騰へ遷移する際の温度上昇によって導体温度が臨界温度を超えて熱暴走すると考えられる。このとき、NbTi/CuNi 超電導線ではマトリクスへの分流が起こらないので、超電導部分のフラックスフロー抵抗に起因する発熱のみが発熱源であり、熱暴走とクエンチが同義であると考えられる。これに対して酸化物超電導線では基板への分流が大きいので基板での発熱が主となって熱暴走するがこれはクエンチではないと考えられる。

- ・ 77.3 K において Bi2212/Ag 超電導線の J_c が一桁以上向上するか、基板として Ag よりも比抵抗が二桁高い材料を用いるならば、Bi2212/Ag 超電導線は NbTi/CuNi 超電導線と同様に超電導部分の発熱が主熱源となって熱暴走し、すなわちクエンチする可能性が示された。

以上より、NbTi/CuNi 超電導線のクエンチは液体ヘリウムの核沸騰／膜沸騰遷移に伴う急激な温度上昇により導体温度が臨界温度を超える、という現象であり、それは(1) J_c が高く、(2) 臨界温度の冷媒温度に対する温度マージンが沸騰の遷移に伴う温度上昇よりも小さい ($T_c - T_{\text{bath}} < \Delta T$)、(3) マトリクスまたは基板の抵抗が大きい、という条件の下で得られたものであるといえる。従って、Bi2212/Ag 超電導線でも同じ条件であれば同じ現象を示すと考えられる。すなわち、酸化物超電導線と金属系超電導線の電流電界特性に本質的な相違は無いと考えられる。

しかしながら、酸化物超電導線の抵抗発生型限流器への応用を考えると、現状の基板を用いている以上は、金属系超電導線と同様な仕組みの抵抗発生型限流器への

応用は難しいと考えられる。臨界温度の高さは熱的な安定性の観点からは非常に魅力的であるが、抵抗発生型限流器はクエンチ時の抵抗が大きいことが必要なので、低抵抗の銀基板を用いた酸化物超電導線ではクエンチ時の抵抗が十分ではない。また、基板への分流が大きく、抵抗発生率が低下していくこともスイッチングの観点からは問題になると考えられる。

本研究では抵抗発生型限流器を念頭に置いているため、酸化物超電導線はこれらの問題点により、今後の議論の対象から外すことにする。そこで、次章以降においては金属系超電導線のみ限定して議論する。

参考文献

- [2.1] Martin N. Wilson, *Superconducting Magnets*, Clarendon Press, Oxford, p. 240, 1986
- [2.2] 長谷川隆代「 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ 超電導線材」低温工学, Vol. 32, No. 9, pp. 422 - 430, 1997
- [2.3] J. Tembrink, M. Wilhelm, K. Heine, and H. Krauth, "Development of Technical High-Tc Superconductor Wires and Tapes," *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, Vol. 3, No. 1, pp. 1123 - 1126, MARCH 1993
- [2.4] たとえば, Yukikazu Iwasa, *Case Studies in Superconducting Magnets*, Plenum Press, New York, p. 306, 1994; 低温工学協会編「超電導・低温工学ハンドブック」オーム社, p. 542, 1993 など
- [2.5] Final Draft of International Standards (FDIS) of International Electrotechnical Commission (IEC) 1788 - 1 - 1 (これについての解説は, 田中靖三, 村瀬暁, 長村光造「Cu/Nb-Ti 合金複合超電導線の直流臨界電流試験方法」低温工学, Vol. 33, No. 1, pp. 10 - 18, 1998 を参照されたい), および JIS H 7301
- [2.6] W. H. Warnes and D. C. Larbalestier, *Proc. of Int. Symposium on Flux Pinning and Electromagnetic Properties in Superconductors*, p. 156, 1985
- [2.7] 伊藤喜久男, 和田仁, 太刀川恭治, 「VAMAS 第2回国際ラウンドロビンテスト結果とその解析 - 臨界電流測定法の標準化に向けて - 」低温工学, Vol. 29, No. 11, pp. 585 - 592, 1994
- [2.8] P. Estop, C. Cottevieille, S. Poullain, J. P. Tavergnier, T. Verhaege, A. Lacaze, Y. Laumond, S. Le Naour, A. Ansart and P. Manuel, "Application of 50 Hz superconductors close to self field conditions," *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, Vol. 5, pp. 988 - 991, JUNE 1995
- [2.9] 岩熊正卓, 川浪精一, 和久田毅, 式町浩二, 木稻博之, 船木和夫, 竹尾正勝, 山藤馨, 田中靖三, 三村正直, 植田和雄, 樋上久彰, 「Bi 系バルク超電導体における交流電時の交流損失」低温工学, Vol. 29, No. 4, pp. 140 - 149, 1994
- [2.10] 熊倉浩明, 北口仁, 戸叶一正, 長谷川隆代, 引地康雄, 「Bi - 2212 多層テープを用いて作製したコイルの特性試験」1997 年度春季低温工学・超電導学会講演概要集 p. 29, 1997
- [2.11] Y. S. Cha, S. Y. Seol, D. J. Evans, and J. R. Hull, "Flux-Flow Resistivity of Three High-Temperature Superconductors," *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, Vol. 7, No. 2, pp.

2122 - 2125, JUNE 1997

[2.12] S. S. Kutateladze, *Atomic Energy Commission Translation 3770*, Technical Information Services, Oak Ridge, TN, p. 1952, 1949

[2.13] B. P. Breen and J. W. Westwater, *Chem. Eng. Prog.* Vol. 58, p. 67, 1962

[2.14] E. G. Brentari and R. V. Smith, *Adv. Cryog. Eng.* Vol. 10, p. 325, 1965 (低温工学協会・関西支部編訳「低温工学ハンドブック」内田老鶴圃新社, p.220, 1982 はこれを参照したもの)

第3章 素線の安定性

限流素子をはじめ、交流コイルの交流クエンチ電流値は、直流臨界電流値に比べて著しく低い。また、素線の交流クエンチ電流値でさえ、直流臨界電流値に比べて著しく低いことが分かっている。この現象は一般に自己磁界効果によるフラックスジャンプが原因であると説明されている[3.1]。撚線導体中の素線が経験する磁界は周方向磁界、縦磁界、横磁界、と3成分を持っている。このうち、限流器などの自己磁界の影響の大きい機器の場合には特に周方向磁界と縦磁界が問題となる。縦磁界は多芯線内部の飽和領域の厚さを増減させるため、撚線導体における撚りの最適化を施すことで、飽和領域によるフラックスジャンプは抑制されると言われている[3.2]。素線のクエンチ電流を制限しているのは素線内部に形成される飽和領域であるとするれば、縦磁界効果は付加的な効果であり、クエンチの素過程を考えるとときには無視できると考えられる。

自己磁界効果によるフラックスジャンプは、電流掃引などの時定数が導体長に対応する磁気拡散時定数よりも十分に小さいときに発生する。フラックスジャンプによって導体は臨界電流 I_c 以下でクエンチするので、この状態は不安定であるといえる。逆に導体長に対応する磁気拡散時定数よりも遅い時定数で電流掃引を行えばフラックスジャンプは起こらず、磁氣的に安定であるといえる。

本章では、素線における磁氣的安定／不安定の境界および、安定から不安定への遷移について調べる。本章で対象とする擾乱は素線内交流損失とフラックスジャンプである。これらが素線の安定性に与える影響と、クエンチ電流の掃引速度依存性に与える影響の2点に関して議論する。

3.1 多芯線の長さに対応する磁気拡散時定数

自己磁界条件下において、磁束は導体の両端部から侵入する。超電導線の両端から侵入した磁束は電流分布に伴って導体中央部に向かって侵入し、その振る舞いは次の拡散方程式；

$$\frac{\partial J}{\partial t} = D_m \nabla^2 J \quad (3.1)$$

で記述される． D_m は磁気拡散係数であり，

$$D_m = \frac{\rho}{\mu_0} \quad (3.2)$$

である．ここに， μ_0 は真空中の透磁率， ρ はマトリクスの比抵抗である．(3.1)式は次のような形の解を持つ；

$$J = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \exp\left(-D_m \frac{n^2 \pi^2}{L^2} t\right) \quad (3.3)$$

超電導極細多芯線内の自己磁界に対しては L は導体長を取れば良く，拡散の時定数 τ_m は，

$$\tau_m = \frac{\mu_0}{\rho} \left(\frac{L}{\pi}\right)^2 \quad (3.4)$$

となる．

$t=0$ で，通電電流 I が臨界電流 I_c よりも小さいとき，すなわち $I < I_c$ のときは，外側のフィラメント層に全ての電流が流れる（図3.1b 参照）．内側のフィラメント層に流れ込んだ電流は外側のフィラメント層に押しやられる（図3.1a 参照）．

図3.1に示されているように，電極から多芯線へ流れ込んだ電流は $t = \infty$ で全てのフィラメントに流れるようになる．(3.4)式で表される時定数は，多芯線の長さに対する多芯線内部の電流分布（図3.1b）において，半分の長さの位置で多芯線表面から r/e の深さまで電流が流れるのに必要な時間に相当する．ここに e は自然対数の底である．

この時定数より長い時間をかけて電流が掃引されれば電流は多芯線内部にわたって十分に拡散していると考えることができる．しかし，この時定数よりも短い時間で電流を掃引すると，多芯線の長さ方向，電極から比較的離れた部分に飽和領域が形成される．この領域では電流は表面に集中して流れている状態にあり，電流を掃引する時間が短くなるとこの領域の長さは長くなる．

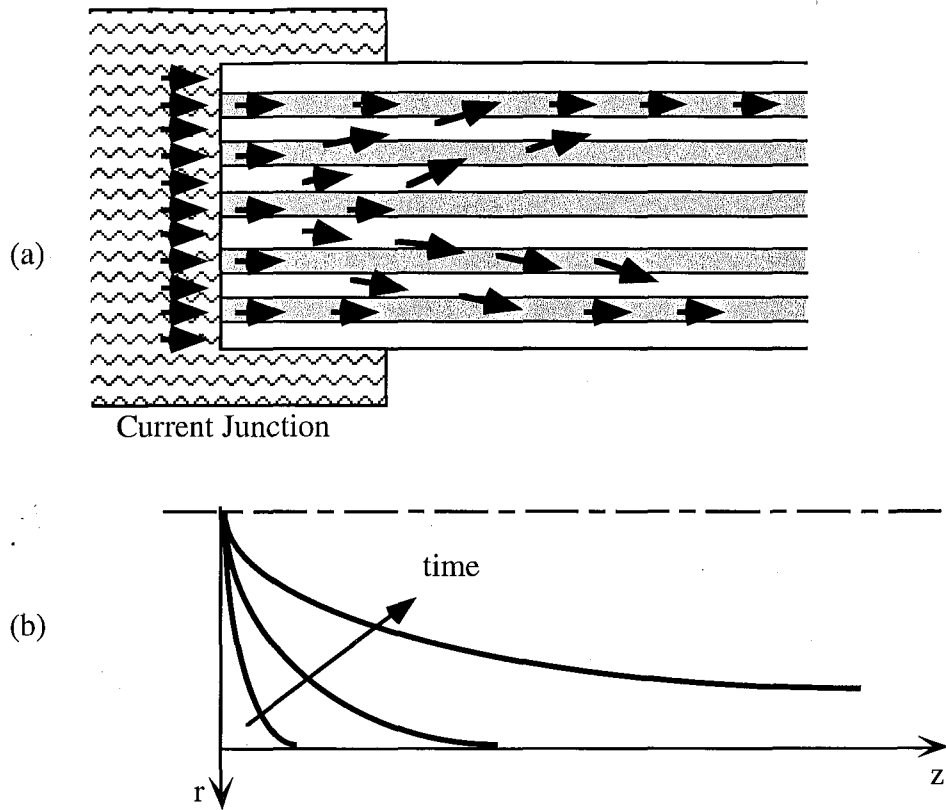


図3.1 電極から多芯線に流れ込んだ電極の多芯線軸方向の拡散の様子[3.3]

- (a) 電極から多芯線への電流流れ込みの様子
(b) 多芯線の長さに対する電流分布の時間変化

飽和領域ではフィラメント同士は磁氣的に結合しているため、この領域の磁氣的特性は同じサイズのパルク超電導体と同様になる。そしてこの領域の厚さがある閾値を超えるとフラックスジャンプが起こる。これが自己磁界フラックスジャンプとよばれる不安定性である。この閾値については次節で述べる。

これまでの議論を電流の掃引速度について整理してみると、次のようになる。特性掃引速度 I_q/τ_m を考えると、 dI/dt が特性掃引速度よりも大きければ端部から侵入した自己磁界は多芯線中央部まで十分に拡散する時間が無い。多芯線中央部では電流は多芯線表面に近いフィラメント層に集中し、この層では表面に近い層から J_c が流れている層が形成される。各層間には結合電流が流れ、したがって、各層がバルクの超電導体の様に振る舞うために層の厚さがある閾値を超えるとフラックスジャンプが起こることになる。

一方、 dI/dt が I_q/τ_m よりも小さいとき、端部から侵入した磁束は多芯線中央部まで

到達でき、自己磁界は十分に拡散することが出来る。このとき、多芯線断面における電流分布はほぼ一様に近くなり、フラックスジャンプは起こらない。

3.2 多芯線における不安定性

交流用超電導線はマトリクスに CuNi を用いているが、その磁気拡散係数は熱拡散係数に比べて三桁大きい（表3.1参照）。このことは、素線内の磁気拡散時定数が熱拡散時定数に比べて三桁小さいことを意味している。したがって、磁束の侵入は断熱的となることから、従来、交流用超電導線の磁氣的安定性の評価には断熱安定理論が用いられてきた。磁束の断熱的な侵入過程は第1章で述べたフラックスジャンプである。つまり、交流用超電導線ではフラックスジャンプが発生するとされている。

表3.1 Cu と CuNi の熱拡散係数と磁気拡散係数[3.4]

	D_h [m ² /s]	D_m [m ² /s]
Cu (at 0 T)	1.1×10^0	8.0×10^{-5}
Cu-10%Ni	6.2×10^{-4}	1.6×10^{-1}
Cu-30%Ni	2.4×10^{-4}	2.9×10^{-1}

断熱安定性理論によれば、安定性パラメータ β_t は次のように表される[3.5]。

$$\beta_t = \frac{\mu_0 \lambda^2 J_c^2 R_f}{\gamma C (\theta_c - \theta_0)} = \frac{1 - \frac{R_{sat}^2}{R_f^2}}{-\frac{1}{2} \left(\frac{R_{sat}}{R_f} \right) - \frac{3}{8} + \frac{1}{2} \left(\frac{R_{sat}}{R_f} \right)^2 - \frac{1}{8} \left(\frac{R_{sat}}{R_f} \right)^4} \quad (3.5)$$

ここで、 λ は超電導体の占積率、 γC は体積比熱、 θ_c は超電導体の臨界温度、 θ_0 は液体ヘリウムの温度、 R_f はフィラメント領域の外半径、 R_{sat} は飽和領域の内半径である。

$\lambda_c, R_f, \gamma C, \theta_c - \theta_0$ が与えられると R_{sat} が(3.5)式より計算される。もしフィラメントがツイストされていなければ安定限界の通電電流は $I/I_c = 1 - (R_{sat}/R_f)^2$ を使うことで計

算される．本研究で用いた各試料（表3.2）について安定限界の通電電流を計算すると AC#1N については 83 A ($0.36 I_c$)，AC#3N については 125 A ($0.37 I_c$) となる．

ここで，前節の内容も含めて整理すると，次のようになる．もし dI/dt が I_q/τ_m よりも小さければフラックスジャンプは起こらず，従って超電導線には臨界電流通電が可能である．逆に， dI/dt が I_q/τ_m よりも大きければ， I_q は内部の電流分布に影響されるので，フラックスジャンプが起こり安定限界の I_q は I_c よりも小さくなる．

すなわち， I_q/τ_m は自己磁界フラックスジャンプの起こる掃引速度の目安を与えると考えることができる．一般に交流 50 Hz 掃引時や高 dI/dt における掃引時のクエンチ電流がフラックスジャンプで説明されているのはこの理由による．以上の議論から多芯線におけるクエンチ電流の掃引速度依存性を予測したものを図3.2に示す．ただし τ_m は目安であるので，フラックスジャンプの起こる（＝不安定な）掃引速度領域とフラックスジャンプの起こらない（＝安定な）掃引速度領域の境界は図3.2ほど明確ではないと考えられる．しかし，多芯線の安定性を理解するためには，安定な領域から不安定な領域への遷移やその原因を明らかにする必要がある．そこで本研究では十分な長さの多芯線に対してクエンチ電流 I_q の dI/dt 依存性を測定し，前述のモデルからの予測と実験結果を比較することで，多芯線の安定性について検討を行う．

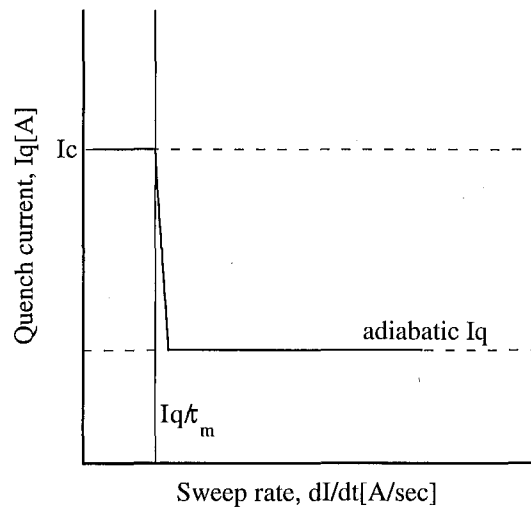


図3.2 多芯線長に対応する磁気拡散時定数と断熱安定性から予測されるクエンチ電流の掃引速度依存性

3.3 十分な試料長をもつ素線のクエンチ実験

試料諸元を表3.2に実験系を図3.3に、それぞれ示す．全ての試料は交流用NbTi極細多芯超電導線（素線）であり，表面に絶縁は施されていない．試料 #1N および #3N はフィラメントのツイストが施されていない．試料長は#1および#3Nは 10 m, #1Nは 5 mである．それぞれの試料について前出の(3.4)式を用いて長さに対応する磁気拡散時定数を求めると，長さ 10 m の #1 および #3N では 35 秒，長さ 5 m の #1N では 8.8 秒となる．臨界電流及びクエンチ電流の正確な測定を期するために前出の (2.1) 式を考慮し，電極と素線との接続長は十分にとった．試料を直径70 mm の GFRP 円筒にバイファイラ巻きし，固定のためにエポキシ樹脂で含浸した．また，クエンチ場所確認のために電圧タップは10箇所に取り，電極以外の場所におけるクエンチのデータのみを議論の対象とした．

この試料を液体ヘリウム中に浸漬し，直流電源から電流掃引速度を変えて通電試験を行った．通電電流値はシャント抵抗を用いて測定し，電圧信号をX-Yレコーダとトランジェントレコーダによって計測した．

表3.2 超電導線諸元

	AC#1	AC#1N	AC#3N
Wire Diameter [mm]	0.286	0.286	0.501
Filament Diameter [μ m]	0.13	0.13	0.28
Number of Filaments	891462	891462	509461
Cu-30%Ni/NbTi Ratio	4.6	4.6	5.2
Twisting Pitch	2.8	∞	∞
Critical Current I_c [A]	235	233	335
Wire Length [m]	10	5	10

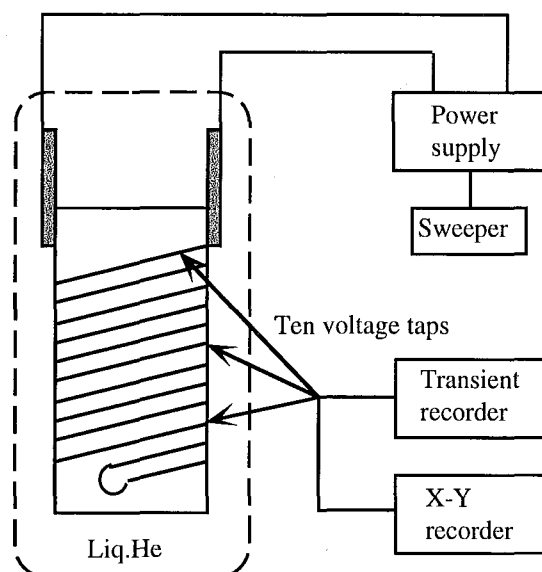


図3.3 実験系

最初に全ての試料について臨界電流測定を行った。測定した電流電界特性を図3.4に示す。電流の増加に伴ってフラックスフロー電圧が観測されていることがわかる。0.1 $\mu\text{V}/\text{cm}$ の電界を発生したときの電流値を臨界電流値 I_c とした。各試料の I_c は表3.2中に記してある。図に見られるようにどの交流用超電導線にも臨界電流値以上の通電が可能であった。そこで、電圧が急激に立ち上がる時の電流値をクエンチ電流値 I_q とした（図3.5参照）。

次に電流の掃引速度を変えてクエンチ電流値を測定した。図3.6にはクエンチ電流値 I_q の電流掃引速度 dI/dt 依存性を示す。図には臨界電流値 I_c で規格化されたクエンチ電流値 I_q/I_c を示した。先に行った I_c 測定によって、 dI/dt が 10 A/s 程度のときには試料に I_c の 1.2 倍の通電が可能であることが確認されている。高速掃引時には試料のインダクタンスに起因する電圧成分が大きく I_c の決定が困難なことから、今後の議論は I_q を中心に進めていくことにする。

図中の縦線は各試料についての I_q/τ_m を示している。先に各試料長に対応する磁気拡散時定数 τ_m を求めてあるので、それを使うと、試料 AC#1, AC#1N, AC#3N についての I_q/τ_m はそれぞれ、8.1 A/s, 31 A/s, 10.6 A/s となる。この特性掃引速度では全ての試料が I_c 以上まで通電できた。またいずれの試料においても電極近傍でのクエンチは起こらなかった。

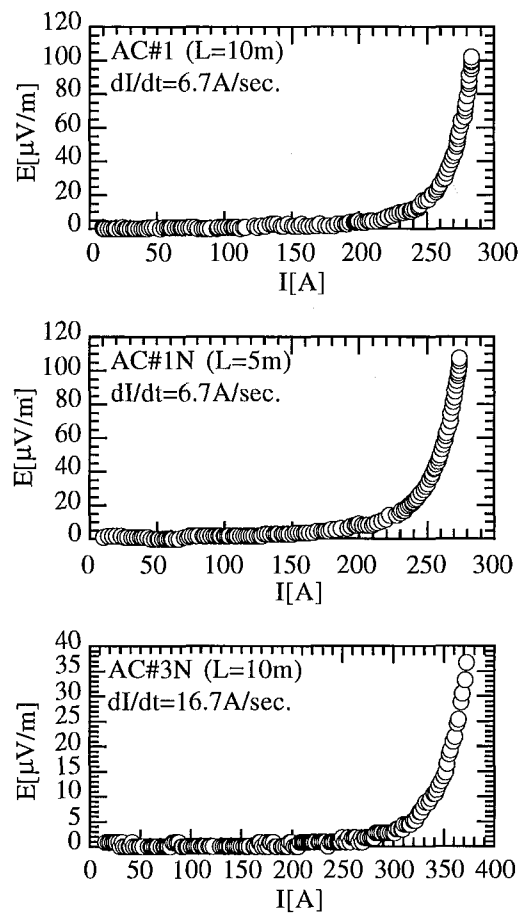


図3.4 各試料の電流電界特性；上からAC#1, AC#1N, AC#3N

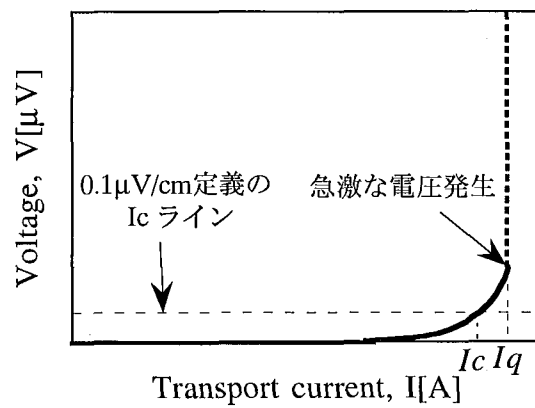


図3.5 クエンチ電流 I_q の定義

2 kA/s 以下の掃引速度のときは I_q は I_c より大きく、2 kA/sec 以上の掃引速度のときは I_q は I_c 以下であることがわかる。すなわち、 I_q/τ_m 以上の掃引速度領域においても全ての超電導線に I_c 以上の通電が可能な領域があることがわかる。2 kA/sec は I_q/τ_m の約 100 倍である。このとき、電流の拡散の程度を知るには(3.3)式で表される拡散方程式の解において時間依存の項を計算すればよい。そこで、 $\exp(-t/\tau_m)$ を計算すると、 $t=\tau_m$ に対して 0.37、 $t=\tau_m/100$ に対して 0.99 となる。つまり前述のモデルにおいて $t=\tau_m/100$ では電流はほとんど拡散していないことになる。すなわち、多芯線内部には飽和領域が形成されているはずであるにもかかわらず、 I_c 通電が可能であったということになる。このことから、この掃引速度においてはフラックスジャンプは起こっていないと考えられる。さらに、ここで述べたことは素線径によらず、フィラメントのツイストの有無にもよらない。これらのことから、多芯線には飽和領域が存在しても安定な場合があることが示された。

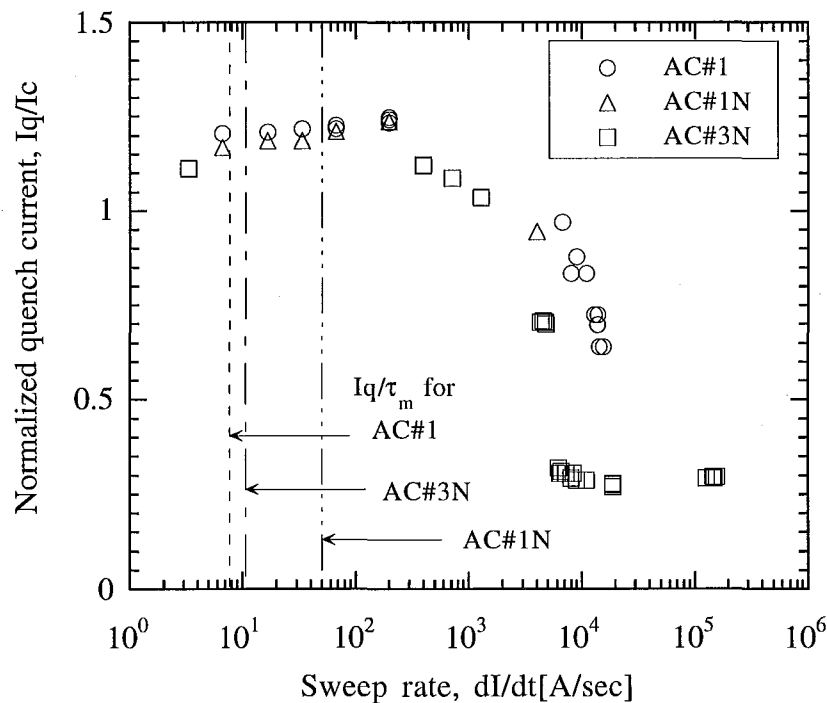


図3.6 AC#1, AD#1N, AC#3Nにおけるクエンチ電流の掃引速度依存性

一方、2 kA/s 以上の掃引速度領域においては全ての試料の I_q が I_c を下回り、大幅に低下している。 I_q が dI/dt に対して減少している理由としては、(1) フラックスジャンプ、(2) 交流損失による温度上昇に起因する I_c の低下、の2通りが考えられる。2 kA/s 以上の掃引ではフラックスジャンプが起こった可能性もあるが、400 A/s 以上における I_q の低下が連続的であると考え、(2) の交流損失の影響が大きいと考えられる。クエンチ電流の掃引速度依存性に与える素線内交流損失の影響については時節で数値計算を行って検討する。

超電導限流器において考えられる掃引速度領域は 1 MA/s ~ 20 MA/s である。この掃引速度を素線換算すると 1.4×10^4 A/s ~ 2.8×10^5 A/s の範囲である。この範囲における素線クエンチ電流は掃引速度に対して依存せず、一定値を取った。

3.4 クエンチ電流の掃引速度依存性における自己磁界損失の影響

本節では前節の実験で得られた I_q の dI/dt 依存性における自己磁界損失の影響を調べるために数値計算を行う。ここでの数値計算では多芯線内部に飽和領域が形成されている場合を想定して行い、飽和領域の長さは多芯線直径に比べて十分に長いとする。この仮定により解析対象は多芯線断面とする。ここでは多芯線断面をマトリクス領域 (CuNi のみの領域) とフィラメント領域 (NbTi と CuNi の混合領域) とに分けた (図3.7)。

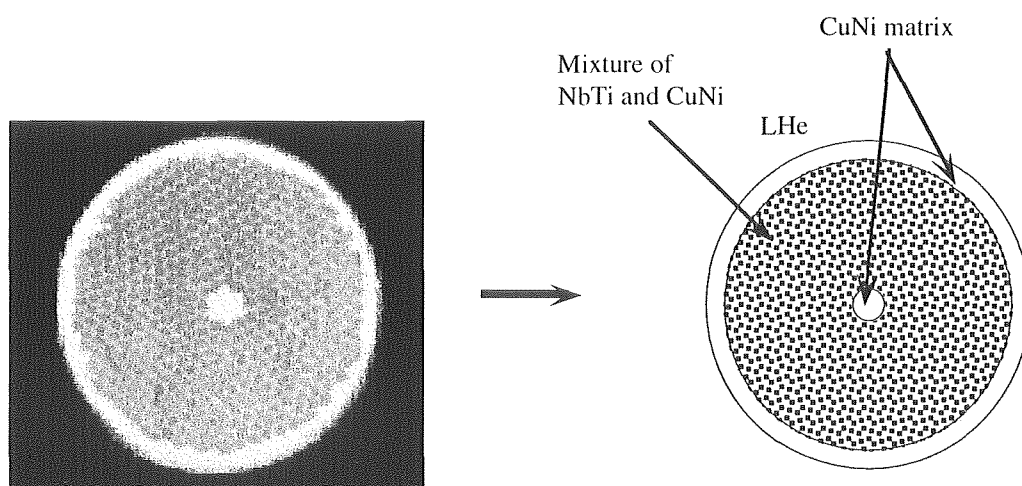


図3.7 多芯線断面のモデル化

円柱状のフィラメント領域に電流を流したときの電磁界は円柱座標系の1次元マクスウェル方程式

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = \frac{\partial B_\phi}{\partial t} \quad (3.6)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) = J_z \quad (3.7)$$

で表される．ここに μ_0 は真空の透磁率であり，磁束密度 $\mathbf{B} = (0, B_\phi, 0)$ ，電界 $\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$ ，電流 $\mathbf{J} = (0, 0, J_z)$ である．なお，変位電流は無視した．

また，電流と電界の関係は臨界電流測定で得られた $E-J$ 特性を n 値モデル

$$E_z = E_c \left(\frac{J_z}{J_c} \right)^n \quad (3.8)$$

によって近似した．電流を一定速度で掃引する場合，フィラメント領域表面の磁束密度 $B_{\phi s}$ は

$$B_{\phi s} = B_\phi \Big|_{r=R_{\text{fila}}} = \frac{\mu_0}{2\pi R_{\text{fila}}} \frac{dI}{dt} t \quad (3.9)$$

で与えられ，これが境界条件となる．ここに R_{fila} はフィラメント領域の半径である．

一方，非定常一次元熱伝導方程式は次のように書かれる；

$$\gamma C \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r k \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q \quad (3.10)$$

ここで γC は熱容量， k は熱伝導率である． Q は交流損失による発熱であり，

$$Q = E_z J_z \quad (3.11)$$

である．境界条件には多芯線表面と液体ヘリウムとの熱伝達を

$$k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} = h(T - T_{\text{LHe}}) \quad (3.12)$$

の形で考慮した.

以上の式を差分化して解くことにより, フィラメント領域における電流, 電界, 磁界それぞれの分布が計算される. 各時間ステップにおける電流と電界の積をとることにより, そのステップにおける交流損失が評価される [3.6] この交流損失を (3.10) 式に代入し, 熱伝導の計算を行う. 熱伝導計算は素線断面全域に涉って行った. J_c の温度依存性は

$$J_c(T) = \frac{T_c - T}{T_c - T_0} J_{c0} \quad (3.13)$$

で近似する. この式を使うことで熱伝導計算で得られた温度分布から次のステップのための J_c の分布が得られる. ここに T_c は臨界温度, T_0 は冷媒温度 (4.2 K) であり, J_{c0} は 4.2 K における J_c である.

数値計算においては, 計算時間の短縮のために熱伝導方程式は陰解法によって解いた [3.7]. また, クエンチの判定は温度が臨界温度 T_c に達したときとし, そのステップにおける通電電流値を I_q とした. この解析が断熱安定性理論や第 1 章で述べた自己磁界損失の定式と異なっている点は, 電磁場において多芯線の電流電圧特性を n 値モデルを用いて考慮した点と, 冷媒との熱伝達を考慮した点である.

計算は AC#3N に対して行った. 前述のように, 飽和領域が形成されているという仮定の下での解析なので, $dI/dt > I_q/\tau_m$ の場合のみを計算した. 解析に用いた物性値を表 3.3 に示す.

表 3.3 解析に用いた物性値

NbTi 熱伝導率	k_{NbTi}	0.11 W/mK
CuNi 熱伝導率	k_{CuNi}	1.3 W/mK
NbTi 熱容量	γ_{NbTi}	$1.0 \times 10^3 \text{ J/m}^3\text{K}$
CuNi 熱容量	γ_{CuNi}	$4.5 \times 10^3 \text{ J/m}^3\text{K}$

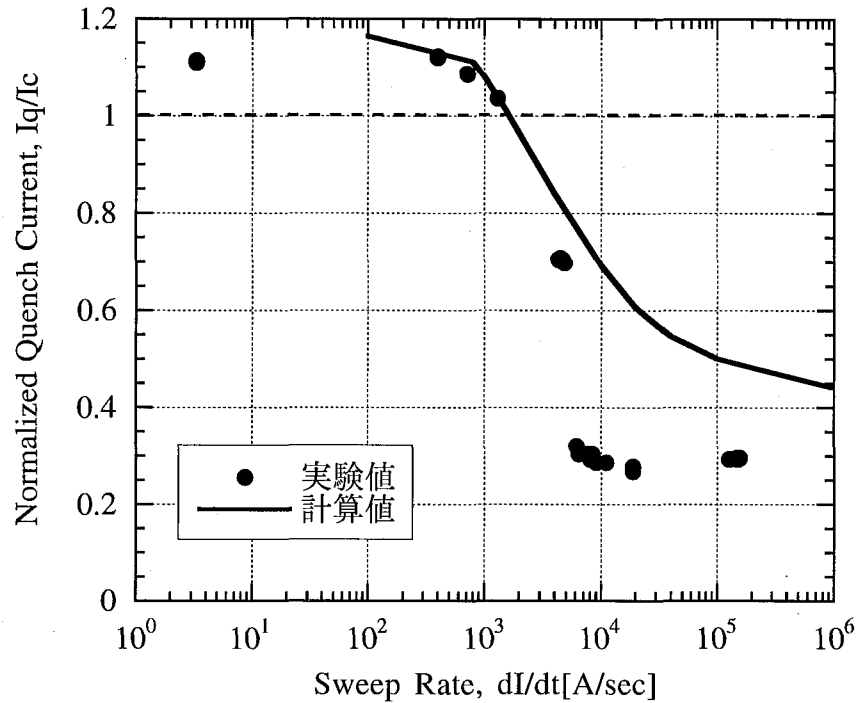


図3.8 AC#3Nに対するクエンチ電流の掃引速度依存性の計算値（実線）

解析結果と実験結果とを比較したものを図3.8に示す．本解析では dI/dt が100A/s以上の場合に対して解析を行ったが，1 kA/s 近傍における I_q の低下が著しい様子は実験と計算で良く一致している．このことは素線の安定／不安定の遷移には素線内交流損失の影響が大きいことを示している．

一方，実験では1 kA/s から10 kA/s の間で I_q が64 % 低下し，その後一定値に収束しているのに対し，素線内交流損失のみを考慮した今回の解析では10 kA/s 以上の掃引速度領域において実験と解析が定性的にも一致していない．この原因は冷却条件の与え方によるものではないかと考え，熱伝達率 h を変えて計算を行った．

熱伝達率を0 W/m²K, 21.5 W/m²K, 250 W/m²K と変化させたときの解析結果を図3.9に示す． $h=0$ W/m²K（断熱条件）のもとではクエンチ電流の掃引速度依存性はほとんど見られなかった．このことは，真空断熱中においては，クエンチ電流は掃引速度に依存しないということを示唆している．また，1 MA/s のときのクエンチ電流値は熱伝達率に依存していない．この掃引速度においては，磁束の侵入は断熱的になっていると考えられる．そこで，各条件下での多芯線内の電流分布，温度分布を詳しく検討するために，図3.10に熱伝達率をパラメータとして，同じ熱伝達率のときの

100 A/s および 1 MA/s における多芯線内の電流分布、温度分布の計算結果を示す。

図3.10 (a) は $h = 0 \text{ W/m}^2\text{K}$, (b) は $h = 21.5 \text{ W/m}^2\text{K}$, (c) は $h = 250 \text{ W/m}^2\text{K}$ の条件下におけるクエンチ直前の多芯線内部の電流分布および温度分布である。1 MA/s のときには h の値にかかわらず多芯線表面側に電流が集中しその部分の温度上昇が著しい。このときの掃引の時定数は多芯線断面内の熱拡散時定数 ($1.1 \times 10^{-4} \text{ s}$) と同程度になっていることから冷却の影響が殆ど無いと理解できる。これ以上の掃引速度においても冷却の効果は期待できないと考えられる。限流素子に印加される掃引速度（素線換算で $1.4 \times 10^4 \text{ A/s} \sim 2.8 \times 10^5 \text{ A/s}$ ）では冷却の効果は殆ど期待できないことが示唆される。

これに対して、100 A/s では熱伝達率が多芯線内部の電流分布・温度分布に大きな影響を及ぼしていることがわかる。 $h=0\text{W/m}^2\text{K}$ では多芯線表面近傍の温度上昇が著しい。このことは、冷却の悪い条件下で低速掃引を行うと自己磁界損失による発熱が冷却されずに多芯線内部に蓄積され、導体温度が上昇して低い電流値でクエンチに至ることを示唆している。逆に、冷却の良い条件下で低速掃引を行うと、自己磁界損失による発熱は十分に冷却されるために導体の温度上昇は抑制され、電流は導体中心付近にまで流れることができるので、臨界電流以上の通電が可能であると考えられる。

以上のことから、クエンチ電流の掃引速度依存性は自己磁界損失による温度上昇と冷却のバランスに大きく影響されていることがわかった。また、1 MA/s 程度の高速掃引では電流掃引の時定数と熱拡散の時定数が同程度になるために冷却の効果が無く、磁束が断熱的に侵入することが分かった。これはフラックスジャンプと同義であるが、フラックスジャンプの安定限界の電流値と実験値とは定量的には一致していない。このことは電流掃引の時定数が熱拡散の時定数よりも小さい場合のクエンチ電流は交流損失による温度上昇に起因する素線臨界電流の低下に加えてフラックスジャンプを考慮する必要があることを示唆している。

限流器の系統事故などで考えられる dI/dt は素線換算で $1.4 \times 10^4 \text{ A/s} \sim 2.8 \times 10^5 \text{ A/s}$ であるから、この dI/dt 領域におけるクエンチには冷却の効果は現れない。従って、限流器に応用された場合の素線のクエンチは交流損失によって臨界電流が低下している状態で、磁束が断熱的に侵入している状態であると考えられる。

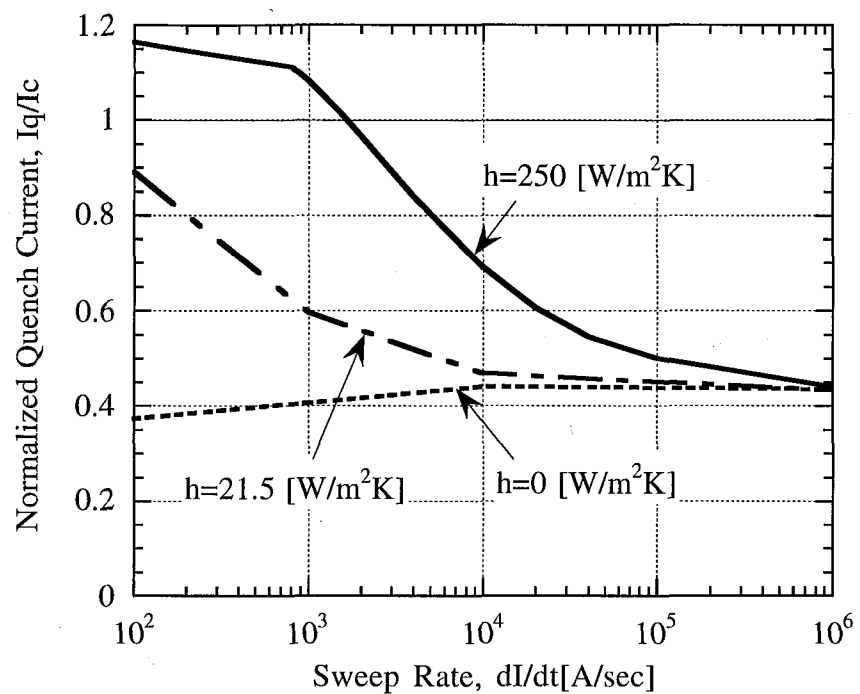


図3.9 熱伝達率を変化させたときのクエンチ電流の掃引速度依存性

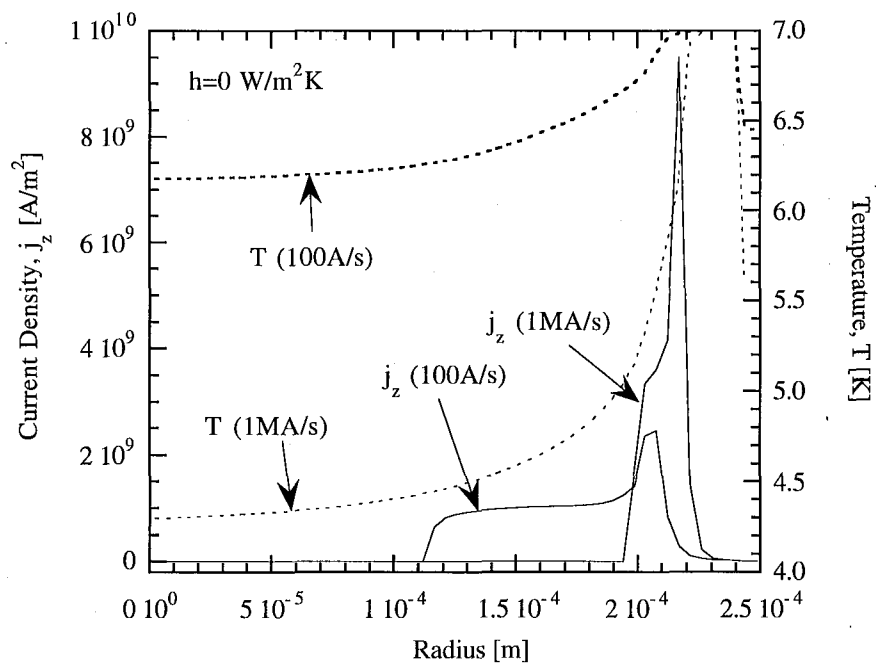


図3.10(a) $h = 0 \text{ W/m}^2\text{K}$

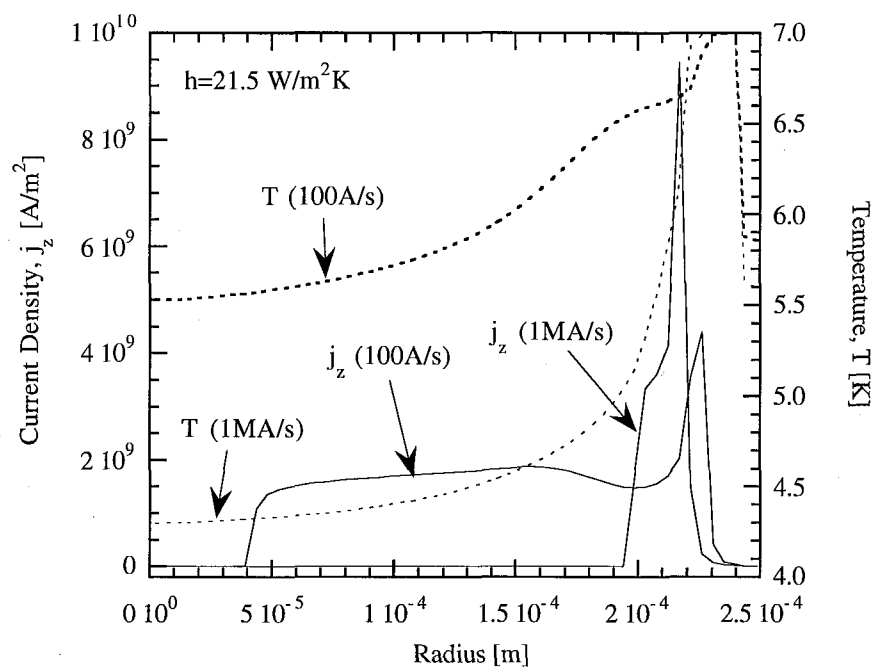


図3.10(b) $h = 21.5 \text{ W/m}^2\text{K}$

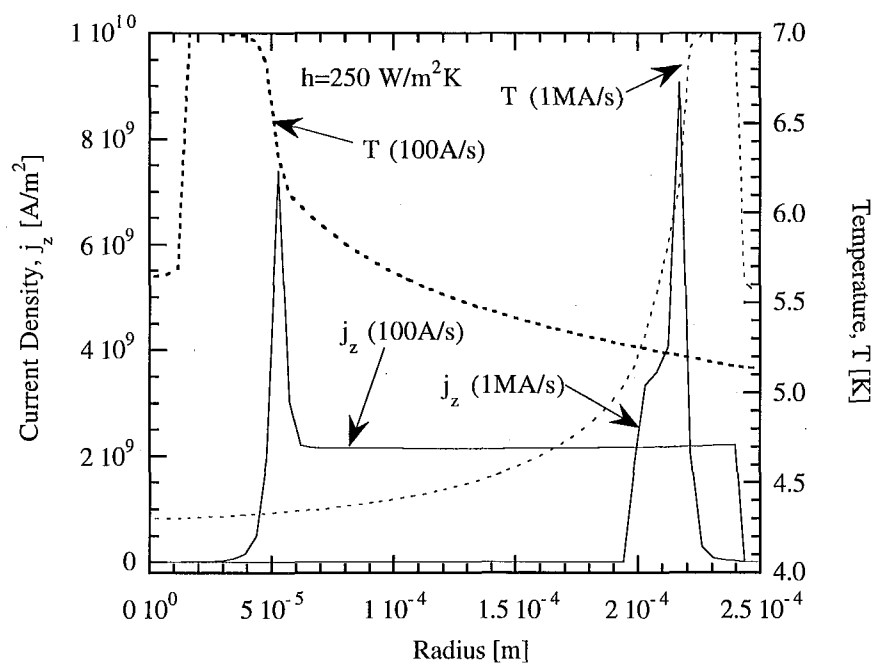


図3.10(c) $h = 250 \text{ W/m}^2\text{K}$

図3.10 掃引速度 100 A/s および 1 MA/s のときの
クエンチ直前の多芯線内の電流分布および温度分布

(a) $h = 0 \text{ W/m}^2\text{K}$ (b) $h = 21.5 \text{ W/m}^2\text{K}$ (c) $h = 250 \text{ W/m}^2\text{K}$ としたときの計算結果

3.5 まとめ

本章では、自己磁界下において NbTi/CuNi 超電導線（素線）のクエンチ電流の掃引速度依存性に与える素線内交流損失およびフラックスジャンプの影響を調べ、素線の安定／不安定の遷移に与える素線内交流損失の影響を調べた。その結果、以下のことがわかった。

- ・ NbTi/CuNi 超電導線のクエンチ電流は掃引速度依存性を持つ。このとき、臨界電流までの通電が可能な掃引速度域（安定な掃引速度域）と臨界電流以下でクエンチする掃引速度域（不安定な掃引速度域）の2つの掃引速度域に分かれた。この2つの掃引速度域の分かれ目であった掃引速度は、導体長に対応する磁気拡散時定数から見積もられる特性掃引速度 I_q/τ_m の100倍の値であった。このことは、自己磁界効果によって超電導線内部には飽和領域が形成されていても安定に通電できる場合があることを示している。
- ・ 多芯線断面を計算領域とする一次元数値計算を行ってクエンチ電流の予測を行った結果、クエンチ電流が低下し始める電流値を良く評価できた。このことから素線クエンチ電流の掃引速度依存には交流損失が支配的であることが明らかになった。
- ・ 限流器に要求される高い掃引速度領域における素線クエンチ電流の掃引速度依存性は無く、一定値に収束した。これは限流器における限流素子クエンチ電流の掃引速度依存性とは異なる振る舞いであり、このことは素線内交流損失およびフラックスジャンプは限流素子クエンチ電流の掃引速度依存性には寄与していないことを示すものである。

参考文献

- [3.1] N. Amemiya, I. Hlásnik, and O. Tsukamoto, "Influence of longitudinal magnetic field on thermomagnetic instabilities in a.c. superconducting cables," *Cryogenics*, Vol. 33, No. 9, pp. 889 - 899, 1993
- [3.2] 福井聡, 「周方向及び縦方向磁界に対する交流超伝導線の損失及び磁気的不安定性」, 学位論文, 横浜国立大学, 1997
- [3.3] H. Brechna, *Superconducting Magnet Systems*, Springer Verlag, 1973, pp.268-272
- [3.4] 船木和夫, 住吉文夫, 「多芯線と導体」産業図書, 1995, p. 158
- [3.5] M. N. Wilson, *Superconducting Magnets*, Oxford: Clarendon Press, 1983
- [3.6] 岩熊正卓, 川浪精一, 和久田毅, 式町浩二, 木稻博之, 船木和夫, 竹尾正勝, 山藤馨, 田中靖三, 三村正直, 植田和雄, 樋上久彰, 「Bi 系バルク超伝導体における交流通電時の交流損失」低温工学, vol. 29, No. 4, 1994, pp. 140-149
- [3.7] S. V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw -Hill, 1980 (水谷幸夫, 香月正司共訳「コンピュータによる熱移動と流れの数値解析」森北出版, 1985)

第4章 撚線導体の安定性

交流用の多芯線は一本あたりの通電容量が小さいので大電流化のために撚線として用いられるのが一般的である。このとき、撚線導体の安定性に影響を及ぼす因子を考える。前章における議論で、素線単体の安定性には自己磁界損失（交流損失）の影響が支配的であることがわかった。撚線導体においては、この素線内交流損失に加えてさらに2種類の不安定性が生じる。

(a)素線間結合損失：撚線導体の変動磁界中に置かれると、導体内への磁界の侵入を妨げるような遮蔽電流が流れる。素線表面絶縁の無い場合には、素線内だけでなく素線間にも結合電流が流れる。これは素線間結合損失の増大につながり、ケーブル・イン・コンジット導体やラザフォード導体などの高次撚線にとっては大きな問題となっている[4.1][4.2]。撚線導体の撚りピッチが素線のツイストピッチに比べて大きいために結合電流の減衰が遅いことが原因の一つである。この素線間結合損失の定量的評価を行うためには素線間接触抵抗の定量的評価を行わなければならない、非常に困難である。

(b)転流と偏流：撚線導体において、素線間の電氣的な結合が強いと素線間結合損失の増大を引き起こすので、低損失化の観点からは素線間の結合を弱くすることが要請される。しかし、素線表面が絶縁されていると素線同士のインダクタンスのばらつきによって偏流現象が起きやすい。偏流現象の抑制のためには素線間の絶縁を除去し、適当な値の接触抵抗を持たせて素線同士を接触させる方法が採用されることが多い。また、導体に転流箇所を設けることで安定性を向上させる方法も報告されている[4.3]。

この他にもマトリクスの渦電流損失が考えられるが、交流用撚線導体の素線のマトリクス材にはCuに比べて比抵抗が3桁大きいCu-30%Niが用いられており、素線がさらされる磁界環境を考慮しても渦電流損失は小さいと考えられる。また、撚線導体は一体性に欠けるので素線同士の摩擦（機械的擾乱）の発生する可能性もあるが、非含浸で用いられることの多い交流超電導コイルは張力を掛けて巻線されることが多いので、これによって素線同士の摩擦は抑制されると考えられる。

限流器に用いられている撚線導体は偏流抑制とクエンチ伝播の高速化のために素線表面の絶縁は施されていない。したがって、素線内交流損失以外で撚線導体の安

定性に影響を及ぼす要因は素線間結合損失であると考えられる。

本章では、対象とする擾乱を素線間結合損失、素線間摩擦とし、これらの燃線導体のクエンチ電流の低下への寄与と、燃線導体のクエンチ電流の掃引速度依存性を与える影響の2点について議論する。さらに、コイルを模擬した要素試験として燃線導体の一部に機械的擾乱を与えた場合のクエンチ電流の低下、および掃引速度依存性を検討する。

4.1 燃線導体の通電実験 一直線試料一

素線間結合損失は次式で表される、素線間結合時定数 τ_s を用いて評価することができる[4.4]；

$$\tau_s = \frac{\mu_0}{2\rho_c} \left(\frac{L_p}{2\pi} \right)^2 \quad (4.1)$$

ここに μ_0 は真空中の透磁率、 ρ_c は等価比抵抗、 L_p は導体の燃りピッチである。これは素線間結合電流の減衰時定数であり、導体の等価抵抗が大きいほど素線間結合電流の減衰は速く、燃りピッチが長いほど減衰は遅いことがわかる。等価比抵抗 ρ_c は素線間接触比抵抗であり、素線同士が強く押しつけられるほど小さくなる。

いま、張力を掛けられた燃線導体と、張力ゼロの状態のそれとでは、素線間結合損失の大きさが異なると予想される。導体に張力を掛けると、素線同士は互いに強く押しつけられることになるので素線間の接触面積が増加し、それに伴って素線間接触抵抗が減少する。したがって、素線同士の電氣的接触が強まることになる。一方で、燃りピッチは自然な状態に比べて長くなる。すなわち導体に張力を掛けると素線間結合時定数は長くなり、従って素線間結合損失は増加すると考えられる。また、燃りの次数が大きくなるほど等価抵抗は大きくなり、燃りピッチが長くなることから、1次燃線よりも2次燃線の方が素線間結合損失は大きいと考えられる。

ここで問題になるのは、張力を掛けることによって増加すると考えられる素線間結合損失が、燃線導体の安定性に及ぼす影響である。素線間結合損失が増大しても、燃線導体自身の損失（素線内交流損失）に比べて小さければその影響は無視できる。また、損失があればそれは発熱になるので導体の温度は上昇し、それに伴って臨界電流 I_c が低下し、クエンチ電流 I_q も低下すると考えられる。したがって、クエンチ

電流を測定することで、撚線導体の安定性に及ぼす素線間結合損失の影響を評価することができると考えられる。そこで、撚線導体に掛ける張力を変化させたときのクエンチ電流の測定を行った。

試料導体諸元を表4.1 に、実験装置を図4.1 に示す。試料導体は限流器に使用されている交流超電導線と同じものである。ここでは1次撚線と2次撚線について実験を行った。

表4.1 試料導体諸元

素線	構成	NbTi/Cu30%Ni	1次撚線	構成	素線×6+中心線
	素線径	0.214 mm		中心線	Cu-30%Ni
	マトリクス	Cu-30%Ni		撚りピッチ	5.1 mm
	マトリクス比	4.3		撚り方向	右 (S 撚り)
	フィラメント径	0.14 μ m			
	フィラメント間隔	0.09 μ m	2次撚線	構成	1次撚線×6+中心線
	フィラメント本数	442614		中心線	Cu-30%Ni
	ツイストピッチ	1.0 mm		撚りピッチ	15.9 mm
	ツイスト方向	右 (S 撚り)		撚り方向	右 (S 撚り)

この実験装置では中央フランジに取り付けられたバネの長さを調節することで導体の張力を調節できる。バネを用いた理由は液体ヘリウム中における張力保持のためである。常温の導体に張力を掛けても、液体ヘリウム浸漬による支持具の熱収縮のために張力は著しく低下してしまうが、バネを利用することでこのような張力低下を抑制できる。

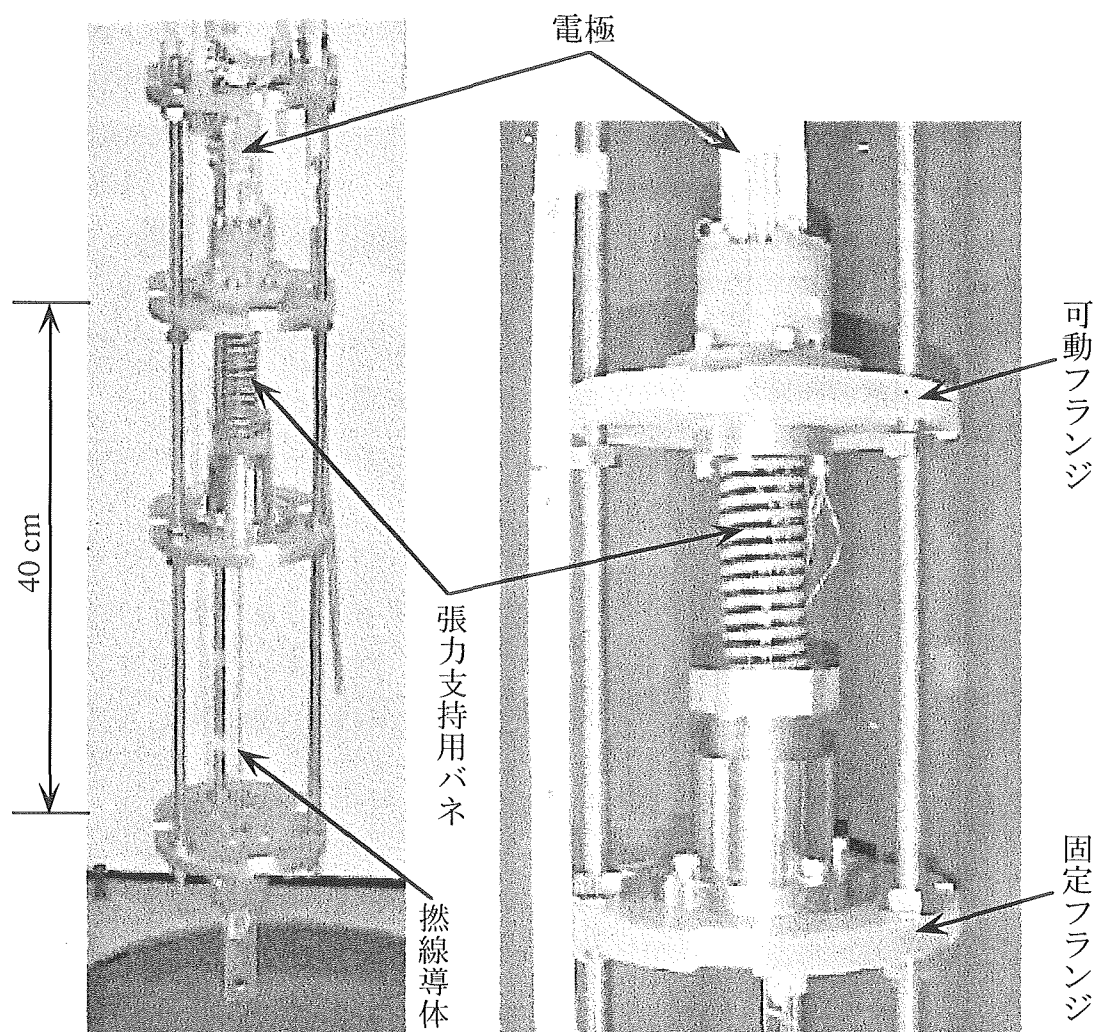


図4.1 直線試料実験装置

左：全体写真，右：バネ部拡大写真

電極には交流通電実験で一般に用いられている円筒端子[4.5]を用いた。円筒端子を用いた理由は、電極から導体への電流流れ込み時における偏流、電流流れ込み部分における発熱、電極に誘起される渦電流による損失[4.5]を抑制または低減するためである。電極と導体との接続長は約 5 cm とした。直流掃引 (di/dt が小さいとき) のときは電極と導体の接続部分全域で電流の流れ込みが起こるが、交流 50 Hz 掃引の場合は電極から導体への電流の流れ込みは電極端部に集中する[4.6]ので、電極と導体の接続長は安定性に影響しないと考えた。円筒端子には図4.2に示されるように V 型の溝が 6 等配に加工されており、ここに 2 次燃線を 1 次燃線まで解して (1 次燃線の場合は素線まで解す) 半田付けした (図4.2参照)。

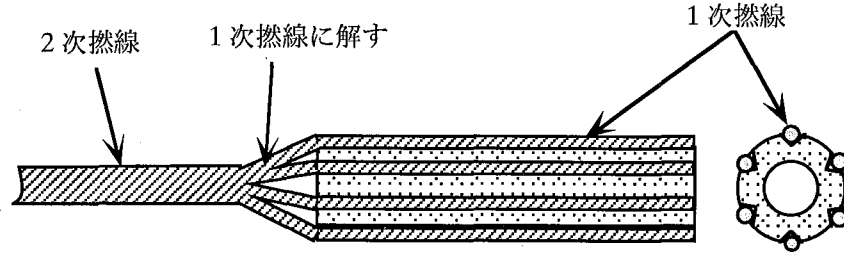


図4.2 円筒端子を用いた電極と撚線導体の接続

電圧タップの場所およびタップ間距離を図4.3に示す．本実験において，クエンチ場所の特性は重要である．第3章で議論したように，導体端部では電流は断面全体にわたって拡散しているので，フラックスジャンプは起こらないと考えられる．この領域の長さは第3章の式(3.4)を変形して，

$$L = \pi \sqrt{\frac{\rho \tau}{\mu_0}} \quad [\text{m}] \quad (4.2)$$

から見積もることができる．ここに， ρ はマトリクスの比抵抗， τ は特性時間であり，ここでは 50 Hz の 1/4 周期である 5 ms である． μ_0 は真空の透磁率である．いま， $\rho = 3.6 \times 10^{-7} [\Omega \text{m}]$ をこの式に代入すると，特性長 L は 12 cm となる．電極からこの距離までは，電流は素線断面全体に拡散している状態から自己磁界効果の影響を受けて素線外周部へ局在する状態への遷移領域と考えられるので，この領域から発生したクエンチは本質的でないと考えられる．そこで，クエンチ場所を確認するために試料には電圧タップを7ヶ所半田付けした（図4.3）．

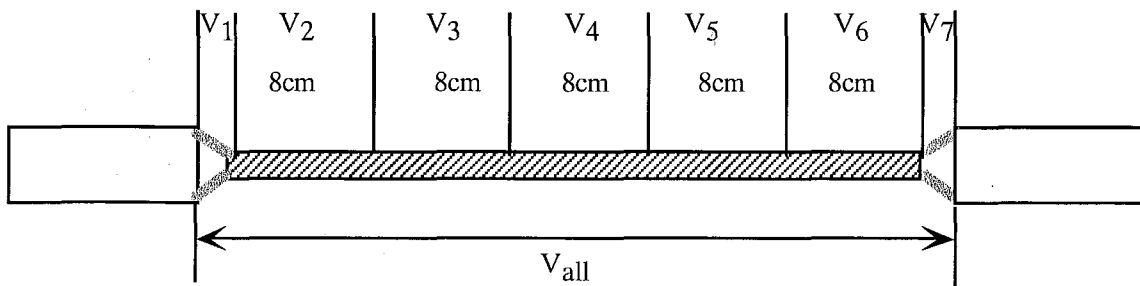


図4.3 電圧タップ箇所と電圧タップ間距離

試料長は 40 cm とした．試料長は 40 cm で十分であることは以下の検討を行い確認した．燃線導体における通電電流分布の一様化の特性長 ξ は次の式で表される [4.7]．

$$\xi = \sqrt{\frac{2}{\omega LG}} \quad (4.3)$$

ここに、 ω は角周波数 ($= 2\pi f$)、 L は導体の単位長あたりの合成インダクタンス（漏れインダクタンス）、 G は素線間の接触コンダクタンスである．今、50 Hz の場合を考え、 $G \sim 10^5$ [S/m] [4.8]、 $L \sim 10^{-7}$ [H/m] [4.7] とすると、 $\xi = 0.8$ [m] となる．接触コンダクタンスがより小さいと ξ はより大きくなる．本研究で用いた試料に関しては、試料長のみに着目すると試料長は ξ よりも短いので転流が十分でないことも考えられるが、実験においては数 cm 間隔に電圧タップを取っており、電圧タップによって素線間は短絡されている．このことによって転流は促進され则认为られる．これは、絶縁された平行素線を常伝導金属によって周期的に短絡箇所を設けると安定性が向上するというデータからも裏付けられている [4.3]．従って試料長が ξ よりも短いことによる安定性の低下は無いものと考えられる⁽¹⁾．

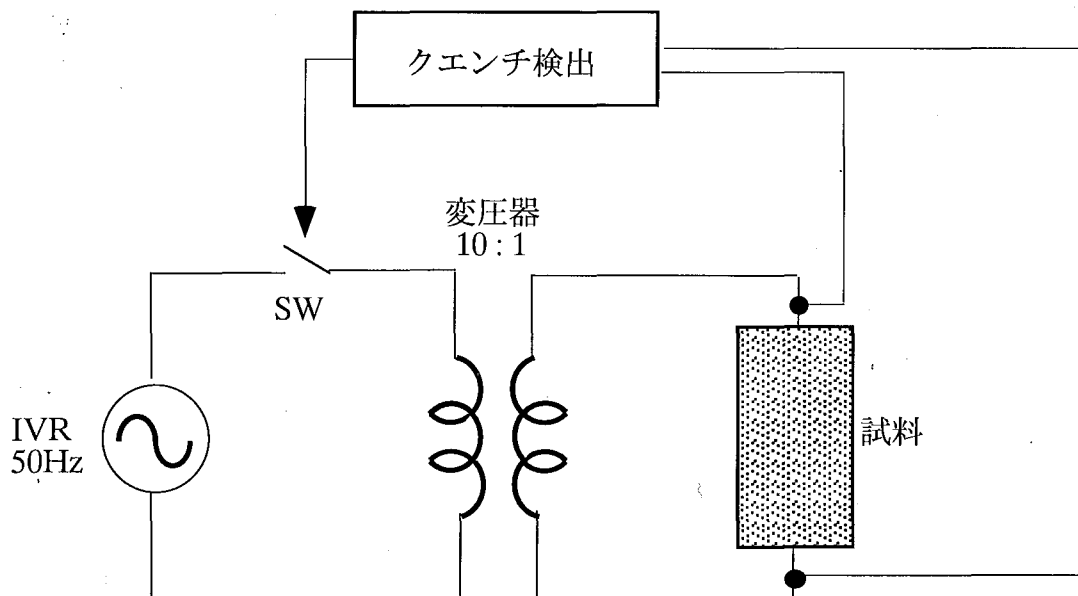


図4.4 IVR電源を用いた通電回路

⁽¹⁾実際には実験の前に、電圧タップを付けない状態でクエンチ電流を測定し、電圧タップの有無によるクエンチ電流の差が無いことを確認している。

電源には3相50 Hzで容量200 kVAの誘導電圧調整器(IVR)[4.9]を用いた。通電回路を図4.4に示す。

実験は試料を液体ヘリウムに浸漬して行った。通電は半サイクルのみとした。電圧タップからの信号をトランジェントレコーダを用いてモニタし、試料の両端電圧が立ち上がったときの電流値、またはその直前の波高値をクエンチ電流値とした。

4.2 撚線導体の安定性に及ぼす素線間結合損失の影響

交流通電実験に先立ち、直流電源を用いて1次撚線試料の臨界電流測定(I_c 測定)を行った。ここで I_c 測定を行った意味は、撚線加工時の機械的ダメージによる I_c 劣化の有無および、張力印加による機械的劣化の有無を確認することである。1次撚線の I_c 測定における電流電界特性を図4.5に示す。図より、張力の異なる3本の1次撚線の電流電界特性は一致していることは明らかである。図には $\rho = 10^{-14} \Omega\text{m}$ のときの電流電界直線もプロットした。この直線と各導体の電流電界特性との交点から得られた臨界電流値 I_c は724 Aであった。また、 n 値は11~12であった。この1次撚線を構成している素線の n 値は12であるので、撚線加工による n 値の劣化が無く、このことから、張力印加による導体の機械的劣化は無かったといえる。

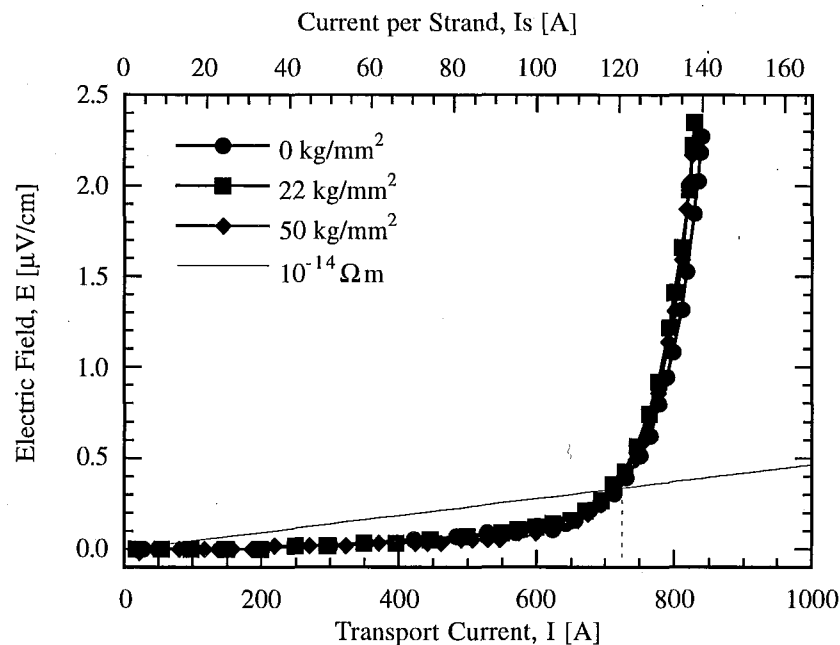


図4.5 1次撚線の臨界電流測定における電流電界特性

次に交流通電試験を行った。交流通電の方法は前述の通りである。まず、張力のパラメータを 0 kg/mm^2 , 22 kg/mm^2 , 50 kg/mm^2 の3種類としたときの、クエンチ回数に対するクエンチ電流値の変化を図4.6に示す。クエンチ電流の到達値には張力による差は見られなかった。このことは素線間結合損失による安定性の低下が見られなかったことを示していると考えることができる。 0 kg/mm^2 のときにクエンチ電流のばらつきが大きい。これはテンションフリーであるために導体の一体性が弱く、素線同士の摩擦という機械的不安定性があったためと考えられる。一方、 22 kg/mm^2 および 50 kg/mm^2 のときはクエンチ電流のばらつきは無かった。すなわち、1次撚線においてはゼロでない張力を掛けることで機械的不安定性は抑制でき、かつ、素線間結合損失が安定性に及ぼす影響は無い、と考えられる。

この I_q を素線1本あたりに換算し、素線の臨界電流の印加磁界依存性 ($I_c - B$ 特性) と比較したものを図4.7に示す。図中の曲線は素線の経験磁界 (印加横磁界 + 自己磁界) に対する I_c を示している。直線は負荷直線である。通常、負荷直線は素線1本あたりの通電電流に対して素線が経験する磁界を計算で求めてプロットされる。今回、測定した1次撚線は機械的劣化が無いことは分かっているので、 I_c はこの負荷直線上で負荷率ほぼ100%の点にプロットされることは明らかである。したがって、ここでは先に負荷直線と $I_c - B$ 曲線との交点が求められたことになる。交流通電時の I_q は負荷直線上に○印で示した。負荷率は74%であった。

この、26%の不安定因子については、素線間摩擦の影響が無く、素線の機械的劣化もないことから、磁氣的擾乱の影響であるといえる。そこで、素線内交流損失によるクエンチ電流低下の検討を行う。そのためにはクエンチ電流の掃引速度依存性を調べる必要がある。そこで、前章で得られた素線のクエンチ電流の掃引速度依存性 (図3.6) と比較する。1次撚線の直流通電時 ($dl/dt = 1.7 \text{ A/s}$) と交流通電時 ($dl/dt = 20 \text{ kA/s}$) のクエンチ電流を素線あたりに換算したものを図3.6と重ねてプロットしたものを図4.8に示す。

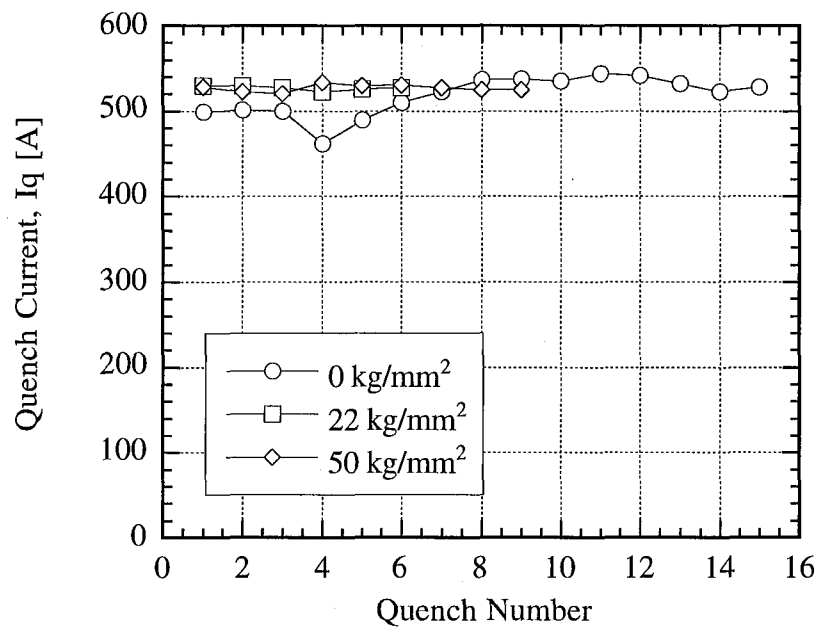


図4.6 1次撚線の交流通電におけるトレーニング

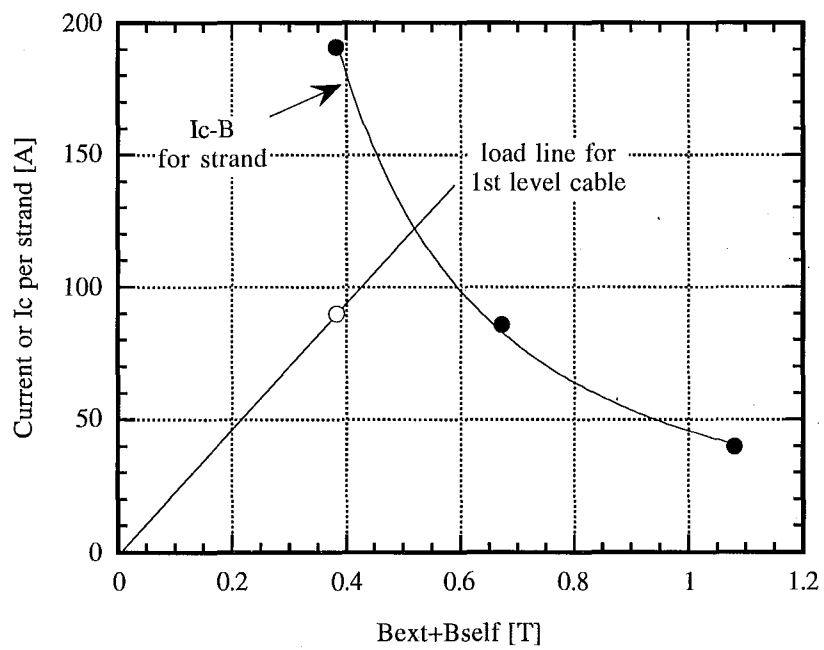


図4.7 1次撚線の負荷直線

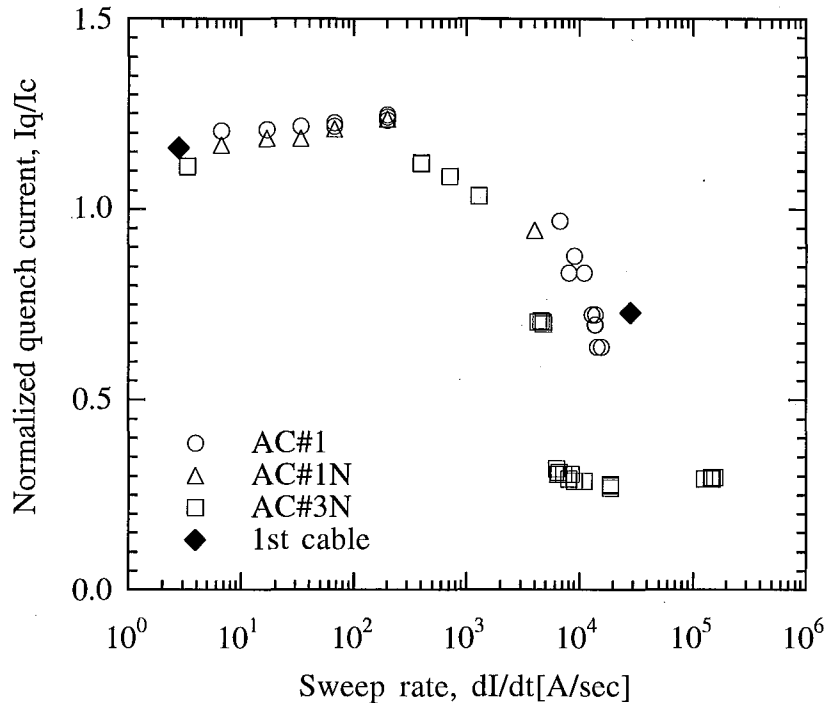


図4.8 1次撚線直線試料（◆）と素線のクエンチ電流の掃引速度依存性

図4.8において◆で示されたものが1次撚線直線試料のデータである。他のプロットは前章で得られた結果をそのまま載せてある。ここに、1次撚線のデータにおいて掃引速度は素線当たりに換算した値を用いた。1次撚線の I_q の dI/dt 依存性は素線のそれと同じ傾向を示すと考えられる。すなわち、1次撚線においては素線内交流損失による温度上昇によって安定性が低下していると考えられる。

次に2次撚線の直線試料の実験結果について検討する。2次撚線は電源の容量の都合上、臨界電流測定を行っていないが、2次撚線から撚り戻した素線の I_c が劣化していないことを確認している。2次撚線加工時における機械的劣化は無いものとした。

2次撚線直線試料（張力 22 kg/mm²）のトレーニングを図4.9に示す。2次撚線直線試料においては図4.9の1回目のクエンチが導体中央部（ V_4 ）から発生した他は全てのクエンチがタップ V_7 から発生した。この部分のクエンチ発生は導体と電極との接続部の発熱によるものと考えられる。そこで、以下に電極クエンチの原因となったと考えられる導体と電極との接続部における発熱を見積もっておく。

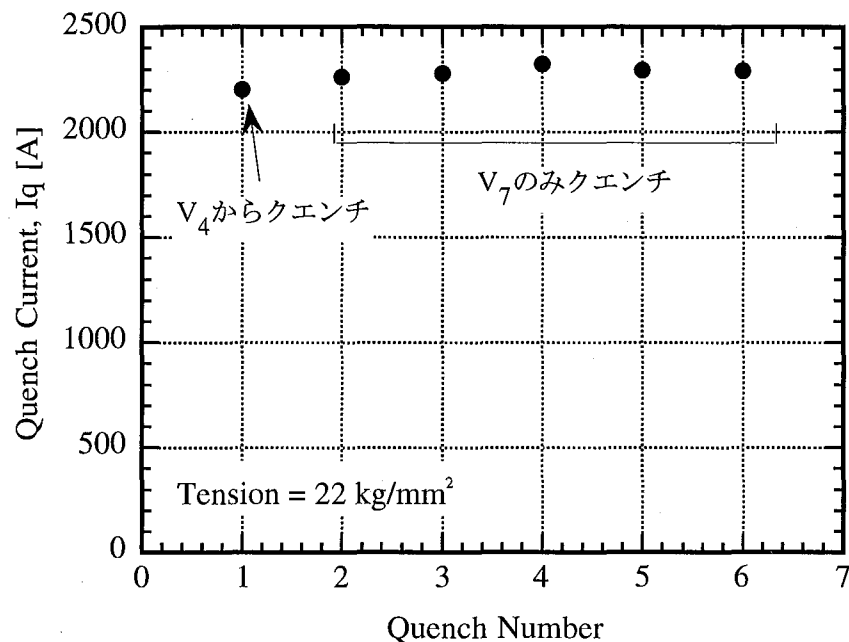


図4.9 2次撚線直線試料におけるトレーニング

常伝導金属である電極から超伝導多芯線への電流の流れ込みは、電流の掃引速度が準定常であれば接続部全域にわたっての現象であると考えられる。しかし、周波数や掃引速度が大きいときには、電極から多芯線への電流の流れ込みは接続部全域ではなく、電極端部で集中していることが分かっている。この、電流の流れ込みの集中している部分の厚さを常伝導金属の表皮深さ δ で見積もってみる。周波数 f ，常伝導金属の非抵抗を ρ ，真空中の透磁率を μ_0 としたとき、表皮深さ δ は次式で与えられる；

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0\omega}} \quad (4.4)$$

今、図4.10に示されたようなモデル，すなわち、(1) 電流は電極の表面から深さ δ 以内のシース領域を流れ、(2) 電極端部において深さ δ ，幅 δ のリング状の領域で多芯線に流れ込む、というモデルによって、電極部における発熱の検討を行う。

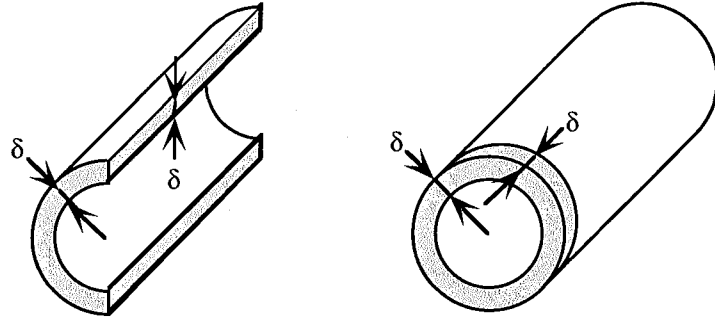


図4.10 電極部における電流流れ込み領域のモデル化

まず，電流が厚さ δ のシースを流れているとき， ρ を電極の比抵抗， r を電極の外半径， l を電極の長さとするれば，この部分の抵抗 R_δ は

$$R_\delta = \frac{\rho l}{S_\delta} = \frac{\rho l}{\pi(2r\delta - \delta^2)} \quad [\Omega] \quad (4.5)$$

今，電流 $I(t) = I_m \sin(2\pi f t)$ が $1/(4f)$ [sec] だけ流れるとすれば，このシース部分における発熱 Q_δ は

$$Q_\delta = 4f \int_0^{1/4f} R_\delta I_m^2 \sin^2(2\pi f t) dt = \frac{R_\delta I_m^2}{2} \quad [\text{W}] \quad (4.6)$$

となる．一方，電極から導体へ電流が流れ込むリング状の領域の抵抗 R_{CT} は， ρ_c を接続比抵抗として，

$$R_{CT} = \frac{\rho_c \delta}{S_{CT}} = \frac{\rho_c \delta}{\pi(2r\delta - \delta^2)} \quad [\Omega] \quad (4.7)$$

よって，この部分における発熱 Q_{CT} は

$$Q_{CT} = 4f \int_0^{1/4f} R_{CT} I_m^2 \sin^2(2\pi f t) dt = \frac{R_{CT} I_m^2}{2} \quad [\text{W}] \quad (4.8)$$

以上の式をまとめると電極部における単位時間当たりの全発熱 Q は次のように見積もることが出来る；

$$Q = Q_{\delta} + Q_{CT} = \frac{I_m^2(\rho l + \rho_c \delta)}{2\pi(2r\delta - \delta^2)} \quad [\text{W}] \quad (4.9)$$

今, $f = 50$ [Hz], $\rho = 2 \times 10^{-10}$ [Ωm] とすれば(4.4)より $\delta = 1.0 \times 10^{-3}$ [m]. $\rho_c \sim \rho_{\text{CuNi}} = 3.6 \times 10^{-7}$ [Ωm], $l = 0.05$ [m], $r = 5 \times 10^{-3}$ [m] とすれば, $I_m = 2300$ [A] のときの電極部における単位時間当たりの発熱 Q は $Q = 34.6$ [W] となる. このとき, この部分の温度上昇は液体ヘリウムの沸騰曲線 (第2章の図1.16) を用いれば見積もることができる. 熱流束は図4.10(b)の斜線部分の面積を用いて $q = 5.8 \times 10^5$ [W/m²] であるので, 温度上昇 ΔT は 500 K となる.

実際の電極では電極内の熱拡散があるため, ΔT はこの見積もりよりも小さくなると考えられる. また, ここでの検討の際には $\rho = 2 \times 10^{-10}$ [Ωm] を用いたが, これは $\text{RRR} = 100$ の OFHC Cu の比抵抗である. 実際の限流器では渦電流損失低減のために RRR のより大きな Cu を用いているので Q_{δ} は Q に対して無視できるほど小さいと考えられる. また, $\rho_c \sim \rho_{\text{CuNi}} = 3.6 \times 10^{-7}$ [Ωm] としたが, これも実際にはこの値よりも小さいであろう. なぜならば電極と導体の接続部は Cu と CuNi が半田によって橋絡されており, Cu と半田の比抵抗は CuNi よりも小さいからである. しかしながら, 導体の臨界温度は 7.6 K であるので, ΔT は導体をクエンチに至らしめるのに十分であると考えられる. 以上の検討により, 本試料が電極端部における導体への電流流れ込み領域の発熱によって電極クエンチに至っている可能性が示された.

本研究で用いた電極構造において, 電極クエンチを回避するためには, 接続抵抗を低減するなどして電極から導体への電流流れ込み部分における発熱を抑制する必要があることを示した.

実験においては, V_7 のみクエンチしていたことから, 図4.9に見られるクエンチ電流値は, 電極部に制限されている値である. しかし, この電流値で撚線導体からの抵抗発生が見られなかったことは, 電極部の不具合を克服して撚線導体の特性を評価できるならば, より高いクエンチ電流値が得られることを示唆している.

本節の結果から, 撚線導体の張力を保持することで機械的擾乱の影響が見られなくなることがわかった. また, 撚線の安定性に及ぼす素線間結合損失の影響は見られなかった. 同時に, 電極構造に関わる新たな課題が指摘された. しかしながら, 2200 A 以下の通電においては電極クエンチは見られなかったことから, 電極を改善すれば2次撚線直線試料には 2200 A 以上の通電が可能であることが示唆された.

以上の直線試料の実験結果から, 素線間結合損失および素線間摩擦は撚線導体のクエンチ電流低下には寄与していないことがわかる. また, 素線間結合損失が素線

内における結合損失（フィラメント間結合損失）と類似の現象であることを考えれば、これの燃線導体クエンチ電流の掃引速度依存性に与える影響もまた素線内結合損失が素線クエンチ電流の掃引速度依存性に与える影響と類似していると考えることができる。

4.3 燃線導体の通電実験 —折返し試料—

コイルにおける機械的擾乱においては巻線／巻枠間の摩擦に加えて、巻枠の熱収縮という不安定性が指摘されており、これらの抑制はコイル安定化の課題となっている。コイルの安定化に及ぼす巻線／巻枠間の摩擦の影響を評価するためには、現象を単純化する必要がある。コイルでは導体全長にわたって巻枠と接触しているのにくらべて導体の一部分が巻枠と接触する場合のほうが現象は簡単である。そこで、導体をプーリを介して折り返す仕組みの試料を作製した（以後、折返し試料と呼ぶ）。実験装置を図4.11に示す。

試料折返し部に用いたプーリの軸には分銅によって荷重がかかるようになっており、これによってプーリは導体に押しつけられ、巻線／巻枠間の状態を模擬している。また、荷重によって極低温下においても導体の張力は保持されている。巻線／巻枠間の摩擦においては接触面の摩擦係数によって安定性が大きく変化すると考えられるので、摩擦係数が安定性に及ぼす影響を見るために、GFRP とテフロン（PTFE; Polytetrafluoroethylene）の2種類のプーリを用意した。

電極構造は直線試料と同様、円筒端子を用いた。ここで、前節において2次燃線直線試料では同じ構造の電極部でクエンチが生じた。しかし、前出の(4.9)式を見ても分かるように、電流値が小さければ電極部における発熱は電流値の2乗に比例して小さくなる。機械的擾乱を与えられた試料は直線試料に比べて低い電流値でクエンチすると考えられるので、電極部における発熱による電極クエンチは生じないと考えた。また、クエンチ場所の確認（プーリ部におけるクエンチの確認）のために、電圧タップを9ヶ所にとった（図4.12参照）。

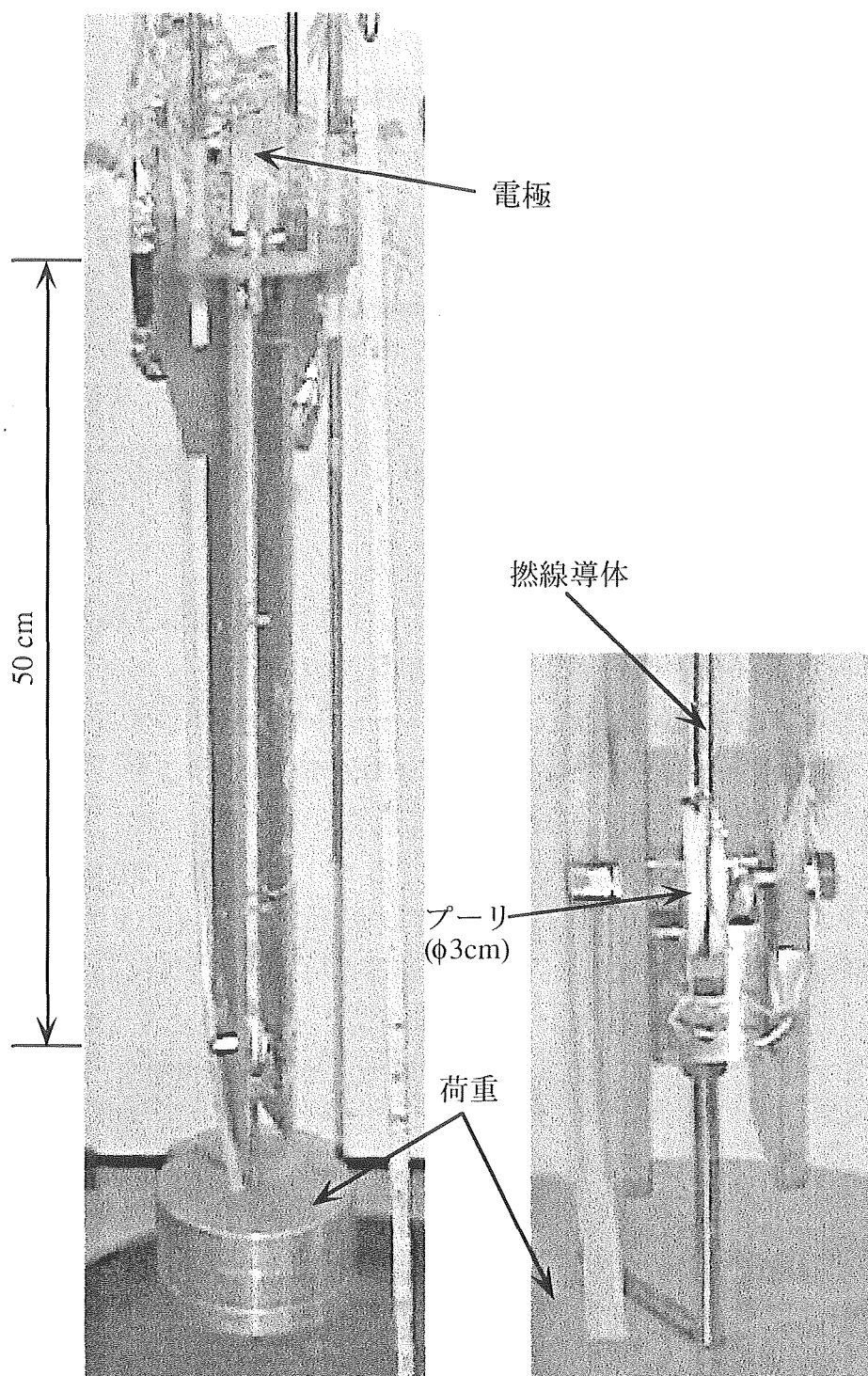


図4.11 折返し試料（テフロンプーリ使用）
 左：全体写真，右：プーリ部拡大写真

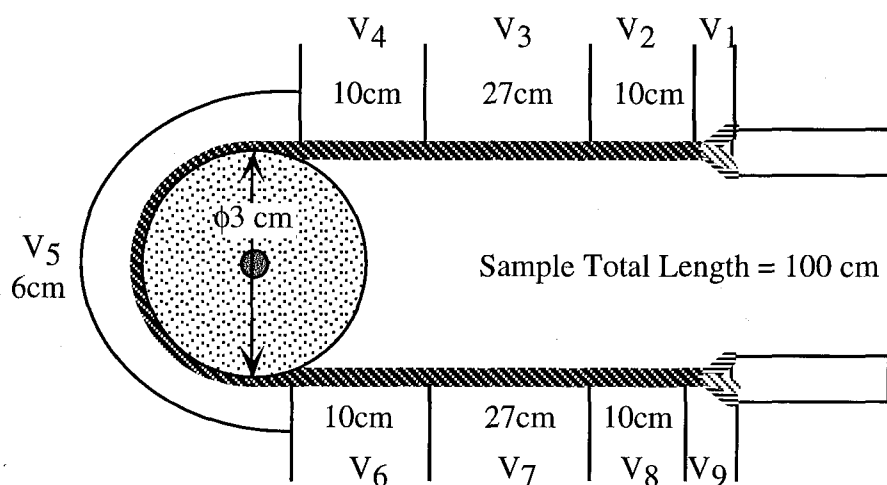


図4.12 折返し試料における電圧タップの位置とタップ間の長さ

実験は表4.1中の2次燃線に対して行った。図4.13に半サイクル通電時の、クエンチ回数に対するクエンチ電流の変化の様子を示す。図4.13から両試料ともトレーニングしていることは明らかである。トレーニングは機械的擾乱の存在を示していると考えられる。そこでクエンチ場所を調べると、GFRP プーリ、テフロンプーリの何れの場合も、プーリ部であった。このことから、プーリ／導体間の摩擦がクエンチの原因となっていると考えられる。プーリがGFRPの場合もテフロンの場合も、8回目のクエンチまでトレーニングを示し、その後のクエンチ電流値は一定値を取っている。トレーニングを示している領域においては、GFRP プーリ使用時に 1118 A から 1430 A まで、テフロンプーリ使用時には 1158 A から 1316 A までトレーニングした。GFRP プーリ使用時の方が I_q が高い。これに関しては後で考察する。

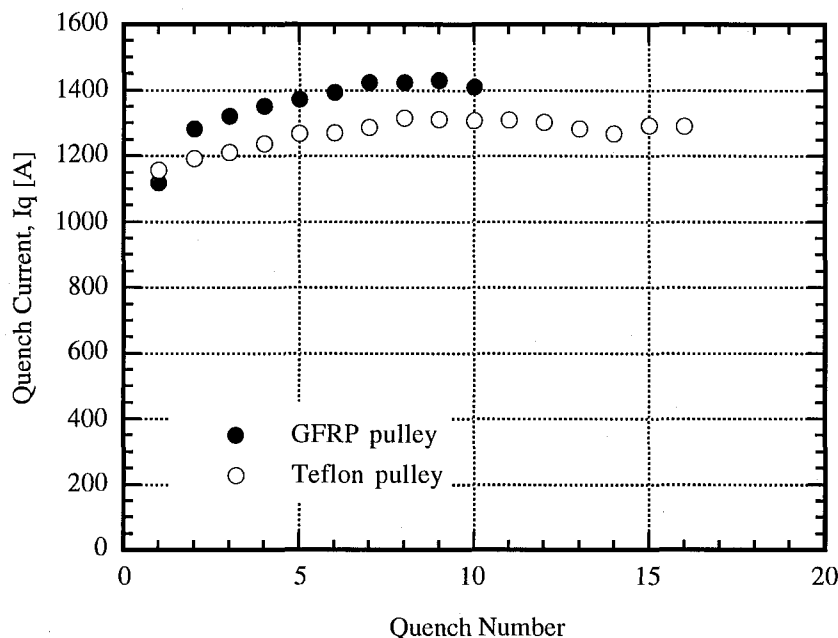


図4.13 2次撚線折返し試料におけるトレーニング

4.4 撚線導体の安定性に及ぼす機械的擾乱の影響

前節の結果から2次撚線折返し試料におけるクエンチはプリー部における摩擦発熱によって導体の一部が臨界温度 T_c を超え、それに起因する電流再配分によって撚線全体が常伝導転移に至っているものと考えられる。そこで、次のようなモデルを考える。

いま、導体と巻棒との接触部において、電磁力によって導体が動いたことによる摩擦発熱が発生することを考える。このとき、摩擦（＝機械的擾乱）の起こったときの電流値を I_{dis} 、撚線導体がクエンチしたときの電流値を I_q とすると、 I_q と I_{dis} の間には次のような関係があると考えられる；

$$I_q = I_{dis} + \tau \frac{dI}{dt} \quad (4.10)$$

ここに、 τ [sec] は擾乱発生からクエンチに至るまでの時間遅れである。

このモデルが妥当ならば、擾乱発生電流値 I_{dis} を一定としたとき、電流掃引速度 dI/dt が大きくなればクエンチ電流 I_q は大きくなると予測される。そこで、IVR 回路

の設定波高値を変えることで di/dt を変化させて通電試験（突印試験）を行い，クエンチ電流値を測定した．GFRPプーリ使用時の，測定した電流波形を図4.14に示す．設定波高値は IVR 回路の電圧を変化させることによって行ったので，図には設定電圧を示してある．また，図4.15にはクエンチ電流の掃引速度依存性をGFRPプーリ，テフロンプーリ両試料について示した．掃引速度は図4.14のそれぞれの電流波形における di/dt の最大値を用いた．

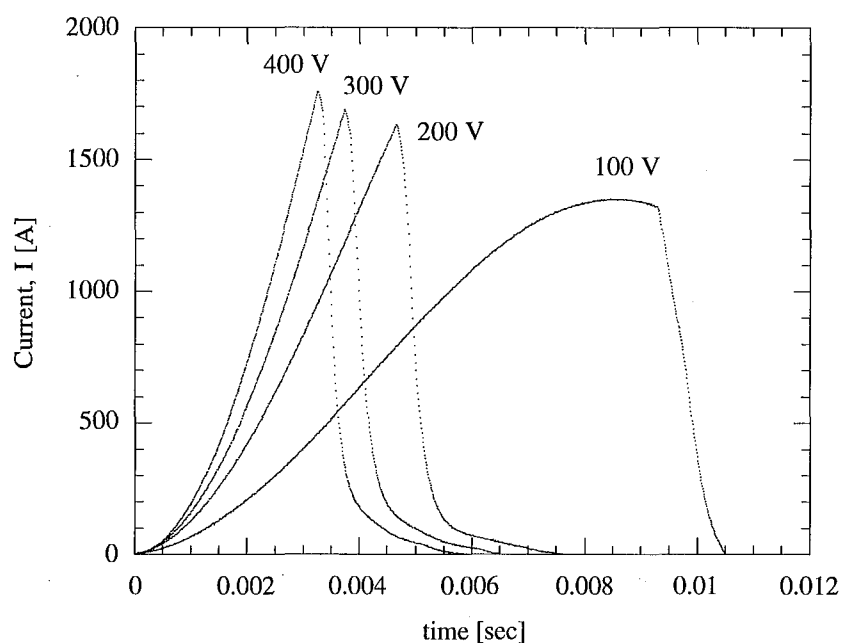


図4.14 2次撚線折返し試料におけるクエンチ時の電流波形

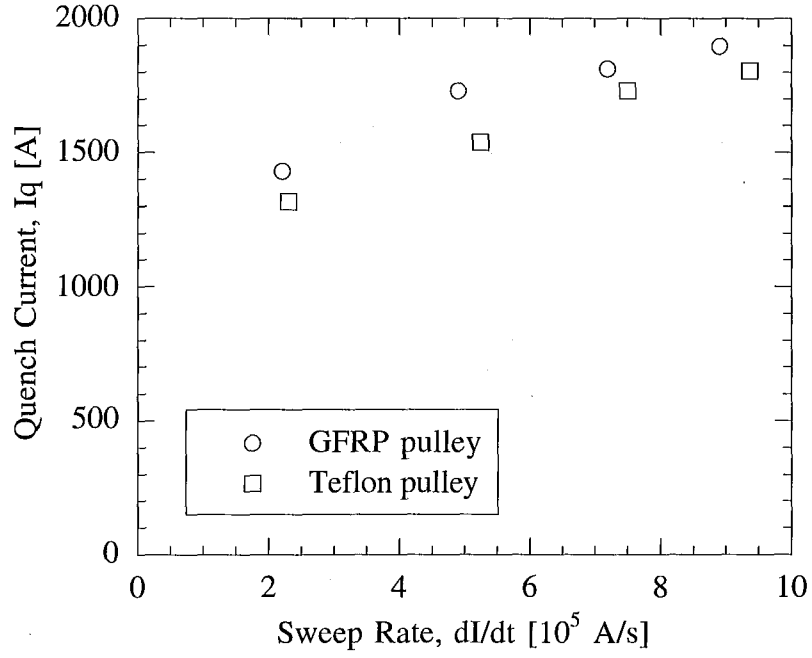


図4.15 2次撚線折返し試料におけるクエンチ電流の掃引速度依存性

(4.10)式における，クエンチに至るまでの時間遅れ τ はクエンチの芽となる擾乱が摩擦熱であることから熱拡散時間程度であると考えられる．そこで，導体径方向の熱拡散時間を見積もっておく．熱拡散時定数 τ_h は次式で与えられる；

$$\tau = \frac{1}{D_h} \left(\frac{L}{\pi} \right)^2 \quad (4.11)$$

ここに， D_h は素線の熱拡散係数， L は特性長であり，ここでは素線径を考える．素線の熱拡散係数 D_h は NbTi と CuNi の複合体を均質化して考えることで次のように計算できる；

$$D_h = \frac{k}{\gamma C} \quad (4.12)$$

ここに， k は熱伝導率 [W/mK]， γC は熱容量 [J/m³K] であり，

$$k = \lambda k_{NbTi} + (1 - \lambda) k_{CuNi} \quad (4.13)$$

$$\gamma C = \lambda(\gamma C)_{NbTi} + (1 - \lambda)(\gamma C)_{CuNi} \quad (4.14)$$

で与えられる．ここに λ は超電導体の占積率である．ここで $k_{NbTi} = 1.1 \times 10^{-1}$ [W/mK], $k_{CuNi} = 2.8 \times 10^{-1}$ [W/mK], $\gamma C_{NbTi} = 5.4 \times 10^3$ [J/m³K], $\gamma C_{CuNi} = 1.1 \times 10^3$ [J/m³K], $\lambda = 1.9 \times 10^{-1}$ であるので，これより $D_h = 1.3 \times 10^{-4}$ [m²/s] と計算できる．すなわち熱拡散時間 $\tau_h = 3.6 \times 10^{-5}$ [s] である．

一方，図4.15のデータをそれぞれ(4.10)式を用いて表すと，GFRP プーリの場合， $I_{dis} = 1325$ [A], $\tau = 68 \times 10^{-5}$ [s]，テフロンプーリの場合， $I_{dis} = 1163$ [A], $\tau = 71 \times 10^{-5}$ [s] が得られる．

熱拡散時定数 τ_h とグラフを近似して得られた τ との間には一桁の違いがある．この違いについて考察する．次章で議論するが，このモデルはコイルにおいてはクエンチ電流の掃引速度依存性を良く説明できる．このことは，コイルにおける機械的擾乱とプーリにおける機械的擾乱とは擾乱の大きさが異なっていると考えることができる．コイルには局所的に導体支持力の弱い部分が存在し，その中でも弱い部分から導体の動きが起これと考えられる[4.10]．この導体支持力の弱い部分は導体と巻棒（ここではプーリ）の間の寸法不整に起因する[4.11]．コイルにおける導体と巻棒との接触長（ ~ 10 m）に比較して導体とプーリとの接触長は非常に短いことと（5 cm），コイルは冷却によって導体の支持力が著しく低下する[4.12]のに対し，折返し試料においては荷重一定であるので冷却による導体支持力の低下が無いことを考えると，コイルの方が寸法不整が起これやすく，寸法不整の度合いも大きいと考えられる．

ここまでの試験ではクエンチ電流値のみに着目し，通電は半サイクルであった．限流器で最も重要なことは限流動作時の安定性であることを考えれば，この試験方法は妥当であると考えられる．しかし，折返し試料の実験はコイルの安定性に及ぼす機械的擾乱の影響を調べるための要素試験と位置づけているので，その目的のためには実際にコイルがさらされる通電条件に近い条件下での試験も必要である．そこで，ここでは 50 Hz の電流をランプアップして通電を行い，クエンチに至るまでの安定性を評価した．以下，この試験方法を連続通電と呼ぶことにする．これに対して，従来の試験方法を突印試験と呼んでいる．

図4.16は連続通電試験で得られた折返し試料のトレーニング特性を突印試験の結果と合わせてプロットしたものである．図中の●と○は突印試験時のクエンチ電流値であり，■と□は連続通電時のクエンチ電流値である．連続試験時にトレーニングが見られないのは，実験において突印試験でのクエンチを繰り返した後に連続試

験を行ったためである。

連続試験においてもクエンチはプーリ部で発生した。また、クエンチ電流値は突印試験時よりも連続試験時のほうが大きかった。これは静摩擦係数 μ_s と動摩擦係数 μ_k の大小関係によるものと考えられる。一般に静摩擦係数 μ_s と動摩擦係数 μ_k の間には $\mu_s > \mu_k$ の関係がある[4.13]。突印試験における導体／プーリ間の発熱は静摩擦係数 μ_s に依存し、連続試験におけるそれは動摩擦係数 μ_k に依存しているとすれば、連続試験時における発熱の方が小さく、従って高いクエンチ電流値まで到達したと考えられる。

一方、連続試験時においてはクエンチ電流値はプーリによらず同じレベルの値であったが、突印試験時においては GFRP プーリの方が高いクエンチ電流値に到達している（図4.15）ことについては、静摩擦係数の大小関係によるものと考えられる。

4.2 K における GFRP の動摩擦係数 $\mu_{k,GFRP}$ は0.3～0.45であり[4.14]、テフロン動摩擦係数 $\mu_{k,PTFE}$ は0.04～0.25 である[4.13]（テフロン動摩擦係数 μ_k については室温における値）。 μ_s に関してはデータが無いが、先にも述べたように $\mu_s > \mu_k$ であり、 $\mu_{k,GFRP} > \mu_{k,PTFE}$ であることは変わりがないと考えられる。導体が電磁力によって動き始める電流値 I_{dis} は導体支持力によって変化する物であり、これは静摩擦係数に依存すると考えれば、摩擦係数の大きい GFRP プーリを使用した試料の方が高いクエンチ電流値まで到達できたと考えることができる。

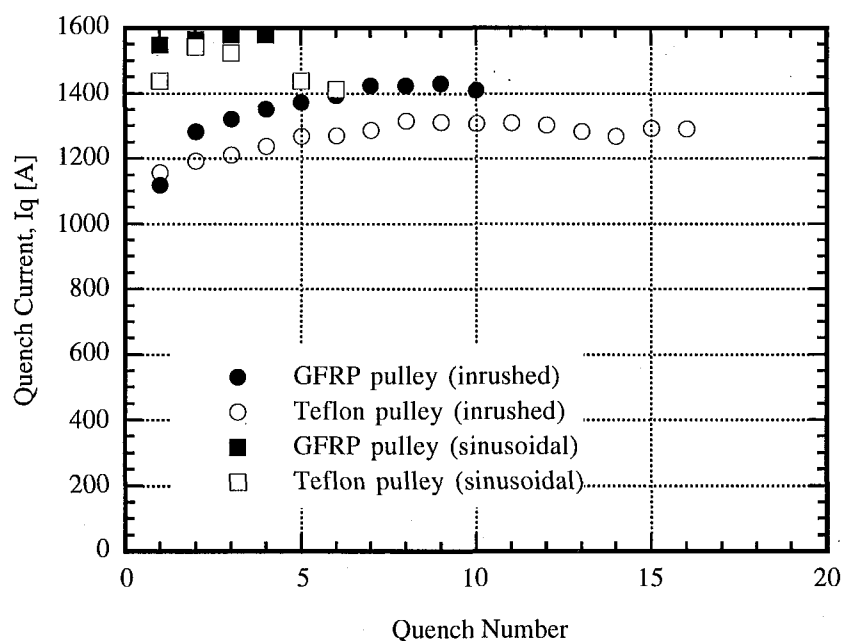


図4.16 連続通電時の2次撚線折返し試料におけるクエンチ電流値

次に、2次撚線折返し試料の負荷率について検討する。2次撚線に対しては直流臨界電流測定を行っていないので、 I_c の正確なデータが無い。そこで、磁界計算を行って、負荷直線を得た。得られた負荷直線を素線あたりに換算してプロットしたものを図4.17に示す。素線の $I_c - B$ 曲線と負荷直線との交点が2次撚線の素線当たり臨界電流値であり、74 Aである。負荷直線上の○は GFRP プーリ試料においてトレーニングで到達したクエンチ電流値を示している。このときの GFRP プーリ試料のクエンチ電流値の低下に寄与している擾乱は2次撚線直線試料のクエンチ電流を制限している擾乱に加えてプーリによって与えられた機械的擾乱である。つまり、このクエンチ電流は機械的擾乱によって低下したものと考えることができる。クエンチ電流の掃引速度依存性も同様の解釈によって理解できる。しかしながら、図4.15において I_q は飽和しておらず、より高い dl/dt で通電を行えばより高い I_q が得られるものと考えられる。負荷率のばらつきは GFRP プーリ試料において 17 % 以上である。また、2次撚線直線試料の場合は電極クエンチの場合の負荷率が 86 % であるので、機械的擾乱を抑制し、かつ電極の問題を克服すれば、負荷率 90 % 程度の通電が可能であることが4.2節の結果から示されたことになる。

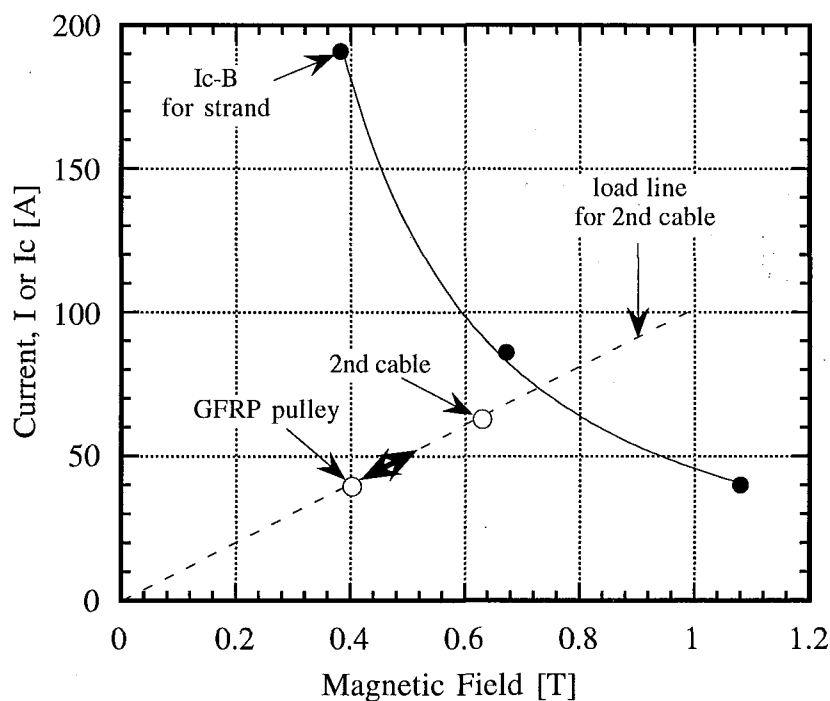


図4.17 2次撚線折返し試料の負荷直線

次に2次撚線導体における素線当たりクエンチ電流の掃引速度依存性を、前章で得られた自己磁界下におけるそれと比較する。図4.15のデータを素線当たりに換算し、前章の図3.6のデータと比較したものが図4.18である。図中、◆でプロットしたデータはGFRPプーリ試料、▼でプロットしたものはテフロンプーリ試料のデータである。2次撚線は自己磁界下の素線に比べて2倍の負荷率で通電できている。このことは2次撚りにされた素線と自己磁界下の素線のさらされる磁界環境の違いによって説明できる。素線が撚り合わされたことによって各素線には縦磁界が印加される。このときの縦磁界は素線を通る電流の方向と逆方向である。このとき、縦磁界効果によって、素線外周部に集中して流れていた電流が中心に押し込まれ、素線内の電流分布が均一化された結果、素線内交流損失が低減されたからであると考えられる[4.15]。

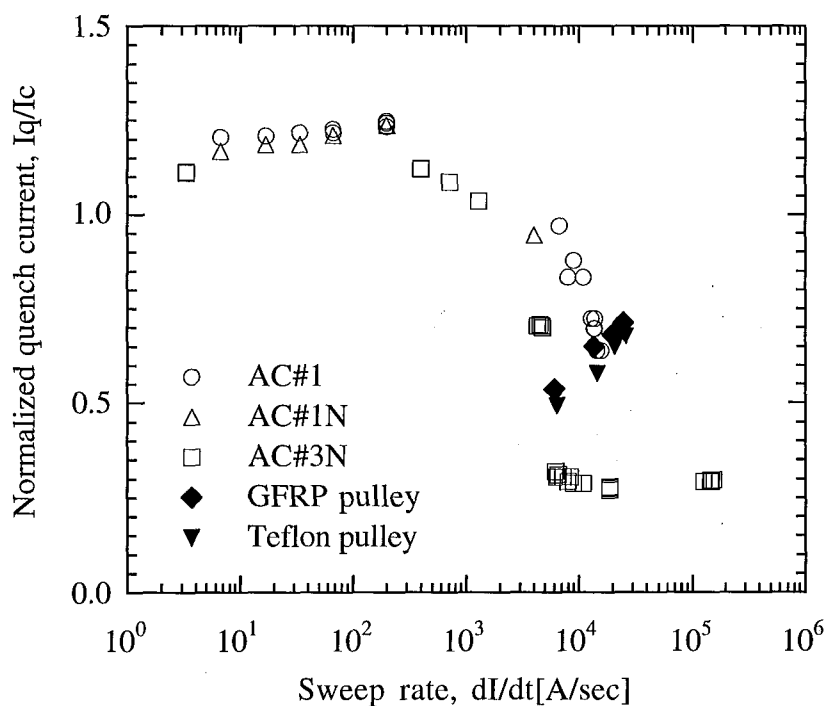


図4.18 2次撚線折返し試料（◆と▼）および素線におけるクエンチ電流の掃引速度依存性

以上、折返し試料の通電試験によって、直線試料において 2200 A 以上の通電が可能であると考えられる撚線導体に対して、局所的に機械的擾乱が与えられた場合には負荷率は最大 71 % であった。直線試料において 86% 以上の通電が可能であることを考えると、機械的擾乱が撚線導体のクエンチ電流低下に大きな影響を及ぼすことが明らかになった。また、撚線導体に外部から機械的擾乱を与えた場合、クエンチ電流は掃引速度に対して正の相関を持つことが示された。このことから、コイルクエンチ電流の掃引速度依存性には機械的擾乱の寄与が大きいことが示唆された。

4.5 まとめ

撚線導体の安定性に及ぼす素線間結合損失の影響を調べるために導体に印加する張力を変えて通電実験を行った。さらに、撚線導体の安定性に及ぼす機械的擾乱の影響を調べるために導体をプーリで折り返して摩擦を与えた状態で通電実験を行った。その結果、以下の結論を得た。

- ・ 1 次撚線直線試料においては導体に張力を掛けることでトレーニングは無くなり、クエンチ電流は張力に依存しなかった。これらのことから、1 次撚線の安定性には機械的擾乱は影響を及ぼしておらず、また、素線間結合損失の影響も無いといえる。したがって、1 次撚線の安定性は素線内交流損失によって規定されているといえる。
- ・ 2 次撚線に機械的接触部を設けた「折返し試料」においてはトレーニングが見られ、クエンチ場所が接触部であったことから、機械的擾乱が撚線導体のクエンチ電流を大きく低下させることがわかった。また、接触部の静摩擦係数が大きい方が高いクエンチ電流が得られることが示された。
- ・ 撚線導体に機械的擾乱を与えた場合のクエンチ電流は掃引速度に対して正の相関を持つことが示された。

参考文献

- [4.1] N. Hirano, T. Mito, K. Takahata, A. Iwamoto, R. Maekawa, S. Satoh, F. Sumiyoshi, S. Kawabata, and A. Kawagoe, "Increase of AC losses for the asymmetrically transposed superconducting cable due to the non-uniform current distribution between the strands," *Presented at 15th Int. Conf. on Magnet Technology (MT-15)*, Beijing, 1997
- [4.2] F. Sumiyoshi, S. Kawabata, Y. Kanai, T. Kawashima, T. Mito, K. Takahata, and J. Yamamoto, "Loss in cable - in - conduit superconductors used for the poloidal coil system of the large helical device," *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* Vol. 3, pp. 476 - 479, 1993
- [4.3] O. Tsukamoto, T. Sasaki, K. Yamagishi, Y. Li, S. Fukui, M. Yamaguchi, and M. Ono, "Enhancement of Stability of Cable Superconductor by Normal Metal Elements Periodically Placed to Short Cable Strands," *Presented at 15th Int. Conf. on Magnet Technology (MT-15)*, Beijing, 1997
- [4.4] 船木和夫, 住吉文夫, 「多芯線と導体」産業図書, 1995
- [4.5] T. Yazawa, K. Tasaki, T. Tosaka, T. Kurusu, S. Nomura, T. Ohkuma, M. Nakade, and T. Hara, "AC loss reduction of a 6.6 kV superconducting fault current limiter," *IEEE Trans. on Magn.* Vol. 32, No. 4, pp. 2399 - 2402, 1996
- [4.6] K. Funaki, M. Iwakuma, M. Takeo, N. Takahashi, T. Fujii, T. Nakata, M. Hoshino, M. Shimada, E. Yoneda, T. Fujioka, T. Kumano, E. Suzuki, and K. Yamafuji, "Electromagnetic properties of large capacity superconducting cables in a 1000kVA-class superconducting transformer," *Cryogenics*, Vol. 32, ICEC Supplement, pp. 489 - 492, 1992
- [4.7] S. Kawabata, F. Sumiyoshi, T. Kawashima, T. Mito, K. Takahata, and H. Takano, "Interstrand coupling effect on losses and current distributions in superconducting cable conductors," *Cryogenics*, Vol. 34, No. 4, pp. 293 - 301, 1994
- [4.8] 津田理, 石山敦士, 「素線絶縁のない交流用超電導撚線導体内の電流分布解析」*低温工学*, Vol. 30, No. 1, pp. 9 - 19, 1995
- [4.9] 米田えり子, 「超電導の交流応用における交流損失低減に関する研究」学位論文, 東京工業大学, 1994
- [4.10] T. Takao, O. Tsukamoto, and N. Amemiya, "Study on fluctuations in supporting force of conductors caused by fluctuations in conductor dimensions," *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, Vol. 3, No. 1, pp. 484 - 487, 1993
- [4.11] O. Tsukamoto, T. Takao, and S. Honjoh, "Estimating the size of disturbances due to

conductor motion in superconducting windings,” *IEEE Trans. on Magn.*, Vol. 24, No. 2, pp. 1182 - 1185, 1988

[4.12] 西島元「交流用超電導コイルの不安定性に関する研究」修士論文，東京工業大学，1995

[4.13] 日本機械学会編「機械工学便覧」A3-32, 1987

[4.14] A. Iwabuchi, H. Arai, Y. Yoshino, T. Shimizu, M. Sugimoto, K. Yoshida, T. Kashima, and H. Inui, “Frictional properties of ceramics, MoS_2 coated films and polyethylene fibre reinforced plastics at 4.2 K in liquid helium,” *Cryogenics*, Vol. 35, No. 1, pp. 35 - 40, 1995

[4.15] 土屋朋俊「超伝導撚線導体を用いたコイルの交流通電による損失」修士論文，東京工業大学，1997

第5章 コイルの安定性

本章では実際の限流素子において行われた限流試験の結果について、第3章および第4章の検討結果を踏まえて総括的な議論を行う。特に、第4章の折返し試料の結果から、限流素子クエンチ電流の掃引速度依存性は機械的擾乱の影響を受けていることが予想されているので、その点を中心に議論する。

5.1 限流素子の設計と製作

5.1.1 導体諸元

まず、限流素子に用いた導体諸元を表5.1に示す。導体は前章における試料導体と同一の導体であり、Cu-30%NiをマトリクスとするNbTi極細多芯超電導線を(6+1)×(6+1)構造に撚り合わせた2次撚線導体である。素線はフィラメント径を0.14 μmにまで極細化されているとともに、均一加工によりフィラメント断面の真円度も向上されており、横磁界に対するヒステリシス損失は十分に低減されている。また、素線のツイストピッチを現在の加工技術の限界である5d(素線径の5倍)にまできつくツイストすることで横磁界に対する結合損失の低減も図られている。

この導体を用いてコイルを作製するが、前章で述べたように、コイルには局所的に導体支持力の弱い部分が存在し、その中でも弱い部分から導体の動きが起こると考えられる[5.2]。この導体支持力の弱い部分は導体と巻枠の間の寸法不整に起因する[5.3]。前章の折返し試料における導体とプーリとの接触長(5 cm)と比較してコイルにおける導体と巻枠との接触長(～10 m)は非常に長い。また、折返し試料においては分銅によって導体張力が保持されているのに対し、コイルの場合は導体と巻枠のヤング率の差に起因する巻線時の歪みが生じ、導体と巻枠の熱収縮率の差に起因する導体張力の低下が生じる。コイルの機械的擾乱抑制のためにはまず、これらの不安定要因を除去する必要がある。そこで、次節で巻線時および冷却時に生じる不安定性抑制のために巻枠の検討を行う。

表 5.1 限流素子用 2 次撚線導体諸元

素線	構成	NbTi/Cu30%Ni	1 次撚線	構成	素線×6+中心線
	素線径	0.214 mm		中心線	Cu-30%Ni
	マトリクス	Cu-30%Ni		撚りピッチ	5.1 mm
	マトリクス比	4.3		撚り方向	右 (S 撚り)
	フィラメント径	0.14 μ m			
	フィラメント間隔	0.09 μ m	2 次撚線	構成	1 次撚線×6+中心線
	フィラメント本数	442614		中心線	Cu-30%Ni
	ツイストピッチ	1.0 mm		撚りピッチ	15.9 mm
	ツイスト方向	右 (S 撚り)		撚り方向	右 (S 撚り)

5. 1. 2 卷枠の検討[5.4]

交流超電導コイルの卷枠には従来 GFRP (Glass Fiber Reinforced Plastics: ガラス繊維強化プラスチック) が用いられてきた。しかし、GFRP のヤング率は 4.4×10^4 MPa であり、導体のヤング率 (5.9×10^4 MPa) よりも小さいので、導体に張力を掛けて巻線すると卷枠が歪む。また、GFRP の 4.2 K における熱収縮率は 0.31 % であり、導体の熱収縮率は 0.29 % であることから、卷枠の方が収縮量が大きく、導体の張力低下の原因になっていると考えられる。このことを構造解析によって定量的に評価した結果を図 5.1 に示す。縦軸の張力 σ_0 は初期張力 σ_{00} で規格化した。横軸は巻ターン数であり、1 ターン目から 37 ターン目までの巻線順序も考慮してある。巻線作業時に巻線の張力は設定張力の 86 % に低下しており、さらに冷却によって設定張力の 81 % に低下していることがわかる。

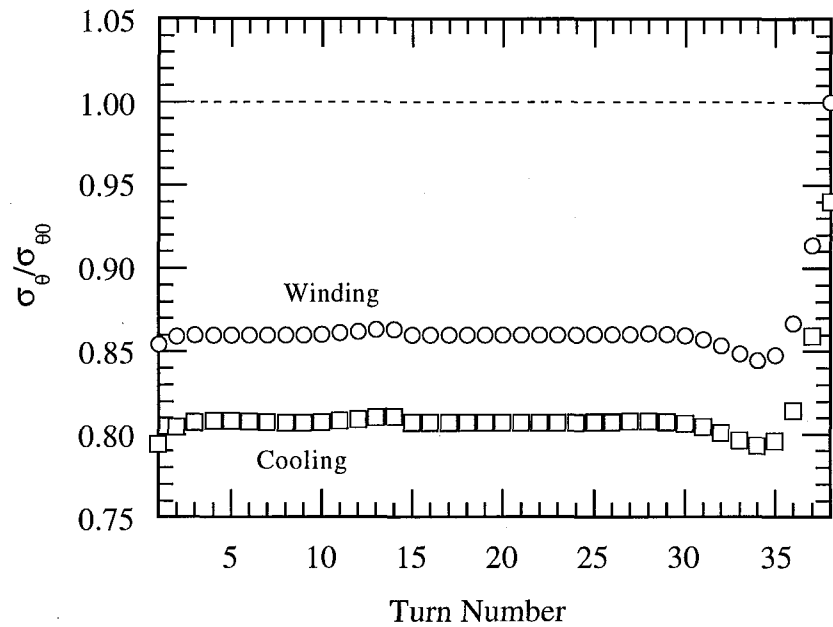


図 5.1 巻線および冷却による巻線張力の変化

この結果から、巻枠に要求されるスペックは

- (1) ヤング率が導体以上であること
- (2) 熱収縮率が導体以下であること

の2点である。そこで、GFRP に替わるものとしてガラス繊維の代わりにアルミナ繊維を用いたAFRP、低温で膨張する性質を持つ DFRP (高強力ポリエチレン繊維強化プラスチック) といった材料の巻枠へ応用を考えてみる。この AFRP および DFRP のヤング率および熱収縮率を表 5.2に示す。

表 5.2 GFRP, AFRP, DFRP のヤング率と熱収縮率

	GRRP	AFRP	DFRP	Cable
ヤング率 [MPa]	4.4×10^4	1.2×10^5	4.1×10^4	5.9×10^4
熱収縮率 [%]	-0.31	-0.12	+0.17	-0.29

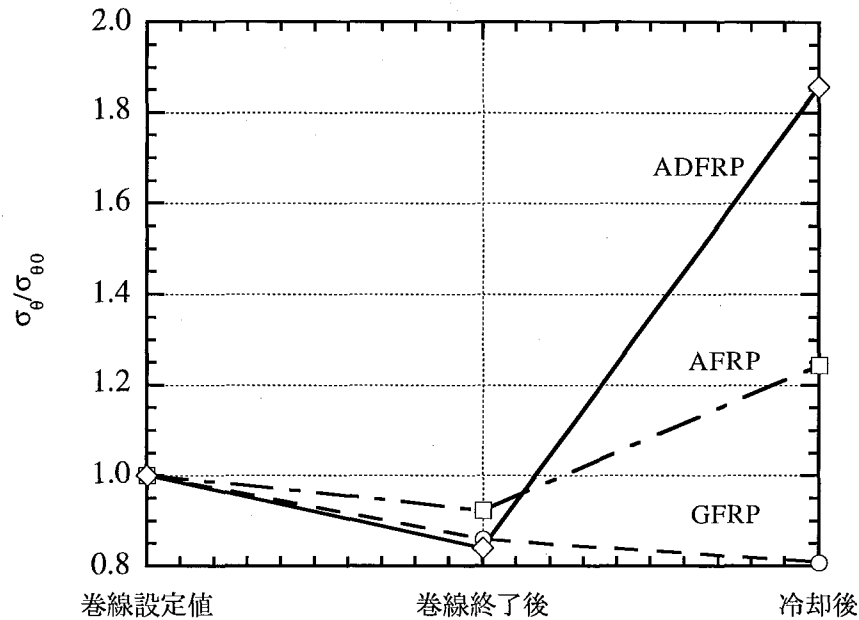


図 5.2 巻線および冷却による巻線張力の変化（構造解析結果）[5.4]

DFRP に用いられている繊維はダイニーマ (Dyneema®) と呼ばれる材料で、低温で膨張する性質を持っている[5.5]。また、AFRP は導体の倍程度のヤング率を有している。そこで、この繊維とアルミナ繊維をハイブリッドに用いた ADFRP を用いることで、先に挙げた 2 点の要求が満たされると考えられる。

図 5.2 は、GFRP, AFRP, ADFRP の 3 種類の巻枠を用いたモデルコイルに対して巻線、冷却の条件で構造解析を行い、張力変化を計算した結果である。この図から、巻線張力の変化にはヤング率よりも熱収縮率のほうが影響が大きいことがわかる。以上の検討から、巻枠には ADFRP を用いることにした。

5.1.3 限流素子諸元

以上の検討をもとに設計・製作された限流素子の諸元を表 5.3 に示す。素子は 2P - 2S の 4 層構造、すなわち、直列接続された 1 - 4 層および 2 - 3 層が互いに逆向きに巻線されることで微小インダクタンスとなっている (e) 5.3 参照)。

表 5.3 限流素子諸元

巻棒材料	ADFRP		
素子構造	4層無誘導コイル 2P-2S		
素子サイズ	第1層	$\phi 140\text{mm} \times 400\text{mm}$	
	第2層	$\phi 160\text{mm} \times 400\text{mm}$	
	第3層	$\phi 220\text{mm} \times 400\text{mm}$	
	第4層	$\phi 240\text{mm} \times 400\text{mm}$	
巻ピッチ及びターン数	第1層	7.4mm	48ターン
	第2層	9.5mm	38ターン
	第3層	7.4mm	48ターン
	第4層	8.5mm	42ターン
インダクタンス	18 μH		
常温抵抗	6.3 Ω		

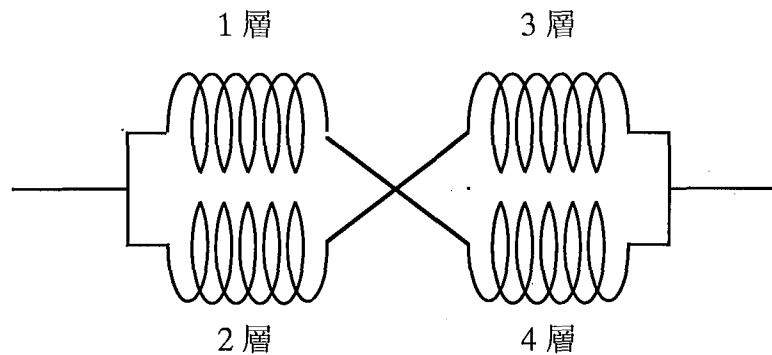


図 5.3 超電導限流素子の2P-2S構成

5.2 コンデンサバンクを用いた超電導限流器の限流試験

限流試験ではコンデンサバンクのLC共振回路を利用して限流素子への通電を行った。限流試験の目的は高電圧を印加したときのクエンチ特性を調べることにある。試験回路を図 5.4に示す。

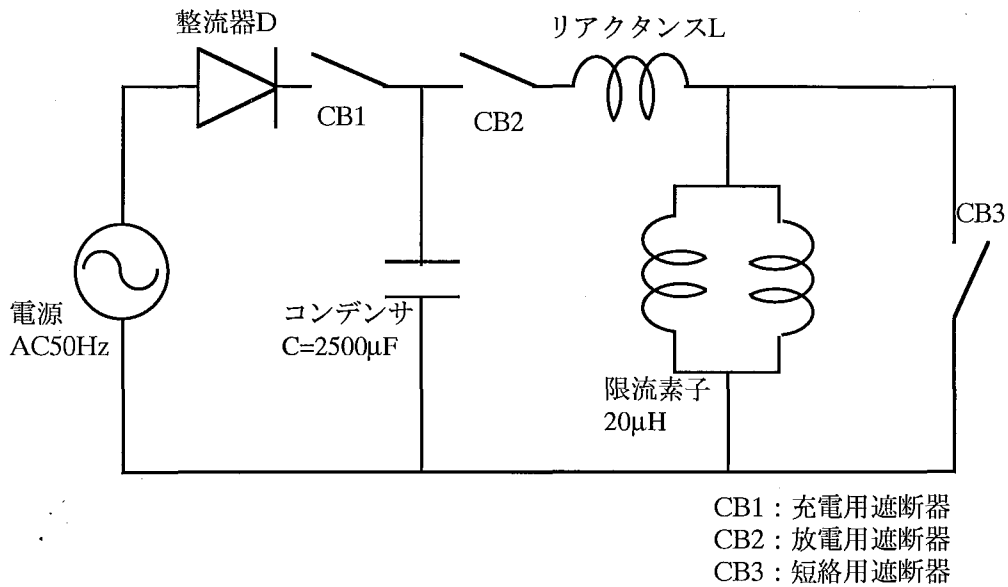


図 5.4 限流試験回路

まず，CB2およびCB3を開いた状態でCB1を閉じ，コンデンサに所定の電圧，エネルギーを充電する．コンデンサ両端電圧が規定値に達した後 CB1を開き，コンデンサへの充電を完了する．このときの充電エネルギー Q は次式で与えられる；

$$Q = \frac{1}{2} CV^2 \quad [\text{J}] \quad (5.1)$$

ここに， C はコンデンサ容量， V はコンデンサ両端電圧である．CB1を開いた後にCB2を閉じる．このとき，コンデンサの静電容量と回路および素子のリアクタンスで形成される LC 共振回路となる．この際の電流の周波数 f_0 と規約短絡電流の波高値 I_s はそれぞれ次の式で表される；

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad [\text{Hz}] \quad (5.2)$$

$$I_s = V\sqrt{\frac{C}{L}} \quad [\text{A}] \quad (5.3)$$

CB2 を閉じてから 100 ms 後に CB3 を閉じて限流素子を短絡し，限流動作を終了させる．ここで，通電手段としてコンデンサバンクの LC 共振を利用した理由は，試験コストと簡便性である．この試験方法は印加電圧，投入エネルギー，周波数等の点においても実際の電力系統における短絡事故を十分に模擬している．

本試験では限流器が電力系統に導入されたときのクエンチエネルギーを念頭に置き、コンデンサバンクへの充電エネルギーを 72.6 kJ まで上昇させた。また、印加電圧を実系統の 6.6kV に近づけるため、コンデンサの容量を 2500 μ F とした。また、LC 共振回路中のリアクタンス L を変化させることで、波高値あるいは dI/dt を変化させることができる。ここでいう dI/dt は電流掃引率であり、(5.3)で与えられる波高値を(5.2)で与えられる周波数の逆数、すなわち周期の 1/4 で除した値であり、次式で与えられる；

$$\frac{dI}{dt} = \frac{2V}{\pi L} \quad [\text{A/s}] \quad (5.4)$$

本試験では dI/dt として 1~50 MA/s の範囲で変化させてクエンチ電流を測定した。

限流素子は(5.3)式で与えられる波高値に達する前にクエンチし、抵抗を発生する。この時点で回路波形は減衰波形となる。その際のエネルギーは限流素子で消費されることになる。

実験においてクエンチの判定は、限流素子の両端電圧をトランジェントレコーダでモニタし、抵抗電圧の発生を調べることで行った。

5.3 限流素子におけるクエンチ電流の掃引速度依存性

限流試験に先立ち、まず誘導電圧調整器 (IVR) を用いて突印通電実験を行った。液体ヘリウムにより浸漬冷却された限流素子に対して所定の電圧を 1 波 (半サイクル) 印加し、通電を行った。

まず、限流素子のトレーニング特性を図 5.5 に示す。クエンチを重ねる毎にクエンチ電流値 I_q が延々と上昇している様子がわかる。このことは機械的擾乱の存在を示しており、素子は導体/巻枠間摩擦によってクエンチしていると考えられる。

12 回目のトレーニングまでの到達 I_q は 3000 A であった。限流素子は 2 次撚線を用いたコイルが並列に用いられているので、これは 2 次撚線当たりに換算すると 1500 A である。前章の折返し試料における突印試験時の I_q は GFRP プーリで 1430 A、テフロンプーリで 1316 A であった。コイルの I_q はさらに上昇傾向を見せている。このことは、導体支持力が局所的に低下している箇所や、不整合面などの、機械的擾乱の原因となりうる箇所が折返し試料に比較して非常に多く、そのためにトレーニングが終わらないことを示唆している。

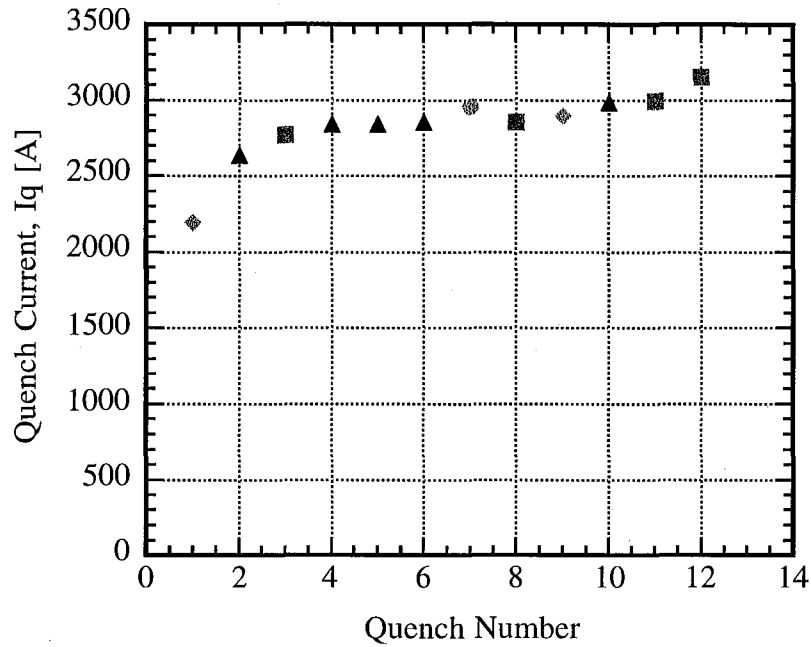


図 5.5 限流素子のトレーニング

次にコンデンサバンクを用いて行った限流試験の結果を示す．図 5.6には 7.6 kV を印加したときの限流試験の結果を示す．また，図には限流素子が無いときの短絡電流（規約短絡電流）の波形も併せて示した．規約短絡電流の波高値は 12.7 kA である． $I = 2728$ A のときに電圧 V が立ち上がっているので，この電流値をクエンチ電流値とする．クエンチが観測されてからも電流は上昇を続け，5520 A をピークに減衰波形になった．この，クエンチが観測されてから限流動作までの時間遅れはクエンチが伝播していることに起因している．この実験では最終的に素子常温抵抗の 87 % の抵抗となった．

次に回路リアクタンス L を変化させることで掃引速度 dI/dt を変化させてクエンチ電流 I_q を測定した結果を図 5.7に示す．ここに dI/dt は(5.4)式で表される．プロット中のマーカの違いは回路リアクタンス L の違いを示している． $dI/dt = 20$ MA/s を境に二つの傾向が見られることがわかる． $dI/dt < 20$ MA/s の領域では I_q は dI/dt に対して上昇しており， $dI/dt > 20$ MA/s の領域では $I_q = 3800$ A のほぼ一定値に収束している．この傾向はクエンチ要因の違いによるものと考えられる．

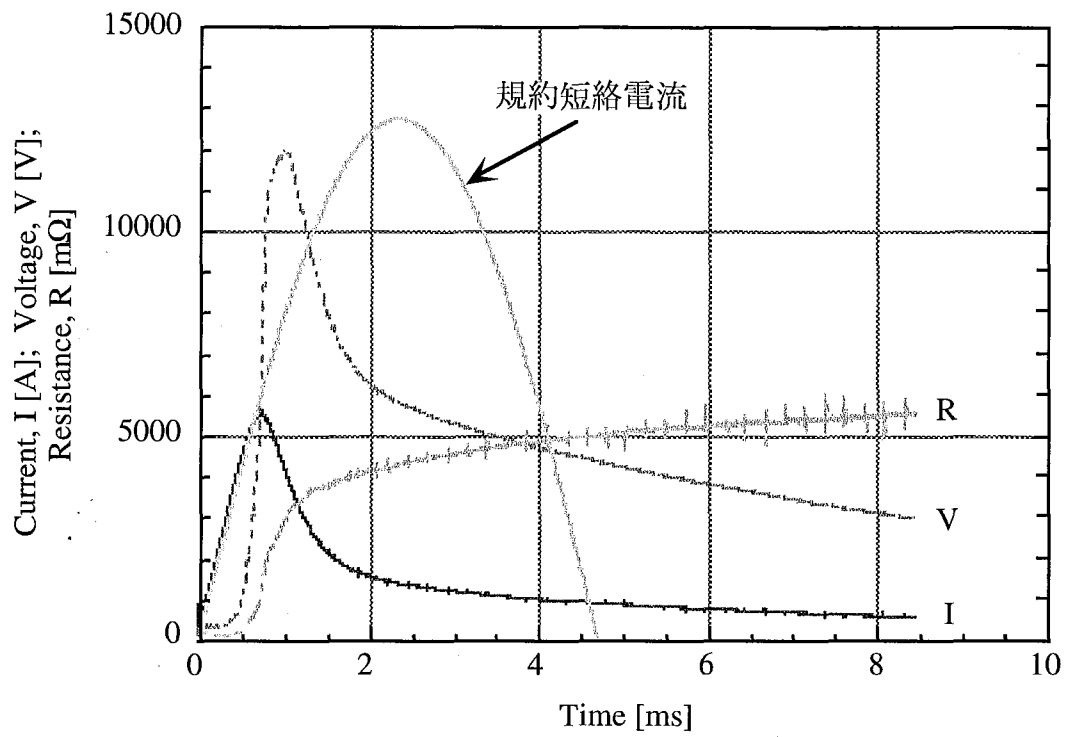


図 5.6 限流試験における波形 (7.6 kV 印加時)

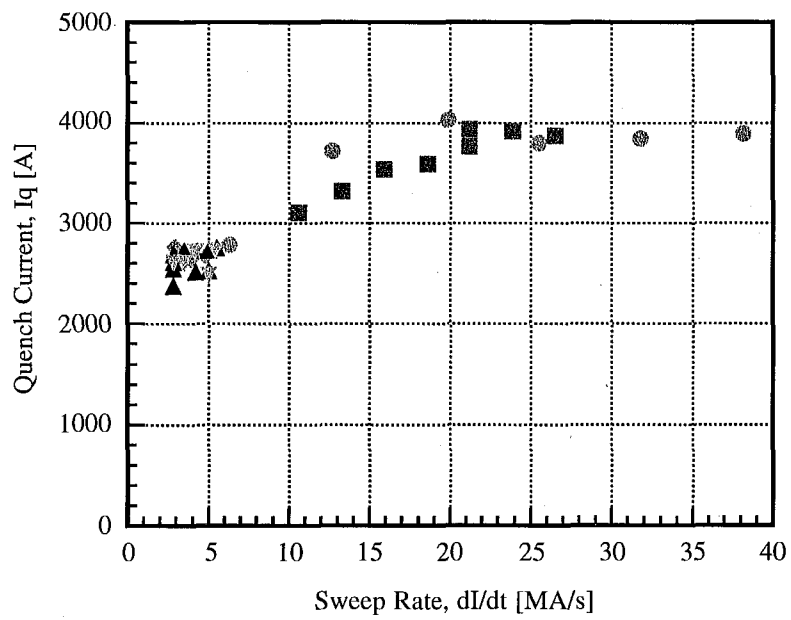


図 5.7 限流素子クエンチ電流の掃引速度依存性

5.4 20MA/s以上の掃引速度領域におけるクエンチ原因の検討

本節と次節において、限流素子のクエンチ原因について考察する。本節ではクエンチ電流が掃引速度に対して一定の領域、すなわち $dl/dt > 20 \text{ MA/s}$ の掃引速度領域におけるクエンチ原因について検討する。

まず、素子の I_q が 3800 A であることと、前章の2次撚線直線試料において電極部の発熱によるクエンチが発生した電流値が 2300 A であることを考えて、この掃引速度領域における電極クエンチの可能性を検討しておく。この素子は1, 4 層および2, 3 層の巻ターン数が異なっており、そのために定常運転時も層間においてインダクタンスの差に起因する偏流があることが分かっている。 I_1, I_2, I_3, I_4 をそれぞれ1層目、2層目、3層目、4層目に流れている電流とすると、偏流の比率は $I_1 : I_2 : I_3 : I_4 = 1.07 : 1 : 1 : 1.07$ である。いま、全通電電流が 3800 A のとき、1, 4層目に流れる電流は 1970 A である。これは前章の2次撚線直線試料において電極部でのクエンチが発生した電流値より約15%小さい。したがって、電極の発熱によるクエンチの可能性は小さいと考えられる。

素子クエンチ電流の最大到達値が2次撚線直線試料のクエンチ電流値に比べて15%小さいことについても検討しておく必要がある。まず、後述するように素子の最大経験磁界は2次撚線単独の最大経験磁界とほぼ同じである（図5.10参照）ので、この15%のクエンチ電流の差に与える磁界の寄与は支配的ではないと考えられる。一方、第3章において議論したように、限流動作時の掃引速度領域ではクエンチ電流は掃引速度に対して依存性を持たない。このことから、 20 MA/s 以上の掃引速度領域では素線内の磁氣的擾乱によって制限されている可能性がある。

もう一つの可能性として、撚線内における偏流が挙げられる。前章の式(4.3)を用いて、1次撚線間接触コンダクタンス $G \text{ [S/m]}$ が 10^5 S/m , 10^4 S/m , 10^3 S/m のときの通電電流一様化の特性長 $\xi \text{ [m]}$ を求めてみると、それぞれ 0.8 m , 2.5 m , 8.0 m となる。本研究で用いた限流素子の導体長は一層当たり約 20 m であるので、1次撚線間接触コンダクタンスが 10^3 S/m よりも小さい場合には偏流によってクエンチ電流が規定されている可能性がある。

5.5 1～20MA/sの掃引速度領域におけるクエンチ原因の検討

次に $dI/dt < 20$ MA/s の掃引速度領域における I_q の dI/dt 依存性を考察する．前章の結果から，機械的擾乱の存在によって I_q の dI/dt 依存性が正の相関を持つ可能性が示されている．交流コイルにおける機械的擾乱には，(a)巻線／巻枠間の摩擦，(b)素線間摩擦などの撚線内摩擦，の2種類を挙げることが出来るが，前章の結果から，撚線内摩擦の影響は殆ど無いことが分かっているので，ここでは(a)の因子のみ考えればよい．つまり，通電時の電磁力によって巻線が動いて巻枠との摩擦による発熱によってクエンチする場合を考える．

前章で議論した折返し試料におけるクエンチと同様，通電時の電磁力によって巻線が動いたとき，巻線／巻枠間の摩擦による発熱が τ の時間遅れで最近接素線のフィラメント領域に達してクエンチに至っている，というモデルを考えると，クエンチ電流 I_q は次の式で表される；

$$I_q = I_{dis} + \tau \frac{dI}{dt} \quad (5.5)$$

ここに， I_{dis} は擾乱発生電流値である．今，前章で議論したように τ が熱拡散時定数程度であると考え，前章で求めた値を使うと， $\tau = 3.6 \times 10^{-5}$ [s] である．

いま，図 5.7において $dI/dt = 0$ [A/s] の点におけるクエンチ電流が I_{dis} であると考えられるので，これを外挿すると 2500 A である．このとき，同図における $dI/dt < 20$ MA/s の領域の I_q は， $\tau = 6 \times 10^{-5}$ [s] と取れば良くフィットできる．この τ と先に求めた熱拡散時間 τ_h はほぼ一致している．一方，擾乱発生からクエンチまでの時定数（電流掃引の時定数） τ_{sweep} は，

$$\tau_{sweep} = \frac{I_q - I_{dis}}{dI/dt} \quad (5.6)$$

として求めることができる．そこで， τ_h と τ_{sweep} の関係を dI/dt に対して示すと，図 5.8のようになる．この図から， $dI/dt < 20$ MA/s では $\tau_h \approx \tau_{sweep}$ であり， $dI/dt > 20$ MA/s では $\tau_h > \tau_{sweep}$ であることがわかる．したがって， $dI/dt < 20$ MA/s では摩擦熱の伝播が主たる要因となってクエンチに至っているのに対し， $dI/dt > 20$ MA/s では熱伝播が電流掃引よりも遅いために磁氣的要因でクエンチに至っていることがわかる．

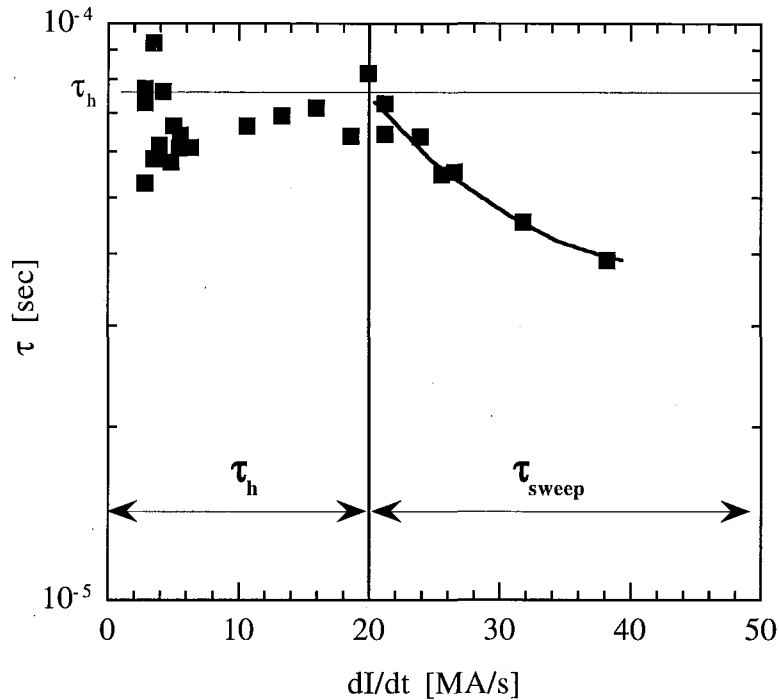


図 5.8 熱拡散時定数および電流掃引時定数と掃引速度の関係

以上の検討から、機械的擾乱によるクエンチは次のように進行すると考えることができる；

- (1) 導体／巻棒界面で摩擦発熱が起こる
- (2) 発熱によって導体温度が上昇する。
- (3) その間、回路の dI/dt は保たれているので撚線全体に流れる電流は増加する。
- (4) その結果、温度が臨界温度に至るまでの遅れが観測される。

限流素子に $dI/dt > 20$ MA/s で掃引したとき、素線の経験する掃引速度はこれを素線本数で割った値と考えることができ、 $(dI/dt)_{\text{strand}} > 0.28$ MA/s である。第3章における議論から、この掃引速度では冷却の効果は期待できないと考えられる。したがって、素線内交流損失によってクエンチ電流は著しく低下していると考えられる。そこで、この観点から検討を行う。

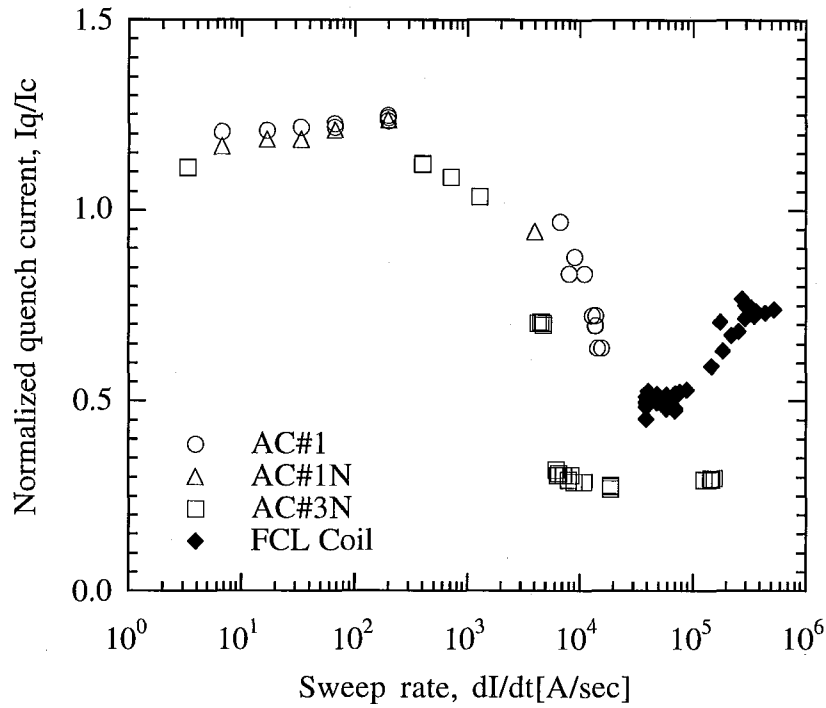


図 5.9 限流素子クエンチ電流 (◆) の掃引速度依存性と素線クエンチ電流の掃引速度依存性の比較

図 5.9 において限流素子の素線当たりのクエンチ電流の素線当たり掃引速度に対する依存性を第 3 章の自己磁界下における素線クエンチ電流の掃引速度依存性と比較した。ここに、クエンチ電流 I_q は臨界電流 I_c で規格化した。また、限流素子の素線当たり臨界電流 I_c は図 5.10 に示すように素線の $I_c - B$ 曲線と限流素子の負荷直線の交点から求めた 72 A を用いた。図 5.9 中、◆で示されているのが限流素子のデータである。自己磁界下における素線よりも限流素子の方が高いクエンチ電流が得られていることがわかる。 10^5 A/s 以上において自己磁界下の素線の I_q は $0.3 I_c$ (負荷率 30 %) であるのに対し、限流素子の I_q は $0.76 I_c$ (同 76 %) まで達している。これは限流素子を構成している素線には縦磁界が印加されていることから、この縦磁界効果によって素線内部の半径方向電流分布が均一化され、交流損失が少なくなったためと考えられる[5.6]。

図 5.10 では素子クエンチ電流を負荷率で表したものである。素子は無誘導コイルなので、素線の経験する磁界は 2 次撚線導体中の素線のそれを同程度である。素子の負荷直線と 2 次撚線導体のそれとは殆ど重なるので、2 次撚線導体の負荷率との定量的な比較が可能となる。2 次撚線直線導体の負荷率は 86 % であるのに対し、限流素子のトレーニングで到達した負荷率は 46 % である。2 次撚線導体に存在した擾乱に負荷された擾乱を考えると、これは巻棒／導体間摩擦の影響でクエンチ電流が低下したものであると考えることができる。また、高 dI/dt の掃引によって素子負荷率は 73 % まで上昇しているが、2 次撚線導体よりも 13 % 低い値に止まっている。このことは、限流素子における $dI/dt > 20 \text{ MA/s}$ のときのクエンチ電流（一定値に収束している）がクエンチ電流値の最大値ではないことを示唆している。

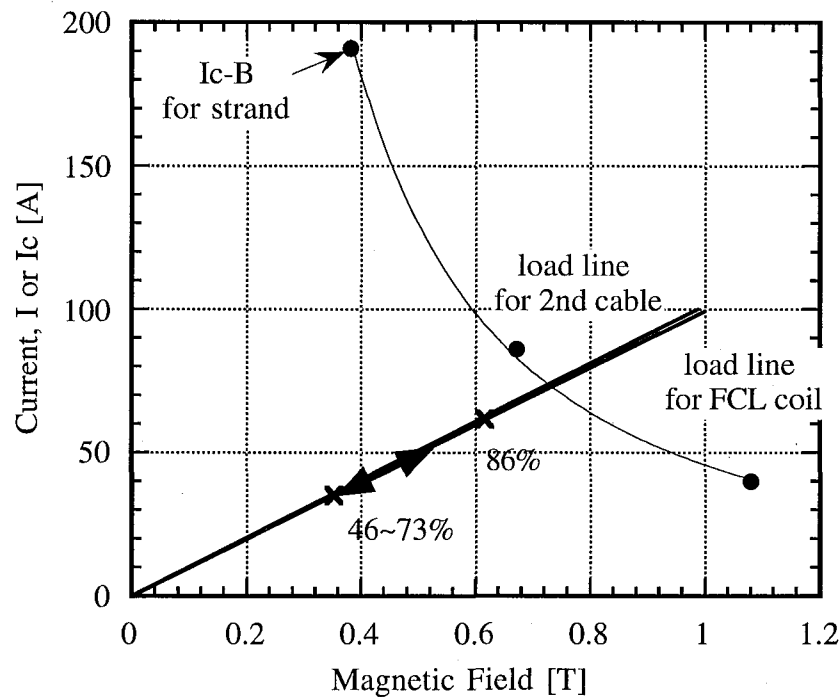


図 5.10 素線の $I_c - B$ 曲線と限流素子の負荷直線
(×印はクエンチ電流値)

5.6 まとめ

本章では超電導限流器の限流試験で得られた，限流素子クエンチ電流の掃引速度依存性について，前章までで対象にした擾乱の寄与を総括的に検討した．その結果，以下を得た．

- ・限流素子のクエンチ電流にはトレーニングが見られたことから，機械的擾乱（巻線／巻棒間の摩擦）の存在が確認された．また，2次撚線導体の負荷率との定量的な比較によって，限流素子のクエンチ電流低下には機械的擾乱の寄与が大きいことがわかった．

- ・1 MA/s ～ 20 MA/s の掃引速度領域における限流素子のクエンチ電流は，撚線導体の一部に機械的擾乱を与えた場合のクエンチ電流の掃引速度依存性と同様に，掃引速度に対して正の相関を持った．限流素子は撚線導体全体に機械的擾乱を与えた系であると考えれば，限流素子クエンチ電流の掃引速度依存性には機械的擾乱の寄与が大きいと示唆される．

- ・電流掃引と熱拡散の時定数の比較から，1 MA/s ～ 20 MA/s の掃引速度領域における限流素子のクエンチ電流が掃引速度に依存することを定性的に示した．

参考文献

- [5.1] 田崎賢司, 矢沢孝, 米田えり子, 前田秀明, 原築志, 中出雅彦, 大熊武, 「超電導限流素子の開発(2) - 限流試験 - 」第51回 1994年度春季低温工学・超電導学会講演概要集, p. 260, 1994
- [5.2] T. Takao, et al., *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, Vol. 3, No. 1, pp. 484 - 487, 1993
- [5.3] O. Tsukamoto, T. Takao, and S. Honjoh, "Estimating the size of disturbances due to conductor motion in superconducting windings," *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. 24, No. 2, pp. 1182 - 1185, 1988
- [5.4] 西島元, 「交流用超電導コイルの不安定性に関する研究」平成6年度修士論文, 東京工業大学, 1995
- [5.5] 鹿島俊弘, 「超高強力ポリエチレン繊維(ダイニーマ)強化複合材の低温特性 - 高性能超電導コイルボビン・スペーサー」1993年度低温工学協会材料部会
- [5.6] 土屋朋俊「超伝導撚線導体を用いたコイルの交流通電による損失」修士論文, 東京工業大学, 1997

第6章 結論

本研究では超電導限流器の安定性に関して、素線、撚線、コイルの各レベルにおけるクエンチ電流の低下とその掃引速度依存性に影響を及ぼしている擾乱について議論した。以下に、本研究で得られた結論を項目別にまとめる。

クエンチ機構

NbTi/CuNi 超電導線のクエンチは液体ヘリウムの各沸騰／膜沸騰遷移に伴う温度上昇によって導体温度が臨界温度を超えて常伝導転移する現象であり、臨界電流密度が高く、かつ臨界温度の冷媒温度に対する温度余裕が沸騰の遷移に伴う温度上昇よりも小さく、かつマトリクス（基板）の抵抗が大きい、という条件下で得られる現象であることがわかった。酸化物超電導線においても臨界電流密度が一桁以上向上するか、現状の銀基板よりも抵抗が二桁以上大きい基板を用いるならば酸化物超電導線は金属系超電導線と同様のメカニズムのクエンチに至ることが示唆された。このことから、金属系超電導線と酸化物超電導線の電流電界特性には本質的な差異は無いことが分かった。

クエンチ電流の低下

素線クエンチ電流のクエンチ電流低下には素線内交流損失が大きな影響を及ぼしていることがわかった。掃引の時定数が素線径方向の熱拡散時定数よりも早い領域では素線内に磁束が断熱的に侵入することによってクエンチ電流が制限されていることがわかった。

撚線導体のクエンチ電流は素線内交流損失によって制限されているものであり、素線間結合損失および素線間摩擦の影響は主たる要因とはなっていない。しかしながら、撚線導体の一部に機械的擾乱を与えることでクエンチ電流は大きく低下する

ことが分かった。これはコイルにおけるクエンチ電流に対する機械的擾乱の寄与が大きいことを示すものである。

クエンチ電流の掃引速度依存性

素線クエンチ電流の掃引速度依存性には素線内交流損失の影響が主であることがわかった。限流器に印加される掃引速度領域においては素線のクエンチ電流は掃引速度依存性を持たず、従って、素線内交流損失のコイルクエンチ電流の掃引速度依存性に対する寄与は無い。

燃線導体における素線間結合損失および素線間摩擦がコイルクエンチ電流の掃引速度依存性に与える影響は主なものではない。

限流素子のクエンチ電流が掃引速度に対して正の相関を持つことの原因は導体／巻枠間の摩擦という機械的擾乱の影響が大きいことが分かった。

以上、本研究によって、超電導限流器においては素線から燃線導体レベルまでは素線内交流損失（磁氣的擾乱）によって導体の安定性が支配されていること、コイルにおいては磁氣的擾乱に加えて機械的擾乱も安定性を支配していること、限流素子のクエンチ電流の掃引速度依存性は機械的擾乱の影響によるものであること、が明らかになった。

表目次

表1.1	限流器の各構成要素における擾乱の存在.....	19
表2.1	交流用超電導線諸元.....	24
表2.2	酸化物超電導テープ諸元.....	25
表3.1	Cu と CuNi の熱拡散係数と磁気拡散係数.....	51
表3.2	超電導線諸元.....	53
表3.3	解析に用いた物性値.....	59
表4.1	試料導体諸元.....	68
表5.1	限流素子用 2 次撚線導体諸元.....	93
表5.2	GFRP, AFRP, DFRP のヤング率と熱収縮率.....	94
表5.3	限流素子諸元.....	96

図目次

図1.1	超電導限流器の概念図	3
図1.2	限流動作時の電流波形	4
図1.3	極細多芯超電導線の断面構造	5
図1.4	フィラメントがツイストされていないときの横磁界に対する遮蔽電流	6
図1.5	フィラメントにツイストが施された場合の横磁界に対する遮蔽電流	6
図1.6	2次撚線導体の断面	7
図1.7	フラックスジャンプの無限ループ	9
図1.8	自己磁界によるフィラメント間結合	13
図1.9	撚線導体における磁界	14
図1.10	Bi系超電導体の結晶構造	16
図1.11	限流素子クエンチ電流の掃引速度依存性	17
図1.12	クエンチ電流の掃引速度依存性	18
図2.1	交流用素線試料	24
図2.2	酸化物テープ試料	24
図2.2	酸化物テープ試料	25
図2.3	NbTi/CuNi 試料の電流電界特性	26
図2.4	77.3 Kにおける酸化物超電導線の電流電界特性	27
図2.5	4.2 Kにおける酸化物超電導線の電流電界特性	27
図2.6	酸化物超電導線および金属系超電導線における電流電界特性	29
図2.7	n 値の発生電界依存性	29
図2.8	酸化物と銀基板の並列回路	30
図2.9	酸化物超電導線の 77.3 Kにおける分流	31
図2.10	酸化物超電導線の 4.2 Kにおける分流	32
図2.11	Bi2212/Ag テープにおける Bi と Ag の抵抗変化	32
図2.12	金属系超電導線における分流	33
図2.13	銀への分流分を考慮した場合の酸化物試料の電流電界特性	34
図2.14	銀への分流分を考慮した場合の n 値の発生電界依存性	34
図2.15	銀の比抵抗の温度依存性	35
図2.16	液体ヘリウムの沸騰曲線	37

図2.17	NbTi/CuNi 超電導線の電流電界特性と臨界熱流束相当の電流電界直線	37
図2.18	4.2 Kにおける酸化物超電導線の電流電界特性と 6×10 ⁴ W/m ² 相当相当の電流電界直線	38
図2.19	液体窒素の沸騰曲線	39
図2.20	77.3 Kにおける酸化物超電導線の電流電界特性と 臨界熱流束相当の電流電界直線	40
図2.21	酸化物超電導体の本質的な n 値を変化させたときの電流電界特性と 臨界熱流束相当の電流電界直線	42
図2.22	基板の比抵抗を変化させたときの電流電界特性と 臨界熱流束相当の電流電界直線	42
図2.23	酸化物超電導体の J_c を変化させたときの電流電界特性と 臨界熱流束相当の電流電界直線	43
図3.1	電極から多芯線に流れ込んだ電極の多芯線軸方向の拡散の様子	50
図3.2	多芯線長に対応する磁気拡散時定数と断熱安定性から予測される クエンチ電流の掃引速度依存性	52
図3.3	実験系	54
図3.4	各試料の電流電界特性	55
図3.5	クエンチ電流 I_q の定義	55
図3.6	AC#1, AD#1N, AC#3N におけるクエンチ電流の掃引速度依存性	56
図3.7	多芯線断面のモデル化	57
図3.8	AC#3N に対するクエンチ電流の掃引速度依存性の計算値	60
図3.9	熱伝達率を変化させたときのクエンチ電流の掃引速度依存性	62
図3.10	掃引速度 100 A/s および 1 MA/s のときのクエンチ直前の 多芯線内の電流分布および温度分布	63
図4.1	直線試料実験装置	69
図4.2	円筒端子を用いた電極と撚線導体の接続	70
図4.3	電圧タップ箇所と電圧タップ間距離	70
図4.4	IVR 電源を用いた通電回路	71
図4.5	1 次撚線の臨界電流測定における電流電界特性	72
図4.6	1 次撚線の交流通電におけるトレーニング	74
図4.7	1 次撚線の負荷直線	74
図4.8	1 次撚線直線試料と素線のクエンチ電流の掃引速度依存性	75
図4.9	電極部における電流流れ込み領域のモデル化	76
図4.10	2 次撚線直線試料におけるトレーニング	77

図4.11	折返し試料	80
図4.12	折返し試料における電圧タップの位置とタップ間の長さ	81
図4.13	2次撚線折返し試料におけるトレーニング	82
図4.14	2次撚線折返し試料におけるクエンチ時の電流波形	83
図4.15	2次撚線折返し試料におけるクエンチ電流の掃引速度依存性	84
図4.16	連続通電時の2次撚線折返し試料におけるクエンチ電流値	86
図4.17	2次撚線折返し試料の負荷直線	87
図4.18	2次撚線折返し試料および素線におけるクエンチ電流の掃引速度依存性 ..	88
図5.1	巻線および冷却による巻線張力の変化	94
図5.2	巻線および冷却による巻線張力の変化（構造解析結果）	95
図5.3	超電導限流素子の2P - 2S構成.....	96
図5.4	限流試験回路	97
図5.5	限流素子のトレーニング	99
図5.6	限流試験における波形（7.6 kV印加時）	100
図5.7	限流素子クエンチ電流の掃引速度依存性	100
図5.8	熱拡散時定数および電流掃引時定数と掃引速度の関係	103
図5.9	限流素子クエンチ電流の掃引速度依存性と 素線クエンチ電流の掃引速度依存性の比較	104
図5.10	素線の I_c - B 曲線と限流素子の負荷直線	105

謝辞

本論文を結ぶにあたり，指導教官として終始ご指導を賜りました中込秀樹客員教授および梶島成治教授，セミナーや日々の研究生活において親身な指導をして下さった岡村哲至助教授に謹んで御礼申し上げます．また，奥野喜裕助教授，山岬裕之教授，吉川邦夫助教授，末包哲也助手，大久保雅章助手には折に触れて有益な助言を頂きました．塩田進教授（現慶應義塾大学客員教授）には修士課程において指導教官としてご指導いただきました．改めて感謝いたします．

研究室においては加藤孝子さん，大柿久美子技官，高橋浩技官にも大変お世話になりました．この場を借りまして御礼申し上げます．

本論文は私が東京工業大学大学院に入学してからの5年間に行った研究のうち，博士後期課程の間に得られた結果をまとめたものです．本研究は全て（株）東芝研究開発センター機械・エネルギー研究所と共同研究であり，実験は全て同研究所において行いました．研究の進め方，実験結果についての議論から論文の指導まで全てに涉って面倒を見てくださった野村俊自博士，米田えり子博士，竹澤伸久博士，岡田秀彦博士，前田秀明博士，来栖努博士，矢沢孝氏，田崎賢司氏，ローハナ・チャンドラティラカ博士を始め，同研究所研究第一担当の皆様に厚く御礼申し上げます．

MHDグループにおいて共に学び，共に飲み，共に遊んだ多くの友人達にも感謝いたします．特に，低温グループの先輩，後輩達には多くのことを教わりました．彼らと有意義な時間を共有できたことは幸せでした．

最後に，私の大学院進学を許し，5年間の勝手気侭な生活を黙って見守ってくれた両親に心から感謝いたします．

1998年3月

西島 元