The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	パルス超電導マグネットの安定性に関する研究
Author(s)	大西, 利只
Citation	大阪大学, 1980, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1677
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

パルス超電導マグネットの安定性に関する研究

昭和55年1月

大　西　利　只

内 容 梗 概

本論文は著者が電子技術総合研究所において昭和42年より行なってきた超電導マグネットに関する研究のうち，主として昭和47年頃から実施しているパルス超電導マグネットの安定性に関する研究の成果をまとめたものである。

パルス超電導マグネットの研究開発においては，超電導線の電磁的，機械的および熱的な不安定性要因による電磁特性の劣化の機構を詳細に研究し，その安定化技術の確立を図ること，およびそれらの安定化法を応用して急激な変動磁界中で十分安定性を維持し，かつ交流損の少ないパルス超電導線を開発すること，ならびにパルス超電導マグネットの高速励磁あるいは減磁等の運転研究を実施することが必要である。著者はこれらの点に関し研究を行ない，磁気不安定性の安定化に関しては3種類の方法を提案し，それらについて実験的・理論的に詳細な検討を行ないパルス磁界下における不安定性の安定化法に関する一指針を与えた。機械的な問題に関しては，臨界電流密度等各種電磁特性の応力劣化の機構を解明するとともに，従来の耐張力特性を飛躍的に向上する超電導線の構成法を示した。熱的不安定性に関して，過渡的な熱擾乱に対する安定化法として液体ヘリウムの過渡冷却が極めて有効であること等を明らかにした。そして，これらの成果の工学的応用を図り，著者が考案した極めて安定で交流損の少ないパルス超電導線を開発するとともに，その超電導線で製作したパルスマグネットの運転研究を遂行し，従来の励磁又は減磁速度を大幅に上回る高速励磁および減磁運転に成功した。さらに，パルスマグネットの周辺技術確立の一環として，エネルギー移送に関する研究を行ない，従来のエネルギー移送方式を改良し 80.1% という高効率のエネルギー移送に成功した。

本論文は8章より構成されている。

第1章は緒論でありパルス超電導マグネットの研究開発の重要性およびパルス超電導マグネットに存在する各種不安定性を明らかにし本研究の意義と本論文の構成を示す。

第2章では磁束凍結効果による安定化法を中心に磁気不安定性の安定化に関し3種類の方法を提案し，これらはパルスマグネットにおける磁気不安定性の優れた安定化法であることを明らかにした。

第3章では応力下における化合物系超電導線の電磁特性を組織的に検討し，臨界電流密度等各種電磁特性の応力劣化の機構を解明した。それに基づき1%以上という大きなひずみに耐え得る高耐張力特性を有する超電導線の開発に関し一指針を与えた。

第4章では過渡熱擾乱による熱的不安定性の安定化法として液体ヘリウムによる過渡冷却が極めて有効であることを明らかにした。さらに準定常冷却の概念を導入し，パルスマグネットの交流損等による準定常発熱の冷却に著しく効果があることを明らかにした。

第5章では磁束凍結効果による安定化法を応用して極めて安定性の良好な高純度アルミ内部安定化超電導線を開発した。さらに，NbTi, Cu, CuNi から成る本格的な大電流三層構造超

電導編組線を開発し，大電流パルス導体の実用化へ道を開いた。それらの安定性あるいは交流特性等を詳細に解析し，十分安定化されかつ交流損も少なくパルス導体として高性能な超電導線であることを明らかにした。

第6章では第5章で述べた大電流超電導編組線の直流安定性を明確にする目的で最小伝播電流，ノーマルゾーンの伝播速度および回復電流を実験的に検討し，編組線はモノリシック構造超電導線にくらべ直流安定性面でも優れていることを明らかにした。さらに編組線にハンダを含浸した影響を検討し，ハンダを含浸することによりむしろ直流安定性が低下することを示した。

第7章では高純度アルミ内部安定化超電導線でパルスマグネットを製作しその高速励・減磁運転に成功した。その結果に基づき，交流損と安定性の関係を解析し，高純度アルミ内部安定化超電導線はパルスマグネット導体として高性能であることを明らかにした。パルスマグネットの冷却法に関し1つのモデルを呈示し，それに基づいて超電導線近傍に必要な液体ヘリウム量を解析した。さらに，パルスマグネットの周辺技術確立のためエネルギー移送の一方式を考案し，80.1% という高いエネルギー移送効率を達成した。

第8章は結論であって得られた結果をまとめ本論文の総括を行なっている。

目　　次

内容梗概 …… i
第1章　緒　　論 …… 1
1.1 パルス超電導マグネット …… 1
1.2 不安定性の概要 …… 3
1.2.1 磁気不安定性 …… 3
1.2.2 電磁応力による特性劣化 …… 4
1.2.3 熱的不安定性 …… 4
1.3 本研究の目的および論文の構成 …… 5
1.4 本論文で用いる主な記号の説明 …… 7
参考文献 …… 10
第2章　超電導線の動的安定化の検討 …… 11
2.1 緒　　言 …… 11
2.2 磁束凍結効果による安定化 …… 13
2.2.1 磁束凍結現象 …… 13
2.2.2 安定化効果の検討 …… 15
2.2.3 磁束凍結による磁気不安定性抑制の実験 …… 18
2.2.4 頻発微小ジャンプの機構およびその観測 …… 19
2.3 安定性におよぼす高導電率金属の磁気ダンピングの影響 …… 21
2.3.1 電流劣化のパルス磁界エネルギー依存性 …… 22
2.3.2 磁束侵入速度の緩和による安定化 …… 24
2.3.3 実験結果の検討 …… 25
2.4 本質的安定化 …… 28
2.4.1 試料および実験方法 …… 28
2.4.2 磁束流状態の安定性 …… 29
2.4.3 磁気安定性 …… 31
2.4.4 本質的安定化超電導体の構造の考察 …… 34
2.5 本章のまとめ …… 35
参考文献 …… 36
第3章　超電導線の電磁特性におよぼす応力の影響 …… 38
3.1 緒　　言 …… 38
3.2 超電導線の臨界電流密度の応力依存性 …… 39
3.2.1 実験装置・方法および試料 …… 40
3.2.2 圧縮応力による臨界電流の劣化 …… 41

3.2.3 臨界電流増加現象の検討……44
3.2.4 応力による構造欠陥……46
3.2.5 臨界電流の回復……48
3.2.6 マグネットの最適通電電流の検討……49
3.3 超電導線の臨界磁界の応力依存性……51
3.3.1 試料，実験方法および結果……51
3.3.2 応力依存性の検討……53
3.4 超電導線の臨界温度の応力依存性……55
3.4.1 試料および実験方法……55
3.4.2 V_3Ge の超電導転移温度-マトリックスの影響……57
3.4.3 臨界温度の応力依存性の検討……58
3.5 本章のまとめ……60
参考文献……61
第4章 超電導マグネットの安定性におよぼす冷却効果……63
4.1 緒　言……63
4.2 試料および実験方法……64
4.2.1 超電導ケーブル……64
4.2.2 試料の構成……65
4.2.3 実験方法……66
4.3 定常冷却効果……67
4.4 過渡冷却効果……69
4.4.1 過渡冷却特性……69
4.4.2 過渡冷却の機構……71
4.4.3 過渡安定性に対するフォルマル絶縁，および液体ヘリウム量の影響……71
4.5 準定常冷却効果……75
4.6 本章のまとめ……78
参考文献……79
第5章 安定化超電導線の開発……80
5.1 緒　言……80
5.2 高純度アルミ内部安定化超電導線の開発および電磁特性……81
5.2.1 超電導線の構造……81
5.2.2 磁気不安定性の検討……83
5.2.3 交流損の評価……87
5.2.4 熱的安定性の検討……90
5.2.5 電磁特性の実験的検討……93

5.3 1,000 A 級超電導編組導体の開発およびびその交流特性……96
5.3.1 導体の諸元……96
5.3.2 交流特性の実験……98
5.4 インターストランドカップリングの検討…… 101
5.5 本章のまとめ…… 103
参考文献…… 104
第6章 パルス超電導線の直流安定性の検討 …… 105
6.1 緒　　言…… 105
6.2 最小伝播電流および伝播速度の検討…… 106
6.2.1 実験試料・方法…… 106
6.2.2 実験結果…… 107
6.2.3 結果の考察…… 108
6.3 回復電流…… 110
6.4 マグネット保護と伝播速度…… 112
6.5 本章のまとめ…… 113
参考文献…… 113
第7章 パルス超電導マグネットの動特性 …… 115
7.1 緒　　言…… 115
7.2 パルスマグネットの諸元および動特性…… 116
7.2.1 0.2kJ 級パルスマグネット …… 116
7.2.2 高速減磁実験…… 119
7.2.3 2kJ 級パルスマグネット …… 121
7.3 導体近傍に必要な液体ヘリウムの潜熱の評価…… 123
7.4 エネルギー移送の実験…… 125
7.4.1 エネルギー移送方式の比較…… 125
7.4.2 回路構成および実験方法…… 126
7.4.3 実験結果…… 126
7.4.4 移送効率の解析…… 128
7.5 本章のまとめ…… 130
参考文献…… 131
第8章 結　　論 …… 133
謝　　辞 …… 138

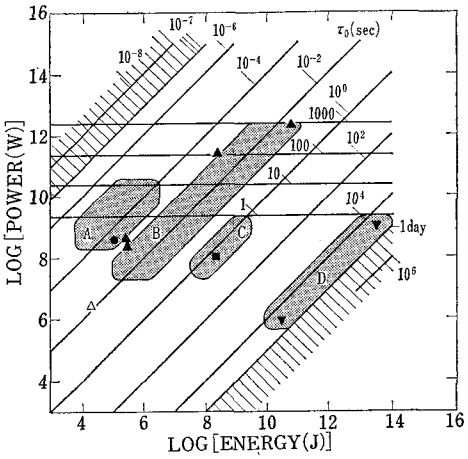
第1章　諸　　論

1.1　パルス超電導マグネット

今世紀初頭超電導体が発見されて以来約70年間にわたり，非常に僅かな電力で強い磁界を発生し得る高電流密度強磁界超電導マグネットの実現を目ざし幾多の努力が払われてきた。その結果1950年代末の高磁界超電導体 Nb_3Sn や NbZr の発見[1]が契機となり，超電導応用技術は急速に進展し現在では直径十数メートルという巨大な核融合炉用マグネットや，直径数十メートルという超大型の電力貯蔵用超電導マグネットの研究開発が計画されるまでに達している[2]。また，高磁界発生分野においても急速な発展をみせており，超電導マグネット単体で発生しうる最高磁界は実に 17.5 T にもなる[3]。臨界磁界 H_{c_2} が 40～50 T の超電導体（例：$PbMO_{6.35}S_8$）が発見されている現在[4,5]，近い将来 20 T 以上の超電導マグネットの出現も夢ではあるまい。臨界温度も Nb_3Ge で約 23 K の記録があり[6]，この方面での進歩も着実であるから極低温下という使用条件も少しづつ緩和されていき，超電導の応用分野が飛躍的に拡大されていくものと予想される。

これらの努力はしかし，主として超電導を直流的に応用する分野に限られてきた。しかるに最近，超電導の他の応用分野として交流応用の重要性が強く認識され世界各地で強力に研究が推進され始めた。なかでも，21世紀の新エネルギー源としてその開発が精力的に推進されている核融合炉の一方式であるトカマク炉に使用されるポロイダルマグネット[7~9]や高エネルギー粒子加速器のビーム偏向用パルス超電導マグネット[10~12]は超電導の交流応用分野における最大の目標の1つであり，ここ数年研究開発の気運が急速に高まってきた。しかし，パルスマグネットは変動磁界，衝撃的電磁力あるいはパルス的発熱に起因する各種の不安定性をはじめ未解決の諸問題が山積し，その研究開発は決して容易ではない。従って，その実現のためにはマグネットや超電導線に存在する各種不安定性の機構を詳細に把握するとともに，パルス動特性に優れた超電導導体の構造，パルス的発熱に対する冷却法，あるいは導体の耐電磁力特性の向上などに関する基礎的研究が重要となる。同時に，これらの基礎研究と併行して実際にパルス導体およびパルスマグネットを製作し，その運転研究を行なうことによってマグネットシステムから生じる要求を抽出して上記の基礎研究へ反映することが必要である。

さて，パルスマグネットの場合，その励磁あるいは減磁の速さは用途に応じて非常に広範囲であり，パルスマグネットの一形式に属するエネルギー貯蔵マグネットの場合 Laquer によると**第1.1図**の如き分類が行なわれている[13]。同図のAの領域は超電導マグネットからフラッシュランプのような抵抗性の負荷へエネルギーをパルス的に供給する場合で，その移送時間は



第 1.1 図 エネルギー貯蔵マグネットの分類-
ピークパワー，エネルギーおよび移送時間（文献（13）より）

マイクロ秒オーダという短いものである。Bの領域はθピンチのプラズマ圧縮コイルなどの誘導性負荷へエネルギーを供給する場合で，ミリ秒のオーダである。C領域は短時間のエネルギー供給用マグネット等に相当し，秒のオーダである。核融合炉用ポロイダルマグネットや加速器用のビーム偏向マグネットなどもこの時間領域に属す。D領域は電力系統のピーク負荷補償用などが対象でキロ秒オーダである。なお，横軸はマグネットの蓄積エネルギー，縦軸はそれを時間 τ_0 で除した値である。また図中の水平線の数字はスイッチなどを含めたマグネットシステムの複雑さを表わしている。

パルス超電導マグネットを零から最大定格磁界まで励磁，あるいは逆に減磁する時間で定義すると上述のようにサブミリ秒の領域からキロ秒の領域まで非常に広範囲である（ミリ秒又はサブミリ秒の領域のマグネットは減磁が中心となる)。しかも，それらの各時間領域によりパルスマグネットの研究開発の手法が異なる。従って，本論文では磁気閉込め核融合炉用のポロイダルマグネットで要求されるような励磁時間，即ち 6～8T まで1秒程度で励磁又は減磁するという意味でのパルス超電導マグネットを対象とする。

英国ラザフォード研究所の Wilson らによる極細多心超電導線の研究[14]が契機となり世界各地でその実用化の研究が推進された結果，直流超電導マグネットの場合，電流ディグラデーションの最大の原因であった磁気不安定性の問題がほぼ解決され，現在では大型のマグネットを除いてかなり信頼性のある設計ができる段階に達している。一方，本論文で対象とするパルスマグネットでは強い磁界が1秒程度という短い時間（直流超電導マグネットにくらべ2～3桁以上短い）で大きく変動するため，超電導フィラメント間やストランド間のカップリングに基づく磁気不安定性の防止に一層の研究が要請される。交流損その他の原因による熱発生に基づく熱的な不安定性，あるいは衝撃的に発生される電磁力による特性劣化等も直流マグネットにくらべ遙かに厳しくなる。その他，マグネットシステムとしてみたとき，高電圧対策，構造

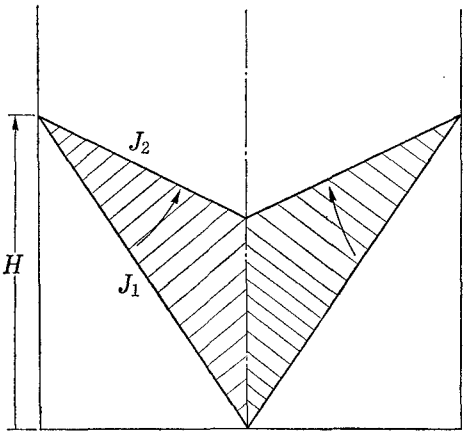
材やクライオスタットの渦電流損の問題，漏洩磁界による生物や計測機器への影響など解決すべき多くの課題がある。それ故パルス超電導マグネットは，直流超電導マグネット技術の単なる延長では解決され得ない未踏の分野であり，強力な研究努力が要求されるとともに，核融合炉，高エネルギー粒子加速器，あるいは電力貯蔵用超電導マグネットの早期実現のためその完成が強く望まれている。

1.2　不安定性の概要

ここではパルス超電導マグネットの研究開発上の技術的隘路であり，その解決が最も重要と考えられる各種の不安定性を概観する。

1.2.1　磁気不安定性

超電導体を細線化することにより従来重大な問題となっていた磁気不安定性を安定化することに成功[14]して以来，直流マグネットの性能は著しく向上し現在では磁気不安定性の問題はないとさえ考えられるに至っている。しかし，通常細い超電導線を1本用いるのではなく，電流容量の関係から銅安定化材などに多数本埋込む構造のいわゆる極細多心超電導線（ストランド[15]と呼ばれる）の構造がとられる。この構造の場合，変動磁界中でそれらの超電導細線（超電導フィラメントと呼ぶ）の間で電流カップリングが生じ，あたかも太い超電導線のような振舞いをする結果再び磁気不安定性が発生する可能性がある。また，パルスマグネット用超電導線はストランドを多数本編組又はケーブル状に構成されるが[16,17]，もしストランド間で電流カップリングが生じると磁気不安定性上の重大な問題となる。もちろん交流損が著しく大きくなり熱的にも問題となることはいうまでもない。これらの問題を防ぐため，フィラメントやストランドをツイストしたり，CuNi のような高抵抗金属がフィラメント同志の間に挿入[19]，ある



第 1.2 図　大きい熱擾乱による磁束侵入の様子

いはストランドの表面に被覆[20]されるが，そのような方法による安定化技術は十分確立されているとはいえない。

さらに，従来の磁気不安定性の理論[21,22]では，最初微小な温度上昇 ΔT を仮定し，その結果超電導体中で磁束の移動が生じ ΔT_1 なる温度が上昇した場合，$\Delta T_1/\Delta T>1$ なるとき不安定とした。しかるに，擾乱として巻線の動きのように，一挙に ΔT を 1K 程度以上上昇さすようなものもあり，この場合には**第1.2図**に示すように極めて多量の磁束侵入が生じ，フラックスジャンプと同様の現象となる。このような有限の大きさの擾乱に対する安定性に関し，従来は理論的な指摘に止まり[23]，その安定化の研究はされていない。

以上のように，パルス超電導マグネットにおける磁気不安定性の問題は未解決であり，その安定化に関する基礎研究は重要な課題である。

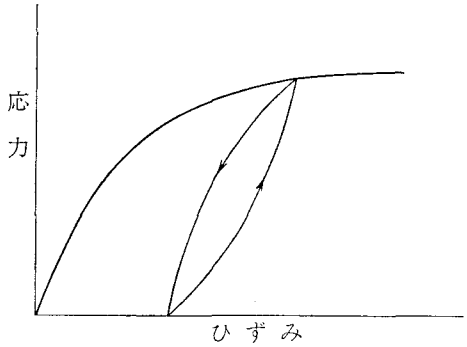
1.2.2 電磁応力による特性劣化

超電導マグネットでは非常に強い電磁力が生じる。この際発生する応力による超電導線の電磁特性，即ち臨界電流，臨界磁界および，臨界温度の特性劣化は，特にパルスマグネットでは重大である。NbTi などの合金系超電導線では電磁特性の応力依存性はさほど厳しくないと報告されている[24]。しかし，Nb_3Sn や V_3Ga などの化合物系超電導線は応力に対し極めて敏感で[25]，それらの線材を大型マグネットへ適用することを可能にするには応力依存性に関する精力的な研究が不可欠である。

強い電磁応力が発生すると安定化材や超電導体に microplasticity と呼ばれる微小なクラック様の欠陥が生じ瞬間的に局部的な温度上昇をもたらす（この現象は，ひずみが発生中 AE（アコースティックエミッション）を観測することで確認されている[27]）。この過渡熱擾乱がトレーニング効果の原因の1つであるという報告がある[26]。また，超電導線が電磁力によって δ だけ動くと，$BJ_0\delta$（B：磁束密度，J_0：電流密度）に相当する摩擦熱が発生する可能性があり[28]，やはり電流ディグラデーションの原因となる。これらの熱はいずれも 100 μsec～数 m sec という短い時間に放出されるため，それが原因となる不安定性の防止は容易でない。この種の不安定性を防止する1つの設計思想として，可能な限り巻線の動きを押えようとする方向がある。ブルックヘブン国立研究所のイザベルマグネット[29]がその代表であろう。しかし，数 μm～数十 μm の動きを完全になくするには技術的な限界がある。他の方向は若干動いても十分なる冷却で補っていこうという考えである。M.I.T. 大学のいわゆるバンドルコンダクター[30]などはこの例であろう。著者の考えも後者に近く，過渡熱擾乱に対する冷却，即ち過渡冷却特性の機構を究明し，その特性を十分活用することによりかかる不安定性の安定化を図る研究が重要であると考える。

1.2.3 熱的不安定性

パルスマグネットでは特に熱の問題が重要である。渦電流損やカップリング損はパルスマグ



第 1.3 図　応力-ひずみ特性のヒステリシス現象

ネットにおいて特に強く現われる。また，**第1.3図**に示す応力-ひずみ特性のヒステリシスのためいわゆる熱弾性的な発熱があり，この大きさは超電導体のヒステリシス損やカップリング損に匹敵すると報告されている[31]。さらにマグネットの巻枠としてステンレス鋼などの金属を使うと，その部分でも大きな渦電流損が生じる。これらの熱は1秒程度という短い時間で発生されるため，その冷却は決して容易ではない。直流超電導マグネットではそれらの発熱は定常発熱として扱えるため，いわゆる定常熱伝達特性を適用することができる。しかし，1秒程度の発熱は上述の過渡冷却特性を適用するには長すぎ，定常冷却特性に対しては短かすぎるという中間の時間領域に属し，新しい概念としてのいわば準定常冷却特性の研究が必要となる（かかる1秒程度の時間以内の発熱を準定常発熱と呼び，それに対する冷却を準定常冷却と呼ぶことにする)。準定常発熱の下で巻線の動きなどによる過渡発熱が発生すると超電導マグネットは非常に不安定になりやすいと推定される。パルス超電導マグネットの研究開発では特にこの種の発熱環境下における安定性の研究が重要であろう。

1.3　本研究の目的および論文の構成

上述のようにパルス超電導マグネットでは電磁的，機械的，および熱的不安定性要因が山積しているため，その高性能化に関しては安定化法の研究が不可欠である。同時にそれらの安定化法を応用して，パルス動作に対し真に安定な超電導線の開発を行なうとともに，その導体で実際にパルスマグネットを製作し，パルス運転下における安定性や交流損の検討を行なうとともにそれを通して冷却構造，あるいは導体の構造などに関する諸々の問題点を抽出し改良することによって，パルスマグネットの安定性の向上を図ることが重要である。

従って，本論文では安定化法の基礎的な研究として第2章から第4章において電磁的，機械的および熱的な不安定性要因に基づく超電導線の特性劣化の安定化に関する実験的および理論的な検討を行ない，パルス超電導マグネットの安定性向上の技術的基礎を明確にする。第5章から第7章においては基礎的な検討の成果の工学的応用を図ることを目的にパルス超電導線，およびパルス超電導マグネットを開発する。そして，そのパルス動特性の検討を通してパルス

導体としての望ましい構造，あるいはパルスマグネット特有の冷却構造等の確立に関し一指針を与える。

即ち，第2章においては磁束の動きを緩和する安定化法に着目し，特にパルスマグネットの磁気安定化法として有望な磁束凍結効果による安定化法を中心に3種類の安定化法を提案し，それらはパルスマグネットにおける不安定性の優れた安定化法であることを明らかにする。第3章では特に応力に対して脆いといわれている化合物系超電導体を用いて応力下における臨界電流密度，臨界温度および臨界磁界などの電磁特性に関し実験的に検討を行ない，応力劣化の機構を明らかにする。これに基づき相当な高応力下でも特性劣化が生じない超電導線の構成に関し指針を与える。また，固体拡散法による V_3Ge 超電導体はマトリックスと超電導心の熱収縮の差に基づく圧縮応力によって臨界温度がかなり増加することを明らかにする。第4章ではパルス的熱擾乱に対して安定性を維持しうる有力な方法として，液体ヘリウムによる過渡冷却効果に着目し，それによる過渡安定性に関する実験的検討を行ない，鉛等によるいわゆる「エンタルピー安定化」などにくらべはるかに効果的であることを明らかにする。また，1秒程度以下の短い準定常熱擾乱に対する冷却特性（準定常冷却特性）を検討し，パルスマグネットの冷却に特に有益であることを示す。第5章では，第2章で検討した安定化法を実際に応用してパルス超電導線を開発し，交流損および電磁特性を実験的・理論的に検討評価し，パルス動作に対し真に安定化された超電導線であることを明らかにする。また大電流導体として開発した 1000A 級超電導編組線の交流特性を検討し，たとえ CuNi を用いた三層構造のストランドからなる編組線であってもストランド間の固定用にハンダ含浸を行なうと著しく交流特性が悪くなることを明らかにする。第6章は，直流的な安定性の尺度であるノーマルゾーンの伝播速度，最小伝播電流，あるいは回復電流等を 1000A 級の超電導編組線について実験的に検討した結果であり，直流安定性においてもハンダ含浸は好ましくないこと等を明らかにするとともに，導体の絶縁法に関し示唆を与える。第7章では第5章で開発したパルス超電導線で小型パルスマグネットを試作，その諸特性を実験的に検討し良好なパルス動特性を有することを明らかにするとともに，本線材はパルスマグネット用導体として高性能であることを示す。さらに，過渡的な発熱に対するパルスマグネットの冷却構造を解析する。

パルスマグネットの場合，その励磁用電源は極めて巨大（1例として，アルゴンヌ国立研究所の設計になる実験炉規模のポロイダルマグネットでもその励磁用電源として 100万 kW 級の発電所が必要と試算されている[9]）となるため，その負担を軽減する方法として超電導エネルギー貯蔵マグネットを電源として用いることが考えられているが，それとパルスマグネット間のエネルギーの効率的移送方法は大きな問題となる。そこで本章の一部としてエネルギー移送の一方式について実験的に検討し，理論上移送効率は 90% 以上達成可能なことを明らかにする。

1.4 本論文で用いる主な記号の説明

A	超電導線の断面積
a	超電導線の半径
a_g	中空超電導線の厚さ又は半径
B	磁束密度
B_0	超電導体の材料定数
ΔB	超電導体表面と中心の磁束密度の差
ΔB_e	磁束密度の増分
C	超電導体の比熱
C_0	キャパシター
D	ケーブル直径
D_n	常電導領域の長さ
d	超電導線の直径
E	超電導線に注入されるエネルギー
E_0	過渡冷却熱量
E_c	バナジウムコアのヤング率
E_m	マトリックスのヤング率
E_{He}	液体ヘリウムの蒸発潜熱
ΔE_B	磁気エネルギーの増分
ΔE_P	ポインティングエネルギーの増分
F_e	超電導線1mあたりに作用する半径方向電磁力
F_L	ローレンツ力
F_P	ピン止め力
f	周波数
H	磁界の強さ
H_{c2}	臨界磁界
H_{fj}	フラックスジャンプ開始磁界
H_c	熱力学的臨界磁界
H_i	中空部の磁界
H_0	超電導体表面と中空部の磁界の差
H_m	交流磁界のピーク値
H_{fa}	磁束フロントが中空超電導体の内壁に初めて達するときの外部磁界
$\dot{H}$	外部磁界の掃引速度

$\dot{H}_c$　フィラメント又はストランド間の完全な電流カップリングが起る臨界の磁界

h　臨界磁界 H_{c2} で規格化した磁界の強さ（H/H_{c2}）

I_c　臨界電流

I_m　最大臨界電流

I_r　回復電流

I_s　試料電流

i_{c0}　超電導フィラメント間のカップリング電流

J_c　臨界電流密度

J_c（$\varepsilon=0$）　張力印加前の臨界電流密度

J_0　導体の平均電流密度

k　熱伝導度

L　コイルのインダクタンス

L_s　超電導エネルギー蓄積マグネット

L_L　負荷超電導マグネット

l　ツイストピッチの 1/4

l_f　隣り合う超電導フィラメントの表面間の最短距離

M　磁化又は相互インダクタンス

P　交流損

P_c　冷却ペリメータ

P_H　ヒータパワー

P_{sc}　超電導体を常電導転移さすに必要なパワー

P_s　液体ヘリウムの定常状態の冷却熱束

Q_{He}　超電導線近傍に存在する液体ヘリウムの蒸発潜熱

Q_{qsi}　準定常発熱量

Q_{tra}　過渡発熱量

q　単位体積あたりの発熱量

q_f　液体ヘリウムの最小膜沸騰熱束

q_{ht}　液体ヘリウムへの伝熱量

q_h　単位体積あたりの超電導体のヒステリシス損

q_{He}　超電導線の単位長さあたりに含浸されている液体ヘリウムの蒸発潜熱

q_J　超電導線の単位長さあたりのジュール熱

q_{mv}　超電導線の動きによる単位体積あたりの発熱

R　巻線の半径

R_d　マトリックス対バナジウムコアの直径比

R_{Cu}　安定化材の単位長さあたりの抵抗

T	超電導線の温度
T_c	超電導体の臨界温度
T_b	液体ヘリウム温度
T_m	最大臨界電流に対応する温度
T_0	超電導体の特性温度で $J_c/(-\partial J_c/\partial T)$
ΔT	試料温度と液体ヘリウム温度の差
ΔT_c	臨界温度と液体ヘリウム温度の差
ΔT_{cp}	マトリックスが有るときと除去したときの臨界温度差
V	超電導線の体積
V_{gap}	超電導線同志の隙間に存在する液体ヘリウムの体積
V_{He}	超電導線近傍の液体ヘリウムの体積
V_{vap}	蒸発した液体ヘリウムの量
V_{surf}	超電導線の表面の液体ヘリウム層の体積
v_p	ノーマル領域の伝播速度
W	超電導体の肉厚
W_n	超電導体で挟まれた常電導金属の厚さ
α	ブロンズとニオブの断面積の比
α_c	超電導体の種類と温度で決る定数
α_s	ステックレーの安定化パラメータ
δ	超電導線が動いた距離
δ_f	H_{fj} なる磁界に対応する磁束の侵入深さ
δ_s	試料表面の液体ヘリウム層の厚さ
ε	超電導線のひずみの大きさ
ε_m	最大臨界電流に対応するひずみ
ε_f	磁束線のエネルギー
$\Delta\varepsilon_f$	超電導体 A_s と B_s に存在するときの磁束線のエネルギーの差
$\Delta\phi$	超電導体に侵入する磁束量
μ_0	真空の透磁率
κ	ギンツブルグ・ランダウパラメータ
τ	超電導線を S-N 転移さすに必要なヒータパルスの時間幅
τ_H	熱拡散時定数
τ_m	磁気拡散時定数
τ_t	エネルギー移送時間
ξ	コヒーレンス長
λ	磁界の浸入深さ

λ_s　超電導体の占積率

ρ_{eff}　実効比抵抗

ρ_n　常電導金属の比抵抗

ρ_f　磁束流抵抗

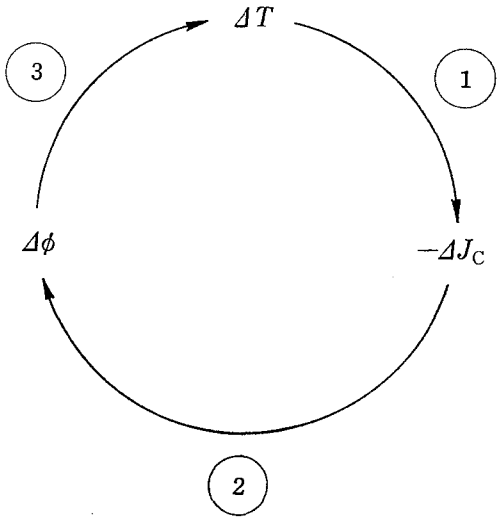
参 考 文 献

1) J.E. Kunzler: Rev. Mod. Phys., **33**, 501 (1961)
2) M.N. Wilson: Advances in Cryogenic Engineering, **24**, 1 (1978)
3) K. Tachikawa: Cryogenics, **19**, 307 (1979)
4) Φ. Fischer, et al.: Phys. Letters, **45 A**, 87 (1973)
5) 木村錫一：低温工学誌, **14**, 1 (1979) (解説)
6) J.R. Gavaler: Appl. Phys. Letters, **23**, 480 (1973)
7) W.M. Stacey, Jr., et al.: Argonne National Laboratory ANL/CTR-76-3 (Aug. 1976)
8) W.E. Toffolo, et al.: Proc. 7 th Symp. on Engineering Problems for Fusion Research (Oct. 25-28, 1977), p. 360
9) S.-T. Wang, et al.: ibid. p. 1288 (1977)
10) P.F. Dahl: X th Intern. Conf. on High Energy Accelerators (USSR, July, 1977)
11) R. Yamada, et al.: Advances in Cryogenic Enginecring, **23**, 178 (1978)
12) P. F. Reardon: IEEE Trans. on Magn., **MAG-13**, No. 1, 704 (1977)
13) H.L. Laquer: Cryogenics (Feb. 1975) 73
14) M.N. Wilson, et al.: Rutherford Laboratory Report RPP/A 73 (1973)
15) D.T. Read, et al.: Cryogenics, **19**, 327 (1979)
16) E. Mullan, et al.: 7 th Symp. on Engineering Problems for Fusion Research (Oct. 25-28, 1977)
17) M.S. Walker, et al.: ibid. (1977)
18) S.-T. Wang, et al.: 6 th Intern. Conf. on Magnet Technology (Bratislava, 1977)
19) A.R. Mortis: 5 th Intern. Cryogenic Engineering Conf. (Kyoto, 1974)
20) A.D. McInturff: Technical Applications of Superconductivity Conf. (USSR, 1975)
21) R. Hancox: Appl. Phys. Letters, **7**, 138 (1965)
22) K. Koyama: J. Appl. Phys. **44**, 5531 (1973)
23) 小山健一, 海保勝之, 小原健司：昭和 53 年電気学会全国大会予稿
24) J.W. Ekin, et al.: Advances in Cryogenic Engineering, **22**, 449 (1977)
25) C.C. Koch and D.S. Easton: Cryogenics, **17**, 391 (1977)
26) C. Schmidt: 6 th Intern. Conf. on Magnet Technology (Bratislava, 1977)
27) C. Schmidt and G. Pasztor: IEEE Trans. on Magn. **MAG-13**, 116 (1977)
28) M.N. Wilson: IEEE Trans. on Magn. **MAG-13**, 440 (1977)
29) W.B. Sampson: 6 th Intern. Conf. on Magnet Technology (Brasislava, 1977)
30) M.N. Hoenig, et al: 5 th Intern. Conf. on Magnet Technology (1975)
31) D.M. Kroeger, et al.: IEEE Trans. on Magn. **MAG-13**, 120 (1977)

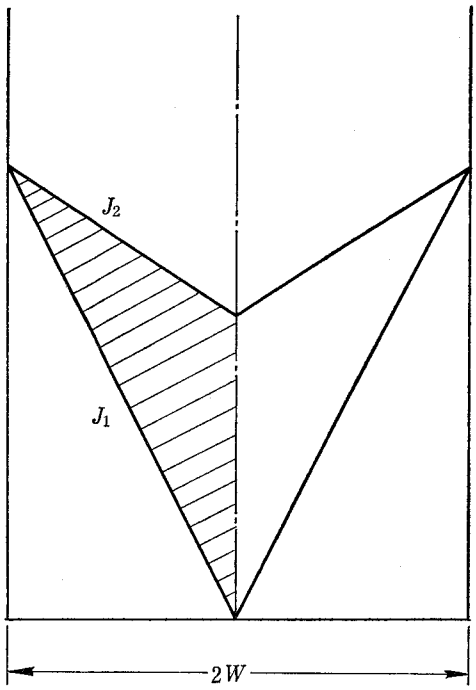
第2章　超電導線の動的安定化の検討

2.1　緒　　言

超電導体は反磁性であるため，その内と外の磁束密度の大きさが異なり，超電導体の外(内)から内（外）に向って磁気圧が働いている。正常な状態下ではこの磁気圧は磁束ピンニング力と均衡しているが，何らかの原因でピンニング力が低下するような擾乱が発生すると，その均衡が破れ，磁束が破局的に超電導体内へ侵入する。この現象をフラックスジャンプと呼んでいる。フラックスジャンプは**第2.1図**に示す温度上昇 ΔT，臨界電流密度の減少 $-J_c$，磁束の侵入 $\Delta\phi$ の三つの量の間のサイクリックな現象の結果生じることはよく知られている[1]。従って同図の①，②，③の過程のいずれか1つを抑制することができれば，そのような磁気不安定性は生じない。近年，超電導線を極細多心化し③の過程を弱めることにより本質的安定化を図る技術の進歩により[2,3]上記の如き微小な擾乱が原因で発生する磁気不安定性の問題はほぼ解決されたと考えられている。しかし，擾乱の大きさが有限になると磁気不安定性が非常に起りやすくなるという指摘もある[4]。実際，マグネットが大型化すればするほど，巻線の動きによる摩擦やエポキシ等の含浸材のクラック等による非常に大きな過渡的熱擾乱が超電導線に印加される可能性が強くなる。これらの熱は主として超電導線の表面で発生するので，その大半は第4章で述べる過渡冷却により除去される可能性はあるが，それでもなお超電導線の温度を1K程度上昇さすに十分な大きさをもつ場合がある。この場合の擾乱の持続時間の決定は非常に難



第2.1図　磁気不安定性のサイクル



第 2.2 図　大きい擾乱による超電導体中への磁束侵入の概念図

しいが[5]，数百 μsec 以下の場合もあると考えられている[6]。従って外乱の結果多量の磁束が侵入し，その結果生じる2次的な温度上昇は断熱的に行なわれると考えられる。いま厚さ 50 μm の超電導体が 5 (T) の磁界中におかれ，外乱により断熱的に 1K 温度が上昇したとする。5 (T) の磁界中では臨界温度と液体ヘリウム温度の差 ΔT_c ($=T_c-4.2$) は約 3K であるので，1K 上昇すると臨界電流は約 2/3 に減少する。最初の臨界電流密度を J_1，温度上昇後のそれを J_2 とすると**第 2.2 図**の斜線部で示す多量の磁束が侵入する。このときの発熱量は，

$$q=\frac{1}{6}\mu_0 W^2(J_1^2-J_2^2), \qquad (\mathrm{J/m^3}) \tag{2-1}$$

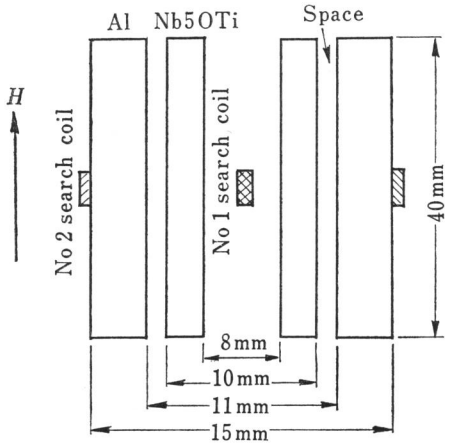
となる。$J_2\simeq(2/3)J_1$，かつ，$J_1\simeq 2\times10^9\ \mathrm{A/m^2}$ であるので上式より $q\approx 0.3\times10^3$ ($\mathrm{J/m^3}$) を得る。4.2K での超電導体の比熱は $1\ \mathrm{kJ/m^3K}$ 程度であるので，上述の磁束侵入により2次的に 0.3K 程度の温度上昇（この上昇の結果，さらに磁束が侵入するので実際にはもっと温度の上昇が起る）が予想される。この検討から明らかなように外乱が大きければ，その外乱による温度上昇のみでは止まらず，附随的に発生する磁束侵入によっても相当の温度上昇があり，結局フラックスジャンプと同様の現象が生じ超電導体がクエンチする可能性が十分に考えられるのである。特に，パルスマグネットのように磁界の変化率が大きく，従って超電導フィラメント同志，あるいはストランド間の磁気カップリングが大きくなる可能性の強い場合には，有限の外乱がトリガーとなり生じる磁気不安定性には十分に注意を払う必要がある。しかるに，この場合の磁気不安定性は第 2.1 図の②の過程を抑制しなければ改善し得ないものである。そ

してこれまで，電流と磁界の1対1の関係から②の過程を抑制することは困難と考えられてきた[1]。確かに超電導体のみに着目していると，電磁気学の法則からそれは不可能ということになる。著者はその問題を，超電導体と安定化材の複合体の枠組の中で扱うと②の過程を十分抑制し得ること，そしてその結果磁気不安定性が著しく改善されることを明らかにした。本章では2.2節においてこれを述べる。2.3節では③の過程を抑制することにより安定性が相当向上することを示すとともに抑制のために必要とされる安定化材の量の評価を行なう。2.4節では極めて特殊であるが，非常に魅力的な①の過程を阻止する安定化法を検討した結果を述べる。これらの検討により第2.1図に示した不安定サイクルの①，②，③いずれの過程を抑制しても磁気不安定性が除去されることが明らかにされる。特に2.2節で示す磁束凍結効果による安定化法は第5章で述べるパルスマグネット用超電導線に応用され優れた安定化法であることが実証された。2.5節は本章のまとめである。

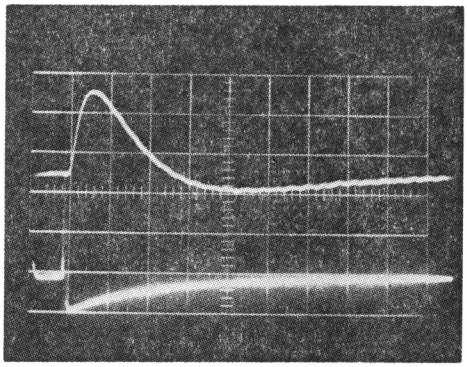
2.2　磁束凍結効果による安定化

2.2.1　磁束凍結現象

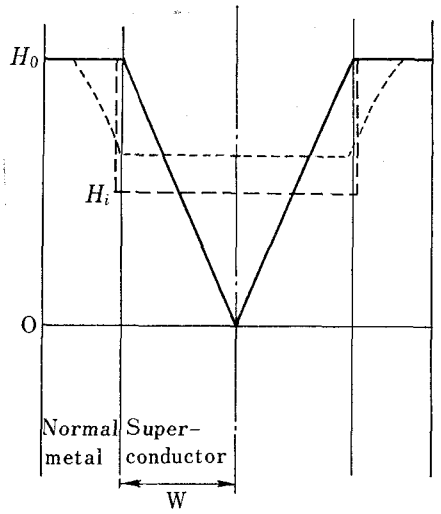
通常，銅安定化複合超電導線においてフラックスジャンプによる磁束の侵入速度は銅の磁気拡散時定数で決ると考えられてきた[7,8]。超電導体と銅の磁気的結合が完全であればそれは正しいであろう。しかし，銅の磁気拡散時定数が超電導体のそれにくらべ1,000倍程度も大きいことを考えると，フラックスジャンプの際両者の磁束の再分布が同時に行なわれるとは考え難い。著者は**第2.3図**に示す高純度アルミ（純度 99.999%）と超電導体から成る複合体（両者の間の電気的接触はない）を用いて，フラックスジャンプが発生したときの両者における磁束の再分布過程を詳細に観測した。その結果，**第2.4図**に示す No. 1 および No. 2 サーチコイ



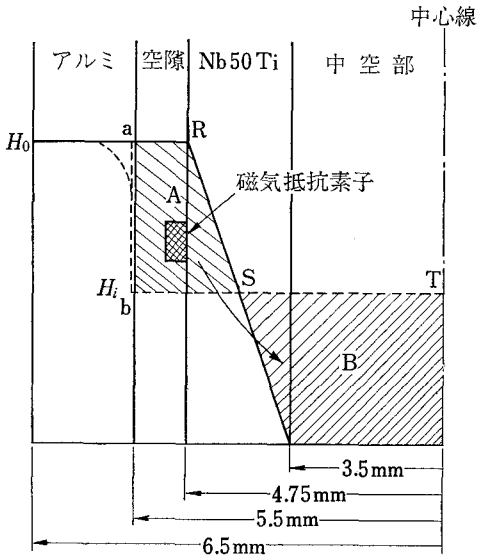
第 2.3 図　磁束凍結現象観測用試料の構成



第 2.4 図　磁束再分布過程のオシロ写真
上トレースは No. 2 サーチコイルの電圧で 200 μV/div.
下トレースは No. 1 サーチコイルの電圧で 400 μV/div.
横軸は時間で 50 msec/div.

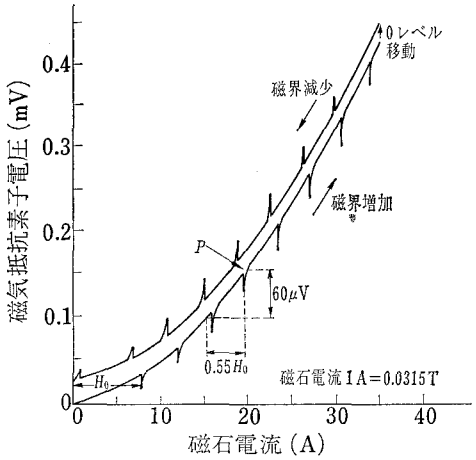


第 2.5 図　フラックスジャンプ直後の磁束分布の概念図

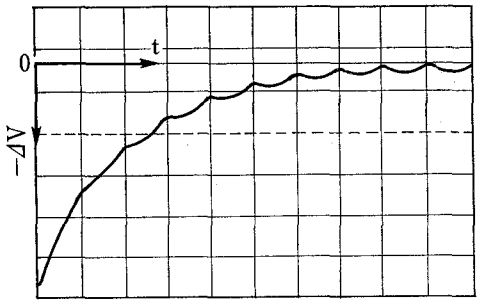


第 2.6 図　磁束凍結現象実験用試料の構成

ルの電圧波形から明瞭なように，超電導体の磁束の再分布過程は極めて短時間（2〜3 msec）に完了しているのに対し，アルミ中のそれは非常にゆるやかである，つまり両者の磁束の再分布は必ずしも同時には行なわれないことを明らかにした[9]。このような場合，フラックスジャンプ直後の磁束分布を模式的に示すと**第 2.5 図**のようになるであろう。即ち，ジャンプ直前の磁束分布は同図の実線のようであるが，ジャンプ直後は破線の如き分布（実際は無限大の勾配はありえないから，点線のようになっていると考えられる）となり，超電導体と常電導金属の境界部での磁界が H_0 から突然 H_i へ減少する。H_0-H_i に相当する磁束はその後ゆっくりと，第 2.4 図の上側の電圧トレースに示されているように，常電導金属の磁気拡散時定数に相当する時間で外部から補給されることになる。これを実証するため**第 2.6 図**に示す寸法および配置の試料において，アルミと超電導体間の空隙に磁気抵抗素子（材料：99.9999% 純度のカドミウム；寸法：厚さ 25 μm，幅 0.5 mm，長さ 10 cm；無誘導にするためバイファイラーにして超電導体上に張りつけている）を取付け，フラックスジャンプが発生したときの空隙の磁束密度の変化を測定した[10]。上述のようにもし空隙の磁界が H_0 から突然 H_i に減少するとしたら，磁気抵抗素子の電圧はフラックスジャンプの際スパイク的に減少するであろう。**第 2.7 図**には印加磁界を徐々に増加したときの磁気抵抗素子の電圧の変化を示している。同図より，外部磁界が H_0 になったときスパイク的に電圧が減少していることが分る。さらに磁界を増加するとほぼ等間隔で同様の電圧スパイクが現われる。いま，フラックスジャンプにより第 2.6 図の斜線部Aの磁束が斜線部Bへ移動し，ジャンプ前後の磁束分布が実線から破線のように変化したと仮定し，そのときの空隙の磁界 H_i を計算すると約 $0.55H_0$ となる。従って，第 2.7 図のP点に示されているように磁気抵抗素子の電圧は約 60 μV 減少する筈である（同図の電



第 2.7 図　空隙の磁界変化



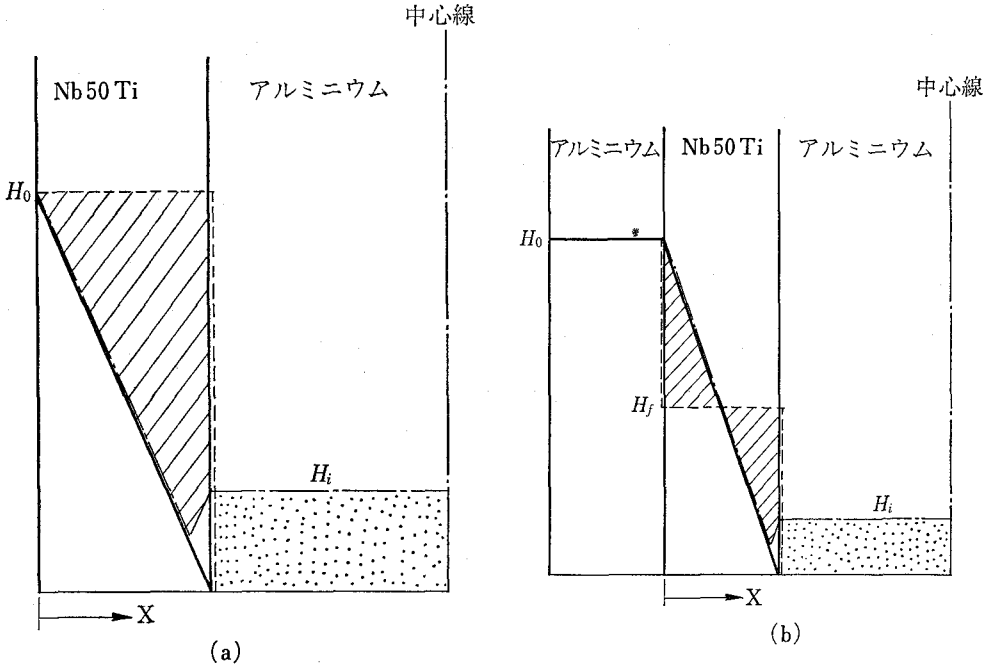
第 2.8 図　空隙の磁界変化のオシロ写真
縦：10 μV/div，横：20 msec/div

圧スパイクが 60 μV よりかなり小さいのは X-Y レコーダの応答性が悪いためである)。そこでP点におけるフラックスジャンプの際の磁気抵抗素子の電圧減少をオシロスコープで観測した結果が**第 2.8 図**に示されているが，同図より電圧減少の最大値は約 55 μV であり，空隙の磁界がほぼ $H_i=0.55H_0$ まで減少したことが確認された。また，第 2.8 図からフラックスジャンプの直後からほぼ 50 msec の時定数で ΔV がほぼ零になることから，その時定数で空隙の磁界が H_i から外部磁界の大きさ H_0 まで回復することが分る。従って，最終的には第 2.6 図に示す RST なる磁束分布となる。以上の検討より，フラックスジャンプによる超電導体中の磁束の再分布過程と安定化材中のそれとは必ずしも同時的には起らず，通常は前者における再分布の間は後者の中に存在する磁束はほとんど動かない，即ちあたかも凍結されていると同様の振舞いをすることが明らかにされた。

2.2.2　安定化効果の検討

このように高導電率金属中で磁束が凍結される場合，フラックスジャンプによって放出される熱エネルギーを計算し，どの程度安定性が向上されるか検討してみる。例として**第 2.9 図**（**a**），（**b**）に示される超電導体とアルミから成る 2 種類の試料を考える。フラックスジャンプ直前の磁束分布を実線で示すと，直後の分布は近似的に破線のようになる（ただし，フラックスジャンプは完全なものとし，アルミ中での磁束分布は無視している)。しかし上でも述べたように相当の時間経過後はアルミ中の磁束が移動し最終的な磁束分布は一点鎖線で示すような形になる。

さて，第 2.9 図（a）および（b）の場合についてフラックスジャンプによって放出されるエネルギーを計算する。まず同図（a）の場合を計算する。超電導体表面を $x=0$ とし，超電導体の内側を x 方向にとる。このとき，超電導体中の磁界はビーンモデル[11]で近似すると，



第 2.9 図　フラックスジャンプ直後の磁束分布の概念図

$$H(x)=H_0-J_c x \tag{2-2}$$

となる。フラックスジャンプによるエネルギーは，磁束の侵入に伴なうポインティングエネルギー ΔE_P から磁界の増加に伴なう磁気エネルギー ΔE_B を差引けばよい。

$$Q=\Delta E_P-\Delta E_B \tag{2-3}$$

ΔE_P は次のように計算できる。

$$\Delta E_P=\int_0^\infty \vec{E}\times\vec{H}dt$$

$$=\int_0^\infty H_0\frac{d\Delta\varphi}{dt}dt$$

$$=H_0\Delta\varphi$$

ここに，$\Delta\varphi$ は第2.9図（a）の斜線部の磁束であり，

$$\Delta\varphi=\mu_0 H_0 W-\int_0^W \mu_0 H dx$$

$$=\frac{1}{2}\mu_0 J_c W^2$$

となる。従って，

$$\Delta E_P=\frac{1}{2}\mu_0 J_c{}^2 W^3 \tag{2-4}$$

一方，磁気エネルギーの増分は，

$$\Delta E_B=\frac{\mu_0}{2}\left\{H_0{}^2 W-\int_0^W H^2 dx\right\}$$

$$=\frac{1}{3}\mu_0 J_c{}^2 W^3 \tag{2-5}$$

(2-3), (2-4), (2-5) 式より単位体積あたりのエネルギー q_a は,

$$q_a = Q/W = \frac{1}{6}\mu_0 J_c{}^2 W^2$$

$$=\frac{1}{6}\mu_0 H_0{}^2, \quad (\mathrm{J/m^3}) \tag{2-6}$$

この値は幅 $2W$ の超電導体におけるフラックスジャンプのエネルギーと同じである。

しかし，もしアルミによる磁束凍結がないとするとジャンプによって中空部にも大量の磁束が侵入するため発熱量は大幅に増える。上と同様にしてエネルギーを求めることができ,

$$q'_a = \frac{1}{2}\mu_0 H_0{}^2\left(\frac{a_g}{W}-\frac{2}{3}\right), \quad (\mathrm{J/m^3}) \tag{2-7}$$

を得る。但し，$2a_g$ は中空超電導体の厚さである。1例として，$a_g/W=4$ なる中空超電導体を考えると，(2-6) 式と (2-7) 式を比較して明らかなように磁束凍結がある場合にくらべ発熱量が実に 10 倍程度も大きくなる。これより，磁束凍結効果が非常に有効であることが容易に理解される。

つぎに，第2.9図（b）の場合を計算する。この試料のように外側もアルミで被覆され，その部分で磁束凍結が行なわれるとフラックスジャンプの際，超電導体中には外部から磁束の補給がないため，ジャンプ前後の蓄積磁気エネルギーの差が発熱として放出されることになろう。従って，実線の分布から破線の分布になるとして次のように求めることができる。

$$q_b = \frac{\mu_0}{2W}\int_0^W H^2(x)dx - \frac{\mu_0}{2}H_f{}^2$$

$$=\frac{1}{24}\mu_0 H_0{}^2, \quad (\mathrm{J/m^3}) \tag{2-8}$$

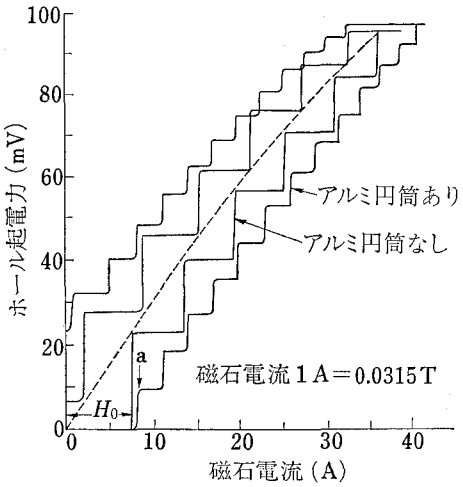
ただし，第2.9図（b）から容易に分るように，$H_f=H_0/2$ である。第2.9図（a），（b）ともにジャンプ終了後ある時間経過後，つまりアルミの磁気拡散時定数程度の時間後，アルミの中の磁束の再分布が終了し，結局同図の一点鎖線で示す分布になる。そして中空部の磁界は H_i という非常に小さな値となる（もしアルミがなければ H_0 となる)。さて，(2-8) 式で与えられるエネルギーは厚さが $2W$ の超電導体のジャンプによる放出エネルギーの 1/4 の大きさであり，（b）図のように超電導体の外側にもアルミを被覆すると一層の安定化効果があることが明らかである。

このような中空超電導体の中空部にのみアルミのような高電導率金属を埋込むタイプで実用的な寸法の線材のジャンプによるエネルギーを試算し，どの程度磁気不安定性が改善されるか検討してみる。1例として，$J_c=2\times10^9\,\mathrm{A/m^2}$，線外径 $2a_g=100\,\mu\mathrm{m}$，内径 $70\,\mu\mathrm{m}$，超電導体の肉厚を $W=15\,\mu\mathrm{m}$ とすると，超電導体表面の磁界と中空部のそれとの差 H_0 は約 0.056T となる。これを (2-6) 式に代入して，$q_a\approx4.1\times10^2$ ($\mathrm{J/m^3}$) を得る。超電導体の比熱は 4.2 K 近辺では 10^3 ($\mathrm{J/m^3K}$) 程度であるから，この場合のジャンプによる温度上昇は高々 0.4K

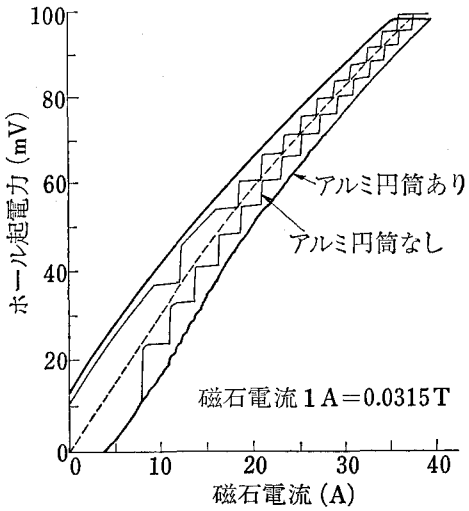
程度である。即ち仮にジャンプが発生しても極めて微少なパーシャルジャンプとなる。中空部に高導電率金属はなく，従って磁束凍結が行われない場合は（2-7）式から約 4×10^3 (J/m³) にもなり，ほぼ臨界温度近くまで上昇し超電導体はクエンチする可能性がある。

2.2.3 磁束凍結による磁気不安定性抑制の実験

第2.6図あるいは第2.9図（b）と同様のアルミと超電導円筒を組合せた試料を用いて，アルミがある場合とない場合で磁気不安定性がどう変化するか実験的に検討した[10]。試料の構成は次のようである。(i) 試料 A：中空の超電導円筒（外径 9.5mm，肉厚 1.25mm，長さ 40 mm，材料は Nb 50% Ti）の外側に，第2.6図の如くアルミ円筒（外径 12mm，肉厚 1mm，長さ 40mm，純度 99.999%）を被覆した構造，(ii) 試料 B：第2.9図（b）のように中空の超電導円筒（外径 9mm，肉厚 0.5mm，長さ 40mm，材料は Nb 50% Ti）の中空部および外側にそれぞれ外径 7.8mm，肉厚 0.9mm，および外径 11mm，肉厚 1mm のアルミ円筒を着けた構造。これらの試料を超電導磁石の中心にセットし，試料の軸に平行に磁界を印加する。磁界の掃引速度は 0.0715 T/sec であり，試料は液体ヘリウムに浸漬されている。用いたアルミの 4.2 K での比抵抗は，測定した磁界範囲（0〜1.2 T）で $(2\sim6)\times10^{-11}\Omega\cdot$m である。フラックスジャンプの観測は中空部にセットしたホール素子で行なった。なお，アルミと超電導体間の電気的接触はほとんどない。以上の装置により，外部磁界を掃引したとき発生するフラックスジャンプの挙動について，アルミがあるときとないときの比較を**第 2.10 図**に示す。同図中の破線は超電導体を常電導状態にしたときの磁界とホール起電力の関係である。アルミ円筒を着けない場合はジャンプによって中空部の磁界は外部印加磁界に等しい値まで増加する。一方アルミ円筒を被覆すると同図の a 点に示されるように，ジャンプ後の中空部の磁界は外部印加磁界にくらべかなり小さい値に押えられる。即ち，超電導体に侵入する磁束がそ



第 2.10 図 フラックスジャンプ特性（試料A）



第 2.11 図 フラックスジャンプ特性（試料B）

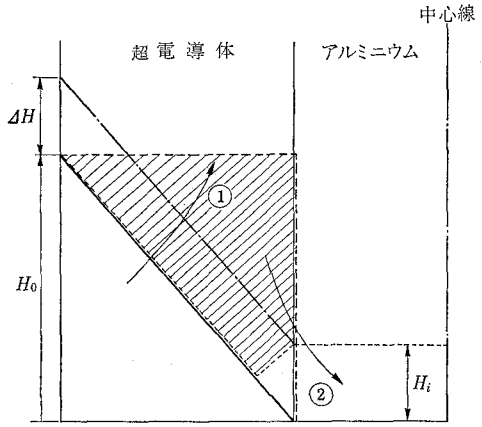
れだけ低く押えられジャンプによる発熱が低下したことを意味する。しかし，ジャンプ直後の磁束分布を第2.6図の破線のようであると仮定して，中空部の磁界を計算すると $H_i \approx 0.33H_0$ となる。一方実測では第2.10図より，$H_i \approx 0.36H_0$ となり両者はほぼ一致する。このことは先の仮定のような磁束分布となっていることを意味し，従って，試料Aの場合はジャンプによりほぼ完全に常電導状態になることが分る。磁束凍結効果によって侵入磁束量が減少し，それだけ発熱が低下されるという効果はあるが，それでもなおジャンプによって臨界温度以上に上昇されるため，本試料の場合は磁気安定性が向上されたことにはならない。この原因は超電導体の肉厚が厚く，磁化エネルギーが非常に大きいためである。

つぎに，**第2.11図**に試料Bのフラックスジャンプの挙動を示す。本試料の場合，超電導体の肉厚が薄く（試料Aの1/2），かつ磁束凍結を一層利かすため中空部にもアルミが挿入されている。同図に明瞭に示されているようにアルミを着けたときフラックスジャンプはほとんど見られなくなる（後述のように完全には消滅しない）。即ち，磁束凍結効果によって磁気不安定性が著しく改善されている。本試料の場合完全なフラックスジャンプが起ったと仮定し，つまり，第2.9図（b）で実線から破線のような磁束分布になったとして，(2-8) 式によりジャンプのエネルギーを求めると約 3×10^2 J/m^3 となり，そのような場合でも超電導体の温度上昇は高々 0.3K である。従って，ジャンプが発生してもその大きさは著しく小さく押えられ，微小なパーシャルジャンプとならざるを得ない。

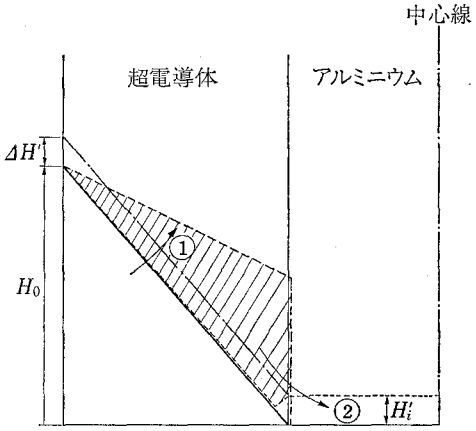
磁束凍結効果による安定化の原理は，従来の動的安定化理論（この理論ではジャンプが発生しない条件を求めている）と異なり，ジャンプが発生することを前提にし，たとえ生じても極めて微小なものに止めるというものである。従って，微小なパーシャルジャンプが頻発する可能性が多分にある。むしろ，パーシャルジャンプを頻発さすことにより安定化を図る方法とも云え，従来の安定化概念とは異なるユニークな安定化法である。これは比喩的にいうと，大きなエネルギーを蓄えた地震が一度にその全エネルギーを放出するのではなく，幾度も小地震によりそのエネルギーを分散すると被害が相当小さくてすむのと似ている。さて，第2.11図を詳細に観察すると非常に微小ではあるが，ホール電圧が細かく波打っているのが見られる，つまり，極めて微小なジャンプではあるが頻発していることが分る。この結果は上述の考えの妥当性を裏づけている。

2.2.4　頻発微小ジャンプの機構およびその観測

中空状超電導体の場合，磁束フロントがその内壁部に達すると非常に不安定となり，第2.10図のアルミ円筒のない試料の場合に示されるように磁束フロントが内壁部に達する毎にフラックスジャンプが発生する。そのとき中空部に多量の磁束が侵入し，その磁界は外部印加磁界とほぼ等しくなる。一方，アルミ円筒を着けた試料では同図からも分るように磁束凍結効果の結果侵入磁束量は著しく減少する。その結果，最初のジャンプは外部印加磁界が H_0 だけ増加した点で発生するが，2回目以降のジャンプは外部磁界をわずか増加させるのみで発生す



第 2.12 図　微小ジャンプの機構



第 2.13 図　微小ジャンプの機構

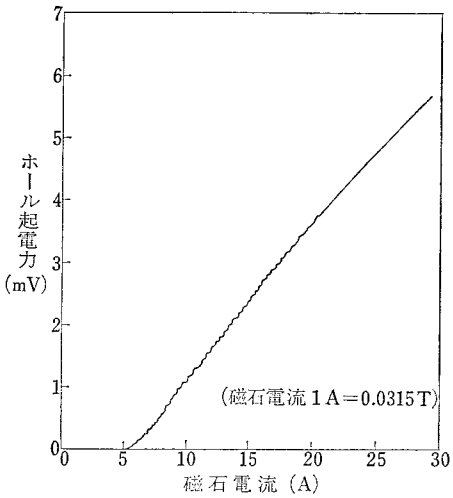
る。これは第 2.12 図により次のように説明できる。外部磁界が H_0 になったときジャンプが発生し，①の矢印で示すように磁束分布は実線から破線の形に変化する。しかし，アルミの磁気拡散時定数程度の時間後矢印②で示すように斜線部で示す磁束はアルミ中に拡散し，結局点線で示す磁束分布に落着くことになる。この一連の過程で発生する熱が小さければ点線の磁束分布になった時点で超電導体の温度は 4.2 K 近くまで低下している。そして，外部磁界を ΔH だけ増加して中空部の磁界 H_i との差が H_0 に等しくなると再び磁気不安定性が発生する条件が満足されてフラックスジャンプが発生する。即ち，2 回目以降のジャンプの間隔は ΔH（これは H_i に等しい）ということになる。

第 2.12 図の例はジャンプにより磁束分布が破線のようになるとした。これは明らかに完全なフラックスジャンプであり，磁気安定性面からいうと安定性が向上されたことにならない（もっとも，侵入磁束量はかなり減少されるので発熱量が小さくなるという意味の安定化効果はあるが）。そのため第 2.10 図のアルミ円筒ありの試料にみられるようにジャンプは決して小さくはない。これは前にも述べたように超電導体の寸法が大きすぎ，磁化のエネルギーが大きいため磁束凍結効果が十分に作用しないためである。もし，超電導体の寸法を適当に小さくし磁束凍結効果を十分有効ならしめると，ジャンプ直後の磁束分布は第 2.13 図の破線のようになるであろう。こうなるための条件は磁束侵入に伴なう発熱が超電導体のエンタルピーより小さい，即ち次式が満されることである。

$$\int_{T_b}^{T_c} C(T)dT > \frac{1}{6}\mu_0 H_0^2 \qquad (2\text{-}9)$$

ここに，$C(T)$ は超電導体の比熱で単位は（J/m³K），T_c はある磁界における超電導体の臨界温度である。

この傾きは臨界電流密度に比例するから，傾きの大きさは試料の温度上昇に依存する。従って，超電導体のもつ磁化エネルギーがある程度小さく，かつ磁束凍結効果が十分に働き超電導体の温度上昇が低く押えられるほど傾きは大きくなり，斜線で示す部分の磁束は少なくなる。



第 2.14 図　頻発微小ジャンプの観測例

その結果 H_i は著しく小さくなる。即ち，この場合外部磁界をごくわずか $\Delta H'(=H_i')$ だけ増加するのみでフラックスジャンプが発生することになる。まさに微小フラックスジャンプが頻発することが十分に予想されるであろう。このようなジャンプの実測例を**第 2.14 図**に示す。

以上の検討から，微小ジャンプが頻発することはその一回のジャンプによる発熱が著しく小さくなっていることと全く等価であり，言葉を変えれば磁気的に著しく安定性が向上していることを意味するのである。そして，まさにこの小地震（微小ジャンプ）を頻発さす安定化法がこの磁束凍結効果による安定化法の核心である。

2.3　安定性におよぼす高導電率金属の磁気ダンピングの影響

常電導状態における超電導体の抵抗は銅などにくらべ非常に大きく，4.2K での比抵抗は 3 桁程度の差がある。従って磁気拡散時定数，

$$\tau_m=(4/\pi^2)(\mu_0 W_s^2/\rho_n) \quad \text{(sec)} \tag{2-10}$$

は銅にくらべ約 1/1,000 である。ただし，ρ_n は比抵抗で Ω・m，W_s は厚さで m の単位である。このため何らかの原因で超電導体中へ磁束が侵入すると，その再分布のための緩和時間は極めて短かく断熱的な温度上昇が起ることが予想される。あるいは超電導線に電流を流している場合は次式で与えられる磁束流抵抗により断熱的なジュール熱の発生がある可能性もある。

$$\rho_f=\rho_n B/\mu_0 H_{c2} \tag{2-11}$$

ここに，B は超電導体の磁束密度，H_{c2} は臨界磁界である。従って，これらの問題を避けるには銅又はアルミのような高導電率金属を超電導体に被覆し，磁束侵入の速度を低下すると

ともに短時間の間の電流バイパスをさせてやらなければならない。最近，Iwasa ら[12]は臨界電流マージン理論において，過渡的な熱擾乱による温度上昇 ΔT が，いわゆる臨界温度マージンつまりある磁界とある電流で決る超電導線の臨界温度と液体ヘリウム温度の差 ΔT_c より小さくなるよう冷却すれば“本質的に安定”であるとして，従って安定化材である銅の量は従来の理論にくらべ大幅に減少できると主張しているが，上述のような問題が存在している以上いくらでも銅を減らせる訳ではない。第2.1節でも述べたように磁束侵入の原因はフラックスジャンプのみではない。むしろそれよりも巻線の摩擦による温度上昇の結果侵入する磁束の方がよほど多く，かつ速い場合さえある。従って，細線化して安定化されていても適当な量の銅又はアルミの使用は不可欠である。

さて，高導電率金属により磁束侵入速度を緩和したとき磁気安定性は次のように改善されることになる[13]。発熱 $p(\equiv dq/dt)$ が生じたとき超電導体の最高温度上昇 ΔT_P は，線方向の熱伝導による冷却のみを考えると，

$$\Delta T_P \simeq (dq/dt)d^2/12k_s \tag{2-12}$$

となる。高導電率金属の磁気拡散時定数を τ_m とすると，

$$p = dq/dt \simeq \Delta q/\left(\frac{1}{2}\tau_m\right) \tag{2-13}$$

である。(2-10)，(2-12)，(2-13) 式より金属の導電率が大きいほど超電導体の温度上昇は低く押えられることが分る。この結果，いわゆるフラックスジャンプの開始磁界の大きさ H_{fj} は，断熱近似の場合と同様にして求めることができ次式で与えられている[13]。

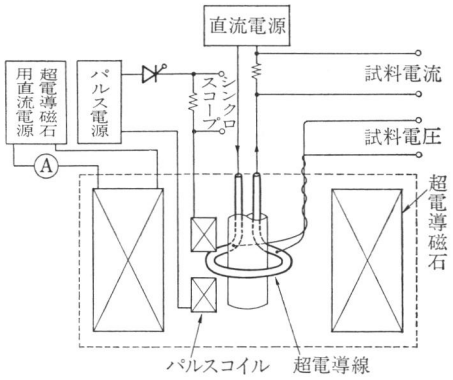
$$H_{fj}^2 \simeq 12\left(\frac{T_0 k_s}{\rho_n}\right)\left(\frac{x}{d}\right)^2 \lambda_s(1-\lambda_s) \tag{2-14}$$

ここに，$T_0 = J_c/(-dJ_c/dT)$，λ_s は超電導体の占積率，k_s は超電導体の熱伝導度である。この式は金属の磁気拡散時定数が長くなるほど H_{fj} が大きくなること，即ち磁気安定性が大幅に改善されることを意味している。しかし，現実には第2.1節で述べたように超電導体と，それに被覆している銅などの安定化材との磁気カップリングは必ずしも良くなく，また実用の超電導線材の短線試料の場合理論の指摘どおりフラックスジャンプが発生するとは限らないこともあり，この理論の検証はされていない。

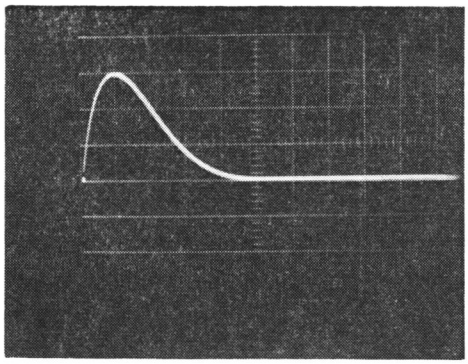
そこで著者は直接的な検証法として，実用の超電導線材にフラックスジャンプに相当する大きさのパルス磁界を印加したときの臨界電流の変化を検討した[14]。高導電率金属の磁気ダンピングによる磁束侵入速度の緩和を模擬するにはその磁界の立上り時間を種々変化さすという方法を用いた。以下では磁気的安定化を図るにはどの程度磁束侵入速度を緩和する必要があるか定量的に明らかにするとともに，そのために必要な高導電率金属の厚みの評価を行なう。

2.3.1 電流劣化のパルス磁界エネルギー依存性

まず，パルス磁界の印加によってどの程度臨界電流が低下するか検討する。実験装置は第



第 2.15 図　実験装置の概念図



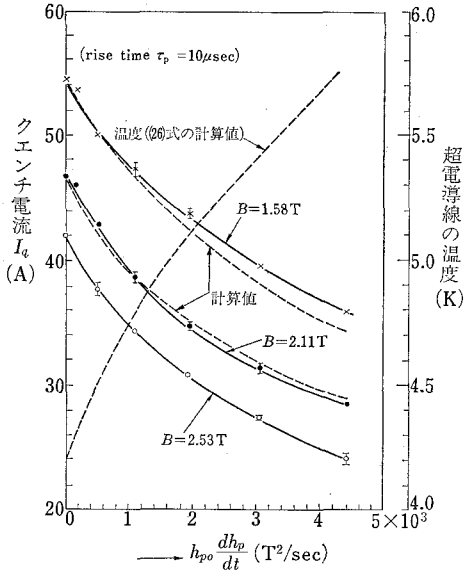
第 2.16 図　パルス電流波形
縦軸：電流 10 A/div，横軸：時間 200 μs/div

2.15 図に概念図を示すように，静磁界およびパルス磁界が垂直方向に印加されるよう超電導線をセットしたものである。実験方法は，最初に超電導磁石である磁界を印加しておき，ついでパルス磁界を 1.5 秒間隔に印加し，最後に超電線試料にゆっくり電流を供給しクエンチするときの電流を求めるものである。本実験で用いたパルス電流（パルス磁界定数：約 3.5×10^{-3} T/A）はコンデンサの放電を利用したため，**第 2.16 図**にその波形のシンクロ写真を示すようにほぼ放物線の形をしている。そこでパルス磁界の立上り時定数としてはそのピーク値の 90 %に達するまでの時間とした。後述のように 10 μsec 程度の立上り時間であれば，パルス磁界のエネルギーが断熱的に注入されるので，ここではパルス磁界の立上り時間を 10 μsec に保ち，振幅を種々変えて電流劣化を調べた。振幅はコンデンサの充電電圧によって変化させた。超電導体に注入されるパワー P は $h_{p_0}(dh_p/dt)$（h_{p_0}：パルス磁界のピーク値）に比例するから，横軸は $h_{p_0}(dh_p/dt)$ を用いてデータの整理を行なう。このようにして得られた結果を**第 2.17 図**に示す。この結果は，断熱的にエネルギーが注入されるとその大きさに応じて著しく臨界電流が劣化すること，従って，磁気安定性からこのような速い磁束変化は極めて危険であることを示している。

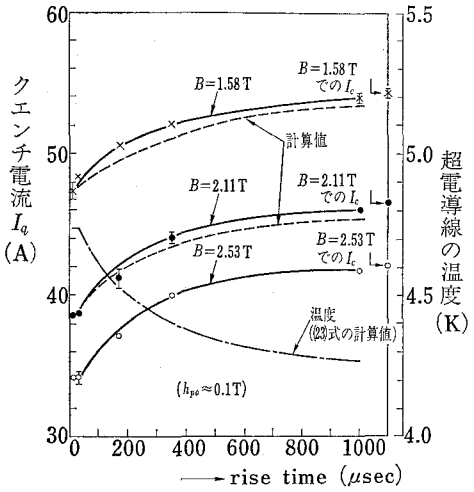
フラックスジャンプによって磁束が侵入する速さは近似的に次式で与えられている[15]。

$$v_L \approx \rho_{sn}(J_c)_{av}/2H_{c2} \tag{2-15}$$

ここに，ρ_{sn} は常電導状態における超電導体の比抵抗，$(J_c)_{av}$ は平均臨界電流密度，および H_{c2} は臨界磁界である。実用的な NbTi 超電導体の場合，ρ_{sn} と H_{c2} は試料によらずほぼ同一と考えてよく，従って v_L は主として $(J_c)_{av}$ に依存すると考えられる。実測によると J_c が $10^9\sim10^{10}$ A/m² の NbTi ロッド（直径 6 mm）のフラックスジャンプの立上り時間は約 500 μsec である[16]。また第 2.17 図で用いた超電導線試料も $H=0$ で約 5×10^9 A/m² であり両者はほぼ同じ J_c と考えられることから，両試料の磁束侵入速度はほぼ同一とみなしてよいであろう。本試料の線径は 0.25 mm であるので，以上のことから磁束の侵入時間は $5\times10^{-4}\times0.25/6=2\times10^{-5}$ (sec) となる。即ち，ここで用いた試料の場合，フラックスジャンプ



第 2.17 図　パルス磁界による電流劣化



第 2.18 図　磁束侵入速度緩和による安定性の向上

の立上り時間は 20 μsec 程度であり，従ってそれによるエネルギー注入はほぼ断熱的に行なわれるであろう。

以上の検討より，フラックスジャンプ等による磁束の侵入は，その侵入量が大きくなると著しく臨界電流を低下させることが示された。この磁気不安定性を改善するには第2.1図で示した③の過程の抑制，つまり磁束の侵入速度を緩和してやればよい。その結果，(2-13) 式で示されるように発熱パワーが大幅に低下し，冷却によって十分温度上昇を低くできる。つぎにそれを検討する。

2.3.2　磁束侵入速度の緩和による安定化

実験装置および方法は前節と同様である。ここではパルス磁界の振幅は一定に保ち，磁束の侵入速度の緩和を模擬するためその立上り時間を種々変化させた。このような種々の立上り時定数のパルス磁界を印加したときの電流劣化特性を第 2.18 図に示す[14]。なお，この実験で用いたパルス磁界のピーク値は 0.105T である。また本試料の 2T の場合の J_c は約 1×10^9 A/m² で，線径は 0.25mm であるから，そのときの超電導線表面と中心部の磁界の差は $J_c x$ なる関係式より約 0.1T となる。従って，本実験で用いたパルス磁界は，印加磁界が 2T 前後で発生するフラックスジャンプを模擬するものといえよう。当然，印加するパルス磁界の大きさが異なると電流劣化の様子も異なる。

以上の結果より，パルス磁界の立上りが遅いほど電流劣化は小さく，1msec 程度になると殆んど劣化しなくなることが分る。換言すれば磁束の侵入速度を緩和すると著しく安定性が増すことを意味している。このような考え方による安定化は Coffey によっても行なわれており，

超電導マグネットの巻線の各層間に高純度アルミを挿入しマグネットの動作特性が向上されることが示されている[17]。また，第 2.18 図は磁界の立上り時間が 30 μsec 程度以下の領域ではそれ以上電流が劣化しないことを示している。即ち，30 μsec 程度以下の立上り時間であれば，そのパルスエネルギーはほぼ断熱的に超電導体へ注入されることを意味している。超電導線の線径が異なる場合は，前節で検討したように $(J_c)_{av}$ と線径から比例計算で断熱近似が成立する概略の立上り時間を求めることができる。

2.3.3 実験結果の検討

熱拡散方程式を用いて超電導線の温度上昇を計算し，その結果から臨界電流の劣化を評価し実験結果と比較する。熱拡散方程式は，

$$CV\frac{dT}{dt}=kV\nabla^2T-q_{ht}S+p_iV \tag{2-16}$$

で与えられる。ここに，C は超電導線の比熱で (J/m³K)，k は熱伝導度で (W/mK)，q_{ht} は液体ヘリウムへの伝熱量で (W/m²)，p_i は超電導線に注入される単位体積あたりのパワーで (W/m³)，および V は超電導線の体積である。比熱として次式で示される Nb 48.8% Ti の実測値[18]を用いる。

$$C\approx 5.56\times 10T^3 \qquad (\mathrm{J/m^3K}) \tag{2-17}$$

また，液体ヘリウムへの伝熱量はフォルマル絶縁を施した試料表面からのそれに関する実測データ[19]を近似し，次式を用いる。

$$q_{ht}=\frac{10^4}{3}(T-4.2), \qquad T<7.2\ (\mathrm{K}), \qquad (\mathrm{W/m^2}) \tag{2-18}$$

$$=1.0\times 10^4, \qquad 7.2\ (\mathrm{K})<T<20.2\ (\mathrm{K}), \qquad (\mathrm{W/m^2}) \tag{2-19}$$

さて，断熱状態でエネルギーが注入されるとすると，(2-16) 式右辺第 1 項，2 項は省略できるので比熱の式 (2-17) 式を用いて超電導線の温度は次式で表わせる。

$$\frac{dt}{dT}=\frac{5.56}{p_i}\times 10T^3 \tag{2-20}$$

これを 4.2 K から最高温度上昇 T_0 まで積分すると超電導線に注入される全エネルギー E が求まり，

$$E=p_i\tau_p=1.4\times 10(T_0^4-3.1\times 10^2) \qquad (\mathrm{J/m^3}) \tag{2-21}$$

となる。ここに，τ_p はパルス磁界の立上り時定数である。前節で説明したように $\tau_p\simeq 10$ μsec 程度であれば断熱的にエネルギーが注入されるとみてよい。第 2.18 図で $\tau_p=10$ μsec のときのクエンチ電流が得られるので，別に実測した温度対臨界電流特性からそのクエンチ電流に対応する超電導線の温度上昇 T_0 を求めることができる。そのようにして得た T_0 は磁界が 1.58 T の場合 4.74 K，2.11 T の場合 4.78 K で，当然のことながら両者はほぼ同じ値となる。ここでは平均をとり $T_0=4.76$ K とする。この値は第 2.18 図の結果より得たものであるから，ピーク値が h_{p0} (0.105 T) のパルス磁界を断熱的に印加したときの温度上昇である。h_{p0}

の値が異なると別の値になる。(2-21) 式に $T_0=4.76$ (K) を代入して,

$$E=p_i\tau_p=2.83\times10^3 \quad (\mathrm{J/m^3}) \tag{2-22}$$

を得る。(2-22) 式, 即ち超電導線に注入されるエネルギーが分ったので, 冷却が利く場合の超電導線の温度上昇を計算することができる。立上り時間が τ_p のパルス磁界を印加したときの超電導線の温度 T は (2-16), (2-17), (2-18), および (2-22) 式より,

$$\tau_p=-1.46\times10^{-6}\left\{T_p^3\log\left(\frac{T_p-T}{T_p-4.2}\right)+T_p^2(T-4.2)+\frac{T_p}{2}(T^2-4.2^2)\right.$$
$$\left.+\frac{1}{3}(T^3-4.3^3)\right\} \quad ;\ T<7.2\ (\mathrm{K}) \tag{2-23}$$

ただし, $T_p=7.45\times10^{-5}\tau_p^{-1}+4.2$。なお, この計算においては (2-16) 式の右辺第1項は第2項にくらべ小さいので無視した。また, 実験で用いた超電導線試料の線径は 0.35 mm (NbTi コア, 安定化銅, フォルマル絶縁を含む寸法) で, それが全て超電導体であると近似した。(2-23) 式より得た温度上昇を第 2.18 図に一点鎖線で示す。また, 別に実測した温度対臨界電流特性からこの温度上昇に対応する臨界電流を求めた結果が同図に破線で示されている。実測と計算値は比較的良い一致を示している。この結果から, h_{p_0} が 0.1 T 程度のパルス磁界であればその立上り時間を 1 msec 以上にするとほぼ臨界電流の低下を防ぐことができるといえよう。

次に, 断熱的にパルス磁界が印加されるとしてそのピーク値を種々変えたときの電流劣化を計算し, 実測と比較する。前述のように注入パワー p_i はパルス磁界のピーク値に比例する。即ち,

$$p_i\propto h_{p_0}\frac{dh_p}{dt} \tag{2-24}$$

(2-22) 式と (2-24) 式より,

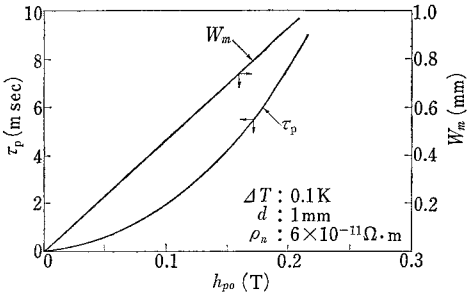
$$p_i=2.57\times10^5 h_{p_0}\frac{dh_p}{dt} \quad (\mathrm{W/m^3}) \tag{2-25}$$

を得る。これを (2-20) 式に代入し, 4.2 K から T まで積分すると,

$$\tau_p=5.4\times10^5\left(h_{p_0}\frac{dh_p}{dt}\right)^{-1}(T^4-310) \tag{2-26}$$

を得る。$\tau_p=10\ \mu$sec のパルス磁界の場合について温度 T を計算した結果を第 2.17 図に示す。また, 別に実測した温度対臨界電流特性からこの温度上昇に対する臨界電流を求めた結果を同図に示す。計算値と実測は比較的良く合っている。このことは 10 μsec 程度の立上り時間のパルス磁界のエネルギーは断熱的に超電導体へ注入されることを意味している。

パルス磁界のピーク値が種々変化するとして, 磁気ダンピングによって安定化するに必要な高導電率金属の厚さを評価しておく。ここで, 磁気ダンピングによる安定化の定義として, パルス磁界が印加されたとき超電導線の最高温度上昇 $\Delta T\ (=T-4.2)$ が 0.1 K に止まることとする。さて, ピーク値の大きさを h_{p_0} (T) とすると (2-25) 式を積分して超電導体へ注入



第 2.19 図　τ_p および W_m の h_{p0} 依存性

されるエネルギーは，

$$E=p_i\tau_p=2.57\times10^4\,h_{p_0}{}^2 \qquad (\mathrm{J/m^3}) \tag{2-27}$$

となる。(2-27) 式で与えられる発熱 p_i を印加したとき，上述のように最高温度上昇が 4.3K に止まるためのパルス磁界の立上り時間 τ_p は (2-16) 式の右辺を零とおくことにより求まる。ただし熱伝導項は小さいので無視する。

$$p_i=q\cdot S/V \tag{2-28}$$

に，(2-18) 式，(2-27) 式を代入して，

$$\tau_p=1.9\times10\,d\,h_{p_0}{}^2(T-4.2)^{-1} \tag{2-29}$$

最高温度が 4.3 K であるから，

$$\tau_p=1.9\times10^2 d\,h_{p_0}{}^2 \tag{2-30}$$

となる。ただし，d は超電導線の直径である。1 例として，線径が 1 mm の超電導線にピーク値が h_{p_0} (T) のパルス磁界が印加されたとして，(2-30) 式より τ_p を計算した結果を**第 2.19 図**に示す。この超電導線の断面内に線径 50 μm 程度の超電導フィラメントが埋込まれており，フィラメント同志が完全に磁気的に独立しているとする。バイアス磁界によってフラックスジャンプは異なるが，5 (T) で考えると $J_c\approx2\times10^9\,\mathrm{A/m^2}$ であるから 50 μm のフィラメントの内外の最大磁束密度差 ΔB は 0.05T 程度である。この値は線径に比例するので 100 μm のフィラメントであれば 0.1T ということになる。もし，磁気不安定性により ΔB に相当する磁束が超電導線内に侵入すれば，これは ΔB に等しい h_{p_0} なるパルス磁界を印加したときとほぼ同じ現象と考えてよい。従って，第 2.19 図から，超電導フィラメントの径が小さければ磁束侵入速度は比較的速くてもよいが，もしフィラメント間のカップリングがある場合は非常に遅くしてやらねばならないことが分る。つぎに第 2.19 図のような τ_p を得るための高導電率金属の厚さを計算する。安定化金属の磁気拡散時定数は (2-10) 式で与えられる。従って，(2-10) 式と (2-30) 式より h_{p_0} なるピーク値のパルス磁界が印加されたとしても温度上昇 ΔT が 0.1K 以下に止まるに必要な金属の厚み W_m と h_{p_0} の関係式が求まり，

$$W_m=1.9\times10^4 h_{p_0}\sqrt{d\rho_n}, \qquad (\mathrm{m})$$

を得る。再び，$d=1$ mm の超電導線の場合について所要の W_m を第 2.19 図にプロットする。ただし，比抵抗としては高純度アルミを想定し $\rho_n=6\times10^{-11}\Omega\cdot$m を用いた。銅であれば

1桁比抵抗は大きいのでさらに厚い安定化材が必要ということになる。この結果より超電導線の線径が 1 mm 程度になると，0.05T という小さいピーク値のパルス磁界に対しても安定性を維持するには約 230 μm という厚さの高純度アルミが必要になることが分る。ピーク値が大きくなるとさらに厚みを大きくしなければならない。

従って，超電導線の設計に際しては Iwasa 氏らのいう臨界電流マージン理論[12]や，あるいはラザフォード研究所のグループの提唱の動的安定化理論によるフラックスジャンプ有無のためのクライテリオン[13]のみに基づくのは危険で，上式より適当な厚さの安定化材を設計し，フラックスジャンプ又は前に述べたような摩擦熱等による急速な磁束の侵入があったとき，それに伴なう断熱的な温度上昇を安定性に影響のない程度に低く押えるよう磁束の侵入速度を低下さすことが不可欠である。

2.4 本質的安定化

Swartz らの理論[20]によると磁気不安定性の尺度であるフラックスジャンプの開始磁界 H_{fj} は，

$$H_{fj}=[-\pi^3 C J_c/(\partial J_c/\partial T)]^{1/2} \tag{2-32}$$

で与えられる。ここに，C は超電導体の比熱，J_c は臨界電流密度である。この式から明らかなように $\partial J_c/\partial T>0$ であれば H_{fj} は虚数となりフラックスジャンプは発生しない，つまり磁気的に安定ということになる。これは細線化による本質的安定化法とならんでもう1つの本質的安定化法といわれている。この節ではこのような性質を有する試料を製作し，$\partial J_c/\partial T$ が正となる領域では磁気的にも熱的にも本質的に安定であることを明らかにする。このような特性を有する実用的な超電導体は，魅力的ではあるがその実現が困難なこともあり，ある意味で「夢の超電導体」とも考えられている。しかし常電導状態において非常に高い抵抗を有しかつ超電導状態で非常に安定な特性を要求される熱式の超電導スイッチなどへの応用として十分現実性があるものと思われる。このため本節の後半でそのような特性を有するための構造を理論的に検討し，その実現が可能なことを明らかにする。

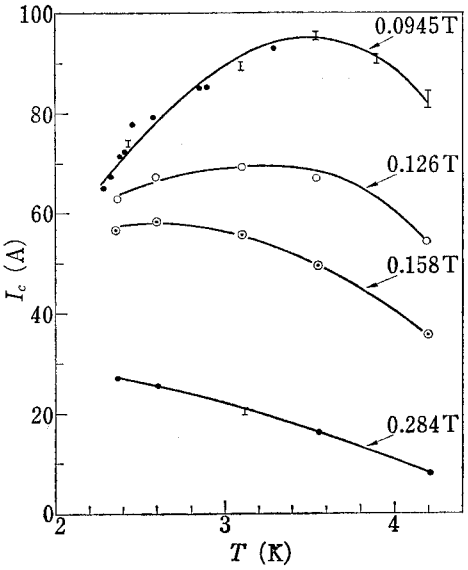
2.4.1 試料および実験方法

試作した試料は 70.2 wt% Pb-15.0 wt% In-14.8 wt% Sn 超電導体であり[21]，2種類に加工された。即ち，臨界電流を測定するため 1.2 mm 直径の線材試料，および磁化を求めるため直径 12 mm，長さ 30 mm の円柱状試料である。前者の線材試料の全長は 15 cm で，いわゆるU字型に曲げ，電圧タップはその先端部分の長さ 3.3 cm の間隔でとりつけた。磁界は先端部に垂直に印加され，臨界電流値は 1 μV の電圧が現われる点とした。以上の方法で種々の温度における臨界電流を求め，その温度依存性が検討された。後者の円柱状試料には中心に 4 mm の穴をあけ，その部分の磁界を測るためホール素子がセットされた。また温度を求める

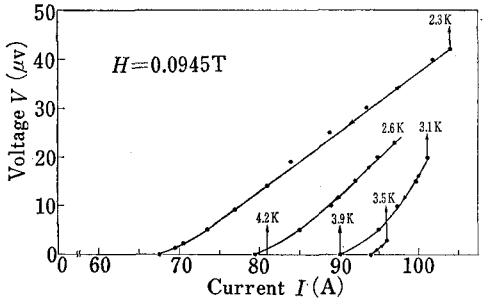
ためその表面に $100\Omega\frac{1}{8}$W のカーボン抵抗（アレンブラッドレー社製）を張りつけ，断熱のため真空コンパウンドを塗布するとともに測定はヘリウムガス雰囲気中で行なった。磁界は円柱状試料の軸に平行に印加した。

2.4.2　磁束流状態の安定性[22]

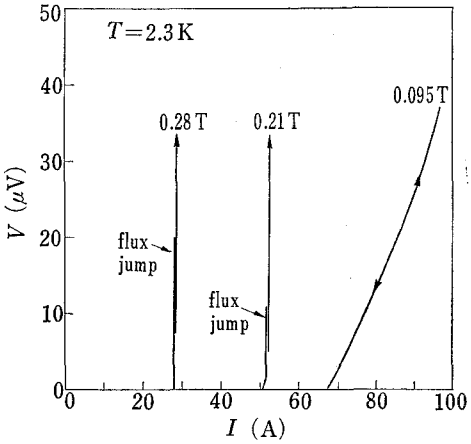
線材試料を用いて，種々の磁界下で臨界電流の温度依存性を求めた結果を**第 2.20 図**に示す。なお試料の温度は液体ヘリウムの蒸気圧を変化さすことにより決められた。同図よりこの超電導線は低磁界および低温度領域で $\partial J_c/\partial T$ が正となることが分る。一方，磁界が大きいか又は温度が高い領域では通常の超電導体と同様に臨界電流は温度の増大とともに減少するという特性を示す。さて，磁気安定性の判定の1つの尺度として磁束流状態の振舞いを検討する。$\partial J_c/\partial T$ が正となる磁界の1つとして 0.0945 T の磁界を印加し，種々の温度における電圧対電流特性を求めた結果を**第 2.21 図**に示す。この図より次のような特長が指摘できる。即ち，約 3.5K の温度を境に低温度領域では極めて安定な磁束流状態が存在する。一方，高温度領域では臨界電流に達すると電圧のとびが生じ一挙にクエンチしてしまう。もちろん，通常の $\partial J_c/\partial T<0$ なる超電導体でも安定な磁束流状態が存在する場合もあるが，普通 J_c が非常に小さい場合に限られ，ここで用いた超電導体のように J_c が大きい試料でそのような例は見られない。さて，約 3.5 K という境界は第 2.20 図の $H=0.0945$ T の曲線を見れば明らかなように丁度臨界電流の最大値に対応する温度である。従って，それより低温側は $\partial J_c/\partial T$ が正の領域で，高温側は負の領域ということになる。即ち，正の領域では安定な磁束流が存在し，負の領域では磁束流が非常に不安定になるといえよう。つぎに，温度を 2.3 K に固定して印加



第 2.20 図　臨界電流の温度特性



第 2.21 図　電流-電圧特性



第 2.22 図　電流-電圧特性の磁界依存性

磁界を種々変えて磁束流状態の挙動を調べた結果を**第 2.22 図**に示す。この場合も低磁界領域では非常に安定な磁束流状態が存在し，電流を減少すると可逆的に電圧も減少し臨界電流の点で再び超電導に回復するという磁気的に安定な状態を示すのに対し，高磁界領域（第 2.20 図からも分るように $\partial J_c/\partial T$ が負となる）では臨界電流に達するとフラックスジャンプが発生し，これがトリガーとなってクエンチに至るという磁気的に極めて不安定な特性を示すことが明らかである。このように $\partial J_c/\partial T$ が正又はわずかに負であれば安定な磁束流状態が存在することは Kroeger[23] も Nb-95 at % Ti 超電導体において観測しており著者の結果とほぼ一致している。

$\partial J_c/\partial T$ が正の超電導体が熱的な擾乱を受けたとき磁束流がどう変化するか検討する。磁束線に働くローレンツ力 F_L がピン止め力 F_P を越えると次式で示す磁束流が生じる[24]。

$$\eta v_L = F_L - F_P \tag{2-33}$$

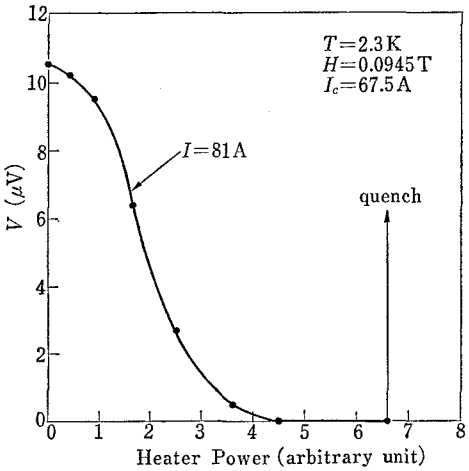
ここに，v_L は磁束線の速さ，$\eta(H,T)$ は粘性係数である。Clem の計算によると η は $T/T_c<0.5$ の範囲でほぼ一定である[25]。この実験で用いた試料は $H=0.0945$ T で $T_c\approx 7.15$K で，また臨界電流が最大となる温度 T_m は約 3.6 K であるから，$\partial J_c/\partial T$ が正となる温度範囲は $T/T_c \leq T_m/T_c \approx 0.5$ である。従って，この範囲では η はほぼ一定であると考えてよいであろう。磁束線の運動により次式の電界 E_0 が誘起される。

$$\begin{aligned} E_0 &= v_L B \\ &\approx v_L \mu_0 H_{ex} \end{aligned} \tag{2-34}$$

但し，H_{ex} は外部磁界。従って，H_{ex} が固定されている場合は（2-33）と（2-34）式より，

$$E_0 \propto F_L - F_P \tag{2-35}$$

を得る。$B/\mu_0 \simeq H_{ex}$ が成立する範囲では F_L は温度依存性がなくまた，F_P と J_c は比例するので（2-35）式を温度で微分して次式を得る。



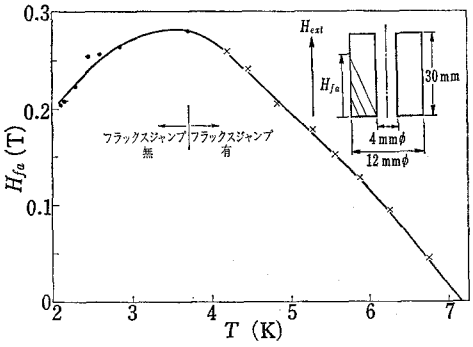
第 2.23 図　磁束流電圧の温度依存性

$$\frac{\partial E_0}{\partial T} \propto -\frac{\partial F_P}{\partial T} < 0 \qquad (2\text{-}36)$$

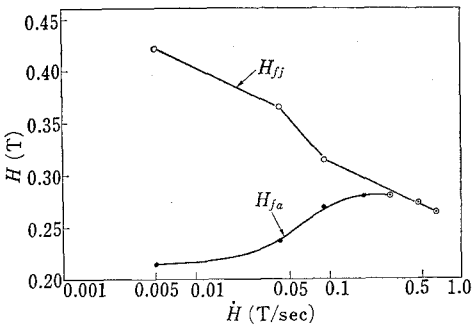
以上の検討より次のことが分る。即ち，(2-36) 式より $\partial J_c/\partial T$ が正の領域では超電導体の温度が上昇すると磁束流電圧が減少する。さらに，(2-35) 式から磁束流電圧が零になる可能性が予想される。これを実証するため，磁束流状態にある超電導体をヒータで加熱したときの電圧の変化を調べた。その結果を**第 2.23 図**に示す。2.3K，0.0945T における臨界電流値は 67.5A である。従って通電電流 81A は臨界電流よりかなり大きいが，前にも述べたように $\partial J_c/\partial T$ が正の領域であるので安定な磁束流状態が維持される。このときの磁束流電圧が，第 2.23 図より約 10.5 μV である。この状態で試料に巻きつけたヒータを徐々に加熱していくと，電圧が減少していきヒータパワーが約 4.5 の点で再び電圧が零，即ち超電導状態に復帰することが示されている。しかしさらにヒータを増加していくと約 6.7 の点でクエンチする。これは $\partial J_c/\partial T$ が負の領域に入ったためであろう。以上の結果，理論的な検討のとおり $\partial J_c/\partial T > 0$ なる超電導体は極めて安定な磁束流状態が存在することが明らかにされた。Livingston[26] はそのような超電導体は熱的に安定で従って，フラックスジャンプはあり得ないだろうと指摘していたが，第 2.23 図の結果は明瞭にそれを実証するものである。

2.4.3　磁気安定性

円柱状の試料を用いて，その中心部にあけた穴の磁界と外部印加磁界の関係を種々の温度の下で調べた[22]。これは Kim らが最初に行なった磁化の測定法[27]と同じで，穴の部分の磁界を H_i，印加磁界を H_{ex} とすると磁化は，$M=H_{ex}-H_i$ で表わされる。この磁化は試料の臨界電流密度に比例するので，磁化を調べることにより試料の磁気的性質を知ることができる。**第 2.24 図**に円柱状試料の磁化の温度依存性を測定した結果を示す。ただし，同図の挿入図に示すように磁化としては磁束フロントが丁度試料の内壁に達するときの外部磁界の大きさを採用



第 2.24 図　磁化の温度依存性。×印は磁束フロントが試料の内壁に達したときフラックスジャンプが発生することを示す。



第 2.25 図　H_{fa} および H_{fj} の $\dot{H}$ 依存性 H_{fj} はフラックスジャンプが発生するときの磁界。

している。同図より明らかなように約 3.6K 以下の温度領域では磁化は温度とともに増加し，その領域ではフラックスジャンプは存在しない。一方，$\partial J_c/\partial T$ が負となる 3.6K より高温側では磁束フロントが試料の内壁に到達するや否や突然にフラックスジャンプが発生し，全磁束が中空部に侵入するという磁気不安定性を示す。磁気的な安定性を一層明確にするため著者は変動磁界中で磁化特性がどう変化するか検討した。磁化の大きさの磁界掃引速度依存性を**第 2.25 図**に示す。同図より磁化は $\dot{H}$ が増加する程大きくなり 0.3T/sec のとき約 0.28T に達する。通常磁界を掃引すると試料の温度が上昇するので磁化は減少，あるいは温度擾乱のため磁気不安定性を呈するが，この試料は全く不安定性を示さないばかりか逆に磁化が増加さえする。この増加が果して温度上昇によるかどうか検討する。前にも述べたようにこの試料はかなり良く断熱されている。実測によると 3.6K からの冷却率は 0.068K/sec 以下であった。従って，1 秒程度の実験時間中はほぼ冷却はないものとみなしてよいであろう。0.3T/sec の場合を考えると，外部磁界は零から 0.28T まで増加される。つまり実験時間は約 1 秒であり，従って上の検討よりほぼ断熱状態とみてよいであろう。しかし，このような状態であったとしても試料の温度が半径方向にほぼ一様でなければ磁化の大きな増加はないであろう。半径方向に均一であるには，その方向の熱拡散時間が実験時間（ここでは約 1 秒）よりかなり短かければよい。熱拡散時定数は次式で与えられる。

$$\tau_H=(4/\pi^2)(C W_S{}^2/k) \tag{2-37}$$

ここに，C は比熱で J/m³K，k は熱伝導度で W/mK である。一般に超電導体では $C\sim 10^3-10^4$，$k\sim 1$ であり，本試料の場合 $W_S\simeq 4\times 10^{-3}$m とすればよいので (2-37) 式より τ_H は 0.01 秒程度となる。即ち，磁界の掃引時間が 1 秒程度であるのに対し熱拡散はそれより十分速く行なわれるので半径方向の温度上昇はほぼ均一に行なわれるとみてよい。つぎに，第 2.25 図に見られるように，磁化は約 0.21T から 0.28T まで増加しているが，果してこれほど増加さす温度上昇があるかどうか検討する。Urban[28] は中空状超電導体の壁に平行に変動

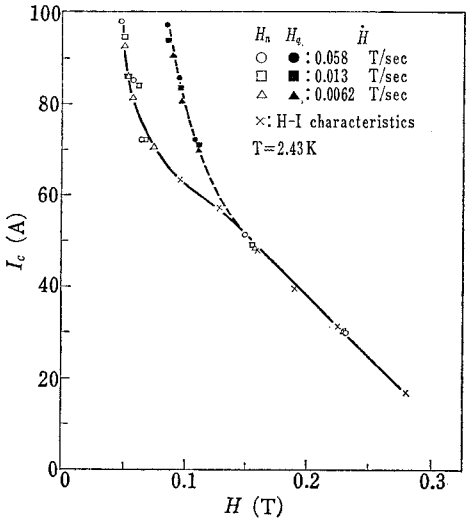
磁界を印加したときのジユール熱を計算している。彼の計算によるとその超電導体の外表面での発熱パワー密度は次式で与えられる（ただしいわゆるシールド領域の場合）。

$$
\begin{aligned}
P(a,\dot{H}) &= J_c(a)E(a,\dot{H}) \\
&= \mu_0\alpha_c a\dot{H}k_0^2 h[1/k_0+h_1+(1+h_0)\{1-\ln(1-h_1)\} \\
&\quad -\frac{1}{2}h+\{(1+h_0)/h\}(1-h)\ln(1-h)]
\end{aligned}
\tag{2-38}
$$

ここに，$k_0=H_{c2}/\alpha_c a$，$h=H/H_{c2}$，$h_0=B_0/\mu_0 H_{c2}$，$h_1=\Delta H/H_{c2}$ および，a は試料の半径である。α_c は温度および材料によって決る定数で次式で示される。

$$
J_c=\alpha_c\frac{\mu_0 H_{c2}-B(r)}{B_0+B(r)} \tag{2-39}
$$

B_0 は材料によって決る定数である。さて，本実験で用いた試料の場合第 2.20 図の $T=3.6\mathrm{K}$ の場合のデータから $\alpha_c\simeq 4.5\times10^7\,\mathrm{A/m^2}$，$B_0\simeq 0.08\,\mathrm{T}$，$H_{c2}\simeq 3.2\times10^5\,\mathrm{A/m}$ を得る。ただし，第 2.20 図に示す試料は線材であるのでこれらの数値の決定においては $B(r)\simeq\mu_0 H$ と近似した。印加磁界が 0.28 T の場合を考えると，$\Delta H=2.2\times10^5\,\mathrm{A/m}$ である。これらの数値を用いて，$\mu_0\dot{H}=0.3\,\mathrm{T/sec}$ の場合の発熱を計算すると，$2.5\times10^5\,\mathrm{W/m^3}$ となる。磁界掃引時間は約 0.9 秒であるからこの間の発熱量は約 $230\,\mathrm{mJ/cm^3}$ である。この値は非常に大きく超電導体をクエンチさすほどである。しかし，これは試料の外表面での値であり，(2-38) 式より中心部にいくほどほぼ H の 2 乗に反比例して発熱が小さくなることから試料の断面内の平均発熱密度はこれよりはるかに小さくなろう。また本超電導体の構成元素の大半は鉛であるため比熱も NbTi などにくらべ約 1 桁大きくなる。これらのことを考慮すると，0.3 T/sec 程度の磁界の掃引による発熱は超電導体の温度を十分上昇さす大きさであり，その結果第 2.25 図に示



第 2.26 図　電流を固定し磁界を掃引したときの臨界電流特性（I-H 特性）
H_n：電圧が発生し始める磁界　　H_q：クエンチする磁界

されるように掃引速度が 0.3T/sec 程度以上になるとそれ以上磁化の増加がみられないばかりか H_{fa} が H_{fj} と一致する，即ち磁束フロントが試料の内壁部に達すると直ちにフラックスジャンプが発生するという不安定性を示すようになる。0.28T という磁化の値は第2.24図の磁化のピーク値とほぼ一致していることからも分るように，0.3T/sec 以上の掃引速度の場合は試料の温度が $\partial J_c/\partial T<0$ なる領域に入るためそのような不安定性を示すものと考えられる。これらの検討より，$\partial J_c/\partial T$ が正の領域では相当の磁界変動下でも磁気的に極めて安定であることが明らかとなった。このことは線材試料についても同様で，**第 2.26 図**に示すように低磁界領域（$\partial T_c/\partial T>0$ の領域）では磁束流状態からクエンチするまでに相当の電流の余裕があり，それが磁界掃引速度を大きくしても変化しないという安定な特性がみられる。

2.4.4 本質的安定化超電導体の構造の考察

検討してきた本質的安定化超電導体は，$\partial J_c/\partial T>0$ なる特性を実現するのがかなり困難なことと，マグネットとした場合万一のクエンチの際の焼損防止から銅などの安定化材の使用が不可欠であることなどから，実用化の努力はされず，もっぱら磁気不安定性の検証およびその結果としての理論の確立への寄与という程度にとどまっている。しかし，そのような特性の超電導体の実現は決して不可能ではなく，また応用面がない訳ではない。それどころか前にも述べたように熱式の永久電流スイッチ用の超電導線としては誠に好ましいもので，この種の超電導線ができるとそのスイッチの性能は著しく向上されるであろう。そういう訳でここでは $\partial J_c/\partial T$ が正となる超電導体の構造を解析し，実現の可能性を検討する[29]。

磁束線は半径 ξ（コヒーレンス長）のコアとそれをとり囲む半径 λ（磁界の侵入深さ）のしゃ蔽電流からなると近似しうる。第II種超電導体では $\lambda>\xi$ である。このような磁束線のもつエネルギーはコアの磁気エネルギーと，しゃ蔽電流の運動エネルギーの和となり次式で示される[30]。

$$\varepsilon_f=\frac{\mu_0 H_c{}^2\lambda^2}{2\kappa^2}(\ln\kappa+0.08) \tag{2-40}$$

ここに，H_c は熱力学的な臨界磁界，μ_0 は真空の透磁率である。κ はギンツブルグ・ランダウパラメータで，

$$\kappa=\lambda/\xi \tag{2-41}$$

である。磁束線の間の相互作用がない範囲で，コヒーレンス長は次式で与えられる。

$$\xi=\frac{\varphi_0}{2\sqrt{2}\,\mu_0 H_c\lambda} \tag{2-42}$$

(2-40)，(2-41)，(2-42) 式から ε_f と λ の関係として，

$$\begin{aligned}\varepsilon_f&=\frac{\varphi_0{}^2(\ln\kappa+0.08)}{16\mu_0}\lambda^{-2}\\&\propto\lambda^{-2}\end{aligned} \tag{2-43}$$

を得る。即ち，磁界線の自由エネルギーは磁界の侵入深さの2乗に逆比例することが分る。一

方，λ は温度依存性があり次式で与えられる。

$$\lambda=\lambda_0\{1-(T/T_c)^4\}^{-1/2} \tag{2-44}$$

いま，κ がほぼ同じ値の A_s，B_s という2種類の薄い超電導体を交互に多数積層した積層超電導体を考える。また，それぞれの超電導体の臨界温度と侵入深さを T_{cA}, λ_A および，T_{cB}, λ_B とする。κ がほぼ同じであれば（2-43）式の λ^{-2} の係数は超電導体の種類によらず同じなので，超電導体 A に存在する磁束線のエネルギーと B_s に存在するそれの差 $\Delta\varepsilon_f$ は，

$$\begin{aligned}\Delta\varepsilon_f &\propto \lambda_A^{-2}-\lambda_B^{-2}\\ &=\lambda_{0A}^{-2}\{1-(T/T_{cA})^4\}-\lambda_{0B}^{-2}\{1-(T/T_{cB})^4\},\quad T\leq T_{cB}\end{aligned} \tag{2-45}$$

となる。この式を温度で微分すると，

$$\frac{\partial\Delta\varepsilon_f}{\partial T}=4T^3\{(\lambda_{0B}T_{cB}^2)^{-2}-(\lambda_{0A}T_{cA}^2)^{-2}\} \tag{2-46}$$

を得，この式と（2-45）式より，

$$\lambda_{0A}\leq\lambda_{0B},\quad \text{および}\quad T_{cA}>\sqrt{\frac{\lambda_{0B}}{\lambda_{0A}}}T_{cB} \tag{2-47}$$

が成立すれば，$\Delta\varepsilon_f$，$\partial\Delta\varepsilon_f/\partial T$ ともに正となる。$T>T_{cB}$ では（2-45）式の右辺第二項は存在しないので第一項のみが残り，この場合は通常の超電導体の特性である $\partial\Delta\varepsilon_f/\partial T<0$ なる振舞いをする。(2-47) 式が成立するとき，磁束線が超電導体 B_s に存在する方がエネルギーが小さくてよいので当然 B_s に存在することになる。そして超電導体 A_s は B_s に存在する磁束線に対するポテンシャル障壁となる。この障壁の高さ $\Delta\varepsilon_f$ はまさに磁束線に対するピン止め力になる。即ち，(2-47) 式が満足されるような積層超電導体は，$\partial J_c/\partial T$ が正となる特性を示すといえる。前節までで用いた超電導体は顕微鏡観察によるとスズ成分の多い Pb-In-Sn 合金と Pb-In 合金の積層状になっていると報告されており[21]，上で解析した構造と類似でありおそらく（2-47）式が満されているものと思われる。少なくとも T_c に関しては Pb-In 合金は前述のスズ成分の多い合金より高く，(2-47) 式の条件を満しているといえる。

最後に2種類の超電導体の厚さを概算しておく。Anderson[31] によると磁束線は必ずしも1本で存在するのではなく磁界の侵入深さ程度の範囲内に存在するものが「束」状になるといわれている。この束状磁束線の寸法 d_b は $10^{-6}\sim10^{-5}$cm のオーダである。従って，ピン止め中心の大きさは少なくともこの程度の大きさは必要である。一方，ピン止め中心となる超電導体 B_s の厚さが大きくなり仮に d_b より1桁以上も大きくなるとピン止め中心の中で磁束の移動が起るであろうから，ポテンシャル障壁である超電導体 A_s の効果がなくなる。これらのことからピン止め中心の寸法は高々 d_b の数倍，即ち 10^{-5}cm 程度にすればよいものと推定される。

2.5　本章のまとめ

本章では超電導線の安定性を主に侵入する磁束の動きを制御するという観点でとらえ，侵入

する磁束量を抑制する方法としての磁束凍結効果，侵入する磁束の速さを緩和する方法としての磁気ダンピング効果，および磁気不安定性を完全に押える方法としての本質的安定化法，という3種類の安定化法について実験的・理論的に検討し，いずれの方法によっても磁気安定性が達成し得ることを明らかにした。その結果を要約すると次のごとくである。

1．超電導体と安定化材の組合せである複合超電導線で，磁気不安定性の際の磁束侵入速度は必ずしも安定化材の磁気拡散時定数では決まらず，超電導体中の磁束の再分布の方が遙かに速く，その間安定化材中の磁束はあたかも凍結されているかの如く振舞うという磁束凍結現象を見出した。

2．そのような磁束凍結効果によりフラックスジャンプによって放出されるエネルギーは大幅に軽減され，その結果磁気安定性が著しく向上されることを計算で示し，実験で確認した。

3．磁束凍結効果による安定化はフラックスジャンプによる侵入磁束量を抑制することに特徴がある。この結果発熱が小さく試料の温度上昇は非常に小さく押えられる。そのため外部磁界をごくわずか増加するのみで再び磁気不安定性が発生する条件が満されジャンプが生じる。即ち，微小フラックスジャンプが頻発する可能性がある。このような現象を実験で明らかにした。この種の安定性は，1回の大地震で全エネルギーを放出するよりも，多数回の小地震でエネルギーが分散される方がはるかに安全というのと類似している。

4．急峻な立上りのパルス磁界により断熱的に超電導体にエネルギーを注入すると，$h_{p_0}(dh_p/dt)$ で表わされるパルス磁界のパワーに比例して臨界電流が低下することを示した。

5．フラックスジャンプのような非常に立上りの速い磁束侵入も高導電率金属の磁気ダンピング効果によりその侵入速度を緩和すると，電流ディグラデーションは殆んど起らなくし得ることを示した。1例として，250 μm 径の超電導線に 0.1 T のパルス磁界を印加したとき，その立上り時間が 1 msec 程度以上であれば殆んど臨界電流の低下がないという結果を得た。

6．フラックスジャンプが発生しても電流ディグラデーションが起らないために必要な安定化材の厚さの評価を行なった。

7．$\partial J_c/\partial T$ が正であれば磁気的にも熱的にも本質的に安定であることを明らかにした。理論的な検討から安定な磁束流の存在が指摘され実験で確認された。さらに，磁束流状態にある超電導線を加熱すると再び超電導状態に回復することも示され，定性的な理論と一致した。また，変動磁界中で不安定性を示すどころか逆に臨界電流密度が増加することも明らかにされた。

8．構造の解析から $\partial J_c/\partial T$ が正なる特性を有する超電導体の構成法を提案した。また，この種の超電導線の有望な応用面として熱式の永久電流超電導スイッチを指摘した。

参 考 文 献

1) 伊原征治郎：電子技術総合研究所研究報告第179号（1971年8月）p. 73

2) P.A. Battams : Cryogenics, (Oct. 1972) p. 356
3) R.A. Popley, et al. : Proc. of 4 th Intern. Cryogenic Eng. Conf., (1972) p. 165
4) 小山健一，海保勝之，小原健司：昭和53年電気学会全国大会予稿
5) S.-T. Wang, et al. : 6 th Intern. Conf. Magnet Technology (Bratislava, 1977)
6) O. Tsukamoto and S. Kobayashi : J. Appl. Phys., **46**, 1359 (1975)
7) P.F. Chester : Proc. First Intern. Cryogenic Eng. Conf., (Kyoto, 1974) p. 147
8) H.R. Hart, Jr. : Proc. 1968 Summer Study on Superconducting Devices and Accelerators, (1968) p. 571
9) T. Onishi : Cryogenics, **14**, 495 (1974)
10) 大西利只：電子技術総合研究所彙報, **41**, 10 (1977)
11) C.P. Bean : Rev. Mod. Phys., **36**, 35 (1964)
12) Y. Iwasa : To be published in Cryogenics
13) M.N. Wilson, et al. : Rutherford Laboratory Report, RPP/A 73 (1973)
14) 大西利只，等々力達：電子技術総合研究所彙報, **35**, 1 (1971)
15) B.B. Goodman, et al. : Phys. Letters, **18**, 236 (1965)
16) 大西利只，牛尾一博，等々力達：昭和43年電気学会東京支部大会予稿（導電材料部門）
17) D.L. Coffey, W.F. Gauster and M.S. Lubell : J. Appl. Phys., **42**, 59 (1971)
18) Y. Iwasa, et al. : J. Appl. Phys., **40**, 2066 (1969)
19) 平田郁之，小俣虎之助：1968年春低温工学研究発表会予稿（S-16）
20) P.S. Swartz and C.P. Bean : J. Appl. Phys., **39**, 4991 (1968)
21) J.D. Livingston : Appl. Phys. Letters, **8**, 319 (1966)
22) T. Onishi and K. Miura : J. Appl. Phys., **44**, 455 (1973)；大西利只，三浦憲嗣：低温工学誌, **6**, 244 (1971)
23) D.M. Kroeger : Solid State Commun., **7**, 843 (1969)
24) Y.B. Kim, et al. : Phys. Rev. **A 139**, 1163 (1965)
25) John R. Clem : Phys. Rev. Letters, **20**, 735 (1968)
26) H.R. Hart and J.D. Livingston : Proc. Intern. Conf. Low Temp. Phys. (Scotland, 1968) p. 869
27) Y.B. Kim, et al. : Phys. Rev. **129**, 528 (1963)
28) Eugene W. Urban : Phys. Rev., **B 5**, 3530 (1972)
29) T. Onishi and K. Miura : Bul. Electrotech. Lab. **36**, 65 (1972)；特許第88412号「安定化超電導体」
30) 佐々木亘，吉広誠一：電学誌, **87-9**, 40 (1967)
31) P.W. Anderson : Phys. Rev. Letters, **9**, 309 (1962)

第3章　超電導線の電磁特性におよぼす応力の影響

3.1　緒　　言

一般に超電導マグネットが大型化するほど発生する電磁力が巨大となり支持のための補強構造の決定が非常に重要となる。1例として，6（T）の磁界中で 10,000A の電流が流れる超電導線に働く電磁力 F_e は 1m あたり約6トンという値になる。この超電導線が半径 R(m) の円周上にあるとすると，そのとき発生する引張力 f_t は，

$$f_t = F_e R \tag{3-1}$$

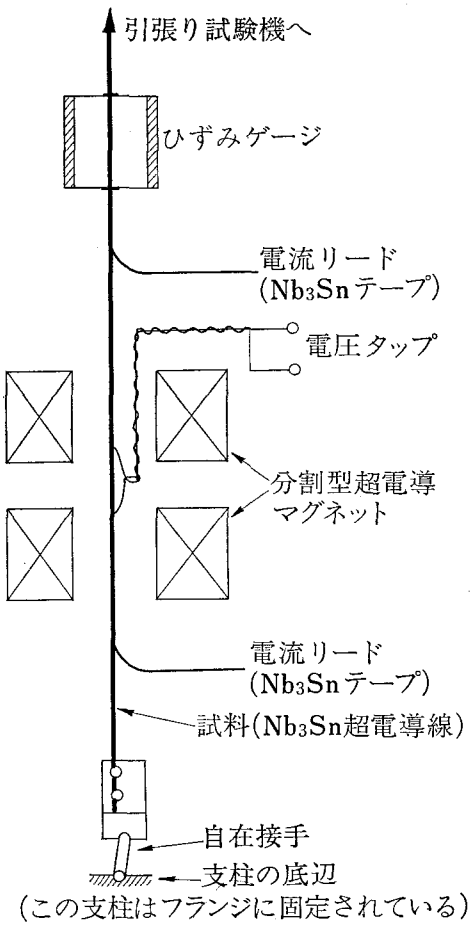
で与えられるから，例えば R を 2m とすると f_t は 12 トンにもなる。従って，超電導線の断面積を 300mm² としても超電導線に発生する引張り応力は 40kg/mm² となり，安定化材である銅の降伏点をはるかに越える。従って，ステンレススチール材などによる補強構造が必要となるが，平均臨界電流密度を低下さすこと，冷却を困難にすること，構造材中での渦電流損が増加すること，あるいは価格増をもたらすことなどの理由から，構造材の使用は最小限に押えることが強く要請される。構造材の量の最適化は結局は超電導線に発生する応力をどの程度まで許容するかということと等価であり，そのためには超電導線の臨界電流，臨界温度などの各種の電磁特性がいかなる応力依存性を有するかを詳細に把握することが不可欠となる。特にパルス超電導マグネットにおいては上で試算したような非常に強い電磁力が1秒程度という短い時間で衝撃的に発生あるいは除去されるため，その電磁特性への影響が強くでることが予想される。さらに最近の研究によると，応力（又はひずみ）の発生あるいは除去に際し超電導線のヒステリシス損やカップリング損に匹敵する熱発生がある[1~3]。特に応力が 20kg/mm² を越えると発熱は応力の約 2.4 乗にも比例するという結果[2]が報告されており，パルスマグネットのように速い動作をする場合には応力による温度上昇の把握も重要な課題となろう。

超電導線には NbTi などの合金系超電導線と，Nb_3Sn や V_3Ga で代表される化合物系の超電導線の2種類があるが，前者は Ekin の報告によると応力に対し相当に強く2％ものひずみに相当する応力を加えても臨界電流がわずか 10% 程度しか低下しない[4]。一方，後者は応力に対し極めて敏感で，0.2% 程度のひずみに相当する応力を印加しただけで約 40% もの臨界電流の劣下が生じるという報告もある[5]。臨界温度に関してもこの傾向は同じである。臨界磁界に関しては測定が困難なこともありそれほど研究は進んでいないが，同様の傾向であると推定される。しかるに，化合物超電導線は応力に対し非常に敏感なことが原因して，臨界電流などに対する応力効果の多くの実験結果はあまり統一性が見られないのが実情である。これらのことを踏まえ，本章では，特に化合物系の超電導線について各種の電磁特性の応力依存性の

解明を行ないパルスマグネットや大型直流超電導マグネットの性能向上に寄与することを目的とする。第 3.2 節では，固体拡散法による Nb_3Sn 超電導線を用いて，そのブロンズマトリックスとニオブコアの比が大きくなるほど臨界電流密度 J_c が減少していく現象，そして単軸の引張り応力を加えていくといずれの比の場合も J_c が増加していく機構等の解明を行ない，それらの結果からその比を 7～15 程度に選ぶことにより Nb_3Sn 超電導線を応力に対して非常に強くし得ることを示す。第 3.3 節では同じ製法になる Nb_3Sn 超電導線の臨界磁界の応力依存性を検討し，臨界電流とほぼ同様の振舞いをすることを明らかにする。第 3.4 節では V_3Ge の臨界温度の応力依存性を調べ Nb_3Sn など他の多くの化合物超電導体と異なり，圧縮応力を加えると臨界温度が増加することを明らかにするとともに，Testardi の理論[6,7]によりその現象を解析し定性的に一致することを示す。第 3.5 節は本章のまとめである。

3.2 超電導線の臨界電流密度の応力依存性

近年，最大磁界が 10T 程度以上の大型高磁界超電導マグネットに対する要求が強くなり始め，それに呼応して Nb_3Sn や V_3Ga 超電導線の高応力下での臨界電流の挙動に関する研究が盛んになってきた[8~12]。しかしこの線材は非常にもろく，また応力に対し敏感であるため臨界電流に対する応力効果の多くの実験結果は必ずしも統一的に記述されていない。例えば，Ekin[5]の結果に見られるように 0.1～0.2% 程度のひずみが生じると臨界電流が急激に減少するという応用上悲観的な報告もある。しかし一方，Rupp[13]はブロンズ固体拡散法で製作した極細多心 Nb_3Sn 超電導線においてひずみ量と臨界電流 I_c との関係を調べ，I_c がひずみの増加につれ大きくなりある点で最大値を示すことを確認している。彼らはこの I_c 増加の原因としてブロンズから Nb_3Sn 層へ働く圧縮応力が外部から加えた張力によって除去されることを指摘しているが，その根拠は明確でない。著者は同様にその I_c の増加は張力印加による圧縮応力の除去にあるとの認識から，ブロンズから Nb_3Sn 層へ働く圧縮応力が大幅に異なる数種類の試料を製作し，それを用いて単軸張力を印加したとき I_c が増加しある点で最大になる現象，I_c 最大点に対応するひずみの大きさ，張力を除去したときの I_c の回復，I_c 特性の永久的劣化が生じるひずみの大きさ，および張力印加前の状態における I_c 劣化などについて組織的な検討を行ない，熱収縮率の差に基づく圧縮応力が Nb_3Sn 層に働く結果 I_c が劣化すること，従って外部から張力を印加してその圧縮応力を除去すれば I_c が増加することなどを明確にした。そしてそれらの結果からブロンズマトリックスとニオブコアの比を 7～15 程度にすると，従来 Nb_3Sn 超電導線は 0.2% 程度のひずみが限度であると指摘されてきたのに対し，1%程度のひずみまで特性が劣化することなく使用できるという実用面からみて飛躍的に特性が向上することを明らかにした[14]。



第 3.1 図　実験装置の概念図

3.2.1　実験装置・方法および試料

超電導試料に単軸の張力を加える装置の概念図を**第 3.1 図**に示す。この装置は超電導線に垂直方向の磁界を印加するための分割形超電導マグネット（ギャップ間隔約 19 mm，コイル内径約 51 mm，コイル定数約 0.1487 T/A），それを収納するための金属性クライオスタット，単軸張力を与えるための引張り試験機（インストロン社製，最大荷重約 4,500 kg），および超電導線のひずみを測定するためのひずみゲージから構成されている。同図にみられるように超電導線試料（長さ約 30 cm）の一端はクライオスタットのフランジに固定されているステンレススチール製の支柱の底辺に自在接手を介して固定され，他端は引張り試験機につながれた可動棒（材質 G-10）に固定された。自在接手は引張りを受けた試料が鉛直方向を向くようにするためのものである。この節で述べる一連の実験では印加磁界の大きさは一定の 4T である。試料の臨界電流の決定は，ほぼ 40 mm の電圧タップ間に約 1 μV の電圧が現われた点とし，臨界電流密度はそれを Nb_3Sn 層の断面積（厳密にはスズとニオブの反応層の断面積）で除し

て求めた。低温で試料のひずみを測定するのは大変困難であるが，ここでは第 3.1 図に示すようにひずみゲージを張り付けた2枚のたわみ板（間隔は約 12.7 mm，材質は Cu+2 wt% Be）を試料にハンダ付けして，そのたわみ板が試料の伸びに応じてたわむ量からひずみを決定した。ゲージの感度は約 0.4 mm/mVで精度は約 ±1 μm である。温度補償のため2枚のたわみ板の表および裏に各1ケづつ合計4ケのひずみゲージを張り付けブリッジを構成した[15,16]。試料の電磁特性はひずみに対し非常に敏感である。従って，引張り試験機に取付けるときも，また電流供給リードの取付けにおいても細心の注意を払う必要がある（決してわずかな曲げさえ与えてはならない）。そのため電流供給リードは薄い Nb_3Sn テープを用いた。

以上述べた装置で次の手順で実験が進められた。まず，張力を加える前の臨界電流を求め，つぎに引張り試験機により徐々に力を印加していき途中何点かで掃引を停止し，そこで臨界電流を求める。またこのうち数点では掃引を停止するだけでなく印加した張力を零とし，その状態でも臨界電流が求められた。第 3.1 図にみられるように空間的な制約からひずみゲージの位置と電圧タップのそれは異なっている。従って，厳密に言うと臨界電流を求めている点のひずみが測定されていないことになる。そこで正確を期すため全ての場合について2ケ以上の試料の I_c のひずみ依存性を求め，試料のばらつきの範囲内でほぼ同じ結果であることを確認した。

使用した試料は**第 3.1 表**に示すようにブロンズとニオブコアの比が 1.1：1 から 44：1 までの5種類である。この値は，線引きする前のニオブロッドとブロンズ円筒（Cu-13 % Sn）の断面積比であり，従っていわゆる公称値である。しかし，線引き過程でのブロンズの流れはほとんどないとみてよく，最終径での両者の断面積比はほぼ公称値と同じと考えられる。Nb_3Sn 層の厚さの影響も調べるため，それぞれについて，725℃ で6時間，15 時間および 64 時間の熱処理を行なった。そのときの Nb_3Sn 層の厚さはそれぞれ約 1.5 μm，3 μm および 7 μm である。

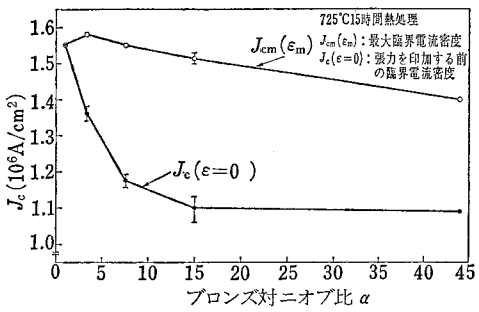
第 3.1 表　Nb_3Sn 超電導線の諸元

試料番号	線　径 (mm)	ニオブ芯の直径* (mm)	ブロンズ対ニオブの断面積比 (α)
# 1	0.203	0.14	1.1/1
# 2	0.254	0.12	3.4/1
# 3	0.330	0.11	7.6/1
# 4	0.406	0.10	15 /1
# 5	0.406	0.06	44 /1

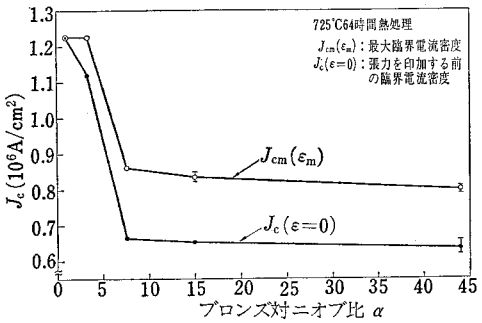
* この値は線径と α の値から算出した。

3.2.2　圧縮応力による臨界電流の劣化

第 3.1 表に示す5種類の試料を用いて張力を印加する前の臨界電流〔$J_c(\varepsilon=0)$ と記す〕の α（ブロンズ対ニオブの断面積比）依存性を求めた結果を 725℃ で 15 時間熱処理した試料に



第 3.2 図　ブロンズ対ニオブ比による臨界電流密度の変化

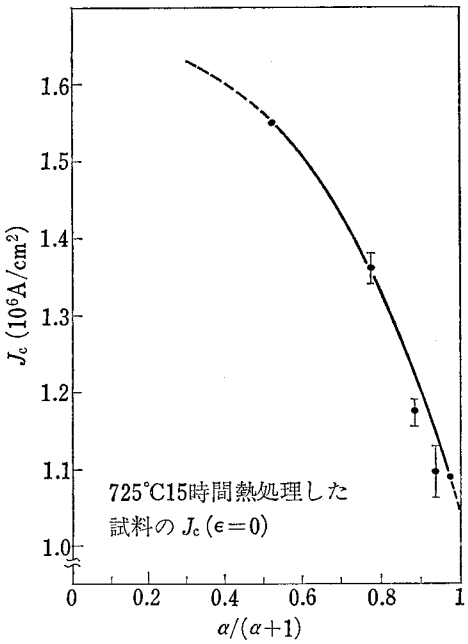


第 3.3 図　ブロンズ対ニオブ比による臨界電流密度の変化

ついて第 3.2 図に，725℃ で 64 時間熱処理した試料について第 3.3 図に示す。両図から J_c ($\varepsilon=0$) は α とともに大きく減少するが，α が 15 程度以上では大きな低下は見られなくなることが分る。この $J_c(\varepsilon=0)$ の低下の原因を考察してみる。ブロンズとニオブ（および Nb_3Sn）の熱収縮率は異なり前者がかなり大きい。従って，熱処理温度である 725℃（約 1,000 K）から 4.2K までの冷却の過程でブロンズから相当の圧縮応力を受けることになるであろう。さて，熱収縮の過程でブロンズ，ニオブとも塑性変形を受けないと仮定すると熱収縮によりニオブに加わる圧縮応力は簡単に計算でき，

$$P_c = E_y \Delta T_r (a_M - a_C) \{\alpha/(\alpha+1)\} \tag{3-2}$$

となる。E_y はヤング率でブロンズとニオブで同じと近似している。a_M，a_C は両者の線膨張



第 3.4 図　$J_c(\varepsilon=0)$ の圧縮応力依存性

率，ΔT_r は熱処理温度から 4.2K までの温度差で，この試料の場合 $\Delta T_r \approx 1,000$K である。いま，第 3.2 図の J_c ($\varepsilon=0$) を (3-2) 式の圧縮応力 P_c に比例する $\alpha/(\alpha+1)$ の関数として整理すると**第 3.4 図**のようになり，圧縮応力の 2 乗に近い形で J_c が低下していく傾向がうかがわれる。熱収縮の過程でブロンズは伸びひずみを，ニオブおよび Nb_3Sn は圧縮ひずみを受けその大きさは反応温度を T_{react} とすると，

$$\epsilon=\frac{\alpha}{\alpha+1}\int_{4.2}^{T_{react}}(a_M-a_C)dT \tag{3-3}$$

となる。ブロンズとニオブの組合せの場合，この ϵ は 1% 程度にも達するため α が大きい試料では必ずしも弾性限界内にはなく，従って圧縮応力とひずみは比例しないが，α が小さい範囲では成り立つと考えてよいであろうから，第 3.4 図は $J_c(\varepsilon=0)$ 対ひずみの関係と近似的にみることができよう。即ち，$J_c(\varepsilon=0)$ はひずみが大きくなると，ほぼその 2 乗に近い形で減少していくと考えられる。

Testardi[6]は現象論的な理論により化合物系超電導体の臨界温度のひずみ依存性を解析しており，その概要は次のとおりである。臨界温度 T_c をひずみ ϵ の関数として展開すると，球対称の場合，

$$\begin{aligned}T_c(\underline{\epsilon})&=T_c(0)+\underline{\Gamma}\underline{\epsilon}+\frac{1}{2}\underline{\epsilon}\underline{\underline{\Delta}}\underline{\epsilon}\\&=T_c(0)+\Gamma_1\left(\frac{V}{V_0}-1\right)+\frac{1}{2}\Delta_{11}(\epsilon_1^2+\epsilon_2^2+\epsilon_3^2)\\&\quad+\Delta_{12}(\epsilon_1\epsilon_2+\epsilon_2\epsilon_3+\epsilon_1\epsilon_3)+\frac{1}{2}\Delta_{44}(\epsilon_4^2+\epsilon_5^2+\epsilon_6^2)\end{aligned} \tag{3-4}$$

ここで，$\underline{\Gamma}$ は 1×6 の行列でその成分は，

$$\Gamma_i=\partial T_c/\partial\epsilon_i$$

$\underline{\underline{\Delta}}$ は 6×6 の正方行列で，

$$\Delta_{ij}=\partial^2 T_c/\partial\epsilon_i\partial\epsilon_j$$

である。また，$\underline{\epsilon}$ は 6×1 のひずみ行列であり，体積一定でテトラゴナルなひずみを受ける場合は，

$$\underline{\epsilon}=\left(\frac{2}{3}\delta,\ -\frac{1}{3}\delta,\ -\frac{1}{3}\delta,\ 0,\ 0,\ 0\right) \tag{3-7}$$

となる。ただし，

$$\delta\equiv c/a_l-1 \tag{3-8}$$

で，c は結晶の主軸，a_l は格子間隔である。従って，テトラゴナルなひずみの場合は (3-4) 式と (3-7) 式より，

$$T_c(\delta)-T_c(0)=\frac{1}{3}(\Delta_{11}-\Delta_{12})\delta^2 \tag{3-9}$$

なる関係式を得，ひずみを受けることによる臨界温度の変化量 $\Delta T_c(\delta)=T_c(\delta)-T_c(0)$ は δ の 2 乗に比例することが指摘される。$\Delta T_c(\delta)$ の符号は Δ_{11} と Δ_{12} の大小によって決まり，

多くの化合物系超電導体では $\Delta_{12}>\Delta_{11}$ であるため，$\Delta T_c(\delta)$ は負の値である。しかも ϵ_t の正負にかかわらず負であるから，圧縮ひずみ，あるいは引張りひずみのいずれによっても臨界温度は減少するといえる。この理論は，Luhman ら[16]が Nb_3Sn 超電導線を用いて圧縮応力により臨界温度が減少すること，また引張り応力によってもそれが減少することを示しており，実験による裏づけがなされている。

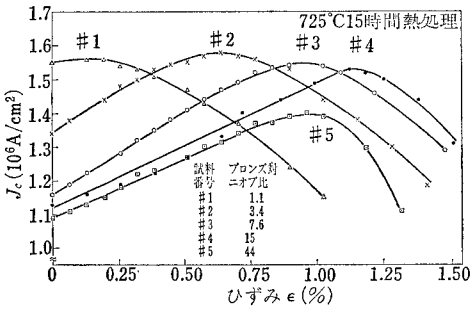
臨界電流は磁束線のピン止め力の大きさに比例する。そしてピン止め力は Anderson[17]によるとおよそ $\mu_0 H_c^2/2$ に比例するとされている。一方，H_c は良く知られているように次式で与えられる。

$$H_c = H_0\left\{1-\left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right\} \tag{3-10}$$

上式は T を例えば 4.2K に固定すると，臨界温度が小さくなるにつれ H_c は減少することを意味している。従って，これらの検討から臨界温度が減少するとそれに応じて臨界電流も小さくなることがわかる。しかし，臨界電流はこのようなバルクな超電導体の電磁特性の変化にのみ依存する訳ではなく，ピン止め中心の大きさという物理的寸法にも依存する。もし後者の依存性の方が強ければ臨界温度と臨界電流の相互の依存性は明確でなくなる。従って，その場合は圧縮ひずみによって臨界温度が減少するから，それに応じて臨界電流も減少するとは言えない。しかるに後で示すように，臨界温度のひずみ依存性と臨界電流あるいは臨界磁界のそれが非常に類似していることから，圧縮応力又は引張り応力はピン止め中心の物理的寸法あるいは分布には殆んど影響を与えないものと推定される。従って，第 3.2 図又は第 3.3 図に示した臨界電流密度の α 依存性は，熱収縮率の差によってブロンズから Nb_3Sn 層へ圧縮応力が働いた結果 T_c が減少し，それが原因でピン止め力が低下したためと考えられる。

3.2.3 臨界電流増加現象の検討

圧縮応力によって臨界電流が劣化しているとし，かつ圧縮により超電導体が物理的な障碍を受けてないとすると，外部から張力を加えてその圧縮応力を除去すると臨界電流が増加するものと考えられる。そこで，725℃ で 15 時間熱処理した No. 1 から No. 5 までの試料に引張

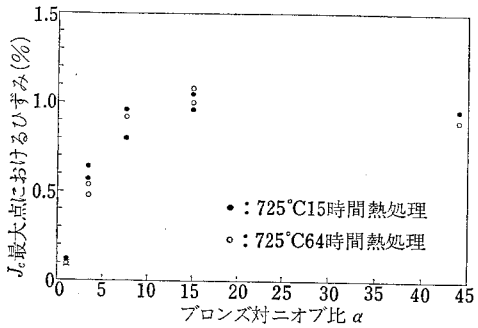


第 3.5 図 引張りひずみによる単心 Nb_3Sn 超電導線の臨界電流密度の増加

り試験機により張力を加えたとき臨界電流がいかに変化するか調べた結果を**第 3.5 図**に示す。α が大きいほど熱収縮の差による圧縮ひずみは大きい。即ち，圧縮ひずみを除去するには外部より加えるひずみは α が大きい試料ほど大きくなくてはならない。第 3.5 図には外部から加える引張りひずみが増すと J_c が放物線的に増加し，あるひずみの点で J_c が最大となったのち再び J_c が放物線的に減少する傾向をたどることが明確に示されている。この実験結果から次のことが言える。最初 J_c は圧縮ひずみによって劣化しているが，張力の印加によりそのひずみが除去される結果 J_c は増加する。そしてあるひずみ点で圧縮ひずみと引張りひずみは同じになり，軸方向のひずみは零となる。この点で J_c は最大となり，さらに張力を増すと Nb_3Sn 層には引張りひずみ（J_c 最大以前に加えていた引張りひずみは Nb_3Sn 層からみれば，みかけの引張りひずみで，その層はまだあくまで圧縮ひずみを受けている。一方，J_c 最大を過ぎると圧縮ひずみは完全に除去されているからこの段階で加えられる引張りひずみは純粋な引張りひずみとなる）が生じ，T_c の振舞いと同様に J_c も減少し始める。J_c の増加および減少特性は Testardi による T_c のひずみ依存性の理論とほぼ同様に圧縮および引張りひずみのいずれに関してもほぼ放物線的な形で減少する。

ここで注目したいのは J_c 最大値は α の値によらずほぼ同じということである（α とともにわずか低下する）。この結果を第 3.2 図および第 3.3 図に $J_{cm}(\varepsilon_m)$ の形でプロットする。第 3.3 図に示す $J_{cm}(\varepsilon_m)$ は α により異なっているがこの原因は後で述べる。この結果は，圧縮応力によって J_c は劣化するが少なくともこの程度の圧縮ひずみ（第 3.5 図から最大圧縮ひずみは No. 4 試料で約 1.1%）の範囲では Nb_3Sn 層は物理的な障害を受けていないことを示している。しかし，No. 5 試料は α が最も大きいにもかかわらず J_c 最大点のひずみが No. 4 試料より小さいのは圧縮による障害かとも想像されるが次節で述べる理由で恐らくそうではないであろう。このようにかなり大きな圧縮ひずみを加えて J_c を劣化させても，その圧縮応力を除去すると J_c が回復するという現象はあとで検討するように工学的応用として極めて有用なものである。

さて，**第 3.6 図**には J_c が最大になる引張りひずみの大きさを示す。この結果より，ブロンズとニオブの比 α を 7～15 程度にすると外部から加える引張りひずみの大きさが 1 %程度に



第 3.6 図　臨界電流密度が最大になるひずみのブロンズ対ニオブ比依存性

なるまで J_c が増加することが示されており，耐張力的にみて非常に強い Nb_3Sn 超電導線の実現の可能性を示唆している。

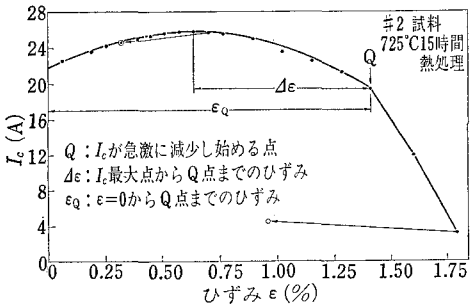
最後に第 3.2 図で $J_{cm}(\varepsilon_m)$ が α とともにわずかづつ低下する原因を述べておく。熱収縮の差によってブロンズから Nb_3Sn 層に働く圧縮力は軸方向と半径方向の 2 種類が存在する。前者の大きさは，(3-2) 式で与えられ，それに対し後者は次式の近似式で示すように前者の約 1/2 の大きさである。

$$P_\sigma \simeq E_y \Delta T_r \left(\frac{a_M - a_C}{2}\right)\left\{\frac{\alpha}{\alpha+1}\right\} \tag{3-11}$$

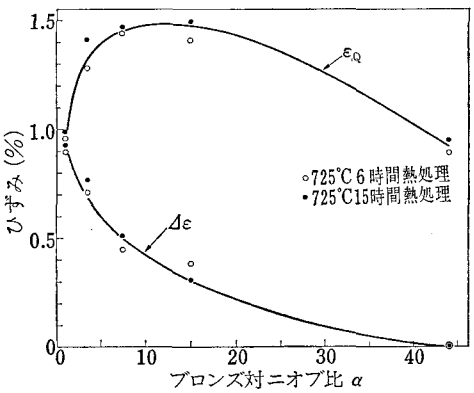
軸方向圧縮力は前述のように軸方向に張力を印加することにより除去できるのに対し，半径方向の圧縮力は除去できない。従って，(3-11) 式で示されるように α とともに半径方向の圧縮力が大きくなり，その結果 $J_{cm}(\varepsilon_m)$ が低下するものと考えられる。

3.2.4 応力による構造欠陥

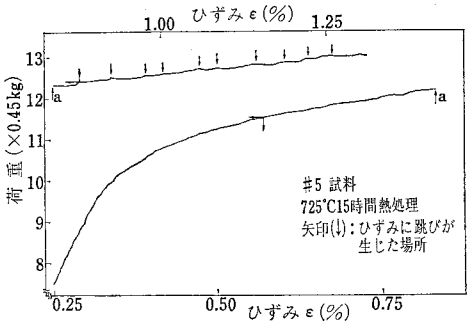
固体拡散法による Nb_3Sn は圧縮力に対してはかなり強いことを示した。しかし逆に張力に対してはそれほど強くない場合がある。第 3.5 図で明らかなように，No. 2 試料では J_c 最大点を境に左右ほぼ対称である。即ち，圧縮力あるいは張力いずれにおいても J_c 劣化特性はほぼ同じである。一方，No. 3, No. 4 試料では α が大きくなるにつれ，圧縮ひずみ側では J_c が単調に減少していくひずみの幅が少しづつ大きくなるのに対し，引張りひずみ側では逆に小さくなる。引張りひずみ領域において，$\Delta\varepsilon$（第 3.7 図に示すように I_c 最大点から I_c が急激に劣化し始める点までのひずみの幅）の α 依存性を，725℃ で 6 時間および 15 時間熱処理した 2 種類の試料について第 3.8 図に示す。なお，第 3.7 図の Q 点は I_c が急激に劣化し始めるひずみの値を示している。同図より，α が大きくなるほど $\Delta\varepsilon$ は急速に小さくなること，換言すれば α が大きくなると引張りひずみに対して弱いことが分る。ε_Q は Q 点までの圧縮ひずみと引張りひずみの和であり，ほぼ 1 %以上であるため，α にかかわらず外部から



第 3.7 図　引張りひずみによる臨界電流の変化

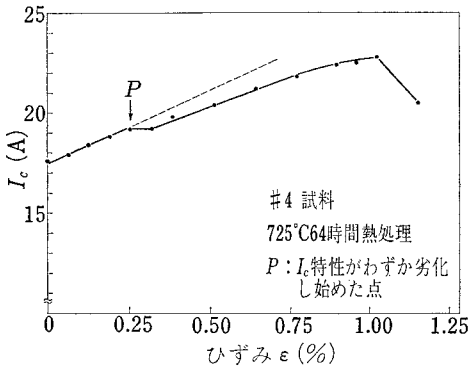


第 3.8 図　ブロンズ対ニオブ比を変えたときの $\Delta\varepsilon$ および ε_Q の変化

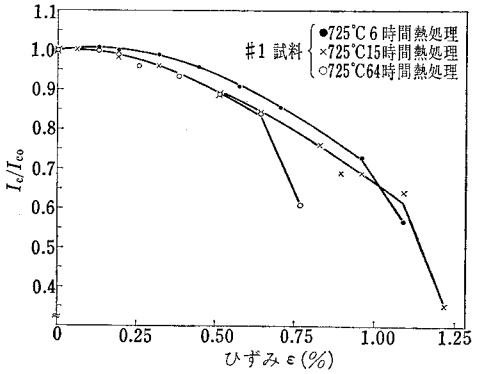


第 3.9 図　応力-ひずみ曲線

加える引張りひずみが1％程度までは臨界電流に急激な劣化が起らないことが分る。しかし，α が 7～15 では ε_Q は 1.4% 以上ともなり，前にも述べたようにその範囲の α 値に選ぶと最も良い特性が得られる。このように α が大きくなると $\Delta\varepsilon$ が非常に小さくなる原因として Nb_3Sn 超電導体そのものが張力に対して弱いからと考えるよりも別の要素が絡む結果であると考えるのが妥当のように思われる。No. 5 試料は α が最大のため，J_c 最大点のひずみは少なくとも No. 4 試料のそれより大きくなくてはならない。しかし実際はそれよりかなり小さく，圧縮ひずみが十分除去されていない段階で再び J_c が低下している。**第 3.9 図**に示す No. 5 試料の応力-ひずみ特性から分るように1％前後のひずみから同図の矢印で示す位置においてひずみに「跳び」，つまりわずかの応力を加えるだけで極端にひずみが増加するという現象が観測された。これは，いわゆる「のこぎり歯」状の応力-ひずみ特性[18]と類似の現象と考えられるが，恐らくブロンズと Nb_3Sn 層の境界にある種のすべりが生じた結果と考えられる。この結果 Nb_3Sn 層にクラックなどの欠陥が生じ，圧縮ひずみが除去される前に J_c の劣化が生じたのであろう。従って，この場合 J_c の劣化の原因は引張りひずみそのものではなく境界のすべり現象が原因といえよう。α が大きくなるほど張力に対し弱いという原因もほぼこれと同じではないかと推定される。



第 3.10 図　引張りひずみによる臨界電流の変化



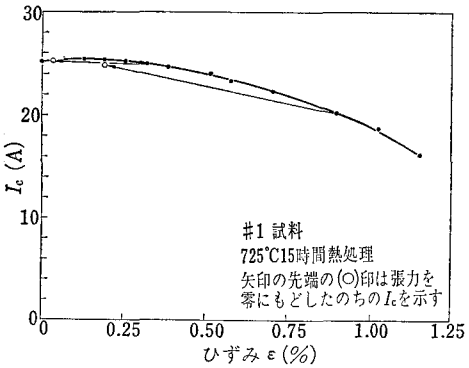
第 3.11 図　種々の熱処理をした Nb_3Sn 超電導線の I_c/I_{c0} 対ひずみ特性

Nb_3Sn 層が厚くなっても類似の現象が起るようである。725℃ で 64 時間熱処理して Nb_3Sn 層の厚さを約 2.3 倍にした試料の臨界電流のひずみ依存性を**第 3.10 図**に示すが，同図の P 点で示す位置で I_c がわずか劣化している。その結果本来点線のような曲線をとると考えられるのに対し実線のようになるため $J_{cm}(\varepsilon_m)$ が小さくなる。第 3.3 図で α が大きくなると $J_{cm}(\varepsilon_m)$ が急に小さくなったのはこの原因による。**第 3.11 図**には試料の Nb_3Sn 層の厚さを種々変えたときの I_c 対 ε 特性を示しているが，その層が厚くなるとやはり $\Delta\varepsilon$ は小さくなる傾向である。

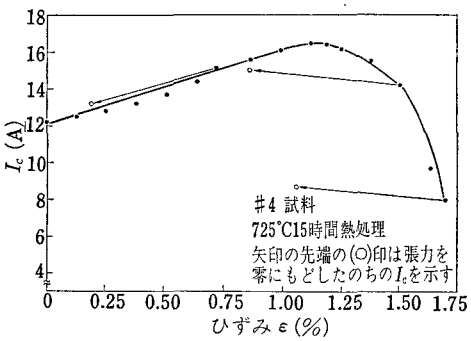
以上の結果から，ニオブに対するブロンズの比が大きくなる，あるいは Nb_3Sn 層が厚くなるとブロンズと Nb_3Sn 層の境界でのすべり現象などが原因でクラック等の構造欠陥が生じ I_c 特性を悪くするものといえよう。

3.2.5 臨界電流の回復

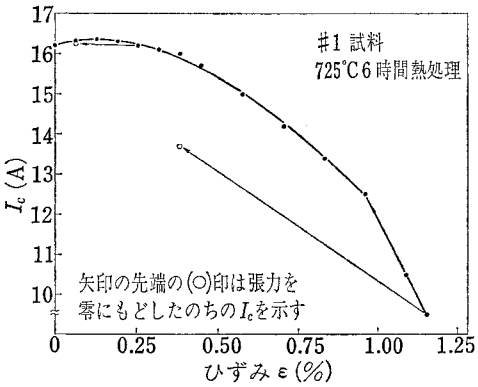
マグネット巻線の場合，その励磁あるいは減磁により巻線には張力が生じたり取り除かれたり，張力の繰返しを経験することになる。従って，超電導線のひずみ対 I_c 特性においても，ある張力を印加したのちそれを零にもどしたときの I_c の振舞をはあくしておくことは非常に重要となる。**第 3.12 図**および**第 3.13 図**にはブロンズとニオブの比 α が異なる No. 1 と No. 4 の試料（両者とも 725℃ で 15 時間熱処理）について，数点で印加した張力を除去したときの臨界電流の回復の様子を示す。同図中○印に対応するひずみは張力を零にしたときの残留ひずみである。また矢印の起点はその点までひずみを加えたのち張力を零にもどした場所を意味している。両図から，I_c が放物線的に増加あるいは減少する範囲内では張力を取去るとほぼもとの曲線に一致する I_c まで回復する（この場合を以下では I_c は可逆と呼び，回復しない場合を I_c は非可逆と呼ぶ)。しかし第 3.13 図に見られるように，I_c が急激に減少する領域では張力を取去っても I_c は回復せず，相当の減少分が残る。この点に関しては Nb_3Sn 層の厚さの影響はあまりなく，725℃ で 6 時間および 64 時間熱処理した No. 1 試料に対して**第 3.14 図**および**第 3.15 図**に示すように，いずれも I_c がゆるやかに増加あるいは減少し



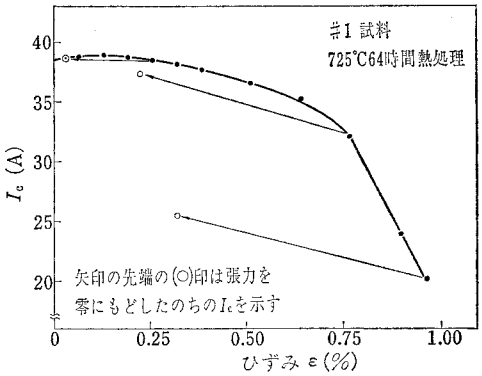
第 3.12 図　張力除去後の臨界電流の回復特性



第 3.13 図　張力除去後の臨界電流の回復特性



第 3.14 図　回復電流におよぼす Nb_3Sn 層の厚さの影響



第 3.15 図　回復電流におよぼす Nb_3Sn 層の厚さの影響

ている範囲内では I_c は可逆であるが，一方 I_c が急激に減少する領域では I_c は非可逆となる。第 3.13 図に示す No. 4 試料の場合，約 1.5% もの大きなひずみを加えた後でさえ I_c が可逆であるということは，高耐張力特性という観点から非常に重要な意味をもつ。しかし，張力の印加および除去を多数回繰返す疲労劣化試験も実用上重要であり，今後確認していく必要があるが，Ekin[19]が指摘しているように I_c が可逆であるひずみの範囲内では数万回の繰返し張力を印加しても I_c の減少がみられなかったという報告もあることから推測して，ブロンズとニオブの比を適当に構成することにより 1.5% 程度のひずみまで安全に使用できる場合もあると考えられる。

3.2.6　マグネットの最適通電電流の検討

通常，電磁力が働くと臨界電流が低下するためマグネットの動作電流は短線試料の臨界電流より低く設計しなければならない。しかし前節までで検討したように応力が働くと臨界電流が増加する，つまり $\partial I_c/\partial\sigma$（$\sigma$：応力）が正となる特性をもたすことが可能である。特にブロンズとニオブの比 α を 7～15 に選ぶとかなり大きい引張り応力の点まで $\partial I_c/\partial\sigma$ を正にすることができる。このような場合，マグネットの最大動作電流を短線試料の臨界電流より大きくすることが可能である。以下では，

$$\partial I_c/\partial\sigma>0 \tag{3-12}$$

が成立する場合のマグネットの最適動作電流を検討する。

ひずみと応力は常に比例する訳ではないが，前節で用いた No. 1～No. 5 試料の場合の実測[16]によると 0.6% 程度のひずみまでは近似的に両者は比例するので，ここでは，

$$\sigma\propto\varepsilon \tag{3-13}$$

なる関係が成立する場合を考える。第 3.5 図で明らかなように特に No. 1～No. 4 試料では I_c のひずみ依存性はかなり正確に，

$$I_c=I_m\left\{1-a_\varepsilon\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_m}-1\right)^2\right\},\qquad \varepsilon\geq 0 \tag{3-14}$$

の形で表わすことができる。ここに，I_m は最大臨界電流，ε_m は I_m に対応するひずみ，および a_ε は係数である。マグネットの動作電流が最も厳しく規定される場所は巻線の最内層でかつ軸方向の中心部あたりであろう。そこでの磁束密度を B，通電電流を I とすると 1m あたり半径方向の力は，

$$F_e = BI \tag{3-15}$$

となる。その巻線の半径を R とするとそのとき発生する張力は (3-1) 式から求まる。導体の断面積を A とすると電磁応力は，(3-1) 式，(3-15) 式より，

$$\begin{aligned}\sigma_L &= f_t/A \\ &= RBI/A\end{aligned} \tag{3-16}$$

である。$B \propto I$ であるので，c_σ をある定数とすると，

$$\sigma_L = c_\sigma I^2 \tag{3-17}$$

とおくことができる。(3-13)，(3-14)，および (3-17) 式より

$$I_C = I_m\left\{1 - a_\varepsilon\left(\frac{c_\sigma I^2}{\sigma_m} - 1\right)^2\right\} \tag{3.18}$$

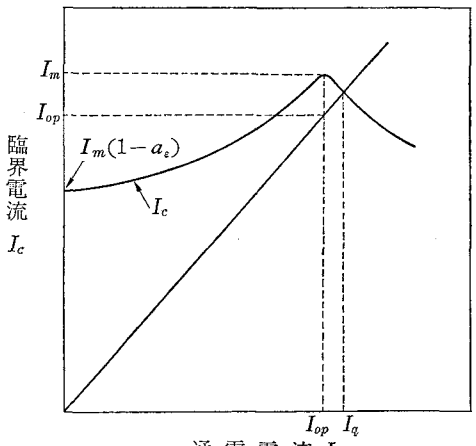
となる。ここに，σ_m は ε_m に対応する応力で各試料により一定の値をもつ。I_c が I_m に等しくなるときの通電電流 I_{op} は (3-18) 式より，

$$I_{op} = \sqrt{\frac{\sigma_m}{c_\sigma}} \tag{3.19}$$

となる。いま，導体の臨界電流と通電電流の差を $\Delta I_c(=I_c - I)$ とおき，$\partial \Delta I_c/\partial I$ を求めると，

$$\frac{\partial \Delta I_c}{\partial I} = \frac{4\, a_\varepsilon c_\sigma I_m}{\sigma_m} I\left(\frac{c_\sigma I^2}{\sigma_m} - 1\right) - 1 \tag{3-20}$$

を得る。これは，$I \leq I_{op}$ なる領域では常に負である。即ち，模式図で示すと**第 3.16 図**のように I_c は常に通電電流より大きいことを意味する。同図で，$I_m(1-a_\varepsilon)$ は通電電流が零のときの導体の臨界電流で，この値は短線試料の臨界電流に等しい。a_ε の値は第 3.5 図において，



第 3.16 図　通電電流と I_c の関係

α が 7～15 の試料で約 0.35 である。さて，以上の検討から望ましい通電電流の範囲は，

$$I_m(1-a_\varepsilon)<I\leq I_{op} \tag{3-21}$$

であるといえよう。もちろん，第 3.16 図の I_q まで可能ではあるが，安定性の観点から臨界電流の余裕を見込むのが普通であり，その意味で (3-21) 式の範囲にすべきと考えられる。その余裕のとり方はマグネットごとで異なり一義的には決まらない。

以上の検討で $\partial I_c/\partial\sigma$ が正の場合はマグネットの定格運転電流を短線試料より大きくしうることを示したが，このような現象は実際に観測されており[20]，Nb_3Sn 超電導線で巻いたマグネットのクエンチ電流（この電流は第 3.16 図の I_q に対応すると考えられる）は短線試料の臨界電流値をかなり上回る結果が得られている。

前にも述べたように臨界温度も (3-14) 式とほとんど同じ形で表わすことができるため，上の解析と同様の方法で電磁力とともに臨界温度が増加することが示される。従って，いわゆる臨界温度の余裕をあまり損うことなく，定格運転電流を $I_{op}\geq I>I_m(1-a_\varepsilon)$ なる範囲で選ぶことができる。最後に，最大通電電流が I_m のように考えられがちであるが，マグネットの場合は第 3.16 図よりそれは I_q となることを指摘しておきたい。

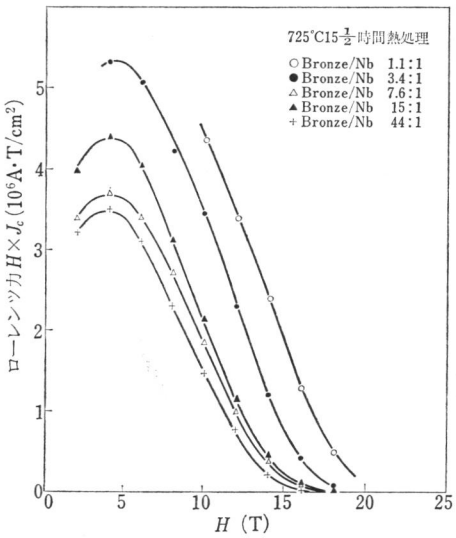
3.3　超電導線の臨界磁界の応力依存性

実用の Nb_3Sn 超電導線の臨界磁界は 22～25 T という値であるためその測定は大変難しい。現在のところこのような高磁界を直流的に発生し得る唯一のマグネットは M.I.T. 大学の国立磁石研究所にあるビッターマグネットで最高 23.5T を発生することができる。しかし励磁に要する電力は大変大きく 1 万 kW にもなる。この磁石は直流で高磁界を発生できるという点で大変有用なものであるが，磁界発生空間が小さい（約 32 mm）という短所もある。

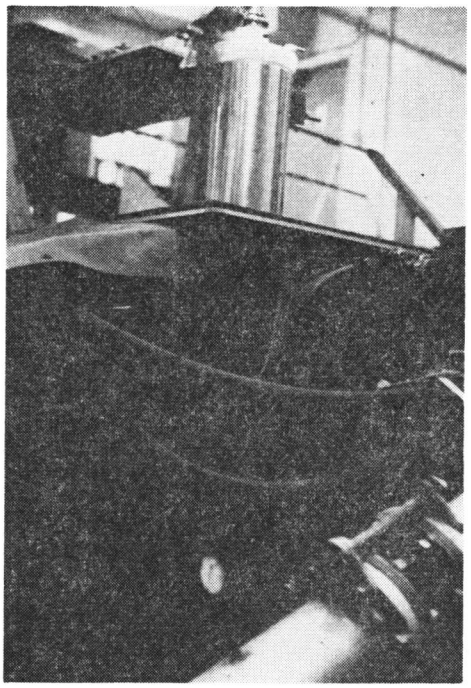
著者らはこの装置を用いてブロンズ法による単心 Nb_3Sn 超電導線の臨界磁界 H_{c2} の応力依存性を調べた。引張り試験機を装備するのは大変困難であるので，間接的方法で応力依存性を求めた。即ち，ブロンズとニオブの熱収縮の差によって Nb_3Sn 層に圧縮力が働くことを利用して，種々のブロンズ対ニオブ比 (α) をもつ試料の H_{c2} を求め，その比に対する H_{c2} の関係を解析することにより応力依存性を明らかにすることを試みた。

3.3.1　試料，実験方法および結果

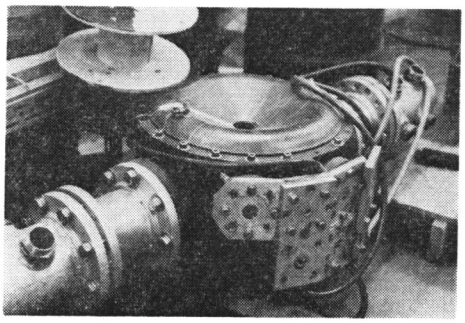
用いた試料は前節の第 3.1 表の試料と同じ寸法，熱処理および α をもつ 5 ケの試料である。ここでは，725℃ で 15 時間および 64 時間熱処理した試料について種々の磁界下で臨界電流が測定された。方法はある磁界（試料に垂直）を印加しておき，その後試料にゆっくり電流を供給し電圧タップに約 1 μV の電圧が発生するときの電流を臨界電流とするものである。このようにして得た結果をローレンツ力（ピン止め力に等しい。符号は逆）の形に書きなおし，それを印加磁界に対しプロットした。得られた結果を**第 3.17 図**に示す。なお，本実験ではビ



第 3.17 図　ピン止め力の磁界依存性



(a)



(b)

第 3.18 図　ビッターマグネットにクライオスタットを装着した状態（a）．写真（a）の下方の暗い部分には写真（b）と類似のビッターマグネットが設置されている

ッターマグネットの不調のため最高磁界は 18 T であった。上述のようにブロンズ法による Nb_3Sn の H_{c2} は 22～25 T であるため，直接的に H_{c2} は求められないので実験データから外挿するしかないが，同図より明らかなように曲線は非常にゆっくりと横軸に漸近する特性で

あり外挿するのがむつかしく，別の方法が必要となる。それについてはあとで述べる。第 3.17 図は，α が大きくなるほどローレンツ力も H_{c2} も小さくなることをはっきり示している。即ち，熱収縮の差に基づく圧縮力により H_{c2} がかなり影響を受けることが理解される。725℃ 64 時間熱処理した試料もほぼ同様の特性を示した。**第 3.18 図**にはビッターマグネットにクライオスタットを装着している状態の写真を示す。下方の暗い部分には同図（b）に示すと類似の 23.5T ビッターマグネットが設置されている。

3.3.2 応力依存性の検討

固体拡散法で製作した Nb_3Sn 超電導線のピン止め力は，最大ピン止め力より高磁界側の領域でかなり正確に，

$$F_p/F_{p\max}=h^{1/2}(1-h)^2 \tag{3.22}$$

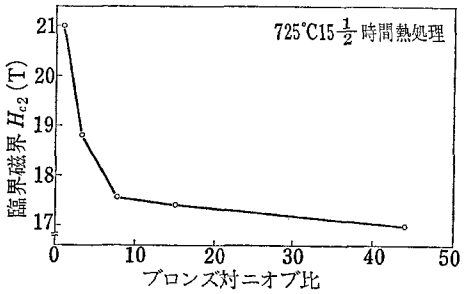
なる形で表わすことができる[21]。ここに，F_p はピン止め力で，h は規格化された磁界で次式で示される。

$$h=H/H_{c2} \tag{3.23}$$

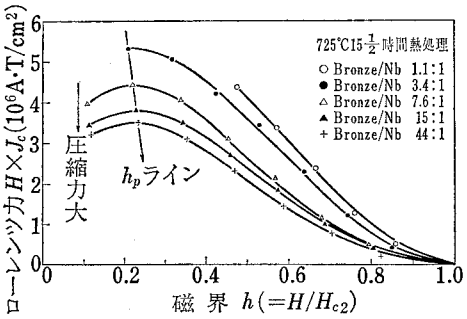
Dew-Hughes によると，(3-22) 式で表わされる曲線の $F_{p\max}$ より高磁界側に存在する変曲点におけるその曲線の接線は横軸（h 軸）と $h=0.84$ の点で交叉する。第 3.17 図を見て分るように外挿から H_{c2} を求めるのは非常に困難であるので，著者は Dew-Hughes の方法を用いて H_{c2} を決定した。なお，(3-22) 式の $F_{p\max}$ は第 3.17 図のローレンツ力の最大値と同一である。即ち，第 3.17 図の各曲線の変曲点で接線を引き横軸と交叉する値を知ることにより，

$$\begin{aligned} H_{c2}&=H/h \\ &=H/0.84 \end{aligned} \tag{3.24}$$

なる関係から H_{c2} を得ることができる。このような方法で求めた H_{c2} を種々の α の値に対しプロットすると**第 3.19 図**のようになる。α が大きくなると急激に H_{c2} は小さくなり，15 程度以上ではその減少は非常に小さくなる。このような傾向は 725℃ で 64 時間熱処理した試料についてもほぼ同じである。この特性は第 3.2 図又は第 3.3 図に示した臨界電流の α 依存性と非常によく一致しており，その場合の結論から第 3.19 図に見られる H_{c2} の減少も熱



第 3.19 図　ブロンズ対ニオブ比による臨界磁界の変化



第 3.20 図 ピン止め力の h 依存性

収縮の差に基づく圧縮応力に起因するものと推定することができる。

良く知られているように H_{c2} は熱力学的臨界磁界 H_c とギンツブルグ・ランダウパラメータ κ によって,

$$H_{c2}=\kappa H_c \tag{3.25}$$

で表わされ, H_c は (3-10) 式のように温度の函数である。前に述べたように, Testardi の理論によると圧縮ひずみのほぼ2乗に比例して臨界温度が減少する。従って, 圧縮応力によって臨界温度が減少し, その結果 H_c が低下, そして (3-25) 式から理解されるように H_{c2} が減少したといえ, 上の推定は妥当であることが分る。

別の観点から圧縮応力による H_{c2} の減少や, 前節で扱った I_c の低下の原因を考察する。上で求めた H_{c2} を用いて, 第 3.17 図のローレンツ力 (ピン止め力) を $h(=H/H_{c2})$ の函数として整理しなおすと**第 3.20 図**の如くなる。同図より, ピン止め力がピークを示す磁界を h_p とすると, α が大きくなるほど, つまり圧縮力が大きくなるほどピーク値が小さくなるのに対し, h_p は大きい方へずれていく。Kramer[22]はピン止め中心に関し解析しており, 一般に弱いピン止め中心は h_p が大きい点でピン止め力にピークが現われ, そのピーク値は小さく, 逆に強いピン止め中心は h_p が小さい点でピン止め力にピークが現われ, かつその値が大きくなるとしている。この理論に従うと, 第 3.20 図はまさに α が大きくなるにつれピン止め中心が弱くなることを示している。このことはほぼ $F_p\propto H_c^2/8\pi$ なる関係より H_c が小さくなることと等価である。この H_c は超電導体に依存するものであり, ピン止め中心のサイズや分布には無関係である。従って, 圧縮応力の増加は超電導体を構成する微結晶そのものに影響を与え T_c を減少させ, そして H_c の低下, それらを介してピン止め力 (I_c に比例するので I_c と考えてもよい) および H_{c2} を低下さすものと考えることができる。

以上の検討から, H_{c2} もほぼ I_c と同様の応力依存性を有することが明らかにされた。従って, もし外部から張力を印加すると, それに応じ H_{c2} は増加しある点で最大値を示すと推定される。近年, 巻線の最大経験磁界として 10 数 T 以上 20 T 程度のマグネットの要求が強くなり始めている。このような高磁界領域では H_{c2} のわずかな増加が臨界電流を大きく改善する (第 3.17 図でみると, 例えば 15T の点で $\alpha=1.1$ の試料の I_c は $\alpha=15$ の試料の 10

倍程度の大きさとなる）ため，この応力による H_{c2} の増加特性をうまく利用，つまり最大定格電流のとき応力対 H_{c2} 特性における H_{c2} が最大近くにくるよう設計すると高磁界マグネットの性能を著しく向上できることが指摘できる。

3.4　超電導線の臨界温度の応力依存性

一般に Nb_3Sn 超電導体などで代表される A-15 型超電導体の臨界温度は化学量論的な組成によるのはもちろんのこと，応力の印加によっても相当の変化を受けることが分っている[18]。そしてブロンズ法で製作した Nb_3Sn 超電導線では，ブロンズとニオブの熱収縮の差が原因で相当の臨界温度の減少が観測されることが報告されている[23]。このように一般に A-15 型超電導体は，静水圧による均質なひずみ以外のひずみ，例えば単軸，テトラゴナルなどのひずみによって臨界温度が低下する。しかし，Testardi はひずみを受けたときの臨界温度に関する現象的理論と，臨界温度近傍の単結晶の弾性定数の測定結果を用いて，V_3Ge 超電導体はひずみを受けるとその2乗の形で臨界温度が増加することを指摘した[6,7]。前に示したように，ひずみを受けたときの臨界温度の変化は (3-9) 式で与えられる。Testardi の測定によると，ひずみによって T_c が減少する例として V_3Si の場合，$\Delta_{11}=-24\times10^4$ (K)，$\Delta_{12}=-5\times10^4$ (K)，$\Delta_{44}=-1\times10^4$ (K)，および $|\Gamma_1|<50$ (K) となる。一方，V_3Ge の場合，$\Delta_{11}=9.4\times10^4$ (K)，$\Delta_{12}=-1.8\times10^4$ (K)，$\Delta_{44}=0.4\times10^4$ (K) および $|\Gamma_1|<45$ (K) である。これらの数値を (3-9) 式に代入すると，V_3Si の場合，

$$\begin{aligned}\Delta T_c &= T_c(\delta)-T_c(0)\\ &\approx -6\times10^4\delta^2 \ (\mathrm{K})\end{aligned} \tag{3-26}$$

となり，一方 V_3Ge の場合，

$$\Delta T_c \approx 4\times10^4\delta^2 \ (\mathrm{K})$$

を得る。従って，V_3Si の場合はひずみにより臨界温度が減少し，一方 V_3Ge では逆に増加することが理解される。後者の特性は V_3Si など他の多くの A-15 型超電導体とは全く異なる振舞いをするため大変興味深いが今まで実験で確認されていなかった。

固体拡散法で製作した V_3Ge の T_c (6.6～7.1 K) は，アーク溶融法で作った T_c (6.35 K) よりかなり高くなるという最近の報告の中で，この原因は化学量論的に良い組成を得たためとしているが[24]，著者らは固体拡散法による V_3Ge の場合，マトリックスからかなり圧縮応力を受けることを考慮して，上で検討した理由で圧縮応力によって T_c が増加することを示す[15]。

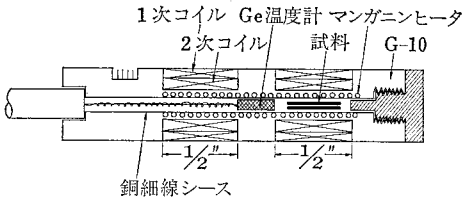
3.4.1　試料および実験方法

実験に使用した試料は**第 3.2 表**に示す4種類である。この試料は，直径が 3.2 mm のバナジウムを外径が 5～13 mm の Cu−10 wt % Ge マトリックス中に挿入し，第 3.2 表に示す最

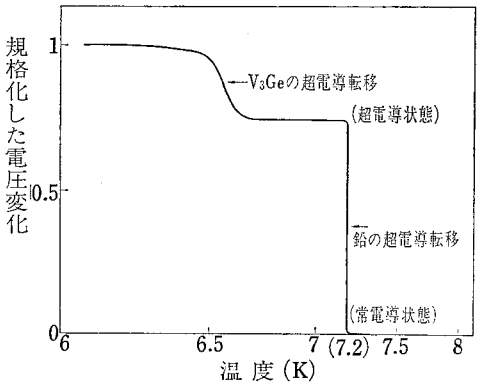
第 3.2 表　V_3Ge 試　料

試料番号	線　径 (mm)	バナジウムコア直径とマトリックス直径の比	熱処理温度，時間
No. 1	0.89	0.294	800℃-200 hr，800℃-400 hr，850℃-200 hr，850℃-400 hr
No. 2	0.89	0.404	〃
No. 3	0.89	0.494	〃
No. 4	0.64	0.530	〃

（註）バナジウムコア直径とマトリックス直径の比は熱処理前の値



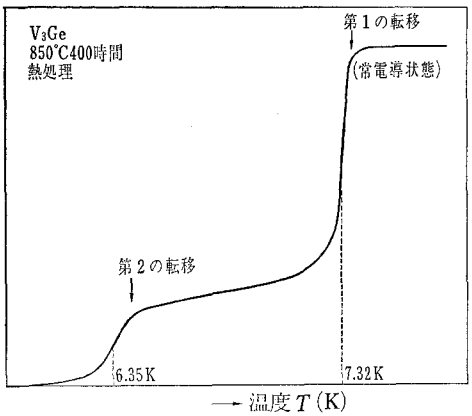
第 3.21 図　誘導法による T_c 測定装置



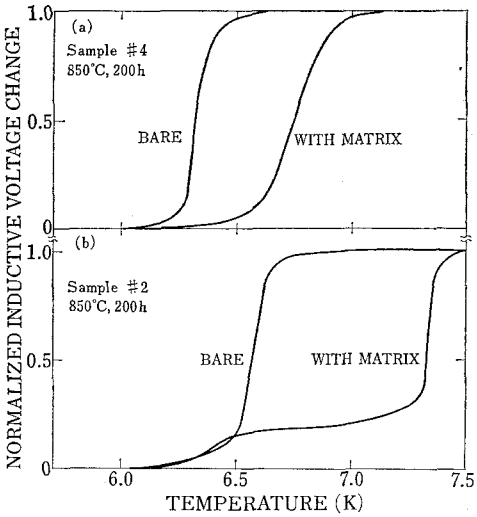
第 3.22 図　鉛の超電導転移例

終線径まで線引きして作られた。その後 V_3Ge を形成するため，石英管中に試料を真空封入し 800℃ 又は 850℃ の温度で 200 時間又は 400 時間の熱処理を行なった。これらの処理により 5～40 μm の V_3Ge 層が形成された。試料の長さは約 6 mm で，後出の第 3.21 図に示される試料室に 1～2 ケセットされる。データの整理の際に用いるブロンズ対バナジウムコア直径比（R_d と記す）は熱処理後の試料の断面の光学顕微鏡写真から求めた。なお，ここでバナジウムコアとは V，V_3Ge，および Ge 成分の多い V-Ge 化合物全体を指す。

超電導転移温度の測定はロックインアンプを用いる誘導法で行なった。この方法は試料に熱を与えないため転移を正確に出すことができる。超電導転移温度は転移幅の中点とした。測定装置を**第 3.21 図**に示す。試料に磁界を印加するための 1 次コイルは各々約 450 ターンで，約 210 Hz の交流電流を供給する。一方，ピックアップコイルとしての 2 次コイルは各々約 4,000 ターンで，両コイルは逆極性に接続し，その出力電圧をプリアンプで 100 倍に増幅しロックインアンプに入力，そしてその出力を X-Y レコーダで記録する。X 軸には Ge 温度計の電圧を入力する。温度の設定はマンガニンヒータで行なう。本方法の精度を確認するため高純度の鉛（99.9999%）の転移温度を観測した結果を**第 3.22 図**に示す。鉛の転移温度は 7.2 K といわれており，この方法で得た値と同じである。また高純度であるため転移は非常に鋭い。なお同図中の左側の転移は同時に求めた V_3Ge の超電導転移である。この場合はいわゆるダーティな超電導体であるから超電導転移に幅が生じる。



第 3.23 図　V_3Ge の超電導転移—2重転移例



第 3.24 図　マトリックスの有無による T_c 変化

3.4.2　V_3Ge の超電導転移温度——マトリックスの影響

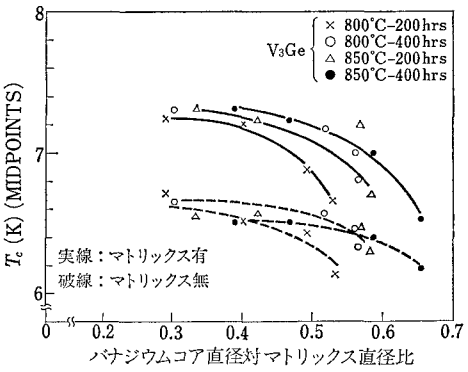
第 3.2 表の各試料を用いて，マトリックスが有る場合と無い場合について転移温度を求めた。通常，マトリックスの除去は化学的エッチングで行なわれるが，V_3Ge は硝酸等に溶けるため，溶融スズでマトリックスを除去するという方法が用いられた。スズが少し残るが，それは塩酸で注意深く溶かし去った。**第 3.23 図**に # 2 試料を 850℃-400 時間熱処理し，マトリックスを除去しないときの超電導転移温度を測定した例を示す。同図の結果は 2 ケの超電導転移のあることを示しているが，この現象は試料の長さ方向の圧縮応力の不均一さに原因があると思われる。即ち，あとで検討するように圧縮応力により T_c がかなり変化するため，この第一の超電導転移は試料の中心部付近の圧縮応力の強い場所で起り，温度の低い領域で現われる第二の転移は圧縮応力がほとんど生じない試料の両端部付近で起るものといえよう（いわゆるエッジ効果と考えられる）。このような 2 重転移現象はマトリックスの割合が多い試料に明瞭に現われる。そして，第二の転移温度はマトリックスを除去した試料の T_c とほぼ同じ値になるという特徴がある。

第 3.24 図には 850℃ で 200 時間熱処理した # 4 試料と # 2 試料についてマトリックスがある場合と除去したときの T_c を示す。同図より次のことが指摘される。（i）同図（a）に示す R_d が大きい，つまりマトリックスの割合が少ない # 4 試料では，マトリックスの有無による臨界温度の差 ΔT_{cp} は比較的小さいが，逆に（b）に示すようにブロンズの割合が多くなると ΔT_{cp} はかなり大きくなる。（ii）上で説明したようにマトリックスの割合が多いと 2 重転移が存在する。しかし，その場合でもマトリックスを除去すると転移は 1 つだけになる。そしてマトリックスが有るときの試料の第二の転移温度と，除去したときの転移温度はほぼ等しくなる。これらのことから，2 重の転移は 2 種類の超電導体が存在しているためではなく，

試料長さ方向の圧縮力の不均一による可能性が非常に強いことが分る。(iii) マトリックスを除去した場合の T_c は前に述べたアーク溶融法による V_3Ge の T_c に近くなる。しかしなお少し高い場合がある。その理由はあとで考察する。以上述べた，(i), (ii), (iii) 項は他の試料についてもほぼ成り立つものである。

3.4.3 臨界温度の応力依存性の検討

前に述べたようにマトリックスとバナジウムコアの熱収縮率の差に起因する圧縮応力が V_3Ge 層に生じ，そのおよその値は (3-2) 式で求めることができる。そこで，ここではマトリックスが有るときと除去したとき（以下では裸線と呼ぶ）の臨界温度の挙動を解析することにより応力依存性を検討したい。第 3.24 図に例示したようにマトリックスが有るときと，それを除去した裸線とでは T_c が大幅に変化し裸線の T_c は低くなる。これらの現象を第 3.2 表に示した種々の熱処理をした #1～#4 の試料（それぞれについて 800 時間で 200 時間，800℃ で 400 時間，850℃ で 200 時間，および 850℃ で 400 時間），合計 16 種類の試料について調べた結果を**第 3.25 図**に示す。同図の実線で示される実測点はマトリックス有りの試料，点線で示す実測点は裸線の T_c である。これらの T_c はいずれも常電導から超電導状態への転移の中点で定義されている。同図で各試料の T_c はかなりばらつきを示すが，(i) 明らかに同一熱処理をした試料であればコア対マトリックスの比にかかわらずある温度差 ΔT_{cp} が存在し，そして常に裸線の T_c が低くなること，(ii) その比が大きくなるほど，つまりマトリックスからの圧縮力が小さくなるほど T_c が低下すること，を示している。この(i)の結論はマトリックスからの圧縮応力が T_c を増加させたことを暗示するが，しかしなおマトリックスの除去が何らかの原因となり裸線の T_c を低下せしめたとも解釈される。しかるに (ii) の結論はマトリックスには何ら手を加えていないので，マトリックスの有無が T_c 変化をもたらすという解釈は否定される。従って，これらの検討からマトリックスから受ける圧縮応力によって V_3Ge の T_c が増加すると考えるのが妥当であろう。つぎに裸線の場合においてもコア対マトリックス比が大きかった試料ほど T_c が低い傾向を示すことが第 3.25 図に見られる。この原



第 3.25 図 臨界温度のマトリックス依存性

因として，マトリックスからの圧縮力によりバナジウムが塑性変形をし，マトリックスを除去してもある一定のひずみが残留することが考えられる。バナジウムコア対ブロンズマトリックス比が大きい場合，コアの受ける圧縮応力は小さく，従って残留ひずみも小さいので臨界温度はあまり増加しない。一方その比が小さいと残留ひずみが大きく，マトリックスを除去しても相当の圧縮応力が V_3Ge 層に働くので臨界温度が高くなる。先にアーク溶融法で製作した V_3Ge 超電導体の臨界温度は 6.35K と述べたが，第 3.25 図の裸線に見られるようにコア対マトリックス比の小さい試料の場合は残留ひずみが小さいので T_c は 6.35K 前後（若干低いのもあるが）に集中している。以上の検討から，V_3Ge 超電導体の臨界温度は圧縮応力によりかなり増加する。従って，ブロンズ法で製作した V_3Ge 超電導体の臨界温度はアーク溶融法等による V_3Ge の臨界温度よりかなり高くなるといえよう。

つぎに，マトリックスから受ける圧縮応力と T_c の関係を Testardi の理論[6,7]に従って検討する。彼の理論によると円筒対称のひずみの場合，

$$\Delta T_{cp}=T_c\ (\text{マトリックスあり})-T_c\ (\text{マトリックスなし})$$
$$\simeq e_{zz}^2\{0.965(1+2\xi)^2+1.53(1-\xi)^2\}\times 10^4\ (\mathrm{K}) \tag{3-28}$$

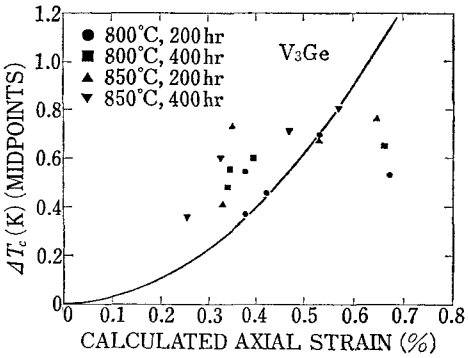
となる。バナジウムコアもマトリックスもともに弾性体であると仮定すると，

$$e_{zz}\simeq\frac{\delta_t R_v E_m/E_c}{1+R_v E_m/E_c} \tag{3-29}$$

となる。ここに，E_m，E_c はそれぞれマトリックスとコアのヤング率，R_v はマトリックス対コアの断面積比である。また δ_t は次式で与えられる熱収縮の差である。

$$\delta_t=\int_{4.2}^{T_{\mathrm{react}}}(\alpha_c-\alpha_m)dT \tag{3-30}$$

ここに $\alpha_{c,m}$ は熱膨張係数である。Cu-Ge の熱膨張係数に関する適当なデータがないので，4～293K までは銅のそれを，また 293～1,200K までは Cu+10% Sn のそれを用いる[26]。また，V_3Ge の膨張係数としてはバナジウムのそれを用いる[26]。その結果，800℃ と 850℃ の熱処理温度の場合 δ_t はそれぞれ 0.925 および 0.984% となる。E_m/E_c の値であるが，実際の弾性係数から求めるとほぼ 1 となるが，Nb_3Sn の残留ひずみの R_v 依存性は E_m/E_c を



第 3.26 図　臨界温度の増分のひずみ依存性

0.29 にとるとよく合うという結果が得られているので[16]，ここでもその値を用いる。これらの数値および，実験に用いた試料の R_v を（3-29）式に代入して軸方向のひずみを求め，それから（3-28）式によりそのひずみに対する ΔT_{cp} を計算した結果を**第 3.26 図**に実線で示す。また，同図には第 3.25 図のマトリックス有りの試料と裸線試料の T_c の差から得た ΔT_{cp} の実測値を種々のマーク（●，■，▲，▼）で記す。Testardi の理論は軸ひずみの 2 乗の形で ΔT_{cp} が増加するのに対し，実測値の ΔT_{cp} の増加は軸ひずみに対し飽和傾向である。この原因として，Nb_3Sn の場合にも見られたように，圧縮応力が増すにつれマトリックスと V_3Ge 層の境界に滑りが生じ，圧縮応力に応じたひずみが V_3Ge 層に働かないことが考えられる。このように ΔT_{cp} の増加傾向は異なるが，計算も実測もいずれも圧縮ひずみ（又は圧縮応力）によって ΔT_{cp} は増加しその値は略々同じであることが分る。

以上より，V_3Ge は Nb_3Sn や V_3Ga 超電導体と異なり圧縮応力によって ΔT_{cp} が増加することが明らかとなった。その結果，固体拡散法によって製作した V_3Ge 超電導体は T_c がかなり高くなることが示された。

3.5 本章のまとめ

大型の直流超電導マグネットや，強い電磁力が衝撃的にくり返し発生するパルスマグネットなどにおいては超電導線の電磁特性の応力劣化の解明は非常に重要な課題となる。本章ではそのような点を鑑み，超電導線の基本的な電磁特性である臨界電流，臨界磁界および臨界温度の応力依存性を検討し次の点を明らかにした。

〈臨界電流の応力依存性に関して〉

1．ブロンズ法で製作した Nb_3Sn 超電導線はブロンズから圧縮応力を受け，臨界電流は相当低下する。しかし，外部から張力を印加すると圧縮応力が除去されて I_c は増加する。印加張力と圧縮力が釣合う点（軸方向の内部応力は零になる）で I_c は最大値を示し，それ以上の張力を加えると再び I_c は低下する。なお，この結論は丸線試料について成立するもので，幅広のテープ状超電導線では岡田らが明らかにしているように[12]高磁界領域で若干異なる結果となることに注意を要する。しかし低磁界領域ではほぼ同様の特性が得られている。

2．ブロンズ対ニオブ比が 7～15 の試料では I_c の最大値は張力印加前の臨界電流〔$I_c(\varepsilon=0)$〕の 1.5 倍近くにもなる。またその点に対応する引張りひずみは約 1 %という非常に大きい値で，従来考えられていた値をかなり上まわる良好な高耐張力特性を示す。この応力に対する臨界電流の増加特性を利用すると，マグネットの定格運転電流を短線試料の臨界電流よりかなり大きくすることが可能である（一般には定格電流は短線試料の臨界電流より小さくしなければならないので，このような現象は有益かつ興味あるものである）。

3．ひずみ対 I_c 特性が放物線的に変化する範囲内では印加張力を除去すると，もとのひずみ対 I_c 曲線に一致する点まで I_c は回復する。しかし，一たん I_c が急激に減少する領域ま

で張力を加えてしまうと，再びそれを除去しても I_c の回復はない。

4．I_c 最大点から，急激な I_c の劣化が起る点までのひずみの大きさは α が大きくなるほど減少する。従って，α の値によってマグネットの許容ひずみは ε_m よりさらに小さくする必要がある。

〈臨界磁界の応力依存性に関して〉

5．臨界磁界も臨界電流とほぼ同じ応力依存性を示すことを明らかにした。応力により臨界温度が低下，その結果熱力学的臨界磁界が減少し，$H_{c2}=\kappa H_c$ なる関係から臨界磁界が低下するものと考えられる。また，応力の印加によってピン止め中心のサイズや分布は影響されないことを明らかにした。

6．15～20T のような高磁界領域ではわずかの H_{c2} の増加が臨界電流を大幅に増加さす。従って，応力による H_{c2} の増加現象を利用すると高磁界マグネットの性能を著しく改善できることを指摘した。

〈臨界温度の応力依存性に関し〉

7．V_3Ge 超電導体は Nb_3Sn や V_3Ga 超電導体と異なり圧縮応力の印加によって T_c が増加する。その結果，ブロンズ法で製作した V_3Ge 超電導体はかなり T_c が高くなることを明らかにした。

8．応力の印加による T_c 増加の現象を，定性的ではあるが Testardi の理論により説明できることを示した。

参 考 文 献

1) D.S. Easton, et al.: Appl. Phys. Letters, **29**, 382 (1976)
2) J.K. Ballon and W.H. Gray: ORNL-5661 (1976)
3) C. Schmidt: Appl. Phys. Letters, **28**, 463 (1976)
4) J.W. Ekin, et al.: Advances in Cryogenic Engineering, **22**, 449 (1977)
5) J.W. Ekin: Appl. Phys. Letters, **29**, 216 (1976)
6) L.R. Testardi: Phys. Rev., **B 5**, 4342 (1976)
7) L.R. Testardi: Physical Acoustics, **10**, 194 (1973)
8) E. Buchler and H.I. Levinstein: J. Appl. Phys., **36**, 3856 (1965)
9) W.A. Pupp, et al.: J. Low Temp. Phys., **14**, 1 (1974)
10) R. Randall, et al.: IEEE Trans. Magn., **MAG-11**, 291 (1975)
11) D.S. Easton and R.E. Schwall: Appl. Phys. Letters, **29**, 319 (1976)
12) T. Okada: Proc. 6 th Intern. Conf. on Magnet Technology, (1977)
13) G. Rupp: IEEE Trans. Magn. **MAG-13**, 792 (1977)
14) 大西利只，末永雅紀：電学誌，**98-A**, No. 12, 9 (1978)；低温工学誌，**13**, 154 (1978)
15) D.M. Fisher, et al.: NASA TN D-3724 (1966)
16) Thomas Luhman, et al.: Intern. Cryogenic Materials Conf., CA-4 (Boulder, 1977)

17) P.W. Anderson: Phys. Rev. Letters, **9**, 309 (1962)
18) C.C. Koch and D.S. Easton: Cryogenics, **17**, 391 (1977)
19) J.W. Ekin: Intern. Cryogenic Materials Conf., CA-1 (Boulder, 1977)
20) H. Hillman, et al.: IEEE Trans. Magn. **MAG-13**, 792 (1977)
21) D. Dew-Hughes and M. Suenaga: BNL-22854 (1977)
22) E.J. Kramer: J. Appl. Phys., **44**, 1360 (1973)
23) Thomas Luhman and M. Suenaga: Appl. Phys. Letters, **29**, 61 (1976)
24) K. Tachikawa, B.J. Burt and K.T. Hartwig: J. Appl. Phys., **48**, 3623 (1977)
25) J.F. Bussiere, T. Onishi, D.O. Welch and M. Suenaga: Appl. Phys. Letters, **32**, 686 (1978)
26) Y.S. Touloukian: Thermophysical Properties of Matter, Vol. 12: Thermal Expansion (Metalic Elements and Alloys) Plenum Press (1975)

第4章　超電導マグネットの安定性におよぼす冷却効果

4.1　緒　　言

パルス超電導マグネットの熱的な不安定性要因となる発熱源は2種類存在する。第一はいわゆる交流損に代表される熱発生で，超電導体のヒステリシス損，安定化材や構造材中の渦電流損，超電導フィラメントやストランド間のカップリング損である。これに加えて，最近の研究で明らかにされた応力-ひずみ特性におけるヒステリシスに基づく機械的発熱があり，この大きさは上記の交流損に匹敵する[1]。第二は巻線の動きや，エポキシなどの巻線固定用充填物のクラックあるいは導体にラッピングされる絶縁物のはがれなどが原因で生じる発熱で，パワーで比較すると第一の発熱よりはるかに大きい[2]。さて，第一の発熱はパルスマグネットの励磁中連続的に生じるので定常的発熱源ではあるが，直流マグネットにおけるように十分長い時間で徐々に発生するのではなく，1秒程度という短い時間内での発熱であるから液体ヘリウムの冷却特性からみると定常的発熱とはみなし得ない。ここに十分長い時間とは，蒸発したヘリウムガスが発熱源である導体近傍以外の場所に存在する液体ヘリウムと置換される時間にくらべ長いという意味である。1秒程度の時間はその置換時間にくらべかなり短いと推定され，そのため蒸発されるヘリウムガスは導体近傍に（核沸騰領域であっても）蓄積される可能性がある。一方これとは全く逆の現象として，定常発熱の場合発熱の時間が長いのでそのパワーがある程度大きくなるとガスの蓄積により冷却特性が低下する場合もあるが，1秒程度で終了する熱発生に対しては仮に発熱パワーが大きくても発熱の時間が短いので十分良好な冷却特性が維持される可能性もある。従って，かかる短時間内の発熱（準定常発熱と呼ぶ）に対しては従来精力的に研究されてきた定常冷却熱伝達特性[3~5]は必ずしも成立しなく，第1章で述べたように準定常冷却特性を解明することが重要である。第二の発熱は 100 μsec～数 msec という非常に短い時間で放出される。例えば超電導線と絶縁物の熱収縮の差によって蓄えられるひずみエネルギーの大きさは 0.1～1 J/cm³ のオーダ[2]にもなるので，1 msec で放出されると仮定すると単位体積あたりの発熱パワーは 100～1,000 W/cm³ である。超電導線の線径を 0.5 mm としても単位表面積あたり 1～10 W/cm² の熱束となるが，液体ヘリウムの最大定常冷却熱束は通常 0.5 W/cm² 程度以下であるので，もし定常冷却熱束しか利用できないとするとかかる発熱の大部分は超電導線の温度上昇に使われ，クエンチさす可能性が強い。いわゆるトレーニング効果の主原因はこの種の発熱に原因があると考えられている[6~9]。しかるに最近，かかる過渡熱擾乱に対する冷却熱束（過渡冷却熱束）は定常冷却熱束にくらべかなり大きくなるという報告があり[10~13]，そのような発熱による不安定性に対し必ずしも悲観する必要はなくなりつつあ

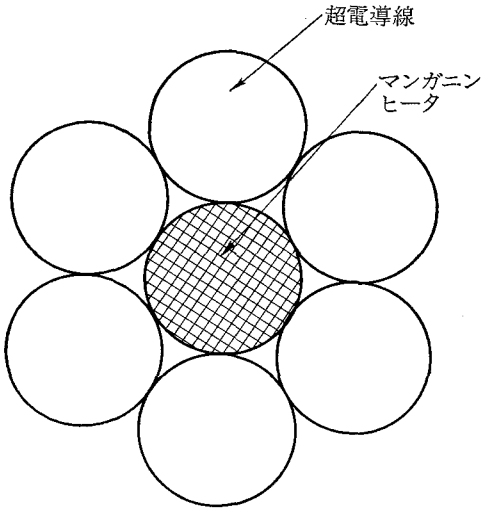
る[14]。しかし，上述のようにパルスマグネットは直流マグネットに比較しかなり大きな準定常発熱があり，それらによって超電導線近傍の液体ヘリウムが相当量消費されている状態で上記の過渡熱擾乱が発生すると著しく不安定になりやすいものと推定される。従って，実際のパルスマグネットの冷却構造に近い状態の下でかかる熱擾乱に対する冷却，即ち過渡冷却特性を詳細に把握し，マグネットの過渡安定性を検討することはパルスマグネットの動特性の高性能化において極めて重要な課題である。

そこで著者は，実際にパルス超電導マグネット用導体として使われる可能性のある導体形状の1つである超電導撚線を用いて，マグネットの巻線の冷却状態に近い場合，あるいは極めて冷却状態が良い場合など合計7種類の冷却構造の試料を用意して，それらに種々の時定数の過渡熱擾乱が印加されたときの過渡安定性を組織的に検討した[16]。その結果，4.3 節では過渡冷却との比較検討を図る目的で7種類の試料の定常冷却特性を明らかにする。4.4 節では過渡安定性の検討を行ない，過渡冷却熱束に関する実験式を得，過渡冷却熱束を用いた安定化は特に臨界温度の余裕（ある電流と磁界で決る臨界温度と 4.2K の差）が少ない領域では従来提案されている鉛などを用いるエンタルピー安定化法[15]にくらべ極端に優れていることを示し，過渡安定化のためには導体近傍にその体積の 10% 程度の液体ヘリウムを存在させればよいという Wilson の指摘[2]を実証し，さらに過渡冷却の面ではフォルマル絶縁などの被覆は好ましくない（しかし，定常冷却特性上は良い）ということなど多くの重要な結論を明らかにする。4.5 節では，1秒程度あるいはそれ以下の時間内の準定常発熱に対する冷却熱束（準定常冷却熱束）を著者が見出した解析法により過渡冷却熱束と分離し，準定常発熱に対しては冷却チャネル幅が零に近くともかなり大きな冷却熱束がとれることを明らかにする。4.6 節は本章のまとめである。

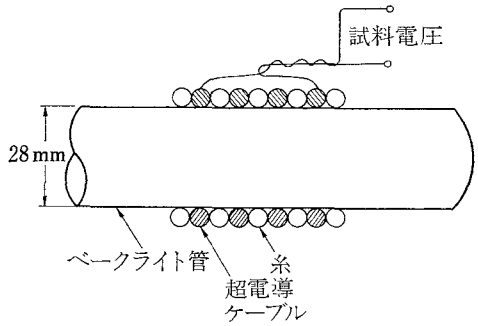
4.2 試料および実験方法

4.2.1 超電導ケーブル

ケーブルを構成する超電導線は既に報告している 99.999% の高純度アルミを NbTi で被覆したフィラメントを7本 CuNi 母材中に埋込んだ多心超電導線で[17]，線径は 0.3mm である。NbTi : Al : CuNi の比は約 1 : 0.8 : 1.2 である。超電導ケーブルは**第 4.1 図**に示すようにこの多心超電導線を6本，中心の約 0.3mm 径のマンガニンヒータ（これは約 20 μm 厚の絹巻き絶縁をした最外径が 0.15mm のマンガニン線を3本，約 2mm/ピッチで撚合せて直径が約 0.3mm にしたものである）のまわりに約 2cm/ピッチで撚合せたものである。このときの外径は約 0.9mm，全長は約 100cm であり，**第 4.2 図**に示すように外径 28mm のベークライト管の上にバイファイラーに巻き，電圧タップは約 70cm の間隔でとりつけた。ターン間には第 4.2 図のように直径約 0.9mm の糸が一緒に巻き込まれ，電気的・熱的絶縁体



第 4.1 図　ヒータ埋込み超電導ケーブル

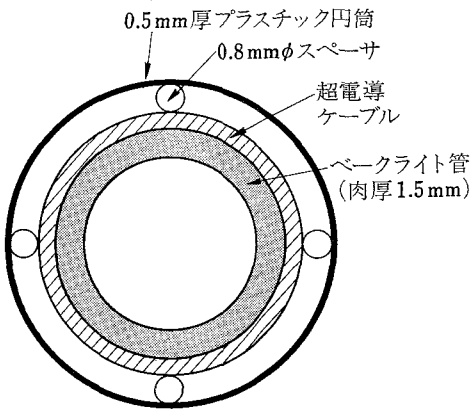


第 4.2 図　試 料 の 構 成

の役目をしている。ヒーターの配置方法は最初 Miller らにより提案されたもので，超電導線との熱接触は非常に良好であるといわれている[13]。

4.2.2 試 料 の 構 成

用いた試料は次の 7 種類である。(i) フォルマル絶縁をしていない超電導線でケーブルを構成し，第 4.2 図のようにベークライト管上に巻いた試料で最も冷却状態がよいと考えられる試料 (No. 1。冷却チャネル幅を無限大とする)，つぎに**第 4.3 図**に示すように直径 0.8 mm の丸棒のスペーサを No. 1 試料の円周方向に 4 ケ所おき，その上を 0.5 mm 厚さのプラスチック円筒で覆った冷却構造の試料 (No. 2。冷却チャネル幅を 0.8 mm とする)，またスペーサーは用いず，プラスチック熱絶縁体を No. 1 試料上にベタ巻きした試料 (No. 3。冷却チャ



第 4.3 図　試料の熱絶縁の配置

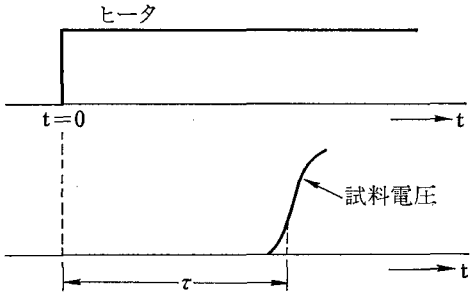
第 4.1 表　試料の冷却構造

No. 1	試　料	フォルマル絶縁	無（裸線）	冷却チャネル幅　無限大
No. 2	〃	〃	〃	冷却チャネル幅　0.8 mm
No. 3	〃	〃	〃	冷却チャネル幅　0
No. 4	〃	フォルマル絶縁	有（12μm）	冷却チャネル幅　無限大
No. 5	〃	〃	〃	冷却チャネル幅　0.8 mm
No. 6	〃	〃	〃	冷却チャネル幅　0
No. 7	〃	〃	〃	エポキシ樹脂絶縁

ネル幅を 0 とする），および（ii）約 12 μm 厚のフォルマル絶縁をした超電導線でケーブルを構成し，それぞれ No. 1, No. 2, No. 3 と同一の冷却構造をした 3 種類の試料（それぞれ，No. 4, No. 5, No. 6 とする），さらに（iii）No. 4 と同じ試料を約 0.5 mm 厚のエポキシで塗り固め，その上を約 1 mm 厚の真空コンパウンドで固め，セロテープで補強をした極めて冷却が悪い構造の試料（No. 7 とする），の合計 7 種類である。これらをまとめると**第 4.1 表**のようになる。

4.2.3 実 験 方 法

実験はヒータで十分長い時間（1 分程度）加熱したのち試料電流を流し，（i）S-N 転移するときの試料電流に対するそのヒータパワー（定常冷却特性）および，（ii）パルス的にヒータで加熱したときの S-N 転移の開始に必要なヒータパワー（過渡冷却特性と定常冷却特性から成る）を求める 2 種類を行ない各々の冷却構造に対し定常冷却特性と過渡冷却特性を比較検討した。S-N 転移の開始点としては試料に約 1 μV/cm の電圧が現われる点とした。このときの発熱は印加ヒータパワーにくらべ無視できるものである。従って前者の場合は，印加ヒータパワーそのものが液体ヘリウムによる冷却熱束に等しく，後者の場合は，印加ヒータパワー P_H から完全断熱状態で超電導線が S-N 転移する温度まで上昇さすに必要なパワー P_{sc} を差引いたものが液体ヘリウムによる冷却熱束に等しくなる。なお，ヒータは試料の長さ方向に十分長く設けられているため，長さ方向の温度勾配はないとみなしてよい。ヒータパルス加熱実験結果の整理は**第 4.4 図**に示すようにヒータ印加後（最大までの立上り時間は 1 msec 以下である），S-N 転移の開始点までの時間 τ を求め，τ に対しヒータパワー P_H，およびヒータか

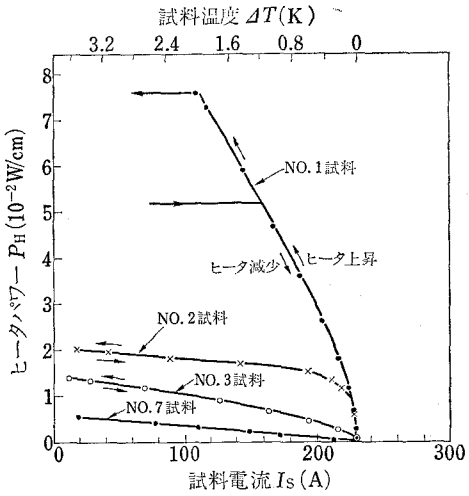


第 4.4 図　ヒータパルス印加と S-N 転移の関係

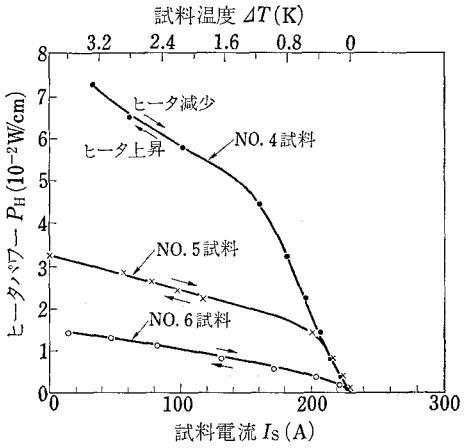
ら供給されたエネルギー $E(=P_H\cdot\tau)$ をプロットするという方法を採用した。あとで示されるように，この両者をプロットするという方法は定常冷却熱束と過渡冷却熱束を分離する上で極めて有用な手段で，これにより準定常冷却熱束が初めて明らかにされた。また，時間幅が 2.4～14 msec の矩形のヒータパルスを用い急峻なパルスに対する過渡冷却特性についても検討した。

4.3 定常冷却効果

No. 1 から No. 7 までの試料の冷却状態を把握し，あとで述べる過渡冷却特性と比較検討するため，定常状態における液体ヘリウムの冷却熱束（定常冷却熱束と呼ぶ）を求めた。なお磁界は 2.63T で，試料に垂直に印加した。第 4.2 節で述べた方法で求めた No. 1～No. 3 までの試料の定常冷却熱束を**第 4.5 図** に示す。なお横軸の ΔT は試料温度と 4.2K の差で，別に求めたこの試料の温度対臨界電流特性から求めた。同図より次のことが分る。(i) 液体ヘリウムに十分良く接している No. 1 試料では従来指摘されている液体ヘリウムの熱伝達特性に核→膜沸騰転移がみられる。しかしその転移点の温度は約 $\Delta T=2$K で，なめらかな銅表面試料の場合のそれ（約 0.5～1K）よりかなり高い。原因はこの超電導線の表面が CuNi で比較的熱伝導が悪いためフォルマル等の熱絶縁被膜がある場合に似ていること，およびなめらかな銅表面と異なり 0.3 mm 径の超電導線 6 本で構成されるケーブルのため冷却表面が凹凸していることなどが考えられる。最大核沸騰熱束は，この試料の表面の 50% が液体ヘリウムと接していると仮定すると約 0.6 W/cm², そして膜→核沸騰転移点の熱束は約 0.4 W/cm² となる。核→膜沸騰転移温度が約 2K と高いこと，および膜→核沸騰転移点の熱束が比較的大きいため本試料は定常冷却特性からみてむしろ好ましいとも云えよう。(ii) No. 2 又は No.



第 4.5 図　定常冷却熱束 (No. 1～No. 3 および No. 7 試料)



第 4.6 図 定常冷却熱束 (No. 4～No. 6 試料)

3 試料のように，プラスチック円筒で試料の接する液体ヘリウムの量を限定すると，著しく冷却熱束は小さくなりかつ，核→膜転移は消滅する。比較的密に捲線したマグネットの冷却は No. 3 試料又は次に述べる No. 6 試料に近いかあるいはそれより悪いものと推定されるため，定常冷却特性からみると冷却状態は極めて悪いと云えよう。(iii) 冷却チャネル幅が 0.8 mm の No. 2 試料の場合，ヒータパワーが小さい領域では (約 10^{-2}W/cm 以下)，チャネル幅が無限大の試料の冷却熱束と同一となる。このことは，その領域では蒸発したヘリウムガスが発熱源以外の場所の液体ヘリウムと置換され，試料近傍にガスが蓄積されないことを示している。しかし，約 10^{-2}W/cm 以上の発熱ではヘリウムの蒸発が速く周辺の液体ヘリウムと置換される時間的余裕がなくなるので蒸発ガスの蓄積が起り，もはやそれ以上の冷却熱束はとれなくなる。以上の結果より，冷却チャネル幅が狭くてもヘリウムガスの蓄積がない限り大きな冷却熱束がとれる可能性が指摘できる。後述の準定常冷却熱束が大きいのもこの理由による。

つぎに，フォルマル絶縁をしている No. 4 から No. 6 までの試料の定常冷却特性を**第 4.6 図**に示す。No. 4 試料の場合，No. 1 にくらべると冷却熱束は小さいが，No. 1 試料でみられた核→膜沸騰転移がないため，$\Delta T \approx 1.6$ K 以上の領域では膜→核沸騰転移の冷却熱束より大きい。No. 6 試料は，No. 3 試料とほぼ同じ冷却熱束を示し，フォルマルの有無による差はほとんどない。これは ΔT がある程度大きくなると試料近傍はほとんどヘリウムガスで覆われ非常に冷却が悪くなり，薄いフォルマル絶縁層の影響はほぼ無視できるためと考えられる。No. 7 試料は液体ヘリウムが殆んどないため冷却熱束は極めて小さい。

以上の結果から次の結論を得る。定常冷却特性からみる限り薄いフォルマル絶縁の有無は冷却状態にさほど大きな影響はない。むしろフォルマルがある方が良い場合さえある。一方，冷却チャネルの幅は極端に冷却状態に影響し，No. 7 試料は当然として No. 3 や No. 6 のような超電導線の近傍にある程度液体ヘリウムが存在する (概略計算すると超電導線の体積の 60 % 程度) 場合でも定常冷却特性は非常に悪くなり，液体ヘリウムが十分に存在する No. 1 や

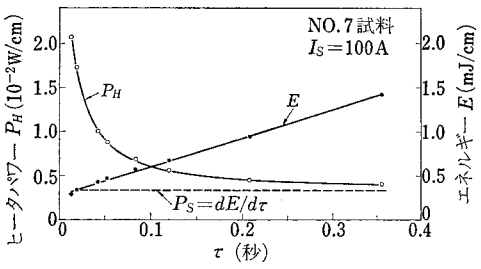
No. 3 試料のおよそ 1/7 程度という小さな値になる。しかし，No. 2 試料の低ヒータパワー領域で明らかなように，蒸発ガスが周辺の液体ヘリウムと置換される限り，冷却熱束はチャネル幅に無関係となる。

以上，種々の冷却構造の 7 種類の試料の定常冷却特性を検討したが，これらの結論を次節以降で述べる過渡冷却特性と比較し，両者の特性には顕著な差があることを示す。

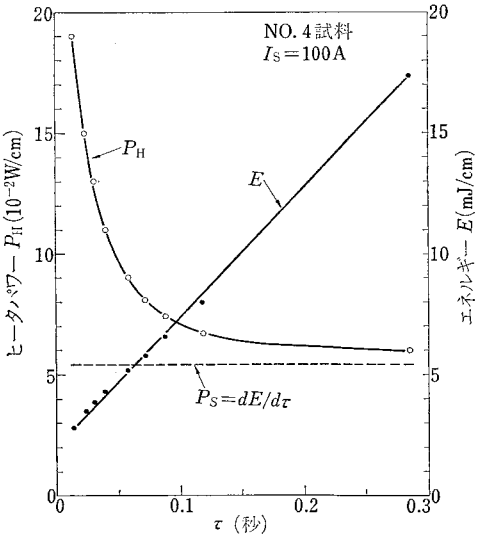
4.4　過渡冷却効果

4.4.1　過渡冷却特性

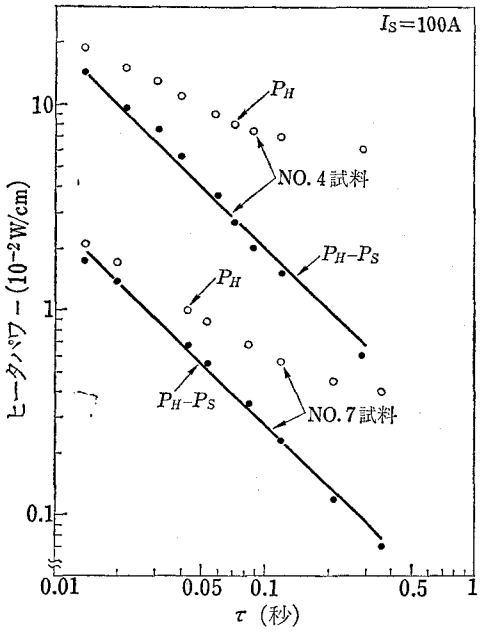
超電導ケーブルに流す電流 I_s をパラメータにして，第 4.4 図に示す形の種々の大きさのヒータを印加したときの S-N 転移開始までの時間 τ を求め，ヒータパワー P_H とエネルギー $E(=P_H\cdot\tau)$ の τ 依存性を検討した。印加磁界は 2.63 T で超電導ケーブルに垂直である。No. 7 および No. 4 試料をもちいて試料電流 I_s が 100 A の場合について上記の関係を求めた結果を**第 4.7 図**および**第 4.8 図**に示す。同図の縦軸は，パルス幅 τ のヒータパルスを印加したとき 100 A 流れている試料を S-N 転移さすに必要な，換言すれば試料の温度を試料電流が 100 A のときの臨界温度 T_c（第 4.6 図から約 6.4 K である）まで上昇さすに必要なヒータパワー P_H 又はエネルギー E ということを意味している。従ってこれらの値から，超電導線の熱容量を差引けば，残りの部分は液体ヘリウムによる冷却熱量ということになる。後述の如く，超電導線の熱容量は極めて小さい。従って，この E はまさに液体ヘリウムによる冷却熱量（つまり，時間幅が τ の熱パルスが印加されたとき，そのパルスのエネルギーが E までであれば冷却し去ることができ，超電導線を S-N 転移させることはないという意味で



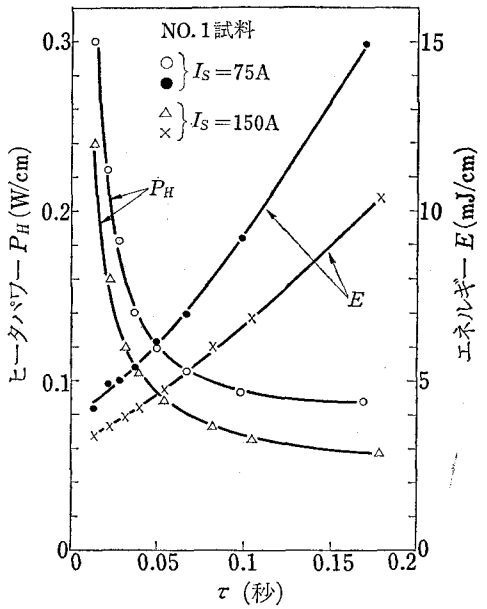
第 4.7 図　No. 7 試料の過渡冷却熱束



第 4.8 図　No. 4 試料の過渡冷却熱束



第 4.9 図　過渡冷却熱束の両対数グラフ表示



第 4.10 図　No. 1 試料の過渡冷却熱束

ある)，P_H は冷却熱束にほぼ等しいと考えてよい。そして，P_H と E は超電導線の過渡安定性に対する尺度として用いることができる。両図における特長は，パルス幅が短かくなるほど急激に S-N 転移に必要なヒータパワーが増大し，一方エネルギーは逆に直線的に減少するが，$\tau=0$ の極限でなお零でないある有限の値 E_0 をもつ。この E_0 が 0 でなく有限の値であるためにパルス幅が非常に小さい熱パルスに対しても極端に大きい冷却熱束をとることが可能になるといえる（第 4.8 図より，例えば $\tau=10$ msec の点の冷却熱束でさえ $\tau=\infty$ のときのそれの約 4 倍にもなる)。第 4.12 図に示すように E_0 は超電導線の熱容量にくらべ著しく大きい。同様の方法で計算すると，$\Delta T=1.2$K（$I_s\simeq160$ A）の場合，No. 7 試料でもその約 10 倍にもなる。No. 7 試料は殆んど液体ヘリウムは存在しないと考えられるが，超電導ケーブルの体積の約 1 %の液体ヘリウムがあれば上のような値になる。即ち，そのようにごく微量の液体ヘリウムであっても過渡擾乱の安定化に対し効果があるということであるが，液体ヘリウムが十分にある場合は超電導線の熱容量よりはるかに大きい過渡冷却熱量となり，過渡擾乱の安定化に極めて有効である。第 4.7 図および第 4.8 図中破線で示す $E:\tau$ 曲線の勾配 $P_s=dE/d\tau$ は，P_H がその値に漸近していくことからも分るように，定常冷却熱束に等しい。従って，(P_H-P_s) なるパワーが過渡的な熱擾乱の冷却に有効な熱束つまり過渡冷却熱束ということになる。この値を No. 4, No. 7 試料について対数グラフにプロットしたものが**第 4.9 図**である。図中○印は P_H そのもので，●印は (P_H-P_s) である。いずれの試料も $(P_H-P_s)\propto\tau^{-1}$ なる比例関係があることがわかる。また本実験で用いた最も短い 2.4 msec 幅までのヒータパルスに対しても同様の関係が成立することを確認している。**第 4.10 図**に No. 1 試料に対す

る結果を示すが，$E:\tau$ 特性は若干非線形である。これは No. 1 試料の場合 E_0 が大きい，つまり過渡的に蒸発されるヘリウムが多いため，τ が小さい領域では試料表面にガスが蓄積されやすいことにあると考えられる。もちろん，この場合においても (P_H-P_s) は τ^{-1} に比例する。即ち，全冷却熱束は定常冷却熱束および過渡冷却熱束の和となり次式で表わすことができる。

$$P_H=P_s+E_0(\Delta T)/\tau \tag{4-1}$$

E_0 は第 4.10 図から分るように温度の函数である。(4-1) 式は Iwasa 氏ら[12]が得ている過渡冷却項は $d\Delta T/dt$ に比例するという実験式とは異なる（ΔT が t に比例する場合は著者と同一の結果になるが一般には ΔT は t に比例しないので，彼らの得た実験式が正しいとは考え難い)。

4.4.2 過渡冷却の機構

鉛によりエンタルピー安定化された超電導線を考え，完全断熱状態でその温度を T_b から T_m まで上昇するために必要なヒータパワー P_H とその印加時間 τ の関係は次式で表わすことができる。

$$P_H\cdot\tau=E_{sc}(\Delta T_m)+E_{Pb}(\Delta T_m) \tag{4-2}$$

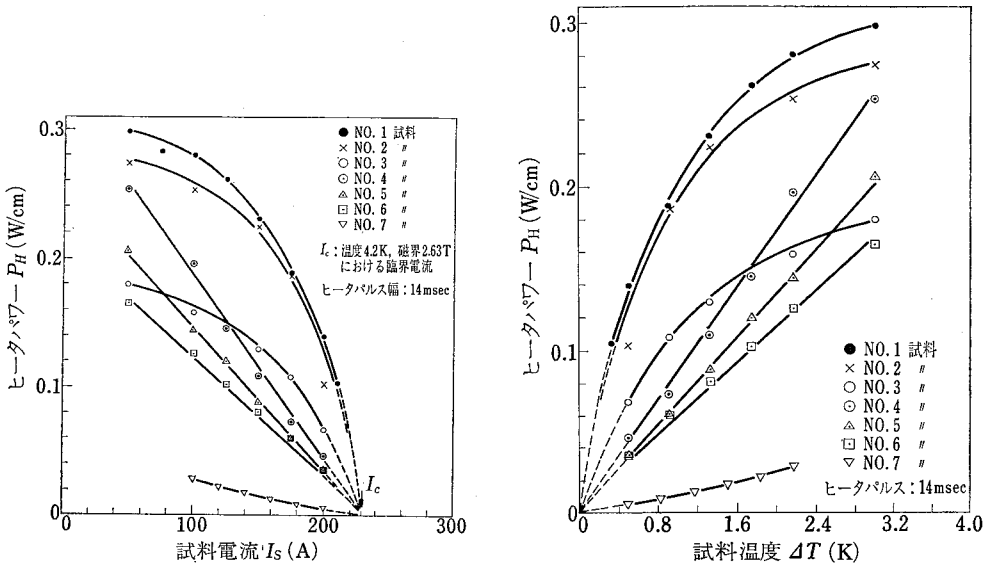
ただし，

$$E_{sc}=\int_{T_b}^{T_m}C_{sc}(T)dT,\quad E_{Pb}=\int_{T_b}^{T_m}C_{Pb}(T)dT$$

で，$C(T)$ は比熱である。鉛の代りに液体ヘリウムが超電導線を覆いかつ過渡的に蒸発される量が，Iwasa 氏らのいう $d\Delta T/dt$ によってではなく試料の表面温度によって決るとすれば (4-2) 式の $E_{Pb}(\Delta T_m)$ の代りに，液体ヘリウムの蒸発潜熱（$E_{He}(\Delta T_m)$ とおく）を用いることができ，結局過渡冷却は (4-1) 式の右辺第2項のように表わせるであろう。この場合，液体ヘリウムによる過渡冷却を利用した過渡安定性は概念的には鉛等によるエンタルピー安定化と等価なものと考えることができる。

4.4.3 過渡安定性に対するフォルマル絶縁，および液体ヘリウム量の影響

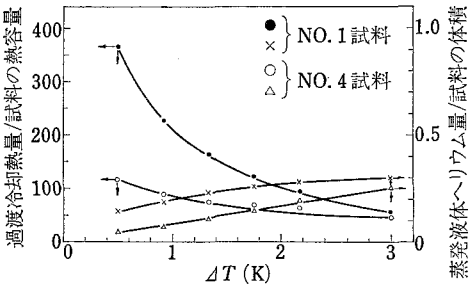
フォルマル絶縁および液体ヘリウムの量の過渡安定性への影響を調べるため 14 msec 幅のヒータパルスを用いて，試料電流 I_s を種々変えて S-N 転移を起すに必要なヒータパワーを求めた。結果を No. 1 から No. 7 試料について**第 4.11 図（a）**に示す。また，同結果を試料温度の上昇に対しプロットしなおすと**第 4.11 図（b）**のようになる。なお，横軸の ΔT は試料温度と 4.2 K の差で，別に求めたこの試料の温度対臨界電流特性から求めた。これらの図より次の重要な知見がえられる。（i）フォルマル絶縁していない No. 1～No. 3 試料では I_s が小さくなる（つまり ΔT が大きくなる）とともに冷却熱束が飽和の傾向を示すのに対し，フォルマル絶縁をしている No. 4～No. 6 試料は直線的に増加していく。これは第 4.5 図およ



（a）　　（b）

第 4.11 図　種々の試料の過渡冷却特性の比較

び第 4.6 図に示す定常冷却特性においても見られたように前者の試料は超電導線のまわりにヘリウムガスが蓄積しやすいのに対し後者では蓄積しにくいためと考えられる。この結果，No. 1 試料と No. 4 試料を比較すると，ΔT が小さい領域では冷却熱束は相当の差があるのに対し，高 ΔT 領域では比較的近い値を示すようになる。(ii) フォルマル絶縁試料の場合，この冷却熱束は液体ヘリウムの量にはそれほど依存しないが，無フォルマル絶縁試料ではかなり影響がある。特に，近傍に存在する液体ヘリウムの量が少ない No. 3 試料の場合，No. 1 試料の冷却熱束の約 6 割程度に減少する。しかしこの値でも ΔT が小さい領域では十分な量の液体ヘリウムと接しているフォルマル絶縁試料 No. 4 にくらべなお冷却熱束は大きい。No. 2 試料は No. 1 試料とほぼ同じ冷却熱束であり，No. 2 試料程度の液体ヘリウム量であれば過渡冷却の点ではほとんど問題がないといえる（定常冷却熱束は極端な差があることは第 4.5 図で述べたとおりである)。(iii) フォルマル絶縁被膜の厚さは 12 μm 程度という薄いものであるが，フォルマル絶縁しない試料にくらべ全般的にいって約 50% 程度の過渡冷却熱束しか期待できず，過渡安定性からみてフォルマル被膜は好ましくない。この原因はフォルマル絶縁があるとその中で温度勾配が生じるためと思われるが第 4.11 図（b）の No. 1 と No. 4 試料を用いてそれを概算してみる。同一の冷却熱束の場合，前にも述べたように両者の表面温度は同一と考えられるので（ただし冷却熱束と ΔT の直線関係が成立する範囲，つまり試料表面にガスがほとんど蓄積していない場合にいえることで，それ以上の ΔT に対し冷却熱束が飽和し始める領域では冷却状態が異なってくるので成立しなくなる）同図から同一熱束を示す No. 1 と No. 4 試料の温度を求めその差をとるとフォルマル中での温度勾配にほぼ等しくなる。かかる方法で，一例として第 4.11 図（b）に示す No. 4 試料の 0.15 W/cm なる点に

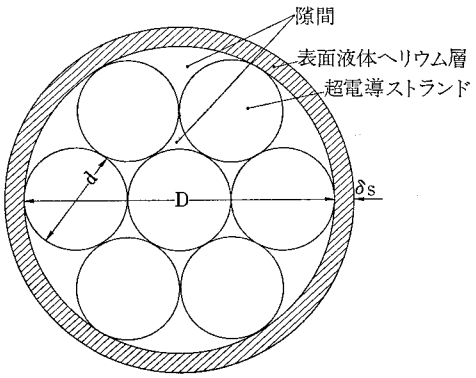


第 4.12 図　過渡冷却熱量と試料の熱容量の比較，および蒸発液体ヘリウム量対試料の体積比

おけるフォルマル絶縁体中の温度勾配を求めると約 1.2K となる。このとき超電導体表面（フォルマル表面ではない）の温度は約 6K で，従ってフォルマル-液体ヘリウム境界面での温度差はわずか 0.6K 程度しかない。このように大きい温度勾配が生じる結果過渡冷却熱束は小さくなるといえ，従ってフォルマルをあまり厚くすると過渡冷却の面ではかなり問題があろう。

(iv) 第 4.11図（b）を用いて 14msec 幅のヒータパルスに対する過渡冷却熱量（P_H とパルスの幅 14msec の積で $\tau=0$ の極限における過渡冷却熱量 E_0 に大略等しい）が超電導体の熱容量 $\left\{\int_{4.2}^{T} C(T)\,dT\right\}$ に比しどれ位大きいか，又一体蒸発される液体ヘリウムの体積は超電導ケーブルの体積の何%程かを計算することができる。超電導ケーブルを構成する NbTi, Al, CuNi の比熱はともに T^3 に比例するとし，その係数の概略の平均を求めて $C(T)\approx 2.5\times10^{-5}T^3$ (J/cm³K) と近似する。超電導ケーブルの体積にはマンガニンヒータも含める。液体ヘリウムの蒸発潜熱は 2.8J/cm³ とする。蒸発液体ヘリウム量は上記の過渡冷却熱量を 2.8J/cm³ で除して求めた。以上の方法で求めた No. 1 および No. 4 試料の過渡冷却熱量/試料の熱容量の比，および蒸発液体ヘリウム量/試料の体積の比を**第 4.12 図**に示す。同図より過渡冷却熱量は超電導体の熱容量の数十倍から数百倍もあり，前にも述べたようにエンタルピー安定化という考え方をすると鉛などにくらべはるかに効果的といえよう。この結果過渡冷却が利かない場合にくらべ超電導線の動きの許容度は大幅に高まり，前者の場合その許容移動距離を 10 μm とすると，後者では 1mm 程度まで許されることになりマグネットの安定性は非常に向上することになる。とくに ΔT が小さい領域でこの効果は大きく（フォルマル絶縁なしの No. 1 試料の場合特に著しく大きい），従って超電導マグネットの励磁においてクエンチの危険性が非常に大きい短線の I_c に近い（臨界温度の余裕が小さい）領域では鉛など他のいかなる方法によるよりも液体ヘリウムによる「エンタルピー安定化」は効果的である。

(v) 第 4.12 図より，蒸発ヘリウム量は No. 1 試料で超電導ケーブルの体積の十数%から 30%，No. 4 試料で 5% から 25% 程度である。一方，蒸発した液体ヘリウムの超電導線近傍に存在する液体ヘリウムに対する割合を求めると次のようになる。近傍の液体ヘリウムは概念的に示すと**第 4.13 図**のようになり，ストランド間の隙間の液体ヘリウムと，斜線で示す表面液体ヘリウム層（厚さ δ_s）の両者からなる。線方向の長さ 1cm あたりの隙間部分の液体



第 4.13 図 超電導線近傍の液体ヘリウム

ヘリウムの体積を V_{gap} とすると $V_{gap}=1.413\times10^{-3}$ (cm³) となる。ただし，同図で $D=0.09$ cm，$d=0.03$ cm である。V_{gap} は超電導線の体積の 22.2% である。δ_s の決定は容易ではないが，1 例として Iwasa らが平らな銅表面を用いて得た表式[12]，

$$\delta_s=\left\{\frac{5}{Q_G}\Delta T+\frac{0.53}{3Q_G}(\Delta T-0.5)^3\right\}\times10^{-4},\ (\mathrm{cm}) \tag{4-3}$$

を用いる。ただし，Q_G はガスの単位体積あたりに換算したヘリウムの蒸発潜熱で $Q_G=3.45\times10^{-1}$ (J/cm³) である。δ_s に関する表式は試料表面状態や，試料の形状等で異なるので一応の目安としてここで用いることに注意が必要である。このようにして δ_s を求め表面液体ヘリウム層の体積を計算し，それを V_{surf} とする。そして，$V_{He}=V_{gap}+V_{surf}$ を超電導線の近傍に存在する液体ヘリウムとする。

さて，第 4.11 図 (b) を用いて No. 1 試料の各温度に対する蒸発液体ヘリウム量 V_{vap} を求め，V_{vap}/V_{gap} および V_{vap}/V_{He} を計算すると**第 4.2 表**のようになる。$\Delta T=3$ K での V_{vap}/V_{gap} は 100% 以上となっている。従って，隙間に存在する液体ヘリウムだけではなく斜線部に存在する液体ヘリウムも消費さることは明らかである。そこでもし上で示した δ_s に関する表式程度の厚さのヘリウムが蒸発されるとしたら，同表の V_{vap}/V_{He} で示すように温

第 4.2 表 超電導線近傍に存在する液体ヘリウムに対する蒸発液体ヘリウムの割合

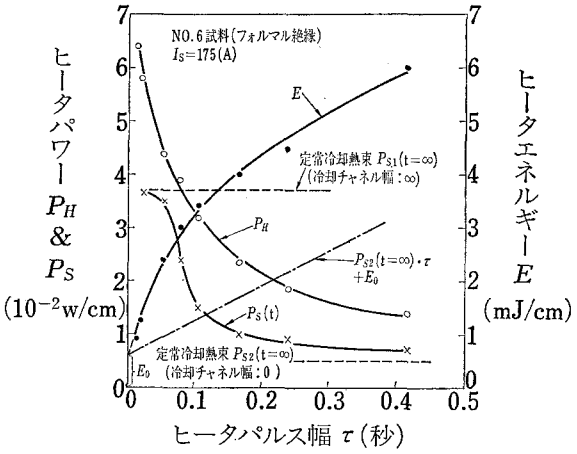
試料温度 ΔT (K)	$V_{vap}/V_{gap}\times100$ (%)	$V_{vap}/V_{He}\times100$ (%)
0.50	50.2	44.0
0.92	65.8	54.9
1.33	80.7	58.7
1.75	91.3	60.0
2.17	98.4	56.4
3.00	106.2	52.2

(注) $\Delta T=T-4.2$

度にかかわらず近傍に存在する液体ヘリウムのほぼ 50% が過渡冷却に使われるといえよう。Wilson は超電導線の近傍にその体積の 10% 程度が存在すると過渡的に安定であろうと指摘している[2]。もし，彼のいうように 10% 存在すると，上の検討よりその約 50%，即ち超電導線の体積の 5% の液体ヘリウムの潜熱が過渡冷却に利用される。この潜熱の大きさは，超電導線 1cm あたりに換算して約 140mJ となる。一方，1cm³ の超電導線の熱容量は 4.2K で約 1.85mJ である（ただし，$C=2.5\times10^{-5}T^3$ なる比熱式を使用)。この結果より，Wilson のいうように超電導線の体積のわずか 10% 程度の液体ヘリウムが存在するだけで極めて大きな過渡冷却が有効に働き，超電導線の過渡安定性が著しく向上されることは明らかである。ケーブル状超電導線では第 4.13 図からも明らかなように少なくとも隙間の部分には液体ヘリウムが浸みこむ。この量は上述のように超電導線の体積の約 22% である。従って，かかるケーブル状超電導線で巻線したマグネットは少なくとも 22% 程度の液体ヘリウムが超電導線の近傍に存在することになり相当な過渡冷却が期待できよう。パルスマグネット用導体としてケーブル状超電導線又は編組状超電導線が要求される理由の 1 つはこのためである。

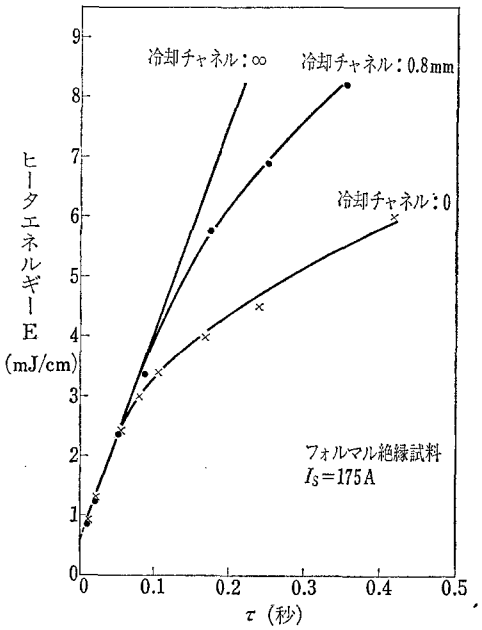
4.5　準定常冷却効果

前節までで検討した過渡冷却は冷却に有効な全熱量でみると決して多くはなく，そのため 0.1～0.2 秒程度以上持続する比較的長い熱擾乱（準定常擾乱）の冷却には殆んど効果がない。従って，かかる熱擾乱に対する冷却は液体ヘリウムの定常的な冷却熱束に依らざるを得ない。ところが，比較的密に巻かれたマグネットの巻線部のように実効的な冷却チャネルの幅が零に近い状態では，その定常冷却熱束も極めて小さく有効な冷却は行なわれない。ところが著者は冷却特性の時間的変化を検討することによって，たとえ冷却チャネル幅が零に近い状態でも準定常熱擾乱に対しては定常冷却熱束にくらべかなり大きな冷却熱束をとり得ることを見出した。そしてこれまで，冷却特性の時間変化項は過渡冷却によるものと考えられてきたが，冷却チャネル幅が零に近い場合には，定常冷却熱束も時間依存性があることを示した。通常，時間依存性のある両者を分離するのは困難であるが，著者は印加ヒータパワーの時間依存性およびヒータエネルギー(ヒータから供給されたエネルギー)の時間依存性を同時に解析することによって両者の分離を可能にした。前節までで行なったと同様の実験方法で，超電導線を S-N 転移させに必要なヒータパワー P_H，およびヒータから供給されたエネルギー E の時間変化を求めた結果を**第 4.14 図**に示す。用いた試料は冷却チャネル幅が零に近い No. 6 試料である。4.4.1 節で述べたように $E:\tau$ 曲線における $\tau=0$ の極限のヒータエネルギーの値 E_0 が過渡冷却熱量である。No. 6 試料の場合 $E_0\simeq0.6$ mJ/cm である。一方，E の時間微分，即ち $P_s(t)=dE/d\tau$ は通常定常冷却熱束とみなされる部分で，第 4.8 図で示したように冷却チャネル幅が非常に大きい場合 P_s (t) は一定になる。しかし，第 4.14 図から分るように No. 6 試料の場合 P_s (t) は時間に大きく依存し，特に 0.1 秒以下の領域では非常に大となり，冷却チャ



第 4.14 図 準定常冷却特性

ネル幅が無限大の試料（No. 4）の定常冷却熱束 P_{s1}（t=∞）に近い値になる。しかし，時間が長くなるにつれ同図に破線で示す冷却チャネル幅が零の場合の定常冷却熱束 P_{s2}（t=∞）に漸近する。従来，冷却チャネル幅が狭いと冷却熱束が非常に小さくなるといわれてきたが，その値は P_{s2}（t=∞）に対応する。P_{s1}（t=∞）/P_{s2}（t=∞）≃6 であるので，0.1 秒程度以下の準定常的な時間領域では，大きな冷却熱束 P_s（t）をとりうることが分る。この時間的に変化する大きな熱束を準定常冷却熱束と呼ぶことにする。もし，かかる大きな準定常冷却熱束がなければ，第 4.14 図に一点鎖線で示すように利用できる冷却熱量は非常に小さくなる。τ=0.2 秒の点で比較すると準定常冷却熱束の存在により 2.5 倍程度冷却に利用できる熱量が大



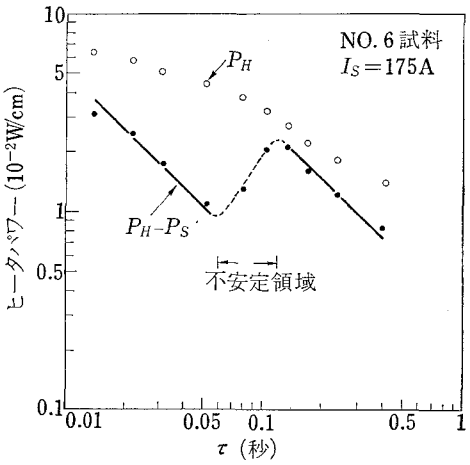
第 4.15 図 準定常冷却特性のチャネル幅依存性

きくなることが分る。さらに，過渡冷却熱量 E_0 と比較すると上述のように $E_0=0.6\,\mathrm{mJ/cm}$ で，また $\tau=0.2$ 秒の点での全冷却熱量 E は第 4.14 図より約 4.4 mJ/cm であるから $E/E_0\simeq 7$ を得，過渡冷却熱量にくらべると非常に大きい（パワーの単位で比較すると当然過渡冷却の方がはるかに大きくなる）。

P_s (t) がほぼ一定となる 0.2 秒までの間に消費された液体ヘリウムの，試料近傍に存在する液体ヘリウム（第 4.3 図のプラスチック円筒内に存在する液体ヘリウム。ただし本試料の場合 0.8 mm のスペーサはない）に対する割合を求めると約 50% である（0.1 秒の点では約 40%）。これ以上になると試料近傍にガスが蓄積され P_s (t) は非常に小さくなる。一方，チャネル幅依存性を調べるため，**第 4.15 図**にチャネル幅が零（No. 6 試料），0.8 mm（No. 5 試料），および無限大（No. 4 試料）の試料のヒータエネルギー $E(=P_H\cdot\tau)$ の時間依存性を示す。これより，冷却チャネル幅が 0.8 mm 程度になると 0.2 秒近くまでは無限大のチャネルの場合とほぼ同じ冷却熱量をとり得ることが分る（冷却チャネル幅が零の試料では 0.1 秒程度まで）。つまり，液体ヘリウム量が多いとそれだけ準定常冷却熱束が有効な時間が長くなる。No. 6 試料の場合と同様，0.2 秒までに消費された液体ヘリウムの割合を求めると約 21 % である。No. 6 試料では 50% 程度が準定常冷却に使用されたが本試料の場合 20% 程度と小さいのは，第 4.3 図に示すように 0.8 mmϕ のスペーサの間の空間が液の流れの通路となり，Lue ら[18]の指摘になるいわゆるベーパーロッキング現象によって，液体ヘリウムが試料近傍から排斥されるためと推定される。マグネット巻線部のように液体ヘリウムが閉じこめられ，短時間ではマグネット外に液が排斥されないような冷却構造の場合はベーパーロッキング現象は起りにくいと考えられ，この場合は Lue らも観測しているガスの蓄積による圧力の増加があるものと推定される。その場合，近傍に存在する液体ヘリウムのかなりな部分が準定常冷却に利用されるであろう。No. 6 試料と同様 No. 5 試料でも近傍に存在する液体ヘリウムの 50% が準定常冷却に使われるとすると約 0.4 秒間準定常状態が持続する，即ちその間は冷却チャネル幅が無限大の試料とほぼ同一の冷却熱束をとりうることになる。

マグネットにおいてヒステリシス損や熱弾性的な機械的発熱は磁界とともに大きくなるので，定格値に近づくにつれそれらの発熱に対する冷却上の問題が厳しくなる。ストランド間のカップリング等があると，6T 近辺の高磁界領域におけるそれらの熱発生の総計は 0.5～1W/cm^3 程度にもなる場合があるが（No. 6 試料において準定常冷却熱束が使えないときの試料単位体積あたりの冷却熱束は約 1 W/cm^3 であり，一方準定常冷却熱束は 4～6 W/cm^3 になる），準定常冷却効果の存在によりかかる熱の冷却上の問題がかなり軽減されることは明らかである。

第 4.16 図には第 4.14 図のヒータパワー P_H を○印で，また P から $P_s(=dE/d\tau)$ を差引いた値を●印で示す（$dE/d\tau$ の値はグラフ的に求めたものである）。同図より τ が非常に小さい領域と大きい領域ではともに $(P-P_s)=E/\tau$ なる関係になる（しかし E の値は異なる）が，中間領域では複雑な曲線を示すことが分る。この中間領域は第 4.14 図から分るように $E:\tau$ 特性の折れ曲り部にあたり，試料の近傍の液体ヘリウムのかなりな部分が気化されつつ



第 4.16 図 過渡冷却特性の不安定性

ある不安定な冷却状態と考えられ，そのため上のような曲線になるものと推定される。しかし重要なことは，この不安定領域を境に τ の大きい側では過渡冷却熱量が大きくなっている（第 4.16 図の場合，約 5 倍）ことである。この原因として，不安定領域では激しい液の蒸発が生じているため試料近傍の液が乱流的に動き，その結果一種の強制循環冷却的な現象が起きていることなどが考えられる。

さて上で述べたような P_s の過渡値，あるいは τ の中間領域での不安定な冷却状態等の過渡現象は著者が行なった $P:\tau$ 特性および $E:\tau$ 特性を同時に解析するという方法で知りうることを示したが，この方法は No. 5 あるいは No. 6 試料のような液体ヘリウムが限られている試料の冷却特性を調べる上で有効な手段となろう。

4.6 本章のまとめ

超電導ケーブルの過渡安定性を調べた結果下記の多くの知見を得た。(i) 過渡冷却熱束の実験式を得た。(ii) 過渡冷却熱束と準定常冷却熱束の分離を可能にし，超電導線の近傍に存在する液体ヘリウムが少ない場合においても準定常冷却熱束はチャネル幅が無限大の場合の定常冷却熱束とほぼ同じ大きさになることを明らかにした。この場合全冷却熱束から時間依存性のある P_s（準定常冷却熱束）を差し引いたものが過渡冷却熱束となり定常状態での P_s を差し引くのは正しくない。(iii) 超電導線近傍にその体積の 60% 程度の液体ヘリウムが存在すれば，十分な過渡冷却効果があることを示し，その結果の考察から Wilson のいうように 10% 程度であっても液体ヘリウムが存在すると過渡的に非常に安定になることを明らかにした。(iv) 定常冷却特性に対しては薄いフォルマル絶縁体は必ずしも悪くなく，むしろ核→膜沸騰の転移がなくなるなど良い作用をする場合もあるが過渡冷却特性には悪影響がある。一方液体ヘリウムの量は定常冷却特性に大きく影響するが過渡冷却特性にはそれほど影響しない。(v)

過渡安定性を論じる場合，熱擾乱の放出時間を一般的に知ることは難しいから，冷却熱束（パワーの単位）で議論するよりも液体ヘリウムによって奪い去ることのできる過渡冷却熱量で議論する方がよい（過渡冷却効果の時間応答性に関しては，200 μsec 程度の急峻なパルスに対しても十分あることが示されている[11]）。エネルギー量でいうと過渡的に除去しうる熱量は超電導線の熱容量の数十倍から数百倍という大きな値となり「エンタルピー安定化」という点からみると鉛よりはるかによい。(vi) 以上の結論を総合して，過渡冷却の面からみるとパルス超電導マグネット用の超電導導体はフォルマル絶縁をしない裸線を撚合せたケーブル又は編組線でしかもハンダ等を含浸していない構造がよい。しかし裸線であれば線間のカップリングが生じるため線の表面には CuNi などを被覆すべきである。そして導体の近傍に液体ヘリウムができるだけ多量に（その体積の 20～30% 以上）存在するように超電導線の充填率をあまり大きくすべきではない。

参 考 文 献

1) D.S. Easton, D.M. Kroeger and A. Moazed: Appl. Phys. Letters, **29**, 382 (1976)
2) M.N. Wilson: 1976 Applied Superconductivity Conf., (1976)
3) J.C. Boissin, et al.: Advances in Cryogsnic Engineering, **13**, 607 (1968)
4) D.N. Lyon: ibid. **10**, 371 (1965)
5) S.S. Kutateladze and B.P. Avksentyuk: Cryogenics (May, 1979) 285
6) V.W. Edwards and M.N. Wilson: Cryogenics (July, 1978) 423
7) W.B. Sampson, et al.: 9 th Intern. Conf. High-Energy Accelerators (Stanford, 1974)
8) S.-T. Wang, et al.: 6 th Intern. Conf. Magnet Technology (Bratislava, 1977)
9) C. Schmidt: 6 th Intern. Conf. Magnet Technology (Bratislava, 1977)
10) J. Jackson: Cryogenics, **9**, 103 (1965)
11) O. Tsukamoto and S. Kobayashi: J. Appl. Phys. **46**, 1359 (1975)
12) Y. Iwasa and B.A. Apgar: Cryogenics, **18**, 267 (1978)
13) J.R. Miller, et al.: 1978 Applied Superconductivity Conf. (1978)
14) Y. Iwasa: Cryogenics (to be published)
15) R. Carruthers, D.N. Cornish and R. Hancox: Proc. First Intern. Cryog. Eng. Conf. (Kyoto, 1967) p. 107
16) 大西利只，小山健一，小室和男，宇賀神秀雄：電学誌掲載予定（第100巻B分冊2号，昭和55年2月）；第22回低温工学研究発表会予稿（昭和54年6月）
17) T. Onishi: Cryogenics, **17**, 209 (1977)
18) J.W. Lue, J.R. Miller and L. Dresner: Advances in Cryogenic Engineering, **23**, 226 (1978)

第5章　安定化超電導線の開発

5.1　緒　　言

本論文で対象にしているパルス超電導マグネットでは5～6テスラという強い磁界が1～数秒という非常に短い時間で発生，又は消磁される。そのとき導体として用いられる超電導線にはヒステリシス損，カップリング損，渦電流損，応力のくり返しに基づく機械的発熱，および巻線の動きや充填物の応力われによる発熱などの損失が発生する。マグネットが準静的に励磁又は減磁される場合は，たとえそれらの熱が発生したとしても液体ヘリウムの冷却によってその大部分は除去されるため，マグネットの動作特性におよぼす熱の問題はさほど大きくない(液体ヘリウムの蒸発という経済上の問題は残るが)。ところが，パルスマグネットの場合，1秒程度という短い時間内に最高磁界に達するため直流マグネットにくらべ液体ヘリウムの冷却の時間応答性は必ずしも十分でなく，それらの損失の蓄積によるマグネット動作への影響が十分予想される。もちろん，超電導線が十分な液体ヘリウムと直接接触していれば1秒という時間は冷却にとって十分長い時間である。しかし，G-10 テープやマイラーなどの熱絶縁体あるいはヘリウムガスを介して冷却が行なわれる部分では，冷却応答性からみると1秒は決して長くはない。例えば，マイラーの熱伝導度は 10^{-1}W/mK のオーダである。両面の温度差が 1K の 0.5mm の厚さのマイラーを通して流れる熱量は 1m² あたり1秒間で 200J 程度しかなく上述の全損失にくらべ大きくない。また，蓄積効果の中でもっと厳しい問題として蒸発ヘリウムガスの蓄積もある。直流マグネットであればマグネット巻線の外部に存在する液体ヘリウムと蒸発ガスが置換される十分な余裕がある。しかるに，パルスマグネットではその時間的余裕は全くないと考えてよい。この場合，ヘリウムガスが超電導線近傍に蓄積され，冷却状態が極端に悪くなる。マイラーにくらべてもさらに1桁熱伝導度が低下し，超電導線はほぼ断熱状態となろう。このような熱の蓄積がある中で，例えば巻線の動き等により過渡的に大きな発熱があるとマグネットがクエンチする可能性が強い。

パルスマグネットでは磁界の変化率が非常に大きい。従って，極細多心超電導線の場合その超電導フィラメント同志の磁気カップリングが生じやすく，磁気不安定性を示す可能性があるためカップリングの防止対策が重要である。また，超電導ケーブルや編組線の場合インターストランドカップリングが生じ，あたかもモノリシック導体の振舞いをし大きな交流損はもちろん磁気不安定性の強い原因となる。このカップリング防止対策は決して容易でなく，また発生すると交流損や安定性上最も厳しいものとなる意味でその検討は非常に重要である。

以上の点から，パルスマグネット用導体として望ましい特性は，(i) 磁気的に十分安定，(ii) ヒステリシス損が小さい，(iii) 超電導フィラメント間，およびストランド間のカップリ

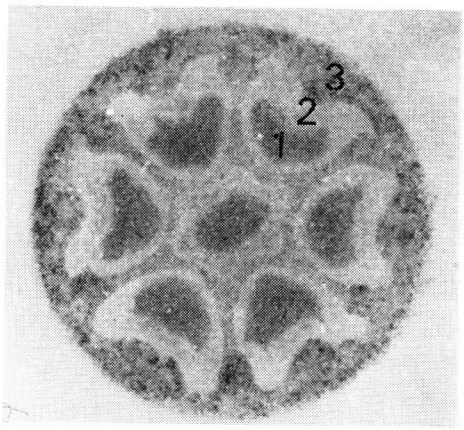
ングが少ない，および（iv）安定化材の渦電流損が小さい，という4条件を満すものといえよう。もちろん，これ以外に超電導線の強度又は動き等の機械的な問題が存在するがここでは対象としない。この章では著者が開発した2，3のパルスマグネット用超電導線を示し，それらについて安定性や交流損の解析，およびその電磁特性の実験的検討を行ない，上記の条件がほぼ満足される非常に高性能のパルスマグネット用導体であることを明らかにする。即ち，第5.2節では高純度アルミ内部安定化超電導線についてその磁気不安定性および交流損の解析，および電磁特性の実験的検討を行ない交流特性が良好で，磁気的にも十分安定であることからパルスマグネット導体として優れた特性を有していることを明らかにする。第5.3節ではNbTi，銅，およびキュプロニッケルからなる三層構造のストランド線を120本編組した本格的なパルスマグネット用導体の磁化特性等の検討を行ない，ハンダによるストランド間の接着固定は好ましくないこと等を明らかにするとともに望ましい導体構造を示す。第5.4節では各々の超電導フィラメントの近傍をとり囲むCuNi高抵抗層はストランド間の磁気カップリング防止には殆んど寄与しないことを明らかにする。第5.5節は本章のまとめである。

5.2　高純度アルミ内部安定化超電導線の開発および電磁特性

5.2.1　超電導線の構造

純度のよいアルミニウムは液体ヘリウム温度下では銅より比抵抗が小さく，また磁気抵抗効果も著しく小さいため超電導線の安定化材料として優れていることは多くの人の認めるところである[1,2]。しかし，一般に高純度アルミは非常に軟らかく，一方NbTi等の超電導体は硬いため両者の接着一体化は大変難しい。例えば，ビッカース硬度で比較すると前者は25程度，Nb−64% Tiは約150もあり[1]，しかもアルミはほとんど加工硬化しないこともあり，あたかも固体と液体を接着一体化するが如き困難さを伴なう。従って，現在のところ高純度アルミで安定化された超電導線の例はあまりなく，わずかに特殊な方法による単心のアルミ安定化超電導線が存在するが[3]，本質的安定化のための極細多心化には成功していない。

著者はアルミニウムと超電導体の接着一体化は超電導体を中空構造にし，その中空部にアルミを埋込むことによって容易に達成し得ることを見出した。そして，次節で示すように超電導体を中空構造にすることによって磁気不安定性は増大しないこと，逆に第2章で明らかにした磁束凍結効果と中空構造の超電導体の磁気特性を組合せることにより安定性が増大することが明らかとなったので，かかる方法により今まで成功していない極細多心アルミ安定化超電導線の開発に着手した。本超電導線の適用分野は当初よりパルス超電導マグネットに置かれていたため，超電導フィラメント間のカップリングを押える目的で，フィラメントは高抵抗のCuNiマトリックス中に埋込まれた。この金属は比抵抗が大きいためフィラメント間，およびストランド間の磁気カップリングの防止に極めて有効である。ただ外皮部のCuNiが厚くなりすぎ



1: Al
2: Nb 50 Ti
3: CuNi

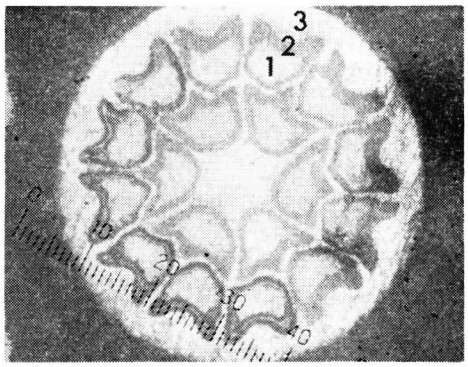
(×250)

第 5.1 図 高純度アルミ内部安定化超電導線の断面写真

ると冷却上の問題があるので，その部分はできる限り薄くなるよう配慮する必要がある。

7本心の多心超電導線の製造方法を述べる。まずアルミ埋込み超電導体ユニットとして，適当な肉厚の中空状 NbTi 円筒の中空部に高純度のアルミニウム（純度：99.999%）を挿入し，5mm 程度の外径まで線引きする。このとき，NbTi とアルミの断面積比は約 1：0.8 である。つぎに，CuNi を被覆した単心三層構造超電導線を作る。CuNi の厚さは，仕上りの多心超電導線の状態で超電導フィラメント間に存在する CuNi 層の厚さが所望の値になるよう設計する。ここではその値を約 8 μm としている。最後にこの単心三層構造超電導線を7本束ねて，CuNi シースに挿入し，最終径まで線引きする。製作した線の最終径は 0.3mm で，NbTi/Al/CuNi 比は 1/0.8/1.2（公称値）である。さらに，電気絶縁のため厚さ約 12.5 μm のフォルマルがコーティングされる。以上の方法で製作した7本心高純度アルミ内部安定化超電導線の断面写真を**第 5.1 図**に示す[4]。同図の番号1はアルミニウム，それをとりまく番号2は NbTi 超電導体，そして番号3は CuNi マトリックスである。超電導フィラメントの平均直径は約 88 μm，フィラメントの平均肉厚は約 15 μm である。カップリングを避けるためフィラメント同志はツイストされており，そのピッチは約 12mm である。使用したアルミニウムの比抵抗は 4.2K，H＝0 で約 $2.5\times10^{-11}\Omega\cdot$m，4.2K，H＝3T で約 $6.2\times10^{-11}\Omega\cdot$m で磁気抵抗効果を考慮すると 6T 程度の磁界の点で銅にくらべほぼ1桁小さくなる。CuNi は Ni の含有率が 30wt%，その比抵抗は 4.2K で約 $3\times10^{-7}\Omega\cdot$m で，上記のアルミにくらべると4桁程度も大きい。このように極めて比抵抗の小さい安定化材と比抵抗の大きいカップリング防止用の金属が用いられているため本線材は安定性に優れ，カップリング損が少ないという大きな特徴を有する。加えてマトリックスを CuNi という高抵抗金属にしていることがインターストランドカップリングの防止に極めて有効であり（あとで解析する），とくに編組構造やケーブル構造とされるパルスマグネット用導体に適している。

7本心の超電導線の臨界電流は 6T の点で約 22A と小さいため，電流容量を増す目的で19本心の開発も行なった。製造法は7本心の場合とほぼ同じである。この線の外径は 0.5mm,

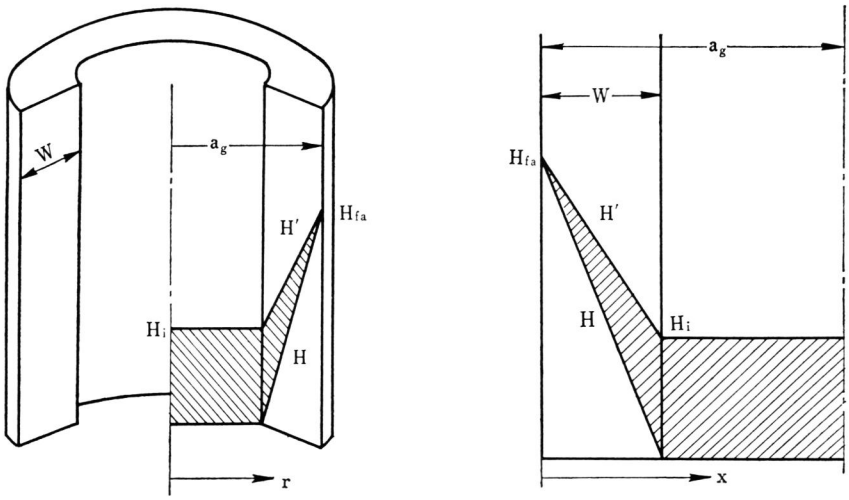


第 5.2 図　高純度アルミ内部安定化超電導線（19 本心）の断面写真

NbTi フィラメントの平均直径は 87 μm，フィラメントの NbTi の肉厚約 15 μm，NbTi/Al/CuNi 比は約 1/0.8/1.2（公称値）である。6T での臨界電流は約 78A で7本心の約3倍に容量増加された。本線材の断面写真を**第 5.2 図**に示す。なお，19 本心のフィラメントのうち，最も中心の1本は銅である。銅にした理由は自己磁界によるカップリングを防止するためである。

5.2.2　磁気不安定性の検討

高純度アルミ内部安定化線を構成する各々の超電導フィラメントは，超電導特性上は中空構造の超電導体と同一である（中空部にアルミニウムが埋っており，材料的には中実であるが超電導特性からみると中空である）。従って，磁気不安定性のクライテリオンは従来の中実状超電導体のそれと若干異なる。そこでここでは，中空構造の超電導体の磁気不安定性に関し検討



第 5.3 図　中空超電導体中の磁界分布

を加え，適当な肉厚と線径の中空状超電導体は磁気的に非常に安定であることを示し実験で確認する[5]。

磁束分布としてビーンモデルを用い，計算は1次元近似で行なう。単位系は MKS 単位を用いる。計算の手法は半無限の板状超電導体のそれとほぼ同じである。**第 5·3 図（a）**に示す半径 a_g，肉厚 W の中空円筒超電導体を考える。印加磁界をその軸に平行に準静的に増加し，磁束フロントが内壁に達したときの値を H_{fa} とする。このとき超電導体中の磁界分布は，

$$H(r)=\frac{H_{fa}}{W}(r+W-a_g) \tag{5-1}$$

となる。この状態で ΔT なる温度上昇があり臨界電流密度が ΔJ_c だけ減少したとすると磁界分布は，

$$H'(r)=\frac{1}{W}(H_{fa}-H_i)(r+W-a_g)+H_i \tag{5-2}$$

のように変化する。ここに，

$$H_i=\Delta J_c W \tag{5-3}$$

である。この結果，第 5.3 図（a）の斜線で示す微小部分に磁束が侵入し，次式の電界が円周方向に誘起される。

$$\begin{aligned}\nabla\times\vec{E}_e&=r^{-1}\partial(r\vec{E}_e)/\partial r\\&=-\partial(\Delta B)/\partial t\end{aligned} \tag{5-4}$$

ここに，E_e は電界で V/m，ΔB_e は磁束密度の増分でテスラの単位である。また，単位体積あたりの発熱は，

$$q=\int_0^\infty E_e J_c dt \tag{5-5}$$

となる。従って，試料表面（$r=a_g$）近傍の単位体積あたりの発熱は (5-1)，(5-2)，(5-3)，(5-4) および，(5-5) 式より

$$q=\frac{q_0 W}{a_g}\left\{\frac{1}{3}-\frac{a_g}{W}+\left(\frac{a_g}{W}\right)^2\right\} \tag{5-6}$$

となる。ただし，

$$q_0=\frac{\mu_0 H_{fa}{}^2\Delta J_c}{2J_c} \tag{5-7}$$

である。断熱近似を用いると表面における温度上昇は比熱を C として，

$$\Delta T_1=q/C \tag{5-8}$$

となる。また，ΔT と ΔJ_c の関係は次式で表わされる。

$$\Delta J_c=-(\partial J_c/\partial T)\Delta T \tag{5-9}$$

(5-6)，(5-7)，(5-8)，および (5-9) 式より ΔT と ΔT_1 の関係として次式を得る。

$$\frac{\Delta T_1}{\Delta T}=\frac{\mu_0 H_{fa}{}^2 W}{2CT_0 a_g}\left\{\frac{1}{3}-\frac{a_g}{W}+\left(\frac{a_g}{W}\right)^2\right\} \tag{5-10}$$

ただし，

$$T_0 = J_c/(-\partial J_c/\partial T) \tag{5-11}$$

である。一方，中実の円柱状超電導体で初めてフラックスジャンプが発生する磁界 H_{fj} は同様の計算により，

$$H_{fj} = [2CT_0/\{\mu_0(1-2\delta_f/3a_g)\}]^{1/2} \tag{5-12}$$

となる。ここに，δ_f は H_{fj} なる磁界を印加したとき超電導体表面からその内部に侵入している磁束の先端までの距離である。$\delta_f \ll a_g$ のとき半無限板状超電導体の H_{fi} と同一の結果を与える。またビーンモデルが成立する範囲では，

$$\frac{H_{fa}}{H_{fj}} = \frac{W}{\delta_f} \tag{5-13}$$

なる関係が成立する。(5-12) 式および (5-13) 式を (5-10) 式に代入し，かつ $\Delta T_1/\Delta T = 1$ とおくと，安定性の境界を与える曲線として，

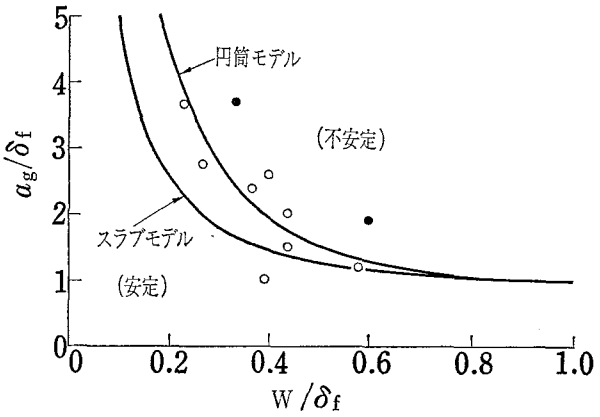
$$\left(\frac{Y}{X}\right)^2 - \frac{1}{X}\left(1+\frac{1}{X^2}\right)Y + \frac{1}{3}\left(1+\frac{2}{X^3}\right) = 0 \tag{5-14}$$

を得る。ただし，$X = W/\delta_f$，$Y = a_g/\delta_f$ である。全く同様に計算して，**第 5.3 図（b）**に示す中空板状超電導体の場合の安定・不安定の境界線は次式となる。

$$Y = \frac{1}{2}\left(X + \frac{1}{X}\right) \tag{5-15}$$

これらを図示すると**第 5.4 図**の実線のようになる。円筒モデルの方が若干安定な領域が大きくなる。同図は超電導体の肉厚 W を薄くすると磁気的に安定な超電導線の線径（$2a_g$）をかなり大きくしうることを示している。

実際に中空構造の超電導体が (5-14) 式又は (5-15) 式で示される範囲内で安定であるかどうか確認するため**第 5.1 表**に示す 10 種類の試料を用いて実験を行なった。試料は Nb 50% Ti で，J_c は熱処理によって変化させた。試料表面には加熱のためマンガニンヒータ（0.1



第 5.4 図　中空超電導体の安定領域

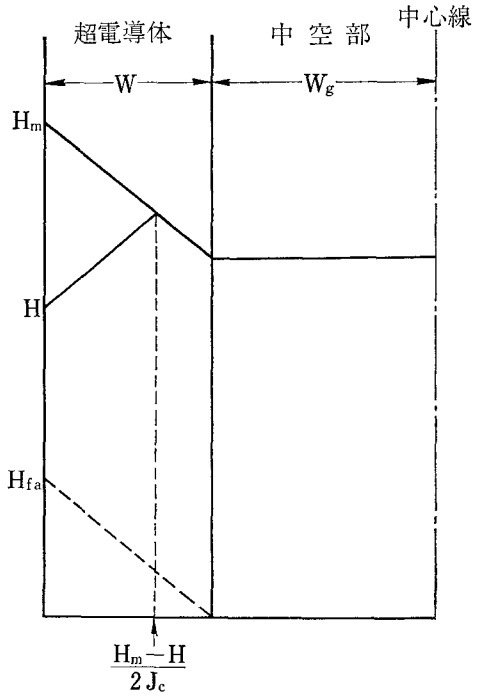
第 5.1 表 試 料 の 諸 元

試料番号	肉厚 W (cm)	半径 a_g (cm)	長さ l (cm)	臨界電流密度 J_c (A/cm²)	W/δ_f	a_g/δ_f
No. 1	0.018	0.273	3.5	17,000	0.23	3.65
2	0.02	0.205	3.2	17,000	0.27	2.74
3	0.055	0.355	3.5	8,000	0.37	2.37
4	0.03	0.195	3.5	17,000	0.40	2.6
5	0.10	0.25	3.5	5,000	0.39	1.0
6	0.084	0.285	3.5	6,000	0.44	1.5
7	0.09	0.39	3.5	6,100	0.46	2.0
8	0.20	0.40	2.5	3,500	0.58	1.17
9	0.025	0.275	3.4	17,000	0.33	3.7
10	0.045	0.145	2.4	17,000	0.60	1.9

mmϕ) を巻き，さらに熱絶縁を行なった。従って，試料表面の冷却状態は良くなく，計算で仮定したように磁気不安定性が起るとすると表面において発生するものと考えられる。フラックスジャンプの検出は中空部にセットしたジーメンス社製のホール素子（RHY 18）又は試料上に巻いたサーチコイルで行なった。磁界は軸に平行に印加し 0.53 T/sec で掃引した。磁気的に安定であることの尺度として，調べた磁界範囲（約 1.5 T まで）でフラックスジャンプが全く発生しないという条件を選んだ。一度でも発生すると不安定とした。第 5.1 表に示す J_c は，中空部にはじめて磁束が到達するときの印加磁界 H_{fa} を用いて，$H_{fa}=J_cW$ なる関係から求めたものである。H_{fj} の値は試料により少し異なるが，ここでは Swartz の理論[6] から求めた値 0.16 T を用い，$H_{fj}=J_c\delta_f$ なる関係から δ_f を算出した。以上の値を用いて各試料の W/δ_f，および a_g/δ_f を計算した結果が第 5.1 表に示されている。これらの値をプロットした結果を第 5.4 図に示す。白丸は安定で，黒丸は不安定な試料を意味している。実験と計算はほぼ一致しているが，計算で示された不安定領域に少し入った点でなお安定性を示しているのは試料が完全な断熱状態でなく，冷却が働いていることに起因していると思われる。

中空構造の超電導体は一般に非常に不安定であるといわれているが，以上の検討で明らかなように肉厚を適当に選定すると，本質的安定性の理論で指摘される最大線径（上の検討では 2 δ_f に相当）よりかなり太い場合でも磁気的に安定となることが示された。

上で得た結果を 7 本心高純度アルミ安定化線に適用してみる。5 T の磁界の点で検討する。この超電導線の J_c は 5 T で約 1.1×10^9 A/m² であるので，上と同様に H_{fj} を 0.16 T とすると δ_f は約 110 μm となる。超電導フィラメントの平均半径は約 44 μm，超電導体の肉厚は約 15 μm であるから，$W/\delta_f\simeq0.14$，$a_g/\delta_f\simeq0.4$ を得る。この値は第 5.4 図から明らかなように十分に安定領域に入っていることが分る。仮に肉厚を 2 倍の 30 μm にしても，フィラメントの平均半径が約 300 μm 以下であれば安定領域に入る。



第 5.5 図 交流磁界印加による超電導体の磁界分布

5.2.3 交流損の評価

中空構造にするとヒステリシス損がどの程度増加するか検討する。**第 5.5 図**に示す超電導体の厚さ W，中空部の幅 $2W_g$ の板状超電導体に $-H_m \leq H \leq H_m$ なる交流磁界を印加した場合を考える。この場合，試料表面単位面積および交流磁界1周期あたりのヒステリシス損は簡単な計算より，

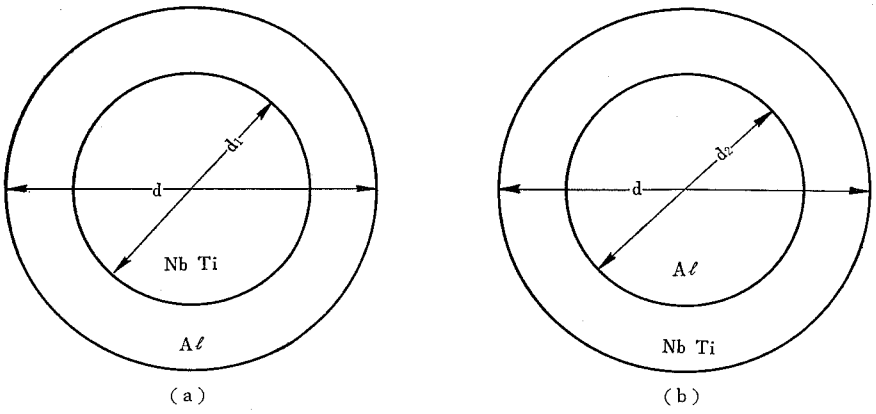
$$P/f = 2\int_{-H_m}^{H_m} \phi dH$$

$$= 2W(W+2W_g)\,\mu_0 J_c H_m\left(1-\frac{3W_g+W}{2W_g+W}\cdot\frac{2J_cW}{3H_m}\right) \quad (\mathrm{J/m^2\cdot Hz}) \tag{5-16}$$

となる。ただし，H_m は H_{fa} よりずっと大きく，また磁束分布はビーンモデルを使用し，J_c は $-H_m \leq H \leq H_m$ なる範囲で一定と仮定している。なお，この式は超電導線に初めて印加した交流磁界の最初の周期には適用できず，2周期目以降にのみ適用できることに注意する必要がある。H_{fa} は磁束フロントが内壁部に達するときの印加磁界の大きさで次式となる。

$$H_{fa} = J_c W \tag{5-17}$$

第 5.1 図又は第 5.2 図に示す高純度アルミ内部安定化線の場合，超電導体およびアルミを板状に換算しなおすと厚さの比は約 1：0.9 である。即ち，$W_g \simeq 0.9W$ である。この値を



第 5.6 図 安定化材の2種類の配置構造

(5.16) 式に代入すると,

$$P/f \simeq 5.6\,W^2 J_c (H_m - 0.9\,H_{fa})$$

となる。超電導体の単位体積あたりでは W で割ればよいから,

$$P/f \simeq 5.6\,J_c W (H_m - 0.9\,H_{fa}) \qquad (\mathrm{J/m^3 \cdot Hz}) \tag{5-18}$$

を得る。この値は $2(W+W_g)$ なる寸法の板状超電導体のヒステリシス損にくらべ約 1.5 倍の大きさである。従って,ヒステリシス損からいうと中空構造にすることは決して有利ではない。

ところが,渦電流損については安定化材を中空部に挿入することによってかなり減少される。**第 5.6 図**に示す超電導体と安定化材の2種類の配置構造を考える。交流磁界が軸に平行に印加されたときの各々の渦電流損は,(a) の配置つまり安定化材を超電導体に被覆した従来型の安定化超電導線では,

$$P_{ea} = \int_0^{2\pi} \int_{d_1/2}^{d/2} \frac{(\mu_0 H_m \omega)^2}{8\,\rho_n} r^2 dr \cdot r d\theta$$

$$= \frac{\pi}{2} \cdot \frac{(\mu_0 H_m \omega)^2}{8\,\rho_n} \cdot \frac{d^4 - d_1^{\,4}}{16} \tag{5-19}$$

ここに,H_m は交流磁界のピーク値,ω は角周波数,ρ_n は安定化材の比抵抗である。また,安定化材の厚さにくらべ十分表皮深さは大きいとしている。さらに,超電導体の断面内の磁束密度は外部磁界と同じと近似している。(b) の配置の場合も同様の仮定をして,

$$P_{eb} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{(\mu_0 H_m \omega)^2}{8\,\rho_n} \cdot \frac{d_2^{\,4}}{16} \tag{5-20}$$

を得る。比較が容易なように,(a),(b) 両者のアルミニウムの量を同一にすると,

$$d_2 = \sqrt{d^2 - d_1^{\,2}}$$

となるから,これと (5-19) 式および (5-20) 式から,

$$\frac{P_{eb}}{P_{ea}} = \frac{(d^2 - d_1^{\,2})^2}{d^4 - d_1^{\,4}} \tag{5-21}$$

を得る。第5.1図の内部安定化線の場合，超電導体とアルミの比が 1：0.8 であるからこれを上式に代入すると，$P_{eb}/P_{ea}\simeq 0.29$ を得，アルミを超電導体の内側へ挿入することによってかなり渦電流損を軽減し得ることがわかる。もし，超電導体とアルミの比を 1：2 としても $P_{eb}/P_{ea}\simeq 0.5$ となり，安定化材を超電導体の内側へ挿入する効果は十分ある。アルミの割合が大きくなるとそれだけ内側へ挿入する効果は少なくなる。しかし後で示すように超電導体とアルミの比 1：0.8 という値は銅安定化線の場合の超電導体対銅比になおすと 1：4.7 にも相当し，部分安定化超電導線では十分な安定化材の量ということができる。従って，アルミであれば安定性を確保するためにそのようにわずかの量でよく，かつそれを超電導体の内側へ挿入して著しく渦電流損を小さくすることが可能となる。上に示した計算では磁界として軸方向に平行な場合を示したが，垂直方向に印加した場合もほぼ同様のことが指摘される。

超電導素線間のカップリングを検討する。Wilson らによると完全なカップリングが起る臨界の磁界 $\dot{H}_c$ は次式で与えられる[7]。

$$\mu_0\dot{H}_c=(2\rho_n\lambda_s^{1/2}J_cW/l^2)\{W_n/(W_n+W)\} \tag{5-22}$$

ここに，λ_s は超電導体の占積率，W は超電導体の厚さ，W_n は超電導体ではさまれた常電導金属の厚さ，$4l$ はツイストピッチ，および ρ_n は常電導金属の比抵抗である。これらの変数に第 5.1 図の超電導線の値をあてはめると，$\lambda_s^{1/2}\simeq 0.58$，$W\simeq 8.8\times 10^{-5}$m，$W_n\simeq 0.75\times 10^{-5}$m，$l\simeq 3\times 10^{-3}$m，および $\rho_n\simeq 3\times 10^{-7}\Omega\cdot$m である。これらの値を (5-22) 式に代入して，次式を得る。

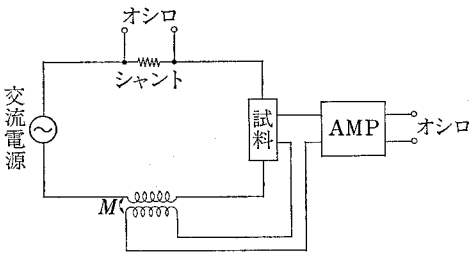
$$\mu_0\dot{H}_c=2.67\times 10^{-7}J_c \qquad (\mathrm{T/sec}) \tag{5-23}$$

この式から分るように $\dot{H}_c$ は J_c の大きさによって変化する。1例として 6T の点における $\dot{H}_c$ を求める。この超電導線の超電導部分の J_c は 6T で約 $0.95\times 10^9\mathrm{A/m^2}$ であるので，上式より $\mu_0\dot{H}_c\simeq 250\,\mathrm{T/sec}$ という非常に大きい値を得，この研究で対象にしている 6T/sec 程度の磁界変化率のパルスマグネットではほぼ超電導フィラメント間のカップリングはないものと考えてよいであろう。

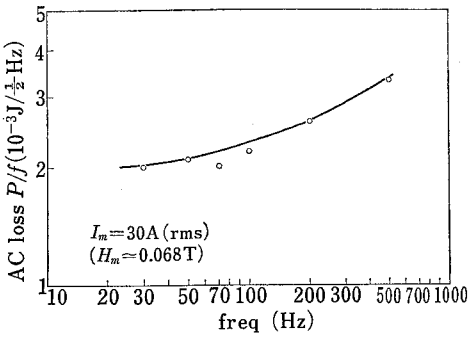
上の検討結果を確認するため交流損の周波数依存性を測定した。用いた試料は第 5.1 図に示すと同一の超電導線で，全長 6m の試料を直径 15mm のベークライト棒上にバイファイラーに巻いて，液体ヘリウム中に浸漬した。測定方法は**第 5.7 図**に示すように，試料に交流電流を流し，その両端の電圧から相互インダクタンス M を通して誘起される電圧を差引いて得られる純抵抗分電圧と，シャントからの電流信号をオシロスコープに同時記録したのち，両者の積を1周期にわたり積分すると交流損が求まる。なお，シャントのインダクタンスは無視できる。カップリングを見るため交流電流の値は一定の 30A (rms) とした。このとき試料表面の磁界はピーク値で約 0.068T である。以上の方法で得た交流損の周波数依存性を**第 5.8 図**に示す。この結果より単位体積あたりの交流損の周波数依存性は，

$$P/f=2.9\times 10^4(1+1.5\times 10^{-3}f) \qquad (\mathrm{J/m^3\cdot Hz}) \tag{5-24}$$

となる。なお，単位体積あたりの換算においては超電導体の体積を $0.14\mathrm{cm^3}$ とした。右辺第



第 5.7 図　交流損測定回路図



第 5.8 図　交流損の周波数依存性

2 項は周波数 f の 2 乗に比例するからカップリングおよび渦電流損の両者が考えられる。しかし，交流電流は安定化材をとり囲む超電導体を流れており，かつ発生する磁界が小さく安定化材までとどかないので交流磁界が安定化材とは鎖交しない。従って，本実験の場合はカップリング損のみと考えてよい。(5-24) 式は 100 Hz の交流磁界（最大磁界変化率は 40 T/sec）においてさえカップリング損の大きさはヒステリシス損のわずか 15% にしかならないことを示している。

以上の検討より，高純度アルミ内部安定化超電導線は交流特性が良好でパルスマグネット用超電導線に適していることは明らかである。

5.2.4　熱的安定性の検討

内部安定化超電導線は安定化材であるアルミの割合がかなり少ない。この程度の量で熱的な安定性が確保し得るかどうか検討する。実測によるとアルミの磁気抵抗は数 T 以上の磁界でほぼ一定であるので，前に示したように 3 T での値約 $6.2\times10^{-11}\Omega\cdot\mathrm{m}$ を用いる。一方，銅の比抵抗は磁界とともに直線的に増加し室温と 4.2K の抵抗比が 100 の銅の場合近似的に次式のように表わすことができる[8,9]。

$$\rho_{Cu}=(1.5+3.5\times10^{-1}H)\times10^{-10}\qquad(\Omega\cdot\mathrm{m})\qquad(5\text{-}25)$$

ここに，H は磁界でテスラの単位である。

さて，第 5.1 図に示した内部安定化線（線径 0.3 mm）は NbTi/Al/CuNi=1/0.8/1.2 であるからその全断面の平均比抵抗は，$(\rho_{Al})_{av}\simeq2.3\times10^{-10}\Omega\cdot\mathrm{m}$ となり非常に低い比抵抗となる。この値は 1 T 程度から 10 T あたりまでほぼ一定である。一方，銅安定化材を用いた場合を考えると (5-25) 式より磁界とともに比抵抗は増加し，6 T では $\rho_{Cu}=3.6\times10^{-10}\Omega\cdot\mathrm{m}$ にもなり超電導線のほとんど全断面を銅にしても，内部安定化線の平均比抵抗にくらべなおかなり大きい。従って，ノーマル転移の際同一のジュール損にするには銅安定化線の場合平均電流密度を下げざるを得ない。6 T の点で内部安定化線と同一のジュール損という条件で銅安定化線の銅比を求めてみる。銅安定化線の全断面にわたる平均比抵抗を $(\rho_{Cu})_{av}$ とすると，ジュール損同一の条件から，

$$(\rho_{Cu})_{av}\frac{1}{S_1}I^2=(\rho_{Al})_{av}\frac{1}{S_2}I^2$$

$$\therefore\quad S_1=\frac{(\rho_{Cu})_{av}}{(\rho_{Al})_{av}}S_2 \tag{5-26}$$

となる。ここに，S_1 は銅安定化線の断面積，S_2 は内部安定化線の断面積である。銅安定化線の場合，NbTi/Cu/CuNi の比を 1/x/1.2（NbTi と CuNi は内部安定化線と同一割合とする）とすると，両線材の臨界電流値は同一（即ち，NbTi 量は同一）という条件から，

$$x=\frac{3S_1}{S_2}-2.2 \tag{5-27}$$

を得る。また，$(\rho_{Cu})_{av}$ は，

$$(\rho_{Cu})_{av}=\frac{x+2.2}{x}\rho_{Cu} \tag{5-28}$$

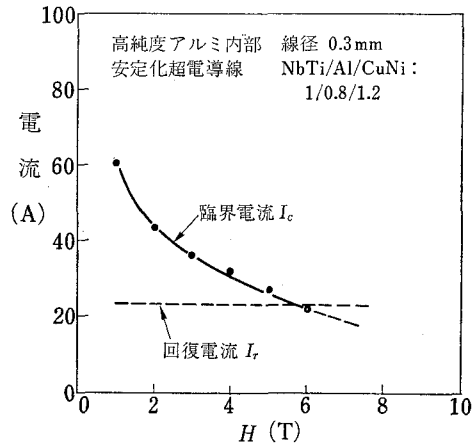
となる。(5-26)，(5-27) および (5-28) 式，および上に示した ρ_{Cu} と $(\rho_{Al})_{av}$ の値を用いて，$x\simeq4.7$ を得る。このとき銅安定化線の線径は $d_{Cu}\simeq0.46$ mm となる。即ち，熱的安定性の1つの尺度であるジュール損を同一に保とうとすると，銅安定化線の場合 NbTi 量1に対し銅を 4.7 も使用しなければならない上に，必然的な結果として全体の線径を太くしなければならず流しうる電流密度もかなり低下（J_cS_2/S_1 より，内部安定化線の 43% の電流密度となる）してしまう。このことはまたマグネットにする場合非常に不利で（というのはたとえばソレノイドの場合，中心磁界はコイルの平均電流密度に比例するので），同一の磁界を発生するためより多くの線材を要することをも意味する。

以上の検討から内部安定化線の NbTi/Al/CuNi の比 1/0.8/1.2 におけるアルミの割合 0.8 は，部分安定化超電導線の安定化材としては十分多い量であることが示された。同時に本線材の全断面にわたる平均電流密度と同じ値の電流密度は銅安定化線では決して達成し得なく（上の例では 43% しかとれない），わずか 0.8 程度の割合のアルミであっても銅比が 4.7 の銅安定化超電導線と同じ熱的安定性を維持しながら，かなりな高電流密度をとりうることが明らかにされた。

つぎに回復電流を検討する。回復電流 I_r は，

$$i_r=\frac{1}{\sqrt{\alpha_s}};\ i_r=I_r/I_c \tag{5-29}$$

で与えられる[10]。ただし，$\alpha_s=R_{Cu}I_c^2/q_fP_c$ で，I_c はある磁界における臨界電流，R_{Cu} は安定化材の 1 m あたりの抵抗，P_c は超電導線の冷却ペリメータ，q_f は最小膜沸騰熱束である。6 T での I_c は約 22 A（このときの導体断面における平均の j_c は 3.11×10^8 A/m^2），通常 q_f は 2×10^3 W/m^2 程度，P_c は約 9.4×10^{-4} m，R_{Cu} は約 $3.3\times10^{-3}\Omega$/m であるので，これらを上式に代入して $\alpha_s=0.92$ を得，従って，$I_r\simeq23$ A となる。つまり，Stekly の安定化パラメータ α_s[10]が1より小さいため，内部安定化線は 6T の点では完全安定化されていることになる。超電導体に対し安定化材の比率がわずか 0.8 で，しかも導体断面における平



第 5.9 図 臨界電流と回復電流の関係

均臨界電流密度が 3.11×10^8 A/m² という非常な高電流密度にもかかわらずクライオ安定性からみて完全に安定という驚くほど熱的に良好な安定化特性を示すことが分る。通常，銅安定化線の場合 R_{Cu} が磁界に比例して大きくなるため回復電流は磁界依存性がある。しかるにアルミの場合 1 T 以下の低磁界は別にしてそれ以上の高磁界側では抵抗はほぼ一定であるから回復電流に磁界依存性がない。従って，第 5.1 図の内部安定化線の回復電流と短線の H-I 特性を図に示すと**第 5.9 図**のようになる。同図より本内部安定化線は（5～6）T 以上の高磁界領域では Stekly の定義において[10]完全安定といえる。もし，Maddock[11]の Cold End Recovery による等面積安定性が成立すると q_f として 3×10^3W/m² 程度はとりうるので I_r はさらに大きくなり 27A 程度まで増加する。

高比抵抗である CuNi が線の最外層部にあるため冷却の低下が考えられるが少なくとも第 5.1 図に示す線の場合（外皮部の CuNi の厚さは平均で約 30 μm）その可能性は全くない。それどころか第 4 章で示したように CuNi のような熱不良導体を被覆すると q_f はむしろ増加さえする。Maddock ら[11]は 7 μm のセルロースペイントを被覆すると q_f は 5×10^3W/m² にもなる結果を得ており（裸線の場合は 2.9×10^3W/m²）適当な厚さのある種の表面皮膜は q_f を増大し，従って回復電流を増加すると指摘している。即ち，熱不良導体は冷却からみて無条件に好ましくないという考えは誤ちである。これらのことから CuNi 被覆は q_f を増すため直流的な熱的安定性の面で優れているとさえいえるのである（もちろん厚くなると弊害になることは明らかである）。つぎに，熱パルスのような擾乱の冷却に対してはどうか検討する。熱拡散時定数は次式で与えられる。

$$\tau_H=(4/\pi^2)(C\,W_s{}^2/k)$$

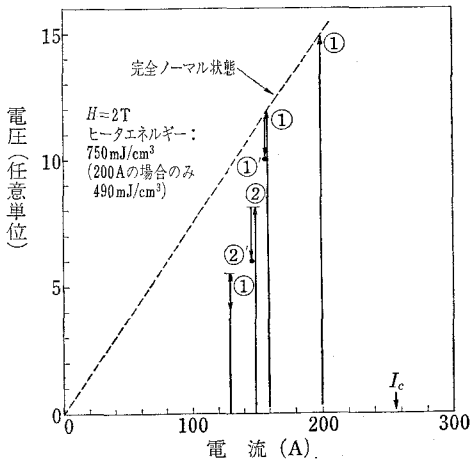
Cは比熱，W_s は試料の厚さ，k は熱伝導度である。CuNi の場合，$C\sim1\times10^3$J/m³K，$k\sim10$ W/mK である。また W_s としては外皮部の厚さをとると約 3×10^{-5}m である。これらの数値を上式に代入して，τ_H の値は 10^{-8} 秒のオーダとなる。即ち，巻線の動き等によるパル

ス熱擾乱（通常，立上り時間は 0.1 msec 以上で，持続時間は 10 msec 程度以下である）が生じたとしても，CuNi はそれらのパルス熱擾乱の冷却の妨げにはならない。

以上の検討より第 5.1 図又は第 5.2 図に示す高純度アルミ内部安定化線は安定化材としてのアルミが非常に少ないにもかかわらず熱的安定性が著しく優れており（高磁界領域では完全安定でさえある！），同時に高電流密度が確保できるという銅安定化線とは比較にならぬほど高性能な超電導線であることが明らかにされた。

5.2.5　電磁特性の実験的検討

ここでは第 5.1 図に示した7本心高純度アルミ内部安定化線を6本撚合せたケーブル状超電導線の電磁特性について検討する。なおケーブルの最中心部にはほぼ同じ直径のマンガニン線ヒータが撚込まれている。この試料は第4章で用いた ♯1 試料と同じである。この試料の熱的安定性を調べるため，$I_r \leq I \leq I_c$（I_r：回復電流）の領域で試料にある電流を流しておき，十分大きいエネルギーのヒータパルス（試料単位体積あたり 750 mJ/cm³）を印加したとき，その熱擾乱の結果試料がクエンチするかあるいは全く安定であるかどうか等を検討した。試料の長さは約 80 cm で電圧タップ間距離は 61.5 cm である。従って，試料長さ方向の温度分布はほぼ一様であり冷却は半径方向にのみ行なわれると考えてよい。ヒータパルスの幅は 14 msec とした。印加磁界は 2T でこのときの臨界電流は 256 A である。この状態で試料に 200 A，160 A，150 A，および 130 A の4種類の電流を流したのち，ヒータパルスを印加したときの試料電圧の挙動を**第 5.10 図**に示す。まず，200 A の場合 490 mJ/cm³ のエネルギーの一回のヒータパルスでクエンチし一挙に同図の完全ノーマル状態の曲線まで電圧がとぶ。そして電流を減少しない限りその電圧値を保つ。ところが 160 A の場合，750 mJ/cm³ という大きなヒータパルスを印加するとヒータが印加されている間はほぼ完全ノーマル状態となるが，パルス終了後数十 msec の間に電圧が減少し同図の ①′ という準安定な磁束流状態に落着する。そ

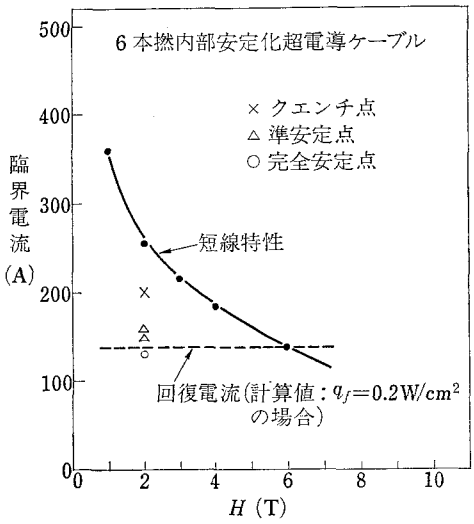


第 5.10 図　ヒータパルス印加後の試料電圧

して約1秒経過後再度同じヒータパルスを印加するとパルス印加中は完全ノーマルとなるが，終了後は再び①′の準安定状態へもどる。試料電流が 150A の場合は，750 mJ/cm³ のパルスを印加しても最初のパルス終了後は超電導状態に復帰してしまう。そして1秒後に印加された2回目のヒータパルスで初めて準安定の磁束流状態②′に入る。試料電流が 130A の場合は最初および第2回目以降のヒータパルスの印加のいずれの場合も第 5.10 図に示すようにパルス終了後直ちに（20～30 msec 後）完全に超電導状態に回復する。なお，同図の①は最初に印加したパルス，②は2回目に印加したパルスを意味する。これらの実験結果からつぎの点が指摘できる。

（i）200A は不安定な領域である，（ii）160A は熱擾乱が発生するとノーマル転移するという意味で不安定な状態ではあるが，完全ノーマルとはならず磁束流状態に止まるため準安定状態といえよう。(iii) 150A の場合は，2回目の擾乱で磁束流状態に入る。従って，（ii）より少し安定といえるが，やはり準安定状態である。最初のパルスで磁束流に入らないにもかかわらず，2回目のパルスで入るという原因はパルス印加間隔が1秒のため，前のパルスで液体ヘリウムが蒸発され冷却状態が悪くなっているためと考えられる。(iv) 130A の場合は十分安定であり，この点は回復電流 I_r 以下の領域と考えられる。以上の結果から，150A，160A，および 200A は I_r と I_c の間の電流であることが分るが，通常 $I_r<I<I_c$ なる範囲の電流が流れている超電導線は一度 S-N 転移すると直ちに完全ノーマル状態になってしまい，安定な磁束流状態が維持されることはない。試料電流が 200A の場合この例に属する。しかし，150A 又は 160A の場合 $I_r<I<I_c$ の領域にもかかわらず安定な磁束流状態が存在するという大変興味ある現象を示す。この原因として，試料はケーブル状でその中心にヒータが撚込まれた構造のため，各6本の超電導線表面のヒータに接する側は冷却が非常に悪く，一方液体ヘリウムに接する部分は冷却がよいことが考えられる。マトリックスとして CuNi という熱不良導体を用いているため線の断面内の温度分布が均一とならず，ヒータ側に位置する超電導体はノーマル状態，液体ヘリウム側の超電導体は超電導状態という2つの状態がケーブルを構成する各々の超電導線の断面内に存在しているのではないかと推定される。従って，6本を撚らないでそれぞれ1本をとり出し，かつ液体ヘリウムと十分よく接触させるなら，回復電流は 160A より大きくなることが考えられる。

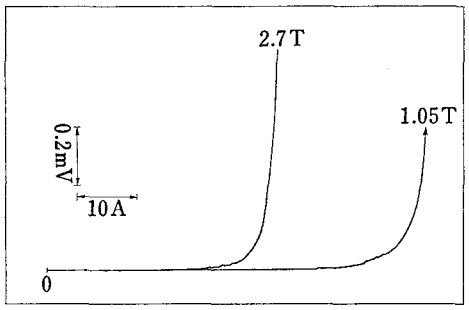
さて，上で得た結果をこの試料の H-I 特性と同一グラフにプロットすると**第 5.11 図**のようになる。また同図には $q_f=2\times10^3\mathrm{W/m^2}$ として求めた回復電流の計算値を破線で示す。計算と実測はほぼ一致しており，このことは本試料の平均の q_f 値は $2\times10^3\mathrm{W/m^2}$ であることを意味している。しかし，この計算値は6本の超電導線の全表面が液体ヘリウムと接触しているとして求めたものである。しかるに用いた試料は，上述のようにケーブル状であるため液体ヘリウムと接触しない部分もある。大雑把な推定として全表面の 2/3 が液体ヘリウムと接しているとすると，上述のように平均の q_f が $2\times10^3\mathrm{W/m^2}$ であるから，液体ヘリウムと接している面の q_f は $3\times10^3\mathrm{W/m^2}$ となる。q_f を $3\times10^3\mathrm{W/m^2}$ とすると回復電流は 160A とな



第 5.11 図　ヒータパルスに対する安定性
ヒータパルス幅：14 msec，ヒータエネルギー：750 mJ/cm³，×点のみ490 mJ/cm³ のヒータパルスでクエンチ

り，磁束流状態の存在に関し加えた説明と符号する。本試料は十分長く，長さ方向の温度分布はほぼ一様とみてよく，従っていわゆる Maddock の等面積クライテリオン[11]は成立しない。その場合，一般的に銅表面の場合 q_f は 2×10^3W/m² 程度となる[12,13]。しかし，本試料の場合 2×10^3W/m² より大きく 3×10^3W/m² 程度の値となる。従って，一般に冷却上よくないと考えられている CuNi 表面の方が，熱伝導の良い銅表面より回復電流特性を向上させる可能性があるという興味ある結論が得られる。

最後に6本撚線のうち1本の超電導線の電流対電圧特性を**第 5.12 図**に示す。この試料の全長は約 6 m でそのうち約 2 m はほぼ均一な磁界中に位置している。電圧タップは試料の両端に設けた。同図より I_c 以上かなりな電流範囲にわたり電圧は極めて滑らかに発生し，電流を下げると電圧も可逆的に減少するという安定な磁束流状態が存在することが分る。熱的にも磁気的にも非常に安定な超電導線であることを示している。第 5.2 図に示す 19 本心の内部安定



第 5.12 図　電流-電圧特性

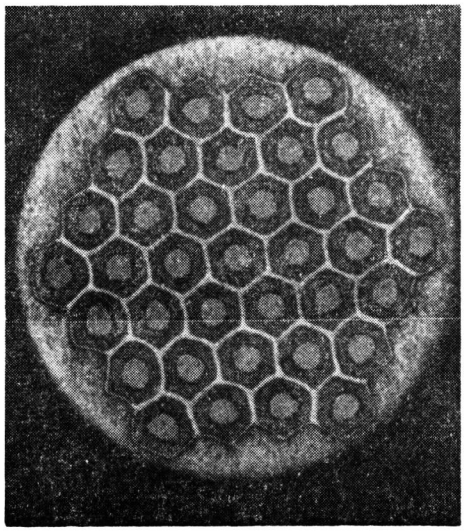
化線もほぼ同様の特性を示すのでここでは省略する。

以上の検討の結果次の点が明らかとなる。(i) 本超電導線は NbTi/Al の比が 1/0.8 であり安定化材の割合が非常に少ないにもかかわらず回復電流がかなり大きい (6T 以上の領域では完全安定でさえある) という優れた特性を有する。(ii) I_c 以上の領域で安定な磁束流状態を示し，熱的および磁気的に安定な特性をもつ。(iii) CuNi 表面であることがかえって最小膜沸騰熱束 q_f を大きくし，その結果回復電流を大きくするという特徴がある。

5.3 1,000A 級超電導編組導体の開発およびその交流特性

5.3.1 導体の諸元

ここでは現在開発中の銅，キュプロニッケル，および NbTi から成る三層構造多心超電導線 (以下ではストランドと呼ぶ) を 120 本編組した本格的なパルス超電導マグネット用導体である 1,000A 級の超電導編組導体の構造および諸元を述べる。**第 5.13 図**にストランドの断面写真を示す。この写真は線径が 1.68 mm のとき撮映されたものであるが，最終線径 0.3 mm まで線引きしたときの断面もこれとほぼ同じである。このストランド線およびそれを 120 本編組した編組導体の諸元を**第 5.2 表**に示す。ストランド線は 37 本の NbTi フィラメントを含み，各フィラメントは安定化用の銅および，カップリング防止用のキュプロニッケルでとり囲まれた構造である。臨界電流が 6 T で 1,250 A と 2,000 A の 2 種類の編組導体を作るため，NbTi/Cu/CuNi 比が異なる 2 種類のストランドを製作した。それぞれのストランドで CuNi の厚さが異なるが 4.2 K で磁界が零の状態で，フィラメント間の最短距離の電流経路の実効比抵抗が約 $2\times10^{-8}\,\Omega\cdot$m になるように CuNi の厚さを決定した。実効比抵抗は次式で



第 5.13 図 三層構造多心超電導線の断面写真

第 5.2 表　1,000A 級超電導編組導体の諸元

編組線の諸元		
ストランド数	120 本	
編組ピッチ	約 75 mm	
寸法	約 $2.2\times10.5\,mm^2$	
定格電流	6 T で 1,000 A	
ストランド線の諸元		
NbTi/Cu/CuNi 比	1/3.4/0.6	1/5.8/1.2
ストランド線径	0.3 mm	0.3 mm
フィラメント径	22 μm	16.6 μm
NbTi の J_c (6 T)	$(1.3\sim1.4)\times10^5 A/cm^2$	$(1.1\sim1.2)\times10^5 A/cm^2$
ツイストピッチ	3 mm	3 mm
臨界電流（編組線, 6 T）	2,000 A	1,250 A
銅の比抵抗 (4.2 K, H=0)	$1.5\times10^{-8}\Omega\cdot cm$	$1.5\times10^{-8}\Omega\cdot cm$
CuNi の比抵抗 (4.2 K, H=0)	$1.13\times10^{-5}\Omega\cdot cm$	$1.13\times10^{-5}\Omega\cdot cm$

定義した。

$$\rho_{eff}=\frac{l_f-l'}{l_f}\rho_{Cu}+\frac{l'}{l_f}\rho_{CuNi} \tag{5-31}$$

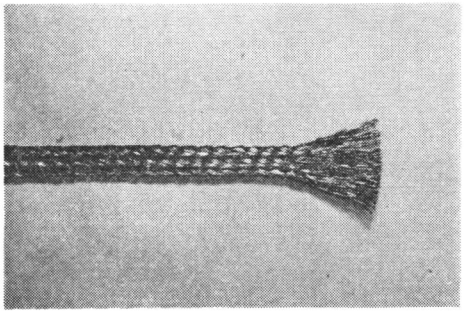
ここに, l_f は隣り合うフィラメントの表面間の最短距離, l' は CuNi の厚さである。フィラメントのツイストピッチは約 3mm である。従って，カップリングが起きる磁界変化速度 $\dot{H}_c$ は (5-22) 式にこれらの値を代入して Matrix/NbTi 比が 7 の場合約 264 T/sec, その比が 4 の場合約 335 T/sec（いずれも 6T の点での値）にもなり，6 T/sec 程度の変化速度のパルスマグネット用導体としてはフィラメントのカップリングの問題はないものと考えてよい。

本ストランド線 120 本をもって編組線が構成される。編組の形式は 5 本を 1 組にして 24 組をピッチ約 75 mm で袋編み状にするものである。従って，この 24 組はある位相のずれはあるが全て同一の磁界を経験することになり，いわゆる自己磁界によるカップリングは起りにくい。1 組を構成する 5 本のストランド線は，もし撚合せていなければそれぞれのストランド間で大きなカップリングがあるので，ここでは約 100 mm のピッチで撚線している。各ストランド表面には薄い（約 10 μm）ハンダ (Pb-40% Sn) を被覆し，ストランド間のカップリング防止用としている。仕上りの外形寸法は約 $2.2\times10.5\,mm^2$ の矩形状である。以上の点は 2 種類の Matrix/NbTi 比のいずれの編組線においても同一である。6 T での臨界電流は Matrix/NbTi 比が 7 の編組線は 1,250 A, 比が 4 の編組線は 2,000 A である。最大定格電流を 1,000 A としているので前者の試料は I_c の 80% で，後者は 50% で使用される。

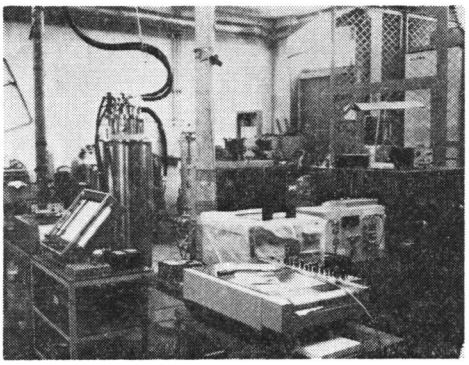
編組線の短所の 1 つはコンパクション（編組線の断面内に占める超電導線の金属密度）が低いことであり，本編組線の場合コンパクションは約 40% にしかならない。しかし，第 4 章で述べたように過渡冷却特性や準定常冷却特性を十分有効ならしめるにはストランドのごく近傍に常にストランド線の体積の 10～30% 程度以上の液体ヘリウムが存在している構造にする必要がある。このため編組線のコンパクションの悪さが，冷却構造からみると非常な長所とな

り，過渡安定性を著しく向上さすことが予想される。また，将来パルスマグネットが直径数m以上の大型になる場合，コイルの断面内での平均の J_c は 4T で約 23 A/mm^2 [14] 又は，3.2 T で約 13 A/mm^2 [15] というような設計例があるほどで低い電流密度で使わざるを得ないため，編組線のコンパクションの低さは重大な欠点とはならないであろう。

編組線のもう一つの問題点はストランド線の動きである。いわゆる成形撚線の場合は，ストランドを撚合せたのち比較的強い圧力で圧延成形加工を施すためストランド同志は安定な位置に収まる結果ストランドの動きはかなり押えられる。それに対し編組線の場合そのような成形は行なえないためストランドの中には不安定な位置にあるものもあり，それらが電磁力によって動きやすい。これらが安定性にどう影響するかに関しては今後の研究にまたねばならないが，少なくとも短線試料の V-I 特性の測定の際ストランドの動きによると思われる電圧スパイクは観測されていないので心配するほどのことではないと予想している。編組線全体が大きく動くともちろん不安定性の大きな原因となるが，それを構成する各ストランドが個々に動いても十分冷却し得ると考えられ（第4章で述べたように過渡冷却効果により 1 mm 程度動いても熱不安定性が起らない可能性さえある），熱不安定性の原因にはならないとの意見もある。ハンダ含浸によりストランド間を固定すればその問題は解決されるが，ストランドの近傍に液体ヘリウムを含浸できないので過渡冷却特性が悪くなるばかりか次の節で明らかにするように大きなインターストランドカップリングの原因となる。そのため，ハンダの使用は好ましくないと考えられる。**第 5.14 図**に製作した編組線，その I_c 測定装置の写真を示す。



（a）

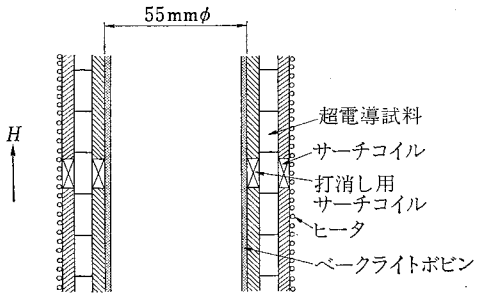


（b）

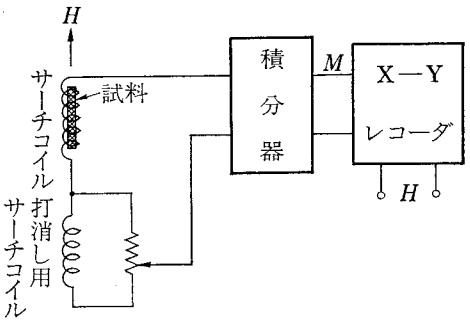
第 5.14 図　超電導編組線（a），およびその臨界電流特性測定装置（b）

5.3.2　交流特性の実験

パルス用導体の場合特に，フィラメント間あるいはストランド間のカップリングによる磁気不安定性，あるいは交流損の増大が重要な問題となる。ここでは上で述べた編組線の磁化をパルス磁界下で測定することによって，それらのカップリングについて検討した結果を述べる。磁化の測定方法は次のとおりである。**第 5.15 図（a）**に示すように直径 55 mm のベークラ



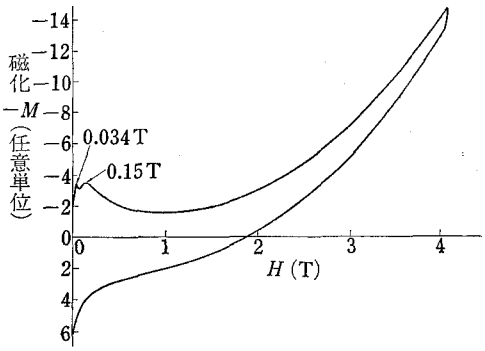
第 5.15 図（a） 磁化測定用試料の構成



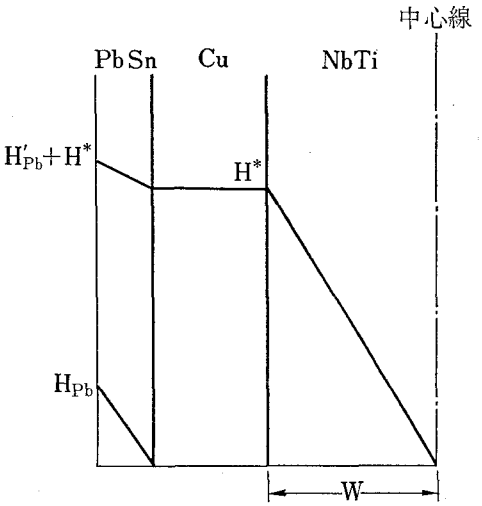
第 5.15 図（b） 磁化測定回路

イトボビン上にサーチコイル（1,400 ターン，幅 6mm，厚さ約 0.5mm）を設け，その上にほぼ矩形の編組線（約 2.2×10.5mm²）を5ターン巻く。さらにその上に内側のサーチコイルと同心円上にサーチコイル（1,528 ターン，幅 6mm，厚さ約 0.5mm）をとりつける。その上に超電導線の加熱用に直径 0.4mm のマンガニンヒータを約 1mm 間隔で巻く（全抵抗値 30Ω 程度)。そして**第 5.15 図（b）**に示すように外側のサーチコイルと内側のサーチコイル（打消し用サーチコイル）を逆極性に接続し，その出力電圧を積分，そして X-Y レコーダのY軸に入力する。試料をヒータで加熱し常電導状態にしたのち逆極性につないだサーチコイルの出力が零となるように打消し用サーチコイルの出力を分圧する。X軸には印加磁界を入力する。この状態でヒータを切り超電導状態にして外部磁界を掃引するといわゆる磁化曲線が得られる。なお，この磁化測定では試料の両端は開放された状態のみを扱った。**第 5.16 図**にはハンダを含浸していない編組線試料（Matrix/NbTi：4）を用いて得た磁化曲線の1例を示す。このときの磁界掃引速度は 0.07T/sec である。同図において従来あまり観測されていない2ケの特徴がみられる。

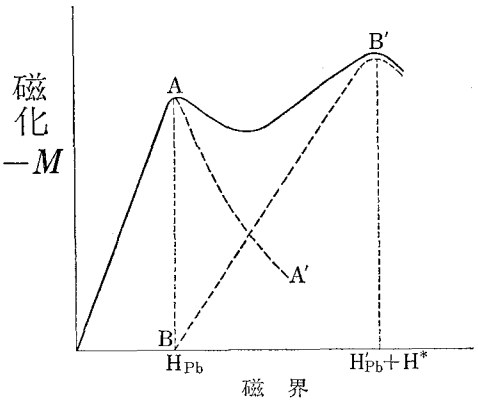
（i）低磁界領域において磁化に2つのピークが存在する，（ii）高磁界領域で超電導体の反磁性に加えて，それ以外の大きな反磁性信号がある。まず，（i）の現象を検討する。第1のピークは約 0.034T の点で，第2のピークは約 0.15T の点で現われる。通常，磁化のピークは**第 5.17 図**に示す H^*（磁束フロントが超電導体の中心に達するときの外部磁界）の点で生じる。H^* の値は超電導体の厚さを $2W$ とすると $H^*=J_cW$ で与えられる。0～0.2T の低磁界領域では NbTi の J_c は 8×10^9A/m² 程度であり，本編組線のフィラメント径は第 5.2 表から 22μm であるから，それらを用いて $\mu_0H^*\approx0.11$T となる（この計算ではフィラメントをその直径に等しい厚さの薄板と仮定している)。従って，磁化の第2のピークは恐らく通常観測される磁化のピークに対応するものであろう。しかし，第1のピークが現われる磁界は H^* よりかなり小さく，今まで観測されていないものである。これは次のように解釈されよう。ストランドの表面には薄い Pb-Sn ハンダが被覆されている。このため，印加磁界が第 5.17 図の H_{Pb} に達するまでは NbTi フィラメントの位置に磁界が達しない（H_{Pb} は材料によって異なるが Pb−8.23wt%In では 0.02～0.04T 程度である[16])。H_{Pb} よりさら



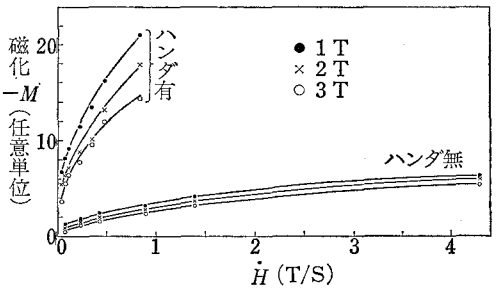
第 5.16 図　編組線の磁化曲線（ハンダ含浸無）



第 5.17 図　ハンダをコーティングした超電導線の磁界分布



第 5.18 図　ハンダをコーティングした超電導線の磁化曲線の概念図



第 5.19 図　磁化の磁界掃引速度依存性

に外部磁界を増し，$H_{Pb}'+H^*$ になると磁界は NbTi の中心に達する（Pb−Sn の H_{c2} は 0.2〜0.3T なので $H'_{Pb}\simeq 0$）。これまでの様子を磁化の面でながめると，第 5.18 図のA点は外部磁界が H_{Pb} に達した場合に対応し，B′ 点は H^*+H_{Pb}' に対応する。H_{Pb} 以上の磁界領域で Pb−Sn の磁化は A→A′ のように減少し，一方 NbTi の磁化は B→B′ のように増加する。両者の和が全体の磁化となり実線のような形になる。従って，第 5.16 図の第1のピークはA点に，第2のピークは B′ 点に対応すると推定される。以上の検討より，磁化特性に2つのピークが現われる原因はストランド表面に Pb−Sn ハンダを被覆したためと考えてよいであろう。一方，(ii) の現象は Schwall ら[17]も観測しており（もっとも彼らは常磁性と述べている。著者の場合は反磁性となっている），CuNi を用いたためにいわゆる希薄合金効果による現象ではないかとしている。試料の常電導状態における磁化特性をとってみると，第5.16

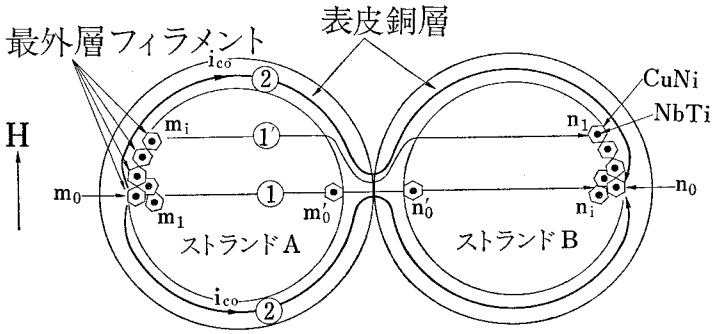
図に示すヒステリシス曲線のほぼ中心に線を引いた形で高磁界になるにつれ右上りに磁化が増加し，磁界を減少するとほぼ同じ線にそって磁化も減少する（若干ヒステリシスを示すが積分器のドリフトか，実際の信号か現在のところ確認できていないが，超電導の磁化にくらべずっと小さいので交流損への影響はない)。従って，この反磁性は交流損を増大するというものではないが，磁化の測定を若干困難にする。

以上の方法で，外部磁界の掃引速度 $\dot{H}$ の函数として磁化を求めてカップリング特性を検討した。外部磁界が 1T，2T および 3T の各点における磁化の $\dot{H}$ 依存性を**第 5.19 図**に示す。$\dot{H}$に応じて磁化は増加するが 4.3T/sec という速い $\dot{H}$ でもその増加はさほど大きくない。前に述べたようにフィラメント間のカップリングはないと考えられるので，この磁化の増加は主にインターストランドカップリングによると考えられる。従って，ハンダ無含浸の編組線の場合インターストランドカップリングの問題はさほど重大ではない。

一方，ハンダを含浸すると，同じく第 5.19 図に示すように $\dot{H}$ とともに極端に磁化が増大し，1T/sec 程度の点で既に 20 倍程度に達する。磁束フロントが超電導体の中心に達する外部磁界より大きい磁界領域では超電導体のヒステリシス損はほぼ磁化の大きさに比例する[18,19]。従って，ハンダ含浸の編組線は交流損が著しく大きくなるためパルス導体としては甚だ不適当であると結論できる。なお，この実験で用いたハンダ含浸編組線のハンダの含浸量は編組線の体積の約 36% で，それ以外の特性はハンダ無含浸線のそれと全く同じである。

5.4　インターストランドカップリングの検討

三層構造編組線の場合，個々の NbTi フィラメントは CuNi の高抵抗層でとり囲まれている。従って，ストランド間のカップリングといえどもカップリング電流はその高抵抗層を横切らねばならないため，非常にカップリングは起りにくいと想像される。にもかかわらず，第 5.19 図に示したハンダ含浸線の場合極端なインターストランドカップリングが生じており，高抵抗層の障壁を設けた効果は殆んどみられない。ここではその原因を検討してみる[20]。いま，1 例として**第 5.20 図**に示す 2 本のストランドA，B間のカップリングを考える。ストランドAおよびBの断面は第 5.13 図に見られるように多数本の超電導フィラメントがほぼ均一に分



第 5.20 図　ストランド間のカップリング

布しているが，ここでは表皮銅層に最も近い最外層フィラメント群の中の m_0 および n_0 というフィラメントに着目する。そして，磁界は両ストランドの軸を含む面に垂直とする。この場合，m_0，n_0 間に流れるカップリング電流 i_{c0} の経路は同図に示すように最短距離である①（m_i，n_i の場合は経路①′）又は表皮銅層を通る②が考えられる。①の経路をとる場合，ストランドの断面内に分布する超電導フィラメントを横切ることになるが，各フィラメントを囲う高抵抗 CuNi 障壁のため電気抵抗が非常に大きくなる。(5-31) 式の定義式からこの場合の実効比抵抗は $\rho_{eff}\approx 2.2\times 10^{-8}\Omega\cdot\mathrm{m}$ となる。この ρ_{eff} の値に対し完全なカップリングが生じる $\dot{H}_c$ を求めてみる。磁界として 3 T の場合を考える。このときの臨界電流密度は実測によると約 $5.4\times 10^9\,\mathrm{A/m^2}$ である。又編組のピッチは前節で述べたように $4l\simeq 7.5\times 10^{-2}\mathrm{m}$ である。さらに，(5-22) 式の右辺の $W_n/(W+W_n)$ の項は $W_n\gg W$ であるから 1 となる。これらの値を (5-22) 式に代入して $\mu_0\dot{H}_c\simeq 6.6\,\mathrm{T/sec}$ を得る。この値は m_0 あるいは n_0 からみてストランドの内層部に存在するフィラメント（例：m_1 および n_1）に関してもほぼ同じである（ストランド A，B の接面に近いフィラメント m_0' と n_0' のカップリングの場合は異なる)。しかるに，実測では第 5.19 図のハンダ含浸有の試料に見られるように，磁界が 3T の場合の磁化は 0.5～1 T/sec 程度の磁界変化速度で飽和し始めている。従って，経路①をとる形の電流カップリングは考えられない。つぎに，経路②について $\dot{H}_c$ を検討する。第 5.20 図のフィラメント m_0，および n_0 のカップリング電流に対する実効比抵抗は，(5-31) 式において $l_f\gg l'$ であるから $\rho_{eff}=\rho_{Cu}+(l'/l_f)\rho_{CuNi}$ なる式より求めることができる。$l'\simeq 2.2\times 10^{-5}\mathrm{m}$，$l_f\simeq 8\times 10^{-4}\mathrm{m}$，$\rho_{CuNi}=1.13\times 10^{-7}\Omega\cdot\mathrm{m}$，又 3 T における ρ_{Cu} は約 $3\times 10^{-10}\Omega\cdot\mathrm{m}$ であるので，$\rho_{eff}\simeq 9.2\times 10^{-10}\Omega\cdot\mathrm{m}$ を得る。実際には最外層フィラメント群は多数のフィラメント m_i および n_i（第 5.13 図から分るように，$m_i=18$，$n_i=18$ である）から構成されているのでそれらに関し平均をとると，$\rho_{eff}\simeq 1.5\times 10^{-9}\Omega\cdot\mathrm{m}$ となる。この場合 $\mu_0\dot{H}_c$ は約 0.45 T/sec となる。この値は，前に述べたように，磁化は 0.5～1 T/sec なる $\mu_0\dot{H}_c$ で飽和し始めるという実験結果をほぼ説明するものであるが，若干小さ目である。原因は第 5.20 図に見られるように，m_1 あるいは n_1 のようなストランドの内層部に位置するフィラメントもかなり存在しており（全フィラメント 37 本に対し表皮銅層に最も近いフィラメント数は 18 本で約 49% である)，それらの間のカップリングは最外層フィラメント群の場合にくらべ多くの CuNi 障壁を通らねばならないためより大きな $\mu_0\dot{H}_c$ で起ることにあると考え得る。第 5.19 図に示す磁化が 0.5～1 T/sec の点で明瞭な飽和特性を示さないのはこのためでもある。

以上の検討より，ストランド間のカップリングはストランドの表皮部の銅層を経由して行なわれることは明らかである。前に述べたように，ストランド断面内のフィラメント間ではほとんどカップリングしない。にもかかわらず他のストランド内のフィラメントとは容易にカップリングし，著しく磁化を増加するという誠に好ましくない現象が起る。この現象を防ぐ方法は結局表皮銅層を除去すればよく，そのためには第 5.2 節で述べた内部安定化超電導線のように CuNi マトリックスを用いるのが最も良いことは明らかである。他の方法として表皮銅層

の幾カ所かに第 5.20 図に示す経路②に垂直方向に CuNi 等の高抵抗層を挿入し，経路②を断つことが指摘できるが，製造技術上かなり困難と考えられている。

5.5 本章のまとめ

パルスマグネット用超電導線は磁気的・熱的な不安定性，ヒステリシスや渦電流による交流損，あるいは超電導フィラメント間やストランド間のカップリング等多くの解決すべき問題を有している。ここではそれらの点に留意しつつパルス導体として適した超電導線の開発を行ない，またその電磁特性を検討し，以下の結論を得た。

1．NbTi のような硬い金属と高純度アルミのような軟らかい金属を金属的に一体化するには NbTi を中空構造にしそこへアルミを挿入すれば容易に達成可能であることを見出した。

2．この方法を応用して従来困難であった高純度アルミ安定化極細多心超電導線の開発を可能にした。しかも，アルミ安定化超電導フィラメントを CuNi という高抵抗マトリックスに埋込むという独得の方法を実現した。

3．磁気的および熱的な検討により，本超電導線は磁気的に十分安定であるとともに，熱的にも Al/NbTi 比がわずか 0.8 程度にもかかわらず 5～6 T 以上の領域で完全安定でさえあることを明らかにした。さらに，安定化材の割合が少ないため銅安定化線にくらべ非常に高電流密度の完全安定化超電導線を実現できることを明らかにした。

4．安定化材を超電導体で囲む構造にすることにより渦電流損を相当減少できることを示した。

5．CuNi マトリックスの使用により熱的安定性を損うことなく（良くなる可能性さえあることを示した），NbTi フィラメント間，およびストランド間のカップリングを著しく小さくできることを明らかにした。

6．NbTi，Cu および，CuNi からなる三層構造多心超電導線を 120 本編組した本格的な大電流パルス導体を開発した。

7．三層構造といえども，ストランド間をハンダで固定すると著しいインターストランドカップリングが生じ極端に磁化が大きくなることを明らかにした。この原因はストランドの表皮部の銅層をカップリング電流が流れるためであることを示し，そのため銅層を除去又は CuNi でその銅層を寸断する必要があることを指摘した。最良の方法は本節第 2 項で述べた CuNi マトリックスを用いることである。

ストランド間をハンダで固定しなければ磁気カップリングはさほど大きくなく，パルス導体として良好な特性を有することを明らかにした。

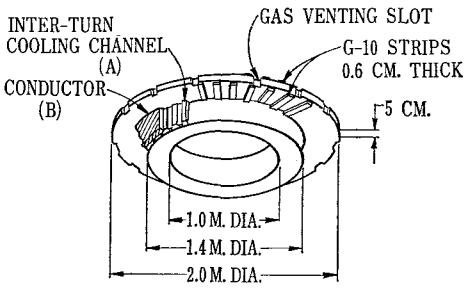
参 考 文 献

1) H. Nomura, M. Obata and S. Shimamoto: Cryogenics, **11**, 396 (1971)
2) M. Young, et al.: Intern. Cryogenic Material Conf., (Aug. 2-5, 1977)
3) 野村晴彦，寺尾計彦，酒井豊彦：電子技術総合研究所彙報，**41**，27 (1977)
4) T. Onishi: Cryogenics, **17**, 209 (1977)
5) 大西利只：電子技術総合研究所彙報，**41**，10 (1977)
6) P.S. Swartz and C.P. Bean: J. Appl. Phys., **39**, 4991 (1968)
7) M.N. Wilson, et al.: Rutherford Laboratory Report RPA/A 73, p. 21 (1973)
8) F.S.L. Hsu and J.E. Kunzler: Rev. Sci. Inst. **34**, 297 (1963)
9) J.R. Purcell and R.B. Jacobs: Cryogenics, **3**, 109 (1963)
10) Z.J.J. Steckly and T.R. Strauss: J. Appl. Phys., **40**, 2238 (1969)
11) B.J. Maddock, G.B. James and W.T. Norris: Cryogenics, **9**, 261 (1969)
12) D.N. Lyon: Adv. Cryog. Eng. **10**, 371 (1965)
13) K.R. Efferson: J. Appl. Phys. **40**, 1995 (1969)
14) S.-T. Wang, et al.: Proc. of 6 th Intern. Magnet Technology (1977)
15) W.M. Stacey, Jr. et al.: Argonne National Lab. Report ANL/CTR-76-3 (1976)
16) 超電導ハンドブック（電気学会編，昭和44年）p. 30
17) R.E. Schwall, et al.: Adv. Cryog. Eng., **23**, 427 (1978)
18) A.R. Mortis, et al.: Proc. of 5 th Intern. Cryog. Eng. Conf., p. 511 (1974)
19) M.N. Wilson: Appl. Superconductivity Conf. (Annapolis, 1972)
20) T. Onishi, H. Tateishi, K. Komuro and K. Koyama: First Intern. Superconducting Energy Storage (Osaka, Oct. 1979); Eighth Symp. Eng. Problem of Fusion Research (San Francisco, U.S.A., Nov. 1979)

第6章　パルス超電導線の直流安定性の検討

6.1 緒　　言

パルス超電導線といえども直流的な安定性の検討は重要である。この安定性の尺度として，ノーマルゾーンの最小伝播電流およびその伝播速度，そしていわゆる回復電流が挙げられる。1次元的伝播を考えるとき，最小伝播電流の定義は超電導線の一部をノーマルにしてもそのノーマルゾーンがそれ以上線方向に拡大しない臨界の電流，伝播速度はノーマルゾーンのフロントが伝播する速さとなる。しかし，実際には Wipf ら[1]や，Wilson ら[2]が解析しているように安定な最小伝播ゾーンが存在するため最小伝播電流を正確に測定するのは難しく，通常伝播速度が零となる外挿値として求められる。回復電流は全体をノーマルにしたのち，試料の通電電流を減少して再び超電導状態に回復するときの電流を意味する。従って，Wang ら[3]も指摘しているように完全にクライオ安定なマグネットの定格電流は最小伝播電流および回復電流のいずれよりも小さくなければならない。核融合炉で使われるポロイダルマグネットの概念設計では導体の電流容量は非常に大きく，40～120kA という設計例がある[3~5]。このような場合**第6.1図**にコイル設計例[3]を示すように導体の各ターンは熱的にほぼ完全に分離されるため，マグネットの熱的問題は導体の長さ方向に沿う1次元問題として処理できるであろう。マグネットが大型になるほどかかる設計思想が重要になるのは当然であると考える。そういう意味で，1次元的な伝播特性，あるいは回復電流特性等を詳細に解明することは将来のポロイダルマグネットなどの開発に極めて重要な課題であろう。従って，本章では大電流パルス導体として開発を進めている超電導編組線について1次元的なノーマルゾーンの伝播特性，および回復電流等の検討を行なう。6.2 節では伝播特性において超電導線の比熱の増大よりも液体ヘリウムの準定常冷却が非常に重要であることを明らかにする。6.3 節では編組線はモノリシック導体に



第6.1図　ポロイダルマグネットを構成する1ケのコイルの導体と冷却チャネルの配置．AとBは交互に巻回されるため導体Bのターン間は熱的にほぼ完全に分離される．（文献（1）より引用）

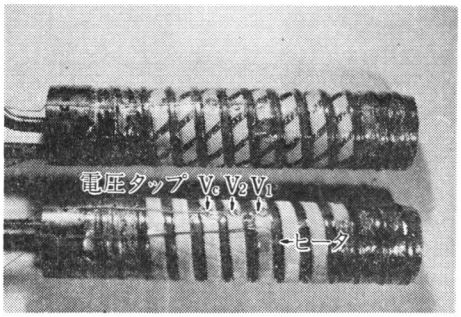
くらべ有効な冷却表面がかなり大きく，回復電流特性が向上することを示す。6.4 節では伝播速度とマグネット保護との関係を述べる。6.5 節は本章のまとめである。

6.2 最小伝播電流および伝播速度の検討

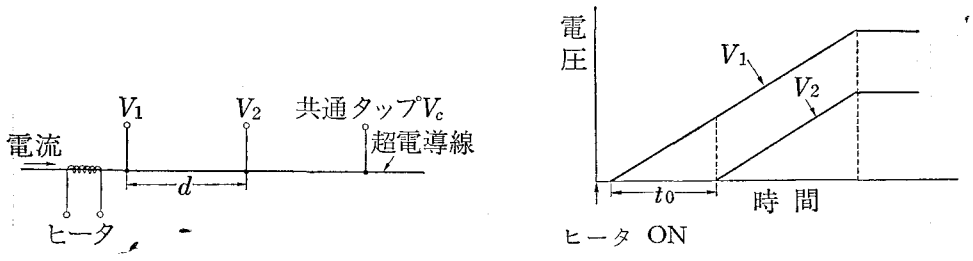
6.2.1 実験試料・方法

超電導線は第5章で述べた超電導編組線を用いた。ノーマルゾーンの伝播速度は冷却，臨界電流あるいは超電導線の比熱等に大きく依存するので，それらの効果を明らかにする目的で，(i) 全く熱絶縁していない編組線試料（裸線と呼ぶ），(ii) 裸線に Pb−40% Sn ハンダを編組線の体積の約 36% 含浸した試料（ハンダ含浸線と呼ぶ。この試料も全く熱絶縁はしていない），(iii) 裸線に幅 9 mm，厚さ 0.2 mm のガラス繊維強化エポキシテープを約 3.5 mm 間隔でら線状に巻いた構造の熱絶縁をした試料（FRP 絶縁線と呼ぶ），および (iv) 裸線に 25 μm のマイラーテープを 1/2 重ね巻きした上に厚さ 0.2 mm のヤーン絶縁糸を密巻きした熱絶縁構造の試料（ヤーン絶縁線と呼ぶ），さらに (i) から (iv) について臨界電流が 6T で 1,250 A (Matrix/NbTi 比 7 : 1) と 2,000 A (Matrix /NbTi 比 4 : 1) の2種類，合計8種類の試料を準備した。これらの試料の伝播速度を検討することにより，種々の熱絶縁方式による伝播特性の冷却効果依存性，ハンダ含浸の有無による比熱依存性，あるいは臨界電流の差の影響等が把握できる。**第 6.2 図**に伝播速度等を測定するために試料ホルダー（直径約 50 mm，長さ約 15 cm の FRP 製の円筒に導体巻きつけ用のら線状の溝を設けた構造）に超電導編組線試料をセットした写真を示す。

伝播特性の実験では，まず伝播速度を種々の輸送電流の下で測定し，伝播速度が零の外挿値として最小伝播電流を求める。測定方法は Al'tov ら[6]と同様で**第 6.3 図 (a)** に示すように超電導線上に幅約 1 cm にわたり 0.4 mmϕ のマンガニン線ヒータを巻き，そこから 1〜2 cm 離れて第1電圧タップ V_1，第2電圧タップ V_2 および，共通タップ V_c (V_1-V_2 間および，



第 6.2 図 伝播速度測定用試料の写真
上：FRP 絶縁試料
下：ヤーン絶縁試料



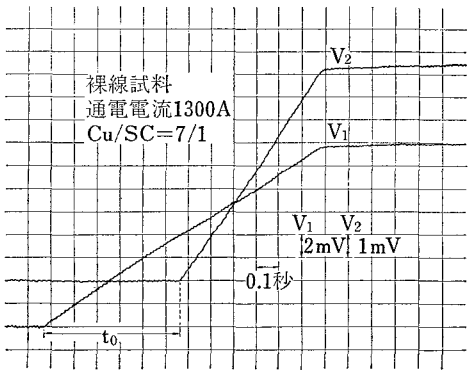
（a）ヒータおよび電圧タップの配置　（b）電圧発生の様子

第 6.3 図　伝播速度の測定法

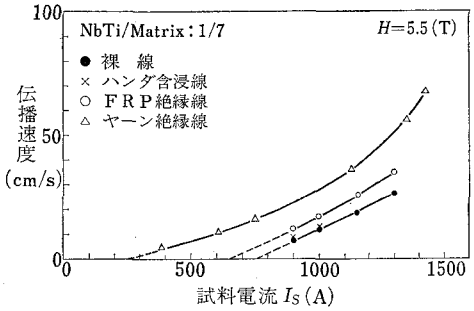
V_2-V_c 間はともに 15.5cm，即ち第 6.2 図の試料ホルダー上の 1 ターン分とした）を設ける。試料に電流を流した状態でヒータを加熱すると**第 6.3 図（b）**に示されるようにわずかの遅れ後まずタップ V_1 に電圧が現われ，t_0 時間後タップ V_2 にも電圧が現われる。このとき伝播速度は $v_p \equiv d/t_0$ と定義される。（b）図のように電圧と時間の関係が直線的な場合はタップ V_2 を省きタップ V_1 の電圧のみから求める方法もある[7]。

6.2.2 実験結果

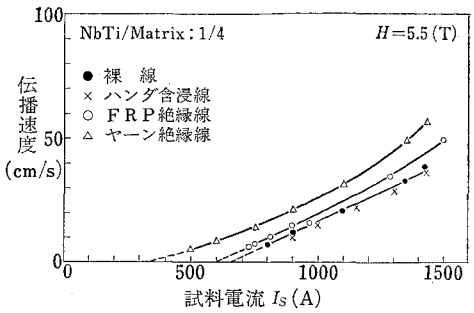
以上の方法で求めた伝播特性の 1 例を**第 6.4 図**に示す。この試料は裸線で，通電電流は 1,300 A である。磁界は編組線の幅広面に平行に 5.5 T 印加した。このときの臨界電流は約 1,350A である。この結果は電圧と時間の関係はほぼ直線で，従って，超電導線の長さ方向の伝播速度はほぼ一定であることを示している。しかし詳細に観察すると電圧タップ V_2 付近で電圧 V_1 の傾きが若干変化する。原因は恐らくタップ V_2 取り付け用のハンダが影響しているのであろう（V_2 の方はほぼ直線であるから）。実際，ハンダ含浸線の場合は裸線ほど直線的な電圧対時間特性は得られなかった。線方向のハンダ含浸の不均一さが原因と推定される。このような方法で，8 種類の試料の電圧 V_1, V_2 の時間特性を測定し，上述の定義式に従って計算した伝播速度を，NbTi/Matrix 比が 1/7 の試料に対して**第 6.5 図**に，その比が 1/4 の試料に対して**第 6.6 図**に示す[8]。これらの結果よりつぎの 3 点の特徴が挙げられる。即ち，（i）伝



第 6.4 図　伝播特性の実測例



第 6.5 図 各種試料の伝播速度



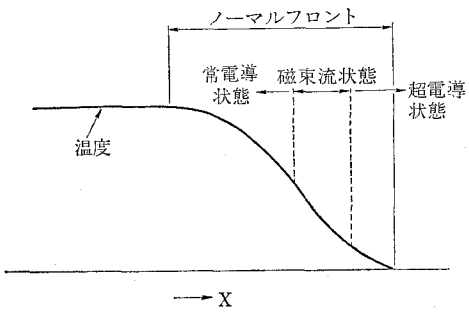
第 6.6 図 各種試料の伝播速度

播速度がかなり小さい。銅/超電導体比が異なるが（1.9～11），これまで発表されているモノリシック導体の伝播速度は I_c 付近で 1～2 m/sec という値である[9~12]。一方，編組線の場合 NbTi/Matrix 比が 1/7 の試料では I_c 付近で 30 cm/sec 以下（裸線の場合）という小さい値となる。(ii) 裸線とハンダ含浸線の伝播速度はほとんど同じである。ハンダの含浸により試料の比熱は約 3 倍に増加している。近似計算において，伝播速度は比熱にほぼ逆比例するという結果が報告されている[13,14]。また，ハンダを含浸したことにより導体全体の比抵抗は実測で約 15% 低下している。これらのことからハンダ含浸線の伝播速度はかなり小さくなってよいはずであるが両者にほとんど差が見られない。（i）および，（ii）に共通して考えられる原因は冷却表面積の変化である。（i）の場合編組線は一般にモノリシック導体にくらべ有効冷却表面積が大きく，それが伝播速度低下の主因と推定される。一方，（ii）の場合ハンダ含浸によって有効冷却表面積が低下し，比熱増大による伝播速度の低下効果を相殺したと考えられる。(iii) 絶縁方式により最小伝播電流はかなり差がある。

いま，編組線を矩形のモノリシック導体とすると冷却ペリメータは約 25.4 mm となる。一方，液体ヘリウムが十分含浸されていて，各ストランド表面がそれと接しているとすると，第 4 章で述べたように 0.1 秒程度の準定常的な現象に対してはその表面は有効冷却表面として働くので，冷却ペリメータは約 120 mm となり実に 5 倍近くにもなる。実際には全ての表面が液体ヘリウムと接している訳ではないのでもう少し小さくなる。後述のように定常的な最小膜沸騰熱束は 2 倍程度の増加となる。従って，定常加熱に対しては準定常加熱に対する冷却表面ほど大きくはならない。しかしノーマルゾーンの伝播に関しては，そのフロント部は刻々移動するため準定常的な熱特性を示すことになり，その意味で編組線構造にするとかなり冷却表面が増え，熱的な安定性が向上するものと予想される。

6.2.3 結果の考察

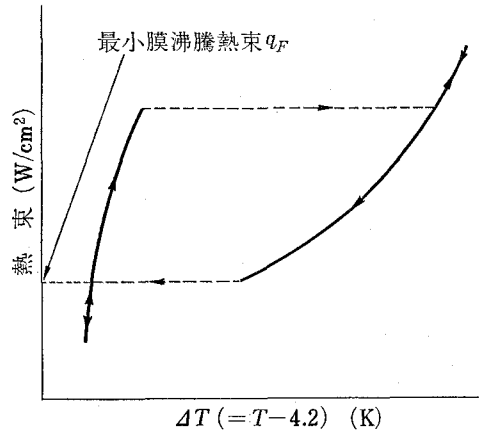
ノーマルゾーンのフロントの 1 次元的な伝播を模式図で書くと**第 6.7 図**のようになる。超電導線の長さ方向（X 方向）に温度分布のある領域をノーマルフロントとすると，ノーマルゾーンの伝播とはそのフロントが X 方向に動き，その背後の温度分布がほぼ一定になること



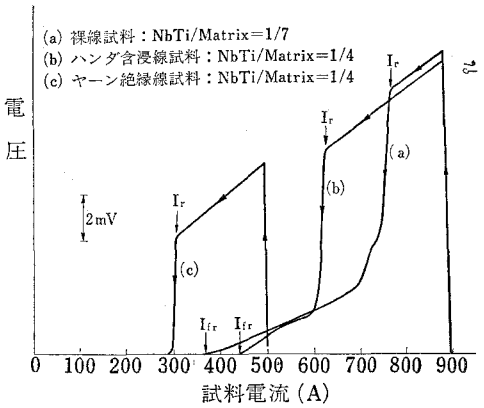
第 6.7 図　近似的なノーマルフロント構造

である。Lottin ら[15]の測定によると伝播速度が 50～90 cm/sec の試料のフロントの厚さは大略 5 cm 程度で，伝播速度が小さくなるほどフロントの厚さが薄くなる傾向のようである（第 6.7 図のような明瞭なフロント構造ではないが)。また，フロント部における磁束流領域の長さは 7 T の磁界で高々 1～2 cm という短いものである。従って，伝播速度が 50 cm/sec の場合を考えるとフロントの通過に要する時間はわずか 0.1 秒程度でしかない。

本実験で用いた編組線はその断面に占める金属部の密度は約 40%，残り 60% は液体ヘリウムが浸み込んでいる。従って，導体長さ 1 cm あたりに含浸されている液体ヘリウムの潜熱は $q_{He} \simeq 0.4$ (J)。一方，伝播速度が 50 cm/sec の場合ノーマルフロントが通過する時間を 0.1 秒とすると，本線材の抵抗は $1.1 \times 10^{-6}\,\Omega$/cm（実測）であるので，1 例として通電電流が 1,500 A の場合導体 1 cm あたりのジュール熱は $q_J \simeq 250$ (mJ) である。従って，$q_{He}/q_J \simeq 1.6$ となりフロント部の冷却に対しては十分な量の液体ヘリウムが存在していることになる。ところで，フロント背後から流入する熱量は $Ak(dT/dx)$（A：超電導線の断面積，k：熱伝導度）で与えられる。熱の伝導媒体は銅のみ，フロント部の長さを 5 cm，$k \simeq 5 \times 10^2$ W/mK とすると，フロント背後の温度を 25 K としても，フロントが通過し終わる時間 0.1 秒間に流入してくる熱量は 40 mJ 程度であり，ジュール熱にくらべかなり小さいため，フロント背後から流入する熱はフロント部の形成に重大な影響を与えないものと思われる。このようにストランド近傍に十分な量の液体ヘリウムが存在する場合，冷却チャネル幅が相当に狭くても（ストランド間の隙間程度であっても)，その幅が無限大の場合とほぼ同じ準定常冷却熱束（準定常発熱に対する冷却熱束）がとれることを第 4 章で明らかにした。それ故，ノーマルフロント部の冷却に対してはストランド表面のかなりな部分が有効な冷却表面となっているものと考えられる。伝播速度がさらに遅い場合もほぼ同様である（零に近い領域は除く)。以上の考察により，比熱が非常に大きいハンダ含浸線と裸線の伝播速度がほぼ同じ理由は編組線を構成している各ストランド表面が有効に冷却表面として働く準定常冷却効果によることは明らかである。また，この結論から第 6.5 図又は第 6.6 図に示されるヤーン絶縁線と裸線の伝播速度が，後で示すように定常冷却熱束が 1 桁以上も差があるにもかかわらずさほど異ならない原因も理解されうる。



第 6.8 図　液体ヘリウムの熱伝達特性



第 6.9 図　各試料の回復電流特性

6.3 回 復 電 流

実験に用いた試料は伝播速度の測定試料と全く同一である。**第 6.8 図**に示す最小膜沸騰熱束 q_F (W/m²) はよく知られているように次式で与えられる[16]。

$$q_F=\frac{R_{Cu}}{P_c}I_r^2 \tag{6-1}$$

ここに，R_{Cu} は安定化材の単位長あたりの抵抗 (Ω/m)，P_c は冷却ペリメータ (m)，および I_r は回復電流 (A) である。従って，回復電流を求めることによって q_F を得，それによって種々の熱絶縁をした試料の定常冷却特性を知ることができる。実験方法は第6.3図(a)に概念的に示す試料に最小伝播電流以上のある適当な電流を流しておきヒータで加熱し試料をノーマル状態にしたのちヒータを切る。それから徐々に電流を減少し，再び超電導状態に転移する電流を回復電流とする。なお，電圧の観測は電圧タップ V_1-V_2 間で行なった。得た結果の1例を**第 6.9 図**に示す。同図においてノーマル状態から超電導状態への転移において，膜沸騰→核沸騰転移（同図の I_r）および磁束流状態が完全に終了する電流（同図の I_{fr}）の2重構造が存在する。前者の I_r は (6-1) 式で決定される電流に対応するが，後者は通常あまり観測されないものである。編組線の場合ストランド間の電気的接触がモノリシック導体にくらべて良くない。第 6.2 図のようにホルダーにセットされた編組線がホルダーと接触する面の冷却は非常に悪く，通常液体ヘリウムと接触する面からの熱伝導により冷却されるが前述のようにストランド間の接触が余り良くなく十分冷却しきれない。この結果 I_r で完全に零とならず抵抗性電圧が残ると考えられる。ヤーン絶縁線の場合は導体のいずれの面もほぼ同一冷却状態であるので I_r で完全に超電導状態になる。以上の結果この2重構造は編組線に特に現われやすい現象といえよう。

以上の方法で得た回復電流 I_r を，NbTi/Matrix 比が 1/7 の試料に対して**第 6.1 表**に，その比が 1/4 の試料に対して**第 6 2 表**に示す[8]。同表には (6-1) 式から計算した回復熱束

第 6.1 表 回復電流，その他諸特性 (NbTi/Matrix=1/7)

	最小伝播電流 (A)	回復電流 (A)	回復熱束 (W/cm²)
裸線（無熱絶縁）	760	750	0.38
FRP 絶縁線	660	630	0.27, 0.95*
ハンダ含浸線（無熱絶縁）	730	680	0.27
ヤーン絶縁線	260	250	0.038

* 超電導線の露出部のみが有効な冷却表面とした場合

第 6.2 表 回復電流，その他諸特性 (NbTi/Matrix=1/4)

	最小伝播電流 (A)	回復電流 (A)	回復熱束 (W/cm²)
裸線（無熱絶縁）	660	575	0.24
FRP 絶縁線	620	600	0.26
ハンダ含浸線（無熱絶縁）	680	625	0.25
ヤーン絶縁線	340	310	0.07

（最小膜沸騰熱束）q_F，および第 6.5 図および第 6.6 図から外挿して得た最小伝播電流も示す。なお q_F の計算で用いた R_{Cu} は完全ノーマル状態における実測値であり，従って安定化銅，ハンダ，CuNi 等全ての抵抗が含まれている。また，冷却ペリメータとしては編組線を 2.2×10.5 mm² の矩形導体とし，試料ホルダーに接する面は完全断熱と仮定して P_c=1.49cm を用いた。第 6.1 表の結果より次の結論を得る。(i) ハンダ含浸線にくらべ裸線の回復熱束は 1.4 倍にもなる。実測からハンダ含浸線の抵抗は無含浸線のそれにくらべ約 16% 小さいので，これらを考慮すると (6-1) 式から裸線の冷却ペリメータはハンダ含浸線にくらべ約 46% 大きいことが分る。また，通常平らな銅表面の q_F は 0.1～0.2 W/cm² 程度[17]の値であるからそれにくらべると 1.9 倍以上の大きさで，編組線構造にすると有効冷却表面が非常に大きくなることは明らかである。(ii) FRP 絶縁線でも q_F は 0.27 W/cm² となり平らな銅表面の q_F よりかなり大きい。また，FRP テープが導体表面を覆っている割合が約 70% であるにもかかわらず裸線にくらべて q_F はわずか 30% しか低下しない。つまり冷却ペリメータは 30% の減少にとどまる。モノリシック導体であれば FRP の被覆部の q_F は零に近い（第 6.1 表のヤーン絶縁線の q_F から推定できる）からその場合冷却ペリメータは 70% 近く減少するはずである。これらの結果より編組線の場合熱絶縁体で被覆されている部分にも相当の液体ヘリウムが浸みこみ冷却に寄与することは明らかである。しかし，ヤーン絶縁のように導体表面を完全に覆ってしまうと，液体ヘリウムの浸みこみ効果はほとんどなくなる。以上の結論は第 6.2 表に示す NbTi/Matrix 比が 1/4 の試料に対しても成立しなければならないが，裸線試料の q_F が極端に小さくなっている。実験では試料を液体窒素で冷却直後液体ヘリウム中へ挿入するため，運悪くストランド間のすき間に液体窒素が残留し，それが原因で冷却表面が小さくなったためと推定される。もし，それがなければ NbTi/Matrix 比が 1/7 の裸線試料と同様 q_F は

0.38 W/cm² 程度になると考えられる。

6.4 マグネット保護と伝播速度

直流的な安定性という意味では伝播速度が小さいほど安定であるといえよう[18]。しかし，コイル保護という観点に立つとブルックヘブン国立研究所のイザベルマグネットのように伝播速度は速いほど良いという設計思想もある[19]。マグネット全体をクエンチさせ局所的な温度上昇を防ぐことになるからである。また，クエンチの際外部抵抗によるエネルギー回収が十分機能するならば液体ヘリウムの蒸発を防ぐ意味で伝播速度は遅いほど良いということにもなろう。しかし伝播速度が遅いとクエンチの検出が困難でもある。パルスマグネットのように誘導性の電圧が大きい場合は特にそうである。このように伝播速度の大小の良否は一概に言えず個々のマグネットに応じて決定されなければならない。

ここではクエンチの検出が高感度でかつ速やかに行なわれると仮定し，ノーマル転移直後マグネットと並列に接続した外部抵抗 R_0 によりエネルギーを回収した場合，ノーマル部の伝播長さをどの程度に押えうるかについて検討する。一般にノーマル転移部の抵抗 r（t）は R_0 にくらべて十分小さいので無視する。その場合，コイルのインダクタンスを L とすると，

$$i(\mathrm{t})=I_0 e^{-\frac{R_0}{L}t} \tag{6-2}$$

となる。一方，編組線の場合先に示した実験結果より伝播速度は近似的に，

$$v_p=v_{p0}\frac{i(\mathrm{t})-I_{mp}}{I_0-I_{mp}},\qquad i(\mathrm{t})\geq I_{mp} \tag{6-3}$$

と表わせる。ここに，v_{p0} は I_0 なる電流値での伝播速度，I_{mp} は最小伝播電流である。(6-2) 式と (6-3) 式から，ノーマル領域の長さ D_n は，

$$\begin{aligned} D_n &= 2\int_0^t v_p dt \\ &= \frac{2v_{p0}}{I_0-I_{mp}}\left\{\frac{LT_0}{R_0}\left(1-e^{-\frac{R_0}{L}t}\right)-I_{mp}t\right\} \end{aligned} \tag{6-4}$$

となる。D_n の最大値 $D_{\max}$ は $v_p=0$ の点で得られるから，(6-3) 式と (6-4) 式より，

$$D_{\max}=2v_{p0}\frac{L}{R_0}\left(1-\frac{I_{mp}}{I_0-I_{mp}}\ln\frac{I_0}{I_{mp}}\right) \tag{6-5}$$

を得る。1例として，第 6.6 図の FRP 絶縁線の $I_0=1,500$ A の場合の $D_{\max}$ を求めてみる。通常，L/R_0 は 1～2 秒に選ばれるので，ここでは2秒とする。第 6.6 図より $I_{mp}\simeq 600$ A，$v_{p0}\simeq 50$ cm/sec であるので上式に代入して，$D_{\max}\simeq 78$ cm となる。このように伝播速度が遅くかつノーマル転移の検出が速やかに行なわれるなら，2秒という比較的ゆっくりした時定数でエネルギーを回収してもノーマル部の長さを非常に短かく押えることができ，コイル中でのエネルギー消費は著しく小さくなる。

6.5 本章のまとめ

ここではパルス導体としての超電導編組線の直流面からみた安定性の検討を行ない以下の点を明らかにした。

1．伝播するノーマルフロントのような準定常熱擾乱に対しては編組線に含浸されている液体ヘリウムによる冷却（準定常冷却）が有効に働く結果，編組線の冷却ペリメータが非常に大きくなる。

2．編組線のノーマルゾーンの伝播速度がモノリシック導体にくらべかなり小さい。これは準定常冷却効果が大いに寄与しているためである。また，この効果によりヤーン絶縁試料のように定常冷却特性が著しく悪い場合でもさほど伝播速度が大きくならない。

3．直流安定性を増す目的で Pb-Sn ハンダを用いる効果は殆んどない。むしろ液体ヘリウムの含浸量を減少し，定常冷却特性，準定常冷却特性あるいは，過渡冷却特性を悪くする。

4．定常冷却特性においても編組線はモノリシック導体にくらべかなり優れている。ハンダ含浸編組線にくらべてさえ 46% 程度も冷却ペリメータが大きくなる。

5．編組線に FRP テープのような絶縁体を巻く場合，適当な間隔をあける必要がある。そうすると液体ヘリウムの浸みこみ効果により冷却ペリメータの減少をかなり防ぐことができる。その間隔と絶縁体の厚さの最適値の決定は今後の課題である。

6．ノーマルゾーンの伝播速度が小さいマグネットではノーマル転移の検出を速やかに行なわなければならない。

参 考 文 献

1) S.L. Wipf and A.P. Martinelli : Proc. 1972 Appl. Superconductivity Conf. (1972)
2) M.N. Wilson and Y. Iwasa : Cryogenics (Jan. 1978) 17
3) S.-T. Wang, et al. : 7 th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research (1977)
4) M.S. Walker and B.A. Zeitlin : ibid. (1977)
5) W.M. Stacey, et al. : Argonne National Lab. Report, ANL/CTR-76-3 (1976)
6) V.A. Al'tov, et al. : Stabilization of Superconducting Magnetic Systems, p. 205 (Plenum Press, New York, 1977)
7) C.N. Whetstone, et al. : J. Appl. Phys., **36**, 783 (1965)
8) 大西利只，小山健一，小室和男，小原健司：第 22 回低温工学研究発表会予稿（1976 年 6 月）
9) Y. Iwasa, et al. : IEEE Trans. on Magnetics, **MAG-13**, 20 (1977)
10) J.R. Miller, et al. : ibid., **24** (1977)
11) L. Dresner : Cryogenics (Nov. 1976) 675
12) L. Dresner, et al. : Proc. 6 th Symp. on Engineering Problems of Fusion Research,

(1976) p. 266
13) R.L. Willig: Advances in Cryogenic Engineering, **24**, 197 (1979)
14) 伊原征治郎：電子技術総合研究所研究報告，第 179 号（1971 年 8 月）
15) J.C. Lottin, et al.: Proc. 1978 Appl. Superconductivity Conf. (1978)
16) Z.J.J. Stekly and J.L. Zar: IEEE Trans. Nuclear Science, 367 (1965)
17) R.D. Cummings, et al.: Intern. Institute Comm. I Meeting (Colorado, June, 1966)
18) Z.J.J. Stekly and E. Hoag: J. Appl. Phys., **34**, 1376 (1963)
19) W.B. Sampson: 6 th Intern. Conf. Magnet Technology (Bratislava, Aug., 1977)

第7章　パルス超電導マグネットの動特性

7.1　緒　　言

パルスマグネットには交流損や巻線の動きによる発熱[1]，あるいは導体の伸縮による機械的発熱[2~4]など多くの発熱要因が存在し，しかも数秒程度内での発熱であるからこれらがマグネットの動特性におよぼす影響は非常に大きい。このため，小型直流超電導マグネットの性能向上のためしばしば行なわれるエポキシやワックスなどの含浸[5,6]はパルスマグネットではクエンチの原因となるため好ましくない[7]。パルスマグネットの動特性を向上する方法は結局，発熱を最小に押えると同時に発生した熱を速やかに導体から除去することである。冷却方式として超臨界ヘリウム冷却[8~10]が最近注目され始めているが，パルスマグネットのように過渡的な熱発生がある場合は液体ヘリウムの大きな蒸発潜熱（2.8 J/cm^3）を利用する液体ヘリウム浸漬冷却方式が有利であると考える。この方式では超電導線と液体ヘリウムが常に十分接触している状態が保たれる限り相当良好な冷却が確保される。しかし，パルスマグネットの場合大きな交流損や機械的発熱等により導体近傍の液体ヘリウムがかなり蒸発される可能性があり，超電導線と液体ヘリウムが常に十分接触できる状態を維持するのは必ずしも容易ではない。

交流損や機械的発熱はパルスマグネットの動作中定常的に発生し超電導線近傍の液体ヘリウムを蒸発させる。近傍の液体ヘリウム量が交流損等にくらべ十分多くない場合蒸発ガスは超電導線の近傍に蓄積される。このような状態で巻線の動きなどによる過渡的な熱擾乱が生じると第4章で述べた過渡冷却は必ずしも機能せず，マグネットのクエンチにつながる可能性さえある。このため，第4章で行なったような短線試料を用いたシミュレーション実験だけでなく実際のパルスマグネットの動特性を検討し，マグネットにおける発熱と冷却（安定性）の関係を明らかにすることは極めて重要である。そこで本章の第 7.2 節で，第5章で述べた内部安定化超電導線を用いてパルスマグネットを製作し，その交流損および高速励・減磁下の安定性の検討を行ない本マグネットは極めて優秀なパルス動特性を有することを示す。この結果の解析から発熱量が少なければ，たとえ近傍に液体ヘリウムがあまり存在していなくても安定なパルス動特性を確保し得ることを明らかにする。第 7.3 節では準定常発熱下で発生する過渡熱擾乱に対してパルスマグネットが安定であるための冷却チャネル構造の設計基準を得る目的で導体の近傍に必要な液体ヘリウムの量と交流損等による発熱量の関係を解析する。

パルスマグネットの研究開発においては高速励磁等の動特性の実験のために大電力のパルス電源が重要な位置を占める。しかし，マグネットが大型になるとその励磁電源の設備に対する経済上の負担，あるいは電力系統におよぼす影響が大きな問題となる。例えば 10 MJ のパルスマグネットを1秒で励磁するには最低 20,000 kW という大電力パルス電源が必要である。

また，核融合の実験炉規模のポロイダルマグネットの励磁には 100 万 kW もの電力が必要と試算されている[11]。そこでこの負担を軽減し効率的にエネルギーを供給する方法として，エネルギー貯蔵マグネットからパルスマグネットへエネルギーを移送する方式が提案されている[12,13]。その場合エネルギーの効率的移送方法が重要な課題となる。従って，第 7.4 節で，パルスマグネットの研究開発の一環として著者が改良したエネルギー移送方式を検討し，本方式の移送効率は理論上 90% 以上になり，エネルギー移送方式として有望であることを明らかにする。第 7.5 節は本章のまとめである。

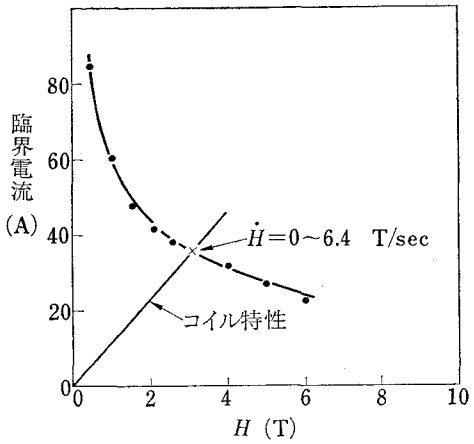
7.2 パルスマグネットの諸元および動特性

7.2.1 0.2 kJ 級パルスマグネット

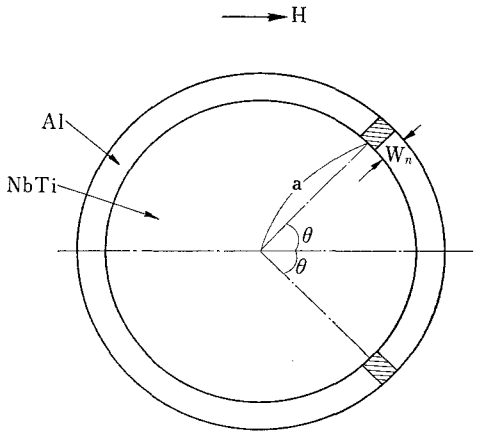
第5章で明らかにしたように高純度アルミ内部安定化超電導線は，その短線試料においては磁気的にも熱的にも非常に安定な特性を有する。しかしそのように安定な線材でもマグネットにすると前節で述べたように熱発生と冷却の関係から必ずしも安定な動特性が得られるとは限らない。そこで本節ではそれらの関連を調べるため第5.1図に示す7本心の高純度アルミ内部安定化超電導線で小型マグネットを製作し，0～400 T/sec という非常に広範囲にわたる磁界変化率下で交流損および安定性に関し検討を行なった[14]。製作したパルスマグネットの諸元を**第 7.1 表**に示す。巻線の固定のため各層に真空用シリコーングリスを塗布し，また電気絶縁のため2層毎にナイロンメッシュ布を巻き込んでいる。本マグネットは 0.325 mm 径の超電導線（フォルマル絶縁厚さ 12.5 μm を含む）が密にソレノイド状に巻かれ，かつ上記のように真空グリスが塗布されているために超電導線近傍の液体ヘリウム量は少ない。従って，もし交流損が大きければそれがクエンチの原因になりかねない。しかし，**第 7.1 図**に示すように 3.1 T まで約 0.48 秒で励磁（$\dot{H}\simeq 6.4$ T/sec）する高速励磁においても，マグネットのクエンチ電流は短線試料の臨界電流とほぼ一致するばかりか，後述のように 2.5 T の磁界から最高 400 T/sec という超高速減磁においても全く不安定性は示さない。このことはかかる高速

第 7.1 表 0.2 kJ 級パルスマグネットの諸元

内　　径	20 mm
外　　径	46 mm
長　　さ	92 mm
ターン数	6,589 ターン
インダクタンス	0.41 ヘンリー
コイル定数	0.085 T/A
最大磁界	3.1 T
最大磁気エネルギー	0.27 kJ
線　　材	三層構造 0.3 mmϕ, NbTi : Al : CuNi = 1 : 0.8 : 1.2
導体電流密度	4×10^4 A/cm^2 at 3 T



第 7.1 図　0.2 kJ 級パルスマグネットの高速励磁特性



第 7.2 図　従来方式の安定化材と超電導体の配置

磁界掃引下でさえ，マグネット動作に対する交流損の影響が非常に小さいことを意味している。交流損と安定性の関係を検討するため，最初に安定化材中での渦電流損の大きさを評価する。

丸線に垂直に磁界が印加された場合，単位体積あたりの渦電流損は簡単に計算でき，

$$p_{e1}=\frac{a^2\dot{H}^2}{4\rho_n} \tag{7-1}$$

となる。但し，a は線の半径，ρ_n はその比抵抗である。計算では表皮深さは a よりずっと大きいとした。第 5.1 図に示した内部安定化線の場合，アルミの平均の線径は $2a\simeq 59\,\mu$m で，比抵抗は $\rho_n\simeq 6\times 10^{-11}\,\Omega\cdot$m である。前述の最高磁界変化速度の場合を考えると $\dot{H}=400$ T/sec であり，これらの数値を上式に代入して，$P_{e1}\simeq 0.58$ W/cm^3 を得る。400 T/sec の場合の磁界掃引時間は 6.3 msec であるのでその間の全発熱量は約 3.7 mJ/cm^3 である。この値はヒステリシス損にくらべて著しく小さく，従って 400 T/sec という超高速磁界掃引においてさえ渦電流損の問題はない。しかるに，**第 7.2 図**に示すように従来の安定化方式である安定化材を超電導体の外周部に着ける構造の場合の渦電流損は，

$$p_{e2}=\frac{a^2\dot{H}^2}{2\rho_n}\quad (\mathrm{W/m^3}) \tag{7-2}$$

と表わされ（但し，$W_n\ll a$ とする），上で検討したと同一の NbTi/Al 比でかつ，線径も同一の 0.3 mm の超電導線の外皮のアルミ部における渦電流損による全発熱量は約 190 mJ/cm^3 となり，このような安定化構造の場合は超高速磁界掃引時の渦電流損の影響は無視できない。

つぎにヒステリシス損を評価する。これは $\dot{H}$ には依存しないため，低 $\dot{H}$ 領域では最大の発熱源となる。Williams[15] によると電流が流れていない超電導線のヒステリシス損は，$H_{min}\rightarrow H_{max}\rightarrow H_{min}$ の励・減磁のサイクルに対し，

$$q_h=\frac{\alpha_c}{2}d\ln\left(\frac{B_0+\mu_0H_{\max}}{B_0+\mu_0H_{\min}}\right)\qquad(\mathrm{J/m^3\cdot Hz})\tag{7-3}$$

となる。但し，超電導心線の中心に磁界が達するときの外部磁界を H^* とすると，$H_{\min}\geq H^*$ で，d は超電導線の線径，B_0 は材料定数である。α_c は次式で定義される。

$$J_c=\frac{\alpha_c}{\mu_0H+B_0}\tag{7.4}$$

内部安定化線の場合超電導体の肉厚は平均で 15 μm であるため，$H_{\min}$ は 0.15 T以上であればよい。そこで近似的に 0→2.5 T→0 なるサイクルの損失の計算に上式を用いると 64 mJ/cm³·Hz を得る。但し，$\alpha_c\simeq6.8\times10^9$ A/m²，および $B_0=1$ T とした。2.5 T→0 までの減磁時のみのヒステリシス損はほぼ 1/2 となるので，その場合は約 32 mJ/cm³ である。内部安定化線の超電導フィラメントは中空構造であり，第5章で述べたようにその場合の損失は肉厚の6倍の厚さの板状超電導体の損失とほぼ同じ大きさとなり，従って，内部安定化線のヒステリシス損は上の値に6倍をして約 192 mJ/cm³ となる。この値は 400 T/sec という超高速減磁時の渦電流損をさえかなり上まわるもので，従って，内部安定化線の場合そのような超高速磁界変化速度下の交流損はほぼヒステリシス損とカップリング損から成ると考えてよいであろう。

さて，400 T/sec での減磁の際の交流損と冷却との関係を検討する。上述のようにヒステリシス損は超電導体のみの体積 1 cm³ あたり約 192 mJ である。内部安定化線に占める超電導体の占積率は 1/3 であるので超電導線の単位体積あたりに換算すると 64 mJ/cm³ となる。一方，400 T/sec でのカップリング損は後で示す (7-7) 式から分るようにヒステリシス損の約 50% である（この中には渦電流損も含まれるがその割合は非常に少ない)。従って，ヒステリシス損の場合と同様に超電導線 1 cm³ あたりに換算しなおすと約 32 mJ/cm³ となる。従って，超電導線の単位体積あたりの全交流損は $Q_t\simeq96$ mJ/cm³ である。液体ヘリウムによる冷却は超電導線の表面を通して行なわれるのでこの交流損を単位表面積あたりに換算しなおすと，$Q_ta/2\simeq0.72$ mJ/cm²となる（a は超電導線の半径で 0.15 mm)。前に述べたように 400 T/sec の磁界変化率の場合の磁界掃引時間は $\tau_0\simeq6.3$ msec である。従って，上記の値を熱束 q_l に換算すると，$q_l=Q_ta/2\tau_0\simeq0.114$ W/cm² を得る。本パルスマグネットのように密巻線の場合定常冷却熱束はこれほど大きくないが，第4章で述べた過渡冷却効果によりこの値程度の冷却熱束が十分とれることは明らかである。

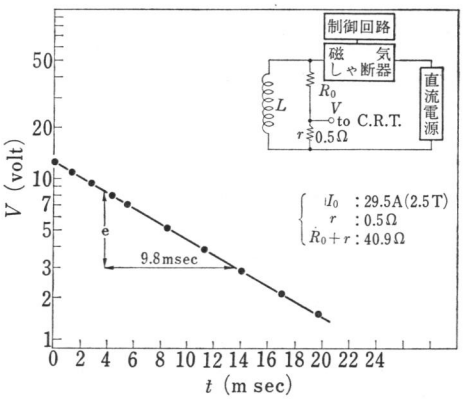
つぎに励磁の場合に関し同様の検討を行なう。前述のように最高励磁速度は 6.4 T/sec である。この場合カップリング損および渦電流損は非常に小さく無視できるので交流損はヒステリシス損のみとなる。前述のように 6.4 T/sec なる磁界変化率の場合の磁界の掃引時間 τ_0 は 0.48 秒である。そこで上と同様に交流損に基づく熱束を求めると $q_l\simeq1\times10^{-3}$ W/cm² を得る。これは液体ヘリウムの冷却熱束にくらべ著しく小さく，従って交流損が原因となる温度上昇はほぼないものとみなしうる。なお，超電導線近傍に存在する液体ヘリウムの蒸発潜熱は上

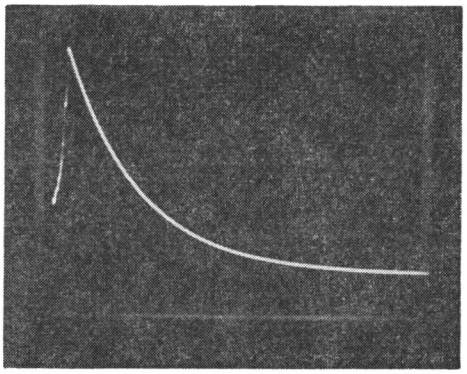
記の全交流損 Q_t にくらべかなり大きく，そういう意味で冷却に利用される液体ヘリウム量は十分存在していると考えてよい。

以上の検討から，内部安定化線の場合 6.4 T/sec という速い励磁，又 400 T/sec という超高速減磁のいずれにおいても交流損が熱的な不安定性要因にならないことは明らかである。

7.2.2 高速減磁実験

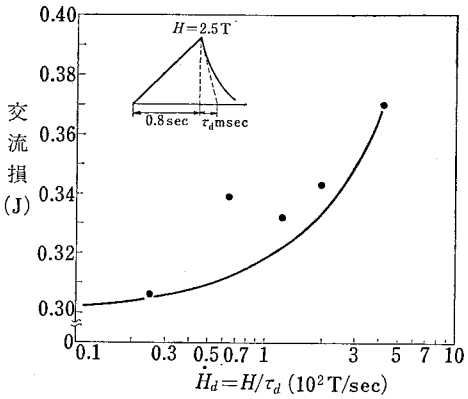
上記の 0.2 kJ 級パルスマグネットの減磁時の安定性および交流損を実験的に検討する。実験に用いた回路および高速減磁特性の1例を**第 7.3 図**に示す。オシロ写真は 0.5Ω のシャントの電圧信号であり，片対数グラフに示す結果はそれをプロットしたものである。方法は回路図に示すように，まず 29.5 A まで励磁したのち磁気しゃ断器を作動させ，マグネットの電流を並列につないだ外部抵抗 R_0 に流し込む。しゃ断器が完全に切れるまでに約 5 msec を要するので実際に抵抗に流れ込む電流の最大値は約 25 A である。その時刻からマグネットの電流は L/R_0 の時定数で指数函数的に減少する。もし，減磁途中でノーマル転移すると減衰の時定数が変化する。同図のオシロ写真は綺麗な減衰特性を示しており，減磁途中でノーマル転移していないことを示している。なお，この例に示した減磁の時定数は 9.8 msec でそのときの磁界変化速度は約 220 T/sec である。外部抵抗をさらに大きくし，最大減磁速度 400 T/sec ま





2 V/div
5 ms/div
r_{shunt} : 0.5 Ω
R_0+r : 40.9 Ω
I_0 : 29.5 A

第 7.3 図　0.2 kJ 級パルスマグネットの高速減磁特性



第 7.4 図 0.2kJ 級パルスマグネットの交流損の $\dot{H}$ 依存性

での実験を行なったが全くノーマル転移は観測されず，内部安定化線で巻線したパルスマグネットの高速磁界掃引特性の良好さが実証された。

つぎにかかる高速減磁時の交流損をカロリメトリックな方法で測定した結果を述べる。方法は，まず 0.8 秒で 2.5T までゆっくりと励磁した直後電源をしゃ断し，上と同様マグネットの電流を外部抵抗 R_0 に流入さす。これを5回繰返す。そして最初の励磁から約3分間の液体ヘリウムの全蒸発ガス量を湿式の積算流量計で測定し，別に求めたそれと同じ時間内の液体ヘリウムの自然蒸発ガス量を差引く。その差分が結局，5回の励・減磁による全交流損になるのでその回数で割ると，1回の励・減磁による交流損が求まる。以上の方法で求めた交流損を種々の減磁速度に対しプロットした結果を**第 7.4 図**に示す。なお，減磁速度 $\dot{H}_d$ は第 7.4 図の挿入図に示すように，2.5T を磁界の減衰時定数 τ_d で除した値とした。同図の実線で示す実測値を近似する曲線は，

$$P/f \simeq 0.3(1+6\times10^{-4}\dot{H}) \qquad \text{(J/Hz)} \qquad (7\text{-}5)$$

となる。ただし，$\dot{H}$ の単位は T/sec である。この測定では励磁は比較的ゆっくり行なっているので，交流損の $\dot{H}$ 依存項はほとんど減磁の際生じたものと考えられる。従って，減磁のみによる損失は，

$$P/f \simeq 0.15(1+1.2\times10^{-3}\dot{H}) \qquad \text{(J/½Hz)} \qquad (7\text{-}6)$$

となる。このパルスマグネットに使用されている超電導体のみの体積は約 16.1cm³ であるので，超電導体単位体積あたりに換算しなおすと，

$$P/f \simeq 9.3\times10^{-3}(1+1.2\times10^{-3}\dot{H}) \qquad \text{(J/cm}^3\text{·½Hz)} \qquad (7\text{-}7)$$

となる。右辺第一項はヒステリシス損で，第二項はカップリング損と渦電流損の両者から成る。第一項の値は (7-3) 式を用いて計算した値 (192mJ/cm³) より1桁以上小さいが，マグネットの場合巻線の各場所で磁界の強度が異なるため，それを考慮すると両者の差はちぢまる。マグネットの巻線上の最大磁界を H_w，巻線の最外径部での磁界を零，巻線の軸方向の両端部での磁界を $H_w/2$，そして半径方向および軸方向いずれの磁界分布も線形で近似して (7-

3) 式により本マグネットの超電導体の単位体積あたりの平均のヒステリシス損を概算すると約 78 mJ/cm³（但し，減磁時のみの損失）となり，なお計算値が8倍程度大きくなってしまう。原因としては，内部安定化線の超電導フィラメントが中空構造のためそのヒステリシス損の大きさとして (7-3) 式から計算される値の6倍としたこと，および，計算では中空超電導フィラメントの平均肉厚として 15 μm なる値を用いたが，第 5.1 図に見られるようにそのフィラメントの周囲のかなりな部分の厚さが約 8 μm であり，厚さを過大評価したことなどが考えられる。もし，厚さが 8 μm の板状超電導体として計算するとヒステリシス損の大きさは 7 mJ/cm³ となる。以上の実験によりヒステリシス損，および損失の $\dot{H}$ 依存項（カップリング損と渦電流損）いずれもかなり小さいことは明らかであり，本マグネットが良好なパルス動特性を有するのはこのためと結論できる。

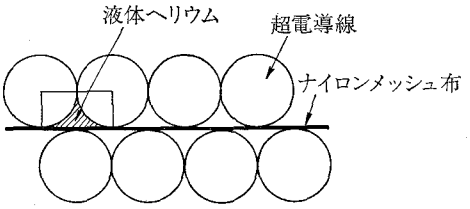
7.2.3　2 kJ 級パルスマグネット

上述の 0.2 kJ 級パルスマグネットの場合最大磁界は 36 A のとき 3.1 T であるので巻線に作用する最大フープ力は超電導線 1 m あたりわずか 11 kg である。従って，巻線の動き等による擾乱の影響は現われにくいと思われる。そこでマグネットの蓄積磁気エネルギーを大きくし，巻線により大きな力が作用する状態におけるパルス動特性を検討するため 2 kJ 級のパルスマグネットを製作した[13]。**第 7.2 表**にその諸元を示す。有効内径は 50 mm，巻線内径は 55 mm，巻線長さは 134 mm，使用した線材は第 5.2 図に示した 19 本心の高純度アルミ内部安定化線である。最大中心磁界は 3.1 T でそのときの電流は 118 A であり，短線試料の臨界電流と一致する。このマグネットの場合巻線固定用の真空グリスは塗布せず，また層間に電気絶縁用の薄いナイロンメッシュ布を巻きこんでいるため巻線の固定は十分とはいえない。さらに，巻線に働く最大フープ力は超電導線 1 m あたり約 37 kg となり 0.2 kJ 級マグネットの3倍以上の大きさである。それ故，前記のマグネットにくらべ巻線はかなり動きやすくなっていると思われる。にもかかわらず，本マグネットを1秒で 110 A まで励磁（このときの磁界は約 2.9 T）するという高速パルス励磁を行なったが非常に安定な動作を示した。

本マグネットの超電導巻線部の断面の一部は**第 7.5 図**のようになっている。斜線部の所に

第 7.2 表　2 kJ 級パルスマグネットの諸元

内　　径	50 mm
外　　径	75 mm
長　　さ	134 mm
ターン数	3,237 ターン
インダクタンス	0.26 ヘンリー
コイル定数	0.0263 T/A
最大磁界	3.1 T
最大磁気エネルギー	1.8 kJ
線　　材	三層構造 0.5 mmφ，NbTi : Al : CuNi = 1 : 0.8 : 1.2
導体電流密度	6×10^4 A/cm² at 3 T

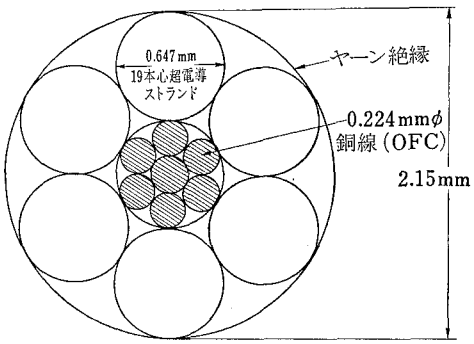


第 7.5 図 超電導マグネット巻線の部分断面図

液体ヘリウムが浸み込むが，その量は超電導線の単位体積に対し約 27% になる。従って，その潜熱は超電導線 1cm³ あたりに換算して約 760mJ という大きさである。一方，ヒステリシス損は 7.2.2 節の 7 本心内部安定化線とほぼ同じで，超電導線 1cm³ あたりで 64mJ である（他の交流損，即ち渦電流損とカップリング損は内部安定化線の場合非常に小さく無視し得る）。また，超電導線の動きによる発熱は超電導線の単位体積あたり，

$$q_{mV}=BJ_0\delta \qquad (\mathrm{J/m^3}) \tag{7-8}$$

で与えられる[1]。但し，B は磁束密度で単位はテスラ，J_0 は超電導線の断面における平均電流密度で A/m²，δ は超電導線が動いた距離で m の単位である。もし，超電導線が突然一度に δ の距離だけ動いたとすると上式で表わされる発熱がある。上述の 2.9T まで 1 秒で励磁した場合について，その最大磁界に達したとき $\delta=0.1$mm の動きがあったとして上式から発熱量を求めると，$q_{mV}\simeq163$mJ/cm³ を得る。0.1mm なる動きはかなり大きく，また Wilson が指摘するように[1]一度に全て動くのではなく何段階にわたって動くと考えられるため，実際には巻線の動きによる発熱はこれほど大きくないであろう。しかし，ここでは仮りにこれだけの発熱があるとすると交流損も含めた全発熱量は 227mJ/cm³ となる。この大きさは上記の液体ヘリウムの潜熱の約 30% でしかなく，この程度の発熱を冷却するに十分な液体ヘリウムが超電導線近傍に存在していることが分る。本マグネットは比較的巻線が動きやすい構造にもかかわらず相当な高速励磁に対し安定な動作を示したのは，線材そのものが磁気的にも熱的にも安定であることはいうまでもないが，巻線の近傍に存在する液体ヘリウムの潜熱にくらべ交流損等による発熱がかなり少ないためであると考えられる。



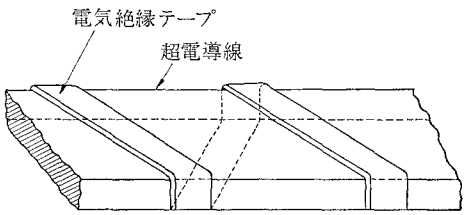
第 7.6 図 高純度アルミ内部安定化超電導ケーブルの断面図

以上の検討により内部安定化超電導線はパルス導体として非常に高性能であることが判明したので，30kJ 級の比較的大きいパルスマグネット用導体として，**第 7.6 図**に概念的に示すような 19 本心の内部安定化線を6本，中心の銅撚線のまわりに撚合せた高純度アルミ内部安定化超電導ケーブルの開発を進めている。本ケーブルの設計電流容量は 6T で 600A 以上である。今後，パルス磁界下における本導体の各種電磁特性および交流損失等を明らかにすることにより，さらに大型パルス導体としての改良を加えていく計画である。

7.3　導体近傍に必要な液体ヘリウムの潜熱の評価

前節で述べた小型パルスマグネットの場合は巻線の動きなどによる発熱もさほど大きくないため，超電導線の近傍に存在する液体ヘリウムが比較的少なくても安定なパルス動作が確保され得た。しかし，マグネットが大型になるほど電磁力も大きくなるので巻線がより動きやすくなり，従って数百 kJ あるいは数 MJ という蓄積エネルギーのパルスマグネットともなると，安定な動作の確保のためには相当量の液体ヘリウムが必要となるであろう。ここではかかる大型パルスマグネットの冷却チャネル構造の一設計基準を得る目的で，導体近傍に必要な液体ヘリウムの量を評価する。

交流損や巻線の動き等あらゆる原因による発熱量を超電導線の単位体積あたり Q_t とする。最大定格磁界まで1～数秒で立上げるパルスマグネットの場合，この発熱を吸収しうる冷媒は超電導線近傍に存在する液体ヘリウムのみであろう（というのは，他の場所の液体ヘリウムが循環してくる時間的余裕は考えられないので)。従って，ここでは「超電導線に発生する熱はその近傍の液体ヘリウムの潜熱が吸収しなければならない」という条件を置く。液体ヘリウムが蒸発すると 4.2K，1気圧下でその体積は約7倍に膨張する。そのため，蒸発が短時間で行なわれるといわゆるベーパーロッキング，又はさもなくば蒸発ガスが超電導線の近傍に閉じこめられ，局部的にその部分の圧力上昇（蒸気圧の上昇）をもたらし液体ヘリウムの温度を上昇さすという現象が起る可能性がある[16]。**第 7.7 図**に示すような絶縁構成の超電導線を密巻にした構造のパルスマグネットでは，むしろ後者の現象が起ると考えられる。その結果，過渡的な液体ヘリウムの温度上昇により周辺の超電導線までもクエンチされる危険性があるため，圧力上昇はできるだけ低く押える必要がある。蒸気圧が 1.5 気圧のときの液体ヘリウムの沸点温度は約 4.68K で[17]，1気圧のそれにくらべ約 0.46K の上昇となる。マグネットの安定性



第 7.7 図　超電導線の電気絶縁構成例

からみてこの温度上昇は決して小さくない。そこで，ここでは液体ヘリウムの蒸発による過渡的な圧力上昇の許容限度を 0.5 気圧とする。

さて，Q_t はパルス運転時間中連続的に発生する交流損やひずみによる機械的発熱などの準定常発熱（Q_{qsi} とおく）と，巻線の動きによる過渡発熱（Q_{tra} とおく）から成る。今，もっとも厳しい場合として，最大磁界まで励磁した瞬間巻線の動きがあり Q_{tra} がパルス的に放出された状態を考える。Q_{qsi} は比較的ゆっくりと放出されるため（しかし，その結果の蒸発ガスが導体近傍から離れるほどゆっくりではない），蒸発ガスの圧力はほぼ1気圧になると仮定する。その結果，導体近傍の液体ヘリウムの全量を V_{He} m³ とすると，そのうち $7\times(10^{-6}Q_{qsi}/2.8)=2.5\times10^{-6}Q_{qsi}$ m³ が排斥される。従って，導体近傍の液体ヘリウムの体積は，

$$V_{He1}=V_{He}-2.5\times10^{-6}Q_{qsi} \tag{7-9}$$

に減少する。但し，$V_{He}<2.5\times10^{-6}Q_{qsi}$。このとき過渡的に Q_{tra} が放出されると，$10^{-6}Q_{tra}/2.8$（m³）なる液体ヘリウムが蒸発する。但し，液体ヘリウムの蒸発潜熱を 2.8×10^{6}J/m³ とする。もしガスが自由に膨張できるとするとガスの体積は7倍となるので $2.5\times10^{6}Q_{tra}$（m³）となる。しかし前述のように過渡的には液体ヘリウムを排斥しガスが膨張するということはないので次式で示される圧力の上昇がある。

$$P_{gas}=\frac{2.5(Q_{qsi}+Q_{tra})}{2.5Q_{qsi}+(1/2.8)Q_{tra}} \tag{7-10}$$

許容圧力を 1.5 気圧としているので $P_{gas}=1.5$ とおいて $Q_{qsi}/Q_{tra}\simeq1.57$ を得る。このときの液体ヘリウムの残量 V_{He2} は，

$$V_{He2}=V_{He}-2.5\times10^{-6}Q_{qsi}-\frac{10^{-6}}{2.8}Q_{tra}$$

$$\simeq V_{He}\left(1-12\frac{Q_{tra}}{Q_{He}}\right) \qquad (\mathrm{m}^3) \tag{7-11}$$

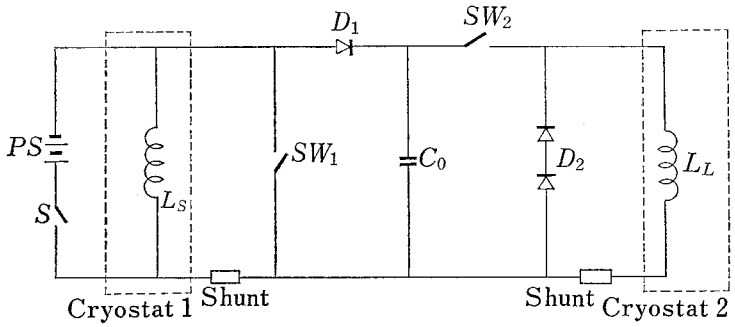
となる。但し，Q_{He} は $2.8\times10^{6}V_{He}$ に等しく超電導線の近傍に存在する全液体ヘリウムの蒸発潜熱である。これより，Q_{tra} は近傍の液体ヘリウムの潜熱の約8％が限度であることが分る。実際には，全ての発熱を吸収してなお 50% 程度の液体ヘリウムが残存するのが望ましいであろうから，その場合は Q_{tra} は Q_{He} の4％となる。今，近傍に超電導線の体積と同量の液体ヘリウムが存在する場合を考える。6T の磁界中で 1.5×10^{8}A/m² 流れている導体が 0.1 mm 動くとすると，$Q_{tra}=9\times10^{4}$J/m³ である。一方，$Q_{He}=2.8\times10^{6}$J/m³ であるので，Q_{tra} は Q_{He} の約 3.2% で上記の制限とほぼ同じとなる。この程度の Q_{tra} の発生はある程度予想されるため，かかる導体で巻線する場合はその導体の近傍にそれとほぼ同じ体積の液体ヘリウムを存在させなければならないであろう。以上により，交流損等の準定常発熱下で発生する過渡熱擾乱に対する安定性を確保するには（7-11）式を満すように冷却チャネル構造を設計しなければならないことが示された。

7.4　エネルギー移送の実験

7.4.1　エネルギー移送方式の比較

エネルギー移送方式には，(i) 並列抵抗方式，(ii) 並列キャパシター方式，(iii) 回転可変相互インダクタンス法，および本論でとりあげている (iv) 電子回路制御による方式，等がある。しかしそれぞれ長短があり，(i) の方式は取扱いが容易でコストが安いが，移送効率は極端に悪く理論限界が 25% にしかならない。(ii) はキャパシターのエネルギー容量が移送すべきエネルギーの 1/2 以上[13]でなければならず，コスト面で大きな制約がある。しかし，移送効率がよく，理論的にはほぼ 100% になる。(iii) の方式は移送効率がほぼ 100% で非常に良いが，移送時間がかなり長くなる。また，機械的力やトルクに対する構造上の問題がある。最後の (iv) の方式は，本論で詳しく検討するように移送効率として 90% 以上は可能で，移送時間も 1 秒程度，また電子回路制御による移送方式であるので取扱いが容易であるとともにコストも安くできるなど，特にポロイダルマグネットのエネルギー供給方式としてかなり優れていると思われる。

さて，カールスルーエ研究所では上述の (iv) の分野に属する一方式であるフライングキャパシターと呼ばれる方式で，10kJ 級のエネルギー移送を行ない 77.1% という移送効率を得ている[18]。これは非常に優れた方式であるが，キャパシターの静電容量がある閾値を越えなければならないという欠点がある。そこで著者は**第 7.8 図**に示すようにキャパシターをマグネットに並列に接続し，理論上キャパシターの容量の大きさに閾値がないよう改良した。この方式は，たとえば前記 (i) の並列抵抗方式ではリレーを開いた瞬間に高電圧が発生するのに対し，キャパシターがリレーに並列に入っているためその瞬間はむしろ短絡状態，つまり電圧が 0 から徐々に立上るためリレーの開閉が非常に容易であるという特徴も有している。以下では第 7.8 図の回路でエネルギー移送の実験を行なった結果および移送効率の検討などを行なう[19]。



第 7.8 図　エネルギー移送回路

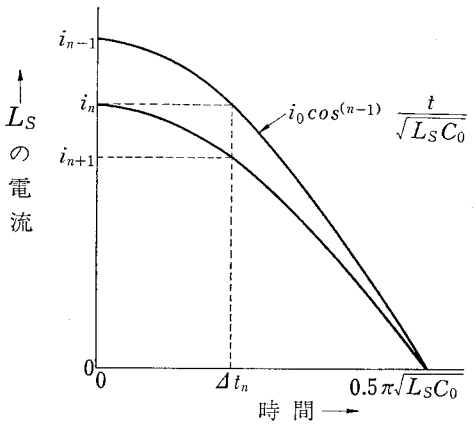
7.4.2 回路構成および実験方法

第 7.8 図に示す回路において，エネルギーを蓄積した超電導マグネット（L_s：1.2 ヘンリー，有効内径 20mm，臨界電流 30A，磁界係数 0.1055T/A）から負荷の超電導マグネット（L_L：0.41 ヘンリー，有効内径 20mm，臨界電流 36A，磁界係数 0.085T/A）へエネルギーを移送する。SW_1，SW_2 はリレー（直流 24V 駆動式無極継電器，3 接点並列，通電容量 1 接点当り約 10A），D_1 と D_2 はダイオード（平均順電流 20A，逆耐 400V，D_1 は 1 ケ，D_2 は 2 ケ直列）である。キャパシター C_0 の静電容量は 200 μF で電解キャパシターである。

移送の手順は，まずナイフスイッチ S を閉じ，かつ SW_1，SW_2 を開いた状態で直流電源 PS（15V，30A）によりマグネット L_S を規定の電流値まで励磁したのち，SW_1，SW_2 を閉じ，その直後 S を開く。そのときを時刻 0 とし，負荷への移送を開始する。$t=0$ からある微小時間 Δt だけ SW_1，および SW_2 を開くと，ある量のエネルギーが C_0 へ移送される。そのとき SW_1，SW_2 を閉じるとそのエネルギーは負荷 L_L へ移送され，この電流は L_L-D_2 回路に保持される。これを繰返すことにより移送が完遂される。したがって，C_0，L_S および L_L が小さいほど移送時間は短かくなる。リレーの開閉はパルス電流により制御された。なお，従来の並列キャパシターによるエネルギー移送方式では，キャパシターのエネルギー容量は少なくともマグネットに蓄積されたエネルギーの 1/2 が必要であるが[13]，本方式ではごくわずかなエネルギー容量（本実験では約 4 %）のキャパシターで大きなエネルギー移送ができるという特徴がある。

7.4.3 実験結果

実験は次の 2 種類の方式について行なった。（i）第 7.8 図に示すリレー SW_1 を開く時間幅 Δt を一定にする。この場合，リレー開閉 n 回目直後のマグネット L_S の電流と（n+1）回目のそれとの比 i_{n+1}/i_n は**第 7.9 図**から容易に分るように，



第 7.9 図 リレー開閉 n 回目の開時におけるマグネット L_S の電流

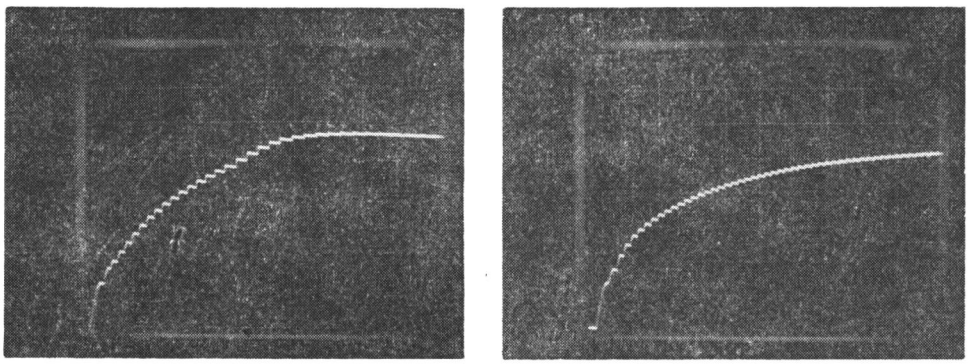
$$\frac{i_{n+1}}{i_n}=\cos\frac{\Delta t}{\sqrt{L_S C_0}}$$

となる。つまり，この場合マグネット L_S の電流はリレーを開くごとに一定の比率で減少するため，L_S から負荷 L_L へ移送されるエネルギーはリレーの開閉回数が進むにつれ徐々に減少する。このため，この方式は移送時間がかなり長くなる欠点がある。しかしリレーの開閉制御の面では容易であるという長所もある。この方式をここでは逓減エネルギー移送方式と呼ぶ。(ii) 前記の方式の欠点を改善するため，リレーを1回開閉するごとに負荷に移送されるエネルギーを同一にする方式を採用する。このためにはリレー SW_1 を開く時間幅 Δt をリレーの開閉回数が進むにつれ長くしなければならない。この方式では1回当りの移送エネルギー量が同じであるから，L_S に蓄積されている全エネルギーを負荷 L_L へ移送し終る移送回数は (i) の場合にくらべ相当少なくなるため移送時間が短縮され，その結果移送効率が改善される。ここでは，この方式を等エネルギー移送方式と呼ぶ。まず，逓減エネルギー移送方式によってマグネット L_S の電流をパラメータにして移送実験を行なった結果を**第 7.3 表**に示す。この方式では先に述べたように移送時間が長くなるため，それだけ回路抵抗等による損失が増加するので移送効率はあまり良くないが L_S の電流値が 19.2 A のとき移送効率 70.1% を得た。

第 7.3 表　逓減エネルギー移送方式における移送効率のマグネット電流依存性

L_S の電流変化 (A)	L_L の電流変化 (A)	エネルギー移送効率 (%)
5.2 ⟶ 0	0 ⟶ 6.0	45.5
9.8 ⟶ 0	0 ⟶ 13.5	64.8
14.5 ⟶ 0	0 ⟶ 20.7	69.6
19.2 ⟶ 0	0 ⟶ 27.5	70.1

次に，等エネルギー移送方式による移送実験を述べる。この実験では，リレー SW_1 を開く時間幅 Δt を変化させなければならない。リレーの制御は無安定マルチバイブレータからの信号を電力増幅し，リレーの電磁石に印加する方式を用いているので，Δt を変化するにはマルチバイブレータの発振時定数 CR_t を変化させればよく，ここでは抵抗 R_t を時間とともに増加さす方式を採用した。方法は移送開始と同時にモータ駆動方式のヘリカルポテンショメータを適当な速さで回転させるものである。この方法の場合，等エネルギー移送を行なうに必要な Δt の変化を正確に実現するのは困難であるが，本実験では抵抗値の増加速度を種々変えることによりできるだけ等エネルギー移送に近い形になるようにした。等エネルギー移送かどうかの判定は次のように行なった。1回当りのエネルギー移送量を一定の e_0 とすると，n 回移送した時点での負荷マグネットの全エネルギーは ne_0 となる（ただし損失はないと仮定)。したがってそのマグネットの電流は $Li^2/2=ne_0$ より $i\propto\sqrt{n}$ となり，移送回数の平方根に比例する。そこで実験においては負荷マグネット L_L の電流増加が $i\propto\sqrt{n}$ の形に近いかどうか



（a）　　（b）

第 7.10 図　負荷マグネット L_L の電流増加
（a）等エネルギー移送方式
（b）逓減エネルギー移送方式
（縦軸：5A/div，横軸：50msec/div）

第 7.4 表　等エネルギー移送方式における移送効率のマグネット電流依存性

L_S の電流変化（A）	L_L の電流変化（A）	エネルギー移送効率（%）
5.2 ⟶ 0	0 ⟶ 6.5	54.0
9.9 ⟶ 0	0 ⟶ 14.5	73.3
14.5 ⟶ 0	0 ⟶ 21.8	77.2
19.2 ⟶ 0	0 ⟶ 29.4	80.1

で等エネルギー移送になっているかどうか判断した。マグネット L_S の電流が約 18 A の場合に得た結果の1例のオシロ写真を**第 7.10 図（a）**に示す。また，比較のためこれと同じ実験条件で得た前節の逓減エネルギー移送方式の場合の結果を**第 7.10 図（b）**に示す。（a）図の場合はほぼ $i \propto \sqrt{n}$ の形で増加（わずかに $\sqrt{n}$ より増加率が大きい）しているが，（b）図の場合は $i \propto \sqrt{n}$ よりかなり増加率が小さい。さて，以上述べた方法でマグネット L_S の電流をパラメータにして負荷マグネット L_L へエネルギーの移送を行なった結果を**第 7.4 表**に示す。同表から L_S の電流が大きくなるほど移送効率は良くなり 19.2A のとき（蓄積エネルギーで 221 ジュール），80.1% という高い効率を達成した。このときの移送時間は約 0.35 秒であった。また負荷 L_L のインダクタンスが小さいため，この場合その電流は 29.4A に増幅された。

7.4.4　移送効率の解析

ここでは等エネルギー移送方式についてのみ検討する。最初に移送に要する時間を計算する。本方式の場合は次の関係を満す必要がある。

$$i_{n-1}{}^2 - i_n{}^2 = \frac{a_0}{100} i_0{}^2, \qquad (n \geq 1) \tag{7-12}$$

ただし，i_0 は移送開始直前の L_S の電流値。したがって (7-12) 式の右辺は L_S の蓄積エネルギーの a_0% に比例する。同式より，移送開始後 n 回目の移送直後の L_S の電流は，

$$i_n = i_0\sqrt{1-\frac{n a_0}{100}} \tag{7-13}$$

となる。一方，第 7.9 図からも容易に分るように，$(n-1)$ 回目および n 回目直後の電流値 i_{n-1} と i_n の関係は，$i_n = i_{n-1}\cos(\Delta t_n/\sqrt{L_S C_0})$ であるから，これと (7-13) 式より，n 回目の移送に必要なリレー SW_1 を開く時間幅 Δt_n は，

$$\Delta t_n = \sqrt{L_S C_0}\cos^{-1}\sqrt{\frac{1-\frac{n a_0}{100}}{1-\frac{(n-1)a_0}{100}}} \tag{7-14}$$

となる。また，L_S の全エネルギーを負荷 L_L へ移送するに必要な移送回数 m は，$m=100/a_0$ である。したがって，必要な全移送時間 τ_t は，

$$\tau_t = \sum_{n=1}^{m}(\Delta t_n + \tau_2) \tag{7-15}$$

で与えられる。ただし，τ_2 は C_0 のエネルギーを負荷 L_L へ移送するに要する時間で $0.5\pi\sqrt{L_L C_0}$ である。(7-15) 式に，$\tau_2 = 0.5\pi\sqrt{L_L C_0}$ を代入すると，

$$\tau_t = \sum_{n=1}^{m}\left(\sqrt{L_S C_0}\cos^{-1}\sqrt{\frac{1-\frac{a_0}{100}}{1-\frac{(n-1)a_0}{100}}} + 0.5\pi\sqrt{L_L C_0}\right) \tag{7-16}$$

を得る。

さて，本実験では $a_0 \simeq 4\%$ と設定した。したがって，m は 25 回となる。またキャパシターから負荷マグネット L_L へエネルギーを移送する時間は，$0.5\pi\sqrt{L_L C_0} \simeq 14\,\mathrm{ms}$ だけ必要であるが本実験ではその半分の 7 ms を用いた。これらの値を代入して (7-16) 式を計算すると $\tau_t = 0.32$ 秒を得る。ところが実測ではマグネット L_S の電流がほぼ 0 になるまでの時間は約 0.55 秒であった。この差の原因の 1 つは τ_2 を 7 ms としたが，リレー制御のためのパルス回路上の問題から Δt_n の増加に応じ，τ_2 が少しずつ長くなっていったことと，今 1 つは，本方式は等エネルギー移送に近い形になっているが L_S の電流が小さい領域では等エネルギー移送からかなりずれることによると考えられる。

次に移送効率を計算する。まずダイオード D_1 による損失を考える。リレー SW_1 を n 回開閉した後のマグネット L_S の電流を i_n，またそのときのリレーを開いている時間幅を Δt_n とすると，D_1 による損失は，

$$P_1 = \sum_{n=1}^{m} i_n \Delta t_n V_1 \tag{7-17}$$

となる。これに，(7-13)，(7-14) 式および $m=25$ を代入して，

$$P_1 = i_0 V_1 \sqrt{L_S C_0} \sum_{n=1}^{25} \sqrt{1-\frac{4n}{100}} \cos^{-1} \sqrt{\frac{1-\frac{4n}{100}}{1-\frac{4(n-1)}{100}}} \tag{7-18}$$

を得る。1例として，本実験で最高の移送効率を得た $i_0=19.2$ A の場合の損失は上式に $L_S=1.2$ ヘンリー，$C_0=200\,\mu$F を代入して，$P_1=1.4$（J）となる。

次に，ダイオード D_2 による損失を考える。等エネルギー移送方式の場合は，7.4.3 節で述べたように負荷マグネット L_L の電流増加は移送回数 n の平方根に比例する。したがって，効率 100% で L_S のエネルギーが L_L へ移されるとすると，L_L の電流は近似的に，

$$I=\sqrt{\frac{L_S t}{L_L \tau_t}} \cdot i_0$$

の形で書くことができる。ただし，τ_t は全エネルギーの移送に要する時間である。この τ_t は L_S の電流が零になるまでの時間にも等しい。このとき D_2 による損失は次式のようになる。

$$P_2=\frac{2}{3}\sqrt{\frac{L_S}{L_L}} V_{D2} i_0 \tau_t \tag{7-19}$$

さて，上と同様 $i_0=19.2$A の場合の損失を考える。τ_t は前に述べたように約 0.55 秒，また $V_{D2}\simeq 2$（V）であるから，それらを (7-19) 式に代入すると $P_2\simeq 24$（J）を得る。したがって，ダイオード D_1 と D_2 による損失の合計は約 25.4（J）であり，これは L_S に蓄積されていた全エネルギー 221（J）の約 11.5% である。$i_0=19.2$ A の場合の移送効率は 80.1% であるので移送時の損失の大部分はダイオードによることが分る。しかし，上で検討したようにダイオードによる損失はマグネット L_S の初期電流値 i_0 に比例し，一方 L_S の蓄積エネルギーは $\frac{1}{2}L_S i_0^2$ より i_0 の2乗に比例する。したがって，ダイオードによる損失の蓄積エネルギーに対する比率は i_0 に反比例する。つまり i_0 を大きくするほど損失の割合は著しく低下する。

また，ダイオード以外の損失の原因として回路抵抗による損失は配線抵抗をできるだけ小さくすることにより減少できる。キャパシターの誘電損は高性能のものを用いれば通常1%程度のものである。本実験では便宜上，電解キャパシターを用いたため誘電損はかなり大きかったものと思う。マグネットのヒステリシス損や渦電流損の合計は普通1%以下である。したがってこれらによる損失の合計を2～3%程度に押えることは充分可能である。以上のような改善を行なうことにより，本移送方式により 90% 以上の移送効率を達成することが十分可能なことは明らかである。

7.5 本章のまとめ

ここでは第5章で詳細に検討した高純度アルミ内部安定化超電導線で超電導マグネットを製作し，その高速励磁および超高速減磁実験を実施し，優秀なパルス動特性を有することを示し

た。そして，その結果を用いて交流損等による発熱と安定性の関係を検討した。また，1秒程度以下の短時間に放出される準定常発熱と巻線の動き等による過渡熱擾乱が同時に存在するパルスマグネットの安定な動特性を得るに必要な冷却構造を解析した。さらに，エネルギー貯蔵マグネットからパルスマグネットへエネルギーを供給する場合に不可欠であるエネルギー移送の一方式を検討した。その結果，下記の点を明らかにした。

1．高純度アルミ内部安定化超電導線で 0.2kJ 級，および2kJ 級のパルス超電導マグネットを製作した。0.2kJ 級のマグネットは6.4T/sec という非常に速い励磁速度で，短線試料特性に一致する 3.1T まで安定に励磁できるという極めて優秀な動特性を示した。さらに，2.5Tから 400T/sec という超高速減磁においても全く不安定性は示さなかった。2kJ 級マグネットは有効磁界発生空間が 50mm と比較的大きいにもかかわらず 2.9T/sec という速い励磁速度で短線試料の臨界電流値の約 93% までの励磁に成功した（そのときの電流は 110A で，中心磁界は 2.9T）。さらに高速の励磁も可能と思われる。以上の結果，高純度アルミ内部安定化超電導線はパルスマグネット導体として優秀な性能を有していることを明らかにした。

2．交流損とパルスマグネットの安定性の関係を検討し，超電導線の近傍に存在する液体ヘリウムの潜熱にくらべ交流損が十分小さければ安定な動特性が確保できることを示した。

3．400T/sec という超高速減磁の場合の発熱は定常冷却熱束を上回る可能性があるが，過渡冷却熱束により十分冷却できることを指摘した。

4．カロリメトリックな方法で求めた交流損の解析から，400T/sec という超高速磁界変化速度下においても内部安定化線のカップリング損および渦電流損は非常に小さいことを明らかにした。

5．1秒程度という短い時間における準定常的な発熱である交流損と，数 msec 程度内の過渡熱擾乱が同時に存在するパルスマグネットが安定な動特性を維持しうるために必要な超電導線近傍の液体ヘリウム量の評価を行なった。

6．パルス超電導マグネットの励磁のために必要なエネルギー移送に関し，カールスルーエ研究所で実施されたいわゆるフライングキャパシター方式を改良した移送方式を考案し，2ケの超電導マグネット間でエネルギーを移送する実験を行ない 80.1% という高い移送効率を達成した。さらに本方式のエネルギー移送効率の解析を行ない，90% 以上に向上可能であることを示した。

参　考　文　献

1) M.N. Wilson: IEEE Trans. Magn., **MAG-13**, 440 (1977)
2) D.S. Easton and D.M. Kroeger: Appl. Phys. Letters, **29**, 382 (1976)
3) J.K. Ballon and W.H. Gray: ORNL/TM-5661 (1976)
4) D.M. Kroeger, et al.: IEEE Trans. Magn., **MAG-13**, 120 (1977)
5) 小山健一：電子技術総合研究所彙報, **35**, 34 (1971)

6) 山田忠利，他：第 22 回低温工学研究発表会予稿（1979 年 6 月）
7) R.E. Schwall: IEEE Trans. Magn., **MAG-13**, 31 (1977)
8) Y. Iwasa, et al.: ibid., **MAG-13**, 678 (1977)
9) M.O. Hoenig, et al.: 7 th Symp. Engineering Problems of Fusion Research (1977)
10) K. Agatsuma, et al.: IEEE Trans. Magn., **MAG-15**, 787 (1979)
11) S.-T. Wang, et al.: Proc. 7 th Symp. on Engineering Problems for Fusion Research (1977) p. 1288
12) P. Komarek: Cryogenics, **16**, 131 (1976)
13) K.I. Thomassen: Los Alamos Report LA-UR-73-1576 (1973)
14) T. Onishi: Cryogenics, **17**, 209 (1977)；大西利只：電子技術総合研究所彙報，**41**, 10 (1977)
15) J.E.C. Williams: Superconductivity and its Applications (Pion Ltd., London, 1970) p. 140
16) J.W. Lue, J.R. Miller and L. Dresner: Advances in Cryogenic Engineering, **23**, 226 (1978)
17) 超電導ハンドブック（電気学会編，昭和 43 年）p. 359
18) E.P. Dick and C.H. Dustmann: Proc. Conf. on Energy Storage and Switching, (Turino, Italy, Nov., 1974)
19) 大西利只，三浦晃敬：低温工学誌，**11**, 258 (1976)；電子技術総合研究所彙報，**41**, 125 (1977)

第8章　結　　論

パルス超電導マグネットの動的安定化を図り，高性能パルス超電導マグネットの研究開発の技術的基盤を確立する目的でパルスマグネットに存在する磁気不安定性等の各種不安定性の安定化法の基礎的研究，高性能パルス超電導線の開発，およびパルスマグネットの運転研究，さらに周辺技術確立の一環としてエネルギー移送方式の研究を実施した。まず，安定化法の基礎研究に関して，著者はパルス磁界下で不安定性が原因で超電導体中へ磁束が急激に侵入する場合その磁束の量を抑制又は磁束の動きを緩和することによって安定化を図る方法に注目して，磁束凍結効果による安定化法，磁気ダンピングによる安定化法および本質的安定化法なる3種類の安定化法を提案し実験的および理論的に詳細な解析を行なった結果，それらはいずれもパルスマグネットの磁気不安定性の安定化に極めて有効であることを明らかにした。特に侵入磁束量を抑制し得ることを初めて実験的に明らかにした磁束凍結効果による安定化は著者が開発したパルス超電導線に応用され優れた安定化法であることが実証された。パルスマグネットの高性能化においては衝撃的に発生あるいは除去される電磁力に対し，各種電磁特性の応力劣化を防止する高耐張力超電導線の開発が極めて重要である。そこで著者は応力下における化合物系超電導線の臨界電流密度，臨界温度等の電磁特性の挙動を組織的に検討した。その結果，固体拡散法で製作した Nb_3Sn 超電導線の場合ブロンズマトリックス対超電導心（ニオブと Nb_3Sn から成る）の比が大なるほど臨界電流等の電磁特性が劣化するが，外部から張力を印加するとある引張りひずみの範囲内でそれらの電磁特性が大幅に向上する機構を明確にした。それに基づき，従来の耐張力特性を飛躍的に改善する1％以上の引張りひずみに耐え得る高耐張力特性を有する超電導線の構成法を提案した。また，固体拡散法で製作した V_3Ge 超電導体はアーク溶融法による V_3Ge 超電導体にくらべ高い臨界温度を示すが，この原因はマトリックスと超電導体心の熱収縮の差に基づく圧縮応力によることを明らかにした。その結果，V_3Ge 超電導体は Nb_3Sn や V_3Ga など他の多くの化合物系超電導体と異なり，応力下で臨界温度が増加するという興味ある現象を実験的に初めて明らかにした。熱的不安定性の安定化に関して，巻線の動き等に起因する過渡的な熱擾乱に対する安定化を図る目的で，超電導線に熱パルスを印加した場合の過渡安定性を詳細に解析した。その結果，従来報告されている表式と異なる過渡冷却に関する実験式を得，過渡冷却効果による安定化は鉛などを用いるエンタルピー安定化法にくらべ極端に優れていることを示し，過渡安定化のためには超電導線近傍に 10％ 程度の液体ヘリウムを存在させればよいという Wilson の指摘を実証し，さらに過渡冷却面ではフォルマル絶縁などの有機物被覆は好ましくないことなど過渡冷却効果による安定化に関し多くの知見を得た。また，著者が見出した解析法により過渡冷却熱束と，1秒程度以内の短い時間の発熱に対する準定常冷却熱束を分離することに成功した。それに基づき，準定常冷却熱束

は冷却チャネル幅が零に近くてもかなり大きな値となることを明らかにした。

高性能パルス超電導線の開発に関して，著者は 99.999% という極めて高純度のアルミニウムで安定化した超電導素線を多数本，高抵抗の CuNi マトリックスに冶金学的に埋込む独得の方法を考案し，それに基づいて高安定パルス超電導線である高純度アルミ内部安定化超電導線の開発に成功した。さらに，いわゆるラザフォード研究所型といわれる NbTi，銅および CuNi から構成される三層構造多心超電導線を 120 本編組した本格的な大電流パルス超電導線の開発も行なった。そして，これらのパルス超電導線の電磁特性，交流損等を実験的および理論的に詳細に検討し，極めて高性能のパルス導体であることを明らかにした。著者が開発した高純度アルミ内部安定化超電導線で製作したパルス超電導マグネットの運転研究を実施し，6.4 T/sec という高速励磁および 400 T/sec という超高速減磁運転に成功した。その結果，かかる高速の磁界掃引下においてさえ磁気的および熱的不安定性は全く見られないこと，超電導フィラメント間の電流カップリングは極めて小さいこと，あるいは交流損も十分小さいこと等を明らかにし，高純度アルミ内部安定化超電導線はマグネットに巻線した場合も極めて優秀な特性を有することを実証した。また，パルスマグネットの冷却法に関し著者は1つのモデルを呈示し，それに基づきパルスマグネットの安定性を確保するために必要な超電導線近傍の液体ヘリウム量を解析した。

大型パルスマグネットのエネルギー供給に不可欠となるエネルギー移送の方式に関し，著者はいわゆるフライングキャパシター方式を改良した移送回路を考案し，それを用いて2ケの超電導マグネット間でエネルギー移送の実験を行ない，80.1% という高い移送効率を達成した。その結果に基づき，本移送方式の移送効率を解析し 90% 以上の効率が可能であることを明らかにし，従って本方式はパルスマグネットへのエネルギー移送方式として有望であることを示した。以上述べてきた7章にわたる研究成果を総括すると次の通りである。なお，各章の成果はそれぞれのまとめの項で詳述されているので以下ではその主要部のみを列挙する。

第2章の動的安定化に関し得た主要な成果は次のとおりである。

1．超電導体と安定化材の組合せである複合超電導線で，磁気不安定性の際の磁束侵入速度は必ずしも安定化材の磁気拡散時定数では決まらず，超電導体中の磁束の再分布の方が遥かに速く，その間安定化材中の磁束はあたかも凍結されているかの如く振舞うという磁束凍結現象を見出した。

2．そのような磁束凍結効果によりフラックスジャンプによって放出されるエネルギーは大幅に軽減され，その結果磁気安定性が著しく向上されることを明らかにした。

3．磁束凍結効果による安定化法においては微小フラックスジャンプが頻発する可能性がある。このような現象を実験で明らかにした。本効果による安定性は，1回の大地震で全エネルギーを放出するよりも，多数回の小地震でエネルギーが分散される方がはるかに安全というのと類似している。

4．フラックスジャンプのような非常に立上りの速い磁束侵入がある場合高導電率金属の磁

気ダンピング効果によりその侵入速度を緩和すると，電流劣化をほぼ防止できることを示した。

5．フラックスジャンプが発生しても電流劣化が起らないために必要な安定化材の厚さの評価を行なった。

6．$\partial J_c/\partial T$ が正であれば磁気的にも熱的にも本質的に安定であることを明らかにした。理論的な検討から安定な磁束流の存在を指摘し実験で確認された。さらに，磁束流状態にある超電導線を加熱すると再び超電導状態に回復することを理論的に示し，実験で明らかにした。また，変動磁界中で不安定性を示すどころか逆に臨界電流密度が増加することも明らかにした。

7．構造の解析から $\partial J_c/\partial T$ が正なる特性を有する超電導体の構成法を提案した。また，この種の超電導線の有望な応用面として熱式の永久電流超電導スイッチを指摘した。

第3章の超電導線の電磁特性におよぼす応力の影響に関し明らかにした主要な点は次のとおりである。

1．ブロンズ法で製作した Nb_3Sn 超電導線は熱収縮の差によりブロンズから圧縮応力を受け，臨界電流は相当低下するが，外部から張力を印加すると圧縮応力が除去されて I_c が向上することを明らかにした。印加張力と圧縮力が釣合う点（軸方向の内部応力は零になる）で I_c は最大値を示し，それ以上の張力を加えると再び I_c は低下する。

2．ブロンズ対ニオブ比 α が 7～15 の試料では I_c の最大値は張力印加前の臨界電流の 1.5 倍近くにもなる。またその点に対応する引張りひずみは約1％という非常に大きな値で，従来考えられていた値を飛躍的に向上する良好な高耐張力特性を有することを示した。この応力下における臨界電流の増加特性を利用すると，マグネットの定格運転電流を短線試料の臨界電流よりかなり大きくし得ることを示した。

3．ひずみ対 I_c 特性が放物線的に変化する範囲内では印加張力を除去すると，もとのひずみ対 I_c 曲線に一致する点まで I_c は回復するが，一たん I_c が急激に減少する領域まで張力を加えてしまうと，再びそれを除去しても I_c が回復しないことを明らかにした。

4．I_c 最大点から，急激な I_c の劣化が起る点までのひずみの大きさは α が大きくなるほど減少することを明らかにした。

5．臨界磁界も臨界電流とほぼ同じ応力依存性を示すことを明らかにした。応力により臨界温度が低下，その結果熱力学的臨界磁界が減少し，$H_{c2}=\kappa H_c$ なる関係から臨界磁界が低下するものと考えられる。また，応力の印加によってピン止め中心のサイズや分布は影響されないことを明らかにした。

6．固体拡散法で製作した V_3Ge 超電導体の T_c が，アーク溶融法による V_3Ge 超電導体の T_c にくらべかなり高くなる原因は Cu-Ge マトリックスと V_3Ge 超電導心の熱収縮の差に基づく圧縮応力にあることを明らかにした。

第4章の超電導マグネットの安定性におよぼす冷却効果に関し得た主要な成果は次のとおり

である。

1．過渡冷却に関する実験式を得た。

2．過渡冷却熱束と準定常冷却熱束の分離を可能にし，超電導線の近傍に存在する液体ヘリウムが少ない場合においても準定常冷却熱束はチャネル幅が無限大の場合の定常冷却熱束とほぼ同じ大きさになることを明らかにした。

3．過渡安定性のためには超電導線の近傍にその体積の 10% 程度の液体ヘリウムを存在させればよいという Wilson の指摘を実証した。

4．定常冷却特性に対しては薄いフォルマル絶縁体は必ずしも悪くなく，むしろ核→膜沸騰の転移がなくなるなど良い作用をする場合もあるが過渡冷却特性には悪影響がある。一方液体ヘリウムの量は定常冷却特性に大きく影響するが過渡冷却特性にはそれほど影響しない。

5．過渡冷却熱量は超電導線の熱容量の数十倍から数百倍という大きな値となり「エンタルピー安定化」という点からみると鉛よりはるかによいことを明らかにした。

第5章の安定化超電導線の開発に関し得た主要な成果は次のとおりである。

1．高純度アルミ内部安定化極細多心超電導線の開発に成功した。本超電導線において，アルミ安定化超電導フィラメントを CuNi という高抵抗マトリックスに埋込む独得の方法を実現した。

2．本内部安定化超電導線は磁気的に十分安定であるとともに，Al/NbTi 比がわずか 0.8 程度にもかかわらず 5～6T 以上の領域で完全安定でさえあることを明らかにした。さらに，安定化材の割合いが少なくてよいため銅安定化線にくらべ非常に高電流密度の完全安定化超電導線を実現できることを明らかにした。

3．CuNi マトリックスの使用により熱的安定性を損うことなく（良くなる可能性さえあることを示した），NbTi フィラメント間，およびストランド間のカップリングを著しく小さくできることを明らかにした。

4．NbTi, Cu および，CuNi からなる三層構造多心超電導線を 120 本編組した本格的な大電流パルス導体を開発した。

5．三層構造といえども，ストランド間をハンダで接着するとストランド間のカップリングが生じ極端に磁化が大きくなることを明らかにした。この原因はストランドの表皮部の銅層をカップリング電流が流れるためであることを示し，そのため銅層を除去又は CuNi でその銅層を寸断する必要があることを指摘した。

第6章のパルス超電導線の直流安定性の検討に関し得た主要な成果は次のとおりである。

1．伝播するノーマルフロントのような準定常熱擾乱に対しては超電導編組線に含浸されている液体ヘリウムによる冷却が有効に働く結果，編組線の実効冷却表面積が非常に大きくなることを明らかにした。

2．超電導編組線において，直流安定性を増す目的で Pb-Sn ハンダ含浸を行なう効果は殆

んどない。むしろ液体ヘリウムの含浸量を減少し，定常冷却特性，準定常冷却特性あるいは，過渡冷却特性を悪くする。

3．過渡冷却特性はいうまでもなく，定常冷却特性においても編組線はモノリシック導体にくらべかなり優れていることを示した。

4．編組線に FRP テープのような絶縁体を巻く場合，適当な間隔をあける必要がある。そうすると液体ヘリウムの浸みこみ効果により冷却表面積の減少をかなり防ぐことができる。

第7章のパルス超電導マグネットの動特性に関し得た主要な成果は次のとおりである。

1．高純度アルミ内部安定化超電導線で 0.2kJ 級，および 2kJ 級のパルス超電導マグネットを製作した。0.2kJ 級のマグネットは 6.4T/sec という非常に速い励磁速度で，短線試料特性に一致する 3.1T まで安定に励磁できるという極めて優秀な動特性を示した。さらに，2.5T から零まで 400T/sec という超高速の減磁においても全く不安定性を示さなかった。2kJ 級マグネットは有効磁界発生空間が 50mm と比較的大きいにもかかわらず 2.9T/sec という速い励磁速度で短線試料の臨界電流値の約 93% までの励磁に成功した（そのときの電流は 110A で，中心磁界は 2.9T）。以上の結果，高純度アルミ内部安定化超電導線はパルスマグネット導体として優秀な性能を有していることを明らかにした。

2．液体ヘリウムの蒸発量の測定から求めた交流損の解析から，400T/sec という超高速磁界掃引速度下においても内部安定化線のカップリング損および渦電流損は非常に小さいことを明らかにした。

3．1秒程度という短い時間における準定常的な発熱である交流損と，数 msec 程度内に発生する過渡熱擾乱が同時に存在するパルスマグネットが安定な動特性を維持しうるために必要な超電導線近傍の液体ヘリウム量の評価を行なった。

4．パルス超電導マグネットの励磁のために必要なエネルギー移送に関し，カールスルーエ研究所で実施されたいわゆるフライングキャパシター方式を改良した移送方式を考案し，2ケの超電導マグネット間でエネルギーを移送する実験を行ない 80.1% という高い移送効率を達成した。さらに本移送方式のエネルギー移送効率の解析を行ない，90% 以上に向上可能であることを示した。

以上実施した磁気的，熱的，および機械的な要因に基づく不安定性の安定化法に関する研究，高性能パルス超電導線の開発，およびパルス超電導マグネットの動特性の検討等によりパルスマグネットの高安定化に伴なう技術的問題の多くが解決された。これらの基礎的な研究成果は，核融合炉あるいは高エネルギー粒子加速器等に不可欠な大型パルス超電導マグネットの研究開発の技術的基盤の確立に寄与するものと期待される。

謝　　辞

本論文をまとめるにあたり，大阪大学工学部電気工学科教授　山中千代衛博士より終始懇篤なる御指導と御鞭達を賜わった。また同教授　西村正太郎博士，同教授　犬石嘉雄博士，同教授　藤井克彦博士，および同教授　横山昌弘博士より有益な御助言および御教示を賜わった。ここに謹んで深謝の意を表します。

電子技術総合研究所次長　等々力達博士，エネルギーシステム部長　相山義道博士，エネルギー部長　堀米孝博士，極限技術部長　中山勝矢博士，およびエネルギー部超電導研究室長　小山健一博士には本研究の実施の機会を与えられるとともに常に温かい激励と適切なる御指導を賜った。ここに厚く感謝申し上げます。特に小山健一博士からは本論文の細部にわたり有益なる御討論，御指摘を賜わった。

本論文の第3章は著者が原子力関係長期在外研究員として昭和 51 年 12 月から約1年間米国ブルックヘブン国立研究所において実施した研究成果に基づくものである。研究の機会を与えられかつ種々御指導賜わった W.B. Sampson 博士，D.H. Gurinsky 博士および末永雅紀博士に謝意を表します。

本研究の遂行の過程で電子技術総合研究所エネルギー部超電導研究室および極限技術部低温技術研究室の諸氏の多くの御協力を得た。特に超電導研究室の小室和男主任研究官には研究の遂行に際し多大の御協力を賜わった。また，小原健司技官および立石裕技官は研究の一部に参加された。ここに記して謝意を表します。

おわりに，本論文の出版に際し多大の御配慮と御便宜を賜わった電子技術総合研究所出版係長の田中章二氏に謝意を表します。

発 表 論 文

発表年月	題　　目	発表機関名
昭和46年2月	高導電率金属の磁気ダンピングによる超電導線の安定化	電子技術総合研究所彙報 35巻, 2号, p. 115 (1971)
昭和46年5月	超電導鞍形電磁石の通電実験	電子技術総合研究所彙報 35巻, 5号, p. 475 (1971)
昭和47年3月	$\partial J_c/\partial T>0$ なる Pb-In-Sn 合金超電導体の諸特性	低温工学誌 6巻, 6号 p. 244 (1972)
昭和47年5月	Magnetic Properties of an Intrinsically Stable Type-II Superconductor	電子技術総合研究所彙報 36巻, 5号, p. 397 (1972)
昭和48年1月	Thermally and Magnetically Stable Flux Flow State in Type-II Superconductor	Journal of Applied Physics 44巻, 1号, p. 455 (1973)
昭和49年9月	Observation of Magnetic Flux Frozen in High-Conductivity Metal during Flux Jumping in Type-II Superconductor	Cryogenics 14巻, 9号 p. 495 (1974)
昭和51年12月	小容量キャパシターによる超電導マグネットのエネルギー移送	低温工学誌 11巻, 6号 p. 258 (1976)
昭和52年2月	超電導マグネットから誘導性負荷へのエネルギー移送	電子技術総合研究所彙報 41巻, 2号, p. 205 (1977)
昭和52年2月	三層構造多芯超電導線の安定性及び交流特性	電子技術総合研究所彙報 41巻, 2号, p. 90 (1977)
昭和52年4月	Development of a New Type of Three-Component Composite Superconducting Wire	Cryogenics Vol. 17, No. 4, p. 209 (1977)
昭和53年6月	Stress-Induced Enhancement of T_c in Bronze-Processed V_3Ge	Applied Physics Letters **32**, 686 (1978)
昭和53年7月	Nb_3Sn 線の臨界電流におよぼす応力効果	低温工学誌 13巻, 3号 p. 154 (1978)
昭和53年12月	単芯 Nb_3Sn 超電導線の臨界電流密度の増加におよぼす応力の影響	電気学会論文誌 98-A巻, 12号, p. 599 (1978)
昭和54年10月	Experiment of Pulsed Superconductive Energy Storage	Proc. of First Intern. Superconducting Energy storage (Osaka, Oct. 1979, 掲載予定)
昭和54年11月	Development of Pulsed Superconducting Magnets	Proc. of 8 th Symp. Eng Prob. Fusion Research (San Francisco, U.S.A., Nov. 1979, 掲載予定)
昭和55年2月	パルス熱擾乱に対する超電導線の過渡安定性	電気学会論文誌 100-B巻, 2号 (1980, 掲載予定)

そ　の　他

発表年月	題　　目	発表機関名
昭和43年4月	超電導パンケーキコイルの実験とその検討	電気試験所彙報　32巻, 4号, p.45 (1968)
昭和45年5月	Superconducting Saddle Shaped Magnet for MHD Generator	3rd International Cryogenic Engineering Conference (Berlin, May, 1970)
昭和45年7月	超電導体の flux jump による不安定性（解説）	電子技術総合研究所彙報 34巻, 8号, p.62 (1970)
昭和46年3月	1kW MHD 発電機用鞍形超電導磁石の実験	低温工学誌　6巻, 1号 p.9 (1971)
昭和46年5月	超電導鞍形電磁石の冷凍装置および冷凍結果とその検討	電子技術総合研究所彙報 35巻, 5号, p.455 (1971)
昭和46年5月	超電導電磁石による MHD 発電実験	電子技術総合研究所彙報 35巻, 5号, p.513 (1971)
昭和48年11月	超電導磁石の放射線照射効果（解説）	電子技術総合研究所調査報告 175号(1973年11月)