

Nb-Ti系超電導材料の電磁気的特性に関する研究

昭和50年 2 月

田 中 光 雄

Nb-Ti系超電導材料の電磁气的特性に関する研究

DOC

1975

9

電気系

目 次

ま え が き	1
第 1 章 序 論	3
1・1 超電導応用への研究の歴史	3
1・2 本研究の概要	6
参 考 文 献	8
第 2 章 臨界磁界特性	11
2・1 ま え が き	11
2・2 パルス磁界による H_r 測定法	15
2・3 パルス磁界による H_r 測定の問題点	22
2・4 試料の準備	25
2・5 合金組成と H_r	28
2・6 Ta 添加による H_r , H_{c2} , H_p の変化	33
2・7 熱処理の H_r に及ぼす影響	37
2・8 ま と め	39
参 考 文 献	40
第 3 章 臨界電流特性	43
3・1 ま え が き	43
3・2 第Ⅱ種超電導体の磁化と臨界電流の一般論	43
3・3 磁化、臨界電流に関する一般論の実験的検証	49
3・3・1 磁化曲線	49
3・3・2 外部電流の磁化に対する影響	53
3・3・3 臨界電流特性	55
3・4 ピン止め力の磁界依存性	56

3・5	加工、熱処理による臨界電流の変化	67
3・5・1	Jcのサイズ効果	67
3・5・2	加工によるJcの変化	70
3・5・3	伸線加工後の熱処理によるJcの変化	72
3・5・4	高磁界における臨界電流特性の向上	76
3・6	ま と め	80
	参 考 文 献	81
第 4 章	フラックスジャンプと不安定性	83
4・1	ま え が き	83
4・2	短線試料におけるフラックスジャンプの観測	84
4・2・1	試料および測定装置	84
4・2・2	測 定 方 法	87
4・2・3	実 験 結 果	87
4・3	フラックスジャンプ発生機構の考察	99
4・4	フラックスジャンプとコイル不安定性	110
4・5	安定化について	113
4・6	ま と め	117
	参 考 文 献	118
第 5 章	交流損失特性	121
5・1	ま え が き	121
5・2	超電導合金線の交流損失	122
5・2・1	ヒステリシス損の理論計算	122
5・2・2	損失の電氣的測定法	126
5・2・3	実 験 方 法	128
5・2・4	実験結果および検討	131
	(1) 電 圧 波 形	131
	(2) 交流損失の交流振幅依存性	135

(3)	交流損失の直流磁界依存性	138
5・3	複合超電導線の交流損失	141
5・3・1	実 験	141
5・3・2	常電導金属の渦電流損	148
5・3・3	ツイストされた複合線における損失	151
5・3・4	ツイストされない複合線における損失	155
5・3・5	直流磁界の損失に与える影響	159
5・4	ま と め	161
	参 考 文 献	162

第 6 章 超電導応用における諸特性

	—大電流永久電流スイッチの開発を例として—	163
6・1	ま え が き	163
6・2	永久電流スイッチの種類	164
6・3	熱式永久電流スイッチの構成と問題点	165
6・4	通 電 容 量	167
6・4・1	試料の構成	167
6・4・2	素線の通電容量	168
6・4・3	ケーブルの通電容量	171
6・4・4	ケーブル通電容量の向上	176
6・5	常電導抵抗	181
6・6	接続抵抗および永久電流の減衰	182
6・6・1	複合超電導線の接続抵抗	182
6・6・2	永久電流スイッチの接続抵抗	184
6・6・3	超電導コイル内の接続抵抗	186
6・6・4	永久電流の減衰	188
6・7	スイッチング特性	189
6・8	ま と め	193
	参 考 文 献	194

第 7 章	総括	197		
あ	と	が	き	200
謝	辞	201		

ま え が き

金属における超電導現象は1911年、H.Kammerlingh Onnes によって発見されて以来、物性物理学におけるもっとも興味深い問題の一つとして物理学者により研究が続けられてきた。一方、工学的立場から、超電導現象の電気抵抗が零になる性質を利用して、電力損失の全くない電気機器を作る企てが、現象の発見とほぼ同じ頃から提案され、電気機器の革命を夢見る研究者達によって地道な努力が続けられた。しかし、その後約半世紀の永きにわたって、従来型の機器に取って替り得る超電導機器の実現はついになされず、超電導応用は悲観視されるに至っていた。これは機器を実現すべき超電導材料において、要求を満たす臨界値（臨界磁界、臨界電流等）を持ったものが得られなかったためである。

この低迷期に転機をもたらしたのは1961年のKunzlerらによる Nb_3Sn 、 $Nb-Zr$ 等の高磁界超電導材料の発見である。この発見は超電導応用への関心をにわかに高める結果となり、主として超電導マグネットへの応用を中心として各方面で精力的な研究が開始された。しかし、超電導は絶対零度付近の極低温で出現する現象であり、又、従来の電磁気材料では問題にならなかった相転移の問題などを伴うため、これを実際の電気機器に適用するためには解決すべき幾多の難問が横たわっていた。

筆者は、わが国の超電導応用研究の黎明期とも言える1963年から超電導の研究を始め、超電導機器の実現という目的に指向して、超電導の電磁気的特性を解明し、これを応用する仕事に携わってきた。この一連の研究成果は、超電導材料や超電導マグネットに応用され、合金系としては世界最高の臨界磁界を有する $Ti-Nb-Ta$ 三元超電導合金が生み出されたのを始め、これを利用した各種実験用マグネットやMHD発電基礎実験用大形マグネットが実現され、又最近では、磁気浮上超高速列車用超電導コイルが実用化されようとしている。超電導は今後、超電導発電機、電動機、超電導送電などを経て核融合炉用超電導マグネットまで益々大規模な応用が企図されつつある。この時期に当り、今後の超電導応用研究への一助となることを念願して、筆者の過去10年間の研究成果をまとめた。

第 1 章

序

論

第 1 章

序 論

1・1 超電導応用への研究の歴史

超電導は今日では、高磁界を必要とする物性研究や、超大形の電磁石を必要とする核物理研究のみならず、MHD発電、磁気浮上超高速列車などの新しい産業分野にも無くてはならない存在になっている。超電導の実用化の明確な第一歩が踏み出されたのが、 Nb_3Sn 等の発見された1961年⁽¹⁾であることを考えれば、その進歩には目をみはるものがある。このように超電導がめざましい発展をとげ得たのは、1950年代後半から1960年代にかけて、超電導個有の現象や特性が次々と解明され、超電導の理解がより深められたことに負うところが大きい。初期の基礎物性の問題に始まって、次第により現実的な工学的立場の問題が次々とクローズアップされ、それが解明されるにしたがって超電導応用技術は、歩一步一步高みへと押し上げられてきたと言える。ここでは、超電導現象解明の歴史を概観し、今日の超電導技術レベルに至る足跡を後づけてみよう。

1957年、それまで「物性物理学における今世紀最後の謎」と言われていた超電導現象がBardeen, Cooper, SchriefferのいわゆるBCS理論⁽²⁾によって、ほぼ完全な解明がなされた。これにより、超電導の完全導体性、完全反磁性(Meissner効果)などの基本現象が量子論的に解き明かされ、最も基礎的な特性である「遷移温度 T_c 」「臨界磁界 H_c 」は量子論的に記述された。このBCS理論の出現を契期として超電導も応用が強く意識される段階に入る。

1963年Colgateで行われた超電導の国際会議において、それまで必ずしも高い評価を与られていなかったGLAG理論⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾の正当性が確認され、応用上最も重要な高磁界超電導材料の振る舞いを理解する理論的根拠がここに定められた。GLAG理論とはGinzburg, Landau, Abrikosov, Gor'kovらによる一連の理論体系であり、高磁界超電導材料を第Ⅲ種超電導体として、理想的な第Ⅰ種超電導体と峻別する理論である。GLAG理論により、第Ⅲ種超電導体の臨界磁界には、完全反磁性を示す状態から、磁束が侵入した混合状態へ遷移する「下部臨界磁界 H_{c1} 」と完全に常電導状態へ遷移する「上部臨界磁界 H_{c2} 」の2つがあることが示された。

GLAG理論の定説化は、折しも続々と発見されつつあった高磁界超電導材料と相俟って超電導応用への期待をいやが上にも高める結果となり、模索段階ではあるが、数十kG程度の超電導マグネットの試作品も出始めるようになった。この段階から、研究者の関心は、高い磁界の下でいかに大きな電流を流し得るかという「臨界電流 I_c 」の問題に移行してくる。第Ⅱ種超電導体の臨界電流を、“材料的不均質点における磁束量子線のピン止め”という概念に結びつけたのはFriedel⁽⁶⁾の功績である。彼は、このピン止め作用の結果試料内部に磁束密度の疎密が生じ、この傾きの大きさが臨界電流の大きさに比例することを指摘した。さらにこの考えはAnderson⁽⁷⁾により磁束這行(flux-creep)の考え方へと発展させられ、Kim⁽⁸⁾らの実験に補強されて不均質第Ⅱ種超電導体(第Ⅲ種超電導体と呼ぶこともある)内の磁化および臨界電流の描像が確立された。又、磁束線と不均質点の相互作用として独自のものを仮定し試料内の磁束分布や電流分布が種々の形で与えられることを示した現象論的解析がBean⁽⁹⁾、Silcox⁽¹⁰⁾、Yasukochi⁽¹¹⁾、Irie⁽¹²⁾らによって行なわれた。

金属材料学的見地からは、磁束線を有効にピン止めする不均質点の金相的解析とその生成条件の検討がなされた。特に合金系超電導材料では加工と熱処理の組み合わせにより I_c が飛躍的に増大することが確かめられ⁽¹³⁾、超電導マグネット用素線として十分要求に耐えられる実用化線材の開発も進み各方面で活発な販売活動も始った。

超電導線をコイルに巻いた場合、電流をその I_c まで流すことができず、 I_c よりずっと小さな値で超電導破壊(クエンチ)が起るいわゆる「電流劣下現象(degradation)」は、コイル試作の初期の段階から遭遇していた技術的難関であった。又、クエンチする電流値が励磁を繰り返すに従って変化していく「トレーニング効果」も指摘され、これらの超電導の「不安定性」が超電導マグネット技術の進歩を永く阻んでいた。これらの不安定性の原因については種々の説がなされたが、結局試料内で磁束分布の均衡が破れて磁束が急激に移動する「フラックスジャンプ(flux jump)」によるものであるとする説が定説になっている。フラックスジャンプの発生メカニズムに関してはWipf-Lubell⁽¹⁴⁾、Swartz-Bean⁽¹⁵⁾、Hancox⁽¹⁶⁾、Hart⁽¹⁷⁾らが本質的には同じ考え方の上に立ちながら、それぞれ異ったアプローチのしかたで一応の説明を行っている。しかし、これらの議論から導かれる結果は実際の現象と合わない面も多く、さらに詳細な検討が行われるべき分野と思われる。

一方、このように不安定性の原因を探る方向とは別に、超電導体の「安定化」を図る技術的努力も払われた。その一つの方向は、超電導体を導電率や熱伝導率の高い常電導金属と一

体化させる方法である。これは例えば、合金系超電導線材を加工する工程において、銅の中に超電導合金を埋め込んで一体加工すると言った手段がとられたが、これは金属加工上の便宜さとも相入れるものであったため比較的早くから実用化されている。1965年、Stekly⁽¹⁸⁾はこの方式の極致とも言うべき「完全安定化」の方法を提唱し、大形マグネットへの技術の方向を示した。これは超電導体のまわりを大量の銅で覆い、たとえ超電導が破れても銅の高い導電性で発熱を抑えることにより、クエンチを避けるというものである。この方式はその後いくらかの改良、補強がなされ、「Cryogenic Stabilization」の名の下に一つの安定化手法としての確立を見ている。

今一つの安定化の手段はフラックスジャンプ理論から導かれたもので、これは超電導線を極めて細いフィラメント状にすることにより、個々の線でのフラックスジャンプによる発熱を小さくするとともに、速やかな熱拡散を図り、発熱を奪い去ることによって安定性を向上させるものである。この方式はSmith⁽¹⁹⁾を始めとする英国Rutherfordグループの人達を中心に完成されたものであり「Intrinsic Stabilization」の名で呼ばれている。この理論に基いて作られた極細多芯超電導線は小形マグネット用線材の主流として現在広く販売、使用されている。今後、中、大形マグネットや超電導発電機用界磁コイルにおいて安定化の方式は本質的安定化が採用されていくのか、あるいは完全安定化が依然として主流を占めるのかの判断には、なお多くの試作と実績の積み重ねがなされねばなるまい。

超電導体は直流ではほぼ完全に無損失であるが、交流磁界や交流電流に対して、磁化の履歴に基くヒステリシス損が発生することは既に1963年London⁽²⁰⁾によって指摘されていた。しかし実際に超電導における「交流損失」が問題になったのは欧米と日本ではややその動機を異にしている。欧米では主として大電流を1Hz付近の低周波で変化させるシンクロトロン加速器における損失が取り上げられたのに対し、日本では磁気浮上用コイルや交流超電導発電機の界磁コイルにおける低磁界ではあるが比較的周波数の高い領域の損失が交流損失研究への関心を高める役割を果たしている。

数十～数百Hzの比較的高い周波数では複合線の場合、常電導母材に発生する「渦電流損」と超電導体に発生する「ヒステリシス損」の両者が複合されて現れてくる。この複合損失に関する解析は従来比較的単純な考え方で大雑把に処理されていたきらいがあるが、筆者ら⁽²¹⁾の綿密な取扱いによってかなりその様相が明らかになったと考えられる。

以上、ざっと概観したような過程を経て、超電導技術は進歩して来た。現在に至るまでに

は幾多の曲折とある時には挫折と失敗を繰り返しながら、それでも着実に超電導の技術は前進してきた。

超電導技術はまだまだ多くの解決すべき問題点を残している。真に高性能、高効率、高信頼性の保証された機器への道のりは遠く険しいかも知れない。しかし研究者、技術者達の不屈の努力と成功への不変の信念がいつの日にか電気機器における完全な超電導化を果す時は来るものと確信される。

1・2 本研究の概要

筆者は1963年から超電導の研究を開始し、爾来10年余にわたって超電導材料の諸性質の考察とその向上のための検討を行ってきた。これは、超電導研究の歴史から言えば、基礎物性の解明が終り、高磁界超電導体の出現とともにスタートした超電導応用が成功への確信に満ちた足取りで前進を果し、巨大な足跡を印した時期と期を一にしている。筆者に課せられた使命は超電導材料の諸々の特性を追求することを通して、その電気機器への適用に際して生ずる諸問題を解明し、材料と機器の橋渡しを行うことにある。したがって扱う問題は材料物性の問題から電磁気的特性までかなり多岐にわたっている。本論文ではこれら一連の研究活動の中で筆者の創意になる部分を中心にまとめた。

第2章では、筆者らの開発したTi-Nb-Ta三元合金超電導材料の臨界磁界に関する研究結果をまとめた。従来、Nb-TiやNb-Zr等二元合金についてはかなり詳細に調べられていたが、三元合金化することによっていかに臨界磁界が高められるかを、合金組成を種々の比率に変化させることにより後づけるとともに、Matthiasらの経験則やGinzburg-Landauパラメータを検討することによって考察した。この研究の結果、本三元合金のある組成比において、現在知られている合金系超電導材料の中で最も高い臨界磁界を有することが発見された。

第3章は同じくTi-Nb-Ta合金系を用いて、その臨界電流について種々の角度から検討を加えた。特に磁束線をピン止めする不均質点の種類とその性質について、電子顕微鏡による金相的解析と臨界電流特性との関連の下に論じ、有効ピン止め点の誘導法に結びつけた。この結果、外部磁界の種々の領域において臨界電流を向上させることができるようになった。

第4章では超電導体の不安定性の主因であるフラックスジャンプの観測結果とその発生メカニズムに関する考察について述べた。筆者の行った実験は短線試料におけるフラックスジ

ジャンプ観測の数少ない成功例であるが、この観測結果の解釈において、従来のフラックスジャンプ理論では説明できないため新しい考え方を導入して解析を行い実験結果が見事に説明された。又、超電導コイルにおけるディグラデーションやトレーニング効果の実験結果を短線試料で観測されたフラックスジャンプの発生モードとの関連において論じることによりこれら現象の解明を行った。

第5章では超電導線の交流損失に関する研究結果を述べた。はじめに超電導体のヒステリシス損に関する理論計算と実験結果について論じ、続いて銅と超電導体が一体化された複合超電導線における渦電流損とヒステリシス損の検討を行った。複合線の損失において、そのツイストの有無によって損失の機構が大きく変ることをモデルを導入した解析によって示すとともに実験的検証を行った。この研究により、従来かなり大雑把に扱われていた複合線の交流損失機構がより明確にされたと考えられる。

第6章ではこれまで行ってきた超電導特性の研究が実際の電気機器にいかに関適用されるかを示す好例として、筆者が携わってきた数多くの応用研究の中から、超電導式の大電流永久電流スイッチを採り上げ、これの開発に関して論及した。超電導式の永久電流スイッチは超電導を極めて矛盾の多い状態で使用することを強いられるため、これの実現には適切な超電導諸特性の選択と幅広い周辺技術の駆使が不可欠である。本章では種々の問題を解決して、世界で初の1000A級の永久電流スイッチの開発に成功した過程を述べることにより、筆者の超電導特性研究がいかに関超電導応用に結実するかの一端を示し本論文の締めくくりとした。

なお、本論文では原則として数式の取扱いはすべてMKS有理単位を用いたが、実験結果の表示などには現実に則した単位系を用いている。又、第2章は物性論的色彩が強い関係上2・2節以外ではCGS単位系を採用している。

第 1 章 の 文 献

- (1) J. E. Kunzler: Rev. Mod. Phys. 33 (1961) 501
- (2) J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer: Phys. Rev. 108 (1957) 1175
- (3) V. L. Ginzburg and L. P. Landau: Zh. eksper. teor. Fiz. 20 (1950) 1064
- (4) A. A. Abrikosov: Sov. Phys. JETP 5 (1957) 1174
- (5) P. L. Gor'kov: Sov. Phys. JETP 36 (1959) 1364
- (6) J. Friedel, P. G. DeGennes and J. Matricon: Appl. Phys. Letters 2 (1963) 119
- (7) P. W. Anderson: Phys. Rev. Letters 2 (1963) 231
- (8) Y. B. Kim, C. F. Hempstead and A. R. Strnad: Phys. Rev. 131 (1963) 2486
- (9) C. P. Bean: Phys. Rev. Letters 8 (1962) 250
- (10) J. Silcox and R. W. Rollins: Appl. Phys. Letters 2 (1963) 231
- (11) K. Yasukochi, T. Ogasawara, N. Usui and S. Ushio: J. Phys. Soc. Japan 19 (1964) 1649
- (12) F. Irie and K. Yamafuji: J. Phys. Soc. Japan 23 (1967) 255
- (13) T. Komata, M. Tanaka, K. Ishihara, Y. Hashimoto and K. Kitakaze: IEEE Trans. Mag. MAG 5 (1969) 435

- (14) S. L. Wipf and M. S. Lubell: Phys. Letters 16 (1965) 103
- (15) P. S. Swartz and C. P. Bean: J. Appl. Phys. 39 (1968) 4991
- (16) R. Hancox: Phys. Letters 16 (1965) 208
- (17) H. R. Hart, Jr.: Proceedings of the 1968 Summer Study on Superconducting Device and Accelerators (1968) 571
- (18) Z. J. J. Stekly and J. L. Zar: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-12 (1965) 365
- (19) Superconducting Application Group, Rutherford Laboratory: J. Phys. D; Appl. Phys. 3 (1970) 1517
- (20) H. London: Phys. Letters 6 (1963) 162
- (21) T. Satow, M. Tanaka and T. Ogama: Proceedings of 1973 Cryogenic Engineering Conference, Atlanta, U. S. A. (1973) B-2

第 2 章

臨 界 磁 界 特 性

第 2 章

臨 界 磁 界 特 性

2・1 ま え が き

超電導体を大別すれば第Ⅰ種超電導体と第Ⅱ種超電導体になる。この2つの違いは試料外部から磁界を印加した場合の磁化に顕著に現れる。図2・1から明らかなように、第Ⅰ種超電導体では熱力学的に決る臨界磁界 H_c 以下では試料内部に全く磁束が入らない完全反磁性を示すのに対し、第Ⅱ種超電導体では外部磁界が下部臨界磁界 H_{c1} と上部臨界磁界 H_{c2} との間にあるときには試料内部に磁束が入り込んでいることを示している。

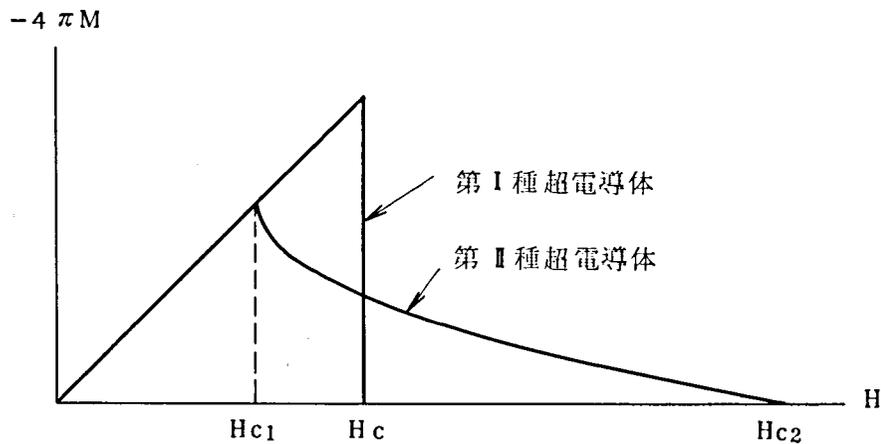


図 2・1 第Ⅰ種超電導体と第Ⅱ種超電導体の磁化の違い

この磁束侵入状態を解釈するモデルは早くから Mendelsohn⁽¹⁾、Goodman⁽²⁾ などにより提案されていたが、超電導の本質を最も良くとらえたものは Ginzburg - Landau⁽³⁾ の理論である。これらのモデルに共通する点は第Ⅱ種超電導体ではある外部磁界の下で、材料内部で超電導相と常電導相が共存する混合状態 (Mixed State) が出現するという点である。Ginzburg - Landau は超電導状態を特徴づける秩序パラメータ (order parameter) として ψ なる有効波動関数を導入して G - L 方程式を導いた。 ψ の値は常電導相で 0、超電導相では一定の熱平衡値 ψ_0 なる値をとり、S - N 境界面ではコヒーレンスの長さ ξ の間で

ψ が変化する。一方境界面では磁界は常電導相の値を H_c として超電導相に侵入距離 λ (penetration depth) 程度入り込んでいる。以上の様子を図 2・2 に示す。

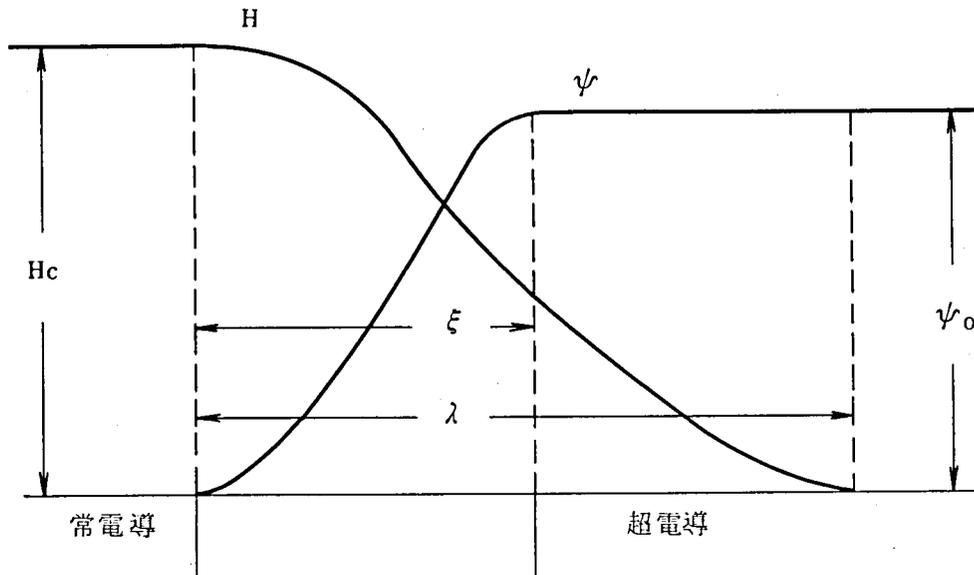


図 2・2 常電導 - 超電導境界面での秩序パラメータと磁界の変化

したがってこの境界面ができたことにより磁界のエネルギーとして、境界面の単位面積当たり $(1/8\pi)\lambda H_c^2$ 程度得をし、自由エネルギー的には $(1/8\pi)\xi H_c^2$ 程度損をしていることがわかる。この2つのエネルギーの代数和が境界エネルギーを与えることになりこれらの大小関係により超電導体は内部に多くの超電導と常電導の境界面を持った混合状態をとるか、一様な超電導状態の完全反磁性状態をとるかに別かれることになる。

Ginzburg - Landau は $\kappa = \lambda / \xi$ なるパラメータ (G-L parameter) を導入し、 κ が $1/\sqrt{2}$ より小さいものが第 I 種、 κ が $1/\sqrt{2}$ より大きいものが第 II 種超電導体になることを示した。

1957年 Abrikosov⁽⁴⁾ は G-L 理論を用いて第 II 種超電導体で外部磁界が H_{c1} ($H_{c1} = H_c / \sqrt{2} \kappa (\ln \kappa + 0.08)$) を越えると磁束は量子化された磁束線 (fluxoid) の形で試料内部に侵入し、図 2・3 に示すように規則正しい格子状 (正方格子又は三角格子) に配列することを示した (これを Arikosov 構造と呼ぶ)。さらに磁界が強くなると磁束線の間隔が次第に小さくなり、コヒーレンスの長さ ξ 程度になると図 2・4 に示すように磁界の空間的变化はほとんどなくなり $|\psi|$ は磁束線間で熱平衡値 ψ_0 に達することができなくなる。

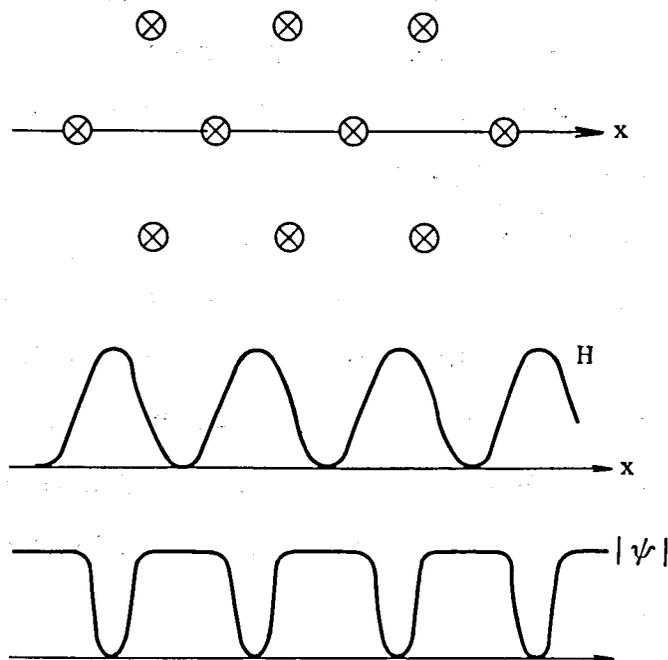


図 2・3 Abrikosov 格子構造

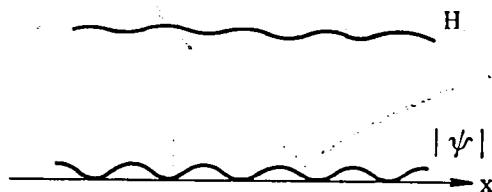


図 2・4 H_{c2} 近傍での磁界と秩序パラメータ

それ以後は磁束線の間隔は縮まることはなく $|\psi|$ が次第に小さくなり H_{c2} で零になる。この H_{c2} は G-L パラメータを用いて、

$$H_{c2} = \sqrt{2} \kappa H_c \quad (2 \cdot 1)$$

で与えられる。

Gor'kov⁽⁵⁾ は 1959 年 BCS 理論を用いて G-L 方程式を導き、これに含まれるパラメータに電子論的表式を与えることに成功した。以後これら一連の理論をその功績者の頭文字を連ねて GLAG 理論と呼び、第 I 種超電導体の振る舞いを最も良く説明する理論体系として現象論の基礎はこれにもとめられるべきとされている。

GLAG 理論によれば κ が 1 より十分大きい場合には H_{c2} は H_c に比べて非常に大きくな

ることが予想される。しかし100kG前後の高磁界においてはPauliの常磁性エネルギーによる常電導状態の自由エネルギー G_N の低下が無視できなくなる。Clogston⁽⁶⁾はこの自由エネルギーの低下 ΔW と磁界ゼロでの超電導と常電導の自由エネルギー差 $H_c^2/8\pi$ を等しいとおくことにより臨界磁界の上限 H_p を

$$H_p = \epsilon_0 / \sqrt{2} \mu_\beta = 18400 T_c \quad (\text{Gauss}) \quad (2 \cdot 2)$$

とした。ここで ϵ_0 は0Kにおけるエネルギーギャップ、 μ_β はBohr磁子である。一般の場合には図2・5からわかるように実際の臨界磁界は常電導状態の自由エネルギー G_N と超電導状態の自由エネルギー G_s の交点で与えられ、 H_{c2} 、 H_p のいずれよりも小さい H_r となることが容易に推定できる。超電導応用の立場から見た場合、実際に超電導状態が失しなわれる磁界 H_r こそ最も重要な値といえる。本章では試料としてTi-Nb-Ta三元合金を用いその H_r 特性について論じる。

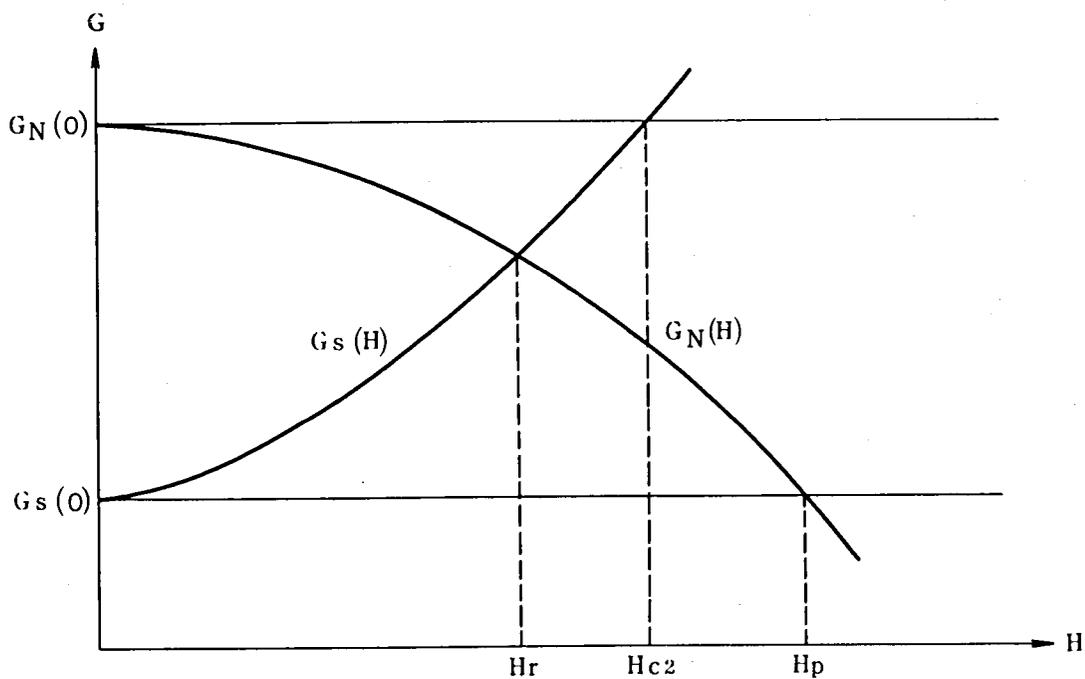
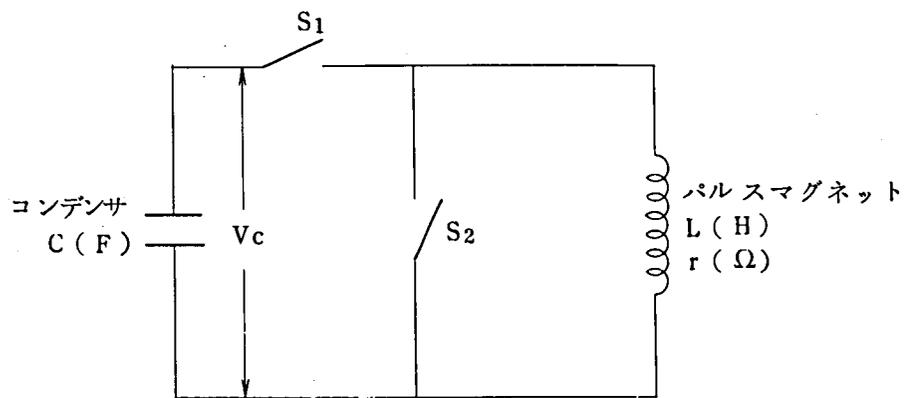


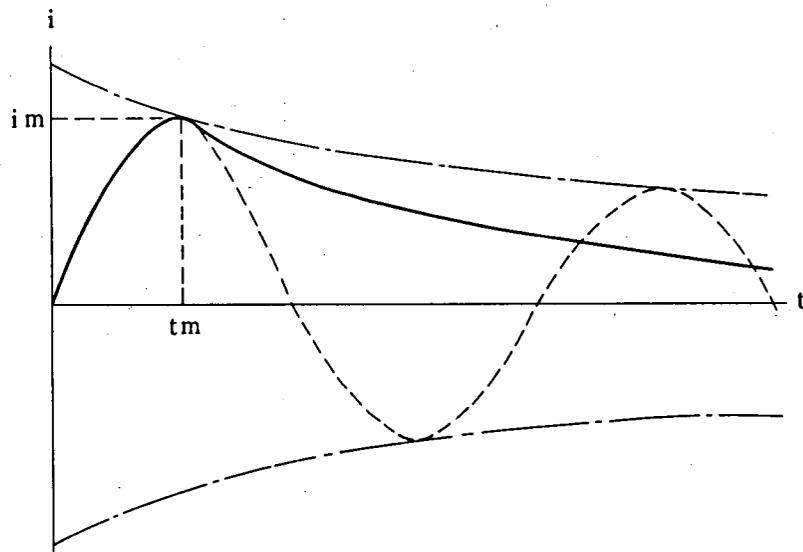
図2・5 磁界による自由エネルギーの変化と
 H_{c2} 、 H_p 、 H_r

2・2 パルス磁界による H_r 測定法⁽⁷⁾⁽⁸⁾

超電導マグネット等に用いられる合金や化合物の超電導材料はその H_r が数十～数百 kG に及ぶものが多い。100 kG を越える場合には従来型の銅線と鉄芯を用いた電磁石はもとより、超電導マグネットを用いても測定は容易ではない。もっと簡便に100 kG を越す磁界を得るにはパルスマグネットを用いることが考えられる。これは図2・6に示すようにコンデンサに電荷として蓄えられている高いエネルギーをマグネットコイルに放出することにより瞬時的に強い磁界を発生しようとするものである。



(a)



(b)

図2・6 パルスマグネット回路とパルス波形

図2・6(a)においてスイッチ S_1, S_2 を開いた状態でコンデンサを電圧 V_c で充電しておき、時間 $t=0$ において S_1 を投入すると、 $r < 2(L/C)^{1/2}$ を満すときパルスマグネットに流れる電流 i は

$$i = \frac{V_c}{L\omega} e^{-\frac{t}{\tau_1}} \sin \omega t \quad (2 \cdot 3)$$

なる減衰振動で与えられる。ここに $\tau_1 = 2L/r$, $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - (1/\tau_1)^2}$,
但し、 $\omega_0 = 1/LC$ である。最初の電流極大値を過ぎてコンデンサに負の電圧がかかり始めた瞬間にスイッチ S_2 を閉じると以後電流は

$$i = i_0 e^{-\frac{t}{\tau_2}} \quad (2 \cdot 4)$$

で指数関数的に減衰する。ここに i_0 は S_2 を閉じた瞬間の電流値を示し、又 $\tau_2 = L/r$ である。結局パルス電流波形は図2・6(b)に示す形となる。電流極大値 i_m とそれに達するまでの時間 t_m は、 $R = (r/2)\sqrt{C/L}$ とにおいて次式で与えられる。

$$i_m = (V_c / \sqrt{L/C}) \exp\{-R(1-R^2)^{-1/2} \sin^{-1}(1-R^2)^{1/2}\} \quad (2 \cdot 5)$$

$$t_m = \sqrt{LC} (1-R^2)^{-1/2} \sin^{-1}(1-R^2)^{1/2} \quad (2 \cdot 6)$$

できるだけ高い磁界を発生するためには i_m を大きくすると同時にコイルの巻数を増す必要があるが、巻数の増加は L や r の増加を招き、 i_m の低下につながる。又、 Hr を測定する場合、できるだけ静磁界での測定に近づけるためには t_m を大きくして立ち上りを緩やかにする方が望ましい。本実験では一応 t_m を約10msec、最大発生磁界200kG前後を目標にして装置を設計した。コンデンサとしては最大許容電圧3300V、容量4000 μ F(125 μ F \times 32個)、最大蓄積エネルギー21.8kJのものを使用した。

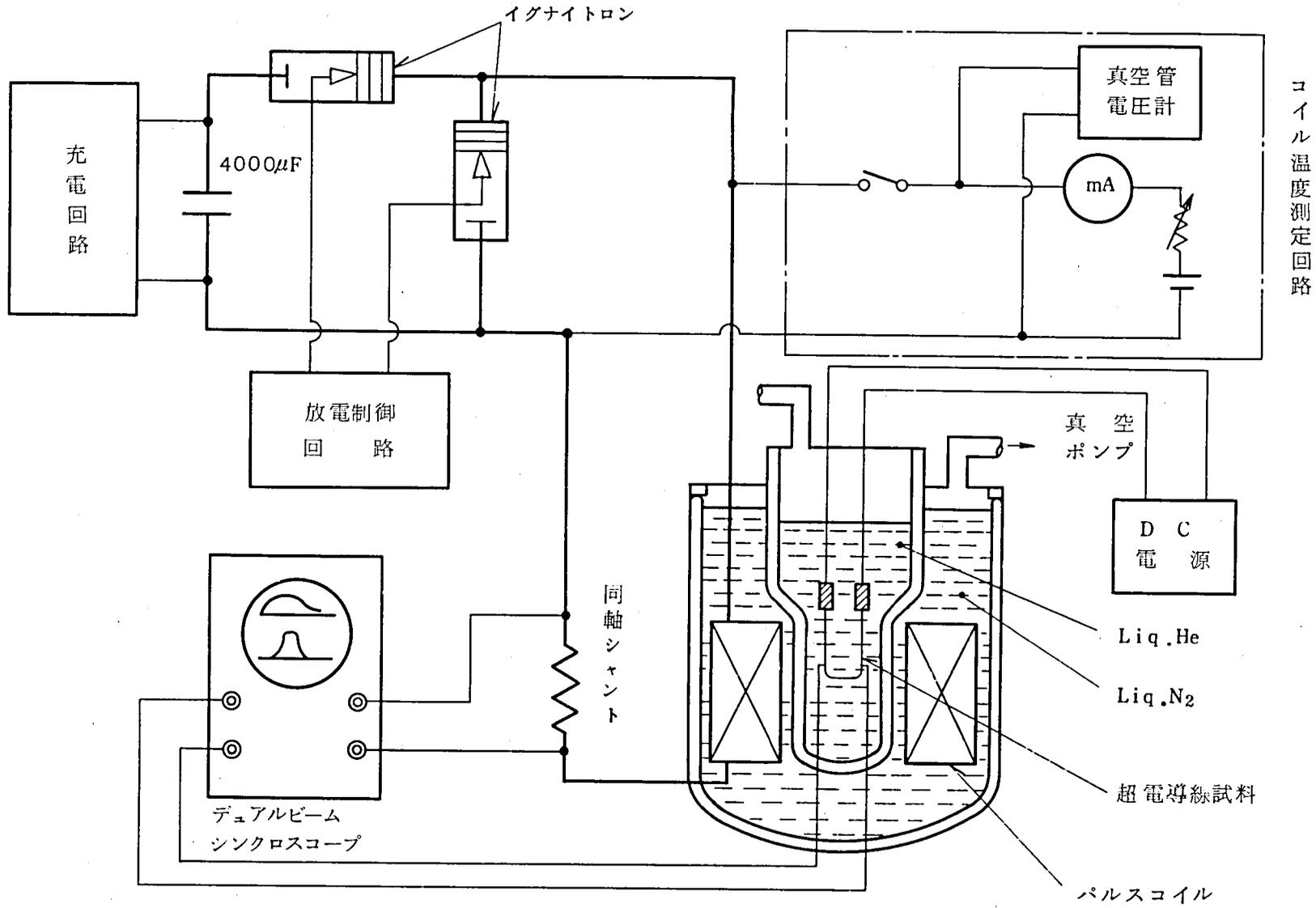


図2・8 臨界磁界測定装置の概略図

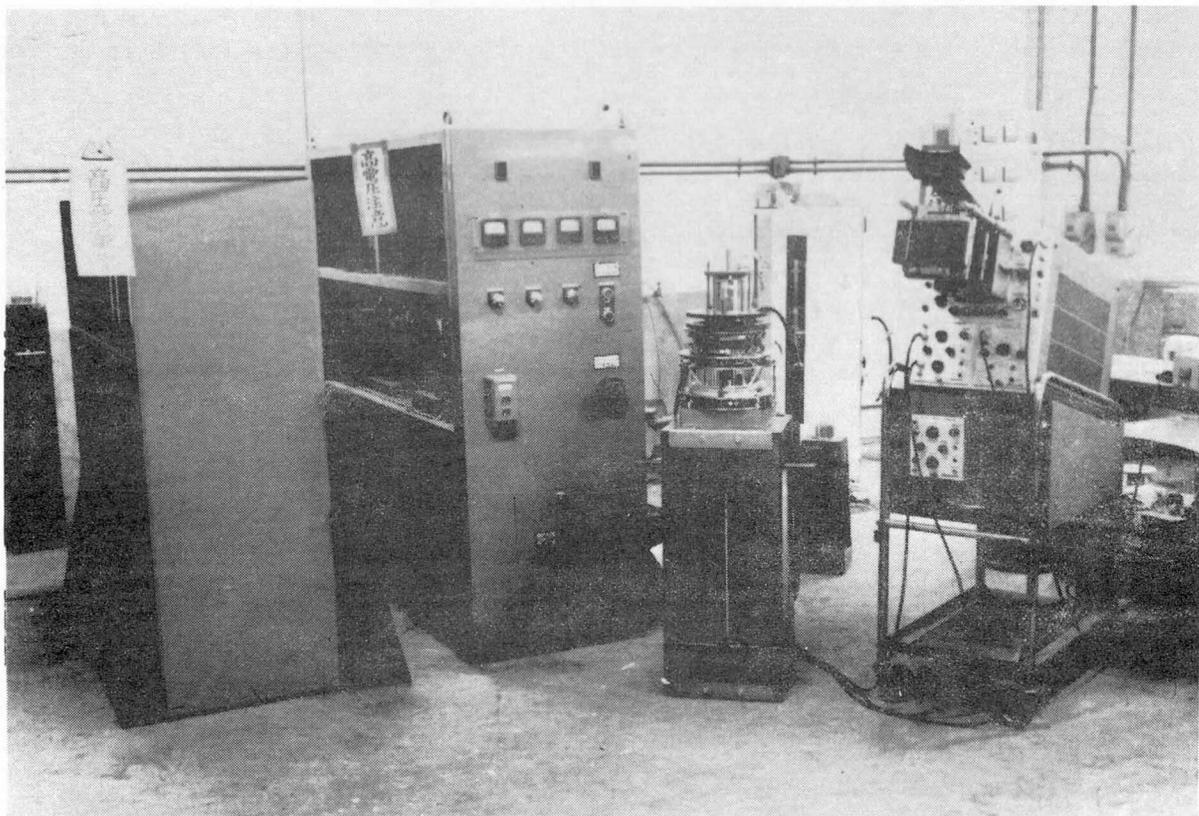
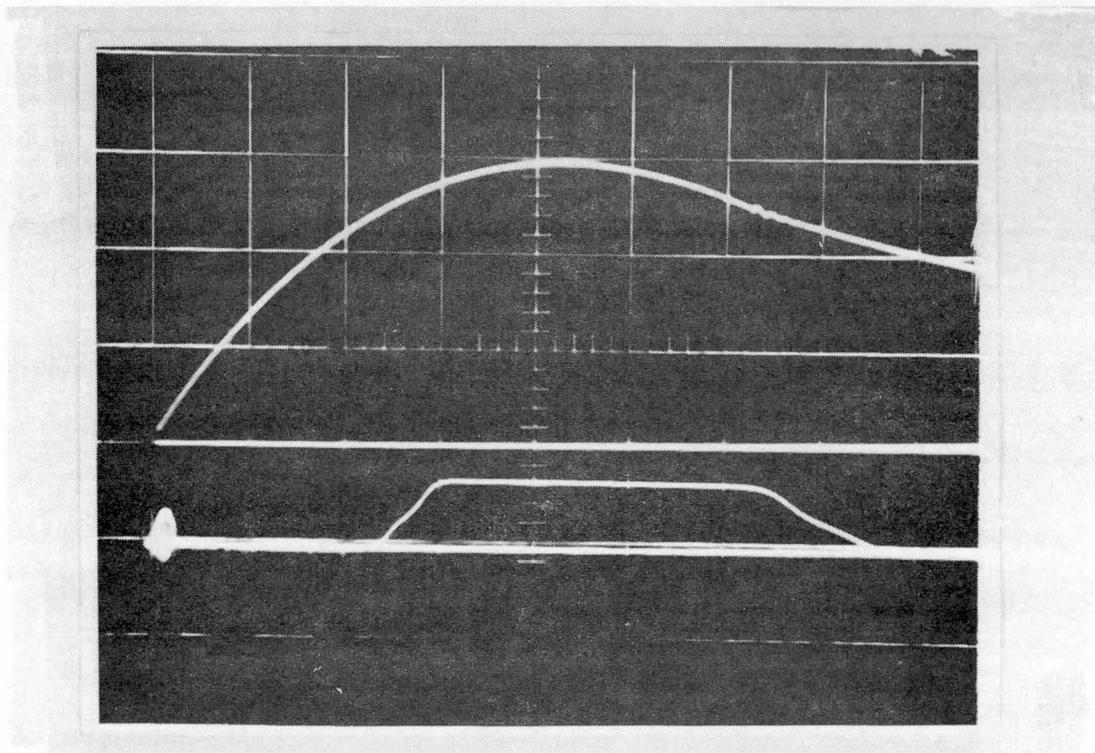


図 2・9 臨界磁界測定装置の外観

実際の H_r 測定回路を図 2・8 に、又、図 2・9 には測定装置の外観写真を示す。放電用スイッチとして静耐圧 7000 V のイグナイトロン（三菱 5553-B）を用いた。パルスコイルの中心孔に先端を絞った液体ヘリウム用ガラスデュワーを挿入し、試料超電導線をヘアピン状に曲げて、先端がコイル中心部に来るようセットした。試料には一定の電流を流しておき、試料電圧とパルス磁界（パルス電流）をシンクロスコープで同時観測した。パルス磁界が H_r を越えて試料が常電導に転移したとき、抵抗出現により発生する電圧信号を検出して臨界磁界 H_r を求めた。図 2・10 にパルス磁界波形と試料電圧波形の一例を示す。電圧はかなりなだらかに出現しているがこれは試料の中での組成的不均一によるものと思われる。ここでは電圧の出始める点の磁界をもって H_r とした。



上側：パルス磁界波形（46.6 kG/div）

下側：試料電圧波形（5 mV/div）

横軸：2 msec/div

試料 70Ti-25Nb-5Ta (at%)

試料電流 30 mA

図 2・10 パルス磁界と試料電圧の波形の一例

なお、本装置で得られるピーク磁界とコンデンサ充電電圧の関係を図 2・11 に示した。電流を測定し、それにコイルディメーションで決る磁界定数 (118 G/A) を乗じて求めた値と、サーチコイルおよびホール素子による実測値は 3% 以内の誤差で一致していることがわかる。

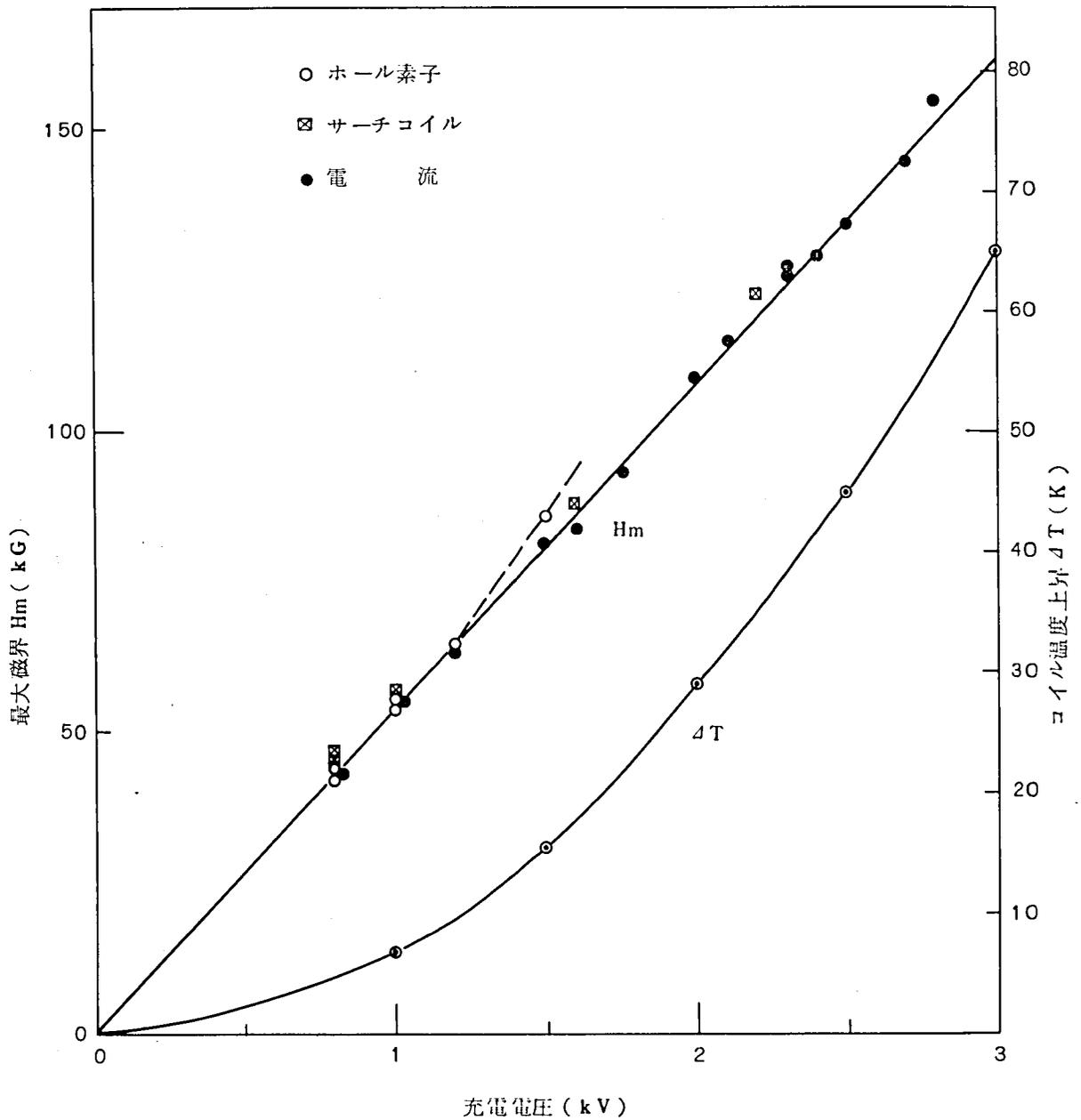


図 2・11 コンデンサ充電電圧と最大発生磁界およびコイル温度上昇の関係

又、放電によりコイルはジュール熱によって温度が上昇する。巻線の抵抗変化から概算したコイル温度上昇を図2・11に同時に示してあるが3 kVで充電したときには実に65 Kも上昇する。これが再び液体窒素温度まで冷却されるまでには40分程度の時間を要する。この点を改善するためしばしばコイル冷却用液体窒素を減圧して沸点を下げて用いた。例えば64.5 Kまで温度を下げると3 kVから放電してもコイル温度上昇は35 K程度であり再冷却時間も15分程度に短縮できた。

2・3 パルス磁界によるHr測定の問題点⁽⁸⁾⁽⁹⁾

パルスマグネットを用いれば比較的簡単に高磁界を得ることが出来るが、これをHr測定に適用する場合には、果して静磁界での測定値と変わらないかどうかということは十分吟味しておかねばならない。

パルス磁界での測定において考えられる問題点は、

(1) 急峻な磁界変化による試料温度の上昇

(2) それにより誘発されるフラックスジャンプによる温度上昇

などによって生じるHrの見掛け上の低下である。Flippen⁽¹⁰⁾はNb-25%Zr合金において静磁界で測定されたHrは78 kGであったが、20.2 μ secの立ち上り時間をもつパルス磁界では21 kGになってしまったことを報告している。

この点を確認するために、比較的Hrの低いNb-10%Zr合金を用いて静磁界とパルス磁界でのHrの比較を行なった。試料は電子ビーム溶解されたインゴットから99.94%の冷間加工により0.25 mm ϕ の線にしたものおよびそれを1000°Cで1時間溶体化熱処理したものの2種類を用いた。

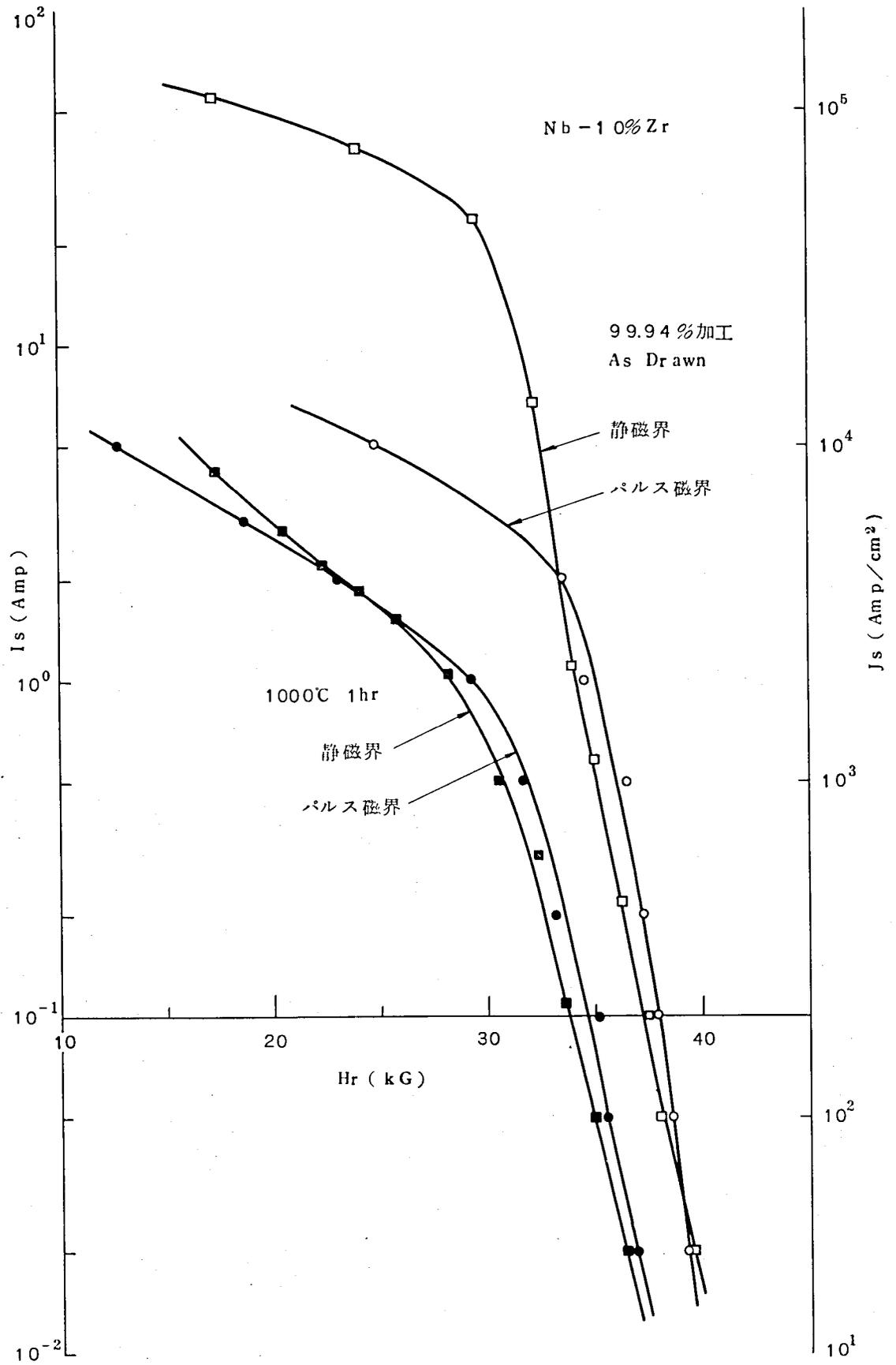
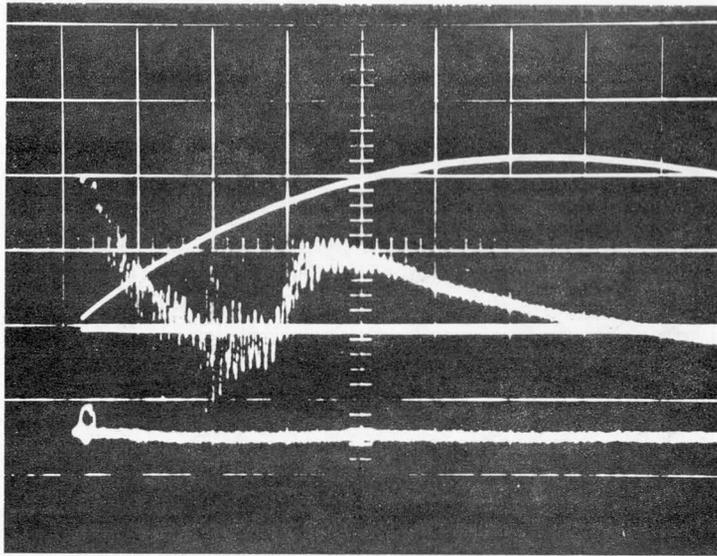
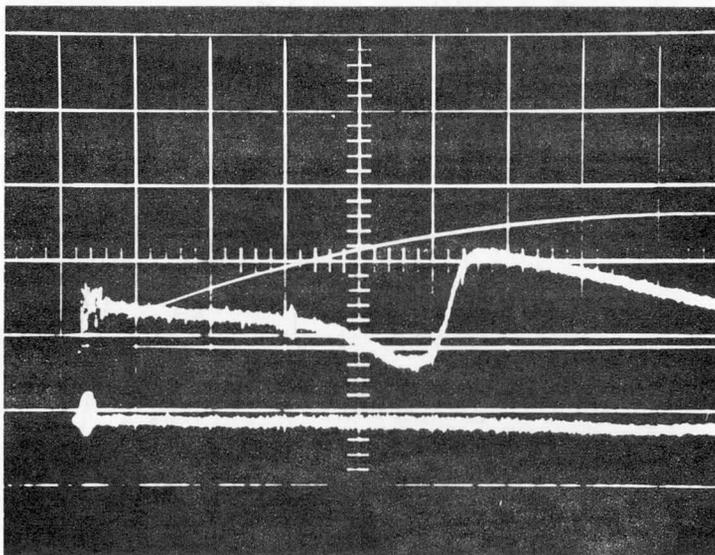


図 2・12 静磁界およびパルス磁界による I_s - H_r 特性の比較

図2・12は試料に流す電流を変化させた場合のHrの変化の様態を示したものである。静磁界での測定は超電導マグネットを用いて行った。図から明らかな様に試料電流が約1 A ($2 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$)以下であればパルス磁界と静磁界での値は1~2%の精度で一致していることが判る。



(a) 99.94%加工



(b) 1000°C-1hr

図2・13 Nb10%Zrのパルス磁界による電圧波形

$I_s = 50 \text{ mA}$ $dH/dt = 4.6 \text{ kG/msec}$

縦軸 { 磁界 23.3 kG/div
電圧 500 μV /div

横軸 時間 : { (a) 2 msec/div
(b) 1 msec/div

図 2・13 はこれら 2 種の試料のパルス磁界下における電圧波形を示したものである。99.94%の加工を施したままの試料は臨界電流測定の結果などから内部に磁束をピン止めする転位や結晶粒界などの不均質部を含んでいると考えられ⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾、外部磁界の急峻な変化がある時フラックスジャンプが誘発されやすいと思われる。事実図 2・13(a)の電圧波形においてパルス磁界によって激しいフラックスジャンプが現われているのが見られる。それにもかかわらず図 2・12 に示されるように、ほとんど静磁界での値と変わらないことは注目に値する。これは恐らく試料の線径が小さいため液体ヘリウムによる冷却効果が大きく、内部での磁束の動きやフラックスジャンプによる温度上昇が極くわずかなためであろう。以上の検討の結果、この程度の立ち上り時間を持つパルス磁界を用いる限り、 H_r の測定には、何ら支障を与えないことがわかる。図 2・12 から明らかな様に H_r は試料電流 I_s により値が異なり、 I_s が小さい程 H_r は大きくなることが判る。したがって厳密には I_s の値を変えて測定し $I_s \rightarrow 0$ の外挿値をもって H_r を定めるべきであるが Nb-10% Zr 試料についていえば、 $I_s \rightarrow 0$ の外挿値と $I_s = 20 \text{ mA}$ の値では僅か 0.1 ~ 0.15 kG 程度の差しかないため便宜上 $I_s = 20 \text{ mA}$ の時の値をもって H_r とすることにした。

2・4 試料の準備

H_r 測定用の試料は次の様な手順で作製された。

まずスポンジ状の Ti, Nb および Ta を種々の割合いで混ぜ合わせたものを、水冷された銅ポートの中に入れ、100 mmHg の密封アルゴン雰囲気中で非消耗アーク溶解した。銅ポートが負極になり正極はタングステンをを用いた。溶解は組成の均一度を増すために表裏 2 回の溶解後、圧延によって 0.2 mm 厚の板にしたのち、これを 10 cm の長さで切断し束ねあわせて再溶解する過程を 4 回繰り返して組成の局所的な変動を極力おさえる様にした。溶解による重量損失は 0.8% 以下におさえられた。次に溶解された棒は、スエーピングおよび伸線によって 0.25 mm ϕ の線状にしこれを試料として用いた。冷間加工率は断面減少率で 99.97% である。図 2・14 に測定試料の組成分布を示す。

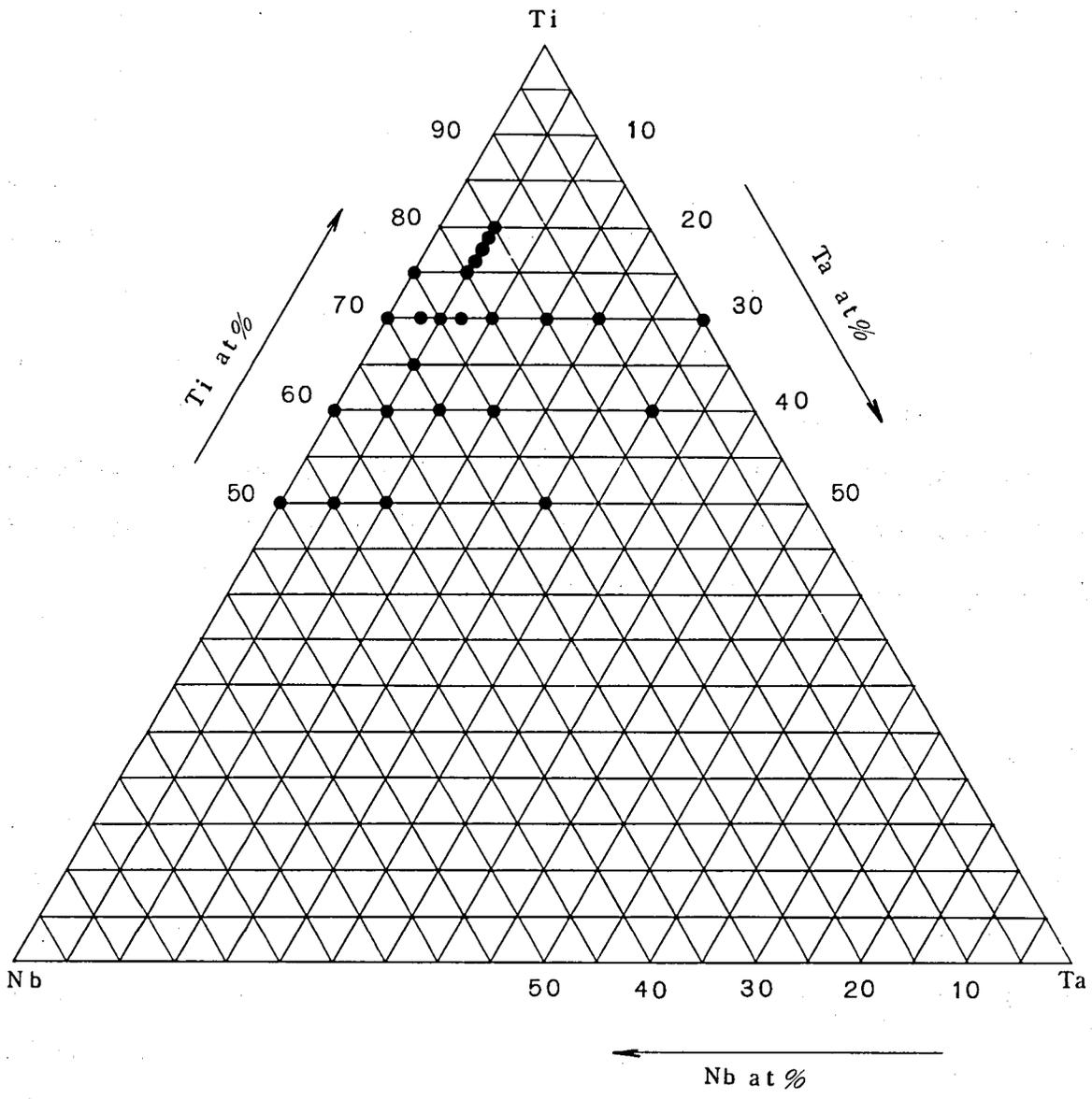


图 2 · 1 4 测定试料组成分布

組成比はすべて原子百分率 (a t %) で示してあるがこれは後に述べるように価電子数とHrの間に関連が認められるため、一般に金属材料で用いられる重量百分率 (w t %) で示すより合理的と考えられるためである。試料の組成範囲はすでに報告されている Nb - Ti 合金の結果⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾や本合金の遷移温度 (T c) 測定の結果⁽²⁴⁾からほぼこの範囲内に Hr の最も高い組成が含まれるとの推定のもとに決定した。Hr の測定は冷間加工されたままの試料を用いたが、熱処理の効果を見るための試料は、真空炉で 10^{-6} mmHg の真空中で熱処理を施した。

2・5 合金組成比と Hr⁽⁷⁾⁽¹⁶⁾

図2・15はTaを添加しない場合、すなわちTi-Nb系の組成比とHrの関係を示したものである。Jones⁽¹⁴⁾らの測定値を破線で示すが本研究の結果と若干のずれが見られるが、いずれもTiが50~60at%でHrのピークを持つ。TaはNbと同じく第5属の元素であり、原子半径もほとんど同じであるため、Ti-Nb系にTaを第三元素として添加してもTiの組成比としてはやはり50~60%付近で最も高い値が得られると期待される。本研究ではこのTi組成比付近を中心にHr特性を検討した。

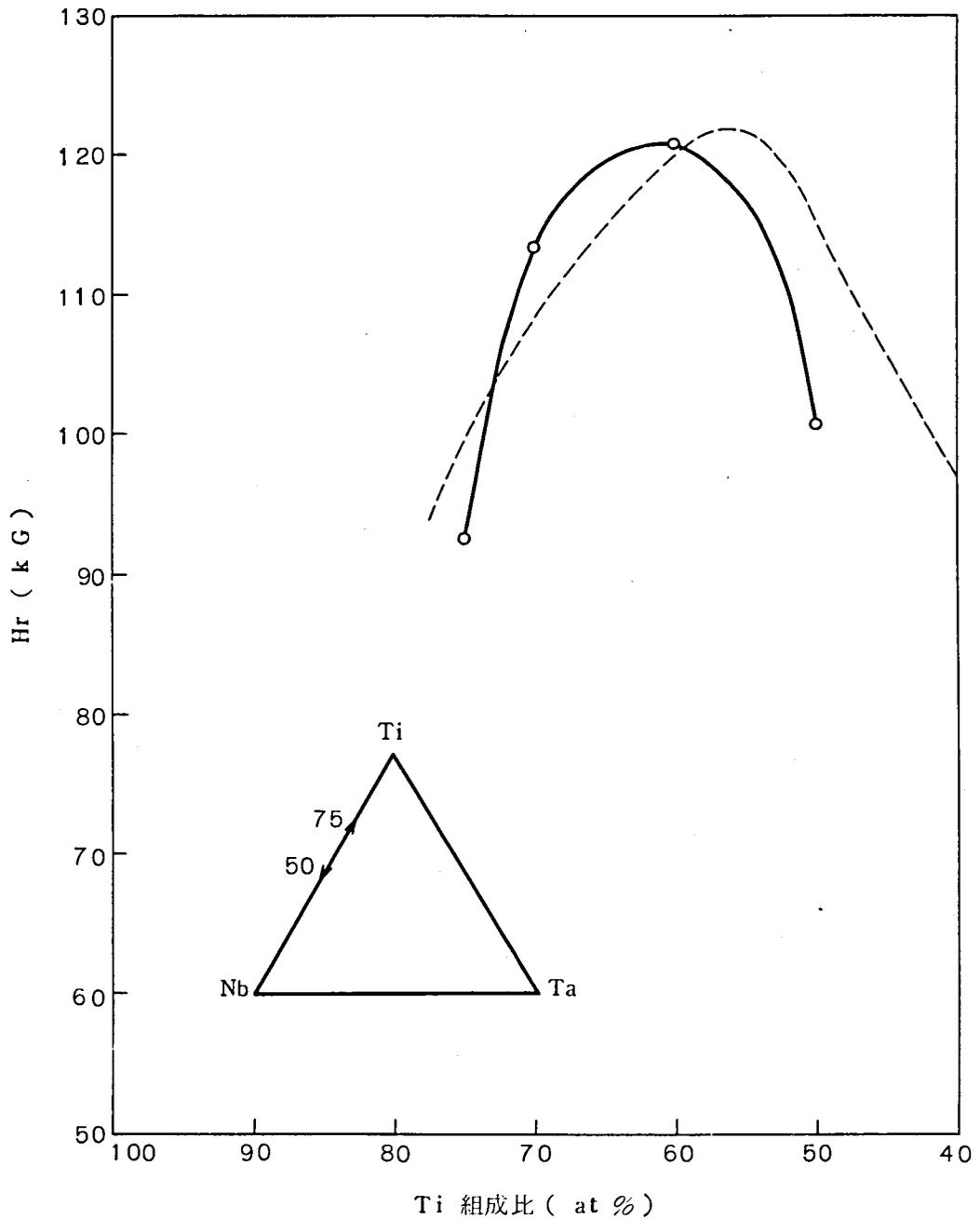


図2・15 Hrの組成比依存性、Ti-Nb系

○本研究, ---- Jones 他⁽¹⁴⁾

図2・16はTi組成比を50、60、70 at %に固定しTa（従ってNbも）の組成比を変えた場合のHrの変化を示したものである。Ti組成比がいずれの場合もTa組成比を増していくと5～7 at %付近でピークを示す。このことはTaの添加による三元合金化により、Nb-Ti二元合金系よりHrの高いすぐれた高磁界超電導材料が得られることを示すものである。

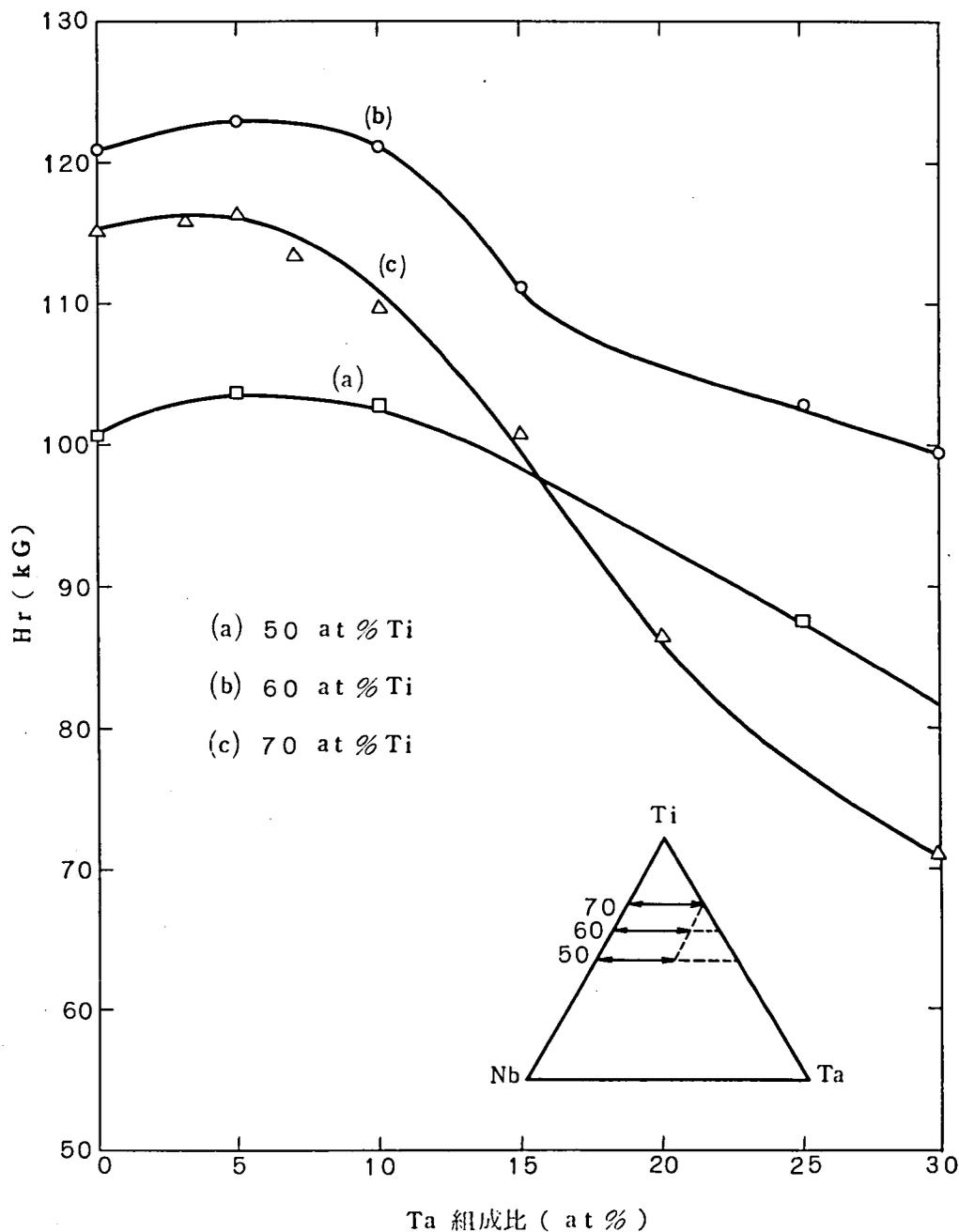


図2・16 Ta組成比とHr

図 2・17 は、Ta 組成比を 5 at % の一定値に保ち Ti と Nb の割合を変化させた場合の Hr の変化を示したものである。この場合 60 at % Ti に於て Hr のピークが見られることがわかる。横軸の一方にとった N_{eff} は Bucher ら⁽¹⁷⁾ および De Sorbo⁽¹⁸⁾ の指摘に従って溶質原子のサイズによる影響も考慮に入れた 1 原子当りの有効価電子数を表わす。

Matthias⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾ は種々の金属の遷移温度 T_c を測定していた過程において T_c と 1 原子当りの平均価電子数 $N (= e/a)$ との間に一定の経験則が成り立つことを見出し、遷移金属では $N = 5$ 又は 7 において又遷移金属同士の合金においては 4.7 および 6.4 において T_c のピークが現われることを発見した。これを一般にマチアス則 (Matthias' rule) と呼んでいる。その後 De Sorbo および Bucher らによる遷移金属から成る二元合金についての詳細な検討の結果、 N を用いるよりも溶質の原子サイズに依存する補正を加えた“有効価電子数” N_{eff} を用いる方が適当であることが指摘され $N_{eff} = 4.4$ および 6.6 で T_c のピークが見出された。

De Sorbo は又遷移金属から成る二元合金において、上部臨界磁界 H_{c2} も $N_{eff} = 4.4$ でピークを持つことを見出した。 N_{eff} は

$$N_{eff} = \frac{C_0 Z_0 + C_1 Z_1 + C_2 Z_2 + \dots}{C_0 + C_1 (V_1/V_0) + C_2 (V_2/V_0) + \dots} \quad (2.7)$$

で与えられる。ここに C は原子組成比、 Z は原子価、 V は単位格子の体積を表し、添字 0 は溶媒を示し添字 $1, 2, \dots$ は溶質 $1, 2, \dots$ に対応する。本研究では Ti, Nb, Ta と構成元素金属が 3 種類の場合について行っているが図 2・17 に示すように、この場合も $N_{eff} = 4.4$ で Hr のピークが現われることを示している。なおここでは溶媒を Ti とし、 $V_1/V_0, V_2/V_0$ は Ti, Nb, Ta の原子径⁽¹⁸⁾ (それぞれ 2.93 \AA , 2.94 \AA , 2.94 \AA) から算出した。

Hr と N_{eff} の同様の関係は Ti 組成比が変化する限り (Ti が一定の場合は Nb と Ta の割合を変えても N_{eff} は変らない) 認められる。

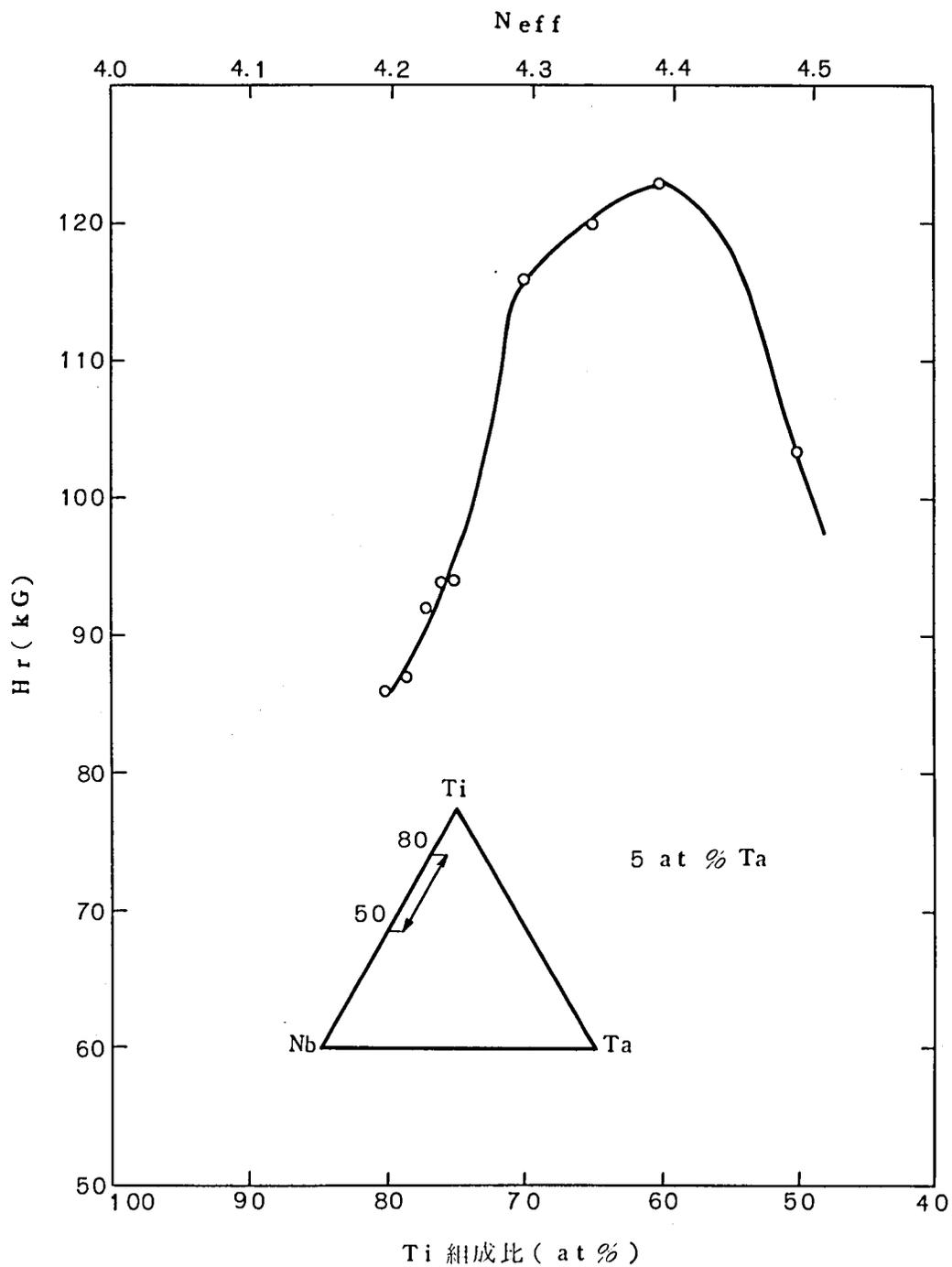


図 2・17 Ta 一定 (5 at %) のときの Ti 組成比と Hr

図2・18には一例として10at% Taの場合と30at% Nbの場合を示したがいずれの場合にも $N_{eff} = 4.4$ で H_r のピークが現われている。従って上述の二元合金で見出された経験則は本三元合金系においても成立つことが明らかである。Ti-Nb-Ta三元合金系の H_r の最高値は60Ti-35Nb-5Ta (at%) 付近であらわれ、その値は123kGである。この値は現在までに知られている合金系超電導材料の中では最高のものである。

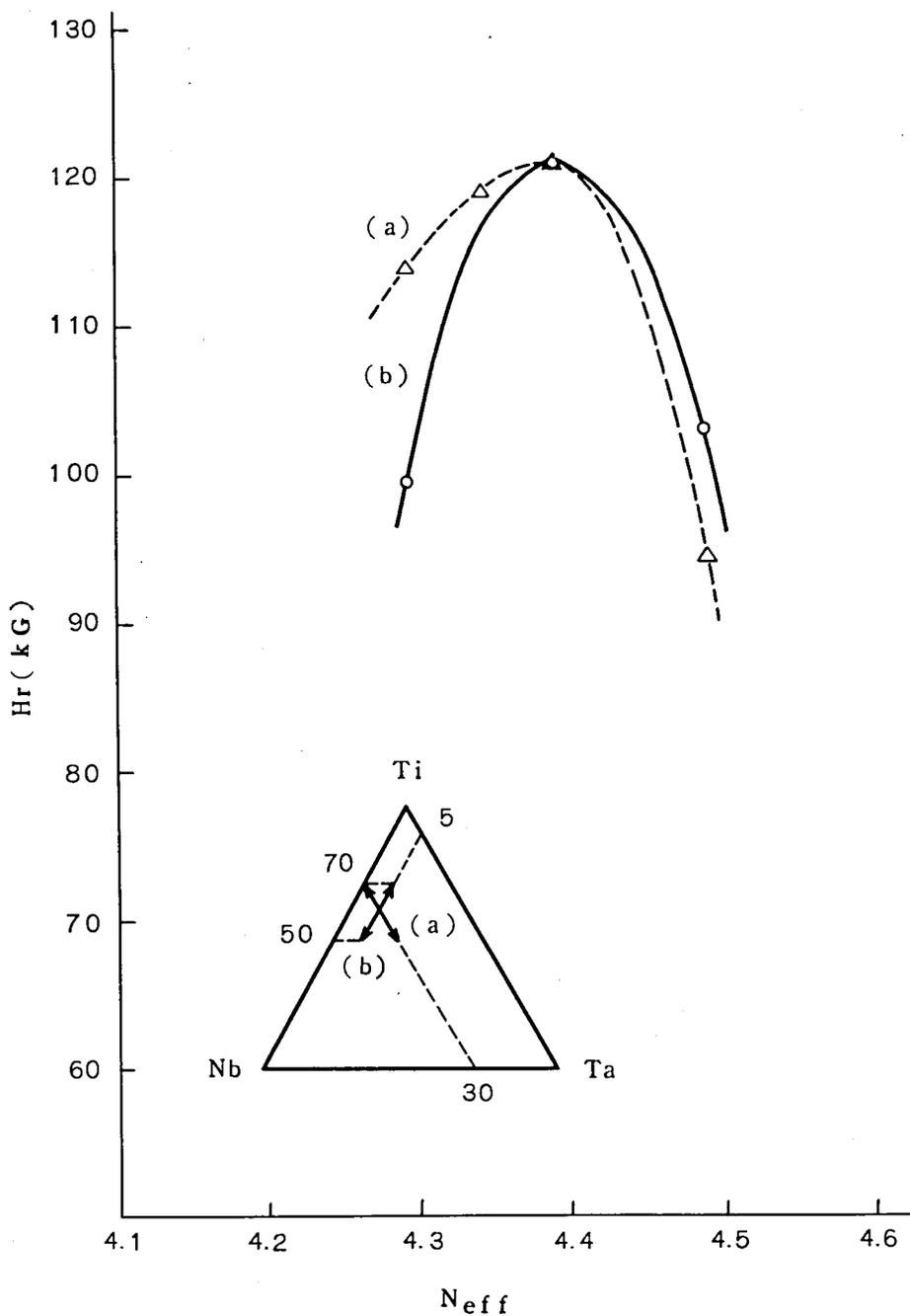


図2・18 一原子当りの平均有効価電子数 N_{eff} と臨界磁界 H_r

2・6 Ta添加によるHr, Hc2, Hpの変化⁽²⁾

前節でも述べた様に Nb と Ta は原子価および原子径が等しいため Ti 組成比を一定にして Nb と Ta の組成比を変えても N_{eff} は変化しないため図 2・16に見られる Hr のピークは前記の経験則では説明されない。先にも述べた様に Hr は G L A G 理論から導かれる Hc2 と Clogston モデルから出てくる Hp とに関連づけられている。ここではこの合金の Hc2 および Hp を考察することにより Hr の変化の様相を考えてみよう。Ti 組成比を 70 at% に固定し Nb と Ta の組成割合を変化させた系列について検討することにする。

Gor'kov⁽⁵⁾によればある温度における Hc2 は

$$Hc_2(t) = \kappa(1)Hc(0)(1.77 - 0.43t^2 + 0.07t^4)(1-t^2) \quad (2.8)$$

で与えられる。ここに t は T_c で規格化された温度 (T/T_c), $\kappa(1)$ は遷移温度 ($t=1$) における Ginzburg-Landau パラメータ, $Hc(0)$ は絶対零度における熱力学的臨界磁界である。Autler と Hulm⁽²⁾によれば

$$\kappa(1) = \kappa_0 + 0.746 \rho_n r^{1/2} \quad (2.9)$$

で与えられ、 κ_0 は純粋溶媒金属に関する項で

$$\kappa_0 \simeq 0.01 r_M^{3/2} T_c \quad (2.10)$$

で与えられる。ここに ρ_n は常電導抵抗 ($\mu\Omega/cm$), r および r_M は常電導相の電子比熱係数 ($mJ/cm^3 K^2$) および ($mJ/mole \cdot K^2$) である。溶媒として Ti, Nb および 70at% Ti - 30at% Nb の 3つの場合を考えた場合 r_M, T_c は表 2・1 に示す値となり κ_0 は夫々 0.0234, 2.00, 2.19 と計算される。一方 (2.9) 式の第 2 項を 70 Ti 系列について示せば表 2・2 の如く 40~50 の値をとり (2.9) 式の第 1 項は第 2 項に比べ無視し得ることがわかる。

表 2・1 溶媒金属の電子比熱係数と遷移温度

	Ti ⁽²³⁾	Nb ⁽²³⁾	70Ti-30Nb ⁽²⁴⁾
$r_M (mJ/mole K^2)$	3.3	7.8	8.45
$T_c (K)$	0.39	9.22	8.93
κ_0	0.0234	2.00	2.19

表 2・2 Ti-Nb-Ta 三元合金の電子比熱係数⁽²⁴⁾と常電導抵抗

	70Ti-30Nb	70Ti-27Nb -3Ta	70Ti-25Nb -5Ta	70Ti-23Nb -7Ta	70Ti-20Nb -10Ta
γ (mJ/cm ³ K ²)	0.796	0.950	0.845	0.746	0.727
ρ_n ($\mu\Omega$ -cm)	65.5	67.0	71.4	81.3	74.6
$\kappa(1) - \kappa_0$	43.5	48.7 [*]	49.0	52.5	47.5

次に BCS 理論⁽²⁵⁾に従えば

$$10^4 \gamma T_0^2 = 0.169 H_c^2(0) \quad (2 \cdot 11)$$

で与えられる。以上の(2・8), (2・9), (2・11)を組み合わせることにより

$$H_{c2}(t) = 181 \gamma \rho_n T_c (1.77 - 0.43 t^2 + 0.07 t^4) (1 - t^2) \quad (2 \cdot 12)$$

が導かれる。一方前述したように Clogston⁽⁶⁾によれば Pauli 常磁性効果による臨界磁界の上限が存在しその値は

$$H_p(t) = 18400 T_c (1 - t^2) \quad (2 \cdot 13)$$

で与えられる。H_{c2} および H_p は γ , ρ_n , T_c 等の物理量から計算される。これらの値を 70 at % Ti 系列について測定した結果を図 2・19 に示す。図から明らかなようにこれらはいずれも Nb を Ta で置換していくに従って増加し Ta が 3~7 at % においてピークをもつことがわかる。このことは Nb を Ta で置換することにより、熱力学的臨界磁界 H_c, Ginzburg-Landau パラメータ κ などがいずれも増加することにより、H_{c2} を、又、T_c の増加を通じて Pauli 常磁性効果に基づく臨界磁界 H_p を増加せしめること保証する。(2・12)(2・13)式による 4.2 K における H_{c2}, H_p の計算値を図 2・20 に H_r の測定値と共に示すが、H_{c2}, H_p とともに Ta 3~4 at % において顕著なピークをもつことが明らかになる。H_r は図 2・5 に示されるように H_{c2}, H_p に上限を規定された値をとるわけであるがこれら二者が Ta 3~4 at % でピークをとることは H_r のこの組成付近でのピークを裏づけることになる。しかし H_{c2} および H_p のピークは 70 at % Ti - 30 at % Nb に比べ、それぞれ 50 kG および 20 kG も高い値になるにも拘らず H_r では高々 1~2 kG の増加しかないことはむしろ奇妙である。このことは実際に常電導に回復する H_r が理論的に導かれる H_{c2} や H_p とかなり様相の違ったメカニズムに支配されることを意味するものと考えられる。

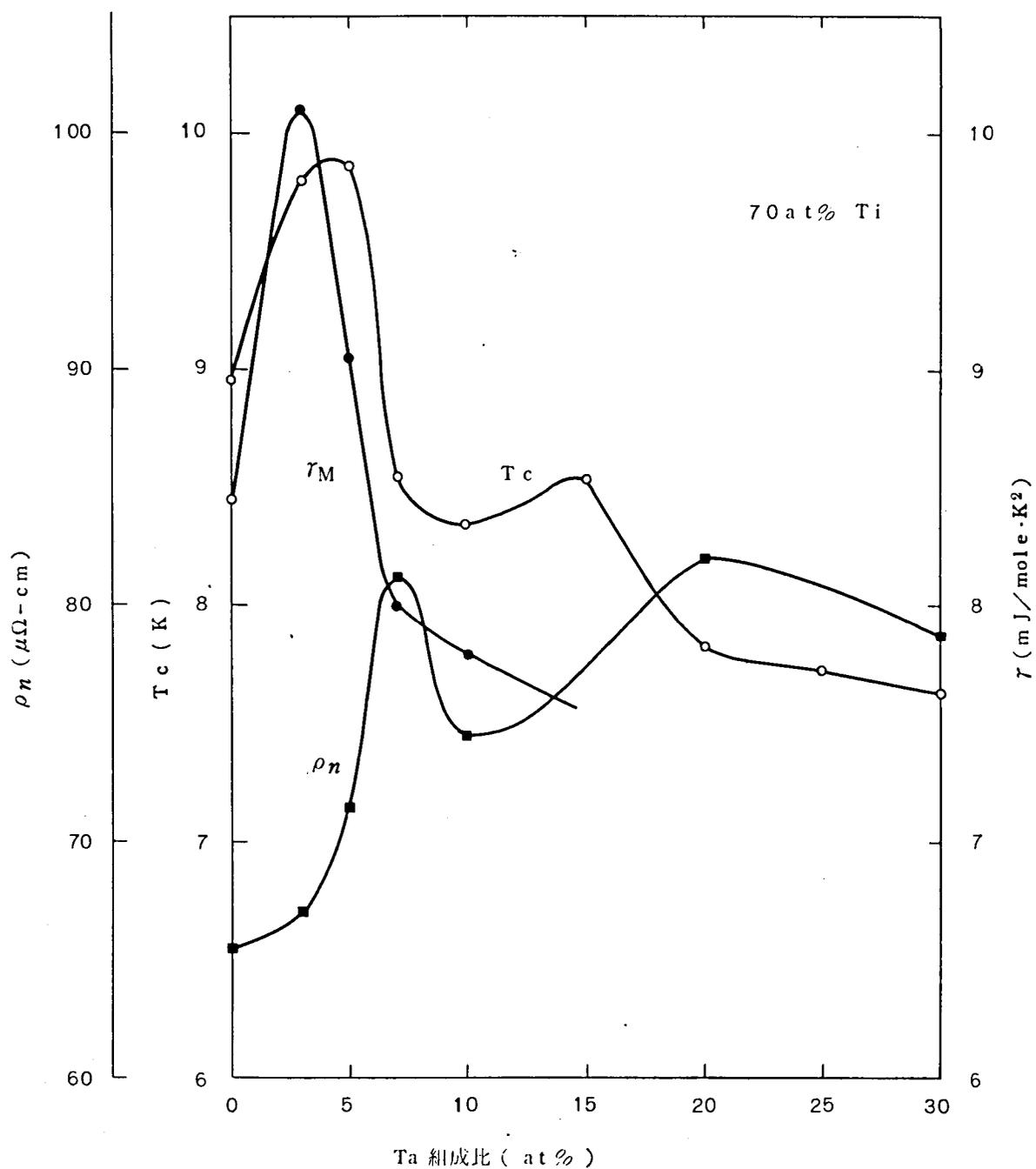


図 2・19 T_c , r , ρ_n の Ta 組成比による変化

図 2・19 T_c , r , ρ_n の Ta 組成比による変化

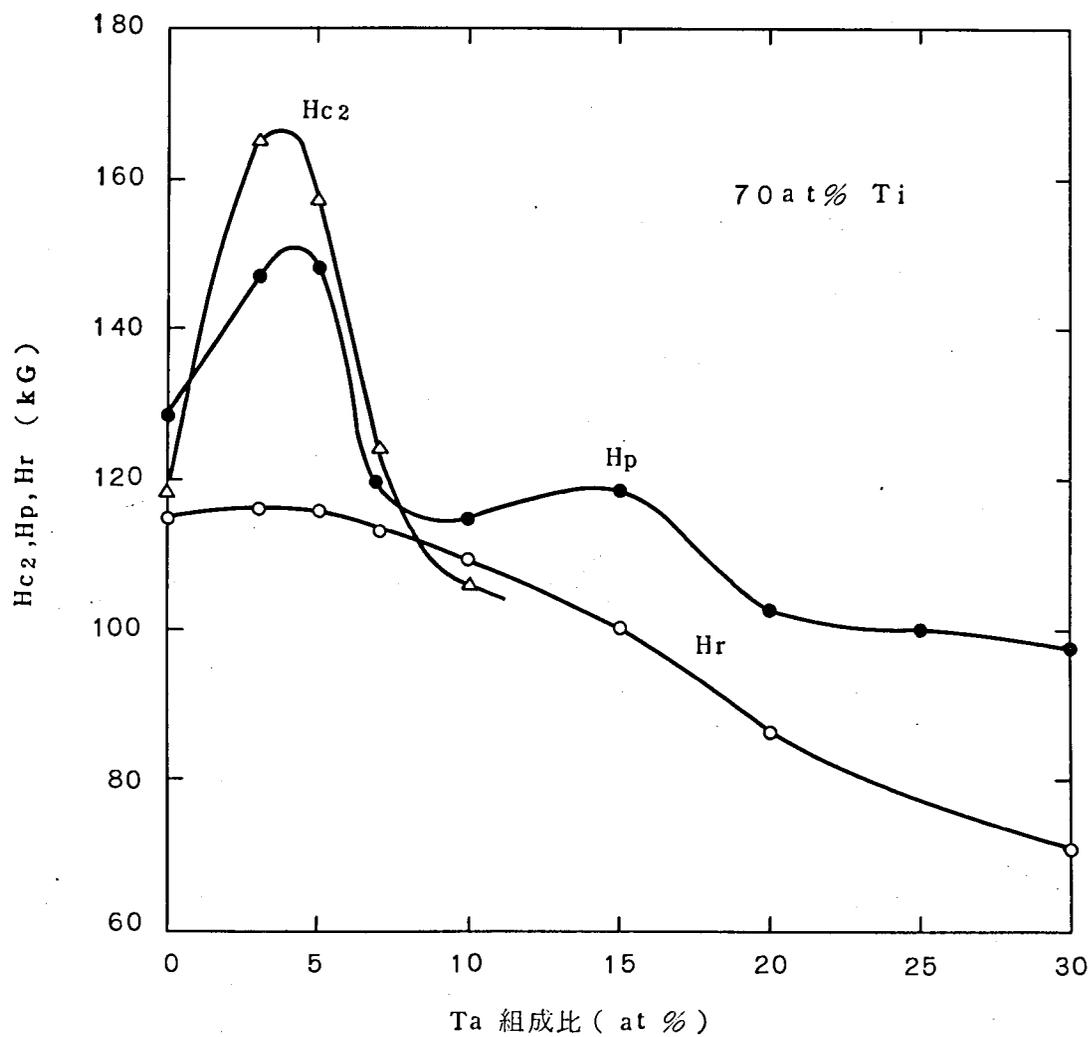


図 2・20 Ti 一定 (70 at%) のときの Ta 組成比と Hc2, Hp, Hr

2・7 熱処理のH_rに及ぼす影響⁽⁹⁾

図2・21は Ti-25at%Nb-5at%Taの合金を種々の温度で1時間熱処理した場合のH_rの変化を示したものである。300℃ではH_rは若干増加し400℃で極小値をとり500℃で再び増加し900℃では熱処理しないものとほぼ同じ値になる。

次章で詳細に述べるようにこの合金系では300~500℃における熱処理によってTiに富む稠密六方晶のα相が折出してくることが認められる。このα相は液体ヘリウム温度において常電導相であり、磁束線の動きをピン止めする働きをもっており、これが臨界電流の増大をもたらす要因になると考えられる。

図2・21には30kGの外部磁界における臨界電流密度J_cも同時に示したが、この値はα相の折出する範囲で著しい増加を示しており400℃でピークを持っている。Tiに富むα相の折出は周囲母相からのTiの流出を意味し、母相のTi組成比の減少をもたらす。

300℃および500℃におけるH_rの増大は図2・17から推定されるようにおそらく母相のTi組成比が70at%Tiから60at%Ti寄りになつたことによるものと思われる。

400℃におけるH_rの極小は母相の過大なα相折出によって母相のTi組成比が60at%以下になつてしまったことによるものと推定される。

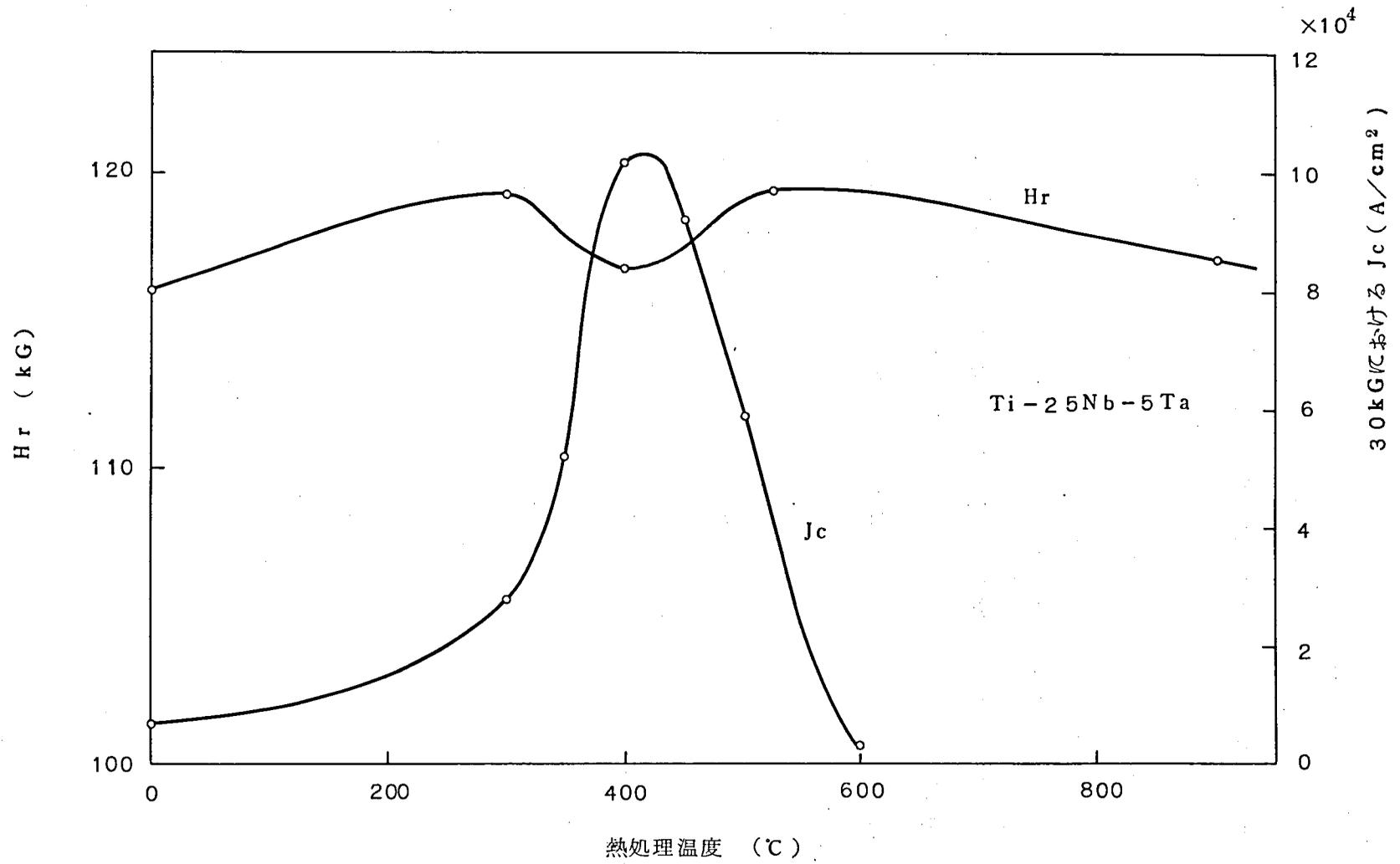


図 2・21 熱処理による H_r の変化

2・8 ま と め

本章ではパルスマグネット技術を用いてTi-Nb-Ta系合金の臨界磁界の検討を行った。本章で得られた結果を要約すると

- (1) 立ち上り時間約10msecのパルス磁界を用いて臨界磁界の測定を行ったが、パルス磁界での測定値は数%以内の誤差で静磁界での測定値と一致していることが認められた。
- (2) Nb-Tiに第三元素として適当な量のTaを添加した場合、Nb-Tiよりも高いHrが得られる。
- (3) Ti-Nb-Ta三元系におけるHrの最高値は60%Ti-35%Nb-5%Ta(at%)の組成比において123kG(4.2K)であり、この値は現在知られている合金系超電導材料の中で最も高いものである。
- (4) Hrのピークは、1原子当りの有効価電子数 N_{eff} が4.4において得られ、Matthias-DeSorboの二元系における経験則が本三元系合金のHrについても適用されることがわかった。
- (5) Ta添加によるHrの増加は H_{c2} 、 H_p の増加により裏付けられる本質的なものである。
- (6) 熱処理によってHrの値が変化するが、これはTi-richの折出相の出現により母相のTiの組成比が変化するためであると考えられる。

第 2 章 の 文 献

- (1) K. Mendelssohn: Proc. Roy. Soc. A152 (1935) 34
- (2) B. B. Goodman: I. B. M. J. Res. Developm. 6 (1962) 63
- (3) V. L. Ginzburg and L. P. Landau: Zh. eksper. teor. Fiz. 20 (1950) 1064
- (4) A. A. Abrikosov: Sov. phys. JETP 5 (1957) 1174
- (5) P. L. Gor'kov: Sov. phys. JETP 36 (1959) 1364
- (6) A. M. Clogston: Phys. Rev. Letters 9 (1962) 266
- (7) 田中光雄、小俣虎之助、橋本康男、石原克己: 三菱電機技報 43 (1969) 1642
- (8) 田中光雄、小俣虎之助: 応用物理関係連合大会(昭43-3) 347
- (9) 田中光雄、小俣虎之助、平田郁之、橋本康男: 低温工学研究発表会(昭43-6) 12
- (10) R. B. Flippen: Phys. Rev. 137 (1965) A1822
- (11) 小俣虎之助、石原克己、光本誠一、田中光雄、田口 修: 日本金属学会講演会(昭39-10) 130
- (12) 小俣虎之助、田中光雄: 応用物理学会連合大会(昭40-4) 437
- (13) 小俣虎之助、石原克己、田中光雄: 日本金属学会誌 30 (1966) 241
- (14) C. K. Jones, J. K. Hulm and B. S. Chandrasekhar: Rev. Mod. Phys. 36 (1964) 74
- (15) T. G. Berlincourt and R. R. Hake: Phys. Rev. 131 (1963) 140

- (16) 田中光雄、小俣虎之助、平田郁之、橋本康男： 応用物理関係連合大会（昭43-3）
346
- (17) E. Bucher, F. Heiniger, J. Muller and J. L. Olsen: Proc.
9th. Intl. Conf. Low Temp. Phys., Columbus, Ohio (1964)
- (18) W. De Sorbo: Phys. Rev. 140 (1965) A914
- (19) B. T. Matthias: Phys. Rev. 97 (1955) 74
- (20) B. T. Matthias, T. H. Geballe and V. B. Compton: Rev. Mod.
Phys. 35 (1963) 1
- (21) 小俣虎之助、田中光雄、平田郁之、橋本康男： 日本金属学会講演会（昭43-3）118
- (22) S. H. Autler and J. K. Hulm: Phys. Rev. 140 (1965) A1177
- (23) 辻川郁二他： 超電導の化学、共立出版（昭48-2） 59
- (24) 小俣虎之助、橋本康男、平田郁之、田中光雄： 応用物理関係連合大会（昭42-4）
- (25) 例えば R. D. Parks: Superconductivity, Marcel Dekker Inc.,
New York (1968) 51

第 3 章

臨 界 電 流 特 性

第 3 章

臨 界 電 流 特 性

3・1 ま え が き

超電導体の基本的特性として今一つ重要なものに臨界電流特性がある。この特性は、超電導体を電気機器に応用した場合、いかに小形で大容量のものを実現し得るかという意味において実用上極めて重要である。外部磁界を印加された超電導線に電流を通じると、ある値から線の両端に有限の電圧が出現し、あたかも抵抗が発生したようになり電力損失が生じる。さらに電流を上昇させるとこの電力損失に基く発熱により超電導体が加熱され、遷移温度 T_c を越えると超電常態が破壊され常電導状態になる（これを慣習上“クエンチ”と呼んでいる）。有限の電圧の出現する電流値を以って臨界電流 (I_c) と呼んでおり、この値は外部磁界に依存する。

第Ⅰ種超電導体の臨界電流は試料内部の磁束分布と密接に関係づけられており、これは、Friedel⁽¹⁾らが導入した“Abrikosov 磁束量子線の材料的不均質部でのピン止め”という概念を用いてKim⁽²⁾⁽³⁾、Anderson⁽⁴⁾、Silcox⁽⁵⁾、Yasukochi⁽⁶⁾、Irie⁽⁷⁾達によって次第にその描像が明確にされて来た。本章では先ず始めに第Ⅰ種超電導体の磁化と臨界電流に関する一般論が実験とどのように合いかを比較的の低磁界で検討し、ついでこの理論の高磁界までの広い磁界範囲での妥当性を検討するとともに、ピン止めに寄与する不均質点の性質を探ることとする。

3・2 第Ⅰ種超電導体の磁化と臨界電流の一般論

Friedel⁽¹⁾らによれば、何らかの物理的不均質点、例えば格子欠陥（空孔や転位）、不純物、析出物などを内部に含んだ第Ⅰ種超電導体の中では磁束線はこの不均質点においてピン止めされる。これは不均質点において周囲の母材より H_c が局所的に小さくなっていたり場合によっては $H_c = 0$ の“穴”になっているため、その部分では磁束線形成エネルギーが小さくなり、いわば不均質点は、磁束線にとって自由エネルギーの谷となって磁束線がピン止めされると考えられる。このために磁束線は自由な動きにより試料内部に一様に分布することを妨げられて、磁化の過程に応じた特定の疎密分布をとることになる。

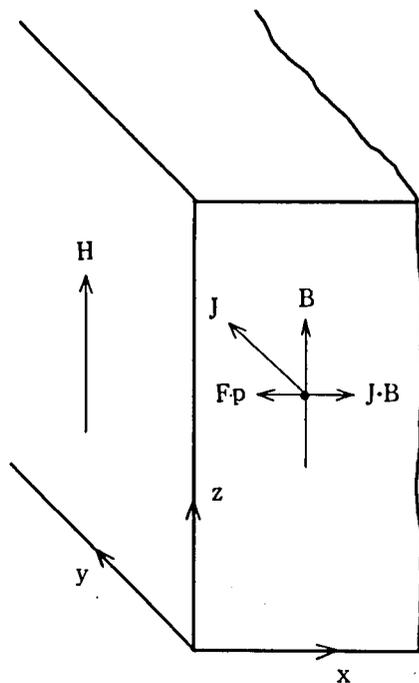


図 3・1 磁束線に働くローレンツ力とピン止め力

今、図 3・1 に示すような半無限の超電導体を考え、磁束の方向を \$z\$ 軸に平行にとると内部での磁束線の釣り合いの関係は

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = \pm \mathbf{F}_p \quad (3 \cdot 1)$$

となる。左辺は単位体積当りのローレンツ力密度、右辺は単位体積当りのピン止め力密度（単位体積に含まれるピン止め力の総和）を表わす。右辺の符号は電流の正負に対応する。

Maxwell の方程式

$$\text{Curl } \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (3 \cdot 2)$$

と組み合わせて次式を得る

$$\frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \cdot \frac{d\mathbf{B}}{dx} = \mp \mathbf{F}_p \quad (3 \cdot 3)$$

ここで試料内部の比透磁率は 1 としている。次にピン止め力を

$$\mathbf{F}_p = \beta B^l \quad \beta, l \text{ は定数} \quad (3 \cdot 4)$$

と考えると (3・3) を積分すると磁束分布の表式として一般的に

$$\mathbf{B}(x)^n = \mathbf{B}(0)^n \mp \alpha x \quad (3 \cdot 5)$$

が得られる。ここに \$n = 2 - l\$、\$\alpha = \mu_0 \beta (2 - l)\$ である。

今、厚さ $2w$ の無限平板の超電導体を考え、この表面に平行な外部磁界 H_0 を印加した場合を考えると、内部の磁束密度分布および電流密度分布は図 3・2 に示す様になる。又、外部磁界上昇の時は図 3・3(a) の $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$ の如く変化し、下降の時は図 3・3(b) に示す $5 \rightarrow 6 \rightarrow 7 \rightarrow 8 \rightarrow 9 \rightarrow 10$ の如く変化する。

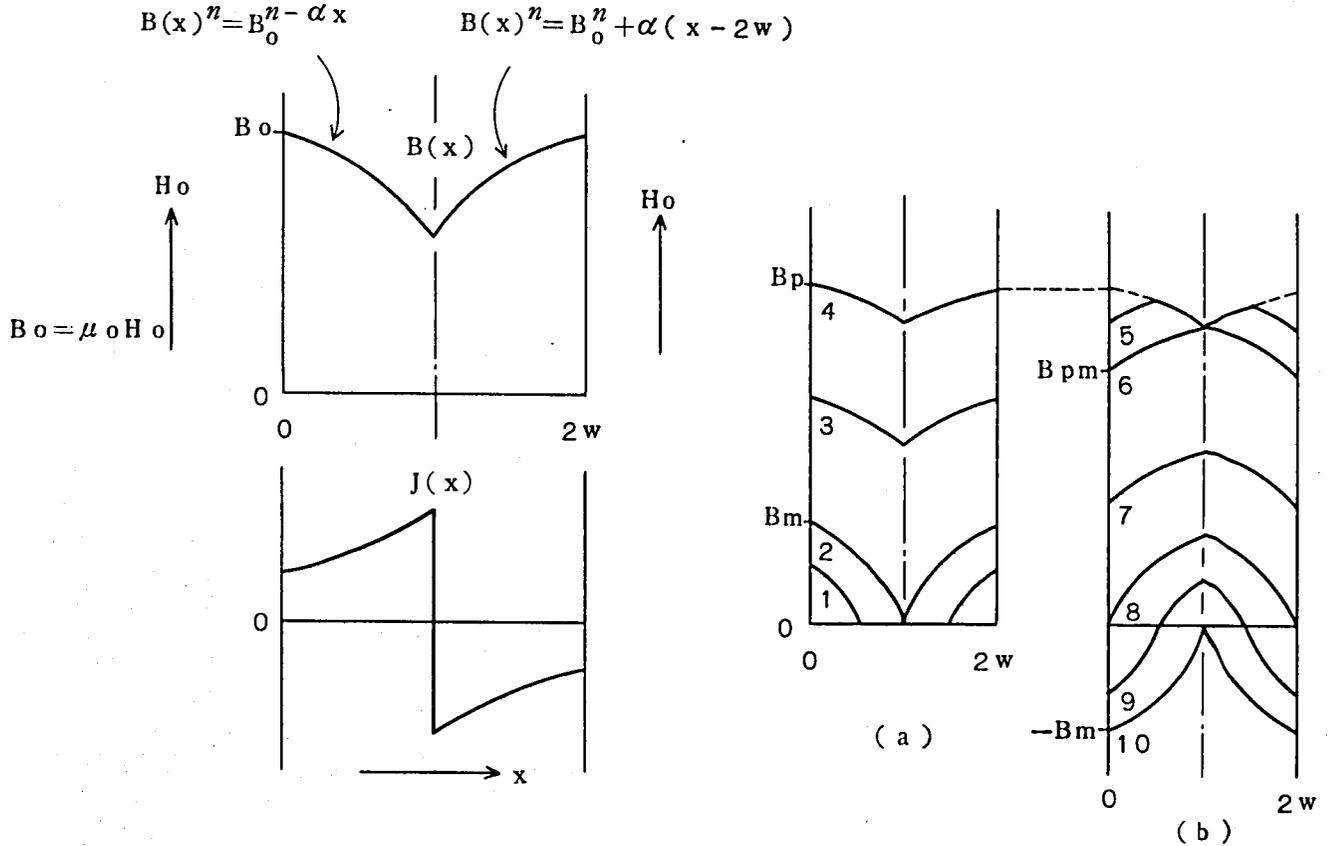


図 3・2 磁束密度分布と電流密度分布

図 3・3 外部磁界が変化したときの磁束密度分布の変化

次に図 3・3 のような内部磁束密度分布に対する磁化特性を考えてみよう。今、幅 $2w$ の無限平板試料を考え両側から表面に平行に磁界 $B_0 (= \mu_0 H_0)$ を印加した場合を考える。磁界の方向を z 軸、平板の深さ方向を x 軸にとると試料内部の磁束密度は、反磁界の影響は無いと考えられるので

$$\begin{aligned} B &= \mu_0 H_0 + M \\ &= B_0 + M \end{aligned} \quad (3 \cdot 6)$$

となる。従って試料の平均の磁化は

$$\bar{M} = \frac{1}{2w} \int_0^{2w} B(x) dx - B_0 \quad (3 \cdot 7)$$

で与えられる。(3・7)に(3・5)を代入して実際の磁化を計算すると

- (1) $0 < B_0 < B_m$ (図3・3において、状態0→2)のとき

$$\bar{M} = \frac{n}{1+n} \cdot \frac{1}{B_m^n} \cdot B_0^{(1+n)} - B_0 \quad (3 \cdot 8)$$

- (2) $B < B_0 < B_p$ (図3・3において、状態2→4)のとき

$$\bar{M} = \frac{n}{1+n} \cdot \frac{1}{B_m^n} \left\{ B_0^{(1+n)} - (B_0^n - B_m^n) \frac{1+n}{n} \right\} - B_0 \quad (3 \cdot 9)$$

- (3) $B_{mp} < B_0 < B_p$ (図3・3において、状態4→6)のとき

$$\bar{M} = \frac{n}{1+n} \cdot \frac{1}{B_m^n} \left\{ 2^{-\frac{1}{n}} (B_p^n + B_0^n) \frac{1+n}{n} - (B_p^n - B_m^n) \frac{1+n}{n} - B_0^{(1+n)} \right\} - B_0 \quad (3 \cdot 10)$$

- (4) $0 < B_0 < B_{mp}$ (図3・3において、状態6→8)のとき

$$\bar{M} = \frac{n}{1+n} \cdot \frac{1}{B_m^n} \left\{ (B_0^n + B_m^n) \frac{1+n}{n} - B_0^{(1+n)} \right\} - B_0 \quad (3 \cdot 11)$$

- (5) $-B_m < B_0 < 0$ (図3・3において、状態8→10)のとき

$$\bar{M} = \frac{n}{1+n} \cdot \frac{1}{B_m^n} \left\{ B_m^n - (-B_0)^n \right\} \frac{1+n}{n} - (-B_0)^{(1+n)} - B_0 \quad (3 \cdot 12)$$

となる。上式において、 $B_m = (\alpha w)^{1/n}$ は磁束が試料中心にまで侵入した時(図3・3において、状態2)の外部磁界を表わし、又、 B_p は印加外部磁界の最高値であり、 B_{mp} は外部磁界減少に伴う試料内部の磁束変化が試料中心にまで及んだ時(図3・3において状態6)の値である。

(3・8)～(3・12)から明らかな様に、 \bar{M} の表式にはパラメータとして n と B_m が含まれているが、これはピン止めの強さと磁界依存性により \bar{M} の値が大きく変わることを意味し、又磁化 \bar{M} は試料のサイズに依存することを示している。

図3・4に n をパラメータとした場合の磁化のコンピュータによる計算結果を示す。

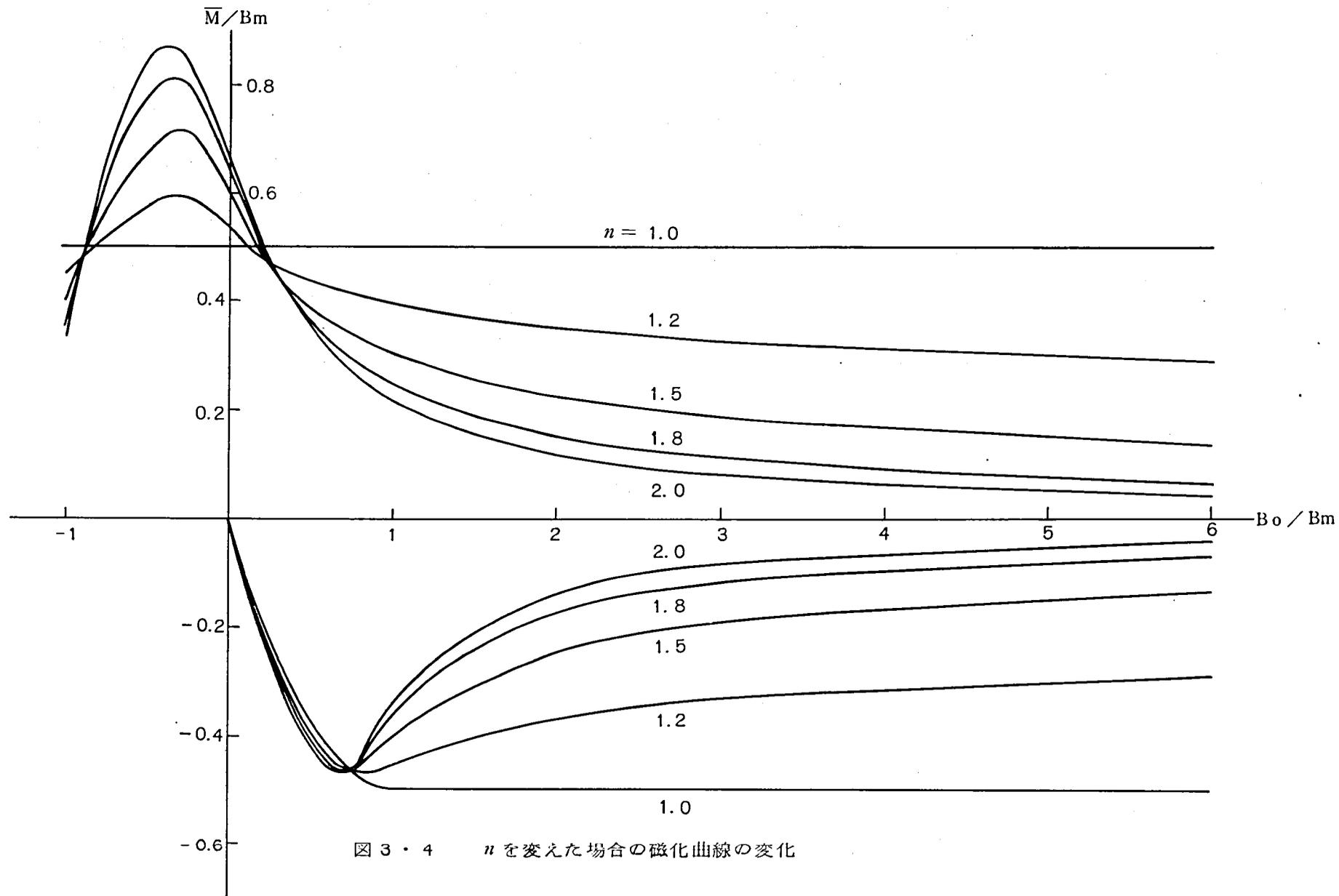


図 3・4 n を変えた場合の磁化曲線の変化

次に外部磁界 H_0 の下で平均電流密度 J_t の電流が印加された場合を考えよう。この場合試料表面の磁界は左側で $w J_t$ だけ増加し右側で $w J_t$ だけ減少するため内部の磁界分布は図 3・5 の 1→2 の様な変化をするものと考えられる。さらに電流が増加して状態 3 になれば最早やこれ以上電流を増加するとピン止め力とローレンツ力の均衡が破れ、磁束線は左側から右側へ定常的な flow を起こし電圧が発生する。即ち状態 3 のときの電流が臨界電流 J_c であると考えることが出来る。従って J_c の表式は

$$(B_0 + \mu_0 w J_c)^n - (B_0 - \mu_0 w J_c)^n = 2 \alpha w \quad (3 \cdot 13)$$

によって与えられる。(3・13) は一般には解析的に解くことはできないが、 B_0 が $\mu_0 w J_c$ に比べ十分大きい場合には

$$J_c = \frac{\alpha}{n \mu_0} B_0^{(1-n)} \quad (3 \cdot 14)$$

となる。

以上のように、磁束線の不均質点でのピン止めを仮定することにより、試料内部での磁束分布を通して、磁化および臨界電流の概念が導かれる。

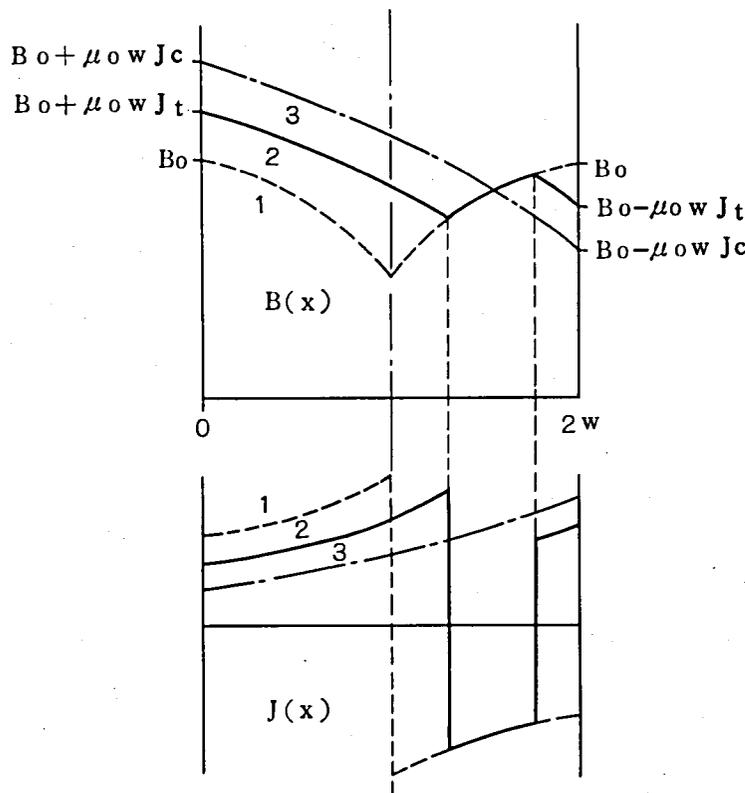


図 3・5 外部電流が変化したときの磁束密度分布と電流密度分布の変化

3・3 磁化・臨界電流に関する一般論の実験的検証

前節で述べたように第Ⅰ種超電導体の臨界電流は試料内部での磁束密度分布を通して磁化と密接に関連づけられている。本章では合金系超電導材料の臨界電流特性を種々の角度から検討しようとするものであるが、先ず最初に、前節で述べたような一般論の妥当性を検討しておくことはその後の考察にとって是非とも必要である。本節では試料として72 at % Ti-28 at % Nb 合金線を用いて磁化と臨界電流の関連をしらべ一般論の実験的検証を行う。

3・3・1 磁化曲線

磁化特性の測定は自記磁束計などによって連続的にトレースすることもできるが、ここでは、今少し、直接的な方法で測定した。図3・6に示すように超電導線が無誘導3層に巻き線して無限平板を模擬した試料を作成した。これに所定の外部磁界を印加したのち、ヒーターで試料を T_c 以上に加熱すると試料は常電導になり、外部磁界が一様に侵入する。この時サーチコイルをよぎって入る(又は出て行く)磁束は平均の磁化 \bar{M} に試料の磁界と垂直な断面積を掛けたものに等しい。本研究ではサーチコイルの電圧を弾動検流計で積分することによって \bar{M} を求めた。実測された磁化特性を図3・7に示す。

理論計算と実測値の比較を行うためには、 n と B_m を決定する必要がある。(3・8)又は(3・9)より

$$\bar{M}(B_m) = \frac{-1}{1+n} B_m \quad (3 \cdot 15)$$

また(3・11)より

$$\bar{M}(0) = \frac{n}{1+n} B_m \quad (3 \cdot 16)$$

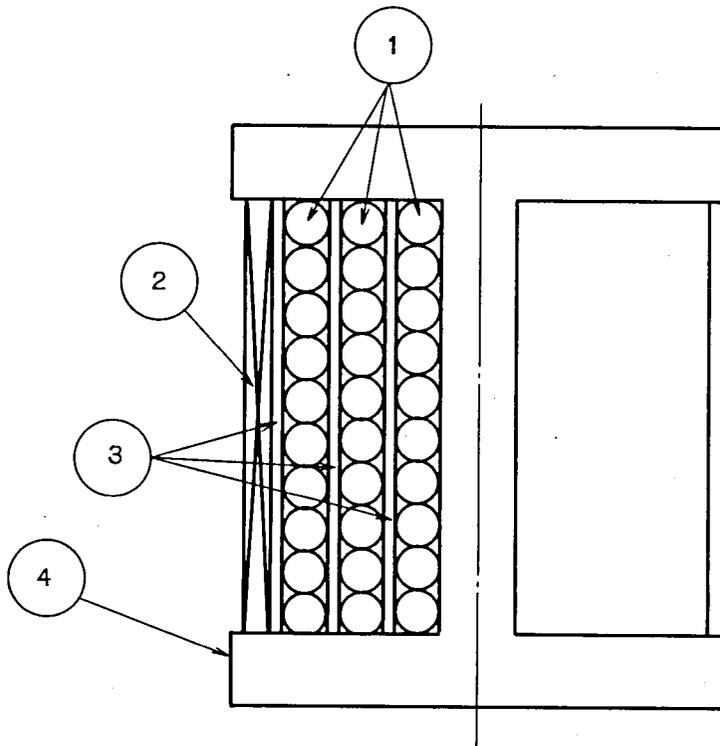
となることがわかる。これより

$$\{ \bar{M}(B_m) - \bar{M}(0) \} / B_m = -1 \quad (3 \cdot 17)$$

となり、このことから、 $\bar{M}-B_0$ 曲線において \bar{M} 軸とグラフの交点から引いた勾配-1の直線と第4象限のグラフとの交点が B_m を与えることが判る。 B_m が求めれば(3・15)より n の値が求まる。

以上のようにして求めた n と B_m の実験値は $n = 1.50$ 、 $B_m = 3.5 \text{ kG}$ となる。これに基づいて (3.8) ~ (3.12) の値をコンピュータで計算した。図 3.7 から明らかなように、理論計算値は実測値とかなり良く一致しており、前節で述べた現象論が超電導の内部現象を良く説明していることが明らかとなった。なお図 3.7 において外部磁界逆転直後の測定値の乱れは次章以降で述べるフラックスジャンプによるものと考えられる。

図 3.8 は外部磁界を B_p まで印加した後ゼロに戻したときの残留磁化の値を示したものである。この場合にも実測値と理論計算値の間の一致は極めて良い。



1. 0.27 mm 径 Nb-Ti 線 (20 m を 3 層無誘導巻き)
2. サーチコイル (0.1 mm 径エナメル線 200 回)
3. マンガンヒータ (4 m 無誘導巻き 20 Ω)
4. ガラスエポキシ巻枠

図 3.6 磁化測定用試料

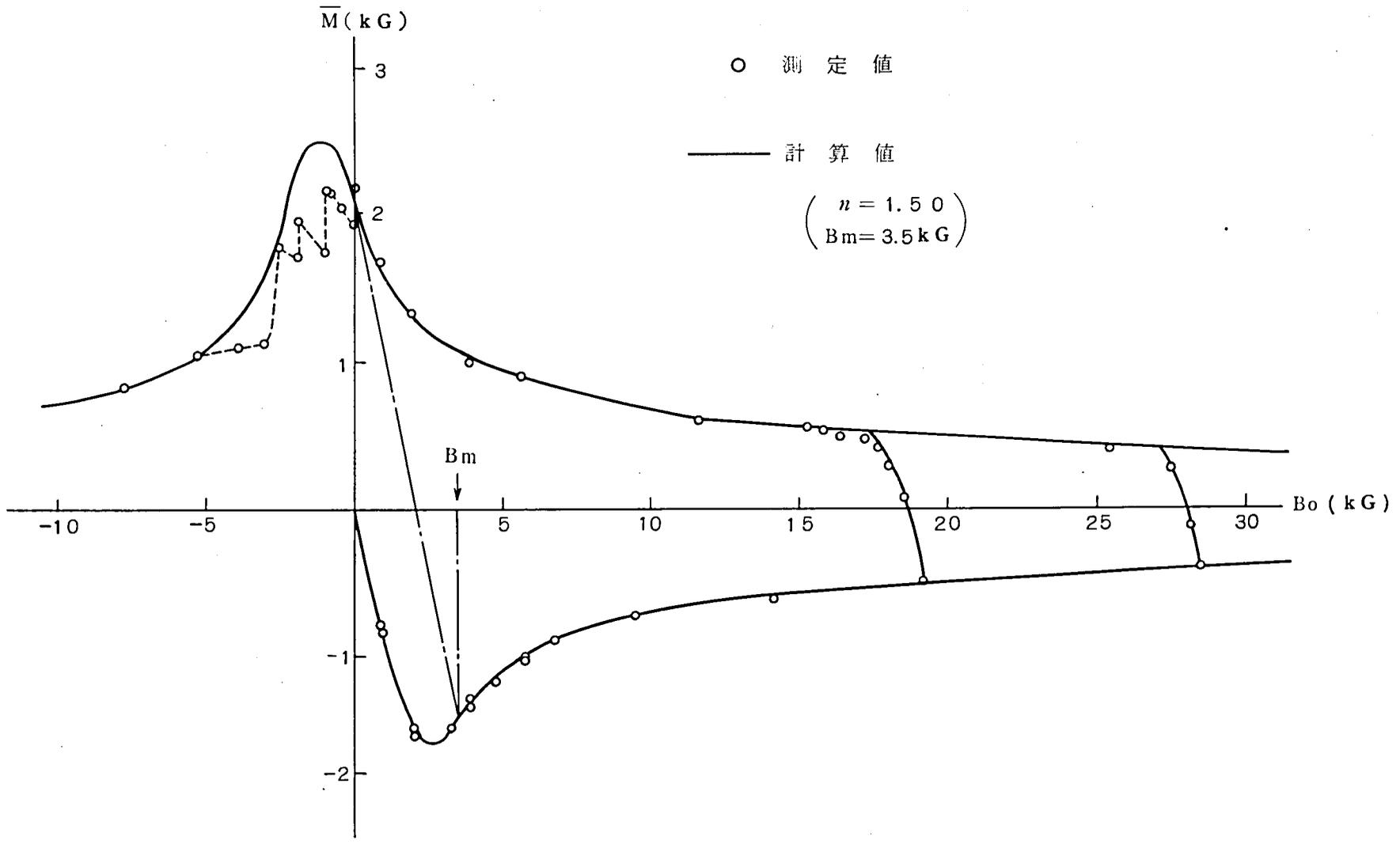


図 3・7 72Ti-28Nb (at%) 合金の磁化曲線

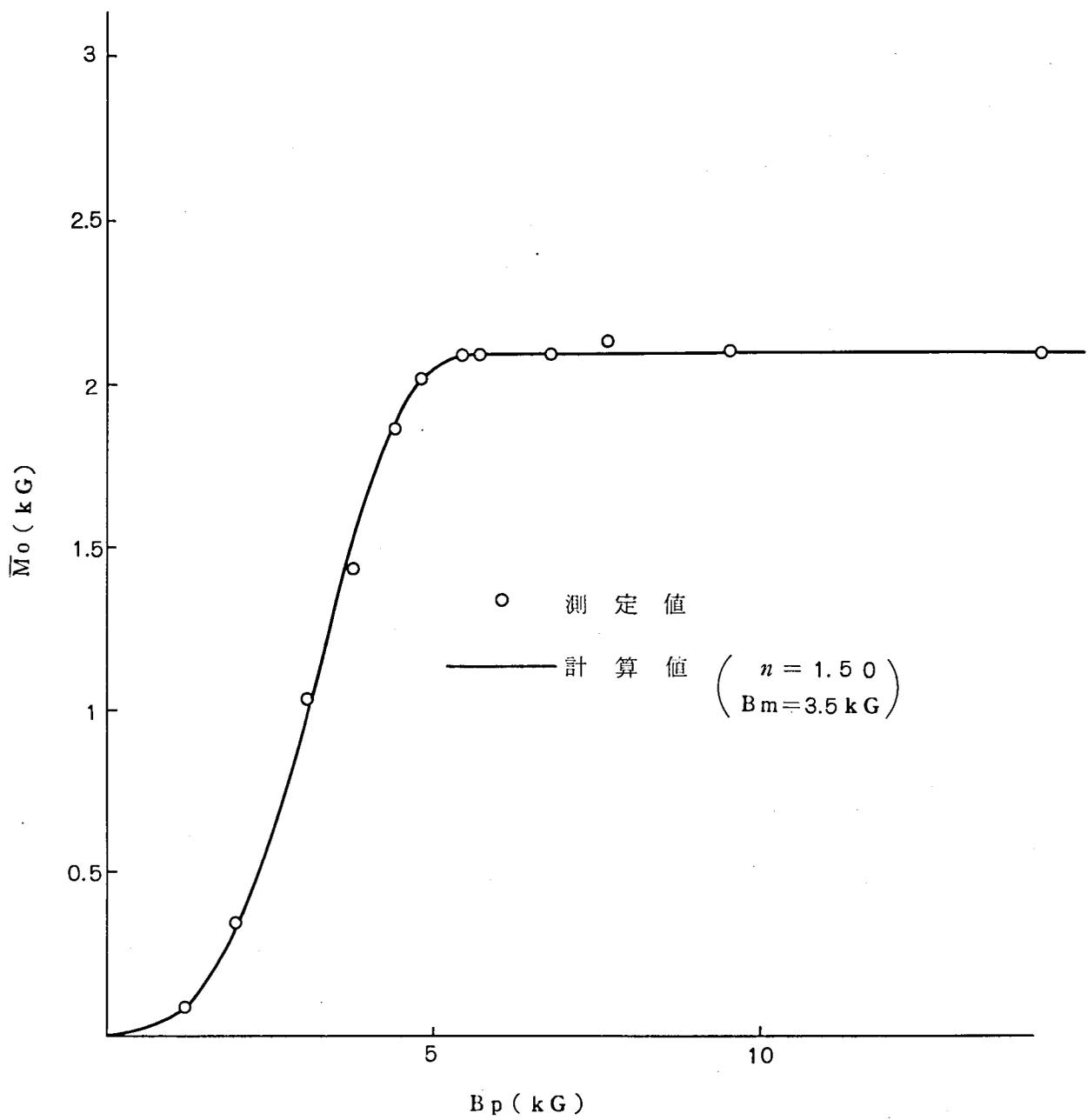


図 3 · 8 残 留 磁 化 (72Ti-28Nb)

3・3・2 外部電流の磁化に対する影響

試料に外部から電流を印加した場合、磁化がどのような変化をするか考える。先にも述べた様に磁界と垂直な方向の電流 J_t の印加は試料の片側で $\mu_0 w J_t$ だけの表面磁束密度の増加になり、もう片側で同じだけの減少となるため、これに伴った内部磁束の変化が生じ、磁化が変化すると考えられる。この場合、図 3・9 から明らかなように、外部磁界を印加した後電流を印加する場合（簡単のためこれを $H \rightarrow I$ 過程と呼ぶ）と電流印加後、磁界を印加する場合（ $I \rightarrow H$ 過程と呼ぶ）とで様相を異にする。前者の場合は図 3・9(a) に示す様に变化し後者の場合は図 3・9(b) の様に变化するため最終的な内部の磁束分布の形が異なる。結局両者の間には、図 3・9(c) に示した斜線部の面積に相当する磁化の差が生じることになる。

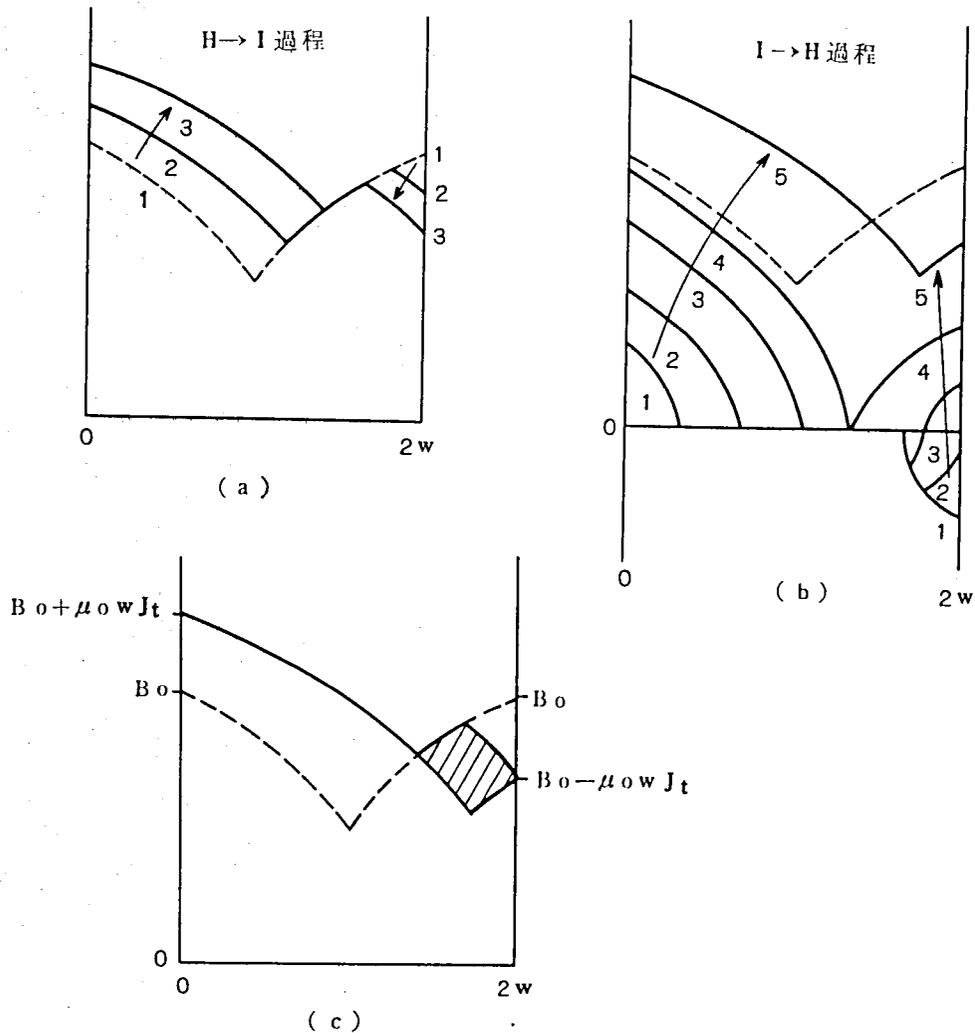


図 3・9 外部電流による内部磁束分布の変化

図3・10は外部電流の存在する場合の磁化の様態を示したものである。H→I、I→H 両過程においてかなりの差があることが明らかである。両過程での磁化の値が一致する電流値が臨界電流を与えることになるが、臨界電流に近い領域では、磁化の符号が負から正へ逆転しているのが見られる。

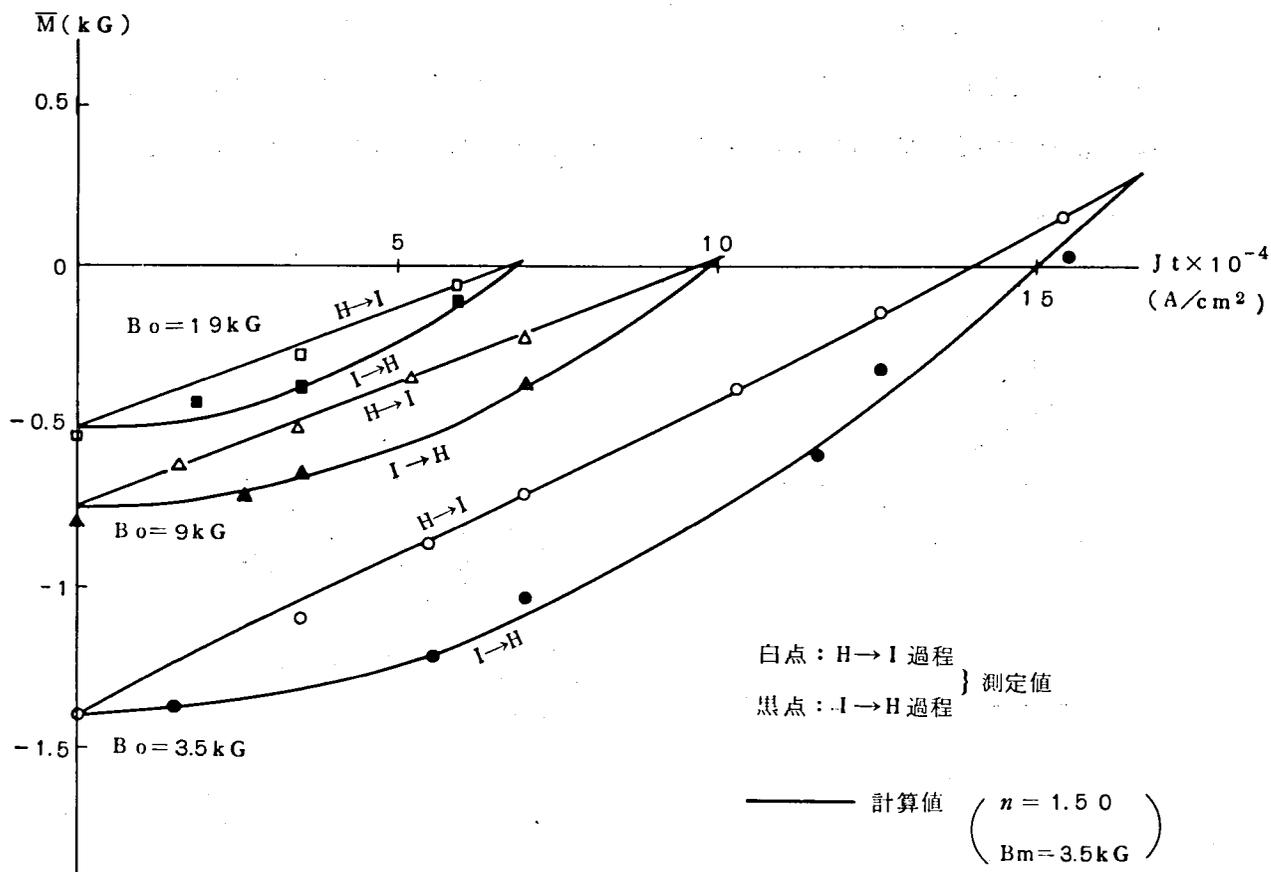


図3・10 外部電流による磁化の変化 (72Ti-28Nb)

3.3.3 臨界電流特性

先に磁化の検討を行ったと同じ試料について臨界電流を測定した。臨界電流の測定は、有効径13mmの超電導マグネットの中心に試料をヘアピン状にセットして行った。ヘアピン部(曲率半径5mm)を挟んで3cmの間隔で電圧リード線を取りつけ、電圧リード線に3 μ Vの電圧が出現した時の電流値を臨界電流とした。試料は裸のままのもの1本と50 μ 厚さの銅被覆を施したもの2本の計3本について測定した。図3.11に臨界電流特性の測定結果を示す。H \rightarrow I過程でもI \rightarrow H過程でも臨界電流に差が出ないことは先に述べた理論から当然予想されるところである。又、超電導線の外側に被覆された銅は臨界電流に全く影響はない。実線は磁束分布のモデルから計算したもので(3.13)式を用いてコンピュータで厳密に求めたものであるが、 $B_0 < 30$ kGでは実測値との一致は極めて良いが、それ以上では徐々に両者のずれが見られ実測値の低下が生じている。

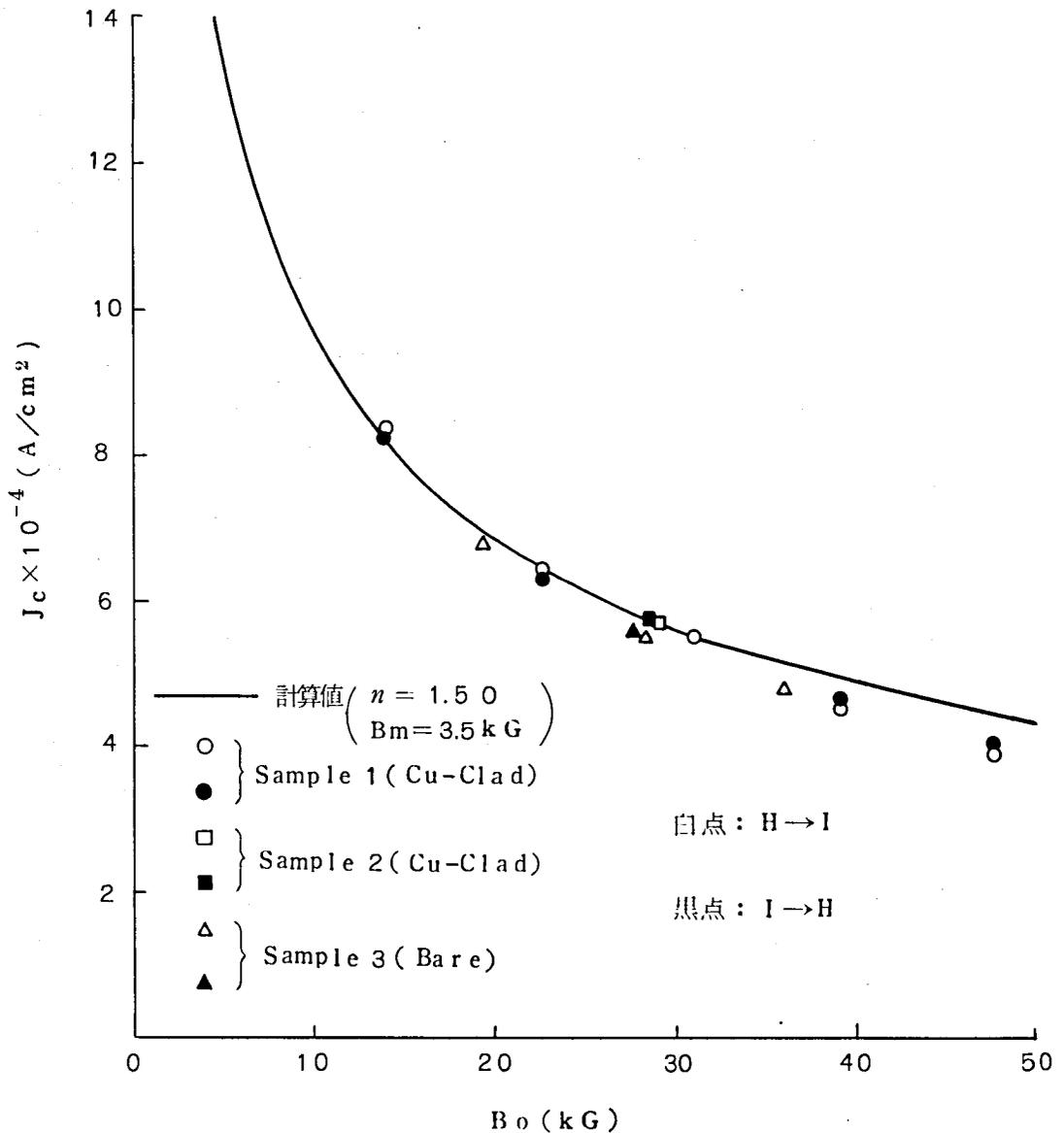


図3.11 72Ti-28Nb(at%)線の臨界電流特性

3・4 ピン止め力の磁界依存性

前節まで論じた如く、第Ⅰ種超電導体の臨界電流は、材料内部の不均質点による磁束線のピン止めを仮定することによりよく説明される。その際(3・4)に見られる様にピン止め力 F_p はその点での磁束密度 B の l 乗 (l は定数) に比例すると仮定した。前項の実験では $l = 0.5$ ($n = 2 - l = 1.5$) として理論計算された磁化や臨界電流が 30 kG 以下の比較的 low 磁界においては実測値とかなり良く一致するのを見た。しかし現実にかなる材料についても、低磁界から高磁界までわたってこの仮定が妥当なものかどうかを良く吟味しておく必要がある。例えば図3・11の臨界電流の高磁界における計算値のずれはこの仮定の限界を示唆する。本節で試料として $70\% \text{ Ti} - 25\% \text{ Nb} - 5\% \text{ Ta}$ (at%) 合金を用い種々の処理により、ピン止め力の磁界依存性がどのように変化するかを調べこれと金属組織観察の結果を対応させることによりピン止めの機構を考察する。

試料はアーク溶解で上記合金の 10 mm 径インゴットを作製し、これを 900°C で1時間の均一化熱処理を施した後 0.25 mm 径まで伸線したものをを用いた。図3・12は 400°C で時効処理した場合の $F_p - B_0$ 特性を示したものである。ここで F_p としては $J_c \times B_0$ を用いたが B_0 が 10 kG 以上では厳密な $J \times B$ との差は高々 10% であるので磁界依存性の検討を行う上でこれを用いても問題はないと思われる。

伸線したままの試料では、 F_p はほぼ B_0 に比例して増加しているが $1/2 \sim 50$ 時間の時効熱処理したものは、いずれも B_0 のある値で極大値を示し、しかも熱処理時間の増加とともに、ピークが低磁界側へ移動している。300時間熱処理のものでは 10 kG 以上では F_p は磁界とともに減少しているのが見られる。

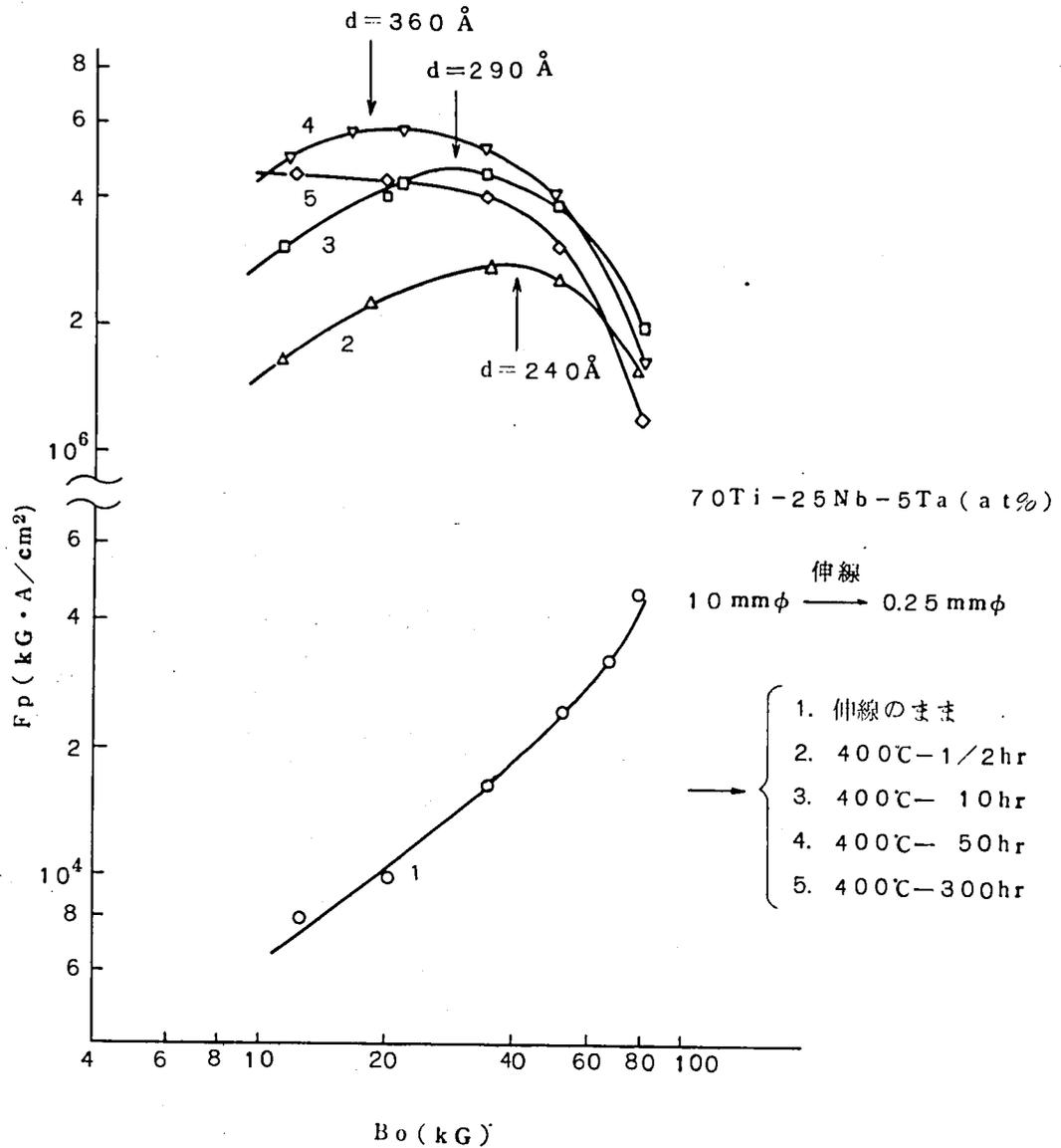


図 3・12 伸線後時効熱処理した試料の $F_p - B_0$ 特性

図 3・12 を見れば、ピン止め力 F_p が単純に B^2 に比例するのは比較的低い特定の磁界範囲に限られたものであり、決して広範囲にわたって適用できる仮定でないことは明らかである。磁束線は試料の中で格子状に配列することは、Abrikosov⁽⁸⁾によって指摘されたが Träuble⁽⁹⁾などにより三角格子状の配列をとることが電子顕微鏡を用いた特殊な観察法により直接観察されている。三角格子配列を仮定すると磁束線の格子間隔 d は

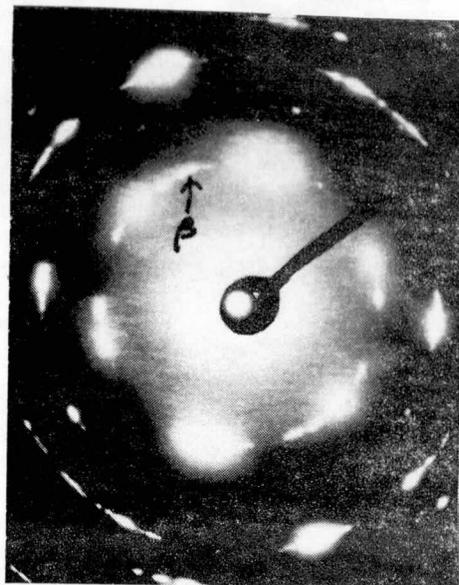
$$d^2 = (2/\sqrt{3})(\varphi_0/B) \quad (3.18)$$

で与えられる。これから計算された各ピークの磁界に対応する磁束線格子間隔は 1/2 時間熱処理で 240 \AA (40 kG)、10 時間で 290 \AA (28 kG)、50 時間で 360 \AA (18 kG) となる。

次に上記の試料の加工、熱処理に対応して作成された試料の金属組織を検討する。(10(11))

図 3・13 は伸線ののち 400℃ で時効熱処理した試料の透過電子顕微鏡写真および電子線回折写真である。電子顕微鏡には超電導線を機械研磨、化学研磨、電解研磨を経て、薄膜化された試料が用いられた。伸線したままのものでは、結晶粒が加工により長く引き伸ばされた繊維組織を示し、繊維の中には、多数の転位が絡み合っているのが見られる。電子線回折では、母相(体心立方晶の β 相)の回折パターンが見られるだけである。時効処理したものは、図 3・13(c)(d)(e)に見られる様に、針状の析出物が折出しており時間とともに成長しているのが認められる。析出物は電子線回折による解析から稠密六方晶の α 相 ($c/a = 1.587$) であることが確認され合金状態図から母相よりもかなり Ti に富む相であると考えられる。析出物は 400℃ 23 時間で 300Å、166 時間で 700~800Å、1660 時間で 2000Å 程度の大きさに成長しているのが認められる。熱処理を施したものは、析出の α 相が磁束線のピン止めに寄与していると考えられるが、図 3・12 から明らかのように、磁束線格子間隔が析出物の大きさと同程度になったところで、Fp のピークが現われていることに注目したい。勿論析出物の大きさはバラツキも大きく厳密な対応関係の証明は望むべくもないが大雑把に言って定量的な対応関係の存在が認められる。もしこの対応関係を認めるならば 300 時間処理のものでは、電子顕微鏡観察で見られる析出物の大きさから 2 kG ($d = 1000\text{Å}$) 前後にピークを持つことが推定される。

図 3・14 はこの議論を検討するための今一つの類似の例である。図 3・14 は前処理として 900℃ 3 時間の溶体化処理を施したのちに先と同様 400℃ で時効処理した場合の Fp - Bo 特性を示し、図 3・15 は、これに対応する電子顕微鏡写真を示したものである。この試料の場合には、先の伸線後時効熱処理の場合と異り析出相は最初 ω 相(稠密六方晶: $c/a = 0.613$) が現われ、時間と共に徐々に成長すると同時に α 相 ($c/a = 1.587$) に変態していくのが観察される。 ω 相は Ti-Nb, Ti-V, Ti-Mo, Ti-Mn など β 安定型あるいは、 α 、 β 共存型の Ti 合金を β 相単相状態より焼き入れ、100~500℃ で時効させた時に、 $\beta \rightarrow \beta + \alpha$ の変態途中に現れる遷移相である。組成的には、 α 相よりも若干 Nb rich であるが、ピン止め中心としての振る舞いは α 相と大差がないと考えて良い。400℃ - 10 時間の時効処理で ω 相は 250~300Å の針状に近い形状になり、この時間付近から α 相の析出が認められる。



×60,000

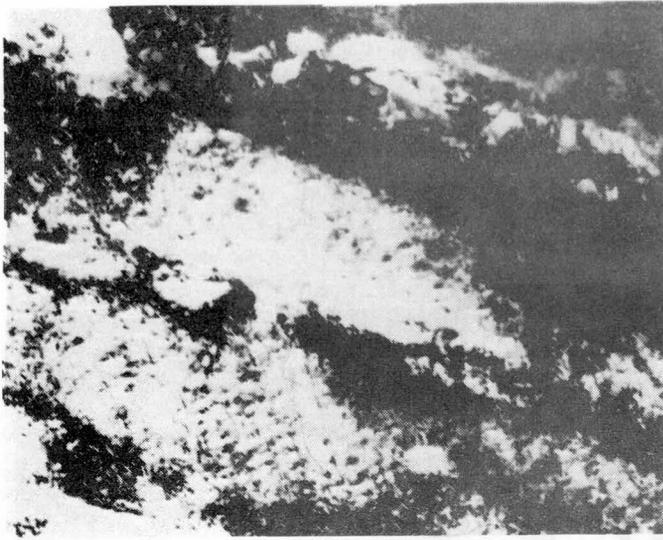
(a) 伸線加工のまま



×60,000

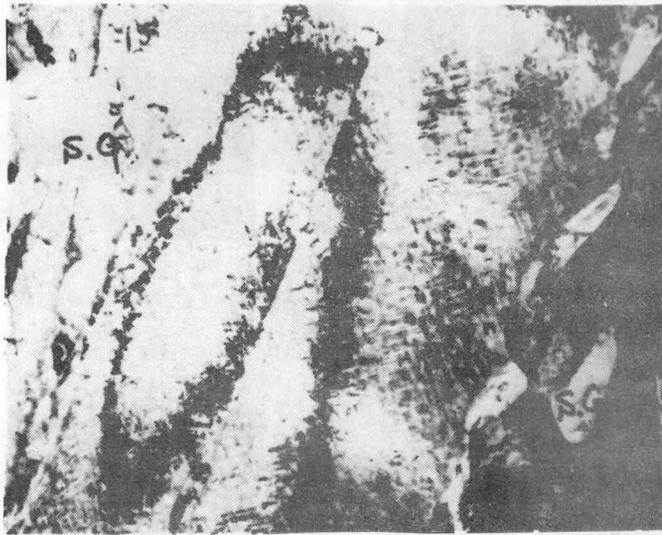
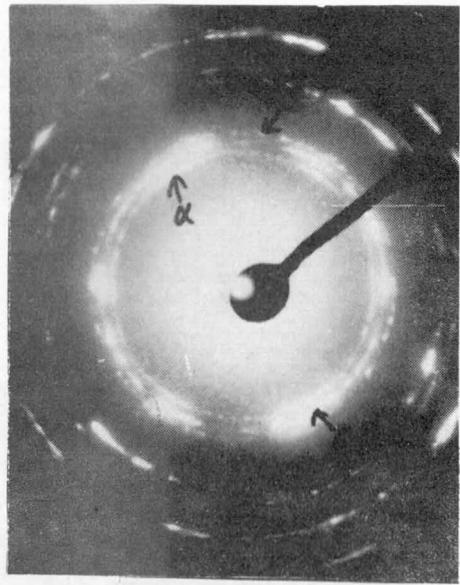
(b) 400°C-1 hr

図 3・13 99%伸線加工ののち400°Cで時効熱処理された70Ti-25Nb-5Ta合金の透過電子顕微鏡写真および電子線回折写真



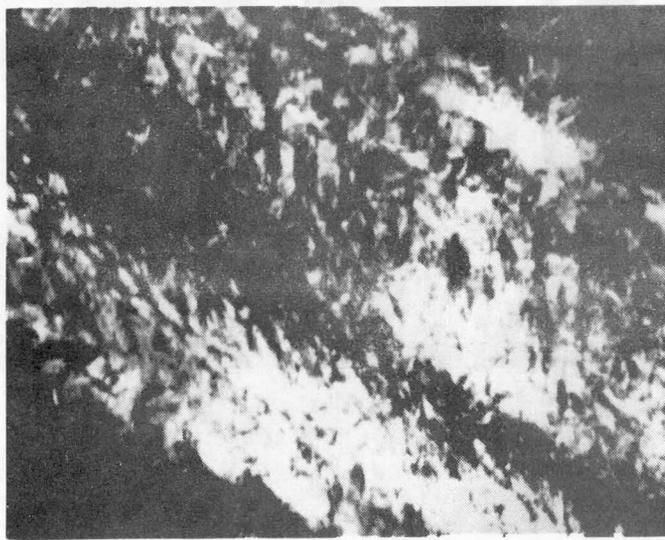
×60,000

(c) 400°C-23 hr



×30,000

(d) 400°C-166 hr



×30,000

(e) 400°C-1630 hr

図3・13 99%伸線加工ののち400°Cで時効熱処理された70Ti-25Nb-5Ta合金の透過電子顕微鏡写真および電子線回折写真

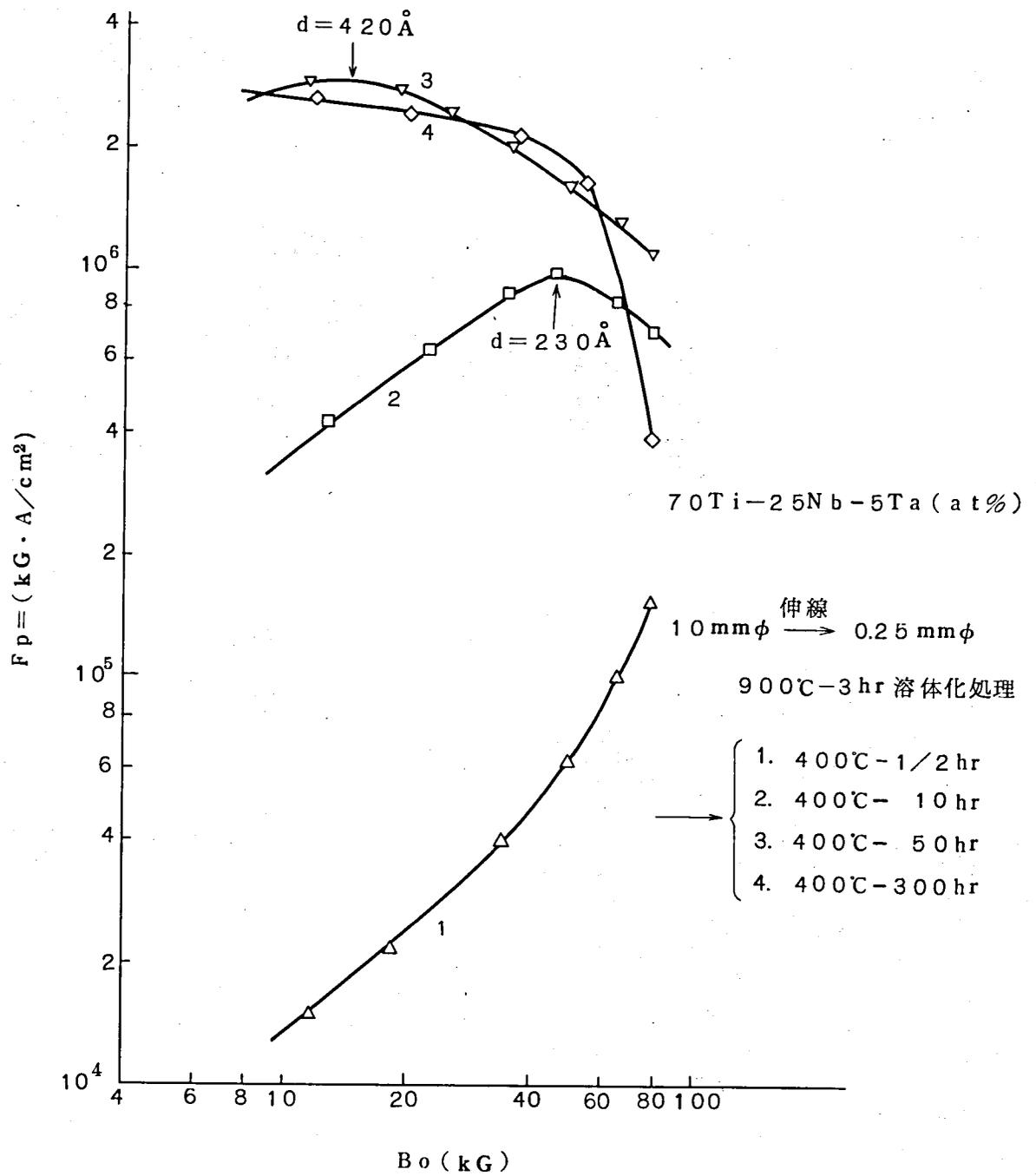
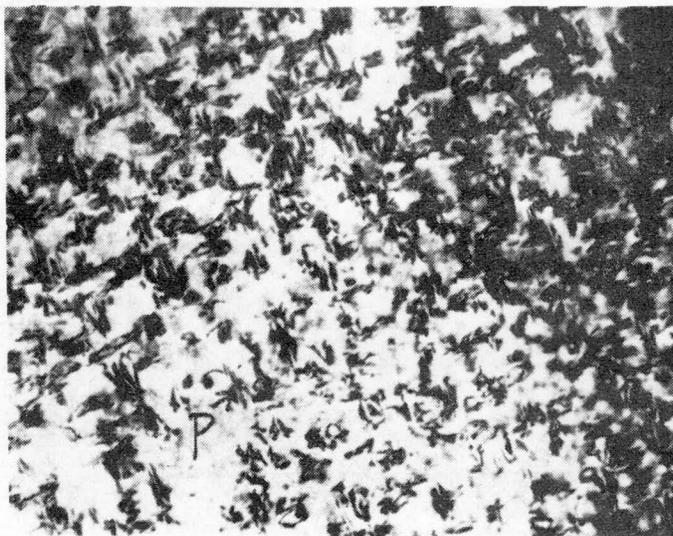
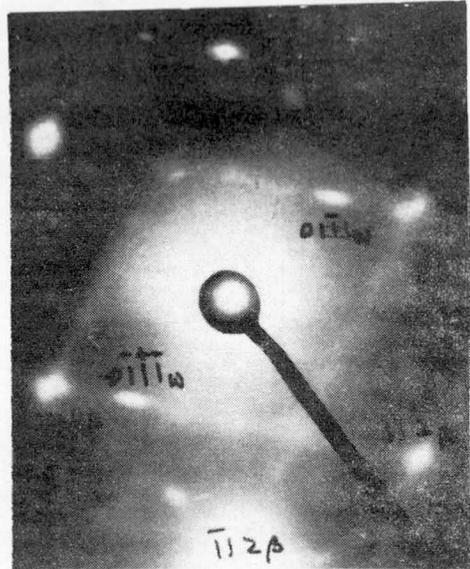


図 3・14 溶体化処理後時効熱処理した試料の F_p - B_o 特性



×60,000

(a) 400°C-2 hr



×60,000

(b) 400°C-10 hr

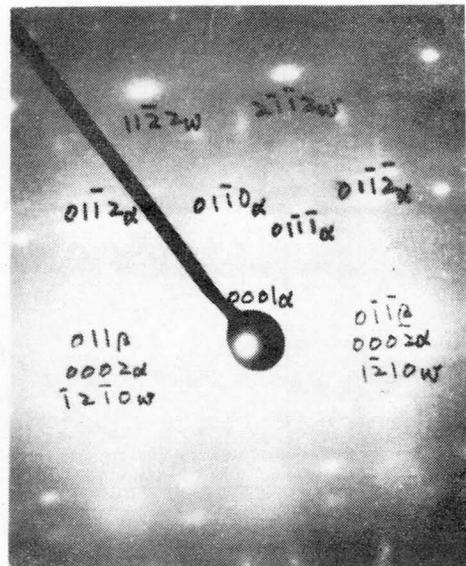
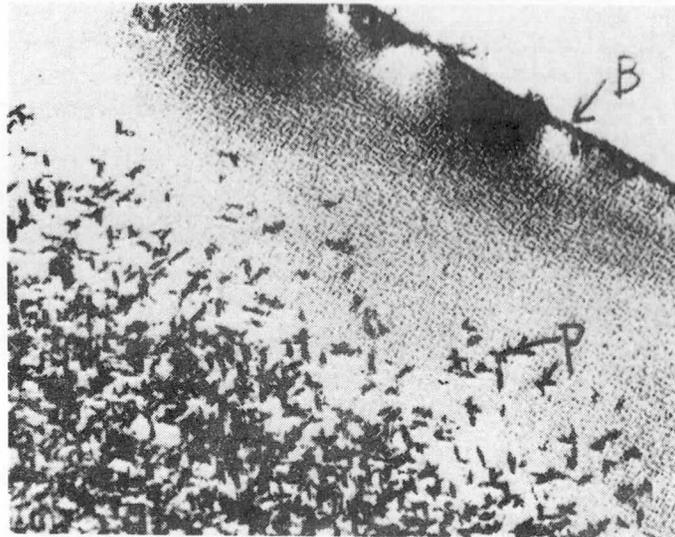
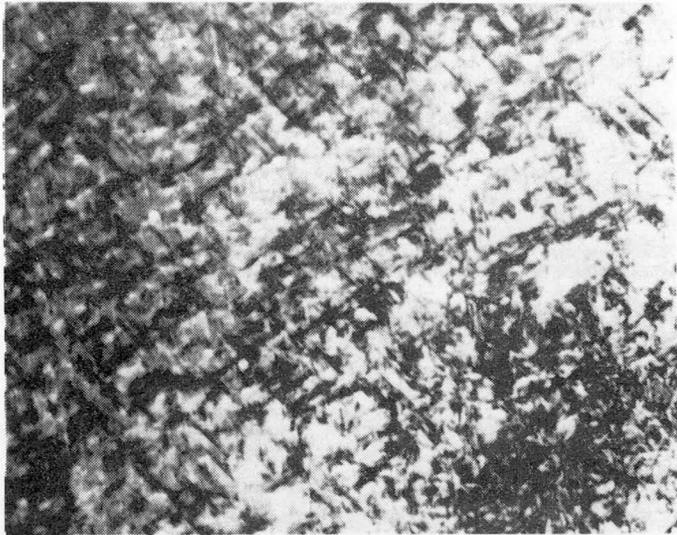


図 3・15 900°C-3hr 溶体化処理ののち 400°C で時効処理された 70Ti-25Nb-5Ta 合金の透過電子顕微鏡写真および電子線回折写真



(c) 400°C-50 hr

×30,000



×60,000

(d) 400°C-260 hr

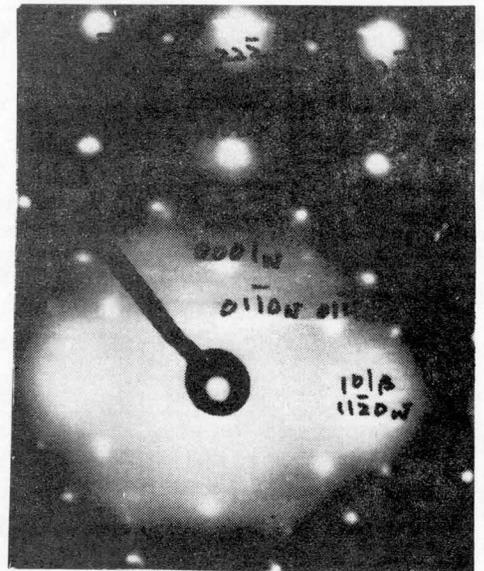


図3・15 900°C-3hr 溶体化処理ののち400°Cで時効処理された70Ti-25Nb-5Ta合金の透過電子顕微鏡写真および電子線回折写真

50時間で約400Å、100時間で800Å、260時間で1000~2000Åに成長する。この観測結果を図3・14に対応させると400℃-10hrおよび50hr熱処理の試料のピーク位置ではほとんど完全に析出物のサイズと磁束線格子間隔が一致していることがわかる。400℃-300時間の試料では析出物の大きさが1500Å程度であると考えられることからF_pのピークは1kG付近にあることが逆に推定される。

以上2つの実験事実からピン止め力密度F_pの磁界依存性はB^ℓに比例する様な単純な形ではなく、不均質点の大きさと磁束線格子間隔が等しくなる磁界においてピークを持つようなものになることが明らかとなった。次にこの事実を単純化したモデルを用いて考察して見よう。

ピン止め力密度F_pは一般に次の形で表わされると考えられる。

$$F_p = m \rho f_p \quad (3 \cdot 19)$$

ここにmは単位面積当りの磁束線の数、ρは1本の磁束線の単位長さ当りの有効なピン止め中心の数、f_pは1つのピン止め中心のピン止め力を表わす。φ₀ = 2.07 × 10⁻¹⁵ Wbを磁束量子単位とすると、B = mφ₀となり、又、P = mρは単位体積当りの有効ピン止め中心の数を表わすことになる。今、ピン止め中心の直径をb、磁束線格子の間隔をdとすると、bとdの相対的な大小関係によりF_pは次の様になるであろう。

① d ≫ bの場合 (図3・16(a))

これは磁界が低くmが小さい時、又はピン止め中心が微細な時に該当する。この様なときには、不均質点の中でピン止めに有効に働いているものは、磁束線の通っている極く近傍の一部のみで、大半は無効な不均質点と考えられる。磁界が上昇した場合には、磁束の増加に伴うmの増加により有効に作用するピン止め中心の数P (= mρ)が増加すると考えられる。従ってF_pは磁界に対して増加関数となるであろう。極端な場合にはρが不変となり、F_pはmすなわちBに比例することになる。

$$F_p = \beta B^\ell \quad (0 < \ell \leq 1) \quad (3 \cdot 20)$$

② d ≅ bの場合 (図3・16(b))

ほとんどの不均質点は必ず1本の磁束線に貫かれていると考えられる。磁束線の若干のflexibilityを考慮すると、全不均質点が有効にピン止め中心として作用していると考えて良い。即ちP = mρ = const となり

$$F_p = \beta B^\ell \quad (\ell \cong 0) \quad (3 \cdot 21)$$

が導かれ、F_pは磁界によって変化しない一定値となる。

③ $d \ll b$ の場合 (図 3・16(c))

これはピン止め点の粗大化した場合に該当するが、この場合にはピン止めに寄与しない無効な不均質点は全くないと考えて良いため、 $P = m\rho = \text{const}$ である。一方、一つのピン止め中心にはほぼ mb^2 本の磁束線が捕捉されているが、その中の大半の磁束線にはピン止め力が作用していないと思われる。何故ならこのような粗大化した不均質点は、磁束線の動きに対して図 3・16(d)に示すような底の広いポテンシャルの谷になると考えられるが、図中 1, 2, 3 で示したいずれの位置もエネルギー的に等価となり、そのどこに磁束線があっても系の自由エネルギーに変化はないからである。実際にピン止め力を受ける磁束線は不均質点の周辺に位置する 1~数本、即ち md^2 本の程度であると考えれば各磁束線に作用するピン止め力の平均 f_{pm} は $f_p(d/b)^2$ の程度となる。磁束格子を三角格子と仮定すれば $m = (2/\sqrt{3})(1/d^2)$ であるから結局ピン止め力密度 F_p は

$$F_p \cong Pf_p(d/b)^2 \propto 1/m \quad (3 \cdot 22)$$

$$F_p = \beta B^\ell \quad (\ell \cong -1) \quad (3 \cdot 23)$$

となり、 F_p は磁界に対して減少関数となる。

以上の様なモデル解析により図 3・12、図 3・14 の実験事実は定性的にかなり良く説明される。しかし実際には、同一試料内においても、ピン止めに寄与する不均質点の種類は 1 種類ではなく (例えば転位と析出物の共存) サイズも大きく異なる場合 (例えば α 析出相にしても結晶粒界では粒内よりも粗大化し易い) もあるであろうから一般の F_p の磁界依存性は複雑な形になることが予想される。さらに H_{c2} 付近の高磁界 ($d \cong \xi$) になれば、第 2 章の図 2・4 に示すように磁束線の境界が不明瞭になり、試料全体が常電導状態に近づくため個々の不均質点のピン止め力 f_p も弱まると予想される。図 3・12 の試料、4, 5、図 3・14 の諸料 4 に見られる 80kG 付近での F_p の急激な低下はこれに当るとと思われる。いずれにしてもピン止め力 F_p の磁界依存性は前節までに述べたように B^ℓ ($\ell = \text{一定}$) に比例すると言った単純なものではなく、広い磁界範囲にわたって見れば、磁界の値によって F_p の依存性も複雑に変化していくことが明らかとなった。

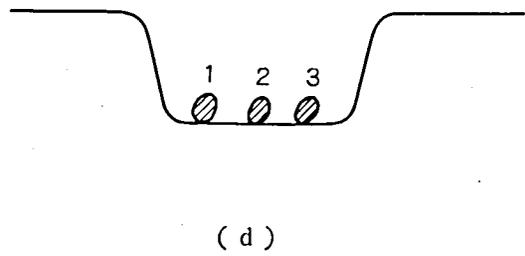
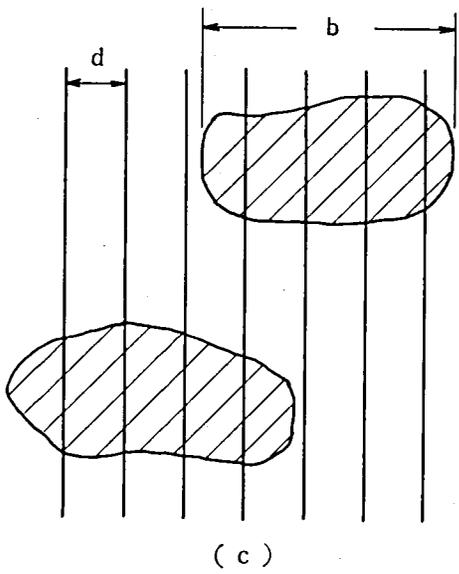
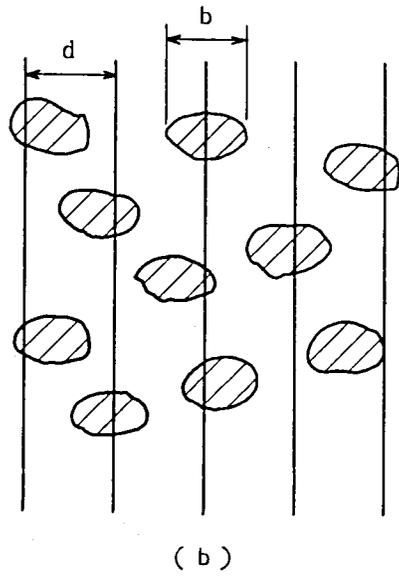
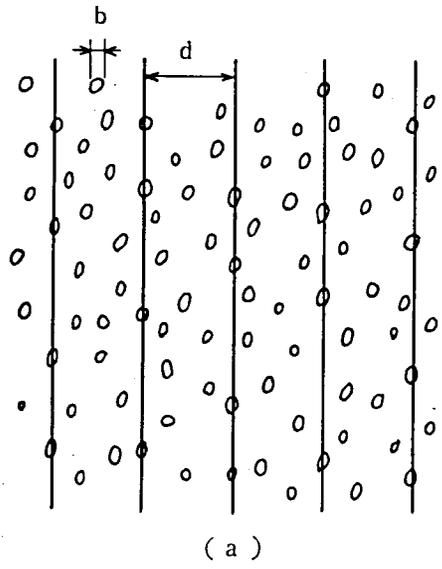


図 3・16 ピン止め中心のサイズと磁束線格子間隔の関係

3・5 加工、熱処理による臨界電流の変化⁽¹²⁾⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾

前節で述べた様に、磁束線をピン止めする不均質点としては、伸線加工によって導入される転位、および熱処理によって導入される析出物が主なものと考えられ、図3・12に見られる様に伸線加工の後に熱処理を加えることによりピン止め力 F_p を飛躍的に増大させることができる。超電導材料がいかにか高い臨界電流密度(J_c)を持つかということは超電導応用の面から見て最も重要かつ基本的な問題であるため、 J_c 増加の冶金学的手法の確立は極めて大きな意味を持つ。本節では、伸線加工およびそれに続く熱処理によって臨界電流がどのように変化するかを調らべる。

試料としては $60\text{Ti}-35\text{Nb}-5\text{Ta}$ (at%) の組成のものを用い、図3・17に示す加工工程を経た1mm径の線を母試料とし、これから種々の試料を作成した。

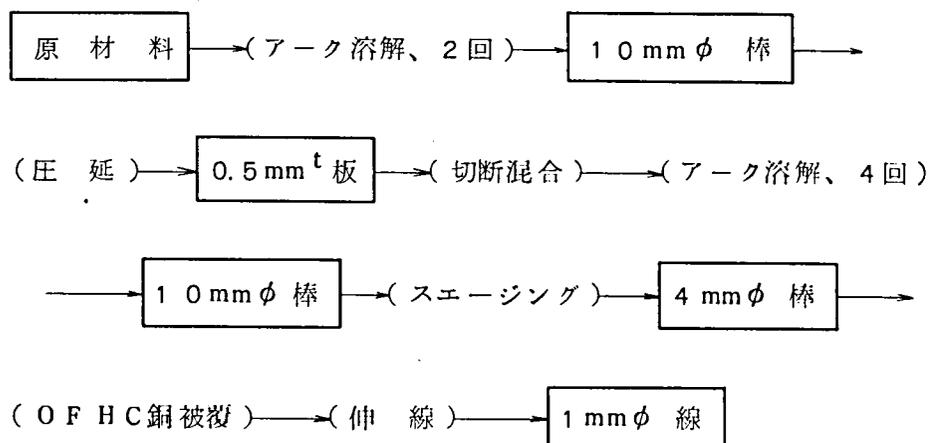


図3・17 試料作製工程

3・5・1 J_c のサイズ効果⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾

伸線加工度を変えて J_c の変化を見る場合最終の線径が同一であれば問題はないが、本研究では製造装置の都合上最終試料の線径が異なることになるため、 J_c が線径の影響を受けないかどうかのいわゆる J_c のサイズ効果を検討しておく必要がある。

Betterton, Jr⁽¹⁸⁾らは $\text{Nb}-25\text{at}\% \text{Zr}$ については $J_c \propto 1/d$ (d は線径)なるサイズ効果を認めており、McInturff⁽¹⁹⁾らは $\text{Ti}-22\text{at}\% \text{Nb}$ について H_c2 付近

を除く全磁界範囲でサイズ効果がないことを報告している。

3.1節で述べた議論によれば J_c は (3.13) で与えられ、試料サイズに依存することになる。(3.13) で $w \rightarrow 0$ の極限での J_c は (3.14) で与えられこれはサイズに無関係となるのでこの値を J_{c0} とし、これと一般の J_c との比を r とおくと (3.13) は

$$(1 + rb/n)^n - (1 - rb/n)^n = 2b \quad (3.24)$$

となる。ここに

$$r = J_c / J_{c0} \quad (3.25)$$

$$J_{c0} = (\alpha / n \mu_0) B_0^{(1-n)} \quad (3.26)$$

$$b = \alpha w / B_0^n \quad (3.27)$$

である。図 3.18 は (3.24) 式に従って b すなわち、無次元化した線径と $r - 1$ 即ち J_c の J_{c0} からのずれの関係を示したものである。

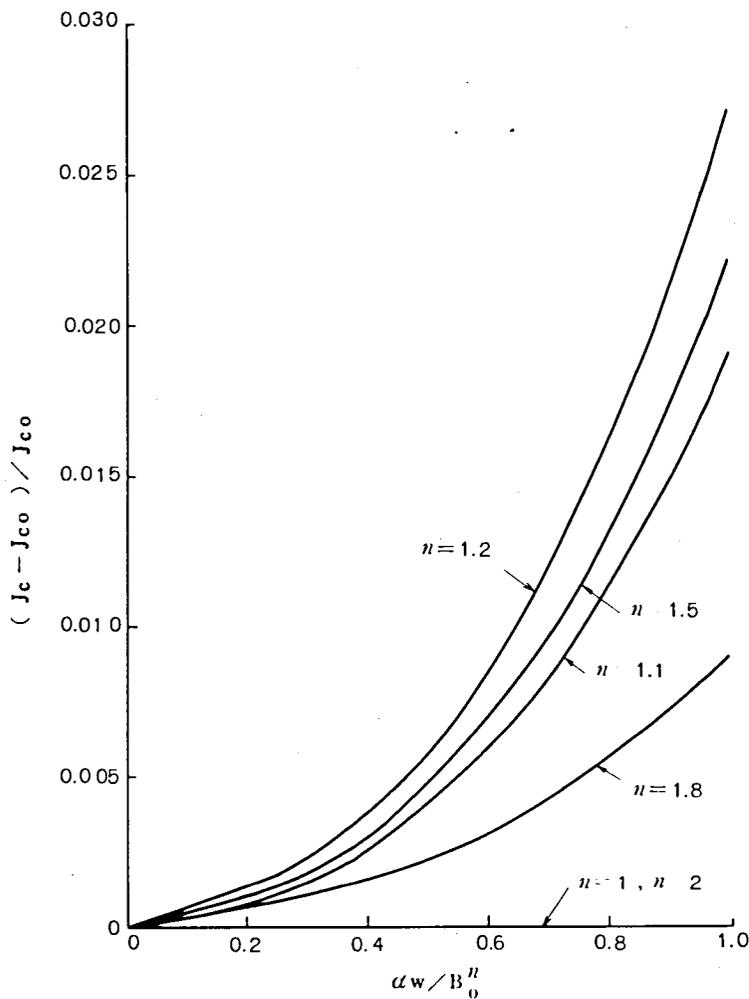


図 3.18 臨界電流の本質的サイズ効果

図から明らかなように w (線の半径) が大きい程 J_c も大きくなり、又磁界が低い程サイズ効果は大きくなることがわかる。しかし通常の超電導線の場合 $B_0 > 10 \text{ kG}$ ならば、線径を 1 mm 以下にする限りサイズによる本質的な J_c の変化は高々 $2 \sim 3\%$ 程度であることが判り殆んど問題にしないで良い。図 3・19 は本質的なサイズ効果の有無を知らべる目的で母試料を 900°C で 3 時間の溶体化処理を行い、薬品 ($3\text{HNO}_3 + 1\text{H}_2\text{SO}_4 + 1\text{HF} + 15\text{H}_2\text{O}$) による溶解によって $0.126 \text{ mm} \sim 0.726 \text{ mm}$ の範囲で 4 種類の線径の試料を作成しその J_c の線径依存性を知らべたものである。

線径が大きい方が若干 J_c が低くなり上述の議論と逆の結果になっているが J_c の本質的な線径依存性は殆んど無視してさしつかえないことは明らかである。

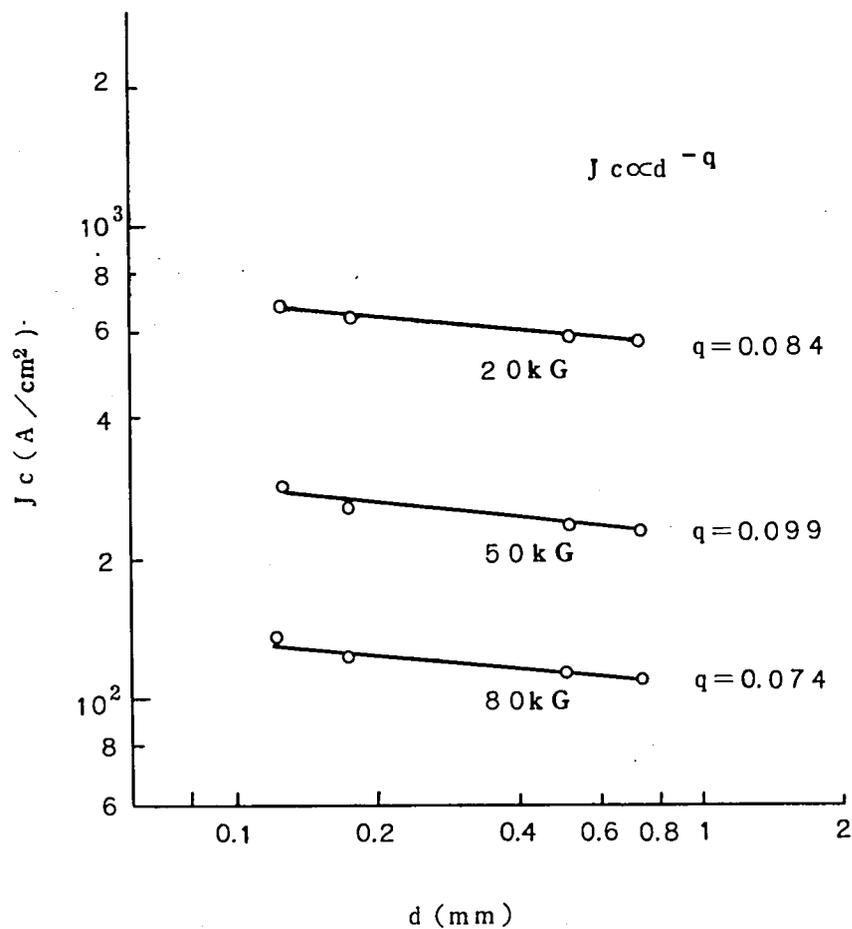


図 3・19 $900^\circ\text{C} - 3 \text{ hr}$ の溶体化処理した $60\text{Ti} - 35\text{Nb} - 5\text{Ta}$ 線の臨界電流のサイズ依存性

3・5・2 加工による J_c の変化

図3・20は伸線加工により線径を変えた場合の $J_c - B_0$ 特性の変化を示したものである。ここで加工度は通常金属学の定義に従って加工前後の線の断面積変化率、即ち、加工前の断面積を S_0 、加工後の断面積を S_1 として $(S_0 - S_1) / S_0$ で表わしている。図3・20から明らかなように加工度が高くなるに従って J_c は増大している。図3・21は加工度の増加に伴い内部組織の変化を透過電子顕微鏡で観察したものであるが、加工の進展に伴って結晶粒界が引き伸ばされた繊維組織が次第に密になっていくのが明らかである。写真からは直接見ることはできないが恐らく転位の絡り合いも一層著しくなっているものと思われ、これらが磁束線のピン止め力を増加させるものと考えられる。しかし図3・20から明らかなように、伸線加工のみでは99.99%以上の強加工によっても J_c は 10^4 A/cm^2 (0.25 mm ϕ 線で約5 A) の程度であり、実用的な使用に耐える超電導線は得られない。

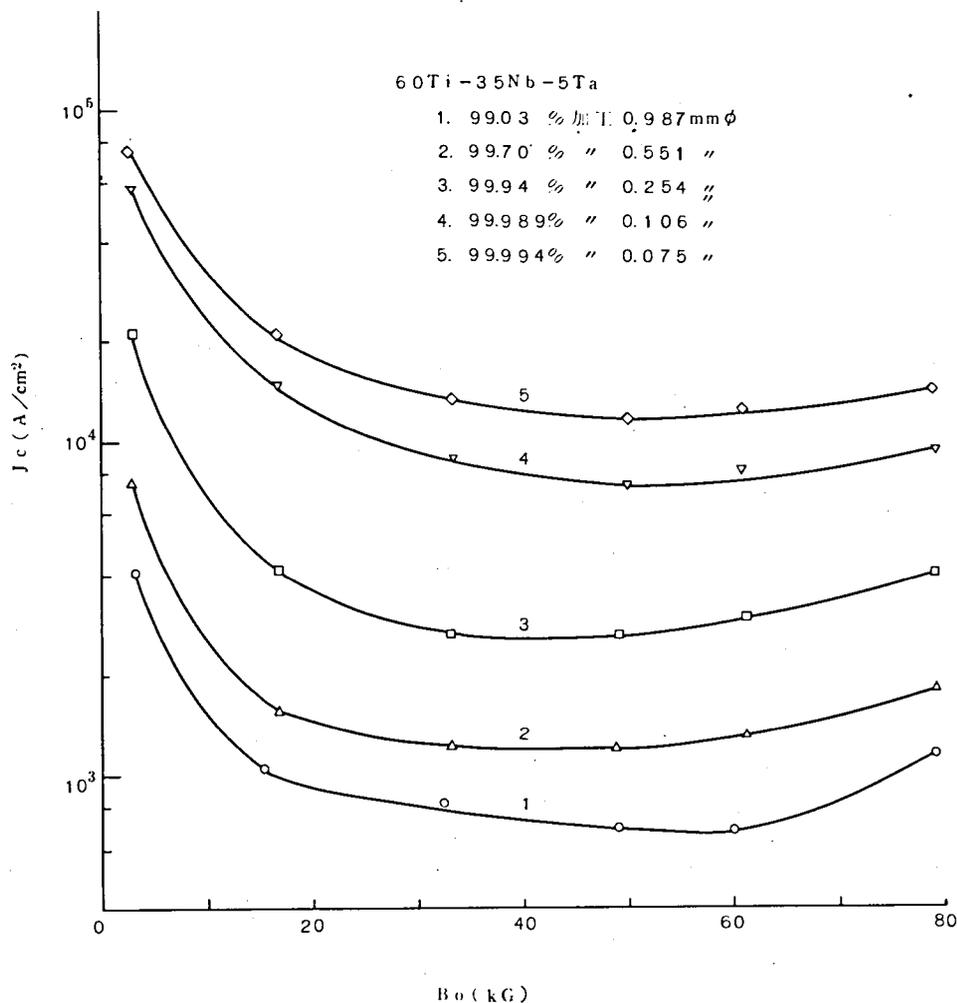
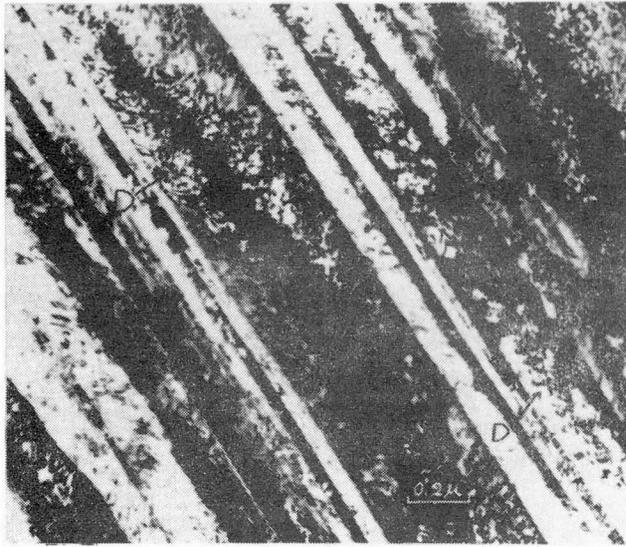
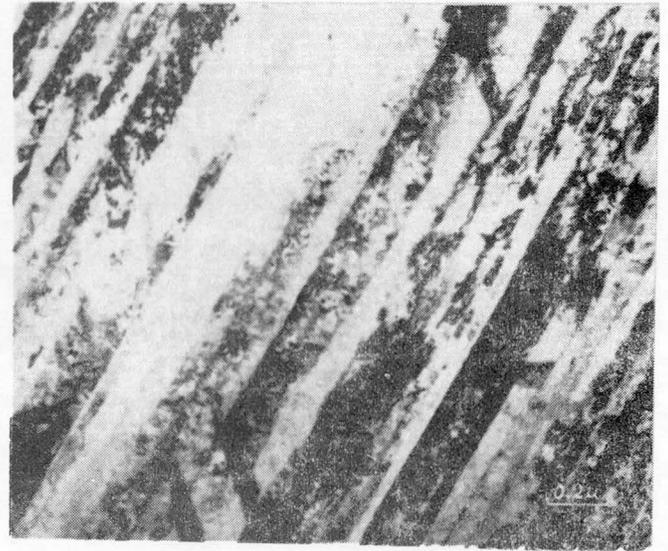


図3・20 伸線加工度を変えた場合の J_c の変化



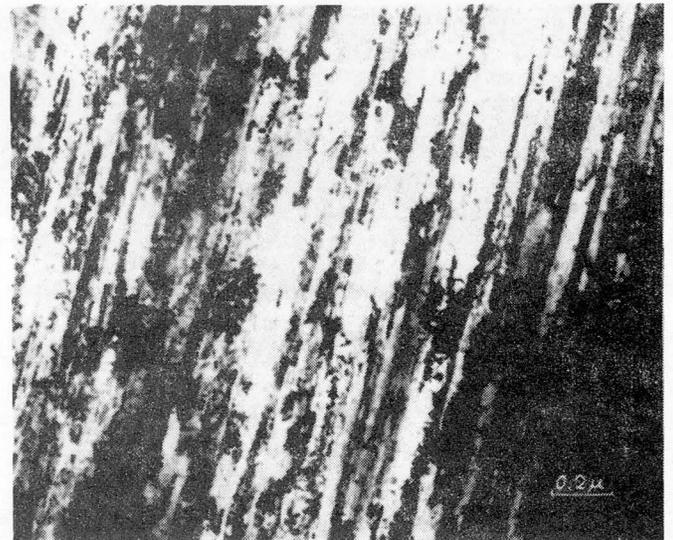
99.47%



99.69%



99.94%



99.97%

図3・21 伸線加工度を変えた試料の透過電子顕微鏡写真

3・5・3 伸線加工後の熱処理による Jc の変化

図 3・22 および図 3・23 は母試料を伸線して線径の異なる（加工度の異なる）線を作成し、それぞれ 300℃ 1 時間および 300℃ 25 時間の熱処理を施した場合の Jc-B0 特性を示したものである。前節で論じた如く熱処理により α 相の微細析出が生じピン止め力が著しく増大することにより Jc が増加する。特に低磁界での増加が著しいことは、ピン止め中心として析出物の方が転位よりサイズの的に粗大であることに基くものであると考えられる。図 3・24 は Jc のサイズ効果の面から上述の 3 種類の試料を比較したものである。⁽¹⁷⁾ 線径を d として $Jc \propto d^{-q}$ によりサイズ効果指数 q を定義すると（q = 0 でサイズ効果なし）、伸線加工のみの試料では q = 1 ~ 1.2 程度の強いサイズ効果を示す。伸線の後 350℃ - 1 時間の熱処理したものではなお q ≅ 1 程度の強いサイズ効果を残している。これは α 相の析出が伸線加工の際導入される転位を核として行なわれるため、⁽²⁰⁾ 析出物密度が転位密度に強く依存することによるものと思われる。伸線後 350℃ 25 時間の熱処理を行うと、低磁界を中心に Jc がさらに増加するとともに Jc のサイズ依存性も q ≅ 0.6 程度まで減少している。これは熱処理時間が長くなるに伴い析出相が成長していく過程において析出密度の高い部分では互に他を食い合って成長するため析出物密度の均一化が進むことと、熱処理による転位の消失が相俟って起ったと解釈される。

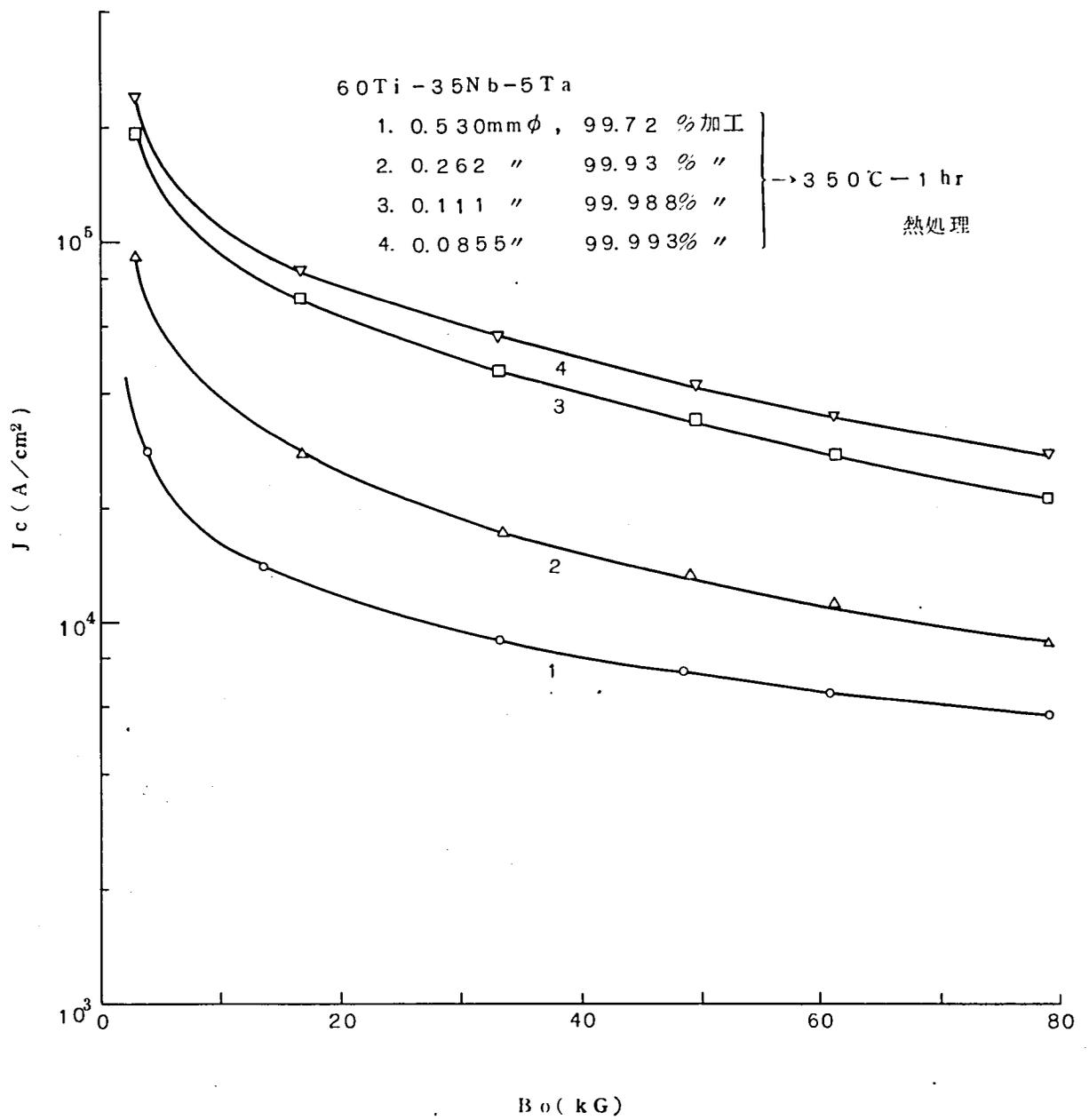


図3・22 種々の加工度の伸線加工ののちに350°C-1hrの熱処理を施した場合のJc特性

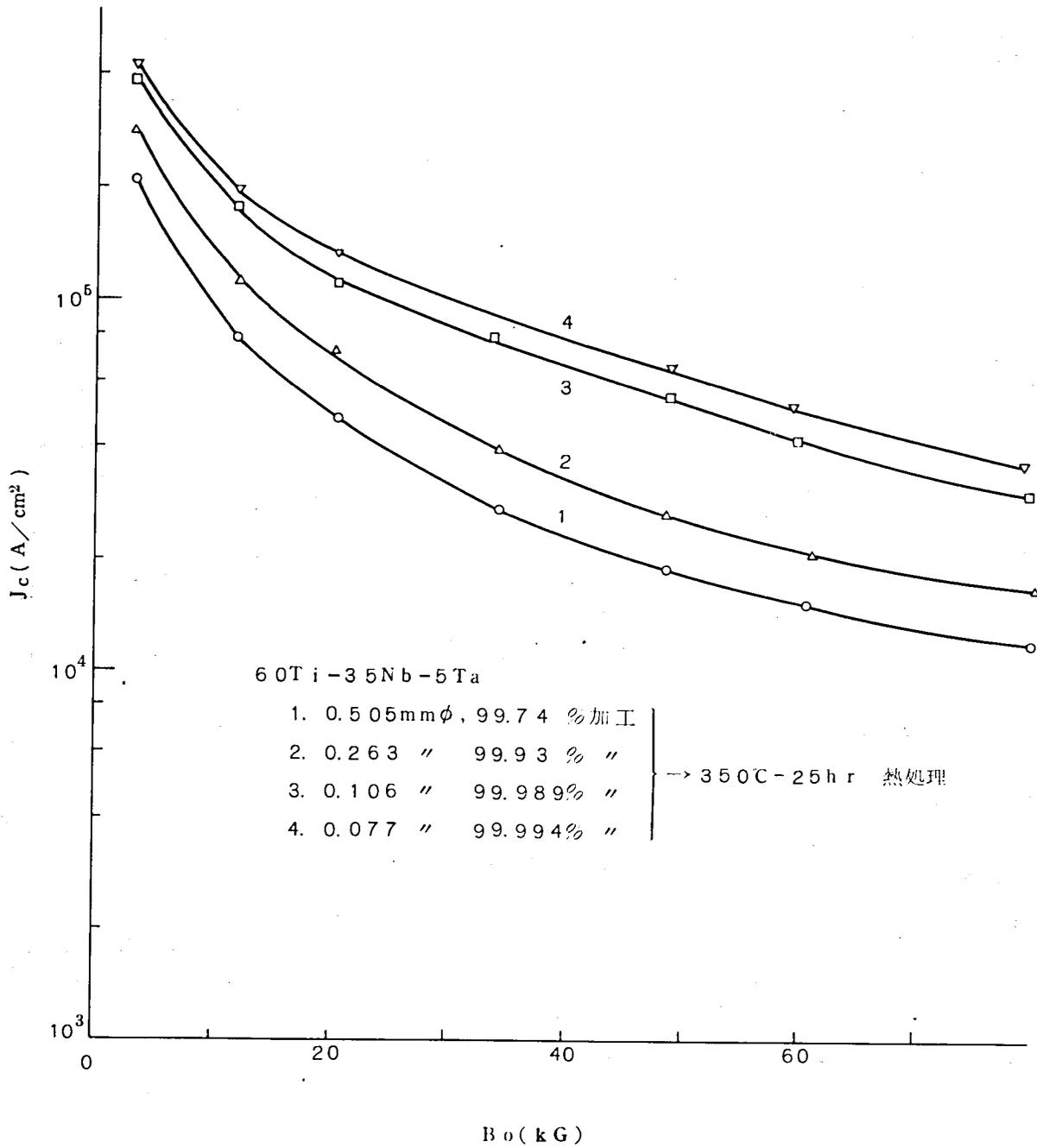


図3・23 種々の加工度の伸線加工ののちに350°C-25hr
の熱処理を施した場合のJc特性

60Ti-35Nb-5Ta

(1) 伸線加工のみ

(2) 伸線加工 → 350℃ - 1hr 熱処理

(3) 伸線加工 → 350℃ - 25hr 熱処理

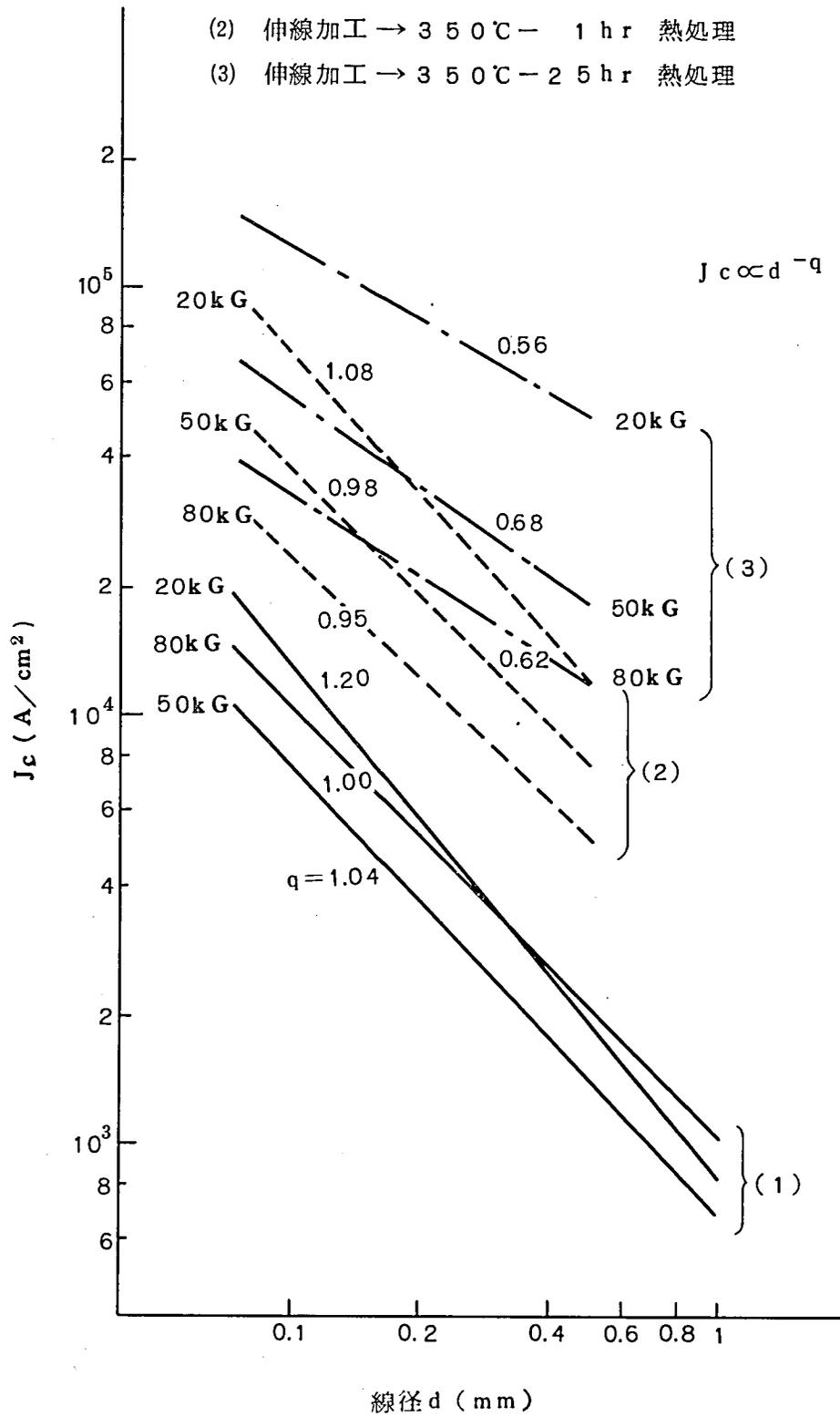


図 3・24 各種処理した試料の臨界電流サイズ効果

3・5・4 高磁界における臨界電流特性の向上 ⁽¹⁰²⁾

以上述べたところによれば、超電導線の臨界電流を増加せしめるには、強度の伸線加工とそれに続く適当な温度での熱処理が必要である。この様な処理を施した試料の臨界電流は例えば図3・22、図3・23に見られるように外部磁界に対し、減少関数となっているため現実に超電導線をマグネットなどに使用する立場から見た場合、低磁界での値は殆んど問題ではなく高磁界においていかに高い臨界電流を保持し得るかに大きな関心が持たれる。本項ではTi-Nb-Ta合金について、高磁界の臨界電流を増加させる処理法について検討する。試料はすべて電子ビーム溶解された20mm径のインコットを母材として作製された線を用いた。図3・25はTi含有量を50%、60%、70% (at%)とした場合の $J_c - B_0$ 特性を示す。図から明らかな如く、60at%のものが高磁界では最も高い J_c を有し、これは第2章で H_{c2} が最も高いことと良く対応する。組成的には60at% Ti程度が選ばれるべきである。

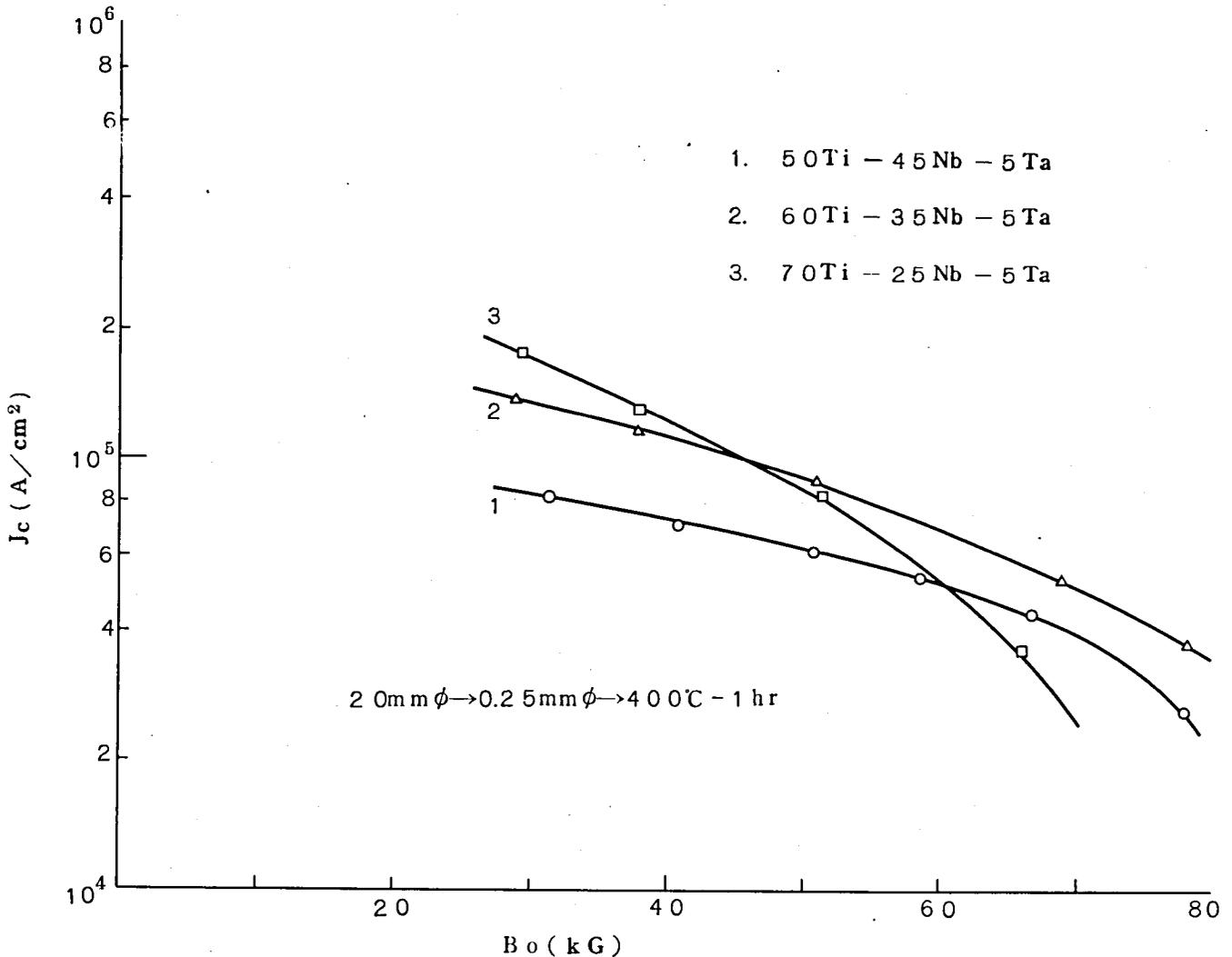


図3・25 組成比による臨界電流特性の変化

60Ti-35Nb-5Ta

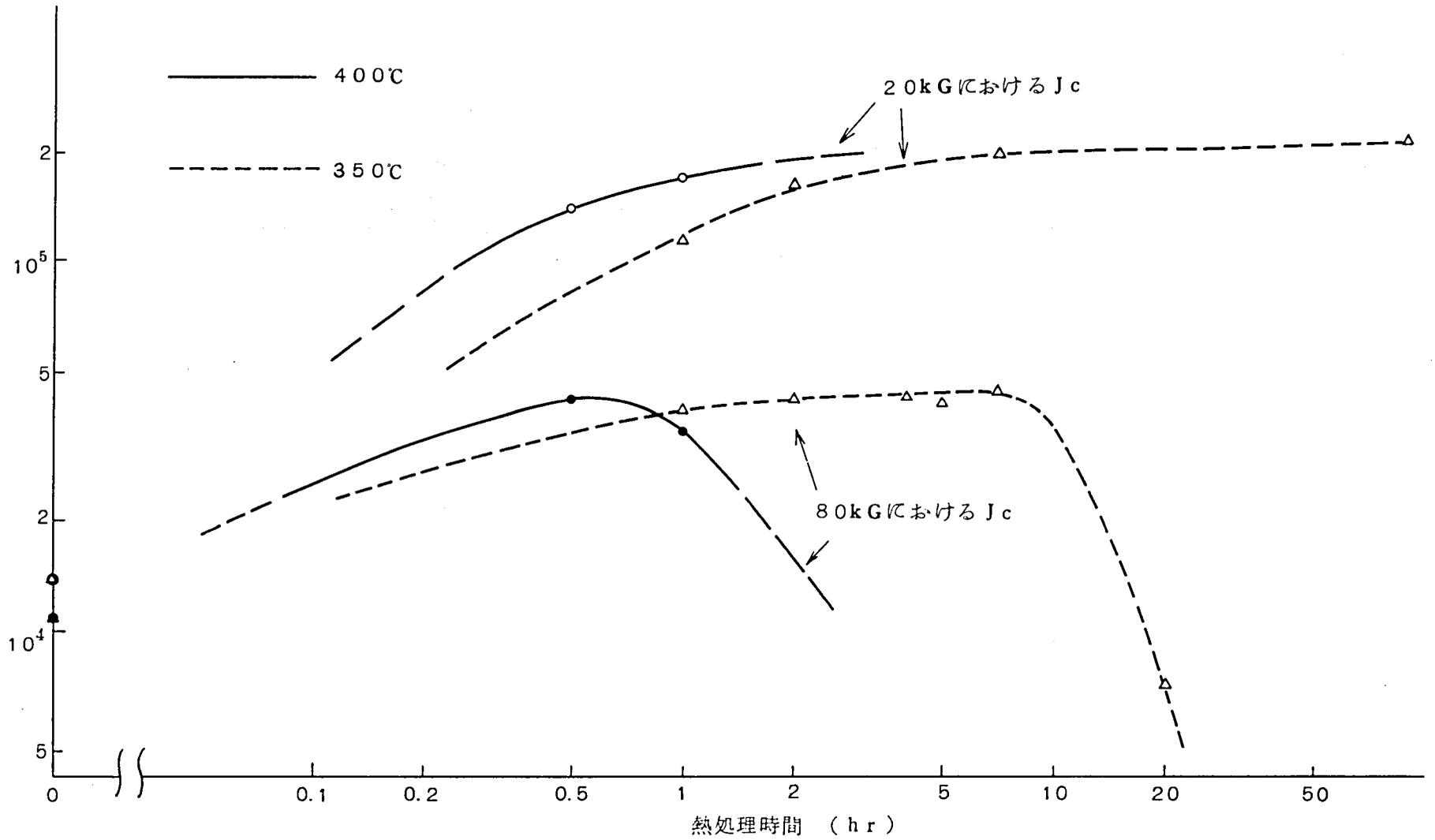


図3・26 熱処理時間と臨界電流の関係

図3・26は、20mm径のインコットから冷間加工により0.25mm径の線にされた60Ti-35Nb-5Ta (at%)線(加工度は99.98%)に350℃および400℃の熱処理を加えた場合の熱処理時間と臨界電流密度の関係を示したものである。80kGにおける J_c は350℃では7時間、400℃では1/2時間で最高値に達しこれを過ぎると急速に低下が起こる。これは、3・3節の結果から考えて、熱処理の初期の段階では加工による転位などを核として微細な析出物が形成され成長と共に数も増加していくため J_c が増加していくがさらに熱処理が進むと析出物が成長粗大化していくため、高磁界でのピン止め力が急激に低下してしまふためと考えられる。これは、図3・26において、低磁界(20kG)の J_c が400℃では1時間を越えても、又350℃では90時間まで増加が続いていることと対照的である。80kGにおける J_c のピークが400℃では1時間以下で現われるのに比べ350℃では7時間で現われる。これは熱処理温度が低い程試料内で原子が移動するための活性化エネルギーが小さくなることによるものであることは明らかであるが両者のピークの値が殆んど変わらないのは注目すべきである。これは高磁界ピンニングにとって望ましい析出物の分布状態は加工度が決まれば決まるものであり、熱処理温度を変えてもそれが実現する時間が変わるだけで状態そのものはあまり変わらないことを意味する。即ち、高磁界の J_c は、熱処理温度を変化することによって向上させることはあまり期待できない。高磁界 J_c をさらに向上させるためには、熱処理に先立つ伸線加工の加工度をさらに上げるか或いは、伸線加工と熱処理との組み合わせに何らかの操作を加えることによってしか期待できないと考えられる。

図3・27は熱処理に先立つ加工度を99.98%(試料a)から99.99%まで増した場合(試料b)、および試料aをさらに64%伸線加工して再び熱処理した場合(試料c)の J_c - B_0 特性を示したものである。加工度の増加が J_c の向上をもたらすことは、前節での検討で実証済みであるが、伸線加工の途中で中間的な熱処理を施すことにより、より一層 J_c が増加することに注目したい。中間熱処理によるミクロな金属組織の描像を適確に把握することはできないが、おそらく中間熱処理によって析出した微細な析出物を与える結晶の歪がそれに続く加工の際の変形に対し抵抗となるため、中間処理を施さない加工のみの場合よりも一層複雑な転位のからまりを形成し最終熱処理におけるより密度の高い析出核を形成するためであると考えられる。

以上のように高磁界での臨界電流の向上は、①合金の組成として臨界磁界 H_r の高いものを選ぶ、②加工度をできるだけ上げる、③加工の途中に適当な中間熱処理を施す、等の手段

により達成することができる。現在80 kGにおいて $J_c = 6 \times 10^4 \text{ A/cm}^2$ (0.25 mm ϕ の線
 で約30 A)程度のもは容易に得られ、これを用いて80 kGの磁界を発生できる超電導
 マグネットは比較的簡単に得られるようになっている。

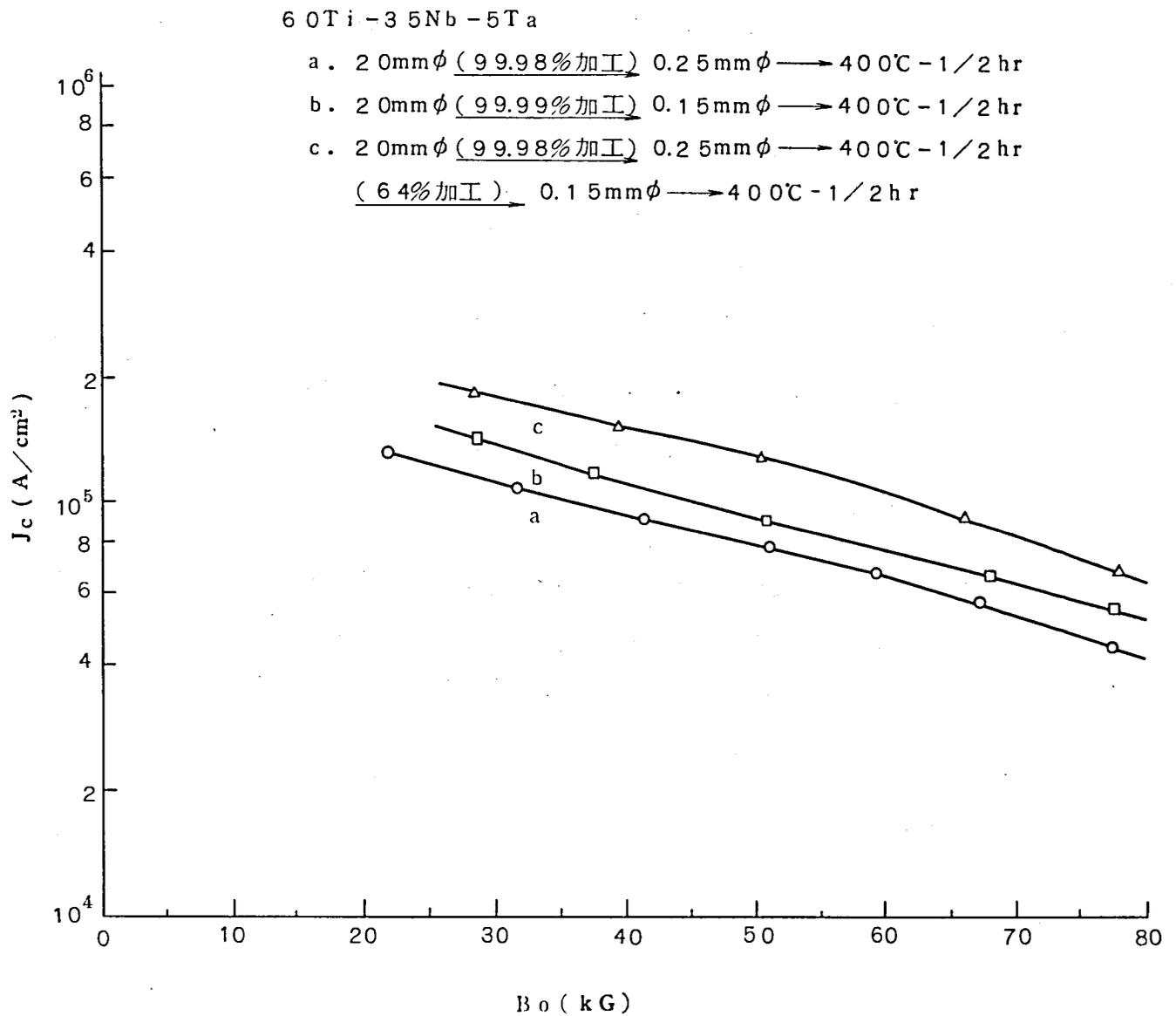


図 3・27 加工度を増した場合および中間熱処理を施した場合の
 高磁界 J_c の増加の様様

3・6 ま と め

本章では臨界電流の基本的機構の検討を行うとともに実用上の観点から臨界電流を向上させる手段について論じた。

得られた結果を要約すると次の通りである。

- (1) 第Ⅱ種超電導体の臨界電流は、材料内部の不均質点での磁束線のピン止めに起因するところの内部磁束分布と密接に関連づけられている。ピン止め力を単純に磁束密度 B の ℓ 乗 ($\ell = \text{一定}$) に比例するとして計算した磁化 (外部電流の存在する場合としない場合)、残留磁化、臨界電流などは比較的low磁界 (20~30 kG 以下) で実測値とかなり良く一致した。
- (2) 低磁界から高磁界 (~80 kG) までの広い範囲にわたって外部磁界を変化させた場合には、ピン止め力はある磁界で極大を持つような複雑な変化を示すが、これは磁束線格子間隔と不均質物サイズとの関係を考えれば良く説明できる。極大は磁束線格子間隔が不均質物のサイズと一致する磁界で起っていると考えられる。
- (3) 伸線加工や熱処理は材料内部の転位や析出物を通じて臨界電流に大きな影響を与える。伸線加工のみでは実用に耐える高い臨界電流は得られないが、加工度を高くするほど熱処理後の臨界電流は高くなる。
- (4) 高磁界での臨界電流を高めるには、①合金組成比として臨界磁界の高いものを選ぶこと、②熱処理に先立つ加工度を高くすること、③適当な中間熱処理を施すことなどが必要である。現在 Ti-Nb-Ta では 0.25 mm ϕ 線で 30A/80kG のものが得られている。
- (5) 臨界電流の試料サイズ依存性は本質的には極く僅かであるが加工度の異なる場合には大きく現れる。

第 3 章 の 文 献

- (1) J. Friedel, D. G. DeGennes, J. Matricon: Appl. Phys. Letters 2 (1963) 119
- (2) Y. B. Kim, C. F. Hempstead and A. R. Strnad: Phys. Rev. Letters 9 (1962) 306
- (3) Y. B. Kim, C. F. Hempstead and A. R. Strnad: Phys. Rev. 131 (1963) 2486
- (4) P. W. Anderson: Phys. Rev. Letters 2 (1963) 231
- (5) J. Silcox and R. W. Rollins: Appl. Phys. Letters 2 (1963) 231
- (6) K. Yasukochi, T. Ogasawara, N. Usui and S. Ushio: J. Phys. Soc. Japan 19 (1964) 1649
- (7) F. Irie and K. Yamafuji: J. Phys. Soc. Japan 23 (1967) 255
- (8) A. A. Abrikosov: Sov. Phys. JETP 5 (1957) 1174
- (9) H. Träuble and U. Essmann: J. Appl. Phys. 39 (1968) 4052
- (10) T. Komata, M. Tanaka, K. Ishihara, Y. Hashimoto and K. Kitakaze: IEEE Trans. Mag. MAG5 (1969) 435
- (11) 電気学会編: 超電導ハンドブック第2章(1968), オーム社
- (12) Y. Hashimoto, M. Tanaka, I. Hirata, K. Ishihara and T. Komata: Proc. International Cryogenic Engineering Conference-1 (1967) 150

- (13) 橋本康男、田中光雄、平田郁之、石原克己、小俣虎之助： 日本金属学会講演会
(昭41-10)
- (14) 小俣虎之助、橋本康男、石原克己、田中光雄、平田郁之： 日本金属学会講演会
(昭42-4)
- (15) 田中光雄、小俣虎之助、橋本康男、石原克己： 電気学会関西支部連合大会(昭44-10)
G157
- (16) 橋本康男、石原克己、田中光雄： 日本金属学会講演会(昭44-10) 260
- (17) 田中光雄、小俣虎之助、橋本康男、石原克己： 電気四学会連合大会(昭45-4) 410
- (18) J. O. Betterton, Jr., G. D. Kneip, Jr., D. S. Easton and
J. O. Scarbrough: Superconductors, John Wiley & Sons
Inc. (1962) 61
- (19) A. D. McIntuff, G. G. Chase, C. N. Whestone and R. W. Boom:
J. Appl. Phys. 38 (1967) 524
- (20) 石原克己、北風敬三、竹内守久、田中光雄： 金属学会磁性材料シンポジウム(昭42-10)
220
- (21) 田中光雄、小俣虎之助、橋本康男、石原克己： 三菱電機技報 43 (1969) 1642

第 4 章

フラックスジャンプと不安定性

第 4 章

フラックスジャンプと不安定性

4・1 ま え が き

超電導の特徴は電力損失なしに電流が流せることにあることは言うまでもないが、電気機器への応用の立場から見た場合、超電導の真の価値は、その電流密度の高いことにある。前章でも述べたようにTi-Nb-TaやNb-Ti等の合金系超電導材料では50kGの磁界中でも $1000\text{A}/\text{mm}^2$ と通常導体より2桁程度高い電流密度を有しており、このことが電気機器の小形、軽量化を約束する所以である。

しかし、高電流密度超電導体にほとんど不可避的に付随するものとして不安定性の問題があることが早くから知られており、これが初期の大きな期待に反して超電導の大形応用が容易に実現され得なかった最大の理由と考えられる。

このような不安定性は超電導材料を大量に用いるマグネットやコイルでより顕著に現れてくるがマグネットやコイルが不安定性のために臨界電流値より低い値で超電導が破壊(クエンチ)する現象をデグラデーション(degradation)と呼び、又通電を繰り返すに従ってクエンチする電流が徐々に増加していく現象をトレーニング効果(training effect)と呼んでいる。

このようなデグラデーションやトレーニングの原因に関しては超電導体内部で磁束が急激に移動するいわゆるフラックスジャンプ(flux jump)によるものであるとする考えがかなり早くから有力視されている。フラックスジャンプの発生メカニズムとしては種々のものが提案されたが⁽¹⁾、結局、WipfとLubell⁽²⁾らの次のような考え方が定説の地位を勝ち得ている。つまり最初、何らかの原因で生じた磁束の運動により付近の温度が上昇する。次にこの温度上昇によって磁束線のピン止め点のピン止め力が弱められ、この結果さらに大きな磁束の動きが誘発される。このような一連のサイクルがナダレ的に拡大伝播していく過程がフラックスジャンプと考えるわけである。この説はWipf-Lubell⁽²⁾、Swartz-Bean⁽³⁾、Hart⁽⁴⁾、Hancox⁽⁵⁾などにより別々に発表されたが、本質的な考え方は同じものである。

フラックスジャンプの観測例としてはLubellとMallick⁽⁶⁾が小形ソレノイドにおけるフ

フラックスジャンプを観測しトレーニングとの間に密接な関係があることを見出したほか Taquet⁽⁷⁾はソレノイドコイルの各層に発生するフラックスジャンプを観測しこれをデグラデーションと結びつけて論じている。又、岩本ら⁽⁸⁾は同じくマグネットコイルの各層に発生するフラックスジャンプパルスをかなり詳細に観測することによりこれをトレーニング等の不安定性に結びつけることに成功している。

しかし、これらはいずれもコイルにおけるフラックスジャンプを観測したものである。この理由は不安定性が実際の問題になるのはコイルにおいてであることおよびフラックスジャンプはサーチコイルで観測するにしろ、線に現れる電圧を測定するにしろ極めて微小かつ急峻な信号であるため、ある程度試料の長さを長くしなければ観測できないためであると思われる。事実これまで短い試料 (short sample) でフラックスジャンプを観測した例は皆無に近い。しかしコイルでは場所により線の受ける磁界が零から最高発生磁界まで変化しており又、巻線の中側ほど冷却が悪くなるなど不均一な条件に支配されるためフラックスジャンプの正しい発生条件を把握するのには適当でないと考えられる。どのような外部磁界、どのような印加電流値においてフラックスジャンプが現れるかという条件を厳密に把握するためには是非とも短い線でのフラックスジャンプの観測が望まれる。

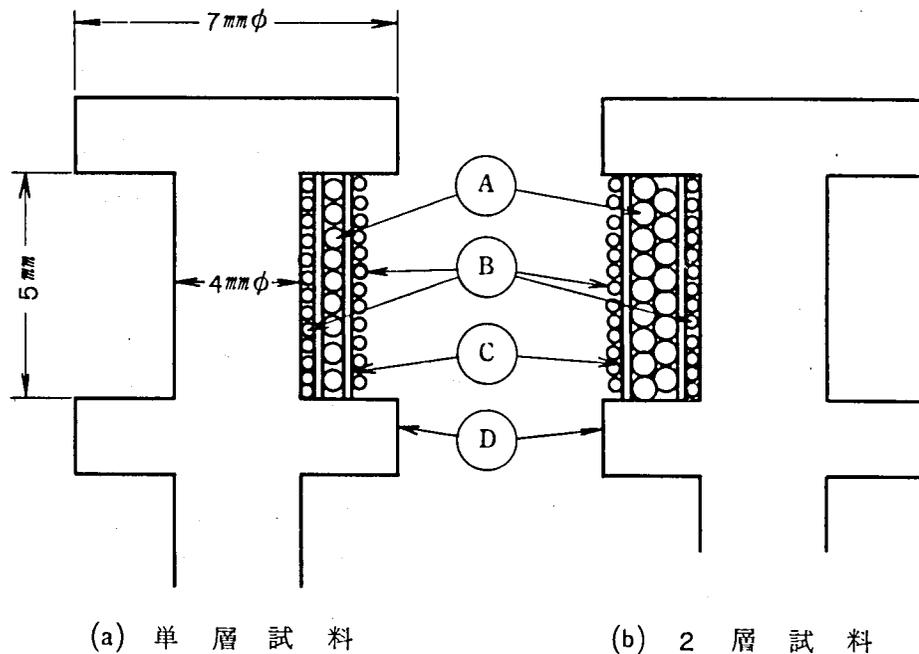
筆者ら⁽⁹⁾は数十 cm の短線試料において生ずるフラックスジャンプ信号を観測することに成功した。本章ではこのフラックスジャンプ測定結果を述べる (4・2 節) と共に、その発生メカニズムを解釈する理論的解析 (4・3 節)、および数種類の小コイルにおける不安定性と観測されたフラックスジャンプとの間の関連について論ずる (4・4 節)。又、これをもとに 2～3 の安定化法についても論及する (4・5 節)。

4・2 短線試料におけるフラックスジャンプの観測⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾

4・2・1 試料および測定装置

フラックスジャンプの発生条件を適切に把握するにはできるだけ短い試料を用いて一般的な印加磁界の下に測定することが必要である。本研究では 0.25 mm ϕ の Nb-7.2 at % Ti 線を用いこれを各々 20 cm および 40 cm 用いて図 4・1 に示すような単層および 2 層の無誘導 (non-inductive) 巻きの試料を作製した。無誘導巻きした理由は外部磁界変化の際の定常的な誘起電圧を拾わないためと、電流印加の際他のターンの作る磁界を受けないためである。試料超電導線は電子ビーム溶解されたインゴットから、スエーピングと

伸線により 0.25 mm まで冷間加工されたのち 400℃ で 1 時間熱処理されたものである。線には約 30 μ のホルマール絶縁が施されている。巻線の内側と外側に巻き込まれたマンガニヒータは適宜試料超電導線を臨界温度 T_c 以上に加熱して試料内部にトラップされている磁束を追い出すためのものである。



- A : 試料超電導線
- B : マンガニヒータ
- C : マイラー絶縁箔
- D : エポキシ樹脂巻き枠

図 4・1 フラックスジャンプ測定用試料

試料は図 4・2 に示すように有効内径 8 mm の超電導マグネットの中心にセットされ、試料線と垂直方向の磁界が印加された。試料の両端は S-N ジャンクションを介して電流リード線が接続され、電流が印加された。試料に電流を印加する電源および超電導マグネット励磁用の電源はいずれも大容量 (6V-300AH) の蓄電池を電力トランジスタで制御するタイプのものを用い、一切の脈動分を発生しないように考慮した。磁界、電流ともに変化はほぼ直線的で磁界変化率は 90~800 G/sec、電流変化率は 0.23~1.9 A/sec の間で各々 5 段階に変えることができる。

フラックスジャンプの信号は試料両端に現れる電圧を検出して1000倍の差動増幅器で増幅した後、電磁オシログラフに入れて観測した。電磁オシログラフの有効周波数域は0~1kHzであるが、Taquet⁽⁷⁾によれば単発のフラックスジャンプは数ミリ秒の幅をもったパルスとされていることを考えれば、十分観測できると考えられる。なおオシログラフには電流と磁界の変化の様相も同時に描かせ、どのような磁界と電流値でフラックスジャンプが生じるかを直読できるようにした。

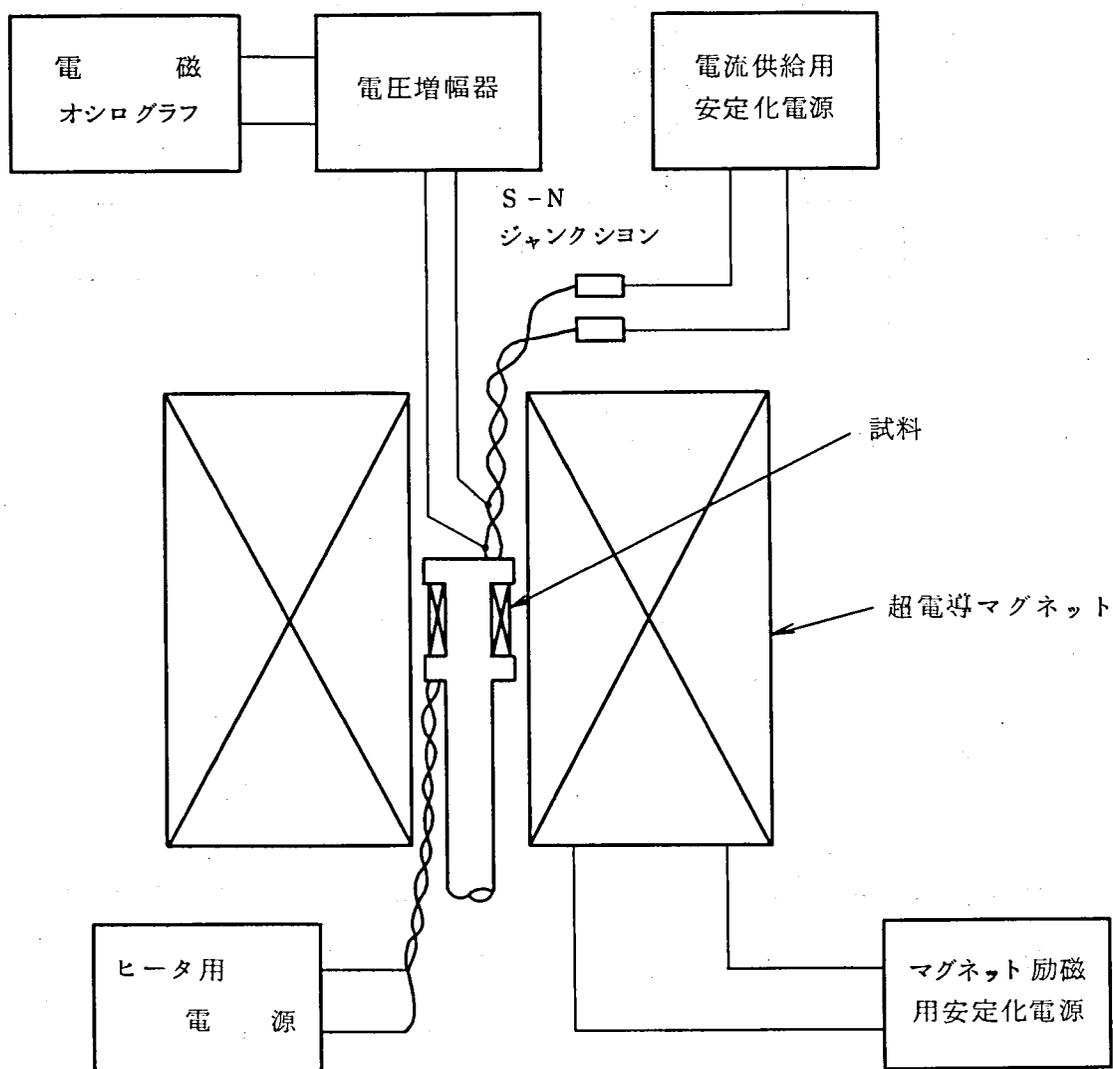


図4・2 フラックスジャンプ測定実験構成

4・2・2 測定方法

磁界と電流を試料に印加する場合その印加順序により次の3つの場合に分けることができる。

- (1) 磁界を一定値まで上昇した後、電流を上昇する（便宜上これを“H→I過程”と呼ぶことにする）。
- (2) 電流を一定値まで上昇したのち磁界を上昇する（これを“I→H過程”と呼ぶ）
- (3) 磁界と電流を同時に上昇する（これを“シミュレーション過程”と呼ぶ）

(1)のH→I過程は短線試料で臨界電流を測定する場合などに行う通常のやり方である。(2)のI→H過程は(1)と逆の過程である。(3)のシミュレーション過程は試料への電流と磁界の印加のされ方がコイルの巻線が経験するそれと同じものであり、Rosner⁽¹⁾らはこの方法で短線試料を測定して小コイルと一致する遷移電流を得たことを報告している。彼らはこのテスト法を“coil simulation test”と名付けているがこれに因んでこの印加過程を“シミュレーション過程”と呼ぶことにした。

本研究では以上3つの過程でフラックスジャンプがどのように生じるか、又不安定性はどのようになるかを検討した。

4・2・3 実験結果

- (1) フラックスジャンプの発生モード

図4・3は単層試料(20cm)についてH→I、I→H、シミュレーションの各過程でフラックスジャンプを観測した例である。オシログラフ紙の中央部に見られる信号がフラックスジャンプによって試料両端に現れた電圧パルスである。高さ1cmのパルスは約75μVの電圧を表わす。I_tおよびH_aはそれぞれ電流および磁界の変化を示すものである。横に等間隔に走る線は電流と磁界の目盛りとして入れた基準線で、電流は下から0A、10A、20A、……、50A、磁界は上から0kG、10kG、20kG、……、50kGを示している。横軸は10cm/minの速さで記録紙が送られている。

図4・3から明らかなように、フラックスジャンプは振幅が大きく単発的なパルス（メイジャージャンプと呼ぶ）と振幅が小さく連続的に発生するパルス（マイナージャンプ）とに大別できる。フラックスジャンプは電流や磁界がある大きさに達すると最初のメイジャージャンプが現れ、以後メイジャージャンプを交えたマイナージャンプ

が連続的に見られるが、この出現の様子は電流と磁界の変化過程にほとんどかわりなく同様である。磁界を零にして電流を変化させた場合には図4・4(a)に示すようにマイナージャンプは盛んに現れるが40Aまでメイジャージャンプは現れなかった。又、電流をゼロにして、磁界を変化させた場合図4・4(b)に示すように30kGまでいかなるジャンプも見られなかった。

(2) ファースト・フラックスジャンプ

図4・5は単層試料(20cm)においてH→I過程($H_2=34\text{ kG}$)をクエンチさせずに3回繰り返したものである。電流上昇中に現れる最初のメイジャージャンプは常にほとんど同じ電流値(12.3~12.4A)で現れることが判る。

第3回目は電流上昇速度を約1/2にしているにもかかわらず最初のメイジャージャンプの現れる電流値は全く変らない。即ち最初のメイジャージャンプは極めて規則正しい再現性を持つと言える。このことは他の2つの過程についても全く同様である。

筆者は、この最初のメイジャージャンプの再現性に着目しこれが電流と磁界印加過程の中で特殊な物理的条件を満足した時に現れるのではないかとの推定の下に実験的および理論的検討を加えた。最初に現れるメイジャージャンプを特にファースト・フラックスジャンプ(FFJと略す)と呼ぶことにする。

2層試料(40cm)に関してはフラックスジャンプパルスの振幅や出現頻度は若干の差はあるがFFJの出現のしかたは単層試料と全く同様であることは注目に値する。

図4・6は一例としてシミュレーション過程に関して単層および2層試料を比較したものを示したが、ほとんど同じ電流と磁界の値でFFJが現れている。但し後述するように試料がクエンチする値は単層と2層でかなり差が見られる。

図4・7はFFJの現れる電流と磁界の値をプロットしたものである。測定値はある程度のバラツキを持っているものの電流と磁界に関してかなりの規則性を持ってFFJが出現していることが明らかである。I→H過程とシミュレーション過程におけるFFJは殆んど同一の曲線の周辺に分布しており、H→I過程におけるFFJはそれより若干高い所に分布している。15kGより高い磁界においてはFFJの現れる電流値は約10A前後でほとんど変らないが、これより低磁界では磁界が低くなるに従ってFFJの現れる電流値は急速に高くなっている。図4・7には同じ試料の臨界電流の測定値も示してあるがFFJ出現領域は臨界電流値より遙かに低いことがわかる。

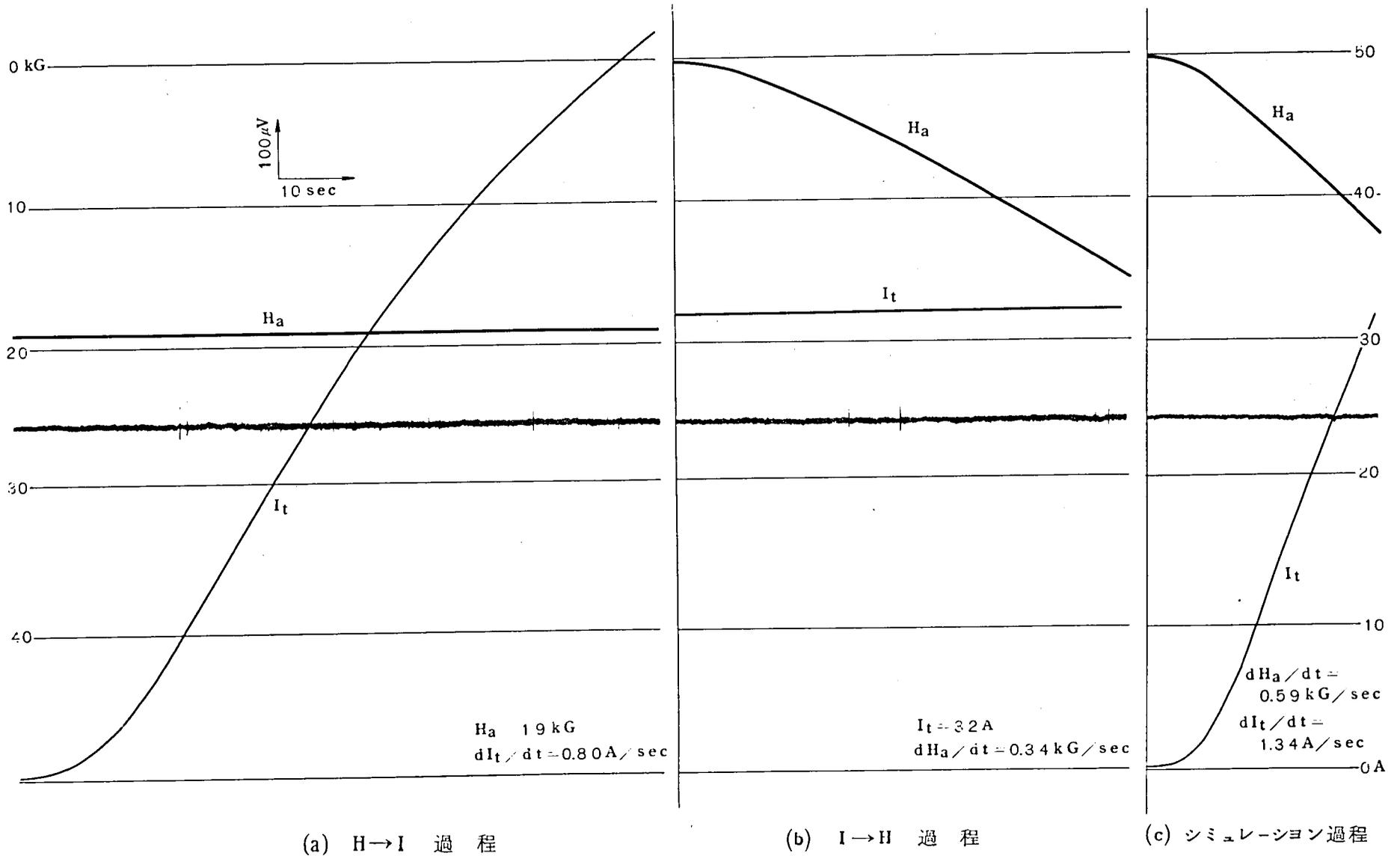


図 4・3 単層試料の各過程におけるフラックスジャンプ

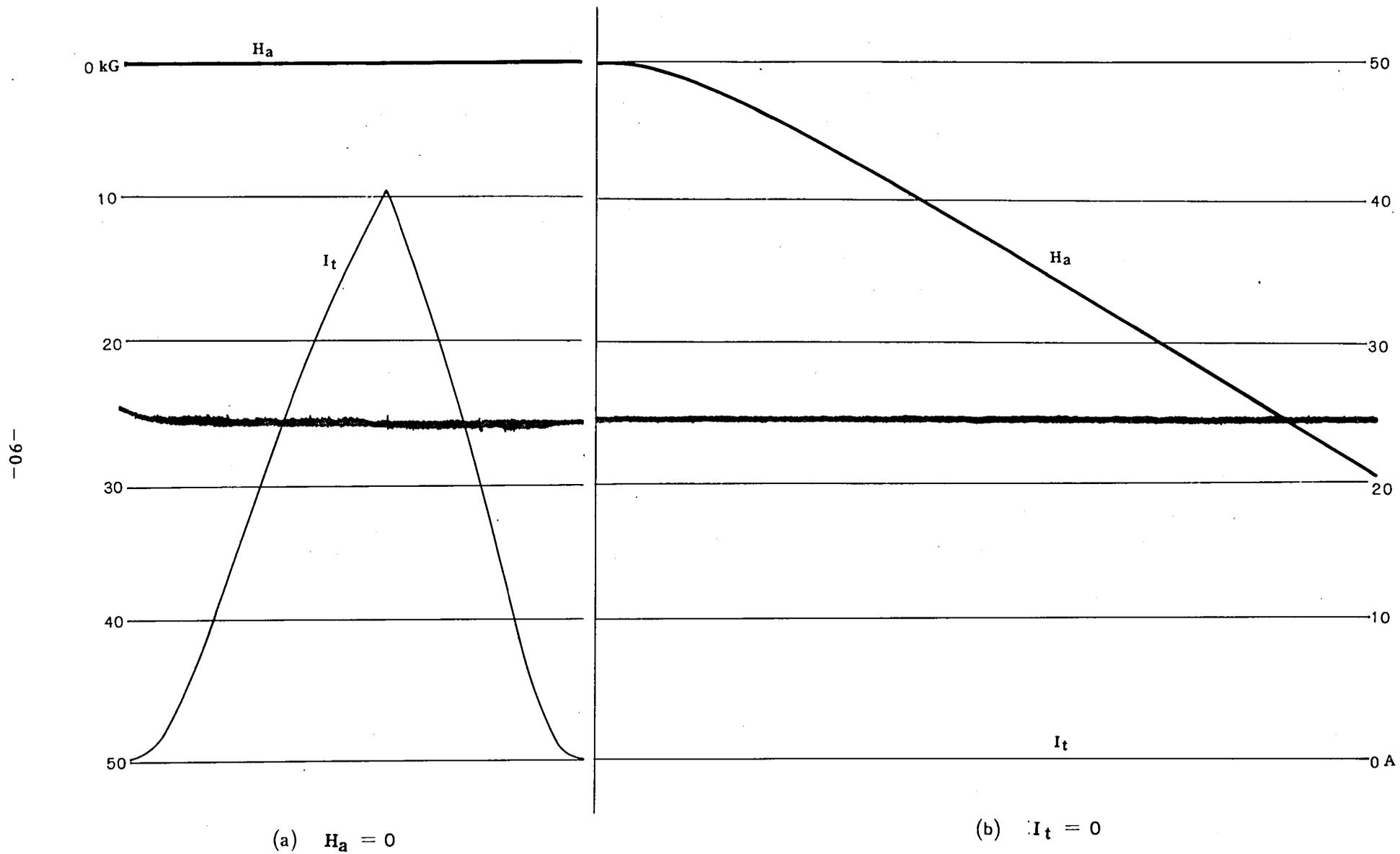


図 4・4 電流又は磁界をゼロとしたときのフラックスジャンプ

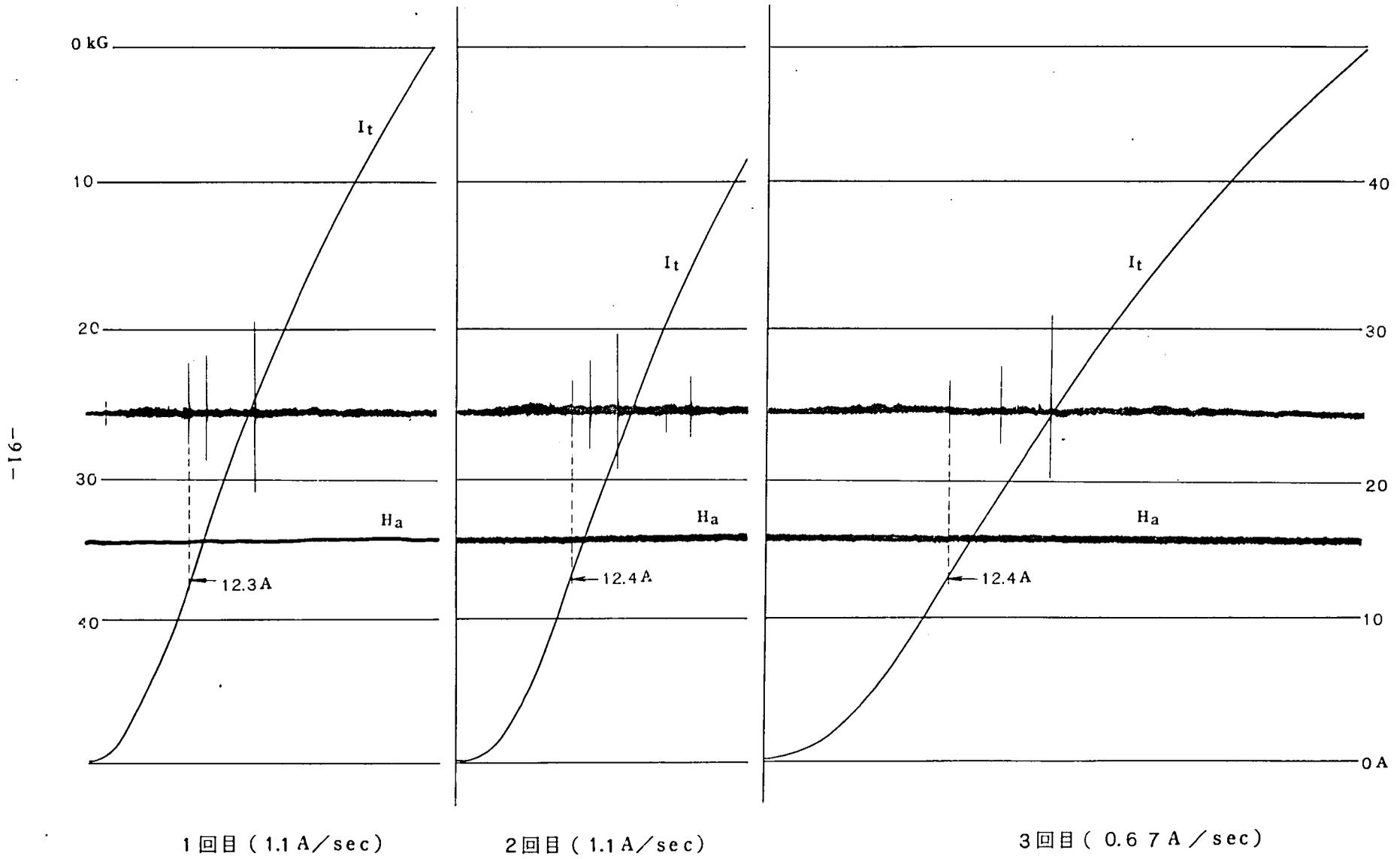
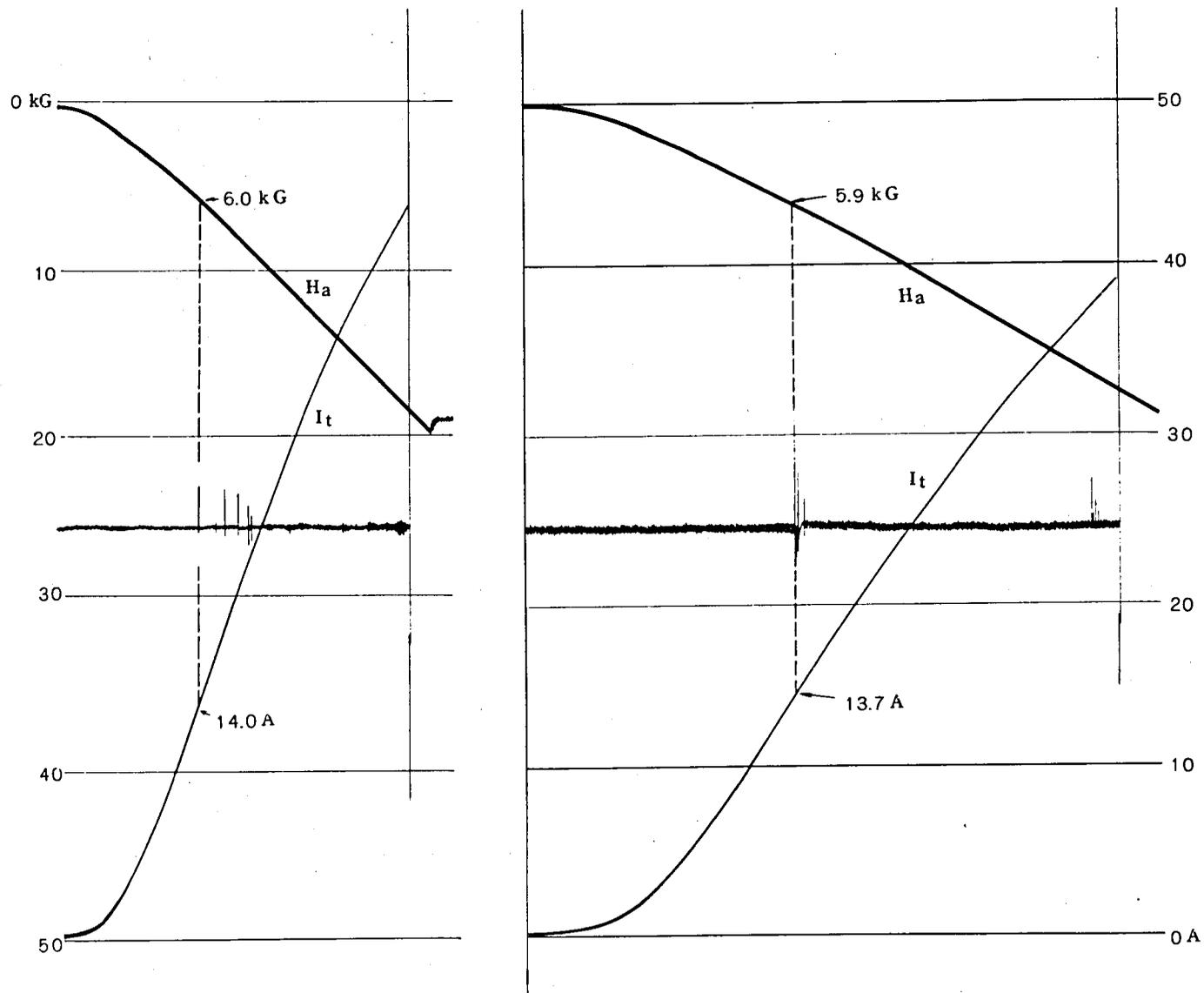


図 4・5 H→I 過程を 3 回繰り返した場合のフラックスジャンプ (単層試料: $H_a = 34$ kG)



(a) 単層試料

(b) 2層試料

図4・6 単層試料と2層試料のフラックスジャンプの比較(シミュレーション過程)

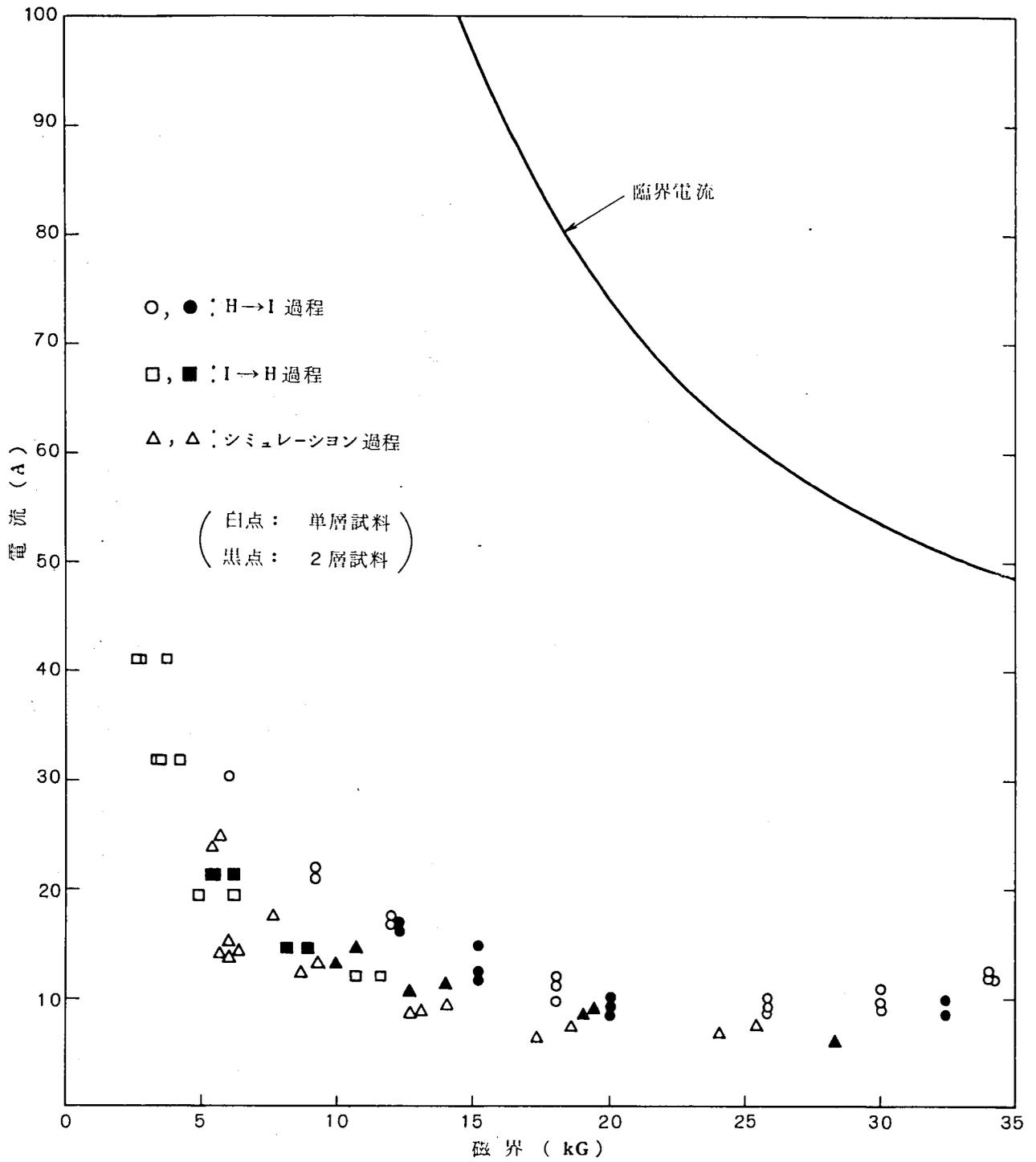


図 4・7 Nb-72at%Ti 線の FFJ 特性

(3) ファースト・フラックスジャンプの逆トレーニングと常電導遷移

次に、試料が常電導遷移（クエンチ）したあとでフラックスジャンプの出方がどのように変わるかを検討する。図4・8(a)は単層試料（20cm）を初期状態（virgin state）からI→H過程（ $I_t = 19.5$ A一定）で励磁したものである。 $H_a = 6.2$ kGでFFJが現れ16.4 kGでクエンチしている。図4・8(b)は先のクエンチのあとすぐに前と同じ過程で励磁したものであるがFFJの現れる磁界は4.7 kGまで下り、クエンチ磁界は18.3 kGに増加している。又図4・9(a), (b)は同一サンプルについてシミュレーション過程で励磁した場合の結果を示したものであるがI→H過程と全く同様にFFJの現れる磁界（電流）は1回目よりも2回目の方が低く、クエンチする磁界（電流）は2回目の方が1回目より大きくなる。すなわちクエンチさせるまで励磁する過程を繰り返すと、クエンチする磁界と電流は次第に増加するといういわゆるトレーニング現象を示すが、FFJの現れる磁界と電流は逆に次第に減少するという、いわば“逆トレーニング”ともいべき現象を示す。FFJの逆トレーニングが生じる機構についてはしばらくおくとして、現象的にはFFJが早く出ることがクエンチする値を高くしていると言うことができる。

フラックスジャンプは磁束線がより安定な分布を取ろうとして動く現象であると考えられるから、フラックスジャンプの起ったあとでは起る前より、より安定な状態であると言える。したがってFFJが早く出るとはそれだけ試料をより安定にするということになりクエンチの値が高められる結果になるものと考えられる。

しかし、シミュレーション過程やI→H過程における常電導遷移値は、臨界電流値よりかなり低く、FFJ領域からわずかに上に来るだけである。特に磁界が20 kG以上ではFFJが出たほとんど直後にクエンチが生じてしまう。又、クエンチのトレーニングステップも小さく2～3回の繰り返して一定値に達した後はそれ以上増加しない。このことは、H→I過程においては大きなステップのトレーニングによりかなり臨界電流値に近い値まで増加するのと対照的である。これは次節でも述べるが、H→I過程による励磁に比べ、シミュレーション過程やI→H過程では励磁中に試料内で動く磁束の量のはるかに多いためフラックスジャンプの引き金となる“ジャンプの芽”が発生する確率が大きくなるためと思われる。図4・10は単層試料における各過程でのFFJ領域とクエンチ曲線を示した。遷移曲線はトレーニングの最初の値を結んで示している。

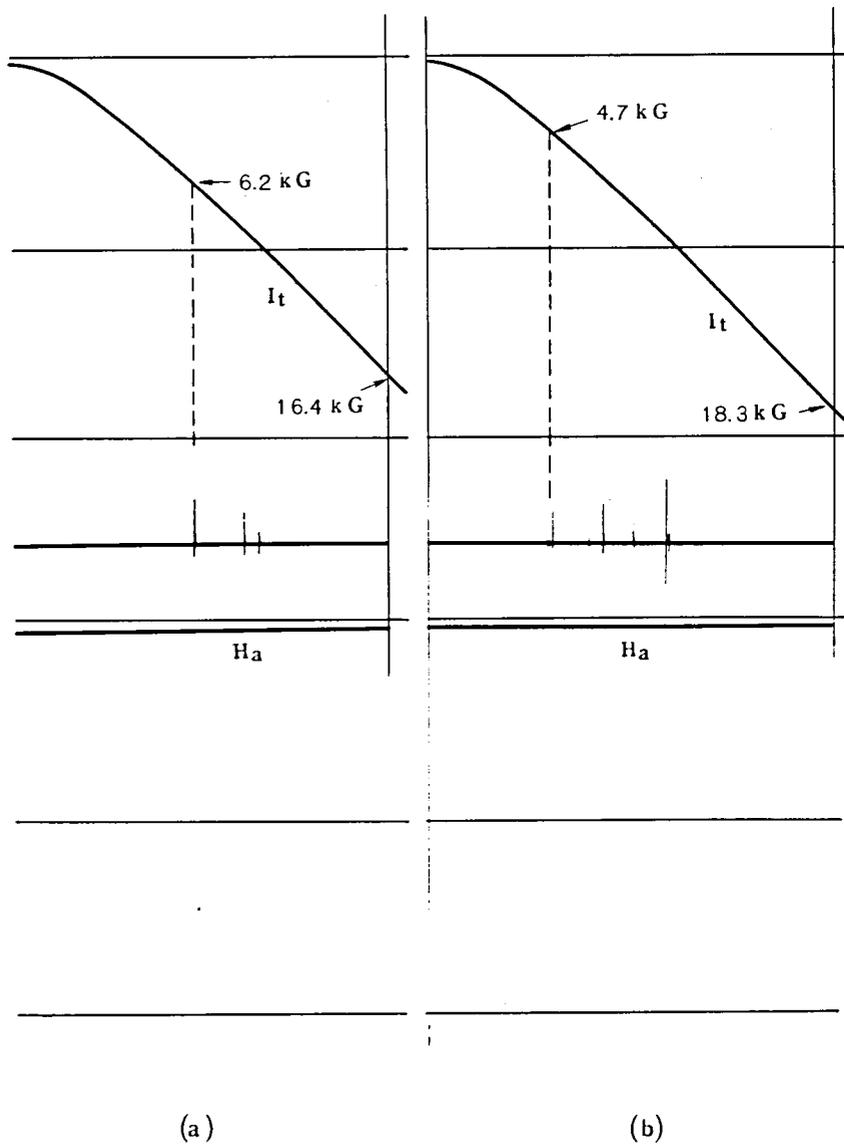


図 4・8 I → H 過程におけるトレーニング効果

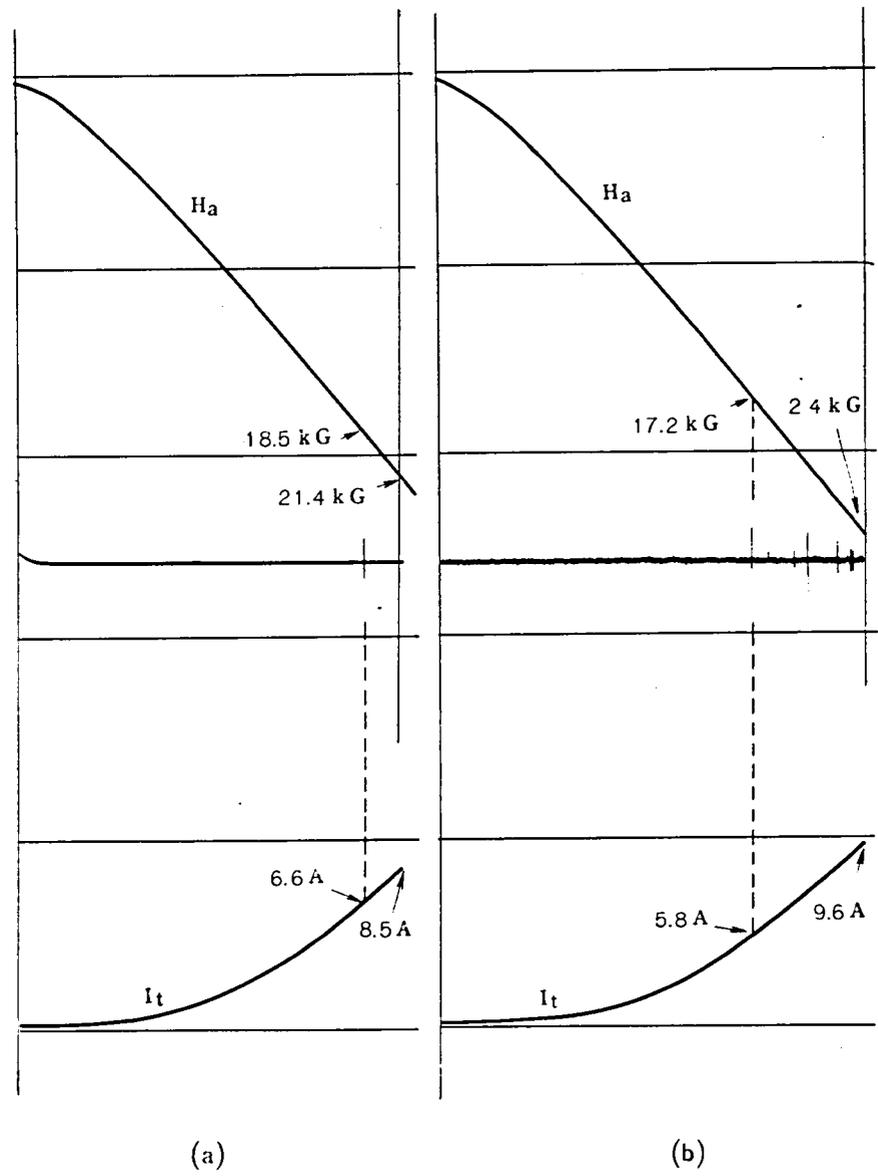


図 4・9 シミュレーション過程におけるトレーニング効果

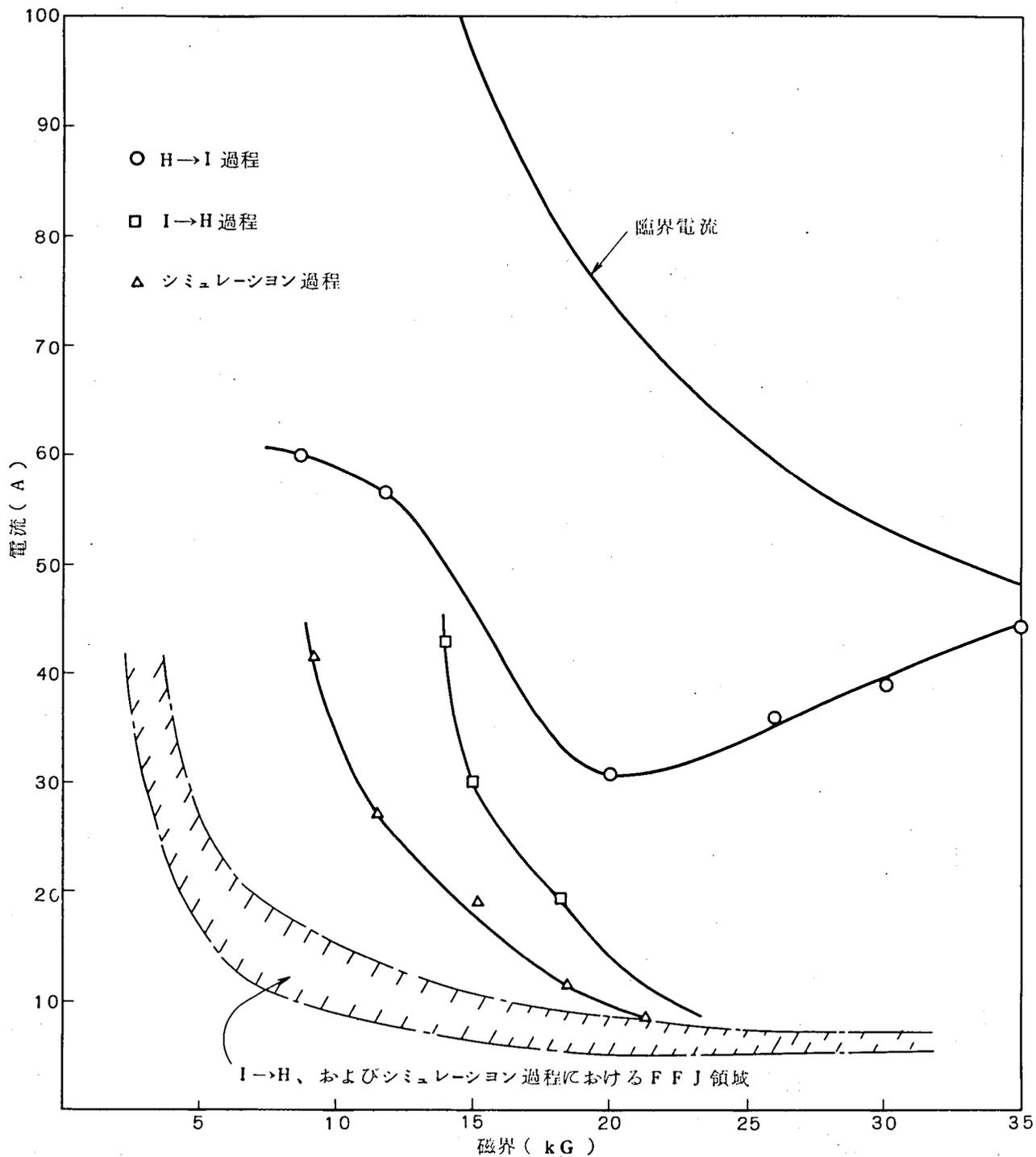


図 4・10 単層試料の常電導遷移特性

シミュレーション過程では遷移曲線が F F J 領域と非常に接近しており 20 kG 以上では完全に密接しているのが見られる。このことから不安定性がフラックスジャンプ、特に F F J と強い関連を持っていることがうかがえる。

このことは 2 層試料 (40 cm) ではさらに顕著に現れる。図 4・11 はシミュレーション過程の一例であるが、メイジャージャンプはクエンチするまで全く現れていない。すなわちここでは F F J によって直ちにクエンチが生じていると考えられる。これはこのクエンチの値が図 4・10 に示される F F J 領域の中にあることから裏付けられる。2 層試料では単層試料に比べ試料長が長くなるとともに 2 層となったことにより内側の層の冷却がより悪くなる。したがってフラックスジャンプによる発熱が放熱されずに留りやすくなって常電導部の伝播が生じ易くなると考えられる。このため 2 層試料ではメイジャージャンプが起ればそのままクエンチに至ってしまうものと考えられる。

図 4・12 は 2 層試料についてシミュレーション過程でクエンチを繰り返した例である。2 層試料では F F J においてクエンチが生じるため、先にのべた F F J の逆トレーニングに対応してクエンチの逆トレーニングが現れていることに注目したい。常電導遷移における逆トレーニングを始めて指摘したのは Lubell⁽¹²⁾ である。彼は Nb - Zr 線の無誘導コイル (30 ~ 300 m) を用い、われわれのいわゆる I → H 過程において逆トレーニング現象が現れることを報告している。裸線等の不安定な線を巻いたコイルなどを冷却の悪い条件で使用すればおそらく逆トレーニング現象を示すものと推定される。

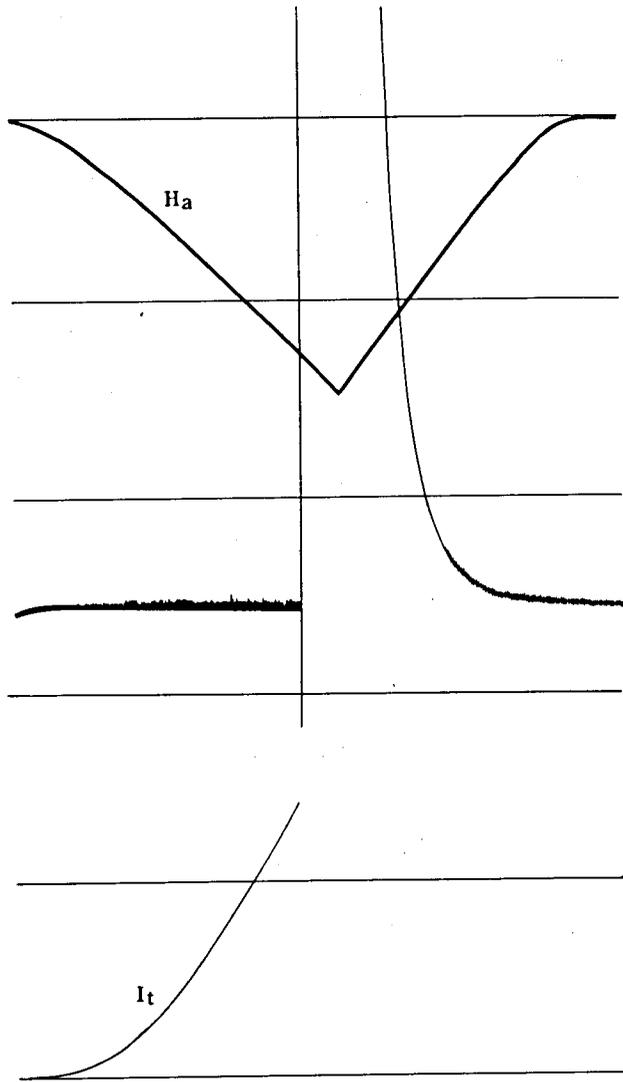


図4・11 2層試料におけるフラックスジャンプの一例

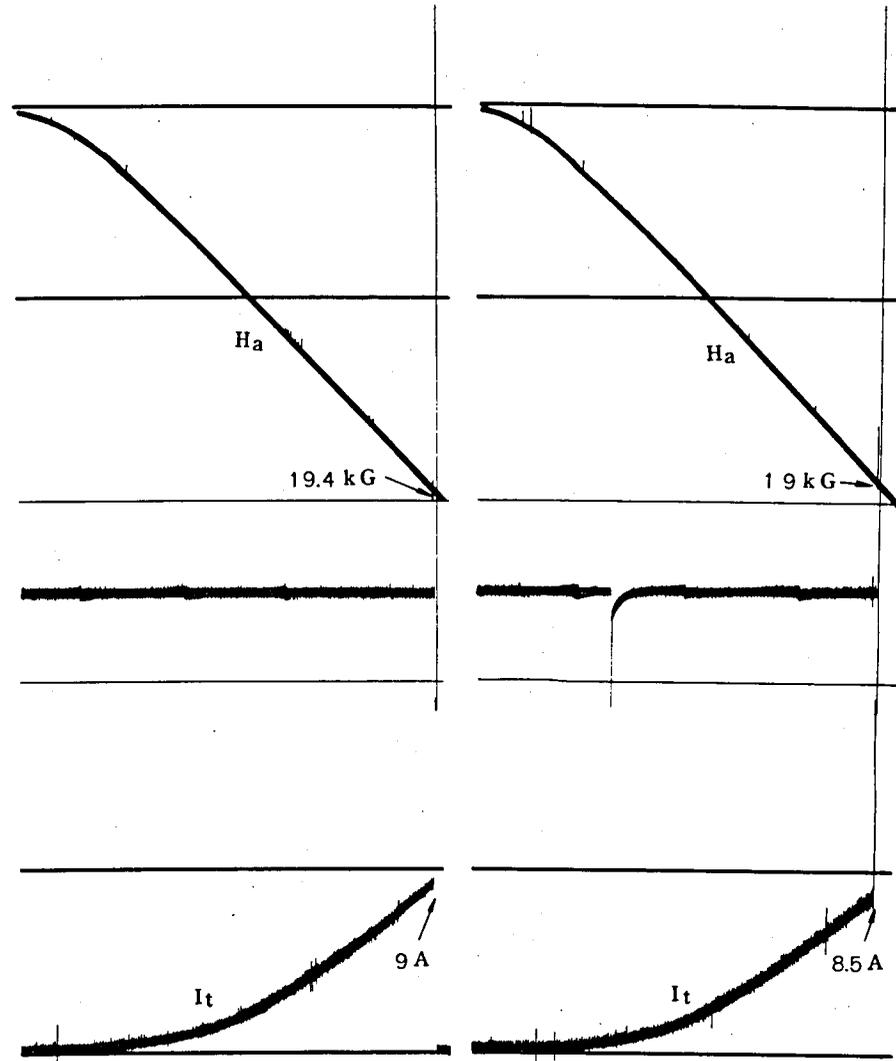


図4・12 2層試料シミュレーション過程における逆トレーニング効果

4・3 フラックスジャンプ発生機構の考察

われわれの理論解析において、試料内の磁束分布として若干変形した Bean モデルを用いることにする。Bean モデルは良く知られたように、試料内部のいたるところで一定の電流密度 J_c (臨界電流密度) が流れているとするものである。従って磁束分布は図 4・13(a)に示されるように外部磁界の如何にかかわらず、一定の傾きを持った直線で表わされる。しかし現実の超電導体の臨界電流は外部磁界に依存するため、常に一定の J_c というのは現実的でない。ここでは図 4・13(b)に示すように磁束分布は直線ではあるが、 J_c が外部磁界に応じて変化するようなモデルに改良して用いることにする。

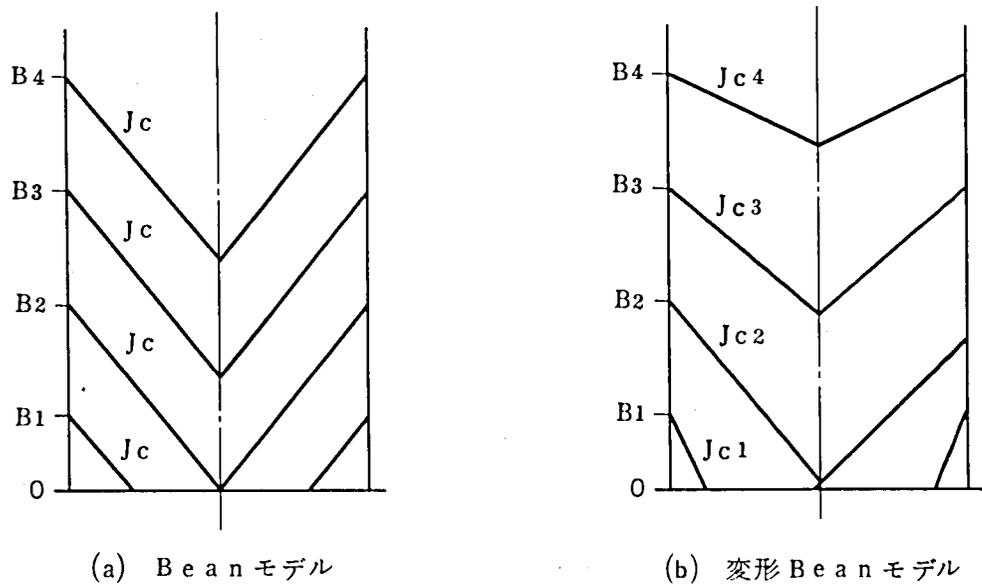


図 4・13 通常の Bean モデルと本章で用いる変形された Bean モデルの比較

このモデルの妥当性は超電導体中の磁束分布の直接測定を行った Coffey⁽¹³⁾の実験などによって裏づけられる。図 4・14 は直径 1 cm の Nb-60%Ti 合金のロッド 2 本を 0.5 mm のギャップをおいてつき合わせ、これに磁界を印加したときのギャップ内の磁界をホール素子を用いて測定した Coffey の実験結果である。磁界上昇中にフラックスジャンプによって一様な磁束侵入が起っているのが見られるが、磁束分布の様子は直線的でかつ磁界が高くなるほど傾斜が小さくなっているのが明らかであり、われわれのモデルの妥当性が立証されている。

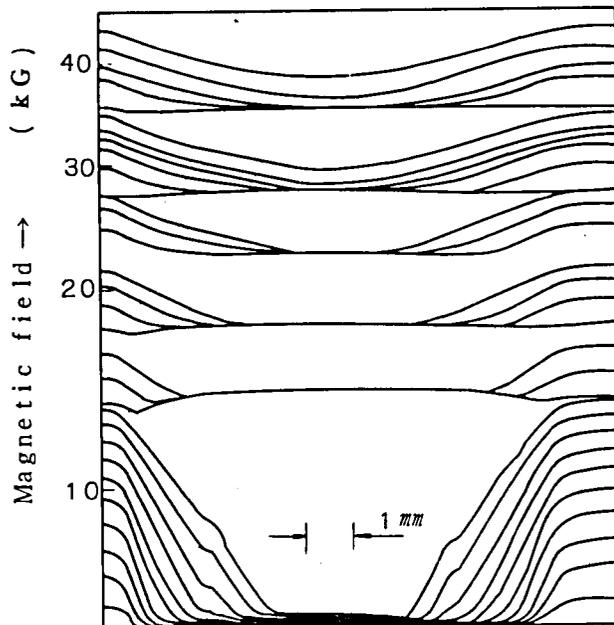


図 4・14 H.T. Coffey による Nb-60%Ti ロッド
(10mm φ) 中の磁界分布の直接測定

次に、前節の実験において電流と磁界の印加過程として $H \rightarrow I$ 、 $I \rightarrow H$ 、シミュレーションの3つの過程を用いたが、上記のモデルを採用した場合、これらの過程で磁界と電流を変化させたとき内部磁束分布がどのように変化するかを図 4・15 に示した。外部磁界を B_0 、外部から印加した電流の密度を J_t とすると $B_0 > 2\mu_0 w J_t$ である場合には $I \rightarrow H$ 過程とシミュレーション過程の最終的な内部磁束分布は同じになる。

さて、理論的解析の第一段階として先ず一般的なフラックスジャンプ理論^{(2)~(5)}に基づいて検討してみよう。今、 $I \rightarrow H$ 過程又はシミュレーション過程で磁界を B_0 、電流を J_t まで印加したとすると図 4・16 の状態(1)の様な磁束分布となる。このとき磁束の極小をとる位置 x_0 は、

$$x_0 = (J_c + J_t)w / J_c \quad (4 \cdot 1)$$

で与えられる。このとき何らかの原因で微少な温度上昇 ΔT_1 があり、このため J_c が ΔJ_c だけ変化し、その結果磁束分布が状態(2)まで変化したとすると、 x_0 より左の任意の x_1 を通って右側へ流れた磁束 $\Delta \phi_1(x_1)$ は

$$\begin{aligned} \Delta \phi_1(x_1) &= \int_{x_1}^{x_0} -\mu_0 \Delta J_c x dx \\ &= -\frac{1}{2} \mu_0 \Delta J_c (x_0^2 - x_1^2) \end{aligned} \quad (4 \cdot 2)$$

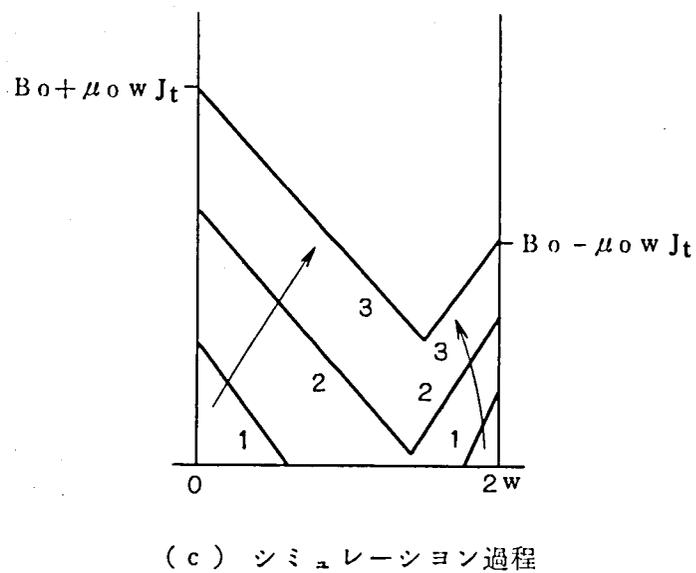
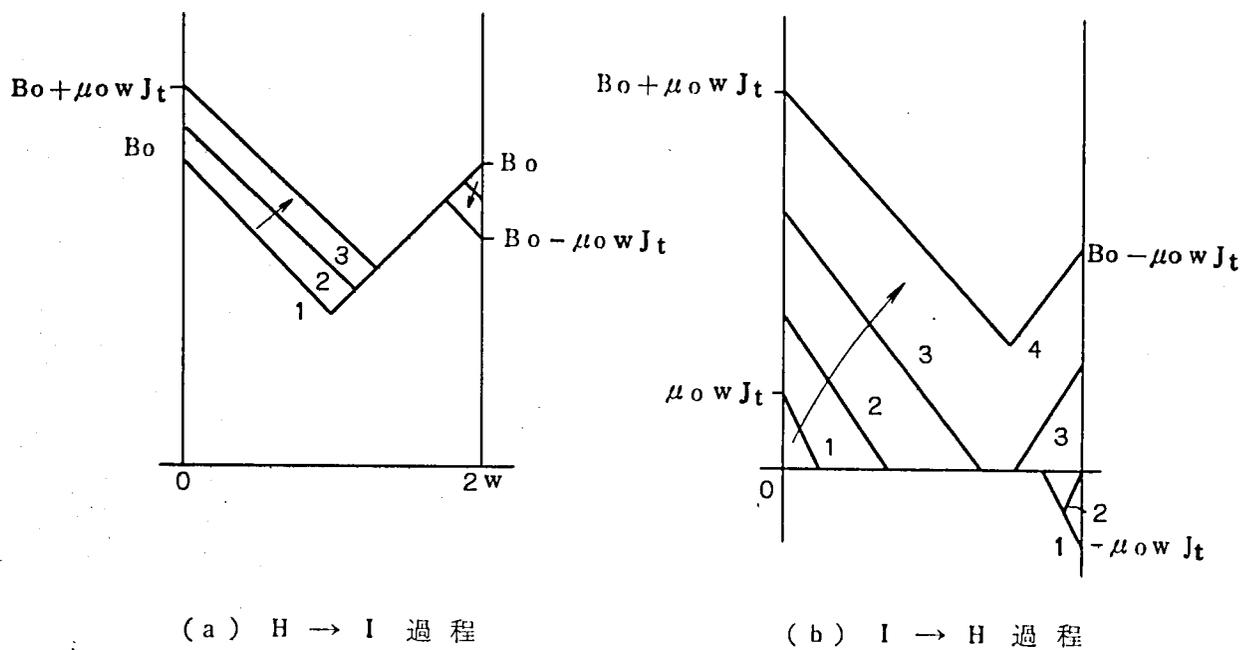


図 4・15 H→I、I→H、シミュレーション各過程によって
磁界を Bo 、電流を J_t まで変化させた場合の内部
磁束分布

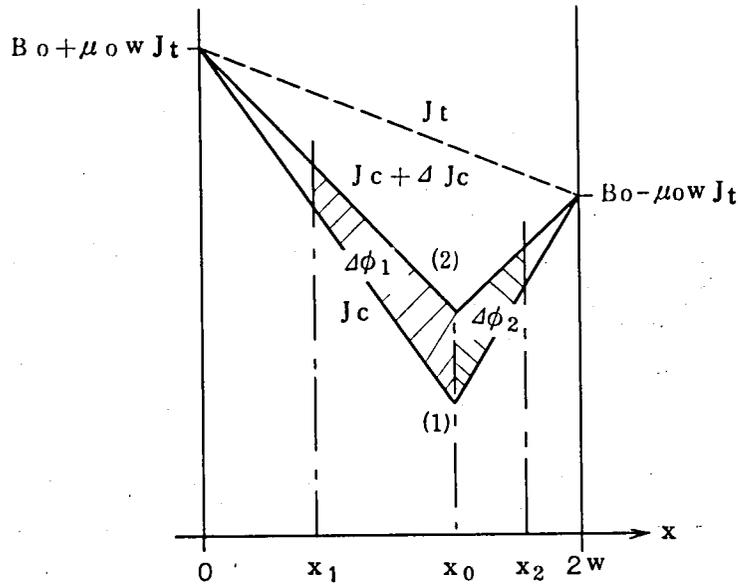


図4・16 通常のフラックスジャンプ理論に対する
内部磁束分布の様様

同様に x_0 より右の任意の x_2 を通って左へ入った磁束は

$$\begin{aligned} \Delta\phi_2(x_2) &= \int_{x_0}^{x_2} \mu_0 \Delta J_c (x - 2w) dx \\ &= -\frac{1}{2} \mu_0 \Delta J_c \{ (x_0 - 2w)^2 - (x_2 - 2w)^2 \} \end{aligned} \quad (4 \cdot 3)$$

これらの磁束移動による発熱は単位体積当り

$$\begin{aligned} \Delta Q &= \frac{1}{2w} \left[\int_0^{x_0} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{d\Delta\phi_1(x_1)}{dt} J_c dt \right\} dx_1 \right. \\ &\quad \left. + \int_{x_0}^{2w} \left\{ \frac{d\Delta\phi_2(x_2)}{dt} J_c dt \right\} dx_2 \right] \\ &= \frac{1}{2w} \left[\int_0^{x_0} \Delta\phi_1(x_1) J_c dx_1 + \int_{x_0}^{2w} \Delta\phi_2(x_2) J_c dx_2 \right] \\ &= -\frac{\mu_0 J_c \Delta J_c}{6w} \left\{ x_0^3 + (2w - x_0)^3 \right\} \end{aligned} \quad (4 \cdot 4)$$

となる。ここで

$$\Delta J_c = (\partial J_c / \partial T) \Delta T_1 \quad (4 \cdot 5)$$

を考慮し

$$T_0 = -J_c / (\partial J_c / \partial T) \quad (4 \cdot 6)$$

とすると(4.4)は次のように与えられる。

$$\Delta Q = \frac{\mu_0 w^2}{3 T_0} (J_c^2 + 3 J_t^2) \Delta T_1 \quad (4 \cdot 7)$$

この発熱による温度上昇を ΔT_2 とすると、 C を比熱として

$$\Delta T_2 = \frac{\mu_0 w^2}{3 C T_0} (J_c^2 + 3 J_t^2) \Delta T_1 \quad (4 \cdot 8)$$

最初のフラックスジャンプ (FFJ) の生じる条件として $\Delta T_2 / \Delta T_1 = 1$ とすると、

$$J_{fj} = 3^{-1/2} \left(\frac{3 C T_0}{\mu_0 w^2} - J_c^2 \right)^{1/2} \quad (4 \cdot 9)$$

を得る。即ち外部印加電流密度 J_t が増加して(4.9)を満足するとフラックスジャンプが出始めることになる。

(4.9)を前節の実験に用いた試料に適用した結果を図4.17に一点鎖線で示す。ここで比熱 C は Nb-70 at % Ti (本実験の試料は Nb-72 at % Ti) の 4.2 K での実測値 4.50×10^{-3} joule/cm³·K を用い、 T_0 としては T_c (8.95 K) と 4.2 K との差 4.75 K を用いた。又、 w としては試料線の半径 0.125 mm をとった。

図4.17から明らかなように理論計算された FFJ 曲線は実測された FFJ 領域と、定量的には勿論のこと、傾向も全く異なるものである。このことはわれわれの実験で観測された FFJ は上記のような機構で発生しているのではないことを物語っており、もっと別の機構を考えなければならないことを示している。

ここでわれわれは、前節の実験において次の2点に注意せねばならないであろう。

- (1) 観測されたメイジャージャンプ (FFJ も含めて) は数百 μV ~ 1 mV の電圧パルスである。
- (2) 2層試料のように冷却条件の悪い試料ではしばしば FFJ においてクエンチが生じている。

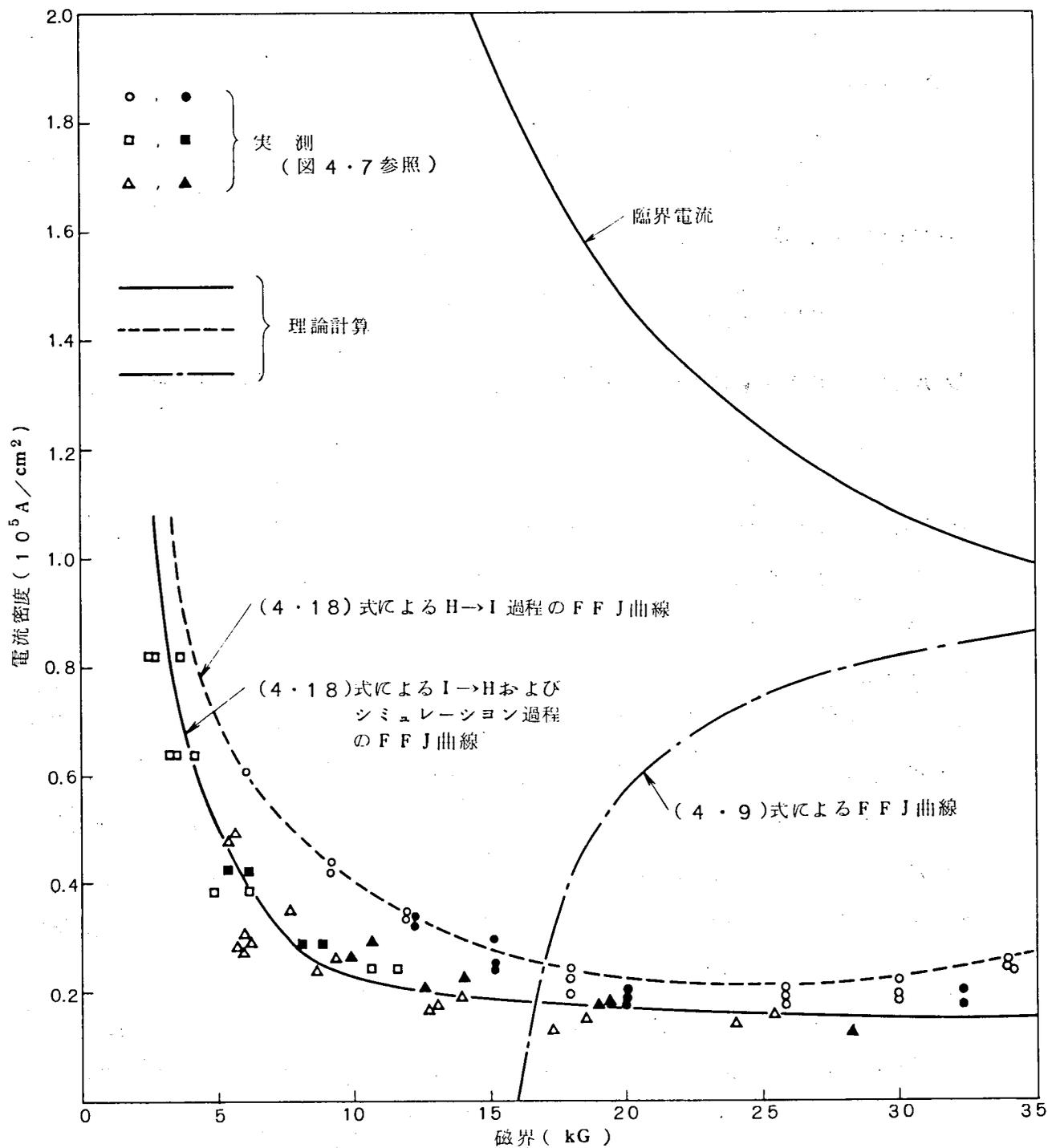


図 4・17 FFJ 特性における実測値と理論計算値の比較

図 4・16においてフラックスジャンプによって磁束が破線で示された状態まで入ったとすると侵入磁束量は試料の単位長さ当り

$$\phi = \mu_0 w^2 (J_c^2 - J_t^2) / J_c \quad (4 \cdot 10)$$

となる。この磁束が図 4・16の左側からのみ 5 m sec で入ったという苛酷な状態を考えたも電圧は高々 100 μ V/cm となる。実際には磁束は左側面からのみではなく右側面からも入ると考えると左右から入る磁束による電圧は打ち消し合うため電圧としてはもう 1桁程度低い値となり、20 cmの試料全体に一樣な磁束侵入が生じたとしても数百 μ Vの電圧は出ないことになり実測された電圧パルスと合わない。ここでは別のフラックスジャンプの機構として次のように考えることにする。

- (a) 試料内のある部分で磁束が図 4・16の破線で示された状態まで侵入する。
- (b) この磁束侵入によって発熱 Q が起り試料温度が T_b (冷媒温度) から T_k まで上昇する。
- (c) J_c は一般に温度の函数であるが T_k における $J_c(T_k)$ がその時の印加電流 J_t より小さくなる。

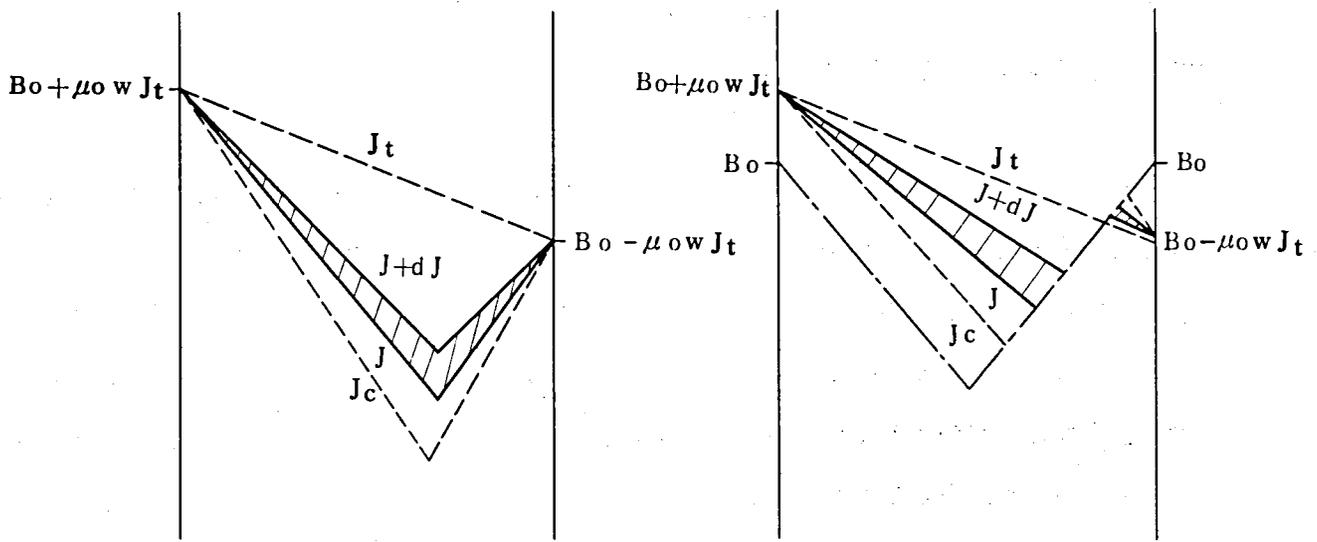
$J_c < J_t$ になると良く知られたように flux flow により電圧を発生する。この電圧が前節で観測されたメイジャージャンプであると考えられるわけである。試料が完全に断熱状態にある場合には flux flow が起れば言うまでもなくクエンチにつながる。しかし実際には試料は液体ヘリウムと直接接触しておりかなり良い冷却条件下にあるから、ある部分が flux flow を起しても必ずしもそれが発散的に伝播するとは限らない。この部分が局部的におさえられたものがメイジャージャンプで、発散的に伝播したものがクエンチと考えれば、冷却条件の悪い 2層試料でしばしば FFJ によってクエンチが生じたことも良く説明できる。したがって以下ではこの考えに従って解析を進める。

I \rightarrow H 過程、シミュレーション過程では図 4・18(a)の斜線部の磁束侵入による発熱 dQ は

$$dQ = -\mu_0 w^3 \{ (J + J_t)^3 + (J - J_t)^3 \} dJ / 3J^2 \quad (4 \cdot 11)$$

従ってトータルの単位体積当りの発熱量は (4・11) を J_c から J_t まで積分して

$$\begin{aligned} Q &= \frac{1}{2w} \int dQ \\ &= \mu_0 w^2 J_c^2 f(j) / 6 \end{aligned} \quad (4 \cdot 12)$$



(a) I → H 又はシミュレーション
過程

(a) H → I 過程

図 4.18 各過程におけるフラックスジャンプによる内部磁束変化

$$f(j) = 1 - j^2 \{ 1 - 6 \ln(1/j) \} \quad (4.13)$$

となる。ここに $j = J_t / J_c$ である。同様に H → I 過程では図 4.18(b) から同様の考え方により Q は (4.12) で与えられこの場合 $f(j)$ は

$$f(j) = (j^3 + j^2 + 2j + 4) \left(\frac{2}{1+j} - \frac{1}{(1+j)^2} - \frac{3}{4} \right) \quad (4.14)$$

となる。

次に上記の発熱により試料温度が T_b から T_k まで上昇したとするとこれに要するエンタルピーは $\int_{T_b}^{T_k} C dT$ で与えられる。図 4.19 は Nb-70 at % Ti の比熱の実測結果⁽¹⁴⁾ であるが、4.2 K から 10 K 付近の曲線は簡単に温度の指数関数として

$$C(T) = C_0 T^n \quad (J/cm^3 \cdot K) \quad (4.15)$$

$$C_0 = 5.80 \times 10^{-5}$$

$$n \cong 3$$

で表わせることが判る。よって、

$$\int_{T_b}^{T_k} C(T) dT = \frac{C_0}{n+1} \{ T_k^{(n+1)} - T_b^{(n+1)} \} \quad (4.16)$$

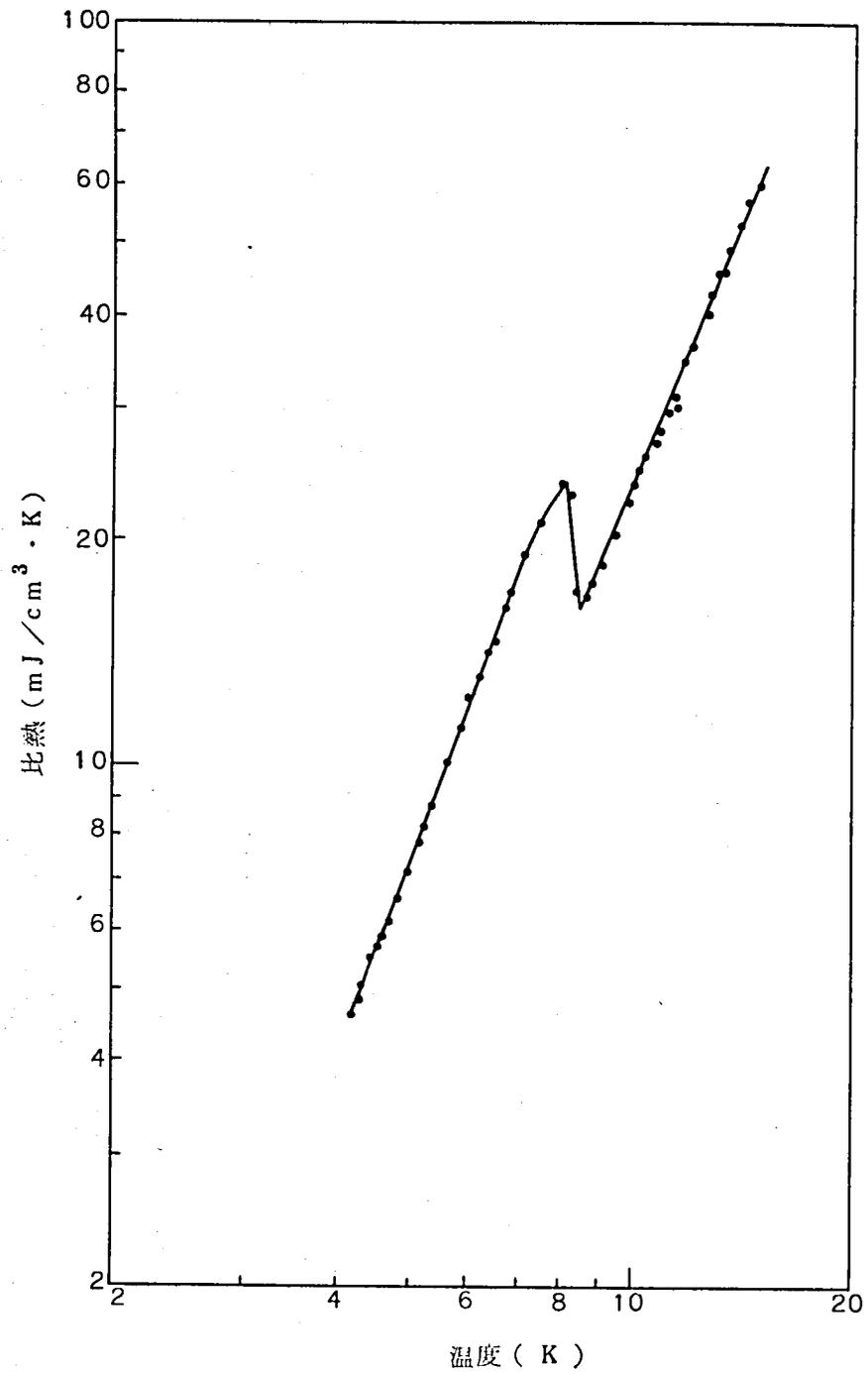


図4・19 Nb-70at%Tiの比熱

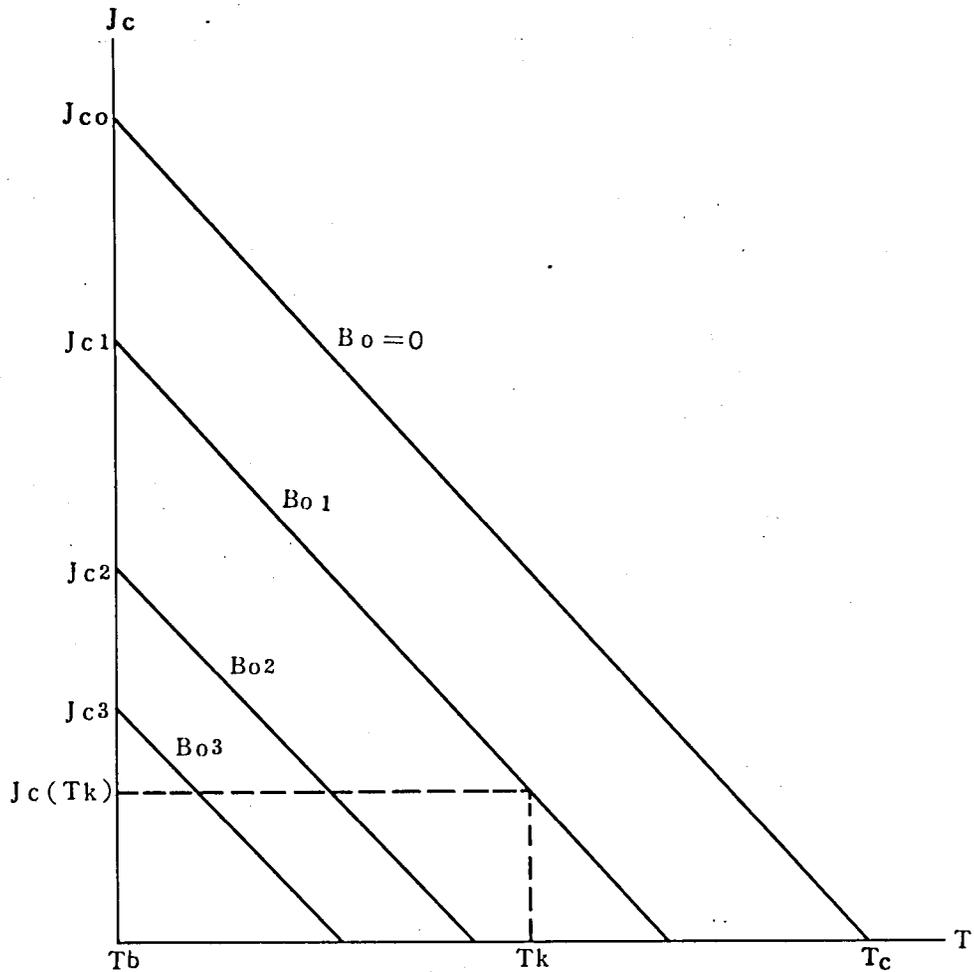


図 4・20 臨界電流の温度依存性

次に臨界電流の温度依存性については、従来から2~3の報告がなされているが、いずれも4.2Kから J_c 近傍までのかなり広い範囲にわたって J_c が T に対して直線的に減少することが認められている。⁽¹⁵⁾ 従ってここでも図4・20に示すように、 T_b での J_c （実測値）から、 J_{c0} ($T=T_b$, $B_0=0$ のときの J_c)と T_c を結んだ直線と平行に変化するものと仮定する。従って、

$$\int_{T_b}^{T_k} C(T) dT = \frac{C_0}{n+1} T_b^{(n+1)} \left[\left\{ 1 + \frac{T_c - T_b}{T_b} \cdot \frac{J_c}{J_{c0}} (1-j) \right\}^{(n+1)} - 1 \right] \quad (4.17)$$

(4.12)の発熱が(4.17)のエンタルピーに等しくなったところでFFJが現れることになる。従ってFFJの出現する J_t の値を J_{fj} とすれば、次式が得られる。

$$\frac{(n+1)\mu_0 w^2 J_c^2 f(j)}{6C_0 T_b^{(n+1)} \left[\left\{ 1 + (T_c - T_b) / T_b (J_c / J_{c0}) (1-j) \right\}^{(n+1)} - 1 \right]} = 1 \quad (4.18)$$

$$\text{ここで、 } f(j) = (4 + 2j + j^2 + j^3) \left(\frac{2}{1+j} - \frac{1}{(1+j)^2} - \frac{3}{4} \right) \quad (\text{H} \rightarrow \text{I 過程}) \quad (4.19)$$

$$f(j) = 1 - j^2 \{ 1 - 6 \ln(1/j) \} \quad (\text{I} \rightarrow \text{H 過程およびシミュレーション過程}) \quad (4.20)$$

$$j = J_{fj} / J_c \quad (4.21)$$

図 4.17 に (4.18) 式を用いて数値計算された F F J 曲線を実測された値と比較して示した。計算に用いた試料の各物理量は次の通りである。

$$n = 3, \quad C_0 = 58 \text{ (J/m}^3 \cdot \text{K}^4)$$

$$T_c = 8.95 \text{ (K)}, \quad T_b = 4.2 \text{ (K)}$$

$$J_{c0} = 5 \times 10^9 \text{ (A/m}^2)$$

$$w = 1.25 \times 10^{-4} \text{ (m)}$$

図 4.17 から明らかなように理論計算値は実測値とかなり良く一致している。又、H → I 過程の F F J カーブが I → H 又はシミュレーション過程のそれより高くなることや低磁界側で急速に高くなることも見事に説明される。

以上検討したように前節で観測されたマイジャージャンプ (F F J を含む) は何らかの磁束侵入によって試料の温度が上昇し、その温度における J_c が試料を流れている印加電流 J_t よりも小さくなり、その結果生じる flux flow によって発生するものであることが明らかとなった。従って観測された F F J パルスより前にもフラックスジャンプは出ていると考えられる。これが前節のマイナージャンプと対応するのかどうかは、マイナージャンプの様相が実験の都度かなり異り、再現性の点で問題が多かったため今後の検討に待たねばならない。われわれの得た F F J 特性は、それ以下ではフラックスジャンプが生じてもクエンチに至らないという安定性の限界を与えるものと解釈することができる。

4・4 フラックスジャンプとコイル不安定性⁽⁶⁾

本節では、前節までに述べたフラックスジャンプ特性が超電導コイルの不安定性とどのように結びつくかを考察する。

図4・21は4・2節のフラックスジャンプ実験に用いた試料と全く同じNb-72at%Ti線485mを用いて巻いた小形ソレノイドコイルの励磁実験結果を示したものである。データに添えた数字は測定順序を示したものである。

第1回目は臨界電流値(I_c)より遙かに低い値でクエンチし(degradation)、クエンチを繰り返すに従って次第に上昇し(training)、最終的には I_c の60%付近まで上昇している。この現象をフラックスジャンプ論から考察してみよう。

図4・21ではロードラインとしてはコイルの中心磁界をとっているが、コイルがある値に励磁されたとき、コイル巻線の各層が受ける磁界は図4・22に示すように零から最高磁界まで変化している。従って巻線の任意の層に着目した場合、励磁中のそれらの層の経験するロードラインは例えば図4・23に示したようなものになる。Aが最も中心に近い層で、B、C、Dの順に外側に位置している。クエンチの1回目はFFJ領域とロードラインAとの交点で生じていることから明らかに最内層部のFFJによってクエンチが起っていることがわかる。クエンチにより発熱が起りその付近の巻線は T_c 以上に加熱されるが、コイル保護のため励磁電源はクエンチ電圧を検出してすぐさま遮断されるようになっているため、 T_c 以上の加熱はクエンチした部分からそれほど広がらないと考えられる。次に2回目の励磁に際しては、4・2節の実験から明らかなように、一担磁界中で T_c 以上に加熱されて超電導体中に磁束の侵入した最内層付近はFFJが生じてもクエンチしない。そして1回目のクエンチで T_c 以上に上昇しなかった層の中、最も磁界の高いB層のFFJによりクエンチがもたらされると考えられる。以後同様の過程によって、クエンチの生じる層が次第に外層のC、Dへと移っていくと考えればトレーニング現象は良く説明される。図4・21でトレーニングは必ずしも規則正しく上昇しておらず一旦減少(例えば6、10番目)している場合があるが、これは、一度 T_c 以上に加熱された層でもFFJ又は他のメイジャージャンプによってクエンチをもたらす可能性があることを物語っている。

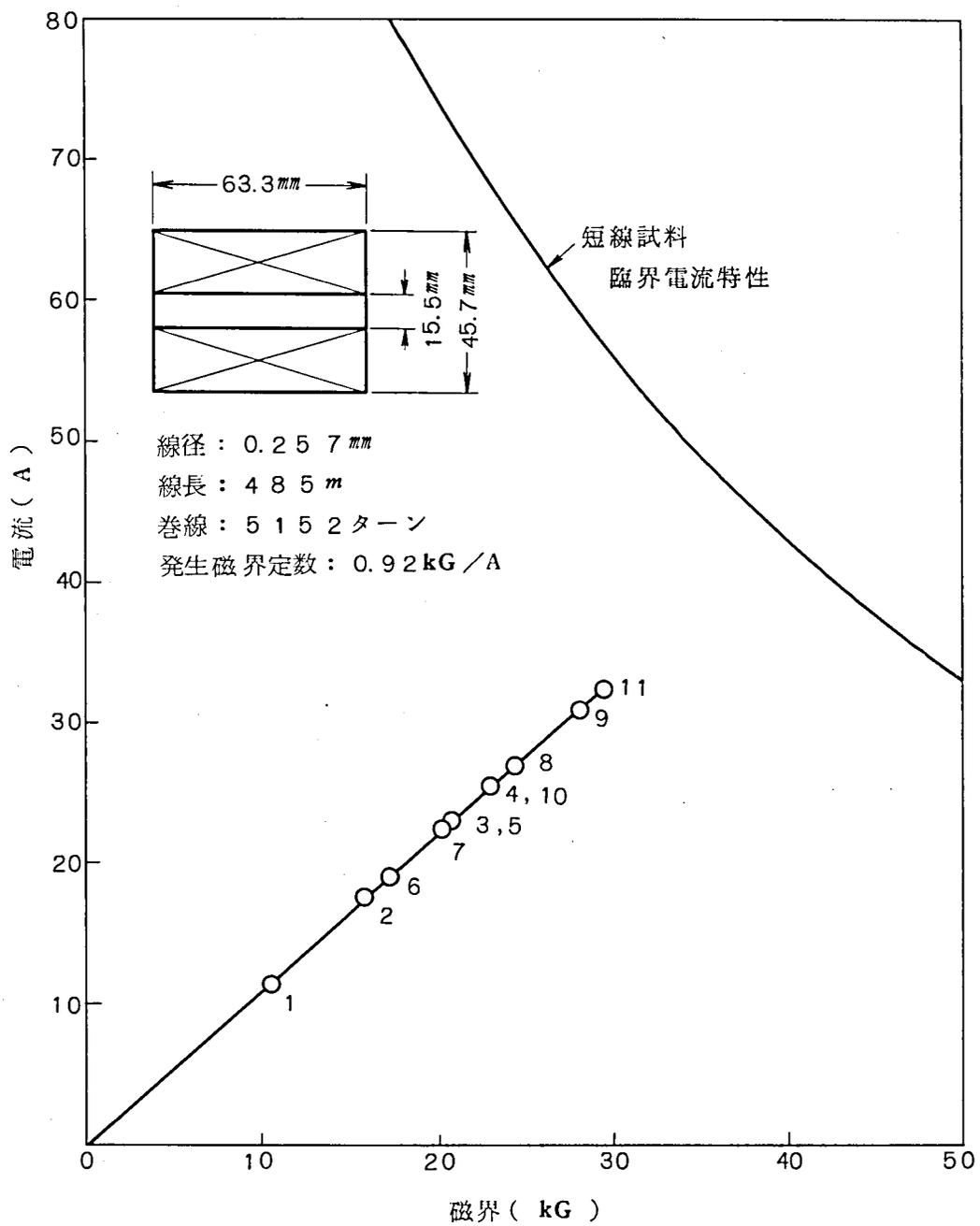


図4・21 Nb-7.2at%Tiコイルの特性

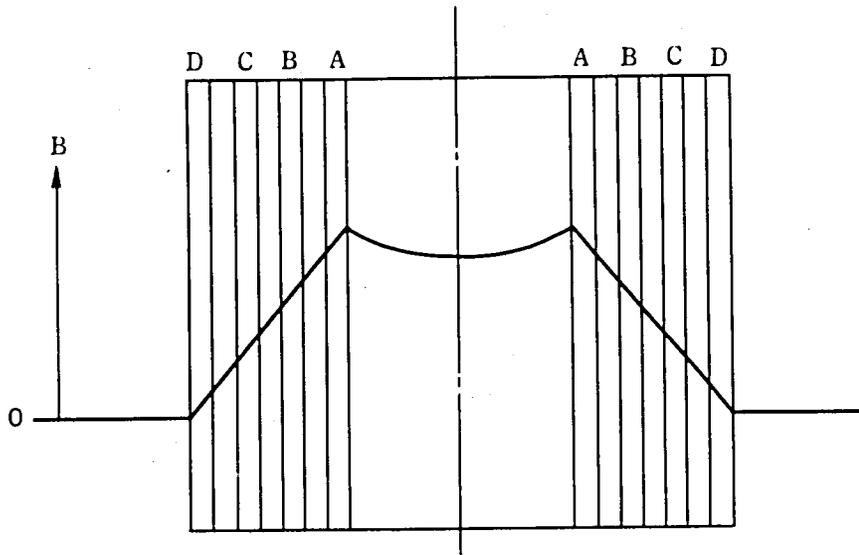


図 4・22 超電導コイル中の磁界分布

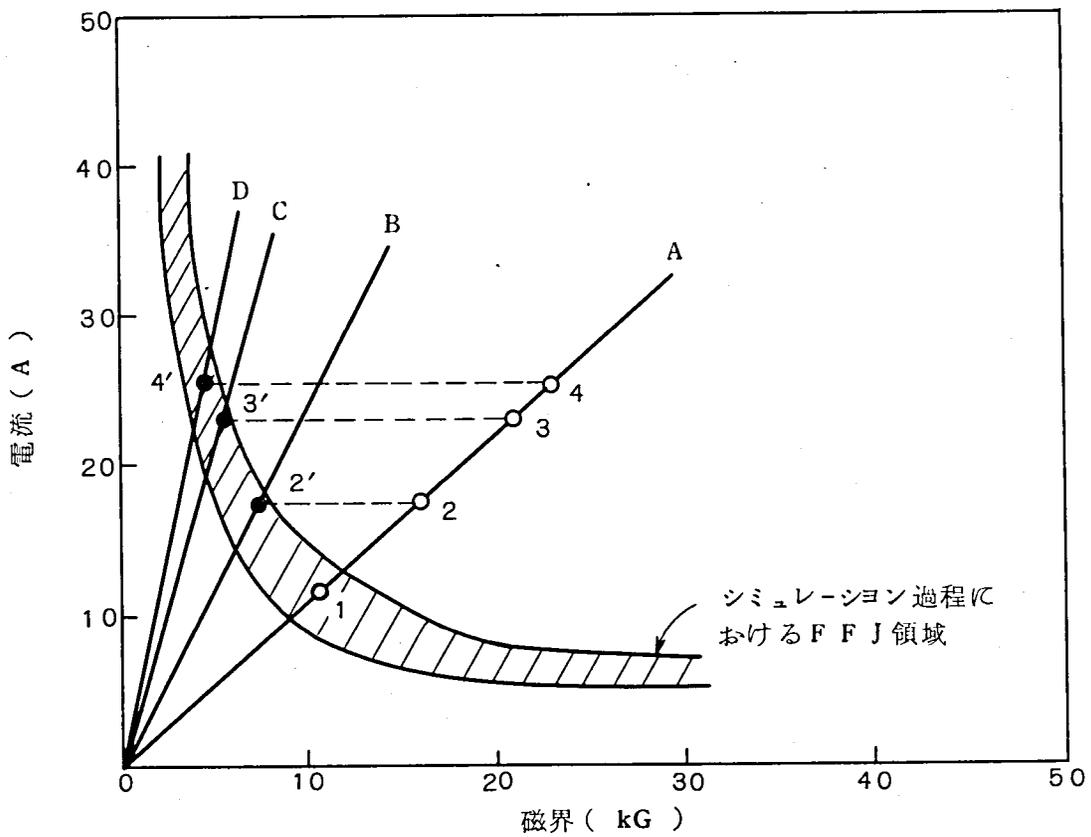


図 4・23 コイル各層のロードラインと FFJ 領域

4・5 安定化について

コイル不安定性が、フラックスジャンプによってもたらされることが明らかになったが、コイルを安定化するためには、(1)フラックスジャンプによる発熱を速やかに取り去ってやる、(2)フラックスジャンプを小さくするの2つが考えられる。(1)を実現するためには先ず巻線のどの部分も液体ヘリウムと十分接触するようにしてやればよい。筆者らはNb-10at%Zrの小コイルにおいて、スペーサを入れて巻線し冷却を良くすることによってほとんど短線試料特性に近い値が得られることを報告した。⁽¹⁶⁾ さらに、冷却効果を良くする方法として、線材の加工の容易さとの関連においてかなり早くから知られているものに、超電導線を銅で被覆する方法がある。⁽¹⁷⁾ これは線材加工的には伸線のある段階で銅管の中に超電導合金を挿入し、一体として伸線するものである。銅(通常純度の高い無酸素銅が用いられる)は低温で極めて大きな熱伝導率を持っているため、線の一部でフラックスジャンプが生じ発熱が起っても速やかにこれを取り去り線の径方向および線方向へ放散してしまい、致命的な温度上昇をおさえる働きがあると考えられる。又、銅の低温での電気抵抗は常温の $1/200 \sim 1/300$ と極めて小さく、このためにフラックスジャンプの際の磁束運動を渦電流により抑止する効果が大きい(Brechna⁽¹⁸⁾によれば銅の低温での磁束拡散係数は熱拡散係数の $10^{-3} \sim 10^{-4}$)。その他、フラックスジャンプによりflux-flow状態になり線の一部に電圧が生じた(4・2節のメイジャージャンプ)としてもその低抵抗性により発熱を抑える効果がある。

図4・24は0.269mmφのTi-25%Nb-5%Ta合金に厚さ60μの無酸素銅被覆を施した線270mを用いて巻いた小コイルの特性を示したものであるが、図4・21に比べ著しく安定性が向上しているのが明らかである。

銅の代りに同様に低温で熱伝導率が大きく電気抵抗の小さいアルミニウムや銀でも良いがそれぞれ加工上の困難さおよび価格の面で当面銅にとって替る可能性はない。銅被覆による安定化の考え方を極限まで押し進めたものがStekly⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾の完全安定化の理論である。これは超電導体の10~数十倍の量の銅を被覆することによって、たとえ線材の一部が完全に常電導になり、その部分を流れていた電流がすべて銅側を流れても、それによる発熱よりも液体ヘリウムによる冷却効果の方が大きく再び超電導状態に復帰させるというものである。

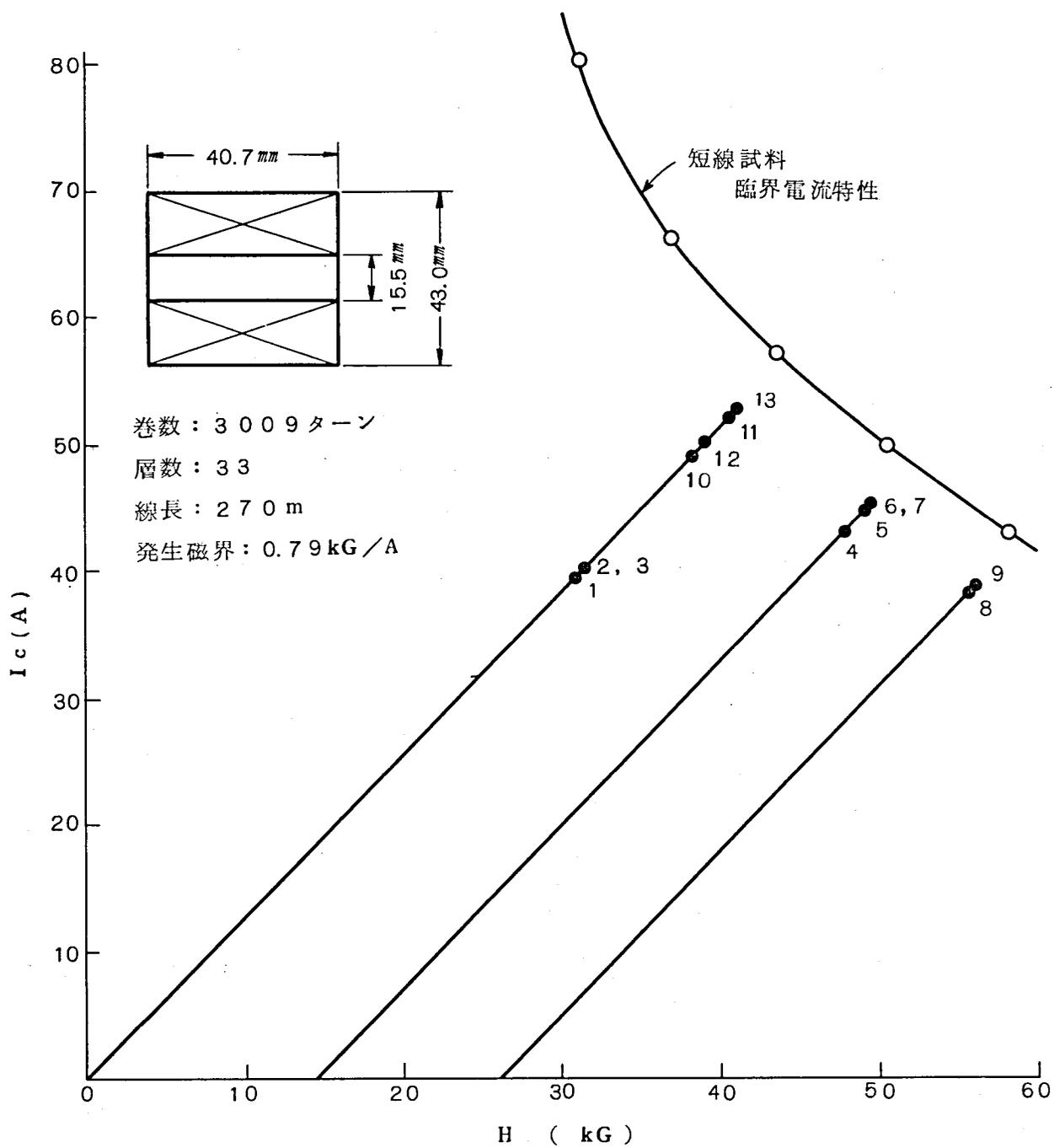
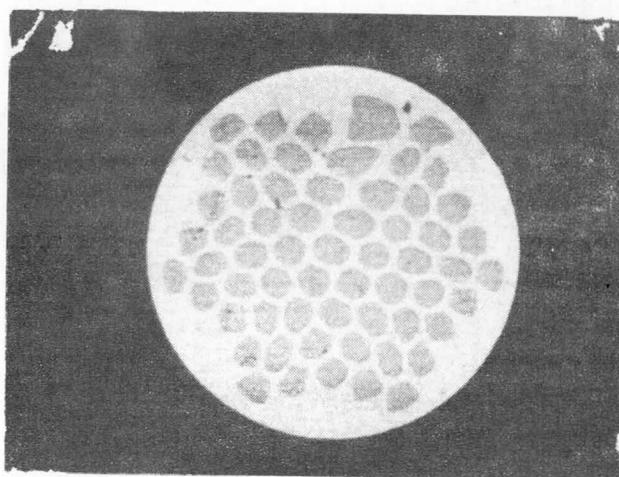


図4・24 無酸素銅被覆(厚さ60 μ)されたTi-25Nb-5Ta線
(0.269mm ϕ)のコイル特性

今、一つの安定化法として、(2)フラックスジャンプを小さくすることが考えられる。フラックスジャンプによる発熱は(4・12)式から明らかなように線径 w の2乗に比例することがわかる。したがって線径をできるだけ細くすることが望ましいが、あまり線が細いと取扱い上問題が多いため、通常は図4・25に示した写真のように銅母材中に多数本のフィラメント状超電導線を埋め込んだ極細多芯複合超電導線が用いられる。図4・26は図4・25に示した線1460mを用いて巻いてエポキシ樹脂で真空含浸した超電導コイルの特性であるがほとんど短線試料特性と一致しておりデグラデーションは消失しているとみてよい。



×150

線 径 : 0.33 mm
母 材 : 無 酸 素 銅
芯 線 : 23 μ 径 Nb-Ti、61 本
銅対超電導断面積比 : 1.35 対 1
ツイストピッチ : 24 mm

図4・25 極細多芯複合超電導線

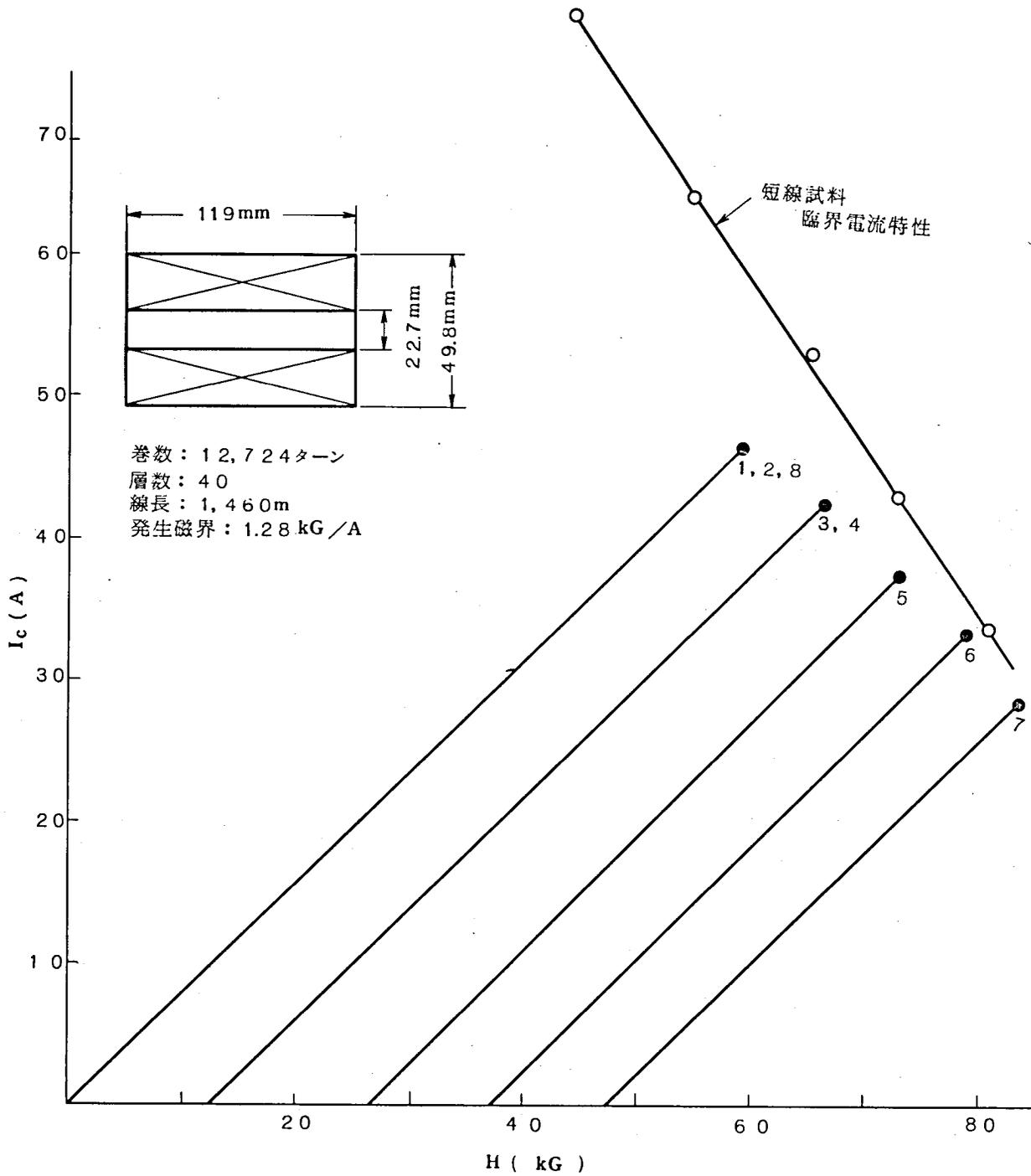


図4・26 0.33mmφの銅中に23μのNb-Ti 61本が埋め込まれた複合超電導線のコイル特性

4・6 ま と め

短線試料を用いてフラックスジャンプを観測することに成功し、その発生の規則性を理論的に解明した。又、これを不安定性現象との関連において論じた。本章で得られた結果を要約する。

- (1) 試料に印加する電流、又は磁界を変化させていった場合、フラックスジャンプは試料両端に発生する単発的な電圧パルスとして検出された。
- (2) 励磁の最初に現れるパルス(F F J)はクエンチさせないで測定を繰り返した場合、かなり精度の良い再現性を示す。
- (3) H→I、I→H、シミュレーション各過程で励磁した場合、F F Jは一定の規則性をもって出現する。(図4・7)
- (4) クエンチを繰り返した場合、クエンチの値はトレーニング現象を示し、これに対応するF F Jは逆トレーニング現象を示す。
- (5) クエンチの値はH→I、I→H、シミュレーションの順に低くなりシミュレーション過程ではしばしばF F Jによってクエンチする。
- (6) 観測されたF F Jは、磁束侵入により試料の温度が上昇し、その温度における J_c が試料を流れている印加電流 J_t よりも小さくなり、その結果生じるflux flowによって発生すると考えた理論解析結果と極めて良く一致した。
- (7) 485 mの線を用いて巻いた小コイルのデグラデーションとトレーニング現象はF F Jと密接に関連していることが明らかとなった。
- (8) 安定化の方法としては銅被覆の方法と細線化の方法を検討したが、いずれもかなりの効果が期待でき、特に後者はほとんどデグラデーションが消失することがわかった。

第 4 章 の 文 献

- (1) 田中光雄他： 超電導ハンドブック（電気学会） 第2章
- (2) S.L.Wipf and M.S.Lubell: Phys.Letters 16 (1965) 103,
S.L.Wipf: Phys.Rev., 161 (1967) 404
- (3) P.S.Swartz and C.P.Bean: J.Appl.Phys. 39(1968)4991
- (4) H.R.Hart, Jr: Proceedings of the 1968 Summer Study
on Superconducting Device and Accelerators (1968)
571
- (5) R.Hancox: Phys.Letters, 16(1965) 208
- (6) M.S.Lubell and G.T.Mallick: Appl.Phys.Letters, 4
(1964) 206
- (7) B.Taquet: J.Appl.Phys. 36 (1965) 3250
- (8) M.Iwamoto, N.Kaneseiki and T.Kawai: Appl.Phys.Letters
8 (1966) 38
- (9) 小俣虎之助、石原克己、田中光雄： 物理、応用物理関係連合大会（昭41-3） 237
- (10) T.Komata, K.Ishihara and M.Tanaka: Mitsubishi Denki
Laboratory Reports 7 (1966) 179
- (11) C.H.Rosner and H.W.Schadler: J.Appl.Phys. 34 (1963)
3107
C.H.Rosner, M.G.Benz and D.L.Martin: J.Appl.Phys. 34
(1963) 3108
- (12) M.S.Lubell: J.Appl.Phys. 37 (1966) 258

- (13) H. T. Coffey: *Cryogenics*, 7 (1967) 73
- (14) 平田郁之: Private Communication
- (15) P. R. Aron and G. W. Ahlgren: Proceedings of the 1967
Cryogenic Engineering Conference, Stanford Univ.,
Calif. USA, (1967) 21
- (16) 田中光雄、小俣虎之助、石原克己: 応用物理学術講演会(昭41-10)
- (17) 小俣虎之助、平田郁之、石原克己(三菱電機): 日本特許583571(昭41-3)
- (18) H. Brechna: Proceedings of the 1968 Summer Study on
Superconducting Device and Accelerators (1968) 477
- (19) Z. J. J. Stekly and J. L. Zar: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-12
(1965) 365
- (20) Z. J. J. Stekly, R. Thome and B. Stranss: *J. Appl. Phys.* 40
(1969) 2238

第 5 章

交 流 損 失 特 性

第 5 章

交流損失特性

5.1 ま え が き

超電導体は直流に対して無損失性を示すが、交流に対しては電力損失を生じる。完全反磁性を示す第 I 種超電導体においても $\hbar\omega_c = kT_c$ で与えられる周波数付近 ($10^{10} \sim 10^{11}$ Hz とされている) 以上では常電導体としての振る舞いを示す。⁽¹⁾ 一方、電気機器への応用の中心となる第 II 種超電導体では商用周波数付近の低い周波数の磁界や電流に対してかなりの損失を発生する。このことは液体ヘリウムの冷凍効率の極端な低くさ (4.2 K で発生する 1 W の発熱を取り去る場合、理想サイクルでも 75 W 、通常の冷凍機では $500\text{ W} \sim 1\text{ kW}$ 程度の電力が必要) を考えれば超電導応用機器にとって大きな障害となる。

第 II 種超電導体の商用周波数付近での交流損はヒステリシス損であると考えられており、比較的初期に行われた Buchhold⁽²⁾ らの Nb についての測定でも損失が周波数に比例しておりこの考えを裏付けている。

第 3 章に述べたように、実用的な不均質第 II 種超電導体では不均質点での磁束量子線のピン止め作用によって、磁化曲線は履歴を持つため、交番的な磁界又は電流が印加された場合には 1 サイクル当り磁化曲線で囲まれた面積に比例する損失が発生することになる。

前章でもふれたように現在超電導マグネットを中心とした応用において用いられる超電導線材は、安定化のために銅やアルミニウム等、低温で導電率の高い常電導金属と超電導体が何らかの形で複合一体化されたものが用いられる。このような複合線では超電導体のヒステリシス損以外に常電導金属中で発生する渦電流損が加わる。特に完全安定化の考えを基盤にして作られたものではかなり大量の常電導金属が用いられておりむしろ渦電流損が支配的となる。複合線の損失において、ヒステリシス損 (振幅の 3~4 乗に比例) と渦電流損 (振幅の 2 乗に比例) のいずれが支配的となるかは印加交流の周波数と振幅に依存すると考えられる。今、応用上の観点から交流磁界の振幅と周波数を分類すると次のようになるであろう。

- (1) 低磁界 - 低周波 ($H < \text{数 kG}$ 、 $f < \text{数 Hz}$)
- (2) 低磁界 - 高周波 ($H < \text{数 kG}$ 、 $f = \text{数 Hz} \sim \text{数百 Hz}$)
- (3) 高磁界 - 低周波 ($H = \text{数 kG} \sim \text{数十 kG}$ 、 $f < \text{数 Hz}$)
- (4) 高磁界 - 高周波 ($H = \text{数 kG} \sim \text{数十 kG}$ 、 $f = \text{数 Hz} \sim \text{数十 Hz}$)

(1)は損失的にはほとんど問題にならないと考えられる。(2)は交流回転機の界磁コイル、磁気浮上列車用コイル、送電線用導体などがこれに当る。(3)は超電導加速器、エネルギー蓄積用コイルなどで問題になる。(4)は交流回転機の電機子コイル、変圧器などの超電導化を考える場合に遭遇する領域になる。

現在わが国では種々の社会的条件もあって、超電導の応用は磁気浮上超高速鉄道、超電導発電機、送電線などに指向して開発が進められている。このため(2)の領域での交流損が最も大きな問題となっていると言える。超電導加速器は欧州、米国などの研究機関ではかなり大規模なものの製作も行われており、これの交流特性研究と相俟って交流用線材の開発も行われているが、日本ではこの方面の研究はそれほど力を注がれていない。エネルギー蓄積用コイルはその規模の問題から近い将来の実現の目途は立っていないし、又回転機の電機子や変圧器の超電導化は交流損失の面から実現は疑問視されている。

以上のような背景を勘案して筆者らは当面最も技術的需要の高い(2)の領域の交流損失特性について検討を行って来た。本章では初めにTi-Nb-Ta超電導合金のヒステリシス損失の検討結果を述べ、次いで銅中に超電導線を埋め込んだ複合線の交流損失について考察する。

5・2 超電導合金線の交流損失

5・2・1 ヒステリシス損の理論計算

超電導体の交流損失は磁化の履歴に基づくヒステリシス損であることは早くから知られ、簡単なBeanモデルによる解析がLondon⁽³⁾によって行われたのを始め実験の報告例も少ない。磁気浮上列車用超電導コイルや交流回転機の界磁コイルなどでは大きな直流磁界又は直流電流と重畳された形で交流磁界又は交流電流が存在するため、交直重畳時の損失が検討されるべきである。しかしこのような場合についての解析や実験の例は意外に少ない。僅かにDammann⁽⁴⁾らがNbについて2kGまでの直流磁界が重畳されたときの交流損を測定しBeanモデルによる簡単な解析で臨界電流と損失の間の関係を見出しているに過ぎない。

筆者ら⁽⁵⁾は交直重畳磁界が印加されたときの交流損を厳密に理論解析するとともにTi-Nb-Ta超電導合金線について実験を行いこれを検証した。以下これについて述べる。

本節での理論計算においてわれわれは、無限平板モデルを用い、平板内部の磁束密度分布は第3章(3・5)式に従うものとして取扱う。直流磁界が重畳されている場合とされ

ていない場合、或いは重畳されている場合でも直流磁界 B_d が交流磁界の振幅 B_o より大きい場合と小さい場合で内部磁束分布のパターンが異なることになる。この模様を図 5・1 に示す。図では交流磁界による磁束分布の変化は試料中心まで及ばないと仮定しているが、これは 0.25 mm ϕ 程度の通常の合金系超電導線では B_o がほぼ 3 kG 以下で成立つ。以下図 5・1 の 3 つの場合に分けて解析を進める。

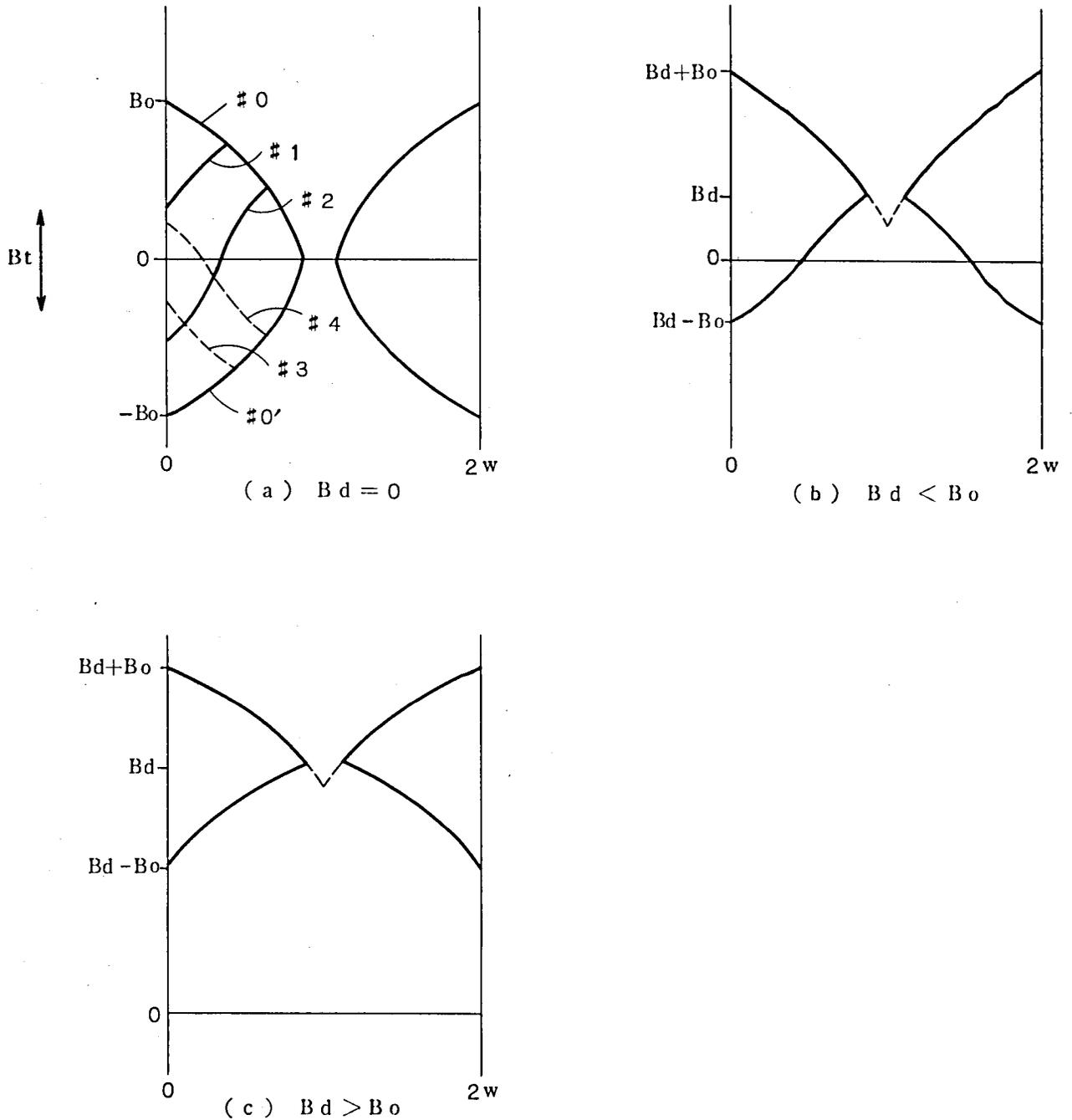


図 5・1 交直重畳磁界に対する超電導無限平板内の磁束分布

(1) $B_d = 0$ の場合 (図 5・1(a))

交流磁界が最大になった時の磁束分布は図 5・1(a)の # 0 で示される。この時を起点として交流磁界 B_t が $B_0 \rightarrow 0 \rightarrow -B_0 \rightarrow 0 \rightarrow B_0$ と 1 サイクル 変化した場合内部磁束分布は # 0 \rightarrow # 1 \rightarrow # 2 \rightarrow # 0' \rightarrow # 3 \rightarrow # 4 \rightarrow # 1 のように変化していく。これら各瞬間の平板内部の平均磁束密度は次のようになる。

$0 < B_t < B_0$ ($B_0 \rightarrow 0$) のとき

$$\bar{B}_1 = \frac{n}{(n+1)\alpha w} \left\{ 2 \left(\frac{B_0^n + B_t^n}{2} \right)^{\frac{n+1}{n}} - B_t^{(n+1)} \right\} \quad (5 \cdot 1)$$

$-B_0 < B_t < 0$ ($0 \rightarrow -B_0$) のとき

$$\bar{B}_2 = \frac{n}{(n+1)\alpha w} \left[2 \left\{ \frac{B_0^n - (-B_t)^n}{2} \right\}^{\frac{n+1}{n}} - (-B_t)^{(n+1)} \right] \quad (5 \cdot 2)$$

$-B_0 < B_t < 0$ ($-B_0 \rightarrow 0$) のとき

$$\bar{B}_3 = - \frac{n}{(n+1)\alpha w} \left[2 \left\{ \frac{B_0^n + (-B_t)^n}{2} \right\}^{\frac{n+1}{n}} - (-B_t)^{(n+1)} \right] \quad (5 \cdot 3)$$

$0 < B_t < B_0$ ($0 \rightarrow B_0$) のとき

$$\bar{B}_4 = - \frac{n}{(n+1)\alpha w} \left\{ 2 \left(\frac{B_0^n - B_t^n}{2} \right)^{\frac{n+1}{n}} - B_t^{(n+1)} \right\} \quad (5 \cdot 4)$$

以上の平均磁束密度を図示すれば図 5・2 に示すようなループを描く。このループの面積から交流磁界 1 サイクル 当りの損失が求められるが平板単位表面積当りの損失で表わすと、

$$\begin{aligned} P_h / f &= \frac{w}{\mu_0} \left\{ \int_{-B_0}^0 (\bar{B}_2 - \bar{B}_3) dB_t + \int_0^{B_0} (\bar{B}_1 - \bar{B}_4) dB_t \right\} \\ &= \frac{2w}{\mu_0} \int_0^{B_0} (\bar{B}_1 - \bar{B}_4) dB_t \\ &= \frac{4n}{\mu_0 \alpha (n+1)} \int_0^{B_0} \left\{ \left(\frac{B_0^n + B_t^n}{2} \right)^{\frac{n+1}{n}} + \left(\frac{B_0^n - B_t^n}{2} \right)^{\frac{n+1}{n}} - B_t^{(n+1)} \right\} dB_t \end{aligned} \quad (5 \cdot 5)$$

となる。 $B_t / B_0 = \beta$ とおくと (5・5) 式は

$$P_h/f = \frac{4nB_0(n+2)}{\mu_0\alpha(n+1)} \int_0^1 \left\{ \left(\frac{1+\beta^n}{2} \right)^{\frac{n+1}{n}} + \left(\frac{1-\beta^n}{2} \right)^{\frac{n+1}{n}} - \beta^{(n+1)} \right\} d\beta \quad (5.6)$$

となり、損失は振幅 B_0 の $(n+2)$ 乗に比例することが判る。

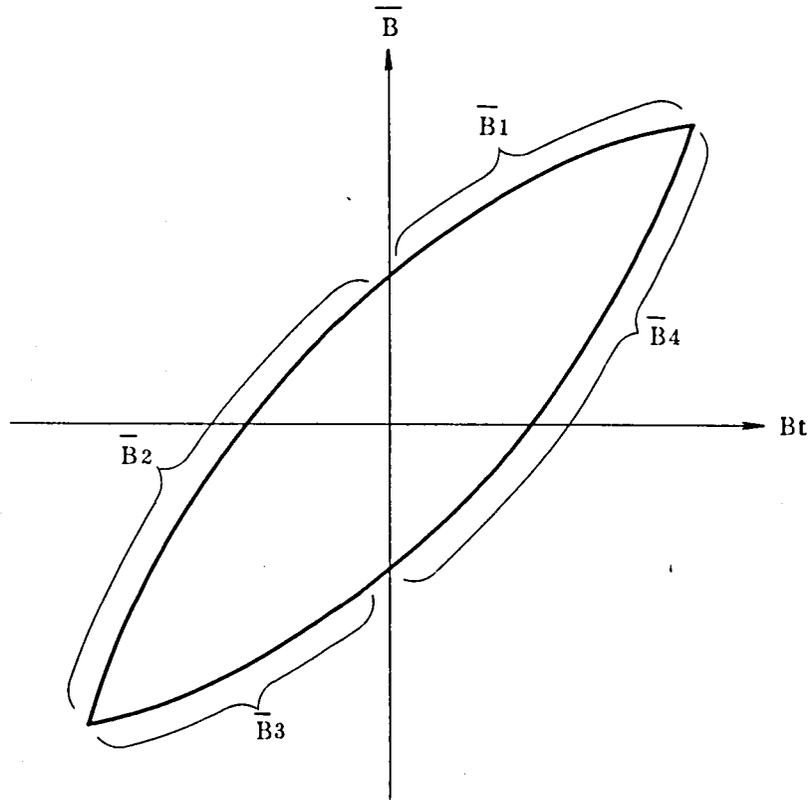


図 5.2 交番磁界による内部平均磁界密度のヒステリシスループ

(2) $B_d < B_0$ の場合 (図 5.1 (b))

先と同様の考え方により、1 サイクル当りの損失は単位表面積当り、

$$P_h/f = \frac{2n}{\mu_0\alpha(n+1)} \left\{ \int_0^{B_0-B_d} f_1(B_t) dB_t + \int_{B_0-B_d}^{B_0+B_d} f_2(B_t) dB_t \right\} \quad (5.7)$$

$$\begin{aligned} \text{ここで、} f_1(B_t) = & \left\{ \frac{(B_0+B_d)^n + B_t^n}{2} \right\}^{\frac{n+1}{n}} + \left\{ \frac{(B_0+B_d)^n - B_t^n}{2} \right\}^{\frac{n+1}{n}} + \left\{ \frac{(B_0-B_d)^n + B_t^n}{2} \right\}^{\frac{n+1}{n}} \\ & + \left\{ \frac{(B_0-B_d)^n - B_t^n}{2} \right\}^{\frac{n+1}{n}} - 2 \left\{ \frac{(B_0+B_d)^n - (B_0-B_d)^n}{2} \right\}^{\frac{n+1}{n}} - 2B_t(n+1) \end{aligned} \quad (5.8)$$

$$f_2(Bt) = \left\{ \frac{(B_0+Bd)^n + Bt^n}{2} \right\} \frac{n+1}{n} + \left\{ \frac{Bt^n - (B_0-Bd)^n}{2} \right\} \frac{n+1}{n} - \left\{ \frac{(B_0+Bd)^n - (B_0-Bd)^n}{2} \right\} \frac{n+1}{n} - Bt^{(n+1)} \quad (5.9)$$

となる。

(3) $B_0 < B_d$ の場合 (図 5・1(c))

同様に損失は、

$$P_h/f = \frac{2n}{\mu_0 \alpha (n+1)} \int_{B_d - B_0}^{B_d + B_0} \left[\left\{ \frac{(B_d + B_0)^n + Bt^n}{2} \right\} \frac{n+1}{n} + \left\{ \frac{(B_d - B_0)^n + Bt^n}{2} \right\} \frac{n+1}{n} - \left\{ \frac{(B_d + B_0)^n + (B_d - B_0)^n}{2} \right\} \frac{n+1}{n} - Bt^{(n+1)} \right] dBt \quad (5.10)$$

で与えられる。直流磁界が十分大きいとき ($B_0 \ll B_d$) には

$$P_h/f = \frac{2n}{3\mu_0 \alpha} B_0^3 B_d^{(n-1)} \quad (5.11)$$

となり、交流振幅の3乗に比例し直流磁界の($n-1$)乗に比例することが判る。

5・2・2 損失の電氣的測定法

交流損の測定法については従来から種々のものが提案されているが⁽⁶⁾最も一般的なものは試料の発熱によって液体ヘリウムから蒸発するヘリウムガスの量を測定する方法である。しかしこの方法で精度良く測定し得る最小の損失は、外部からの熱侵入を極力抑えたとしても数mW程度であり、このためにはかなりの量の超電導線が必要となる。超電導線を大量に使用すると必然的にターン間、層間などの間隙が小さくなり近接効果のため測定値の信頼性が低下する恐れがある。筆者らはこの点を勘案して短線試料に近いもので測定すべく電氣的な方法でこれを行うことにした。同時に印加交流の振幅が大きく損失値の大きいところでは蒸発ヘリウムガスによる測定も並行して行い両者の一致を検討した。

本研究で用いた電氣的測定法は、試料線に交流電流を印加して線の両端に現れる電圧を検出し電圧と電流の積を積分して求めるものである。積分は電圧と電流の波形を観測し、これを後で数値積分処理する方法を用いた。このような電流と電圧から求めた値 (P_j/f)

がヒステリシス損 (P_h/f) と等しくなることを次に示そう。

図 5・3 に示すように厚さ $2w$ の無限平板を幅 d 、長さ ℓ で区切った部分を考える。これに y 方向に交番電流 I_t が流れたとすると表面の磁界 (H_s) は左側面で $I_t/2d$ 、右側面で $-I_t/2d$ となり左右で位相が半周期ずれた交番磁界が印加された場合と全く同様となる。

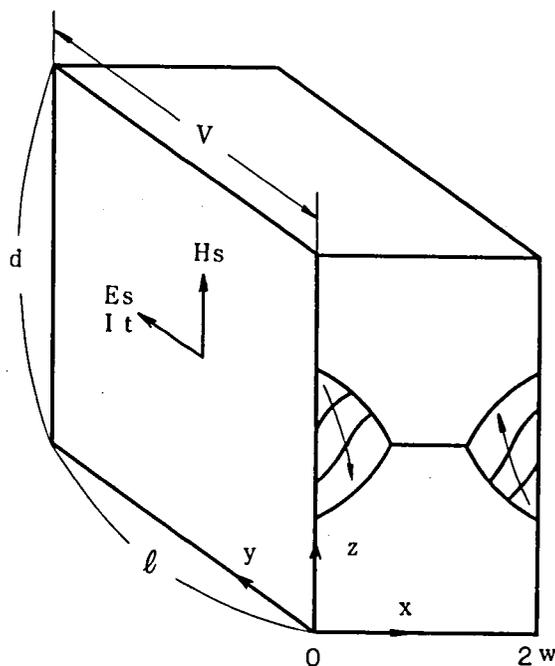


図 5・3 無限平板における電界、磁界、電流および電圧の方向関係

y 方向に現れる表面電界を E_s 、長さ ℓ での電圧を V とすると

$$P_J/f = \frac{1}{2d\ell} \int_0^{1/f} (V \times I_t) dt = \int_0^{1/f} (E_s \times H_s) dt \quad (5 \cdot 1.2)$$

となり、これは表面の単位面積当りの Poynting ベクトルを 1 サイクルにわたって積分したものである。

今、交流電流 I_t (振幅 I_0) による表面磁界を $H_s = B_s/\mu_0$ (B_s の振幅を B_0 とする) とすると表面の電界 E_s は Maxwell の方程式と内部磁束分布の表式を組み合わせることにより次のように求まる。

$B_0 \rightarrow |B_s| \rightarrow 0$ のとき

$$E_s = -\frac{n}{\alpha} \cdot \frac{dB_s}{dt} |B_s|^{(n-1)} \left[|B_s| - \left\{ \frac{B_0^n + |B_s|^n}{2} \right\}^{1/n} \right] \quad (5 \cdot 13)$$

$0 \rightarrow |B_s| \rightarrow B_0$ のとき

$$E_s = \frac{n}{\alpha} \cdot \frac{dB_s}{dt} |B_s|^{(n-1)} \left[|B_s| + \left\{ \frac{B_0^n - |B_s|^n}{2} \right\}^{1/n} \right] \quad (5 \cdot 14)$$

(5・13)、(5・14)と(5・12)を組み合わせ、 $B_s/B_0 = \beta$ とおくと、

$$P_J / f = \frac{2n B_0^{(n+2)}}{\mu_0 \alpha} \int_0^1 \left[2\beta^{(n+1)} - \beta^n \left\{ \left(\frac{1+\beta^n}{2} \right)^{1/n} - \left(\frac{1-\beta^n}{2} \right)^{1/n} \right\} \right] d\beta \quad (5 \cdot 15)$$

を得る。(5・15)式および(5・6)式の積分はいずれも $n = 1$ 以外は解析的に求めることはできないが(5・15)と(5・6)が全く等しいことは(5・6)式の積分を部分積分することにより簡単に証明できる。

以上の結果、本研究に用いる電氣的測定法がヒステリシス損の測定になることが明らかとなった。

5・2・3 実験方法

実験に用いた試料は0.25mm径のTi-2.5%Nb-5%Ta合金線でこれは99.94%冷間加工したのち400℃で24時間熱処理したものである。試料線3m強を図5・4に示すように2cm径のガラスエポキシ巻枠に無誘導1層に巻きつけ、両端はジャンクションを経てリード線に接続し又端部付近に電圧端子を取りつけた。電圧端子間隔は正確に3mである。近接効果をできるだけ小さくするため巻線ターン間隔は1mmとしたがこれは線径の4倍に当り隣接ターンからの磁界の影響は最も強いところでも自己磁界の3.2%であり、ほとんど無視し得ると考えられる。先にも述べたように、ヘリウムガス蒸発量による測定も並行して行いたため、試料はナイロン製のカロリメータ内に挿着された。カロリメータの外側に有効内径5cm、最高発生磁界50kGの超電導マグネットを置き、これによって試料線に垂直な直流磁界を印加した。

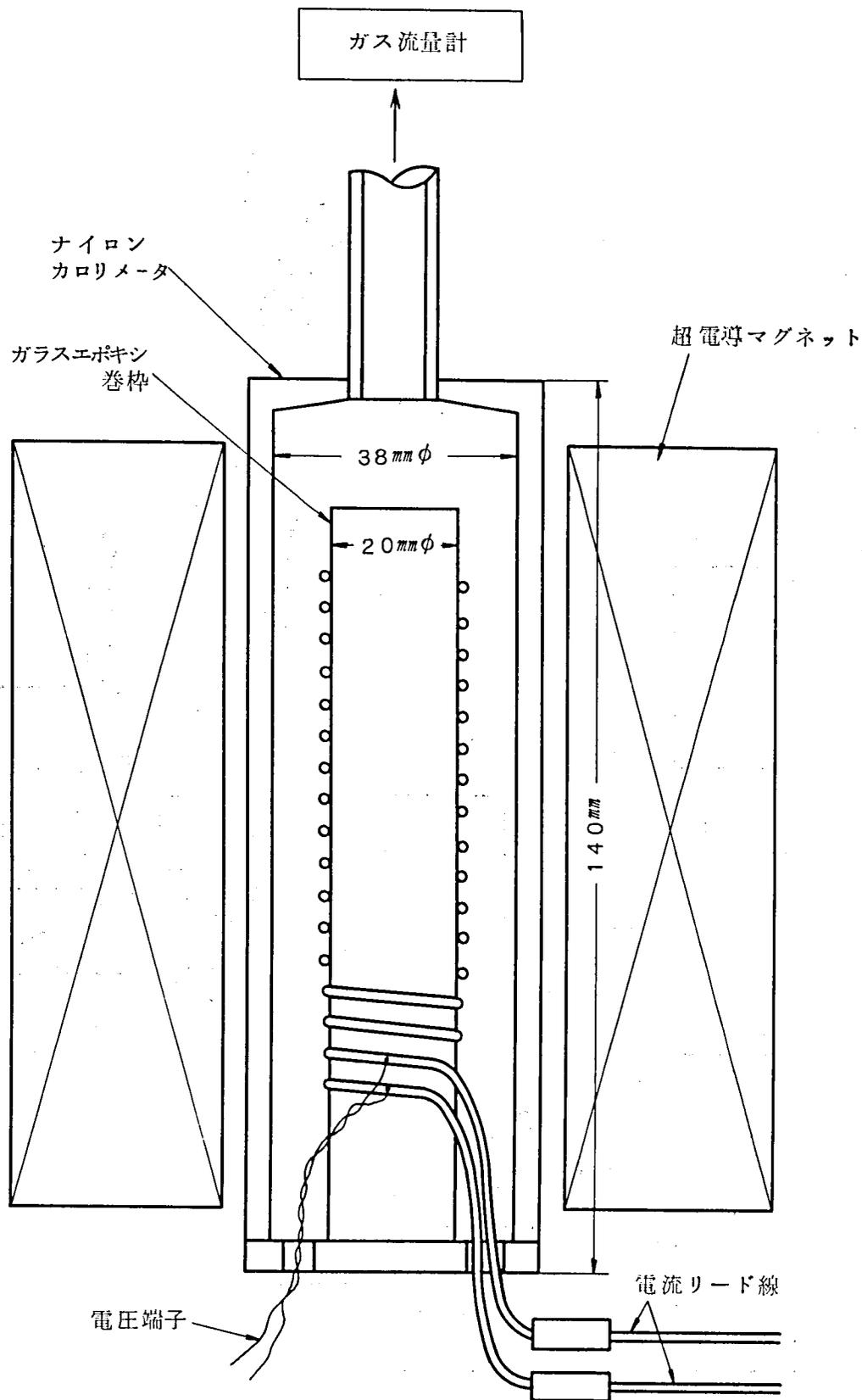


図 5・4 交流損失測定試料

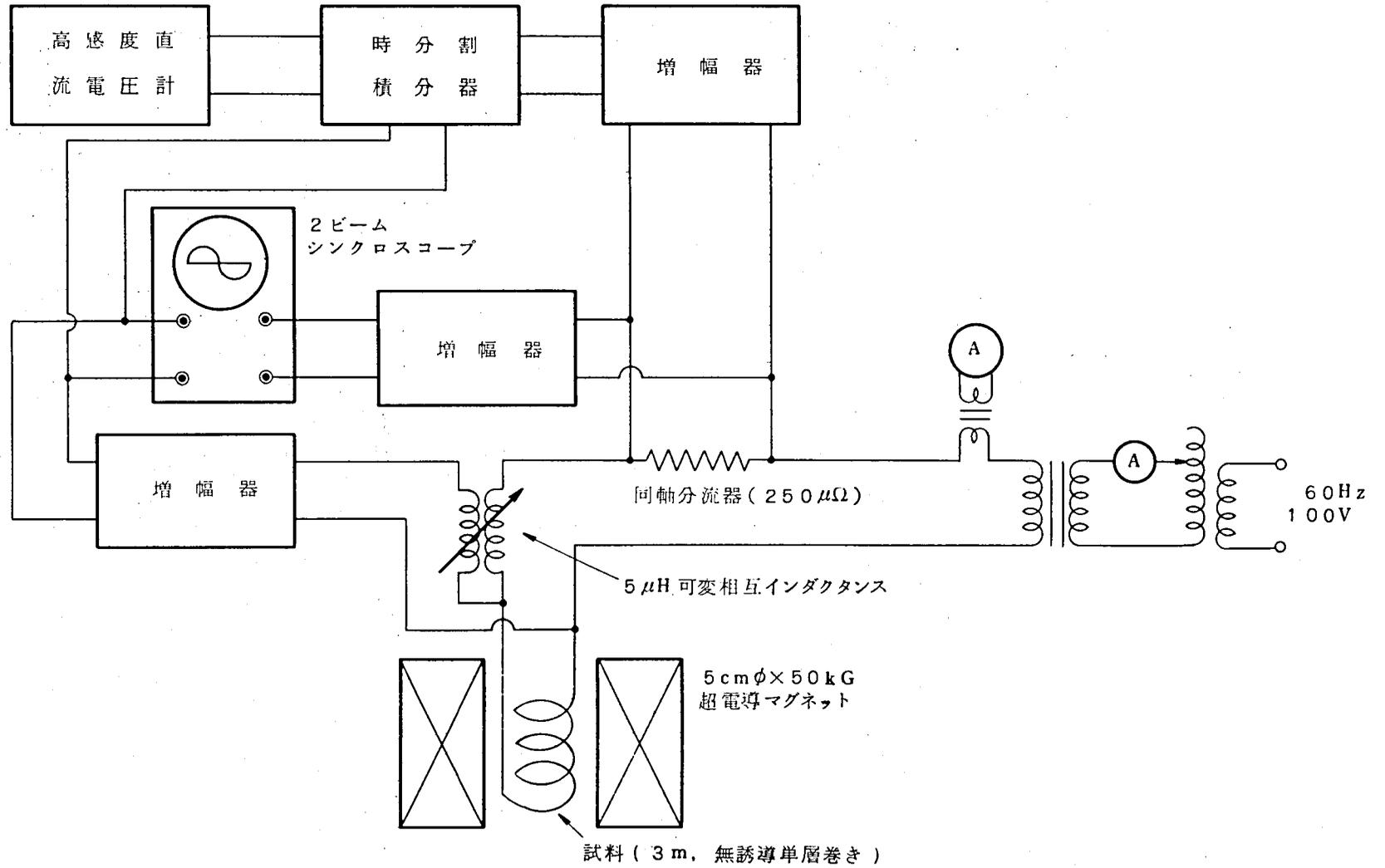


図 5・5 交流損失の電氣的測定回路

試料には60Hz正弦波交流電流を印加した。交流損の電氣的測定回路は図5・5に示す通りである。測定は2種類の方法で行った。1つは入力電流波形と出力電圧波形を2ビームシンクロスコープで観測し、後で数値処理する方法であり、他の1つは時分割積分器の2つの入力に電流と電圧を入れて損失を直読する方法である。時分割積分器は、内部で200kHzのパルスを発生し、その幅を一方の入力で変調し、高さを他の一方の入力で変調しパルス列の面積の和に比例した出力を直流電圧として出すものである。損失の測定下限は前者で 5×10^{-6} J/cycle、後者で 1×10^{-5} J/cycle程度である。超電導線の交流に対する等価抵抗は極めて微小であるため、試料は無誘導に巻いてはあるが不可避免的な残留リアクタンスの方がこれより遙かに大となり力率はかなり低くなる。このため電圧測定回路には可変相互インダクタンスを入れ試料の発生する誘導電圧を完全に打消すようにした。

ヘリウム蒸発ガスによる測定はカロリメータから蒸発してくるガスを流量計で読み取り、液体ヘリウムの蒸発潜熱から発熱量を求めるものである。しかし試料が全く発熱していない時にも熱流入などによる自然蒸発があり、しかもこの値がデュワー瓶に貯められている液体ヘリウム量によって左右されるため、実際には、試料線に沿って巻いた標準ヒータによって測定中の適当な時期に何度か校正を行うことによって損失を求めた。この方法で測定し得る損失の下限は 5×10^{-5} J/cycle程度であった。

5・2・4 実験結果および検討

(1) 電圧波形

試料線に交流電流 $I_0 \cos \omega t$ を印加した場合の試料両端に現れる電圧は外部直流磁界が零の場合には(5・13)、(5・14)式より

$0 < \omega t < \pi/2$ のとき

$$V = \frac{n}{\alpha} \cdot \omega l \left(\frac{\mu_0 I_0}{\pi d} \right)^{(n+1)} \sin \omega t (\cos \omega t)^{(n-1)} \left[\cos \omega t - \left\{ \frac{1 + (\cos \omega t)^n}{2} \right\}^{1/n} \right] \quad (5 \cdot 16)$$

$\pi/2 < \omega t < \pi$ のとき

$$V = -\frac{n}{\alpha} \cdot \omega \ell \left(\frac{\mu_0 I_0}{\pi d} \right)^{(n+1)} \sin \omega t (-\cos \omega t)^{(n-1)} \left[-\cos \omega t + \left\{ \frac{1 - (-\cos \omega t)^n}{2} \right\}^{1/n} \right] \quad (5 \cdot 17)$$

となる。ここに d は試料超電導線の直径、又 ℓ は電圧測定端子の間隔である。

$\pi < \omega t < 2\pi$ の半周期は上の場合と符号が逆になるだけである。

直流磁界 B_d ($B_d > \mu_0 I_0 / \pi d$) が重畳された場合には、同様の解析により

$0 < \omega t < \pi$ のとき

$$V = \frac{n}{\alpha} \cdot \omega \ell B_d^n \left(\frac{\mu_0 I_0}{\pi d} \right) \sin \omega t (1 + r \cos \omega t)^{(n-1)} \left[1 + r \cos \omega t - \left\{ \frac{(1+r)^n + (1+r \cos \omega t)^n}{2} \right\}^{1/n} \right] \quad (5 \cdot 18)$$

で与えられる。ここに r は交流電流による試料表面の交流磁界の振幅と直流磁界との比 $\mu_0 I_0 / \pi d B_d$ を表わす。図 5・6 に (5・16) ~ (5・18) で示される電圧波形の $n = 1.7$ の場合の計算結果を示す。 $B_d = 0$ の場合には $\omega t = \pi/2$ でくびれを持った波形になるが B_d が存在する場合にはくびれは見られない。

図 5・7 に示す写真は試料に 60 Hz の交流電流を印加した場合の電圧波形観測結果の一例を示す。直流磁界零のときの波形は理論計算結果のように $\omega t = \pi/2$ で完全に零になることはないがかなりのくびれが認められるが、直流磁界が存在する場合にはくびれが殆んど消滅しているのがわかる。観測された電圧波形は理論的に予測されたものとなり良く一致していることがわかる。

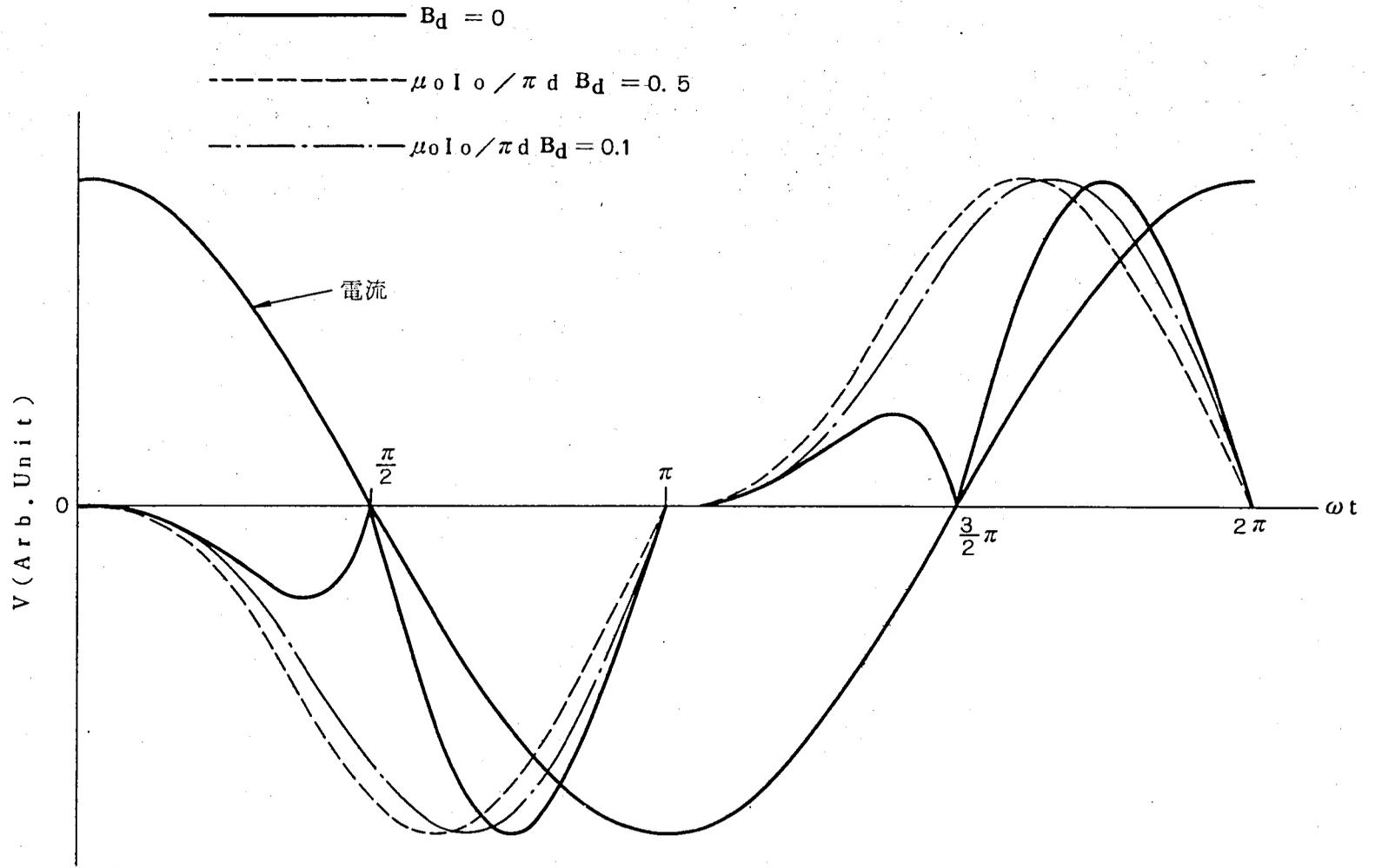
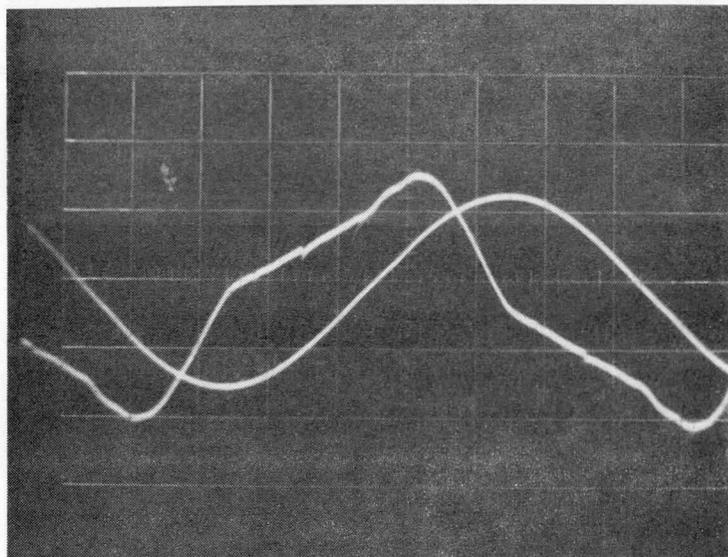


図 5・6 正弦波交流電流に対する超電導線の電圧波形計算値 ($n = 1.7$)

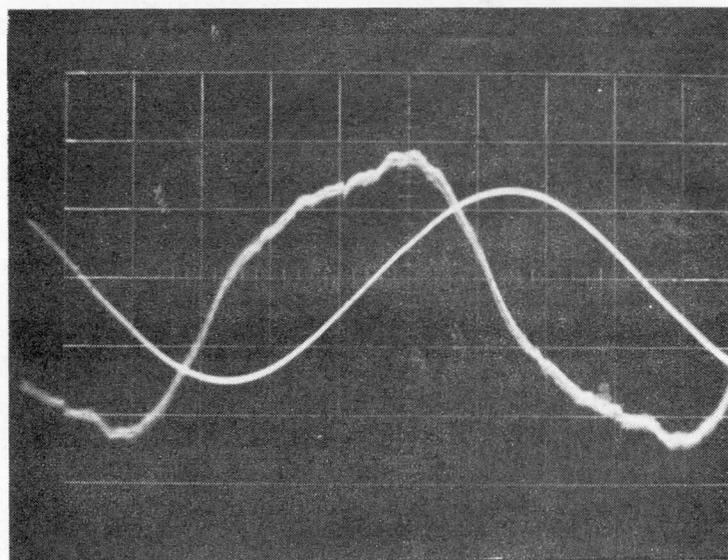


$Bd = 0 \text{ kG}$

$I_{rms} = 120 \text{ A}$

縦軸 { 電流 : 100 A/div
電圧 : 3 mV/div

横軸 : 2 msec/div

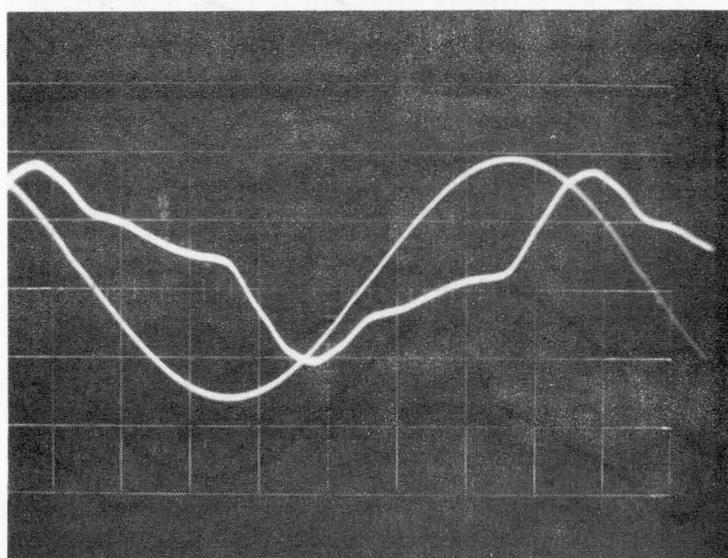


$Bd = 5.3 \text{ kG}$

$I_{rms} = 100 \text{ A}$

$(\mu_0 I_0 / \pi d B d = 0.43)$

電圧 : 1 mV/div



$Bd = 23.4 \text{ kG}$

$I_{rms} = 100 \text{ A}$

$(\mu_0 I_0 / \pi d B d = 0.097)$

電圧 : 10 mV/div

図 5・7 Ti-25Nb-5Ta (at%) 線の 60Hz 交流電流による電圧波形
(試料線径 0.25mm、試料長 3m)

(2) 交流損失の交流振幅依存性

図5・8は試料線に60Hzの交流電流を印加した時の交流損失の測定結果である。横軸には電流によって試料線の表面に作られる磁界のピーク値を、又縦軸には試料単位表面積当りの1周期に発生する損失をとっている。損失の大きい範囲ではヘリウムガス蒸発量による測定も行っているが電氣的測定によるものとの一致は極めて良い。直流磁界が存在しない場合に最も損失が小さく、直流磁界の重畳によって損失が顕著な増加を示すことが明らかである。20kGの直流磁界の重畳によりほぼ1桁程度損失が増加している。

図5・9は本実験の試料と全く同じ超電導線(但し銅被覆されている)の臨界電流特性を示したものである。このグラフから第3章で述べたところから従って((3・7)式参照) n と α を求めることができ、その結果 $n = 1.7$ 、 $\alpha = 6.6 \times 10^3$ を得る。これらの値を用いて(5・6)、(5・7)および(5・10)式から計算した値を図5・8の破線で示した。計算値と実測値の差は $B_d = 0$ で35%、 $B_d = 23.4 \text{ kG}$ で18%程度であり、いずれも実測値の方が小さくなっている。この差異の原因としては理論では無限平板モデルで取扱っているのに実測では円断面の線を用いていることに起因していると考えられ、次の2つの点を考慮すれば上記の差は良く説明できる。

- (1) 交流自己電流と外部直流磁界が共存する場合、線試料内の磁束分布は無限平板モデルのそれと相違するが、この相違は $B_d = 0$ で最も大きく、 B_d が大きくなるほど無限平板モデルに近くなる。
- (2) 損失として単位表面積当りのものを用いているが、無限平板では外部磁界と平行な面のみを考えているのに対し、線試料では全表面で取っているため、線試料の方が表面積が大きくなっている。

以上の2点を考慮すれば実測値と計算値のずれは良く説明され両者の一致はかなり良いと考えられる。

損失の交流振幅依存性に関しては理論的には、 $B_d = 0$ の場合には(5・6)式より $P/f \propto B_0^{3.7}$ となり B_d が十分大きい場合には(5・11)式より $P/f \propto B_0^3$ が予測される。図5・8によれば実測値は $B_d = 0$ で $P/f \propto B_0^{3.73}$ 、 $B_d = 23.4 \text{ kG}$ で $P/f \propto B_0^{3.06}$ となりほとんど理論的に予測される値と一致していることが認められる。

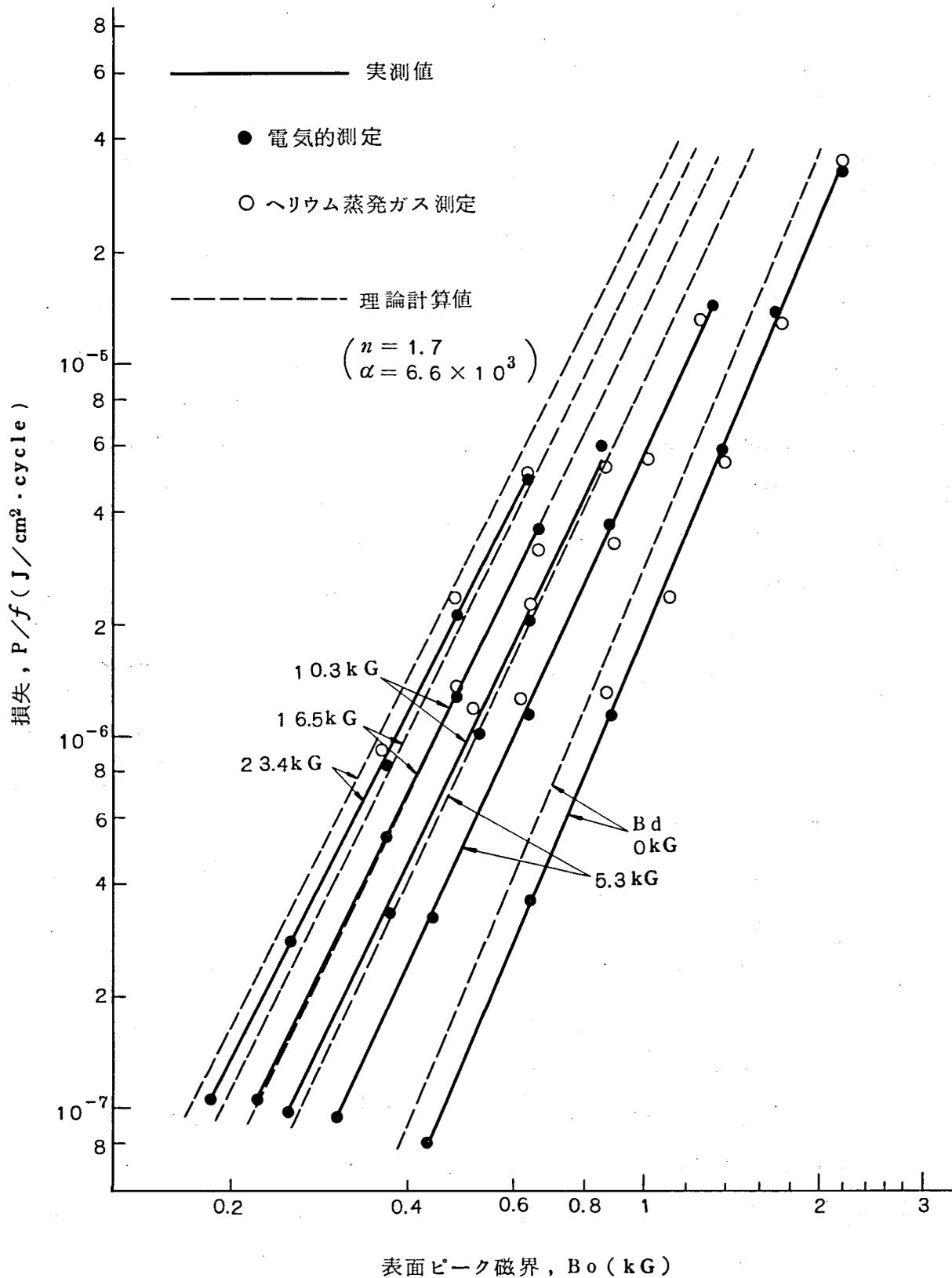


図 5・8 Ti-25Nb-5Ta (at%) 線の 60Hz 交流電流による交流損失
 (試料線径: 0.25mm、試料長: 3m)

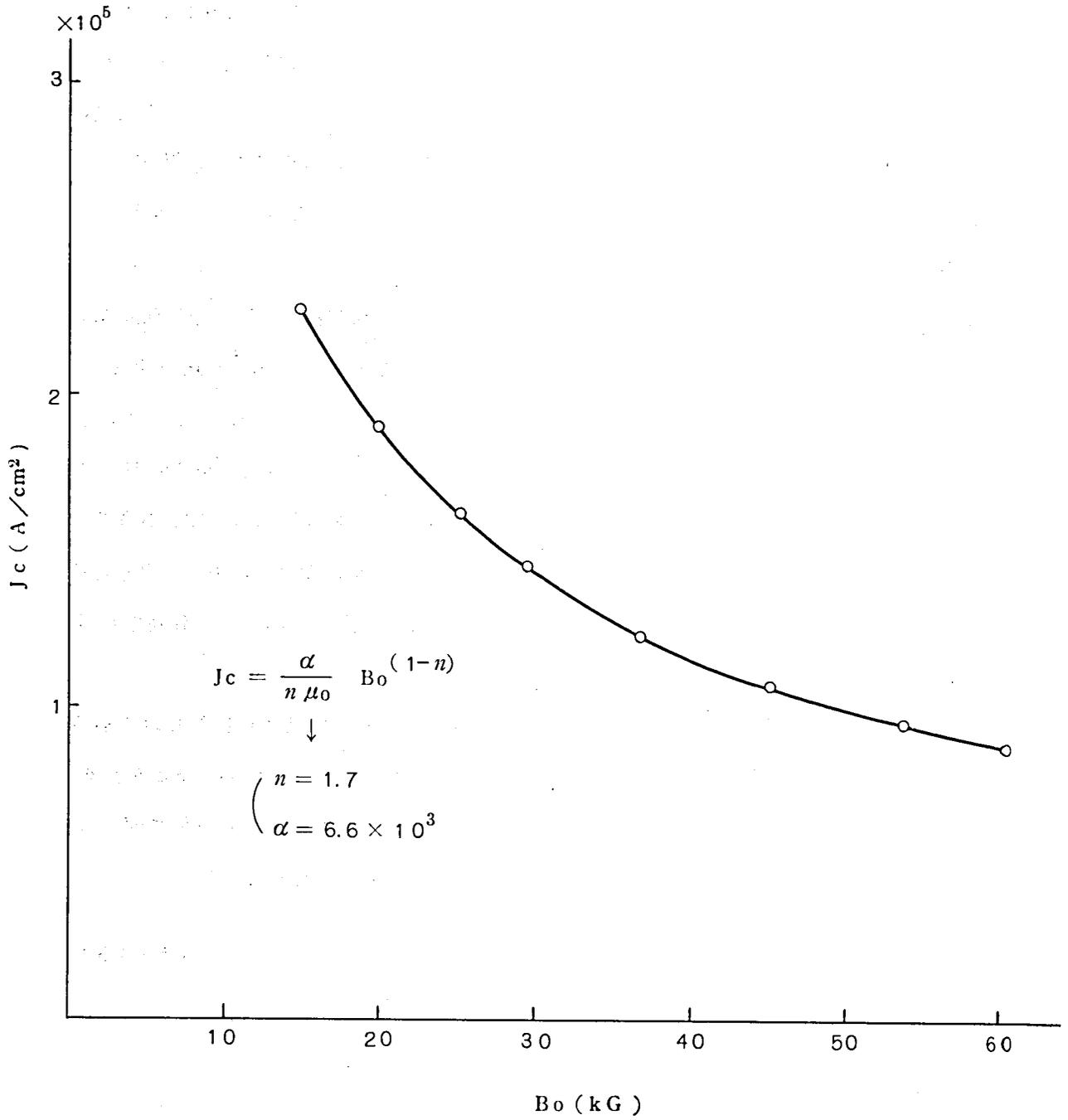


図 5・9 Ti-25Nb-5Ta (at%) 線の臨界電流特性

(3) 交流損失の直流磁界依存性

図 5・8 から直流磁界が重畳された場合には、されない場合に比べて損失がかなり増加することがわかる。これを明確にするため、損失を直流磁界の関数として表わしてみる。図 5・10 は横軸に直流磁界 B_d 、縦軸に交直重畳時の損失 P_s と $B_d = 0$ のときの損失 P_o の比をとり、交流振幅 B_o をパラメータとして表わしたものである。実線は (5・6) ~ (5・10) 式に従って $n = 1.7$ 、 $\alpha = 6.6 \times 10^3$ に対して計算されたものであるが実測値との一致はかなり良い。

図 5・10 から明らかなように交流振幅が小さいほど直流磁界による損失の増加率は大きくなる。例えば $B_d = 0$ のときの損失と $B_d = 10 \text{ kG}$ のときの損失を比較すると $B_o = 3.2 \text{ kG}$ では 2 倍程度にしかならないが、 $B_o = 50 \text{ G}$ では 40 倍にもなってしまうことがわかる。又、図 5・10 によれば、直流磁界の値がある程度小さい時には $B_d = 0$ のときの損失よりむしろ減少し、 B_d のある値で極小値 ($P_s/P_o \cong 0.5$) をとることが示される。この極小を与える B_d の値は交流振幅 B_o に依存し、 B_o が大きいほど大きいことがわかる。このことは実用上交流損失の低減を考えていく上で有効な手段を示唆するものと考えられる。

図 5・11 は横軸に直流磁界と交流振幅の比 B_d/B_o をとって描き直したものであるが (5・6) ~ (5・10) 式の計算値を n を変えてこのように整理すると B_d が大きいところでは対数グラフにおいて図のように原点を通る傾き $(n-1)$ の直線で表される。このことから直流磁界がある程度大きなところでは交直重畳時の損失は

$$P_s/P_o = (B_d/B_o)^{(n-1)} \quad (5 \cdot 19)$$

という簡単な表式で与えられることが明らかとなる。

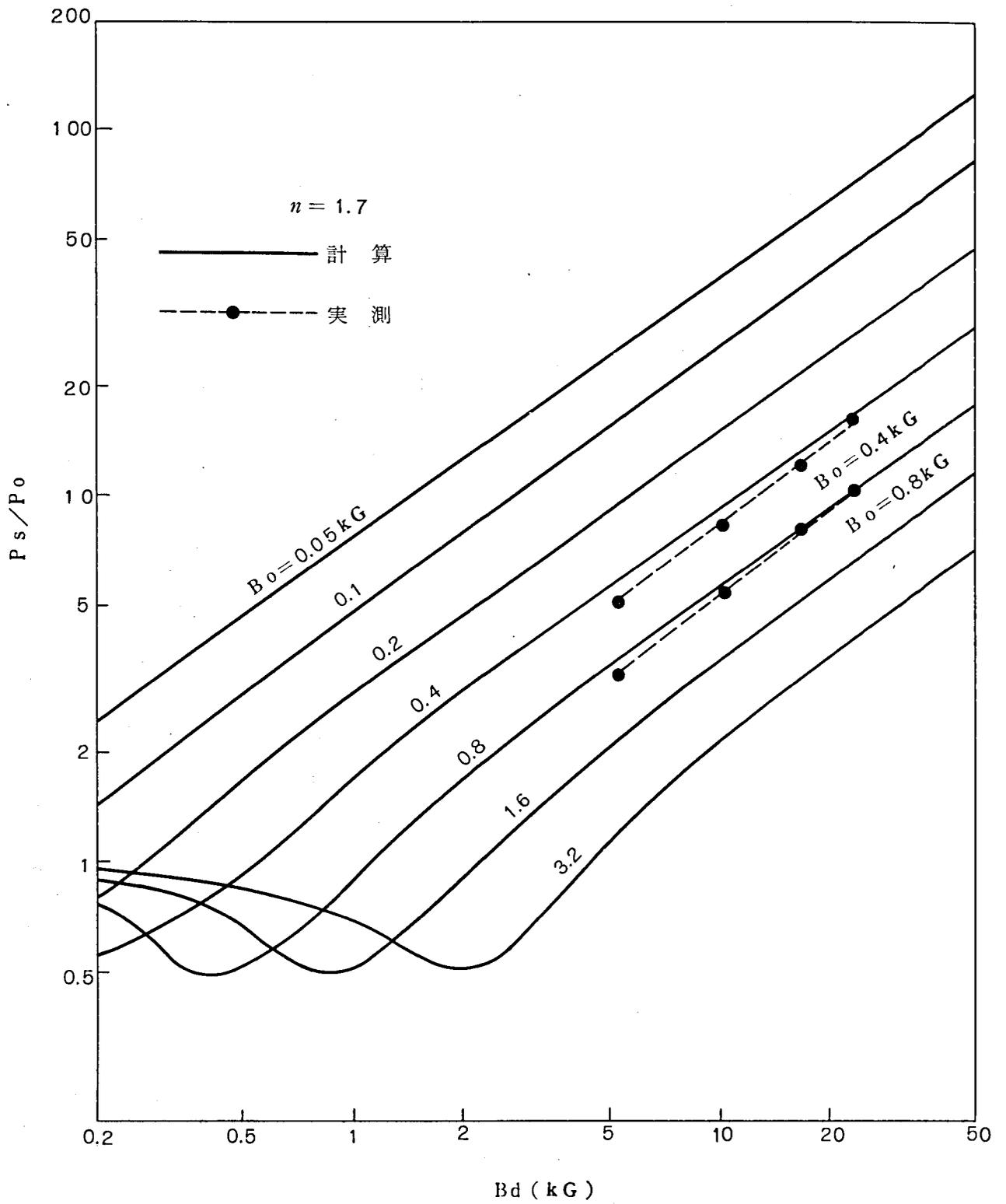


図 5・10 直流磁界が印加された場合の交流損失の変化

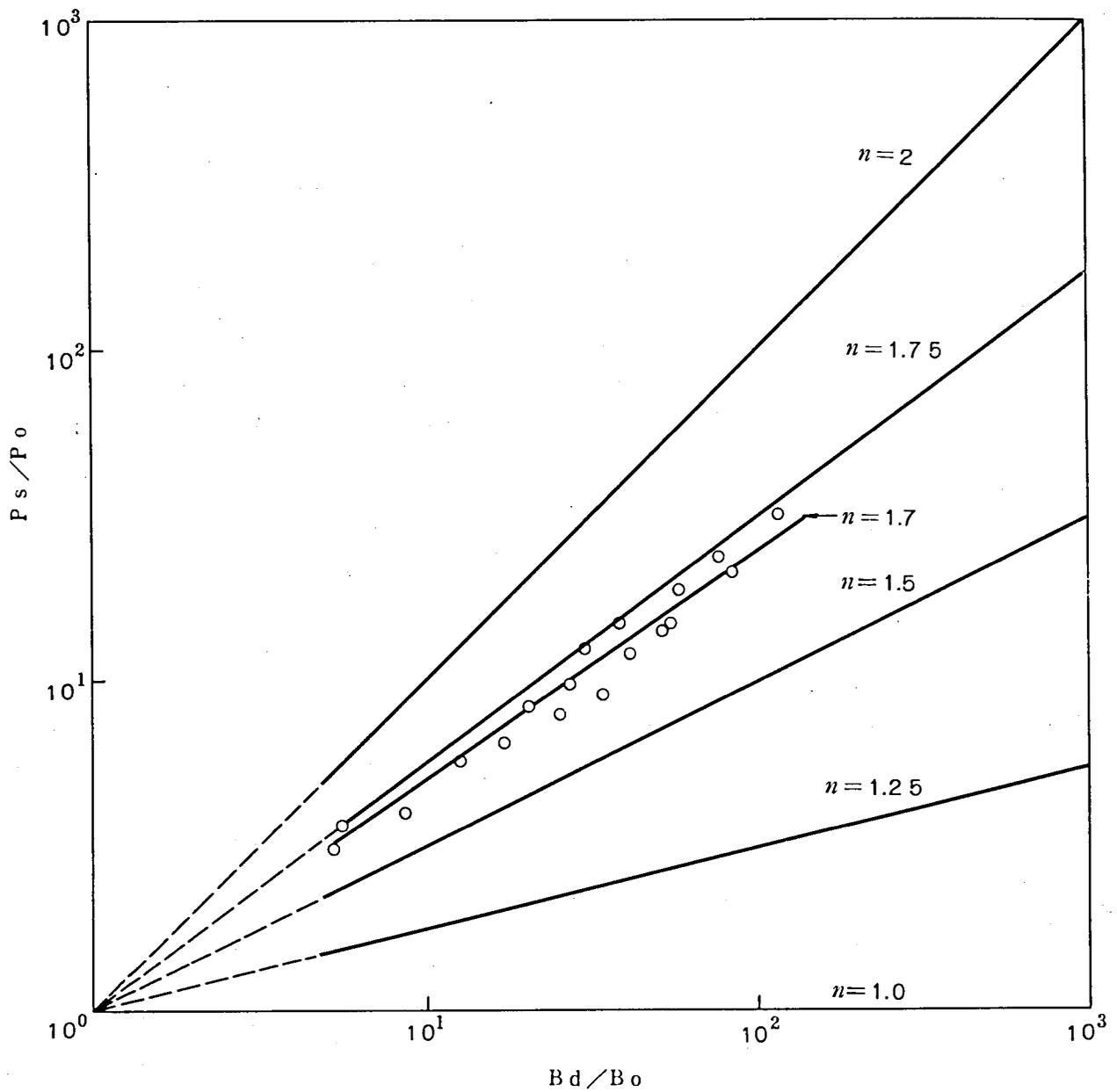


図5・11 交流損失の直流磁界依存性(直流磁界が交流磁界に対して十分大きいとき)

5・3 複合超電導線の交流損失^{(7)~(10)}

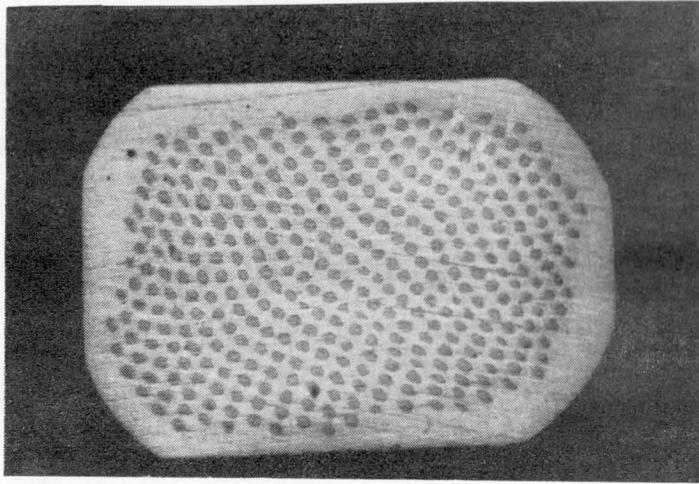
まえがきでも述べたように、磁気浮上超高速列車の超電導コイルや、超電導交流発電機の界磁コイルに用いられる超電導線は、安定化の観点から比較的大量の常電導金属（例えば銅）の中に超電導体の細線を多数本埋め込むという形のものが用いられる。このような線材に交流磁界が印加された場合には超電導体のヒステリシス損のみならず常電導金属中での渦電流損が無視できなくなる。本節では、上記のようなコイルにおいて通常用いられる、矩形断面の複合超電導線に直流磁界と正弦波交流磁界が印加された場合の交流損失について考察する。

5・3・1 実 験

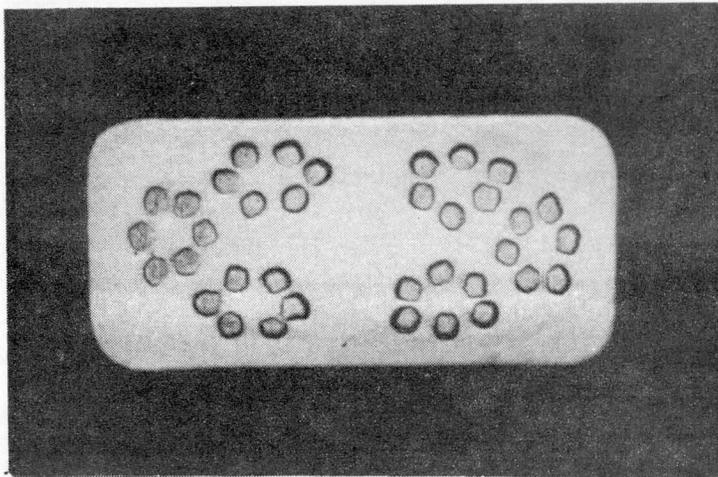
実験には矩形断面の銅母材中に Nb-Ti 合金の細線が埋め込まれた複合線が用いられた。試料は 2 種類あり、試料 A は捻り（ツイスト）がかけられており、試料 B は捻られていない。2 種類の試料の断面写真を図 5・1 2 に、又諸元を表 5・1 に示す。図 5・1 3 に実験の構成を示す。各々の試料は内径 4.6 cm、長さ 6 cm の単層コイル状に巻線されているが、ターン間は電氣的に絶縁されており、又、両端は開放されている。試料線の長さは試料 A で 5.92 m、試料 B で 1.75 m である。交流損失はヘリウムガス蒸発量を測定することによって求めたが、このために試料コイルをナイロン製のカロリメータの中に挿入した。正弦波交流磁界および直流磁界はカロリメータの外側に、試料コイルと同軸上に配置された 2 つの超電導マグネットにより印加した。交流磁界は振幅 20~1200 G、周波数 5~500 Hz、又、直流磁界は 0~10 kG の間で変化させて測定した。

表 5・1 試料複合線の諸元

試 料	A	B
断 面 寸 法 $a \times b \text{ mm}^2$	1.0 × 1.4	2.4 × 4.8
超電導線の分布している部分の寸法 $a' \times b' \text{ mm}^2$	0.8 × 1.1	1.7 × 3.7
超電導線の数 n	361	36
超電導線径 $d \text{ mm}$	0.034	0.25
占 積 率 η	0.254	0.152
ツイストピッチ mm	12.7	None
銅母材の比抵抗 $\rho \text{ } \Omega\text{cm}$	$3.02 \cdot 10^{-8}$	$9.51 \cdot 10^{-9}$



試料A (× 50)



試料B (× 15)

図 5・12 試料複合超電導線の断面写真

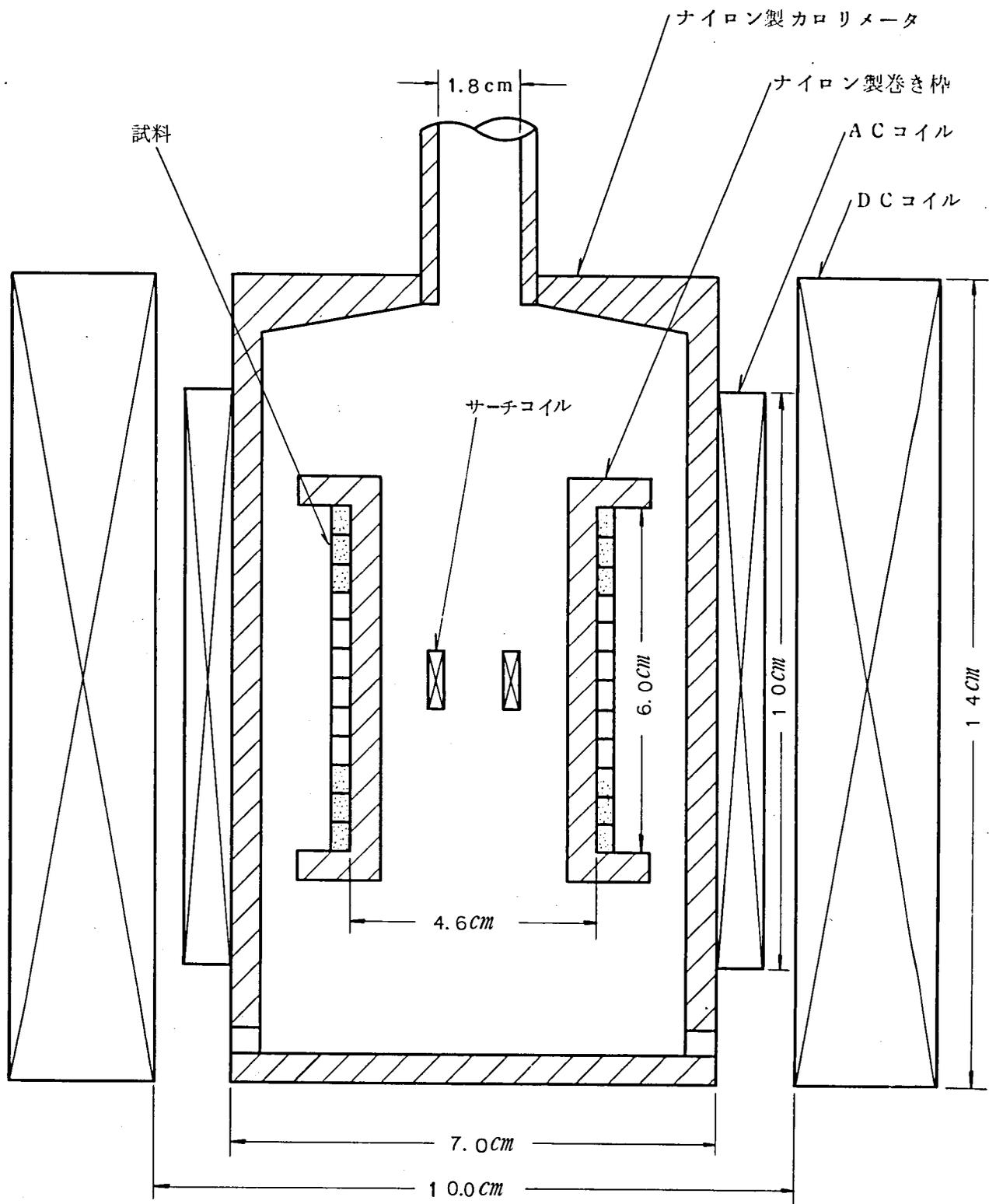


図 5・13 実 験 構 成

カロリメータからの蒸発ヘリウムガスの流量と交流損失の関係は試料コイルに近接して巻いた標準ヒータによって校正した。この方法による損失測定の下限は数mWであり、又測定値の再現性は5mW付近で±10%、500mW付近で±5%程度であった。

直流磁界零の場合の結果として試料A(ツイストあり)の実験結果を図5・14に、又試料B(ツイストなし)のものを図5・15に示す。横軸には交流磁界の振幅をとり縦軸には試料線の外部磁界と平行な表面の単位面積当りの損失をとり、局波数をパラメータとして示している。2つの試料の結果を比較するため図5・16では両試料の5Hzおよび500Hzでの測定値を示した。

図5・16から明らかのように500Hzでは2つの試料でほとんど差異はなく、又損失Pは振幅 H_0 の2乗に比例していることがわかる。一方、5Hzではツイストした試料Aでは損失Pは H_0 の3乗に近い値で変化しているがツイストしていない試料Bではむしろ H_0 の2乗程度で変化している。又、この測定範囲においては前者の方が後者よりも損失が大きくなっている。

これらの実験結果を説明するため筆者らはそれぞれの試料に対して別々のモデルを考えその損失を解析した。以下の項において順次これを述べる。

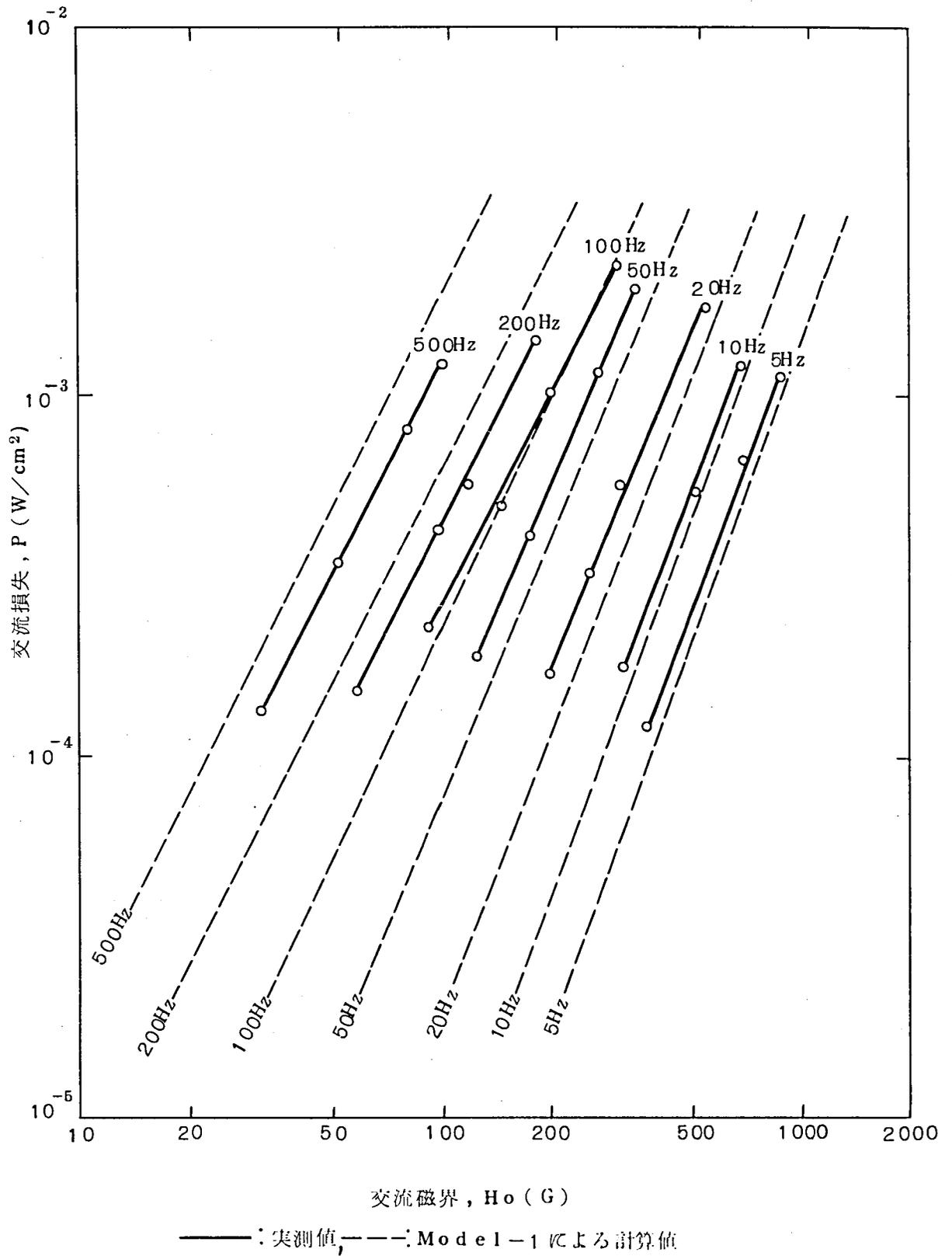


図5・14 試料A (ツイストあり) の $H_d=0$ における交流損失特性

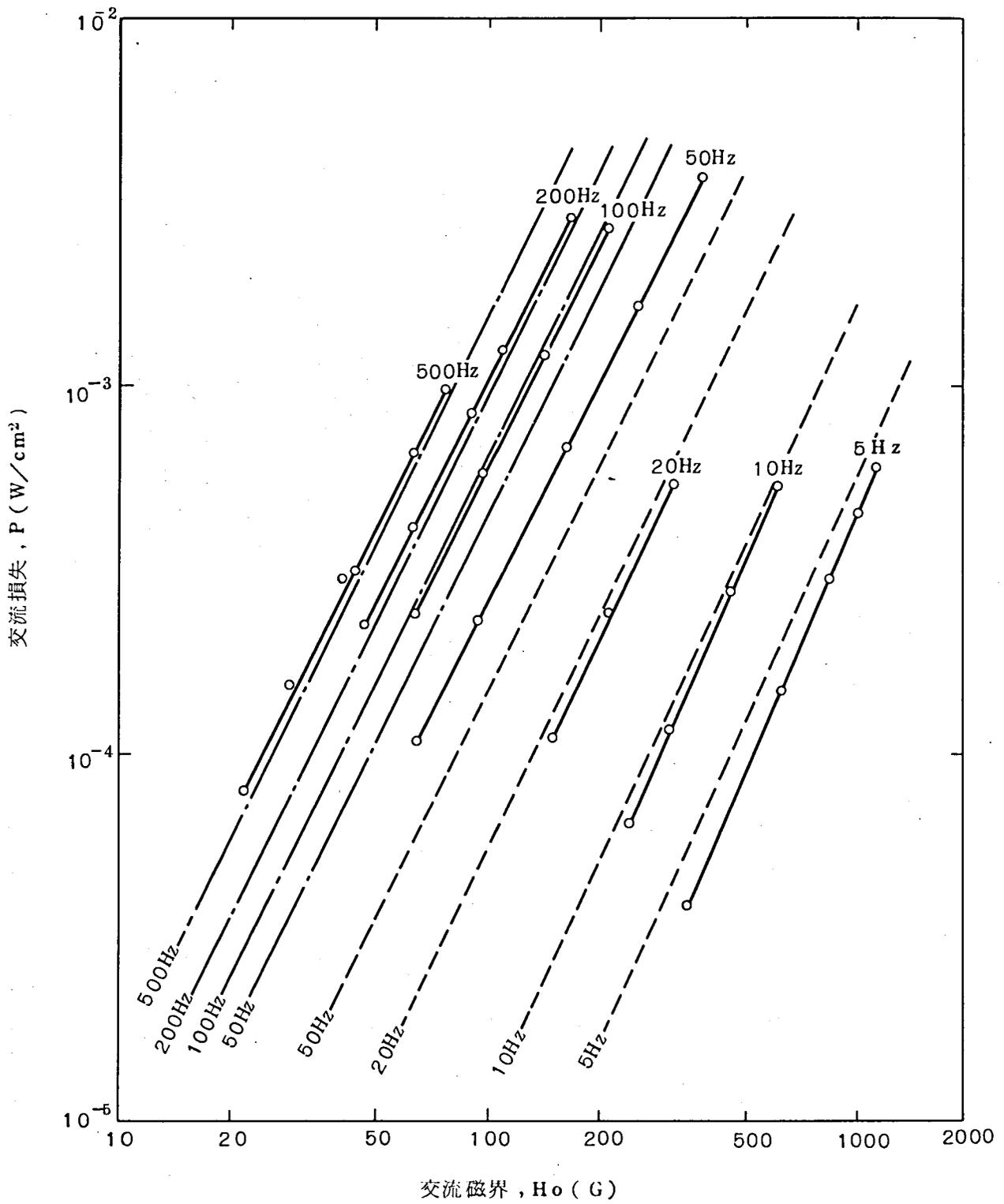


図5・15 試料B (ツイストなし) の $H_d = 0$ における交流損失特性

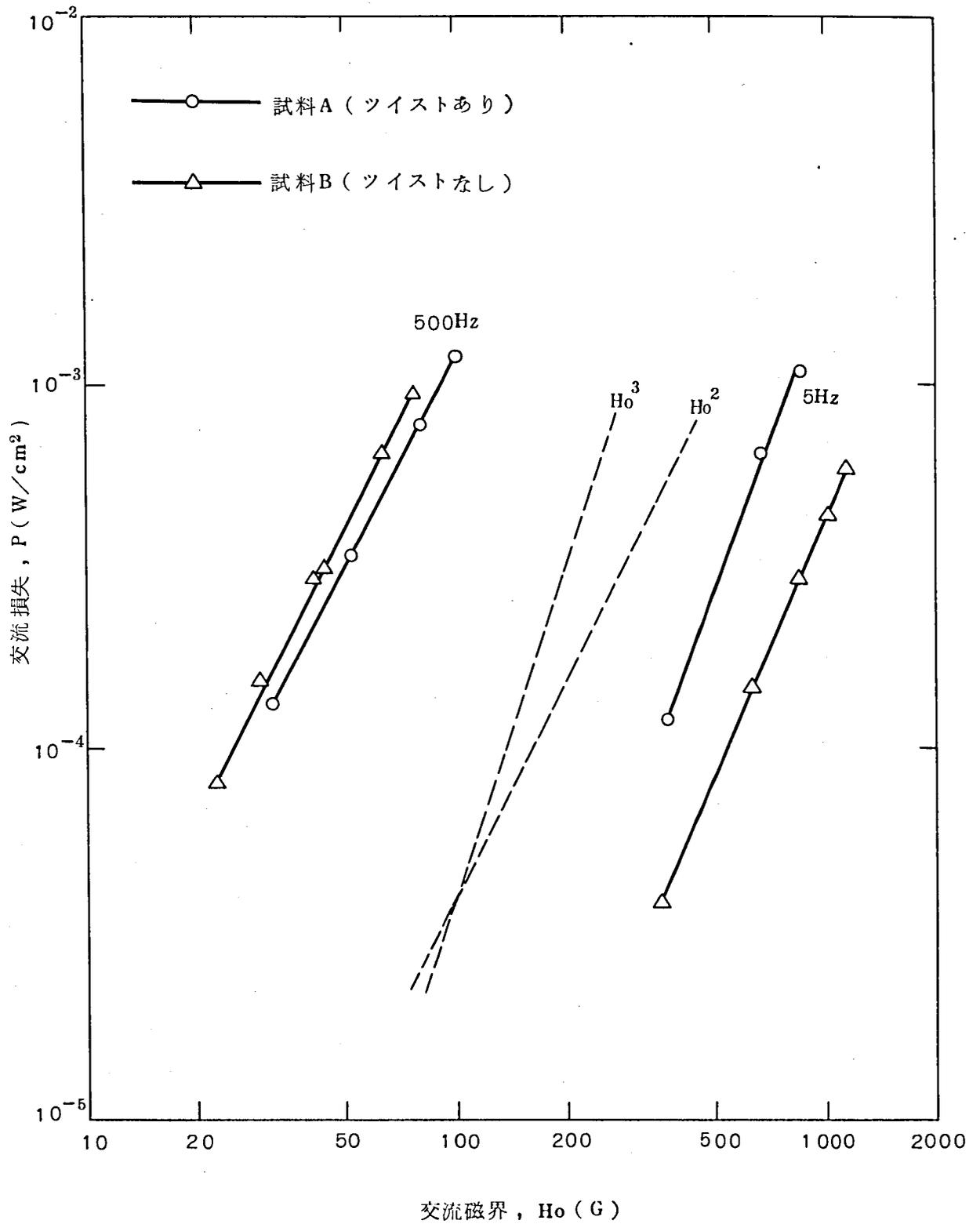


図 5・16 試料A、Bの実測値の比較 ($H_d = 0$)

5・3・2 常電導金属中の渦電流損

先ず始めに超電導体を含まない常電導金属のみの导体における渦電流損についてしらべてみよう。図5・17に示すように矩形断面の导体がコイル状に巻かれた試料に対するモデルとして同じ厚さの無限平板を考える。Maxwellの方程式より磁束密度のみの方程式を作ると、

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5 \cdot 20)$$

なる拡散方程式が得られる。ここに μ 、 ρ は导体の透磁率、および比抵抗である。Bの方向を外部磁界に対応してZ方向成分のみとし、これを複素関数 $\hat{\mathbf{B}}_z$ で表わし、

$$\hat{\mathbf{B}}_z = \hat{\mathbf{B}}_{0z}(x) e^{j\omega t} \quad (5 \cdot 21)$$

のように空間と時間に分けたものを(5・20)に代入すると、

$$\frac{\partial^2 \hat{\mathbf{B}}_{0z}}{\partial x^2} = j \frac{\omega \mu_0}{\rho} \hat{\mathbf{B}}_{0z} \quad (5 \cdot 22)$$

を得る。但しここで导体の透磁率を真空の透磁率 μ_0 と等しいとしている。

(5・22)の一般解は

$$\hat{\mathbf{B}}_{0z} = C_1 e^{\sqrt{2j}x/\delta} + C_2 e^{-\sqrt{2j}x/\delta} \quad (5 \cdot 23)$$

で与えられる。両表面における境界条件 $\mathbf{B}_{0z} = \mu_0 \mathbf{H}_0$ を考慮することにより、導外中のBの振幅の分布として、

$$|\mathbf{B}_z| = \mu_0 \mathbf{H}_0 \left[\frac{\cosh\{(a-2x)/\delta\} + \cos\{(a-2x)/\delta\}}{\cosh(a/\delta) + \cos(a/\delta)} \right]^{1/2} \quad (5 \cdot 24)$$

を得る。ここに、

$$\delta = \sqrt{2\rho/\omega\mu_0} \quad (5 \cdot 25)$$

は表皮深さ(skin depth)である。

导体中の渦電流の表式はBの表式とMaxwellの方程式から導かれ、その結果は、

$$\mathbf{i}_y = |\mathbf{i}_y| \cos\{\omega t + \varphi(x)\} \quad (5 \cdot 26)$$

$$|\mathbf{i}_y| = \frac{\sqrt{2}\mathbf{H}_0}{\delta} \left[\frac{\cosh\{(a-2x)/\delta\} - \cos\{(a-2x)/\delta\}}{\cosh(a/\delta) + \cos(a/\delta)} \right]^{1/2} \quad (5 \cdot 27)$$

$$\begin{aligned} \varphi(x) &= \tan^{-1} \left(\coth \frac{a-2x}{\delta} \cdot \tan \frac{a-2x}{\delta} \right) \\ &= \tan^{-1} \left(\coth \frac{a}{2\delta} \cdot \tan \frac{a}{2\delta} \right) - \frac{3}{4} \pi \end{aligned} \quad (5.28)$$

で与えられる。

(5.26)~(5.28)を用いて渦電流損を計算することができるが、単位表面積当りの損失 Pe_1 は、

$$\begin{aligned} Pe_1 &= \frac{f}{2} \int_0^{1/f} dt \int_0^a dx \cdot \rho i y^2 \\ &= \frac{\rho H_0^2}{2\delta} \cdot \frac{\sinh(a/\delta) - \sin(a/\delta)}{\cosh(a/\delta) + \cos(a/\delta)} \end{aligned} \quad (5.29)$$

になる。

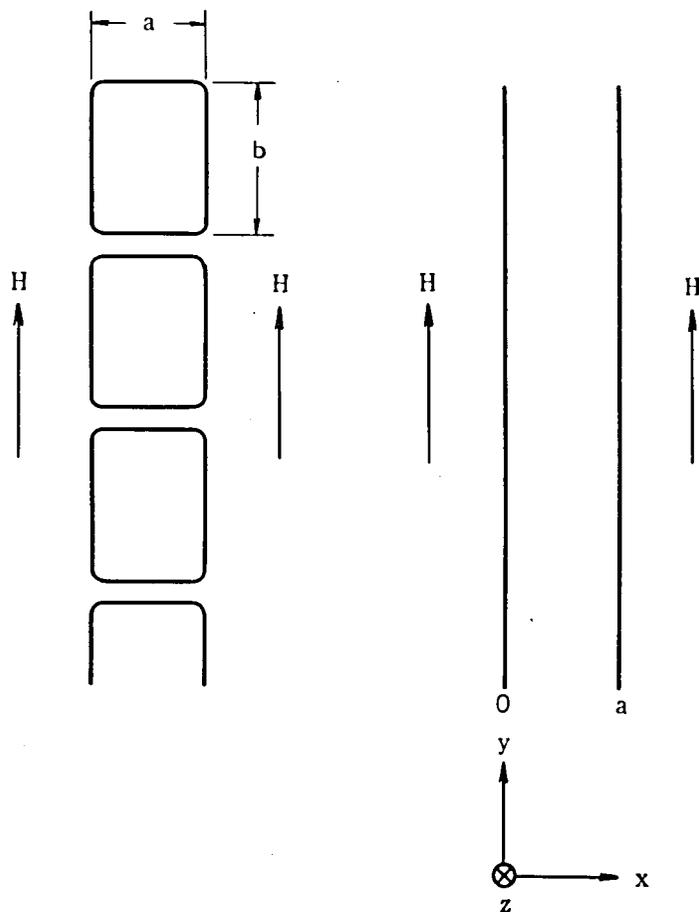


図5・17 矩形断面常電導線のモデル

図5・18は(5・29)の妥当性を検証するため、矩形断面 ($a=2.3mm$ 、 $b=4.0mm$ 、 $\rho=9.64 \times 10^{-9} \Omega cm$) を持つ銅ストリップ2.1mを巻いて前節で述べたと同じ方法により損失を測定した結果である。図から明らかなように測定値と(5・29)による計算値は最大20%以内の誤差で一致しており、矩形断面試料の無限平板近似が妥当なことを示している。

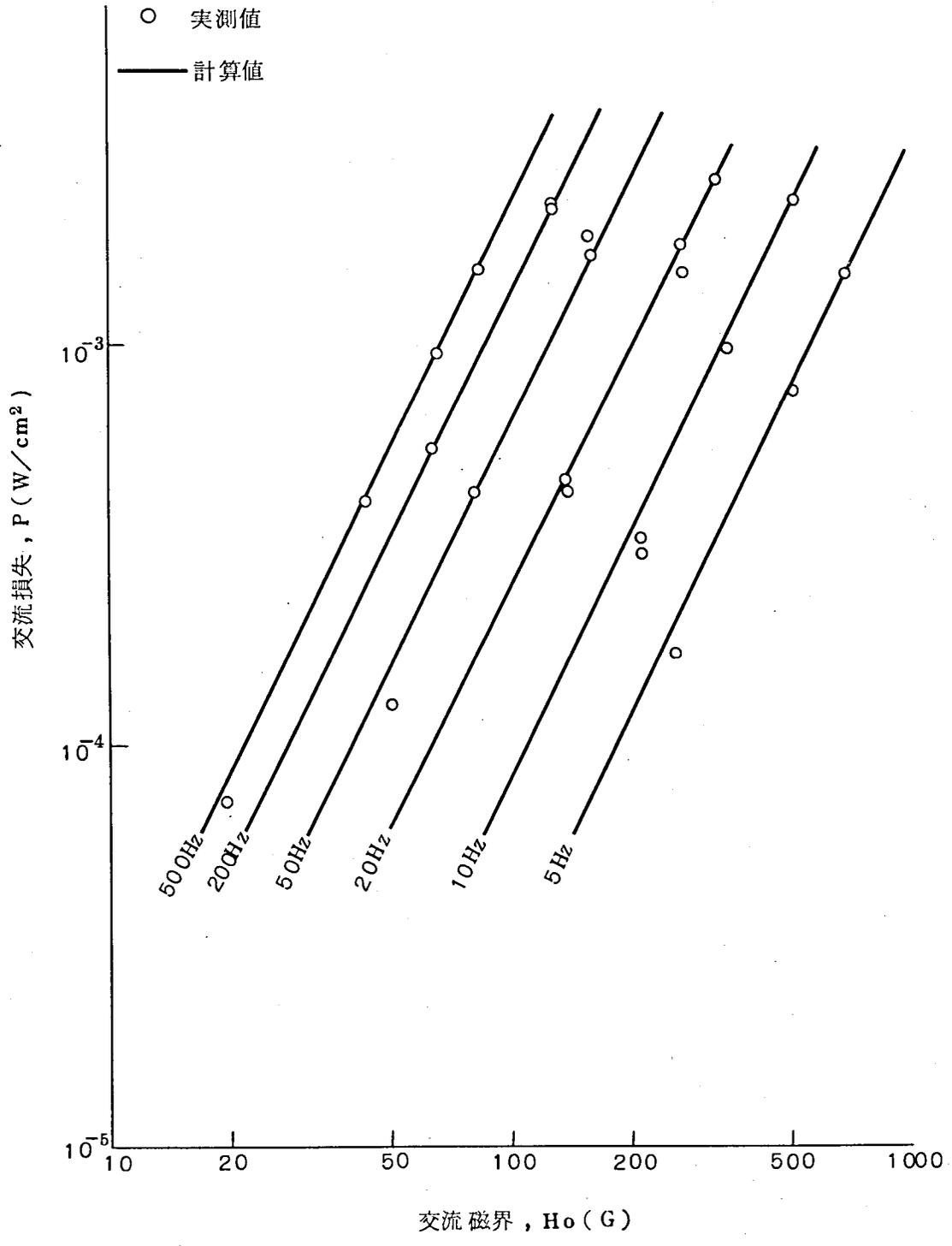


図5・18 矩形断面銅線の交流損失

5・3・3 ツイストされた複合線における損失⁽⁹⁾

英国 Rutherford High Energy 研究所の Smith⁽¹¹⁾らによれば、常電導母材中に多数の超電導線が埋め込まれた複合超電導線に、時間的に変化する磁界 \dot{H} が印加された場合、ツイストピッチ p で決まるある臨界値 \dot{H}_c に比べ \dot{H} が十分小さい場合には個々の超電導線はそれぞれ独立に存在するように振る舞うが、 \dot{H} が \dot{H}_c より大きい場合には超電導線間に常電導金属を介して結合電流が流れ、全超電導線が一体になったような振る舞いを示すと考えられている。このことは提案者らによる \dot{H} を変えた場合の磁化測定などによって裏付けられている。

従って、今、十分短いピッチでツイストがかけられている場合のモデルとして図 5・19 に示すようなモデル (Model-1) を考える。即ち、厚さ a の常電導金属から成る無限平板中に直径 d の超電導線が a' の厚さにわたって分布しているとし、モデルにおける超電導線の占積率を実際の複合線におけるそれと等しいとする。超電導線は個々独立に振る舞うと考えることにより、平板内の常電導部の磁界分布は超電導線が全く存在しない場合と同じ、即ち (5・24) で与えられると仮定する。密には完全に超電導体が独立に振る舞うとしても、超電導体の極く近傍の磁界はその磁化により変化するはずであるが d が十分小さいため無視できると考える。

損失 P としては常電導母材中の渦電流損 P_e と超電導体中のヒステリシス損 P_h の和となるが、 P_e は超電導体が存在しないとした場合の (5・29) 式で与えられる P_{e1} から超電導体の存在する部分のもの P_{e2} を差し引いておかねばならない。結局、

$$P = P_e + P_h = P_{e1} - P_{e2} + P_h \quad (5 \cdot 30)$$

となる。 P_{e2} は、

$$\begin{aligned} P_{e2} &= \frac{f}{2} \int_0^{1/f} dt \int_{\frac{a-a'}{2}}^{\frac{a+a'}{2}} dx \left(\frac{a}{a'} \eta \right) \cdot \rho i y^2 \\ &= \frac{\rho H_0^2}{2\delta} \cdot \frac{\eta a}{a'} \cdot \frac{\sinh(a'/\delta) - \sin(a'/\delta)}{\cosh(a/\delta) + \cos(a/\delta)} \end{aligned} \quad (5 \cdot 31)$$

で与えられる。ここに $\eta = \pi d^2 m / 4ab$ は複合線中の超電導体の占積率を表わす。

但し、 m は複合線中の超電導線の本数である。

次に超電導体のヒステリシス損 P_h を考える。一般的な表式は (5・6) 式で与えられるが、簡単のため Bean モデル ($n = 1$) で取扱うことにすると、平板中に含まれる任意の

超電導線 1 本の単位長さ当りの損失 P_h は

$$P_h = \frac{2\mu_0 f \pi d}{3J_c} |Hz|^3 \quad (5.32)$$

となる。ここに J_c は臨界電流密度である。先に述べた磁界分布の仮定により個々の超電導線に加わる磁界として (5.24) を用いると無限平板の単位表面積当りのヒステリシス損 P_h は次式で与えられる。

$$P_h = \frac{1}{2} \int_{\frac{a-a'}{2}}^{\frac{a+a'}{2}} P_h \cdot \frac{m}{a'b} dx$$

$$= \frac{\pi\mu_0 f m d \delta}{3a'b J_c} H_0^3 \frac{\int_0^{a'/\delta} (\cosh q + \cos q)^{3/2} dq}{\{\cosh(a/\delta) + \cos(a/\delta)\}} \quad (5.33)$$

以上 (5.29)、(5.31)、(5.33) を代入して得られる (5.30) の損失を、試料複合線の各物理量を用いて計算した結果を図 5.14 の破線で示している。実測値と計算値は 100 Hz 以下の周波数では比較的良く一致しているが、200 Hz 以上では実測値の方が計算値よりかなり低くなっている。この高周波数域での不一致は次のように考えられる。

先に述べた Smith らによる臨界的な磁界変化率は、

$$\dot{H}_c = \frac{16 \lambda J_c \rho d}{p^2} \quad (5.34)$$

で与えられる。ここに、 p はツイストピッチ、 J_c は超電導線の臨界電流密度、 ρ は常電導母材の比抵抗、 d は超電導線径であり、 λ は 1 に近い無次元定数である。われわれの実験で交流磁界は正弦波を用いているため H は時間的に一定ではないが、簡単に $4fH_0$ であると考えると (5.34) により臨界的な周波数と振幅の関係が図 5.20 のように求まる。直線の下側はツイストの効果のため個々の超電導線が独立に振る舞う独立領域であり、上側は超電導線間に結合電流が流れ、全超電導線が一体として振る舞う結合領域になる。上述のモデルによる結果は当然独立領域にしか適用されない。図 5.20 に試料 A についての測定範囲を示してある。図からわかるように 200 Hz、500 Hz では実験での測定範囲がほとんど結合領域に入っており上記のモデルによる結果が実測と合わないことは当然と考えられる。結合領域での損失は次項で述べるモデルによって求められるべきであり、200 Hz と 500 Hz の損失の実測値が計算値より小さくなっていることからその妥当性が裏付けられる。

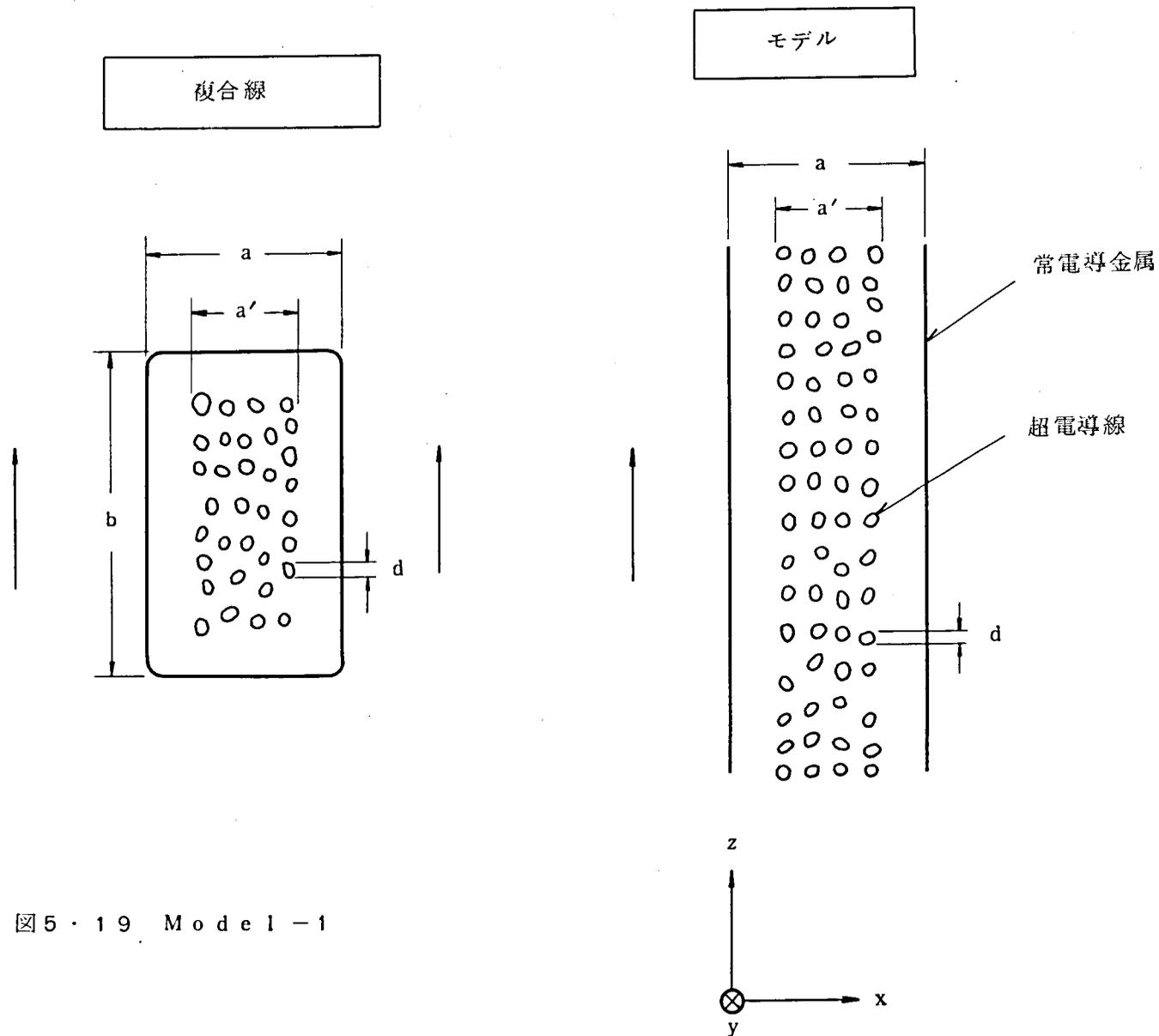


図5・19 Model-1

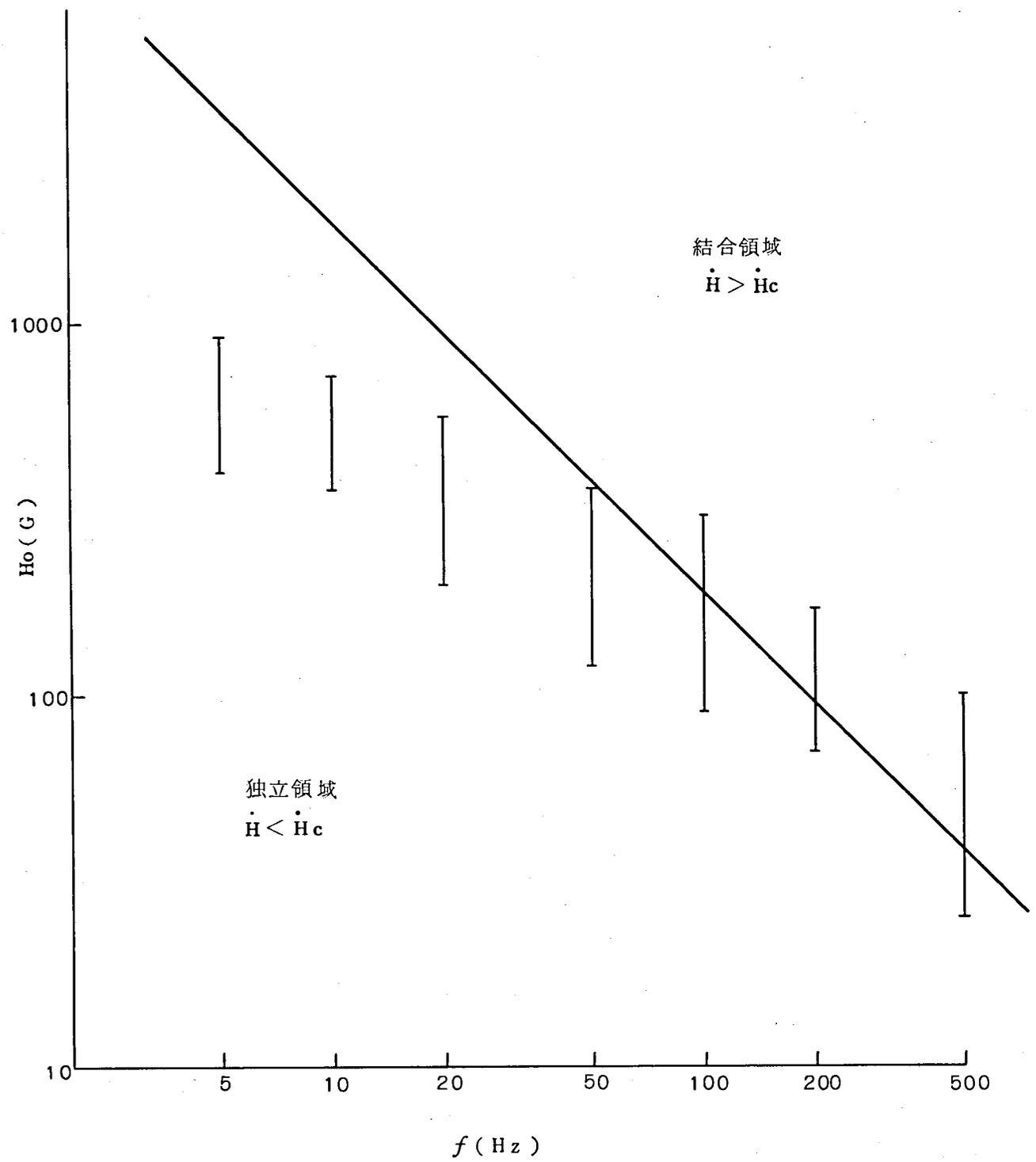


図 5・20 試料 A の測定範囲

5・3・4 ツイストされない複合線における損失⁽¹⁰⁾

ツイストされていない試料Bに対するモデルとして図5・21に示すようなモデル (Model-2) を考える。すなわち、複合線の Region 1 に対しては同じ常電導金属の無限平板を仮定し、Region 2 に対しては3つの常電導金属層と2つの超電導層のサイドウイッチ状の無限平板を仮定する。表面常電導層の厚さ d_1 は複合線のそれと同じとし、超電導層の厚さ d_2 は占積率が複合線の Region 2 における占積率と等しくなるように決める。なお、超電導層の外側表面に加わる交流磁界が $J_c d_2$ 以下であれば中心の常電導層へは交流磁界は入り込まない。 $d_2 = 0.24 \text{ mm}$ 、 $J_c = 10^9 \text{ A/m}^2$ とすると交流磁界が約 3 kG 以下であれば中心の常電導層へは入り込まないことになる。以下の解析では実験に用いた交流磁界が最大 1.5 kG であるため中心常電導層は考慮しないことにする。

さて、複合線の両表面と平行に交流磁界 $H_0 \cos \omega t$ が印加された場合、単位表面積当りの損失は Model-2 を用いて次のように計算される。

$$P = (1 - b'/b) P_{e1} + (b'/b) P_{e2} + (b'/b) P_h \quad (5 \cdot 35)$$

P_{e1} は Region 1 (常電導) の渦電流損、 P_{e2} は Region 2 の表面常電導層 (以下 N 層と呼ぶ) の渦電流損、 P_h は Region 2 の超電導層 (以下 S 層と呼ぶ) のヒステリシス損を表わす。

P_{e1} は常電導無限平板における損失であるから (5・29) 式で与えられる。

Region 2 における損失 P_{e2} と P_h は skin depth δ の大きさによって様相を異にすると考えられる。 δ が N 層の厚さ d_1 より十分小さい場合には、N 層への磁界の侵入の様子は通常の常電導無限平板の片側に磁界が印加された場合と同様と考えて良く、N 層内の磁界分布は S 層の存在に影響されないと考えられる。一方 δ が d_1 より大きい場合には、S 層の存在によって N 層内の磁界分布が影響を受けると考えられる。したがって以下では上記の2つの場合について損失を求める。

(1) $\delta \ll d_1$ の場合

(5・22) の拡散方程式を解いて、境界条件として $x = 0$ および $x = \infty$ における $\hat{B}_0 z$ を $\mu_0 H_0$ および 0 とすると、N 層内の磁界は、

$$H_z = H_0 \exp(-x/\delta) \cos(\omega t - x/\delta) \quad (5 \cdot 36)$$

で与えられる。従って、N 層中の渦電流損 P_{e2} は、

$$\begin{aligned} P_{e2} &= \rho H_0^2 / 2\delta \\ &= (\mu_0 H_0)^2 \left(\frac{\pi \rho f}{4\mu_0^3} \right)^{1/2}, \quad (\delta \ll d_1) \end{aligned} \quad (5 \cdot 37)$$

モデル

複合線

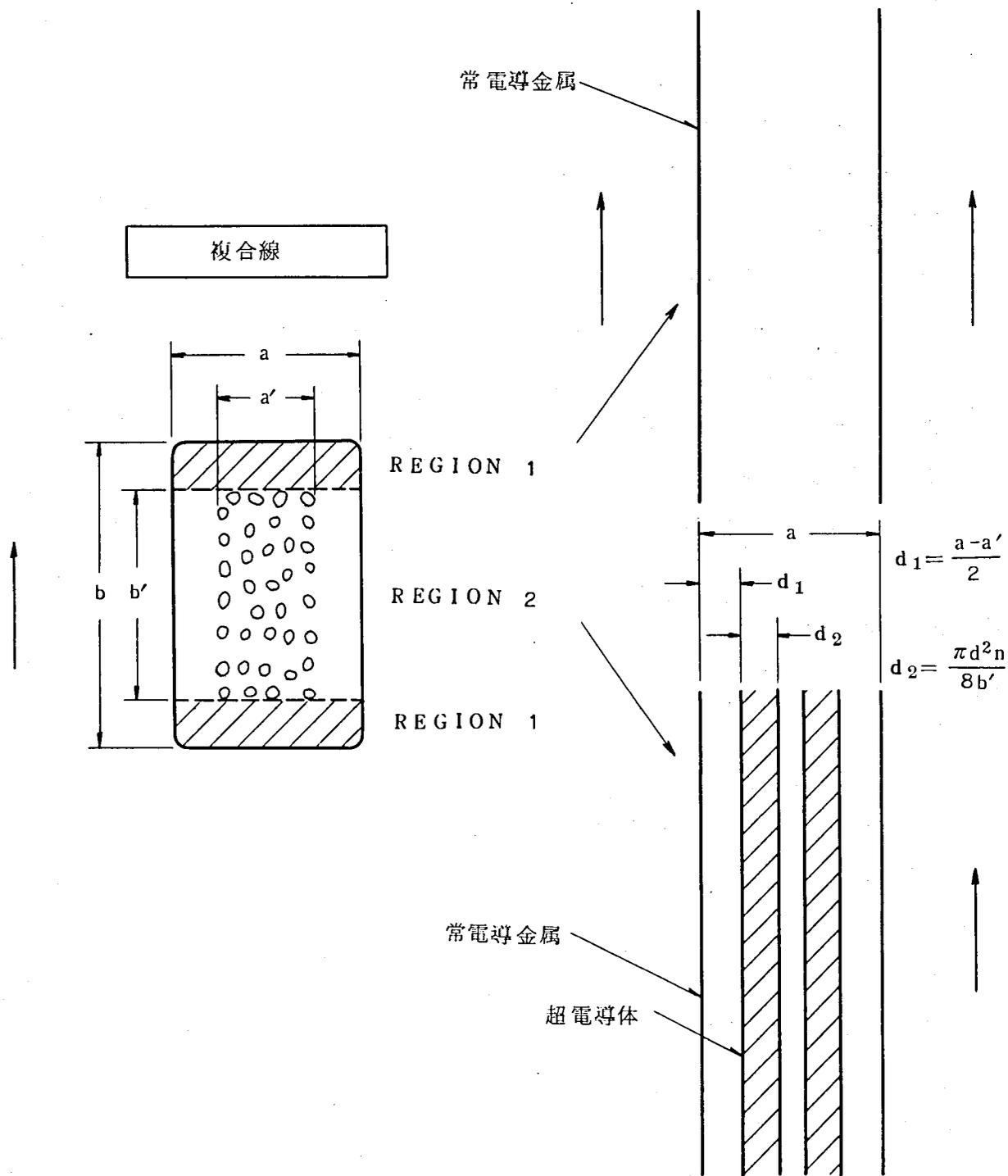
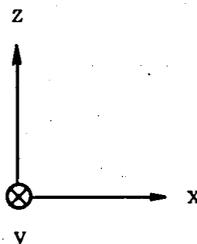


図 5・21 Model-2



となる。ヒステリシス損 P_h は S 層内の磁束分布が Bean モデルに従うとして、印加される磁界を (5.36) と考えることにより、

$$P_h = \frac{2f}{3\mu_0^2 J_c} (\mu_0 H_0)^3 \exp\left(\frac{-3d_1}{\delta}\right), \quad (\delta \ll d_1) \quad (5.38)$$

を得る。

(2) $\delta \gg d_1$ の場合

この場合、先にも述べたように、N 層内の磁界は S 層の存在に影響されるため高調波成分が出てくると考えられる。拡散方程式 (5.22) を解いて $x=0$ における境界条件 $H_z = H_0 \cos \omega t$ を用い x/δ の 1 次の項までの近似をとると、

$$H_z(x, t) = H_0 \left\{ \left(1 - \frac{x}{\delta}\right) C_1 \cos \omega t + \frac{x}{\delta} \left(C_1' - \frac{x}{\delta}\right) \sin \omega t \right\} + \sum_{m=2}^{\infty} F_m(m\omega t) \quad (5.39)$$

ここで、 C_1, C_1' は実数積分定数である。電界の表式は (5.39) と Maxwell の方程式より計算される。

$$E_y(x, t) = \frac{\rho H_0}{\delta} \left\{ C_1 \cos \omega t - \left(C_1' - \frac{2x}{\delta}\right) \sin \omega t \right\} + \sum_{m=2}^{\infty} G_m(m\omega t) \quad (5.40)$$

超電導層内の磁界分布として Bean モデルを仮定し、S 層と N 層の境界面の磁束密度を仮りに $B_1(t)$ 、この振幅を B_p とすると S 層内の磁束密度は

$$B_z(x, t) = B_1(t) \pm \mu_0 J_c (x - d_1) \quad (5.41)$$

となり、S - N 境界面の電界 $E_y(d_1, t)$ は

$$E_y(d_1, t) = \frac{B_p \pm B_1(t)}{2\mu_0 J_c} \cdot \frac{dB_1(t)}{dt} \quad (5.42)$$

となる。(5.42) 式の複号は $dB_1(t)/dt$ の正負に対応する。

$B_1(t)$ を高調波の和として

$$B_1(t) = \sum_{n=1}^{\infty} B_{pn} \cos(n\omega t + \beta_n) \quad (5.43)$$

の形で表示し、S - N 境界面で磁界および電界の接線成分が連続という条件を用いると、

$H_0 \ll 2 J_c d_1$ なる条件の時には、

$$C_1 = 0, \quad C_1' = 2d_1 / \delta \quad (5 \cdot 44)$$

$$\text{および } F_m(m\omega t) = G_m(m\omega t) = 0 \quad (5 \cdot 45)$$

が得られる。

以上の結果、N層内の磁界および電界は次式で与えられる。

$$H_z(x, t) = H_0 \left\{ \cos \omega t + \frac{(2d_1 - x)x}{\delta} \sin \omega t \right\} \quad (5 \cdot 46)$$

$$E_y(x, t) = -\frac{2\rho H_0(d_1 - x)}{\delta^2} \sin \omega t \quad (5 \cdot 47)$$

よって、N層の渦電流損 Pe_2 とS層のヒステリシス損 Ph は、

$$Pe_2 = \frac{2\rho H_0^2}{3\delta} \left(\frac{d_1}{\delta}\right)^3 = \frac{2\pi^2 f^2}{3\rho} d_1^3 (\mu_0 H_0)^2, \quad (\delta \gg d_1) \quad (5 \cdot 48)$$

$$Ph = \frac{2f}{3\mu_0^2 J_c} (\mu_0 H_0)^3, \quad (\delta \gg d_1) \quad (5 \cdot 49)$$

で与えられることになる。

試料Bに Model-2 を適用して、 $\delta \ll d_1$ および $\delta \gg d_1$ の2通りの場合について計算した結果を図5・15に鎖線と破線で示し実測値と比較した。5～20Hzの低周波では $\delta \gg d_1$ のモデルが良く合い、100～500Hzの高周波では $\delta \ll d_1$ のモデルが良く合致することが明らかである。

図5・16から明らかなように、5Hz付近の低周波ではツイストされない試料Bの損失の方がツイストされた試料Aの損失より小さくなっている。これは(5・48)から計算される渦電流損 Pe_2 が(5・30)に現れる Pe より1桁程度小さくなることから説明される。この大幅な渦電流損の減少は超電導体の存在によりN層中の磁界がS-N境界面付近で持ち上げられる結果、その勾配で与えられる渦電流が減少することに基づくものと解釈することができる。ツイストしない方がツイストしたものより損失がむしろ小さくなることは一見奇異な印象を与えるかも知れないが以上のことを考慮すれば納得できる。Dahl⁽¹²⁾も複合多芯超電導線で巻いたマグネットの4kGまでのパルス励磁における損失を測定して、ツイストしないものはツイストしたものの1/7程度の損失であったことを報告している。

5・3・5 直流磁界の損失に与える影響

複合超電導線の交流損失において直流磁界が重畳されて印加された場合には常電導体中の渦電流損は抵抗 ρ の直流磁界による変化（磁気抵抗効果）を通じて変化する。銅の磁気抵抗効果は一般に Kohler の法則に従うことが知られており筆者らはこれを用いて次の実験式を得た。

$$\rho = \rho_0 \left\{ 1 + \frac{1.6 \times 10^{-4} (\mu_0 H_d \rho_\theta / \rho_0)^2}{1 + 7.5 \times 10^{-2} \mu_0 H_d \rho_\theta / \rho_0} \right\} \quad (5.50)$$

ここに ρ_0 は直流磁界零のときの比抵抗、 ρ_θ は Debye 温度 θ での比抵抗（銅では $\theta = 333 \text{ K}$ 、 $\rho_\theta = 1.99 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$ ）である。

一方、超電導体中のヒステリシス損は前節でも述べたように直流磁界の重畳により大きく変化するが、本節で取扱った Bean モデルにおいては J_c の直流磁界による変化を通じて変化する。

(1) ツイストされた複合線

図 5・22 にツイストされた試料 A の損失の直流磁界による変化の様態を示す。実線は (5・30) に基く計算値である。 $f = 5 \text{ Hz}$ ではヒステリシス損が支配的（渦電流損の約 9 倍）であるため直流磁界の重畳により大きく損失が増加している。 $f = 200 \text{ Hz}$ では渦電流損が支配的（ヒステリシス損の約 8 倍）となり、直流磁界の重畳により（抵抗の増加を通じて）損失が減少している。

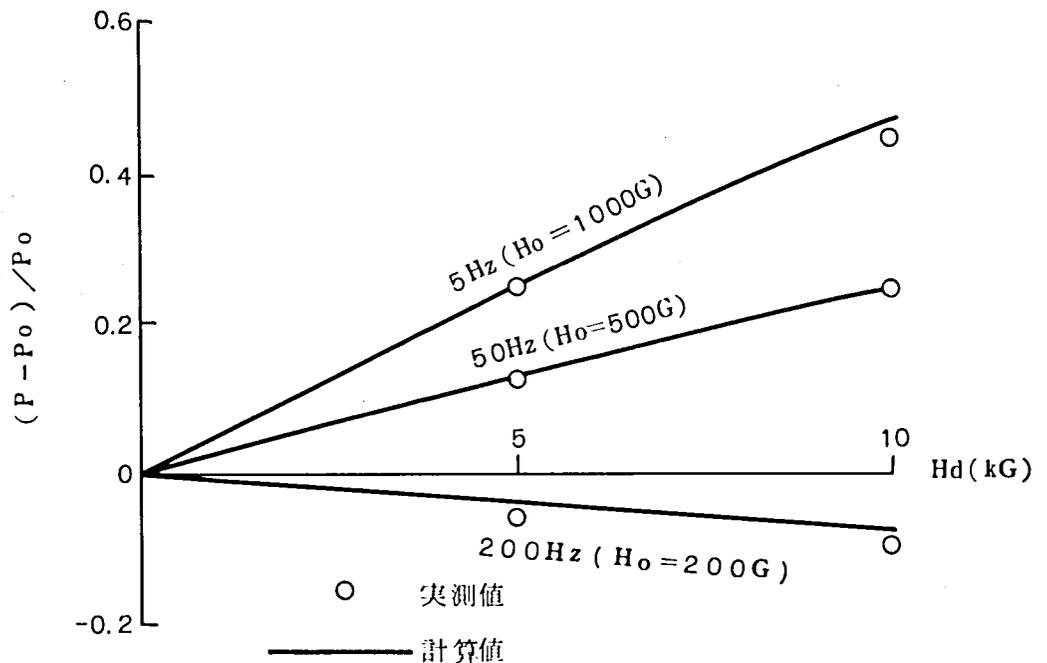


図 5・22 試料 A (ツイストあり) における交流損失の直流磁界依存性

(2) ツイストされない複合線

ツイストされない試料Bに関する(5・35)による計算において、5～500Hzの測定周波数域でヒステリシス損は常に渦電流損より十分小さくなる。従って損失の直流磁界による変化は渦電流損のみを考慮すれば良い。

$\delta \ll d_1$ の高周波では(5・29), (5・37)より

$$P/P_0 = (\rho/\rho_0)^{1/2}, \quad (\text{高周波}) \quad (5.51)$$

が得られる。ここに P_0 は $H_d = 0$ での損失を表わす。

$\delta \gg d_1$ の低周波では(5・29), (5・48)より

$$P/P_0 = \rho_0/\rho, \quad (\text{低周波}) \quad (5.52)$$

を得る。図5・23は試料Bの損失の直流磁界依存性である。実線は(5・51)、

(5・52)および(5・50)による計算値であるが実測との一致はかなり良い。

$f = 500\text{Hz}$ では直流磁界により損失が増加しているが、 $f = 5\text{Hz}$ では逆にかなり減少しているのが認められる。

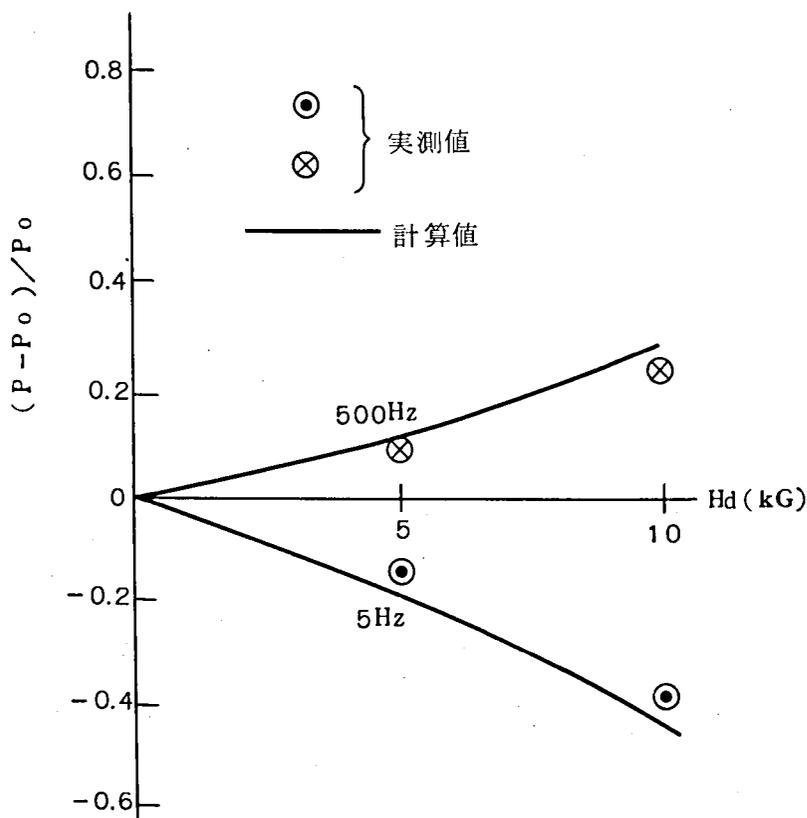


図5・23 試料B(ツイストなし)における交流損失の直流磁界依存性

5・4 ま と め

本章では超電導線の交流損失について論じた。まず最初に、超電導体のみの場合のヒステリシス損について理論計算と実験的検証を行い、ついで複合超電導線に発生する渦電流損とヒステリシス損の複合損失について検討を加えた。

- (1) 超電導体に外部磁界が印加されたときの内部磁束分布の一般的表式を用いてヒステリシス損の計算を行った。直流磁界が零の場合には損失は交流振幅の $(n+2)$ 乗に比例、又交流に比べ十分大きな直流磁界が重畳されている場合には、損失は交流振幅の3乗に比例し、直流磁界の $(n-1)$ 乗に比例する。ここに n はピン止め力の磁界依存性を表わす定数である $(1 \leq n \leq 2)$ 。
- (2) Ti-Nb-Ta合金線に直流磁界と交流電流を重畳印加した場合の損失を電氣的測定法で測定したが、結果は理論計算結果と定量的に一致した。
- (3) 超電導線に表われる電圧波形も観測したが、これも理論的に予想される形と良く一致している。
- (4) 複合超電導線としては捻り(ツイスト)の掛けられているものと無いものの両者について検討した。実験結果では5 Hz付近の低周波ではツイストのない方が損失が小さくなっている。500 Hz付近の高周波では両者ほとんど同じ損失となる。
- (5) 実験結果を説明する理論解析においては、ツイストの有無に対応して2種類の異ったモデルを用いた。ツイストのある場合には常電導体の中の個々の超電導線が独立に振る舞うようなモデルを仮定し、ツイストの無い試料に対しては超電導線が一体として働くようなモデルを仮定した。これらのモデルにより低周波の損失の差異は良く説明され、実験結果と定量的に一致した。
- (6) 上記のモデル解析に従えば、5 Hzの付近の低周波において、ツイストのかけられていない線の表面常電導層の渦電流損はツイストのあるもののそれに比べ著しく小さくなることが明らかになった。
- (7) 500 Hz付近の高周波になると損失は大半常電導母材の渦電流損である。
- (8) 直流磁界が重畳された場合、複合線の損失の変化は常電導母材の磁気抵抗効果と超電導体のヒステリシスの変化に支配されるため、周波数領域によって直流磁界に対して増加したり、減少したりする。

第 5 章 の 文 献

- (1) 中島貞雄： 低温現象、共立出版物性物理学講座 6、第3章
- (2) T.A.Buchhold and P.J.Molenda: *Cryogenics* 2 (1962)
344
- (3) H.London: *Phys. Letters* 6 (1963) 162
- (4) C.Damman, J.Maldy and E.Santamaria: *Phys. Letters* 27A
(1968) 631
- (5) 田中光雄、小俣虎之助： 低温工学研究発表会(昭46-11) 17
- (6) 田中光雄他： 電気学会技術報告(Ⅰ部)第16号 (1972) 第2章
- (7) T.Satow, M.Tanaka and T.Ogama: *Proceedings of 1973
Cryogenic Engineering Conference, Atlanta, U.S.A.(1973)*
- (8) 佐藤 隆、田中光雄他： 低温工学研究発表会予稿集(昭47-5) 72, 73
： 同 (昭47-11) 54
- (9) 田中光雄、佐藤 隆、小蒲哲夫他： 低温工学研究発表会予稿集(昭48-11) 11
- (10) 佐藤 隆、田中光雄他： 低温工学研究発表会予稿集(昭48-5) 31
： 同(昭49-11) 37
- (11) Superconducting Applications Group, Rutherford
Laboratory: *J.Phys.D:Appl.Phys.* 3 (1970) 1517
- (12) P.F.Dahl, G.H.Morgan and W.B.Sampson: *J.Appl.Phys.*
40 (1969) 2083

第 6 章

超電導応用における諸特性

第 6 章

超電導応用における諸特性

—大電流永久電流スイッチの開発を例として—

$6 \times 10^6 = 6 \times 10^6 \text{ kV}$

6・1 ま え が き

前章までにおいて、合金系超電導材料の基本的な諸特性について種々の方向から検討した結果を述べた。超電導研究の工学的な意義は言うまでもなくそれをいかに電気機器に応用していくかと言うことにある。筆者らはかなりの長年月にわたる超電導の基本特性研究の成果として、高臨界磁界超電導合金⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾、安定化超電導線⁽⁴⁾、各種小形超電導マグネット⁽⁵⁾および MHD 発電研究用の大型パンケーキマグネット⁽⁶⁾や、鞍形コイル⁽⁷⁾⁽⁸⁾、磁気浮上列車用マグネット⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾などを生み出すことに成功して来た他、現在世界最大の 6 M V A 級の超電導交流同期発電機の開発に取り組んでいる。これら超電導の機器への応用研究の一環として 47 年頃から筆者を中心として超電導タイプの大電流永久電流スイッチの開発が試みられ、成功裏に開発を完了した。

超電導タイプの大電流スイッチは超電導コイルを永久電流モードで運転する際に用いられるもので、超電導の S N 遷移を利用して電流の導通、遮断を行う簡単な原理のものである。しかしこの種の永久電流スイッチ（以下 Persistent-Current Switch を略して P C S と呼ぶことがある）はその原理上、超電導体を極めて不安定性の生じ易い状態で使用せねばならないため、従来、100 A 以下の小電流用にしか考えられておらず 1000 A 級の大電流用のものの実現は悲観視されていた。⁽¹¹⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾ 最近、磁気浮上超高速鉄道が脚光を浴びるに伴ってその超電導コイルに装着する P C S として数々の利点を有する超電導式（S C - P C S）を適用することを考え、これの開発に取り組んだ。

大電流用の S C - P C S は互に相反する要求を満たさねばならない数々の要素を含んだ、いわば矛盾の固まりとも言うべきものであり、これの実現のためには、適切な超電導諸特性の選択と幅広い周辺技術の駆使が不可欠であり、他の大形超電導応用に劣らない高い技術レベルが要求される。

本章では、この大電流用 S C - P C S 開発研究結果を述べることにより、超電導諸特性研究がいかに超電導応用に結実するかの一端を提示して本論文の締めくくりとしたい。

6・2 永久電流スイッチの種類

超電流コイルの大きな利点の一つとして、永久電流回路を形成させて、外部からの電流の供給なしに長時間、コイルを励磁し続け得ることが挙げられる。この永久電流運転は、通常図6・1に示すように永久電流スイッチ（PCS）と外部電源の組み合わせによって達成される。

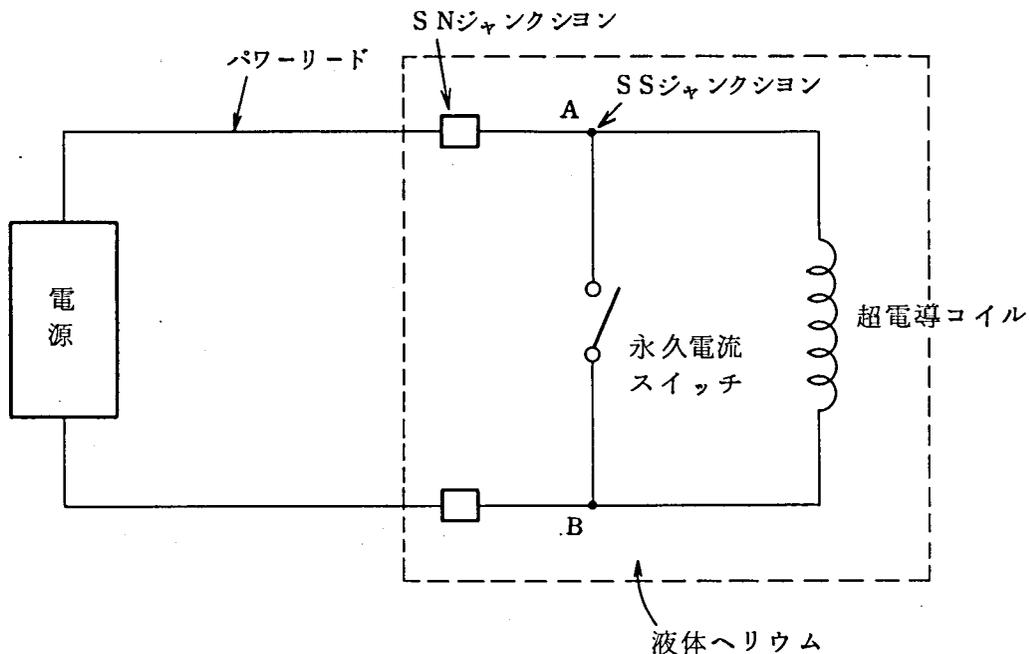


図6・1 永久電流回路

まず、最初PCSを遮断状態(OFF)にして電源から電流を供給して超電導コイルを所定値 I_0 まで励磁する。次にPCSを導通状態(ON)にして電源電流を I まで減少させると、コイルの磁束保存特性によってコイルの電流は I_0 のままに保たれようとして($I_0 - I$)の電流がPCSに流れ込む。 I を零にすると I_0 はすべてPCS側を流れ、永久電流状態が実現する。コイルのインダクタンスを L 、永久電流回路に含まれる全抵抗を R とすると永久電流は $I_0 \exp(-Rt/L)$ で減衰することになる。

永久電流運転することにより、外部電源励磁の際に生じるパワーリードでの発熱による液体ヘリウムの蒸発損失を避けられる他、パワーリードを着脱可能なものにして、永久電流状態実現の後、これを抜き去ってやれば、常温部から低温部へ流入する熱を飛躍的に低減することもできる。

永久電流スイッチとしては、機械的に接触子を押しつける通常のスイッチ形式のもののは

か、超電導のSN遷移を利用してスイッチング作用を行うものが古くから提案されている。超電導体のSN遷移を起こさせる手段としては磁界を利用して H_{c2} を境界として行う方法と、熱的に温度を変えて T_c を境界として行うものが考えられる。従来、数百アンペア以上の大電流用PCSとしては機械接触式のものが多く用いられ、超電導方式のものはその原理上の制約から数十アンペア程度の小電流用にしか用いられていない。しかし機械接触式のものとは本質的に大形で重量も大きくなり、スイッチON状態でも、ある程度(0.1~数マイクロオーム)の接触抵抗は避けられず、永久電流の減衰が速くなる他、制御機構が複雑になるなどの欠点を持っている。

現在、国鉄を中心に開発が急がれている磁気浮上超高速鉄道計画に用いられる超電導マグネットやクライオスタットは「車載」という特殊性から特に強く軽量化が望まれているためこれに組み込まれるべきPCSも小形、軽量化が要求される。又、永久電流の減衰時定数もかなり永く(年のオーダー)せねばならないため、全電氣的制御の利点とも相俟って是非とも大電流(1000A級)用の超電導式永久電流スイッチの開発が望まれるわけである。

6・3 熱式永久電流スイッチの構成と問題点

先にも述べたように超電導のSN制御には磁界式と熱式が考えられる。磁界式の特徴は遷移時間を短かくし得ることと超電導体を冷却の良い状態で使用できるため比較的安定性が良くなることである。しかし小形軽量化を図るためには低磁界で制御せねばならず、 H_{c2} の低い材料が要求される。これは一般に H_{c2} の低い材料は臨界電流密度 J_c も小さいという超電導材料における経験則によって実現をはばまれる。 J_c の小さい材料を用いて大電流を得るために導体の断面積を大きくするとスイッチの遮断抵抗が極端に小さくなってしまい実用に耐えなくなるであろう。又、PCSは必ず本体超電導コイルの近傍に置かれ、幾莫かの漏洩磁界にさらされるため、低い H_{c2} を持つ材料はこの面からも否定される。したがって磁界式で小形軽量の超電流PCSを実現することはほとんど不可能と考えられ、熱的制御による方式が唯一の可能性を持つものと考えられる。

熱的にSN遷移を制御する手段もいくつか考えられるが、最も簡単なものは図6・2に示すように、超電導線の周囲に断熱層を設け、ヒータによって温度制御するものである。

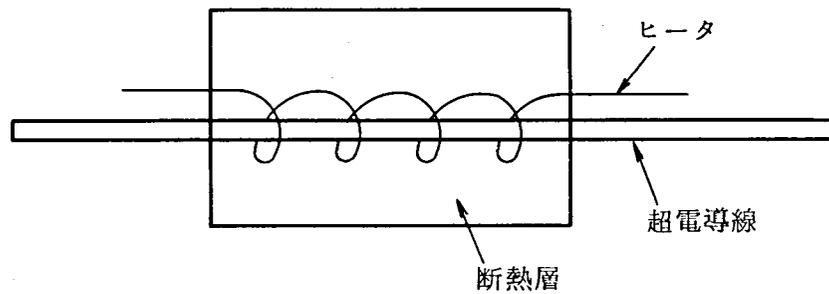


図 6・2 熱式永久電流スイッチの原理図

このようなタイプのPCSにおいて問題となる点は次の通りである。

- (1) 大電流を安定に通電すること（ON時の通電容量増加）
- (2) 常電導抵抗をできるだけ大きくすること（OFF時の遮断抵抗増加）
- (3) 超電導コイルとの接続部（図6・1 AおよびB）での接触抵抗をできるだけ小さくすること（永久電流減衰時定数の増加）
- (4) 断熱層の材質、厚さを適切に選ぶこと（ヒータ発熱による液体ヘリウム蒸発損失の最小化とスイッチング時間の短縮）

これら4つの問題は互に密接に関連しており、しかも互に相反する要求を満たさねばならない点が多い。特に(1)と(2)は重要な意味をもっているのでこの点に関して若干補足する。

磁気浮上用超電導マグネットのPCSを想定した場合、一応20kGの磁界中で1000Aの通電容量をもつものが必要となるが従来、主として次のような理由で大電流用のものを得るのが困難であった。

- (1) 安定化線材が用いられない

一般に超電導線は安定化のため、銅、アルミニウムなど低温で導電性、導熱性の良い常電導金属で被覆されている。しかしPCSではスイッチOFFの状態である程度以上の遮断抵抗を持たねばならない。安定化に用いられる銅やアルミニウムの抵抗は4.2K付近の低温で超電導線の常電導抵抗の $1/2000 \sim 1/10000$ であるため、例えわずかな量でも、これらで安定化した線材を用いることはできない。したがって超電導線は安定化されていない状態で用いざるを得なくなり通電容量の増加が困難になる。

- (2) 冷却条件が悪い

熱式のPCSは図6・2に示されるようにある程度の厚さの断熱層で覆われている必要

がある。このため超電導線の液体ヘリウムによる冷却が悪くなり、フラックスジャンプや線の微小な動き(wire-movement)による発熱があった場合、熱の速やかな放散が行われず超電導破壊(クエンチ)に結びつき易い。このため断熱層がない場合に比べ通電容量が低下する。

上記のような理由により、超電導線の電流密度を上げることが困難となるが、大きな通電容量を得るために、超電導線材の断面積をあまり大きくすることはスイッチOFF時の抵抗の問題から強く制限される。したがって不安定性をいかに抑え、いかに少量の線材で所定の通電容量と常電導抵抗を確保するかが開発のポイントとなる。

6・4 通電容量⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾

6・4・1 試料の構成

大電流を通電するためには必然的に超電導線材の全断面積はかなり大きなものになるが、これを1本の超電導線で実現することはほとんど不可能である。何故ならば、第4章で述べたように、不安定性は線径の2乗に比例して大きくなるためである。したがって大電流用PCSに用いられる線材は個々の細い線を撚り線や複合線などのケーブルの形にまとめたものになるであろう。本節の通電容量の検討では、先ず、個々の素線について行い、ついでこれを撚り線や編組線にしたときどのようになるかを検討した。

通電容量の検討では、実際にPCSに使われるのと同じ条件下で行われなければ意味がない。このため測定はすべて図6・3に示すように線材を断熱された状態で行った。

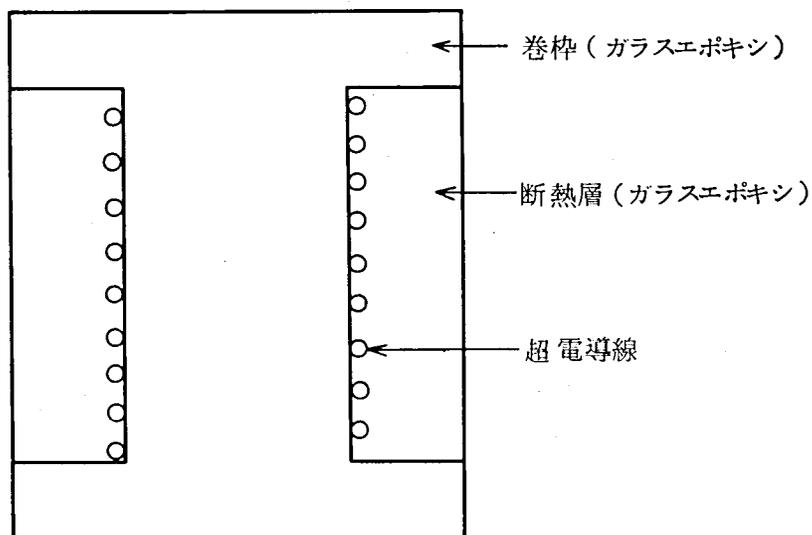
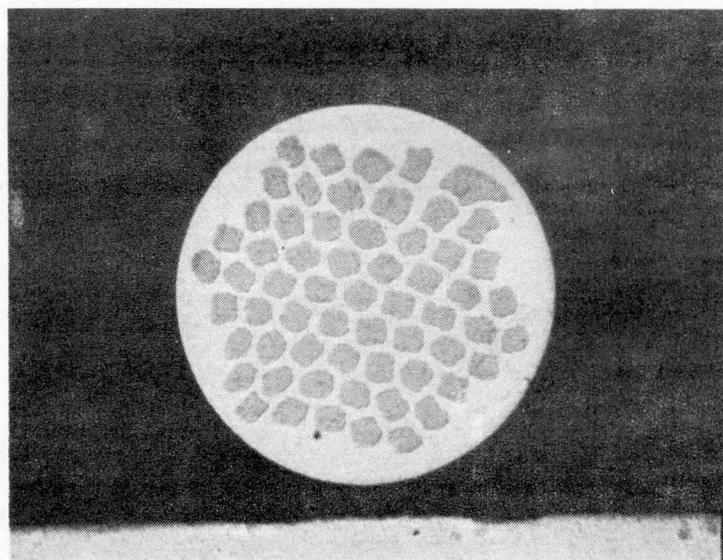


図6・3 通電容量測定試料構成

断熱層の厚さは5～7mmとした。又、線材の長さも実際に近づけるよう0.8～3mとした。一方、これとは別にいわゆる短線試料測定を行って臨界電流を求め、上記の試料による測定値がどの程度劣下(degradation)するかを確かめた。

6・4・2 素線の通電容量

測定に用いた素線の種類を表6・1に示す。No.1からNo.6までは裸の単線であるが、No.7とNo.8は図6・4に断面写真を示すようないわゆる極細多芯複合線で、キュプロニッケルの母材中にNb-Tiの極細線が61本埋め込まれ、線には24mmピッチのねじり(ツイスト)がかけられている。



×200

図6・4 極細多芯複合超電導線の断面写真

図6・5に一例としてNo.4の試料についてのクエンチ電流特性を示した。測定点の横に示した番号は測定順序を示す。図から明らかなようにクエンチは臨界電流(I_c)よりかなり低い値から I_c の80%程度の値までばらついており、大体の傾向として、測定を繰り返すに従って上昇するトレーニング現象を示している。言うまでもなくPCSの最大通電容量として採用し得る値はデータのばらつきの中の最低点を結んだものである。したがってNo.4の試料をPCSに用いたとすると、例えば20kGにおいて I_c の29%しか利用

表6・1 各種素線の抵抗および通電容量

No	線材	線径 (mm)	線長 (m)	比抵抗 ($\mu\Omega\text{cm}$)		ρ_{RT}/ρ_0	20kGでの I_{qm} ※ (A)	20kGでの D_e ※※
				室温, ρ_{RT}	T_c, ρ_0			
No 1	Nb-25%Zr	0.256	1.70	45.3	26.0	1.74	24	0.40
No 2	Nb-33%Zr	0.258	1.65	56.6	34.9	1.62	18	0.36
No 3	Nb-50%Zr	0.25	1.68	70.2	49.1	1.43	23	0.51
No 4	Ti-25%Nb-5%Ta	0.25	2.50	53.3	28.7	1.86	28	0.29
No 5	Ti-35%Nb-5%Ta	0.25	1.02	78.8	68.5	1.15	32	0.33
No 6	Ti-35%Nb-5%Ta	0.15	1.60	76.2	64.3	1.19	13.5	0.37
No 7	CuNi-NbTi	0.40 (40 μ ×61本)	3.0	40.4	35.3	1.14	62	0.64
No 8	CuNi-NbTi	0.25 (25 μ ×61本)	3.0	40.9	35.2	1.16	41	0.68

注) No 7は0.40mm径のキュプロニッケルの中に40 μ 径のNb-Ti線が61本埋め込まれたもの。No 8も同様。(図6・4参照)

※ I_{qm} : 最小クエンチ電流

※※ $D_e = I_{qm}/I_c$ は素線電流劣下率

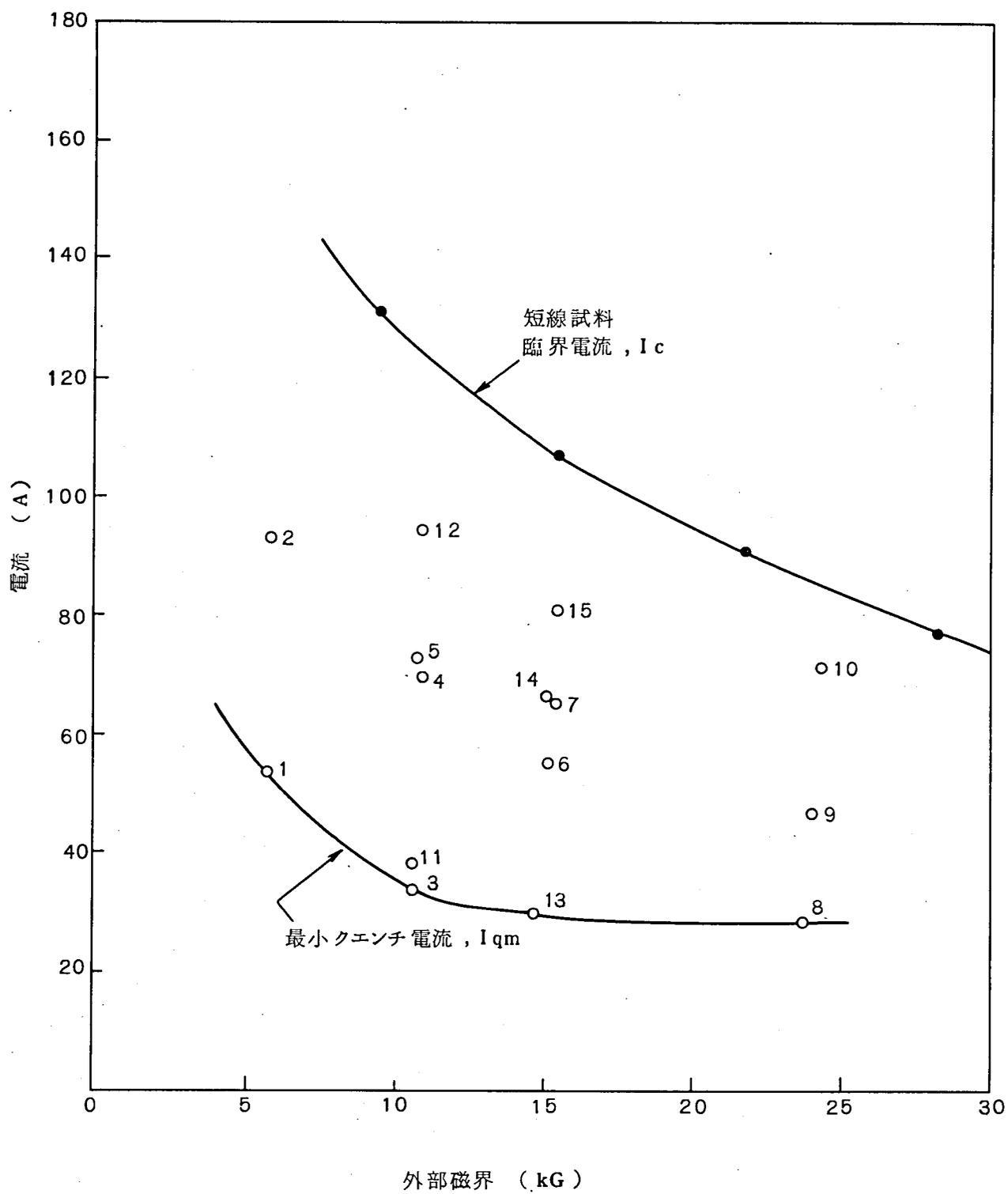


図 6・5 Nb₄ (Ti - 25% Nb - 5% Ta) 試料のクエンチ電流と臨界電流

できないことになり極めて効率の悪い利用法となる。今、最小クエンチ電流 (I_{qm}) の臨界電流 (I_c) に対する比を「素線電流劣下率」 (D_e) と呼ぶことにし、20 kG における各試料の I_{qm} と D_e の値を表 6・1 に示す。裸の単線ではいずれも I_{qm} は I_c の 20 ~ 40% にすぎないが、キュプロニッケルを母材とした極細多芯複合線では 60 ~ 70% の値を持つ。これは第 4 章で述べたように ((4・18) 式参照)、線径を小さくするほど安定性が増すことによる当然の結果と考えられる。以下に述べる撚り線、編組線の検討では No. 8 の複合線を素線としたものを中心に検討した。

6・4・3 ケーブルの通電容量

表 6・2 に作製したケーブル試料の種類を示す。素線としてはすべて No. 8 試料、すなわち、0.25 mm ϕ キュプロニッケル母材の中に 25 μ ϕ の Nb-Ti 線が 61 本埋め込まれた複合線を用いた。No. 11 は 0.25 mm ϕ のホルマール絶縁銅線を芯線とした 6 本撚線、No. 12 は 3 本撚線を単位としてこれを 0.5 mm ϕ のホルマール絶縁銅線の周囲に 6 本撚ったものである。No. 13 は No. 11 の 6 本撚線を単位としてこれを 0.8 mm ϕ 銅線の周囲に 6 本撚ったものである。No. 14 および No. 15 は図 6・6 に外観写真を示すような編み線である。素線はすべて絶縁 (PVA) が施されている。素線はキュプロニッケルを母材としているため極めて弾性が強いので、通常の撚線機で作製されたものでは出来上がった後、ほとんど撚り返されてしまい使用に耐えない。本章で用いた撚線試料はすべて撚り返し装置を備えたもので作製した。しかし編組線は撚り返し装置のついた機械がなかったためやむを得ずピッチを長くして撚り返しなしで作製し、巻線はかなりの張力をかけて行った。

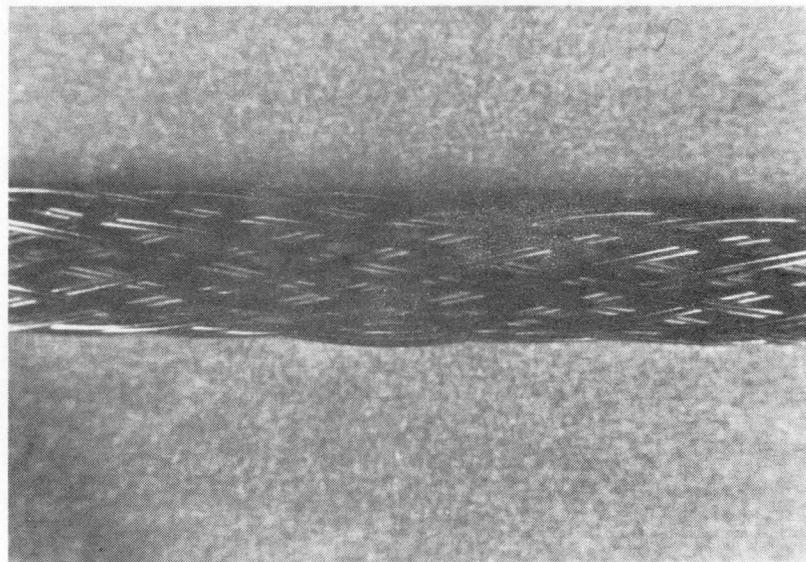
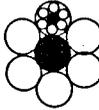


図 6・6 48 本編組線の外観写真

×3

表6・2 各種ケーブルの通電容量
 (素線はすべて、表6・1のNo.8である)

	線材	断面形状	撚り又は編組ピッチ (mm)	測定長 (m)	20kGでの I _{qm} (A)	20kGでの Dc ※
No. 11	6本撚線		17	2.96	180	0.73
No. 12	18本撚線		20	2.48	410	0.56
No. 13	36本撚線		23	3.10	705	0.48
No. 14	36本編組線		84	2.54	730	0.49
No. 15	48本編組線		84	2.80	920	0.47

注1) 各撚線の中心にある芯線はホルマール絶縁銅線

注2) 個々の素線はすべてPVA絶縁

※ Dc : ケーブル電流劣下率

図6・7は各ケーブル試料の最小クエンチ電流を示したものである。又、図6・8は20kGにおける最小クエンチ電流を素線本数に対してプロットしたものである。

図6・8に従えば、素線を撚線なり編組線にした場合、通電容量は素線本数に比例して増加するのではなく、本数のほゞ0.81乗に比例してしか増加していない。したがって電流密度でとれば素線本数が増加するにつれて低下していくことになる。ケーブルの最小クエンチ電流密度の素線1本の場合(N₈)のそれに対する比を「ケーブル電流劣下率」D_cと定義することにし、これを表6・2に示す。

このようにケーブルにして素線数を増すことによる電流密度劣下の原因としては、

- (1) ジャンクション部での個々の素線の接触抵抗の不均一に基く各素線の電流分布の不均一
- (2) 線材量が増加することによるフラックスジャンプ等不安定要素の発生確率の増大
- (3) 線材自身の電流によって作られる磁界が線材の中心付近と外側付近で異なることに基く不安定性 (self-field instability⁽⁶⁾)

などが考えられる。この中(3)は、常電導母材がρの高いキユプロニッケルであること、撚線は中心の芯線を銅線とし完全に各素線は同一条件に置かれていること、又どのケーブル構成も、個々の超電導線に着目すれば完全に転位(transposition)がかけられていることなどから、ほとんど問題にならないと考えて良い。したがって次に(1)と(2)について検討を行い、これを改善することによって通電容量がいかに向上下するかをしらべる。

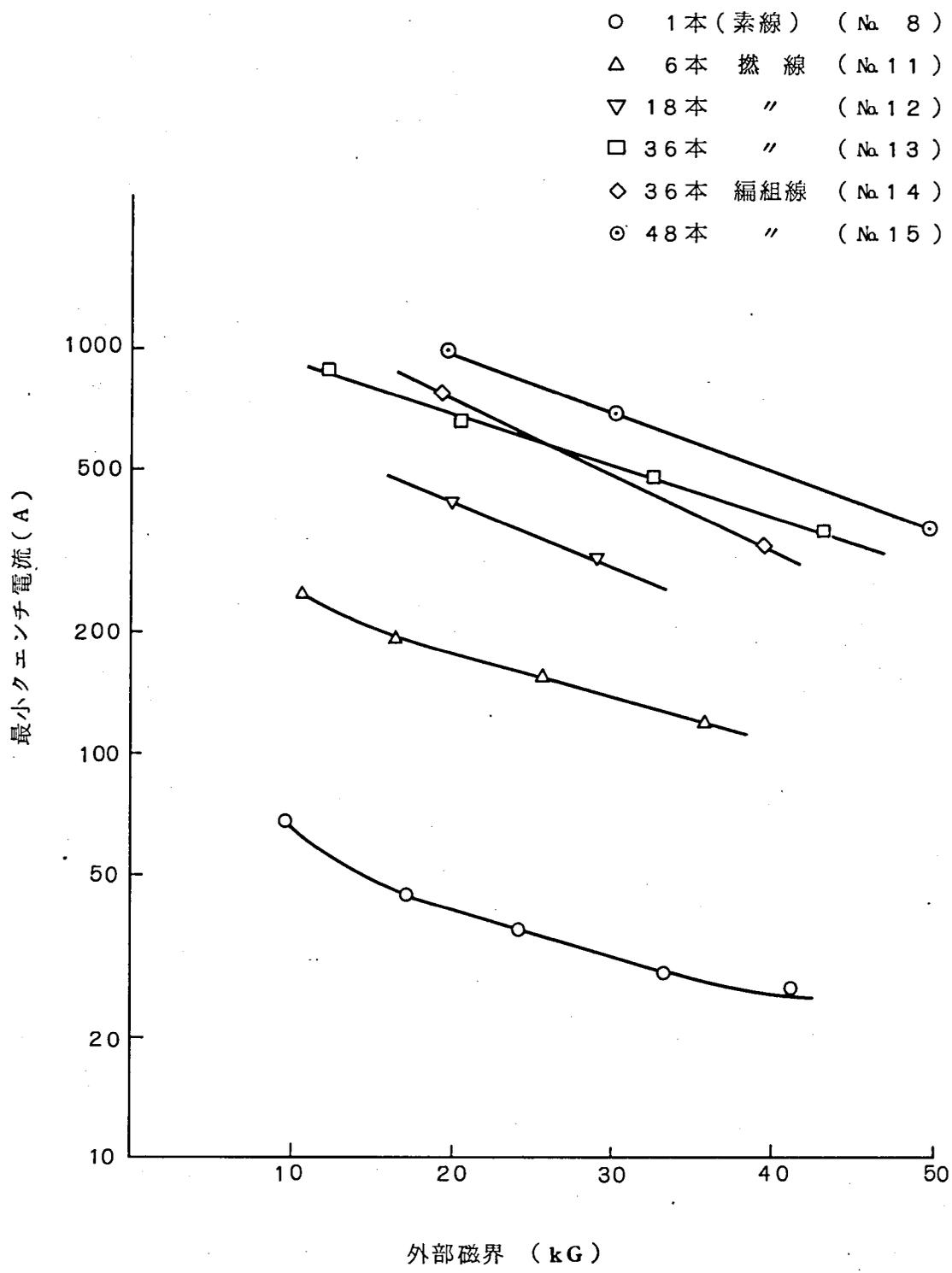


図 6・7 各種ケーブルの最小クエンチ電流

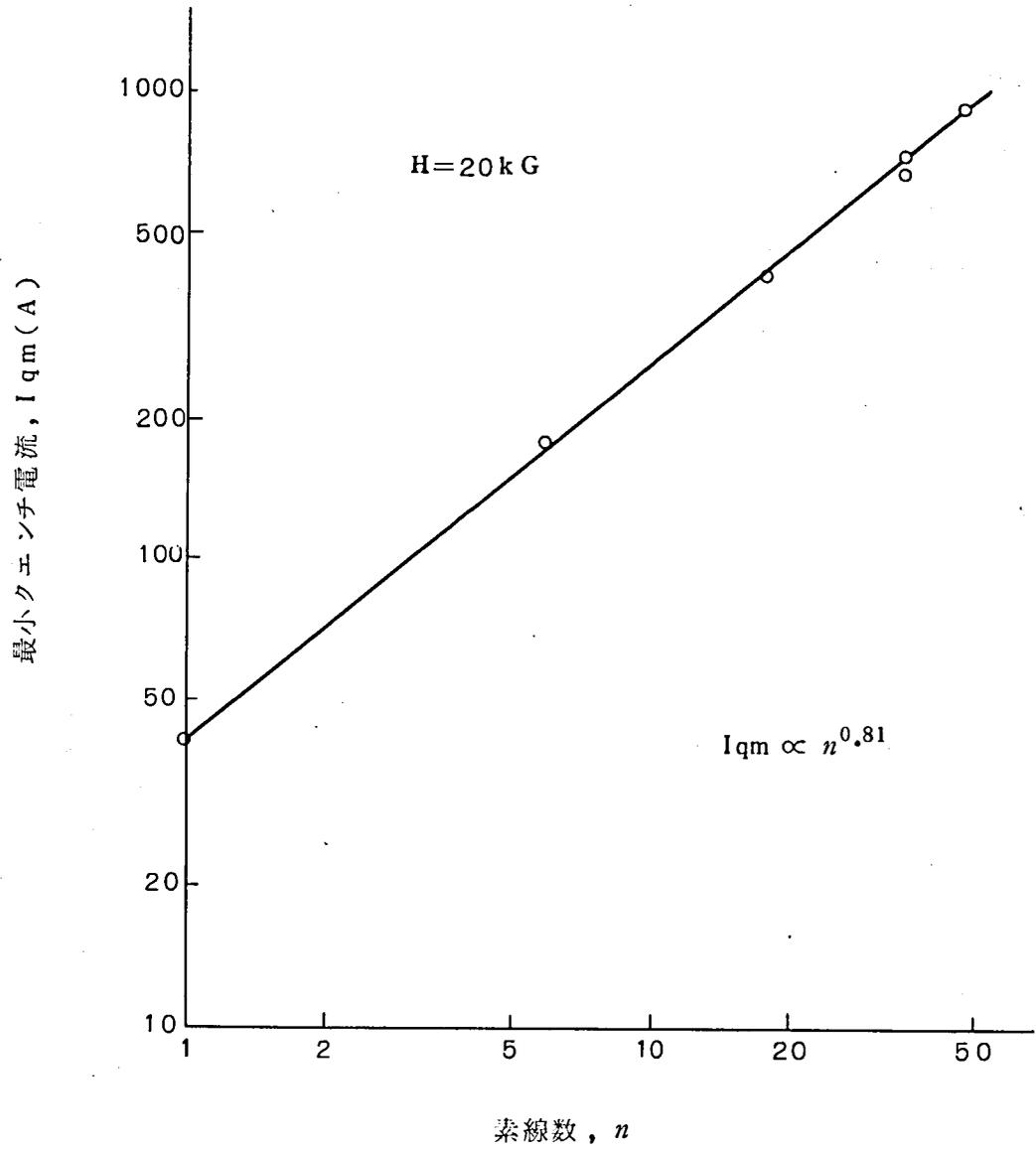


図 6・8 素線数と最小クエンチ電流の関係

6・4・4 ケーブル通電容量の向上⁽¹⁵⁾

(1) 素線電流分布の均一化

永久電流スイッチを外部からのパワーリード又は本体超電導コイルと接続する部分（ジャンクション）において電流は、わずかではあるが常電導層を通して出入する。これは常電導母材の中に超電導線を埋め込んだ形の複合線では不可避的な問題である。

したがってジャンクション部分の電氣的等価回路は図6・9に示すようなものになる。

超電導線の抵抗は零と考えて良いから各素線に流れる電流 I_1, I_2, \dots, I_n はジャンクション部の接続抵抗 r_1, r_2, \dots, r_n のみで決ってしまう。

$$I_1 = (r_t / r_1) I_0, I_2 = (r_t / r_2) I_0, \dots, I_n = (r_t / r_n) I_0 \quad (6 \cdot 1)$$

$$\text{ここに、} \quad 1 / r_t = 1 / r_1 + 1 / r_2 + \dots + 1 / r_n \quad (6 \cdot 2)$$

$$I_0 = I_1 + I_2 + \dots + I_n \quad (6 \cdot 3)$$

個々の素線のクエンチ電流 I_{qm} が同じと考え、ケーブル電流 I_0 を増していった場合接続抵抗 r_1, r_2, \dots, r_n の間にばらつきがあると(6・1)式で与えられる分流電流の中、最も高い値、すなわち最も小さい接続抵抗を持つ素線に流れる電流が最初に I_{qm} に達してクエンチする。このとき、他の素線では I_{qm} に達していないがその時の発熱によってケーブル全体がクエンチする。したがって接続抵抗の不均一が大きいほどケーブルとしてのクエンチ電流は下ることになる。

接続抵抗のばらつきがどの程度あるかを厳密に知ることは難しいが、ここでは次のような方法で推定した。図6・10に等価回路を示すように一定の抵抗 r_0 を各素線に直列に挿入すると各素線に分流する電流は、

$$I_1 = \frac{r_t}{r_1 + r_0} I_0, \quad I_2 = \frac{r_t}{r_2 + r_0} I_0, \quad \dots, \quad I_n = \frac{r_t}{r_n + r_0} I_0 \quad (6 \cdot 4)$$

で与えられる。ここに

$$\frac{1}{r_t} = \frac{1}{r_1 + r_0} + \frac{1}{r_2 + r_0} + \dots + \frac{1}{r_n + r_0} \quad (6 \cdot 5)$$

である。

今、 r_0 を r_1, r_2, \dots, r_n より十分大きくとると(6・5)式は

$$r_t = r_0 / n \quad (6 \cdot 6)$$

となり、(6・4)式は

$$I_1 = I_2 = \dots = I_n = I_0 / n \quad (6 \cdot 7)$$

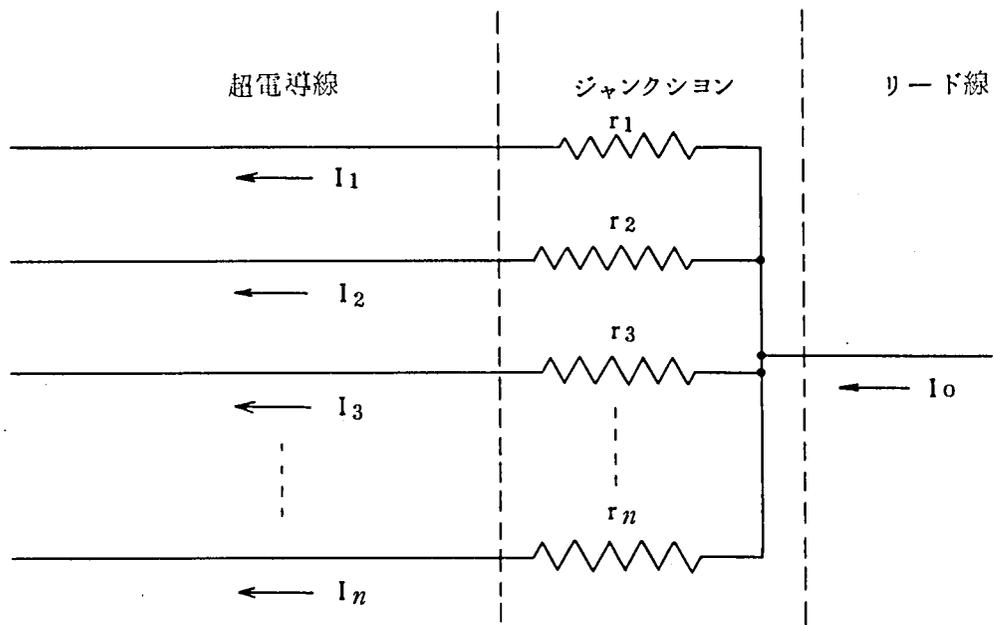


図 6・9 超電導ケーブルのジャンクション部の等価回路

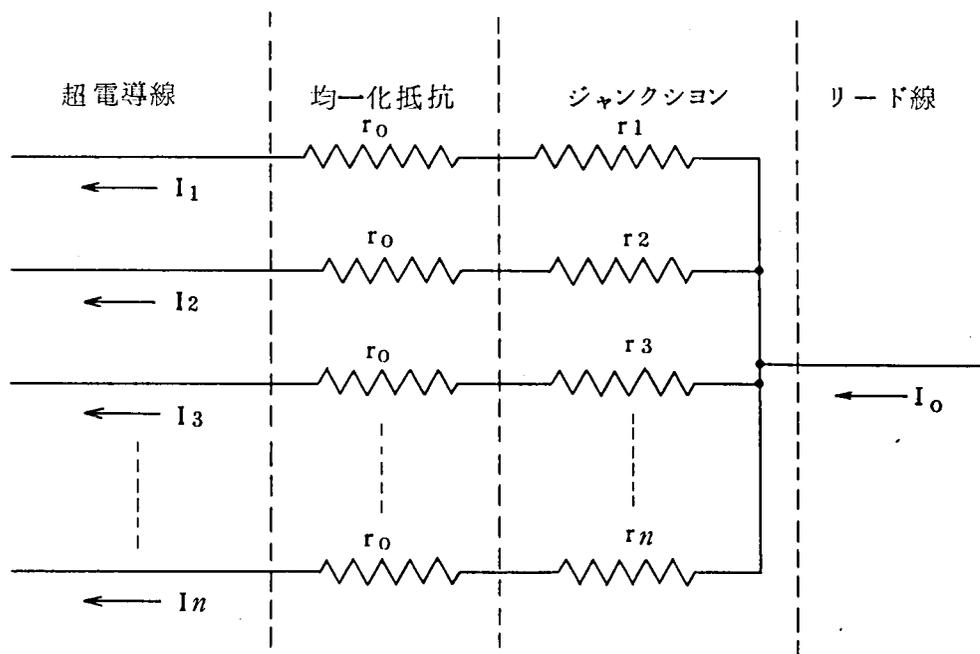


図 6・10 均一化抵抗の挿入

となり、各素線には均一な電流が流れることになり、ケーブルの通電容量向上が期待される。

ここでは前項で用いた48本編組線ケーブル試料に均一化抵抗を挿入して再測定し I_{qm} の変化をしらべた。試料のジャンクション部の接合はハンダ付けで行っているため、電流はハンダ層とキュープロニッケル層を通して流れることになる。これによる接続抵抗は、後節で述べるように、素線1本当たり、 $10^{-7} \Omega$ のオーダーと見られるため均一化抵抗としては $10^{-5} \Omega$ 程度のものでした。実際には各素線と直列に 1.0 mm 径の銅線 10 cm ($1.15 \times 10^{-5} \Omega$) を接続した。

測定結果は表6・3に示すように 20 kG において $I_{qm} = 1100 \text{ A}$ となり、均一化抵抗を挿入しない場合より20%程度の増加となった。このことから通常のハンダづけで接合したジャンクションでは個々の素線の接続抵抗のばらつきが20%程度あることがわかる。均一化抵抗の挿入は、電流分布均一化による通電容量向上の度合をしらべる方法としては適当であるが、実際問題としては永久電流回路に余分の抵抗を持ち込むことになり望ましくない。実際のジャンクションでは個々の素線の幾何学的な配置、接触圧、ハンダ等の接合材の量をできるだけ同一条件として、接続抵抗の均一化を図るべきである。

(2) 冷却性の向上

フラックスジャンプによる発熱は、第4章(4・12)式から大雑把に見て、単位体積当たり、

$$Q = \mu_0 r^2 J_c^2 / 6 \quad (\text{J}/\text{m}^3) \quad (6 \cdot 8)$$

で与えられる。ここに r は超電導線の半径である。ケーブル試料に用いた超電導線(直径 25μ) の場合、高々 $10^{-4} \text{ J}/\text{cm}^3$ 程度となり、これによる温度上昇も 1 K 以下のわずかなものであるため、理論的にはフラックスジャンプは不安定性要因にはなり得ないと考えられる。

一方、電磁力による線材の微小な動き(wire-movement)による発熱を考える。 20 kG の磁界中で、 20 A の電流を担っている素線1本には $40 \text{ N}/\text{m}$ の電磁力が働いているが、今この線が電磁力によって局部的に線と垂直方向に 0.1 mm だけ動いたとしても $8 \times 10^{-2} \text{ J}/\text{cm}^3$ の発熱となり、これによる温度上昇は数十 K になってしまふ。したがって wire-movement はたとえ微小なものでも不安定性の要因となる可能性が

ある。本研究の場合、断熱層を真空含浸で形成し、極力 wire-movement の発生を抑えているが、完全に抑止されているかどうかの保証は得難い。

ここでは、もし wire-movement (又はフラックスジャンプ)による発熱が生じても、その熱を速やかに放散させるか或いは熱容量の大きなものを近接させて発熱を吸収することにより温度上昇を抑止するような手段を設け、安定性の向上を図った。

先ず第1の方法は図6・11に示すように、PCSの巻線において、銅板2枚で線材を挟み込むようにする方法である。線材と銅板の間は電氣的に絶縁されている。銅板としては無酸素銅を用い厚さは0.5mmとした。無酸素銅の10K付近の低温における熱伝導率は $10\text{ W/cm}\cdot\text{K}$ 程度でNb-Tiやキュプロニッケルの1000倍程度あるため、ケーブルの一部で発熱が生じても速やかに周囲に放散されることが期待される。又、このような銅板は線材にかかる磁界の急激な変動(フラックスジャンプを含む)に対しダンパーとして働くことも考えられ、ヒータで加熱する際に線材の温度を一様に保つため無駄な温度上昇を避ける効果も期待し得る。

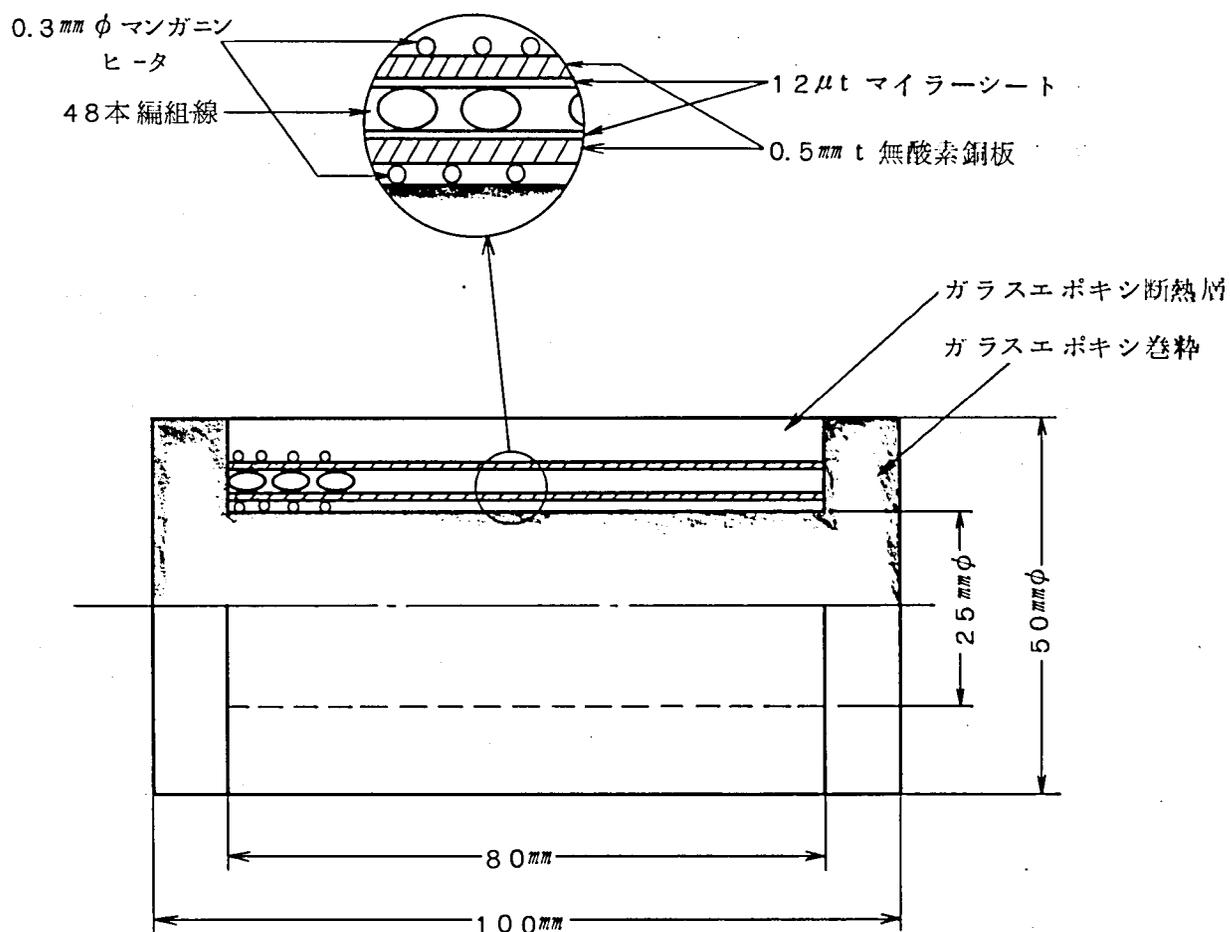


図6・11 銅板で安定化された永久電流スイッチ

第2の方法は、ケーブルを熱容量の大きな金属で含浸する方法であり、効果としては第1の方法と同じものをねらったものであるが、この方法の方が直接的に個々の素線と接しているためより効果的と考えられる。しかし、この方法の欠点はケーブル素線と含浸金属の間に電気的絶縁を設けられないため、含浸金属としてかなり比抵抗 ρ の大きなものを用いないと、ケーブル全体としての常電導抵抗が低下してしまいPCSの遮断抵抗の面で問題となる。通常用いられるPb-Snハンダの ρ はケーブル自身($\rho=35\mu\Omega\text{cm}$)より2桁程度小さい(図6・15参照)ため使用は望ましくない。筆者らは種々の低融点合金の低温での ρ を調べることにより、比較的 ρ の大きなSn-40Bi(wt%)を用いることにした。この合金の低温での ρ は $7.9\mu\Omega\text{cm}$ であり、融点は約 140°C でケーブルとのなじみも比較的良好的である。この合金でケーブルをあらかじめ含浸してから巻線を行ったが、含浸することによりケーブルの常電導抵抗は約 $1/2$ に低下した。

以上述べた2種類の安定化法を適用した場合の結果は表6・3に示されている。ジャンクション部に電流分布均一化抵抗を入れた場合よりもはるかに著しい通電容量の向上が認められ、ケーブルにしたための通電容量の劣下も20%程度に止まっている。

I_{qm} は20kGの磁界中においてほぼ1500Aであり、この程度のものであれば1000A級の永久電流スイッチとして十分実用に耐えるものと考えられる。

表6・3 安定化を施された48本編組線ケーブルの通電容量

	線材	測定長 (m)	安定化法	20kGでの I_{qm} (A)	20kGでの Dc
※ No.21	48本編組線	2.8	ジャンクション 均一化抵抗	1100	0.56
No.22	同上	0.75	銅板	1570	0.80
No.23	同上	0.9	Sn-Bi合金含浸	1480	0.76

注1) ケーブル素線はすべて表6・1のNo.8である。

※No.21の試料はNo.15と全く同じものを用いジャンクション部を変えただけのもの

6・5 常電導抵抗⁽⁴⁾

永久電流スイッチを OFF 状態にして外部電源により超電導コイルを励磁するときの等価回路を図 6・12 に示す。R は PCS の OFF 時の遮断抵抗 (常電導抵抗) であり、L は負荷超電導コイルの自己誘導、および E は外部電源の電圧である。又、PCS を OFF にするためにこのとき加熱用のヒータが働いている。

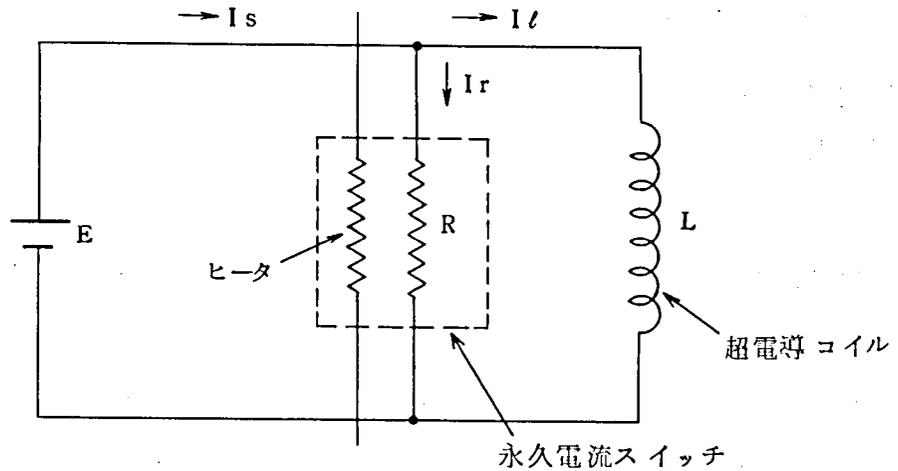


図 6・12 永久電流励磁回路

PCS および超電導コイルに分流する電流を I_r 、 I_ℓ とし、電源電流を I_s とすると、

$$I_s = I_r + I_\ell \quad (6.9)$$

$$R I_r = L (d I_\ell / dt) \quad (6.10)$$

となる。通常の超電導コイル励磁電源は定電流変化形 ($d I_s / dt = \text{一定}$) である。超電導コイルの定格励磁電流を I_0 とし、定格まで励磁する時間を T_0 とすると上の 2 式より、

$$I_0 / T_0 = d I_r / dt + (R / L) I_r \quad (6.11)$$

となり、これの解は

$$I_r = \frac{L}{R} \cdot \frac{I_0}{T_0} (1 - e^{-t/\tau}), \quad \tau = L/R \quad (6.12)$$

で与えられる。

励磁期間中、液体ヘリウムの蒸発損失をもたらす発熱 Q は、スイッチを遮断状態に保持するためのヒータ消費電力を P_h として、

$$Q = (I_r^2 R + P_h) T_0 \quad (6.13)$$

で与えられる。(6.13) に (6.12) を代入すれば発熱量が求められるが $T_0 \gg L/R$

とすると(6・12)の指数関数項は無視して差支えない。発熱量の最低値 Q_m は

$$Q_m = 2L \sqrt{P_h / R} I_0 \quad (6 \cdot 14)$$

となり、このときの励磁に要する時間 T_{om} は

$$T_{om} = L I_0 / \sqrt{P_h R} \quad (6 \cdot 15)$$

で与えられる。

ヒータ消費電力を小さくする程望ましいことは言うまでもないが、(6・14)より、遮断抵抗を大きくすることにより、その平方根に逆比例して発熱量が小さくなることがわかる。遮断抵抗は、線材の長さに比例するため、これの大きさはスイッチの大きさに直接影響するので、トータルの発熱とともにスイッチのサイズが過大にならないように選ぶべきである。

先の48本編組線の場合、常電導抵抗は $0.15 \Omega / m$ 程度であり、これを $2 m$ 用いてPCSを作ると 0.3Ω の遮断抵抗のものが得られる。超電導コイルとして磁気浮上用のものを想定し、 $L = 1 (H)$ 、 $I_0 = 1000 (A)$ を仮定し、PCSのヒータ電力として $P_h = 2 (W)$ を仮定すると $Q_m = 5.16 kJ$ 、 $T_{om} = 1280 sec$ となる。即ち約21分かけて励磁するのが最も損失少なく、その時の液体ヘリウム損失は約2ℓとなる。

6・6 接続抵抗および永久電流の減衰

6・6・1 複合超電導線の接続抵抗⁽¹⁷⁾

超電導コイルのインダクタンスを L 、永久電流回路に含まれる全抵抗を R とすると、永久電流は $\exp(-Lt/R)$ に比例して減衰する。永久電流回路の抵抗は、コイル内の接続部、コイルと永久電流スイッチ間の接続部などにおける接続抵抗である。先にも触れたように、超電導コイル、PCSともに常電導金属の中に超電導体を埋め込んだ形の複合線が用いられるため、接続部でいくらかの抵抗が存在することは避けられない。

超電導複合線の接続部の分布定数等価回路は図6・13のような簡単なものになる。

g を単位長さ当りの接続コンダクタンスとすると回路方程式は

$$- \frac{di_1(x)}{gdx} = \frac{di_2(x)}{gdx} = V_0 = \text{const.} \quad (6 \cdot 16)$$

$$i_1 + i_2 = i_0 \quad (6 \cdot 17)$$

となり、この解は $i_1(0) = i_2(l) = i_0$ 、 $i_1(l) = i_2(0) = 0$ なる境界条件の下に解くと、

$$i_1(x) = i_0(1 - x/l) \quad (6 \cdot 18)$$

$$i_2(x) = i_0(x/l) \quad (6 \cdot 19)$$

で与えられる。このことは接続部の常電導金属層の中では線に垂直方向に一定密度の電流が流れ、線方向の電流成分はないことになる。

この結果、

$$r = 1/g\ell = V_0/i_0 \quad (6 \cdot 20)$$

なる抵抗 r を定義することができ、これを接続抵抗と呼ぶことにすれば、この値はジャンクション部をはさんだ2本の線の間で発生する電圧から求められる。以下各種のジャンクションの接続抵抗の検討結果につき論じる。

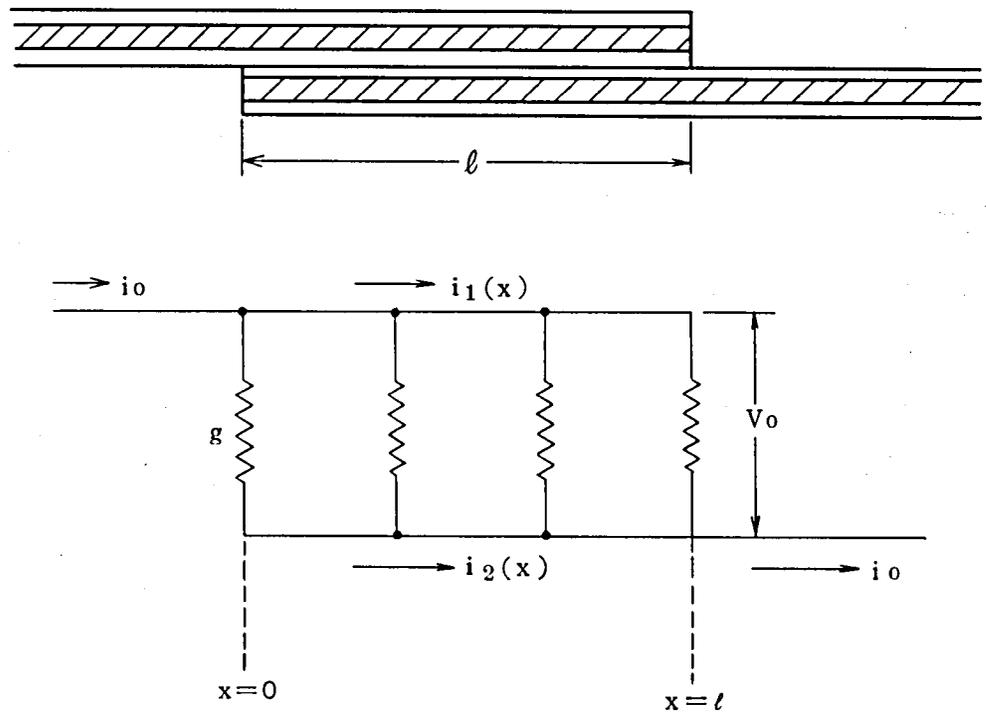


図 6・13 ジャンクション部の等価回路

6・6・2 永久電流スイッチの接続抵抗

永久電流スイッチ（PCS）としては先に述べた撚線や編組線を用いたものを考え、接続はPb-Snハンダ接合を採用する。ハンダは通常用いられるPb-60%Sn共晶合金ハンダである。編組線を用いた場合、接続部は、接続される相手側の線材の上に、編組線をかぶせるようにし、その上から細い銅線などで緊縛した後、ハンダを流し込んで接合する。したがって微視的に見れば電流はハンダ層とキュプロニッケル層を経て超電導線に流れ込む。

図6・14は48本編組線のジャンクション部（長さ5cm）の接続抵抗の測定結果（測定電流1000A）を示したものである。外部磁界が零の場合に比べ数kG以上の磁界を加えると抵抗は3倍程度に増加する。このことは図6・15に示すハンダの抵抗の磁界依存性から説明できる。ハンダは図6・15から明らかのように4.2Kでは超電導性を示す。しかしそのHc2は極めて小さい（500G程度）ため、外部磁界の印加によってすぐに常電導になる。したがってこのジャンクションの場合、外部磁界が零のときにはキュプロニッケル層の抵抗のみが現れているが、外部磁界が印加されるとハンダ層の抵抗が加わることになる。この場合、ハンダ層とキュプロニッケル層の接続抵抗への寄与のしかたは2対1程度でハンダ層が大きいことになる。

前項の解析から接続抵抗は当然、ジャンクションの長さとかケーブルの素線数に逆比例することがわかる。そこで接続抵抗にジャンクション長と素線数を乗じて規格化したもの、すなわち、素線1本当りの単位長当りの接続抵抗を仮りに「接続抵抗率」と呼ぶことにしよう。表6・4には種々のケーブル構成とジャンクション長さに対する接続抵抗と接続抵抗率の測定結果を示した。接続抵抗率でとれば、素線数、ジャンクション長さにかかわらずなくほぼ一定の値（5～6 $\mu\Omega\text{cm}$ ）を持つことがわかる。

表6・4 各種ジャンクションの接続抵抗
（外部磁界は20kG印加）

素線数	ケーブル種類	ジャンクション長 (m)	測定電流 (A)	接続抵抗 (Ω)	接続抵抗率 ($\Omega\text{-cm}$)
1	撚線	18.2	40	2.19×10^{-7}	3.98×10^{-6}
6	同上	14.5	220	7.20×10^{-8}	6.26×10^{-6}
36	同上	12.0	600	1.18×10^{-8}	5.10×10^{-6}
48	編組線	5.0	1000	2.38×10^{-8}	5.71×10^{-6}

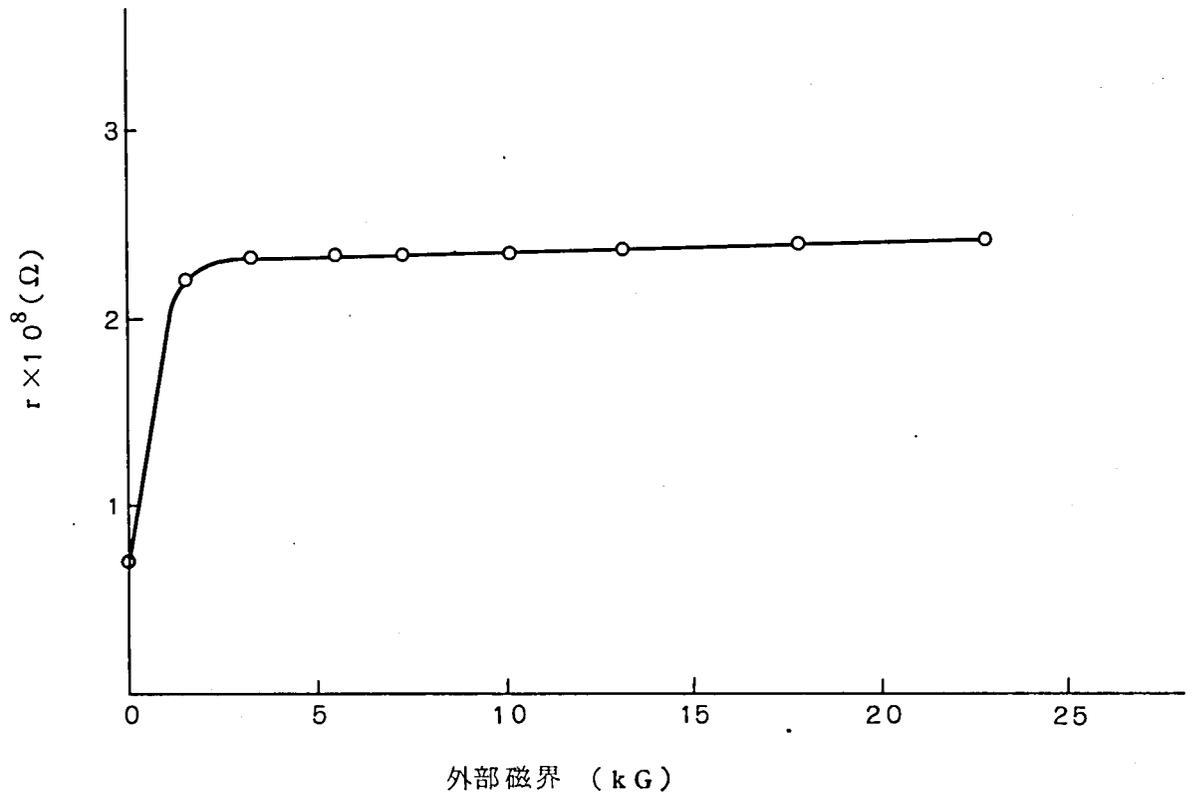


図 6・14 48本編組線の接続抵抗(ジャンクション長: 5cm)

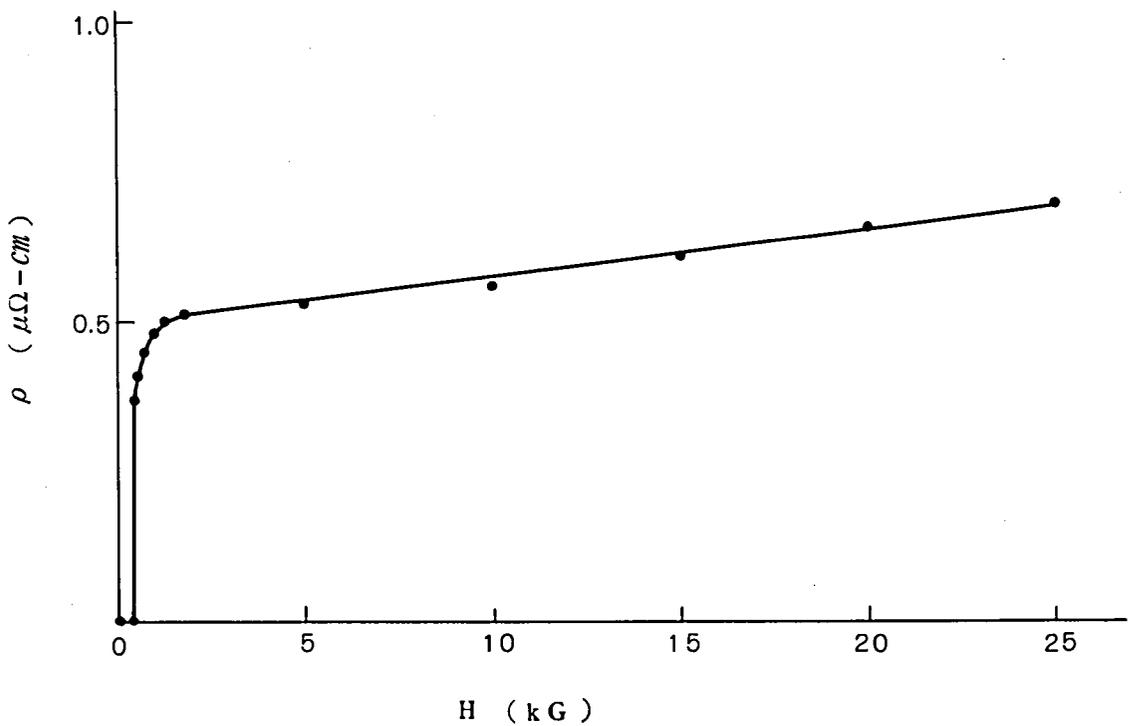


図 6・15 Pb-60%Snハンダの液体ヘリウム温度での磁気抵抗効果

6・6・3 超電導コイル内の接続抵抗

超電導コイルを1本の連続した超電導線で巻線する場合には内部に抵抗は存在しないが、磁気浮上用コイル等の大形超電導コイルでは冷却の問題からパンケーキ状の要素コイルを層状に積み重ねる形式のものが採用されることがある。このようなコイルではコイル内部に数箇所ないし十数箇所の接続部が存在し、このための接続抵抗が避けられない。ここでは矩形断面の銅の中に超電導細線を埋め込んだ複合線の接続抵抗について検討した。

1.6 × 3.2 mmの矩形断面の銅（無酸素銅）の中に直径約60 μの超電導線305本が埋め込まれた線を図6・13の上部に示したような形に接続した長さ5 cmのジャンクションにおける電流 - 電圧特性を図6・16に示す。又、1000 Aにおける接続抵抗の磁界依存性を図6・17に示す。接合には先と同様Pb - 60% Snハンダを用いているため、この場合にも接続抵抗は銅とハンダにもとづくと考えられる。

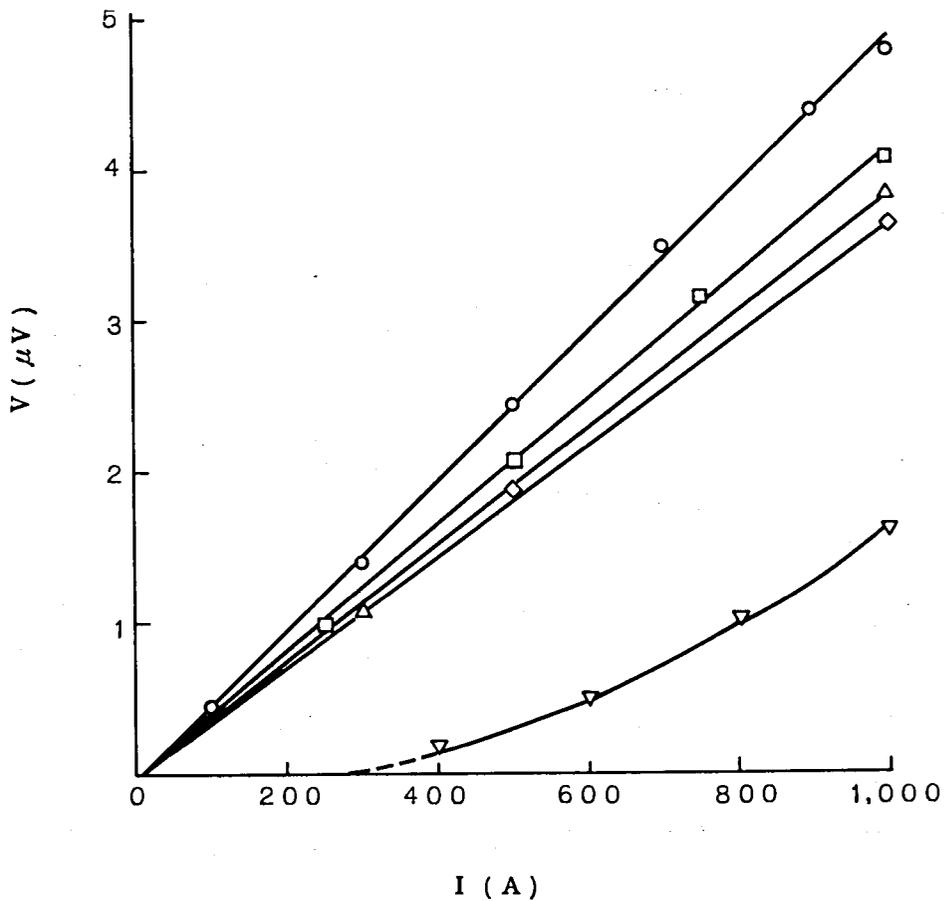


図 6・16 1.6 × 3.2 mm複合線のジャンクション I - V 特性
(ジャンクション長: 5 cm)

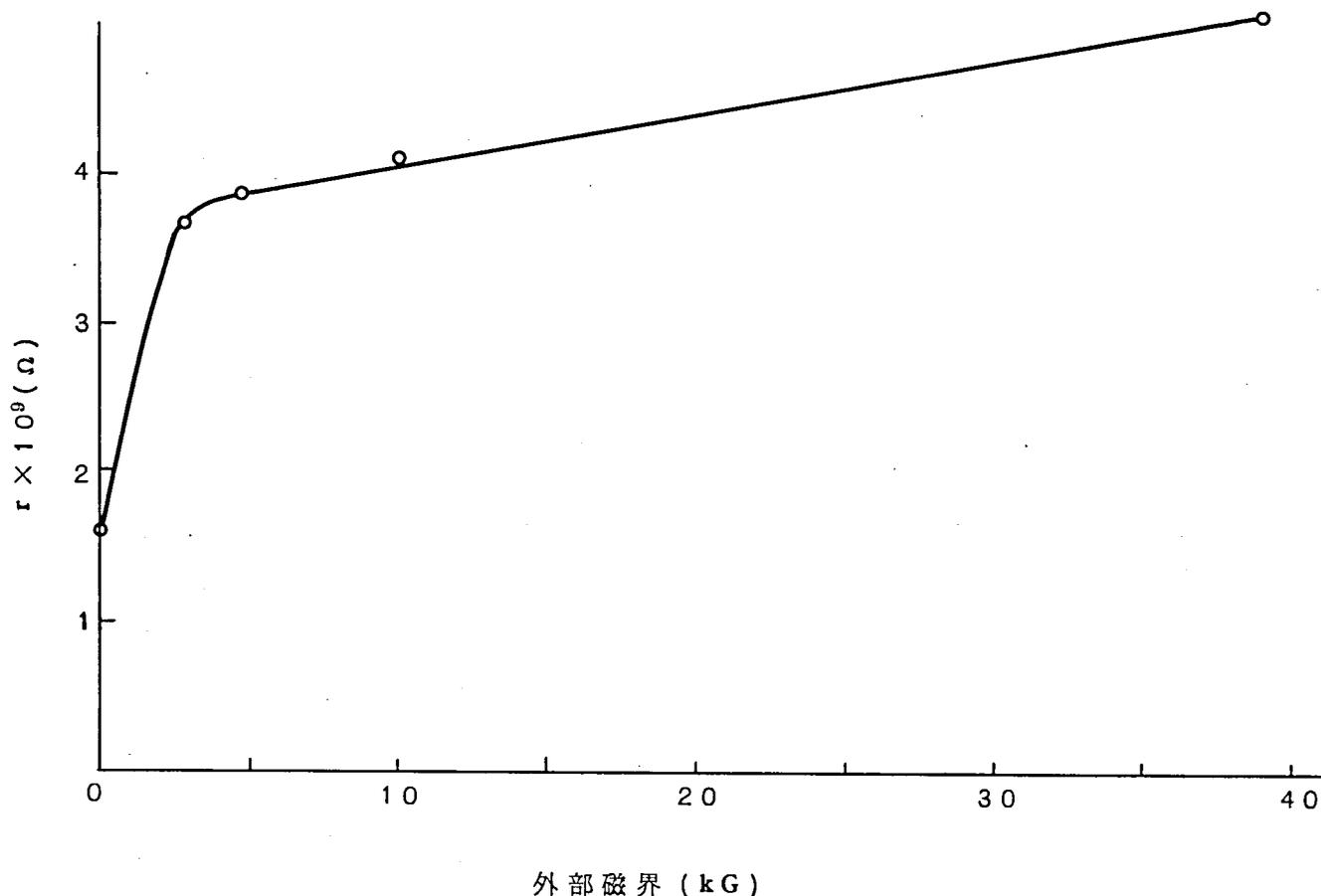


図 6・17 $1.6 \times 3.2 \text{ mm}$ 複合線の接続抵抗 (ジャンクション長: 5 cm)

しかし無酸素銅の低温での比抵抗は、ハンダのそれより 2桁程度低いため銅の寄与はほとんど見られない。これは図 6・17 の磁界依存性が図 6・15 のハンダの磁気抵抗効果とほとんど同じ傾向を持つことから明らかである。無酸素銅の磁気抵抗効果は図 6・18 に示すように、ハンダよりはるかに大きな割合で変化する。

図 6・16 の外部磁界零の場合の $I-V$ 特性は次のように解釈することができる。電流が小さい間は、電流が作る自己磁界が小さいためハンダは超電導性を示すので接続抵抗は銅の要素だけで決り極めて小さい値を示す。電流が増すと自己磁界によってハンダの超電導性が破られ、ハンダの抵抗分が支配的となり急激に電圧が出現する。ハンダの抵抗が出現する電流値は、電圧の測定感度の問題から明確でないが、電流の作る自己磁界がハンダの H_{c2} (500 G) と同程度になる 350 A 前後と考えられる。

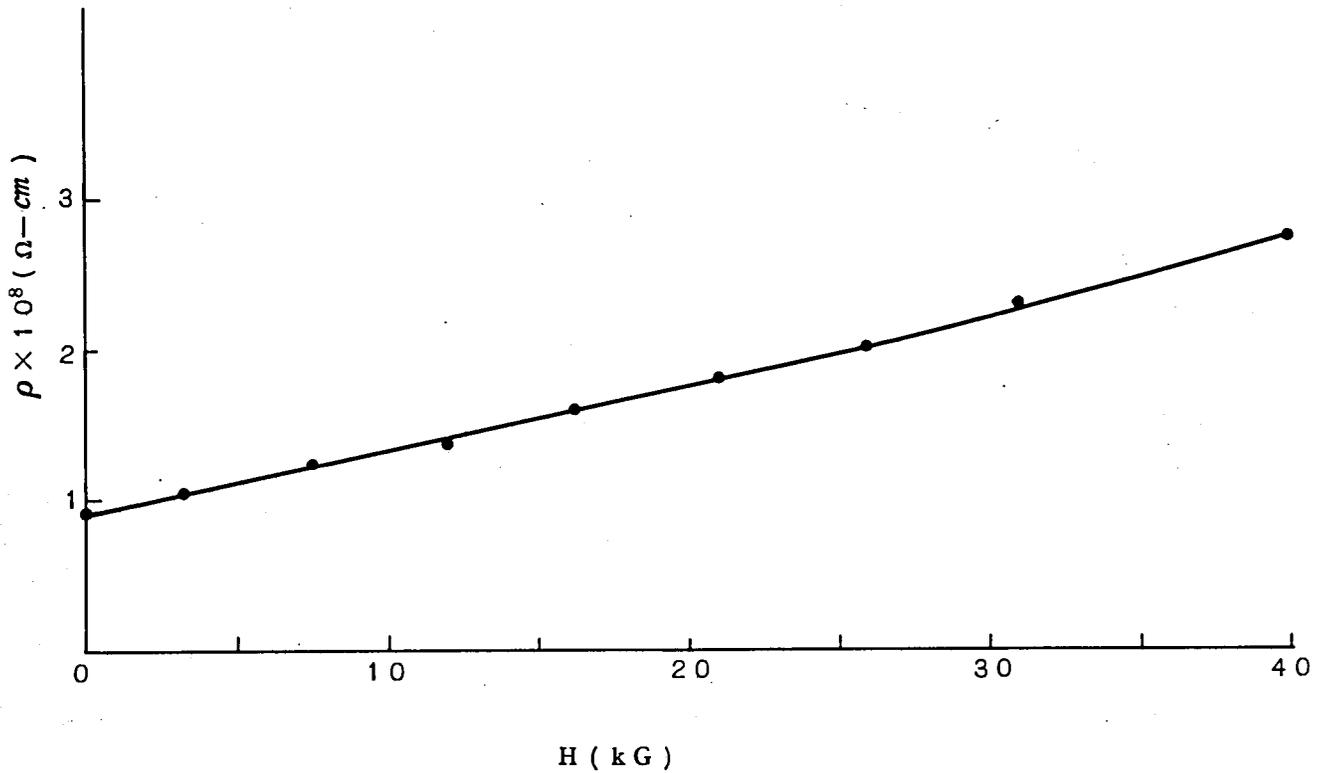


図 6・18 無酸素銅 ($\rho_{300}/\rho_{4.2} = 201$) の磁気抵抗効果

6・6・4 永久電流の減衰

以上の検討結果をもとに、典型的な磁気浮上用超電導コイルを想定して永久電流の減衰時定数を推定してみよう。一応 1000A の定格電流を仮定して、次のような条件で検討する。

	超電導コイル	永久電流スイッチ
使用線材	1.6 × 3.2 mm 断面 複合超電導線	48本編組線
接続長	5cm / 1箇所	5cm / 1箇所
接続箇所	10 箇所	2箇所 (正および負)
接続抵抗	$4 \times 10^{-9} \Omega$ / 1箇所	$2.3 \times 10^{-8} \Omega$ / 1箇所
自己誘電	1 H	

全接続抵抗は $8.6 \times 10^{-8} \Omega$ となり減衰時定数は 1.1×10^7 秒 (127日) となる。この値は磁気浮上用コイルとして十分使用に耐える値と考えられるが、接続長を長くするなどによりさらに時定数を大きくすることも可能である。

6・7 スイッチング特性⁽¹⁴⁾

熱式永久電流スイッチはヒータによって超電導体をSN遷移させることによりスイッチング作用を行わせるものである。一般に熱の応答速度は電気の応答速度に比べ極端に遅いため、スイッチをON、OFFするためかなりの時間を必要とする。しかし超電導コイルの場合、その特殊性から励磁にかなりの時間を必要とするから、励磁時間に比べスイッチの作動時間が十分短かければ問題はない。又、ヒータの発熱は、直接液体ヘリウム中の蒸発損失につながるから、できるだけ小さい方が望ましい。

本節ではこのような熱的な問題について検討を加える。実験は図6・19に示すような標準的なPCS構成において行った。断熱層の厚さは1cmとし、図6・19のA～Iで示す9箇所に熱電対温度計を設置し各部分の温度分布をしらべた。

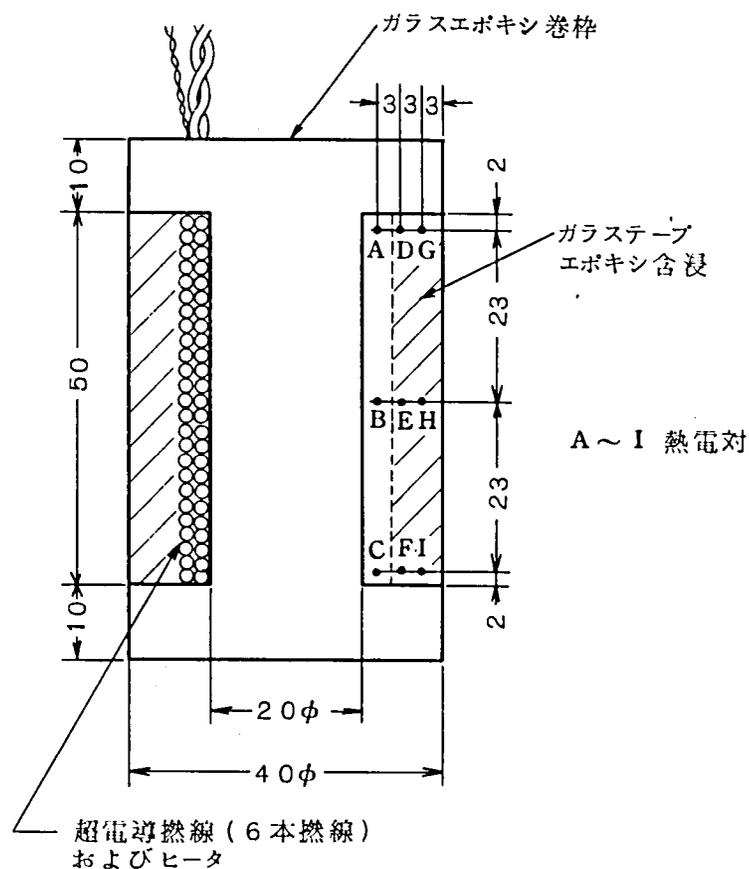


図 6・19 スイッチング特性測定試料構成

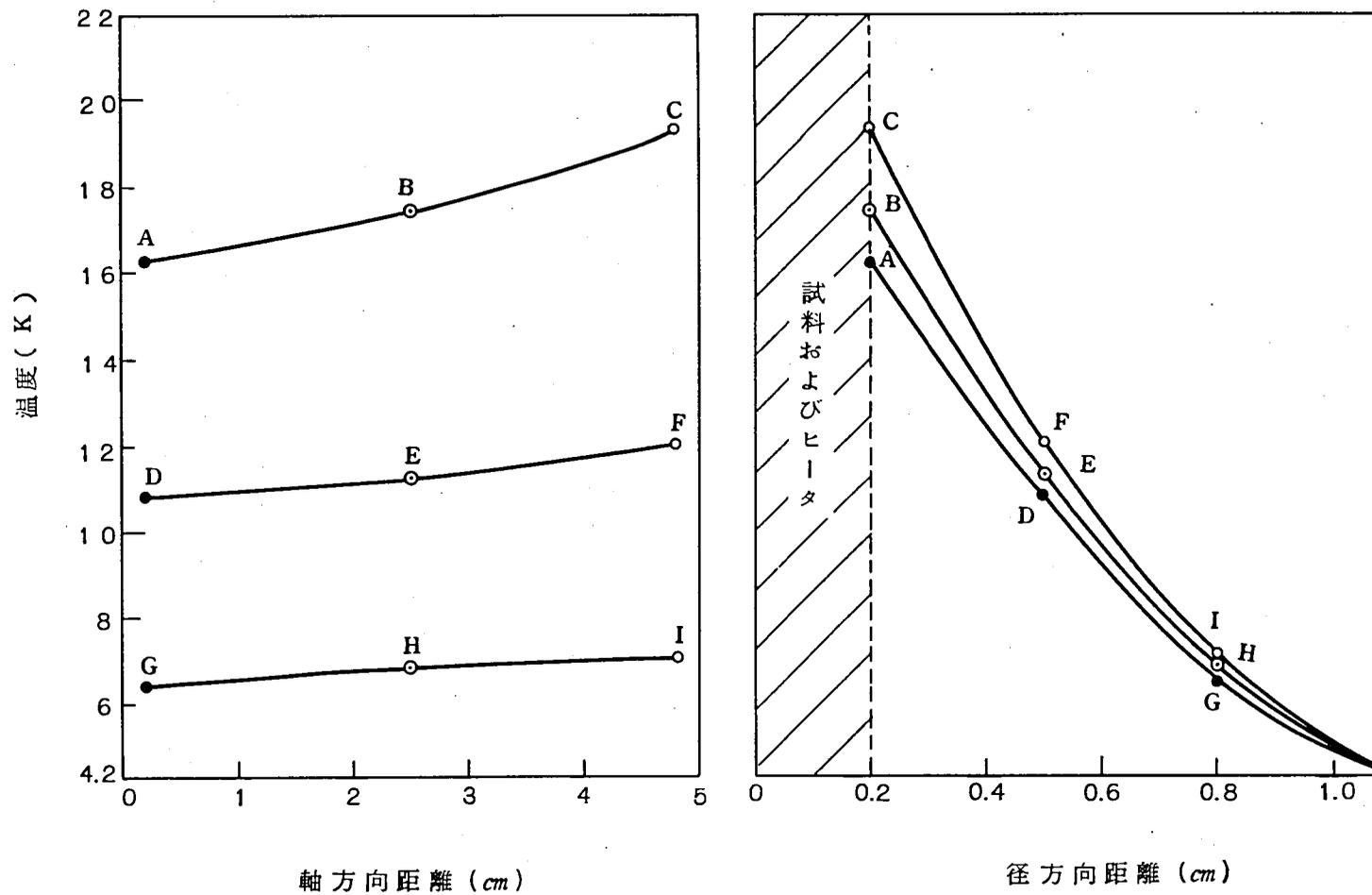


図6・20 ヒータ電力1.33Wのときの熱平衡温度分布

図 6・20 はヒータ出力 1.33 W のときの PCS 内各部分の温度分布をしらべたものである。点 A、B、C は超電導線の極く近傍であるが A と C で 3 K 程度の温度差が見られる。これは A 点から超電導線が外部へ引き出されているため、超電導線を通して熱が逃げることによるものと考えられる。したがって実際の運転では最も温度の低い部分（この場合は A 点）の温度が T_c を越えるようにヒータ加熱しなければならない。

図 6・21 (a) はヒータ電力をステップ状に加えた場合の温度上昇特性を、又図 6・21 (b) は熱平衡状態に達したあとヒータ電力をステップ状に遮断した場合の自然冷却特性を示している。温度の計測は B 点で行っている。加熱に要する時間はかなり短かく 1.33 W であれば 2 秒後に 10 K まで昇温している。一方、冷却にはかなりの時間を要し、1.33 W の場合、熱平衡温度の 17.5 K から 4.2 K へ復帰するのに 40 秒を要している。

図 6・22 は上記と同様ヒータを投入、遮断した場合の超電導線の抵抗変化を見たものである。この場合、超電導線に 10 mA の電流を流しておいて電圧の出現、消滅の様様を見たものである。

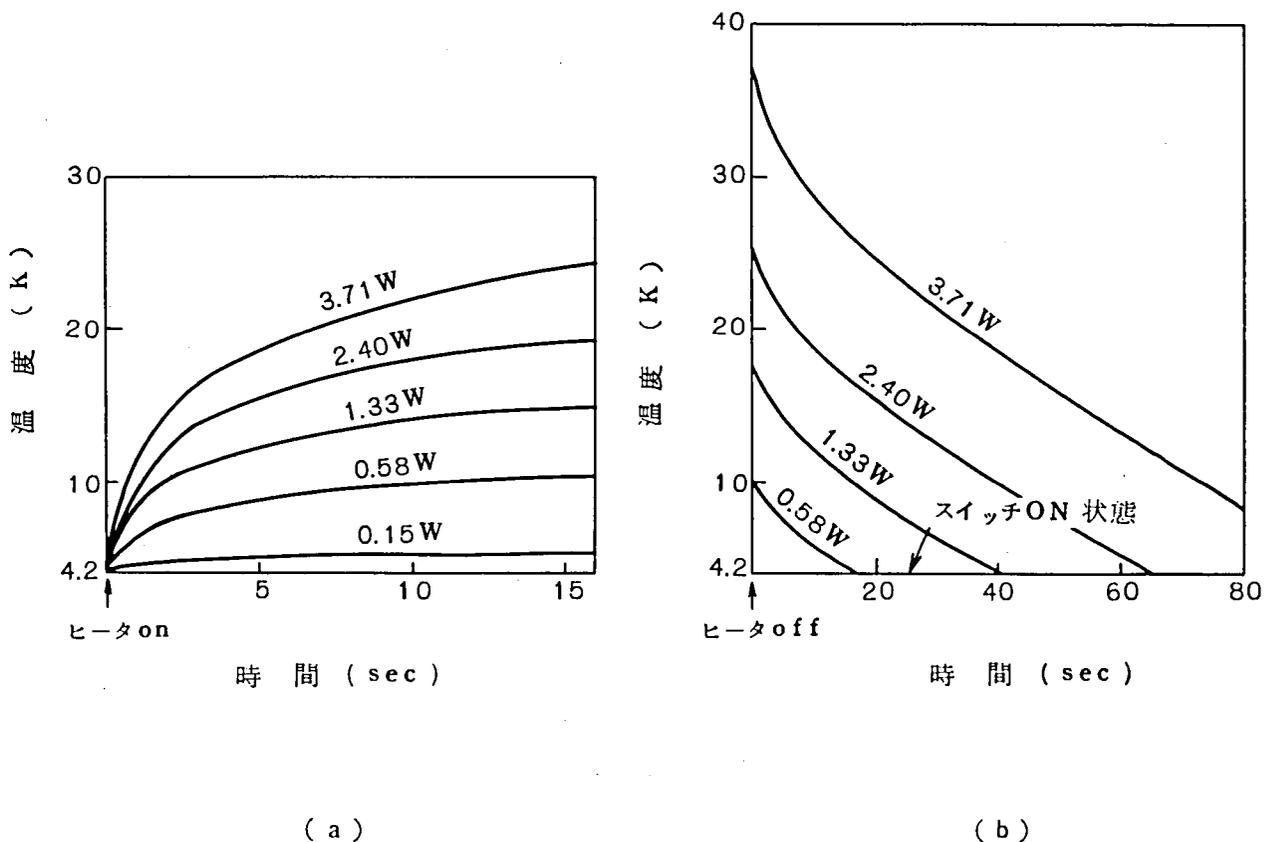


図 6・21 ヒータ投入 (a) および遮断 (b) 後の超電導線部分の温度変化

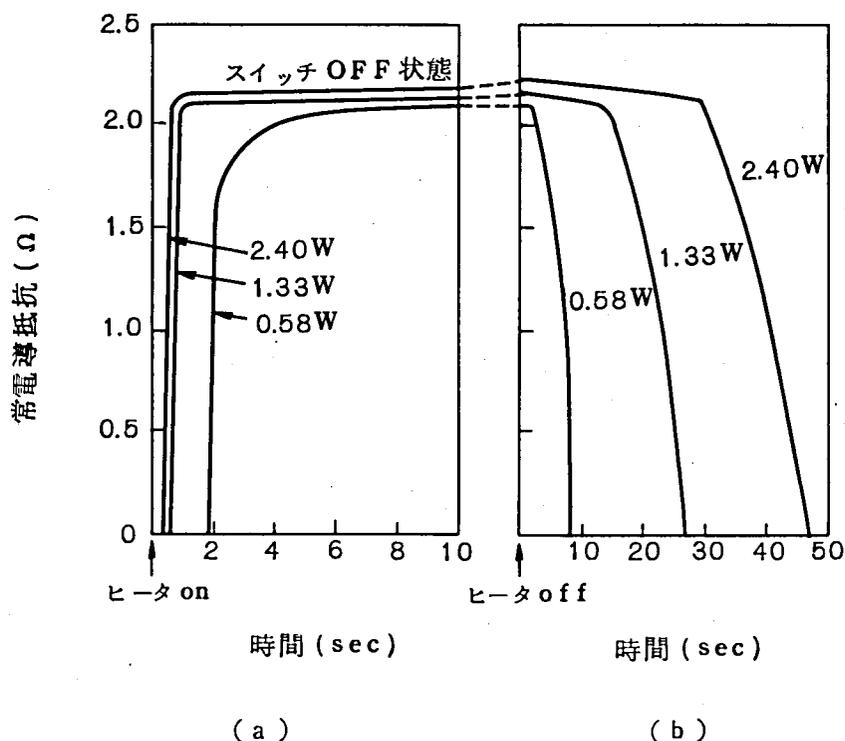


図 6・22 ヒータ投入(a)および遮断(b)後の超電導線の抵抗変化

1.33 W の場合、完全に抵抗が出現するのに要する時間はヒータ投入後 0.8 秒、抵抗消滅に要する時間はヒータ遮断後 27 秒である。実際のスイッチング時間としてはスイッチ OFF は図 6・22 (a) の抵抗出現時間 (1.33 W の場合 0.8 秒) を、スイッチ ON は図 6・21 (b) に示された完全に 4.2 K へ回復する時間 (1.33 W の場合 40 秒) をとるべきである。

いずれにしても、この試験の場合 (断熱層厚さ約 1 cm) には、スイッチ OFF 時間は十分短いですがスイッチ ON 時間が長くかかりすぎるようである。このスイッチング時間は断熱層の厚さを変えることにより、いくらでも変化させることができるが、断熱層の厚みを薄くすることはスイッチ OFF の時間を長くしてしまう他、スイッチ OFF を保持するためのヒータ消費電力の増加を招くため望ましくない。先にも触れたが、現在の大形超電導マグネットでは普通、励磁に十～数十分の時間を要しているため、永久電流スイッチの操作に数十秒を要することはそれほど問題ではないと考えられる。むしろ断熱層を十分厚くして、ヒータ消費電力を極力抑えて液体ヘリウムの消費を低減するのが実際的には賢明であると言える。

6・8 ま と め

本章では大電流永久電流スイッチの開発について述べた。大電流永久電流スイッチを超電導遷移方式で実現するには、幾多の困難や矛盾を解決せねばならず、このためには超電導材料（一部常電導材料も）の諸特性の十分な検討と適切な選択が必要である。筆者らは第5章までに述べた超電導材料の基本的諸特性の検討結果を適用することにより、1000A級の永久電流スイッチを開発することに成功した。得られた結果を要約すると次の通りである。

- (1) 導体としては、各種の線材の通電容量を検討した結果、断熱状態でも最も電流劣下の小さいところのキュプロニッケルを母材とする極細多芯複合線を素線に採用した。
- (2) 素線を撚線、編組線などのケーブル形状にまとめると通電容量は素線本数の0.81乗に比例して増加した。
- (3) 48本編組線の場合、20kGの外部磁界の下で920A程度の通電容量を有しているが、銅板を近接させる方法や熱容量の大きな金属で含浸する方法などの安定化手段を適用することにより、20kGで1500A程度まで通電容量を向上することができ、1000A級永久電流スイッチに十分使用できるものが得られた。⁽¹⁸⁾
- (4) 永久電流スイッチの遮断抵抗に相当する超電導線の常電導抵抗についても検討した。常電導抵抗は大きいほど望ましいが、スイッチのサイズが過大にならないようにするためには1000A級の場合数百mΩ程度が適当な値となる。
- (5) 永久電流の減衰につながる、回路中の線材接続抵抗について検討した。48本編組線を用いたPCSの接続抵抗は $2.3 \times 10^{-8} \Omega$ /1箇所、超電導コイル用の $1.6 \times 3.2 \text{ mm}$ 複合超電導線の接続抵抗は $4 \times 10^{-9} \Omega$ /1箇所程度に押え得る。コイル内に10箇所の接続部を持った1ヘンリーの超電導コイルと48本編組線を用いたPCSの組み合わせによる1000A永久電流の減衰時定数は約127日となる。
- (6) PCSのスイッチング特性は断熱層の厚さによって左右される。1cmの厚さのガラスエポキシ断熱層の場合、スイッチOFFに必要なヒータ電力は1.3W程度、スイッチング時間はON→OFFで0.8秒、OFF→ONで40秒程度になる。

第 6 章 の 文 献

- (1) 田中光雄、小俣虎之助、橋本康男、石原克己：三菱電機技報、43 (1969) 1642
- (2) T. Komata, M. Tanaka, K. Ishihara, Y. Hashimoto and K. Kitakaze: IEEE Trans. Mag. MAG5 (1969) 435
- (3) Y. Hashimoto, M. Tanaka, I. Hirata, K. Ishihara and T. Komata: Proc. International Cryogenic Engineering Conf. 1 (1967) 150
- (4) 石原克己、橋本康男、小俣虎之助、田中光雄他：三菱電機技報 43(1969) 1599
- (5) 橋本康男、田中光雄：低温工学研究発表会(昭42-11) 22
- (6) 荻野治、神頭徳治、岩本雅民、佐藤隆、山田忠利、田中光雄、平田郁之：三菱電機技報 43 (1969) 1615
- (7) K. Fushimi et al.: Proc. 5th Int. Conf. on MHD Electrical Power Generation, Munich(1971) 459
- (8) M. Iwamoto et al.: Proc. 4th Int. Conf. of Magnet Technology, New York. (1972)
- (9) E. Ohno et al.: Proc. 5th Int. Cryogenic Engineering Conf., Kyoto(1974)D-4
- (10) 佐藤隆、田中光雄、忍正寿、藤田晴久：低温工学研究発表会(昭49-11) 60
- (11) J. L. Zar: Advances in Cryogenic Engineering 13 (1968) 95
- (12) D. Ather-ton: Cryogenics 8 (1968) 248
- (13) 川崎義治、小山健一、等々力達：低温工学 10 (1970) 249

- (14) 田中光雄、佐藤隆、小俣虎之助： 低温工学研究発表会（昭46-11） 44
- (15) 田中光雄、小蒲哲夫他： 低温工学研究発表会（昭47-11） 21
- (16) Superconducting Application Group, Rutherford
Laboratory: J. Phys. D: Appl. Phys. 3 (1970) 1517
- (17) 田中光雄、小蒲哲夫、服部泰秀： 低温工学研究発表会（昭48-11） 9
- (18) M. Tanaka, T. Ogama: Cryogenics (投稿中)

第 7 章

総

括

第 7 章

総 括

本論文は、超電導応用を指向して、実用的合金系超電導材料の諸特性の検討を行った筆者 10 年間の研究成果をまとめたものである。個々の研究内容の概括は各章の終りにまとめているが本論文を総括的にまとめると次のようになる。

第 2 章の臨界磁界特性の研究では筆者らの開発した Ti-Nb-Ta 三元合金超電導材料を用いて、その実際に常電導遷移する磁界 H_r について検討を行った。三元合金化することにより Ti-Nb 二元合金系よりも H_r が増加し、60Ti-35Nb-5Ta (at%) の組成において、知られている合金系の中で最も高い 123 kG (4.2 K) の H_r を示すことが実験的に確かめられた。この Ta 添加による H_r の増加を裏づけるため、比熱、遷移温度、常電導抵抗などの測定値から G-L パラメータを検討した結果 H_r の増加に対応して増加していることが判明した。又、 H_r のピークは 1 原子当りの有効価電子数 N_{eff} が 4.4 において得られ、Matthias-DeSorbo の二元系における経験則が本三元系合金の H_r についても適用可能なことがわかった。その他、合金を熱処理することにより H_r の値が変化することを確かめたが、これは析出による母相の合金組成比の変化によるものであることが判明した。

第 3 章の臨界電流特性の研究では、最初に磁束量子線のピン止めを仮定することにより導かれる内部磁束分布が超電導体の磁化と臨界電流を規定することを実験的に検証し、次いで、磁束線をピン止めする材料的不均質点の種類、サイズなどにより、ピン止め力や臨界電流がどのように変化するかを Ti-Nb-Ta 合金の電子顕微鏡による金相観察と臨界電流測定結果をつき合わせることによって論じた。磁束線をピン止めする不均質点としては転位や析出物が主なものであり、金属加工の面からは冷間伸線加工とそれに続く適当な熱処理によりこれらの量やサイズを制御することが可能であり臨界電流の大幅な向上が達成された。又、ピン止め力密度の概念を導入してピン止め力の磁界依存性を調べると、ピン止めを担う不均質点のサイズが磁束線格子間隔と同程度になったところでピン止め力が最も強くなることが判明した。

第 4 章のフラックスジャンプと不安定性に関する研究では、筆者らが行った短線試料におけるフラックスジャンプパルスの観測結果を述べ、これを説明するために新しい考え方を導入して理論的解析を行った。又、小コイルを用いたディグラデーションやトレーニング効果の実験

結果をフラックスジャンプ論に結びつけて論じた。短線試料におけるフラックスジャンプ観測ではファーストフラックスジャンプ (FFJ) が極めて正しい規則性をもって出現することがわかった。このFFJに対する考察では、磁束侵入により試料の温度が上昇し、その温度における J_c が試料への印加電流 J_t よりも小さくなり、その結果生じるflux-flowによってフラックスジャンプが生じると考えたが理論計算と実験結果は極めて良く一致した。小コイルの不安定性は短線試料のFFJ特性と緊密に対応しており、トレーニング効果もFFJ特性から説明できることが判明した。

第5章の交流損失特性の研究では、超電導合金のみの場合と複合超電導線の場合の交流損失について検討を加えた。商用周波数付近では超電導合金の損失は、磁化の履歴によるヒステリシス損のみが現われ、磁束分布の一般的表式から計算した値と実測値は、定量的にほぼ一致した。又、直流磁界重畳の効果も理論計算で予測される通りのものであった。一方、常電導金属の中に超電導細線を多数埋め込んだ複合超電導線における損失は複合線に捻り(ツイスト)がかけられているか否かにより、特に低周波の損失を中心にかなり様相が異なる。5 Hz 付近の低周波では、一般的常識に反してツイストの無い方がむしろ損失が低下する。この実験事実を説明するため、ツイストの有無に対応して2つのモデルを導入して損失の解析を行った結果、ツイストしない場合には超電導の存在により表面常電導層の磁界分布が変化し、その結果渦電流損が大幅に減少することが結論された。

第6章では以上のような超電導材料にまつわる諸特性を考察した成果が、実際の超電導応用に際してどのように活かされるかを示す一例として、最後に超電導性を応用した大電流用永久電流スイッチの開発における諸問題について論じた。

本研究で試作した永久電流スイッチは超電導体を熱的にSN遷移させる形式のものであるが、この形式のものは多くの利点を有している反面、超電導的に極めて不安定であるため大電流の通電には困難が多い。筆者らは種々の超電導体の中から最も安定性において優れている極細多芯超電導線(キュプロニッケル母材)を選び出し、これを撚線又は編組線ケーブルにすることにより、大電流に耐えられるものを開発した。さらに、熱的、電磁的な安定化手法を適用することにより、20 kGの外部磁界の下で1500 A程度の通電容量を持つ永久電流スイッチの開発に成功したが、これは世界でも初めての実用的大電流永久電流スイッチである。スイッチの遮断抵抗に当る常電導抵抗は、大きいほど望ましいが、スイッチの小形、軽量の要求などを勘案すれば数百mΩ程度が妥当な値と考えられる。又、永久電流の減衰につながる超電導線間の

接続抵抗についても検討したが、本方式の永久電流スイッチを用いる限り永久電流の減衰は実際上の問題になり得ないことが結論された。

あ　と　が　き

筆者が研究を開始した時期、わが国の超電導応用研究は著についたばかりであり、正に手探りでその前途を求めていた時代である。本論文にまとめた筆者の研究成果は、その後超電導線材に、大小種々の超電導マグネットに、超電導磁気浮上列車用超電導コイルに、そして又、永久電流スイッチやフラックスポンプ等のコイル付属部品などに生かされている。超電導応用は今や自信に満ちた足取りで前進しつつあり、今後益々大規模なプロジェクトが計画、実施されていくものと考えられる。

誠にこの10年余の超電導技術の進歩は目覚ましいものがある。この間に世界の各方面で行われた研究の総量も歴大なものになるであろう。その中に筆者の加え得た幾頁かは極めて微々たるものであるかも知れないが、本論文が今後の超電導研究活動、ひいては超電導技術の発展に幾莫かなりとも裨益するところがあればと念願するものである。

謝

辞

本論文の作成にあたり終始御懇切な御指導、御教示を賜った京都大学工学部大谷泰之教授に謹んで感謝の意を表する。

筆者に研究の場を与え、常に御指導、御鞭撻頂いた三菱電機中央研究所小俣虎之助専門部長に深甚の謝意を表する。又、筆者の同僚として終始実験に当り協力願ひ有益な討論を行って頂いた平田郁之研究員、細川純一技師、小浦哲夫技師に深謝したい。

本研究は三菱電機関係者の方々の御援助なくしてはなし得なかつたであろう。常に御激励、御指導頂いた相模製作所・石原主任研究員、橋本主任研究員、中央研究所・岩本主任研究員、佐藤研究員、本社冷熱技術部・明石部長、御協力を賜った中央研究所・荻野主任研究員、吉村技師、相模製作所・北風研究員、田口技師、吉崎技師、伊丹製作所・忍主任、に心からの謝意を表する。