垂直磁界中の超電導テープの磁化測定と そのモデル

サックレー原子力センター

島 本 進

1. ま え が き

超電導電磁石の技術的問題点の一つである磁気的不安定性については、これまで多くの研究がなされ、ある種の材料においてはそれらを利用して大きな改良がなされてきた。その基本的問題を取り扱うには、物理的扱いを容易にするために反磁界係数が零、つまり表面に平行な磁界を加えた半無限状、無限長平板状、無限長円柱状の超電導体の例についてのみ研究が進められてきた。これらの形状での不安定性に原因する磁束の破局的侵入 (Flux jump, 訳して磁束跳躍とも呼ばれている) が発生する印加磁界のレベルについては、理論的研究も十分に進められ^{(1)~(3)}、物理像もかなり確立したものとなってきている。

テープ状超電導体は、電磁石材料としてすでに実用化されつつあり、その表面に垂直な磁界が加わった場合に不安定性が生じやすい事は電磁石取り扱いの経験から知られている。しかし、テープ単体での不安定性については、実験結果を示す簡単な報告⁽⁴⁾が見られるのみである。表面に垂直な磁界が加わったテープ単体の磁気的不安定性を取り扱うには、まず従来の形状との相違による効果を考慮した磁化過程を十分に探究する必要がある。

上記の様子に立脚して、本文では従来の研究に適用できるようなテープ状超電導体の単純化した磁化モデルの取り扱いを試みる。超電導テープの表面に上昇する垂直な磁界を加えると Flux jump が次々と生ずる。サーチ (さぐり) コイルによりこの二つの Flux jump の間における磁化を実験から求めた。超電導テープへ

の磁束の侵入、あるいは磁化電流の誘起は非常に複雑であると推察されるが、実験で求められた比較的単調な磁化曲線から、それを巨視的に取り扱うことが可能であることが認められる。そこで、磁化電流の誘起される領域を大胆に近似し、磁化についてこの近似と実験結果との比較を試みた。このようにすることにより超電導テープ中の磁束密度および磁化は簡単な式でまとめられ、テープ中の磁気的ふるまいを従来の不安定性の研究に適用して考察することが可能である。

2. 材料および実験方法

試料としては、12.7mm 幅の V_3Ga 超電導テープ (住友電工製) を選んだ。これは約 18μ の厚みの V テープ両面にそれぞれ約 8μ の V_3Ga 層をもち、めっき法によりその両表面に安定化銅を生じさせたものである。本文で取り扱うテープの銅の厚みは 25μ である。

第1図 試料の配置図

Fig. 1. Disposition of sample.

Measurement of Magnetization and its Model on Superconducting Tape in a Perpendicular Field. By S. SHIMAMOTO, Member (Centre d'Etude Nucléaire à Saclay, FRANCE)
島本 進: 正員, フランス原子力庁サックレー原子力センター

試料は底部に直線部分を有するベークライトのU字形支持わくに外側から綿電気絶縁テープで全面にわたってはり付けられる(第1図)。その外側に大小二つのサーチコイルが絶縁テープに密着して配置される。超電導テープ面とサーチコイルの間の平均距離は約 0.5 mm である。超電導テープは液体ヘリウムに直接接していない。それぞれのサーチコイルは 120 回巻で、平均寸法は 11.5 mm×94 mm, 6.5 mm×80 mm である。

試料に電流を供給しないで、テープ面に垂直な印加磁界 B_a をある定まった速度で 4 T まで上昇する。この間、生ずる Flux jump 間の磁化過程をサーチコイルからの信号で追求する。この状態で別途臨界電流の測定も行なった。テープ表面に磁界が平行な場合の臨界電流の測定は、同一試料を別の支持に移して行なった。

3. 実験結果および検討

〈3.1〉 臨界電流密度 ゆっくり磁界を印加した後、電流を上昇して臨界電流値を測定した。本実験条件ではテープは冷却が悪く、十分に安定化されていないので臨界電流値の定義は明白で、電圧が突然発生する値を取った。ここで示す臨界電流密度は V_3Ga 中のものである。テープ面に B_a が垂直な場合の結果を第1表(a), 平行な場合を(b)に示す。同種の材料における磁界の向きによる臨界電流値の異方性は他でも認められている⁽⁵⁾。本文で以下取り扱う磁化電流密度と、ここで測定した電流密度とは本来厳密には同じ値のものではないが、概略の値として以下ではここで測定した電流密度を磁化電流密度として取り扱う。

第1表 4.2 K における V_3Ga テープの
臨界電流と超電導材中の臨界電流密度

Table 1. Critical current and critical current density in superconductor of V_3Ga tape at 4.2 K.

(a) 磁界がテープ表面に垂直な場合

印加磁界 (T)	臨界電流 $I_{c\perp}$ (A)	臨界電流密度 $J_{c\perp}$ (A/cm ²)
2.0	1,560	7.65×10^5
2.5	1,340	6.57×10^5
3.0	1,210	5.93×10^5
3.5	1,080	5.29×10^5
4.0	990	4.85×10^5
5.0	810	3.97×10^5

(b) 磁界がテープ表面に平行な場合

印加磁界 (T)	臨界電流 $I_{c\parallel}$ (A)	臨界電流密度 $J_{c\parallel}$ (A/cm ²)
3.0	670	3.28×10^5
4.0	550	2.70×10^5
5.0	470	2.30×10^5

〈3.2〉 二つの Flux jump 間の磁化 12.7 mm

幅, 25 μ 厚の銅の電気磁氣的時定数を計算すると、ほぼ 1 ms であり、二つの Flux jump 間の磁化過程はこれより十分長いので、銅のこの間における電気磁氣的影響はほとんどないといえる。この形状で磁化過程の間の銅のうず電流損失はマイクロワットのけたで、ここで行った 0.100 T/s の印加磁界の上昇速度での磁化損失と比較すると少なく、磁化そのものに与える熱的影響は十分少ないと考えられる。

0.100 T/s の印加磁界上昇速度 $\dot{B}_a$ で実験した二つの Flux jump 間の印加磁界の増分 ΔB_{fj} を B_a の関数としてまとめた結果を第2図に示す。Flux jump の生ずる前に排除されていた磁束の量と、それが生じている間に侵入する磁束の量を比較してみると、いずれの場合も、これらの量は±数 % 以内の誤差で同一値を示していることが認められた。本実験条件では各 Flux jump で外部の磁束が完全に侵入し、各々の Flux jump および磁化過程はそれ以前の現象の影響を受けていないといえる。

二つの Flux jump 間のサーチコイルの信号を積分することにより、この間の磁化 M の進展の様子を求めた。第3図は第2図の結果と対応したそれぞれの B_a における磁化の様子を示している。図中、外側は二つのサーチコイルの間の領域を意味し、内側は内サーチコイルの全領域の磁化を意味している。外側の磁化に対して第3図(a)に定義した M の極大値 $\max M$ と ΔB_a ($\max M$) を他の磁化過程の(b)~(d)図でもそれぞれ定義する。次に、それぞれの磁化過程で $(1/2)\max M$, $(3/4)\max M$ (この場合には $\max M$ の

第2図 銅の厚み片側 25 μ , 印加磁界上昇速度 0.100 T/s の ΔB_{fj} と B_a の関係

Fig. 2. ΔB_{fj} in function of applied field B_a on 25 μ Cu stabilizer by side with 0.100 T/s.

第3図 超電導テープの磁化

Fig. 3. Magnetization of superconducting tape.

Fig. 4. Relation between $\Delta B_a / \Delta B_a(\max M)$ and B_{a0} .

前後について) のとき, それに対応する ΔB_a を求める。磁化過程の始まる B_a を B_{a0} とし, B_{a0} と $\Delta B_a / \Delta B_a(\max M)$ の関係をまとめると第4図になる。 $\Delta B_a / \Delta B_a(\max M)$ は B_{a0} に関係せず一定値を示して

いる。この特性は以下に述べるように, 磁化電流密度 J_c の誘起される領域が B_{a0} に関係せずに, 毎回同じ過程を繰り返していることを示している。

任意の M を与える B_a の増分を ΔB_a , そのときのテープ中の平均磁束密度の増分を $\Delta \bar{B}$ とし, 同じく $\max M$ に対し $\Delta B_a(\max M)$, $\Delta \bar{B}(\max M)$ とする。これらの関係は

$$\Delta \bar{B} = \Delta B_a + M$$

$$\Delta \bar{B}(\max M) = \Delta B_a(\max M) + \max M$$

で示される。この関係から $\Delta B_a / \Delta B_a(\max M)$ を求めると

$$\begin{aligned} \frac{\Delta B_a}{\Delta B_a(\max M)} &= \frac{M}{\max M} \left(1 - \frac{\Delta \bar{B}(\max M)}{\Delta \bar{B}(\max M) - \max M} \right) \\ &\quad + \frac{\Delta \bar{B}}{\Delta \bar{B}(\max M) - \max M} \end{aligned}$$

となる。

J_c を導体中一定とし、かつ磁化過程の間 B_a により変化しないと仮定する。* 変数 ΔB は J_c の誘起される幾何学的領域により定義される関数と J_c の積で示される。超電導の磁気しゃへいの特性から、上式第二項の分母も J_c に比例した値である。したがって、第二項中では J_c は消去り、 ΔB に含まれる J_c の誘起される領域を示す変数のみが残る。一方、第4図の実験結果では一定の $M/\max M$ の比を取ると $\Delta B/\Delta B(\max M)$ が B_{a0} によらず一定値を示しているの、 J_c の誘起する領域は Flux jump の生じる点まで毎回同じ過程で進行することを意味している。この事は次の磁化モデルを想定せしめる顕著な特徴である。

4. 磁化過程とその数量的取り扱い

〈4.1〉 磁化モデル 超電導無限長平板の面に平行に磁界を加えてゆくと、その両面から磁束の侵入が始まり、この部分に一定の磁化電流密度 J_c が誘起されて、内部を磁気しゃへいするという磁化モデルを Bean 氏⁽⁶⁾が提唱した。ここで示した実験結果と Bean 氏の報告との比較から、本実験においてもそのモデルと類似の現象が生じていると判断される。詳細な議論を進めると、幅に対して厚さが十分薄い超電導テープにおいては、 J_c の誘起される領域は単純なものではなく、その値も場所により一定でないことが想像される。Bean 氏のモデルによる超電導の磁化の物理像を本文のテープに適用して想像すると、テープ中の J_c の誘起される領域は第5図(a)のようであると推察される。この形状を厳密に取り扱うのはいささか複雑であるので、次のように簡化する。 ΔB_{fj} の間の J_c の変化(第1表)はその絶対量の10%以下であるので、 ΔB_{fj} の間の J_c は一定とする。しかし、他の B_a での磁化過程では他の一定値をもつものとする。そして J_c は幾何学的には一定であるとする。

厚みの十分薄いテープに対して、 J_c の誘起される領域をテープ幅を示すのと同じ変数 x のみで単純に示すことが便利であると考えられる。第5図(b)はこの近似モデルを示す。このモデルの取り扱いはかなり簡化されているが、さらに物理像をつかみやすくするために、同一の x_m の値をもった第5図(c)のよう

(a) 推察される実際の電流の誘起領域

(b) 近似した電流の誘起領域

(c) さらに近似した電流の誘起領域
 x_m はテープ中の電流誘起のフロントを示す

第5図 磁化電流の誘起される幾何学的領域

Fig. 5. Geometrical region with induced magnetization current.

に近似する。ただし、第5図(b)と(c)とでは磁化電流による起磁力を等しくするため、(c)図における J_c' の値は(b)図の誘起断面積に反比例した値をもたせる。 x_m と B_a との関係は、超電導の磁気しゃへいの特性から、テープの中央 $x=0, z=0$ において、前の Flux jump 以後の外部磁界の増分 ΔB_a に対し磁束密度がいつも零となるようにする。

〈4.2〉 磁束密度 第6図に示す一定の J_c' をもつ無限長導体による点 $P(x_0, z_0)$ での磁束密度の z 成分は次式で与えられる。

$$B_z(x_0, z_0) = -\frac{\mu_0 J_c'}{2\pi} \left[f(X, Z) \right]_{X_1}^{X_2} \Big|_{Z_1}^{Z_2} \quad (1)$$

ただし、

$$f(X, Z) = X \tan^{-1} \frac{Z}{X} + \frac{Z}{2} \log \left\{ 1 + \left(\frac{X}{Z} \right)^2 \right\}$$

*: 厳密にいうと、 J_c の値は各 Flux jump 後の B_a の増加に伴う温度 T の上昇に従って減少する事が想像される。Chikaba 氏⁽⁷⁾の測定によると Flux jump の後には試料は液体ヘリウム温度にもどるので、Flux jump ごとに試料の温度は周期的変動をしていると考えられる。本文で注目している 0~3T の B_a の範囲では、材料の $(\partial J_c / \partial T) B_a = \text{const}$ の値⁽⁸⁾はほとんど一定であるので、温度上昇を考慮しても $\Delta B_a / \Delta B(\max M)$ は B_{a0} の大小によらず同じ比率を示すことがいえる。

第 6 図 無限長導体と座標の関係

Fig. 6. Relation between infinitely long conductor and co-ordinates.

xm が 2mm のとき z0 は z 軸の測定位置を示す

第 7 図 第 5 図 (c) のモデルによる超電導テープの磁束密度分布

Fig. 7. Flux density distribution in superconducting tape by the model of Fig. 5(c).

$X_1 = x_0 - x_1$, $X_2 = x_0 - x_2$, $Z_1 = z_0 - z_1$, $Z_2 = z_0 - z_2$ である。 $X=0$ あるいは $Z=0$ の場合 $f(X, Z)=0$ となる。

さきに実験したテープに第 5 図 (c) のモデルを適用し、(1) 式を利用して B_a を B_{a0} から増やしたときの磁束密度の増分 ΔB の分布を求めた結果を第 7 図に示す。この図によると、 x_m の近傍において ΔB が負の値を有する。この事は超電導の特性と相入れない難点を示すが、各点の ΔB の値よりも超電導体内での平均した磁束の変動量が問題となる磁気不安定性の研究の目的には、決定的な問題とはならない。磁化の値を定性的に考えても、幾何学的に x_m が d から遠くなり、零に近づくに従って誤差は非常に少ないものとなる。

$X_1 \neq 0$, $X_2 \neq 0$ でかつ本文のテープに対し多くの場合適用される条件、 $|X_1|, |X_2| \gg |Z_1|, |Z_2|$ を考えて (1) 式の近似を取ると

$$\Delta B_z(x_0, z_0) = -\frac{\mu_0 J_c' e}{2\pi} \left[Z \log \epsilon \left| \frac{X_2}{X_1} \right| \right]_{Z_1}^{Z_2} \quad (2)$$

で与えられる。また、同じ条件の下で $X_2=0$ の場合

は

$$\Delta B_z(x_0, z_0) = \frac{\mu_0 J_c' e}{2\pi} \left[Z \left(1 + \log \epsilon \left| \frac{X_1}{Z} \right| \right) \right]_{Z_1}^{Z_2} \quad (3)$$

で近似される。逆に $X_1=0$ の場合も (3) 式と類似の式で与えられる。実験したテープに対し磁気不安定性の研究の目的のために、 $z_0=0$ で $0 < x_0 < d$ を考えると、 e は 10μ 程度、 d は数 mm 程度であるので、 x_0 がテープの端部に極く近づかない限り、(2), (3) 式は (1) 式に対して非常に良い近似を与える。

第 5 図 (c) のモデルに対し ΔB_a と x_m の関係を求める。 $x_m=0$ つまり完全侵入の場合の ΔB_a を ΔB_{ap} と定義すると、(3) 式を利用して

$$\Delta B_{ap} = \frac{2\mu_0 J_c' e}{\pi} \log \epsilon \frac{d\epsilon}{e} \quad (4)$$

で示される。ただし、 ϵ は自然対数の底である。任意の x_m に対して ($x_m \neq 0, d$) ΔB_a は (2) 式を利用して

$$\Delta B_a(x_m) = \frac{2\mu_0 J_c' e}{\pi} \log \epsilon \frac{d}{x_m} \quad (5)$$

で示される。(4), (5) 式をまとめると

$$\frac{x_m}{d} = \left(\frac{d\epsilon}{e} \right)^{-\Delta B_a / \Delta B_{ap}} \quad (6)$$

が得られる。

端部 $z_0=0, x_0=d$ における ΔB を ΔB_s と定義し、上と同様の関係を求める。 $x_m=0$ の場合の ΔB_s を ΔB_{sp} と定義すると、

$$\Delta B_{sp} = \frac{\mu_0 J_c' e}{\pi} \left[\log \epsilon \left(\frac{1}{2} \right) + 3 \log \epsilon \left(\frac{d\epsilon}{e} \right) \right] \quad (7)$$

となる。 $0 < x_m < d$ に対しては

$$\Delta B_s(x_m) = \frac{\mu_0 J_c' e}{\pi} \log \epsilon \left[\frac{d\epsilon^3}{2e} \left\{ \left(\frac{d}{x_m} \right)^2 - 1 \right\} \right] \quad (8)$$

となる。(6)~(8) 式より $\Delta B_s / \Delta B_{sp}$ と $\Delta B_a / \Delta B_{ap}$ の関係を求めると

$$\frac{\Delta B_s}{\Delta B_{sp}} = \frac{\log \epsilon \left[\frac{d\epsilon^3}{2e} \left\{ \left(\frac{d}{e} \right)^{2\Delta B_a / \Delta B_{ap}} - 1 \right\} \right]}{\log \epsilon \frac{1}{2} \left(\frac{d\epsilon}{e} \right)^3} \quad (9)$$

となる。第 8 図は実験したテープの e および d に対して (6), (9) 式を計算した結果である。 $\Delta B_s / \Delta B_{sp}$ の曲線は $\Delta B_s / \Delta B_{ap} = 1$ の近傍にて (8) 式を導くにあたっての近似に原因して実際とのずれを生ずる。第 8 図において、この部分の実際の値を点線で示した。

(4), (7) 式より ΔB_{sp} と ΔB_{ap} の関係を求めると

第 8 図 x_m/d , B_s/B_{sp} と B_a/B_{ap} の関係

Fig. 8. Relation between x_m/d , B_s/B_{sp} and B_a/B_{ap} .

$$\frac{\Delta B_{sp}}{\Delta B_{ap}} = \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \log_e(1/2) \dots\dots\dots (10)$$

となり、テープ厚さに対して、幅が十分大きくなる $\log_e(1/2) \ll 2 \log_e(d\epsilon/e)$ なる条件の下では、 $\Delta B_{sp} = 1.5 \Delta B_{ap}$ に収束する。反磁界係数が零であるときは常に $\Delta B_s = \Delta B_{ap}$ であり、同一幅の無限長平板とテープを比較すると、端部における磁束密度はテープにおいて 50% 大きい。また、無限長平板では厚さの $1/2$ を d とすると、 $\Delta B_{ap} = \mu_0 J_c' d$ である。この式に $d = 6.35 \text{ mm}$ を代入した場合と、(5) 式に $d = 6.35 \text{ mm}$, $e = 17 \mu$ を代入した場合と比較すると、無限長平板の ΔB_{ap} は J_c に無関係にテープに対する ΔB_{ap} の約 80 倍大きいことがわかる。

〈4.3〉 磁化の量 上昇印加磁界に置かれた超電導体の中では電力損失があり、それに伴って温度上昇がある。本文の実験では超電導テープが薄く温度測定は困難なので、温度は測定されていない。上昇印加磁界中の Nb-Ti の温度上昇については Chikaba 氏⁽⁷⁾ がすでに測定しており、温度が印加磁界とともにほぼ直線的に上昇する事が認められている。この結果を基礎にして、超電導体への磁束侵入が準静的で、温度上昇も準静的である場合、 ΔB_a による磁化の変化を求め前の実験結果と比較する。

上昇印加磁界 ΔB_a のとき、超電導体の温度は次式で与えられる。

$$T = (dT/dB_a) \Delta B_a + 4.2$$

臨界電流密度 J_c' の温度特性は次式で近似される。

$$J_c' = J_{c0} \{1 - (T - 4.2)/(T_c - 4.2)\}$$

J_{c0} , T_c はそれぞれ決まった磁束密度における $T = T_c$ の臨界電流密度および臨界温度である。ここでは一回の磁化過程の間 J_{c0} は一定とする。テープの寸法、 dT/dB_a および ΔB_a が与えられると、(6) 式を通

じて x_m が求められるので、これを以下の式に適用することにより、ここで示したモデルに従って ΔB_a による温度上昇を考慮した磁化を求めることができる。

— x_e , x_c および z_c に存在するサーチコイルで測定される磁化は

$$M(x_c, z_c) = \Delta \bar{B}(x_c, z_c) - \Delta B_a \dots\dots\dots (14)$$

で与えられる。 $\Delta \bar{B}(x_c, z_c)$ は ΔB_a の変化に対して、サーチコイルの中に与えられる平均磁束密度である。

$$\Delta \bar{B}(x_c, z_c) = \frac{1}{2x_c} \int_{-x_c}^{x_c} \Delta B_z(x_c, z_c) dx_0 \dots\dots\dots (15)$$

これらを利用すると、第 5 図(c)の磁化モデルに対し磁化 M は次式で与えられる。

$$M(x_c, z_c) = \frac{\mu_0 J_c'}{4\pi x_c} \left\{ \left[-g(X, Z) \right] \left| \begin{matrix} x_c \\ -x_c \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} z_c - e \\ -d \end{matrix} \right| \right. \right. \\ \left. \left. + \left[g(X, Z) \right] \left| \begin{matrix} x_c \\ -x_c \end{matrix} \right| \left| \begin{matrix} d \\ z_c + e \end{matrix} \right| \right] \right\} \dots\dots\dots (16)$$

ただし、 $X = x_0 - x$ で、 x_c は x_0 に対応し、 d, x_m は x に対応する。 $g(X, Z)$ は前節で示した関数 $f(X, Z)$ を X に関して積分したものであり、次式で与えられる。

$$g(X, Z) = \frac{X^2}{2} \tan^{-1} \frac{Z}{X} + \frac{Z^2}{2} \tan^{-1} \frac{Z}{X} + \frac{ZX}{2} \\ + \left\{ X \log_e \left(1 + \frac{X^2}{Z^2} \right) - 2X + 2Z \tan^{-1} \frac{X}{Z} \right\} \frac{Z}{2}$$

この式は $Z > 0$, $X \rightarrow \pm 0$ のとき $\pm \pi Z^2/4$, $Z < 0$, $X \rightarrow \pm 0$ のとき $\mp Z^2/4$ の値となる。厚みに対してテープ幅が十分広い条件下では、この式は

$$g(X, Z) = XZ + \frac{Z^3}{2X} + \left\{ 2X \log_e \left| \frac{X}{Z} \right| \right. \\ \left. - 2X + 2Z \tan^{-1} \frac{X}{Z} \right\} \frac{Z}{2}$$

と近似できる場合が多い。

第 3 図で示されている内側の磁化に対応する値は、(16)式をそのまま適用して求められる。図中の外側の磁化に対応する計算は、(16)式を二つのサーチコイルの間に対して書き改めて、その値が求められる。第 3 図(b)では約 1.5 T 近傍の B_a の現象であり、この磁界に対する臨界電流密度は第 1 表(a)の値を外そうして求めるとほぼ 10^6 A/cm^2 である。これに対応した J_c' を磁化の計算にあてはめる。第 9 図は第 3 図(b)の実験結果とそれに対応して第 5 図(c)のモデルに基づいた本節の式を用いて計算した磁化を比較して示すものである。計算では実験に対応して内側サーチコイルの位置 $x_c = 3.25 \text{ mm}$ 、外側の位置 $x_c = 5.75 \text{ mm}$ とし、両者に対し $z_c = 0.86 \text{ mm}$ とした。第 9 図で示し

第 9 図 実験による磁化曲線と第 5 図 (c) のモデルによる磁化曲線

Fig. 9. Experimental magnetization curve and calculated magnetization curve by the model of Fig. 5 (c).

た計算値では、最初内側と外側の磁化の量が実験結果と逆になっていることと、この領域での dM/dB_a の量が完全反磁性を示す -1 の量をわずかに越していることの二つに物理的難点が見いだされる。これらは本モデルにおいて磁化電流の誘起される領域を単一の量 x_m で示そうと試みたため、その近傍において磁束密度の値が負の量になってしまうことに原因している。

一方、実験においてサーチコイルの巻き厚および巻き幅（それぞれ約 1mm）はテープ中の超電導層に対してかなり大きな量であるので、磁化に対して計算で用いたようにコイルを一点の存在で表現することにはいくらかの困難がある。したがって、このことは実験とここで求めた計算の数量差の原因の一つになっていると考えられる。実際には磁化電流の誘起領域が $d \sim x_m$ という単純な量ではないし、実測不可能なので、磁気不安定性の研究に必要なその領域での B_a による実験による磁束の変化量を本モデルによるものと比較することはできない。しかし、本モデルにおけるこの磁束の変化量は、 x_m が d の極く近傍の場合を除いて物理的特性として定性的に問題がないことは第 9 図からも察せられる。総合的にみると、本モデルの磁化は定性的傾向として良い一致が見られるし、それを ΔB_{FJ} の Flux jump の間隔をもつ磁気不安定性の研究に適応して良いと考える。

5. む す び

本論では、まず表面に垂直な磁界を加えてゆく場合

の V_3Ga 超電導テープの磁化を二つの Flux jump の間の磁束侵入を利用して実験的に求めた結果を示した。この結果から Flux jump が終わって磁化の進展する過程では、超電導テープ中に誘起される磁化電流の領域は幾何学的に毎回同じ形状の進展を繰り返していることが認められた。これに基づいて超電導テープに対し、磁化電流の誘起される領域を一変数で示す大胆な近似をとった磁化モデルを試みた。厚さに対して幅の十分広い無限長テープの条件から、磁束密度を求める式はさらに数学的に近似を取ることができ、比較的簡単な式で示された。その結果、いくつかの特徴ある条件での磁束密度や磁化電流の誘起される深さを印加磁界の関数として簡単に表現することができた。これらの式により、これまで行われてきた反磁界係数の影響のない超電導の磁気的不安定性の研究を、テープ状超電導体に適用することが可能である。さらに、このモデルによる磁化の計算式を示し、その値と実測された磁化の比較を示した。磁化電流の誘起される深さがテープ端部の極く近傍である場合には本モデルはわずかな難点を示すが、総合的にはこれらは良い一致を示している。このモデルは磁気不安定性の探究に物理的に適応されることが可能なものである。

印加磁界の上昇速度および安定化銅の量を変えた場合の実験結果と、本論をこれらの実験結果に適用した議論は別途報告する予定である。

本研究を進めるにあたって V_3Ga テープを提供して下さった住友電工株式会社第 1 研究部 川北宇夫部長、同超電導研究室 一柳 肇室長に感謝いたします。Université de Paris VI の Prof. Fournet, Prof. Mailfert の度々にわたる熱心な議論に深く感謝いたします。

サックレー原子力センター、磁気グループの方々の実験の準備および測定に対する多大な援助に感謝の意を表します。

(昭和 49 年 3 月 5 日受付、同 49 年 7 月 8 日再受付)

文 献

- (1) S. L. Wipf: Phys. Rev. **161**, 404 (1967)
- (2) P. S. Swartz & C. P. Bean: J. Appl. Phys. **39**, 4991 (1968)
- (3) K. Yamafuji, et al.: J. Phys. Soc. Japan **26**, 915 (1969)
- (4) G. del Castells & L. O. Oswald: Proc. of the 1968 Summer Study on Superconducting Devices and Accelerators, Part II, 601 (1968)
- (5) P. L. Walstrom & M. S. Lubell: ORNL-TM-4198 (1973)
- (6) C. P. Bean: Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964)
- (7) J. Chikaba: Cryogenics **10**, 306 (1970)
- (8) Nb_3Sn に関する次の文献の結果を V_3Ga に対しても相似であるとして。C. H. Rosner: Proc. 1972 Applied Superconductivity Conf., p. 377