V₃Ga テープコイルの磁気不安定性と 過渡安定化最大電流

野 口 照 夫*

*日本真空技術(株)超材料研究所 千葉県山武郡山武町横田 523

(1973年 1 月 8 日受理)

“Magnetic Instability and Transiently Stabilized Maximum
Current of V₃Ga Tape Coils”

Teruo NOGUCHI

Institute for Super Materials, ULVAC Corporation 523 Yokota, Sanbu-cho,
Sanbu-gun, Chiba prefecture

(received January 8, 1973)

本論文は 4-th International Conference on Magnet Technology, at Brookhaven, 1972 に提出したものを翻訳加筆したものである。

Synopsis :

Instability problem of V₃Ga tape is studied for the case where a magnetic field is applied perpendicularly to the broad face of the tape which has a transport current.

Stability of the tape against a flux jump is first analyzed, and the transiently stabilized maximum current is formulated. Experimental investigation is done by a method where a small coil made from V₃Ga tape is located in another superconducting solenoid so that their central axes cross at right angle. Various coils which differ in cooling conditions, thickness of stabilizing copper, and width of the tape are tested in a preset current-increasing field. For a preset current which is smaller than a threshold value, coils do not go normal even if large flux jumps are observed. But for a current above the threshold value a first flux jump makes the coil normal. The threshold current depends on the tape width, cooling conditions, and the thickness of the stabilizing copper.

It is found that the threshold current is very close to the quenching current of a larger V₃Ga tape coil.

1. 緒 言

V₃Ga テープで巻かれたコイルの常電導転移は、径方向磁場成分の大きい端部パンケーキから起こる場合が多い。これは端部パンケーキに巻かれているテープの幅広面に垂直な磁場成分が著しい不安定性をもたらすからであると考えられる。

この現象の理論的研究は、H. R. Hart¹⁾ によって最初になされ、実験的には Nb₃Sn テープについて、幾

つかの研究が行なわれている²⁾。Nb₃Sn テープでカスプコイルを作って行なった実験³⁾をはじめとして、この不安定現象を克服しようとする試みが数多くなされている³⁾⁴⁾⁵⁾。

しかしながら、この問題を、大きなコイルによって調べることは、多大の労力、材料費、あるいは液体ヘリウム等を要するという点で経済的ではない。またテープの磁化を測定することによって調べることも、輸送電流を有するコイルの不安定性解明には、必ずしも

十分な有効性をもつとはいえない。

本論文では、輸送電流を有するテープに磁束跳躍が起こった場合について、テープの安定性を、まず解析して、過渡安定化最大電流なる概念を導く。次いでテープの不安定性を調べる簡単な実験方法を提出し、最後に実験結果及びその検討について述べる。

2. 解 析

超電導テープはその幅広面に平行な磁場に対しては通常極めて安定である。超電導層の厚さが通常 10μ 以下であるため、本質的安定化の条件を完全に満たすと考えられるからである。しかし通常の超電導テープの幅は数ミリメートルの程度であるから、このテープを重ねたスラブ状の超電導体を考えることにより、テープ幅広面に垂直な磁場に対しては、本質的安定化の条件を満たし得ないことが、直ちに明らかになる。即ち超電導テープは、その幅広面に垂直な磁場中では磁束跳躍を免れることはできない。さてこのような条件におかれた超電導テープにある輸送電流が流れている場合を考えよう。磁束跳躍によってテープの温度は上昇し、従ってテープの臨界電流が減少するので、臨界電流を超えた分の電流は、テープにはらわれている安定化材に流れざるを得ないであろう、そして安定化材は常電導であるからジュール熱を発生する。もし臨界電流と温度 T の間に直線関係が成りたつとし、かつテープ内の温度分布を無視すれば、単位長さ当りの発熱は(1)式で与えられる。

$$I \cdot V = I \left(\frac{\rho}{S_1} \right) \left\{ I - I_c \left(1 - \frac{T - T_b}{T_c - T_b} \right) \right\} \quad (1)$$

ただし、 T_c 、 T_b はそれぞれ臨界温度、浴温度であり、 ρ 、 S_1 は安定化材の抵抗率および断面積である。また I_c は $T = T_b$ における臨界電流である。

一方、熱の吸収は、 C をテープの平均熱容量、 S_2 を安定化材と超電導層の双方を含む全断面積として、(2)式で与えられる。

$$CS_2 \frac{dT}{dt} \quad (2)$$

さらにテープが液体ヘリウムによって冷却されるものとすれば、熱の放散は(3)式で書き表わされる。

$$ph(T - T_b) \quad (3)$$

ここで p は冷却周囲長、 h は熱伝達係数である。

かくして熱平衡方程式は、(1)、(2)、(3)を用いて次のように書かれる。

$$CS_2 \frac{dT}{dt} = I \left(\frac{\rho}{S_1} \right) \left\{ I - I_c \left(1 - \frac{T - T_b}{T_c - T_b} \right) \right\}$$

$$-ph(T - T_b) \quad (4)$$

(4)式は変数変換によって(5)式のように整理される。

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} - \left\{ \frac{\rho I_c^2 i}{CS_1 S_2 (T_c - T_b)} - \frac{ph}{CS_2} \right\} \theta \\ = \frac{\rho I_c^2 i (i-1)}{CS_1 S_2 (T_c - T_b)} \end{aligned} \quad (5)$$

ここで $\theta = (T - T_b)/(T_c - T_b)$ 、 $i = I/I_c$ である。もし C と ρ が温度に依存しないと仮定すれば、(5)式の解は(6)式で与えられる。

$$\theta = B + A \exp(\alpha t) \quad (6)$$

ただし

$$\begin{aligned} B &= \frac{-\rho I_c^2 i (i-1)}{\rho I_c^2 i - ph S_1 (T_c - T_b)} \\ \alpha &= \frac{\rho I_c^2 i - ph S_1 (T_c - T_b)}{CS_1 S_2 (T_c - T_b)} \\ A &= -B + \frac{T_i - T_b}{T_c - T_b} \end{aligned}$$

T_i は磁束跳躍による温度上昇によってもたらされる初期温度である。もし $T_i < T_{c0}$ であって、かつ T が時間とともに低下するようであれば、この超電導テープは過渡的に安定化されていると考えることができる⁹⁾。この条件は(6)から $\alpha < 0$ として求まる。あるいは、これは

$$i < \frac{ph S_1 (T_c - T_b)}{\rho I_c^2} \quad (7)$$

と書くことができる。

条件式(7)は、過渡的に安定化されるためには、輸送電流にある最大値が存在することを意味する。この最大値が過渡安定化最大電流である。さて、もし $i = 1$ 、即ち $I = I_c$ である場合、(7)式は次のように表現される。

$$\frac{\rho I_c^2}{ph S_1 (T_c - T_b)} < 1 \quad (8)$$

(8)式は取りも直さず、Z. J. J. Stekly によって導かれた、いわゆる、完全安定化の条件に他ならない。

以上により、輸送電流が(7)で与えられる値よりも小さければ、超電導テープは、磁束跳躍があっても、常電導に転移することなく再び超電導状態に回復するであろうことが予測される。

さて H. R. Hart¹⁾ によれば、超電導テープの幅広面に垂直な磁場がかかった時、磁束跳躍は次式で決められる磁場に於いて起り得る。

$$H = \left\{ \frac{\pi^4}{25} \frac{K}{\rho_f} \left(-\frac{1}{J_c} \frac{\partial J_c}{\partial T} \right)^{-1} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

又は

$$H = \frac{4\pi\hbar}{10\bar{J}_c\bar{\rho}_f} \left(-\frac{1}{J_c} \frac{\partial J_c}{\partial T} \right)^{-1} \tag{10}$$

ここで $\bar{K}$, ρ_f , $\bar{J}_c$, $\hbar$ はそれぞれ平均の熱伝導度, flux flow 抵抗率, 臨界電流密度, 熱伝達係数である。(10)式は十分な液体ヘリウムとの熱交換が行なわれる場合に適用され, (9)は, 熱が安定化材への伝達のみによって奪われる場合に適用される。

以上の解析により, $I \rightarrow H_{\perp}$ 過程に於ける超電導テープの安定性は, Fig. 1 に示すような安定領域を描く事によって見易くなる。 H_j は(9)又は(10)で定められる磁束跳躍の起る磁場であり, I_{ts} は(7)式で I_c に $H=H_j$ 付近の値を入れることによって求まる過渡安定化最大電流である。 I_{ts} は一般には(7)式からわかるように I_c 従って H の関数であるが, $I \rightarrow H_{\perp}$ 過程で $H=0$ から磁場を掃引する限り, 最初の磁束跳躍で安定か否かを問題にすれば足りる。それ故 I_{ts} は一定として差しつかえないと考えられる。

Fig. 1 Illustration of Transient Stabilization.
 H_j : Field at which flux jump occurs.
 I_{ts} : Transiently stabilized max. current.

3. 実験方法

実験に供せられる試料は以下の要請を満たさなければならぬ。

- 1) 輸送電流を供給し得ること。
- 2) テープ幅面に垂直に磁場をかけ得ること。
- 3) 冷却条件が変えられ得ること。
- 4) 安定化材の量を変えられ得ること。
- 5) テープの幅が変えられ得ること。

Fig. 2 Experimental arrangement.

Fig. 3 Cross-sectional view of sample coil.

以上の要請は Fig. 2 のような実験方法によって達成されよう。3), 4), 5) の要請は一つの試料で満たすことはできないので, これらを満たすような何種類かの試料を用意すればよい。試料の詳細は Fig. 3 に示される。同図でテープとボビンとの間隙は良好な冷却条件の為には冷媒通路として, 悪い冷却の為には, 間隙をグリース (アビエゾンN) で埋めることにより熱絶縁として用いられる。安定化材の量をかえるためには, 異なる厚さの銅箔を半田付けした数種のテープを用意した。

Fig. 2 でわかるように、この実験配置では巻かれたテープに対する磁場の方向はテープのあらゆる場所では様ではない。試料の頭部と底部のみが磁場に対して直角な角度を有するに過ぎない。この2つの部分に於いてさえ、しかも輸送電流はお互いに反対方向に流れている。それ故、テープ表面、磁場、電流の三者の角度関係は複雑になっている。しかしこの複雑さにもかかわらず、磁気的な不安定性は、テープ幅広面に垂直な磁場の最も強い試料の頭部又は底部で起こると考えられる。試料自身によって作られる自己磁場は外部磁場に比べて無視できる大きさである。

実験は以下のような手続きで行なった。まず最初に

Table 1 Samples Used for Experiments

SAMPLE No.	TAPE WIDTH (mm)	THICKNESS of Cu (μ)/side	COOLING	INTERLEAVING MATERIAL
1	10	20	A*	NONE
2	10	20	B**	NONE
3	10	30	A	NONE
4	10	30	B	NONE
5	10	50	A	NONE
6	10	50	B	NONE
7	10	20	A	5-N Al tape 100 μ in thick, same as No.7
8	10	20	B	
9	4	20	A	NONE
10	4	20	B	NONE

*Better edge cooling with cooling channels of 1mm width.

**Poor cooling with Apiezon N grease.

Fig. 4 Short sample characteristics of V₃Ga tape.

試料に適当な値の電流を流し、その後外部磁場を零から適当な値まで一定速度で上昇させる。X-YレコーダーのX軸に外部磁場を、Y1軸に試料電圧を、Y2軸にサーチコイル電圧を記録した。この過程で何回かの磁束跳躍が観測され、輸送電流がある値よりも大きい場合には何回目かの磁束跳躍によって試料はクエンチに至る。こうして一つの試料に対して、磁束跳躍の起こる磁場の値と、磁束跳躍に対して安定な輸送電流の値とを知ることができる。

この実験に用いた試料を Table 1 にまとめて示す。また試料に用いたテープの $H-I_c$ (磁場はテープ面に平行) 特性を Fig. 4 に示す。外部磁場の発生には、

内径 50 mm, 外径 60 mm, 長さ 135 mm 最大中心磁場 30KG の超電導マグネットを用いた。

4. 実験結果及びその検討

1. 銅箔の厚さの効果

アピエゾンNグリスで熱絶縁された試料 (No. 2, 4, 6) の過渡安定化最大電流を、外部磁場の函数として Fig. 5 に示す。安定化電流は銅の厚さの増加と共に増加するが、試料をクエンチさせる磁場の

最小値はほとんど変わらない。

これらの試料を端部冷却 (edge cooling) によって液体ヘリウムで冷却した場合の実験結果 (試料 No. 1, 3, 5) が Fig. 6 である。Fig. 6 で見る通り、安定化電流も試料をクエンチさせる最小磁場も共に、銅の厚さが増加するにつれて大きくなっている。上記の6ケの試料について、安定化電流と銅厚との関係を示したのが Fig. 7 である。端部冷却された試料の安定化電流は、グリス絶縁された試料のそれに比べて約2倍になっている。これらの事実から概して、超電導テープの安定化にとって最も重要なことは、良好な冷却であることがわかる。Fig. 7 で安定化電流は銅厚に対して直線的には増加せず、(7)式とは必ずしも一致しないが定性的には(7)式とよく合うと言えよう。

熱伝達係数は測定していないので、また特にグリス絶縁した試料に対する実効的な熱伝達係数がわからないので(7)式との正確な数量的比較はできない。しか

Fig. 5 Transiently stabilized current of samples No. 2, 4 and 6, vs. perpendicular field.

Fig. 6 Transiently stabilized current of samples No. 1, 3, and 5.

し熱伝達係数については、液体ヘリウムの核沸騰熱伝達に対して、約 $1\text{w/cm}^2\text{K}$ と考えてよいであろう。もっともこの値を採用することは、疑問があるかも知れない。何故なら磁束跳躍による初期温度上昇が核沸騰の領域を越えてしまうかも知れないからである。しかしこのような温度上昇はパルス的なものであり、そのような過渡現象に於いては熱もまた過渡的に伝達されるであろう。過渡的な熱伝達係数は J. Jackson⁷⁾ によ

Fig. 7 Transiently stabilized current vs. thickness of copper.
A dotted line is calculated by Eq. (7).

って既に測定されており、彼によれば $2\sim 5\text{K}$ の温度上昇に対して $h=0.5\sim 1.5\text{w/cm}^2\text{K}$ である。

従って上述の値 $h=1\text{w/cm}^2\text{K}$ を採用することはおかしくはないと考えられる。(7)式を計算する際に用いた他の変数の値は次のようなものである。

$$\rho = 1.6 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}, \quad I_c = 900 \text{A} (25 \text{KG に於いて})$$

$$T_c - T_b \approx 10 \text{K},$$

また pS_1 については銅厚 20, 30, 50μ のテープに対してそれぞれ

$$pS = 1.2, 2.0, 4.0 \times 10^{-4} \text{cm}^3$$

を用いた。

計算の結果は Fig. 7 に点線で示されている。計算と実験との一致は必ずしもよくはないが、(7)式は過渡安定化電流のおよその値を知る上には役立つであろう。

2. ターン間挿入物の効果

テープ巻線のターン間に高純度金属箔を挿入すると安定性を改善できることが、 Nb_3Sn テープコイルについて報告されている¹³⁾¹⁴⁾。この理由は磁束線の急激な移動が高純度金属によってダンピングされることによると考えられている。

Fig. 8 Transiently stabilized current of samples No. 7 and 8.

本実験では V_3Ga テープと一緒に両面に陽極酸化被膜をつけた高純度アルミニウムテープを巻き込んだ。アルミテープの純度は 99.999% であり、厚さは 0.1 mm である。

実験結果は Fig. 8 に示される。グリス絶縁された試料 (No. 8) では、試料をクエンチさせる磁場も、安定化電流も、ともにターン間挿入物のない場合に比べて、ほとんど増加しない。しかし液体ヘリウムで端部冷却された試料 (No. 7) では両者ともに著しく増加している。そしてその値は 50μ 厚の銅箔を半田付けしたテープで作った試料 (No. 5) とほとんど等しくなっている。

この2つの実験結果は、ターン間に挿入したアルミテープが、磁束線のダンピングよりもむしろ冷却を助ける働きをしていることを意味しているように思われる。しかしこの結果は、磁束線のダンピングがあっても、冷却されていない場合は、磁束跳躍によって放出される熱は試料中に蓄積される一方であるため、結局試料温度を T_c 以上に高めてしまう可能性を排除しない⁶⁾。それ故磁束線のダンピングに対してアルミテープが有効ではないと結論することはできない。しかしいずれにせよ良好な冷却がテープの安定化にとって最も重要であることがわかる。

3. テープ幅の効果

Fig. 9 Transiently stabilized current of samples No. 9 and 10.

磁束跳躍によって放出されるエネルギーはテープ幅の三乗に比例して増加する^{6,9)} ので、磁束跳躍に伴う温度上昇はテープ幅の狭いテープでは、10mm 幅テープに比べて著しく小さいはずである。従って幅の狭いテープの方が磁束跳躍に対して安定であると考えられる。更に (7) 式からわかる通り、テープ幅が半分に減じると、 S_1/I_c^2 が2倍になることにより、 I/I_c は2倍になり、従ってテープ幅を狭くすれば、安定化電流の増加が予測される。

実験は幅 4mm の V_3Ga テープを用いて行なった。Fig. 4 に 4mm 幅テープの $H-I_c$ 特性を示す。実験の結果は Fig. 9 に示される。グリス絶縁した試料 (No. 10) に対しては、 I/I_c は先の予測の通りになっていることがわかる。液体ヘリウムで冷却された試料 (No. 9) では、予測との完全な一致はないが、安定性は著しく改善されている。Fig. 9 に於いて次のことは注意されてよい。即ち、試料をクエンチさせる磁場の値が、テープ幅を狭くすることによって著しく増加することである。

この結果はうまく説明できないが、端部冷却においてはテープ幅が狭くなる程テープ中心部の冷却条件がよくなるという事実を挙げることができよう。

4. 磁場の掃引速度の効果

もしも超電導テープの磁気拡散率が熱拡散率よりも十分小さければ、磁束線の移動に伴って発生する熱は、安定化材あるいは液体ヘリウム等の周囲媒体の内へす速く逃げるであろう。それ故この様な場合は磁束跳躍

は起こらないと考えられる。

しかし以上の仮定が実現されない場合、即ち磁気拡散率が熱拡散率に比べて無視できない大きさの時は、本質的な安定化の条件を満たしている場合を除いて、磁束跳躍は起こり得る。

さて外部磁場が速い変化をするとき、その中におかれた超電導テープの内部の磁束線もまた速い移動を行なう。このことは相対的により断熱的なふるまいをすることを意味する。これに反して外部磁場の変化速度が十分小さい時は、磁束線の運動は Flux creep 機構に従うと考えられ、磁気拡散率が熱拡散率よりも小さいという条件と等価になる¹⁾。

以上のことを本実験に即して言えば、磁場の掃引速度が小さい程、試料のクエンチする磁場が高くなるということを意味する。

実験はグリス絶縁された試料 (No.2, 8, 10) について行なった。結果は Fig. 10 に示される。この実験にあたって試料の輸送電流は試料が最初の磁束跳躍によってクエンチするに十分なような値を選んだ。Fig. 10 に見る通り実験結果は先の予測に一致している。かくして磁場の掃引速度を小さくすることも超電導テープの安定性を向上する上で有益であることがわかる。

液体ヘリウムで端部冷却された試料についても実験

は行なわれたが、これらの試料では明らかな掃引速度依存性は得られなかった。磁束跳躍が常に一定の磁場で起こるとは限らなかったからである。

磁束跳躍の起こる磁場の大きさについてのもっと詳細な議論は先に述べたように、試料のあらゆる位置に対する磁場の一様性がないという理由で保留せざるを得ない。このためには、そして種々な理論と比較するためには、もっと正確で注意深い実験が行なわれなければならないだろう。

5. より大きなコイルの実験

V₃Ga テープによるより大きなコイルの実験を行なうため 10mm 幅テープの両面に 20 μ の銅箔を半田付けたテープを用いて、内径 30mm、外径 150mm、長さ 110mm のコイルを製作した。このコイルの両端のパンケーキにはターン間に 50 μ 厚の 4-N アルミテープを巻き込んである。

このコイルの特性は、電流が 190A から 211A の間で、発生した中心磁場と最大径方向磁場はそれぞれ約 67kG, 17kG であった。

これに対して両端のパンケーキを、両面に 50 μ 厚の銅箔を半田付したテープで巻き直した結果、電流は 275A に上昇し中心磁場と最大径方磁場はそれぞれ 90 kG, 23kG となった。

厚さ 50 μ , 4-N アルミテープを巻き込んだ小コイルのテストでは、最大安定化電流は 190A, 最小クエンチ磁場は 16kG を示しており、50 μ の銅箔を半田付した試料 No. 5 の結果と合わせ考えれば、上述の大きなコイルの実験結果は非常によい一致を示していることがわかる。

以上によりテープで巻いた超電導コイルの Degradation は、端部パンケーキ中に発生する大きな磁束跳躍によってもたらされ、コイルのクエンチ電流は過渡安定化最大電流を測定することによって予測されることがわかった。

6. 結 語

V₃Ga テープの不安定性はテープの幅広面に垂直な磁場成分によってもたらされる。テープが輸送電流を有する場合、磁束跳躍に対して安定な輸送電流の最大値は次の規準で制限される。

$$I/I_c < \frac{\phi h S_1 (T_c - T_b)}{\rho I_c^2}$$

安定性を改善するためには以下の全ての方法が有効で

Fig. 10 First quenching field of sample No.2, 8 and 10, vs. rate of increasing field.

ある，即ち安定化材の厚さを増やすこと，良好な冷却を行なうこと，高純度金属を巻き込むこと，及びテープの幅を狭めること。

しかしこれらのうち最も重要なことは良好な冷却を達成することであって，たとえ高純度金属を巻き込んだとしても，良好な冷却なしには，テープを十分に安定化することはできない。

最後に本稿を終えるにあたり，実験を手伝っていた内田義昭氏，テープを用意していただいた野沢義晴氏，有益な討論をしていただいた安藤俊就氏，その他日本真空技術の大勢の方々に協力していただいたことに対し深甚な感謝を捧げます。また本稿を読んで助言をいただいた林主税博士に感謝します。

参 考 文 献

- 1) H.R.Hart, Proc. *BNL Summer Study*, 1968, p. 571
- 2) A.D. McInturff et al, *J. Appl. Phys.* 40 2431 (1969)
- 3) D.L.Coffey et al, *J. Appl. Phys.* 42 59 (1971)
- 4) C.H.Rosner et al, *Preprint 3rd Intern. Conf. on Magnet Technology, Hamburg*, 1970
- 5) G.W.Donaldson et al, Proc. *I.R.E.E. Australia*, 1970, 177, June
- 6) J.R.Hale et al, *J. Appl. Phys.* 39, 2634 (1968)
- 7) J.JACKSON, *Cryogenics* 9, April 103 (1969)
- 8) D.L.Coffey, private communication
- 9) R.Hancox, *IEEE Trans. on Magnetics*, Vol. Mag-4, No.3, Sept. (1968)