Nb-Ti 棒における Flux Jump

竹 尾 正 勝・近 葉 実 雄

九州大学工学部電子工学教室 福岡市箱崎

(1970年6月27日受理)

“Flux Jumps in Nb-Ti Rods”

Masakatsu TAKEO and Jitsuo CHIKABA

Department of Electronics, Faculty of Engineering, Kyushu University.
Hakozaki, Fukuoka-shi

(Received June 27, 1970)

Synopsis

Experiments are carried out to search a behavior of a flux jump under a control over the heat leakage from Nb-Ti rods surrounded by low pressure helium gas, and the following quantities are measured: the relation between the flux-jump field and the sweeping rate, the behavior of temperature rise and temperature fluctuations. In order to compare with the experimental results, approximate solutions of a simplified heat equation to describe a flux jump and the induced mean power losses are derived for a cylindrical specimen in which the temperature is assumed to be constant spatially. Calculations are carried out for the several quantities concerned to flux jumps. In addition, an analysis of temperature fluctuations is worked under the condition of a least heat leakage, and the criteria of flux jumps are discussed.

1. 緒 言

非理想第2種超伝導体における Flux Jump についての研究は現在まで多くの研究者によりいろいろな観点から議論がなされて来た。それらのほとんどが超伝導コイルの設計に関連して、液体ヘリウムの中に浸漬した試料における Flux Jump の起こる磁場の値に注目している。この量は Flux Jump が起こる機構をもっと詳細に解明するためには不十分である。この論文の目的は、次のことに注目することによってその状態を吟味することにある。Flux Jump が試料内での catastrophic に起こる温度上昇によるものであるとすれば、試料から逃げる熱量を抑えることによって、Flux Jump を発生させやすい状況を作り出すことが出来る。すなわち、液体ヘリウムから試料を熱絶縁し、一定の掃引速度で磁場を印加すれば、そのとき発生す

るピンどめ損失に依る試料の温度上昇は、液体ヘリウム中に浸漬した場合よりも一層顕著になる。そこで筆者らは、熱絶縁した試料における磁場の掃引速度と温度上昇、Flux Jump の起こる磁場の値、等の関連について測定した結果と、熱絶縁の Flux Jump に及ぼす影響についての考察を報告する。

2. 実験方法および結果

Nb-50% Ti 棒 (2cm 長, 0.2 および 0.4cm 径) は表面を粗くした真鍮容器中にナイロン線で宙づりにされ、その容器内にはヘリウムガスが封じられ、 10^{-6} mmHg の圧力まで減圧される。試料表面には、カーボン温度計と Flux Jump 測定用の検出コイル (100 回巻) が取り付けられる。この試料には、軸方向に平行な磁場が一定の掃引速度 ($1.2 \sim 360$ Oe-sec $^{-1}$) で印加される。

Fig. 1 The variations of the temperature vs. the external field curves of a Nb-50% Ti rod with the diameter of 0.4 cm. The solid, the dotted and the chained line indicate the cases of $\dot{H}_0 = 1.8, 130$ and 360 Oe-sec^{-1} , respectively.

掃引速度 $\dot{H}_0$ に対する試料の温度上昇特性を Fig. 1 に示す。 H_0 が十分に小さいとき、例えば、 1.8 Oe-sec^{-1} の場合には、磁場が 3.6 kOe までは試料温度は除々に上昇し、その後、試料温度の fluctuation が現われる。この fluctuation は次第に増大し、Flux Jump が起こるまで継続していく。 $\dot{H}_0$ を大きくすれば、最初の温度上昇速度があがり、そのため fluctuation は平坦化されていく。掃引速度が 360 Oe-sec^{-1} に達すれば、ついには fluctuation が起こらなくなり、

Fig. 3 The temperature at which the flux jump starts vs. $\dot{H}_0$ of a Nb-50% Ti rod with the diameter of 0.4 cm.

試料温度は単調に増加していく。

Fig. 2 The values of the external field in the first flux jump vs. the sweeping rates $\dot{H}_0$ in the various conditions of heat insulation (τ : the rate of heat transfer from the sample).

Sample-1: ● immersed in liquid He, ▲ $\tau = 0.03^\circ\text{K-sec}^{-1}$, ■ $\tau = 0.06^\circ\text{K-sec}^{-1}$ and ▲ $\tau = 0.12^\circ\text{K-sec}^{-1}$.

Sample-2: ○ immersed in liquid He, △ $\tau = 2.0^\circ\text{K-sec}^{-1}$, and □ $\tau = 0.01^\circ\text{K-sec}^{-1}$.

熱絶縁の条件をいろいろ変えたときの Flux Jump が初めて起こる磁場の値 H_j と掃引速度 $\dot{H}_0$ との関係は Fig. 2 にその結果を示す。試料が液体ヘリウム中に浸漬された場合には、 H_j - $\dot{H}_0$ 曲線は 1 kOe-sec^{-1} 近傍で最小点を持つが、熱絶縁の程度を増すにつれて、掃引速度の近い側に移動していき、ついには消えてしまう。これについては、Fig. 3 に示す Flux Jump を起すときの温度 T_j と掃引速度 $\dot{H}_0$ との曲線に関連して議論される。

3. 試験温度の解析

超伝導体の熱伝導度はヘリウムガスや絶縁体のそれに比較して、数百～千倍程度大きいので、試料内の温度分布はほとんど一様で空間的に依存しないと仮定できる。磁場の掃引

速度が非常に大きい場合には、試料温度の急激な上昇が期待されるため、試料内での温度勾配を無視することが出来なくなるので、上述の仮定は困難になる。そうでなければ、表面からの熱放散を熱伝達係数を用いた単純化した熱伝達方程式によって解析することが出来る。

$$C\dot{T} = P - K(T - T_0) \quad (1)$$

ここで C は試料の熱容量、 P は超伝導体内で発生するピン止め損失および粘性損失、 K は実効熱伝達係数、 T_0 は液体ヘリウムの温度である。筆者らは、平板状および円柱状試料における損失の計算¹⁾²⁾を行なったが、これを用いて、(1)式は次の様書き換えられる。

$$A_v \dot{T}^2 - C_e \dot{T} + P_e = 0 \quad (2)$$

ただし

$$C_e \equiv C - [C_p + C_v] \simeq C - C_p$$

$$P_e \equiv \dot{Q}_p + \dot{Q}_v - \dot{Q}_L \simeq \dot{Q}_p - K(T - T_0) \quad (3)$$

ここで、添字 p はピン止め損失からの、 v は粘性損失からの寄与を示す。粘性損失からの項はピン止め損失からの項に比べて通常の掃引速度では無視出来るの

で、以下の解析ではあまり影響を与えない。 C_p は H_0 の増加とともに増加するので、実効的な熱容量 C_e を減小させ、試料温度の上昇を促進し、超伝導体の不安定性を引き起こす主要な要因である。 $\dot{Q}_p$ はピン止め力によって誘起される発熱源として働き、その変化は励磁の履歴にいちじるしく左右される。 $\dot{Q}_L$ は試料表面から放出する熱量を示す。ここで、 $\dot{Q}_p$ および C_p の磁場に対する変化を Fig. 4 (a), (b) に各々を図示する。

非線形微分方程式(2)は解析的に解けないが、 $\dot{T}^2$ の係数 A_v は余り大きくないので、 $\dot{T}$ が大きくなれば、(2)式の第一項は無視出来る。したがって、 $C_e \sim C$ (定数)、 K が温度の函数でなければ、(2)式は、

$$C\dot{T} + K(T - T_0) = \dot{Q}_p \quad (4)$$

となる。初期励磁過程では、 $\dot{Q}_p$ は次式で与えられる。

$$\dot{Q}_p = \frac{(2-\gamma) \dot{H}_0 H_0^{3-\gamma}}{8\pi H_a^{2(2-\gamma)}} \left\{ H_a^{2-\gamma} - \frac{(2-\gamma)(5-\gamma)}{(3-\gamma)(4-\gamma)} H_0^{2-\gamma} \right\} \quad (5)$$

Fig. 4 (a)

Fig. 4 (b)

Fig. 4 The behaviors of the coefficients, $\dot{Q}_p$ and C_p , as the functions of H_0 under constant temperature. An arrow points an increase of the external field from 0 and a decrease from enough high field, and a double arrow denotes a reversing increase of the external field.

ここで、 H_a はピン止め力を磁場に換算した量であり、磁束が試料の中心まで侵入したときの外場の値である。 γ はピン止め力の特性を表わす因子であり、温度によらない一定値($0 \leq \gamma \leq 1$)と見なす。(5) 式を(4) 式に代入すれば、解として Legendre の不完全 Gamma 函数 $\Gamma(\nu, z)$ を用いて、

$$K(T-T_0) = \frac{(2-\gamma)H_0}{8\pi H_a^{2-\gamma}} \left\{ H_a^{2-\gamma} (-1)^{4-\gamma} \left[\frac{C\dot{H}_0}{K} \right]^{3-\gamma} \Gamma(4-\gamma, -KH_0/C\dot{H}_0) - \frac{(2-\gamma)(5-\gamma)}{(3-\gamma)(4-\gamma)} (-1)^{6-2\gamma} \left[\frac{C\dot{H}_0}{K} \right]^{5-2\gamma} \Gamma(6-2\gamma, -KH_0/C\dot{H}_0) \exp(-KH_0/C\dot{H}_0) \right\} \quad (6)$$

が得られる。上式は次のように書き下せる。

$$K(T-T_0) = \frac{(2-\gamma)\dot{H}_0 H_0^{3-\gamma}}{8\pi H_a^{2-\gamma}} \cdot \frac{KH_0}{C\dot{H}_0} \left\{ H_a^{2-\gamma} \Sigma_1 - \frac{(2-\gamma)(5-\gamma)}{(3-\gamma)(4-\gamma)} H_0^{2-\gamma} \Sigma_2 \right\} \quad (7)$$

ただし、 Σ_1 、 Σ_2 はそれぞれ次式で定義される。

$$\Sigma_1 = \sum_{n=0}^{\infty} (-KH_0/C\dot{H}_0)^n \left\{ \prod_{\nu=0}^n (4+\nu-\gamma) \right\}^{-1}, \quad \Sigma_2 = \sum_{n=0}^{\infty} (-KH_0/C\dot{H}_0)^n \left\{ \prod_{\nu=0}^n (6+\nu-2\gamma) \right\}^{-1} \quad (8)$$

熱伝導方程式の一般解を形式的に書き下した(7)式は解析が面倒なので、その漸近解を求めれば、

$$T-T_0 = \frac{\dot{Q}_p(t)}{K} \left[1 - \exp \left\{ -\frac{K \cdot t}{(4-\gamma)C_e} \right\} \right] \quad (9)$$

となる。

Fig. 4 (a) に図示される $\dot{Q}_p$ の変化に対する(4)式の解を求めることが出来るが、特に、印加磁場の増加領域($\dot{H}_0 > 0$)における試料温度の変化の有様は、Fig. 5 のようになる。これは Flux Jump が起らないまま励磁が為されたばあいの試料温度の振舞を示していることが実験的にも確かめられている。

他方、熱絶縁が充分に為されて、伝導による熱の放散を無視することができるばあいには、輻射によって液体ヘリウムに退げる熱量は、 $T^4 - T_0^4$ に比例する。このとき、比熱の温度依存性が T^3 に比例すると仮定すれば、 $(T-T_0) \rightarrow (T^4 - T_0^4)$ の置換を行なうだけ

Fig. 5 The variation of the temperature of eq. (9) vs. the external field curve in a chained line and Q_p vs. H_0 curve in a solid line.

で、以上の議論はそのまま適用できる。

一般の場合には、熱伝導方程式(2)の各係数は温度、時間の函数であるので、解析的解法が困難であるが、これを書き換えれば、

$$\dot{T} = [C_e \pm (C_e^2 - 4A_0 P_e)^{1/2}] / 2A_0 \quad (10)$$

となる。ここで、試料温度が周囲温度にほとんど等しく、 $\dot{T} \sim 0$ の場合、(2)式の解として(10)式の負符号を選ぶべきであることが示唆される。

4. Temperature Fluctuations と Flux Jump

前述の結果から判るように、一定の掃引速度で磁場を印加したとき、試料温度は時定数 C/K で $\dot{Q}_p$ の増加に比例して上昇する。このとき熱絶縁のため熱伝達係数 K が小さいので、温度上昇は液体ヘリウム中における場合よりも急激な増加を示すことが、(9)式からも明白である。しかしながら、このように大きな温度変化があるとき、 $\dot{Q}_p$ の表式は臨界電流密度 J_c の温度依存性による影響を受ける。すなわち、ピン止め力の強さは、磁場に換算して、

$$H_a \equiv \left[\frac{(2-\gamma)R}{2} \alpha \right]^{1/2-\gamma} = \left[(2-\gamma) \frac{4\pi}{c} H_0^{1-\gamma} \right]^{1/2-\gamma} J_c^{1/2-\gamma} \quad (11)$$

で与えられるが、 J_c の温度依存性は、実験的に^{3),4)}

絶対零度での臨界電流密度 $J_{c(0)}$ を用いて、

$$J_{c(T)} \simeq J_{c(0)} \left[1 - \frac{T}{T_c} \right]^{2-\gamma} \quad (12)$$

となるので、 H_a の温度依存性は、

$$H_a = H_{a(0)} \left[1 - \frac{T}{T_c} \right] \quad (13)$$

となる。ただし $H_{a(0)} = (2-\gamma) \frac{4\pi}{c} H_o^{1-\gamma} J_{c(0)}$ である。

従って、試料の温度上昇過程では、磁束密度分布は Fig. 6 の実線のように変化するので、 $\dot{Q}_p$ の表式は H_a の温度依存性を考慮することにより、(5)式と同一の形で考えられる。我々の実験の場合の様に熱絶縁を行ない、非常に小さい掃引速度においても、かなり大きい温度上昇が観測される状況を解析するために、熱伝導方程式を次のように書き換えてみる。

$$C\dot{T} = \kappa \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right] \dot{Q} + p(t) \quad (14)$$

ただし、 κ は熱伝導度である。さらに、試料における熱の放散は、主として surface cooling に依るもの

Fig. 6 The variation of the internal distributions of a flux density. A solid line indicates the distribution in case of an internal gradient of the temperature, a dotted line in case of constant temperature and a chained line in case of an adiabatic process.

なので、境界条件として熱伝達係数を用いて、次式が成立する。

$$-\kappa \frac{\partial T}{\partial r} = k(T - T_o) : r = R \quad (15)$$

掃引速度が小さいので、各瞬間の $\dot{Q}_{p(t)}$ に対する状態を定常状態とみなせば、(14)、(15)式の第一次近似解として、

$$T - T_o = \frac{\dot{Q}_{p(t)}}{4\kappa} \left[(R^2 - r^2) + \frac{2\kappa}{k} R \right] \quad (16)$$

が得られる。ここで表面 ($r=R$) における温度は、

$$T - T_o = \frac{R}{2k} \cdot \dot{Q}_p \quad (17)$$

となり、単位体積当りの全周辺の熱伝達係数と定義した熱伝達係数 K を用いている (9) 式における定常解と一致する。すなわち試料内部の温度はピン止め損失 $\dot{Q}_p$ によって、温度勾配を持つ。従って、試料内部での磁束密度の勾配が、等温過程でのそれよりはるかにゆるやかになる (Fig. 6)。

さて、熱絶縁のために熱伝達係数 K の値は小さいけれども、温度上昇に対してすくなく増加するので、試料表面での $\dot{Q}_{Lp} \geq \dot{Q}$ の条件は温度上昇により容易に達成される。ここで、次の条件が満足された後の温度上昇速度の振舞を調べてみよう。

$$\dot{Q}_p = \dot{Q}_L \equiv K(T_R - T_o) : r = R \quad (18)$$

ただし、 T_R は試料表面で、ピン止め損失と放散熱が平衡したときの温度である。この条件のもとで、(4)式を展開すれば、

$$\begin{aligned} \dot{T} = \frac{K}{C_e} \left[- \left(1 + \xi \frac{T_R - T_o}{T_R} - (2-\gamma) \frac{T_R - T_o}{T_c - T_R} \right) \right. \\ \left. \Delta T + (3-\gamma) \frac{T_R - T_o}{H_R} H_o(t - t_R) \right] \quad (19) \end{aligned}$$

となる。ただし、 ξ は $(T_R/k)(\partial k/\partial T_R)$ 、 T_c は試料の臨界温度、添字 R は試料表面での値を表わす。温度上昇は第二項が、減少は第一項が主要項であるので、それぞれの係数を a 、 b とおけば、(19)式は

$$\dot{T} = -b\Delta T + a(t - t_R) \quad (20)$$

となる。時間 $t = t_R$ で、 $T = T_R$ なる初期条件のもとで(20)式を解けば、

$$T - T_R = \frac{a}{b}(t - t_R) - \frac{a}{b^2} [1 - \exp\{-b(t - t_R)\}] \quad (21)$$

となって、表面温度は $(t - t_R)^2$ に比例して、再びゆるやかに増加し始める。しかしながら、条件式(18)が満されたところでは、表面温度の上昇だけが抑えられるため、試料内部の磁束密度分布は、前述のとおり、

内部に入るにつれて急激に平坦になっていく。さらに磁場の増加に対して、新たに表面から侵入する磁束は表面近くの比較的強いピンにより侵入を妨げられることもあって、磁束密度分布は Fig. 7 で示されるようになる。この分布に対するピン止め損失 $\dot{Q}_p$ の計算は (5) 式の表式とは異なる。温度勾配による内部磁束密度分布に対する平均ピン止め力の強さを磁場に換算した量を H_{ap} それに対する平均温度を T_p , Fig. 7 に示されるように二つの分布の接点を r_e , その点での磁束密度の値を B_e で表わせば、二つの磁束密度分布から、

$$[H_o^{2-\gamma} - H_{op}^{2-\gamma}] H_a^{(2-\gamma)} = (1 - r_e/R) [(1 - T/T_c)^{2-\gamma} - (1 - T_p/T_c)^{2-\gamma}] \quad (22)$$

$$B_e^{2-\gamma} = H_o^{2-\gamma} - H_a^{(2-\gamma)} [1 - r_e/R] \quad (23)$$

従って、ピン止め損失 $\dot{Q}_p$ の表式は (23) 式の B_e を用いて

$$\dot{Q}_p = \frac{2-\gamma}{8\pi} \frac{\dot{H}_o H_a^{1-\gamma}}{H_a^{2(2-\gamma)}} \left[(H_a^{2-\gamma} - H_o^{2-\gamma})(H_o - B_e)^2 - \frac{2}{3-\gamma} B_e^{3-\gamma}(H_o - B_e) + \frac{2}{(3-\gamma)(4-\gamma)} (H_o^{4-\gamma} - B_e^{4-\gamma}) \right] \quad (24)$$

となる。(24) 式から判るように $\dot{Q}_p$ の増加が急激に減少するので、熱発生と冷却が平衡状態になった後では、

Fig. 7 The schematic distribution of flux density B after the condition of eq. (18).

(19), (20), (21) 式の解析からはずれて、熱放散 $\dot{Q}_L$ はピン止め損失 $\dot{Q}_p$ をはるかに越えることになる。この場合 (4) 式は次の (25) 式に帰着する。

$$\dot{T} \sim -\frac{K}{C_e}(T - T_o) \quad (25)$$

したがって、

$$T - T_o = (T_p - T_o) \exp\{- (K/C_e)(t - t_p)\} \quad (26)$$

となる。そこで、試料温度は (26) 式から判るように、温度 T_p から周囲温度 T_o に近づくように減少する。この状況は (24) 式で示されるピン止め損失 $\dot{Q}_p$ の増加と熱放散 $\dot{Q}_L$ の減少とによる平衡状態が達成するまで続く。

温度減少過程においては、ピン止め力の大きさを表わす H_a は (13) 式の温度依存性をもつため、次第に大きくなってきている。したがって、平衡状態になった後の内部磁束密度分布の変化は、前の状態の引継ぎである。すなわち、 $T = T_p$ 以後の $\dot{Q}_p$ の増加は初期励磁過程に似た形で表わされているため、温度減少過程ではその増加は抑さえられている。そこで、再び平衡状態になったときの時間を t_b , 温度を T_b とすれば、その後の磁場および温度の増加に対して、内部の磁束の侵入を加速するように働くため、ピン止め損失 $\dot{Q}_p$ は増加し続ける。したがって、(19), (20), (21) の解析が可能となる。

$$T - T_b = \frac{a}{b}(t - t_b) - \frac{a}{b^2}[1 - \exp\{-b(t - t_b)\}] \quad (27)$$

$$\simeq \frac{a}{2}(t - t_b)^2 : t \sim t_b \quad (28)$$

このように、試料表面温度は再び増加を始める。その後、今までの過程の繰返しを行ない続け、Fluctuations の形をとる。

掃引速度 $\dot{H}_o$ が大きくなれば、ピン止め損失 $\dot{Q}_p$ が $\dot{H}_o$ に比例するため、温度上昇率 $\dot{T}$ は一層大きくなり、大きな温度上昇が誘起される。しかしながら、 $\dot{Q}_p$ の増加が大きいため、十分に温度が上がるまで、 $\dot{Q}_p = \dot{Q}_L$ にならない。しかし、この条件が満たされれば、前述の如き温度減少過程となるが、掃引速度 $\dot{H}_o$ の増加は、それに比例するピン止め損失 $\dot{Q}_p$ の早い回復をもたらすので、温度 T_b は相対的に大きくなる。すなわち、掃引速度の増加につれて、temperature fluctuations の振巾は減少する。

我々は、浸漬冷却された平板状試料に対する Flux Jump の条件を既に解析した¹⁾。しかしながら、熱絶

縁された円柱状試料に対しても、Flux Jump が急激な温度上昇によるものであるという基本的な概念は不変である。したがって、Flux Jump の条件は次式で与えられる。

$$C_e(H_j, T_j) = 0 \quad (29)$$

$$P_e(H_j, T_f) = 0 \quad (30)$$

ただし、添字 j は Flux Jump の誘起し始めた点を示す。既報¹⁾と同様に、(29)、(30)式が満足された後、Flux Jump が進行する条件は、円柱状試料に対して

$$(\partial P_e / \partial T)_j < 0 \quad (31)$$

となる。この条件は

$$H_0/H_a < [(3-\gamma)^2(4-\gamma)/(2-\gamma)(5-\gamma)(5-2\gamma)]^{1/(2-\gamma)} \equiv \theta_f \quad (32)$$

で与えられる無次元化した磁場の値に対して、(31)式から次のようになる。

$$T_j < [T_c + (2-\theta_j)T_0][(2-\theta_f)(2-\gamma) + 1]^{-1} \equiv T_{fc} \quad (33)$$

ただし、

$$\theta_j = [1 - \{(2-\gamma)(5-\gamma)/(3-\gamma)(4-\gamma)\} (H_j/H_a)^{2-\gamma}]^{-1} \quad (34)$$

(33)式から、試料温度が(33)式の右辺で定義された温度 T_{fc} を越えなければ、Flux Jump は試料全体に波及する。ここで、 $T_{fc} = T_c$ となる無次元化した磁場を θ_{fc} と置けば、

$$\theta_{fc} \equiv [(3-\gamma)(4-\gamma)/(2-\gamma)(5-\gamma)]^{1/(2-\gamma)} \quad (35)$$

となり、この磁場以上では Flux Jump に対する制限は除かれる。また、 T_{fc} は磁場の関数であるので、Flux Jump に対する臨界温度 T_{fc} は Fig. 8 に図示する。一方、 $H_0/H_a > \theta_f$ に対する(31)式の条件は、つぎの式に書きかえられる。

$$T_j > T_{fc} \quad (36)$$

Flux Jump は温度上昇により $(\partial P_e / \partial T)$ の符号が変わる点、すなわち、 $(\partial P_e / \partial T) = 0$ の点で終了するため Flux Jump による試料の最終温度は T_{fc} になる。したがって、 $H_0/H_a > \theta_{fc}$ に対して、試料は Flux Jump が起れば、常伝導状態になる。

(30)式から、Flux Jump が起こる磁場の値 H_j と掃引速度 $\dot{H}_0$ との関係が求まる。すなわち、

$$H_j^{2-\gamma} \dot{H}_0 \left[1 - \frac{(2-\gamma)(5-\gamma)}{(3-\gamma)(4-\gamma)} \left\{ \frac{H_j}{H_a} \right\}^{2-\gamma} \right] = \nu_j \quad (37)$$

ただし、

$$\nu_j = \frac{4\pi}{2-\gamma} H_a^{2-\gamma} Q_L(T_j, \Delta T) \quad (38)$$

Fig. 8 The critical temperature for a flux jump vs. the external field.

$$\begin{aligned} T_1 &= [T_c + (2-\gamma)T_0]/(5-2\gamma), \\ T_2 &= [T_c + (2-\gamma)T_0]/(3-\gamma), \\ L &= [(3-\gamma)(4-\gamma)/2(2-\gamma)(5-\gamma)]^{1/(2-\gamma)}, \\ M &= [(3-\gamma)^2(4-\gamma)/(2-\gamma)(5-\gamma)(5-2\gamma)]^{1/(2-\gamma)}, \\ N &= [(3-\gamma)(4-\gamma)/(2-\gamma)(5-\gamma)]^{1/(2-\gamma)} \\ &\quad \times \{ [T_c + (2-\gamma)T_0] / [T_c + 2(2-\gamma)T_0] \}^{1/(2-\gamma)}. \end{aligned}$$

となる。 $H_j = H_0$ 曲線を全対数グラフで表わせば、(37)式から、傾き $-(3-\gamma)^{-1}$ の直線を与えることがわかる。しかしながら、(38)式の ν_j は T_j の関数になっているため事情は非常に複雑になる。一般に $\dot{Q}_L$ の温度依存性は、 $(T_j - T_0)^n$ に比例すると近似的に書き表わすことができ。 $T_j \geq T_0$ では、ほとんど n が 1 に等しく、試料温度および温度差が大きくなれば、 n は 3~4 になる。そこで、 ν_j は、 $T_j \geq T_0$ に対して温度の増加関数、 $T_j \leq T_c$ では減少関数と見なせる。 T_j が周囲温度 T_0 から大きくなるにつれて ν_j が大きくなるために、 $\log H_j - \log \dot{H}_0$ 曲線においては、 $\dot{H}_0$ の増加に対して ν_j は増加するため傾きが $-(3-\gamma)^{-1}$ から次第に小さくなって行く。熱絶縁を行なった場合を液体ヘリウム中に浸漬した場合とを比較すれば、小さい掃引速度に対して、比較的大きな試料温度の上昇が期待される。したがって、Fig. 2 の実験結果と定性的に一致することがわかる。

Flux Jump の条件式(29)で粘性損失の項を無視すれば、

$$H_j = \varepsilon_j [C J_c / (-d J_c / d T)]^{1/2} \quad (39)$$

ただし、 ε_j は

$$\varepsilon_j^2 \equiv 4\pi \left[\frac{(3-\gamma)(4-\gamma)}{(2-\gamma)(5-\gamma)} \right] (H_a/H_j)^{2-\gamma} \times \left[1 - \left\{ \frac{(2-\gamma)(11-2\gamma)}{(5-\gamma)(5-2\gamma)} \right\} (H_j/H_a)^{2-\gamma} \right]^{-1} \quad (40)$$

で定義され、平板近似のそれと比較して数倍大きな値になる。熱絶縁した場合には、試料温度の上昇により(39)式中の比熱 C と臨界電流密度 J_c の温度依存性により H_j はほとんど単調に増加する。Nb-Ti の場合、 $C \propto T^3$, $\gamma \approx 0.8$, $T_c \sim 9.5^\circ\text{K}$ とおけば、 8.3°K まで増加し続けるために、Flux Jump を起す磁場も増加する。したがって、(37), (39)式の両式から、掃引速度の増大のため試料温度が上昇し、 $\log H_j - \log \dot{H}_0$ 曲線において、下に凸の形が現われることは、充分可能であると考えられるが、この実験結果の解析のため

には、さらに今後の十分な考察が必要である。

最後に、本稿を終えるにあたり、御指導、助言をいただいた入江富士男、山藤馨両先生に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) K.Yamafuji, M.Takeo, J.Chikaba, N.Yano and F.Irie : J.Phys. Soc. Japan 26 (1969) 315
- 2) 竹尾正勝, 安野威志, 山藤馨, 入江富士男 : 九大工学集報 42 (1969) 626
- 3) F.Lange : Cryogenics 6 (1966) 176, Cryogenics 6 (1966) 141
- 4) J.E.Mercereau and T.K.Hunt : Phys. Rev. Letters 8 (1962) 243