He II の静水圧効果による超電導マグネットの 冷却安定化の促進

小林 久恭, 多田 正, 児玉 隆夫*
田中 峰雄*, 敦賀 英男**

日本大学理工学部原子力研究所 東京都千代田区神田駿河台 1-8

* 大阪市立大学理学部物理 大阪市住吉区杉本町 3-3-138

** 北海道大学工学部合成化学 札幌市北区北13条西8丁目

(1988年8月3日受理)

Enhancement of the Stabilization of Superconducting Magnets
by Hydro-statically Pressurized He II

Hisayasu KOBAYASHI, Tadashi TADA, Takao KODAMA,*
Mineo TANAKA* and Hideo TURUGA**

College of Science and Technology, Nihon University, 1-8 Kanda-Surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo 101

* Faculty of Science, Osaka City University, 3-3-138 Sugimoto-cho, Sumiyoshi-ku, Osaka 558

** Faculty of Engineering, Hokkaido University, Kita-13, Nishi-8, Kita-ku, Sapporo 060

(Received August 3, 1988)

Synopsis:

He II under pressures from 1 atm to saturated vapor pressure and constant bath temperature was investigated as a possible coolant for superconducting magnets. The cooling strength is described in terms of a critical frequency f_c at which the peak transport currents corresponding to successive constant voltage pulses decrease abruptly due to a breakdown of superfluidity. Maximum f_c was found under the pressure at the lower λ -point (He II_l) i. e. with a hydrostatic pressure head of about 2m. This allows the use of ordinary cryostats while retaining the efficiency of saturated He II systems. He II_l does not give full stabilization in the classical sense, but is a promising coolant for pulse magnets or meta-stabilized DC magnets.

1. はじめに

超流動ヘリウムが超電導マグネットの冷媒として優れた特性をもっていることは広く知られている^{1,2)}。とくに大気圧下の加圧 He II (He II_p と略す) は, He I, 飽和 He II (He II_s) に比較してよい冷却特性を示し, その優位性はフランスの中規模トカマクのトロイダルフィールドマグネット³⁾において今まさに実証されようとしている。

しかし, He II_p を生成する冷凍システムが複雑である, 冷凍能力を大きくとりにくく, He II_s システムと同等な能力を得ることが難しい, といった低温技術上の問題があることは見のがせない。He II_s は, 液面から潜熱として直接熱を除去できるのに対し, He II_p では, 液中の熱交換器壁面を通しての間接

的な熱除去になる。このことはカピッツァ抵抗が低温ほど大きいこと, およびカルノーサイクルの動作係数が小さいことなどと合せて深刻である。

一方, 同じ温度では冷凍能力が比較的大きくとれる He II_s には, 膜沸騰状態へ転移する臨界熱束値が小さく, さらに膜沸騰状態における熱伝達係数が小さいという欠点がある⁴⁾。

そこで, (1) クライオスタットの構造が単純である, (2) He II_s と同等の冷凍能力を有する, (3) He II_p と同等またはそれ以上の冷却効果を有することを同時に取り入れることができる方法として, 静水圧を利用し, He II_p と He II_s の中間の圧力を加えた He II を冷媒として使うことが考えられる。すなわち, Fig. 1 (a), (b) からわかるように, 液槽温度 T_b が一定のとき液面からある点までの深さを H とすると, その点

Fig. 1 Partial phase diagram of He.
a) Temperature margin as a function of pressure where $H_1 < H_λ < H_2$, and $H_λ = (P_λ - P_s) / \rho g$, b) hydrostatic pressure head H on the superconducting system.

は飽和蒸気圧 P_s に静水圧 $\rho g H$ が加えられた圧力 P になっている。ここで ρ は He 密度、 g は重力の加速度である。 H が大きくなる、すなわち P が変化するのに伴って、超流動性を維持しうる温度マージン ΔT_c は、図のように、 λ 点の圧力 P_λ 以下では飽和蒸気曲線、 P_λ 以上では λ 線、と液槽温度 T_b 間の温度差で決まる。 λ 線が圧力の上昇とともに低温にわずかに傾いているので、 $P = P_\lambda (= 38 \text{ mmHg})$ のとき ΔT_c は最大値をとる。

この P_λ を静水圧によって、He II_s 液面下に達成するための圧力ヘッド H_λ は、1.8 K および 1.9 K において、それぞれ 2.29 m、1.84 m である。この圧力下の He II を He II_λ と呼ぶことにする。

この程度の静水圧は、大型超電導装置ではほぼ必然的に得られるし、パスカルの原理を応用すれば、簡単な方法で過剰な量の液体ヘリウムを使用することなく

得られる。

われわれは He II_λ の冷却効果を他の冷媒 (He I, He II_s, He II_p および他の圧力に加圧した He II) と比較し、評価するために、超電導パルスマグネットにおける正常相の伝播のふるまいを、液槽温度が一定の状態、で、圧力依存性として観測した。その結果、超電導マグネットからの発熱が低レベルのときは、He II_λ が最も伝播を抑制し冷却が優れていることを見いだした。

パルスマグネットに限らず、密度の小さい飽和蒸気による不十分な冷却の直流電流リード線に対する対策を考慮しさえすれば、He II_λ 冷却は直流マグネットの安定化を促進することが期待できる。トカマク装置のポロイダルフィールドマグネット、超速応励磁超電導発電機等、高い安定性と迅速な熱除去を必要とする超電導機器にとって有効な冷媒であるといえる。

2. 実験

2.1 クライオスタットおよび超電導パルスマグネット

数メートルに及ぶ静水圧ヘッドを He II_s 液中に達成することと同等のことを下に述べる方法でシミュレ

Fig. 2 Schematic of a cryostat which allows variation in pressure at constant bath temperature T_b . R_1 = rotary pump (6,000 l/min), R_2 = rotary pump (3,000 l/min), V_1 and V_2 = valves, G = pressure gauge, Lev = superconducting level indicator, $th.S$ = thermal separator, V_s = safety valve, V_J = Joule Thompson valve, Ge = Ge-thermometer, R = manganin heater, Ex = He II_s-He II_p heat-exchanger.

ートした。Fig. 2 に示したように、クローデタイプクライオスタット⁹⁾を利用し、はじめに He II 熱交換器をポンプ R_1 で排気しながらバルブ V_1 を制御して下部の液槽の温度 T_b を一定に保つ。次に He II_p を得る場合には本来、大気圧になる液面上の圧力 P を他のポンプ R_2 とバルブ V_2 によって制御する。このようにして P は飽和蒸気圧 P_s から 1 気圧まで任意の値に設定することができる。 P は He ガスで校正された水晶発振器真空計およびブルトン管真空計を用い計測し、出力を X-T レコーダへ入力してモニターした。液温は Ge 温度計、液面は超電導連続液面計を用いて制御した。なおテストコイルから液面までの距離 h を計測し、その分の静水圧 ρgh は液面上で測った圧力 P に加算され補正された。

超電導パルスマグネットからの He II へ放出される発熱を、後述するカロリメトリック法⁹⁾で計測するために、マンガンニヒーター $R(52.3 \Omega)$ が取り付けられ、校正用に用いられた。

He II の冷却効果を評価するために用いられた超電導パルスマグネットの諸元を Table 1 に示す。パルスマグネットは、交流損失を極力小さくするためツイストピッチは 1.13 mm の NbTi 極細多芯線を用い巻線されている。パルス電圧印加時に最内層に局部的に発生する正常相からのジュール熱は、巻線層およびスパーサーで形成されているチャンネルから液槽に放散される。このチャンネルは最内層に 6 個長さ方向に並行に位置し、それぞれのチャンネル断面積 S_c は $(1.20 \times 1.88 \text{ mm}^2)$ である。

2.2 実験方法

小型超電導マグネットにパルス電圧を印加したとき、急激に増大するパルス電流 I_p によって、印加直

後のほぼ断熱的発熱が最強磁界部に正常相転移を起こす。その後の正常相伝播のふるまいを I_p の時間変化を調べることによって観測し、冷却効果の大小を評価するために以下の実験を行った。

T_b , P を任意の値に設定した後、超電導パルスマグネットにはコンデンサー ($2,700 \mu\text{F} \times 10$ 個) の放電によって矩形状の電圧を印加する。このパルスは幅が最大 10 ms, 電圧 V_0 が 250 V まで変化させることができる。パルスは外部からのトリガ回路によってシングルとサイクリックの二通りのモードで印加できる。このときのマグネットに流れる電流 I_p および電圧 V_0 の時間変化をデジタルメモリスコープで観測し、X-Yレコーダに記録した。

連続パルス印加時のマグネットにおける発熱量は、後述する計算の正当性を裏付けるために、次の手順によるカロリメトリック法⁹⁾で計測された。はじめに Fig. 2 の JT バルブ V_J およびバルブ V_1 をコントロールして、マグネットが発熱している定常状態で T_b を一定にする。この状態で励磁を停止するとそのままでは T_b が下降するので、 T_b を一定に保つようにヒーターに通電する。このときのヒーター電力は、連続パルス運転時の電力損失と等価である。

なお連続パルス運転の場合、ピーク電流以降のジュール発熱が大きく、 T_b を一定に保つことが困難になるため、ピークに達する時刻 t_0 で電圧を遮断した。しかし、それでも高い周波数では発熱が大きく、 T_b はゆっくり上昇する。このために損失量の計測は不可能であるが、電流の波形の観測については、 T_b を十分低くしておき、徐々に昇温する過程で計るべき T_b を通過した時点で測定を行った。

3. 結 果

3.1 シングルパルス

$T_b = 1.8 \text{ K}$ におけるシングルパルス電圧印加時の超電導マグネットに流れる電流 $I_p(t)$ の波形を Fig. 3 に示す。立上がり時の直線性からのずれは、検討で述べるように交流損失およびノーマル部の電圧発生による。 $t = t_0$ でピーク電流 I_0 に達した以降の電流下降は、さらに広がる正常相の加速的伝播によるものである。 I_0 と t_0 の V_0 依存性を Fig. 4 (a), (b) に、He I, He II_s, He II_l, He II_p と比較して示す。シングルパルスの場合には T_b には依存するが、圧力 P の変化にはほとんど影響を受けないことがわかる。

しかし、次に述べるように、繰り返されるパルスの

Table 1 Parameters of the pulse magnet.

Inner diam.	6.0 mm
Outer diam.	25.6 mm
Length	20.0 mm
Turns	1,150
Layers	14
Self-inductance	$8.77 \times 10^{-3} H$
Magnetic constant	$5.69 \times 10^{-2} T/A$
Composite conductor	3 NbTi strands
Number of filaments	9,720 × 3
Composite diam.	0.238 mm
Resistivity R_n	$4.54 \times 10^{-2} \Omega/\text{cm}$

Fig. 3 Transport current $I_p(t)$ during a constant voltage pulse of height V_0 . Bath temperature is that of He II_p, 1.9 K. 1, $V_0=25$ V; 2, 50 V; 3, 100 V; 4, 200 V. The insert defines I_0 and t_0 .

印加では、ノーマルの発生と成長が大きく P に依存するようになり、冷却の圧力効果が周波数の増加とともに

Fig. 5 Trace of transport current $I_p(t)$ for two frequencies and voltage pulse height $V_0=150$ V. (a) 6 Hz, (b) 10 Hz at $T_b=1.9$ K.

Fig. 4 Single pulse characteristics at different pressures. (a) peak current I_0 vs. V_0 , (b) time to peak, t_0 vs. V_0 .

に顕著になる。

3.2 連続パルス

$T_b=1.9$ K において、 $V_0=150$ V, $t_0=1$ ms のパルス電圧を周波数 f を 6 Hz と 10 Hz にとった場合の $I_p(t)$ 波形を Fig. 5 (a), (b) に示す。この電流波形は、十分に時間経過してから観測したものである。Fig. 5 (a) のように $f=6$ Hz の低い周波数では He II_λ 中で I_p が最も大きい。すなわちノーマル部の生長を抑え、電流の減衰を最小に留めて冷却が最良であることを示し、以下 He II_p, He II_s の順になっている。 $f=10$ Hz と周波数が高くなるに従って、He II_p, He II_λ, He II_s というように P が低くなるほど I_p が低く、ノーマルの生長が大きくなることが Fig. 5 (b) から読みとれる。

これらの事情は、ピーク電流 I_0 の f 依存性を P をパラメータとして表した Fig. 6 でいっそう明瞭になる。すなわち、ある限界周波数 f_c 以下では f の増加

Fig. 6 I_0 vs. frequency characteristics for He II_s, He II_λ, He II_p and He I. The frequency at which I_0 starts to drop suddenly is called the critical frequency, f_c .

とともにわずかに I_0 が減少していくが、 $f=f_c$ では発熱の堆積効果がさらに進み、導体およびそれに近接する液体の温度上昇がノーマル部をさらに拡張することになり、破局的なクエンチの状態になる。Fig. 7 (a), (b) に f_c および、ある f における I_0 を P の依存性として示した。

Fig. 7 Critical frequency f_c and I_0 as functions of pressure. The solid line is the theoretical prediction from Eq. (7).

なお、 $f < f_c$ において $V_0 = 25$ V, $t_0 = 3.8$ ms のパルスを加した場合の、1.9 K において実測された 1 パルス当りの発熱量は 0.264 J であった。この値は後に述べる計算と比較検討された。

4. 検 討

f_c の P 依存性である Fig. 7 (a) は、冷却能力の圧力効果を最も直接的に表した特性といえる。 f_c が P に依存しているメカニズムの根幹は以下のように要約できる。すなわち、超電導パルスマグネット中の最強磁界部にジュール発熱を伴うパルス励磁は、 f の増加とともに熱の堆積を大きくする。導体表面付近の液温上昇 ΔT_l は脈動しながら上昇する⁷⁾が、 $f=f_c$ において、ちょうど巻線とスペーサが形成するチャンネル中で超流動性が破れる臨界熱束値 Q_p になる。いいかえると ΔT_l が Fig. 1 (a) の温度マージン ΔT_e に達する。したがって f_c は P に依存することになり、He II_λ においてピークになる結果が説明できる。なお $f=f_c$ においてはチャンネル中の熱束は He II の大きな比熱のため脈動のないほぼ直流的な流れになっていると考えられる。次に、以上のメカニズムをもとに f_c の P 依存性を定量的に求める。

Fig. 3 および Fig. 5 より、 $I_p(t)$ のピーク I_0 になる時刻 t_0 までの波形は

$$I_p(t) = I_0 \sin\left(\frac{\pi}{2t_0}\right)t \quad (1)$$

で表すことができる。印加電圧 V_0 のうち、交流損失およびジュール発熱にかかわる電圧 V_{re} は、コイルの自己インダクタンス L による電圧 V_{im} を差し引いた

$$V_{re} = V_0 - \frac{\pi}{2t_0} L I_0 \cos\left(\frac{\pi}{2t_0}\right)t \quad (2)$$

となる。したがって $t=0$ から $t=t_0$ までのマグネット全体からの 1 パルス当り発生するエネルギー E は

$$E = \int_0^{t_0} I_p(t) \cdot V_{re} dt = \frac{2t_0}{\pi} I_0 V_0 - \frac{L}{2} I_0^2 \quad (3)$$

になる。たとえば、 $V_0 = 25$ V, $t_0 = 3.8$ ms のパルスを $f = 5$ Hz で印加したとき、1.9 K において実測した発熱量 E_{exp} は 0.264 J/pulse であるのに対し、(3) 式から求めた E_{calc} が 0.230 J/pulse である。実験値とのわずかな差は、おもに t_0 で電圧を急激に遮断したことによる交流損失分を無視したことによると考えられる。

Fig. 4 (b) の結果から $V_0 t_0 \approx 0.1$ V·s の関係にある

ことと、最内層と2層目との間には6個のチャンネルがあることを考慮すると、チャンネルは熱流束 $Q(\text{W/cm}^2)$

$$Q = \frac{f}{6S_c} \left(\frac{1}{5\pi} I_0 - \frac{1}{2} L I_0^2 \right) \quad (4)$$

をマグネット両端部方向に運んでいることになる。

超電導体の正常状態における電気抵抗 R_n が、このマグネットの最強磁界までは磁気抵抗効果は小さく $4.54 \times 10^{-2} \Omega/\text{cm}$ であることを用いると、誘導電圧が零になる $t = t_0$ における正常相部の線長が求められる。したがって、チャンネル中心領域において、チャンネル長 L_c に沿って、すなわち巻線方向に直角に広がる発熱部の幅 $L_n(\text{cm})$ は

$$L_n = \frac{d}{\pi D} \frac{V_0}{I_0 R_n} \quad (5)$$

となる。ここで d は導体の直径、 D は1層目と2層目の平均直径である。

一方、チャンネル中の L_n 部分に接する He II の液温が、 $T_b + \Delta T_c(P)$ で、チャンネル端の浴槽温度 T_b のとき、この温度差 $\Delta T_c(P)$ をもたすためにチャンネルが超流動性を維持したまま荷なえる臨界熱流束密度 $Q_p(P)$ は、下に述べる仮定のもとに、以下のように表すことができる。

$$Q_p(P) = (L_c - \alpha L_n)^{-1/3} \cdot \left\{ \int_{T_b}^{T_b + \Delta T_c(P)} F(T) dT \right\}^{1/3} \quad (6)$$

ここで $F(T)^{8)}$ は

$$F(T) = \frac{\rho^2 S_\lambda^4 T_\lambda^3}{A_\lambda} \cdot \left[\left(\frac{T}{T_\lambda} \right)^{5.7} \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_\lambda} \right)^{5.7} \right\} \right]^3 \quad (7)$$

である。 ρ は He II の密度、 S_λ , A_λ は λ 点 T_λ におけるエントロピーおよび Gorter-Mellink 定数である。また、 α ($\alpha < 1$) は、熱源がチャンネルの一点に集中している場合と、チャンネル長さ方向に熱源が幅 L_n に分布している場合の臨界熱束値の比を決める定数である。経験により、 $L_n = L_c$ のとき α が 1.9 K において 0.9 であった¹⁰⁾。同じ熱量に対しては、分布した熱源のほうが、見かけ上チャンネル長を短くする効果になるため、(6) 式において、その有効長を $L_c - \alpha L_n$ と仮定して発散しないようにした。

パルス励磁のくりかえし周波数 f が f_c のとき、チャンネル中の L_n 部で He II の液温上昇 ΔT_i は脈動的变化からほぼ直流的になって ΔT_c に到達しケン

チに至るという基準によって $f_c(P)$ は次のようになる。すなわち、チャンネル両端が開放されていることを考慮すると、(4) 式および (6) 式から $Q = 2 Q_p(P)$ のとき f は f_c になる。故に

$$f_c(P) = \frac{120\pi S_c}{(L_c - \alpha L_n)^{1/3} (2I_0 - 5\pi L I_0^2)} \times \left\{ \int_{T_b}^{T_b + \Delta T_c(P)} F(T) dT \right\}^{1/3} \quad (\text{Hz}) \quad (8)$$

となる。 $\Delta T_c(P)$ は λ 点圧力以下では飽和蒸気圧曲線、 λ 点圧力以上では λ 線と T_b との差である。

1.9 K における $f_c(P)$ を (8) 式より求め、Fig. 7 (a) に実線で示し、実験値と比較した。荒い近似にもかかわらずよい一致が見られる。 P の減少とともに f_c がわずかに低下し、 P_λ のピークに向け再び上昇する傾向には再現性が見られるが、いまのところ十分な説明を得るに至っていない。

Fig. 7 (b) に示したように、 $f > f_c$ では導体温度がさらに上昇し、導体の一部は膜沸騰に覆われる。このために圧力が下ががるに従って、膜内の気体が希薄になり、冷却がより悪くなる。この理由によって、 $f > f_c$ の領域では、He II_p の冷却効果が最も高く、Fig. 5 (b)、Fig. 6 および Fig. 7 (b) はこのことを反映している。

5. 結 言

He II を冷媒として使用することは、パルスの超

Fig. 8 Sketch of a possible He II_p-system.

電導マグネットを作動させる場合、He I に比べてきわめて有利であることがわかった。とくに He II_s の冷凍能力を有し、He II_p と同等以上の冷却効果をもつ He II_λ においていっそう有利である。He II_λ を静水圧で加圧して生成しようとする場合、クライオスタットの単純構造という技術的意義も含めさらに有効なシステムの構成が可能になる。参考に、He II_λ のシステム例を Fig. 8 に示す。

最近、安定化の基準が完全安定化よりも準安定化を目指す傾向にあること、またパルスマグネットが準安定化技術の方式を探らざるをえないことを考えると、正常相発生の後にクエンチに至らないために必要なことは、超電導体の臨界温度および、冷媒が膜沸騰へ転移する臨界温度の両方のマージンが高いことである。この意味からも He II_λ には、パルスマグネットばかりではなく、直流マグネットの冷媒としても大きな期待がもてる。なお、膜沸騰領域が問題となる完全安定化にとっては He II_p が優れた冷却特性を示すが、このように大きな発熱を伴う場合には、He II_p の冷凍能力の低さが再び問題になるであろう。

本研究に貴重な助言をいただいた久保田洋二博士、小笠原武教授および L. ポーステン博士に深く感謝する。実験にあたり、豊田喜一、内田勝両氏に多大の助

力をしていただき感謝する。この研究は一部、文部省科学研究費補助金により行われた。

参 考 文 献

- 1) R. Aymar, P. Genevey, S. Palanque, A. Sagniez, J.P. Soubeyrand and B. Turck: *Cryogenics* **20** (1980) 521
- 2) P. Turowski and Th. Schneider: *Cryogenics* **27** (1987) 403
- 3) R. Aymar et al.: *Tore-Supra—Basic design Tokamak system*, EUR-CEA-FC 1068 (1980)
- 4) G.P. Lemieux and A.C. Leonard: *Advances in Cryogenic Engineering* **13** (1968) 624
- 5) G. Bon Mardion, G. Claudet and J.C. Vallier: *Proc. of 6th Int. Cryog. Engin. Conf.* (1976) 159
- 6) R. Aymar, G. Claudet, F. Disdier, J. Hamelin, P. Libeyre, C. Mayaux, C. Meuris, J. Parain and A. Torossian: *IEEE Trans. Magn.* **MAG-17** No.1 (1981) 38
- 7) V. A. Altov, N. A. Kulysov, M. O. Lutset and Yu. M. Lvovsky: *Cryogenics* **22** (1982) 25
- 8) たとえば, S.W. Van Sciver: *Helium Cryogenics*, Plenum Press, New York and London (1986) 143
- 9) 小林久恭, 富岡達郎, 五反田芳宏, 柴田素子: 第 37 回低温工学研究発表会予稿集 (1987) 142