

# 毛細管中の超流動ヘリウムの熱伝達

山口 稔・藤井 佳子

岡山理科大学理学部応用物理学科

(昭和63年9月30日 受理)

## 1. はじめに

### (1) 超流動ヘリウム

ヘリウム4 ( ${}^4\text{He}$ ) は、4.2K に沸点を持つ液体であるが、約2.17K 以下で、超流動ヘリウム (He II と書く) と呼ばれる液体になる。Fig. 1 はヘリウム4 の状態図を示す。図の  $\lambda$  線より高い温度の液体は He I と呼ばれ、通常の液体と同様な性質を持っている。ヘリウム4 は 0 K でも25気圧以下では液体であるために、融解曲線と  $\lambda$  線と飽和蒸気圧曲線で囲まれた領域が超流動ヘリウムである。

超流動ヘリウムは、他の液体が通過できないような小さい孔を通過し、あたかも粘性がないような性質を示すと共に、非常に大きな熱伝達率をもっている。この特異な性質は、超流動ヘリウムが、エントロピーのない超流体と励起状態である常流体とからなっているという二流体モデルによって説明される。常流体は粘性を持っているが、粘性をもたない超流体は小さな孔を自由に通過するので超流動ヘリウムは粘性がないように見える。

### (2) 熱カウンター流と熱伝達率

超流動ヘリウムの中に温度差があると、エントロピーを有する常流体が、高温部から低温部に向かって流れて熱を運搬する。常流体の移動による流体密度の減少を補うように、超流体が常流体と逆の方向へ移動する。この現象は熱カウンター流と呼ばれ、流体の中で2種の流体密度が反対方向に移動する内部対向流である。このため、質量の移動はなく、エ

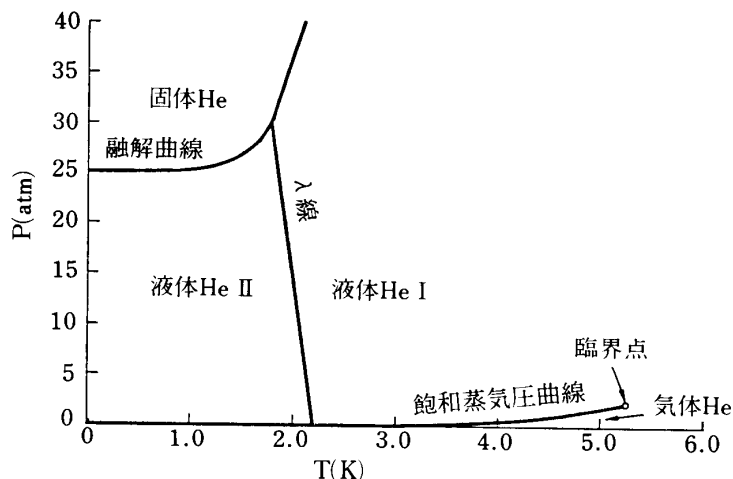


Fig. 1 ヘリウム4の状態図

ントロピーの移動（熱流）のみが存在する。この対向流は流れの抵抗が小さいので、超流動ヘリウムは大きな熱伝達率をもっている。

### (3) 渦糸とその線長密度

超流動ヘリウムの中に熱カウンター流があるとき、熱流が小さい範囲では、熱流の大きさに関係なく一定の熱伝達率を示す。この状態では、超流体も常流体も層流であると見られている。熱流が大きくなると、熱伝達率が熱流の関数として変化し、その値も小さくなって行く。この状態は、超流動ヘリウムの乱流状態と言われ、超流体に渦ができた状態である。この渦は、量子化された渦糸になっているので、超流動ヘリウムの乱流状態は、渦糸の線長密度によって表現される。

超流動ヘリウムの乱流の問題は、最初 Vinen<sup>1)</sup>によって扱われ、それ以後多くの研究者によって研究が行われてきた<sup>2)~6)</sup>。定常な乱流状態については、渦糸の線長密度で解析が行われ、乱流に2つの状態（乱流状態1と2）があることや、線長密度に最小値があること等、多くの性質が明らかにされた。

また Schwarz<sup>7),8),9)</sup>は、超流動ヘリウムの乱流について、渦糸の計算機シミュレーションを行い、渦糸の性質を解析した。線長密度が超流体と常流体の相対速度に比例するものとしてその係数を求めた。又、壁の影響による渦糸の再結合を考慮することにより、線長密度の最小値（臨界値）及びその時の相対速度（臨界相対速度）を求めた。

しかし、線長密度が大きいときの研究が進んでいるのに比べて、密度の小さい場合の研究、あるいは、渦糸の種が成長する過程の追跡は進んでいない。とくに、渦糸が消滅するときのふるまいは、多くの関心をもたれているが、測定量の大きさ（温度差、圧力差、第二音波の振幅など）が小さいこともあって、実験的追求は臨界値の測定以外にほとんど研究されていない。

我々は、超流動ヘリウム中の渦糸が成長する様子、又は消滅する様子を調べるために、ガラス毛細管の中の超流動ヘリウムに熱カウンター流を発生させ、そのときの熱流と温度差を測定した。とくに、渦糸の線長密度の最小値に着目し、その大きさ、温度依存性などを調べた。乱流から層流に遷移するところで温度差に大きなゆらぎが現われ、線長密度の最小値を示す現象が観察された。

## 2. 実 験

測定装置の概略を Fig. 2 に示す。毛細管の両端にそれぞれ He II の溜を作り、上の溜は温度を一定に保った熱浴に接触させる。下の溜にはヒーターが挿入されていて、毛細管中の He II に熱流を発生させる。この溜は、毛細管と同軸に取り付けられたグラファイトの円筒により支持されている。

この実験で使用した毛細管はガラス製で断面が円形である（Table 1 参照）。No. 1<sup>(1)</sup>の毛細管は、両端とも、ヤスリで切り線を入れて折り取ったものである。No. 2, 3, 4, 5<sup>(2)</sup>

は、一端は No. 1 と同様に折り取っているが、他端は入口を円錐状に成形し、その表面をフッ酸処理したものである。円錐の概略の寸法を Fig. 3 に記す。No. 6<sup>(2)</sup> は、両端ともヤスリ傷を入れて折り取ったものである。

熱浴の下部に取りつけたゲルマニウム抵抗温度計によって、熱浴の温度を測定し、その中の液体ヘリウムの蒸発量を調節すると共に、その周りに巻いてあるヒーターを使って熱浴の温度を一定に保つようにした。上の溜の中の He II と熱浴の接触は銅の細線束によって行なわれている。下の溜に取りつけたヒーターにより He II を加熱して、ガラス毛細管の中の He II に熱カウンター流を発生させる。この時のヒーターの発熱量と上下の溜の間の温度差を測定した。

温度差は、Au(0.03at%の Fe を含む)線<sup>(3)</sup>と Nb・Ti 超伝導線を対にした熱電対と SQUID

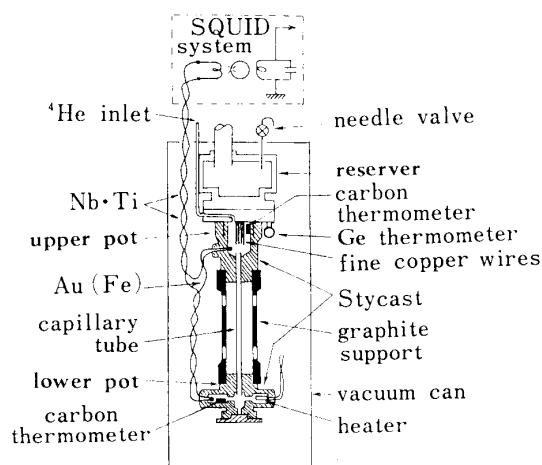


Fig. 2 超流動ヘリウムの熱伝達測定装置の概略

Table 1 この実験で使用したガラス毛細管

tube No.	length (cm)	inner diameter ( $\mu\text{m}$ )	outer diameter	edge shape
1	8.5	93.3	150	両 rectangular
2	11.1	127	990	{ 上 rectangular 下 cone
3	11.1	127	990	{ 上 cone 下 rectangular
4	8.1	127	990	同 上
5	9.7	127	990	同 上
6	9.5	126	990	両 rectangular

(1) 浜松ホトニクス社製

(2) 日本電気ガラス社製

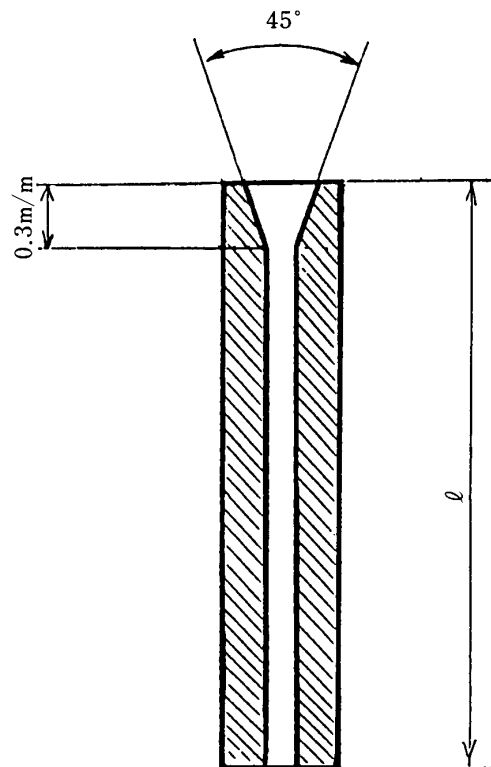


Fig. 3 ガラス毛细管の略図 (tube No. 2, 3, 4, 5)

(Superconducting QUantum Interference Device) によって測定した<sup>11),12)</sup>。線径0.08mm  $\phi$  の Au(Fe) 線の両端に線径0.06mm  $\phi$  の Nb·Ti 線を溶接して、接合部を上と下の He II の溜の中に挿入し、液体ヘリウムに直接接触するようにした。そして、Fig. 2 に示すように、Nb·Ti 線は、真空容器の外へみちびかれ、SQUID のシグナル・コイルに接続されており、熱電対とシグナル・コイルで閉回路を作っている。熱電対に発生した熱起電力により、この閉回路に電流が流れる。この熱電対の熱電能を  $P$ 、2つの接合部の温度の差を  $\Delta T$  とすると、熱起電力は  $P \cdot \Delta T$  であるから、この閉回路に流れる電流  $I$  は

$$I = \frac{P \cdot \Delta T}{R} \quad (1)$$

となる。 $R$  はこの閉回路の抵抗である。シグナル・コイルに流れた電流は磁束を発生し、SQUID の出力電圧は、その磁束に比例する。従って、SQUID の出力電圧から、そのときの He II の温度差を知ることが出来る。

我々の装置での、SQUID の出力とそれに対する温度差との係数 (較正曲線) を Fig. 4 に示す。この曲線はヒーターにより、上と下の溜に約 5 mK の温度差を与えて、SQUID の出力電圧と、上と下の溜の温度差を対比して得られたものである。この方法の長所は次の

(3) (英) ジョンソン・マッセイ社製

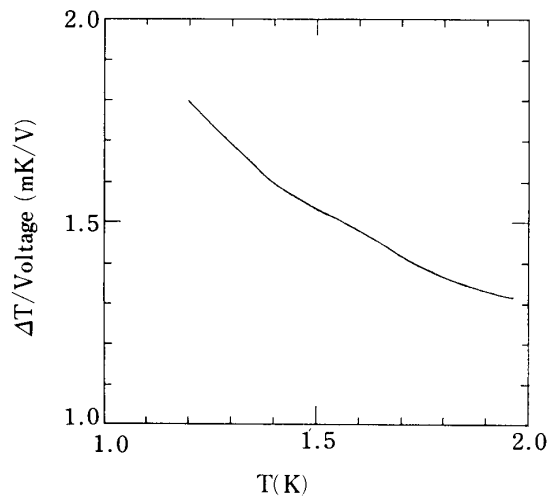


Fig. 4 温度の関数として表わした SQUID の出力電圧と温度差との係数

諸点である。

- ① Au(Fe)の熱電能が低温でも大きいことと、SQUID によって熱起電力の検出を行っているため大きい出力が得られ、微小な温度差の測定が可能となった。
- ② 発熱が非常に少ないために、測定値への影響がない。
- ③ 熱電対の熱容量が小さいために、温度変化に対する応答が速い。
- ④ リード線を室温部まで引き出す必要がないので、リード線の寄生熱起電力や、外部からの誘導雑音による影響がない。

出力の分解能を決めるのは、熱電対のジョンソン・ノイズと SQUID のデバイス・ノイズである。ジョンソン・ノイズの電流  $I_J$  は<sup>(11),(12)</sup>

$$\langle I_J^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \left( 4k_B T \frac{\Delta f}{R} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

と書ける。

ここに、 $k_B$  : ボルツマン定数

$T$  : 温度

$\Delta f$  : 周波数幅

$R$  : 電気抵抗

である。我々の装置について、 $T = 2 \text{ K}$  のときの  $P = 10.5 \mu\text{V/K}$  及び Au(Fe) 線の抵抗値  $0.119 \Omega$  を代入して、式(1)及び式(2)より温度差のジョンソン・ノイズは

$$|\Delta T_J| \approx 3 \times 10^{-7} (\Delta f)^{\frac{1}{2}} (\text{Hz}^{-\frac{1}{2}} \text{K})$$

と見積ることができる。一方、デバイス・ノイズは  $10^{-11} \text{ AHz}^{-\frac{1}{2}}$  の程度であるから、分解能は主として、ジョンソン・ノイズで決まることがわかる。

実際の出力は  $1 \times 10^{-6} \text{ K}$  の幅の雑音を伴っていた。装置の周波数幅  $\Delta f$  は数 Hz であるか

ら、大体ジョンソン・ノイズに対応した雑音が出ていると言える。温度差の測定値は、1.9 K のとき安定な層流状態での最大の温度差は $40\mu\text{K}$ であるから、このときの誤差は2.5%と見積られる。

我々の測定装置において、Au(Fe)線の伝熱コンダクタンスは $10^{-5}\text{W/K}$ であるのに対し、毛細管中のHe IIの伝熱コンダクタンスは $10^{-3}\text{W/K}$ 以上であり、Au(Fe)線の熱伝達による測定結果への影響は無視することができる。

Au(Fe)線とNb・Ti線のHe II中へ浸されている長さはそれぞれ約0.2cmであるから、それらの合計熱容量  $C_t$  は約  $2 \times 10^{-8}\text{J/K}$  である。また、表面積は大体  $1 \times 10^{-2}\text{cm}^2$  として、熱電対とHe IIとの間のカッピッツア・コンダクタンス  $K_K$  は  $K_K = 2 \times 10^{-3}\text{W/K}$  になる。これらの値を使って、緩和時間を次式

$$\tau_t = \frac{C_t}{K_K}$$

から見積ると、 $\tau_t = 1 \times 10^{-5}(\text{sec})$  となる。従って熱電対の液体ヘリウムの温度変化に対する時間的追従は十分である。

### 3. 測定値とその解析

飽和蒸気圧のもとでの、熱流  $W$  の関数として測定した毛細管の両端の温度差  $\Delta T$  を Fig. 5 に示す (tube No. 6, 温度1.90K)。

熱流を増加させて行くと、温度差  $\Delta T$  は、初め、熱流に比例して増加するが、ある大きさの熱流になったとき(A点)、温度差は突然飛躍する。熱流を増加させた後、減少させて行くと、A点の値より遙かに小さい熱流値まで温度差は曲線を描いて変化し、 $W_1$  のところで不連続に減少して、熱流を増加させて行ったときの直線にのった。

$\Delta T \propto W$  の部分では、超流体も常流体も層流であると考えられ、曲線で表わされる部分は、超流体が乱流であると考えられている。 $W_1$  からA点までの領域は、準安定な層流である。乱流に飛躍する  $W$  の大きさ (A点) は、各毛細管ごとに大体同じ大きさであった。

$\Delta T \propto W$  の部分に、次の式<sup>3)</sup>を適用して、ガラス毛細管の内径を決めた。

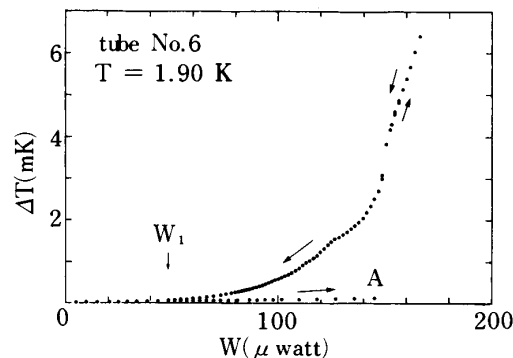


Fig. 5 熱流  $W$  の関数で表わした温度差  $\Delta T$  (tube No. 6,  $T = 1.90\text{K}$ )

$$\frac{\Delta T}{W} = \frac{128\eta_n \ell}{\pi d^4 (\rho S)^2 T} \quad (3)$$

ここに、

- $\ell$  : 毛細管の長さ       $d$  : 毛細管の内径  
 $\eta_n$  : 常流体の粘性率       $\rho$  : 液体ヘリウムの密度  
 $S$  : 液体ヘリウムの単位体積当りのエントロピー  
 $T$  : 液体ヘリウムの温度

質量流がゼロで、超流体と常流体とが反対方向に流れている熱カウンター流では次の関係がある。

$$\left. \begin{aligned} \rho_s v_s + \rho_n v_n &= 0 \\ \rho &= \rho_s + \rho_n \\ V &= v_n - v_s \\ w &= \rho S T v_n \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

- ここに、 $\rho_s$  : 超流体の密度  
 $\rho_n$  : 常流体の密度  
 $v_s$  : 超流体の速度  
 $v_n$  : 常流体の速度  
 $V$  : 超流体と常流体の間の相対速度  
 $w$  : 毛細管中の He II の単位面積当りの熱流

式(4)より、相対速度  $V$  は、次のように表わすことができる。

$$V = \frac{w}{\left(1 - \frac{\rho_n}{\rho}\right) \rho S T} \quad (5)$$

細い管の中で乱流状態にある He II において、管の両端の温度差  $\Delta T$ 、及び、超流体と常流体の間の相互摩擦力  $F_{sn}$  は次の式で表わされる<sup>1),2),4)</sup>。

$$\Delta T = \Delta T_L + \frac{\ell}{\rho_s S} \cdot F_{sn} \quad (6)$$

$$F_{sn} = \frac{x \rho_s \rho_n}{3\rho} B L_0 V \quad (7)$$

ここに、 $\Delta T_L$  : 層流状態を仮定したときの温度差

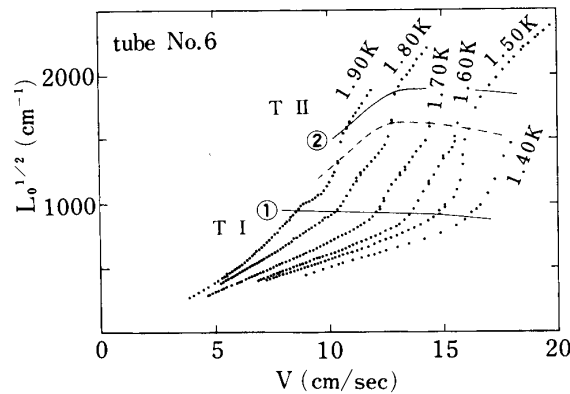
$B$  : 超流体中の渦糸と常流体の間の相互作用の定数 (Table 2 参照)

$L_0$  : 定常状態での渦糸の線長密度

$$x = \frac{h}{m} : \text{循環} \left\{ \begin{array}{l} h : \text{プランク定数} \\ m : \text{ヘリウム原子の質量} \end{array} \right.$$

Table 2 この実験で使用した相互作用の定数<sup>3),19)</sup>

Temp. (K)	B	Temp. (K)	B
1.25	1.60	1.65	1.02
1.30	1.52	1.70	0.95
1.35	1.46	1.75	0.89
1.40	1.40	1.80	0.84
1.45	1.33	1.85	0.83
1.50	1.25	1.90	0.84
1.55	1.17	1.95	0.89
1.60	1.09		

Fig. 6 相対速度  $V$  の関数として表わした渦糸の線長密度の平方根  $L_0^{1/2}$  (tube No. 6)

## (1) 乱流状態

毛細管 No. 6 についての測定結果を式(6), (7)により, それぞれの温度における渦糸の線長密度の平方根  $L_0^{1/2}$  に書き直した結果を Fig. 6 に示す。図のように,  $L_0^{1/2}$  のグラフの形は, 曲線①の下部と曲線②の上部とその2つの曲線の間を3つの領域に分けることができる。2つの曲線の間は過渡期的領域と見ることができる。曲線①の下部を乱流状態1 (T I), 曲線②の上部を乱流状態2 (T II), そして, 2つの曲線の間をT I—T II遷移状態と呼ぶことにする。

Fig. 7 では, この実験で得られた温度1.60K における渦糸の線長密度の平方根を他の著者の値と比較した。Griswold 等<sup>18)</sup>は, 圧力計とスーパーフィルター<sup>註</sup>を組合せて, ガラス毛細管の中の He II に熱流があるときの熱機械的圧力差を測定し, それから渦糸の線長密度を算出した。Griswold 等の結果は○印で示されている。また, Brewer 等<sup>4)</sup>は, 抵抗温度計

註 微細な孔の集りからできているフィルターで, 超流体はこのフィルターを通過するが常流体は通過できない。



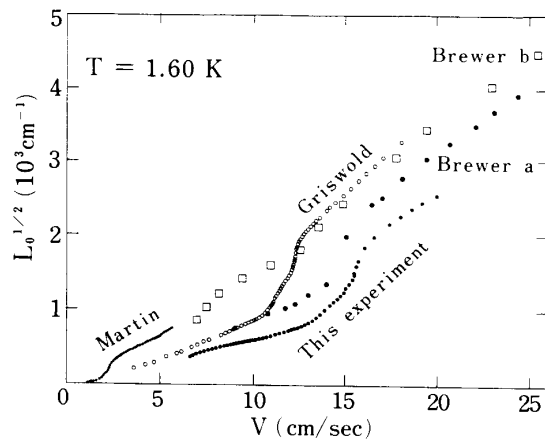


Fig. 7 渦糸の線長密度の平方根 ( $T = 1.60\text{K}$ )

- : Griswold ( $\ell = 1\text{ cm}$ ,  $d = 132\ \mu\text{m}$ )
- : Martin ( $\ell = 10\text{ cm}$ ,  $d = 1,000\ \mu\text{m}$ )
- : Brewer ( $\ell = 9.1\text{cm}$ ,  $d = 366\ \mu\text{m}$ )
- : Brewer ( $\ell = 10.2\text{cm}$ ,  $d = 107.6\ \mu\text{m}$ )
- : This experiment

を使って、ガラス毛細管の中の He II に熱流があるときの温度差を測定した。図の a と b は、Brewer 等の測定値から式(6), (7)を使って計算した  $L_0^{1/2}$  の値である。Martin に<sup>5)</sup>は、前記の人たちに比べて太いガラス毛細管 (Fig. 7 の説明参照) を使って、毛細管中の He II の温度差を測定し、渦糸の線長密度を求めた。Martin 等の結果を ● 印で示す。この実験の結果にくらべて、他の著者のものは、同じ相対速度に対する線長密度の値が大きい。しかし、Martin 等のものを除いて、この実験のものとは他の 3 ケの例では、線長密度の大きさが同じところで T I から T I - T II 遷移状態、及び、それから T II への遷移がおこっている。Martin 等のものは、小さい相対速度で、T II へ遷移したものと見られる。

Fig. 8 に、ガラス毛細管 No. 1 ~ 5 の線長密度の平方根を示す。tube No. 3, 5, 6 の大きさはほぼ一致しているが、No. 2, 4 の結果はそれより小さく、No. 1 はそれより大きな値になった。

Fig. 9 は、Schwarz<sup>9)</sup>の計算結果のグラフである。 $L_0^{1/2}$  は、相対速度  $V$  に関して

$$L_0^{1/2} = \gamma(V - V_0) \quad (8)$$

の関係式で表わされる。 $V_0$  は定数である。これは一様乱流の理論であるから、T II の領域に相当するものとして、この実験の測定値とくらべると、定性的な形は一致している。定数  $V_0$  は、No. 3, 6 の T II 状態について  $V_0 \approx 5\text{cm/sec}$  になった。また、T I, T II 何れの領域でも式(8)が成り立つとして、それぞれの温度のときの傾き  $\gamma$  の値を求めると Fig. 10 のようになった。ここでは我々の tube No. 1, 2, 3, 4, 5, 6 の結果と、Tough<sup>2)</sup>が Schwarz の理論値を補正して得た曲線を記入した。

T II 状態の  $\gamma$  の値は、Childers 等<sup>3)</sup>の結果及び、Martin 等<sup>5)</sup>の結果と一致している。また、

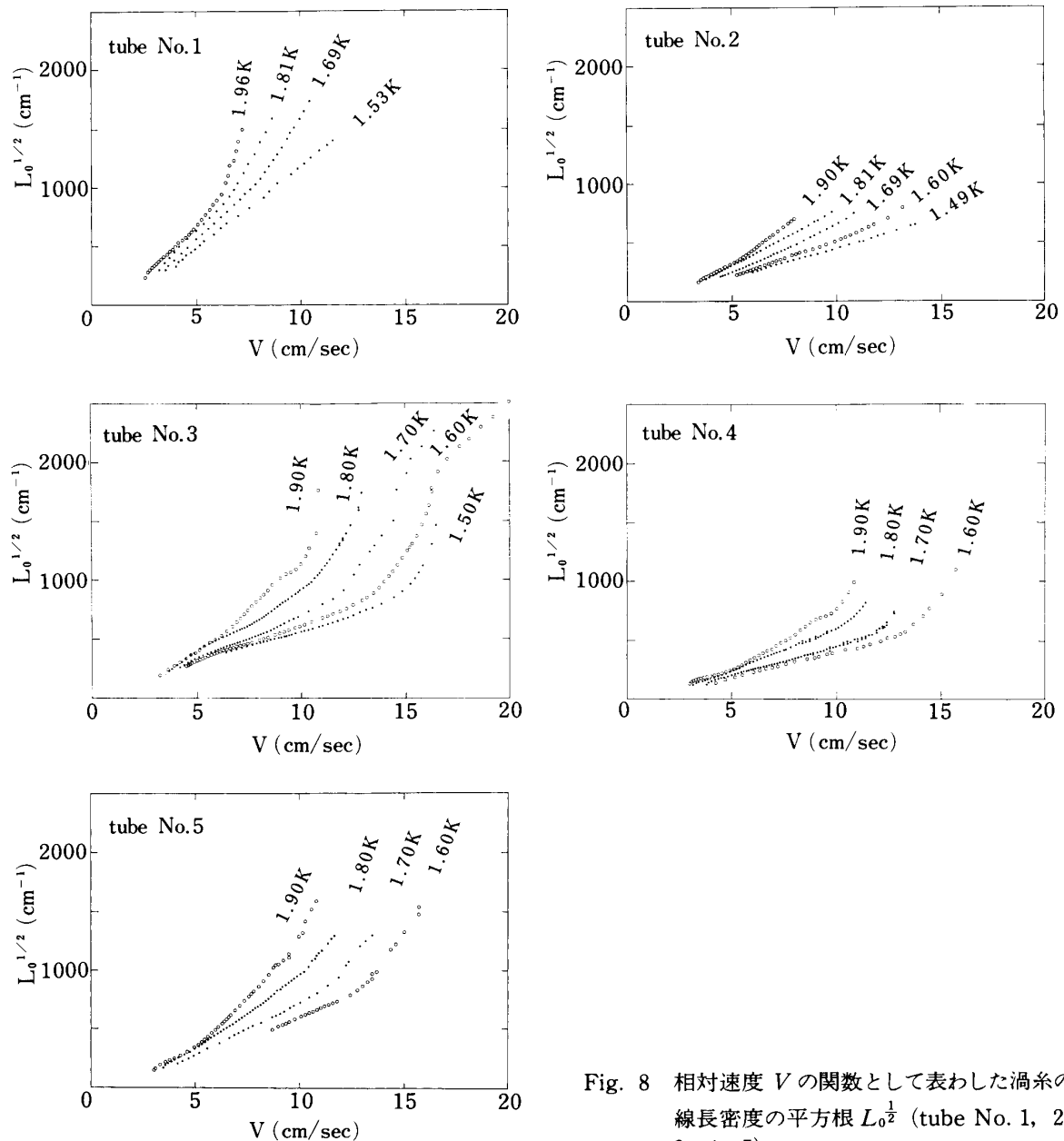


Fig. 8 相対速度  $V$  の関数として表わした渦糸の線長密度の平方根  $L_0^{1/2}$  (tube No. 1, 2, 3, 4, 5)

Ladnar 等<sup>10)</sup>による断面が長方形の管を使って得た測定値もこれらと一致している。T I は未発達乱流、T II は十分に発達した乱流であると考えられて来たのであるが、T II 状態での  $\gamma$  の値が測定者間で一致していることは、発達した乱流の考え方を支持するものと見てよい。

我々の実験の結果は、T II の領域では、毛細管の違いによる差は現れていない。しかし、線長密度の絶対値は、他の著者のものと差が生じている。管の壁の影響により、線長密度に差が出来ると考えられているが、整理の方法が確立されていない。壁との相互作用が強いほど、渦糸は消失しやすいのであるから (Schwarz<sup>8),9)</sup> の示唆、T I - T II 遷移が相対速度  $V$  の大きい方へシフトしていることは、定性的に納得できる。

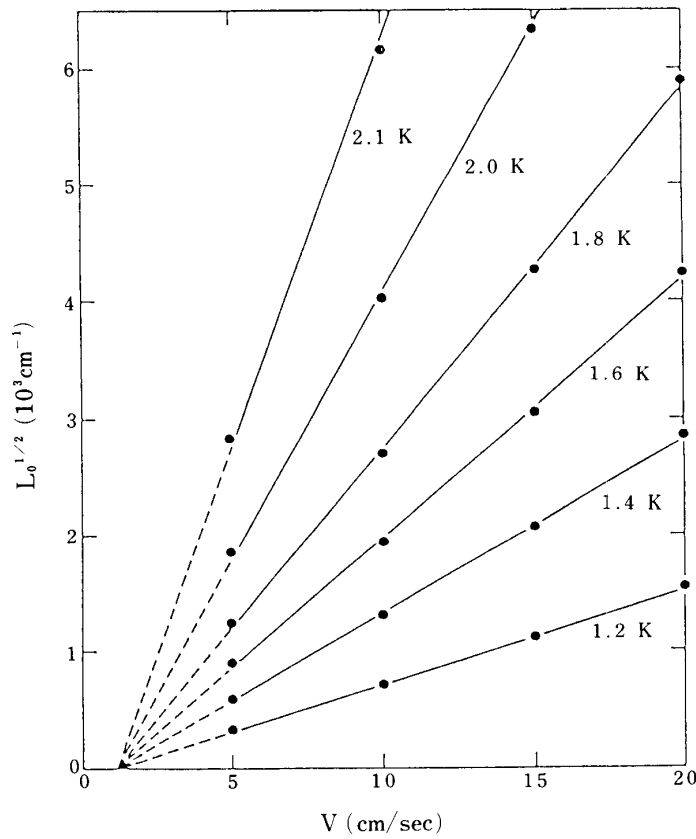


Fig. 9 K.W. Schwarz による計算機シミュレーションによる計算結果

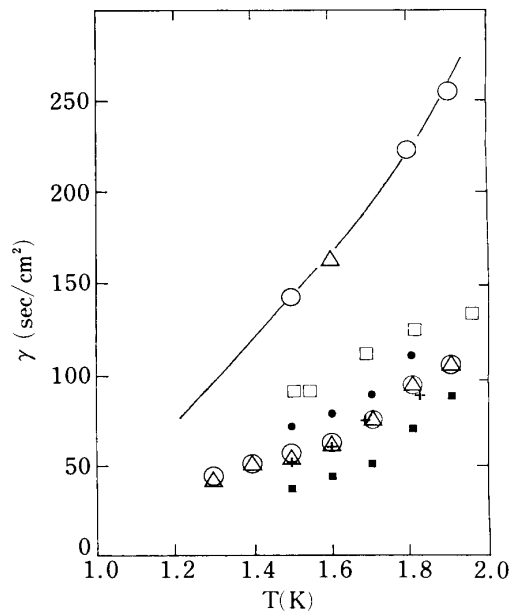


Fig. 10 温度の関数として表わした  $L_0^{1/2}$  のグラフの傾き  $\gamma$   
 □ : tube No. 1      + : No. 2  
 △ : No. 3          ■ : No. 4  
 ● : No. 5          ○ : No. 6  
 実線は理論曲線

T I の領域では、 $L_0^{\frac{1}{2}}$  及び  $\gamma$  の値は毛細管による差が大きく現われた。しかし、くり返し測定においても、各々の毛細管については再現性がよいので、T I 状態においては、それぞれの毛細管に特有の乱流状態が安定に存在するものと見てよい。長さや端の形の異なる No. 3 と No. 6 が、よく一致した結果を示しており、端が円錐状の No. 2 や No. 4 が  $L_0^{\frac{1}{2}}$  や  $\gamma$  について小さい値を示していることから、乱流状態 T I の違いは、毛細管の内面に原因があると判断される。

## (2) 第 1 臨界線長密度, 第 1 臨界相対速度

超流体の乱流は、超流体に渦糸ができている状態として扱われているが、渦糸の線長密度が臨界値（自己維持限度）以下では、渦糸が突然消失する。これを第 1 臨界線長密度と呼び、このときの相対速度を第 1 臨界相対速度と呼ぶことにする。

当初、Vinen は、その臨界値として  $(L_0^{\frac{1}{2}})_{c1}d = 2$  であると予言したが、多くの研究者の測定結果は、管によるばらつきや、温度によるばらつきが大きく、自己維持限度を決めることができなかつた。その後、Taugh 等<sup>2)</sup>は精密な測定を行い、 $(L_0^{\frac{1}{2}})_{c1}d \approx 2.5$  であるとした。この実験で得られた渦糸の第 1 臨界線長密度を Fig. 11 に示す。

渦糸間の間隔が、自己維持の限度を決めているのであるから、線長密度の臨界値は、温度によらない一定値になるはずであるが、測察の結果は図のように温度依存が現われた。また、No. 4 では、 $(L_0^{\frac{1}{2}})_{c1}d$  値が 2 以下になり、No. 6, No. 1, No. 3 では 2.5 より大きな値を示している。

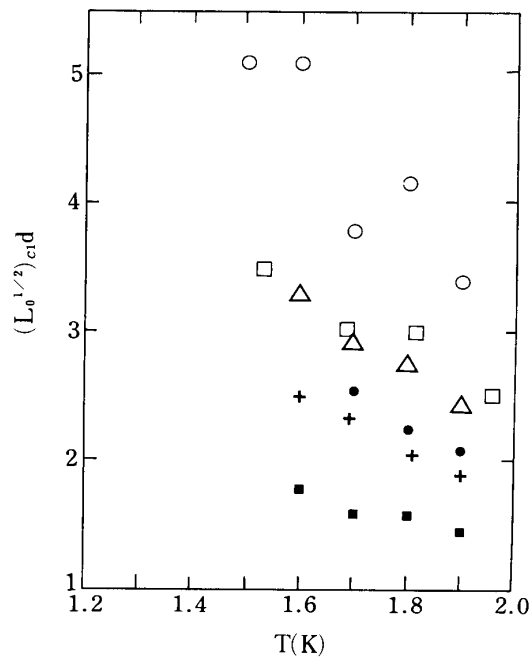


Fig. 11 温度の関数として表わした渦糸の第 1 臨界線長密度の平方根  $(L_0^{\frac{1}{2}})_{c1}$  と毛細管の内径  $d$  との積。記号は Fig. 10 と同じである

渦糸は超流体にできるのであるが、常流体の流れの半径方向の速度勾配が、渦糸の消失を加速していることが Schwarz<sup>9)</sup>により予言されている。これについて Baehr 等<sup>15),16)</sup>は、超流体と常流体の速度を独立にコントロールできる測定法により興味ある実験を行った。常流体の速度がゼロのとき超流体の臨界速度及び第1臨界線長密度  $(L_0^{\frac{1}{2}})_{c1}$  が温度によらないで一定になることを示した  $((L_0^{\frac{1}{2}})_{c1}d = \text{約}4)$ 。また、臨界速度を速度平面で記述すると

$$v_{sc1} = 0.22v_{nc1} - 1.5 \text{ (cm/sec)}$$

と書けることを示した。

ここに、 $v_{sc1}$ ：第1臨界線長密度のときの超流体の速度

$v_{nc1}$ ：第1臨界線長密度のときの常流体の速度

である。Baehr 等の測定は Schwarz の予言を確めたことになる。

我々の実験の臨界速度を速度平面で表わしたものを Fig. 12に示す。線長密度の臨界値は毛細管による差異が大きいが、 $v_{nc1}$  と  $v_{sc1}$  の関係は一つの直線で表わすことができた。傾きは  $0.25 \pm 0.02$  になった。もし、渦糸の自己維持が相対速度のみに依存するのであれば、この直線の傾きは1であるから、測定値の傾きの大きさは、常流体成分の寄与を表わす指数と見ることができる。

### (3) T I - T II 遷移状態

Fig. 6に見られるように、乱流状態1 (T I) から乱流状態2 (T II) へ遷移するとき、過渡期的領域が存在する。このT I - T II遷移状態では、エネルギーの大きな散逸があり、そのことは、温度差の緩和時間から観察される。熱流に少量の変化を与えた後の温度差の変化が指数関数で表わされるので、それから求めた緩和時間を Fig. 13 (tube No. 6,  $T = 1.90\text{K}$ ) に示す。相対速度  $V$  が  $10.4\text{cm/sec}$  のとき緩和時間に著しいピークが見られる。Fig. 6の破線は各温度で測定されたこの  $V$  の値を連ねたものである。我々の実験では、この遷移のときに、ゆらぎの現象は見られなかった。このときの線長密度を第2臨界線長密度と呼び、その時の  $V$  を第2臨界相対速度と呼ぶことにする。

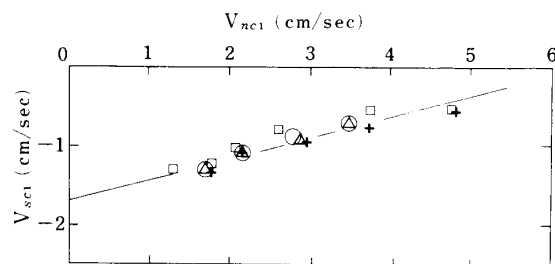


Fig. 12 第1臨界線長密度のときの常流体の速度  $v_{nc1}$  と超流体の速度  $v_{sc1}$  の関係。実線は0.25の傾きを持つ直線を表わす

□ : tube No. 1      + : No. 2  
△ : No. 3          ○ : No. 4

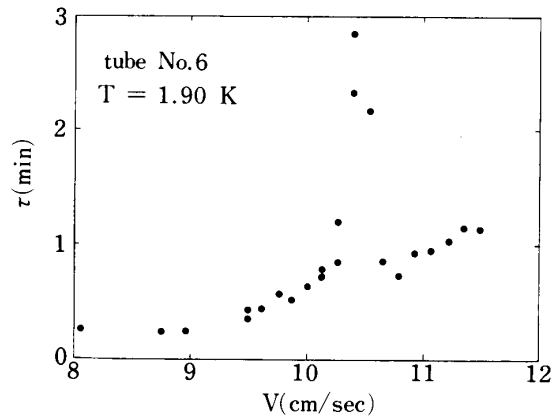


Fig. 13 相対速度  $V$  の関数として表わした温度差の緩和時間  $\tau$  (tube No. 6,  $T = 1.90\text{K}$ )

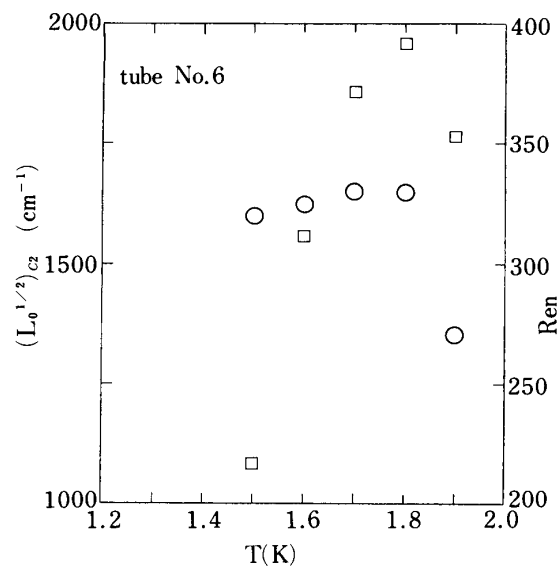


Fig. 14 渦糸の第2臨界線長密度の平方根  $(L_0^{1/2})_{c2}$  : ○印とそのときの常流体のレイノルズ数  $Ren$  : □印

我々の実験の第2臨界線長密度の平方根は約 $1,400 \sim 1,700\text{cm}^{-1}$ である。これは Fig. 7 の文献の結果と大体一致する。また, Tough<sup>2)</sup>の示した値  $(L_0^{1/2})_{c2}d \approx 12$ よりは多少大きい。第2臨界線長密度を温度の関数として表わすと Fig. 14の丸印のようになった。このときの常流体の流れについて, レイノルズ数を次式により計算したものが Fig. 14の角印である。

$$Ren = \frac{\rho_n v_n d}{\eta_n} \quad (9)$$

通常の流体では, レイノルズ数 $200 \sim 400$ のときは層流と考えられているが, 超流動ヘリウ

ムの場合は、超流体中にすでに渦糸が発生しているので、レイノルズ数から常流体が層流であるかどうか決めることはできない。第2臨界線長密度の温度依存が少ないことは、常流体の速度に関係なく、線長密度の大きさがT II状態への遷移を決めていることを示唆している。

この遷移領域で線長密度が大きく変化していることから、渦糸の形、または渦糸の運動状態に大きな変化があったことが想像される。またT I状態での $L_0^{\frac{1}{2}}$ のグラフが、よく直線で近似できること、及び、その最大値が大体一定であること (Fig. 6の曲線①が横軸に平行であること)とを考えると、T I状態では渦糸は層流か層流に近い状態であること、T II状態では渦糸が乱流かあるいはもつれの多い状態であることが推定される。

#### (4) ゆらぎ

熱流を減していったら乱流から層流に遷移するとき、温度差に往復現象が観察された。この現象をゆらぎと呼ぶことにする。

Fig. 15は、この時のSQUIDの出力電圧の記録 (tube No. 6,  $T = 1.60\text{K}$ ) である。この測定では熱流が $50.9\mu\text{W}$ になったとき、出力電圧 (温度差  $\Delta T$  に対応) が乱流状態と層流状態とを往復している様子が見られる。熱流 $47.7\mu\text{W}$ では完全に層流状態となり、乱流状態が現れることはなかった。tube No. 6においては、 $T = 1.50, 1.60, 1.70, 1.80\text{K}$ のときにも、このような $\Delta T$ のゆらぎを観察することができた。このゆらぎは、No. 6とNo. 1で顕著であったが、No. 2, 3, 4, 5でも観察できた。ゆらぎを示している状態では、渦糸のない層流状態か、または、最小の大きさの渦糸が存在する状態か、どちらか一方のみが、毛細管の中のHe IIのもつ状態であることを示している。

## 4. ま と め

ガラス毛細管中の熱カウンター流において、層流, 乱流状態1 (T I), 乱流状態2 (T II),

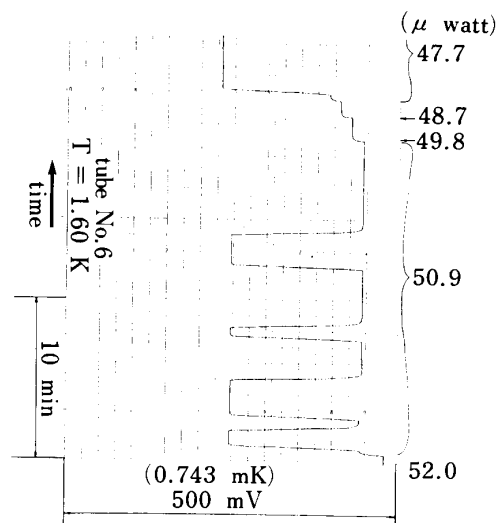


Fig. 15 ゆらぎを示したときのSQUIDの出力電圧の記録。500mVは0.743mKの温度差に相当する

T I—T II遷移状態が区別して観察された。従来、温度差測定の方法では、この4つの状態を一連の測定ではっきりと観察することはむずかしかった。大きい温度差を測定しようとするときは、小さい温度差の精度が悪くなり、小さい温度差に着目すると、大きな温度差の測定が出来ないためであった。我々は、熱電対とSQUIDを組合せる方法により、広い範囲にわたって、高い分解能で温度差を測定することが出来た。この4つの状態は、かつてBrewer等<sup>4)</sup>が、大まかであるが示した特徴、また、近年Griswold等<sup>18)</sup>が熱機械的圧力差の測定より得た結果と同じ形である。

測定値から渦糸の線長密度を求めて、熱カウンター流の性質をくわしく調べることができた。そして、次の点が新しく判明した。

- (1) T I状態では、渦糸の線長密度、及びその増加の割合を表わす係数 $\gamma$ は、それぞれの毛細管に個有のものである。その相違は、内面の性質に依存すると推定される。
- (2) 第1臨界線長密度のときの超流体の速度と常流体の速度の関数を速度平面で表わすことができた。この2つの速度の関係は直線で表わされ、その傾きは $0.25 \pm 0.02$ と求められた。
- (3) T I—T II遷移状態では、温度差の緩和時間を調べることにより、遷移の様子をはっきり見ることができた。温度差によって、緩和時間のピークを見出したのは我々の実験が最初である。エネルギーの散逸を伴っている変化であるから、温度差よりも、緩和時間に大きな変化が観測されるものと思われる。

T II状態では、渦糸の流れが乱流か、渦糸がもつれの多い状態になっていると推定される。

- (4) 乱流から層流に遷移するとき、ゆらぎの現象が観察された。線長密度が連続的に小さくなって行くのではなくて、層流か、最小の大きさの線長密度の乱流か、いずれかが、安定な状態であることがはっきりした。(1)で述べたT Iの状態の $\gamma$ の値が小さいものは、ゆらぎが小さい傾向である。線長密度の最小値は、管の内面の影響を受けているものと見られる。

(1)については、他の著者はほとんど言及していないが、管の個性を調べるのに有効であると見られる。(3)と(4)は熱電対の応用により、温度変化への追従がよくなったために得られた結果である。

今回、圧力差については報告できなかったが、最近、圧力差の測定に取りかかったので、今後、温度・圧力の両方の測定から、渦糸の性質を調べる予定である。

## 謝 辞

この実験に御指導・御鞭撻をして下さいました信貴豊一郎教授に深く感謝します。液体ヘリウムの供給については、栗木敏行氏に大変お世話になりました。また、浜松ホトニクス株式会社と日本電気ガラス株式会社からガラス毛細管の提供を受けました。ここに、厚



く御礼申し上げます。

### Reference

- 1) W.F. Vinen, Proc. R. Soc. London, Ser. A **242**, 493 (1957) and **243**, 400 (1957)
- 2) J.T. Tough, in Progress in Low Temperature Physics, edited by D.F. Brewer (North-Holland, Amsterdam, 1982), Vol. 8, p. 133
- 3) R.K. Childers and J.T. Tough, Phys. Rev. B **13**, 1040 (1976)
- 4) D.F. Brewer and D.O. Edwards, Philos. Mag. **6**, 1174 (1961) and **6**, 775 (1961) and **7**, 721 (1962)
- 5) K.P. Martin and J.T. Tough, Phys. Rev. B **27**, 278 (1983)
- 6) M.D. de Goeje and H. van Beelen, Physica, **133B**, 109 (1985)
- 7) K.W. Schwarz, Phys. Rev. B **18**, 245 (1978)
- 8) K.W. Schwarz, Phys. Rev. Lett. **49**, 283 (1982)
- 9) D.D. Awschalom, P.F. Miliken, and K.W. Schwarz, Phys. Rev. Lett. **53**, 1372 (1984)
- 10) D.R. Ladner and J.T. Tough, Phys. Rev. B **20**, 2690 (1979)
- 11) Y. Maeno, H. Hauke and John Wheatley, Rev. Sci. Instrum. **54**, 946 (1983)
- 12) 前野悦輝, 固体物理, **20**, 234 (1985)
- 13) 山田一男, 固体物理, **18**, 297 (1983)
- 14) K.W. Schwarz, Phys. Rev. Lett. **57**, 1448 (1986)
- 15) Marie L. Baehr and J.T. Tough, Phys. Rev. Lett. **53**, 1669 (1984)
- 16) Marie L. Baehr and J.T. Tough, Phys. Rev. B **32**, 5632 (1985)
- 17) C.P. Lorenson, D. Griswold, V.U. Nayak, and J.T. Tough, Phys. Rev. Lett. **55**, 1494 (1985)
- 18) D. Griswold, C.P. Lorenson, and J.T. Tough, Phys. Rev. B **35**, 3149 (1987)
- 19) E.J. Yarmchuk and W.I. Glaberson, J. Low Temp. Phys. **36**, 381 (1979)

# Heat Transfer in He II in a Capillary Tube

Minoru YAMAGUCHI and Yoshiko FUJII

*Department of Applied Physics,*

*Okayama University of Science*

*Ridaicho 1-1, Okayama 700*

(Received September 30, 1988)

We have measured the heat transfer in superfluid helium in a glass capillary tube. Heat supplied to the one end of the tube produces a thermal counterflow in the tube. The temperature difference ( $\Delta T$ ) across the tube was measured using a thermocouple (Au(0.03%Fe)-Nb Ii) and a SQUID detector.

The obtained values of the vortex line density coefficient ( $\gamma$ ) in the fully developed turbulent region (the second turbulent region) agree with the values calculated by Schwarz and also other authors. We observed a large peak of the relaxation time of the temperature difference at the first turbulent-second turbulent transition. This peak clearly distinguish the second turbulent from the first turbulent. The fluctuations of the temperature difference was observed at the turbulent-laminar transition. From the amplitude of the fluctuation we could determined the minimum vortex line density (critical line density) in a turbulent superfluid. Its temperature dependence is considered to be influenced by the normalfluid velocity.