

修士論文 (1994年度)

2次元超伝導体における磁場印加超伝導絶縁体転移

東工大 極低温セ 小久保伸人

目次

- 1 はじめに
- 2 実験
 2. 1 In微粒子膜
 2. 2 実験方法(ホール効果について)
- 3 磁場によるSI転移付近のスケーリング則
 3. 1 結果及び考察
 3. 1. 1 電気抵抗の温度及び磁場依存性
 3. 1. 2 臨界磁場の求め方
 3. 1. 3 臨界指数の積 $z_B \nu_B$
 3. 1. 4 スケーリング
 3. 2 結論
- 4 SI転移付近における電気抵抗及びホール抵抗
 4. 1 結果及び考察
 4. 1. 1 乱れによるSI転移
 4. 1. 1. 1 電気抵抗の温度依存性
 4. 1. 1. 2 乱れによる超伝導転移温度の変化
 4. 1. 2 磁場・乱れによるSI転移
 4. 1. 2. 1 電気抵抗及びホール抵抗の温度依存性
 4. 1. 2. 2 電気抵抗及びホール抵抗の磁場依存性
 4. 1. 2. 3 乱れによる臨界磁場の変化
 4. 1. 2. 4 乱れによる臨界ホール抵抗の変化
 4. 2 結論
- 5 まとめ
- 6 謝辞
- 7 参考文献

1 はじめに

乱れのある二次元超伝導体に磁場 B を印加していくと、ある臨界磁場 B_C を境に超伝導体から絶縁体へ相転移(SI転移)する。最近、M.P.A.Fisherら⁽¹⁻³⁾は、このSI転移を、電子対(渦糸)の超流動-局在(局在-超流動)転移という立場から考え、次のような議論を展開した。 $T=0$ で磁場を印加していくと、磁場が弱いうちは、磁場によって誘起された渦糸は局在し、電子対はボーズ凝縮した超伝導相になる。一般の試料の場合、試料の不純物や構造欠陥などの乱れにより、渦糸の磁束は、アブリコソフ格子のようなきれいな三角格子を組むのではなく、ガラス状の秩序相が形成される。したがって、この超伝導相を渦糸ガラス相という。さらに磁場を印加し、ある臨界値 B_C を越えると、今度は渦糸はボーズ凝縮し、電子対は局在したボーズガラス相という絶縁相へ相転移する。このとき電子対は局在するため、抵抗は発散する。転移点では、電子対及び渦糸は、局在もボーズ凝縮もせず、“金属”状態が存在する。ここでの抵抗(臨界抵抗)は有限な値をもち、このときの電気抵抗とホール抵抗の値をそれぞれ R_{xx}^*, R_{xy}^* とすると、

$$R_{xx}^{*2} + R_{xy}^{*2} = R_Q^2 \quad (1-1)$$

という関係を満たす。ただし、 R_Q は量子抵抗 $h/4e^2$ である。さらに彼は、この相転移を特徴づける変数 $\xi_B \sim (B - B_C)^{-\nu_B}$ (相関長)、 $\Omega_B \sim \xi_B^{-z_B}$ (相転移を特徴づける周波数)を定義した。 z_B, ν_B は臨界指数で $z_B \nu_B \geq 1$ と予言されている。転移点付近では、物理量はこれらを使ってスケールされると仮定すると、電気抵抗 R の温度及び磁場依存性を、

$$R = \frac{h}{4e^2} \bar{R}_\pm (c_0 |B - B_C| / T^{1/z_B \nu_B}) \quad (1-2)$$

のように表せる。 $\bar{R}_\pm$ はスケーリング関数、 c_0 は物質定数、 e は素電荷、 h はプランク定数である。

磁場によるSI転移の実験は、これまでアモルファス(a-)InO_x膜⁽⁴⁾やNd_{2-x}Ce_xCuO₄⁽⁵⁾及びYBa₂Cu₃O_{6.38}⁽⁶⁾といった酸化物高温超伝導体(これらは一様な系と考えられる)、またアルミニウムの二次元規則格子⁽⁷⁾(これはジョセフソンネットワークとみなされる)で行われている。いずれもFisherのスケーリング理論で解析を行い、臨界指数の積が $z_B \nu_B \geq 1$ であることからこの理論を支持するか、矛盾していないことを主張している。しかし、転移点付近における電気抵抗の磁場及び温度依存性が予想されたスケーリング関数で“一応”表せているのは、a-InO_x膜とNd_{2-x}Ce_xCuO₄の薄膜(一様な系)だけで、アルミニウムの規則格子では、実験データから判断して明らかにスケーリング関数からずれている。したがって、このスケーリング理論が超伝導体の種類や、膜の構造によらず普遍的に成り立つかどうかは未だ明らかではない。本研究では、まず低温で急冷蒸着した比較的一様なIn薄膜⁽⁸⁾を用い、SI転移付近の電気抵抗の温度及び磁場依存性がこのスケーリング理論とよく合うことを示す。次に、室温で作製した種々の平均粒径をもつIn微粒子膜⁽⁹⁾を調べることで、膜の構造を変えてもこのスケーリング則が成り

立つか否かを明らかにする。

最近Paalanenら⁽¹⁰⁾は、乱れの異なる金属領域の五つのa-InOx膜を用いて、SI転移付近の電気抵抗 R_{xx} とホール抵抗 R_{xy} を極低温で測定した。その結果、これらの臨界磁場 B_{xxC} と B_{xyC} は一致していないことを見出した。この実験結果をもとに、彼らは、図1.1のような二次元超伝導体の相図を予想した。 B_{xxC} より下の超伝導体領域は渦糸グラス相、二つの臨界磁場に挟まれた絶縁体領域はボーズ絶縁体(グラス)相、 B_{xyC} より上の絶縁体領域は単独の電子が局在したフェルミ絶縁体相であると提案している。しかし、この実験は、乱れの大きな領域(図1.1の相図で言う $\Delta \gtrsim \Delta_c$)の試料については、一切行われていない。また、試料は独立に作られているため、乱れの導入に対し系統性が欠けている。さらにこの絶縁体領域に電子対が存在することを示す直接的な結果がないことなど、まだ確定的な結果とは言い難い。また、この第一報以降、ほかの系では一切実験が行われていない。そこで本研究では、一枚の微粒子膜を用いて、彼らより系統的に乱れの度合いを変化させる方法を開発し、より広い乱れの範囲にわたって、この新しい“絶縁体相”の存在を調べる実験を行い、ボーズグラス相の検証を試みた。

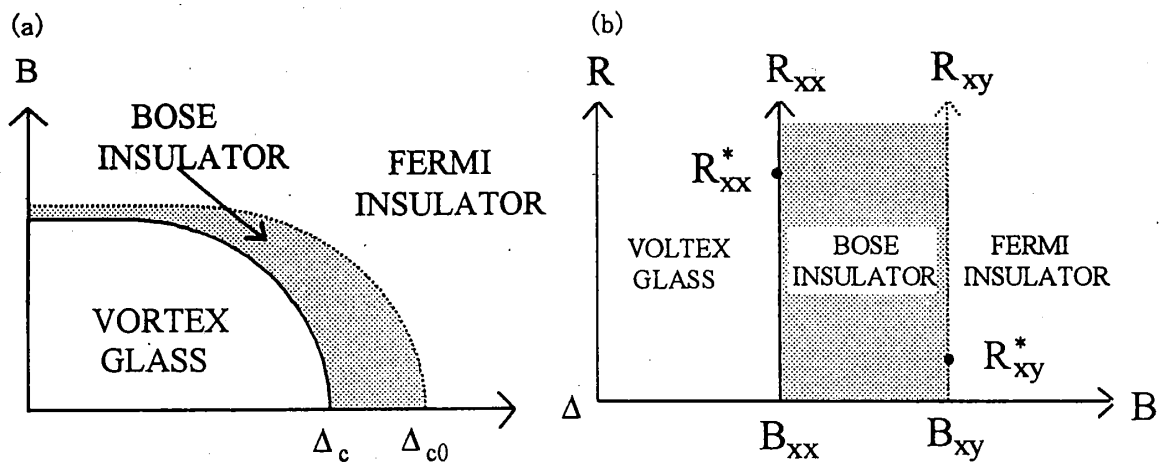


図 1.1 $T=0$ の二次元超伝導体における渦糸グラス相、ボーズ絶縁体相、フェルミ絶縁体相の関係を表す模式図。(a)図は磁場 B と乱れ Δ の関係。渦糸グラス相とボーズ絶縁体相の境界は B_{xxC} 、ボーズ絶縁体相とフェルミ絶縁体相の境界は B_{xyC} である。 Δ_c 、 Δ_{c0} は乱れの臨界値。(b)図は抵抗と磁場の関係。 $B_{xxC} < B$ で $R_{xx} \rightarrow \infty$ 、 $B_{xyC} < B$ で $R_{xy} \rightarrow \infty$ である。文献(4)より

2 実験

2. 1 In微粒子膜

我々の微粒子膜は、あらかじめSiOを約1000Å蒸着した室温のガラス基板を用意し、その上に、少量(例えば平均膜厚50Å分)のInを真空蒸着する。この段階では、Inは粒状になり、電気的にはつながっていない。その後、微量の酸素で粒の表面を酸化させ絶縁膜を形成する。この真空蒸着、表面酸化のサイクルを繰り返すことによって、酸化膜を介して二次元的につながった(コンダクティブな)微粒子膜を作製できる(図2.1)。この微粒子膜の作製法の利点は、一回当たりの蒸着量を変えることによって平均粒径を変化させることができる点である。このようにして、我々は平均粒径の異なる四種類のIn微粒子膜(G1, 平均粒径 $\bar{d}=14\text{nm}$; G2, $\bar{d}=22\text{nm}$; G3, $\bar{d}=28\text{nm}$; G4, $\bar{d}=13\text{nm}$)を用意した。いずれの膜も平均膜厚は20nm以下で、常伝導における抵抗値はほぼ近い値に保っている。

主に試料の乱れの度合い(常伝導抵抗値 R_n)だけを増やすため、微粒子膜G4を空气中で約100°Cまで均一に加熱した(図2.2)。およそ一時間の加熱後、室温での膜の電気抵抗値は1.3kΩ(G4, #1)から1.35kΩ(G4, #2)へと増加する。低温での測定が済んだら再び加熱し少しずつ R_n を増やしていく。本研究で用いた最も高抵抗($R_n=4.1\text{k}\Omega$)の試料(G4, #9)の場合、合計10時間程度の加熱を行っている。この過程で、微粒子膜の色はだんだん黒からうすい色に変化した。InOxが透明であることが知られているので、微粒子の酸化の度合いが強まったと考えられる。一方、これと同じ条件で作製した微粒子膜をTEMで観察すると、加熱する前と後では膜の構造(平均粒径)にほとんど違いが見られなかった。この結果、この加熱は微粒子の構造をほとんど変化させずに主としてその酸化の度合いを強める働きをしたことがわかる。すなわち、この方法により系統的に試料の乱れ(R_n)を変化させることができた。

微粒子膜G1, G2, G3は三章の実験で、G4(#1-#9)は四章の実験で用いた。以前の報告⁽⁹⁾から、G1とG4は汚れた超伝導体、G2, G3はジョセフソンネットワークとみなせることがわかっている。試料の不均一さを各場所における電気抵抗の値から評価するため、図2.3に示した I_+-V_+ 、 I_--V_- 端子間の抵抗測定を行った。その結果、抵抗の違いはわずか0.1%程度であった。この値は試料サイズの計測誤差に匹敵するもので、試料はこのスケールでは極めて均一にできていることがわかった。

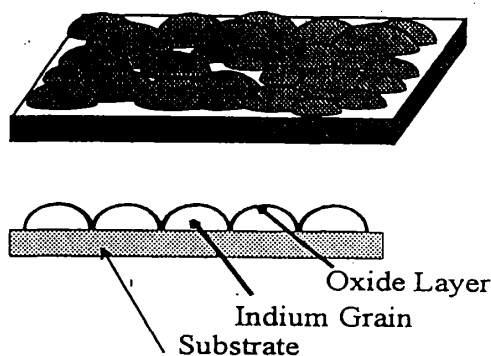


図 2.1 微粒子膜の模式図。

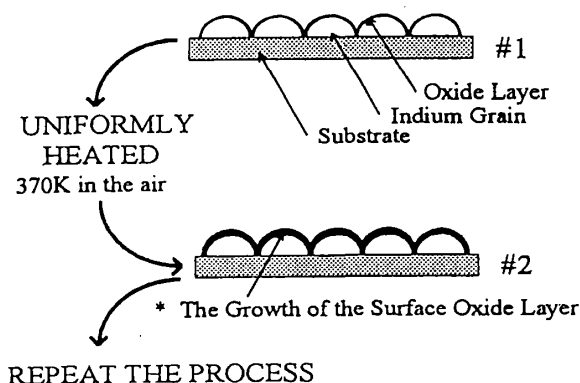


図 2.2 微粒子膜における乱れの導入法。

2. 2 実験方法

試料はガラスデュワー製の簡易型 ^3He クライオスタット内の液体 ^3He 中に直接浸され、温度は ^3He 及び ^4He 蒸気圧で較正されたカーボン抵抗で読んだ。電気抵抗(縦抵抗)及びホール抵抗(横抵抗)の測定は直流四端子測定で行い、以下で述べるように、ホール電極のミスアライメントによる縦抵抗の成分は、電流及び磁場をそれぞれ反転することにより、打ち消した。

ホール効果は、図2.3のように磁場をZ方向に印加し、電流をX方向に流し、電圧をY方向に測定する。電気伝導を担うキャリアはローレンツ力を受けるため、Y方向にキャリアの非平衡な状態ができる。その結果、Y方向に電場が生じ、これによりキャリアの受ける力の方向は、ローレンツ力を打ち消す方向に働く。定常状態($I_y=0$)におけるこの電場がホール電場である。ホール係数 R_H はホール電場 E_y 、電流密度 J_x 及び磁場 B によって

$$R_H = \frac{E_y}{J_x B} = \frac{V_y t}{IB} = \frac{1}{ne} \quad (2-1)$$

と定義され、キャリアの密度 n と関係づけられる(t は試料の厚さ、 V_y はホール電圧、 I は電流である)。このようにホール電圧を測定すれば、その符号からキャリアの種類が決まり、その値からキャリアの密度を決めることができる。二次元では

$$R_H = \frac{V_y}{IB} = \frac{R_{xy}}{B} \quad (2-2)$$

と表される。 R_{xy} はホール抵抗である。

しかし、試料が磁気抵抗をもち、試料の電圧に比べホール電圧が非常に小さい場合、対向した電極(ホール端子)のX方向のわずかなズレが問題になる。このとき測定されるY方向の電圧 V_{meas} には、ホール成分 V_y のほかズレによる水平成分(磁場により変化する) V_x 及び電圧計のオフセットや配線にある熱起電力 V_{ext} が上乘せされる。これらは、電流及び磁場をそれぞれ反転して測定すれば打ち消すことができる。磁場を+Z方向に印加したまま、電流の極性を反転することにより、 V_{ext} の影響を除いた。その結果、電圧 V_{meas}^+ が次のように得られる。

$$\left. \begin{aligned} V_{meas}(+B, +I) &= V_y + V_x + V_{ext} \\ V_{meas}(+B, -I) &= -V_y - V_x + V_{ext} \end{aligned} \right\} \Rightarrow V_{meas}^+ \equiv \frac{V_{meas}(+B, +I) - V_{meas}(+B, -I)}{2} = V_y + V_x \quad (2-3)$$

次に磁場の極性を反転し、同様に測定する。磁気抵抗は磁場の極性によらないと仮定すると $V_x(+B) = V_x(-B)$ となるので、電圧 V_{meas}^- は

$$\left. \begin{aligned} V_{meas}(-B, +I) &= -V_y + V_x + V_{ext} \\ V_{meas}(-B, -I) &= V_y - V_x + V_{ext} \end{aligned} \right\} \Rightarrow V_{meas}^- \equiv \frac{V_{meas}(-B, +I) - V_{meas}(-B, -I)}{2} = -V_y + V_x, \quad (2-4)$$

となる。式2-3, 2-4から $V_y = (V_{meas}^+ - V_{meas}^-)/2$ となり、純粋なホール電圧のみを得ることができる。

試料の形状及び電極端子の配置を図2.3に示す。電気抵抗及びホール抵抗は、試料のほぼ同じところを同時に測定できるように、電圧端子(V_+ , V_-)の間にホール端子(V_{H+} , V_{H-})を配置してある。また、ホール端子による電流分布の乱れをできるだけ抑えるため、ホール端子につながる試料の部分を細くした。この形状の試料を実際に測定することによって、ホール電圧は磁場に対し、比例関係にあることを確認した。

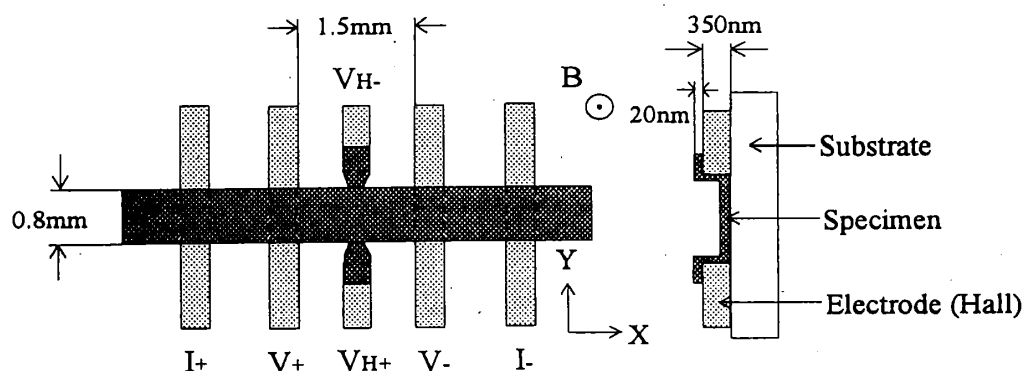


図 2.3 試料の形状及び電極の配置。濃いところが試料(In)、薄いところが電極(In)である。右図はホール端子における試料の断面図。

	A 1	G 1	G 2	G 3
平均粒径($\bar{d}$)	$\lesssim 1\text{nm}$	14nm	22nm	28nm
平均膜厚($\bar{t}$)	$\sim 3\text{nm}$	20nm	16nm	20nm
常伝導での抵抗値(R_{xx0})	1650 Ω	964 Ω	1160 Ω	1620 Ω
超伝導転移温度(T_C)	3.8K	3.9K	3.7K	3.7K
臨界磁場(B_{xc})	0.51 T	4.8T	3.45T	2.7T
コヒーレンス長(ξ)	$\sim 63\text{nm}$	$\sim 20\text{nm}$	$\sim 24\text{nm}$	$\sim 27\text{nm}$
臨界指数の積 $\nu_B \nu_\phi$	0.48 ± 0.04	0.62 ± 0.04	(0.9)	(0.5)

表 3.1 超伝導転移温度(T_C)は電気抵抗値が半分になった温度。超伝導コヒーレンス長は臨界磁場 $\xi \sim \phi_0 / B_{xc}$ から見積もった値。

3 磁場によるSI転移付近のスケーリング則

3. 1 結果及び考察

3. 1. 1 電気抵抗の温度及び磁場依存性

我々は、急冷蒸着膜A1及び平均粒径を順番に変化させた三種類のIn微粒子膜G1($\bar{d}=14\text{nm}$)、G2($\bar{d}=22\text{nm}$)、G3($\bar{d}=28\text{nm}$)を用いて、SI転移近傍の電気抵抗の温度及び磁場依存性を測定した。転移付近の電気抵抗の温度依存性の例を図3.1に示す。これは微粒子膜G2における実験結果で、他の試料も定性的に同じようなふるまいをしている。それぞれのシンボルは一定磁場中における電気抵抗の温度依存性を表し、磁場の範囲は3.0Tから4.0Tである。温度を下げていくと、低い磁場では、抵抗が減少しているので、 $T \rightarrow 0$ で $R \rightarrow 0$ の超伝導、高い磁場では、抵抗が増加しているので、 $R \rightarrow \infty$ の絶縁体になると考えられる。途中の3.4T付近では、抵抗の温度依存性が弱くなり、一定となっていることから、 $T \rightarrow 0$ でSI転移が起こっていると考えられる。したがって、この磁場は臨界磁場 B_{xxc} にほぼ等しいと考えられる。

3. 1. 2 臨界磁場の求め方

前節の内容をもう少し詳しくみるため、最低温での電気抵抗の傾き dR_{xx}/dT を磁場に対してプロットした(図3.2(a))。温度が下がるに従い、抵抗が減少する場合は傾きは正、増加する場合は傾きは負となる。磁場を印加していったとき、ちょうど傾きが零となる磁場の値3.45Tをここでは臨界磁場 B_{xxc} と決めた(3.1.1で求めた値とほぼ等しい)。

図3.2(b)は、縦軸は電気抵抗 R 、横軸は磁場 B で、温度一定で磁場を変化させたときの電気抵抗のふるまいである。温度は、最低温が0.475K、次の0.5Kから0.70Kまでは50mK間隔、0.70Kから1.50Kまでは100mK間隔である。これらの折れ線は、最低温域で一点に交わった。したがって、この交点を臨界点(臨界抵抗 R_{xx}^* 、臨界磁場 B_{xxc})とみなす。こうして求めた B_{xxc} は3.44Tとなり、図3.2(a)で求めた結果とほぼ一致する。同様に他の試料についても臨界磁場を求めた結果、微粒子膜G1では4.8T、膜G3では2.7T、急冷蒸着膜A1では0.51Tとなった。

求めた臨界磁場 B_{xxc} より、超伝導コヒーレンスの長さ ξ は、次式から見積もることができる。

$$\xi^2 \sim \phi_0 / B_{xxc} \quad (3-1)$$

ここで、 ϕ_0 は磁束量子、 B_{xxc} は臨界磁場である。その結果 ξ は、微粒子膜G1では $\sim 20\text{nm}$ 、膜G2では $\sim 24\text{nm}$ 、膜G3では $\sim 27\text{nm}$ となったのに対し、急冷蒸着膜A1では $\sim 63\text{nm}$ となった。いずれの膜も、 ξ は(平均)膜厚と同程度か、それよりも長いことから、超伝導体の次元性は2次元的である。また膜G1では $\bar{d} < \xi$ となっているのに対し、膜G3では $\bar{d} \sim \xi$ となっていることから、この二つの膜の間で、汚れた超伝導からジョセフソンネットワークへと移り変わるという以前の報告⁽⁹⁾と一致する結果を得た(表3.1参照)。

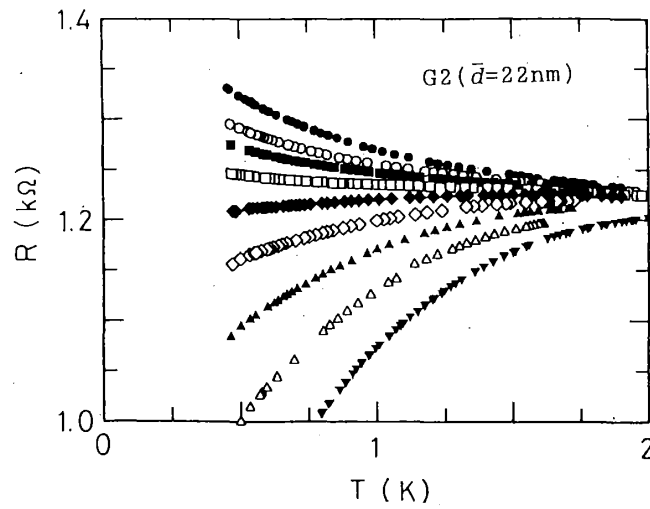


図 3.1 微粒子膜G2の転移付近における電気抵抗の温度依存性。各シンボルは磁場一定で温度変化させた結果を表す。●, 4.0T; ○, 3.7T; ■, 3.6T; □, 3.5T; ▲, 3.4T; △, 3.3T; ◆, 3.2T; ◇, 3.1T; ▼, 3.0T。

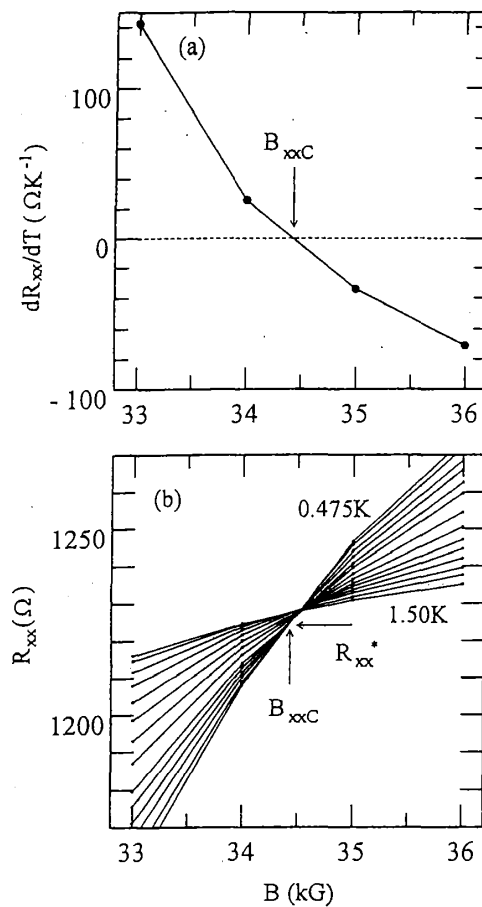


図 3.2 (a) 図は、最低温における電気抵抗の傾き dR/dT と磁場 B の関係。傾きが零になったところが臨界磁場 B_{xxC} である。(b) 図は、様々な温度における電気抵抗の磁場依存性。温度は、0.475K から 0.70K まで 50mK 間隔、0.70K から 1.50K まで 100mK 間隔である。最低温付近で交わるところが臨界磁場 B_{xxC} である。

3. 1. 3 臨界指数の積 $z_B \nu_B$

以下では、様々な磁場中における電気抵抗の温度依存性をFisherのスケーリング理論によって解析する。まずスケーリング関数 $\bar{R}[c_0|B-B_{xc}|/T^{1/z_B \nu_B}]$ にあらわれる臨界指数の積 $z_B \nu_B$ を求めることから始める。式1-2を磁場 B で微分した後、 $B=B_{xc}$ とおくと

$$(dR/dB)_{B=B_{xc}} = (h/4e^2)c_0 T^{-1/z_B \nu_B} \bar{R}'(0) \quad (3-2)$$

となる。 c_0 及び $\bar{R}'(0)$ は定数であるので、右辺は温度だけの関数となる。

$$(dR/dB)_{B=B_{xc}} \propto T^{-1/z_B \nu_B} \quad (3-3)$$

つまり、臨界磁場 B_{xc} における電気抵抗の傾き $(dR/dB)_{B=B_{xc}}$ と温度の逆数 $1/T$ を両対数プロットすると、その直線の傾きが臨界指数の積 $z_B \nu_B$ の逆数に等しくなる。図3.3は、微粒子膜G1, G2, G3及び急冷蒸着膜A1の結果で、縦軸に $(dR/dB)_{B=B_{xc}}$ 、横軸に $1/T$ がとってある。微粒子膜G1及び急冷蒸着膜A1は、ほぼ直線にのっているが、微粒子膜G2, G3では直線からずれ、上に凸の弧を描いている。この傾きから臨界指数の積 $z_B \nu_B$ を求めると、急冷蒸着膜A1と微粒子膜G1では、それぞれ 0.48 ± 0.04 , 0.62 ± 0.04 となった。これは理論で予想された条件 $z_B \nu_B \geq 1$ からはずれた小さい値となっている。この原因はよくわかっていない。微粒子膜G2及びG3では厳密に

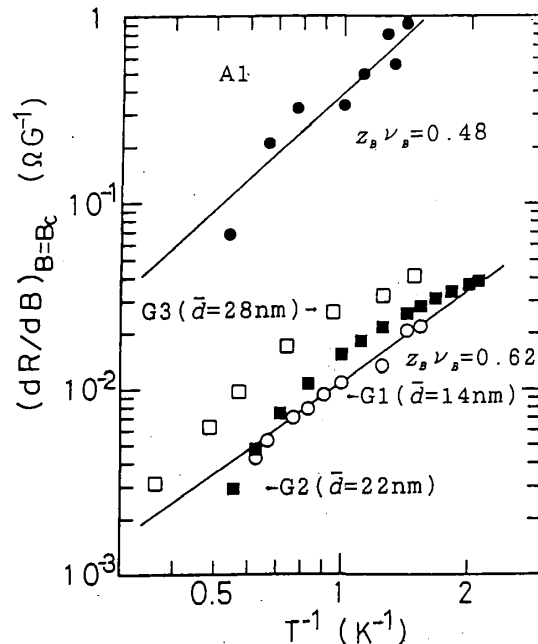


図 3.3 様々な試料における $dR/dB|_{B_{xc}}$ と $1/T$ の関係。●は急冷蒸着膜A1、○は微粒子膜G1、■は膜G2、□は膜G3である。臨界指数の積 $z_B \nu_B$ はこの直線の傾きの逆数に等しい。

$z_B \nu_B$ を決められないが、後の解析のために試行的に低温領域の直線の傾きより求めた。これらの結果は表3.1にまとめてある。

ここまでをまとめると、汚れた超伝導体と見なせる急冷蒸着膜A1と微粒子膜G1とでは、 $z_B \nu_B$ が予想された値より小さかったことを除けば、スケーリング理論(式3-3)に沿った解析が可能であった。一方、ジョセフソンネットワークと見なせる微粒子膜G2とG3とでは、広い温度範囲にわたって、式3-3の関係は見い出されなかった。すなわち、ジョセフソンネットワーク的な系ではスケーリング理論が成り立たなくなっている。このことは次節の解析によって、さらにはっきりとする。

3. 1. 4 スケーリング

すべての膜について臨界磁場 B_{xxC} 及び臨界指数の積 $z_B \nu_B$ が求まったので、SI転移付近における電気抵抗の温度及び磁場依存性が、スケーリング関数に乗るか否かが直ちにわかる。図3.4は、縦軸を電気抵抗 $R(T, B)$ 、横軸をスケーリング変数 $|B - B_{xxC}| / T^{1/z_B \nu_B}$ にとってプロットしたものである。図3.4の(a)は急冷蒸着膜A1、(b)は微粒子膜G1、(c)は膜G2、(d)は膜G3の結果である。それぞれの図にあるシンボルは、等しい磁場で異なる温度($T < T_C$)のデータを表す。これらは比較のため、磁場及び抵抗のスケールを臨界値からそれぞれ $\pm 10\%$ 及び $\pm 15\%$ の範囲でプロットしてある。膜A1(a)及び膜G1(b)の結果を見ると、すべてのデータが上と下の二つの曲線にのっていることがわかる。磁場の値が臨界磁場より大きい領域($B > B_{xxC}$)の測定点は上の曲線にのり、臨界磁場よりも小さい領域($B < B_{xxC}$)の測定点は下の曲線にのる。磁場が臨界磁場に近づくに従い、スケーリング関数はカスプ状になり、その最先端(グラフの左側)における抵抗値が臨界抵抗 R_{xx}^* を表す。一方、膜G2(c)及び膜G3(d)では様子が異なる。膜G2では膜G1に比べると、スケーリング関数からのずれが目立ちはじめ、膜G3ではかなり散らばっていることがわかる。 $\bar{d}$ の大きい膜G2, G3については、臨界指数の積の値だけでなく臨界磁場も実験誤差の範囲で変化させ、スケーリングプロットを試みたが、改善は全く見られなかった。この結果、微粒子膜G2, G3がスケーリング関数にのらない原因は、臨界磁場や臨界指数の積の値が不適当だったからではなく、膜の構造の変化($\bar{d}$ が大きくなったこと)によるものと考えられる。

また、ここで述べた4つの膜における臨界抵抗 R_{xx}^* は、1.1k Ω から2.2k Ω の範囲に入っている。他の系における磁場印加SI転移の R_{xx}^* の報告と比べると、アルミニウムの規則格子⁽⁷⁾では2.5k Ω ～4.6k Ω 、アルミニウムの微粒子膜⁽¹¹⁾では6.7k Ω 、a-InOx膜⁽⁴⁾では4k Ω ～5k Ω となり、我々の結果と同程度、もしくは少し大きい。Nd_{2-x}Ce_xCuO₄(膜厚は100nm)⁽⁵⁾やYBa₂Cu₃O_{6.38}(膜厚は0.3mm)⁽⁶⁾といった酸化物超伝導体では、 R_{xx}^* はそれぞれ8.5k Ω , 13.6k Ω である。しかし、Nd_{2-x}Ce_xCuO₄ではCuO面一層あたりに電気抵抗値を換算していることにに対し、YBa₂Cu₃O_{6.38}ではCuO面を2枚含むYBa₂Cu₃O_{6.38}の1ユニットセルあたりに換算していて、面抵抗の定義が異なっている。このように様々な超伝導薄膜において R_{xx}^* が求められているが、データがかなり散らばっていて、実験から R_{xx}^* の普遍性を結論づけることは難しい。

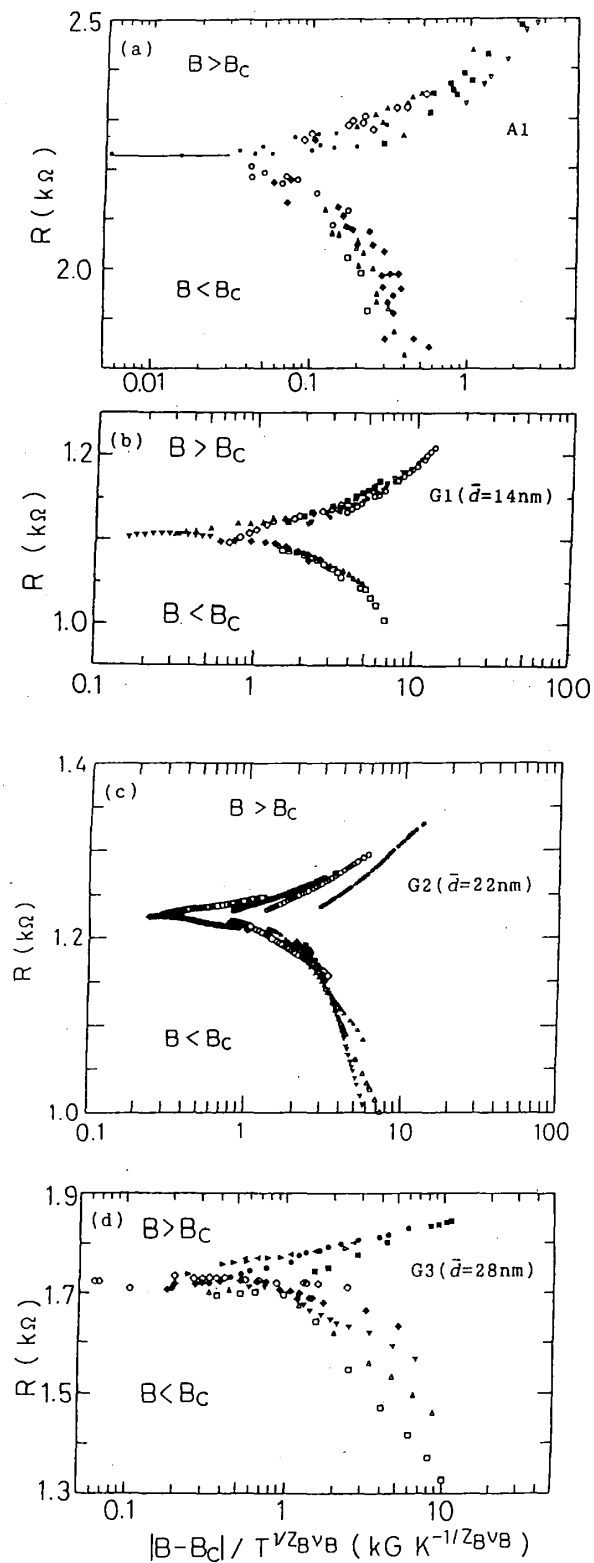


図 3.4 電気抵抗のスケーリングプロット。(a)図は急冷蒸着膜A1、(b)図は微粒子膜G1($\bar{d}=14\text{nm}$)、(c)図は膜G2($\bar{d}=22\text{nm}$)、(d)図は膜G3($\bar{d}=28\text{nm}$)の結果である。各シンボルは様々な磁場を表す。膜A1は4.0～6.5kG、膜G1は45～56kG、膜G3は22～35kGで、膜G2は図3.1で示した磁場のシンボルと等しい。

3. 2 結論

一様膜に近いと考えられる急冷蒸着膜A1 ($d \lesssim 1\text{nm}$) 及び平均粒径を変化させた三つのIn微粒子膜G1 ($\bar{d} = 14\text{nm}$), G2 ($\bar{d} = 22\text{nm}$) 及びG3 ($\bar{d} = 28\text{nm}$) を用いて、磁場によるSI転移付近の電気抵抗の温度及び磁場依存性を測定した。これをFisherのスケーリング理論で解析した結果、以下のことがわかった。

- 汚れた超伝導体と見なせる、急冷蒸着膜A1と微粒子膜G1とでは、SI転移付近における電気抵抗の温度及び磁場依存性は、スケーリング則に従うこと。
- “ランダム”ジョセフソンネットワーク的と考えられる微粒子膜G2及びG3では、SI転移付近における電気抵抗の温度及び磁場依存性は、スケーリング則からずれること。

以上から、このスケーリング理論は2次元の汚れた超伝導体については適用できるが、2次元ジョセフソンネットワーク的な超伝導体には適用できないことがわかった。

本来、この理論はジョセフソンネットワークモデルから出発しているので、この結論はいささか不自然な感じがする。粒径の大きな微粒子膜では、粒径のサイズがそろっていないため、外から加えた磁場が試料内で不均一に分布している可能性がある。これが本来期待されるスケーリング則からのずれの一因になっている恐れもある。この点を明確にするためには、より粒径の均一度の高い微粒子膜か、二次元規則格子による同様の実験と解析が必要である。

4 SI転移付近における電気抵抗およびホール抵抗

この章では、磁場だけでなく試料の乱れをかえることによって、「磁場」と「乱れ」の両変数に関するSI転移を研究する。

4. 1 結果及び考察

4. 1. 1 乱れによるSI転移

4. 1. 1. 1 電気抵抗の温度依存性

ここで用いる試料は、汚れた超伝導体とみなせる微粒子膜G4で、乱れだけを少しずつ増やしていった計9つの試料(#1~#9)について測定を行った。図4.1は、9つの試料のうち、代表的な5個の試料(#1, #4, #7, #8, #9)に関する $B=0$ での電気抵抗の温度依存性を示す。試料の常伝導状態における電気抵抗値 R_n は、1.3k Ω (試料#1)から4.1k Ω (試料#9)まで変化させた。超伝導転移(低温で抵抗が減少)を示す試料#1, #4, #7を比べると、 R_n の増加に伴い、転移カーブは低温側にずれていくことがわかる。これは汚れた超伝導体の特徴的なふるまいで、試料の乱れの増加により超伝導転移温度が減少したことを表している。一方、試料#8及び試料#9では、電気抵抗が低温で増加している($dR/dT < 0$)ことから、 $T \rightarrow 0$ で電気抵抗は発散し、絶縁体になると考えられる。乱れによるSI転移($T=0, B=0$)は試料#7と試料#8の間で起こり、その常伝導における臨界抵抗値 R_c はおよそ3k Ω ということになる。

他の系における R_c の実験は、様々な微粒子膜^(9, 12-14)や一様膜⁽¹⁵⁻¹⁷⁾で報告されている。微粒子膜では、抵抗の温度依存性が複雑な場合が多い。また、一様な系では、乱れと共に超伝導転移温度が減少することから、測定温度によって R_c に違いがあらわれる。文献によって測定温度が不十分であったり、超伝導と絶縁体の定義自体がまちまちであるため、 R_c の普遍性を主張している論文でも注意や再検討が必要である。現時点では、実験から R_c の普遍性を結論づけるのは難しい状況にある。

4. 1. 1. 2 乱れによる超伝導転移温度の変化

試料#1から#7までは、超伝導転移に伴う電気抵抗の減少が見られるが、転移(特に乱れが強まると)はブロードで、きれいな二次元超伝導体で期待されるKosteritz-Thouless転移に沿った解析(T_c の決定)はできなかった。したがって、ここでは超伝導転移温度の目安として常伝導の抵抗値から9割(∇)、5割($\circ$)、1割($\triangle$)まで減少した温度を図4.2にプロットする。横軸は10Kでの R_n をとった。

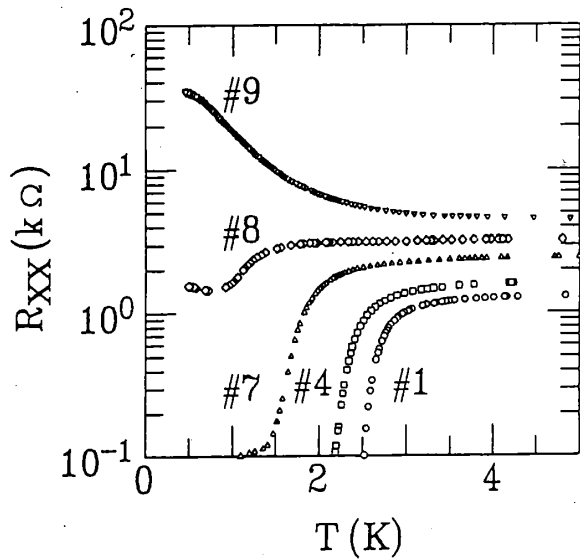


図 4.1 様々な試料(G4#1～#9)における電気抵抗の温度依存性。○は膜#1、□は膜#4、△は膜#7、◇は膜#8、▽は膜#9を表す。

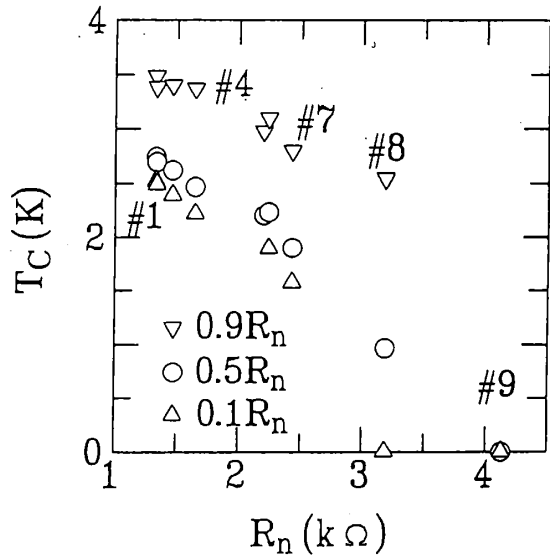


図 4.2 超伝導転移温度と乱れとの関係。各シンボルは常伝導の抵抗値から9割(▽)、5割(○)、1割(△)に減少した温度を表す。

4. 1. 2 磁場及び乱れによるSI転移

4. 1. 2. 1 電気抵抗及びホール抵抗の温度依存性

次に、様々な磁場中での電気抵抗 R_{xx} 及びホール抵抗 R_{xy} の測定結果を示す。図4.3は乱れの最も少ない試料#1の電気抵抗 R_{xx} 及びホール抵抗 R_{xy} の温度依存性である。それぞれのシンボルは磁場一定の下での電気抵抗の温度依存性(等磁場線)を表しており、磁場の範囲は4.0Tから5.8Tである。図4.4では、上図は図4.3の上図と同じ電気抵抗 R_{xx} 、下図はホール抵抗を磁場で割った R_{xy}/B の温度依存性を表す。 R_{xx} と R_{xy}/B の温度依存性が非常によく似ていることが注目される。さらに図4.5は臨界磁場付近における R_{xx} 及び R_{xy}/B の拡大図である。3章で見たように、磁場を印加していくと、これら等磁場線の低温での傾き dR/dT が正から負へ変化する。この図から臨界磁場を見積もると、電気抵抗の臨界磁場 B_{xxc} は5.35T、ホール抵抗の臨界磁場 B_{xyC} は5.5Tである。二つの臨界磁場の間には $B_{xxc} < B_{xyC}$ の関係があることに注意する。図4.6は乱れが強い試料#4の転移付近における R_{xx} 及び R_{xy}/B の温度依存性である。 B_{xxc} は5.0T、 B_{xyC} は5.2Tである。試料#5では、 B_{xxc} は4.5T、 B_{xyC} は5.2T(図4.7)、試料#7では、 B_{xxc} は4.35T、 B_{xyC} は4.8T(図4.8)である。このように、 R_n の増加に伴い、 B_{xxc} と B_{xyC} との差は次第に大きくなっていくことがわかる。

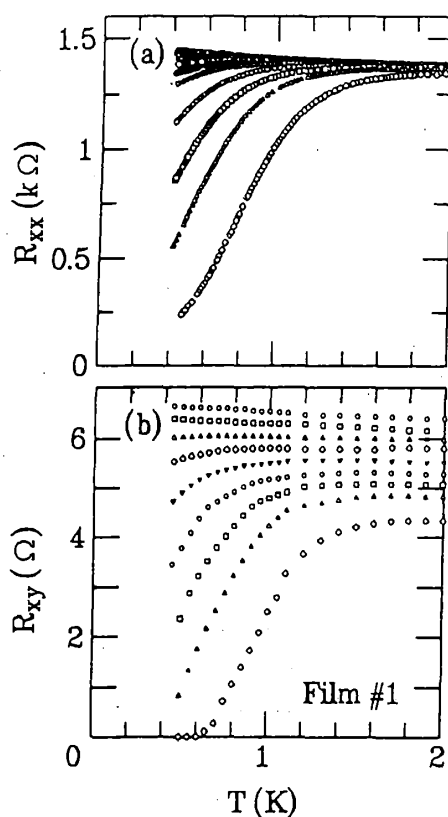


図 4.3

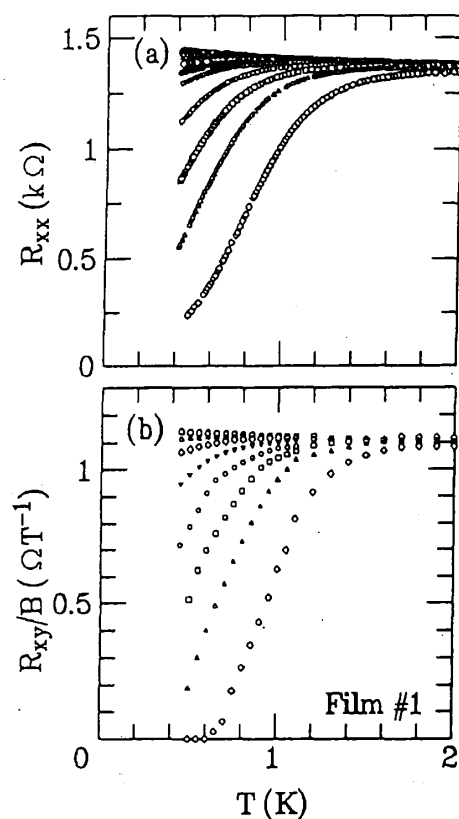


図 4.4

図 4.3 試料#1における R_{xx} (a図)及び R_{xy} (b図)の温度依存性。各シンボルは磁場一定で温度変化させた結果を表す。○, 5.8T; ●, 5.7T; □, 5.6T; ■, 5.5T; △, 5.4T; ▲, 5.3T; ◇, 5.2T; ◆, 5.1T; ▽, 5.0T; ○, 4.8T; □, 4.6T; △, 4.4T; ◇, 4.0T。

図 4.4 試料#1における R_{xx} (a図)及び R_{xy}/B (b図)の温度依存性。各シンボルは磁場一定で温度変化させた結果を表し、図4.3と同じである。

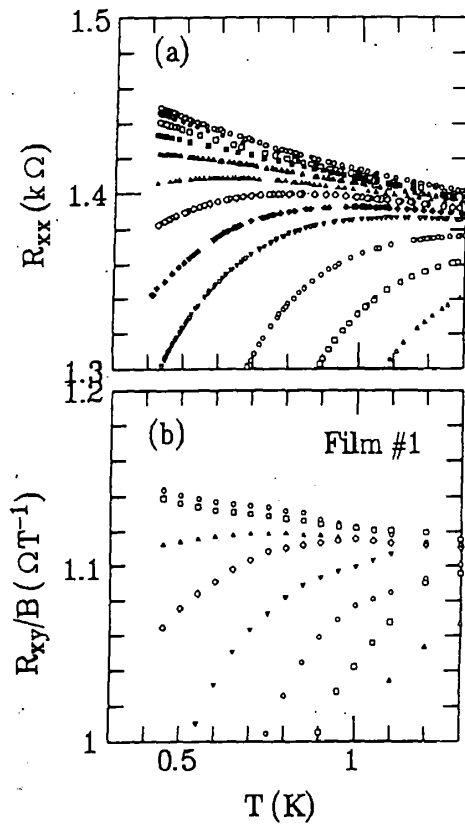


図 4.5

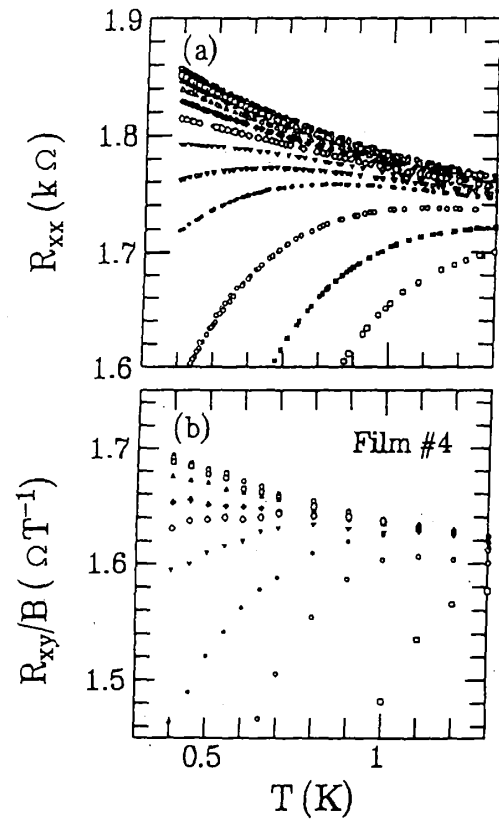


図 4.6

図 4.5 試料#1の転移付近における R_{xx} (a図)及び R_{xy}/B (b図)の温度依存性。各シンボルは磁場一定で温度変化させた結果を表し、図4.3と同じである。

図 4.6 試料#4の転移付近における R_{xx} (a図)及び R_{xy}/B (b図)の温度依存性。各シンボルは磁場一定で温度変化させた結果を表す。●, 5.9T; ○, 5.7T; ■, 5.6T; □, 5.5T; ▲, 5.4T; △, 5.3T; ◆, 5.2T; ◇, 5.1T; ▼, 5.0T; ▽, 4.9T; ●, 4.8T; ○, 4.6T; ■, 4.4T; □, 4.2T。

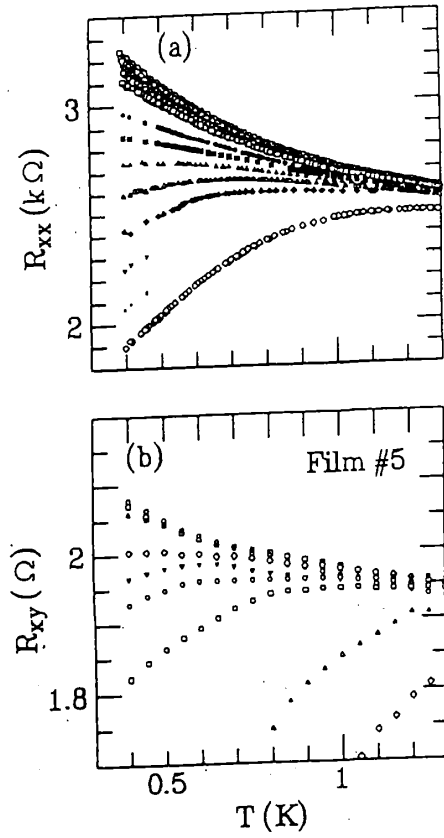


図 4.7

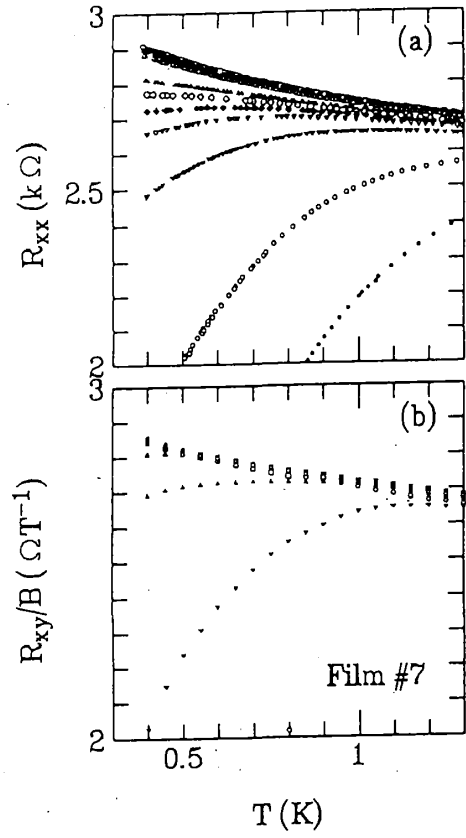


図 4.8

図 4.7 試料#5の転移付近における R_{xx} (a図)及び R_{xy}/B (b図)の温度依存性。各シンボルは磁場一定で温度変化させた結果を表す。○, 5.9T; □, 5.6T; △, 5.3T; ◇, 5.2T; ▽, 5.1T; ○, 5.0T; □, 4.9T; ●, 4.7T; ■, 4.6T; ▲, 4.5T; △, 4.4T; ◆, 4.3T; ▼, 4.2T; ●, 4.1T; ◇, 4.0T。

図 4.8 試料#7の転移付近における R_{xx} (a図)及び R_{xy}/B (b図)の温度依存性。各シンボルは磁場一定で温度変化させた結果を表す。○, 5.6T; ●, 5.4T; □, 5.2T; ■, 5.0T; △, 4.8T; ▲, 4.5T; ◇, 4.4T; ◆, 4.3T; ▽, 4.2T; ▼, 4.0T; ○, 3.5T; ●, 3.0T。

4. 1. 2. 2 電気抵抗及びホール抵抗の磁場依存性

図4. 9は試料#1における電気抵抗 R_{xxC} 及び磁場で割ったホール抵抗 R_{xyC}/B の磁場依存性である。それぞれの線は温度一定で磁場を変化させた等温線を表しており、温度は、0.45Kから0.70Kまでは50mK間隔、0.70Kから1.70Kは100mK間隔である。最低温付近で交わる点、すなわち最低温付近で抵抗の温度変化がなくなるところが臨界抵抗、臨界磁場である(臨界磁場の決め方については3章参照)。このプロットにより B_{xxC} は5.35T、 B_{xyC} は5.50Tであることがわかる。試料#4の場合、 $B_{xxC}=4.98\text{T}$ 、 $B_{xyC}=5.20\text{T}$ (図4. 10)、試料#5では、 $B_{xxC}=4.50\text{T}$ 、 $B_{xyC}=5.20\text{T}$ (図4. 11)、そして試料#7では、 $B_{xxC}=4.35\text{T}$ 、 $B_{xyC}=4.80\text{T}$ (図4. 12)となる。途中の試料#2, #3及び#6でも似たような結果が得られた。ここで求めた B_{xxC} 、 B_{xyC} は前節で得られた結果と一致する。以上の結果をまとめると、

- 電気抵抗及びホール抵抗から求めた臨界磁場 B_{xxC} と B_{xyC} は異なり、 R_n によらず常に $B_{xxC} < B_{xyC}$ の関係がある。
- 乱れの増加に対して臨界磁場 B_{xxC} 、 B_{xyC} はともに減少し、かつその差($B_{xyC} - B_{xxC}$)は大きくなる。

さらに乱れの強まった試料#8と#9では、図4. 1に示したように、低温で電気抵抗が発散し、絶縁体になると考えられる(すなわち $B_{xxC}=0$)。ところが試料#8について、ホール抵抗の温度依存性の測定を1.5Tから7.0Tまでの磁場中で行うと、図4. 13に示したようになった(上図は R_{xyC} 、下図は R_{xyC}/B の温度依存性)。これまでのホール抵抗の結果と同様に、 $B_{xyC} \neq 0$ となることがわかった($B_{xyC} \sim 3.5\text{T}$)。さらに図4. 14の上図は R_{xyC} 、下図は R_{xyC}/B の磁場依存性を示すが、このプロットよりホール抵抗の臨界磁場 B_{xyC} が3.45Tであることがわかる。

試料#9では、低温で電気抵抗が大きくなるので、ジュール熱を抑えるため、試料には微小な電流しか流せなかった。そのため、ホール電圧はノイズレベル以下となり、解析に耐えるデータを得ることはできなかった。

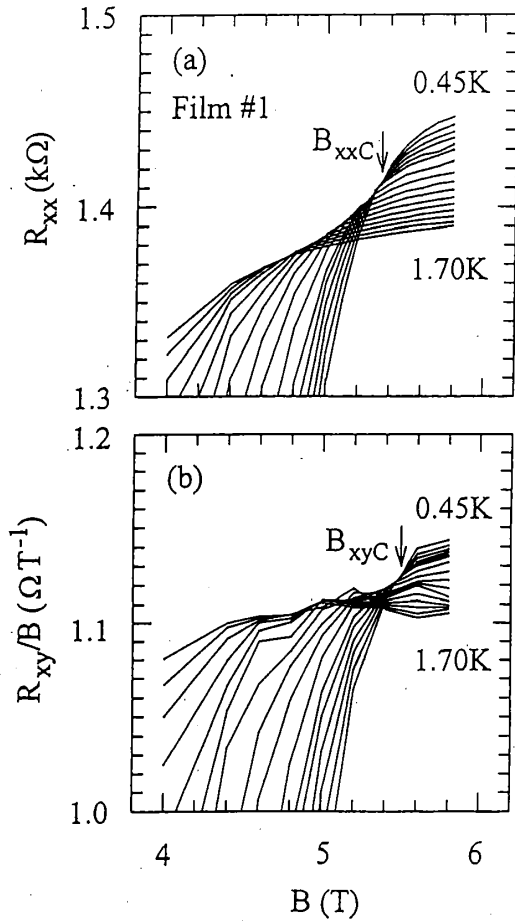


図 4.9

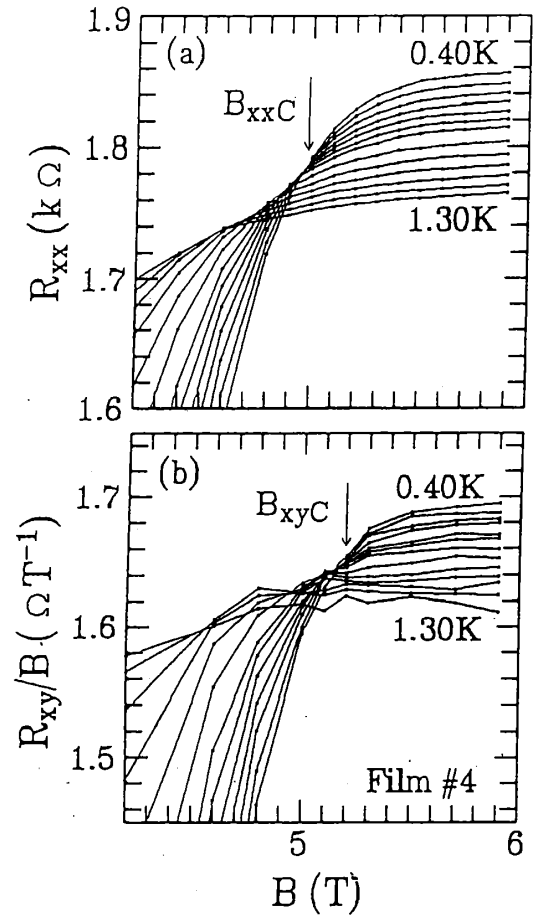


図 4.10

図 4.9 試料#1の転移付近における R_{xx} (a図)及び R_{xy}/B (b図)の磁場依存性。0.45Kから0.70Kまで50mK間隔、0.70Kから1.70Kまで100mK間隔。電気抵抗の臨界磁場 B_{xxC} は5.35 T、ホール抵抗の臨界磁場 B_{xyC} は5.5Tである。

図 4.10 試料#4の転移付近における R_{xx} (a図)及び R_{xy}/B (b図)の磁場依存性。0.40Kから0.70Kまで50mK間隔、0.70Kから1.30Kまで100mK間隔。電気抵抗の臨界磁場 B_{xxC} は4.98 T、ホール抵抗の臨界磁場 B_{xyC} は5.2Tである。

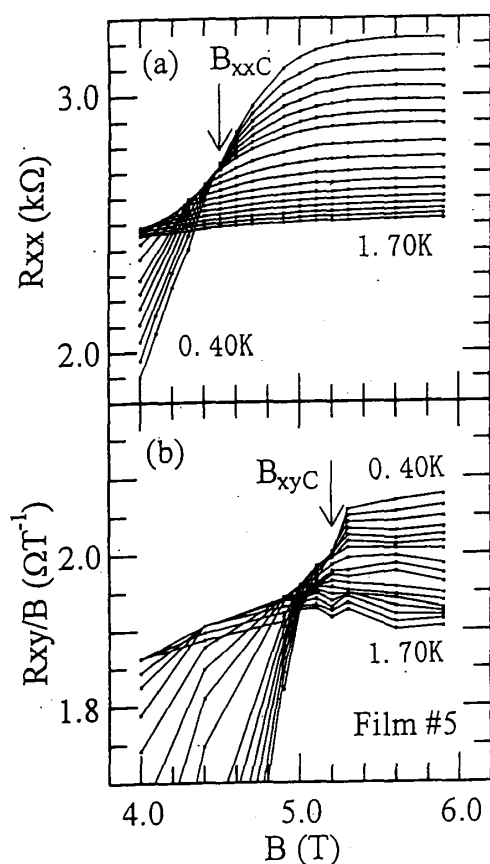


図 4.11

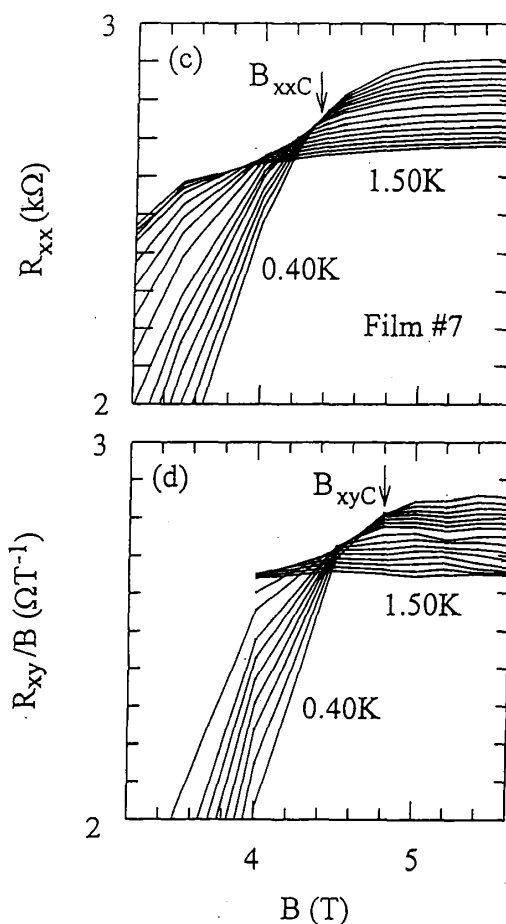


図 4.12

図 4.11 試料#5の転移付近における R_{xx} (a図)及び R_{xy}/B (b図)の磁場依存性。0.40Kから0.70Kまで50mK間隔、0.70Kから1.70Kまで100mK間隔。電気抵抗の臨界磁場 B_{xxC} は4.50T、ホール抵抗の臨界磁場 B_{xyC} は5.2Tである。

図 4.12 試料#7の転移付近における R_{xx} (a図)及び R_{xy}/B (b図)の磁場依存性。0.40Kから0.70Kまで50mK間隔、0.70Kから1.50Kまで100mK間隔。電気抵抗の臨界磁場 B_{xxC} は4.35T、ホール抵抗の臨界磁場 B_{xyC} は4.8Tである。

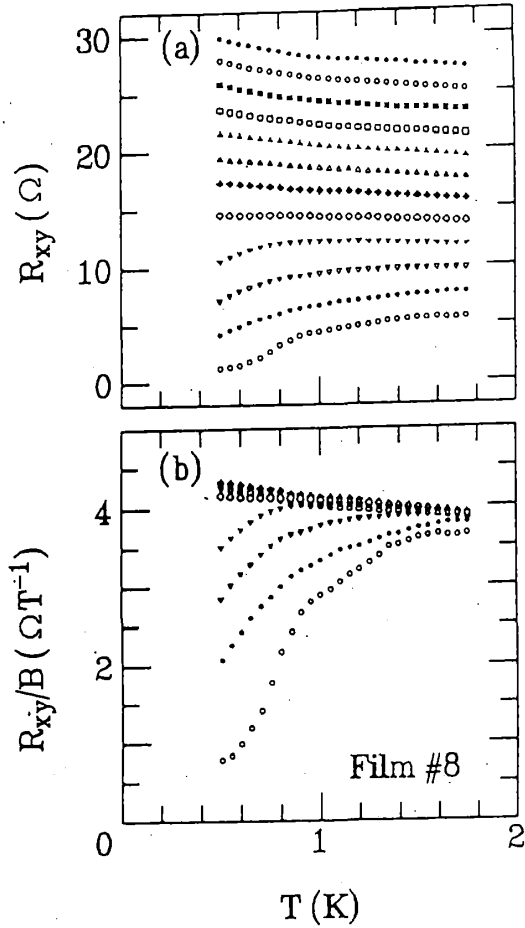


図 4.13

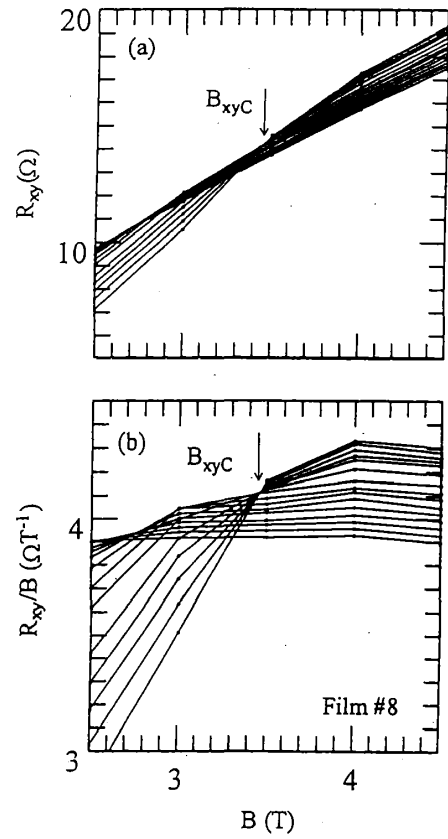


図 4.14

図 4.13 試料#8の転移付近における R_{xy} (a図)及び R_{xy}/B (b図)の温度依存性。各シンボルは磁場一定で温度変化させた結果を表す。●, 7.0T; ○, 6.5T; ■, 6.0T; □, 5.5T; ▲, 5.0T; △, 4.5T; ◆, 4.0T; ◇, 3.5T; ▼, 3.0T; ▽, 2.5T; ●, 2.0T; ○, 1.5T。

図 4.14 試料#8の転移付近における R_{xy} (a図)及び R_{xy}/B (b図)の磁場依存性。0.50Kから0.70Kまで50mK間隔、0.70Kから1.70Kまで100mK間隔。ホール抵抗の臨界磁場 B_{xyC} は3.45Tである。

4. 1. 2. 3 乱れによる臨界磁場の変化

図4.15は、これまでに調べたすべての試料(試料#1から#9)における臨界磁場 B_{xxC} 及び B_{xyC} と乱れ R_n との関係である。乱れを増加させていくと B_{xxC} 及び B_{xyC} はともに減少し、かつ二つの臨界磁場に挟まれた領域が大きくなることがわかる。この図を $T=0$ における相図と考えると、臨界磁場 B_{xxC} より下の領域は電気抵抗及びホール抵抗が共に零の超伝導相、二つの臨界磁場 B_{xxC} 、 B_{xyC} に挟まれた領域は電気抵抗は発散するがホール抵抗は零または有限である新しい絶縁体相(領域)、臨界磁場 B_{xyC} より上の領域は電気抵抗及びホール抵抗が共に発散する絶縁体相と考えられる。この図は、Paalanenらが乱れの少ない領域のデータをもとに、乱れの大きい領域まで予想して書いた $T=0$ における相図(図1.1(a))と驚くべきほどよく似ている。彼らは、 $B < B_{xxC}$ は渦糸グラス相、 $B_{xxC} < B < B_{xyC}$ はボーズグラス相(絶縁体相)、 $B > B_{xyC}$ はフェルミ絶縁体相であると主張している。

4. 1. 2. 4 乱れによる臨界ホール抵抗の変化

図4.16(a)は、臨界ホール抵抗 R_{xy}^* (最低温度での $B=B_{xyC}$ における R_{xy})の R_n 依存性である。試料#9を除いて、 R_{xy}^* は R_n に比例している。 R_{xy}^* は高々10Ω程度であるのに対し、電気抵抗の臨界値 R_{xx}^* (最低温度での $B=B_{xxC}$ における R_{xx})は1.4kΩ～2.7kΩであることから、 $R_{xx}^* \gg R_{xy}^*$ の関係があることがわかる。したがって、 $R_{xx}^{*2} + R_{xy}^{*2} = (h/4e^2)^2$ (式1-1)を議論するときには、二つの臨界抵抗 R_{xx}^* 、 R_{xy}^* の自乗和の普遍性ではなく、 R_{xx}^* の普遍性のみを考えればよい。

図4.16(b)は、臨界抵抗 R_{xy}^* を臨界磁場 B_{xyC} で割った R_{xy}^*/B_{xyC} の R_n 依存性である。試料#9を除いて(誤差が大き過ぎて判断できない)、 R_{xy}^*/B_{xyC} は R_n に直線的に変化している。試行的に直線を引いてみると、 R_n が500Ωぐらいのところで R_{xy}^*/B_{xyC} が零になっている。

図4.17は、 B_{xyC}/eR_{xy}^* と R_n の関係である。黒丸は臨界点における値、白丸は10Kの常伝導状態における値(試料#5、#6、#7)である。式2-1より、 B/eR_{xy}^* は二次元におけるキャリアの面密度と考えられ、常伝導での値と臨界点での値(厳密には、臨界点における B_{xyC}/eR_{xy}^* はキャリアの面密度とはいえない)はほぼ等しいことがわかる。キャリアの密度 n は、 B_{xyC}/eR_{xy}^* を膜厚 $t(=20\text{nm})$ で割ることにより求められる。仮に、臨界点でのキャリアの密度を見積もると、膜#1では $2.8 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ 、膜#5では $1.6 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ 、膜#8では $0.76 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ となった。例として、試料#5における常伝導状態(10K)のキャリアの密度を見積もると、 $1.8 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}$ となり、臨界点での結果とほぼ一致する。これは、臨界磁場におけるホール抵抗の温度依存性は、10Kと最低温を比べると、ほとんど変化していないことを表す。他の試料でも同様なことが考えられるとすると、臨界点での結果をその試料におけるキャリアの密度としてもそうおかしくはない。

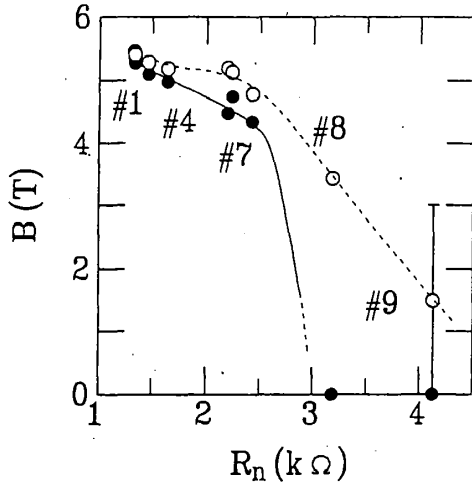


図 4.15

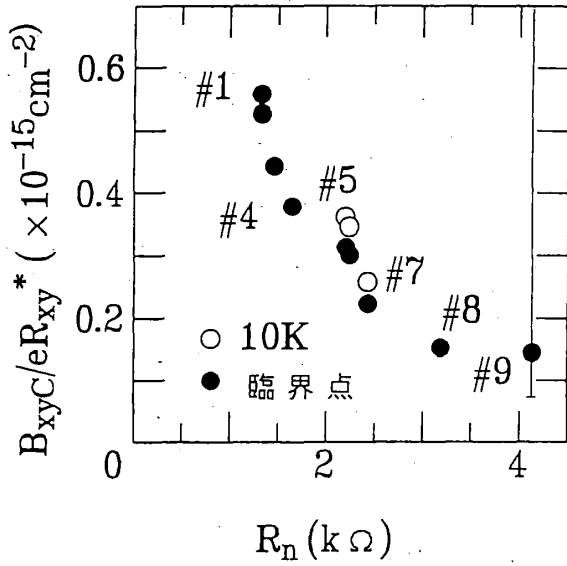


図 4.17

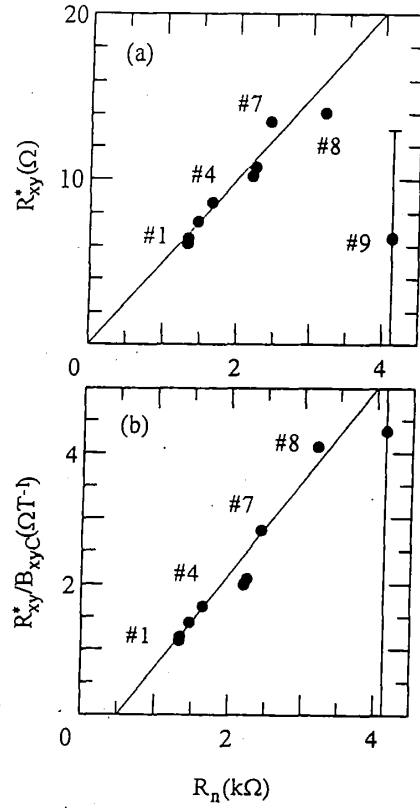


図 4.16

図 4.15 臨界磁場 B_{xxC} 、 B_{xyC} と乱れ R_n の関係。●は B_{xxC} 、○は B_{xyC} を表す。2つの臨界磁場に挟まれた領域($B_{xxC} < B < B_{xyC}$)が新しい絶縁相である。

図 4.16 (a)図は、臨界ホール抵抗 R_{xy}^* と乱れ R_n の関係。(b)図は、 R_{xy}^* / B_{xyC} と R_n の関係。

図 4.17 B_{xyC} / eR_{xy}^* と R_n の関係。●は最低温、○は10Kでの測定結果。

4. 2 結論

汚れた超伝導体と見なせる微粒子膜を用いて、その乱れ(R_n)だけを系統的に変化させた9つの試料を用意し、磁場または乱れによるSI転移付近の電気抵抗 R_{xx} 及びホール抵抗 R_{xy} を同時に測定した。その結果、以下のことがわかった。

- 乱れがそれほど大きくない範囲では、様々な磁場中における R_{xx} と R_{xy}/B の温度依存性は極めてよく似ていた。いずれも $T \rightarrow 0$ において、ある臨界磁場以下では超伝導体的に、それ以上では絶縁体的にふるまった。しかし、
- 電気抵抗とホール抵抗でみた臨界磁場 B_{xx0} B_{xy0} は異なり、常に $B_{xx0} < B_{xy0}$ の関係があった。さらに、
- 乱れが増えるにつれ臨界磁場 B_{xx0} B_{xy0} は共に減少し、この二つの臨界磁場に挟まれた領域($B_{xx0} < B < B_{xy0}$)は広がっていく傾向が見られた。
- ホールの臨界抵抗 R_{xy}^* は R_n にほぼ比例し、その大きさは量子抵抗 R_Q より2桁以上小さい値であった。

これら二つの臨界磁場と乱れの間関係をグラフに描き、 $T=0$ における二次元超伝導体の相図とみなすと、以下のようなことがいえる。

- 臨界磁場 B_{xx0} より下の領域は、電気抵抗及びホール抵抗が共に零の超伝導体相である。
- 臨界磁場 B_{xx0} B_{xy0} に挟まれた領域は、電気抵抗は発散するがホール抵抗は零または有限である新しい絶縁体相である。
- 臨界磁場 B_{xy0} より上の領域は、電気抵抗及びホール抵抗が共に発散する絶縁体相である。

この臨界磁場に挟まれた新しい“絶縁体相(領域)”の物理的意味はまだ明確にはわからない。しかし、(1)広い乱れの範囲にわたって行った本研究の結果は、全く異なる製法で作られた金属領域のa-InOx膜で得られた結果と一致したこと、また、(2)両方の系とも、電気抵抗の温度及び磁場依存性がボーズグラス相の存在を前提とするFisherのスケーリング理論に従うことは、これらの系で測定されたSI転移が、電子対と渦糸のボーズ凝縮の競合という共通(普遍的)なモデルで記述できる可能性を示唆している。

以上の結果より、この新しい臨界磁場に挟まれた領域が、ボーズグラス相である可能性を提案する。

5 まとめ

汚れた超伝導体とみなせる急冷蒸着膜A1と粒径の小さな微粒子膜G1とでは、磁場によるSI転移付近の電気抵抗の温度及び磁場依存性がよく似た一つのスケーリング関数で表せることがわかった。一方、ランダムジョセフソンネットワーク的な超伝導体とみなせる粒径の大きな微粒子膜G2とG3とでは、スケーリング関数からのずれが見られた。すなわち、このスケーリング理論はランダムなジョセフソンネットワーク系には適用できないことがわかった。これが系の不均一さに起因するものかどうかを明らかにするためには、規則格子系における研究が必要である。一方、 $T \rightarrow 0, B \rightarrow B_{xxC}$ での R_{xx} 、すなわち磁場印加SI転移の臨界抵抗 R_{xx}^* に関しては、4つの試料で厳密な意味での普遍性は見い出されなかったものの、 R_{xx}^* は1.1k Ω から2.2k Ω の範囲に入っていることがわかった。

このスケーリング理論が成り立つ汚れた超伝導体的な微粒子膜を用いて、乱れの広い範囲にわたって、様々な磁場中における電気抵抗及びホール抵抗の温度依存性を測定した。その結果、電気抵抗でみた臨界磁場とホール抵抗でみた臨界磁場は異なり、これらの臨界磁場によって挟まれた領域は、「 $T \rightarrow 0$ で電気抵抗は発散するがホール抵抗は零または有限な値をとる」新しい絶縁体相(領域)であることがわかった。この絶縁体相の物理を解明することは、今後の大きな課題であるが、電子対が局在したボーズグラス相である可能性を提案する。現在、この絶縁体相における電子対の存在を直接検証するため、トンネル効果の実験を進めている。

6 謝辞

本研究全般にわたって御指導くださいました大熊哲助教授に深く感謝致します。また実験及び解析等手伝って頂いた塩谷圭吾氏、新井智則君、平井秀明君並びにその他の大熊研究室の皆さんに感謝致します。さらに液体ヘリウムの円滑な供給をしていただいた液化室の村上勝氏、出町俊彦氏に感謝致します。微粒子膜のTEMの写真では、有益なご助言を頂いた研究協力課の大木六郎氏に感謝致します。

7 参考文献

- (1) M.P.A. Fisher, P.B. Weichman, G. Grinstein and D.S. Fisher, Phys. Rev. B40, 546 (1989).
- (2) M.P.A. Fisher, Phys. Rev. Lett. 65, 923 (1990).
- (3) M.C. Cha, M.P.A. Fisher, S.M. Girvin, M. Wallin and A.P. Young, Phys. Rev. B44, 6883 (1991).
- (4) A.F. Hebard and M.A. Paalanen, Phys. Rev. Lett. 65, 927 (1990).
- (5) S. Tanda, S. Ohzeki and T. Nakayama, Phys. Rev. Lett. 69, 530 (1992).
- (6) G.T. Seidler, T.F. Rosenbaum and B.W. Veal, Phys. Rev. B45, 10162 (1992).
- (7) H.S.J. van der Zant, F.C. Fritschy, W.J. Elion, L.J. Geerligs and J.E. Mooji, Phys. Rev. Lett. 69, 2971 (1992).
- (8) S. Okuma, Mater. Sci. Eng. B25, 187 (1994).
- (9) S. Okuma, H. Koyanagi and N. Nishida, J. Phys. Soc. Jpn. 60, 4017 (1991).
- (10) M.A. Paalanen, A.F. Hebard and R.R. Ruel, Phys. Rev. Lett. 69, 1604 (1992).
- (11) S. Kobayashi, A. Nakamura and F. Komori, J. Phys. Soc. Jpn. 59, 4219 (1990).
- (12) B.G. Orr, H.M. Jaeger and A.M. Goldman, Phys. Rev. B32, 7586 (1985).
- (13) H.M. Jaeger, D.B. Haviland, A.M. Goldman, B.G. Orr, Phys. Rev. B34, 4920 (1986).
- (14) R.P. Barber, Jr. and R.C. Dynes, Phys. Rev. B48, 10618 (1993).
- (15) D.B. Haviland, Y. Liu and A.M. Goldman, Phys. Rev. Lett. 62, 2180 (1989).
- (16) S.J. Lee and J.B. Ketterson, Phys. Rev. Lett. 64, 3078 (1990).
- (17) N. Nishida, S. Okuma and A. Asamitu, Physica (Amsterdam) 169B, 487 (1991).

本研究に関する論文

- (18) S. Okuma and N. Kokubo, Solid State Commun. 93, 1019 (1995).
- (19) S. Okuma and N. Kokubo, Advances in Supercond. VII 1, 117 (1995).
- (20) S. Okuma and N. Kokubo, Phys. Rev. B50 (1995), in press.