

「狭い隙間の超流動  $^3\text{He}$  の A - B 相転移」

大阪市大・理 石川 修六

異方性超流動体である超流動  $^3\text{He}$  を狭い空間内に閉じ込めた場合に期待されることの 1 つに A - B 相転移がある。バルクな液体では弱磁場のとき約 20 bar 以上の圧力で A 相 - B 相の相転移曲線が存在している。狭い空間内ではこれより低い圧力でも相転移が起こることが期待されている。この場合に転移温度を決めるのは凝縮エネルギーとオーダーパラメータの空間変化のエネルギーである。空間変化のエネルギーには次のようなことが関与している。

- ①  $^3\text{He}$  クーパー対の角運動量の壁での制約
- ② 温度依存するコヒーレンス長 ( $\xi(T)$ )
- ③  $^3\text{He}$  準粒子の壁での散乱の様子

① の制約は角運動量を壁に垂直にするものであり壁近傍での可能な超流動状態を制限する。最近の実験から  $^3\text{He}$  の膜が壁を覆うことによって③ の散乱の様子を変えることができることがわかってきた。<sup>(1)</sup>

平行平板内の超流動  $^3\text{He}$  ではどんなことが起こると考えられているか、簡単に紹介する。<sup>(2)</sup> 隙間の大きさ  $D$  の空間で壁から  $\xi(T)$  の数倍の長さの部分領域 1 とし、残りの部分を領域 2 とする。圧力は 20 bar より低くして、バルクな液体では B 相が出現するような温度にする。最初、 $D$  は  $\xi(T)$  より十分長い場合を考える。従って領域 2 では B 相 (BW 状態) である。領域 1 の内、壁に接する部分では① の制約のため ABM 状態か planar 状態である。G-L の範囲内での計算では BW 状態より planar 状態へつながる方が低いエネルギーであることがわかった。この様子は  $D$  がある程度短くなくても変わらないのでここでは B-planar 状態と呼ぶことにする。(実験をした場合は BW 状態の振る舞いが観測され、B 相と区別できない) 次に  $D$  を短くしていくことを考える。領域 2 が減少していくため BW 状態での凝縮エネルギーによる得は少なくなっていく、空間変化エネルギーが相対的に主になってくる。この空間変化エネルギーの損を少なくする別解として隙間全体が一様な状態なものが考えられる。低い凝縮エネルギーをもつ ABM 状態が候補となる。十分短い  $D$  に対しては B-planar 状態の空間変化エネルギーの損が凝縮エネルギーの差を上回り、一様な ABM 状態である方がエネルギーが低くなるが起こる。これが狭い隙間での A - B 相転移のシナリオである。

相転移が起こる目安としては  $D$  が  $\xi(T)$  の 10 倍程度になるときである。このようにして得られた狭い隙間内の液体の相図は図 1 である。<sup>(3)</sup> もし③ の散乱が鏡面散乱でなく拡散散

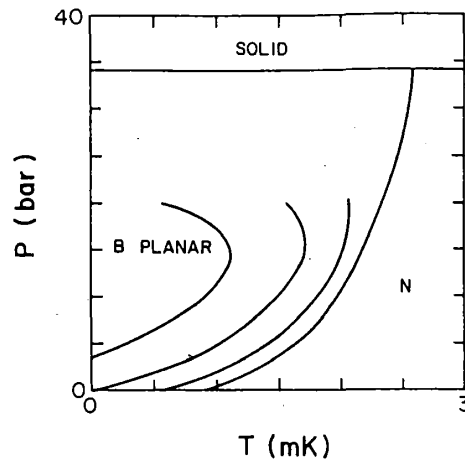


図1 狭い空間内の液体の相図（鏡面散乱の場合）

4本の境界は左より $D=200, 300, 500 \text{ nm}, \infty$ である。

乱であったとしても相転移のシナリオは同じである。しかし転移温度に違いが生じると考えられている。どちらの散乱の方が転移温度が高くなるのかという部分では2通りの考え方がある。1つは拡散散乱によるエネルギーの増加はA B M状態の方が大きいのでA - B相転移温度は高くなるというものと、もう1つは鏡面散乱であることは隙間を広げる効果があるのでやはりA - B相転移温度は高くなるというものである。

準備した試料セルは $1.09 \mu\text{m}$ の直径のポリスチレン球をスペーサーとして約 $2 \mu\text{m}$ の厚さのマイラーシートを500枚重ねたものである。これに直接NMRコイルを巻き液体 $^3\text{He}$ 中に浸した。図2はセル断面の電子顕微鏡写真である。全体の詳しい分布は調べてないが図2-(a)にはポリスチレン球の欠落のために $1.09 \mu\text{m}$ より狭い部分が見られる。このような狭い部分がかなりの割合で存在しているようである。図2-(b)には逆に約 $5 \mu\text{m}$ の大きな隙間が見られる。また比率は小さいがより大きな隙間もある。

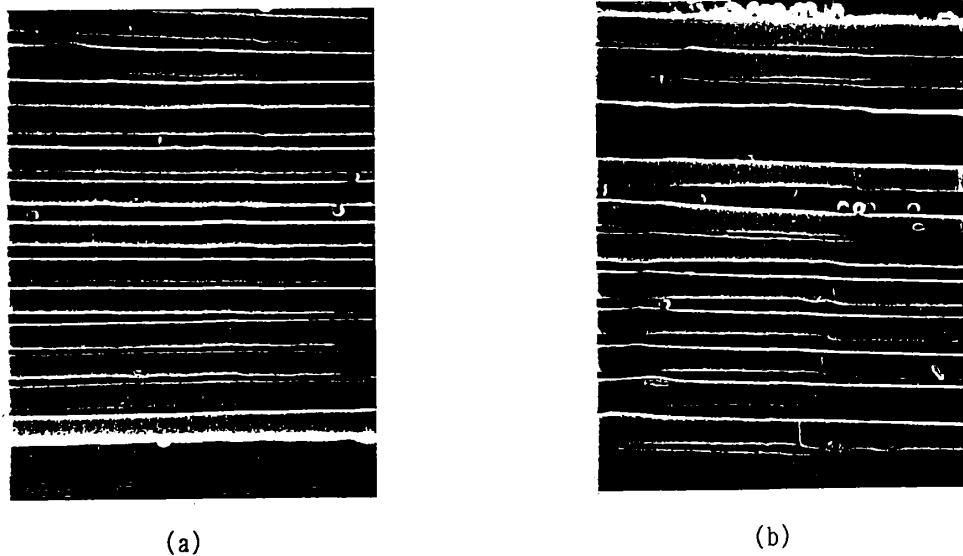


図2 試料セルの電子顕微鏡写真

図3は $^3\text{He}$ だけの試料の場合で、マイラーシート表面に垂直に磁場をかけた場合のcw NMR吸収信号である。吸収ピークが低周波数側へ移っていくのが見える。また周波数が温度に依存しない信号を921kHzに見ることができる。図4はマイラーシート表面に平行に外部磁場をかけた場合の吸収信号である。図4-(a)は $^3\text{He}$ だけ、図4-(b)は約3.5層の $^4\text{He}$ で壁を覆った場合である。低温になるほど高周波数側にシフトしながらスペクトルが2つになっていく様子がわかる。また、同じ温度でも(a)の方が信号強度が大きい。この差は $^3\text{He}$ 表面強磁性性によるものである。最初に図3に注目して超流動状態の同定を行う。この低周波数側への”負”のシフトはABM状態での”dipole-unlocked”な場合のみ予想されるものである。隙間の大きさと磁場の向きを考慮すると試料セル内にはdipole-unlockedなABM状態ができていくことがわかる。図4-(a)の左側のピークのシフト量と図3の負のシフト量を比べるとよく一致している。磁場の向きを考えると図4-(a)、(b)の左側のピークはdipole-lockedなABM状態であることがわかる。<sup>(4)</sup>またLeggettの配置にあるBW状態だけが周波数シフトの無い吸収信号を与えることを考えると図3からBW状態が存在していることがわかる。従って図4-(a)、(b)の右側のピークはnon-Leggettな配置のBW状態である。<sup>(5)</sup>

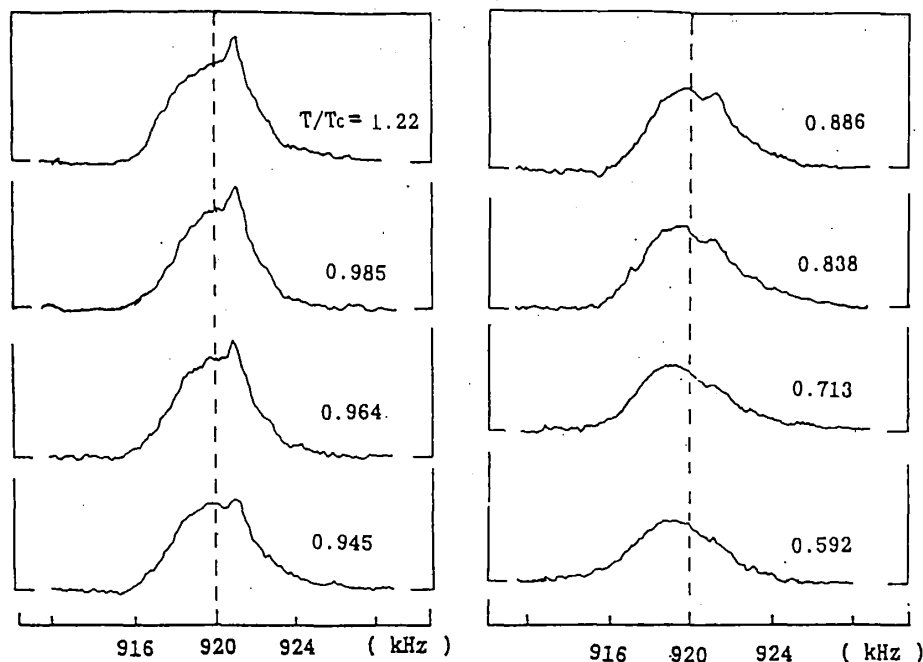


図3 マイラーシートに垂直に磁場をかけた場合のcw NMR吸収信号 P=10 bar

図4からわかることはABM状態のピークが小さくなるとともにBW状態のピークが現れ、この信号が大きく周波数シフトしていくことである。これは平行平板内でABM状態からBW状態(A相からB相)への相転移が連続して起こっていることに対応する。この相転移の温度変化を分かりやすくするために2つのピークを分離しそれぞれの吸収曲線を積分したものを図

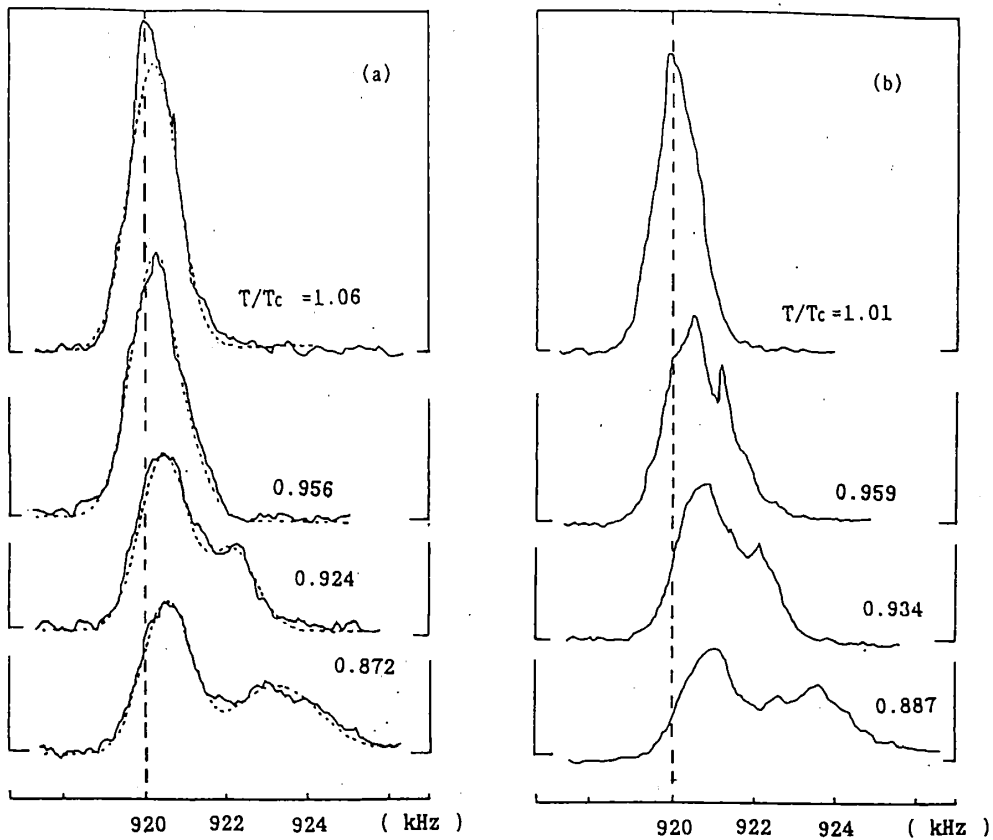


図4 マイラーシートに平行に磁場をかけた場合の cw NMR 吸収信号  $P=10$  bar

(a)  $^3\text{He}$ だけの試料の場合、(b) 約3.5層の  $^4\text{He}$ で壁を覆った場合

5に示す。縦軸はnormal状態の積分値で規格化してある。図5-(a)より $T/T_c \sim 0.95$ でABM状態の信号の急激な減少が見られるが、低温で約0.5と大きな値が残っているように見える。図5-(b)では0.5以下の値まで減少している。この違いは前に述べた $^3\text{He}$ 表面磁性によるものである。絶対温度が低い低圧の測定では一層顕著である。

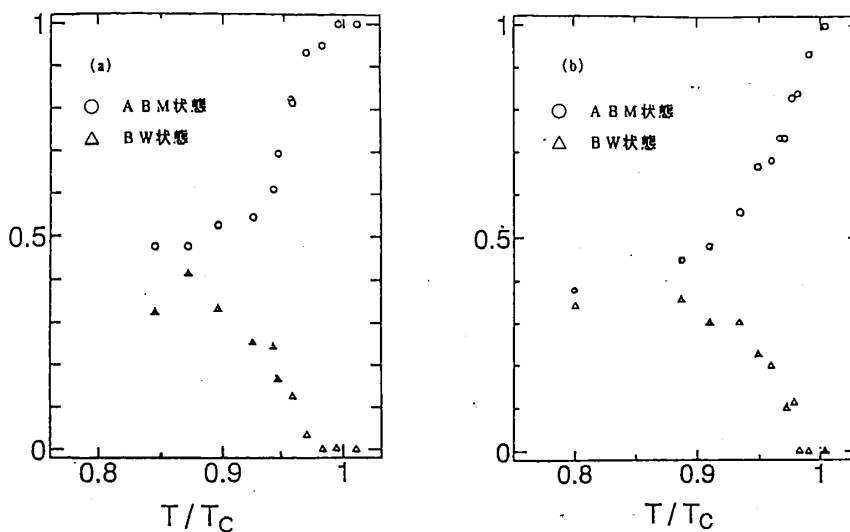


図5 図4の吸収曲線を積分したもの  $P=10$  bar

表面磁性の効果が圧力に依存するため、このままでは単純に比較できない。また温度を横軸に考えてきたが、圧力が異なる測定を比較する場合コヒーレンス長の方がよい変数となる。そこでpure  $^3\text{He}$ での結果から表面磁性の寄与（ワイス温度=0.5 mK<sup>(6)</sup>）を差し引くとともに、その圧力、温度のときのコヒーレンス長を次式で計算し横軸にする。<sup>(7)</sup>このようにして得られた  $^3\text{He}$ だけの試料の場合の結果を図6にまとめる。

$$\xi(T) = \left(\frac{3}{5}\right)^{\frac{1}{2}} \xi_{BCS} \frac{\left(\frac{10}{\pi^2}\right)^{\frac{1}{2}} \gamma \left(\frac{8}{7\zeta(3)}\right)^{\frac{1}{2}}}{\tanh\left[\left(\frac{10}{\pi^2}\right)^{\frac{1}{2}} \gamma \left(\frac{8}{7\zeta(3)}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_C}{T} - 1\right)^{\frac{1}{2}}\right]}$$

$$\xi_{BCS} = \left(\frac{7\zeta(3)}{48}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\hbar v_F}{\pi k_B T_C}$$

$$\gamma = \frac{\pi k_B T_C}{\Delta(0)} = \frac{\pi}{1.76}$$

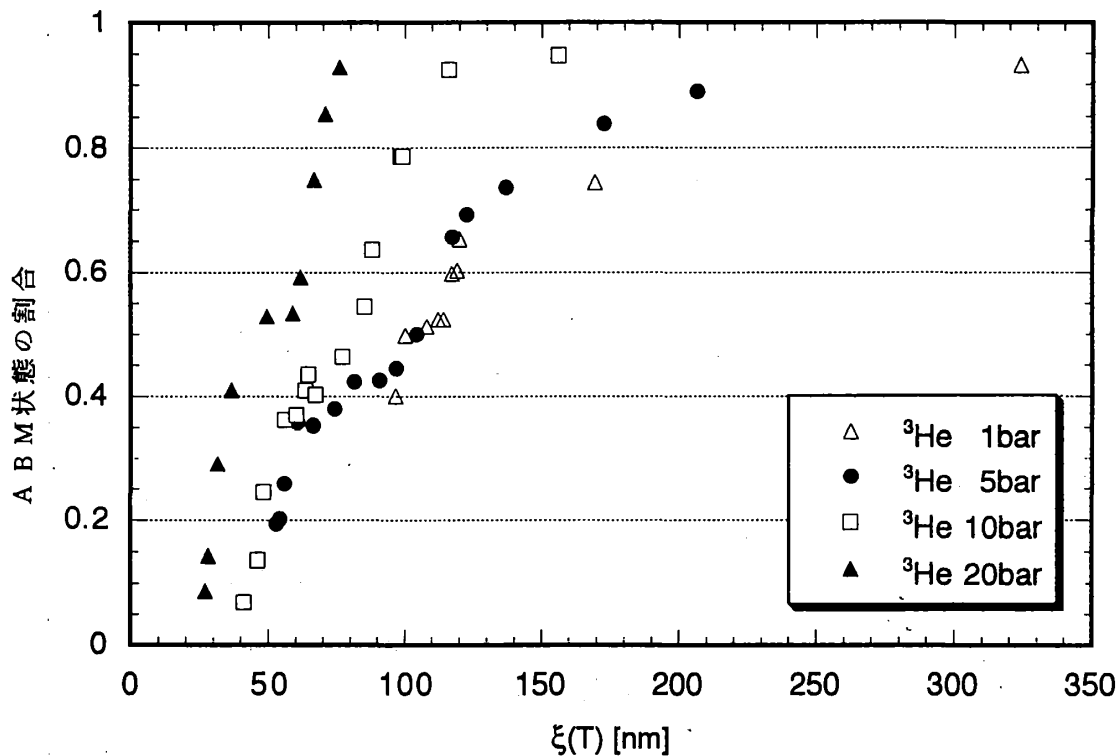


図6 いろいろな圧力でのABM状態の割合

この図より、例えば20 barの液体の60%がABM状態のとき、コヒーレンス長は約60 nmであることが読み取れる。多少のばらつきはあるがどの圧力でも約70%から約50%への変化のところと約40%より小さくなるところの変化率が大きく見える。図2の電子顕微鏡写真のところでも述べたようにスペーサーにしたポリスチレン球の直径1.09 μmより狭い部分

の隙間がたくさんある。この狭い部分からの寄与が40%以下の大きな変化率を与えていると考えられる。60%のときのコヒーレンス長 $\xi(T)_{0.6}$ がちょうど $1.09\mu\text{m}$ の隙間で相転移する長さであると考え、各圧力について $1.09\mu\text{m}$ とコヒーレンス長 $\xi(T)_{0.6}$ の比 $d$ を求める。また $^4\text{He}$ で壁を覆った場合の結果からも同じような比を求める。(表1)

表 1

P (bar)	1	5	10	20
d ( $^3\text{He}$ )	9.5	9.6	11.8	18.0
d ( $^3\text{He}+^4\text{He}$ )	9.7	—	12.1	—

この値を各圧力でのデータの $\xi(T)$ に掛けてプロットしたのが図7である。

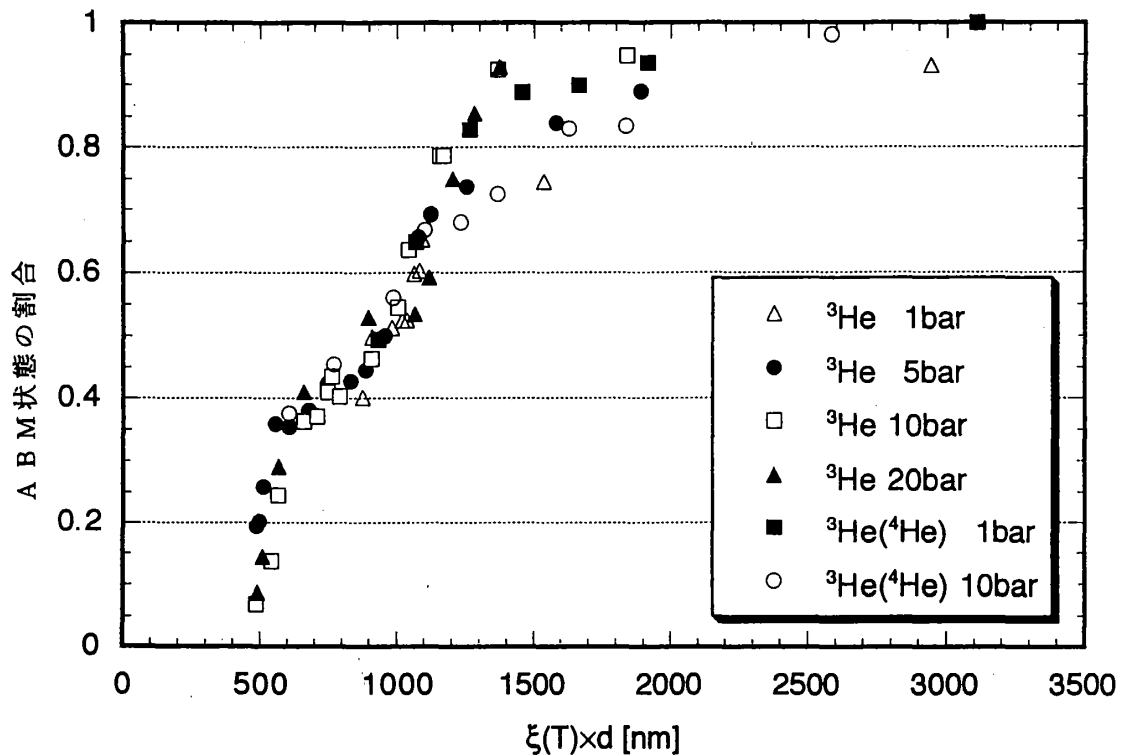


図7 いろいろな圧力でのABM状態の割合

図7では $^3\text{He}$ だけの試料の場合も $^4\text{He}$ で壁を覆った場合もすべての圧力のデータが1つの曲線の上にあるように見える。同じ試料セルで実験をしているのだから当たり前なのかもしれない。しかし、この結果からわかる大事なことは、表1の様に圧力変化する $d$ (無次元の臨界厚さと呼ぶ)を考えるならば、コヒーレンス長 $\xi(T)$ にこの $d$ を掛けたものが液体が入った実空間のサイズと比べることのできる長さになるということである。(試料セルの隙間の詳細な分

布と比較していないので  $d$  の決定に若干の不確かさが残っている) 理論的な  $d$  の評価はいくつか行われている。弱結合理論の範囲内では圧力に依存せず  $d=7.7$  である。<sup>(8)</sup> 強結合の効果を考えて 20 bar での  $d$  は 0 bar の約 2 倍の大きさである。<sup>(3)</sup>  $^4\text{He}$  で壁を覆った場合の  $d$  の値は  $^3\text{He}$  だけの試料の場合と比べてわずかに差がある。 $^4\text{He}$  で壁を覆った方が相転移温度が低くなる理論を支持するよう見えるがはっきりしたことはわからない。均一度のよい隙間での実験が必要である。

#### 参考文献

- (1) D. Kim et al. Phys. Rev. Lett. 71 1581 (1993)
- (2) T. Fujita et al. Prog. Teor. Phys. 64 396 (1980)
- (3) Y.-H. Li et al. Phys. Rev. B38 2362 (1988)
- (4) 通常  $d$  と  $l$  が平行、反平行の状態を dipole-locked state,  $d$  と  $l$  が直行している状態を dipole-unlocked state と呼ぶ。  
S. Takagi J. Phys. C8 1507 (1975)
- (5) O. Ishikawa et al. J. Low Temp. Phys. 75 35 (1989)
- (6) M. R. Freeman et al. Phys. Rev. B41 11011 (1990)
- (7)  $\xi_{\text{BCS}}$  の計算には D. S. Greywall, Phys. Rev. B33, 7520 (1986) を用いた。 $\gamma = \pi / 1.76$  は弱結合理論値である。
- (8) J. Hara et al. J. Low Temp. Phys. 72 407 (1988)