論 文 概 要

所属の専門分野及び講座	情報システム専攻　　電子情報基礎講座		
学生番号	94674051	氏名	野末 昌宏
論文題目	第二種超伝導体における混合状態の磁束構造に関する研究		

1. はじめに　近年、高温超伝導体の混合状態における磁束線の相について盛んに議論されており、中性子回折などの実験によって特に Bi-2212 超伝導体の 3 次元 - 疑 2 次元転移が調べられている。こうした実験結果は磁束格子の構造に敏感に依存しており、よってその磁束構造について把握しておくことが必要である。特に高温超伝導体の場合 G-L パラメータ κ が非常に大きく磁界の重なりが顕著であり、こうした事実が及ぼす影響について明らかにする必要がある。ここでは G-L パラメータ κ の大きな超伝導体の中ないし低磁界領域における磁束線格子構造を G-L 方程式を用いて数値的に解析し、その結果について議論する。

2. 理論　孤立した量子化磁束の中心が 2 次元平面の $r=0$ にあるとする。対称性から、物理量はすべて r のみの関数として与えられる。ここで、Abrikosov と同じように λ を磁界の侵入深さとして $\rho = r/\lambda$ とし、磁界を $\sqrt{2}H_{\rm c}(H_{\rm c}$ は熱力学的臨界磁界) で規格化した。量子化磁束の中心から十分離れた遠方における平衡値で規格化したオーダーパラメータの大きさを f、またベクトルポテンシャルを $\boldsymbol{A}$、オーダーパラメータの位相を ϕ として、量 $\boldsymbol{A} - (\nabla\phi)/\kappa$ の絶対値を Q としたときに、二つの G-L 方程式は次のように表される。

$$-\frac{1}{\kappa^2\rho}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}\left(\rho\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}\rho}\right) + Q^2 f = f - f^3 \qquad (1)$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}\left[\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}(\rho Q)\right] = Qf^2 \qquad (2)$$

これを数値的に解いて f と Q が得られる。この結果を用いて磁束密度は次の式で求められる。

$$b = -\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}(\rho Q) \qquad (3)$$

3. 結果　ここでは κ が 50 のときの孤立した磁束線の磁束密度の解を 1 万本重ね合わせて近似的に磁束線の三角格子の構造を求めた。$a_{\rm f}$ を磁束格子間隔、三角形の領域の磁束密度の最大値と平均値 B の差を δb とする。$a_{\rm f}$=λ/x と置くと $B = 2\phi_0 x^2/\sqrt{3}\lambda^2$ となり、x をいろいろ変えて磁束密度の空間変化を調べた。図 1 は Bi-2212 超伝導体に 0K で c 軸方向に磁場を加えたときの δb の磁場依存性である。ただし 0K における a-b 面内の λ の値として 260nm を用いた。これより λ が大きい超伝導体では低い磁場でも磁束線の磁束の重なりが著しいことが示される。ここで Cubibit らは Bi-2212 超伝導体の場合、3 次元 -2 次元転移が 0K、60mT で起こると主張しているが、そのときは、$a_{\rm f}$:λ=1:1.3 であり、磁束密度の空間変化は 7% しかない。ここで、λ の温度依存性を、

$$\lambda(T) = \lambda(0)\left[1 - \left(\frac{T}{T_{\rm c}}\right)^4\right]^{-\frac{1}{2}} \qquad (4)$$

と仮定すると図 2 のようになり、この結果は Cubbit らの実験の結果と似ており、中性子回折パターンが消えるのが磁束がぼやけるのではなく、磁束の重なりによって分解能がなくなることでも説明できる可能性がある。

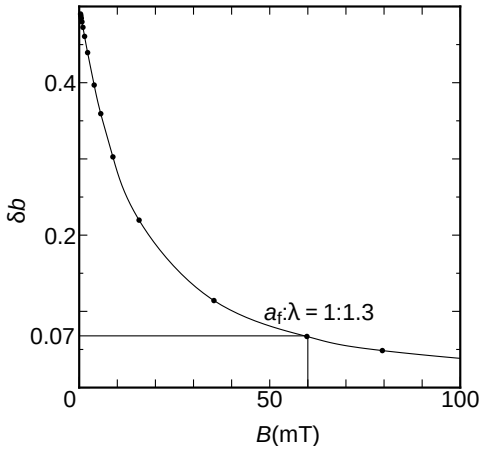

図 1:　0K における Bi-2212 超伝導体に c 軸方向に磁場を加えたときの δb の磁場依存性。

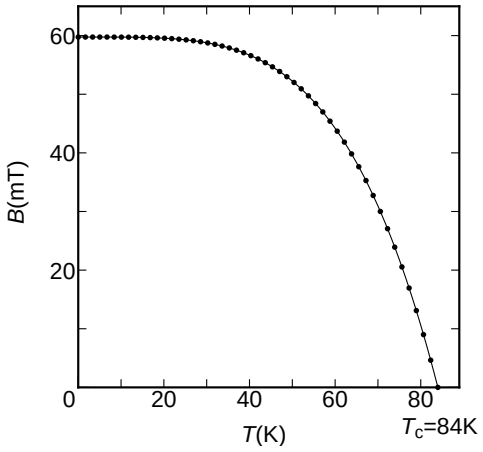

図 2:　磁束密度の空間変化が 7% になる磁界の温度変化。