

(3) 反強磁性超伝導体の上部臨界磁場

東北大金研 小山 富 男

反強磁性磁気秩序と超伝導との共存が見い出されている希土類三元化合物 DyMo_6S_8 , GdMo_6S_8 , TbMo_6S_8 等の上部臨界磁場 H_{c2} の温度依存性は、磁気転位点近傍で異常を示す。これらの化合物では、伝導電子と希土類スピンは、主として電磁的相互作用を通して結合しており、交換相互作用 ($s-f$ 相互作用) は、きわめて弱いことが認識されている。そこで、我々は、 $s-f$ 相互作用を無視して、超伝導電子と局在スピンの電磁相互作用しているモデルを考え、混合状態における自由エネルギーを、次のように与えた。

$$F = -\frac{H_c^2}{8\pi} + W_{\text{core}} + \int d^3x \left[\frac{\mathbf{b}^2(x)}{8\pi} - \frac{1}{2} \mathbf{j}(x) \cdot \left(\mathbf{a}(x) - \frac{\hbar c}{e} \nabla f(x) \right) \right] + \frac{1}{2} \sum_n \sum_l r_0 (\mathbf{R}_n - \mathbf{R}_l) \boldsymbol{\mu}(\mathbf{R}_n) \cdot \boldsymbol{\mu}(\mathbf{R}_l) - k_B T \sum_n \log Z(\mathbf{R}_n) \quad (1)$$

ここで、第1項と第2項は、それぞれ、超伝導電子系の凝集エネルギーと渦糸の normal core エネルギー、第3項は電磁場と超伝導電流との相互作用によるエネルギーである。また、最後の2項は局在スピン系の自由エネルギーを表わす。磁気誘導 \mathbf{b} および磁気モーメント $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{R}_n)$ は、Maxwell 方程式と、スピン系に対する分子場理論から求めることができる。上部臨界磁場は、自由エネルギー(1)を用いて boson method の手法により計算した。計算結果は次のようにまとめられる。超伝導状態が壊れる critical な渦糸密度 n_c は、ほぼ正常なふるまいを示す。したがって、 H_{c2} の異常な温度変化は、 $B = n_c \phi$ と局在スピンの磁化 $4\pi m(n_c)$ とが comparable な大きさを持つ場合に、磁化が急激な温度変化を示すところで起る。また、磁場中の Néel 点で、 H_{c2} カーブ dip が現われることも示した。(Fig. 1) 実験結果との一致は、 DyMo_6S_8 に対して、きわめて良い。(Fig. 2)

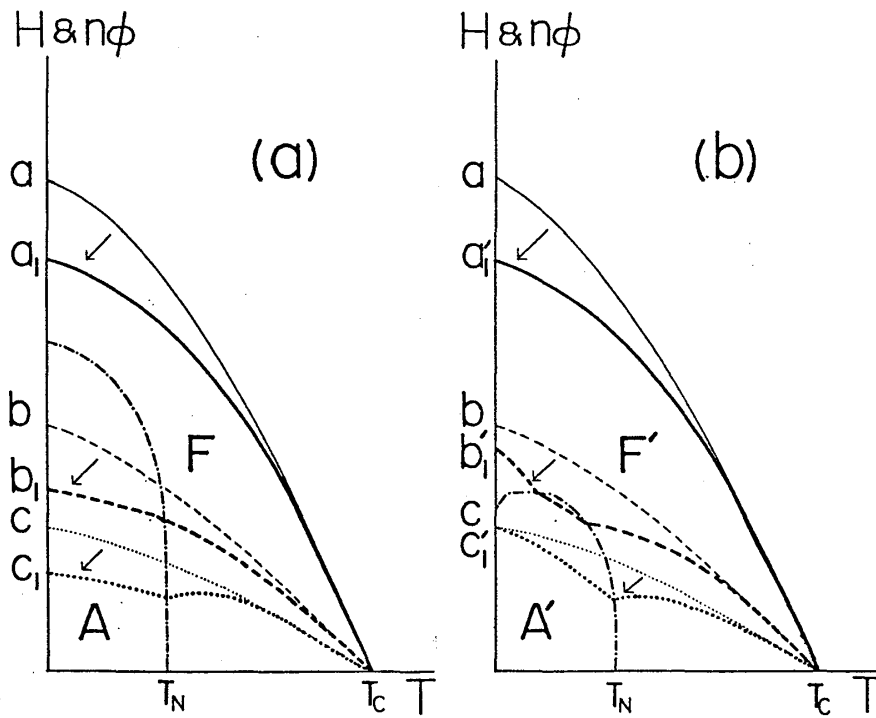


Fig. 1

$n_c \phi$ (a, b, c) と H_{c2} (a_1, b_1, c_1) の概念図, A, Fはそれぞれ, 反強磁性相および, 常磁性相を表わす。(a) $H \perp$ 容易軸, (b) $H \parallel$ 容易軸。

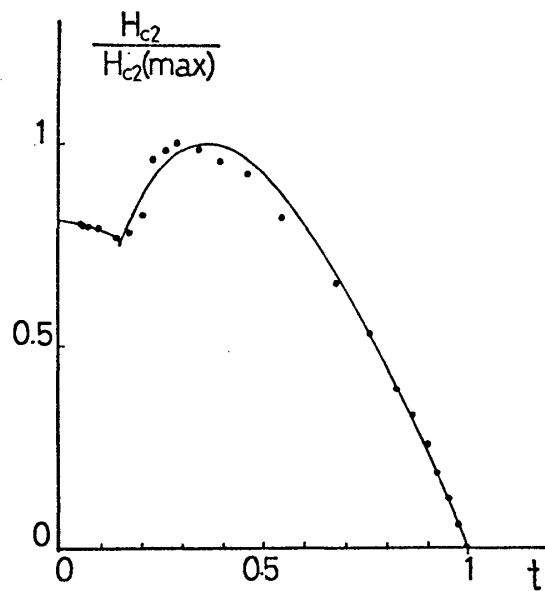


Fig. 2

$Dy_{12}Mo_6S_8$ の上部臨界磁場。点は石川 et al. による実験値, 実線は計算値。