

中で次の三つの構造に注目した。

- ① 平均膜厚が 3.5 Å から 10.5 Å の膜に現れている 21.8 K cm^{-1} のステップと 23 K cm^{-1} 付近までそれに続くプラトー。
- ② 平均膜厚が 10.5 Å と 14 Å の膜とではっきりしたピークになっている 21.14 K cm^{-1} の吸収帯。
- ③ 平均膜厚が 21 Å 以上の膜で最大となる 20.8 K cm^{-1} 付近の吸収帯。

これらの構造について、①は擬二次元状態密度を反映したもの、②は擬二次元励起子によるもの、③はバルク励起子によるものと解釈した。この解釈は PbI_2 薄膜の上に CdI_2 を蒸着したときの吸収スペクトルでは①の構造がぼけ、②の吸収帯が消え③の吸収帯が現われるという実験事実からも裏付けられる。また、蒸着するときの基板温度が吸収スペクトルにどのような影響を与えるかを調べた。さらに、実際の膜がどのようなになっているかを電子顕微鏡で観察した。

BiI_3 についても同様の方法で超薄膜の吸収スペクトルを測定した。そこで、バルク励起子による吸収帯の高エネルギー側に別の吸収帯が現われてきた。この吸収帯の平均膜厚依存性などから、これは表面励起子による吸収帯であると解釈した。

26. 体心正方晶 $\text{Y}(\text{Rh}_{1-x}\text{Ru}_x)_4\text{B}_4$ の超伝導の研究

八木生剛

§ Introduction

$(\text{RE})\text{Rh}_4\text{B}_4$ は、磁性超伝導体として有名であり、その結晶構造も単純正方晶 (PT相)、体心正方晶 (BCT相) 等、いくつかのものが知られている。しかし、本研究の対象である BCT相については、その超伝導特性はあまり調べられていない。

また、PT相、BCT相を問わず、(RE)が磁気モーメントを持つ持たないに拘らず、擬三次元系 $(\text{RE})(\text{Rh}_{1-x}\text{T}_x)_4\text{B}_4$ ($\text{T}=\text{Ru}$ or Ir)、について、 x を増していくと $0.3 \lesssim x \lesssim 0.5$ なる x で超伝導転移温度 T_c が急激に低下することが見出されている。さらに (RE) が磁気モーメントを持つ場合、Rh rich側と T ($\text{T}=\text{Ru}$ or Ir) rich側で磁気秩序が変っていることがしばしば見出されている。しかし、それらの原因はよくわかっていない。

§ 目的

磁性による複雑さを避ける為に (RE) の代わりに Y を用いて BCT 相の $Y(Rh_{1-x}Ru_x)_4B_4$ を作成し、その超伝導特性を明らかにする。また、 $x \sim 0.3$ 付近での T_c の急激な低下の原因について知見を得る為に、本研究では特にフェルミ面における Density of States $N(\epsilon_F)$ の x 依存性について調べる。

§ 実験方法

$x = 0, 0.1, 0.3, 0.7, 1.0$ の試料を作成し、電気抵抗 (4 端子法による) を測定し T_c 及び $N_{C_2}(T)$ を求めた。測定にあたって、6 T・SCM, 13 T・SCM, 3He - 4He D. R., 及び 3He クライオスタットを使用した。また、 $x = 0.1, 0.3, 0.7, 1.0$ の各試料について、零磁場及び 6 T と 15 T の磁場中で比熱 (熱緩和法による) を測定した。

$Y(Rh_{1-x}Ru_x)_4B_4$

	units	x=0	x=0.1	x=0.3	x=0.7	x=1.0
T_c	K	9.62	9.37	6.68	<0.03	1.25
ΔT_c	K	0.23	0.16	1.14	—	0.028
R.R.R.		1.70	1.37	1.23	1.35	17.5
ρ	$\mu\Omega \cdot cm$	80	115	195	300	5.9
$\frac{H_{C_2}}{dT} _{T_c}$	K Oe / K	-15.5	-15.5	-15.0	—	-355
γ	mJ / K ² mole	2.9*	2.1	1.9	3.6	28.9
β	mJ / K ² mole		0.29	0.29	0.16	0.16
θ_D	K		390	420	480	480
$N(\epsilon_F)$	STATES	0.7*	0.498	0.280	0.085	0.682
$N_D(\epsilon_F)$	states/spin		0.31			0.50
λ			0.61			0.37

* 表 1, p. 57 算出 表 - 1

	x=0.1	BCS
$\frac{\Delta C}{\gamma T_c} _{T_c}$	~2.0	1.43
$\frac{H_{C_2}(0)}{\gamma T_c^2}$	6.9	5.90
$-\frac{dH}{dT} _{T_c}$	~1.9	1.74
$\frac{2\Delta_0}{k_B T_c}$	4.1	3.52
λ	0.61	

表 - 2

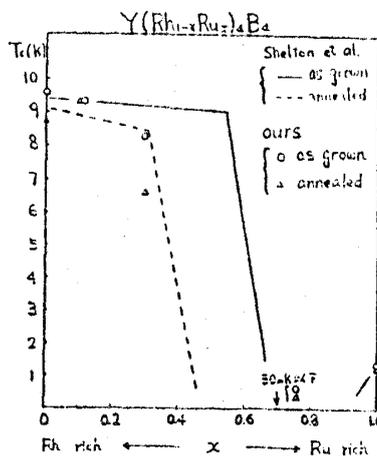


図 - 1

§ 実験結果及び考察

電気抵抗及び比熱の測定から得られた各種の物理量を表-1 にまとめておいた。なお、 $x = 0$ 及び 0.1 について、その H_{C_2} の温度依存性は WHH 理論では説明できなかった。

$x = 0.1$ について、比熱のデータから超伝導特性を詳しく調べ、各種パラメータ(表-2)を求めた。その結果、これは中間強結合超伝導体であることがわかった。

さて、電気抵抗から求めた T_c は図-1 の様になる。やはり、 $x \geq 0.3$ 付近で T_c が下がっている様子がみられる。しかし、 $x = 0.3$ の試料については、比熱の測定からは、1.5 K 以上では超伝導転移は認められず、バルクな超伝導ではない事がわかった。即ち、実は T_c の急変は、従来信じられていた値よりも小さい x で起っている。

$N(\epsilon_F)$ と T_c との相関をみると、 $x = 0.1$ と $x = 0.3$ とでは、 $N(\epsilon_F)$ が大きく変化しており、 T_c の急激な低下は、この $N(\epsilon_F)$ の変化で説明できる。一方、 $x = 1.0$ の $N(\epsilon_F)$ は、他と較べて大きな値を示しているにも拘らず、 T_c は Rh-rich 側と較べて非常に小さくなっており、 T_c の変化を $N(\epsilon_F)$ の変化では説明できない。

ところで Shelton らによってこの系の U. P. S. スペクトルが報告されており、Ru のコンセントレーションを増すにつれ B の 2 p 軌道と Rh 或は Ru の 4 d 軌道の mixing が大きくなる事が知られている。この mixing の効果によって電子-格子作用の大きさが変化していると解釈される。

27. LuFe_2O_4 と $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{O}_7$ の磁性

飯田潤二

LuFe_2O_4 は、 RFe_2O_4 (R: 希土類) の一族で、結晶構造は Fig. 1 に示すとおり各原子が三角格子をつくり、それが c 軸方向に積みあがった層状構造をもつ。

磁性を担うのは、Fe イオンの三角格子が蜂の巣状に上下に二枚重った W 層 (Fig. 1) である。著しい熱残留磁化を示すがこれは、W 層内に自発磁化をもつクラスターの存在を示唆している。W 層間には Lu イオンと O イオンから成る U 層が存在する。そのため極めて二次元性の強い構造となり、この事は電気伝導及び中性子回折の結果から示された。Fe イオンは、c 軸に強い異方性をもち、Fe-Fe 間の相互作用が反強磁性であるため、いわゆるフラストレートした系となっている。

$\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{O}_7$ も類似の構造をとるが、 LuFe_2O_4 との違いは Fe^{3+} から構成された V 層を含む事にある (Fig. 1)。しかし今回は LuFe_2O_4 について特に興味深い現象をみいだしたのでそれを中心に述べることとし、 $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{O}_7$ についての研究結果は省略する。