

重い電子系のスピン密度波：量子スピン揺らぎと体積効果

阪大 理 都 福仁

序論

重い電子系の非BCS的超伝導の発見以来重い電子の物性が磁性分野のトピックスの1つであり、多くの研究がなされた。もっとも興味を持たれているのは、非BCS的な異方的超伝導であった。しかし、磁性の本質に注目した研究は意外に少ない。重い電子の本質は近藤効果にあると思われるが、今回は CeRu_2Si_2 にRhを添加した系で生ずる遍歴的重い電子のスピン密度波と、この物質系でのスピンの揺らぎに伴う体積効果について議論する。

近藤効果は局在スピンが伝導電子と結合して消失する現象であるが、このような磁気モーメントの消失は結晶の体積を異常に小さくする。

3d-遷移金属でのINVAR効果は、伝導電子のスピンの大きさが異なる2つの状態間の熱励起による遷移に伴う体積変化として理解されている。温度を下げたときにスピンの小さい状態からスピンの大きい状態へ遷移し、スピン間の相互作用により強磁性が生ずる。このため、非調和的な格子振動のために低温での体積の減少を磁性の発生による体積の増大が補う。このため室温付近で温度によらず体積一定となる現象をINVAR効果という。

重い電子状態は T_K より十分低温ではパウリの常磁性と近似的に考えることができる。この状態で重い電子系のバンド構造に由来するnesting効果等によりスピン密度波が発生すると、電子状態の変化に伴う磁性の発生であり3d-遷移金属のINVAR効果の場合と同様である。これは重い電子系のINVAR効果であり、高温の局在のモーメントの近藤効果による消失はINVAR効果と逆の過程であるのでanti-INVAR効果といえる。このように電子状態の変化による磁性の発生・消失とそれに伴う体積効果は、重い電子系と3d-遷移金属合金のINVAR効果と同じ観点から理解できる点を強調したい。

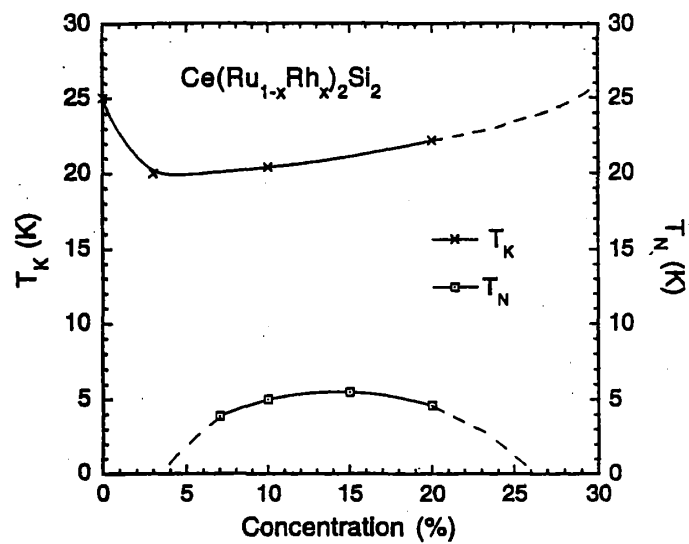


図1 磁気相図

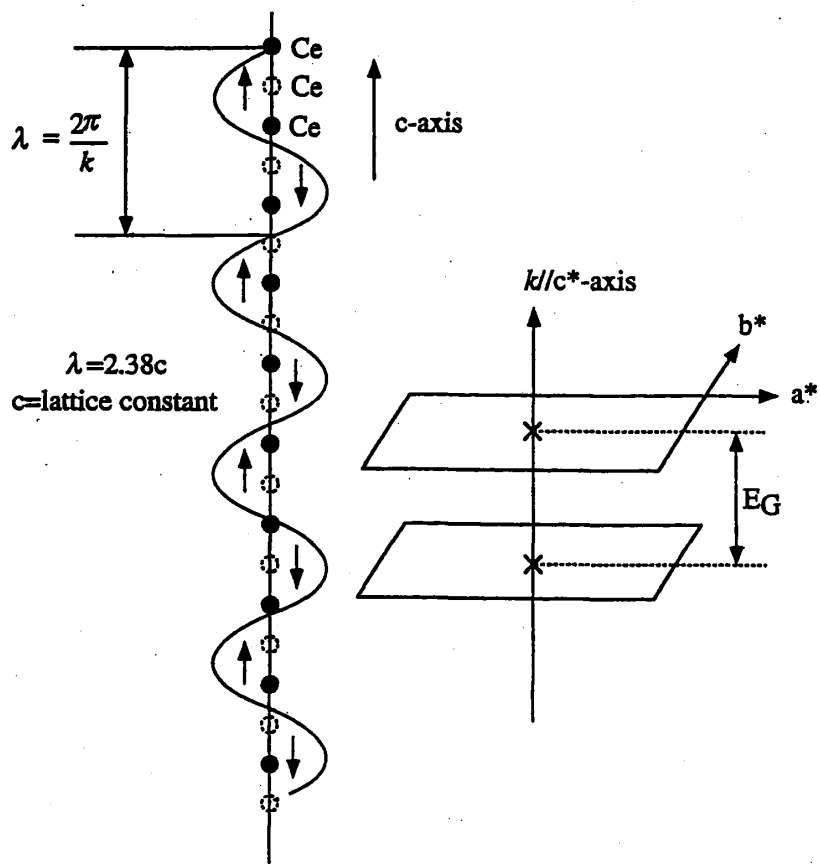


図2 $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.88}\text{Rh}_{0.12})_2\text{Si}_2$ のスピン密度波とフェルミ面の異方的なエネルギーギャップ

2. $\text{Ce}(\text{Ru}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{Si}_2$ の磁気的性質

$\text{Ce}(\text{Ru}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{Si}_2$ の磁気相図を図1に示す。 CeRu_2Si_2 の比熱測定では近藤効果による近藤 Shottky の異常が約10Kに観測され、 $T_K \sim 24\text{K}$ と求められている。また C/T ($C=4f$ 電子比熱) 及び帯磁率 χ 共、約5K以下では一定であり、近似的にパウリ常磁性状態になっていると思われる。RhはRuより1個d-電子が多いので CeRu_2Si_2 にRhを添加すると、伝導電子のフェルミ準位を変化させる。 $\text{Ce}(\text{Ru}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{Si}_2$ では、 $0.05 < x < 0.25$ の範囲でスピン密度波が発生し、 $x \sim 0.15$ の時 $T_N (=5.5\text{K})$ は最も高い。このスピン密度波は中性子散乱の実験から図2に示すようにスピンはc軸方向を向き、 $x=0.15$ の時、磁気波数ベクトル $q(0, 0, 0.42)$ の縦型不整合スピン密度波である。磁気波数ベクトルの高調波成分は観測されず、Cr金属同様の伝導電子によるスピン密度波である。

電気抵抗は室蘭工業大学の村山蔵幸氏により測定されているがc軸方向には T_N 以下で約30%の増加があるがc面内では何の異常もない、異方的なバンド構造を示唆する結果が得られている。 T_N で重い電子の伝導バンドにエネルギーギャップが生ずるが、重い電子の異方的超伝導の場合同様に T_N 以下での C/T の温度変化は T のべき乗で表される。

UPt_3 や URu_2Si_2 の超伝導では T_N 以下で $C/T \propto T^2$ と表され、フェルミ面のエネルギーギャップは線上で消えていることが指摘され異方的超伝導といわれている。 $\text{Ce}(\text{Ru}_{1-x}\text{Rh}_x)_2\text{Si}_2$ のスピン密度波は $C/T \propto T^{1.5}$ と求められている。これは近藤効果による Shottky 異常のピークが10Kにあり、5Kの比熱のピークと近いために生

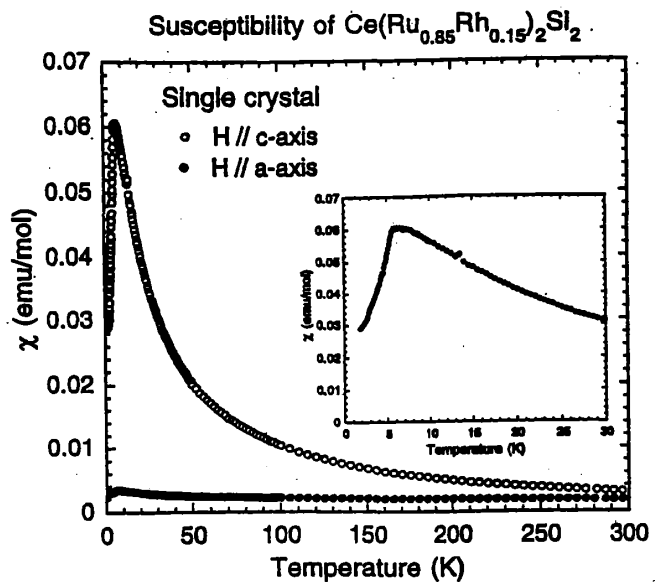
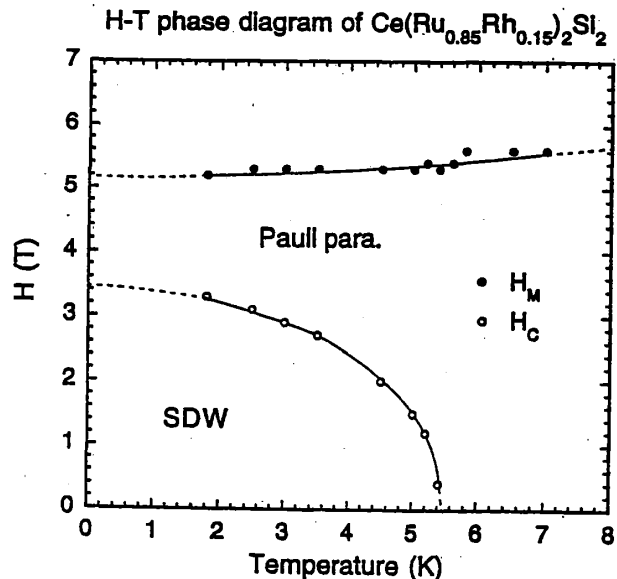
図3 $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ の帯磁率

図4 H-T磁気相図

ずる誤差の可能性がある。これらの結果はスピン密度波も異方的超伝導と密接な関係にあることを示唆している。この物質の帯磁率は非常に異方的であり（図3）、Ising型の磁性を示す。図4はH-T磁気相図であり、スピンプロップ状態ではなく、図2のスピン密度波は H_c で突然壊れ常磁性になる。

3. 重い電子のINVAR効果とanti-INVAR効果

図5は $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ の熱膨張係数の温度変化を示す。約10Kのピーク温度以上の熱膨張係数の温度変化は CeRu_2Si_2 の値と同じであるが T_N 以下では小さくなっている。

この現象は図6で説明される。体積膨張率は図6の実線のように測定される。スピン密度波が発生しない場合には格子振動のみの変化からは図6の点線のように変化すると思われる。 T_N での磁気モーメントの発生により破線のような変化があり、格子振動による変化と合わせ、結果として実線のような体積膨張率になる。 T_N 以下ほとんど変化がないのは3d-遷移金属合金のINVAR効果と同様に理解することができる。この現象は重い電子のINVAR効果と言うことができる。

図7に室温までのc軸方向の格子の熱膨張率の温度変化を示した。 T_N と約100K付近の間で急激な変化を示すのは近藤効果による局在スピンの消失のためである。約100K以下 T_N までの間で局在スピンの消失し、 T_N 付近の低温で重い電子の準粒子バンドが形成される。逆にみると、低温の近藤状態が熱励起により壊れ

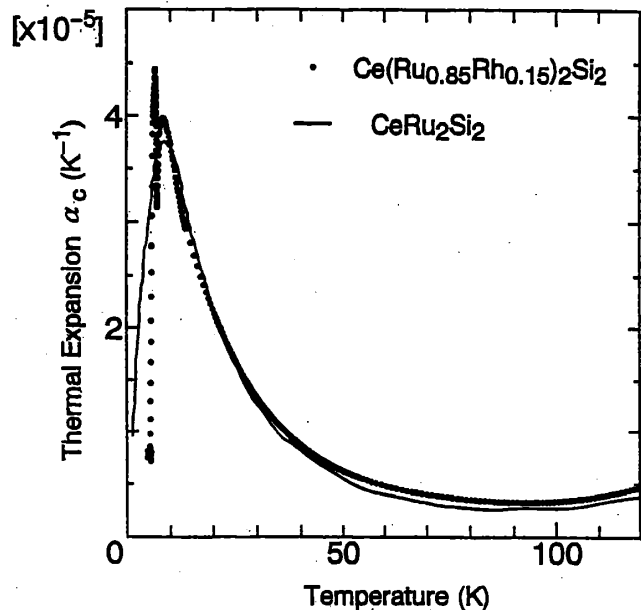


図5

$\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ の熱膨張係数の温度変化

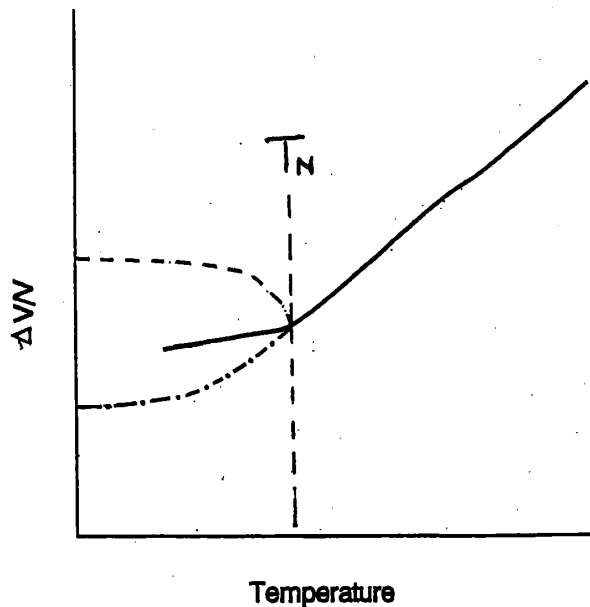


図6 体積膨張率の概念図

高温の局在スピン状態に変化する。丁度INVAR効果の逆の過程になっている。この変化に伴い、破線Bの温度変化から破線Aの温度変化の曲線へと熱膨張率の曲線が実線のように変化する。この過程を重い電子のanti-INVAR効果という。

次に磁歪について述べる。図8に示すように、 $H < H_c$ のSDW領域では磁歪はゼロで、 $H > H_c$ でSDWが壊れ常磁性になると急激に増大する。一方磁化測定では図9のように $H = H_c$ で $0.4 \mu_B/C$ の磁気モーメントが生じている。この値は中性子散乱実験から求められる値と一致しており、SDW領域ではc軸方向に加えた磁場と逆向きの磁気モーメントの向きを反転するだけであり、Ce原子当たりの磁気モーメントの大きさは変わらないことがわかる。このため結晶の体積変化はなく、磁歪はゼロである。 $H > H_c$ では磁場とともに磁気モーメント(M)が増大し、体積磁歪は M^2 に比例して増大する。

この研究をまとめる過程で山田耕作氏、三宅和正氏、宮下精二氏、河原崎修三氏に色々議論していただき、楽しい議論を通じて教えられることが多かった。この紙面を借りて感謝いたします。

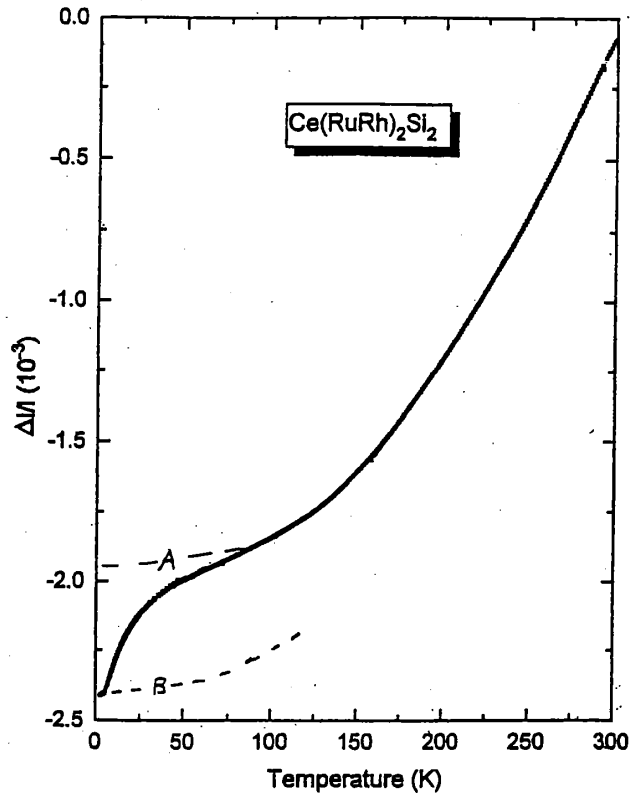


図7 c軸方向の格子の熱膨張率の温度変化

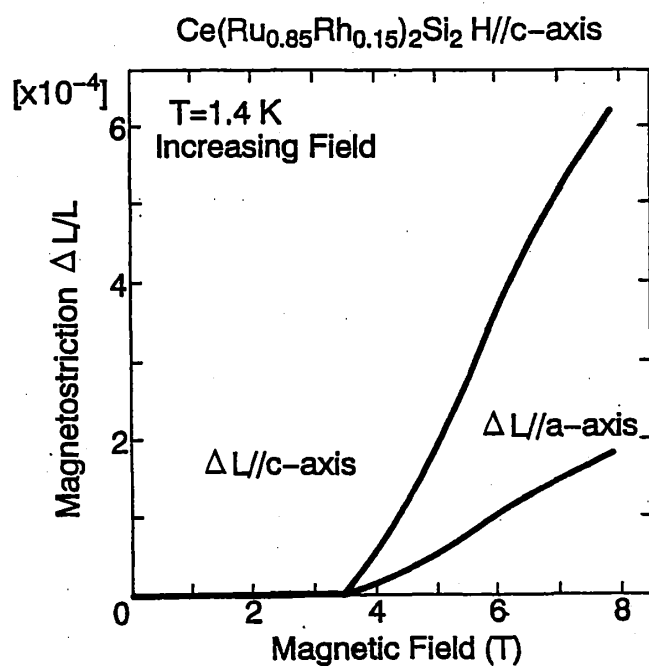


図 8 $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ の磁歪

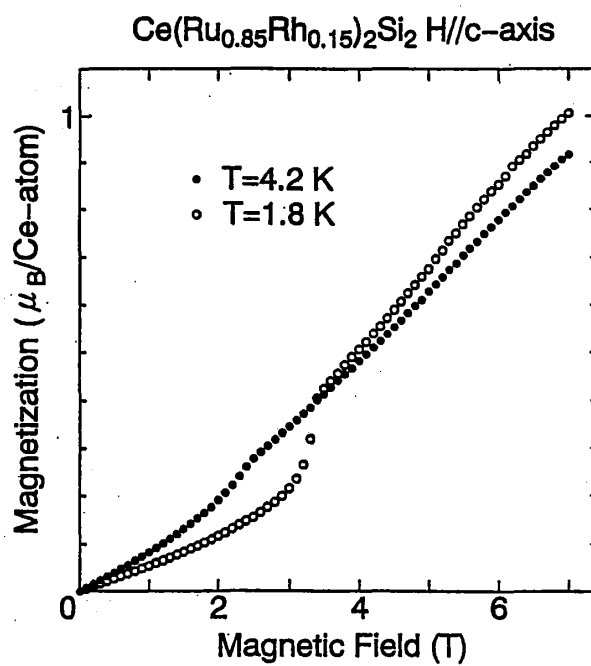


図 9 $\text{Ce}(\text{Ru}_{0.85}\text{Rh}_{0.15})_2\text{Si}_2$ の磁化