

空間反転対称性のない重い電子系超伝導体 CeRhSi₃, CeIrSi₃ における上部臨界磁場

京都大学 理学研究科 多田 靖啓¹

(2010年3月12日受理)

空間反転対称性のない重い電子系超伝導体 CeRhSi₃, CeIrSi₃ は、それぞれ 2005 年、2006 年に発見された新しいタイプの超伝導体である。これらの系では、空間反転対称性の欠如によって異方的スピン軌道相互作用が重要となり、これによって様々な現象が現れることが期待されている。また、CeRhSi₃, CeIrSi₃ は反強磁性の量子臨界点近傍に位置しており、このことが異方的スピン軌道相互作用の関係する現象にどのような影響を与えるのかという点にも興味をもたれている。特に、超伝導状態において異方的スピン軌道相互作用と量子臨界性が絡み合った現象は、空間反転対称性のない重い電子系超伝導体に特有で、その本質に迫るものである。そのような現象として、CeRhSi₃, CeIrSi₃ における上部臨界磁場 H_{c2} の異常な振る舞いが挙げられる。本稿では、主に、この H_{c2} の振る舞いを量子臨界点近傍の反強磁性スピン揺らぎに注目して解析した研究について紹介する。

1 はじめに

1.1 空間反転対称性のない超伝導体

空間反転対称性のない超伝導体とは、その名の通り、結晶構造に空間反転対称性をもたないような超伝導体である [1, 2]。結晶構造に空間反転対称性がないこと自体はとりわけ珍しいことではないが、そのような物質において非 s 波超伝導が発見されたのは、2004 年に Bauer らによって発見された CePt₃Si が初めてである [3]。これ以来、空間反転対称性のない超伝導体は次々に発見され、CeRhSi₃[4, 5, 6], CeIrSi₃[7, 8, 9], UIr[10] や CeCoGe₃[11] などの多くの重い電子系の物質が報告されている。図 1 に、CeRh(Ir)Si₃ の結晶構造を示してある。また、重い電子系ではない空間反転対称性のない超伝導体として Li₂Pt₃B, Li₂Pd₃B[12] などが見つかっている。これらの系では、空間反転対称性の欠如のために電子の波数 k に依存する異方的スピン軌道相互作用が存在し、それによって系は非常に興味深い性質を有するようになる。

これまでに、空間反転対称性のない超伝導体に関して様々な研究がなされてきた [13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21]。これらの系における特徴的な現象として、たとえば次のようなものが挙げられる。

¹E-mail: tada@scphys.kyoto-u.ac.jp

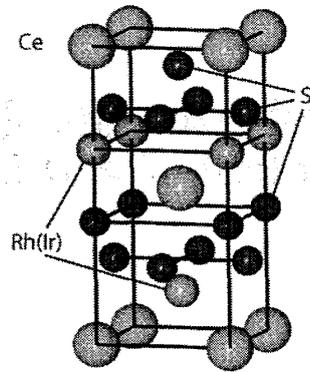


図 1: CeRh(Ir)Si₃ の結晶構造。Rh(Ir), Si が (001) 面に関する反転対称性をもたない。

1. スピンシングレット・トリプレットの混ざり合った超伝導状態。
2. 特異な磁氣的性質。
3. 磁気電気効果。
4. 異常 Hall 効果、異常熱 Hall 効果、スピン Hall 効果などの輸送現象。
5. トポロジカルな超伝導状態。

以下で、簡単にこれらの特徴について解説する。まず最初に、超伝導状態におけるパリティ混合について考える [16, 17, 18, 22, 23, 24, 25]。空間反転対称性のない系では超伝導ギャップ関数 Δ のパリティがよい量子数ではないため、 Δ はパリティの固有関数ではなく、 Δ は $\Delta(\mathbf{k}) \neq \pm\Delta(-\mathbf{k})$ のようになる。このため、 $\Delta_{\text{sing}}(\mathbf{k}) = \Delta_{\text{sing}}(-\mathbf{k})$ をみたまシングレットと $\Delta_{\text{trip}}(\mathbf{k}) = -\Delta_{\text{trip}}(-\mathbf{k})$ をみたまトリプレットとに Δ を分類することができず、この両方が混ざり合った超伝導状態が自然に現れることになる。シングレットとトリプレットがどの程度の比で混じるかは物質の詳細に依存し、それに関していくつかの理論的な研究や、間接的な実験的証拠が提出されている。しかし、これまでのところ、パリティ混成を直接的に測定することには成功していない [26]。

次に、空間反転対称性のない系では、帯磁率にほとんど温度依存性のない部分があることが知られている [16, 15, 20, 21, 27, 28, 29]。これは異方的スピン軌道相互作用によって Fermi 面が分裂し、帯磁率に対して、その2つの Fermi 面の間を遷移するような van Vleck 的な寄与 χ^{VV} があるためである。スピン軌道相互作用の大きさが超伝導転移温度 T_c より十分に大きい場合には、この Fermi 面の分裂は超伝導ギャップの形成による影響をほとんど受けないので、「van Vleck 的帯磁率 χ^{VV} 」は T_c 以下でも温度に依存しない部分として残り続ける。その結果、 $\Delta_{\text{trip}} \ll \Delta_{\text{sin}}$ でトリプレット成分が無視できるような極端な場合においても、NMR のナイトシフトは $T \rightarrow 0$ で有限となる。通常の空間反転対称性のある超伝導体においては、ナイトシフトは超伝導パリティ

の決定に大きな役割を果たしてきたが、空間反転対称性のない超伝導体においては、ナイトシフトだけでは超伝導パリティを決定することが困難になってしまうのである。さらに、セクション 3 でも議論するように、分裂した Fermi 面が超伝導ギャップの形成でほとんど影響を受けないことは、超伝導状態における Pauli 対破壊効果とも大きく関係してくる。

また、空間反転対称性のない系では、常伝導・超伝導の両方の状態において磁気電気効果が現れることが指摘されている [14, 15, 19, 20, 21]。異方的スピン軌道相互作用がスピン自由度の関連する磁氣的性質と、電子の運動の自由度の関連する電氣的性質を結びつけることによって、磁場によって電流が誘起されたり、電場によってスピン分極が引き起こされたりするのである。このような現象はスピントロニクスの分野でも活発に研究されている。空間反転対称性のない超伝導体では、磁気電気効果は超伝導状態においても実現可能で、とくに磁場下でのヘリカル vortex 状態とよばれる超伝導ギャップが $\Delta(\mathbf{R}) \sim \exp[i\mathbf{Q}^{\text{me}} \cdot \mathbf{R}]\Delta$ のように空間的に変調している状態が実現しうる [30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37]。ここで \mathbf{Q}^{me} は、磁気電気効果の係数 $K_{\mu\nu}$ と $Q_{\nu}^{\text{me}} \propto H_{\mu}K_{\mu\nu}$ の関係がある。以上の 3 つの現象は、本稿で議論する CeRhSi₃, CeIrSi₃ における超伝導と深いつながりがある。

さらに、異常 Hall 効果やトポロジカル超伝導といった現象も、本稿の内容とは直接は関係しないが、異方的スピン軌道相互作用に関連した物理として研究されている。異常 Hall 効果に関しては、Karplus-Luttinger が指摘したように [38]、異方的スピン軌道相互作用によって Hall 電流が生じることが知られており、同じことが空間反転対称性のない重い電子系物質で起こることが期待されている [20, 21]。また、異方的スピン軌道相互作用によってトポロジカルな超伝導状態が実現可能であることも報告されている。たとえば、スピン軌道相互作用が大きいと d ベクトルの向きが決まってしまうので、時間反転対称性のあるトリプレット超伝導ギャップが安定化して、 Z_2 トポロジカル超伝導状態が発現しうる [39, 40]。磁場下では、スピンレス $p+ip$ 超伝導状態もしくは、有効的にそれと類似した性質を持つ s 波超伝導状態を作り出すことによって、vortex 部分で non-Abelian なエニオンの存在が可能となる [40, 41, 42]。以上のように、スピン軌道相互作用の引き起こす物理は多彩であり、実験的にも理論的にも今後ますます発展してゆくことが期待される。

1.2 CeRhSi₃, CeIrSi₃

前セクションで簡単に空間反転のない系の特徴を述べたが、その中でもとくに、超伝導状態におけるスピン軌道相互作用の関係した現象は、空間反転対称性のない超伝導体に特有の物理であり、この系を理解する上で重要である。さらに重い電子系において重要なことは、上に述べたような様々なスピン軌道相互作用の効果が、電子相関のために顕著になるという点である。空間反転対称性のない重い電子系超伝導体は、強い電子相関、異方的スピン軌道相互作用、超伝導という 3 つの要素が絡み合う舞台を提供してくれるのである。

このような観点からすると、CeRhSi₃, CeIrSi₃ は特に興味深い物質であるといえる [4, 5, 6, 7, 8, 9, 43]。これらの物質は常圧で遍歴的な反強磁性を示し、加圧とともに Néel 温度 T_N は低下し、 $T_N \rightarrow 0$ となるように見える臨界的な圧力 P_c で量子臨界点をもつと考えられている。実際、

CeIrSi₃ に対する NMR では $1/T_1 \propto T/(T + \theta)^{1/2}$ という 3次元反強磁性スピン揺らぎに特徴的な振る舞いが観測されている [44, 45, 46]。電気抵抗 ρ も P_c 付近では、 $\rho \sim T$ というカノニカル Fermi 液体での $\rho \sim T^2$ からずれた振る舞いをする。この電気抵抗の温度依存性は、よく知られている $\rho \sim T^{3/2}$ とは異なるが、やはり 3次元反強磁性スピン揺らぎによるものと理解できる [45, 46, 47, 48, 49, 50]。そして、この臨界圧力 P_c 近傍で超伝導が発現しており、超伝導転移温度は $T_c \sim 1(\text{K})$ 程度である。表 1 に CeRhSi₃, CeIrSi₃ の、近藤温度 T_K 、常圧での電子比熱係数 γ 、基底状態から第一励起状態への結晶場分裂の大きさ Δ_{CEF} 、常圧での Néel 温度 T_N 、および最大の超伝導転移温度 T_c を示す。

	T_K	γ	Δ_{CEF}	T_N	T_c
CeRhSi ₃	50-100(K)	120(mJ/molK ²)	220(K)	1.8(K)	1.1(K)
CeIrSi ₃	~100(K)	120(mJ/molK ²)	160(K)	5.0(K)	1.6(K)

表 1: CeRhSi₃, CeIrSi₃ における様々な物理量。

反強磁性相の近傍で超伝導が発現するという特徴は他の多くの重い電子系超伝導体でも見つかっており、反強磁性と超伝導の関係を示唆するものである [51, 52]。CeIrSi₃ における熱容量 C の測定では、 T_c における熱容量のジャンプ ΔC は圧力が P_c に近づくほどに大きくなることが報告されており、これはこの超伝導がスピン揺らぎによる強結合超伝導であることを示している [53]。

CeRhSi₃, CeIrSi₃ の超伝導において、量子臨界性との関連が期待されて特に興味深いのは、上部臨界磁場 H_{c2} の振る舞いである [54, 55]。まず、これらの物質における c 軸方向の H_{c2} の特徴をまとめると次のようになる。(i) 圧力がある臨界的な値に近づくほど H_{c2} の値が大きくなり、30(T) にも達するほどになる。この値はこれまでに見つかっている重い電子系超伝導体において最大のもので、 T_c が 1(K) 程度であることを考えると脅威的な大きさである。(ii) H_{c2} 曲線は強結合超伝導に特徴的な下凸の形をしており、低温になるほどその傾きが大きくなっている。通常の超伝導体では低温で H_{c2} の増大の仕方が緩やかになってくることとは対照的である。(iii) H_{c2} の増大は圧力に敏感であるのに対し、 $H = 0$ の T_c はあまり圧力に依存していない。このような振る舞いは、超伝導とスピン揺らぎの間に深い関係性があることを示している。ただし、CeRhSi₃, CeIrSi₃ における Néel 温度が数 K 程度であることを考えると、30(T) もの磁場をかけてしまうとスピン揺らぎが抑えられてしまうのではないかという問題もある。

また、 H_{c2} は磁場の方向に関して大きな異方性があり、 ab 面内の H_{c2} は 10(T) 程度の大きさで、 H_{c2} 曲線は通常の上凸の形で、圧力依存性もほとんどない。このような H_{c2} の異方性は、Rashba スピン軌道相互作用が大きく関係している。セクション 1.1 挙げた「空間反転対称性のない超伝導体の特徴的現象の 2.」とも関係するのであるが、CeRhSi₃, CeIrSi₃ ではスピン軌道相互作用で Fermi 面が分裂しており、 $H \parallel \hat{z}$ を印加してもこの分裂の様子はほとんど変わらない。そのため、Cooper 対は Zeeman 効果の影響をほとんど受けないのである。したがって、 $H \parallel \hat{z}$ では、 H_{c2} は軌道対破壊効果で決められることになる。

一方、 $H \perp \hat{z}$ の場合には、Fermi 面は異方的に歪められ、Pauli 対破壊効果が重要になってくる。この場合、 $H_{c2} \perp \hat{z}$ の値は $H_{c2} \parallel \hat{z}$ に比べれば小さいものの、10(T) 近い大きさであり、 $T_c \sim 1(\text{K})$ であることと比べるとやはり大きい。さらに $H \perp \hat{z}$ に対しては、一般の空間反転対称性のない超伝導体では、セクション 1.1 で述べた「特徴的現象 3.」のヘリカル vortex 状態などの空間的に変調した超伝導状態が実現する可能性がある。ただし、Rashba 型スピン軌道相互作用をもつ 3 次元的な超伝導体 (3 次元 Rashba 超伝導体) ではギャップ関数の変調 $Q^{\text{me}} \sim (\alpha/\varepsilon_F)H/v_F$ は物理的な意味をもたず、ヘリカル vortex 状態は存在しえないことが指摘されている [35, 36, 37]。 ε_F, v_F はそれぞれ、Fermi エネルギー、Fermi 速度である。しかし、3 次元の Rashba 超伝導体においても高磁場領域では、変調 $Q^\pm \sim \pm H/v_F$ の Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) 状態 [56, 57] は実現しうる [31, 32]。一般的な空間反転対称性のない超伝導体では、ある閾値 $H = H^*$ の磁場で、この小さい Q^{me} から大きな Q^\pm へギャップ関数の変調が移り変わってゆく。この閾値 H^* は、Pauli 対破壊効果と軌道対破壊効果の相対的な大きさに強く依存しており、物質毎に異なる。そのため、CeRhSi₃, CeIrSi₃ において H^* が H_{c2} 以下の到達しうる値であるかどうかを見積もることは重要なことになってくるであろう。

以上のことを踏まえて、本稿では、CeRhSi₃, CeIrSi₃ におけるスピン揺らぎの性質、超伝導状態の対称性、および上部臨界磁場の解析結果を紹介する [50, 58]。まず、スピン揺らぎの性質としてその磁場依存性を調べ、 $\mu_B H \lesssim \alpha$ の範囲ではスピン揺らぎは磁場に対して robust であることを示す。これらの物質においては、異方的スピン軌道相互作用の大きさは非常に大きく $\alpha > 30\mu_B(\text{K})$ であると考えられているので、スピン揺らぎは $H_{c2} \parallel \hat{z}$ 近傍でも十分強いということになる。次に、CeRhSi₃, CeIrSi₃ における超伝導が反強磁性量子臨界点近傍のスピン揺らぎを媒介として引き起こされているという描像にたって、超伝導の対称性を調べる。特に、ペアリング相互作用の、異方的スピン軌道相互作用に起因するスピンの反転するような散乱過程の効果についても考える [23, 24]。このような散乱過程は、スピントリップレットを強めるはたらきがあるということが指摘されているのであるが、CeRhSi₃, CeIrSi₃ においてはトリップレットの混成はさほど強くはないことを示す。以上の 2 点は、上部臨界磁場の解析に対する補足的な性格が強い。この 2 点を踏まえた上で、半現象論的なモデルを用いて CeRhSi₃, CeIrSi₃ における H_{c2} について議論する。理論的に実験で観測されている H_{c2} の特徴を説明するためには、Pauli 対破壊効果と軌道対破壊効果の両方を同等に扱い、さらに、強結合効果を現実的な Fermi 面に対して扱えるようにしなくてはならない。そのため一般的な式を導出し、それを用いることによって H_{c2} を計算する。その結果、 $H_{c2} \parallel \hat{z}$ は、Rashba スピン軌道相互作用と量子臨界点近傍のスピン揺らぎの相乗効果として理解できることを示す。また、 H_{c2} の異方性を説明し、 $H \perp \hat{z}$ に対して高磁場での FFLO 状態の実現可能性について議論する。

2 スピン揺らぎと超伝導対称性

このセクションでは、CeRhSi₃, CeIrSi₃ の常伝導状態におけるスピン揺らぎの磁場依存性、および超伝導対称性と超伝導ギャップ関数に対するスピン反転散乱過程の影響について議論する。

2.1 モデル

まず最初に、結晶の反転対称性の欠如に起因するスピン軌道相互作用が、Kramers doublet に対してどのような形をとるかを考えてみる。CeRhSi₃, CeIrSi₃ は tetragonal な結晶構造をもち、等方的な $L \cdot S$ でかけるスピン軌道相互作用と結晶場効果を考慮したときの Ce サイトの基底状態は Γ_7 Kramers doublet 状態 $\{|\Gamma_7, a\rangle, |\Gamma_7, \bar{a}\rangle\}$ である。この Γ_7 Kramers doublet から作った Bloch 関数 $\{\psi_k^\alpha, \psi_k^{\bar{\alpha}}\}$ に関して、異方的スピン軌道相互作用ハミルトニアン of 行列要素を求めてみる。ハミルトニアン

$$\mathcal{H}_{SO} = \frac{e}{4m^2} [\nabla V(\mathbf{x}) \times (-i\nabla)] \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (1)$$

の行列要素をとると、もし $V(\mathbf{x}) = V(-\mathbf{x})$ ならこの値はゼロとなるが、 $V(\mathbf{x}) \neq V(-\mathbf{x})$ ならば有限に残る [2, 27, 29]。 $V(\mathbf{x}) \neq V(-\mathbf{x})$ の場合として、 $\langle \psi_k^\alpha | \nabla V | \psi_k^\beta \rangle \simeq -\mathbf{E} = \text{const.}$ のような場合を考えてみると、

$$\langle \psi_k^\alpha | \mathcal{H}_{SO} | \psi_k^\beta \rangle \propto \varepsilon_{\mu\nu\rho} E_\mu k_\nu \tau_\rho^{\alpha\beta} \quad (2)$$

とまとめられる。 τ は Γ_7 の擬スピンに関する Pauli 行列である。したがって Kramers doublet に関する限り、結晶中のスピン軌道相互作用のうち、 $V(\mathbf{x}) \neq V(-\mathbf{x})$ の成分からの寄与は、 $(\mathbf{E} \times \mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\tau}$ とかけることが分かる [21, 23]。以下では Γ_7 の擬スピンを単にスピンとよび、 $\boldsymbol{\tau}$ を $\boldsymbol{\sigma}$ とかく。第二量子化形式では、結合定数を α とかくと異方的スピン軌道相互作用は、 $H_{SO} = \sum_{\mathbf{k}} \alpha c_{\mathbf{k}}^\dagger \mathcal{L}_0(\mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma} c_{\mathbf{k}}$ のようにかける。 $\mathcal{L}_0(\mathbf{k})$ は、系が立方晶ならば Dresselhaus 型 $\mathcal{L}_0(\mathbf{k}) = (k_x(k_y^2 - k_z^2), k_y(k_z^2 - k_x^2), k_z(k_x^2 - k_y^2))$ 、正方晶ならば Rashba 型 $\mathcal{L}_0(\mathbf{k}) = (k_y, -k_x, 0)$ のようにかけることが知られている。

すでに述べたように CeRhSi₃, CeIrSi₃ は近藤温度が 50-100(K) ほどで、超伝導転移温度の $T_c \sim 1(\text{K})$ よりはるかに高い。そのため、 $\sim 1(\text{K})$ くらいの低温領域における性質を調べるには、伝導電子との混成を通じて形成された低エネルギーの重い準粒子について注目すればよい。この準粒子のハミルトニアンは、

$$H = \sum_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^\dagger \varepsilon_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}} + \alpha \sum_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^\dagger \mathcal{L}_0(\mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma} c_{\mathbf{k}} + H_{\text{int}} \quad (3)$$

である。ここで $c_{k\sigma}^{(\dagger)}$ は、上に述べた Γ_7 の Kramers 二重項に対する生成・消滅演算子である。セクション 1.2 で議論したように、Kramers doublet から第一励起状態までのエネルギー差は $\Delta_{\text{CEF}} \sim 200(\text{K})$ であるから、超伝導の議論に関して上のエネルギー状態を考慮する必要はない。CeRhSi₃, CeIrSi₃ は格子間隔が 1:1:2 の体心正方晶であるから、分散関係と異方的スピン軌道相互作用は、

$$\begin{aligned} \varepsilon(\mathbf{k}) &= -2t_1(\cos k_x a + \cos k_y a) + 4t_2 \cos k_x a \cos k_y a \\ &\quad - 8t_3 \cos(k_x a/2) \cos(k_y a/2) \cos k_z a - 2t_4 \cos 2k_z a - \mu, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\mathcal{L}_0(\mathbf{k}; H) = (\sin k_y a, -\sin k_x a - \mu_B H_y / \alpha, -\mu_B H_z / \alpha) \quad (5)$$

であたえられる。ここに現れる重なり積分は、 f 電子の局所スピン揺らぎの効果を繰り込んだものであり、近藤温度 $T_K \lesssim 100(\text{K})$ に対応して $t_1 \lesssim 100(\text{K})$ である。このセクションでは、これら

のパラメータを $(t_1, t_2, t_3, t_4, n, \alpha) = (1.0, 0.5, 0.3, 0.025, 0.975, 0.2)$ と固定する。 n はフィリングである。このパラメータでの Fermi 面は、バンド計算で得られている Fermi 面と定性的に一致しており、後で示すように、帯磁率のピーク位置も中性子散乱の実験結果とコンシステントである [50, 59, 60, 61]。

Green 関数は、

$$G_{\alpha\beta}(k) = \sum_{\tau=\pm 1} l_{\tau\alpha\beta}(k) G_{\tau}(k), \quad (6)$$

$$l_{\tau\alpha\beta}(k) = \frac{1}{2} \left(1 + \tau \hat{\mathcal{L}}(k) \cdot \boldsymbol{\sigma} \right)_{\alpha\beta}, \quad (7)$$

$$G_{\tau}(k) = \frac{1}{i\omega_n - \varepsilon_{\tau}(k) - \Sigma_0(k)} \quad (8)$$

で与えられる。ここで、 $\varepsilon_{\tau}(k) = \varepsilon_0(k) + \tau\alpha\|\mathcal{L}(k)\|$, $\mathcal{L}(k) = \mathcal{L}_0(k) + \Sigma(k)/\alpha$, $\hat{\mathcal{L}}(k) = \mathcal{L}(k)/\|\mathcal{L}(k)\|$, $\|\mathcal{L}(k)\| = \sqrt{\sum_{i=1}^3 [\mathcal{L}_i(k)]^2}$ である。自己エネルギー Σ_0, Σ は、スピン軌道相互作用に合わせて $\Sigma_0 = (\Sigma_{\uparrow\uparrow} + \Sigma_{\downarrow\downarrow})/2$, $\Sigma_x = (\Sigma_{\uparrow\downarrow} + \Sigma_{\downarrow\uparrow})/2$, $\Sigma_y = (\Sigma_{\uparrow\downarrow} - \Sigma_{\downarrow\uparrow})/2i$, $\Sigma_z = (\Sigma_{\uparrow\uparrow} - \Sigma_{\downarrow\downarrow})/2$ のように定義されている。Green 関数の形からも分かる通り、スピン軌道相互作用のために Fermi 面はスピン縮退がとけて $\Delta k \sim \alpha/v_F$ 程度の幅をもって分裂している。異方的スピン軌道は k に依存した磁場のようなもので、 $H = 0$ のとき分裂した 2 つの Fermi 面上では、各 k 点におけるスピンは $\mathcal{L}(k)$ と (反) 並行になるように向けられている。図 2 に、Fermi 面の様子を模式的に示してある。また、CeRhSi₃, CeIrSi₃ では、そのエネルギー分裂幅 $\sim \alpha$ は Fermi エネルギーよりは小さいが超

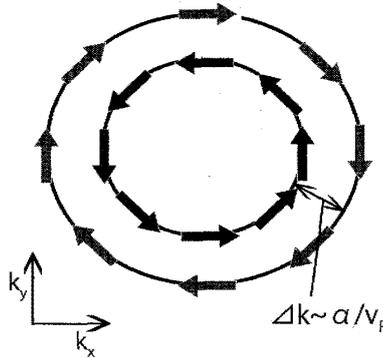


図 2: Rashba スピン軌道相互作用による Fermi 面の分裂の様子。各 Fermi 面上の矢印はスピンを表す。Fermi 面の分裂の幅は $\Delta k \sim \alpha/v_F$ 程度である。

伝導ギャップ Δ に比べて十分大きいと考えられている； $\Delta \ll \alpha \ll \varepsilon_F$ 。このため Fermi 面の分裂は超伝導転移によってほとんど影響をうけないことになり、セクション 3 で議論するように、このことが c 軸方向の Pauli 対破壊効果の強い抑制と関係している。

2.2 スピン揺らぎの磁場依存性

ここでは、空間反転対称性のない系におけるスピン揺らぎの磁場依存性を議論する。すでに述べた通り、CeRhSi₃, CeIrSi₃ では $T_N \sim 1(\text{K})$ に対し $H_{c2}^c \sim 30(\text{T})$ にもなり、外部磁場がスピン揺らぎに何かしらの影響を与える可能性がある。しかし以下で示すように、スピン軌道相互作用が十分強ければ、Zeeman 効果は抑制されてスピン揺らぎは変化しない。

ハミルトニアンとして、相互作用がオンサイト斥力相互作用 $H_{\text{int}} = U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$ である Hubbard モデルを考える。

$$H = \sum_k c_k^\dagger \varepsilon_k c_k + \alpha \sum_k c_k^\dagger \mathbf{L}_0(\mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma} c_k + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}. \quad (9)$$

スピン揺らぎの磁場依存性をみるには、揺らぎを特徴付ける量である帯磁率を調べればよい。

$$\begin{aligned} \chi_{\mu\nu}(q) &= \int_0^{1/T} d\tau e^{i\nu\tau} \langle T S_q^\mu(\tau) S_{-q}^\nu(0) \rangle \\ &= \frac{1}{4} \sigma_{\alpha\beta}^\mu \chi_{\alpha\beta\beta'\alpha'}(q) \sigma_{\alpha'\beta'}^\nu. \end{aligned} \quad (10)$$

この Hubbard モデルについて乱雑位相近似 (RPA) で、相互作用が強いときの帯磁率の Zeeman 磁場依存性を調べる。

$$\hat{\chi}(q) = \hat{\chi}^0(q) [1 - \hat{U}_+ \hat{\chi}^0(q)]^{-1}, \quad (11)$$

$$\chi_{\alpha\beta\alpha'\beta'}^0(q) = -\frac{T}{N} \sum_k G_{\alpha'\alpha}^0(k) G_{\beta\beta'}^0(k+q), \quad (12)$$

$$\hat{U}_+ = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & -U \\ 0 & U & 0 & 0 \\ 0 & 0 & U & 0 \\ -U & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (13)$$

ここで行列は

$$\hat{M} = \begin{bmatrix} M_{\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow} & M_{\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow} & M_{\uparrow\uparrow\downarrow\uparrow} & M_{\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow} \\ M_{\uparrow\downarrow\uparrow\uparrow} & M_{\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow} & M_{\uparrow\downarrow\downarrow\uparrow} & M_{\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow} \\ M_{\downarrow\uparrow\uparrow\uparrow} & M_{\downarrow\uparrow\uparrow\downarrow} & M_{\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow} & M_{\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow} \\ M_{\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow} & M_{\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow} & M_{\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow} & M_{\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow} \end{bmatrix} \quad (14)$$

と定義されている。

パラメータを $U = 3.5t_1, T = 0.02t_1$ と固定したときの、帯磁率の対角成分 $\chi_{xx}, \chi_{yy}, \chi_{zz}$ の縦磁場 $\mathbf{H} = (0, 0, H_z)$ 依存性は図 3 のようになる。次のセクションでも同じパラメータを用いるが、このパラメータに対しては超伝導は発現可能である。まず $\mathbf{H} = 0$ では、 $\mathbf{Q}_x \simeq (\pm 0.5\pi, 0, 0.5\pi)/a, \mathbf{Q}_y \simeq (0, \pm 0.5\pi, 0.5\pi)/a$ に対して、 $\chi_{xx}(0, \mathbf{Q}_x) = \chi_{yy}(0, \mathbf{Q}_y) > \chi_{zz}(0, \mathbf{Q}_{x,y})$ である。これは、CeRhSi₃ において反強磁性モーメントは ab 面内に向いているという中性子散乱実験の結果とコンシステントである [61]。また、RPA の中間状態としてスピン反転を含むような散乱過程があるために、 $\chi_{xx}(0, \mathbf{Q}_x) > \chi_{yy}(0, \mathbf{Q}_x)$ である。しかしながら、Rashba SO 相互作用に起因する帯磁率の異方性

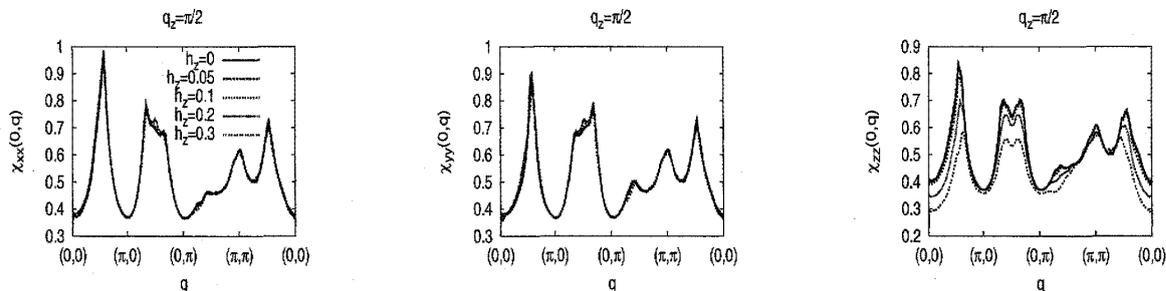


図 3: $q_z = \pi/2$ における帯磁率の対角成分 $\chi_{\mu\mu}$ の縦磁場 $h_z = \mu_B H_z/t_1$ 依存性。パラメータは $U = 3.5t_1, T = 0.02t_1$ で、Rashba SO 相互作用の強さは $\alpha = 0.2t_1$ 。 χ_{xx} (左), χ_{yy} (中央), χ_{zz} (右)。

は相互作用のない $\chi_{\mu\mu}^0(q)$ に対しては非常に小さく、 $\alpha/\varepsilon_F \ll 1$ のオーダーである。そのため、相互作用を含む $\chi_{\mu\mu}(q)$ においても異方性はやはり小さく、 H_{c2} の議論においては無視できる。このことからセクション 3 では、スピン回転対称な現象論的な相互作用を導入して H_{c2} について議論する。磁場依存性については、 $\mu_B H \lesssim \alpha$ であれば、 $\chi_{\mu\nu}$ はほとんど変化せず、 $\mu_B \gtrsim \alpha$ に対しても χ_{zz} が抑制されるのみである。これは、磁場の小さい $\mu_B H \lesssim \alpha$ の領域では、異方的スピン軌道相互作用が各 k 点でスピンの向きを $\mathcal{L}(k)$ に (反) 並行に固定しようとするはたらきが、Zeeman 効果を抑えるためである。それゆえ、このようなスピン揺らぎの外場に対する robustness は空間反転対称性のない系の一般的性質と理解できる。CeRhSi₃, CeIrSi₃ に対しては、スピン軌道相互作用の大きさは直接的に測定されていないが、その値はかなり大きく、 $\alpha > \mu_B H \sim 30(\text{T})$ であると期待されている。したがって、CeRhSi₃, CeIrSi₃ においては、30(T) に達するほど巨大な磁場をかけられていてもスピン揺らぎは強いままであると考えられる。

同様のことは $\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$ に対してもいえる。この場合には、バンド分散は $\varepsilon_\tau(\mathbf{k}) = \varepsilon_0(\mathbf{k}) + \tau\alpha\sqrt{\sin^2(k_y a) + (\sin(k_x a) - \mu_B H_y/\alpha)^2}$ のようになり、Fermi 面は異方的に歪められる。図 4 に

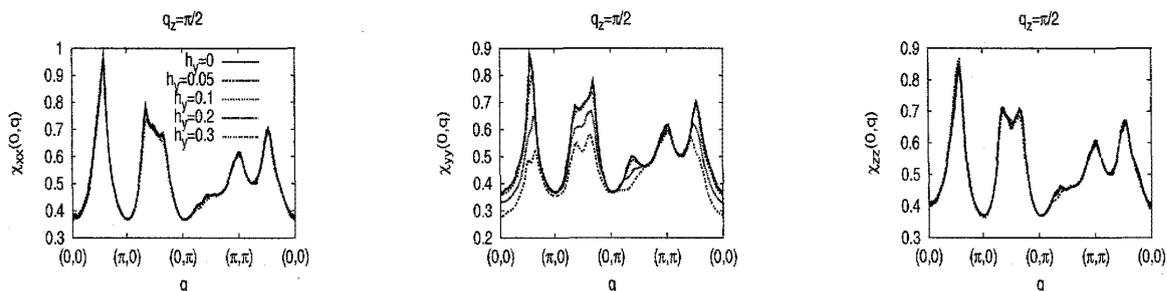


図 4: $q_z = \pi/2$ における帯磁率の対角成分 $\chi_{\mu\mu}$ の横磁場 $h_y = \mu_B H_y/t_1$ 依存性。パラメータは $U = 3.5t_1, T = 0.02t_1$ で、Rashba SO 相互作用の強さは $\alpha = 0.2t_1$ 。 χ_{xx} (左), χ_{yy} (中央), χ_{zz} (右)。

は、帯磁率の対角成分 $\{\chi_{\mu\mu}\}$ の横磁場 $\mathbf{H} = (0, H_y, 0)$ 依存性が示されている。 $\mu_B H \lesssim \alpha$ ではす

すべての $\chi_{\mu\mu}$ はほとんど変化せず、 $\mu_B H \gtrsim \alpha$ に対しては χ_{yy} が抑えられている。このような振る舞いは、 $\mathbf{H} \parallel \hat{z}$ のときとほぼ同じである。

このように、磁場の大きさがスピン軌道相互作用に比べて小さい $\mu_B H \lesssim \alpha$ の場合には、スピン揺らぎは磁場の影響をほとんど受けないことが分かる。CeRhSi₃, CeIrSi₃ においては H_{c2} は極めて巨大であるが、この条件は満たされていると考えられるので、セクション3における H_{c2} の議論の際には、スピン揺らぎに対する磁場の効果は無視できる。さらに先ほど述べた通り、スピン揺らぎの異方性は、相互作用が強い量子臨界点近傍であってさえも H_{c2} の議論に関しては無視できるほど小さいので、有効的にはスピン回転対称な $g^2 \chi(q) \mathbf{S}_q \cdot \mathbf{S}_{-q}$ のような相互作用が準粒子間に働いていると考えることができる。これから導かれる超伝導ペアリング相互作用 (式 (26)~(28)) には、上の RPA の解析では含まれていたスピン反転を伴う散乱過程が含まれていないが、このことも CeRhSi₃, CeIrSi₃ における超伝導を議論する際には重要ではないことを次に議論する。

2.3 スピン反転散乱と超伝導対称性

この節では、CeRhSi₃, CeIrSi₃ の超伝導対称性について議論する。超伝導対称性は、超伝導状態を特徴付ける最も基本的な性質であり、超伝導状態の理解に必要不可欠なものである。すでに述べたが、空間反転対称性がない系では一般的にスピンシングレットとトリプレットが混ざり合った状態が実現する。この混成の大きさは系の詳細に依存するのであるが、スピン軌道相互作用によってスピンが反転するような散乱のプロセスが、トリプレットを強める傾向にあるということが指摘されている [23, 24]。スピン反転を含む散乱過程に対応するペアリング相互作用 V_{flip} は、スピン反転を含まない散乱過程に対する相互作用 V_{con} より α/ε_F 程度に大きさは小さくなるのであるが、その波数依存性は一般的にトリプレット超伝導に有利に働くようである。このセクションで用いるモデルは、式 (9) で、前セクションと同じである。

イントロダクションでも述べた通り、CeRhSi₃, CeIrSi₃ において実現している超伝導は強結合超伝導であることが示唆されているが、一般的に超伝導対称性は、ペアリング相互作用の波数依存性と Fermi 面の形状の関係性から決定されるため、対称性の決定に関しては、弱結合近似を用いてもおおよそ正しい結果が得られることが知られている。超伝導の転移温度と対称性を決定する方程式である Eliashberg 方程式は、弱結合近似の範囲で次のように書かれる。

$$\Delta_{\alpha\alpha'}(\mathbf{k}) = -\frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}'} \tilde{V}_{\alpha\alpha'\beta\beta'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') g_{\beta\gamma\beta'\gamma'}(\mathbf{k}') \Delta_{\gamma\gamma'}(\mathbf{k}'). \quad (15)$$

ここで、 \tilde{V} は弱結合近似でのペアリング相互作用で、 $g_{\beta\gamma\beta'\gamma'}(\mathbf{k}) = T \sum_{\omega_n} G_{\beta\gamma}^0(\mathbf{k}) G_{\beta'\gamma'}^0(-\mathbf{k})$ である。すでに述べた通り、CeRhSi₃, CeIrSi₃ は反強磁性量子臨界点近傍に位置していると考えられており、超伝導はその量子臨界点のあたりで発現している。このことから、反強磁性量子臨界点近傍のスピン揺らぎが、この超伝導を引き起こしていると考えるのは自然なことであろう。そこで、ペアリング相互作用を、スピン揺らぎを取り込むうえで最もシンプルな近似である RPA で評価する。

$$V_{\alpha\beta,\alpha'\beta'}(k, k') \equiv U_{\alpha\beta,\alpha'\beta'} + [\hat{U}_+ \hat{\chi}(k+k') \hat{U}_+]_{\beta'\alpha,\beta\alpha'} - [\hat{U}_- \hat{\chi}(k-k') \hat{U}_-]_{\alpha\alpha',\beta'\beta}. \quad (16)$$

ここで、 $\hat{\chi}$ は式 (11) で表わされる RPA における帯磁率で、行列 \hat{U}, \hat{U}_- は、

$$\hat{U} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & U & -U & 0 \\ 0 & -U & U & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (17)$$

$$\hat{U}_- = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & U \\ 0 & 0 & -U & 0 \\ 0 & -U & 0 & 0 \\ U & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (18)$$

と定義されている。弱結合近似での相互作用 $\tilde{V}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ は、式 (16) において、 $\hat{\chi}(i\nu_n = 0, \mathbf{q})$ を用いて決められる。相互作用 \tilde{V} は2つの部分から構成され、1つはスピンを保存する散乱過程のみからなる \tilde{V}_{con} で、もう1つはスピンを保存しない散乱過程を含む \tilde{V}_{flip} である。また、以下では便利のために4成分の d ベクトルを用いる。

$$\Delta(\mathbf{k}) = \sum_{\mu=0}^3 d_{\mu}(\mathbf{k}) \sigma_{\mu} i \sigma_2. \quad (19)$$

ここで、 d_0, \mathbf{d} はそれぞれ、シングレット部分、トリプレット部分に対するギャップ関数である。線形化した Eliashberg 方程式を用いた議論の範囲内では、それぞれのギャップ関数の絶対値には意味はないが、相対的な大きさ $r \equiv \max\{d_1(\mathbf{k})\} / \max\{d_0(\mathbf{k})\}$ はシングレット超伝導に対するトリプレット超伝導の混成の割合を表す。パラメータは前セクションと同じ値、 $U = 3.5t_1, T = 0.02t_1$ に固定する。この値に対しては、Eliashberg 方程式の最大固有値は $0.95 \sim 1.05$ ほどで、超伝導が発現する状況に対応している。

我々のモデルにおいて Eliashberg 方程式を解くと、CeRhSi₃, CeIrSi₃ の点群である C_{4v} の5つある既約表現のうち、 A_1 対称性の超伝導状態が最も安定であることが分かる。以下ではこの対称性についてのみ考える。図5、図6は、 A_1 対称である d_0, d_1 の波数依存性をそれぞれ示している。波数依存性はおおまかには、 $d_0 \sim \cos(2k_z a), d_1 \sim -\sin(k_y a)$ のような格好である。2つのギャップ

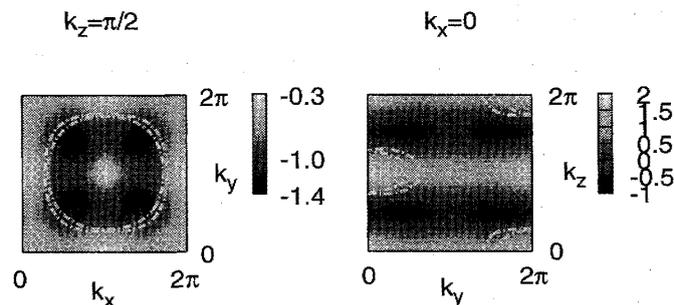


図5: スピン反転散乱過程を全て取り入れたときのシングレットギャップ関数 $d_0(\mathbf{k})$ 。左図は $k_z = \pi/2$ 平面、右図は $k_x = 0$ 平面における様子。点線は Fermi 面を表している。

プの混成の割合は、 $r \sim 1/10$ 程度と小さめである。このようなギャップ関数の様子に対し、スピン

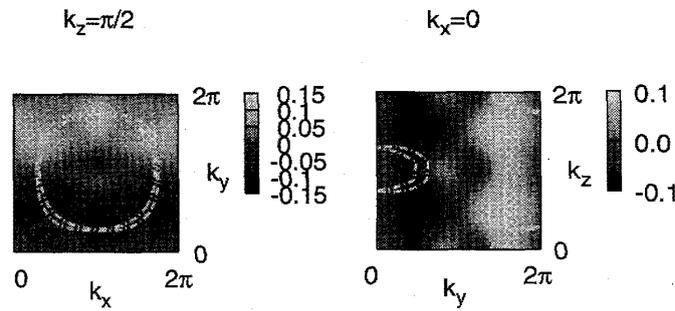


図 6: スピン反転散乱過程を全て取り入れたときのトリップレットギャップ関数 $d_1(\mathbf{k})$ 。左図は $k_z = \pi/2$ 平面、右図は $k_x = 0$ 平面における様子。点線は Fermi 面を表している。

反転散乱 [23, 24] からどのような寄与があるのかを見るために、形式的に $\tilde{V}_{\text{flip}} = 0$ とおいてスピン反転散乱を全て無視した相互作用を用いて Eliashberg 方程式を解いてみる。その結果得られたギャップ関数の様子が、図 7 と図 8 に示されている。この場合では、ギャップのパリティ混成の割

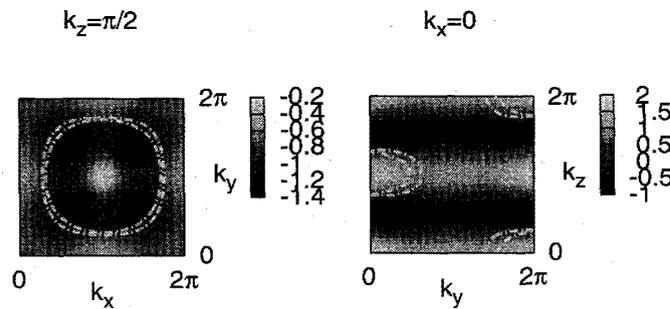


図 7: スピン反転散乱過程を全て無視したときのシングレットギャップ関数 $d_0(\mathbf{k})$ 。左図は $k_z = \pi/2$ 平面、右図は $k_x = 0$ 平面における様子。点線は Fermi 面を表している。

合は $r \sim 1/30$ ほどで、スピン反転散乱を考慮した場合に比べて $1/3$ 程度になっている。我々は同様の計算をいくつかの Fermi 面に対して行い、スピン反転散乱の役割について考察した。その結果、一般的に、スピン反転散乱はトリップレット超伝導を強める傾向にもつようである。ただし、これは RPA による解析に限った結論であって、RPA に含まれない相互作用項である vertex 項についても同様のことが言えるかどうかは明らかではない。また、パリティ混合の大きさ r は系の詳細に依存し、Fermi 面によっては、シングレットとトリップレットのギャップの大きさが同程度になるときもあれば、一方だけが支配的になることもある。CeRhSi₃, CeIrSi₃ の場合には、上で述べたように、スピン反転散乱を考慮しても $r \sim 1/10$ 程度であるため、 H_{c2} の議論においては、スピン反転散乱の効果を無視しても問題はない。したがって、前セクションでの結果と合わせて考えることにより、準粒子間のペアリング相互作用として、磁場依存性がなくスピン反転散乱を含まないものを用いてもよいということが支持される。最後に、 d_μ の波数依存性に対するスピン反転散乱の寄与についてであるが、スピン反転散乱を考慮しても、 d_0 はほとんど変わらないが、 d はかなり変化する。これも様々な Fermi 面に対していえる一般的性質と考えられる。図 6 と図 8

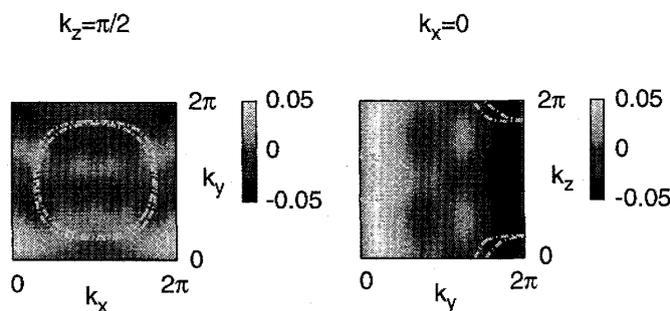


図 8: スピン反転散乱過程を全て無視したときのトリップレットギャップ関数 $d_1(\mathbf{k})$ 。左図は $k_z = \pi/2$ 平面、右図は $k_x = 0$ 平面における様子。点線は Fermi 面を表している。

とでは、かなり波数依存性が違って見えるが、 $0 \leq c \leq 1$ なるチューニングパラメータ c を導入して $\tilde{V} = \tilde{V}_{\text{con}} + c\tilde{V}_{\text{flip}}$ とおけば、もちろん d_1 の変化は c に関して連続的である。また、このような波数依存性の違いは H_{c2} の議論においては重要ではない。

3 上部臨界磁場

このセクションでは、CeRhSi₃, CeIrSi₃ における上部臨界磁場について議論する。これらの物質ではセクション 1 でも紹介した通り、上部臨界磁場 H_{c2} の振る舞いが ab 面垂直磁場と並行磁場とでまったく異なることが実験的に報告されている。このことは以下に議論するように、Rashba スピン軌道相互作用からくる Pauli 対破壊効果の異方性と、反強磁性スピン揺らぎからくる軌道対破壊効果の抑制という 2 つの効果が組み合わさった現象であると理解できる。本稿ではまず、磁場のない場合について Eliashberg 方程式を解いて転移温度の相互作用結合定数に対する依存性を求め、その次に、適当な相互作用の大きさでの上部臨界磁場を縦磁場・横磁場の両方の場合について解析する。 H_{c2} の計算に関しては、縦磁場と横磁場の異方性を理解するには、Pauli 対破壊効果と軌道対破壊効果を同等に扱う必要がある。また、特に縦磁場の場合の巨大な H_{c2} を解析するには、量子臨界点近傍のスピン揺らぎの効果を取り入れた強結合効果を考慮することが大切になってくる。さらに、現実の物質との対応を考えるためには、任意の Fermi 面に対して H_{c2} が計算できることも求められる。我々は、 H_{c2} の解析に対するこのような要請を満足する一般的な式を導出し、それを用いて CeRhSi₃, CeIrSi₃ の H_{c2} について議論する。

3.1 $H = 0$ の場合

まずは $H = 0$ の場合について、転移温度 T_c の相互作用結合定数依存性を調べる。このセクションと続くセクションで用いるモデルは、次のようなスピン揺らぎを介した相互作用項を現象論的

に導入したモデルである [62, 63]。

$$S = S_0 + S_{\text{SF}}, \quad (20)$$

$$S_0 = \sum_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^\dagger [-i\omega_n + \varepsilon_0(\mathbf{k})] c_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^\dagger \alpha \mathcal{L}_0(\mathbf{k}, \mathbf{H}) \cdot \boldsymbol{\sigma} c_{\mathbf{k}}, \quad (21)$$

$$S_{\text{SF}} = - \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{q}} \frac{g^2}{6} \chi(\mathbf{q}) \boldsymbol{\sigma}_{\alpha\alpha'} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\beta\beta'} c_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\alpha}^\dagger c_{\mathbf{k}\alpha'} c_{\mathbf{k}'-\mathbf{q}\beta}^\dagger c_{\mathbf{k}'\beta'}. \quad (22)$$

ここで $c_{\mathbf{k}}^{(\dagger)}$ は、式 (3) と同様に、 Γ_7 の Kramers doublet に対する消滅 (生成) 演算子である。セクション 2.2, 2.3 で議論した通り、相互作用に関しては、スピン回転対称で、磁場依存性がないものを用いている。ここではパラメータは、 $(t_1, t_2, t_3, t_4, n, \alpha) = (1.0, 0.475, 0.3, 0.0, 1.0, 0.5)$ とする。

現象論的に導入される相互作用は、次の繰り込まれた帯磁率によって特徴づけられる。

$$\chi(i\nu_n, \mathbf{q}) = \sum_a \frac{\chi_0 \xi^2 q_0^2}{1 + \xi^2 (\mathbf{q} - \mathbf{Q}_a)^2 + |\nu_n| / (\Gamma_0 \xi^{-2} q_0^{-2})}, \quad (23)$$

$$\xi(T, \theta) = \tilde{\xi} \sqrt{\frac{t_1}{T + \theta}}. \quad (24)$$

ここで、 χ_0, q_0, Γ_0 はそれぞれ、相互作用のないときの帯磁率、揺らぎの長さスケール、揺らぎのエネルギースケールである。これらの量は、系が量子臨界点に近づくと、相関長 $\xi(T, \theta)$ によって繰り込まれる。相関長 ξ のべきは、平均場的な 1/2 であり、 θ は圧力が反強磁性秩序に関する臨界的な圧力に近づくほど単調に小さくなる [45, 46]。この ξ の温度・圧力依存性は、CeIrSi₃ に対する NMR の実験とコンシステントである [44]。また、反強磁性の秩序ベクトルは、CeRhSi₃ についての中性子散乱実験から $\mathbf{Q}_1 = (\pm 0.43\pi, 0, 0.5\pi)/a$, $\mathbf{Q}_2 = (0, \pm 0.43\pi, 0.5\pi)/a$ と定める [61]。これは、ピークに関しては、セクション 2.2 における帯磁率とだいたい同じ波数依存性である。本稿では、 $\chi(\mathbf{q})$ の中のパラメータを、 $q_0 = a^{-1}$, $\Gamma_0 = 3.6t_1$, $\tilde{\xi} = 0.45a$ と定める。 $\Gamma_0 = 3.6t_1$ はスピン揺らぎのないときの Fermi エネルギーと同程度である。また、 $\tilde{\xi} = 0.45a$ のとき、数値計算の最低温度での相関長は $\xi_{\text{max}} \lesssim 10a$ ほどになる。この長さは、反強磁性スピン揺らぎに対してリーズナブルな値である。最後に、相互作用の結合定数 g は vertex 補正の効果まで繰り込んだ有効的な結合定数と考えるべきであることを述べておく [64, 65]。

強結合効果を取り入れるために、自己エネルギーを $g^2\chi_0$ の 1 次までで評価すると、

$$\Sigma_0(k) = \frac{T}{2N} \sum_{k'} g^2 \chi(k - k') [G_{\uparrow\uparrow}^0(k') + G_{\downarrow\downarrow}^0(k')] \quad (25)$$

となる。ここで、 Σ は Σ_0 に比べて $\alpha/\varepsilon_F \ll 1$ 程度値が小さく、かつ、その温度依存性は Σ_0 の温度依存性と同じなので無視した。 G^0 は相互作用のないときの Green 関数である。自己エネルギーのうち、実部と虚部は異なる性質をもつ。 $\text{Re}\Sigma_0$ は Fermi 面の変形を記述し、これは非摂動的な効果である。したがって、 $\varepsilon_0(\mathbf{k})$ の中にすでにこの効果は含まれていると解釈する方が妥当であるので、本稿では $\varepsilon_0(\mathbf{k}) + \text{Re}\Sigma_0 \rightarrow \varepsilon_0(\mathbf{k})$ と置き換える。一方、 $\text{Im}\Sigma_0(i\omega_n, \mathbf{k})$ は Fermi 面の電子に対して 2 つの寄与を与える。1 つはダンピング $\gamma = -\text{Im}\Sigma_0^R$ であり、もう 1 つは繰り込み因子

$z = [1 - \partial \text{Re}\Sigma_0^R(0)/\partial \omega]^{-1}$ である。とくに前者は非弾性散乱によって Cooper ペアが組みにくくなる様子を記述し、 T_c を下げる効果がある。しかしながら、 $\text{Im}\Sigma(T \rightarrow 0) \rightarrow 0$ であるから、この T_c の抑制は $T \ll T_c$ のような極低温では起こりにくくなる。このことは、 $H_{c2} \parallel \hat{z}$ の増大に対して重要となってくる。

スピン揺らぎを媒介としたペアリング相互作用は $g^2\chi_0$ の 1 次までで、

$$V_{ss,ss}(k, k') = -\frac{1}{6}g^2\chi(k-k') + \frac{1}{6}g^2\chi(k+k'), \quad (26)$$

$$V_{s\bar{s},s\bar{s}}(k, k') = \frac{1}{6}g^2\chi(k-k') + \frac{1}{3}g^2\chi(k+k'), \quad (27)$$

$$V_{s\bar{s},\bar{s}s}(k, k') = -V_{s\bar{s},s\bar{s}}(k, -k') \quad (28)$$

となり、他の成分はゼロである。セクション 2.2, 2.3 で議論したように、 V には磁場依存性はなく、スピン反転散乱も含まれていない。

この下で Eliashberg 方程式

$$\Delta_{\alpha\alpha'}(k) = -\frac{T}{N} \sum_{k'} V_{\alpha\alpha',\beta\beta'}(k, k') G_{\beta\gamma}(k') G_{\beta'\gamma'}(-k') \Delta_{\gamma\gamma'}(k'), \quad (29)$$

を解くと、セクション 2.3 と同じく A_1 対称な超伝導ギャップ $\Delta_{\text{sin}} \sim \cos(2k_z a)$, $\Delta_{\text{tri}} \sim \sin(k_x, y a)$ が得られる。この超伝導状態に対する転移温度 T_c を相互作用の大きさ $g^2\chi_0$ の関数として示したものが図 9 である。結合定数が大きくなればなるほど、ペアリング相互作用も大きくなるが自己

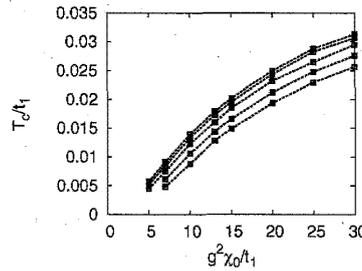


図 9: 磁場 $H = 0$ におけるいくつかの θ に対する、 $g^2\chi_0/t_1$ の関数としての転移温度 T_c/t_1 。曲線は上から $\theta/t_1 = 0.002, 0.005, 0.01, 0.02, 0.03$ に対応する。

エネルギーからくる対破壊効果も大きくなるので、 T_c は飽和してくる。また、 T_c の θ 依存性はそれほど大きくないことに注意していただきたい。

次のセクションでの H_{c2} の議論のために、結合定数 $g^2\chi_0$ を適当な大きさに固定する。現実の物質に対応するために、計算された T_c が実際の実験で測られた T_c と同じオーダーになるようにしたい。CeRhSi₃, CeIrSi₃ では近藤温度は $T_K \sim 50-100(\text{K})$ ほどであり、電気抵抗も $200-300(\text{K})$ で飽和するため、モデルのエネルギー単位 t_1 は $t_1 \sim 50-100(\text{K})$ 程度であることが期待される。他方、観測されている転移温度は $T_c \sim 1(\text{K})$ 程度、つまり、 $t_1 \sim 50-100(\text{K})$ とすると $T_c \sim 0.01-0.02t_1$ である。この T_c を計算で再現するためには、 $g^2\chi_0/t_1 = 10-15$ が要請される。 $g^2\chi_0/t_1 = 10$ については、数値計算上での最少の θ である $\theta = 0.002t_1$ での転移温度が $T_c = 0.0139t_1$ であり、これ

を CeRhSi₃ と CeIrSi₃ の平均した転移温度 1.3(K) と同定することにより、 $t_1 = 93.8(\text{K})$ を得る。同様に、 $g^2\chi_0/t_1 = 10$ に対しても、 $T_c = 0.0199t_1 \equiv 1.3(\text{K})$ とおくことにより、 $t_1 = 65.3(\text{K})$ を得る。本稿では $g^2\chi_0/t_1 = 10$ の場合について特に議論し、 $g^2\chi_0/t_1 = 15$ の場合についてはセクション 3.4 で考察する。

3.2 H_{c2} を計算するための公式

これまで述べてきたように、CeRhSi₃, CeIrSi₃ における H_{c2} の振る舞いを理解するためには、Pauli 対破壊効果と軌道対破壊効果を同等に扱うこと、強結合効果を考慮すること、そして現実の物質に即したモデルを用いることが大切になってくる。これらの要求に応えるために、ここで、 H_{c2} を計算するための一般的な式を導出しておく。この式は、 H_{c2} の解析のためにこれまでよく用いられてきた式の一般化になっている [66, 67, 68]。

出発点となるのは、実空間における線形化された Eliashberg 方程式である。

$$\begin{aligned} \Delta_{\alpha\alpha'}(i\omega_n, \mathbf{x}, \mathbf{x}'; \mathbf{A}) = & -\frac{1}{\beta} \sum_{\omega_m} \sum_{\mathbf{y}\mathbf{y}'} V_{\alpha\alpha', \beta\beta'}(i\omega_n, \mathbf{x}, \mathbf{x}'; i\omega_m, \mathbf{y}, \mathbf{y}'; \mathbf{A}) \\ & \times \sum_{\mathbf{z}\mathbf{z}'} G_{\beta\gamma}(i\omega_m, \mathbf{y}, \mathbf{z}; \mathbf{A}) \Delta_{\gamma\gamma'}(i\omega_m, \mathbf{z}, \mathbf{z}'; \mathbf{A}) G_{\beta'\gamma'}(-i\omega_m, \mathbf{y}', \mathbf{z}'; \mathbf{A}). \end{aligned} \quad (30)$$

ここで、 \mathbf{A} は一様磁場 \mathbf{H} を与えるベクトルポテンシャルである。この方程式において重要なことは、ベクトルポテンシャルが存在するために、Green 関数の並進対称性がなくなり、ギャップ関数が Landau 量子化されるという点である。このことに関してはペアリング相互作用 V は重要ではない。そこで、 $k_F l_H \gg 1$ で妥当である半古典近似を用いる。 k_F は Fermi 波数、 $l_H = 1/\sqrt{|e|H}$ は磁気長である。この条件は多くの超伝導体に対して満たされるので、この近似の下で導かれる H_{c2} を計算する方程式は汎用性の高いものとなる。半古典近似は、

$$G(i\omega_n, \mathbf{x}, \mathbf{y}; \mathbf{A}) = e^{i\varphi(\mathbf{x}, \mathbf{y})} G(i\omega_n, \mathbf{x} - \mathbf{y}; \mathbf{A} = 0), \quad (31)$$

$$\varphi(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = e \int_{\mathbf{y}}^{\mathbf{x}} \mathbf{A}(\mathbf{s}) d\mathbf{s} \quad (32)$$

である。ペアリング相互作用が相対座標部分と重心座標部分に分離され、

$$V(i\omega_n, \mathbf{x}, \mathbf{x}'; i\omega_m, \mathbf{y}, \mathbf{y}') = V^{\text{rel}}(i\omega_n, \mathbf{x} - \mathbf{x}'; i\omega_m, \mathbf{y} - \mathbf{y}') \times \delta_{(x+x')/2, (y+y')/2} \quad (33)$$

となることを仮定すると、若干の計算の後に次の方程式が得られる。

$$\Delta_{\alpha\alpha'}(k, \mathbf{R}) = -\frac{T}{N} \sum_{k'} V_{\alpha\alpha', \beta\beta'}^{\text{rel}}(k, k') G_{\beta\gamma}(k' + \Pi/2) G_{\beta'\gamma'}(-k' + \Pi/2) \Delta_{\gamma\gamma'}(k', \mathbf{R}). \quad (34)$$

ここで、 $\mathbf{R} = (\mathbf{x} + \mathbf{x}')/2$, $\Pi = (0, \boldsymbol{\Pi})$, $\boldsymbol{\Pi} = -i\nabla_{\mathbf{R}} - 2e\mathbf{A}(\mathbf{R})$ である。この式は半古典近似の範囲内では厳密であるが、数値計算にはあまり向いていない格好となっている。そこで、以下では、式 (34) を近似した次の式を用いることにする。

$$\begin{aligned} \Delta_{\alpha\alpha'}(k, \mathbf{R}) = & -\frac{T}{2N} \sum_{k'} V_{\alpha\alpha', \beta\beta'}(k, k') \\ & \times [G_{\beta\gamma}(k' + \Pi) G_{\beta'\gamma'}(-k') + G_{\beta\gamma}(k') G_{\beta'\gamma'}(-k' + \Pi)] \Delta_{\gamma\gamma'}(k', \mathbf{R}). \end{aligned} \quad (35)$$

式 (34) と式 (35) は、異方的超伝導体のように、 V や Δ が波数に依存する場合には完全には同じではない。しかし、これら 2 つの式から導かれる H_{c2} は定性的には同じ振る舞いをし、定量的にもその差は小さいことが確認できる。

ここから式 (35) を数値計算に適した形に変形しよう。本稿では、座標 \mathbf{R} を、縦磁場の場合には $(R_1, R_2, R_3) = (R_x, R_y, R_z)$ 、横磁場の場合には $(R_1, R_2, R_3) = (R_x, R_z, R_y)$ とする。この記法の下で、磁場 $\mathbf{H} = H\mathbf{e}_3$ が印加されたときのギャップ関数は次の Landau 関数で展開される。

$$\Delta_{\alpha\alpha'}(k, \mathbf{R}) = \sum_{n=0}^{\infty} \Delta_{\alpha\alpha'n}(k) \phi_{\Lambda Q n}(\mathbf{R}), \quad (36)$$

$$\phi_{\Lambda Q n}(\mathbf{R}) = e^{i\mathbf{Q}^\Lambda \mathbf{R}^\Lambda} \phi_n(R_1^\Lambda, R_2^\Lambda). \quad (37)$$

ここで $\{\phi_n\}$ は通常の Landau 関数で、 $\mathbf{R}^\Lambda = (\Lambda^{1/2}R_1, \Lambda^{-1/2}R_2, R_3)$, $\mathbf{Q}^\Lambda = (\Lambda^{-1/2}Q_1, \Lambda^{1/2}Q_2, Q_3)$ である。パラメータ \mathbf{Q}, Λ はそれぞれ、ギャップ関数の変調と R_1R_2 平面における vortex 格子の異方性を表している。この 2 つのパラメータは H_{c2} を最大化するように最適化される。 $\Pi^{\Lambda Q} = (-i\nabla^\Lambda - 2e\mathbf{A}(\mathbf{R}^\Lambda)) + \mathbf{Q}^\Lambda$, $\nabla^\Lambda = \partial/\partial\mathbf{R}^\Lambda$ を導入すると、Landau 関数 $\{\phi_{\Lambda Q n}\}$ は次の関係式を満たす。

$$\Pi_+^{\Lambda Q} \phi_{\Lambda Q n} = \sqrt{n+1} \phi_{\Lambda Q n+1}, \quad (38)$$

$$\Pi_-^{\Lambda Q} \phi_{\Lambda Q n} = \sqrt{n} \phi_{\Lambda Q n-1}. \quad (39)$$

ここで $\Pi_\pm^{\Lambda Q} = \frac{l_H}{2} (\Pi_1^{\Lambda Q} \mp i\Pi_2^{\Lambda Q})$ である。式 (35) の両辺を、この Landau 関数ではさむと、

$$\Delta_{\alpha\alpha'n}(k) = -\frac{T}{N} \sum_{k'} V_{\alpha\alpha'\beta\beta'}(k, k') \sum_{\tau\tau'n'} l_{\tau\beta\gamma}(k', H) l_{\tau'\beta'\gamma'}(-k', H) \mathcal{G}_{\tau\tau'nn'}(k', H) \Delta_{\gamma\gamma'n'}(k'), \quad (40)$$

$$\mathcal{G}_{\tau_1\tau_2n_1n_2}(k, H) = \frac{1}{2} [\langle \phi_{\Lambda Q n_1} | G_{\tau_1}(k + \Pi) | \phi_{\Lambda Q n_2} \rangle G_{\tau_2}(-k) + G_{\tau_1}(k) \langle \phi_{\Lambda Q n_1} | G_{\tau_2}(-k + \Pi) | \phi_{\Lambda Q n_2} \rangle]. \quad (41)$$

が得られる。ここで、 l_τ に含まれる Π 演算子は、 $l_\tau(k + \Pi) \simeq l_\tau(k) + \nabla l_\tau(k) \Pi = \mathcal{O}(1) + \mathcal{O}(1/k_F l_H)$ のように $|e|H$ の正ベキしか与えないので無視した。一方、 \mathcal{G} は $(|e|H)^{-1/2}$ に比例し、vortex 格子の形成という非摂動的な効果を表している。

式 (41) は、 $\text{Re}(a) > 0$ に対する $\frac{1}{a} = \int_0^\infty dt e^{-at}$ という関係式を用いることによって、さらに書

き変えてゆくことができる。

$$\begin{aligned}
 & \langle \phi_{\Lambda Q n_1} | G_{\tau_1}(k + \Pi) | \phi_{\Lambda Q n_2} \rangle \\
 &= -i s_{\tau_1} \sum_{l=0}^{\min(n_1, n_2)} \frac{\sqrt{n_1! n_2!}}{(n_1 - l)!(n_2 - l)! l_1!} c_{1+}^{n_1-l} c_{1-}^{n_2-l} \int_0^\infty dt e^{-\frac{a_1}{2} t^2 - b_1 t} t^{n_1+n_2-2l} \\
 &= -i s_{\tau_1} \sum_{l=0}^{\min(n_1, n_2)} \frac{\sqrt{n_1! n_2!}}{(n_1 - l)!(n_2 - l)! l_1!} c_{1+}^{n_1-l} c_{1-}^{n_2-l} \left(\frac{2}{a_1} \right)^{\frac{n_1+n_2-2l+1}{2}} F_{n_1+n_2-2l}(z_1), \quad (42)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \langle \phi_{\Lambda Q n_1} | G_{\tau_2}(-k + \Pi) | \phi_{\Lambda Q n_2} \rangle \\
 &= i s_{\tau_2} \sum_{l=0}^{\min(n_1, n_2)} \frac{\sqrt{n_1! n_2!}}{(n_1 - l)!(n_2 - l)! l_1!} c_{2+}^{n_1-l} c_{2-}^{n_2-l} \left(\frac{2}{a_2} \right)^{\frac{n_1+n_2-2l+1}{2}} F_{n_1+n_2-2l}(z_2). \quad (43)
 \end{aligned}$$

ここで、

$$F_N(z) = \sum_{n=0}^N \binom{N}{n} (-z)^{N-n} f_n(z), \quad (44)$$

$$f_n(z) = e^{z^2} \int_z^\infty dt e^{-t^2} t^n. \quad (45)$$

である。少し計算すると、 f_n は次のように求められる。

$$\begin{aligned}
 f_0(z) &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{z^2} \operatorname{erfc}(z), \\
 f_1(z) &= \frac{1}{2}, \\
 f_n(z) &= \frac{(n-1)!!}{2^{q_n}} f_{r_n}(z) + \sum_{k=1}^{q_n} \frac{(n-1)!!}{2^k (n-2k+1)!!} z^{n-2k+1} \quad (n \geq 2).
 \end{aligned} \quad (46)$$

q_n は $q_n = \frac{n}{2} (n : \text{even}), \frac{n-1}{2} (n : \text{odd})$ で、 r_n は $r_n = 0 (n : \text{even}), 1 (n : \text{odd})$ である。

また、上で現れた a, b, c, z は次のように定義される。

$$\begin{aligned}
 a_1 &= A_{\tau_1}(k; H) = l_H^{-2} [v_{\tau_1 \perp}^\Lambda(k; H)]^2 \\
 b_1 &= s_{\tau_1} (\omega_{\tau_1}(k; H) + i[\varepsilon_{\tau_1}(k; H) + v_{\tau_1}^\Lambda(k; H) \cdot \mathbf{Q}^\Lambda]), \\
 z_1 &= b_1 / \sqrt{2a_1}, \\
 c_{1\pm} &= C_{\tau_1 \pm}(k; H) = -i s_{\tau_1} l_H^{-1} v_{\tau_1 \pm}^\Lambda(k; H), \\
 s_{\tau_1} &= \operatorname{sgn}(\omega_{\tau_1}(k; H)), \\
 v_{\tau_\pm}^\Lambda(k; H) &= v_{\tau_1}^\Lambda(k; H) \pm i v_{\tau_2}^\Lambda(k; H), \\
 v_{\tau_\perp}^\Lambda &= \sqrt{v_{\tau_+}^\Lambda v_{\tau_-}^\Lambda},
 \end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned}
 a_2 &= A_{\tau_2}(k; -H), \\
 b_2 &= s_{\tau_2} (\omega_{\tau_2}(k; -H) + i[-\varepsilon_{\tau_2}(k; -H) + \mathbf{v}_{\tau_2}^\Lambda(k; -H) \cdot \mathbf{Q}^\Lambda]), \\
 z_2 &= b_2 / \sqrt{2a_2}, \\
 c_{2\pm} &= C_{\tau_2\pm}(k; -H), \\
 s_{\tau_2} &= \text{sgn}(\omega_{\tau_2}(k; -H)),
 \end{aligned} \tag{48}$$

ここで、 $\tilde{\omega}_\tau(k; H) = \omega_n - \text{Im}\Sigma_0(k, H)$, $\tilde{\varepsilon}_\tau(k, H) = \varepsilon_\tau(k, H) + \text{Re}\Sigma_0(k, H)$, $\mathbf{v}^\Lambda(k, H) = \nabla^\Lambda \tilde{\varepsilon}_\tau(k, H)$ である。

式 (42), (43) を用いれば、方程式 (40) を数値的に解くことは容易である。この方程式で重要なことは、一般的な Fermi 面をもつモデルに対して、Pauli 対破壊効果と軌道対破壊効果が同等に取り扱えるという点である。Ginzburg-Landau 理論では、通常、2つの対破壊効果の相対的な強さを特徴づけるパラメータとして Maki パラメータ $\alpha_M = \sqrt{2}H_{\text{orb}}/H_P$ を用いる。 H_{orb}, H_P はそれぞれ、軌道極限磁場と Pauli 極限磁場である。しかしながら、とくに強結合超伝導体においては、 H_{orb} や H_P は直接的に測れるものではなく、Maki パラメータを実験的に同定することは容易ではない。我々の方程式の中には Maki パラメータは含まれておらず、代わりに、準粒子のサイクロトロン運動に関連した有効的質量

$$m_{\text{eff}} = \frac{\hbar^2}{t_1 a^2} \tag{49}$$

が2つの対破壊効果の相対的大きさを決める。 t_1, a はそれぞれ、モデルのエネルギー単位と長さ単位 (格子定数) である。Pauli 対破壊効果はエネルギースケールで決められるものであり、軌道対破壊効果は長さスケールで起こるものである。この2つを関係付けるために、 t_1 と a の関係が必要になってくるのである。これらの単位量を用いて、 $l_H = \tilde{l}_H a, \mu_B H = \tilde{h} t_1$ のように無次元量 \tilde{l}_H, \tilde{h} を導入すると、

$$\tilde{l}_H^{-2} = \frac{|e|\hbar}{\mu_B} \frac{\tilde{h}}{m_{\text{eff}}} \tag{50}$$

というシンプルな恒等式が得られる。有効質量 m_{eff} が大きいことはサイクロトロン運動の速度 v が小さいことに対応し、軌道対破壊効果の抑制を導く。このことは式 (42), (43) において、軌道対破壊効果が $l_H^{-2} v^2$ のように効いていることから見て取れる。Maki パラメータの同定は難しいが、 m_{eff} はリーズナブルに見積もることができる。本稿では、CeRhSi₃, CeIrSi₃ の実験結果とコンシステントになるように $a = 4.0(\text{\AA})$ とおく。また、 t_1 の値はセクション 3.1 で議論したように、 $H = 0$ で計算された $T_c \equiv \tilde{T}_c t_1$ と、実験で得られている転移温度 T_c^{exp} を比べることによって得ることができる。

$$t_1 = \frac{T_c^{\text{exp}}}{\tilde{T}_c} \quad (\text{K}). \tag{51}$$

またもう1つ重要なことは、式 (40) を用いると、強結合効果が扱えるということである。もし、ひとたびペアリング相互作用 V や自己エネルギー Σ が計算できれば、それらは自然に式 (40) の中に取り込まれる。このことは、反強磁性量子臨界点近傍に位置する CeRhSi₃, CeIrSi₃ における上部臨界磁場の解析にはとりわけ重要になってくる。

3.3 $H \parallel \hat{z}$ の場合

このセクションでは、CeRhSi₃, CeIrSi₃ における $H \parallel \hat{z}$ での上部臨界磁場を調べる。縦磁場の場合、 $\Lambda = 1, Q = 0$ である。もし $Q \neq 0$ だと、スピン軌道相互作用で分裂した Fermi 面間でペアリングが必要になってくるので、エネルギー的に損することになる。

結合定数を $g^2\chi_0 = 10t_1$ で固定して計算された H_{c2} が図 10 に示してある。軌道対破壊効果に関

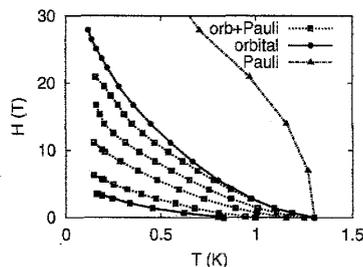


図 10: $g^2\chi_0/t_1 = 10$ における、いくつかの θ に対する $H_{c2}(T)$ 。三角印の曲線は $\theta/t_1 = 0.002$ に対する Pauli 極限磁場 H_P で、丸印の 2 本の曲線は $\theta/t_1 = 0.002, 0.03$ に対する軌道極限磁場 H_{orb} である。四角印の 5 本の曲線は、Pauli 対破壊効果と軌道対破壊効果の両方を考慮した場合の H_{c2} 曲線である。上から順に $\theta/t_1 = 0.002, 0.005, 0.01, 0.02, 0.03$ に対応している。 $\theta/t_1 = 0.03$ に対する H_{orb} 曲線は、同じ θ に対する四角印の H_{c2} 曲線と一致している。

しては、ギャップ関数は $N = 0$ Landau 関数のみを用いている。スピン軌道相互作用の大きさが $\alpha = 0.5t_1 > T_c(H = 0) \sim 0.01t_1$ のように超伝導転移温度に比べて大きいので、Pauli 極限磁場は巨大な値になっている。これは、スピン軌道相互作用が十分大きければ、 $\mu_B H \ll \alpha$ であるような磁場の下でも、電子は同一バンド内で Cooper ペアを簡単に組むことができるためである。このことは、Rashba 超伝導体で一般的に成り立つことであり、超伝導の対称性やその支配的なパリティの偶奇には依存しない現象である。したがって、スピン軌道相互作用の大きい Rashba 超伝導体に縦磁場を印加した場合には、 H_{c2} は主に軌道対破壊効果で決まることになる。しかしながら、図 10 に示されているように、とくに大きな磁場領域において、 H_{orb} と Pauli 対破壊効果と軌道対破壊効果の両方を考慮して計算された H_{c2} は一致していない。これは、我々のモデルにおけるパラメータ設定に起因する、数値計算上出てきてしまった artifact であると考えられる。もっと大きな α/T_c を用いた場合には、この不一致は解消される方向に向かう。実際、CeRhSi₃, CeIrSi₃ の H_{c2} の測定データにおいては、明らかな Pauli 対破壊効果の影響は見られない。

計算された H_{c2} は次のような特徴を示している。つまり、 H_{c2} は (i) θ 依存性が強く、(ii) 下凸の曲率を持ち、(iii) ~ 30 (T) にも達する。これらの特徴は、セクション 1 で議論した、CeRhSi₃, CeIrSi₃ において実験的に観測されている H_{c2} の振る舞いをよく説明する。このような H_{c2} が得られる物理的な理由は単純である。まず、 $H \parallel \hat{z}$ であるから、 H_{c2} はほとんど軌道極限磁場 H_{orb} であり、 H_P に比べて一般的に H_{orb} は強結合効果で増大しやすい。量子臨界領域では、 $T_c(H = 0)$ 以下で温度が下がれば下がるほど、ペアリング相互作用 $V \propto \xi^2(T)$ は大きくなる一方、準粒子間の非弾性散乱は抑制されて準粒子ダンピング $\gamma(T) = -\text{Im}\Sigma_0^R(T)$ は小さくなってゼロに近づく。こ

のように、低温になるほど、ペアリングの効果と対破壊の効果が対照的な振る舞いをするために、量子臨界点近傍で H_{c2} の強い増大が見られるのである。Pauli 極限磁場は強結合効果によってそれほど増強されないので、Pauli 対破壊効果が重要と考えられるような空間反転対称性のある超伝導体では、このような H_{c2} の増大は起こらないことになる。量子臨界点近傍に位置する重い電子系超伝導体は多数存在するが、これまで CeRhSi₃ や CeIrSi₃ での H_{c2} のような振る舞いが観測されなかったのは、このためであると考えられる。

極低温での H_{c2} の圧力 (θ) 依存性は、上で説明した機構によってかなり特徴的なものとなる。適当に規格化された超伝導転移温度と上部臨界磁場として、 $t_c(\theta) \equiv T_c(H=0, \theta)/T_c(H=0, \theta = \theta_M)$, $h_{c2}(\theta) = H_{c2}(T=T_m, \theta)/H_{c2}(T=T_m, \theta = \theta_M)$ を定義する。 $\theta_M = 0.03t_1$, $T_m = 0.002t_1$ である。 h_{orb} も同様に定義する。図 11 に、 $g^2\chi_0 = 10t_1$ のときの、これらの量の θ 依存性 (実験との対応では圧力依存性) を示す。 t_c は θ にあまり依存しないのに対し、 h_{c2} と h_{orb} は強く θ に依存し、

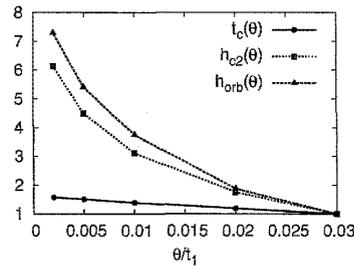


図 11: 規格化された転移温度 t_c 、上部臨界磁場 h_{c2} 、軌道極限磁場 h_{orb} の θ 依存性。 h_{c2} は Pauli 対破壊効果と軌道対破壊効果の両方を考慮したものである。

量子臨界点に対応する $\theta \rightarrow 0$ に向かって急激な増大を見せている。このような振る舞いは、前述の通り、量子臨界点近傍の低温でペアリング相互作用が増強される一方、非弾性散乱による対破壊効果が弱められるために起こる。CeRhSi₃, CeIrSi₃ では、Rashba スピン軌道相互作用が Pauli 対破壊効果を強く抑制して H_{c2} がほとんど軌道対破壊効果で決まっており、また一般的に、 H_{orb} は H_P に比べてずっと顕著に強結合の影響を受けることは既に述べた。したがって、この H_{c2} の増大は Rashba スピン軌道相互作用と電子相関の組み合わせた現象であるということが出来る。さらに、一般的に、極低温に向かってゆくときのペアリング相互作用の増大と対破壊効果の抑制は量子臨界点近傍の超伝導体に共通の事柄であり、とくに軌道極限磁場 H_{orb} に大きく影響する。したがって、量子臨界点近傍の軌道極限の超伝導体における H_{c2} の増大は普遍的なものであると考えられる。近年、強磁性と超伝導の関係において注目を集めている UCoGe[69] における a 軸方向の巨大な H_{c2} は、この機構と関係があると思われる。UCoGe での上部臨界磁場は、転移温度が $T_c \sim 1(\text{K})$ 程度であるのに対し $H_{c2}^a \sim 15(\text{T})$ にもなり、さらに、その異方性も特異で興味深いものとなっている [70, 71]。

3.4 $H \perp \hat{z}$ の場合

このセクションでは横磁場の場合について議論する。横磁場の場合には、縦磁場の場合と違って、磁場によって Fermi 面が波数 k に依存して異方的に歪められるため、Pauli 対破壊効果が重要となってくる。さらに横磁場に対しては、最適化パラメータである Q, Λ も非自明なものとなりうる。本稿では、まず、ある固定した H で vortex 格子の異方性、あるいは超伝導コーレンス長の異方性を特徴付ける量である Λ を最適化する。 Λ の値は Fermi 面の形状で決まるので、その H 依存性は弱く、我々のモデルにおいては $\Lambda \simeq 2.3$ である。次に、そのようにして決められた Λ の下で Q を最適化しながら H_{c2} を計算する。

図 12 は $g^2\chi_0 = 10t_1$ における、 $\theta = \theta_M = 0.03t_1, \theta = \theta_m = 0.002t_1$ に対する上部臨界磁場である。それぞれの H_{c2} 曲線は、 $N = 0, 1, 2$ の単独の Landau 関数を用いて計算されている。真の

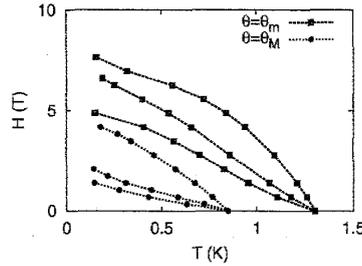


図 12: $g^2\chi_0/t_1 = 10$ における $\theta = \theta_m$ (四角印) と $\theta = \theta_M$ (丸印) に対する $H_{c2} \perp \hat{z}$ 。それぞれの θ に対し、3本の曲線は上から $N = 0, 1, 2$ の Landau レベルに対応している。

H_{c2} は Landau 関数の線形結合を用いて計算されるべきであるが、 $g^2\chi_0 = 10t_1$ では、 $N = 0, 1$ の Landau 関数の線形結合を用いて計算された H_{c2} は $N = 0$ の Landau 関数のみを用いて計算された H_{c2} とほぼ一致する。したがって、このパラメータでは H_{c2} はほぼ $N = 0$ の Landau レベルで決まっていることなる。また、縦磁場の場合とは違って、 $\theta = \theta_m$ と $\theta = \theta_M$ とでは $N = 0$ での H_{c2} 曲線の形はほとんど同じである。これは、前のセクションでも述べた通り、Pauli 極限磁場 H_P は H_{orb} に比べて強結合の影響をあまり受けないことの現われである。このような横磁場 H_{c2} の振る舞いは、実験とコンシステントである。さらに、 $H_{c2}^{\perp} \sim 7-8(T)$ ほどであり、前セクションの縦磁場と比較して H_{c2} の異方性を見積もってみると、 $H_{c2}^{\perp}/H_{c2}^{\parallel} \sim 1/3$ で、これもだいたい実験結果と同じ程度である。

次に変調ベクトル Q について考える。 Q の振る舞いは磁場が小さい場合と大きい場合とで定性的に異なる。2つの領域を分ける磁場の閾値を H^* とすると、磁場が小さく $0 \leq H \lesssim H^*$ の場合には、一般的な空間反転対称性のない系では、ヘリカル vortex 状態というギャップ関数が $\Delta \sim \eta \exp[iQ^{me} \cdot R]$ のように空間的に変調した状態が安定化する [30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37]。この状態は超伝導状態で起こる磁気電気効果と関係しており、 Q は分裂した Fermi 面での状態密度の差 ($\rho_+ - \rho_-$) に比例している。Ginzburg-Landau 理論においては、磁気電気効果は、磁気電気効果の係数 $K_{\mu\nu}$ を用いて、 $f_{me} \propto H_{\mu} K_{\mu\nu} [\psi^* D_{\nu} \psi + \psi (D_{\nu} \psi)^*]$, $D_{\mu} = \partial_{\mu} - i2eA_{\mu}$ のような項として現

れる [30, 20, 21]。この項は空間反転対称性の欠如のために存在でき、 $Q_\nu^{\text{me}} \propto H_\mu \mathcal{K}_{\mu\nu}$ という変調ベクトルを導く。この状態では、Cooper ペアは $(\mathbf{k}_{F\tau} + \mathbf{Q}^{\text{me}}, -\mathbf{k}_{F\tau})$ という状態の間で組まれる。 $k_{F\tau}$ は τ バンドの Fermi 波数である。一方、磁場が強く $H^* \lesssim H (\ll \alpha/\mu_B)$ の場合には、ギャップ関数が $\Delta \sim \eta_+ \exp[i\mathbf{Q}_+ \cdot \mathbf{R}] + \eta_- \exp[i\mathbf{Q}_- \cdot \mathbf{R}]$ のように変調した Fulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov 状態が実現可能となる [31, 32, 34]。磁場下で分散関係は、 $\varepsilon_\tau(k+q; H) \simeq \varepsilon_\tau(k) + \mathbf{v}_\tau(k) \cdot \mathbf{q} + \tau\mu_B \hat{\mathcal{L}}(k) \cdot \mathbf{H}$ のようになり、 $\mathbf{v}_\tau \cdot \mathbf{Q}_\tau = -\tau\mu_B \hat{\mathcal{L}} \cdot \mathbf{H}$ を満たすような変調ベクトルの分だけ重心運動量をもった $(\mathbf{k}_{F\tau} + \mathbf{Q}_\tau, -\mathbf{k}_{F\tau})$ のような Cooper ペアをつくることになるのである。 $\mathbf{Q}_+ \simeq -\mathbf{Q}_-$ であり、2つのバンドでそれぞれ符号が逆の変調ベクトルを好む。この変調ベクトル Q_\pm は、Zeeman 効果で変形した各 Fermi 面におけるペアリングをそれぞれ最適化させるのに対し、ヘリカル vortex 状態の Q^{me} は、磁気電気効果に起因しておりペアリングの最適化とは直接関係しない。ただし、3次元の Rashba 超伝導体においては、 Q^{me} は Landau 関数の並行移動 $\phi(\mathbf{R}) \rightarrow \phi(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0)$ として吸収されてしまい、 Q^{me} は観測可能量に一切影響しなくなってしまい、意味のある物理量ではなくなる [35, 36, 37]。ただし、その場合にも $\mathcal{K}_{\mu\nu}$ そのものがゼロになっているわけではないことに注意が必要である。

以上のような Q の振る舞いは Eliashberg 方程式からも理解できる。 $\alpha \gg T_c$ の場合には異なるバンド間でのペアリングは重要ではないので、ギャップ関数のうちバンド対角成分 Δ_τ のみに注目すると、Eliashberg 方程式は次のような格好になっている。

$$\begin{aligned}
 \Delta_\tau(\alpha, H, Q) &\simeq \rho_+(\alpha, H) \mathcal{F}_{\tau+}(\alpha, H, Q, \Delta_+) + \rho_-(\alpha, H) \mathcal{F}_{\tau-}(\alpha, H, Q, \Delta_-) \\
 &= \frac{1}{2}(\rho_+ + \rho_-)(\mathcal{F}_{\tau+} + \mathcal{F}_{\tau-}) + \frac{1}{2}(\rho_+ - \rho_-)(\mathcal{F}_{\tau+} - \mathcal{F}_{\tau-}). \quad (52)
 \end{aligned}$$

ρ_τ は状態密度で、 $\mathcal{F}_{\tau\pm}$ は $(\alpha, H, Q, \Delta_\tau)$ に依存するような関数である。右辺の第一項は状態密度の和 $(\rho_+ + \rho_-)$ に比例しており、各バンドの電子は独立に寄与している。一方、第二項は状態密度の差 $(\rho_+ - \rho_-)$ に比例しており、磁気電気効果と関係している。磁場が小さく $0 \leq H \lesssim H^*$ のときには第二項が重要であるが、磁場が大きく $H^* \lesssim H$ のときには第一項が大切になってくるのである。このため、磁場を $H = 0$ からだんだんと印加してゆくと、初めは $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}^{\text{me}}$ が安定であるが、 $H = H^*$ を堺にして $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_\pm$ に移行することになる。この閾値 H^* は Pauli 対破壊効果と軌道対破壊効果の相対的大きさに依存し、Pauli 極限では小さく、軌道極限では大きな値をとる。上に述べたように、CeRhSi₃, CeIrSi₃ を含む 3次元 Rashba 超伝導体ではヘリカル vortex 状態は実現されないで、変調した超伝導状態として可能性があるのは \mathbf{Q}_\pm の変調ベクトルをもつ FFLO 状態のみである。したがって、閾値 H^* が H_{c2} 以下の到達可能な値であるかどうかの問題になってくる。

実際に $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ の下で Eliashberg 方程式を数値的に解いてみると、最適化された \mathbf{Q} は x 軸方向に並行で、 $\mathbf{Q} = (-Q, 0, 0)$ のようになっていることが分かる。図 13 は、 $\theta = \theta_m$ に対し、 H_{c2} 線に沿って Q をプロットしたものである。上に述べたように、小さい Q と大きい Q の2つの磁場領域がある。ただし、小さい Q の領域は 3次元 Rashba 超伝導体では存在しえない。数値計算上では、小さい Q の領域でも Eliashberg 方程式の固有値は Q の値によって系統的に変化するものであるが、その変化は非常に小さい。したがって、これは数値計算上で現れた artifact であると

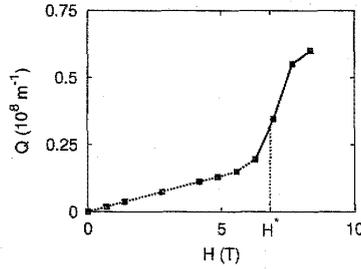


図 13: $g^2\chi_0/t_1 = 10, \theta = \theta_m$ のときの H_{c2} 線に沿った変調 Q 。低磁場領域での Q の最適化は点線で表わされており、これは数値計算上の artifact であると考えられる。 H^* は閾値である。

考えられる。この磁場領域での vortex 状態の性質は、 $Q = 0$ の通常の vortex の性質と同じものである。一方、 $H > H^*$ では有限の Q が安定化する。この状態は、磁気電気効果のような空間反転対称性の欠如の直接的な帰結ではなく、分裂したそれぞれの Fermi 面で $(\mathbf{k}_{F\tau} + \mathbf{Q}_\tau, -\mathbf{k}_{F\tau})$ のようなペアリングを組むことによって安定化されるのである。しかしながら、この磁場領域においても式 (52) の第二項が完全に無視できるわけではないので、 Q_+ と Q_- の間の縮退は解けることになる。結果的に、実現しうる状態は、ギャップ関数が $\Delta \sim \eta_+ \exp[i\mathbf{Q}_+ \cdot \mathbf{R}] + \eta_- \exp[i\mathbf{Q}_- \cdot \mathbf{R}]$ のような FFLO 状態である。同じ計算を他のパラメータで行うと、閾値 H^* は有効質量 m_{eff} に依存していることが分かる。有効質量が大きく軌道対破壊効果が弱いほど、 H^* は小さくなる。ここでは H_{c2} の計算のみから FFLO 状態の可能性を議論したが、実際にそのような状態がきちんと安定して存在するかどうかは、自由エネルギーを比較する必要がある、そのためには線形化された Eliashberg 方程式より進んだ解析が必要になる。

セクション 3.1 での議論からも分かる通り、我々のモデルでは $g^2\chi_0$ の値は一意的には決まらない。 $g^2\chi_0$ は、計算された T_c から求められる t_1 がリーズナブルな値になる範囲で、ここまでの議論で用いたものと違う値をとってもよい。ここでは $g^2\chi_0 = 15t_1$ の場合について考えてみる。このとき $T_c(H=0) = 0.0199t_1$ で、 $t_1 = 65.3(\text{K})$ である。サイクロトロン有効質量 m_{eff} は、 $t_1 = 93.8(\text{K})$ の場合より大きくなり、Pauli 対破壊効果がより顕著になってくる。図 14 は $\theta = \theta_m, \theta_M$ に対して計算された H_{c2} である。左の図は $N = 0, 1, 2$ の Landau 関数をそれぞれ単独で用いて計算された

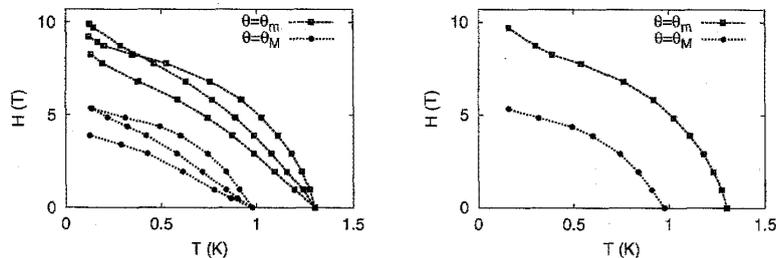


図 14: $g^2\chi_0/t_1 = 15$ における $\theta = \theta_m$ (四角印) と $\theta = \theta_M$ (丸印) に対する $H_{c2} \perp \hat{z}$ 。(左): それぞれの θ に対し、3本の曲線は上から $N = 0, 1, 2$ の Landau レベルに対応している。(右): $N = 0, 1$ の Landau 関数の線形結合を用いて計算された H_{c2} 。

H_{c2} で、右の図は $N = 0, 1$ の Landau 関数の線形結合を用いて計算されたものである。 $\theta = \theta_m$ の場合に、非常に低温で $N = 0$ の Landau レベルによる H_{c2} より $N = 1$ の Landau レベルによる H_{c2} の方が大きくなっている。このような領域では高次 Landau レベルが重要になり、ギャップ関数は高次 Landau 関数からくるノード構造をもちうる [35, 36]。また、 $\theta = \theta_M$ より $\theta = \theta_m$ の場合の方が、 H_{orb} が大きく Pauli 対破壊効果が相対的に強いので、高次 Landau レベルの影響は顕著である。

前セクションの結果も含めて、CeRhSi₃, CeIrSi₃ に対する H_{c2} の計算結果は実験で観測されている特徴をよく説明する。このことは、 H_{c2} の計算の基礎になっている、スピン揺らぎによって超伝導が引き起こされているという描像が正しいことを支持している。

4 まとめ

本稿では、空間反転対称性のない重い電子系超伝導体 CeRhSi₃, CeIrSi₃ の上部臨界磁場について解説した。これらの系は、反強磁性量子臨界点の近傍に位置しており、超伝導はそこにおけるスピン揺らぎによって引き起こされていると考えられる。このスピン揺らぎは異方的スピン軌道相互作用によって磁場の影響を受けにくいという特徴をもつ。ペアリング相互作用におけるスピン反転を伴う散乱過程は、スピン揺らぎのメカニズムの場合、一般にトリプレット超伝導を強めるはたらきがある。しかし、どれくらいシングレットとトリプレットが混成するかは系の詳細に依存し、CeRhSi₃, CeIrSi₃ の場合には H_{c2} の解析に対してはスピン反転は無視できる。

CeRhSi₃, CeIrSi₃ における上部臨界磁場の解析のためには、Pauli 対破壊効果と軌道対破壊効果の両方を同等に扱う必要があり、さらに与えられた Fermi 面に対して強結合効果を取り入れることも重要になってくる。そのために H_{c2} を計算するための一般的な式を導出し、それによってこれらの系における H_{c2} について議論した。縦磁場の場合には、Rashba スピン軌道相互作用のために H_{c2} はほとんど軌道対破壊効果だけで決まっており、強結合効果を反映しやすい状況にある。 T_c 以下で低温にいくにしたがって、ペアリング相互作用は強くなる一方、非弾性散乱による対破壊効果は抑えられてゆく。その結果、低温に向かって H_{c2} は激しく増大することになる。数値計算結果は、実験で見られている H_{c2} の圧力依存性、下凸の形状、30(T) にも達する値という特徴的な振る舞いを説明している。横磁場の場合、Fermi 面が異方的に歪められるため、主に Pauli 対破壊効果によって H_{c2} は決定される。 H_{c2} は圧力依存性はほとんどなく、その曲線の形も通常の上凸である。縦磁場と横磁場での H_{c2} の比は $H_{c2}^{\perp}/H_{c2}^{\parallel} \sim 1/3$ ほどで実験とコンシステントである。磁場が大きい領域では FFLO 状態が安定化する。計算結果と実験の一致は、CeRhSi₃, CeIrSi₃ における超伝導が反強磁性量子臨界点近傍のスピン揺らぎによって引き起こされているという描像が正しいことを支持している。上部臨界磁場に関連して残された問題としては、 H_{c2} 曲線に見られるキント的な折れ曲がりの問題がある [72, 73]。これは磁場誘起反強磁性と関係して議論されているが、さらなる実験的進展が期待される問題である。

以上見てきたように、CeRhSi₃, CeIrSi₃ は超伝導、異方的スピン軌道相互作用、電子相関の絡み合った興味深い現象を示し、空間反転対称性のない重い電子系超伝導体の研究舞台として重要

な物質である。今後、 CeRhSi_3 , CeIrSi_3 だけでなく、さまざま空間反転対称性のない超伝導に関して研究が発展し、その豊かな物理が解明されてゆくことが期待される。

謝辞

本稿で紹介した研究は、京都大学理学研究科において川上則雄 教授、藤本聡 准教授の指導の下に行われたものである。木村憲彰 氏、大貫惇睦 氏、摂待力生 氏には実験について色々ご教授頂いた。研究室の方々には日頃から様々なことに関して議論に付き合ってもらった。ここに感謝したい。

参考文献

- [1] 藤本聡, 日本物理学会誌 **63**, 18 (2008).
- [2] 林伸彦, M. Sigrist, 固体物理 **41**, 631 (2006).
- [3] E. Bauer, G. Hilscher, H. Michor, Ch. Paul, E. W. Scheidt, A. Griбанov, Yu. Seropegin, H. Noël, M. Sigrist, and P. Rogl, Phys. Rev. Lett. **92**, 027003 (2004).
- [4] N. Kimura, K. Ito, K. Saitoh, Y. Umeda, H. Aoki, and T. Terashima, Phys. Rev. Lett. **95**, 247004 (2005).
- [5] Y. Muro, M. Ishikawa, K. Hirota, Z. Hiroi, N. Takeda, N. Kimura, and H. Aoki, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 033706 (2007).
- [6] N. Kimura, Y. Muro, and H. Aoki, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 051010 (2007).
- [7] I. Sugitani, Y. Okuda, H. Shishido, T. Yamada, A. Thamizhavel, E. Yamamoto, T. D. Matsuda, Y. Haga, T. Takeuchi, R. Settai, and Y. Ōnuki, J. Phys. Soc. Jpn. **75**, 043703 (2006).
- [8] Y. Okuda, Y. Miyauchi, Y. Ida, Y. Takeda, C. Tonohiro, Y. Oduchi, T. Yamada, N. D. Dung, T. D. Matsuda, Y. Haga, T. Takeuchi, M. Hagiwara, K. Kindo, H. Harima, K. Sugiyama, R. Settai, and Y. Ōnuki, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 044708 (2007).
- [9] 摂待力生, 河井友也, 宮内裕一郎, 奥田悠介, 大貫惇睦, 竹内徹也, 立岩尚之, 松田達磨, 芳賀芳範, 播磨尚朝, 固体物理 **43**, 459 (2008).
- [10] T. Akazawa, H. Hidaka, H. Kotegawa, T. C. Kobayashi, T. Fujiwara, E. Yamamoto, Y. Haga, R. Settai, and Y. Ōnuki, J. Phys. Soc. Jpn. **73**, 3129 (2004).

- [11] A. Thamizhavel, T. Takeuchi, T. D. Matsuda, Y. Haga, K. Sugiyama, R. Settai, and Y. Ōnuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **74**, 1858 (2009).
- [12] K. Togano, P. Badica, Y. Nakamori, S. Orimo, H. Takeya, and K. Hirata, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 247004 (2004).
- [13] V. M. Edelstein, *Sov. Phys. JETP* **68**, 1244 (1989).
- [14] V. M. Edelstein, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2004 (1995).
- [15] S. K. Yip, *Phys. Rev. B* **65**, 144508 (2002).
- [16] L. P. Gor'kov and E. Rashba, *Phys. Lett.* **87**, 037004 (2001).
- [17] P. A. Frigeri, D. F. Agterberg, A. Koga, and M. Sigrist, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 097001 (2004).
- [18] I. A. Sergienko and S. H. Curnoe, *Phys. Rev. B* **70**, 214510 (2004).
- [19] S. Fujimoto, *Phys. Rev. B* **72**, 024515 (2005).
- [20] S. Fujimoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 034712 (2007).
- [21] S. Fujimoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 051008 (2007).
- [22] Y. Yanase and M. Sigrist, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 043712 (2007).
- [23] Y. Yanase and M. Sigrist, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 124711 (2008).
- [24] T. Takimoto and P. Thalmeier, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 103703 (2009).
- [25] T. Yokoyama, S. Onari, and Y. Tanaka, *Phys. Rev. B* **75**, 172511 (2007).
- [26] S. Fujimoto, *Phys. Rev. B* **79**, 220506(R) (2009).
- [27] P. A. Frigeri, D. F. Agterberg, and M. Sigrist, *New. J. Phys.* **6**, 115 (2004).
- [28] K. V. Samokhin, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 027004 (2005).
- [29] K. V. Samokhin, *Phys. Rev. B* **76**, 094516 (2007).
- [30] R. P. Kaur, D. F. Agterberg, and M. Sigrist, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 137002 (2005).
- [31] Y. Yanase and M. Sigrist, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 124709 (2007).
- [32] O. Dimitrova and M. V. Feigel'man, *Phys. Rev. B* **76**, 014522 (2007).
- [33] D. F. Agterberg and R. P. Kaur, *Phys. Rev. B* **76**, 064511 (2007).
- [34] K. V. Samokhin, *Phys. Rev. B* **78**, 224502 (2008).

- [35] Y. Matsunaga, N. Hiasa, and R. Ikeda, Phys. Rev. B (R) **78**, 220508 (2008).
- [36] N. Hiasa, T. Saiki, and R. Ikeda, Phys. Rev. B **80**, 014501 (2009).
- [37] V. P. Mineev and M. Sigrist, cond. mat. 0904.2962.
- [38] R. Karplus and J. M. Luttinger, Phys. Rev. **95**, 1154 (1954); J. M. Luttinger, Phys. Rev. **112**, 739 (1958).
- [39] Y. Tada, N. Kawakami, and S. Fujimoto, New. J. Phys. **11**, 055077 (2009).
- [40] M. Sato and S. Fujimoto, Phys. Rev. B **79**, 094504 (2009).
- [41] S. Fujimoto, Phys. Rev. B **77**, 220501(R) (2008).
- [42] M. Sato, Y. Takahashi, and S. Fujimoto, Phys. Rev. Lett. **103**, 020401 (2009).
- [43] Y. Muro, D. Eom, N. Tanaka, and M. Ishikawa, J. Phys. Soc. Jpn. **67**, 3601 (1998).
- [44] H. Mukuda, T. Fujii, T. Ohara, A. Harada, M. Yashima, Y. Kitaoka, Y. Okuda, R. Settai, and Y. Ōnuki, Phys. Rev. Lett. **100**, 107003 (2008).
- [45] T. Moriya and K. Ueda, Adv. Phys. **49**, 555 (2000).
- [46] T. Moriya and K. Ueda, Rep. Prog. Phys. **66**, 1299 (2003).
- [47] A. Rosch, Phys. Rev. Lett. **82**, 4280 (1999).
- [48] A. Rosch, Phys. Rev. B **62**, 4945 (2000).
- [49] S. Onari, H. Kontani, and Y. Tanaka, Phys. Rev. B **73**, 224434 (2006).
- [50] Y. Tada, N. Kawakami, and S. Fujimoto, Phys. Rev. B **81**, 104506 (2010).
- [51] Y. Kitaoka, H. Mukuda, M. Yashima, and A. Harada, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 051001 (2007).
- [52] J. L. Sarrao and J. D. Thompson, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 051013 (2007).
- [53] N. Tateiwa, Y. Haga, T. D. Matsuda, S. Ikeda, E. Yamamoto, Y. Okuda, Y. Miyauchi R. Settai, and Y. Ōnuki, J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 083706 (2007).
- [54] N. Kimura, K. Ito, H. Aoki, S. Uji, and T. Terashima, Phys. Rev. Lett. **98**, 197001 (2007).
- [55] R. Settai, Y. Miyauchi, T. Takeuchi, F. Lévy, I. Siieikin, and Y. Ōnuki, J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 073705 (2008).
- [56] P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. **135**, A550 (1964).

- [57] A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, *Sov. Phys. JETP* **20**, 762 (1965).
- [58] Y. Tada, N. Kawakami, and S. Fujimoto, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 267006 (2008).
- [59] Y. Tada, N. Kawakami, and S. Fujimoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 054707 (2008).
- [60] T. Terashima, M. Kimata, S. Uji, T. Sugawara, N. Kimura, H. Aoki, and H. Harima, *Phys. Rev. B* **78**, 205107 (2008)
- [61] N. Aso, H. Miyano, H. Yoshizawa, N. Kimura, T. Komatsubara, and H. Aoki, *J. Mag. Mag. Matt.* **310**, 602 (2007).
- [62] P. Monthoux and D. Pines, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 961 (1992).
- [63] P. Monthoux and G. G. Lonzarich, *Phys. Rev. B* **59**, 14598 (1999).
- [64] K. Yonemitsu, *J. Phys. Soc. Jpn.* **58**, 4576 (1989).
- [65] P. Monthoux, *Phys. Rev. B* **55**, 15261 (1997).
- [66] N. R. Werthamer, E. Helfand, and P. C. Hohenberg, *Phys. Rev.* **147**, 295 (1965).
- [67] M. Schossmann and E. Schachinger, *Phys. Rev. B* **33**, 6123 (1986).
- [68] L. N. Bulaevskii, O. V. Dolbov, and M. O. Ptitsyn, *Phys. Rev. B* **38**, 11290 (1988).
- [69] N. T. Huy, A. Gasparini, D. E. de Nijs, Y. Huang, J. C. P. Klaasse, T. Gortenmulder, A. de Visser, A. Hamann, T. Görlach, and H. v. Löhneysen, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 067006 (2007).
- [70] E. Sloaten, T. Naka, A. Gasparini, Y. K. Huang, and A. de Visser, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 097003 (2009).
- [71] D. Aoki, T. D. Matsuda, V. Taufour, E. Hassinger, G. Knebel, and J. Flouquet, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78**, 113709 (2009).
- [72] N. Kimura, *private communication*
- [73] R. Settai, *private communication*