

超伝導と強磁性の共存状態の超伝導転移温度の圧力係数

今野 理喜男*, 畑山 伸訓*,

Pressure coefficient of the superconducting transition temperature of the coexistent state between superconductivity and ferromagnetism

Rikio KONNO, Nobukuni HATAYAMA

Abstract: We investigate the pressure coefficient of the superconducting transition temperature of the coexistent state between superconductivity and ferromagnetism. The model Hamiltonian derived by Linder et al. [1] is used within the mean field approximation about the electron-electron interaction. The numerical results of the pressure coefficient are provided in this paper. It is qualitatively consistent of the experimental data in UGe₂.

Keyword pressure coefficient, superconducting transition temperature, ferromagnetic superconductor

1. 導入

強磁性超伝導体の UGe₂ [2], UCoGe [3], URhGe [4, 5]の発見以来, 強磁性超伝導体の研究が盛んに行われてきた [6, 7]. 立岩らは, UGe₂において, 圧力下での磁性の研究をした [8]. Pfleidererらは, MnSiの圧力に誘導された磁気的転移のクロスオーバーを調べた [9]. 最近, ShopovaとUzunovは, ギンツブルグーランダウの自由エネルギーに基づいて, 強磁性超伝導体のキュリー温度と超伝導転移温度の圧力依存性を現象論的に調べた [10]. Huangらは, 実験的に FeSe_{1-x}Te_xの超伝導転移温度の圧力係数を報告した [11]. 麻生らは, 中性子散乱の実験データから, ストナーギャップの圧力依存性を評価した [12].

著者らは, Linderらによって導かれたハミルトニアンに基づいて, 平均場近似の範囲内で超伝導転移温度の圧力係数とキュリー温度の圧力係数の解析的な表式を得ることができた [13, 14]. 熱

力学的なグリュナイゼンの関係が自動的に満たされる. しかしながら, どのように, 超伝導転移温度の圧力係数が振舞うかは解明されていない. この論文では, 超伝導転移温度の圧力係数の解析的な表式に基づいて, 数値計算を行う. ただし, キュリー温度 T_C は超伝導転移温度 T_{SC} よりも大変高いとする. T_C は, フェルミ温度 T_F よりずっと低いと仮定する. この仮定は, UGe₂において, 妥当である.

つぎのセクションでは, ラインノードを持つ超伝導ギャップの圧力係数と数値計算の結果を与える. これは, UGe₂に適用される [15]. セクション3で, 得られた結果をまとめる.

2. ラインノードをもつ超伝導ギャップの超伝導転移温度の圧力係数

このセクションでは, ラインノードを持つ超伝導ギャップの超伝導転移温度の圧力係数とその数値計算の結果を与える.

ラインノードを持つ超伝導ギャップの超伝導転移温度は次のように得ることができる.

$$T_{SC} = 1.134E_0 \exp(-2/c\sqrt{1 + \tilde{M}(\tilde{T}_{SC})}) \quad (1)$$

*近畿大学工業高等専門学校
総合システム工学科 (共通教育)

ここで、 E_0 は切断エネルギーである。 c は弱結合定数である。 M は無次元化した磁化を表す。 $\tilde{T}_{SC} = T_{SC}/T_F$ で、 T_F はフェルミ温度を表す。式(1)を圧力 P で微分することにより、超伝導転移温度の圧力係数が得られる。

$$\frac{\partial T_{SC}}{\partial P} = T_{SC} \left(\frac{\partial}{\partial P} (\ln 1.134 E_0) + \frac{2}{c^2 \sqrt{1 + \tilde{M}(\tilde{T}_{SC})}} \frac{\partial c}{\partial P} \right) + \frac{1}{c(1 + \tilde{M}(\tilde{T}_{SC}))^{3/2}} \frac{\partial \tilde{M}(\tilde{T}_{SC})}{\partial P} \quad (2)$$

超伝導転移温度の圧力係数が観測されるならば、切断エネルギーの圧力係数、弱結合定数の圧力係数、磁化の圧力係数を見積もることができる。

つぎに、数値計算の結果を示す。図1は、 $\partial(\ln 1.134 E_0)/\partial P = (2.0, 1.0) \times 10^{-6}, 1.0 \times 10^{-7} \text{1/Pa}$ 、 $T_{SC}/T_F = 3.0 \times 10^{-6}$ の超伝導転移温度の圧力係数を示す。図1より、磁化の圧力係数の増大は、超伝導転移温度の圧力係数の増大へ導く。弱結合定数の圧力係数が増大すると、超伝導転移温度の圧力係数が増大する。これらの振る舞いは、線形になっている。また、極大、極小は存在しない。

この結果と実験データとを比較する。立岩らによる実験データ [8]より、超伝導転移温度の圧力係数は、約 10^{-8} K/Pa である。もし、 $T_F = 10000 \text{ K}$ ならば、 $\partial \tilde{M}(\tilde{T}_{SC})/\partial P \approx 10^{-9} \text{ 1/Pa}$ 、 $\partial c/\partial P \approx 10^{-9} \text{ 1/Pa}$ となる。これらの結果は、定性的に実験データと矛盾がない。

3. まとめ

ここまで、強磁性超伝導体における、ラインノードを持つ超伝導ギャップの超伝導転移温度の圧力係数を調べてきた。数値計算の結果より、得られたラインノードを持つ超伝導ギャップの超伝導転移温度の圧力係数が定性的に UGe_2 の実験データと一致することを見出した。これらの結果より、超伝導転移

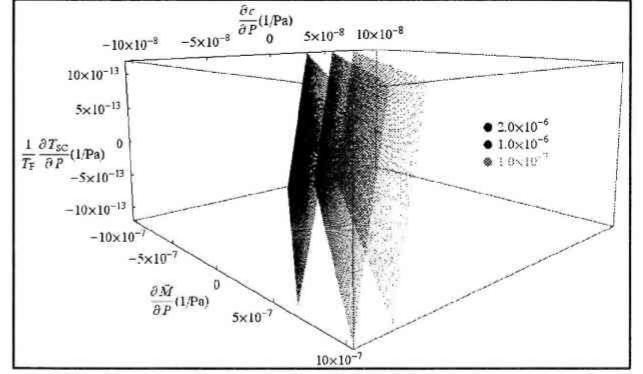


図1. 強磁性超伝導体のラインノードを持つ超伝導ギャップの超伝導転移温度の圧力係数。ここで、それぞれ $\partial(\ln 1.134 E_0)/\partial P = (2.0, 1.0) \times 10^{-6}, 1.0 \times 10^{-7} \text{1/Pa}$ である。また、 $T_{SC}/T_F = 3.0 \times 10^{-6}$ である。

温度の圧力係数から、磁化の圧力係数と弱結合定数の圧力係数を評価することが可能になった。

4. 謝辞

我々は、Y. Takahashi, M. Kanno に感謝する。

参考文献

- [1] J. Linder, I. B. Sperstad, A. H. Nevidomskyy, M. Cuoco, A. Sudbo, *Phys. Rev. B* **77** (2008), 184511.
- [2] S. S. Saxena, P. Agarwal, K. Ahilan, F. M. Grosh, R. K. W. Haselwimmer, M. J. Steiner, E. Pugh, I. R. Walker, S. R. Julian, P. Monthoux, G. G. Lonzarich, A. Huxley, I. Sheikin, D. Braithwaite, and J. Flouque, *Nature* **406** (2000), 587
- [3] N. T. Huy, A. Gasparini, D. E. de Nijs, Y. K. Huang, J. C. P. Klasse, T. Gortenmulder, A. de Visser, A. Hamann, T. Gorklach, and v. H. Lohneysen, *Phys. Rev. Lett.* **99**, (2007), 067006.
- [4] D. Aoki, A. Huxley, E. Ressouche, D. Brithwaite, J. Flouque, J. P. Brison, E. Lhotel, C. Paulsen, *Nature* **413** (2001), 613.
- [5] F. Levy, I. Sheikin, B. Grenier, C. Marcenat, and A. Huxley, *J. Phys.: Condense. Matter* **21** (2009), 164211.
- [6] M. Tachiki and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **29** (1984), 2497
- [7] H. Matsumoto, R. Teshima, H. Umezawa, and M. Tachiki, *Phys. Rev. B* **27** (1983), 158.

- [8] N. Tateiwa, K. Hanazono, T. Kobayashi,, K. Amaya, T. Inoue, K. Kindo, Y. Koike, N. Metoki, Y. Haga, R. Settai, and Y. Onuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **70** (2001), 2876.
- [9] C. Pfleiderer, G. J. McMullan, and G.G. Lonzarich, *Physica B* **206-207**, (1995), 847.
- [10] D. V. Shopova and D. I. Uzunov , *Phys. Rev. B* **79** (2009), 064501.
- [11] C. L. Huang, C. C. Chou, K. F. Tseng, F. C. Hsu, K. W. Yeh, M. K. Wu, and H. D. Yang, *J. Phys. Soc. Jpn.* **78** (2009), 084710.
- [12] N. Aso, G. Motoyama, Y. Uwatoko, S. Ban, S. Nakamura, T. Nishioka, Y. Honma, Y. Shiokawa, K. Hirata, and N. K. Sato, *Phys. Rev. B* **29** (2006), 054512.
- [13] R. Konno and N. Hatayama, *J. Phys. Conf. Ser.* **286** (2011), 012010.
- [14] R. Konno and N. Hatayama, *J. Phys. Conf. Ser.* **344** (2012), 012016.
- [15] A. Harada, S. Kawasaki, H. Mukuda, Y. Kitaoka, Y. Haga, E. Yamamoto, K. M. Itoh, E.E. Haller, H. Harima, *Phys. Rev. B* **75** (2007), 140502@.