

# $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ のオーバードープ領域における熱伝導率の磁場効果：

$x \sim 0.21$  の異常と相分離に関連して

Magnetic-field effects on the thermal conductivity in the overdoped regime of  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ :  
In relation to the anomaly at  $x \sim 0.21$  and the phase separation

東北大・工 足立 匡, ハイダル, 菅原 直樹, 金子 直人, 上坂 正憲

佐藤 秀孝, 田邊 洋一, 野地 尚, 小池 洋二

理研・仁科センター 川股 隆行

東北大・金研

工藤 一貴, 小林 典男

T. Adachi<sup>1</sup>, S. M. Haidar<sup>1</sup>, T. Kawamata<sup>2</sup>, N. Sugawara<sup>1</sup>, N. Kaneko<sup>1</sup>, M. Uesaka<sup>1</sup>  
H. Sato<sup>1</sup>, Y. Tanabe<sup>1</sup>, T. Noji<sup>1</sup>, K. Kudo<sup>3</sup>, N. Kobayashi<sup>3</sup>, Y. Koike<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of Applied Physics, Graduate School of Engineering, Tohoku University

<sup>2</sup> RIKEN Nishina Center

<sup>3</sup> Institute for Materials Research, Tohoku University

## 1. はじめに

超伝導状態における素励起のダイナミクスを研究する手段として、熱伝導率は有力である。なぜなら、例えば電気抵抗率は、クーパー対が電流を担うために超伝導転移温度  $T_c$  以下でゼロになってしまうのに対し、熱伝導率は準粒子、フォノン、スピントリク等が熱流を担うために有限の値を示すからである。

近年、高温超伝導の発現に関わっている可能性があると指摘されている、いわゆる電荷とスピントリクのストライプ秩序[1]に対する磁場の効果が注目されている。Cuあたりのホール濃度  $p$  が 1/8 あたりでは、中性子散乱[2]や電気抵抗率[3]等の実験から、磁場の増加とともにストライプ秩序が安定化すると報告されている。また、以前、我々が行った La 系高温超伝導体  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  と  $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$  の  $x = p = 1/8$  附近における熱伝導率の実験では、磁場による熱伝導率の抑制が観測されており、ストライプ秩序が磁場によって安定化したためと結論されている[4-8]。

また、 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  のオーバードープ領域の  $x = 0.21$  附近において、 $T_c$  のわずかな低下[9,10]、磁気相関の発達[11]、磁場による格子不安定性の増大[12]等が観測されており、 $x = 1/8$  附近と同様にストライプ相関が発達している可能性が高いと指摘されている。したがって、ストライプ相関が発達していれば、 $x \sim 0.21$  においても磁場による熱伝導率の抑制が観測される可能性がある。一方、X. F. Sun らは、 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  の  $x \leq 0.22$  における熱伝導率の磁場効果を調べ、 $0.17 \leq x \leq 0.22$  において、低温で磁場による熱伝導率の増大を観測している[13]。彼らは、ドップラーシフトによる準粒子数の増加、いわゆる

Volovik 効果が原因であると結論している。しかし、 $x > 0.22$  での詳細は明らかになっていない。以上を踏まえて、 $x \sim 0.21$  における熱伝導率の振る舞いと  $x > 0.22$  における準粒子のダイナミクスを明らかにすることを目的として、 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  のオーバードープ領域 ( $0.17 \leq x \leq 0.30$ ) において、様々な磁場中で熱伝導率を測定した。

## 2. 実験方法

測定に用いた  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  ( $0.17 \leq x \leq 0.30$ ) の単結晶試料は溶媒移動型浮遊帶域法によって育成した。ab 面内の熱伝導率  $\kappa_{ab}$  は、四端子を用いた定常熱流法で測定した。熱流源としてのチップ抵抗 (Alpha Electronics Corp, MP10K00) を試料の一端にワニス (GE7031) で取り付け、もう一端をインジウムはんだで熱浴に固定した。温度差の測定には Cernox 温度計 (LakeShore Cryotronics, Inc., CX-1050-SD) を用了。超伝導磁石 (15T-SM) を用いて、0 – 14 T の磁場を試料の c 軸方向 ( $\text{CuO}_2$  面に垂直方向) に印加した。

## 3. 実験結果と考察

Fig. 1 に、 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  のオーバードープ領域における様々な磁場中での  $\kappa_{ab}$  の温度依存性を示す。磁化率の測定から決定した  $T_c$  直下の温度域に着目すると、ゼロ磁場では、 $x = 0.190 - 0.229$  において  $\kappa_{ab}$  の減少がやや緩和し、肩が観測される。これは、超伝導になったことによる準粒子数の減少に伴う準粒子–準粒子散乱の減少、あるいはフォノン–準粒子散乱の減少によるものと解釈される。

磁場を印加すると、磁場の増加とともに  $T_c$  直下の

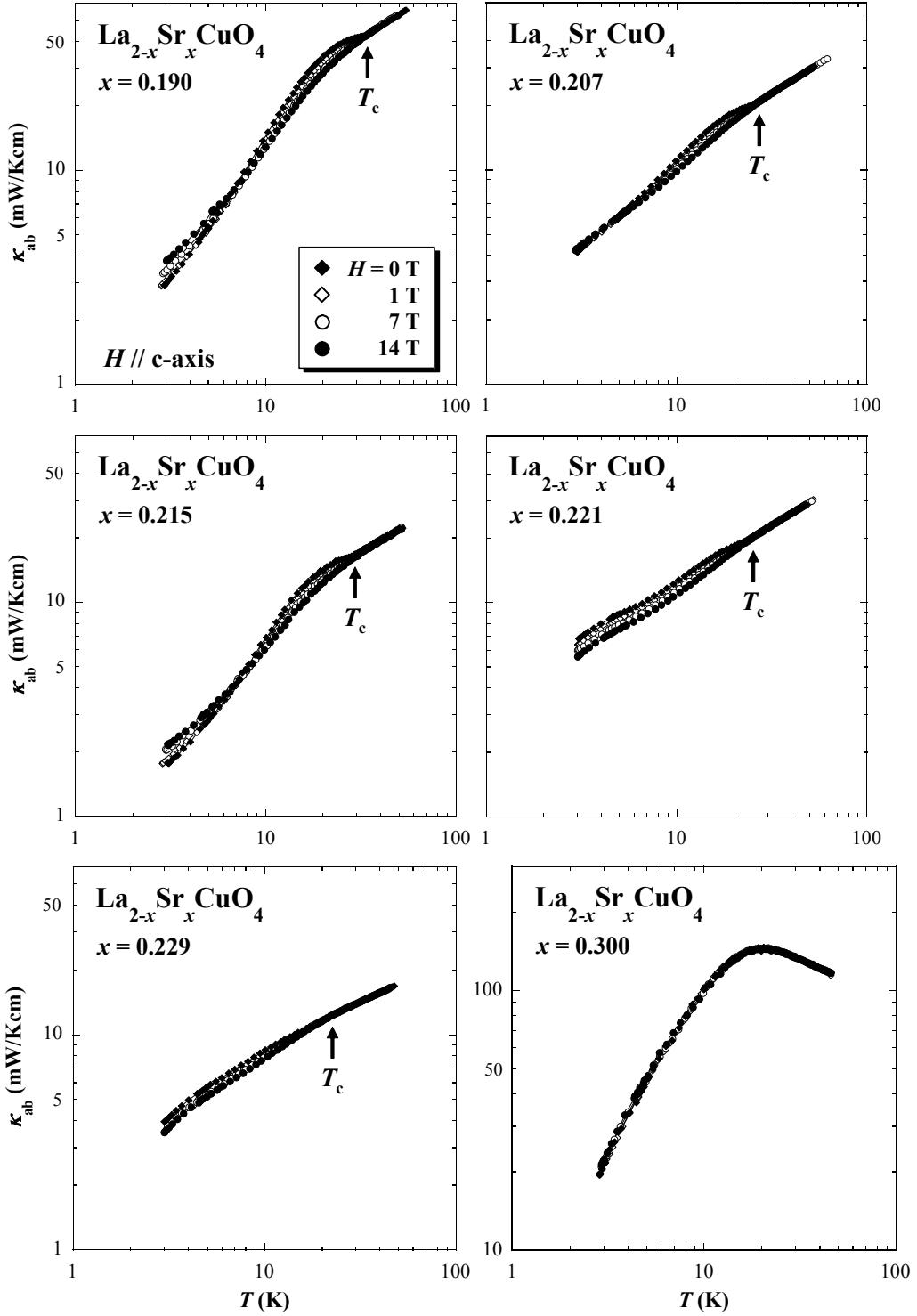


Fig. 1: Temperature dependence of the in-plane thermal conductivity,  $\kappa_{ab}$ , in various magnetic fields along the c-axis up to 14 T for  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  with  $x = 0.190 - 0.300$ . Arrows indicate the superconducting transition temperature,  $T_c$ , estimated from magnetic-susceptibility measurements.

温度域での $\kappa_{ab}$ は抑制されることがわかる。非超伝導である  $x = 0.300$  では磁場による $\kappa_{ab}$ の変化はほとんど見られないことから、この $\kappa_{ab}$ の抑制は、磁束コアによる準粒子の散乱の増大、あるいはフォノンの散乱の増大のためと思われる。

一方、最低温の3 K付近に着目すると、 $x \leq 0.215$  では磁場によって $\kappa_{ab}$ が増大するが、 $x = 0.207$  ではほとんど変化していないことがわかる。また、 $x \geq 0.221$  では磁場によって $\kappa_{ab}$ が抑制されている。

Fig. 2 に、3.2 Kにおける $\kappa_{ab}$ の磁場変化 $\kappa_{ab}(H)/\kappa_{ab}(0)$

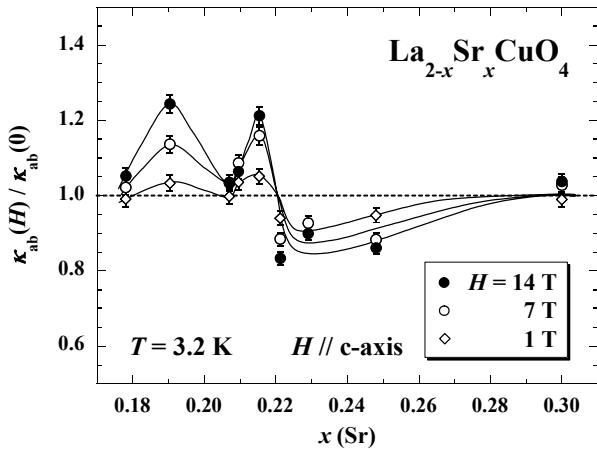


Fig. 2: Sr-concentration dependence of the change of  $\kappa_{ab}$  by the application of magnetic field along the c-axis  $\kappa_{ab}(H)/\kappa_{ab}(0)$  in the overdoped regime of  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ .

の  $x$  依存性を示す。14 T に着目すると、 $x < 0.22$  では磁場によって  $\kappa_{ab}$  が増大する一方で、 $x > 0.22$  では  $\kappa_{ab}$  が抑制され、非超伝導である  $x = 0.300$  では  $\kappa_{ab}$  の磁場変化はほとんど見られなくなる。また、 $x \sim 0.21$  では  $\kappa_{ab}$  の増大がわずかであることがわかる。1 T と 7 T においても、このような  $x$  依存性は同様である。

$x < 0.22$  での磁場による  $\kappa_{ab}$  の増大は、Volovik 効果による準粒子数の増大で説明できる。一方、 $x \sim 0.21$  における  $\kappa_{ab}$  のわずかな磁場変化はストライプ相関の発達と関連していると思われる。すなわち、 $x \sim 1/8$  の場合と同様に、磁場の印加によって生成した磁束コアの周辺でストライプ相関が発達することによって、ストライプ領域の周辺で準粒子が強く散乱され、さらに、ストライプ領域内で準粒子の移動度が低下し、これらのため  $\kappa_{ab}$  が抑制される効果と、Volovik 効果によって  $\kappa_{ab}$  が増大する効果が打ち消し合い、 $\kappa_{ab}$  が磁場にほとんど依存しなくなったものと解釈できる。

一方、 $x > 0.22$  での磁場による  $\kappa_{ab}$  の抑制は、オーバードープ領域で観測されているいわゆる電子的不均一性と関連している可能性がある。 $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  のオーバードープ領域における磁化率と比熱の実験によれば、オーバードープ領域では、 $x$  の増加とともに超伝導体積分率が減少し[14]、超伝導状態における準粒子の状態密度が増大している[15]。このことから、試料中で超伝導領域と非超伝導領域に相分離している可能性が高いと結論されている。 $x \sim 0.22$  では、試料中の超伝導領域と非超伝導領域の体積比がおよそ 1:1 になっていると予想されることから、両領域の境界付近での準粒子の散乱が顕著になっているものと思われる。また、 $x$  の増加とともに超伝

導領域が減少することから、Volovik 効果によって増大する準粒子数が減少すると考えられる。以上の効果によって、磁場による  $\kappa_{ab}$  の抑制が観測されたものと思われる。

#### 4. まとめ

$\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  のオーバードープ領域の単結晶試料を用いて、様々な磁場中で ab 面内の熱伝導率  $\kappa_{ab}$  を測定した結果、 $x \sim 0.21$  において  $\kappa_{ab}$  の増大がわずかであることを見出した。電荷とスピンのストライプ相関の発達による効果と、Volovik 効果による準粒子数の増大の効果が打ち消し合って、磁場による  $\kappa_{ab}$  の変化が小さくなつたものと解釈できた。

また、 $x > 0.22$  では、磁場によって  $\kappa_{ab}$  が抑制されることがわかった。これは、超伝導領域と非超伝導領域に相分離した状態における準粒子の散乱と磁場によって増大する準粒子数の減少で理解できた。このことからも、オーバードープ領域における準粒子のダイナミクスを理解するためには、相分離の影響を考慮しなくてはならないことがわかった。

#### 参考文献

- [1] J. M. Tranquada, B. J. Sternlieb, J. D. Axe, Y. Nakamura and S. Uchida: Nature (London) **375**, 561 (1995).
- [2] B. Lake, H. M. Rønnow, N. B. Christensen, G. Aeppli, K. Lefmann, D. F. McMorrow, P. Vorderwisch, P. Smeibidl, N. Mangkorntong, T. Sasagawa, M. Nohara, H. Takagi and T. E. Mason: Nature (London) **415**, 299 (2002).
- [3] T. Adachi, N. Kitajima, T. Manabe, Y. Koike, K. Kudo, T. Sasaki and N. Kobayashi: Phys. Rev. B **71**, 104516 (2005).
- [4] K. Kudo, M. Yamazaki, T. Kawamata, T. Adachi, T. Noji, Y. Koike, T. Nishizaki and N. Kobayashi: Phys. Rev. B **70**, 014503 (2004).
- [5] 川股隆行、山崎満広、高橋伸雄、足立匡、野地尚、小池洋二、工藤一貴、西寄照和、小林典男：東北大学金属材料研究所強磁場超伝導材料研究センター、平成 15 年度年次報告 pp. 3 – 6 (2004).
- [6] T. Kawamata, M. Yamazaki, N. Takahashi, T. Adachi, T. Noji, Y. Koike, K. Kudo and N. Kobayashi: Physica C **426-431**, 469 (2005).
- [7] 川股隆行、山崎満広、高橋伸雄、足立匡、眞鍋武、野地尚、小池洋二、工藤一貴、小林典男：東北大学金属材料研究所強磁場超伝導材料研究センター、平成 16 年度年次報告 pp. 7 – 10 (2005).

- [8] T. Kawamata, N. Takahashi, M. Yamazaki, T. Adachi, T. Manabe, T. Noji, Y. Koike, K. Kudo and N. Kobayashi: AIP Conf. Proc. **850**, 431 (2006).
- [9] N. Kakinuma, Y. Ono and Y. Koike: Phys. Rev. B **59**, 1491 (1999).
- [10] T. Kawamata, T. Adachi, T. Noji and Y. Koike: Phys. Rev. B **62**, R11981 (2000).
- [11] I. Watanabe, M. Aoyama, M. Akoshima, T. Kawamata, T. Adachi, Y. Koike, S. Ohira, W. Higemoto and K. Nagamine: Phys. Rev. B **62**, R11985 (2000).
- [12] T. Suzuki, T. Ota, J. Tonishi and T. Goto: AIP Conf. Proc. **850**, 409 (2006).
- [13] X. F. Sun, S. Komiya, J. Takeya and Y. Ando: Phys. Rev. Lett. **90**, 117004 (2003).
- [14] Y. Tanabe, T. Adachi, T. Noji and Y. Koike: J. Phys. Soc. Jpn. **74**, 2893 (2005).
- [15] Y. Wang, J. Yan, L. Shan, H. H. Wen, Y. Tanabe, T. Adachi and Y. Koike: Phys. Rev. B **76**, 064512 (2007).