



## ローレンツ力による超電導磁束格子の 帯電効果を解明

### 研究成果のポイント

- ・ 超電導電流に働くローレンツ力による超電導磁束格子の帯電効果を明らかにした。
- ・ 磁束格子状態では電場も誘起され、磁束格子に重なった周期構造を形成する。
- ・ この帯電効果は、ピーク構造を持つ大きな磁場依存性を示す。

### 研究成果の概要

北海道大学大学院理学研究院の北 孝文准教授の研究グループは、超電導電流に働くローレンツ力を記述できる「拡張準古典方程式」を用いて、第二種超電導体に誘起されるホール電場・電荷の磁場依存性を理論的に解析しました。その結果、磁場の周期構造が形成される「超電導磁束格子状態」では、超電導電流に対するホール効果により、空間変調を受けた電場も重なって発現することが明らかになりました。このホール効果によって生じる電荷は、下部臨界磁場  $H_{c1}$  から磁場の増加に応じて増大し、上部臨界磁場  $H_{c2}$  の約半分のところで極大値を持つことを示しました。

本研究の成果論文は、Journal of the Physical Society of Japan の「Papers of Editors' Choice」に選ばれました。

### 論文発表の概要

研究論文名 : Hall Effect in the Abrikosov Lattice of Type-II Superconductors (第二種超伝導体のアブリコソフ格子で発現するホール効果)

著者 : 河野 航 (北海道大学大学院理学院), 植木 輝 (北海道大学大学院理学院), 北 孝文 (北海道大学大学院理学研究院)

公表雑誌 : Journal of the Physical Society of Japan (Papers of Editors' Choice)

公表日 : 日本時間 2016 年 7 月 22 日 (金) (オンライン公開)

## 研究成果の概要

### (本研究の背景)

磁場中を運動する荷電粒子は、フレミングの左手則に従う力（運動方向と磁場の両方に垂直方向の力）を受けます。この「ローレンツ力」は、アインシュタインの特殊相対性理論からもその存在が保障され、様々な興味深い現象を引き起こすことが知られています。例えば、磁場中の導体に電流を流すと、ローレンツ力によって電流の軌道は曲げられ、導体の境界面に荷電粒子が集まって帯電が起こり、やがてローレンツ力を相殺する電場が生じます。この帯電効果は「ホール効果」と呼ばれ、金属や半導体で精力的に研究されてきました。磁場中の二次元半導体における「量子ホール効果」は特に有名ですが、超電導体のホール効果に関しては、ほとんど研究が行われてきませんでした。

「超電導」は、電流が電気抵抗なく流れる極めて特異な現象で、損失のない電力輸送や高速リニアモーターカーの磁気浮上原理としての応用が実用段階に近づいています。超電導体内を損失なく流れる「永久電流」は、電磁気学の「アンペールの法則」に従って磁場を誘起し、磁場を伴って流れます。特に、「第二種超電導体」と呼ばれるある種の超電導体では、量子化された磁束（＝磁場の束）が格子を作り、各磁束芯の周りを永久電流が渦状に流れる「磁束格子」が安定的に存在することが知られてきました。例えば、鳴門海峡に渦が沢山できて格子状に並んでいる状態です。この磁束格子状態では、渦電流に働くローレンツ力によるホール効果が期待されます。

しかしながら、この「超電導体のホール効果」は、近年までほとんど理解されていませんでした。その理由として、非一様な超電導状態を記述するための標準理論である「ギンツブルグ-ランダウ方程式」や「準古典方程式」に、ローレンツ力が欠落していたことが挙げられます。ローレンツ力は、アンペールの法則に従う反磁性効果に比べて小さい効果であるため、見落とされてきたのです。ローレンツ力を取り込んだ方程式を導くには、「ゲージ不変性」※を適切に考慮した理論解析が必要でした。（T. Kita, Physical Review B 64, 054503）

※ここでいうゲージ不変性とは、ある数学的な変換の元で、方程式の形が不変に保たれる事実を表し、物理学の基本法則に従う原理として知られている。

### (研究手法と主な研究成果)

今回の研究では、ローレンツ力を含んだ準古典方程式を用いて、磁束格子状態の帯電効果を磁場の関数として調べました。磁束格子は、磁場の強さが周期的変調を受けて格子状に並んだ状態で、下部臨界磁場  $H_{c1}$  と上部臨界磁場  $H_{c2}$  の間で安定化されます。そこでの帯電効果を、磁場の関数として理論的に計算しました。その結果、磁束格子状態では、渦状に流れる永久電流に働くローレンツ力により、周期的な電場も重なって発現するという結果を得ました。さらにこの電場の大きさは、大きな磁場依存性を持ち、上部臨界磁場の半分程度の磁場でピーク値を持つことが明らかになりました。

図1の緑線 ( $T/T_c=0.5$ ) と赤線 ( $T/T_c=0.2$ ) は、本研究の解析で得た渦中心における電荷密度の磁場依存性で、横軸の右端が  $H_{c2}$  に対応します。図を見ると明らかなように、 $H_{c2}$  の半分程度までは電荷が増加し、その後減少するというピーク構造を持ちます。また、この電荷密度の磁場依存性の本質を、ギンツブルグ-ランダウ方程式を用いて解析的に考察しました。すると、この振る舞いは、「単調減少する超電導エネルギーギャップ」と「単調増加する外部磁場」の積で与えられることがわかりました。図2は弱磁場領域 ( $H/H_{c2}=0.073$ ) での電荷密度分布、図3はピーク付近 ( $H/H_{c2}=0.51$ ) での電荷密度分布を表しています。

### (今後への期待)

磁束格子状態の超電導体に外部電場を与えて電流を流すと、磁束芯のピン留めがない場合、磁束芯

が一斉にフローする「フラックスフロー状態」になります。この時、超電導体には有限の縦抵抗及びホール抵抗が生じます。特に、銅酸化物系超電導体のフラックスフロー状態では、温度や磁場を変えた時に、ホール抵抗の値が符号反転することが実験的に確認されていますが、理論的には未だに説明できていません。拡張準古典方程式は、フラックスフロー状態などの動的な系の解析に対する強力な手法です。今後、拡張準古典理論の解析手法が確立すれば、上記の問題を含め、種々の超電導体における電流輸送特性を、あらゆる温度・磁場・不純物濃度で解明できると期待されます。

## お問い合わせ先

所属・職・氏名：北海道大学大学院理学研究院 准教授 北 孝文（きた たかふみ）

TEL：011-706-2687 FAX：011-706-2687 E-mail：kita@phys.sci.hokudai.ac.jp

ホームページ：<http://phys.sci.hokudai.ac.jp/~kita/index.html>

## 【参考図】

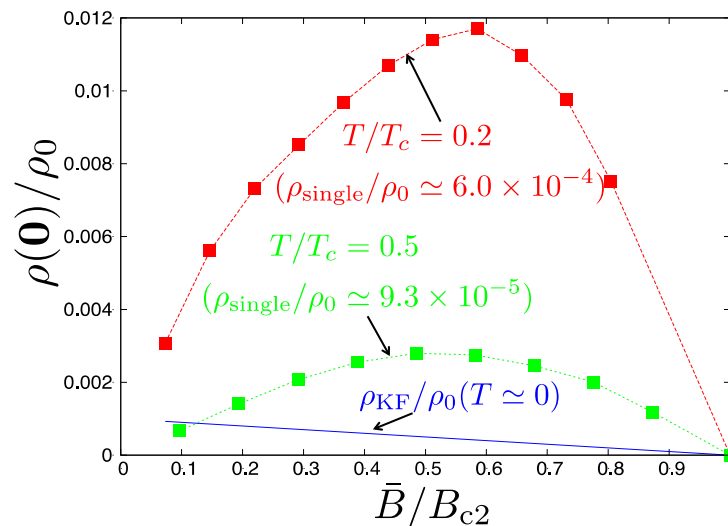


図 1. 渦中心点における電荷密度の磁場依存性

横軸は上部臨界磁場 ( $H_{c2}$ ) で規格化した磁場の強さ、縦軸は磁束芯での電荷密度の大きさを表す。

緑線 ( $T/T_c=0.5$ ) と赤線 ( $T/T_c=0.2$ ) は、本研究の解析で得た渦中心における電荷密度の磁場依存性。 $H_{c2}$  の半分程度までは電荷が増加し、その後減少するというピーク構造を持つ。

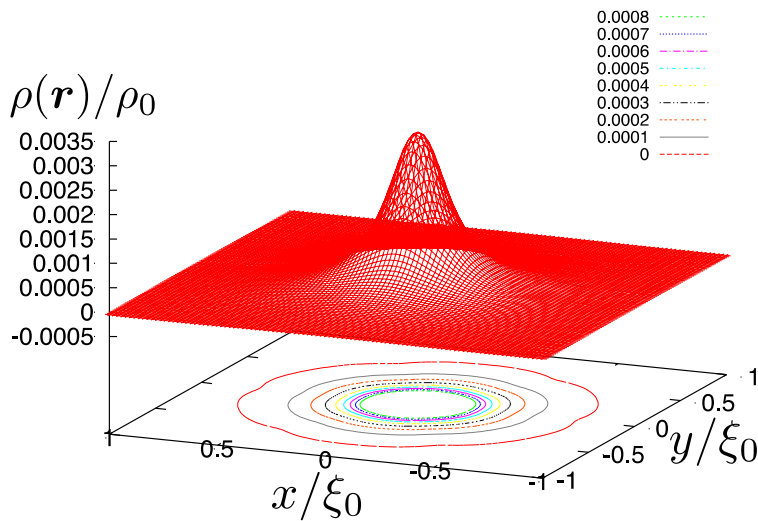


図 2. 低温 ( $T/T_c=0.2$ ) 弱磁場 ( $H/H_c2=0.07$ ) における電荷密度分布の三次元プロット

磁束は  $xy$  面上に三角格子を作って並んでいるが、その一つの磁束芯を原点にとって  $xy$  面上での電荷密度を描いた。縦軸が電荷密度の大きさを表す。この磁場  $H/H_c2=0.07$  での隣の磁束芯との距離は約  $4\xi_0$  とかなり大きい。ここで  $\xi_0$  は、「コヒーレンス長」と呼ばれる長さの単位で、 $1\sim 10^2\text{nm}$  (ナノメートル) のオーダーである。

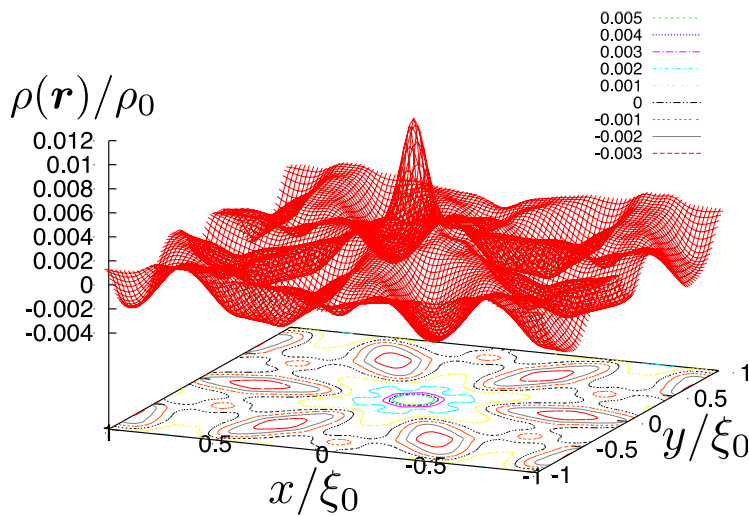


図 3. 低温 ( $T/T_c=0.2$ ) 強磁場 ( $H/H_c2=0.5$ ) における電荷密度分布の三次元プロット

磁束は  $xy$  面上に三角格子を作って並んでいるが、その一つの磁束芯を原点にとって電荷密度を描いた。縦軸が電荷密度の大きさを表す。この磁場  $H/H_c2=0.5$  での隣の磁束芯との距離は約  $1.4\xi_0$  とかなり小さく、隣の 6 つの磁束芯からの影響を受けて、電荷密度の分布が図 2 と比べて複雑になっている。また、中心での電荷密度の値も、図 2 と比べて 3~4 倍程度大きくなっている。