

内因的超伝導ダイオード効果の理論

Theory of the Intrinsic Superconducting Diode Effect

大同暁人, 柳瀬陽一

京都大学 大学院理学研究科

Akito Daido and Youichi Yanase

Graduate School of Science, Kyoto University

The superconducting diode effect refers to the phenomenon where the critical current for the resistive transitions exhibits nonreciprocity. In this report, we discuss an intrinsic mechanism giving rise to this diode effect from both phenomenological and microscopic perspectives. Through the exploration of the Rashba-Zeeman model, we highlight the intimate link between the superconducting diode effect and a finite-momentum superconducting state, known as helical superconductivity. Our findings uncover the possibility of the superconducting diode effect for probing superconducting properties tied to the center-of-mass momentum of the Cooper pairs.

1. はじめに

近年, 空間反転対称性の破れが引き起こす現象に大きな注目が集まっている. 本稿の主題である非相反現象もその一例であり, これは粒子がある方向に進む様子とその逆方向に進む様子が異なることを意味する. 非相反現象の典型例は, 空間反転対称性の破れた物質が磁場 B の下で $R(j)=R_0(1+\gamma Bj)$ のような電気抵抗を示す磁気カイラル異方性である [1,2]. 空間反転対称性の破れた物質では γ が有限になり, 結果として電気抵抗 R が電流 j の向き (および大きさ) に依存する. このような整流効果は pn 接合ダイオードでも実現できるので, ありふれたものと思われるかもしれない. ここで重要な点は, 磁気カイラル異方性における非相反性が物質の内在的な性質に起因することである. マクロな構造非対称性による従来の非相反現象とは異なり, 物質のミクロな空間反転対称性の破れに誘起される非相反現象の発見と開拓が近年の大きな成果であり, 物質の機能性開拓やミクロ状態のプロブとしての活用を目指して精力的に研究が進められている.

さまざまな非相反現象の中でも特に注目を集めているのが超伝導ダイオード効果である. いかに超伝導体といえども, 無限に大きな電流をゼロ抵抗で流せるわけではなく, 臨界電流と呼ばれる閾値を越えると電気抵抗が有限の状態に変化してしまう. この臨界電流が非相反になる現象を超伝導ダイオード効果と呼んでいる. 順方向の臨界電流の大きさを j_{c+} , 逆方向の臨界電流の大きさを j_{c-} とし, $j_{c-} < j_{c+}$ であるような超伝導ダイオードを考えよう. すると, $j_{c-} < j < j_{c+}$ の電流領域について, 系は順方向では超伝導相, 逆方向では常伝導相にあることになる (図 1). これは「方向性による量子相の制御」を実現した稀有な例であり, 大変興味深い. また, 省エネルギー電気回路等への応用も期待され, 工学的にも注目が集まっている.

超伝導ダイオード効果が試料端の非対称性といった外因的な要因から生じることは古くから指摘されていたが、物質特性としての非相反現象への興味の高まりを背景として、2020 年頃から世界中で爆発的に研究されるようになった [3]。さまざまな実験研究と並行して、私たちを含む複数の理論グループが対破壊機構による

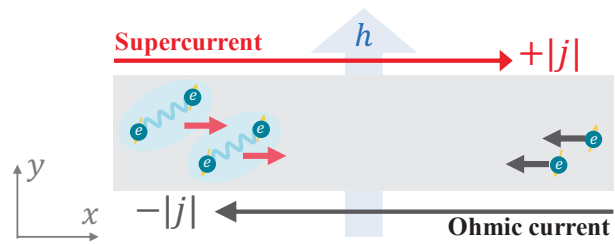


図 1 超伝導ダイオード効果の概念図 [5]。

臨界電流の非相反性を調べ、ミクロな空間反転対称性の破れが超伝導ダイオード効果を引き起こしうることを指摘した [4-6]。一方、実際の実験では渦糸の運動が先に述べた外因的要素と組み合わせることで超伝導ダイオード効果が生じてしまう [7]。内因的な寄与を曖昧さなく観測するためには、注意深い試料作製と共に、幅の狭い試料を用いるなどして渦糸の侵入を抑制することが重要になる。内因的な超伝導ダイオード効果の解明に向けて、理論的にも実験的にも更なる研究が必要である。

本稿では超伝導ダイオード効果の内因的機構について、私たちが行った理論研究について解説する。第二節ではまず内因的機構について、Cooper 対の重心運動量との関係に注意しつつ概略を述べる。第三節では Ginzburg-Landau (GL) 理論を用いた現象論的な理解を提示する。第四節では Rashba-Zeeman モデルを平均場近似により解析し、内因的な超伝導ダイオード効果のミクロな理解を与える。特に、磁場下の空間反転対称性の破れた超伝導体で現れる有限重心運動量超伝導状態（ヘリカル超伝導と呼ばれる）との密接な関係を示す。第五節では全体の総括を行い、今後の展望について述べる。

2. 内因的な超伝導ダイオード効果と Cooper 対重心運動量の概観

内因的な超伝導ダイオード効果では、「対破壊電流」と呼ばれる臨界電流の機構に注目する。超伝導体に電流を流すと Cooper 対は重心運動量を獲得するが、あまりに大きな運動量を与えると Cooper 対は解離してしまう。この際に超伝導性が保たれる最大の電流値を対破壊電流と呼ぶ。実際の試料における臨界電流は渦糸の侵入や運動によって決まる場合が多く、対破壊電流に近い臨界電流を実現するためには幅の狭い試料を使うなどの工夫が必要になる [8]。

実験が容易でないにも関わらず対破壊電流に注目する理由は、それが超伝導物質に固有の物理量であるからであり、従ってミクロな超伝導状態、特に Cooper 対の重心運動量に関係した性質を直接反映すると期待されるからである。実際、超伝導体の自由エネルギー F において、超伝導電流 $\mathbf{j}$ と Cooper 対の重心運動量 $\mathbf{q}$ は $F \sim \mathbf{j} \cdot \mathbf{q}$ の形で結合している。このことから、例えば磁場が強磁性体の良いプローブであるのと同様に、超伝導電流も Cooper 対の重心運動量の良いプローブであることが自然と期待される。

対称性の観点から、超伝導ダイオード効果を実現するためには時間反転対称性および空間反転対称性の両方を破ることが必要とされる。従って、最も単純な設定は空間反転対称性の破れた二次元超伝導体に磁場を印加する状況であり、本稿では面直方向に極性軸を持つ超伝導薄膜に面内磁場をかけた系を考察する。対称性の観点から磁場と垂直な面内電流に非相反性が現れるので、以下ではこの状況を仮定する。磁場下の空間反転対称性の破れた超伝導体は 2000 年代から盛んに研究されている物質群であり、ヘリカル超伝導と呼ばれる有限の重心運動量を持つ

た超伝導状態が普遍的に実現することが理論的に知られている [9,10]. このように, 超伝導ダイオード効果が期待される状況は有限重心運動量超伝導が実現する状況と一致しており, 両者には深い関係があることが期待される.

ヘリカル超伝導の実験的検証はそれほど進んでおらず, 巨大な上部臨界磁場 [11] や温度 - 磁場相図における転移線のアップターン [12] など間接的なものにとどまっている. 内因的超伝導ダイオード効果の研究を進めることでヘリカル超伝導の実験的同定につながると期待される. 以下では特にヘリカル超伝導との関係に焦点を当てて, 内因的超伝導ダイオード効果について議論する.

3. 空間反転対称性の破れた超伝導体の GL 理論とダイオード効果

超伝導ダイオード効果の舞台である磁場下の空間反転対称性の破れた超伝導体について考えよう. 超伝導秩序変数 (Cooper 対) の振幅を ψ , Cooper 対の重心運動量を q としたとき, この系の GL 自由エネルギーは以下の形に書くことができる.

$$f(q, \psi) = \alpha(q) |\psi|^2 + \frac{\beta(q)}{2} |\psi|^4 \quad (1)$$

ただし, ここでは面内磁場下の二次元超伝導体などを念頭に置き, 磁場はスピンに対する Zeeman 場としてのみ考慮されている. 式 (1) は $\psi(x) = \psi e^{iqx}$ という平面波秩序変数に対する GL 自由エネルギーであり, このような状態を考えるのは次の二つの理由による.

(A) 対破壊臨界電流を議論するために必要である. 実際, 超伝導体に電流 j を流すと Cooper 対が運動量 q を獲得する. 逆に, 様々な q を持つ超伝導状態を考えることで, 電流 j が流れている状態を考察できる.

(B) 磁場下の空間反転対称性のない超伝導体では, 電流を流していなくてもこのような秩序変数が安定化する. 自発的な重心運動量 $q_0 \neq 0$ を持つ状態はヘリカル超伝導と呼ばれる [9,10]. こうして, 式 (1) は対破壊臨界電流とヘリカル超伝導の両方を議論できるモデルになっている.

系の熱力学的な自由エネルギーは $f(q, \psi)$ を q と ψ の両方で最小化することで得られる. 特に, 先に ψ で最小化してその解 $\psi(q)$ を代入すれば, 自由エネルギーの重心運動量依存性を $f(q) \equiv f(q, \psi(q))$ のように求められる. Cooper 対重心運動量と超伝導電流は $(q/2) \cdot j$ のように結合するから, 重心運動量が q である超伝導状態が運ぶ超伝導電流は

$$j(q) = 2 \frac{\partial f(q)}{\partial q}, \quad (2)$$

と求められる. 係数 2 は Cooper 対が二つの電子からなることに対応する.

一般に $j(q)$ には最大値 $j_{c+} \geq 0$ と最小値 $-j_{c-} \leq 0$ が存在する. $j_{c\pm}$ を超える強さの電流を支える超伝導解は存在しないため, これらが順方向・逆方向の対破壊臨界電流を与える. 具体的には

$$\Delta j_c = j_{c+} - j_{c-}, \text{ または } r = \frac{j_{c+} - j_{c-}}{j_{c+} + j_{c-}}, \quad (3)$$

が臨界電流の非相反性を表し, 内因的超伝導ダイオード効果はこれらが有限になることを意味する. r はクオリティーファクターと呼ばれる Δj_c を無次元化した量である.

空間反転対称性のある通常の超伝導体では, GL 係数は以下のように取れば十分である:

$$\alpha(q) = \alpha_0 + \frac{1}{2} \alpha_2 q^2, \beta(q) = \beta_0. \quad (4)$$

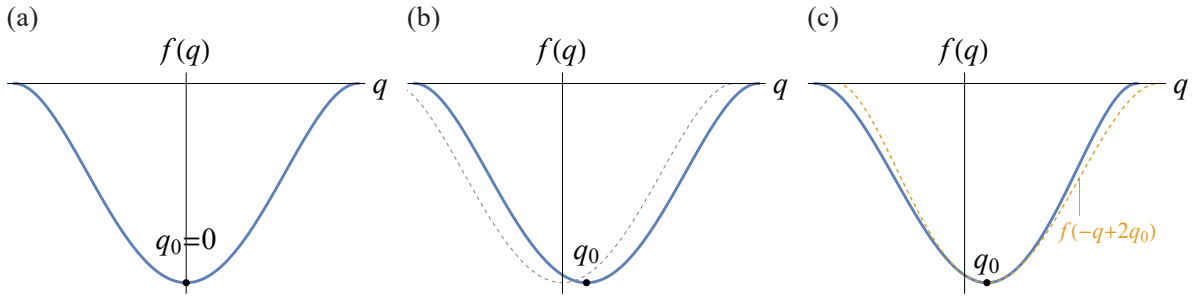


図2 自由エネルギーのクーパー対重心運動量依存性 [14]. (a) 空間反転対称な超伝導体における $f(q)$, (b) a_1 のみ考慮した場合の $f(q)$ とそれを q_0 だけシフトしたもの $[f(q + q_0)]$, (c) 空間反転対称性の破れた磁場下の超伝導体における $f(q)$ とそれを q_0 を中心に折り返したもの $[f(-q + 2q_0)]$.

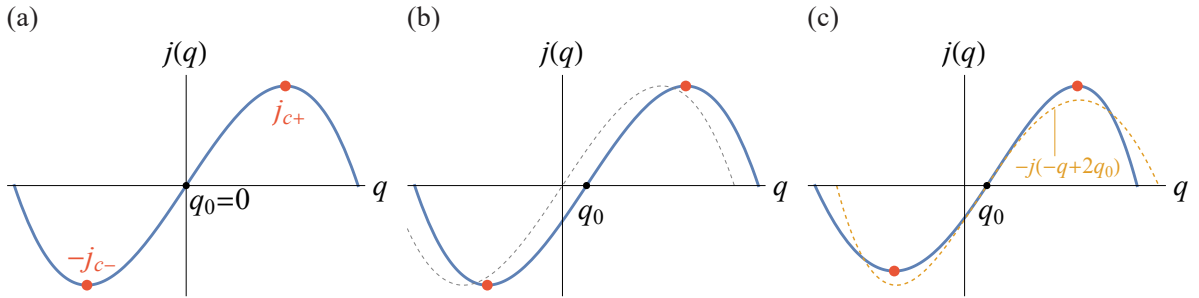


図3 超伝導電流のクーパー対重心運動量依存性 [14]. (a) 空間反転対称な超伝導体における $j(q)$, (b) a_1 のみ考慮した場合の $j(q)$ とそれを q_0 だけシフトしたもの $[j(q + q_0)]$, (c) 空間反転対称性の破れた磁場下の超伝導体における $j(q)$ とそれを q_0 を中心に反転したもの $[-j(-q + 2q_0)]$.

実空間では q^2 は ∇^2 であり, a_2 を $1/m$ と書けば運動エネルギー項 $|\nabla\psi|^2/2m$ に帰着する. この場合, 自由エネルギーの重心運動量依存性 $f(q)$ は図 2(a) のようにゼロ運動量状態 $q_0 = 0$ を最小に持つ. これが通常の BCS 状態である. この際, 超伝導電流 $j(q)$ は図 3(a) のような形をとり, 臨界電流は相反的である.

ここで式 (4) には q の奇数次が現れないことに注意したい. これは空間反転対称性か時間反転対称性のどちらかがあれば q と $-q$ が等価になるため, GL 自由エネルギーが偶関数になるからである. 逆に言えば, 磁場下の空間反転対称性のない超伝導体では q の一次や三次の項が現れる. 最低次の補正である q 線形項を取り入れると,

$$\alpha(q) = \alpha_0 + \alpha_1 q + \frac{1}{2} \alpha_2 q^2, \beta(q) = \beta_0, \quad (5)$$

が得られる. α_1 の寄与は Lifshitz 項と呼ばれており, この場合の自由エネルギー $f(q)$ は $q_0 = -\alpha_1/\alpha_2$ で最小化される [図 2(b)]. 係数 α_1 は例えば Rashba 型スピン軌道相互作用と Zeeman 場の効果で有限になり, $q_0 \neq 0$ のヘリカル超伝導を安定化する. 誤解されやすい点だが, ヘリカル超伝導状態 $q = q_0$ では Cooper 対の重心運動量は有限だが電流は流れていない. 実際, $j(q_0) = 2\partial f(q_0)/\partial q_0 = 0$ である. ヘリカル超伝導体に外部電流を流すと, q_0 を基準として余分な運動量を与えることになり, 自由エネルギーは上昇する [図 2(b), 図 3(b)].

式 (5) に相当する GL 自由エネルギーは空間反転対称性の破れた超伝導体を記述する簡便なモデルとして盛んに研究されてきた [9,10]. 一方で, このモデルでは $\Delta j_c = 0$ となってしまうため,

超伝導ダイオード効果を記述するには不十分である [図 3(b)]. そこで、私たちは空間反転対称性の破れの高次項を考慮した GL モデル

$$\alpha(q) = \tilde{\alpha}_0 + \frac{1}{2} \tilde{\alpha}_2 \delta q^2 + \frac{1}{6} \tilde{\alpha}_3 \delta q^3, \beta(q) = \tilde{\beta}_0 (1 + \tilde{\beta}_1 \delta q) \quad (6)$$

を提案した [5]. 同時期に他二つのグループからも類似の提案があった [4,6]. ここで、磁場が大きくなると q_0 も大きくなることに注意して、 q ではなく $\delta q = q - q_0$ で GL 自由エネルギーを展開した. 超伝導ダイオード効果にとって本質的なのは、全体の運動量をシフトさせる以上の効果を持った $\tilde{\alpha}_3$ 項および $\tilde{\beta}_1$ 項であり、実際にこれらの係数の一次で

$$\Delta j_c = j_{c+} - j_{c-} = \left(\frac{16}{27 \tilde{\beta}_0 \tilde{\alpha}_2} \tilde{\alpha}_3 - \frac{8}{9 \tilde{\beta}_0^2} \tilde{\beta}_1 \right) \tilde{\alpha}_0^2, \quad (7)$$

という有限のダイオード効果が得られる [5]. $\tilde{\alpha}_3$ 項および $\tilde{\beta}_1$ 項は、最安定運動量 q_0 の周りで自由エネルギーを左右非対称に歪ませる [図 2(c)]. この歪みが $j(q)$ を非対称に変形し、その結果 $j(q)$ とそれを q_0 を中心に反転したものが一致しなくなる [図 3(c)]. このようにして $j_{c+} \neq j_{c-}$ という超伝導ダイオード効果が実現する.

4. 内因的超伝導ダイオード効果のミクロ理論

前節では内因的超伝導ダイオード効果について現象論的に考察し、転移温度近傍では自由エネルギーの最小点 $q = q_0$ まわりの「歪み」がその原因であることを明らかにした. では、具体的にどのような場合により大きな歪み、そして超伝導ダイオード効果が得られるだろうか? これを明らかにするために、ミクロなモデルを考察しよう.

最も簡単な問題設定として、Rashba 型スピン軌道相互作用がある二次元の超伝導体に面内磁場をかけた場合を考えよう [図 1]. 磁場の効果は Zeeman 場として取り入れ、引力 Hubbard 相互作用を平均場近似で取り扱うことで s 波超伝導を議論する. 理論的な定式化の詳細は論文をご参照いただきたい [5,13,14].

超伝導秩序変数をさまざまな温度 T 、磁場 h について数値的に決定し、電流演算子の期待値をさまざまな運動量 q について評価することで得られたクオリティーファクター $r(T, h)$ を図 4 に示した. ここで濃い赤色は大きな正の値を、薄い青色は小さな負の値を意味する. 転移温度のおおよその目安が黒の実線で示されており、低温・低磁場側が超伝導相である. 図 4 の結果から、高温・低磁場ではほとんどダイオード効果が生じないことがわかる. また、顕著な特徴として、ダイオード効果が中磁場・高磁場で増大し、符号反転も生じることがわかる.

このような結果を理解する上で、自由エネルギーを最小化する Cooper 対重心運動量 q_0 の振る舞いが大きなヒントになる. 図 5(a) に最安定重心運動量の温度・磁場依存性 $q_0(T, h)$ を示した. 重心運動量は低磁場では小さな負の値を、高磁場では大きな負の値を示す. 2 節で空間反転対称性と時間反転対称性の破れた超伝導体では Cooper 対の重心運動量が自発的に有限になることを GL 理論に

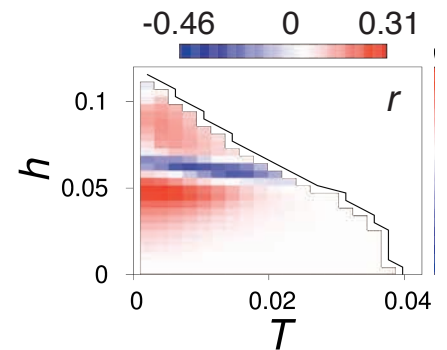


図 4 超伝導ダイオード効果のクオリティーファクター $r(T, h)$ の温度磁場依存性 (凡例の r は本稿の定義の二倍大きいことに注意) [5].

より見たが、Rashba-Zeeman モデルはまさにその例になっており、ヘリカル超伝導が磁場下の全域で実現していることがわかる。

ヘリカル超伝導の振る舞いをより詳しく見るために、図 5(b) に転移線上における最安定重心運動量 $|q_0| = -q_0$ の磁場依存性を示した。 q_0 の磁場依存性が $h \sim 0.06$ を境に急激に変化していることがわかる。このような振る舞いはヘリカル超伝導のミクロな起源と関係している。Rashba 型スピン軌道相互作用が存在する系では Fermi 面は二つに分裂しており、電子のスピンは各運動量と直行する方向に偏極している [図 6(a)]。ここに面内磁場をかけると内側および外側の Fermi 面は互い違いにシフトすることが知られている [図 7(a)]。Fermi 面が δq だけシフトした場合、もともと $k, -k$ でペアを組んでいた電子は $k+\delta q, -k+\delta q$ でペアを組むことになり、自然と $2\delta q$ の有限重心運動量 Cooper 対が実現する。このような理解は実際に高磁場側で正しい描像を与えており、図 5(a)(b) の $|q_0|$ は $|2\delta q|$ に漸近する。なお、符号が $q_0 \sim 2\delta q$ となるのは負の方向にシフトする外側の Fermi 面の方が内側より大きな状態密度を持つためである。一方、低磁場では Fermi 面のシフトから予想されるよりかなり小さい値の $|q_0|$ が実現するが、これは外側の Fermi 面と逆向きにシフトする内側の Fermi 面の寄与が競合することにより起こる。以上の内容は Ref.[14] に詳しく解説したので、ご興味のある方はそちらをご覧ください。

重要なことは、 $h \sim T_c$ のオーダーでヘリカル超伝導の性質が急激に変わるクロスオーバーが生じることである。大変興味深いことに、 q_0 のクロスオーバー磁場 $h \sim 0.06$ と、超伝導ダイオード効果に増大や符号反転といった異常が見られる磁場が非常に良く一致する。このような振る舞いは低温でも T_c 近傍でも見られる。この比較から、Cooper 対の重心運動量についての系の性質が急激に変化する様子を超伝導ダイオード効果でプローブできることがわかる。これが本稿の中心的な結果の一つである。

以上の結果を GL 理論による現象論的な議論と比較するため、比較的 T_c に近い温度 $T = 0.02$ を固定し、磁場をさまざまに変化させた時の自由エネルギーと超伝導電流の重心運動量依存性を図 7 に示した [13]。自由エネルギー $F(q)$ は青線で示されており、低磁場側の $h = 0.04$ [図 7(a)] では小さな q_0 で最小値 $F(q_0)$ をとる。自由エネルギーは q_0 まわりでほぼ対称であり、その微分である超伝導電流 $j(q) = 2dF(q)/dq$ [赤線] の最大値 j_+ と最小値の大きさ j_- はそれほど変わらない。磁場を増加すると、 $h = 0.05$ [図 7(b)] ではほとんど変化は見られないが、 $h = 0.0585$ [図 7(c)] や $h = 0.06$ [図 7(d)] では様相が大きく変わる。 q_0 が大きな負の値を取るようになると同時に、自由エネルギーの q_0 まわりの非対称性が顕著になる。この歪みが $j(q)$ に継承されることで

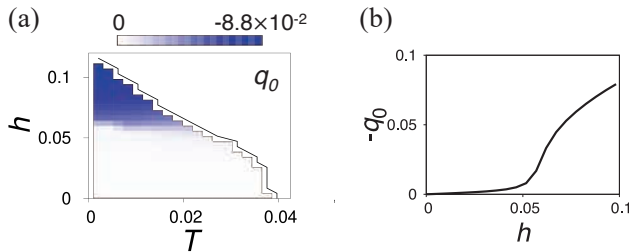


図 5 (a) ヘリカル超伝導の重心運動量 $q_0(T, h)$ の温度磁場依存性 [5]. (b) 転移線上における重心運動量の大きさ $-q_0(T_c(h), h)$ [14].

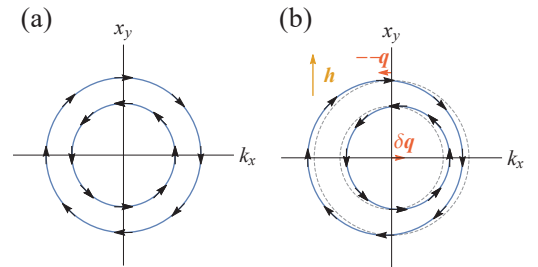


図 6 ラッシュバースピン軌道相互作用によって分裂したフェルミ面とスピン分極の概念図 [14]. (a) ゼロ磁場のフェルミ面. (b) y 方向磁場下のフェルミ面.

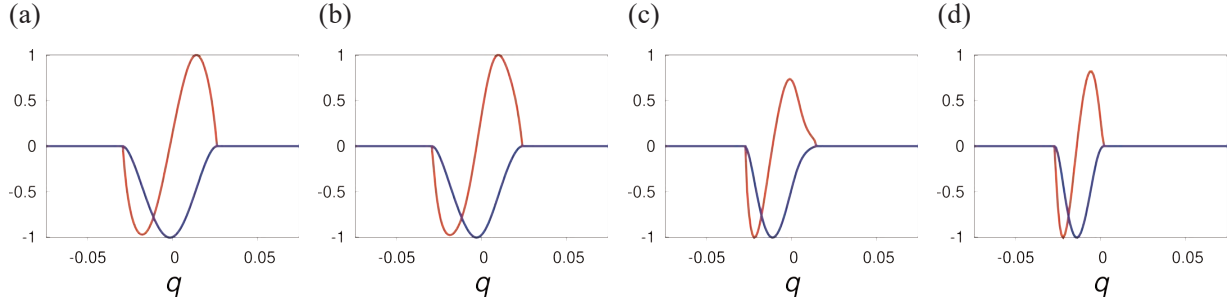


図7 自由エネルギー [青の実線, $F(q)$] と超伝導電流 [赤の実線, $j(q)$] のクーパー対の重心運動量依存性 [13]. $T = 0.02$ および (a) $h = 0.04$, (b) $h = 0.05$, (c) $h = 0.0585$, (d) $h = 0.06$ で計算した. 図中の $F(q)$ は $|F(q_0)|$ で, $j(q)$ は $j_{c\pm}$ の大きい方で規格化している.

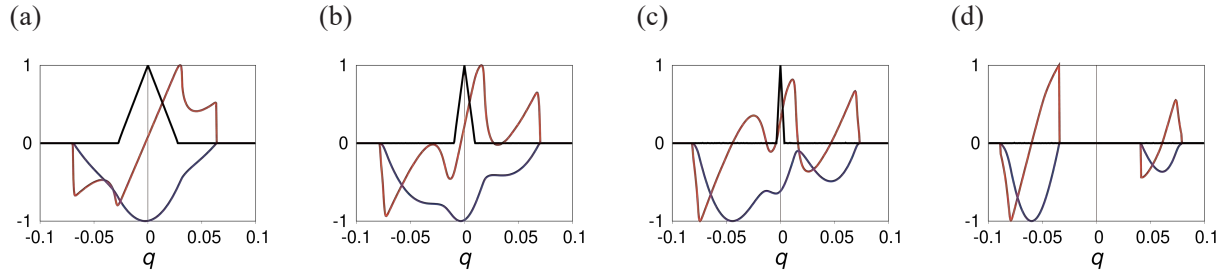


図8 低温 $T = 0.001$ における自由エネルギー $F(q)$, 超伝導電流 $j(q)$, 準粒子ギャップの最小値 $\Delta E(q)$ [5]. それぞれ青, 赤, 黒の実線で示されており, 絶対値の最大値を 1 にするように規格化されている. 各図の磁場は (a) $h = 0.043$, (b) $h = 0.058$, (c) $h = 0.063$, (d) $h = 0.075$ である.

大きなダイオード効果が得られる. このように, 最安定な重心運動量 q_0 が急激に移動することに伴い, q_0 周りの運動量依存性にも大きな歪みが生じ, 特徴的な非相反応答が実現する.

図7の(b)と(c)を見比べると Δj_c に符号反転が起きていることが確認できる. このようなヘリカル超伝導クロスオーバーに伴う内因的超伝導ダイオード効果の符号反転は一般的な振る舞いであり, 次近接ホッピングを導入したモデル [5] や d 波超伝導でも得られている [13] ほか, 準古典理論による解析 [15] でも再現されている.

符号反転を理解するために, 低温 $T = 0.001$ で磁場を変化させたときの自由エネルギーと超伝導電流を図8に示した [5]. 低温では, 低磁場側の重心運動量が小さな「弱い」ヘリカル状態と, 高磁場側の大きい重心運動量を持つ「強い」ヘリカル状態が独立の準安定状態として存在しうる. 低磁場では自由エネルギーは「弱い」ヘリカル状態に相当する単一の極小値を持つが [図8(a)], 高磁場側の図8(d)では内側・外側の Fermi 面シフトに相当する $\pm 2\delta q$ を持った強いヘリカル状態が(準)安定状態として存在し, 二つの極小値がある [図8(d)]. 「クロスオーバー領域」に相当する中磁場ではこれら三つの(準)安定状態が共存し, 図8(b)から図8(c)にかけて最安定 Cooper 対重心運動量が不連続に変化する一次相転移が生じる. これらの自由エネルギーの振る舞いに伴い, 超伝導電流 $j(q)$ にも巨大な非相反性が継承される. 特に準安定状態が切り替わる前後の図8(b),(c)では順方向と逆方向の臨界電流を別の準安定状態が担うといったことが起きており, これにより符号反転が生じている. 温度を上げると一次転移はクロスオーバーに変化するが, こういった低温での振る舞いが生き残り, 符号反転は転移温度近傍でも観測される.

5. まとめ

本稿では内因的機構による超伝導ダイオード効果について、Cooper 対が自発的に有限の重心運動量を持つヘリカル超伝導との関係に焦点を当てて解説した。GL 理論を用いた現象論的なダイオード効果の記述と、ミクロなモデルの解析結果について述べた。特に、ヘリカル超伝導のクロスオーバーに伴って内因的ダイオード効果の増強および符号反転が一般的に得られることがわかった。また、低温では電流誘起の一次相転移といったよりエキゾチックな超伝導現象が実現する可能性がある。これらの結果は、超伝導ダイオード効果をはじめとした超伝導電流によるプローブ法が、ヘリカル超伝導を検出する上で非常に効果的であることを意味している。ヘリカル超伝導を実験的に実証するのは一般に容易でないので、非相反応答を中心とした超伝導電流による制御・検出が、実験的同定に向けて重要な役割を果たすと期待している。

謝辞

本研究は京都大学大学院理学研究科の元大学院生である池田侑平氏との共同研究です。またご議論いただいた京都大学化学研究所の小野輝男教授に感謝申し上げます。本研究は科研費 (Grant Nos. JP18H01178, JP18H05227, JP20H05159, JP21K13880, JP21K18145, JP22H01181, JP22H04476, JP22H04933) および京都大学 SPIRITS 2020 の支援のもと行われました。

参 考 文 献

- [1] Y. Tokura and N. Nagaosa. Nat. Commun. **9**, 3740 (2018).
- [2] T. Ideue and Y. Iwasa. Annu. Rev. Condens. Matter Phys., **12**, 201 (2021).
- [3] F. Ando, *et al.*, Nature, **584**, 373 (2020).
- [4] N. F. Q. Yuan and L. Fu, PNAS **119**, e2119548119 (2022).
- [5] A. Daido, Y. Ikeda, and Y. Yanase, Phys. Rev. Lett., **128**, 037001 (2022).
- [6] J. J. He, Y. Tanaka, and N. Nagaosa, New J. Phys., **24**, 053014 (2022).
- [7] Y. Hou *et al.*, Phys. Rev. Lett., **131**, 027001 (2023).
- [8] M. Tinkham, “Introduction to Superconductivity,” Courier Corporation, (2004).
- [9] E. Bauer and M. Sigrist, “Non-Centrosymmetric Superconductors: Introduction and Overview,” Springer Science & Business Media, (2012).
- [10] M. Smidman, *et al.*, Rep. Prog. Phys., **80**, 036501 (2017).
- [11] T. Sekihara, R. Masutomi, and T. Okamoto, Phys. Rev. Lett., **111**, 057005 (2013).
- [12] M. Naritsuka, *et al.*, Phys. Rev. B **96**, 174512 (2017).
- [13] A. Daido and Y. Yanase, Phys. Rev. B **106**, 205206 (2022).
- [14] 大同暁人, 柳瀬陽一, 小野輝男, 固体物理 **58**, 511 (2023).
- [15] S. Ilić and F. S. Bergeret, Phys. Rev. Lett., **128**, 177001 (2022).

著者略歴



大同暁人 (DAIDO Akito)

京都大学理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 助教

2020 年 3 月 京都大学 博士 (理学) 取得

2020 年 4 月より現職



柳瀬陽一 (YANASE Youichi)

京都大学理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻 教授

2000 年 9 月 東京大学大学院理学系研究科 助手

2001 年 3 月 京都大学 博士 (理学) 取得

2007 年 4 月 東京大学大学院理学系研究科 助教

2009 年 10 月 新潟大学理学部准教授

2015 年 4 月 京都大学大学院理学研究科准教授

2020 年 1 月より現職