シリコン表面超構造における超伝導輸送現象

内橋 隆・吉澤 俊介

物質・材料研究機構 ☎ 305-0044 茨城県つくば市並木 1-1

(2014 年 11 月 29 日受付; 2014 年 12 月 3 日掲載決定)

Electron Transport in Superconducting Silicon Surface Reconstructions

Takashi UCHIHASHI and Shunsuke YOSHIZAWA

National Institute for Materials Science, 1-1 Namiki, Tsukuba, Ibaraki 305-0044

(Received November 29, 2014; Accepted December 3, 2014)

Silicon surface reconstructions with metal adatoms are two-dimensional systems with atomic-scale thickness. We have successfully measured the superconducting transition of a representative silicon surface reconstruction Si(111)-($\sqrt{7} \times \sqrt{3}$)-In by electron transport measurement. In this article, we report our results together with the experimental techniques and future prospect for surface superconductors.

KEYWORDS : superconductivity, silicon, indium, surface reconstruction, electron transport

1. はじめに

シリコン表面は表面科学の中でも最も重要な研究対象の一つであり、特に単原子レベルの金属が吸着してできた表面超構造は、その原子配列構造や電子状態が精力的に研究されてきた^{1,2)}。たとえば、Si(111)表面上にインジウム原子が一次的に配列してできる Si(111)-(4×1)-In 表面は室温では金属的な電子状態を有するが、約 130 K の低温で構造相転移と共に絶縁体に相転移することが知られている³⁻⁵⁾。この例から明らかなように、シリコン表面（一般に半導体表面）での金属吸着超構造は単なる金属薄膜とみなすことはできず、バルクとは異なる表面原子層物質として扱うべきである。

このような半導体表面超構造の低温物性、特に超伝導の発現とその特性は非常に興味を持たれるところだが、ごく最近まではその答えはまったくわかっていなかった。その理由はいくつか考えられるが、最も大きな要因は実験の困難さにあったと考えられる。すなわち、表面超構造は大気暴露に対して非常に弱いので、実験には超高真空環境が必要だが、超伝導を調べるためにはヘリウム温度程度の極低温環境が必要である。この二つの技術

を共存させることは、必ずしも容易ではない。しかし、近年の測定技術の進歩によって、超高真空・極低温環境での実験が可能になり、特に走査トンネル顕微鏡 (STM) 測定などでは一般的に行われるようになった。よって、まさに現在、表面超構造における超伝導を本格的に研究する時期が到来しているといえる。本稿では、半導体表面超構造の一種である Si(111)-($\sqrt{7} \times \sqrt{3}$)-In 表面で発現する超伝導について、われわれの電子輸送測定の結果を中心に解説する⁶⁻⁸⁾。

2. 表面系における超伝導研究

本題に入る前に、これまでの表面系における超伝導研究について簡単に振り返っておきたい。まず、超高真空環境で基板上に成長した金属超薄膜の超伝導がこれまでに調べられてきた。たとえば、原子レベルで平坦な鉛薄膜内に形成される量子井戸状態が超伝導に影響を与えて、膜厚の関数として転移温度 (T_c) が振動する振る舞いが電子輸送測定によって見いだされている⁹⁾。この場合の膜厚は 15 原子層 (ML) 以上であり、作製した試料に保護層をとりつけてから大気中に取り出し、汎用のクライオスタットを用いて電子輸送測定を行った。さらに膜厚が減って数 ML 程度の超薄膜になると、超伝導は抑制されて T_c は下がっていくことが予想される。これは、

一般に次元性が下がることによって揺らぎの効果が増え、超伝導転移には不利になるためである。バルク物質でも有機導体や銅酸化物などで擬二次元物質が多く存在するが、このような物質で超伝導が発現するには、面間の相互作用が不可欠であると広く信じられていた。しかし、シリコン表面上の鉛超薄膜の STM 測定では、数原子層程度までほとんどバルクと変わらない超伝導ギャップの大きさが観測された¹⁰⁾。一方、同じ系で膜厚の減少とともに超伝導が抑制されるという報告もあり¹¹⁾、この相違の原因については不明である。

さらに膜厚が減って、単原子層レベルになると、前述したようにもはや薄膜ではなく、基板表面と一体化した表面超構造となる。このような場合にもやはり超伝導が発現することが、Si (111) - ($\sqrt{7} \times \sqrt{3}$) - In, Si (111) - ($\sqrt{7} \times \sqrt{3}$) - Pb, Si (111) - SiC - Pb 表面に対して STM 測定によって発見された¹²⁾。これは従来の超伝導と次元性に関する固定観念を覆す重要な発見である。しかし、STM ではトンネル分光測定によってエネルギーギャップを見ているに過ぎず、超伝導にとって最も重要な現象であるゼロ抵抗を観測しているわけではない。よって、たとえば超伝導臨界電流値を STM によって測定することはできない。また、銅酸化物などでは、いわゆる擬ギャップ状態が観測され、エネルギーギャップの存在と超伝導状態は必ずしも対応しない。電子輸送測定によって、超伝導転移の直接的な証拠を得て、さらに重要な物理量を決定することが、われわれの実験の目指したところだった。

3. 表面超構造の超伝導：電子輸送測定

3.1 実験方法

電子輸送測定によって超伝導転移を観測するためには、試料に対する電極付けが不可欠である。通常バルク試料では、大気中で銀ペーストなどによる電極付けを行うが、超高真空環境が必要な表面超構造では、このような作業は不可能である。よって超高真空内で、電気的な接続をとるための何らかの手法が必要となる。この目的のためにはこれまでに二つのアプローチが取られてきた。一つは、STM の探針を可動式のナノプローブとして用いる方法であり^{13, 14)}、もう一つは試料基板上に固定された電極構造を作製する方法である^{4, 15, 16)}。前者の利点としては電極の間隔を自由に調整し、試料表面で測定したい場所を選択できることであるが、一般にプローブの接触には注意を払う必要があり、特に大きな温度変化を伴う測定では、温度ドリフトが影響を及ぼす。一方で、後者の方法では、電極の間隔や位置を自由に選ぶことはできないが、一度安定した特性の良い電極が作製で

きれば、あとは温度や磁場などの外部制御パラメータを自由に変化させることができる。本研究では、後者の方法を採用した。

Fig. 1 (a) にわれわれの用いた測定装置の外観を示す。装置はロードロック・準備チャンバーと主チャンバーから構成されており、準備チャンバーには低速電子線回折 (LEED)/オージェ電子分光 (AES) 装置などが備わっていて、表面科学における標準的な試料作製・評価が可能である。作製した試料は、主チャンバーに移送して、室温で STM によって表面構造を確認した後、超高真空対応クライオスタットに挿入して電子輸送測定を行う。試料はヘリウムフローとポンピングによって冷却され、最低到達温度は 1.5 K である。室温からの熱輻射を防ぐため、測定ヘッドはヘリウムのリターンで冷却された輻射シールドで囲まれている。最近、この周りを液体窒素シールドで囲むことによって、試料温度をさらに下げて安定化させることに成功した⁸⁾ (**Fig. 1** (b))。極低温領域では、熱接触が悪くなって、比熱も非常に小さ

Fig. 1. (color online). (a) Photograph of the apparatus for UHV-LT-transport measurement. (b) Schematic illustration of the transport unit. (c) Photograph of the spring probes for electrical contact.

くなるため、精密な測定にはこのような工夫が必要となる。

本実験に用いた表面超構造は $\text{Si}(111)-(\sqrt{7} \times \sqrt{3})\text{-In}$ である (以下 $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})\text{-In}$ と略記)^{17,18}。 $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})\text{-In}$ には hex 型と rect 型の二種類があることが知られており、それぞれ、インジウム原子 1 層および 2 層から構成されると考えられている^{19~21}。本実験での $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})\text{-In}$ は、おそらく rect 型であると思われるが、STM 像は hex 型のように見え、詳細な原子構造モデルについては未解決である。試料はノンドープの $\text{Si}(111)$ 基板を高温フラッシュして清浄表面を出してからインジウムを蒸着し、300~400°C でアニールすることで作製した。試料調製は、 $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})\text{-In}$ のドメイン構造が大きく成長し、高い結晶性が得られるように最適化した。Fig. 2 (a) (b) は作製した $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})\text{-In}$ 表面の典型的な STM 像と LEED 像である。試料の調製後、基板上に電子輸送測定に必要な電極と伝導領域のパターンを作製した (Fig. 2 (c) (d))。これはシャドーマスクを介したアルゴンイオンスパッタによって、不要な領域を削り取ることで行った。電極パターンへの接触は、金コートされたスプリングプローブによって行った (Fig. 1 (c))。スプリングによって試料との接触は温度を変化させても常に良好に保たれ、接触抵抗は数 Ω 以下である。

3.2 $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})\text{-In}$ 表面の超伝導転移

Fig. 3 に $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})\text{-In}$ 表面に対して行った電子輸送測

定の代表的な結果を示す⁶。実験では、van der Pauw 型の四端子測定を行った。すなわち、電流を流す領域を試料中央の 1 mm 四方に制限し、四隅に電流・電圧端子用の電極パターンがつながるようにになっている (Fig. 2 (c))。電流の流す方向は 90° 回転させて、電気伝導の異方性も調べることができるようにした。このグラフで表示されている抵抗値は、測定電圧をバイアス電流で単純に割った値である。バイアス電流は 10 μA と小さく、常伝導領域では、線形な電流-電圧 (I - V) 特性をもつ。測定は dc 測定で、オフセット電圧を除くためにバイアス電流を反転させながら測定を行った。グラフからわかるように、 $T_c = 2.8 \text{ K}$ で明瞭な超伝導転移が観測された。電気伝導の異方性は少し見られるが、90° 回転した二つの測定で、全く同じ T_c を示す。 $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})\text{-In}$ 表面は等方的な電子状態をもつので¹⁸、この異方性は後述する表面原子ステップによるものと考えられる。

この実験を開始した頃は、ここで示したように $T_c = 2.8 \text{ K}$ 程度が得られることが多く、その値もかなりばらついていた。この原因は後に、輻射シールドの隙間からわずかにもれて入ってくる輻射熱によって試料温度が上がっているためであることがわかった。前述した液体窒素シールドを装着することで、現在では $T_c = 3.05 \pm 0.04 \text{ K}$ と求められており⁸、STM 測定で報告された $T_c = 3.18 \text{ K}$ ¹² との差はほぼ解消している。これは、超高真空・極低温環境での温度測定で一般的におこり得ることで、注意が必要である。

ここで $T > T_c$ の常伝導領域でのデータに注目してみ

Fig. 2. (color online). (a) (b) Representative STM image (a) and LEED pattern (b) of the $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})\text{-In}$ surface. (c) Schematic illustration of the van der Pauw-type four-terminal measurement. (d) Photograph of the sample used for linear four-terminal measurement.

Fig. 3. (color online). Temperature dependences of the zero bias resistances of a $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})\text{-In}$ surface. The solid and open circles correspond to different configurations for the van der Pauw four-terminal measurement. (Inset) Temperature dependences of the sheet resistances of a $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})\text{-In}$ surface measured with linear four-terminal measurement. For details, see the text.

Fig. 4. (color online). (a) Temperature dependence of I-V characteristics measured for the same sample used in Fig. 3. (Inset) Dependence on the sweeping direction of the bias current. (b) Schematic illustration of terraces and an atomic step consisting of a Josephson junction. (c) Temperature dependence of the critical supercurrent (left axis) and its density (right axis). The solid and broken lines are the fitting results based on two different theoretical model.

たい。試料内の電流分布を計算すると、グラフで表示されている抵抗値を面抵抗（二次元伝導度）に変換することができる。このようにして得られた面抵抗値は、常伝導領域で約 400 Ω となる。これは、いわゆるクーパペアに対する量子抵抗 $h/4e^2 = 6.45 \times 10^3 \Omega$ よりも十分に小さい。一般に薄膜の二次元超伝導体では、面抵抗値がこの値よりも大きくなると、系は絶縁体的な状態に移転することが知られている^{22)*}。半導体表面超構造は理想的な二次元系であるので、当然この条件が適応される。すなわち、本実験で明瞭な超伝導転移が観測できたのは、面抵抗値が十分に量子抵抗よりも小さい、結晶性の高い試料をつくることができたためであるといえる。従来の超伝導薄膜の実験では、試料としては微粒子またはアモルファスの薄膜しか得ることができなかったため、膜厚が原子スケールになると面抵抗値が大きくなり、絶縁体化していたと思われる。結晶性の高い理想的な二次元超伝導体をつくることができたのは、表面科学における半導体超構造の研究の蓄積があったおかげである。

また、 T_c 直上での抵抗の温度変化を見ると、徐々に抵抗の減少が加速していき、 T_c で急激にゼロ抵抗に近づいていることがわかる。これは超伝導転移の前駆現象であり、 T_c より高い温度でもクーパペアが熱ゆらぎによって発生しては消滅していることによる^{23,24)}。このゆらぎによる電気伝導度の成分 $\sigma_{sf}(T)$ は低次元系で

増強され、2次元系では $\sigma_{sf}(T) = (1/R_0)T/(T-T_c)$ と簡単な式で表される ($R_0 = 16 h/e^2 = 65.8 \text{ k}\Omega$)²³⁾。より最近のホールバー形状の四端子測定 (Fig. 2 (d)) を行った実験では、この揺らぎを取り入れた理論式によって抵抗値の温度変化を解析し、実験と理論の良い一致が得られている^{7)**} (Fig. 3 挿入図)。

さらに $T < T_c$ の超伝導領域を詳しく調べると、実は T_c では抵抗は完全にゼロにはなっておらず、残留抵抗が温度とともに減少していく振る舞いが観測されている⁷⁾。これは二次元超伝導体で生じる Kosterlitz-Thouless (KT) 転移の前駆現象と考えられる²⁵⁾。KT 転移が生じる温度 T_K 以上では、系は超伝導状態になっても熱揺らぎによって発生する超伝導渦が有限の抵抗をもたらす。温度 T_K ですべての渦は逆回転の渦と束縛状態をつくって、抵抗は完全にゼロになる。このような振る舞いを観察するためには、浮遊磁場をなくすなどのより精密な測定が必要となる。現在そのような実験を計画中である。

* 超伝導体が二次元的であるための条件は、一般に膜厚がコヒーレンス長（数 10～数 100 nm）より小さいことであり、必ずしも原子スケールの厚さを必要としない。

** 実際には揺らぎによって常伝導状態の電子の伝導度が発散することによる寄与もあるため、 $\sigma_{sf}(T)$ の式の R_0 は見かけ上小さくなる。

3.3 I-V 特性と原子ステップジョセフソン接合

これまでは、ゼロバイアス抵抗の測定結果を見てきたが、電子輸送現象としてはI-V特性も重要である。Fig. 4 (a) に同じ試料のI-V特性の T_c 近傍における温度変化を示す⁶⁾。 $T > T_c$ では線形だった特性が、 T_c 以下ではゼロバイアス付近でゼロ抵抗の超伝導領域が広がっていくことがわかる。バイアス電流を増加する途中で生じる超伝導状態から常伝導状態への変化は急峻で、その閾値から超伝導臨界電流 I_c が定義できる。逆に常伝導状態から超伝導状態へ変化する際の閾値も定義できるが、これは I_c より小さくなっている。これは電流の掃引方向を逆にしても同じで、すなわちI-V特性にヒステリシスが存在する (Fig. 4 (a) の挿入図)。これは最初、系が常伝導状態にあるときはジュール熱によって試料の温度が上がるため、超伝導状態への転移が遅れるためであると考えている。すでに超伝導状態にあるときには、ジュール熱は発生しないので、真の I_c まで超伝導状態が保たれる。以下では、 I_c に注目して議論する。

Fig. 4 (c) に I_c を温度の関数としてプロットした。グラフの右軸には、 I_c を二次元臨界電流密度 $J_{2D,c}$ に変換したスケールで表示している。 I_c 、 $J_{2D,c}$ は T_c で立ち上がって温度の減少とともに増えていくが徐々に増加は緩やかになり、温度依存性は上に凸の形状を示す。ここで興味のある問題は、微視的にみると臨界電流がどこで決まっているかである。可能性としては二つあって、試料表面上の原子ステップとテラスが考えられる (Fig. 4 (b))。前者では、原子ステップがテラスの超伝導領域に対して弱結合をもたらすジョセフソン接合として働くと考えられ、超伝導電流がジョセフソン臨界電流値を超えたときに超伝導が破壊される。一方、後者ではクーパー対が臨界速度を超えて超伝導ギャップが破壊されることにより生じる。この二つを表す理論式によってデータをフィッティングしたところ、前者のジョセフソン接合モデルの方がよく実験を説明することがわかった (Fig. 4 (c) の実線がジョセフソン接合モデル²⁶⁾、点線がクーパー対破壊モデル²⁷⁾)。また、フィッティングから原子ステップの抵抗が $3.3 \times 10^{-4} \Omega m$ と求められるが、この値は常伝導状態での抵抗値から見積もったステップの抵抗値 $2.4 \times 10^{-4} \Omega m$ に近い。これらの知見は電子輸送測定によって初めて得られることを強調しておきたい。

原子ステップがジョセフソン接合として働くことは、最近低温STM観察により、より直接的な形で確かめることができた²⁸⁾。STMの微分伝導度測定モードを用いると、試料面直方向の磁場が侵入してできる超伝導渦を観測できる。通常の超伝導渦は等方的な形状で、中心では超伝導が強く抑制されているが、原子ステップに入っ

た渦はステップ方向に伸張し、中心での超伝導の抑制が弱くなることがわかった。これは原子ステップが前述のようにジョセフソン接合として働くことの帰結である²⁹⁾。また、渦の流れは超伝導電流そのものであるので、原子ステップを超えて超伝導電流が流れることを微視的なスケールで確認することもできた

4. ま と め

本稿では、 $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})$ -In 表面における超伝導転移と電子輸送測定について、われわれの実験結果を中心に紹介した。最後に今後の展開について述べたい。当然、半導体表面超構造は $(\sqrt{7} \times \sqrt{3})$ -In 表面だけではなく、多種多様なものが存在するため、それらについて超伝導の発現について調べていくことが考えられる。最近、Si(111)-SIC-Pb 表面についても電子輸送測定によって超伝導転移が観測された³⁰⁾。また、超伝導を調べるためには、磁場は重要な外部パラメータであり、磁場中での実験もすでに行われている^{30,31)}。さらに半導体超構造ではないが、SrTiO₃基板上で成長した単ユニットセルFeSe超薄膜の T_c が40 K以上にまで上昇するという驚くべき報告がなされている³²⁾。これは基板の影響が大きいと考えられ、半導体超構造でも基板の効果が重要になるだろう。

バルク物質とは異なる、表面での超伝導の特徴を考える上で重要な点は以下の三つだと思われる。1) 超伝導特性が表面敏感になり得ること。これは、たとえば分子吸着によって巨視的な超伝導特性を制御できる可能性があることを意味する。2) 完全な二次元性をもつこと。たとえば面内方向に磁場を加えることで、クーパー対の軌道対破壊効果を完全になくし、スピンの起因するパウリ対破壊効果のみを検出することが可能になる。これにより、いわゆるFulde-Ferrel-Larkin-Ovchinnikov (FFLO) 状態^{33,34)}の実験的検証も可能になる。3) 表面での反転対称性の破れによって、スピン軌道相互作用によってラッシュバースピン分裂が生じること。このような系では、超伝導を担うクーパー対にはスピン一重項と三重項が混在し、超伝導の秩序パラメータが空間的に変調するなどのきわめて特異な状態をとることが理論的に知られている³⁵⁾。半導体表面超構造では光電子分光などによって直接に電子・スピン状態を調べることができるので、このような特異な超伝導状態を調べるのに適しているかも知れない。実際、同様の系でラッシュバ効果に起因すると思われる現象が報告されている^{31,36)}。今後、このような研究を進める上で電子輸送測定がますます重要な役割を果たすと期待される。

本稿で述べたわれわれの研究は、文部科学省の世界トップレベル研究拠点プログラム (WPI) と科学研究費助

成事業 (No. 25247053, No. 26610107) によって支援されました。また、共同研究者である, Puneet Mishra, 中山知信, 青野正和, 川上拓人, 永井佑紀, 胡曉, Kim Howon, 長谷川幸雄の各氏に感謝します。

文 献

- 1) V.G. Lifshits, A.A. Saranin and A.V. Zotov : "Surface Phases on Silicon : Preparation, Structures, and Properties" (Wiley, Chichester, 1994).
- 2) 長谷川修司 : 日本物理学会誌 **54**, 347 (1999).
- 3) H.W. Yeom, S. Takeda, E. Rotenberg, I. Matsuda, K. Horikoshi, J. Schaefer, C.M. Lee, S.D. Kevan, T. Ohta, T. Nagao and S. Hasegawa : Phys. Rev. Lett. **82**, 4898 (1999).
- 4) T. Uchihashi and U. Ramsperger : Appl. Phys. Lett. **80**, 4169 (2002).
- 5) T. Tanikawa, I. Matsuda, T. Kanagawa and S. Hasegawa : Phys. Rev. Lett. **93**, 016801 (2004).
- 6) T. Uchihashi, P. Mishra, M. Aono and T. Nakayama : Phys. Rev. Lett. **107**, 207001 (2011).
- 7) T. Uchihashi, P. Mishra and T. Nakayama : Nanoscale Res. Lett. **8**, 167 (2013).
- 8) S. Yoshizawa and T. Uchihashi : J. Phys. Soc. Jap. **83**, 065001 (2014).
- 9) Y. Guo, Y.F. Zhang, X.Y. Bao, T.Z. Han, Z. Tang, L.X. Zhang, W.G. Zhu, E.G. Wang, Q. Niu, Z.Q. Qiu, J.F. Jia, Z.X. Zhao and Q.K. Xue : Science **306**, 1915 (2004).
- 10) S.Y. Qin, J. Kim, Q. Niu and C.K. Shih : Science **324**, 1314 (2009).
- 11) C. Brun, I.P. Hong, F. Patthey, I. Sklyadneva, R. Heid, P. Echenique, K. Bohnen, E. Chulkov and W. -D. Schneider : Phys. Rev. Lett. **102**, 207002 (2009).
- 12) T. Zhang, P. Cheng, W.J. Li, Y.J. Sun, G. Wang, X.G. Zhu, K. He, L.L. Wang, X.C. Ma, X. Chen, Y.Y. Wang, Y. Liu, H.Q. Lin, J.F. Jia and Q.K. Xue : Nat. Phys. **6**, 104 (2010).
- 13) O. Kubo, Y. Shingaya, M. Nakaya, M. Aono and T. Nakayama : Appl. Phys. Lett. **88** (2006).
- 14) S. Yoshimoto, Y. Murata, K. Kubo, K. Tomita, K. Motoyoshi, T. Kimura, H. Okino, R. Hobara, I. Matsuda, S. Honda, M. Katayama and S. Hasegawa : Nano Lett. **7**, 956 (2007).
- 15) K. Yoo and H.H. Weitering : Phys. Rev. Lett. **87**, 026802 (2001).
- 16) C. Tegenkamp, Z. Kallassy, H. Pfner, H.L. Gunter, V. Zielasek and M. Henzler : Phys. Rev. Lett. **95**, 176804 (2005).
- 17) J. Kraft, S.L. Surnev and F.P. Netzer : Surf. Sci. **340**, 36 (1995).
- 18) E. Rotenberg, H. Koh, K. Rossnagel, H. Yeom, J. Schäfer, B. Krenzer, M. Rocha and S. Kevan : Phys. Rev. Lett. **91**, 246404 (2003).
- 19) A. Saranin, A. Zotov, M. Kishida, Y. Murata, S. Honda, M. Katayama, K. Oura, D. Gruznev, A. Visikovskiy and H. Tochihara : Phys. Rev. B **74**, 035436 (2006).
- 20) J. Park and M. Kang : Phys. Rev. Lett. **109**, 166102 (2012).
- 21) K. Uchida and A. Oshiyama : Phys. Rev. B **87**, 165433 (2013).
- 22) A.M. Goldman and N. Markovic : Phys. Today **51**, 39 (1998).
- 23) L.G. Aslamasov and A.I. Larkin : Phys. Lett. **26A**, 238 (1968).
- 24) W.J. Skocpol and M. Tinkham : Rep. Prog. Phys. **38**, 1049 (1975).
- 25) K. Epstein, A. Goldman and A. Kadin : Phys. Rev. B **26**, 3950 (1982).
- 26) V. Ambegaokar and A. Baratoff : Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
- 27) J. Bardeen : Rev. Mod. Phys. **34**, 667 (1962).
- 28) S. Yoshizawa, H. Kim, T. Kawakami, Y. Nagai, T. Nakayama, X. Hu, Y. Hasegawa and T. Uchihashi : Phys. Rev. Lett. **113**, 247004 (2014).
- 29) G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin and V.M. Vinokur : Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- 30) M. Yamada, T. Hirahara and S. Hasegawa : Phys. Rev. Lett. **110**, 237001 (2013).
- 31) T. Sekihara, R. Masutomi and T. Okamoto : Phys. Rev. Lett. **111**, 057005 (2013).
- 32) W.-H. Zhang, Y. Sun, J.-S. Zhang, F.-S. Li, M.-H. Guo, Y.-F. Zhao, H.-M. Zhang, J.-P. Peng, Y. Xing, H.-C. Wang, T. Fujita, A. Hirata, Z. Li, H. Ding, C.-J. Tang, M. Wang, Q.-Y. Wang, K. He, S.-H. Ji, X. Chen, J.-F. Wang, Z.-C. Xia, L. Li, Y.-Y. Wang, J. Wang, L.-L. Wang, M.-W. Chen, Q.-K. Xue and X.-C. Ma : Chin. Phys. Lett. **31**, 017401 (2014).
- 33) P. Fulde and R.A. Ferrell : Phys. Rev. **135**, A550 (1964).
- 34) A.I. Larkin and Y.N. Ovchinnikov : Soviet Physics JETP-USSR **20**, 762 (1965).
- 35) E. Bauer and M. Sigrist (Eds.) : "Non-centrosymmetric Superconductors" (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2012).
- 36) C. Brun, T. Cren, V. Cherkez, F. Debontridder, S. Pons, D. Fokin, M.C. Tringides, S. Bozhko, L.B. Ioffe, B.L. Altshuler and D. Roditchev : Nat. Phys. **10**, 444 (2014).