

超伝導ナノテクノロジー

筑波大学 数理物質科学研究科 教授
物性・分子工学専攻 門脇和男

超伝導とは？—研究者を虜にする魅惑の現象—

金属の電気抵抗がゼロ。この驚くべき性質が超伝導である。電気抵抗がゼロと言うことはエネルギー損失が全くないことを意味する。電流によって発熱しない永久機関が作れることも意味する¹。なぜ、抵抗がゼロになるか？この超伝導現象は、1911年にカマーリン・オンネス(Kamerlingh Onnes)²によって発見されて以来、1957年にBCS理論³が提唱されるまで、何と半世紀近くにも渡り、数多くの物理学者を悩ませ続けた物理学史上まれに見る難問であったのである。

超伝導はBCS理論によって見事に解決された。この大成功によって1960年代は超伝導研究の全盛期となった。BCS理論は多くの実験結果によって支持されるとともに、その理論的完成度の高さから、広く原子核理論や素粒子論、宇宙論にまでその影響は波及した。超伝導現象はまさに物理学の中心的課題となったのである。

ところが、1970年代になると、一方で、これまでのBCSの超伝導理論では説明できない現象が次々と発見され始めた⁴。磁性超伝導体(1972年)⁵や重い電子系(1979年)⁶の超伝導体はその例である。そして、決定的であったことは、1986年にBCS理論の限界を遙かに超える転移温度を持つ高温超伝導体が発見され⁷、超伝導研究は未曾有の激動の時代へと入ったのである。高温超伝導は固体物理学、いや、物理学全体の中でも最も重要な課題として現在も未解決の問題であり、いまもなお、盛んに研究が行われている。

Breakthroughを可能にする新物質の創成技術—ナノテクノロジー—

新物質は新しい時代を切り開く。物質の究極の姿を浮き彫りにすることによって、超伝導の新しい現象や性質を利用した応用の可能性を見出すこともできるようになる。この新物質とは何も全く新しい化学式の化合物や全く未知の結晶構造を持つ物質とは限らない。たとえば、既知の物質であっても、最近の原子レベルの微細加工技術を使うことで新機能を持つあらたな人工的な物質に作りかえることができる。この微細加工こそが我々が目指している新しい物質の

¹ 事実、超伝導電流の流れる回路を閉じると永久に電流が流れ続ける。これを永久電流(perpetual current)という。

² オランダのライデン(Leiden)大学教授。ヘリウム液化機を自作で開発し、1908年、ついに最後に残された気体であるヘリウムの液化に成功した。これを利用して、1911年には水銀(Hg)で超伝導を発見した。極低温物理学の発展に対する貢献で、1913年、ノーベル物理学賞を受賞。その後、Kamerlingh Onnes 研究所は世界の極低温物理学のメッカとなる。

³ BCSとは、John Bardeen, Leon N. Cooper, John Robert Schrieffer(イリノイ大学)の3人の頭文字を意味する。1972年、超伝導の微視的理論による説明によりノーベル物理学賞を受賞した。

⁴ マティアス(B. T. Matthias)に依るところが大きい。これらの超伝導を unconventional superconductivity と呼ぶが、適当な訳語が見あたらないので「風変わりな超伝導」と言われる。「型破りの超伝導」、「異常な超伝導」とも訳す。

⁵ 磁性を持ち、かつ超伝導になる物質の総称。一般に、超伝導は磁場によって破壊されるので、磁性を持つ物質では超伝導は発現しないと考えられていた。1971年、シェブレル(Chevrel)はこの常識を覆す一連の硫化物、セレン化物などの物質群 $REMo_6S(Se)_8$ (REは希土類元素)の合成に初めて成功し、超伝導が確認された。1997年、 $RERh_4B_4$ の超伝導が Matthias により発見され、磁性超伝導が定着した。その後発見された $RENi_2B_2C$ (1993年)や $RuSr_2RECu_2O_8$ (1995年)なども同類。

⁶ 近藤効果(1964年、近藤淳が理論的に初めてその本質を指摘したため、近藤効果と呼ばれるようになった)が原因で金属中の電子の有効質量が1,000倍以上にも達する一連の物質群で、希土類元素やウランなどアクチノイド元素を含み、 $CeCu_2Si_2$ 、 UBe_{13} 、 UPt_3 、 $UPdAl_3$ などが典型的な物質として知られている。

⁷ J. Georg Bednorz と K. Alex Müller により発見された銅酸化物超伝導体で転移温度 T_c は最高、135 Kを超える。1987年、ノーベル物理学賞を受賞。 $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ 、 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 、 $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ などは代表的な物質。

新しい創成法、“ナノテクノロジー”なのである。高温超伝導体の場合、物質パラメーターの制御が極めて難しいため、残念ながら現状でも最も重要な超伝導のパラメーターである上部臨界磁場⁸ H_{c2} や臨界電流密度⁹ J_c はうまく制御できていない。このような状況を打開するためにも、新しい技術力によって不可能を可能にする新物質創成法を開発し、新物質を作ることが今最も重要なことである。これが新しい物質科学(Materials Science¹⁰)であり、我々の目指す「超伝導ナノテクノロジー」である。

世界を駆けめぐる世界最高品質の単結晶

Bednorz-Müllerによって発見された高温超伝導体はLa-Ba-Cu-Oというセラミックスの焼結体であった。このような物質は多結晶体で、基礎的な物性の研究には使えない。応用にもほとんど役に立たない。なぜなら、多結晶体では粒界間の結合性が悪く、超伝導電流が流れないからである。本質的な物性を調べるためには高品質の単結晶が不可欠である。しかしながら、これまで約20年間に渡る多くの研究にもかかわらず、高温超伝導体の真実を解き明かすに足る良質な単結晶は得られていないのである。十分満足できる品質ではないかもしれないが、しかし、研究に値する品質の単結晶をなんとか作れるところは世界中でもわずか数カ所しかない。その1つが我々の研究室である。我々の研究室では様々な単結晶を育成しているが、特に $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ という物質を多用している。その結晶構造を図1に示す。

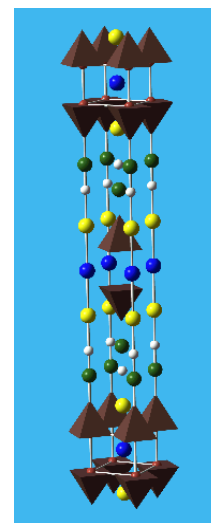


図1. 高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の平均結晶構造。4角錐は底面を CuO_2 面とし、頂点に酸素原子を配意する。青:Ca、黄:Sr、緑:Bi、白:O

良質の単結晶の育成が難しい理由は、まず、高温超伝導物質は多元素から成り、複雑すぎてとても結晶の育成過程を解析できないことがあげられる。従って、結晶育成の際、極めて重要な指針となる相図(phase diagram)が知られておらず、結晶成長がすべて実験家の“勘”に頼らねば

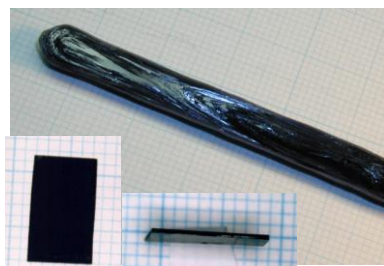


図2. 単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の写真。直径8 mm、長さ4 cm程度で、世界最大。挿入図は切り出した単結晶。

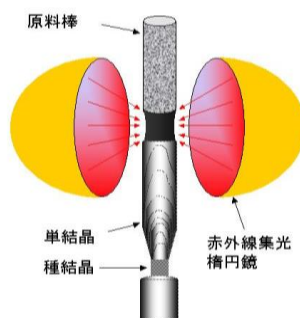


図3. 赤外線を集光し、高品質単結晶を育成する原理図。

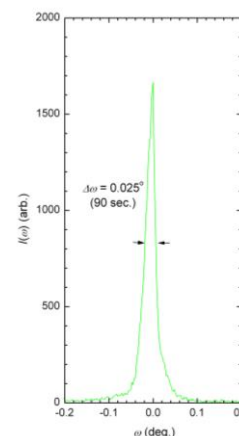


図4. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 単結晶(0,0,12) Bragg反射点におけるロッキングカーブ。

⁸ 磁場中では超伝導は破壊されるが、超伝導状態が維持できる最も高い磁場を臨界磁場(Critical Field)いう。

⁹ 超伝導状態は抵抗ゼロであるので無限大の電流が流れるかというそうではない。流すことができる電流には上限があり、その最大電流密度を臨界電流密度いう。通常、 $J_c=10^6\sim 10^8$ A/cm²程度である。

¹⁰ 最近、「物質科学」が「化学」の一分野として、「物質化学」という意味で使われているが、明らかに誤用である。

ならないのである。さらに複雑なことは、単結晶が成長する反応過程で、構成元素比が理想的な組成比、たとえば $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合、2:2:1:2:8 からずれる不定比性¹¹を示すことがあげられる。特に酸素量は大きく変化し、それによってこの物質は絶縁体から超伝導まで性質が大きく変化するのである。

このような困難のため、我々はまだ十分満足できる高品質の単結晶を育成するすべを知らないのであるが、とりあえず、現状で得られている世界最高の単結晶を紹介しよう。

図2は、我々が育成した世界最高品質でかつ、世界最大の単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の写真であり、図3はその単結晶育成の原理¹²を示す。結晶構造はX-線回折法や高分解能電子顕微鏡を用いて評価する。単結晶の質の良さを示す一例として、X-線による Bragg 反射点(0,0,12)のロッキングカーブの測定結果を図4に示す。Bragg 点のプロファイルは等方的で半値幅が約 0.025° であり、現在、最も単結晶性が良いとされる Si の 0.002° に比べて約1桁悪いが、高温超伝導体としては世界最高である。また、不純物相¹³の混入も0.1%以下であることは特筆に値する。このような単結晶は我々の実験はもとより、質がよいことから光電子分光(イリノイ大学)¹⁴、走査型トンネル顕微鏡¹⁵(STM)(ジュネーブ大学)、光学スペクトル(イリノイ大学)、中性子散乱(チューリッヒ工科大学)などの測定のため共同研究として世界各国へ送られ、高温超伝導体の電子状態や超伝導機構解明、磁束状態の研究に大変大きな貢献をしている。

磁束線の多様な秩序状態

第二種超伝導体¹⁶の特徴は、マイスナー効果¹⁷が破れても超伝導が壊れず、磁場が超伝導体内に侵入できることにあ

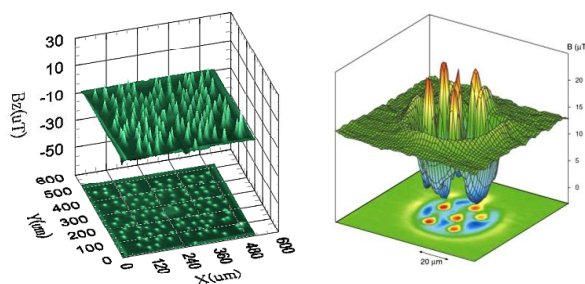


図5. 走査型 SQUID 顕微鏡で観測された Nb 薄膜(左)と直径 $50\text{ }\mu\text{m}$ の Nb 円盤(右)に捕獲された磁束量子の磁場強度の空間分布像。SQUID センサーの磁場に対する空間分解能が数 μm であるため、実像より空間的に広がって見える。左図では磁束線はランダムに分布しているが、右図では6本の磁束線が円盤に即し、規則的な配列をしている。

¹¹ nonstoichiometry と言い、実際の単結晶では 2.15:1.85:0.97:2.05:8.15 の組成比の時、最高の転移温度 $T_c=92\text{ K}$ が得られる。
¹² 熱源(光源)としてハロゲンランプを用い、楕円鏡でそれを中央の多結晶部分に集光し、加熱し、熔融する方法。この熔融体部分(融帯)をゆっくり移動(大体 $0.3\sim 0.5\text{mm/時}$ 程度のスピード)することで単結晶を育成する。この様な方法を帯溶融法(floating zone: FZ 法)という。
¹³ この系は $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (2212 相)の他に $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (2202 相)、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ (2223 相)の2種類の結晶構造が似た異種同形が存在し、結晶成長過程で分離が極めて困難であり、通常、3相が結晶中に混在して成長する。このような異相を含まない単結晶がその後の研究に極めて重要な役目を果たす。
¹⁴ photoemission. 金属に光を照射すると電子が飛び出してくる現象(光電効果)を利用した測定手法。光の粒子性により、放出される電子のエネルギーを結晶の方位の関数として測定することで、結晶内の電子のエネルギー状態が分かる。
¹⁵ STM は scanning tunneling microscope の略。原子レベルまで先を細くした探針を物質の表面から数 $\text{\AA}$ (オングストローム。 $1\text{ \AA}=10^{-8}\text{ cm}$)まで近づけると、接触していないにも拘わらず、量子力学的なトンネル電流が流れる。この現象を利用して、物質表面の原子や電子状態、など様々な性質を調べることができる。最近、高温超伝導体は超伝導性の強い部分と弱い部分に相分離した数十 $\text{\AA}$ のマイクロドメイン構造を形成するという説があり、それを支持する実験結果も得られており、高温超伝導の本質であるとして話題を呼んでいる。我々の試料ではその様な現象が観測されていなく結晶もあり、試料の質の違いから生ずる実験結果が物理学の本質的な問題に深く関与することを示す典型的な問題と考えられている。
¹⁶ これと対比して、第一種超伝導体がある。第一種超伝導体では、完全反磁性が破れると同時に超伝導も消失する。この区別はギンツブルグ・ランダウ(Ginzburg-Landau)パラメーター $\kappa=\lambda/\xi$ が $2\kappa<1$ の時、第一種超伝導体となり、 $2\kappa>1$ の時、第二種超伝導体となる。第二種超伝導体では磁場が超伝導体内に侵入することができるが、磁場は量子化される。
¹⁷ 1933 年、Meissner によって発見された超伝導体の最も基本的な性質の一つであり、超伝導体内部から完全に磁場が排除される性質をいう。完全反磁性を示す。これは古典電磁気学では説明できない量子現象である。

る。しかし、磁場はそのまま磁場として侵入するのではなく、量子化された磁場の“束”となって、 $\phi_0=2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}^{18}$ という固有の値を持つ量子化磁束（または単に磁束や磁束線とも言う）を単位として侵入する。磁束は中心部の磁場を維持する超伝導電流の渦からできており、その広がりを目安が磁場侵入長 λ である。磁束の芯の部分は超伝導が壊れた状態にあり、その範囲の目安がコヒーレンス長 ξ である。超伝導体はそれぞれ固有の ξ 、 λ を持っている。

図5に、走査型 SQUID 磁気顕微鏡¹⁹で観察された Nb 薄膜に捕えられた量子化磁束の像の 1 例を示す。巨視的な試料では試料の大きさによらずランダムな配列をするが²⁰、微小な超伝導体では形状に依存した秩序状態が発生することが知られている。

実際の超伝導体の磁束状態は多様な存在形態をとり、複雑である。たとえば、従来の超伝導体では $H_{c1} < H < H_{c2}$ の領域（混合状態）では磁束線は三角格子²¹を作ることが知られている²²。図6(A)は第二種超伝導体の相図で、どの超伝導の教科書にも必ず記載されているが、高温超伝導体では図6(B)のようになり、様相が大きく違っている。即ち、高温超伝導体では従来の超伝導体で正常状態と超伝導状態を区別していた上部臨界磁場 H_{c2} は消失して、存在しない。その代りとなるのが磁束格子融解線であり、それ以下では磁束状態は固体状態である三角格子状態、それ以上ではそれが融解した**磁束液体状態**(vortex liquid state)であり、これはそのまま連続的に正常状態へと移行していく(図6B)。このことは、磁束液体状態が超伝導状態ではなく、正常状態であることを端的に意味している²³。これが高温超伝導体の磁束状態の特異な点であり、高温超伝導の理解を混乱させ、難しくしている²⁴。

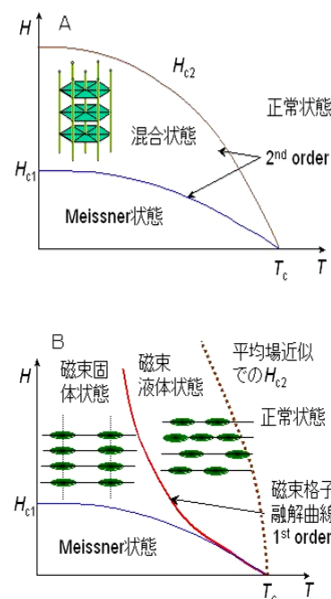


図6. 従来の第二種超伝導体(A)と高温超伝導体(B)の磁場中相図の違い。ただし、高温超伝導体の場合、磁場は超伝導面に垂直に印可された場合である。

¹⁸ 磁束密度 B の単位は T(テスラ: Tesla)=Wbm⁻² であり、磁束の単位は Wb(ウェーバー: Weber)。1 T=10⁴ G。

¹⁹ 超伝導のジョセフソン効果を利用した SQUID (Superconducting QUantum Interference Devices の略で量子干渉計という。超高感度な磁場センサー)を用いた高分解能(空間分解能が数・m)磁場検出用の顕微鏡。

²⁰ この様なランダムな配置は、試料の中にある超伝導の不均一性のために起こる。試料を完全に均一に作製できれば磁束線は次に述べるような三角格子状の秩序状態を形成する。薄膜は作成の過程で結晶が乱れてしまいそれが超伝導の不均一性を作る起源(ピン留め中心)となっている。薄膜でこの効果をなくすためには逆に全く結晶の秩序のない狂態(アモルフォス)を作ることによって実現される。しかしながら、完全に秩序のない状態も現実には作ることができないので磁束線は三角格子を作るが、乱れた三角格子となる。

²¹ アブリコソフ(Abriksov)格子とも言う。アブリコソフはこの予言により 2003 年度ノーベル物理学賞を受賞した。

²² 第二種超伝導体は磁場が完全に排除される**マイスナー状態**(Meissner state)、磁場の侵入を量子化磁束として許容する**混合状態**(mixed state、あるいは単に vortex state(磁束状態)などと呼ばれる)に分かれ、その境界をそれぞれ、**下部臨界磁場**(lower critical field で H_{c1} と表す)、**上部臨界磁場**(upper critical field で H_{c2} と表す)と呼ぶ。 H_{c2} は平均場理論で導出される相転移線であり、厳密には実在しない。

²³ 状態が変化するためには相転移を経なければならない。

²⁴ 今でも混乱している研究者が多数いるのははなはだ残念である。

磁束液体状態は難問中の難問

磁 それでは、なぜこのような特異な性質が起こるのであろうか？その理由は、高温超伝導体の強い層状性に原因がある。高温超伝導は強い層状性のため超伝導性の強い CuO_2 面に局在し、磁束線はパンケーキ²⁵となる。低温の理想的な結晶中ではピン留め効果がないので、このパンケーキ磁束は上下で重なり、直線状に繋がっており、規則的な三角格子を形成する（図7の最上図参照）。結晶に残留するピン止め力が存在すると、その影響で超伝導体にパンケーキ磁束が固定されるので動けなくなるが、磁束線格子融解線以上になると面間の結合が切れ、ふらふらと浮き草のように CuO_2 面上を熱運動し始める。即ち、熱運動によって磁束線の固体²⁶は融解し**磁束液体状態**となる。面間の結合は磁場が強くなると弱くなるから、超伝導揺らぎも増え、磁束線格子融解線はさらに融解しやすくなり、従って、磁場とともにどんどん低温側へ移行する。磁束液体状態では磁束パンケーキが自由に運動できるから本質的に正常状態に等しく、これがこの領域で電気抵抗が発生する機構である。これを克服しなければ電気抵抗ゼロという超伝導の特質が失われたままであり、超伝導の応用としては大変不都合であるが、これは層状性という高温超伝導体特有の電子構造に起因しており、解決が極めて困難な問題である。

多様な磁束状態は磁場を c -軸方向（ CuO_2 面に垂直方向）から ab -面方向へ傾けるとさらに複雑になる。その状況を図7に示す。磁場を傾斜すると、パンケーキ磁束格子状態は傾斜磁束格子状態から交叉磁束格子状態へと移行し、磁場が遂に ab -面内ごく近傍に達するとジョセフソン磁束格子が発現する。このような段階的な相転移や、ジョセフソン磁束状態での逐次相転移は、スメクティック相²⁷やコスタリッツ-サウレス相²⁸など、新しい磁束状態と関連し、現在でもホットな高温超伝導体の基礎研究課題となっている。

一方、高温超伝導体は磁束液体状態が温度-磁場領域を広く占め、電気抵抗ゼロという超伝導の最も重要な特性が失われ、高温領域では応用面では特に使い物にならない。高温超伝導体の本質の理解が深まるにつれ、超伝導の応用に対する否定的な結果が支配的と思われていた時、救世

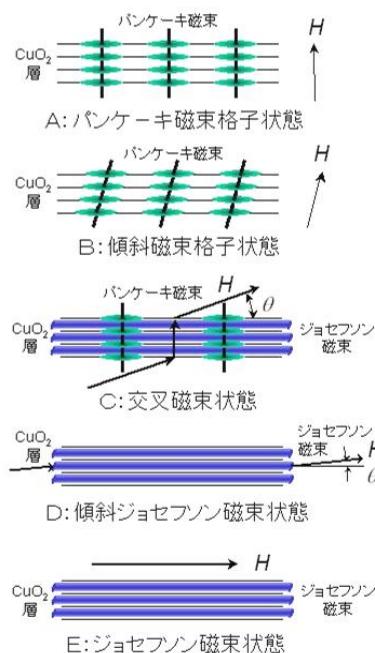


図7. 層状超伝導体の傾斜磁場中での様々な磁束状態。パンケーキ磁束格子がわずかに傾いた状態が傾斜磁束格子で、パンケーキ磁束格子とジョセフソン磁束格子が共存する状態が交叉磁束格子。

²⁵ 磁束線は CuO_2 原子面で超伝導が強いから良く定義されているが、 CuO_2 面間では超伝導性が弱く、良く定義できない。従って、磁束に伴う超伝導電流は CuO_2 面上をパンケーキ状に流れることからそう呼ばれる。

²⁶ この状態を磁束ガラス状態 (vortex glass state) と呼んでいる。完全な結晶であればアブリコソフの三角格子を形成するのであるが、残留するピン留め効果によってそれが歪んだ状態になった磁束状態を指す。歪みの度合いによって、特に、アブリコソフの三角格子状態に近いものを**ブラッグガラス状態** (Bragg glass state)、よりアモルフォス状態に近い状態を**ボルテックスガラス状態** (vortex glass state) と特別する場合もある。

²⁷ smectic phase。液晶で見られる相の一つで、ある方向に秩序があるが、他の方向では秩序がない状態をいう。

²⁸ Kosterlitz と Thouless により 1973 年に提唱された純粋な二次元系での量子力学的な位相の新しい秩序相。

主が現れたのである。それがジョセフソン磁束である。

夢を載せて走るジョセフソン磁束

図8は、ミクロンサイズに加工した高品質の層状超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ に、超伝導層に平行に磁場を印可し、ジョセフソン磁束を導入し、これを面に垂直方向の電流 (c -軸方向) で駆動するとジョセフソン磁束は光速の数%程度の早さで面内を運動する。この運動によって、接合抵抗が発生するが²⁹、それが磁場の関数として振動するのである。その振動周期は低磁場領域ではちょうど固有ジョセフソン接合が2層セットになって、その中に平均で量子化磁束（ジョセフソン磁束）が一本入る毎に1回振動する。即ち、接合の断面積を A とすると $A = sw$ であるから、磁場の振動周期 H_0 は $H_0 = \phi_0/2A = \phi_0/2ws$ と表すことができる。ただし、接合の幅を w 、固有ジョセフソン接合の面間隔を s とした。一方、強磁場領域ではその周期が固有ジョセフソン接合1層にジョセフソン磁束が1本侵入するたびに1回振動するのである。即ち、磁場の振動周期の間隔は倍になり $H_0 = \phi_0/A = \phi_0/ws$ となる。この様なジョセフソン接合の抵抗が振動することは、単一ジョセフソン接合

の場合のフラウンホーファーパターンと同じ起源を持つと理解されるが、周期が低磁場で1/2に変化する現象は単一接合では観測されない新しい現象である。この現象を正確に説明するのは簡単ではないが、ジョセフソン磁束の間隔 λ_J が接合の幅 w 程度になると単一接合と同じ現象となる³⁰。一方、

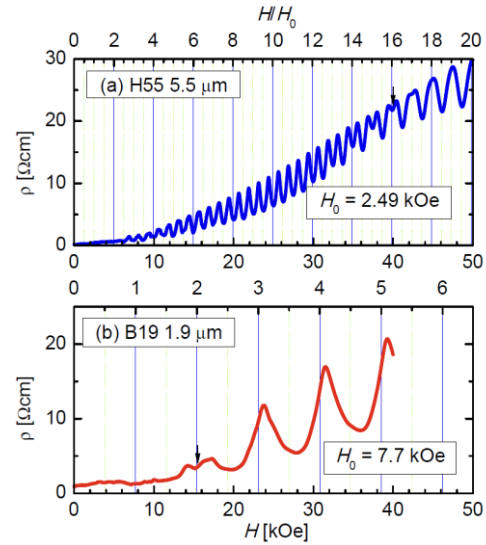


図8. ミクロンサイズに加工された試料にジョセフソン磁束を導入し、電流で駆動することによりジョセフソン接合両端に発生する抵抗の振動現象。周期はジョセフソン接合の断面積と密接な関係がある(本文参照)。(a)の場合、幅 $5.5 \mu\text{m}$ で約 4 T 以上の磁場で周期が2倍になっている様子が分かる。(b)の場合、幅は $1.9 \mu\text{m}$ で最初から周期が2倍になっている。幅がジョセフソン侵入長程度になると振動は固有ジョセフソン接合1層ごとに発生する。これは1層毎にジョセフソン磁束が量子化されるためである。

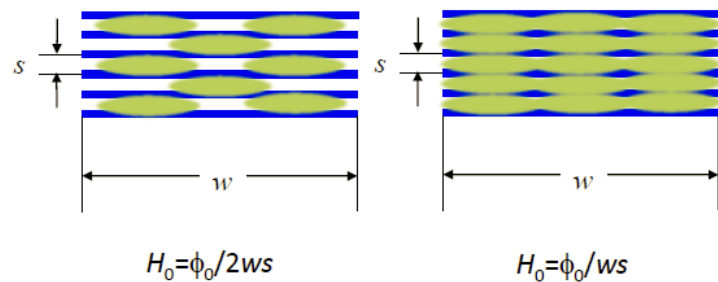


図9. 低磁場領域で2層の固有ジョセフソン接合がセットになって量子化が起こる場合(左)と、高磁場領域で周期が二倍になり、固有ジョセフソン接合一枚毎にジョセフソン磁束の量子化が起こる場合(右)の模式的な比較。

²⁹ 磁束線(ジョセフソン磁束も同じ)の中央付近には強い磁場があり、超伝導状態が維持はされているのであるが、そこは超伝導がほとんど壊れた状況になっている。そのような状態では超伝導電子のほかに通常の電子(区別するときは準粒子という)も存在し、その電子は抵抗の発生に寄与することになる。磁束線が運動するとこの正常状態の電子が磁束線と一緒に運動することになり、結局、抵抗が発生してしまう。この抵抗を**磁束のフロー抵抗**と呼んでいる。

³⁰ λ_J はジョセフソン磁束長(Josephson length)と呼ばれ、大雑把にはジョセフソン磁束の広がり大きさを表す。ジョセフソン磁束がぎゅうぎゅう詰めになる高磁場では図9の右図のように縦に並ぶ以外にジョセフソン磁束を密に詰め込む方法はないが、磁場が弱い場合は余裕があるので三角格子状に配置し、安定となる。磁束線同士には斥力が働くので、できるだけ離れた

接合の幅 w が十分大きいとは多数のジョセフソン接合が接合面内に侵入できるから、この場合は磁束線は 2 層が一層としての役目を果たすのであり、これはジョセフソン磁束がほぼ三角格子を形成していると考えると理解しやすい。ただし、この場合、三角格子は異方性が大きいため、大きくつぶれた形になっている。この状況を分かりやすく図 9 に示した。

高温超伝導体の固有ジョセフソン接合は宝の山

もう一度、高温超伝導体の結晶構造へ話を戻ろう。すでに説明したように、代表的な高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ は超伝導を担う CuO_2 面が結晶内で 2 次元的な平面を形成し積層していて、その間に Bi_2O_2 の絶縁体的な層が入りこんだ、層状性の結晶構造をしていた (図 1 参照)。このため、この物質は面内は超伝導性が強いものの、面間方向 (面に垂直方向) は大変弱く、電気的性質に大きな方向依存性がある。このような性質の結晶方向による違いは大なり小なり、すべての銅酸化物高温超伝導体に共通の特徴的な性質として物質に備わった特質である。物質による違いは、超伝導面間に挿入されている物質が異なるため、面間の超伝導結合の強さが個々の物質によって違う点にある。ここでよく取り上げられている $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ という物質は高温超伝導体の中でも最も異方性³¹が大きく、超伝導面間の結合が大変弱い物質である。

結晶構造から分かるように、この物質は CuO_2 層の間隔が 1.5 nm しかない。即ち、この物質は 1.5 nm 間隔で繰り返し超伝導特性が大きく変わる性質を内在していることを意味している。このような特徴ある性質をナノテクノロジーによる微細加工技術によって人工的に操作することによって様々な特徴ある性質に変えることができるのである。これが、真の意味でナノテクノロジーの醍醐味であり、このようなことが可能となる固有ジョセフソン接合は実は物性の宝の山なのである。

熱く光る超伝導体—未来の広大な研究分野の開拓—

ところでテラヘルツ帯の電磁波を得る方法を上に示したが、電磁波を得る為には本当にジョセフソン磁束が必要なのだろうか？ ジョセフソン磁束を取り去ったら何が起るだろうか？ 2007 年の 6 月、この答えは実験によって与えられたのである。

図 10 に示されるように、単結晶 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の表面をメサ状に微細加工し³²、面に垂直方向に直流電流を流すことで THz 帯の強力な電磁波を得ることができるのである。この電磁波は単色性が強いコヒーレントなレーザー光で、現在、約 50 μW 程度の発振出力が連続して

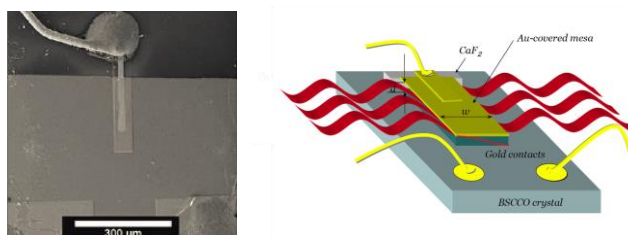


図 10. 実際の THz 発振に使われたメサの写真(左)とメサから電磁波が放射される様子を模式的にあらわした図(右)。周波数は幅を変えることによって可変で、100 GHz～数 THz の発振が得られる。

位置に配置するのが安定で、それは三角格子配置が最も安定なのである。アブリコソフ格子が三角格子であるのと同じ理由である。

³¹ 異方性の大きさは γ で表し、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ の場合、 $\gamma = (\sigma_{ab}/\sigma_c)^{1/2} = (m_c/m_{ab})^{1/2} = \xi_{ab}/\xi_c = \lambda_c/\lambda_{ab} \sim 300-1,000$ であり、超伝導体では最も大きい値を持つ。ここで σ , m , ξ , λ はそれぞれ電気伝導度、有効質量、コヒーレンス長、磁場侵入長を表し、下付の ab , c はそれぞれ ab 面内、 c 軸方向の意味を表す。

³² メサ(Mesa)とは頂上が平坦な台地を指す。長方形の場合、幅数 10 μm 、長さ 300 μm 程度、厚さ 1 μm 程度が適当な大きさである。最近では、矩形のみならず、円柱状メサやほぼ正方形上のメサでも発振が得られている。

得られている。このような発振がなぜ起こるか、その機構についてはまだ完全には理解されていない。一つの考え方として、固有ジョセフソン接合内にある個々のジョセフソン接合に交流ジョセフソン効果³³によって交流振動電流が発生するが、それが全固有ジョセフソン接合で起こるから、全体が一つになって共鳴し合い、電磁波の位相が同じ位相に揃って、大きな振幅となってメサの外へ放射されるとする考え方が有力である。理論的には数 10 mW 級の発振出力が得られると予想されており、さらに強力なレーザー光が得られるものと期待されている³⁴。現在、このような強力な発振が得られているのは我々の研究室だけであり³⁵、この発振機構の解明や量子計算³⁶、量子情報科学など、レーザーに特有なコヒーレンスを活用した応用分野の開拓を目指している。

これまで、このような THz 帯域での強力な電磁波を作る方法が知られていなかった³⁷。図 11 は現在入手可能な電磁波の発振強度と周波数の関係を示す。近年、この周波数帯の電磁波は、多くの分子や有機物、化合物などの分子振動モードがちょうどこの付近の周波数帯にあることから、物理や化学の基礎的研究はもとより、医療や病気の診断、創薬、化学物質の原子レベルでの同定や判別、タンパク質の機能の選択的な制御や調整、環境物質の同定、超高速通信、量子計算機など、生命科学や量子情報科学など、ありとあらゆる方面への応用が考えられ、大変有用であることが分かってきた。このようなコヒーレント性の強いレーザー光が得られ、この技術に応用すれば極めて広範な応用分野の科学が発展し、それが様々な産業を作り出すと予想され、このテラヘルツ電磁波の研究・開発は社会的なインパクトが極めて高い。世界的な競争が激化している“熱い”研究領域である。

この様に、我々の研究が世界をリードしており、我々の研究で得られる成果はこれからの 21 世紀の人類社会に多大な貢献が期待されている。今、この重要な研究課題に日夜、取り組んでいる。

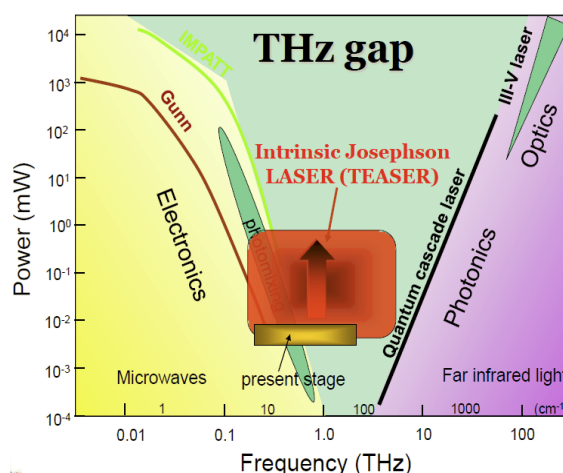


図 11. 電磁波の発振強度と周波数の関係。ちょうど 1 THz を中心として発振が困難な様子を示す(テラヘルツギャップ)。固有ジョセフソン接合によるレーザー発振はこのテラヘルツギャップを埋める一つの有力な方法である。

トポロジが規定する新しい量子相 ートポロジカル(絶縁体)物質

³³ 交流ジョセフソン効果(ac Josephson effect)とは、2つの超伝導体が弱く接触(弱接合という)しているとき、何らかの理由で(たとえば、2つの超伝導体の間を流れる電流が弱接合部分の臨界電流値を超え、正常抵抗状態になるなど)この2つの超伝導体の間に電位差 V が発生すると、これらの2つの超伝導体の間に周波数 $\nu = 2eV/h$ で表される交流電流が発生する現象をいう。ここで、 e は電子の素電荷(elementary charge)、 h はプランク定数(Planck's constant)である。この周波数の値は $V=1$ mV のとき $\nu=483.5979$ GHz である(1 GHz= 10^9 Hz)。1962年、ジョセフソンにより予言され(発見当時、21歳で、ケンブリッジ大学の大学院生であった)、後に実験的に確認された。ジョセフソンはこの功績により1973年、ギエーバー、江崎玲於奈とともにノーベル物理学賞を受賞した。

³⁴ たとえば、比較として、通常使用されているレーザーポインターの出力は1 mW以下である。

³⁵ その理由はまだ100%明らかではないが、我々の単結晶が高品質であることに起因していると考えている。

³⁶ 量子力学の基本原理解である量子状態の絡み合い(entanglement)を使った計算方法で、半導体素子の計算方法とは基本的に異なる計算手法。究極の計算法であると考えられている。

³⁷ テラヘルツギャップ(Terahertz gap)と呼ばれている。

量子ホール効果や $S=1$ の 1 次元量子スピン系で発現する Haldane gap 等の示す物理現象は従来の Ginzburg-Landau 的な熱力学的な相転移とは異なった新しい量子物質相を形成すると考えられる。このような物質状態は Z_2 というトポロジカルな不変量（整数）で特徴付けられる。これを通常物質に適用すると価電子帯の Z_2 の値は偶数であり、真空も偶数であるから連続的な接続がかかるのである。ところが、強

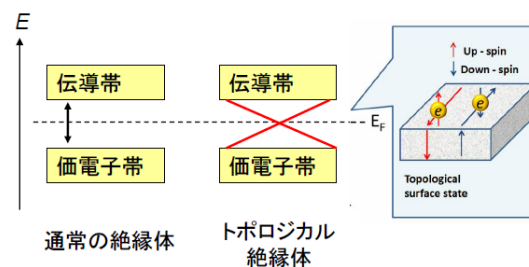


図 12. トポロジカル絶縁体の概念図。

いスピン軌道相互作用などでバンド反転が起こる物質ではバルクの物質内部での波動関数の Z_2 値は奇数となっていることがあり、その表面では真空と接続するためにはフェルミエネルギー E_F で必ず一旦ゼロの状態をとらねばならない。このため、バルクでは絶縁体であるが表面だけはバンドギャップの閉じた金属状態が実現した新しい物質が形成されたことになる。しかもこの金属状態はその分散関係が E_F 付近で直線的であるという際だった特徴を持っている（Dirac 電子といわれる）。これがトポロジカル絶縁体である。これを模式的に表すと図 12 のようになる。このような表面状態では電子は up spin と down spin が異なる状態をとり（ヘリカルスピン状態）、時間反転対称性のために散乱を受けることがなく流れること、超伝導になると粒子と反粒子が同等な性質を持つ奇妙な粒子、Majorana 粒子からなる超伝導状態が出現すると考えられているが、その実態は未だ明らかにされていない。このような奇妙な物質の新しい状態を明らかにすることは物性物理学の発展に極めて重要な貢献を果たすことになる。

我々の研究室では具体的には Bi_2Se_3 や Bi_2Te_3 を基礎とする両者の混晶系、あるいは銅をドーピングすることで $T_c=3.6\text{ K}$ で超伝導が実現する $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ 系の良質な単結晶を様々な手法で育成し、その基礎物性を調べている。現在の所、表面敏感な測定手段である ARPES (角度分解光電子分光) や STM では Dirac 電子状態を明瞭に確認できているが、輸送現象、たとえば電気抵抗や磁気抵抗、ホール効果などでは明確にその存在を実証できていない。これは、材料の質に問題があり、バルク状態が厳密な意味で絶縁体となっていないことに由来している。高品質な単結晶の存在がこの研究では不可欠であり、それが如何に重要であるかを如実に物語っている。

バルクの絶縁性の改善のため自然に形成されているキャリアの補償を行う方法がよく用いられているが、この方法では本質は改善できないと思われる。問題の抜本的な解決には偏に物質で高品質な物質の作成法を開発する必要がある。その一つの方法として気相成長法がある。最近、この方法で得られた単結晶の Shubnikov-de Haas 振動の結果を図 13 に示す。高磁場で非常に大きな振幅の振動が見られ、結晶の質の高さを示している。このような実験から Bi_2Se_3 の電子状態を解明することによってトポロジカル絶縁体の持つ特徴的な新しい性質を明らかにすることが本研究の目標である。

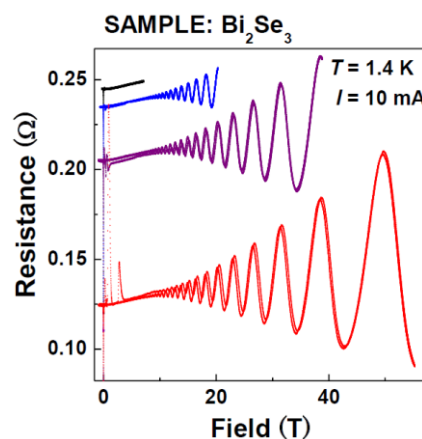


図 13 高磁場下(55 T)での高品質 Bi_2Se_3 の Shubnikov-de Haas 振動