

## 論文の内容の要旨

論文題目 柱状欠陥をもつ  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  におけるジョセフソン・プラズマ共鳴

氏名 亀田 直人

(本文)

高温超伝導体は、高い臨界温度をもつ反面、強い熱揺らぎのために、臨界電流密度が低い。臨界電流向上のためには磁束の運動を抑制する強力なピン止め中心の導入が不可欠である。重イオン照射により生成される柱状欠陥 (CDs) は、効果的なピン止め中心としての役割を期待されている。CDs が線状のピン止め中心であることにより、より効果的なピン止め中心として期待される。しかし、CDs がランダムに分布するために CDs のピン止め力が磁束間相互作用と競合する。また、磁束系の弾性エネルギーが磁場や温度により大きく変化することから、CDs をもつ超伝導体の磁気相図は複雑なものとなる。CDs をもつ高温超伝導体における磁束状態を明らかにすることは、応用的に重要であるだけでなく学問的にも興味深い。

ジョセフソン・プラズマ共鳴 (JPR) は、層状超伝導体における磁束の層方向 ( $c$  軸方向) への並びの度合い (面間位相コヒーレンス : IPC) を調べることができるので、磁束状態を研究するのに最も有効な研究手段の一つである。これまでに CDs をもつ高温超伝導体  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  (BSCCO) に対する JPR の研究から、CDs によって磁束液体相が、IPC の異なる 2 つの磁束液体相へと分離することが明らかになっている。この 2 つの液体相間の相境界は、 $1/5B_\phi$ - $1/3B_\phi$  の磁場域に存在し、温度によらない。ここで  $B_\phi$  は、CDs の密度に相当するマッチング磁場である。この  $1/5B_\phi$ - $1/3B_\phi$  の磁場域で IPC が急激に変化する現象をリカップリングと呼ぶ。モンテカルロ・シミュレーションによると、 $1/3B_\phi$  付近で柱状欠陥に対する磁束の捕捉率が急上昇する結果が得られており、リカップリングが近似的に再現されている。しかし、なぜリカップリングが起きるのは明らかになっていない。

これまでの研究は、CDs が  $c$  軸と平行で比較的大きな  $B_\phi$  をもつ BSCCO に集中している。本論文では、 $c$  軸から傾いた CDs をもつ BSCCO および小さな  $B_\phi$  をもつ BSCCO について JPR 測定を用いて磁束状態を研究した。磁束は  $c$  軸方向に整列しようとするが、CDs が  $c$  軸から傾いているとき、磁束が CDs に沿って並ぶのが困難になる。また、BSCCO のような強い 2 次元性をもつ高温超伝導体では、CDs を  $c$  軸から傾けて導入することにより、ピン止め力が大きくなる。理由は柱状欠陥のピン止め特性が、超伝導面内を貫く部分の状態で大方向決まり、超伝導面内を貫く部分の欠陥の断面積が、 $c$  軸から傾けて導入することにより増大するためである。また小さな  $B_\phi$  をもつ BSCCO の磁束状態を研究することで CDs を持たない系の磁気相図から CDs をもつ系の磁気相図への変化を詳細に調べることが可能になる。このような CDs の導入条件の変化に対し、リカップリング現象がどのように変化するのかに注目した。本論文の前半では、以上に述べたような JPR を用いて CDs をもつ BSCCO における磁束状態について研究した成果をまとめた。

後半では、JPR 自身の性質について研究した成果をまとめた。具体的には、試料内で IPC が空間的に不均一な BSCCO の JPR の性質についての研究である。これまでに不均一系における JPR は、T\* 型超伝導体の JPR を解釈するために研究されてきた。ここで T\* 型における不均一分布は、IPC の異なる 2 種類の接合層が交互に堆積したような直列型のものである。これに対し本論文の研究対象は、並列型の不均一分布に対する JPR である。並列型の不均一分布における JPR に関する研究は、これまでに報告されていない。重イオン照射された部分の IPC は、されていない部分の IPC に比べてはるかに大きいことを利用して不均一試料を作製した。つまり、BSCCO の一部分のみ重イオンを照射することで不均一試料を得た。以下に研究成果を簡潔に述べる。

#### (A) 低密度の柱状欠陥をもつ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ のジョセフソン・プラズマ共鳴

リカップリング磁場  $H^*$  は、 $B_\phi < 500 \text{ G}$  において  $B_\phi$  が小さくなるにつれて  $1/5$ - $1/3 B_\phi$  から連続的に増加し、 $B_\phi \sim 0 \text{ G}$  では磁束間の相互作用が起り始める磁場と同程度になる。また、低ドーズの試料では CDs の影響が小さくなるため、リカップリングに伴う IPC の変化量が小さい。高ドーズ試料では IPC が  $H^*$  において増加するが、低ドーズ試料では IPC の増加が起きず、 $H^*$  において IPC の減少勾配がやや小さくなる程度である。また低ドーズの試料では、磁束格子融解に伴う IPC の急激な減少が起きない。以上の事実から低ドーズ試料は、磁束状態について以下のように考察される。

$B_\phi$  以下の低磁場では、すべての磁束がランダムに配置した CDs に捕捉されており、磁束は三角格子を組んでいない。このために磁束格子融解が起きないだけでなく、CDs が強い力で磁束を  $c$  軸方向に整列させるため、IPC が CDs を持たない試料のものよりも高い。一方  $B_\phi$  よりも高磁場域では、磁場増加に伴い CDs に捕捉されない磁束が多くなる。CDs に捕捉されない磁束による IPC の減少への寄与は、CDs に捕捉された磁束のものよりも大きい。このため  $B_\phi$  以上の磁場域では磁場増加に伴う IPC の減少が大きい。低ドーズ試料では  $H^*$  が  $B_\phi$  より高磁場に存在するため、 $H^*$  では CDs に捕捉されない磁束が存在する。 $H^*$  以上の磁場域では、CDs 上にない磁束と CDs に捕捉された磁束との間に相互作用が働くことにより、CDs 上にない磁束の  $c$  軸方向への並びが良くなる。また  $H^*$  よりもはるかに高磁場域では磁束数に対する CDs の相対数が小さくなるために、CDs による影響がなくなると考えられる。

以下に部分磁束液体相と JPR との関連について考察を行う。部分磁束液体状態とは、CDs に捕捉された磁束のみが磁束固体状態を形成し、それ以外の磁束が磁束液体状態を形成する状態である。部分磁束液体相の存在は、理論的に予想されたものであるが、近年では磁気光学的手法や輸送特性の実験結果から、その存在が示唆されている。部分磁束液体相での IPC は、全体の磁束が液体状態を形成しているような通常の磁束液体相の IPC に比べて大きいと予想され、またそれらの相境界で IPC の何らかの変化が起きるはずである。相境界は、磁場によらずほとんど一定の温度域に存在する。だが本実験では相境界付近で IPC の際立った変化が観測されなかった。実験で通常の磁束液体相の IPC が、CDs をもたない BSCCO のものよりも大きい。つまり通常の液体相でも CDs の影響が大きいため、相境界における IPC の変化が乏しいと考えられる。

(B)  $c$  軸から傾いた柱状欠陥をもつ  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  のジョセフソン・プラズマ共鳴

柱状欠陥が  $c$  軸から傾いている試料でも、リカップリングが観測された。このときリカップリング磁場域は、磁場の  $c$  軸成分  $H_z$  および超伝導面内を貫く実効的な柱状欠陥の密度（等価マッチング磁場： $B_\phi^* = B_\phi \cos \theta_{\text{CD}}$ ）に対し、 $H_z \sim 1/5 B_\phi^* \sim 1/3 B_\phi^*$  で与えられる。ここで  $\theta_{\text{CD}}$  は、柱状欠陥を  $c$  軸から傾けた角度である。本研究では、 $\theta_{\text{CD}} < 80^\circ$  の試料を扱った。 $H_z$  は、超伝導面内のパンケーキ磁束の密度に対応すること、および CDs のピン止め力が  $\theta_{\text{CD}}$  依存することを考慮すると、リカップリング磁場は超伝導面内のパラメーターのみで決まり、ピン止め力の大きさに依らないことがわかる。これらの結果は、リカップリングがマッチング効果を起源として起きることを強く示唆する。

同じ  $B_\phi^*$  をもつが  $\theta_{\text{CD}}$  が異なる 2 つの試料の測定結果において  $H_z < 1/5 B_\phi^*$  の磁場域では、すべての磁場方向に対して  $\theta_{\text{CD}}$  が大きい試料ほど IPC が大きくなることが明らかになった。また、JPR の角度依存性の実験によると、IPC は磁場方向が CDs 方向と一致したときに最大になるのではなく、磁場方向が CDs 方向よりも面内方向に近いとき最大をとり、磁場方向が CDs 方向から大きく離れているときは、低い一定の大きさになることが観測された。これらの結果は、この磁場域で一部の磁束が CDs に捕捉されていない磁束状態を前提として考察を進めることで理解できる。すなわち、磁束に対して磁場方向と平行に並ぼうとする力および CDs 方向に並ぼうとする力および磁束間に働く電磁気的な相互作用によって  $c$  軸方向に並ぼうとする力が競合することによりこのような複雑な磁場方向依存性が現れる。なおこの磁束状態は、シミュレーションで報告されている磁束状態と一致する。また  $\theta_{\text{CD}}$  が大きい試料ほど IPC が上昇する原因は、 $\theta_{\text{CD}}$  が大きい試料程 CDs のピン止め力が大きくなるために、CDs が磁束を捕捉する確率が上昇することによって起きると考えられる。

$H_z > 1/3 B_\phi^*$  の磁場域では、すべての試料において磁場方向が CDs 方向と平行なときに IPC が最大値をとり、磁場方向が CDs 方向から離れるにつれて減少する。この結果から、この磁場域での磁束状態は、磁場を CDs 方向に印加したときに磁束が CDs 方向に沿って磁束が並び、磁場方向を CDs 方向から遠ざけるにともない CDs に沿った並びが悪くなると考えられる。磁場方向が CDs 方向と離れるにつれて IPC が減少する勾配は、 $\theta_{\text{CD}}$  が大きくなるほど大きくなる。これに対し BSCCO の異方性を考慮した角度スケール側を用いて、CDs 方向を基準とした相対的な磁場方向の換算を試みた結果、異なる  $\theta_{\text{CD}}$  間で JPR の磁場方向依存性がほぼスケールされることを示した。この結果は、 $H_z > 1/3 B_\phi^*$  の磁場域では異なる  $\theta_{\text{CD}}$  間で磁束状態に本質的な違いがないことを意味する。この磁場域では、磁束の密度が捕捉可能な CDs の密度よりも十分大きいため CDs に捕捉されない磁束が多数存在することから、 $\theta_{\text{CD}}$  の違いによるピン止め力の違いの影響が磁束状態にほとんど現れないと考えられる。

(C) 位相コヒーレンスが不均一分布した  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$  のジョセフソン・プラズマ共鳴

試料表面の片半分の IPC が一様に高く、残り半分の IPC が一様に低いような IPC の空間分布をもつ

BSCCO（半照射 BSCCO）の JPR を詳細に研究した。

最も単純な予想としては、半照射 BSCCO の JPR 周波数が、IPC が一様に高い部分(照射部分)の JPR 周波数および IPC が一様に低い部分(未照射部分)の JPR 周波数の平均周波数によって決まることが考えられる。しかし予想に反し、測定に用いた周波数により、JPR の性質が照射部分に類似した性質と未照射部分に類似した性質との間で移り変わるような複雑な結果が得られた。実験結果を考察するために、線形化したサイン・ゴールドン方程式 (SG 方程式) に対し IPC の不均一分布を考慮して数値計算したところ、実験結果の再現に成功した。更に SG 方程式中の散逸項を無視した方程式を厳密に解くことで不均一系の JPR の特徴を明らかにした。ここで散逸項は、共鳴強度を変えるものであり、共鳴周波数を変えるものではないため、JPR 周波数を解く際には無視しても差し支えない。散逸項を無視した SG 方程式は、シュレディンガー方程式と類似しており、半照射 BSCCO 試料の JPR 周波数を求める手続きは、階段型ポテンシャル中を運動する粒子の固有エネルギーを求める手続きとほぼ同様である。

実験において JPR 測定するために印加した電磁場は、電場が  $c$  軸と平行な配置 ( $E_{\parallel} // c\text{-axis}$ ) である。この電磁場配置の場合、均一試料では縦モードのみが励起される。縦モードの共鳴個数は、1 つのみであり共鳴周波数は試料サイズに依存しない。しかし不均一系では複数個の共鳴が観測され、共鳴周波数が大きな試料サイズ依存性をもつ。SG 方程式を用いて共鳴状態における試料内のプラズマ振動の様子を解析した結果、半照射 BSCCO 試料では縦と横モードが混成したモードが励起されることが明らかになった。混成モードは、IPC が段階的に変化する場所においてプラズマ振動に対し連続性が課されるために励起される。一般に横モードの共鳴周波数は大きな試料サイズ依存性をもち、複数個存在することが知られている。また複数個の共鳴は指数付け可能であり、共鳴周波数は高次になるほど高い。本測定で用いた周波数範囲(12-61 GHz)で観測された半照射 BSCCO の JPR は、0 次および 1 次の横モードと縦モードとの混成モードの励起によるものである。

半照射 BSCCO のように IPC の空間分布が階段関数で記述できるような場合、試料サイズ ( $L$ ) および試料の  $c$  軸方向への磁場侵入長 ( $\lambda_c$ ) を用いて簡潔に書き表せるような特徴的な周波数を用いて、不均一系の JPR の振る舞いを系統的に記述できることを示した。また本論文では、他の電磁場配置による JPR についても研究した。特に交流磁場を超伝導面内に印加した電磁場配置 ( $H_{\parallel} // ab\text{-plane}$ ) では、 $H_{\parallel}$  を IPC の境界に沿った方向に印加した電磁場配置 ( $H_{\parallel} // ab\text{-plane}/\text{boundary}$ ) とその方向から垂直に印加した電磁場配置 ( $H_{\parallel} // ab\text{-plane} \perp \text{boundary}$ ) で異なる JPR が観測された。 $H_{\parallel} // ab\text{-plane} \perp \text{boundary}$  では共鳴が観測されないが、 $H_{\parallel} // ab\text{-plane} \perp \text{boundary}$  の電磁場配置では先に述べた  $E_{\parallel} // c\text{-axis}$  で観測された共鳴と同じものが観測される。これらの結果に対し、SG 方程式内に電磁場配置の効果を適当に導入し解析をすることで再現に成功した。