

高圧物理学

極限環境下における相関電子系の磁場テクスチャーの測定

King Yau Yip^{1*}, Kin On Ho^{1*}, King Yiu Yu^{1*}, Yang Chen¹, Wei Zhang¹, S. Kasahara², Y. Mizukami³, T. Shibauchi³, Y. Matsuda², Swee K. Goh^{1,4} †, Sen Yang^{1,4} †.

圧力は、超伝導や磁性などの強相関電子系における競合する基底状態の中で、クリーンで連続的、かつ系統的な調整パラメータである。しかし、高圧装置に格納された試料へのアクセスが制限されているため、十分な感度を持つ磁場センサーは稀である。私たちは、ダイヤモンド中の窒素空孔中心を、極低温・高圧下での物質研究のための空間分解ベクトル磁場センサーとして利用しました。BaFe₂(As_{0.59}P_{0.41})₂の単結晶をベンチマークとして、超伝導転移温度、マイスナー状態での局所磁場プロファイル、および臨界磁場を抽出した。本研究で開発した方法は、様々な量子多体系をプローブし、理解するための明確なツールを提供するものである。

強相関電子システムは、外部摂動に敏感な様々な相を持つ。例えば、超伝導転移温度 T_c は、フェルミ準位における相互作用の強さと状態密度の両方に敏感であり(1)、これらは外部パラメータを変えることによって調整することが可能である。さらに、超伝導は、磁氣的、構造的、電子的な秩序状態など、他の相と競合することがよく知られています(例えば、(2-5))。そのため、超伝導を発現させるためのパラメータを適切に調整することは、超伝導の研究にとって重要な課題となっています。

新しいフェーズに到達するためのメンタルツール。

この圧力は、試料に化学的な不均一性を与えることなく、電子構造や相互作用の強さを変化させることができる。多くの系において、圧力は特定の量子状態に到達するための唯一の方法である。圧力は、競合する相を抑制し、超伝導を安定化させるために重要な役割を担っている。例えば、重い電子系金属間化合物 CePd₂Si₂ では、圧力によって反強磁性状態が抑制され、 T_c でピークを持つ超伝導相が誘起される。

~28 kbar (2)。鉄系 BaFe₂As₂ でも同様に、スピン密度波状態を抑制する圧力によって超伝導が誘起されることがある(6)。最近では、LaH_{10-d}、~200 GPa で 250~260 K という著しく高い T_c を持つ超伝導状態が報告されている(7、

8)。これらの結果は

¹香港中文大学物理学科、香港新界沙田、中国。

²京都大学大学院理学研究科物理学専攻 〒606-8502 京都府相楽郡精華町精華2-1-1 ³東京大学大学院工学系研究科物質科学専攻 〒277-8561 東京都文京区本郷2-7-1 ⁴香港中文大学深圳研究所、香港新界沙田、中国。

*これらの著者はこの研究に等しく貢献した。

†Corresponding author. 電子メール: skgoh@cuhk.edu.hk (S.K.G.); syang@cuhk.edu.hk (S.Y.)

使用した試料は、 $x = 0.41$ の単結晶 BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂ であり、これは超クラクラ系 BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂ (22) に属するものである。 $x = 0.33$ では、 T_c は最大化し、クアンタム臨界点の明確な証拠を示す (23, 24)。BaFe₂(As_{1-x}P_x)₂ は、超伝導と量子臨界の間の相互作用を探索するための理想的なプラットフォームである。

図 1A に压力容器内部の分解図を、図 1B に試料と NV の中心基準枠の関係を拡大図を示す。また、図 1B に試料近傍の写真と蛍光画像を示す。マイクロコイルが試料に近接しているため、マイクロ波電力が試料空間に効率よく伝達され、NV 中心が緩やかである。という見方を強めているだけでなく、圧力は

は強力な調整パラメータであると同時に、超高压下での超伝導のミクロな詳細を研究する必要性を訴えています。

高圧を発生させるために、試料は試料より数桁大きい压力容器に封入されます。さらに、安定した圧力環境を確保するために、試料への電氣的アクセスは厳しく制限されます。さらに、極低温条件下では、さらなる制約を受ける。このような過酷な実験条件下では、適用できる検出方法は非常に限られている。特に、堅牢な直流磁場センサーを試料のすぐ近くに設置することは、実験上の大きな課題である。

負電荷を帯びた窒素空孔 (NV) センターは、スピン1基底状態を持つダイヤモンドの点欠陥である。この欠陥はスピンに依存して蛍光を発するため、電子スピン共鳴 (ESR) スペクトルを光学検出磁気共鳴 (ODMR) 法により測定することができる。これらのスペクトルから、マイクロテスラ Hz^{-1/2} の感度で磁場を導き出すことができる (9-13) ほか、電場、温度、機械的歪み [

詳しい説明は (20)] も導き出すことができる (14-19)。NV センターは、60 GPa

までの圧力下で、磁場の大きさと方向の両方を感知することができる (16, 21)。さらに、NV 中心はその小ささゆえに高い空間分解能を持ち、量子多体問題の微視的研究が可能である。このような背景から、我々は、NV センターの磁場検知能力とモアッサナ

研究
イトアンビルセルの光学的アクセス性を組み合わせ、高圧下の試料周辺の局所磁場構成をプローブすることに成功した。この研究では、II型超伝導体である $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.59}\text{P}_{0.41})_2$ の超伝導に関連する反磁性を高圧下で直接プローブすることにより、このアプローチの可能性を実証し、ベンチマークしている。

をコーティングした。蛍光の輝点の画像は、試料表面に広げ、圧力伝達流体と混合したダイヤモンドパーティクルのNVセンターからのものである。ダイヤモンド粒子の典型的な大きさ (1 μm) は、感度を上げるために光学的分解能より小さく、渦の格子定数 a_v (20 nm) よりも大きくなるように選ばれた。この研究では、3つのダイヤモンド粒子が戦略的に選ばれた。NV_C は試料の中央付近に、NV_E は試料の端に近い側に、NV_F は試料から遠く離れたところにある。

弱い外部磁場中では、 $T > T_c$ では、試料は正常な状態にあり、NVセンターが感じる磁場は外部磁場と同じである (図 1C)。しかし、 T_c 以下に冷却すると、試料から磁場が放出され、材料表面付近の磁場プロファイルが変化し、試料表面のNVセンターが感じるができる。NV_C では有効磁場が大きく減少し、NV_E では有効磁場が大きく増加している (図 1D)。超伝導体が T_c を越えて温められると、超伝導に伴う反磁性応答は T_c で消失する。さらに、II型超伝導体では、印加磁場が下部臨界磁場 (H_{c1}) より高い場合、磁場が試料を通り抜け始め、渦状状態になる。この渦状態は、上部臨界磁場 (H_{c2}) 以上で完全に破壊され、超伝導体は通常の状態に戻る。これらの磁場中挙動はすべて、試料表面上に配置されたNVセンターによってプロファイルすることができる。ODMRデータの収集には、図 2A に示すようなパルスシーケンスを使用した。弱磁場中でウォームアップしてデータを収集したため、超伝導に関連する反磁性について調べることができる。マイクロ波やレーザー照射による加熱を避けるため、測定プロトコルを工夫し、測定に伴う

の摂動が超伝導状態に影響を与えることを明らかにした(20)。図2のB～Dに、3つのダイヤモンド粒子の8.3 kbarでの代表的なODMRスペクトルを示します。このときの試料温度 (~ 7.7 K) は、 T_c (~ 20.4 Kでは)よりはるかに低くなっています。

8.3 kbar、ゼロ磁場での帯磁率を用いて決定) (20)。ODMRスペクトルは、異なるスプリットングを示す。これは、周囲の磁場によるゼーマン効果によるものである。従って、ODMRスペクトルは磁場を検出する手段となる。 NV_c (~ 64 MHz)のゼーマン分裂は、 $T < T_c$ では NV_E (~ 658 MHz)のそれよりも10倍小さいが、 $T > T_c$ ではその差はかなり小さくなる (Fig. 2G)。 NV_c の温度を変えたときのODMRスペクトルを図2Eに示す。ここから分裂を抽出してプロットしたのが図2Fである。温めると、分裂の程度は最初はほぼ一定であるが、約17Kで顕著に増加する。この特徴と超伝導の関連性を示すために、同じ実験で帯磁率データを追加収集した。これは、実験構成に変調コイルを追加したためにできたことである。このマイクロコイルをピックアップコイルとして用いると、同じ温度で超伝導転移を意味する急激な帯磁率の低下が検出された (図2F)。2つの方法は、 T_c の測定においてよく一致した。

局所磁場分布の変化は、 NV_E と NV_F の分割の温度変化にも見ることができる (図2G)。 NV_c の挙動とは逆に、 NV_E は温めると分裂の度合いが小さくなる。 NV_F これは、 NV_F

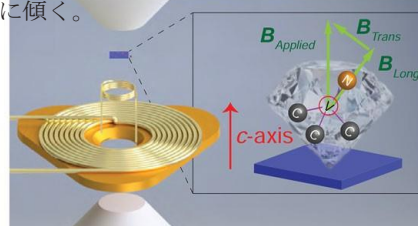
が超伝導体から遠く離れているため、全電界が変化しないためと考えられる。これらの観測結果は、超伝導体から遠く離れているため、全電界が変化しないためと理解される。

超伝導に伴う反磁性に起因するものである。線幅やESR線全体のコントラストに顕著な変化は見られなかった。これは、超伝導に伴う反磁性による磁場勾配に比べ、ダイヤモンド粒子の大きさが非常に小さいためである。試料のサイズが有限であり、ダイヤモンド粒子と試料の間に間隔があるため、残留磁場が存在し、低温での NV_c のゼーマン分裂は ~ 64

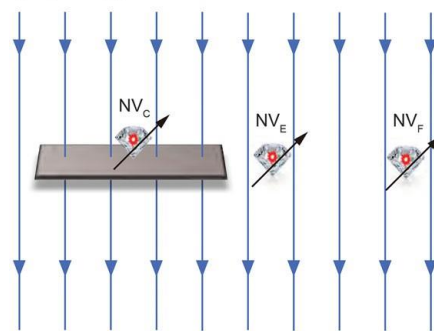
MHzであった。また、試料が正常な状態のとき、3つのダイヤモンド粒子のゼーマン分裂に違いが見られたが、これはこれらのダイヤモンド粒子が印加さ

上記のように、あるの中心に対する磁場の横方向および縦方向の成分は、そのODMRスペクトラムから計算することができる。これにより、磁場ベクトルを再構築することができる。試料が正常な状態であれば、 NV 中心の向きは、試料の c 軸に沿った印加磁場方向に対して較正することができる。これにより、 c 軸に沿った有効磁場ベクトルが得られ、これを温度の関数として追跡することができる(20)。これらの考察から、 NV_c 、 NV_E 、 NV_F が8.3 kbarで感じる有効磁場ベクトルを決定した。 NV_c

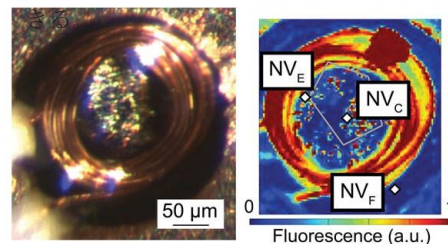
の場合、磁場ベクトルは超高压に入る A 短くなり、垂直方向から離れる方向に傾く。



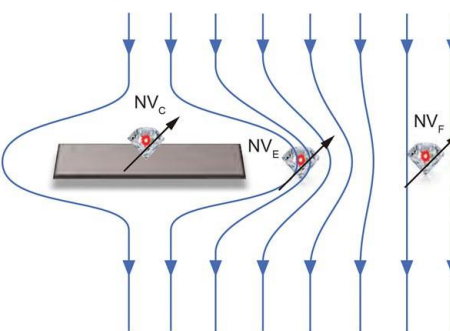
C $T > T_c$



の導電状態である。これは、 NV_c が試料の上部にあり、超伝導に伴う反磁性によって電界線が試料の周囲で曲がることと矛盾しない。しかし、 NV_E では、超伝導状態では、電界ベクトルは長くなり、わずかに傾くだけである。ここでも、 NV_E が試料の脇に位置しているため、マイスナー状態では電界線が垂直のまま密になることと矛盾しない。最後に、 NV_F によって感知される磁場ベクトルは、 NV_E や NV_c の挙動とは全く対照的に、超伝導相転移の間、実質的に一定である。極端な条件下で、完全なベクトル情報をスパチュラルの分解能で収集することがで



D $T < T_c$



れた磁場に対してランダムに配向していたためである。

この技術の大きな利点の一つが、図2Hに示されている。図2Hで説明したように

図1.実験構成と検出コンセプトの模式図。(A) 圧力セルの分解図。サンプル（青色）は高圧室内に設置されている。

ダイヤモンド粒子の集合体で各ダイヤモンド粒子は高感度局所磁場センサーです。レーザーは

は、上部のモアッサナイトアンビルを通して高圧室に向かっています。マイクロ波は、試料に近接した小型のマイクロコイルによって供給され、試料を加熱することなくマイクロ波電力を効率的に伝達することができます。大きなコイルは変調用コイルとして追加されます

を使用し、補助的な交流磁化率測定を行っている(26, 34)。変調コイルの下に金属部分は

ガスケット拡大写真には、本研究で使した2つの座標系が示されている。一つはc軸をFeAs面の積層方向とする試料フレームで、もう一つはNVセンターフレームである。本研究における外部印加磁場は、常に試料c軸に沿ったものである。ダイヤモンド粒子は、それぞれ4つの量子化軸を持つ100万個のNV中心を含み、試料枠に対してランダムに配向している(20)。(B) (左)

アンビルの上に試料を載せたマイクロコイルの写真。(右) マイクロコイルとNVの中心を示す共焦点スキヤンの蛍光画像。試料の形状は五角形で描かれている

。3つの特定のダイヤモンド粒子-NV_c, NV_E, NV_Fの位置がマークされている。NV_c

は上面の中央付近、NV_Eは端の付近、NV_F

は試料から遠く離れており、コントロールセンサとして機能する。蛍光は 650~800 nm

の間で収集される。(C and D)

弱い磁場を印加したときの試料周辺の磁場プロファイル (C) $T > T_c$ および (D) $T < T_c$ 。 $T < T_c$

のときに磁場が消失するのは、超伝導に伴う反磁性に起因するものである。超伝導体存在下での磁場プロファイルの変化は、圧力下での空間分解能で完全な磁場ベクトルを測定する我々のセンサーの性能を実証するための理想的なプラットフォームとなる。

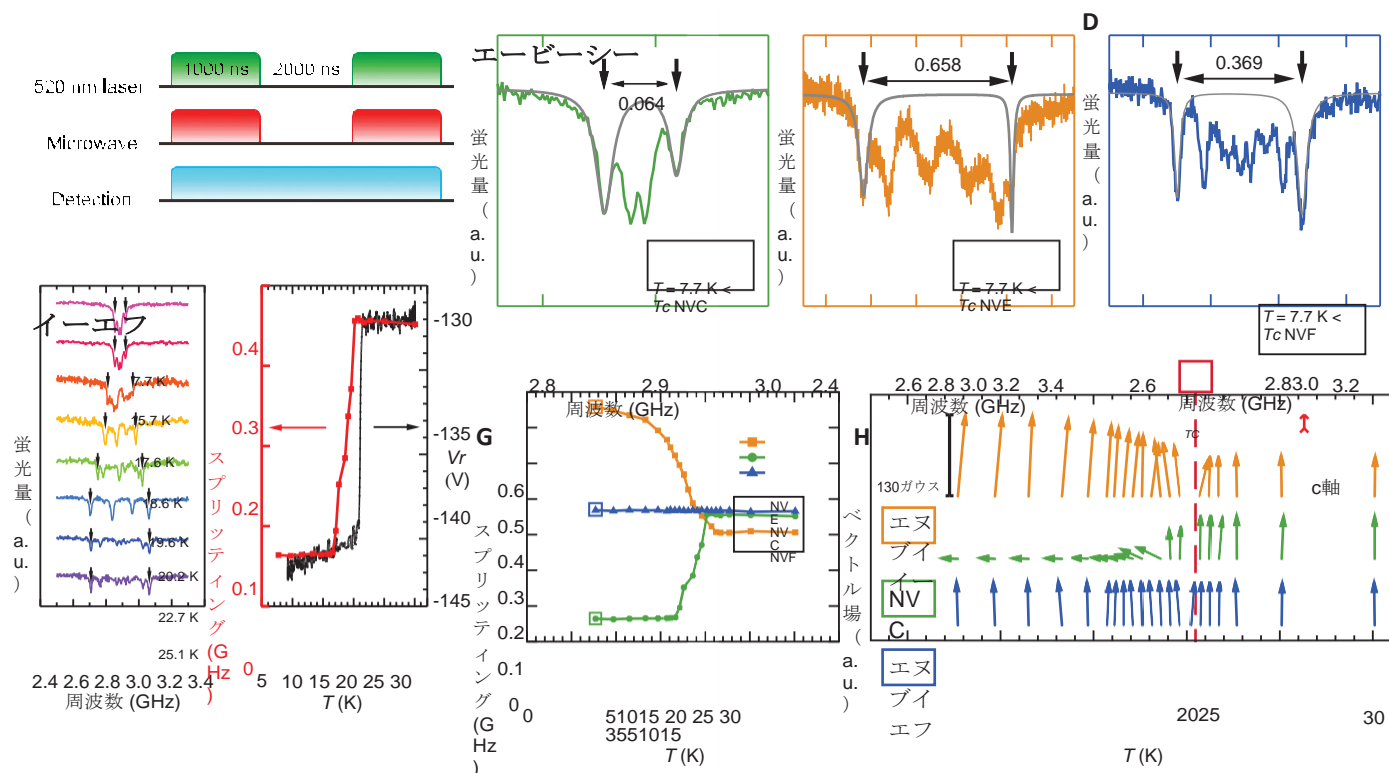


図2. $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.59}\text{P}_{0.41})_2$ 8.3 kbar における NV センターによって感知される超伝導に関連した反磁性。(A) ODMR 測定に用いたパルスシーケンス。(B) ~ (D) 各ダイヤモンド粒子の ODMR スペクトル。ゼーマン分裂を決定するためのローレンツフィットは、灰色の線で示されている。(E) 異なる温度における NVc の NV センターの ODMR スペクトル。(F) 転移温度 T_c を決定する際の ODMR 法 (赤) と帯磁率法 (黒) の比較。

(G) NVc, NVe, NVf の NV センターのゼーマンスプリittingsの温度による変化。(H) NVc, NVe, NVf の NV センターが感じる局所磁場ベクトルの超伝導相転移に渡る変化。縦方向は試料の c 軸である。ODMR 測定は、レーザー出力 10 mW、マイクロ波ピーク出力 30 mW で行った。に沿って 68 G の外部 B 磁場が印加されている。は、試料の c 軸を表します。

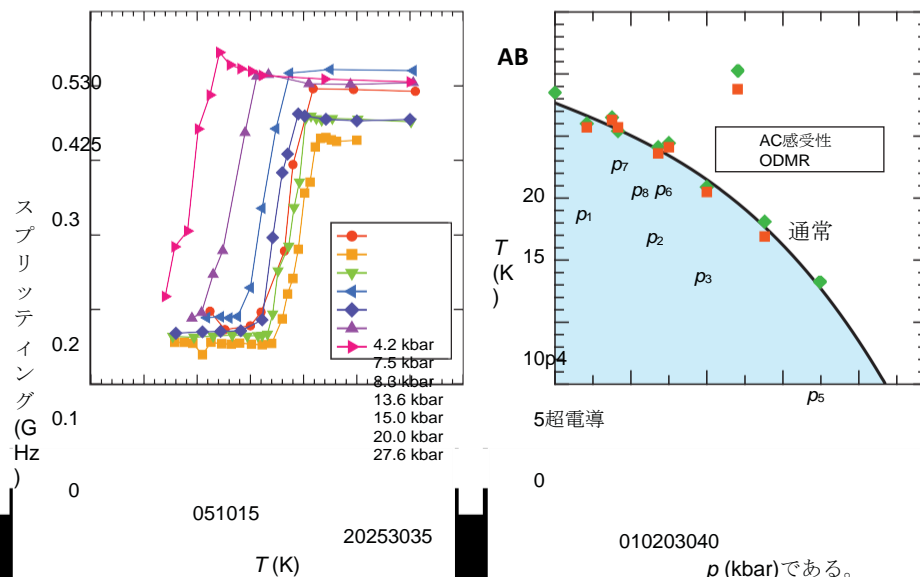
図3. $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.59}\text{P}_{0.41})_2$ 、NV

センターを用いて構築した温度-圧力相図。(A)

異なる圧力下で NV

センターのゼーマンスプリittingsによって測定された超伝導に関連する反磁性。印加磁場は (7.0 ± 5) G である。

(B) ODMR 法 (緑の菱形) と交流磁化率 (赤の四角) で測定した T_c 、印加圧力に対する変化。"p1 ... p8" は印加圧力の順序を示す。エラーバーは記号の大きさより小さい。



は、私たちの技術の重要な進歩の一つです。

次に、圧力を変化させながら、この装置の性能を説明する。別の実験では、60

までのルビー蛍光スペクトルのシフトに対して ODMR シフトを校正し、圧力を感知する能力 (20) と高圧での ODMR 実験を実施する能力を確認した。私たちは、私たちのセットアップが感度を

失わないことを示すことを目的とした

を変化させると、超伝導転移に至る。図3Aは、7つの圧力点における NV_c のゼーマンスプリッティングの温度依存性を示しており、ここから T_c の圧力依存性を検出することができる。また、ac susceptibility データは、(20)に示されている。その結果、 T - p 相図(Fig. 3B)が得られ、 p は圧力で超伝導状態が抑制されることがわかった。これは

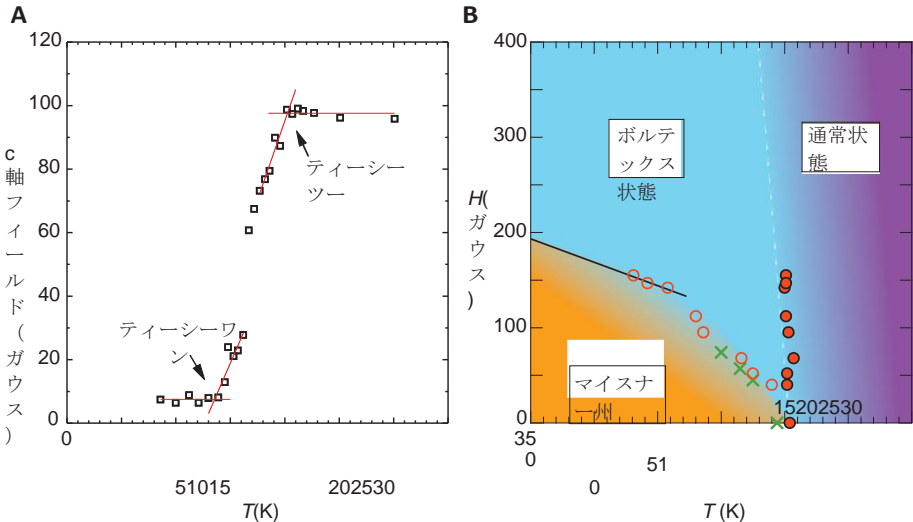
であり、 $x = 0.41$ は超伝導ドームのオーバードープ側に位置する(25)。再現性を検証するために、放出圧力のデータも収集した。 p に対する T_c の全体的な滑らかな発展は、この系が弾性領域にあることを示している。この一連の実験により、我々の技術の性能が確認された。

図2Fの2つの方法の遷移幅は、顕著な違いを示している。

図 4. BaFe₂ (As_{0.59} P_{0.41})₂ の下部臨界磁場 H_{c1} (T) と上部臨界磁場 H_{c2} (T) の測定。(A) NV_c について測定した c 軸方向の磁場。T_{c1} と T_{c2} の定義が示されている。(B) 8.3kbar での aH_{c1} (T) (赤色開丸) と H_{c2} (T) (赤色実線丸) の相図を示す。ここで、磁場に沿った長さ l_c と磁場に垂直な長さ l_a を持つ薄いスラブに対する幾何学的な因子 a は

$$a = \frac{1}{\tanh 0.36 \delta l_c} = \frac{l_a}{b} \quad (35)$$

で計算でき、ここで l_c / l_a は 0.8 となる。したがって、a は ~0.5 である。黒線は目のガイドとして機能する。比較のために 15 kbar での aH_{c1} (T) を相図に追加した(緑の十字)。そのエラーバーはシンボルサイズより小さい。



これは、磁場を印加することで、II型超電導体において渦の状態を安定化させることができるためである。ODMR法で幅が大きくなっているのは、試料の近くにある NV の中心が渦の形で磁場を感じ始めているためである（試料全体の平均応答を調べる交流磁化率は、渦の状態に対する感度が低い）。位相境界を調べるために、NV_c によって検出される試料 c 軸に沿った磁場を計算した。8.3 kbar での結果磁場の温度依存性を図 4A に示す。T_{c1} 以下と T_{c2} 以上では、c 軸方向の磁場は温度に依存しない。しかし、T_{c1}、T_{c2}、c 軸磁場の急激な上昇を検出した。これは、T > T_{c1} では磁力線が渦の形で侵入し、T > T_{c2} では印加磁場が完全に侵入するためである。正常状態である 30K でのデータを用いることで、印加磁場の値を較正することが可能である。したがって、この磁場は T_{c1} では H_{c1} に比例し、T_{c2} では H_{c2} に等しくなければならない。したがって、我々の ODMR データは圧力下でのマイスナー状態から渦状態への遷移を検出する可能性を提供するものである。

ここで、H_{c1} (T) はマイスナー状態と渦糸状態の境界であり、a ~ 0.5 は試料の幾何学的形状に依存する数値定数である。H_{c1} (T) からロンドン侵入深さの温度依存性を導き出し、超伝導ギャップ関数を議論することができる (27, 28)。H_{c1} (T) は低温で線形になり、0 K で 384 G

に外挿される。線形性と外挿された H_{c1} (0) の値は、この系列の鉄系化合物について行われた以前の H_{c1} 研究とよく一致する。

超伝導体をマイクロホール・プローブ・アレイで測定した(27)。一方、初期の傾き dH_{c2} / dT

T_c は、以下の二乗に比例している。に対する準粒子有効質量を表します。自由電子の質量。H_{c2}

(T) がほぼ垂直であることは、物質系の強い相関性を持つ Na-ture と一致する。

我々は、ダイヤモンドの NV センターが、極低温条件下の圧力セルにおいて、優れた空間分解能と磁場感度を持つベクトル磁場センサーとして使用されることを実証することに成功した。ここで示したプロトコルの空間分解能は、100 nm 未満に押し上げることができる(20)。この分解能は、圧力細胞内のマグネティックドメイン、渦 (29-32)、スキルミオンなどの磁気に関連した特徴のダイナミクスを感知する明確な機会を提供する。非侵襲的かつ非接触の方法であるため、二次元物質の薄片など、従来の巨視的磁場センサーでは小さすぎたり繊細すぎたりする系の研究に用いることができる(33)。さらに、このアプローチは、磁場センシングに限定されるものではない。NV センターは、局所電場や機械的歪みなど、他の物理的パラメータにも感度がある。したがって、本手法は磁場関連以外の応用も可能であり、圧力下の強相関系における量子物理学の研究において、強力なツールとなる。

さんこうにゆう

1. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (McGraw-Hill, ed. 2, 1996).
2. N. D. Mathur et al., *Nature* 394, 39-43 (1998).
3. S. S. Saxena et al., *Nature* 406, 587-592 (2000).
4. S. K. Goh et al., *Phys. Rev. Lett.* 114, 097002 (2015).
5. S. Hosoi et al., *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* 113, 8139-8143 (2016) に記載されています。
6. J. Paglione, R. L. Greene, *Nat. Phys.* 6, 645-658 (2010) に掲載され

7. M.Somayazulu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*122, 027001 (2019).

8.A. P. Drozdov *et al.*, *Nature* 569, 528-531 (2019).

9.F. Jelezko, J. Wrachtrup, *Phys. Status Solidi* 203, 3207-3225 (2006) (a).

10.M. W. Doherty *et al.*, *Phys. Rep.* 528, 1-45 (2013).

11.G. Balasubramanian *et al.*, *Nature* 455, 648-651 (2008).

12.J. R. Maze *et al.*, *Nature* 455, 644-647 (2008).

13.L. Rondin *et al.*, *Rep. Prog.Phys.* 77, 056503 (2014)に記載されています。

14.P. Neumann *et al.*, *Nano Lett.*13, 2738-2742 (2013).

15.G. Kucsko *et al.*, *Nature* 500, 54-58 (2013).

16. M.W. Doherty *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*112, 047601 (2014).

17. A.Waxman *et al.*, *Phys. Rev. B Condens.Matter Mater.Phys.* 89, 054509 (2014).

18.N. M. Nusran *et al.*, *New J. Phys.* 20, 043010 (2018).

19.K. Joshi *et al.*, *Phys. Rev. Appl.* 11, 014035 (2019).

20. 材料と方法は補足資料として掲載されています。

21. L.Steeleら, *Appl. Phys. Lett.*111, 221903 (2017).

22. S.笠原ら, *Phys. Rev. B Condens.Matter Mater.Phys.* 81, 184519 (2010).

23.K. Hashimoto *et al.*, *Science* 336, 1554-1557 (2012).

24. T.Shibauchi, A. Carrington, Y. Matsuda, *Annu.Rev. Condens.Matter Phys.* 5, 113-135 (2014)に掲載されました。

25. L.E. Klintbergら, *J. Phys. Soc. Jpn.*79, 123706 (2010).

26.K. Y. Yip *et al.*, *Phys. Rev. B* 96, 020502 (2017).

27. C.Putzke *et al.*, *Nat.Commun.*5, 5679 (2014).

28. Y.Lamhot *et al.*, *Phys. Rev. B Condens.Matter Mater.Phys.* 91, 060504 (2015)に記載されています。

29. L.Rondin *et al.*, *Nat.Commun.*4, 2279 (2013).

30. M.Pelliccione *et al.*, *Nat.Nanotechnol.*11, 700-705 (2016).

31. L.Thielら, *Nat.Nanotechnol.*11, 677-681 (2016).

32. Y.Schlusselら, *Phys. Rev. Appl.* 10, 034032 (2018).

33.Y. Cao *et al.*, *Nature* 556, 43-50 (2018).

34. P.L. Alireza, S. R. Julian, *Rev. Sci. Instrum.*74, 4728-4731 (2003).

35. E.H. Brandt, *Phys. Rev. B Condens.Matter Mater.Phys.* 60, 11939-11942 (1999)に記載されています。

36. K.Y. Yip *et al.*, Data for Measuring magnetic field texture in correlated electron systems under extreme conditions. (極端な条件下における相関電子系の磁場テクスチャの測定データ)。ゼノード (2019); doi:10.5281/zenodo.3490189

謝辞

D. Dasari, R. Liu, E. Shipton, J. Wrachtrup, K. Xiaには有益な議論をしていただいた。また、S. K. Liの技術協力に感謝する。

資金援助S.K.、Y.Ma.、T.S.、Y.Mi.は、財政的支援を受けたことを認めます。

JST CREST (JPMJCR19T5), 科学研究費補助金 (15H02106, 15H03688, 15KK0160, 18H01177)より。

18H05227, 18K13492, 18K18727, and 19H00649)、日本学術振興会の新学術領域研究「トポロジカル材料科学」(15H05852)「量子液晶」(19H05824)です。

T.S.は、三菱財団の支援に謝意を表します。

S.K.G.はHong Kong RGC (GRF/14300418, GRF/14300419, and GRF/14301316)の財政支援に謝意を表します。

S.Y.は、香港RGC (ECS/24304617, GRF/14304618, GRF/14304419) , CUHK start-up grant, and the Direct Grantsから資金援助を受けていることを認めます。

著者の貢献

S.K.G.とS.Y.がアイデアを出し、実験をデザインした。

と監督、S.K., Y.Ma., T.S., Y.Mi. は超電導体試料を提供、K.Y.Yip, K.O.H., K.Y.Yu, Y.C., および W.Z.は圧力セルを準備し、K.Y.Yip, K.O.H., K.Y.Yu, and S.Y.は実験とデータ解析を行い、S.K.G. と S.Y. は論文を書き、すべての著者が原稿にコメントした。競合する利益著者らは、競合する経済的利害関係を宣言していない。データおよび材料の入手方法データおよび材料の入手：すべての実験データ

本文および補足資料で示したものは、Zenodo (36)で公開されています。

補足資料
science.sciencemag.org/content/366/6471/1355/suppl/DC1 材料と方法

補足説明 Fig. S1～S19 Tables S1 and S2 References (37-43)

2018年12月19日；2019年11月6日受理 10.1126/science.aaw4278

2022年4月27日、岩手大学附属図書館 <https://www.science.orgよりダウンロード。>

極限環境下における相関電子系の磁場テクスチャーの測定

キング・ヤウ・イップキン・オン・ホーキング・ユウ・チェンウェイ・ジャン S.Kasahara Y. 水上哲也 Shibauchi Y.
松田スイ K. ゴー・セン・ヤン

Science, 366 (6471), - DOI: 10.1126/science.aaw4278

ダイヤモンドを用いたセンサー

材料の特性は、圧力によって劇的に変化することがあります。一般に、高圧条件を実現するために、研究者は試料をダイヤモンドアンビルセル (DAC) に設置する。しかし、DAC内の試料の特性をモニタリングするのは難しい (HamlinとZhouによる展望を参照)。Hsiehら、Lesikら、およびYipらは、ダイヤモンドの窒素空孔 (NV) 中心を利用したモニタリング技術を開発した。NVセンターは、そのエネルギーレベルと関連するスペクトルがひずみや磁場に敏感であるため、センサーとして機能することができる。これにより、空間的に分解された信号の光学的読み出しが可能になった。

サイエンス」 本号P1349、P1359、P1355 ; P1312参照

オンラインで記事を見る

<https://www.science.org/doi/10.1126/science.aaw4278>

パーミッション

<https://www.science.org/help/reprints-and-permissions>

この記事の利用は[利用規約に基づきます](#)

Science (ISSN 1095-9203) は、米国科学振興協会が発行しています。1200 New York Avenue NW, Washington, DC 20005. Science」というタイトルはAAASの登録商標です。

Copyright © 2019 The Authors, some rights reserved; exclusive licensee American Association for the Advancement of Science. 米国政府の著作物のオリジナルを主張しない