

## ■第26回日本放射光学会奨励賞受賞研究報告

# 共鳴非弾性 X 線散乱による強相関量子物質における素励起の研究

鈴木博人 (東北大学 学際科学フロンティア研究所)

## 1. はじめに

固体中に存在する多数の電子は原子核が作る結晶格子の上に配置され、電荷・軌道・スピンの自由度を持つ。電子の間にはクーロン相互作用が働き、系の振る舞いは量子力学によって記述される多体問題である。とりわけ、固体が示す物性にクーロン相互作用が重要な役割を果たす系は強相関電子系と呼ばれ、物性物理学の難問の1つとなっている。しかしこれは同時に魅力的な集団的量子現象の宝庫でもあり、電気抵抗がゼロになる超伝導、磁石の起源となる強磁性、トポロジカル量子現象、電子の磁気モーメントが揃わないスピン液体状態などが挙げられる。これらの量子現象の舞台となる固体試料群は量子物質 (Quantum Materials) と呼ばれ、純良結晶合成技術の向上に支えられ近年大きな進展を見せている。

これらの相の理解には格子と電子の複合系として構成される多様な基底状態と、その上の素励起を理解することが重要である。素励起は構成要素の集団的な運動によって構成されるものでありながら、系の低エネルギーにおける物性は創発された素励起の集団の振る舞いとして記述することができる。従って量子物質の物性の理解のためには、素励起の分散関係 (エネルギーと結晶運動量の関係) と、その間の相互作用を理解することが肝要である。

固体試料を舞台とする素励起の分散関係をどのように実験的に測定できるであろうか。自然界ではエネルギーと運動量の保存則が成り立つ。量子ビームを固体試料に照射して、いろいろな立体角方向に飛んできた粒子数とエネルギーを調べる。エネルギー・運動量保存則から、散乱粒子のエネルギーと運動量の入射時からの変化は対象の固体に受け渡される。粒子の散乱強度を運動量とエネルギーの変化の関数としてプロットしてみると、そこから逆に固体内でどのような素励起が生成されているのかを知ることができる。

この散乱実験を、我々は放射光から生み出される高強度の光子を使って行うことができる。特に入射エネルギーを試料中の化学元素の (X 線) 吸収端に合わせた場合の実験手法が今回著者が採用した共鳴非弾性 X 線散乱 (RIXS) である<sup>1-3)</sup>。

## 2. 共鳴非弾性 X 線散乱 (RIXS)

Fig. 1 に L 端 RIXS 過程の概念図を示す。L 端とは吸収の初状態が  $2p$  軌道の場合であり、本稿ではこの場合のみ取り扱う。まず入射 X 線によって内殻  $2p$  準位の電子が価電子帯の非占有側 (本稿では  $\text{Cu } 3d$  または  $\text{Ru } 4d$  準位) に励起される。次に内殻準位に生じた空孔が占有側の電子によって埋められ、その際 X 線を発する。結果として、入射光と出射光の差によって与えられる移行エネルギー・運動量を持つ素励起が価電子帯に形成される。出射光のエネルギーが入射光のエネルギーよりも小さくなるので、光の“色”が波長の長い方向に変わって出てくるとイメージすればよい。運動量移行を変化させるには光のサンプルへの入射角や出射角、試料のアジマス角など、散乱の幾何学的配置を変化させる。光は系の電荷と相互作用するため自然に電荷の励起を捉え得るが、中間状態  $2p$  正孔における強いスピン軌道相互作用の結果、磁気励起をも捉え得るのが最大の特長である。磁気励起の測定は歴史的に中性子散乱が用いられてきたが、中性子と電子・原子核の磁気結合定数は非常に小さいため、多量の測定試料 (数グラム) を必要とする難点がある。一方 RIXS は量子電磁力学における共鳴散乱過程であるため散乱断面積が格段に大きく、薄

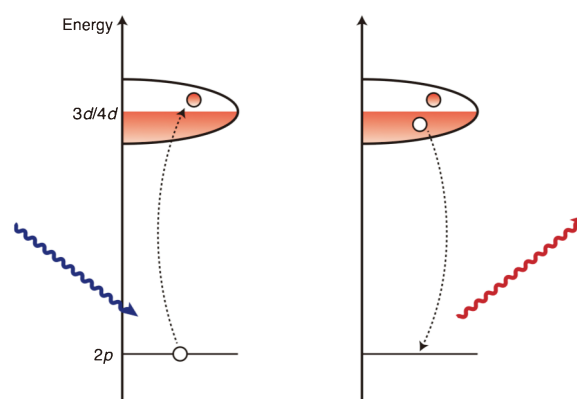


Fig. 1 (Color online) Schematic of the resonant inelastic x-ray scattering (RIXS) process. X-ray photons tuned to a chemical absorption edge excite core electrons to the valence state. The excited system then undergoes radiative decay, thereby filling the core holes and emitting x-ray photons. As a result, the energy and momentum difference between the incoming and outgoing photons is transferred to the valence state, which creates elementary excitations.

膜試料のような少量の試料に対しても十分なシグナルが得られる長所がある。さらに、元素ごとに共鳴エネルギーが異なり元素選択的に測定可能であること、X線からの大きな移行運動量のため逆格子空間の比較的広い部分を測定できることなどから、既存の手法（中性子非弾性散乱や可視光ラマン散乱）を相補う特長を持っている。2000年以前にはエネルギー分解能が1 eV以上であったため低エネルギーの集団励起の観測には不十分であったが、近年の放射光輝度の増加により、100 meVを切る装置分解能が実現された。これは量子物質の多くの集団励起の観測が可能になった。

RIXS装置は大きく分けて、グレーティングを用いる軟X線領域 (<2 keV) と結晶光学を利用する硬X線領域 (>5 keV) において独立に発展してきた。前者の軟X線領域においては、2009年銅酸化物超伝導体母物質  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  におけるマグノン分散の観測<sup>4)</sup>以降 (SLS SAXES<sup>5)</sup>), 研究分野が世界的に急成長している。さらに、2015年以降の新規大型分光器群の建設ラッシュに伴い著しい分解能向上が実現された (ESRF ID32 ERIXS<sup>6)</sup>, DLS I21<sup>7)</sup>, NSLS-II SIX<sup>8)</sup>, TPS AGM-AGS<sup>9)</sup>など)。

### 3. 軟X線 RIXS による銅酸化物高温超伝導体の超伝導ギャップの観測

超高分解能軟X線 RIXS の口火を切ったのが欧州 ESRF ID32の ERIXS 装置である<sup>6)</sup>。2015年の稼働開始以降主に  $\text{Cu } L_3$  端近傍 (~931 eV) のエネルギー領域で装置のコミッションが行われ、とりわけ銅酸化物高温超伝導体の測定が中心に行われた。その結果、電荷密度波とフォノンの相互作用<sup>10)</sup>, 詳細なマグノン分散<sup>11)</sup>, プラズモン励起<sup>12)</sup>など、今までベールに包まれていた素励起分散が次々観測されていった。これをまとめて模式的に図示したのが Fig. 2(a)である。

著者が博士研究員としてマックスプランク研究所に赴任した2016年4月の時点で ERIXS 装置は稼働開始から1年

程度経過していたが、その時点で  $\text{Cu } L_3$  吸収端での装置分解能50 meVが達成されていた。このエネルギースケールは高温超伝導体における超伝導ギャップのエネルギースケールと同程度であるため、RIXSで測定する2粒子電荷応答から超伝導ギャップを観測できないかと考え行ったのが文献13)の著者らの研究である。

銅酸化物超伝導体におけるフェルミ面および  $d_{x^2-y^2}$  波対称性を持つ超伝導秩序パラメータの模式図を Fig. 2(b)に示す。この秩序パラメータは  $B_{1g}$  規約表現の最低次の基底関数  $\propto \cos(k_x) - \cos(k_y)$  でよく近似される。これは  $k_x$  方向と  $k_y$  方向で符号を反転し、対角方向に値が0となる節が存在することが特徴である。この秩序パラメータは準粒子スペクトルのエネルギーギャップとして現れるため、その直接のプロブである角度分解光電子分光 (ARPES) が秩序パラメータの理解に大きな貢献をしてきた。しかしながら、ARPESは劈開可能な単結晶試料を必要とするため、銅酸化物における測定はBi系物質を中心に少数の系に限られており、劈開が困難な多くの単結晶試料や薄膜試料に対しては適用することができない。また ARPESは試料表面から放出される光電子を測定することから原理的に表面敏感であり、バルクの性質を正しく反映しているかは疑問が残る。

このような背景のもと、RIXSによる超伝導ギャップ測定を行なった。RIXSのような2粒子応答関数のプロブは、ある運動量  $\mathbf{k}$  を持つ電子を別の運動量  $\mathbf{k} + \mathbf{q}$  に遷移させる散乱確率を、あらゆる  $\mathbf{k}$  について積分して観測することになる。可視光領域のラマン散乱では移行運動量が小さいため  $\mathbf{q} = 0$  に測定領域に限られるが、RIXSではX線の大きな運動量のため有限の  $\mathbf{q}$  での測定が可能であることに注意されたい。測定で用いられた面内の  $\mathbf{q}$  が Fig. 2(b)の矢印で描かれている。測定対象としては超伝導転移温度が高く、ARPESによって  $d$  波超伝導ギャップ構造が詳細に調べられている最適ドープ Bi 系試料  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$  (Bi2212) (超伝導転移温度90 K) および  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$  (Bi2223) (転移温度110 K) を選んだ。

Fig. 3(a), (b)に  $\mathbf{q} = (0.15, 0)$  (単位は reciprocal lattice units) における Bi2212および Bi2223の  $\text{Cu } L_3$  端 RIXS スペクトルを示す。この  $\mathbf{q}$  の値はおおよそフェルミ面の超伝導秩序パラメータの絶対値が大きい領域を繋ぐ [Fig. 2(b)上部黒矢印] 移行運動量に対応している。したがってこの領域では超伝導転移温度の上下でスペクトル強度の変化が観測されると予想される。実際 Fig. 3(a), (b)の RIXS スペクトルの低エネルギー部分 (~0.05 eV近傍) は温度を低下させると減少していくことが見て取れる。ここでスペクトルの高エネルギー側 (>0.15 eV) は主にパラマグノン励起からくる磁気励起であるが、スペクトル強度の変化がほとんど見られないことに注意されたい。またエネルギーゲイン側 (<-0.05 eV) は Thomson Scattering からくる電荷散乱であるが、こちらもほとんど変化が

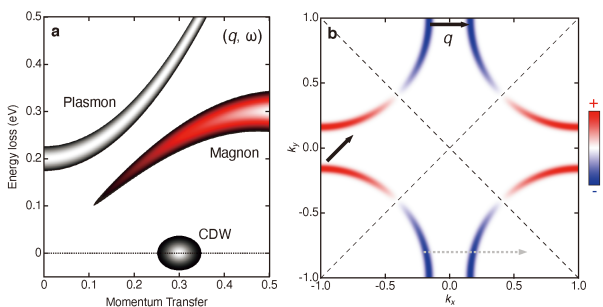
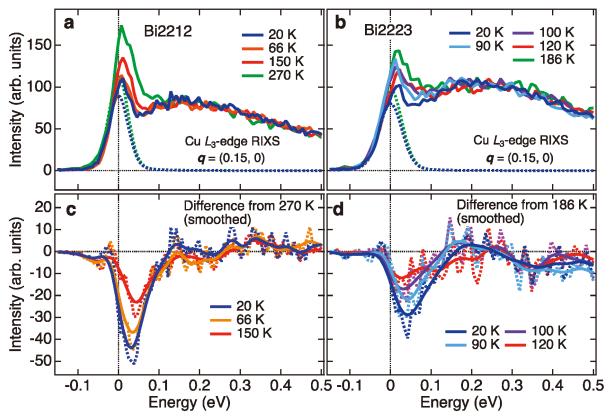


Fig. 2 (Color online) (a) Schematic of elementary excitations in the cuprate superconductors revealed by  $\text{Cu } L_3$  RIXS. (b) Schematic of Fermi surface and  $d$ -wave superconducting order parameter in the cuprates. The arrows represent the in-plane momentum transfers used in Ref. 13).



**Fig. 3** (Color online) (a), (b) Cu  $L_3$ -edge RIXS spectra for Bi2212 and Bi2223, respectively, at  $q = (0.15, 0)$ . Gaussian functions representing the elastic lines are shown by dotted curves. (c), (d) Difference spectra from the highest temperature. Smoothed data are represented by the solid lines and the original difference spectra by the dotted lines. The difference spectra are evaluated after subtracting the elastic lines.

見られない。従って低エネルギー部分の強度変化は系の物理的性質を反映したものである。ここでスペクトル1本あたりの測定時間は8時間程度であるが、小さなスペクトル強度の温度変化を正しく見積もるにはビームラインやスペクトロメーターの安定性が重要な役割を果たしていることを強調する。

弾性散乱による寄与 [Fig. 3(a), (b)の点線] をスペクトルから差し引いたのちに、最高温のスペクトルからの差分をとったものが Fig. 3(c), (d)に示されている。これを見ると Bi2212, Bi2223いずれにおいても超伝導転移温度よりも十分上からスペクトル強度の減少が始まり、超伝導転移温度より下においてさらに減少するという振る舞いが見られる。これは銅酸化物に存在する擬ギャップと呼ばれるもう一つのエネルギーギャップに由来すると考えられる。

このようなスペクトル変化が超伝導ギャップの変化と対応していることを示すため、文献13)ではさらに2つの  $q$  において測定を行なった。 $k_x$  方向  $q = (0.4, 0)$  [Fig. 2(b) 下部灰色点線] ではフェルミ面上で超伝導ギャップの大きな2点が繋がらない。それに対応して RIXS スペクトルには超伝導転移温度上下で変化が見られなかった。さらに対角方向の  $q = (0.1, 0.1)$  [Fig. 2(b) 左部黒矢印] は超伝導ギャップの大きい領域を繋ぐことができるが、実際 RIXS スペクトル強度の変化が観測された。

このように高分解能 RIXS によって超伝導ギャップに伴う電荷応答の変化を  $q$  空間で捉えることができることが示された。次世代放射光においてはさらに高分解能の軟 X 線 RIXS 装置が計画予定であり、多くの非従来型超伝導体に対して系統的な測定が可能になると期待される。

## 4. テンダー X 線領域 IRIXS 装置

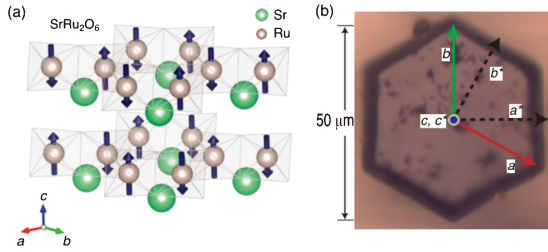
軟 X 線領域の RIXS の発展と並行して、硬 X 線領域の RIXS にも進展が見られていた。硬 X 線領域の RIXS 装置は主に  $3d$  遷移金属の  $K$  端 RIXS の進展とともに発展してきたが、近年  $5d$  遷移金属  $L$  端に適用され成功を収めている。とりわけイリジウム酸化物  $Sr_2IrO_4$  における擬スピン  $1/2$  が構成する磁気励起分散の Ir  $L$  端 RIXS による観測<sup>14)</sup>は、スピン軌道相互作用が重要な役割を果たす強相関電子系の物理<sup>15)</sup>の発展に大きな貢献をもたらした。

このように強相関量子物質研究における  $L$  端 RIXS の重要性が増す中、著者が博士研究員として赴任した2016年の時点では存在する装置は軟 X 線領域及び硬 X 線領域に限られており、適用範囲は主に  $3d$  及び  $5d$  遷移金属化合物に限られていた。この間の  $4d$  遷移金属化合物には Ru, Rh 酸化物等の高機能触媒材料<sup>16)</sup>のみならず、 $Sr_2RuO_4$  の非従来型超伝導<sup>17)</sup>やハニカム物質  $\alpha$ - $RuCl_3$  における Kitaev スピン液体<sup>18)</sup>など、凝縮系物理学における重要な問題が多く存在する。しかし、 $4d$  遷移金属の  $L$  吸収端 (Ru  $L_3$ : 2.84 keV, Rh  $L_3$ : 3.00 keV) がテンダー X 線領域 (2–5 keV) に存在し、RIXS を用いた物性研究が不可能であった。

この状況を打開するため著者らはドイツ電子シンクロトロン DESY における 6 GeV 蓄積リング PETRA III, Dynamics Beamline P01<sup>19)</sup>において、Tender X 線領域をカバーする新規 RIXS 装置 “Intermediate-energy Resonant Inelastic X-ray Scattering” (IRIXS) の建設を行った<sup>20)</sup>。装置の技術の詳細は文献21) に詳述したのでそちらをご覧いただきたい。

## 5. テンダー X 線 RIXS による反強磁性体 $SrRu_2O_6$ のマグノン分散の観測

2年ほどの装置開発・分解能向上の努力の結果、第一段階として装置分解能140 meV を達成した。装置性能の明瞭なデモンストレーションにはマグノン分散の観測が試金石となる。我々は蜂の巣格子ルテニウム酸化物反強磁性体  $SrRu_2O_6$ <sup>22)</sup>を対象物質として選び、マグノン分散の観測を試みた<sup>23)</sup>。Fig. 4(a)に  $SrRu_2O_6$  の結晶構造と磁気秩序パターンを示す。 $SrRu_2O_6$  は空間群  $P\bar{3}1m$  に属し、格子定数  $a = 5.200(2) \text{ \AA}$  および  $c = 5.225(2) \text{ \AA}$  を持つ。Ru イオンは酸素イオンによって八面体的に配位され、2次元面内で蜂の巣格子を形成する。 $SrRu_2O_6$  は絶縁体であり、 $T_N$  以下で G タイプの反強磁性秩序を示す。この際局在スピンは  $c$  軸方向を向く。 $O_h$  結晶場下で Ru 原子は形式価数  $5+$  を取り、 $4d t_{2g}$  原子配置を持つ。 $SrRu_2O_6$  は極めて高い Néel 温度  $T_N = 565 \text{ K}$  を持つ。高い転移温度は大きな磁気交換相互作用および大きなマグノンのバンド幅を予想させるので、測定上都合が良いと期待して本系を選んだ。物性



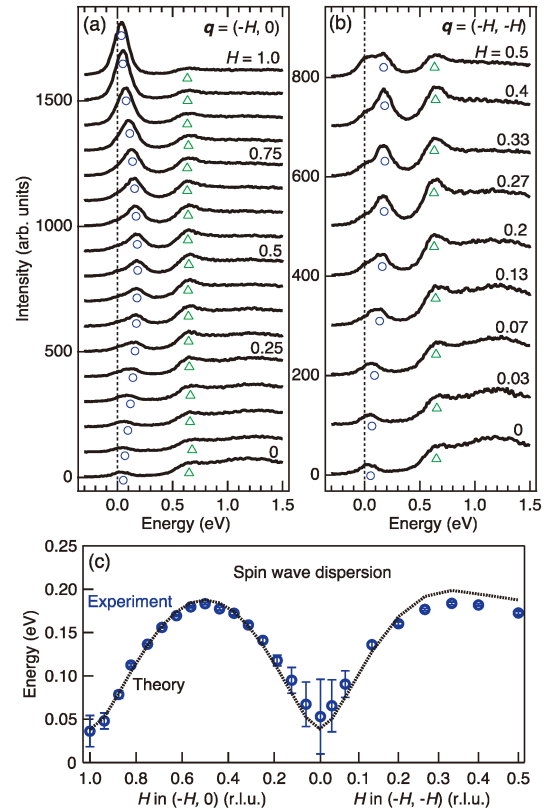
**Fig. 4** (Color online) (a) Crystal structure and G-type antiferromagnetic order of  $\text{SrRu}_2\text{O}_6$ . The  $\text{RuO}_6$  clusters are shown as grey octahedra. The local magnetic moments of Ru ions point along the  $c$ -axis. (b) Photograph of a  $\text{SrRu}_2\text{O}_6$  single crystal. It has a clear hexagonal shape with a diameter of  $\sim 50 \mu\text{m}$ .

物理的な興味としては、この高い転移温度の微視的なメカニズムについて異なる理論的描像が提示されており、そのミクロな理解にはスピンハミルトニアンを決定する必要があった。層状物質における擬2次元スピン系での高い温度での磁気秩序は、2次元以下で連続対称性の自発的な破れが生じないことを示す Mermin-Wagner の定理と一見矛盾しているように見える。

**Fig. 4(b)** に測定に用いた単結晶の写真を示す。本結晶は水熱法によって合成されており、巨大な単結晶を得ることが困難である。典型的な単結晶は直径が約  $50 \mu\text{m}$  にしかならず、これは肉眼では確認できないレベルの小ささである。したがって、既存の多くの分光手法、特に中性子非弾性散乱は強度の観点から本系に適用不可能である。従って磁気励起分散を観測するには RIXS 測定が必要である。この状況は他の多くのルテニウム化合物や薄膜試料でも共通しており、RIXS 装置の開発の動機の一つともなっていた。

RIXS 測定は  $\text{Ru } L_3$  吸収端の leading edge ( $2837.5 \text{ eV}$ )、 $\pi$  偏光、散乱角  $2\theta$  は  $90^\circ$  に固定して行った。この散乱配置では入射光と出射光の偏光ベクトル同士が必ず直行するため、Thomson Scattering からくる弾性散乱 (偏光ベクトル同士の内積に比例する) を大幅に抑制し、低エネルギーの磁気励起 (偏光ベクトル同士の外積に比例する) の選択的な測定を可能にする。 $\text{Ru}_2\text{O}_6$  蜂の巣格子層は化学的に不活性な Sr 層で挟まれているため [Fig. 4(a)], 面間磁気相互作用は弱いと仮定でき、移行運動量は試料角度を回転させてスキャンした面内成分  $q$  で表す。

**Fig. 5(a), (b)** に  $q = (-H, 0)$  および  $(-H, -H)$  方向に沿った  $\text{SrRu}_2\text{O}_6$  の RIXS スペクトルを示す。軟 X 線 RIXS とは異なり、 $\text{Ru } L_3$  端の大きな光子運動量のため、第一ブリルアンゾーン全体の分散関係をマッピングすることができる。低エネルギーの正弦波的に分散したピーク [Fig. 5(a), (b) の丸印] がマグノン励起である。 $q = (-H, 0)$  方向ではピークは反強磁性秩序ベクトル  $q = (-1, 0)$  から発生し、 $(-0.5, 0)$  で最大エネルギーを取り、 $(0, 0)$  で強度が最も弱くなる。これは反強磁性体におけるスピン動的構



**Fig. 5** (Color online) (a), (b)  $\text{Ru } L_3$  IRIXS spectra of  $\text{SrRu}_2\text{O}_6$  along the  $(-H, 0)$  and  $(-H, -H)$  directions (in reciprocal lattice units) taken at  $10 \text{ K}$ , well below the Néel temperature. The magnon peak positions determined by spectral fitting are shown as blue circles. The green triangles indicate the peak positions of ionic spin-state transitions. (c) Magnon dispersion as a function of in-plane momentum. The dotted line shows the results of a fit of the magnon dispersion to the spin-wave theory defined in eq. (1).

造因子の振る舞いと一致している。 $q = (-H, -H)$  方向では  $(-0.33, -0.33)$  でエネルギー最大値を取り、 $(-0.5, -0.5)$  でエネルギーが少し低下する。さらに、 $E \sim 0.65 \text{ eV}$  に運動量分散のない顕著なピークが観測される (三角形)。これは  $S = 1/2$  を持つ第一励起多重項  ${}^2E_g, {}^2T_{1g}$  への  $dd$  励起である。

得られたスペクトルを複数の Voigt 関数にフィットして得られたマグノン分散関係を **Fig. 5(c)** に示す。まず、大きなマグノン励起ギャップが  $q = (0, 0)$  および  $(-1, 0)$  で  $36 \text{ meV}$  あり、 $c$  軸異方性を持った反強磁性基底状態の高い安定性を反映していることがわかる。 $36 \text{ meV}$  は温度に換算すると約  $420 \text{ K}$  であり、熱的に素励起を生成して長距離秩序を破壊しようとする系をこの程度の温度にしなければならぬと予想されるが、これは実際の転移温度  $T_N = 565 \text{ K}$  と定性的に良く一致している。さらに、マグノン分散は  $q = (-0.5, -0.5)$  と  $(-0.33, -0.33)$  の両方で最大  $183 \text{ meV}$  まで到達しており、大きな磁気交換相互作用の存在を示す。

得られたマグノン分散を理論的にフィットするために、以下の2次元  $S=3/2$  スピンハミルトニアンを用いた：

$$H=J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - K \sum_i S_{iz}^2 \quad (1)$$

ここで  $\mathbf{S}_i = (S_{ix}, S_{iy}, S_{iz})$  はサイト  $i$  のスピン  $3/2$  演算子、 $J$  は等方的な最近接ハイゼンベルグ相互作用、 $K > 0$  は一イオン異方性項で  $c$  軸異方性を生み出す。面間磁気相互作用は小さいとして無視されているのでハミルトニアンは2次元であるが、 $K > 0$  の場合このハミルトニアンの対称性は  $z$  軸周りのスピンの回転に対する不変性に落ちており、観測されている  $c$  軸 ( $//z$  軸) 容易  $G$  型反強磁性秩序は Mermin-Wagner の定理と矛盾しない。このスピンハミルトニアンに線形スピン波近似を適用し、理論のマグノン分散を得た。二つのフィッティングパラメータの最適化値  $J \cdot S = 65$  meV 及び  $K/J = 0.028$  に対する分散関係を Fig. 5 (c) 点線で示す。実験との一致は極めてよく、最近接ハイゼンベルグ相互作用に小さな異方性項  $K \cdot S = 1.8$  meV を導入した2次元ハミルトニアンで実験を再現できることがわかる。異方性項  $K$  が小さくとも、マグノンのギャップはおおよそ  $\sqrt{J \cdot K}$  に比例するので、大きな交換相互作用  $J \cdot S = 65$  meV のおかげで大きな励起ギャップが実現され、磁気秩序を安定化させているのである。文献23)では決定されたスピンハミルトニアンに小さな面間相互作用を入れた模型に対し古典モンテカルロ計算を行い、実験の転移温度  $T_N = 565$  K をよく再現することも示した。

このように、本研究では観測されたマグノンの分散関係を理論模型と詳細に比較することで系のスピンハミルトニアンを決定することに成功した。その後著者らが行なった研究では RIXS の散乱強度を詳細に解析することによって、フラストレート磁性体のハミルトニアンを決定することも示した<sup>24)</sup>。今後はより多様な量子磁性体でエネルギー分散・散乱強度の両面から多面的な解析を行うことができるかと期待される。

## 6. おわりに

本稿では、著者らが欧州のシンクロトロンで行ってきた軟 X 線およびテンダー X 線の RIXS による強相関量子物質の素励起の研究例を紹介してきた。今後運用が開始される次世代放射光施設においても超高分解能軟 X 線 RIXS 装置が建設予定であり、同様の研究の発展が期待される。多くの良質な実験データが期待される一方で、RIXS スペクトルは系の電荷・スピン・軌道応答関数の複雑な組み合わせで与えられるため、その理解は容易ではない。理論計算との協働に加え、既存の分光手法（角度分解光電子分光・非弾性中性子散乱・ラマン散乱）との相補利用を進めることが重要であろう。

## 謝辞

本研究は論文13)および23)の数多くの共同研究者とともになされたものです。マックスプランク固体研究所 Bernhard Keimer 教授・Matteo Minola 博士、カールスルーエ工科大学 Matthieu Le Tacon 教授、ミラノ工科大学 Giacomo Ghiringhelli 教授・Lucio Braicovich 教授は ESRF ERIXS 装置の初期 RIXS ビームタイムに著者を参加させてくださり、新規装置の技術の詳細からデータ解析の方針まで丁寧にご指導くださいました。テンダー X 線 RIXS 装置の開発にあたってはドイツ電子シンクロトロン Hlynur Gretarsson 博士、Hasan Yavas 博士に装置の詳細をご指導いただきました。またマックスプランク固体研究所 Giniyat Khaliullin 博士にはデータの解釈について毎日のご議論いただきました。この場を借りて感謝申し上げます。

## 参考文献

- 1) A. Kotani and S. Shin: Rev. Mod. Phys. **73**, 203 (2001).
- 2) L. J. P. Ament, M. van Veenendaal, T. P. Devereaux, J. P. Hill and J. van den Brink: Rev. Mod. Phys. **83**, 705 (2011).
- 3) K. Ishii, T. Tohyama and J. Mizuki: J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 021015 (2013).
- 4) L. Braicovich, L. J. P. Ament, V. Bisogni, F. Forte, C. Aruta *et al.*: Phys. Rev. Lett. **102**, 167401 (2009).
- 5) G. Ghiringhelli, A. Piazzalunga, C. Dallera, G. Trezzi, L. Braicovich *et al.*: Rev. Sci. Instrum. **77**, 113108 (2006).
- 6) N. B. Brookes, F. Yakhov-Harris, K. Kummer, A. Fondacaro, J. C. Cezar *et al.*: Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A **903**, 175 (2018).
- 7) <https://www.diamond.ac.uk/Instruments/MagneticMaterials/I21.html>.
- 8) J. Dvorak, I. Jarrige, V. Bisogni, S. Coburn and W. Leonhardt: Rev. Sci. Instrum. **87**, (2016); I. Jarrige, V. Bisogni, Y. Zhu, W. Leonhardt and J. Dvorak: Synchrotron Radiat. News **31**, 7 (2018).
- 9) D. J. Huang and C. T. Chen: Synchrotron Radiat. News **31**, 3 (2018).
- 10) L. Chaix, G. Ghiringhelli, Y. Y. Peng, M. Hashimoto, B. Moritz *et al.*: Nat. Phys. **13**, 952 (2017).
- 11) Y. Y. Peng, G. Dellea, M. Minola, M. Conni, A. Amorese *et al.*: Nat. Phys. **13**, 1201 (2017).
- 12) M. Hepting, L. Chaix, E. W. Huang, R. Fumagalli, Y. Y. Peng *et al.*: Nature **563**, 374 (2018).
- 13) H. Suzuki, M. Minola, Y. Lu, Y. Peng, R. Fumagalli *et al.*: npj Quantum Materials **3**, 65 (2018).
- 14) J. Kim, D. Casa, M. H. Upton, T. Gog, Y. J. Kim *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108**, 177003 (2012).
- 15) W. Witczak-Krempa, G. Chen, Y. B. Kim and L. Balents: Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **5**, 57 (2014).
- 16) H. Over: Chem. Rev. **112**, 3356 (2012).
- 17) A. P. Mackenzie and Y. Maeno: Rev. Mod. Phys. **75**, 657 (2003).
- 18) A. Y. Kitaev: Ann. Phys. **321**, 2 (2006).
- 19) [https://photon-science.desy.de/facilities/petra\\_iii/beamlines/p01\\_dynamics/index\\_eng.html](https://photon-science.desy.de/facilities/petra_iii/beamlines/p01_dynamics/index_eng.html)
- 20) H. Gretarsson, D. Ketenoğlu, M. Harder, S. Mayer, F. U. Dill *et al.*: J. Synchrotron Rad. **27**, (2020).
- 21) 鈴木博人, H. Gretarsson, H. Yavas, B. Keimer: 日本放射光

学会誌 **33**, 344 (2020).

- 22) C. I. Hiley, D. O. Scanlon, A. A. Sokol, S. M. Woodley, A. M. Ganose *et al.*: Phys. Rev. B **92**, 104413 (2015).
- 23) H. Suzuki, H. Gretarsson, H. Ishikawa, K. Ueda, Z. Yang *et al.*: Nat. Mater. **18**, 563 (2019).
- 24) H. Suzuki, H. Liu, J. Bertinshaw, K. Ueda, H. Kim *et al.*: Nat. Commun. **12**, 4512 (2021).

● 著者紹介 ●



**鈴木博人**

東北大学 学際科学フロンティア研究所  
助教

E-mail: hakuto.suzuki@tohoku.ac.jp

専門：物性物理学，強相関電子系，放射  
光分光

**【略歴】**

2016年3月東京大学大学院理学系研究  
科博士課程修了，博士（理学）。2016年  
4月マックスプランク固体研究所博士研  
究員（日本学術振興会海外特別研究員，  
Alexander von Humboldt 財団博士研究  
員）。2021年7月より現職。