

硬X線吸収分光法によるレアアース Yb 化合物の混合原子価状態の解明

安齋太陽¹, 岩住俊明¹, 佐藤仁², 松本圭介³, 平岡耕一³

¹大阪府立大学 大学院工学研究科, ²広島大学放射光科学研究センター, ³愛媛大学 大学院理工学研究科

Mixed-valence states of rare earth Yb-compounds revealed by hard x-ray absorption spectroscopy

Hiroaki ANZAI¹, Toshiaki IWAZUMI¹, Hitoshi SATO², Keisuke T. MATSUMOTO³, Koichi HIRAOKA³

¹Graduate School of Engineering, Osaka Prefecture University, ²Hiroshima Synchrotron Radiation Center,

³Graduate School of Science and Engineering, Ehime University

Abstract

レアアース Yb 化合物の価数転移現象において、伝導電子と 4f 電子の相互作用 (c-f 混成) がどのように寄与しているか議論されてきた。我々は常温常圧で同じ結晶構造をもち、近藤温度を大きく変えることができる YbXCu₄ (X = Mg, Cd, In, Sn) の混合原子価状態に着目し、硬 X 線を用いた吸収分光実験を行なった。Yb L_{III} 吸収端のエネルギー、Yb の価数、混成の強さを表す近藤温度の物質依存性から、フェルミ準位の状態密度の増大が価数転移現象を引き起こす要因の一つであることが判明した。

1. 背景

イオンの原子価 (価数) は物質の特性を表す指標の一つであり、その値は物質を構成する元素の電子状態により変化する。高校化学において価数は整数で扱う。例えば、水溶液や固体中の Ag は、電子を一つ放出して安定な 1 価 (Ag⁺) の陽イオンになる。一方、レアアースの Yb では、電子を二つ放出する 2 価 (Yb²⁺) と三つ放出する 3 価 (Yb³⁺) のイオンが固体中に存在し、価数を平均すると非整数になる。このように同一の元素が異なる価数になることを混合原子価状態という。Yb²⁺ と Yb³⁺ のエネルギー差は小さく、温度や圧力などの外的要因で平均価数を変える特徴がある。

Yb を含む化合物において、YbInCu₄ の物性が古くから注目されてきた。この物質の Yb イオンは、室温ではほぼ 3 価であるが、温度 42 K に冷やすと 3 価の一部が突然 2 価に置き換わり、価数を平均すると約 2.8 価になる。価数が急に变化する現象は価数転移と呼ばれており、YbInCu₄ では転移温度 $T_V = 42$ K を境に格子定数、電気抵抗、磁化率などの物性が不連続に変化する [1,2]。Yb の 4f¹⁴ 状態 (2 価) と 4f¹³ 状態 (3 価) の間で一次の相転移が起きている。その仕組みを解き明かそうと数多くの研究が行われてきた。

通常、レアアース化合物の電子状態は、あちこち動き回る遍歴的な伝導電子と、原子核の近くにくっついて動きにくい局在的な 4f 電子が、量子力学的に混ざり合った c-f 混成という状態にある。YbInCu₄ では、混成の強さを表す近藤温度 T_K が高温相で $T_K \sim 25$ K、低温相で $T_K \sim 400$ K と評価されている [3]。転移温度の前後で T_K の値が変わる

ことから、価数転移の発現に c-f 混成が関係すると考えられている [1,2,3]。これまでの研究から、YbInCu₄ のフェルミ準位の近傍に状態密度の低い領域 (擬ギャップ) があると判明した [4]。放射光を用いた光電子分光実験で内殻 Cu 2p_{3/2} 準位が調べられ、伝導電子バンドのエネルギー移動が確認された [5,6]。その他の実験でも、低温相で擬ギャップがフェルミ準位から遠ざかる描像が提案されている [7]。これらの結果について、c-f 混成と合わせて包括的に理解する必要がある。

2. 本研究の特色

研究目的を達成するために、我々は YbXCu₄ (X = Mg, Cd, In, Sn) の電子状態に着目した。この試料を用いる利点は二つある。一つ目は、近藤温度を大きく変えられる点である。YbXCu₄ は共通して Fig. 1(a) に示すような AuBe₃ 型の結晶構造をもつ。元素 X に応じて近藤温度を変える特徴があり、 $T_K = 1.29T_0$ という Wilson の式を用いて算出した近藤温度は、X = Mg では $T_K \sim 1109$ K、X = Cd では $T_K \sim 287$ K となる [8,9,10]。ここで T_0 は、温度 0 K の磁化率で算出される特性温度のことである [10]。近藤温度が大きく変わると、c-f 混成に起因する電子構造の変容を識別しやすくなる。二つ目は、これらの物質の中で X = In だけが価数転移現象を示す点である [8,9]。第 5 周期に位置する Cd, In, Sn の外殻の電子配置はそれぞれ 5s²5p⁰, 5s²5p¹, 5s²5p² となり、元素 X の 5p 電子数が価数転移の発現に関与している可能性がある。このことについて、電子状態の物質依存性を検証していく必要がある。

我々の研究グループでは、電子の状態を調べる実験手法の一つとして硬X線を用いたX線吸収分光実験（XAS: X-ray Absorption Spectroscopy）を行なっている。XASは内殻電子の非占有軌道への双極子遷移を原理にしている。吸収端のエネルギーは元素ごとに異なり、原子価の混合状態に応じて吸収強度が変化する。物質に特有のスペクトルが得られることから、XASは元素の化学結合や配位構造の分析に用いられている。これまでに、 $X = \text{In}$ に対するXAS実験が数多く行われ、 $\text{Yb } L_{\text{III}}$ 端の吸収スペクトルから Yb^{2+} と Yb^{3+} の混合状態が評価されてきた [2,8,11,12]。一方、 $X = \text{Mg}, \text{Cd}, \text{Sn}$ のXAS実験はほとんど行われていない。また $X = \text{Sn}$ では、格子定数や磁化率、近藤温度などの物性量が未報告のままであった。本稿では、我々が最近報告した YbXCu_4 に対するXAS実験の成果について解説する [13]。

YbXCu_4 ($X = \text{Mg}, \text{Cd}, \text{In}, \text{Sn}$) の単結晶試料は、フラックス法により作成した [14,15]。参照試料となる Yb_2O_3 と Cu_2O は市販のものを使用した。粉末X線回折実験は温度 300 K で行った。最小二乗法により回折ピークの位置を評価し、その結果をもとに格子定数を算出した。磁化率は超伝導量子干渉計を用いて測定した。硬X線を使用したXAS実験はPhoton FactoryのBL-7Cで行なった。XASスペクトルはイオンチャンバーを用いた透過法により取得し、測定温度は全て 300 K である。エネルギー分解能は $\text{Yb } L_{\text{III}}$ 端付近で約 1 eV と評価された。吸収スペクトルのエネルギーは、CuのK端で観測される pre-edge ピークのエネルギーを用いて校正した。

3. 基礎物性の評価

Fig. 1(b) に、温度 300 K で測定した YbSnCu_4 のX線回折パターンを示す。回折ピークの位置と強度から $X = \text{Sn}$ の結晶構造は立方晶 AuBe_3 型であると判明した。これにより、本研究で扱う 4 種類の試料は温度 300 K で同じ結晶構造を持つことが確かめられた。格子定数は、リートベルト解析により $a = 7.123 \text{ \AA}$ と評価された。Fig. 1(c) に $X = \text{Sn}$ の磁化率の温度依存性を示す。磁化率は温度の減少とともに上昇し、温度 40 K 付近で緩やかなピークを形成する。その後、磁化率は $T < 20 \text{ K}$ でわずかに上昇する。磁化率の温度依存性に現れるピークは、混合原子価状態の特徴とされている [8,9]。低温域で磁化率が再び上昇したのは、試料に混入した不純物の影響であると考えられる。その度合いは、1999年に Sarrao らが報告した試料不純物の影響に比べて十分に小さい [8]。

磁化率の温度依存性 $\chi(T)$ を $\chi(0)$ で割り算した $\chi(T)/\chi(0)$ は、 T/T_0 に対して普遍的な振る舞いを示す [10]。また、特性温度 T_0 は Wilson の式を通じて近藤温度 T_K に関連づけられている [8,10]。本研究では $\chi(0)$ を正しく評価できないため、低温域の磁化率の最小値 $\chi(25) \sim 8.45 \times 10^{-3} \text{ emu/mol}$ を $\chi(0)$ として採用し、 YbSnCu_4 の近藤温度を $T_K = 503 \text{ K}$ と評価した。

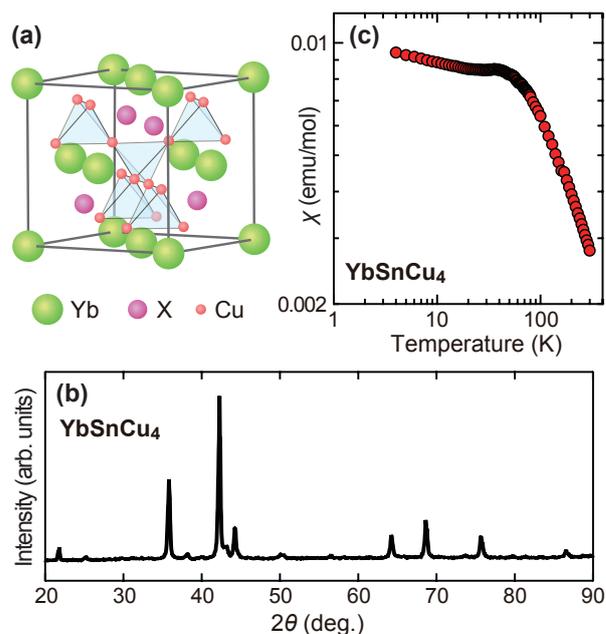


Figure 1 (a) Schematic crystal structure of YbXCu_4 with AuBe_3 -type cubic lattice. (b) The x-ray diffraction pattern of the single crystal YbSnCu_4 at $T = 300 \text{ K}$. The diffraction lines are indexed on the basis of the AuBe_3 -type cubic structure with a lattice constant $a = 7.123 \text{ \AA}$. (c) Magnetic susceptibility $\chi(T)$ of YbSnCu_4 in a magnetic field of 10 kOe. The data are plotted on logarithmic scales.

4. XAS スペクトルの物質依存性

Fig. 2(a) は、温度 300 K で測定した $\text{Yb } L_{\text{III}}$ 端の XAS スペクトルである。この吸収端は、Ybの内殻 $2p_{3/2}$ 軌道から非占有帯に位置する $\text{Yb } 5d$ 軌道への双極子遷移に由来す

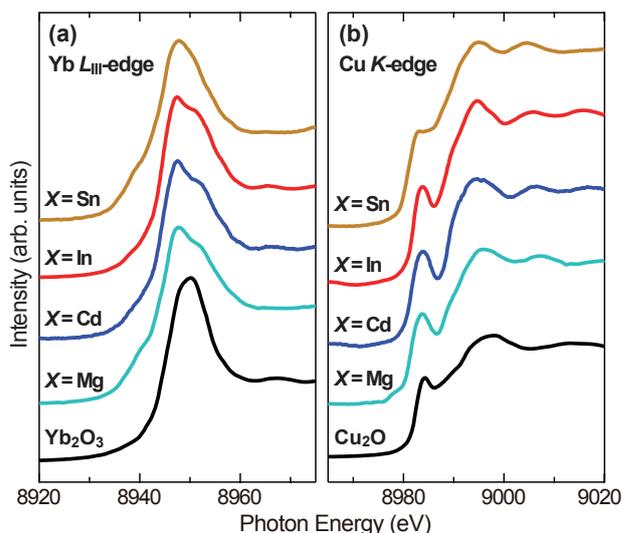


Figure 2 XAS spectra of YbXCu_4 ($X = \text{Mg}, \text{Cd}, \text{In}, \text{and Sn}$) measured at $T = 300 \text{ K}$. The original data for $X = \text{Cd}$ and In is reported in Ref. 16. (a) The XAS spectra at $\text{Yb } L_{\text{III}}$ edge. The spectra of Yb_2O_3 are also shown as a reference for the $4f^{13}$ electron configuration of Yb ions. (b) The spectra at the Cu K edge, together with the spectra of Cu_2O as a reference material for the $3d^{10}$ electron configurations.

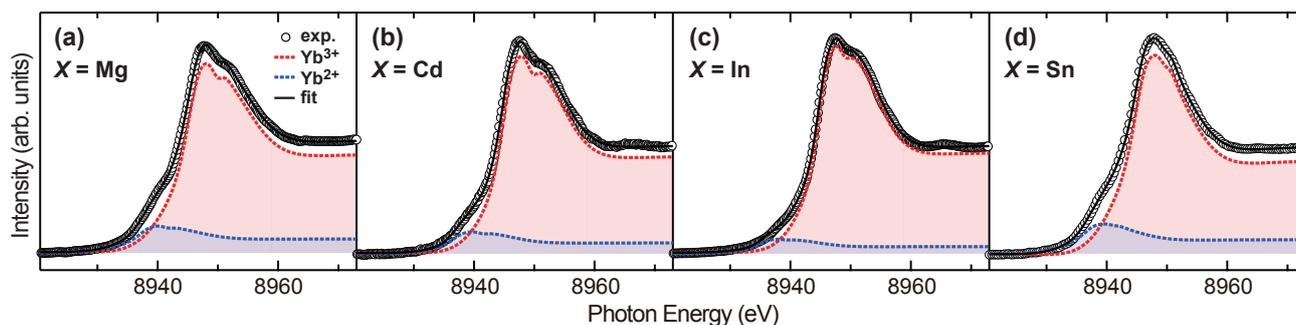


Figure 3 Fitting results for the Yb L_{III} XAS spectra of $YbXCu_4$. Figures are arranged from left to right in order of increasing electron number of X atoms: (a) $X = Mg$, (b) $X = Cd$, (c) $X = In$, and (d) $X = Sn$. Open circles are the Yb L_{III} XAS spectra from the same data set as in Fig. 2(a). The black curves represent the results of the fitting analysis. The contributions of the Yb^{2+} and Yb^{3+} components are shown by the dashed blue and red lines, respectively.

る。Fig. 2(a) では、 $X = Mg$ と Sn の結果をすでに得られていた $X = Cd$ と In の結果と並べて表示している [16]。鋭い吸収ピークが $h\nu \sim 8950$ eV に共通して観測された。 Yb^{3+} の参照物質となる Yb_2O_3 でも観測されているため、このピークは Yb^{3+} に帰属される。詳しく見ると、 $YbXCu_4$ の Yb^{3+} ピークは 8947 eV と 8952 eV に分裂している。理論計算から、この分裂は Yb 5d 軌道のエネルギー分裂に起因すると報告された [17]。 Yb^{3+} ピークの低エネルギー側に注目すると、肩構造が $h\nu \sim 8940$ eV に位置している。この構造は Yb^{2+} の L_{III} 吸収端に割り当てられる [2,8,11,12]。吸収スペクトルが Yb^{2+} と Yb^{3+} の二つで構成されることから、 $YbXCu_4$ は混合原子価状態にあると判断される。特筆すべき点は、肩構造の強度が元素 X に応じて変化することである。原子価の混合状態に物質依存性があることを示唆している。

Fig. 2(b) に、Cu K 端の XAS スペクトルを示す。電子配置 $3d^{10}$ の参照物質として Cu_2O のスペクトルも表示している。大きな吸収ピークが $h\nu \sim 8995$ eV に、小さな pre-edge ピークが $h\nu \sim 8984$ eV に観測された。ピークのエネルギーや形状が Cu_2O のものと一致することから、Cu サイトの電子は $3d^{10}$ の閉殻になっていると判断される。この結果は、内殻 Cu $2p$ 光電子スペクトルにサテライトピークが観測されない事実と整合する [5,6]。以上の結果から、Cu サイトの電子は Yb サイトの電子に比べて元素 X の変化に鈍感であるといえる。

吸収ピークのエネルギーと強度を定量的に評価するために、Yb L_{III} 端スペクトルのフィッティング解析を行った。 Yb^{3+} のピークが分裂していることから、 Yb^{2+} と Yb^{3+} のそれぞれに二つのローレンツ関数を当てはめて解析した。その際、ピークの分裂幅、ピークの強度比、ピーク幅の比率を Yb^{2+} と Yb^{3+} で同一にした。高エネルギー側に広がるインコヒーレントな吸収強度は逆正接関数を用いて再現した。このようなフィッティング関数は、多くの先行研究で採用されている [2,8,11]。得られた結果を Fig. 3(a)-3(d) に示す。黒色の太線で示したフィッティング結果が実験スペクトルを良く再現している。評価した Yb^{3+} ピークのエネルギーを Fig. 4(a) に、 Yb^{3+} ピークと Cu の pre-edge ピークのエネルギー差を Fig. 4(b) に示す。横軸は、左から順に

元素 X の電子数が増えるように並べた。 $X = In$ の Yb^{3+} ピークが最も低いエネルギーに位置している。それに比べて $X = Mg, Cd, Sn$ のピークは、それぞれ ~ 0.76 eV, ~ 0.31 eV, ~ 0.67 eV だけ高いエネルギーに位置していた。

Yb^{2+} と Yb^{3+} の吸収ピークの積分強度をそれぞれ I_2 と I_3 とすると、Yb の価数 z は数式 $z = 2 + [I_3 / (I_2 + I_3)]$ を用いて評価することができる [2,11]。この方法で得られた価数 z を Willson の式を用いて算出した近藤温度 T_K の値とともに Fig. 4(c) に示す [3,8]。価数は $X = Mg, Cd, In$ の順に増加し、 $X = Sn$ で減少する。それぞれ個別に検証すると、 $X = In$ と Sn おけるに価数は過去の XAS 実験や光電子分光実験で評

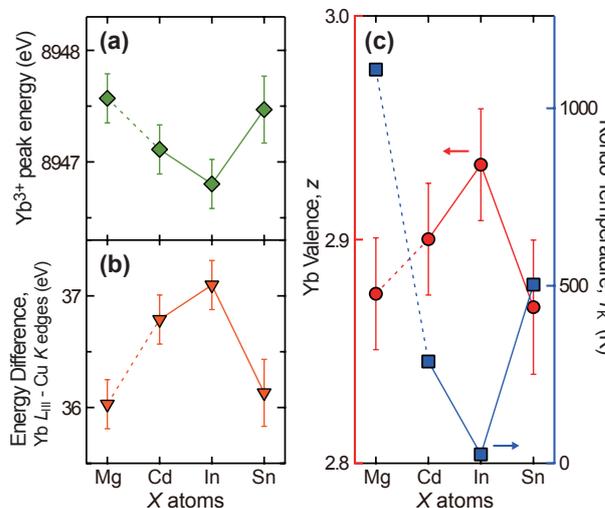


Figure 4 Parameters extracted from the fitting analysis. The horizontal axis is arranged from left to right in order of increasing electron number of X atoms. (a) The energy of the Yb^{3+} absorption peak. (b) The energy difference between the Yb^{3+} peak and the pre-edge Cu peak. (c) X dependence of the Yb valence z at $T = 300$ K shown by red circles on left axis. The Kondo temperature T_K is also plotted by blue squares on the right axis. For $X = Mg$ and Cd , T_K is calculated from the Wilson's formula, $T_K = 1.29T_0$, using the characteristic temperature T_0 reported in Ref. 8. For $X = In$, we adopted the Kondo temperature in the high-temperature phase [3]. The data for $X = Sn$ originates from the magnetic susceptibility in Fig. 1(c). The error bars in Figs. 4 stem from the broadness of the absorption peaks.

値に一致する [2,6,11,12]。一方, $X = \text{Mg}$ と Cd における価数は Sarrao らが報告した値に整合しない [8]。この先行研究で示された磁化率は低温域 $T < 20 \text{ K}$ で急上昇しており, 試料に混入した不純物の影響が強く現れている。ここで Fig. 4 に注目すると, 本研究でそれぞれ独立に評価した Yb^{3+} のエネルギー, Yb 価数, 近藤温度が連動した X 依存性を示している。そのため, 本研究で得られた結果が物性の本質を捉えている可能性は高いといえる。

5. フェルミ準位近傍の擬ギャップ

価数と近藤温度の X 依存性は, 擬ギャップとフェルミ準位の位置関係で理解することができる。Fig. 5 に, Figueroa らがホール係数の測定で見出した YbXCu_4 の状態密度を模式的に示している [4]。 $X = \text{In}$ の高温相のフェルミ準位は擬ギャップに位置することが知られている [4,7]。この半金属のような状態は, $4f$ 軌道間を媒介する伝導電子の少ない状態といえる。伝導電子は $4f$ 電子と相互作用することができず $T_k \sim 25 \text{ K}$ という混成の弱い状態となり, その結果として Yb 価数はほぼ 3 価に停滞することになる。一方, $X = \text{Mg}$ と Cd にはフェルミ準位に金属的な状態密度があり, 伝導電子は $4f$ 電子と十分に相互作用することができる [4]。そのため, 近藤温度が高く, 混成の強い状態が実現し, 混合原子価状態が促進することになる。

このような状態密度の X 依存性は, 固定バンド描像で説明できる。理論計算から, 元素 X を変えても $4f$ 電子以外のバンド構造や状態密度はほぼ変化せず, フェルミ準位の位置が移動すると予想された [17,18]。擬ギャップは $0.5 \sim 1 \text{ eV}$ と評価されており, その大きさは Fig. 4(a) に示した Yb^{3+} ピークの移動量に一致する [4,7]。つまり, 元素 X の $5p$ 電子数の増加は, フェルミ準位が金属的な状態密度か

ら離れて擬ギャップ領域へ移動する要因になっており, その様子が $\text{Yb } L_{III}$ 端の双極子遷移を介して観測されたと考えられる。 $\text{Yb } L_{III}$ 端の XAS スペクトルは主に $\text{Yb } 5d$ 軌道の電子状態を反映しているため, $\text{Yb } 5d$ 軌道が価数転移現象に重要な役割を果たしていると推察される。実際, 最近行われた $X = \text{In}$ に対する共鳴非弾性 X 線散乱実験から, $\text{Yb } 5d$ 軌道のバンドが T_V の前後で変調し, 低温相で金属的な状態密度を回復すると報告された [7]。この温度依存性は, 我々が Fig. 4 で X 依存性を解釈した内容に矛盾しない。 $\text{Yb } 5d$ 軌道の固定バンド的なエネルギー移動が c - f 混成の強さを変える引き金になっていると考えられる。

一方, 固定バンド描像だけでは Yb^{3+} ピークの非単調なエネルギー移動を説明できない。同様の指摘は, 光電子分光実験でもなされている [5,6]。一つの要因として, 重い電子として繰り込まれたバンドが $\text{Yb } 5d$ 軌道の状態密度を部分的にピン留めし, 伝導電子バンドのエネルギー移動を妨げている可能性がある。また, YbInCu_4 が示す構造相転移はバンドの再構成をもたらし, c - f 混成するバンドの波数とエネルギーを変える要因になる [19,20,21]。価数転移の発現機構には, これらの事象を矛盾なく取り入れていく必要がある。今後, 角度分解光電子分光実験などでフェルミ準位近傍のバンド分散を観測し, 温度依存性や物質依存性を明らかにすることが重要になるだろう。

6. 謝辞

本研究における実験は, 放射光施設 Photon Factory の共同利用実験課題 (課題番号: 2016G675, 2018G582) のもと BL-7C で行いました。本研究に協力してくれた大学院生の石原涼奈 (大阪府大), 塩野広人 (大阪府大), 森川浩平 (大阪府大), 莊涛 (愛媛大) にお礼を申し上げます。

引用文献

- [1] I. Felner and I. Nowik, Phys. Rev. B **33**, 617 (1986).
- [2] I. Felner, I. Nowik, D. Vaknin, U. Potzel, J. Moser, G. M. Kalvius, G. Wortmann, G. Schmiester, G. Hilscher, E. Gratz, C. Schmitzer, N. Pillmayr, K. G. Prasad, H. de Waard, and H. Pinto, Phys. Rev. B **35**, 6956 (1987).
- [3] J. M. Lawrence, S. M. Shapiro, J. L. Sarrao, and Z. Fisk, Phys. Rev. B **55**, 14467 (1997).
- [4] E. Figueroa, J. M. Lawrence, J. L. Sarrao, Z. Fisk, M. F. Hundley, and J. D. Thompson, Solid State Commun. **106**, 347 (1998).
- [5] Y. Utsumi, H. Sato, H. Kurihara, H. Maso, K. Hiraoka, K. Kojima, K. Tobimatsu, T. Ohkochi, S. Fujimori, Y. Takeda, Y. Saitoh, K. Mimura, S. Ueda, Y. Yamashita, H. Yoshikawa, K. Kobayashi, T. Oguchi, K. Shimada, H. Namatame, and M. Taniguchi, Phys. Rev. B **84**, 115143 (2011).
- [6] Y. Utsumi, H. Sato, K. Tobimatsu, H. Maso, K. Hiraoka, K. Kojima, K. Mimura, S. Ueda, Y. Yamashita, H. Yoshikawa, K. Kobayashi, K. Shimada, H. Namatame,

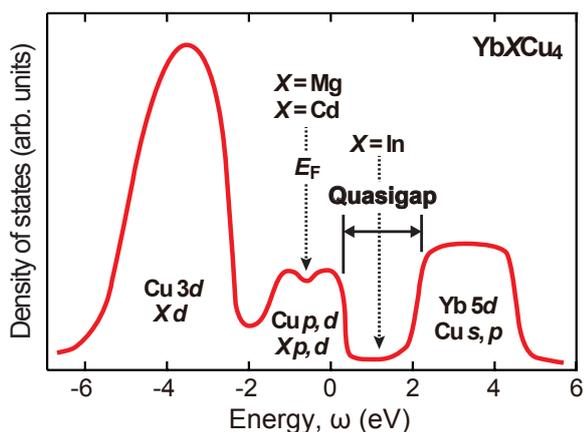


Figure 5 Schematic figure of the non- $4f$ density of states for YbXCu_4 . The figure is adapted from the data in Ref. 4. With increasing number of electrons in X atom, the Fermi level moves from the low energy side to the high energy side of the double peak around $\omega = -1 \text{ eV}$. For $X = \text{Mg}$ and Cd , the Fermi level lies in the metallic density of states. For $X = \text{In}$ in the high temperature state, the Fermi level lines in the low density of states (quasigap) region.

- and M. Taniguchi, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **184**, 203 (2011).
- [7] I. Jarrige, A. Kotani, H. Yamaoka, N. Tsujii, K. Ishii, M. Upton, D. Casa, J. Kim, T. Gog, and J. N. Hancock, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 126401 (2015).
- [8] J. L. Sarrao, C. D. Immer, Z. Fisk, C. H. Booth, E. Figueroa, J. M. Lawrence, R. Modler, A. L. Cornelius, M. F. Hundley, G. H. Kwei, J. D. Thompson, and F. Bridges, *Phys. Rev. B* **59**, 6855 (1999).
- [9] T. Koyama, M. Matsumoto, T. Tanaka, H. Ishida, T. Mito, and S. Wada, *Phys. Rev. B* **66**, 014420 (2002).
- [10] V. T. Rajan, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 308 (1983).
- [11] Y. H. Matsuda, T. Inami, K. Ohwada, Y. Murata, H. Nojiri, Y. Murakami, H. Ohta, W. Zhang, and K. Yoshimura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 034702 (2007).
- [12] L. Moreschini, C. Dallera, J. J. Joyce, J. L. Sarrao, E. D. Bauer, V. Fritsch, S. Bobev, E. Carpene, S. Huotari, G. Vankó, G. Monaco, P. Lacovig, G. Panaccione, A. Fondacaro, G. Paolicelli, P. Torelli, and M. Grioni, *Phys. Rev. B* **75**, 035113 (2007).
- [13] H. Anzai, S. Ishihara, H. Shiono, K. Morikawa, T. Iwazumi, H. Sato, T. Zhuang, K. T. Matsumoto, and K. Hiraoka, *Phys. Rev. B* **100**, 245124 (2019).
- [14] K. Hiraoka, K. Kojima, T. Hihara, and T. Shinohara, *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144**, 1243 (1995).
- [15] K. Hiraoka, K. Murakami, S. Tomiyoshi, T. Hihara, T. Shinohara, and K. Kojima, *Physica B (Amsterdam)* **281–282**, 173 (2000).
- [16] H. Anzai, S. Ishihara, H. Shiono, K. Mimura, T. Iwazumi, H. Sato, T. Zhuang, K. T. Matsumoto, and K. Hiraoka, *AIP Conf. Proc. No. 2054 (AIP, New York, 2019)*, p.040006.
- [17] V. N. Antonov, M. Galli, F. Marabelli, A. N. Yaresko, A. Ya. Perlov, and E. Bauer, *Phys. Rev. B* **62**, 1742 (2000).
- [18] V. N. Antonov, L. V. Bekenov, and A. N. Yaresko, *Adv. Condens. Matter Phys.* **2011**, 1 (2011).
- [19] S. Tsutsui, K. Sugimoto, R. Tsunoda, Y. Hirose, T. Mito, R. Settai, and M. Mizumaki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **85**, 063602 (2016).
- [20] S. Ishihara, K. Ichiki, K. Abe, T. Matsumoto, K. Mimura, H. Sato, M. Arita, Eike F. Schwier, H. Iwasawa, K. Shimada, H. Namatame, M. Taniguchi, T. Zhuang, K. Hiraoka, and H. Anzai, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **220**, 66 (2017).
- [21] H. Anzai, S. Ishihara, K. Mimura, H. Sato, M. Arita, T. Zhuang, and K. Hiraoka, *Phys. Rev. Research* **2**, 033408 (2020).

(原稿受付日：2020年12月14日)

著者紹介

安齋太陽 Hiroaki ANZAI



大阪府立大学 大学院工学研究科 准教授
〒599-8531 大阪府堺市中区学園町1-1
TEL: 072-254-9489
FAX: 072-254-9489
e-mail: anzai@pe.osakafu-u.ac.jp

略歴：2011年 広島大学 大学院理学研究科博士課程修了 博士（理学），2011年-2013年 広島大学放射光科学研究センター 博士研究員，2013年-2018年 大阪府立大学 大学院工学研究科 助教，2018年より現職。
最近の研究：放射光を用いた角度分解光電子分光実験による固体試料の電子状態の研究。

松本圭介 Keisuke T. MATSUMOTO

愛媛大学 大学院理工学研究科 講師

〒790-8577 愛媛県松山市道後樋又10-13

TEL: 089-927-9811

e-mail: matsumoto.keisuke.cv@echeme-u.ac.jp

略歴：2015年 広島大学 大学院先端物質科学研究科博士課程修了，2020年より現職
最近の研究：磁性蓄冷材や磁気冷凍材料，強相関系物質の開発。