

非磁性元素の内殻吸収磁気円二色性 —希薄磁性トポロジカル絶縁体を例として—

木村昭夫

広島大学大学院理学研究科物理科学専攻 〒739-8526 東広島市鏡山 1-3-1

要旨

最近、微量の磁性元素を含んだ希薄磁性トポロジカル絶縁体において、外部磁場を必要としない量子ホール効果が観測され大きな反響を呼んだ。これは異常量子ホール効果と呼ばれ、理論的には予言がされていたものの、実現が困難なものと考えられていた。しかしながら、極低温を必要とする点は未だ大きな課題として残っているのが現状である。もし、室温以上のキュリー温度を持つ希薄磁性トポロジカル絶縁体があれば、外部磁場なしでかつ室温における量子ホール効果の実現も視野に入ってくるだろう。そのためにはまず、希薄磁性トポロジカル絶縁体の強磁性発現機構を知ることが先決である。ところが、希薄磁性トポロジカル絶縁体の磁性元素は微量にしか存在しないため、磁性イオン間の平均距離が長く、スピン間の直接的な相互作用はかなり弱く強磁性の原因としては考えられないため、磁性イオンのスピン同士をつなげる「のり」の役割をする何かが必要となってくる。その候補として、母体のトポロジカル絶縁体に含まれる非磁性元素の電子が考えられ、それらが磁性イオンのスピンを媒介する必要があると考えられる。本解説記事では、放射光を用いた内殻吸収磁気円二色性 (XMCD) という観測手法を通して行われた、非磁性元素の小さな磁気モーメントの観測について、その観測原理から実験結果、データ解析まで解説する。

1. はじめに

電荷の自由度だけではなく、スピンの自由度を制御することで例えば消費電力を格段に下げたデバイス開発を目指すというスピンエレクトロニクス分野が発展する中、放射光を用いた内殻吸収およびその磁気円二色性 (XMCD) の観測手法が、元素別にスピン情報が得られるという特長を使って現在では幅広く利用されている。また、放射光源の高度化にともない得られるスペクトルの精度も格段に高くなり、非常に小さなシグナルまでも明瞭に観測されるようになった。例えば、XMCD から希薄磁性半導体として知られる (Ga, Mn) As 中の磁気モーメントを担う Mn 3d スピンだけではなく Ga や As の p 軌道で構成する価電子ホールのスピン偏極に関する知見も得られる¹⁾。最近では Fe 系超伝導体の関連物質 Ba_{0.6}K_{0.4}Mn₂As₂ において Mn 3d スピンは反強磁性的な磁気構造を形成しつつも As 4p のスピンの遍歴的な強磁性をになっている特異な磁性が XMCD から明らかになっている²⁾。またこれまで磁石とはまったく縁のないものと思われていた Au にも電子スピンの関わる磁性が存在することが XMCD から明らかになっている³⁾。このように大きな磁気モーメントを有し物質の磁性を担う主元素だけでなく、一見脇役になっていると思われる「非磁性元素」の比較的小さい磁気モーメントの存在がその磁性にとって重要なことが、XMCD の元素選択性と測定手法の高度化によって明らかになる場合がある。本解説記事では、まずは XMCD の原理について解説

し、希薄磁性トポロジカル絶縁体に関する筆者らの成果について紹介する。

2. 内殻吸収磁気円二色性の原理

可視・紫外光で起こる固体の吸収あるいは反射は価電子帯から伝導帯へのバンド間遷移に対応し、実験で得られるスペクトルは価電子帯と伝導帯の結合状態密度を反映し複雑なことが多い (Fig. 1(a) 参照)⁴⁾。一方、内殻吸収は始状

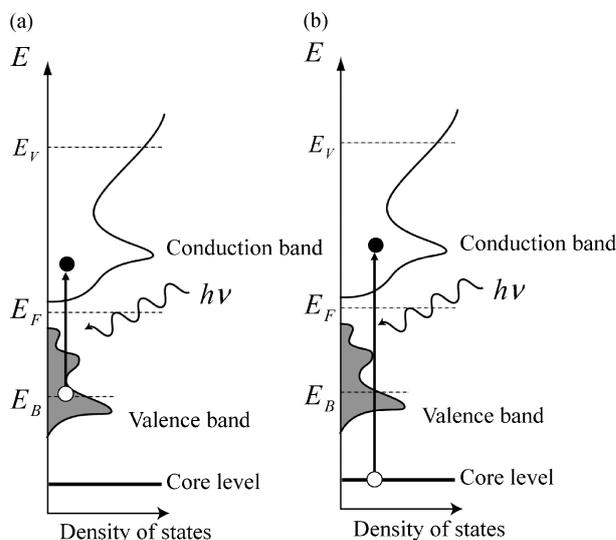


Fig. 1 Schematics of inter-band (a) and core-level (b) transitions.

態がエネルギー分散のない内殻準位からフェルミレベルより上の非占有状態への光学遷移に相当する (Fig. 1(b) 参照)。内殻電子の束縛エネルギーが元素によって異なるため、内殻吸収がはじまる光エネルギーのしきい値はやはり元素に依存する。このことから内殻吸収分光は元素選択的である。また広い範囲で波長を変えて測定する必要があることから「放射光」の利用が必須である。

一般に、磁性体に光を入射したとき、その吸収係数が磁化に対する左右の円偏光により異なる性質を磁気円二色性 (Magnetic Circular Dichroism: 略して MCD) と呼ぶ。特に内殻吸収スペクトルにおける MCD の場合には、可視光領域の場合と区別するために、X線磁気円二色性 (XMCD) と呼ばれる。

一例として Fig. 2 に強磁性体の Fe₄N 薄膜の内殻吸収スペクトルと XMCD スペクトルを示す⁵⁾。Fe₄N は電気伝導度における負の顕著なスピン偏極率が第一原理計算から示唆され、スピントロニクスへの応用が期待されている物質の一つである⁶⁾。Fig. 2(a) にその結晶構造を示す。窒素 (N) 原子が体心の位置を占め、Fe は非等価な 3 つのサイトを占めている。その中の一つは角 (I site) に、他の 2 つは面心位置 (IIA, IIB) にあることから窒素原子との距離が比較的近い。Fig. 2(a) には基板の異なる Au (3 nm) / Fe₄N (10 nm) / LaAlO₃ と Au (3 nm) / Fe₄N (10 nm) / MgO の二種類の薄膜についての結果を示している。おおよそ入射光エネルギー 700–730 eV の範囲に吸収が観測されるが、基本的に低エネルギー側に L₃ (2p_{3/2}) 吸収端、高エネルギー側に L₂ (2p_{1/2}) 吸収端が現れる。また Fig. 2(a) から左右の円偏光の吸収係数が異なっていることが分かる。次に XMCD スペクトルを Fig. 2(b) に示している。L₃ 吸収端では負に、L₂ 吸収端では正の符号をとっていることがわかる。

以下ではその原理とともに、XMCD スペクトルから何

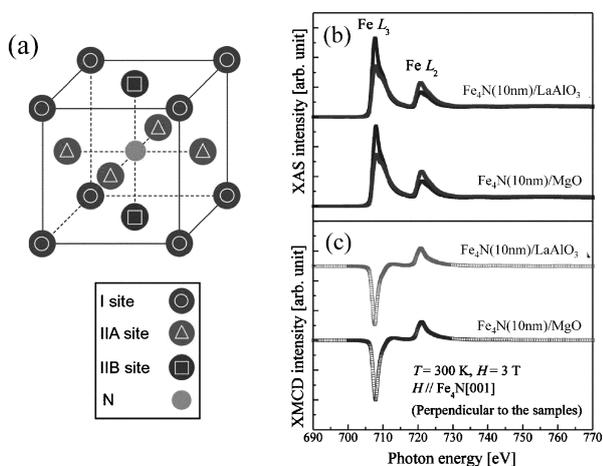


Fig. 2 Absorption and XMCD spectra at Fe L₂₃ edge of Fe₄N films on LaAlO₃ and MgO substrates observed at 300 K. The external magnetic field (H = +3 T) was perpendicular to the sample surface [Reproduced from Ref.5].

が得られるのか解説して行きたい。光吸収の終状態で作られる 2p 内殻正孔は軌道角運動量 $l=1$ 、スピン角運動量 $s=1/2$ を持つから、スピン軌道相互作用が十分大きい場合には合成角運動量 $j=3/2, 1/2$ で固有状態が記述できる。いま、2p 内殻ホールの波動関数を $|j, m_j\rangle$ ($j=3/2, 1/2; m_j=3/2, 1/2, -1/2, -3/2$) と表わすと波動関数は軌道関数 ϕ_{nlm} とスピン波動関数 $\sigma=\alpha$ (アップスピン), β (ダウンスピン) を用いて次のように表わせる。

$$2p_{3/2} \begin{cases} |3/2, 3/2\rangle = \phi_{n11}\alpha \\ |3/2, 1/2\rangle = \sqrt{2/3} \cdot \phi_{n10}\alpha + \sqrt{1/3} \cdot \phi_{n11}\beta \\ |3/2, -1/2\rangle = \sqrt{1/3} \cdot \phi_{n1-1}\alpha + \sqrt{2/3} \cdot \phi_{n10}\beta \\ |3/2, -3/2\rangle = \phi_{n1-1}\beta \end{cases} \quad (1)$$

$$2p_{1/2} \begin{cases} |1/2, 1/2\rangle = \sqrt{1/3} \cdot \phi_{n10}\alpha - \sqrt{2/3} \cdot \phi_{n11}\beta \\ |1/2, -1/2\rangle = \sqrt{2/3} \cdot \phi_{n1-1}\alpha - \sqrt{1/3} \cdot \phi_{n10}\beta \end{cases}$$

ここで軌道関数は動径波動関数 $R_{nl}(r)$ と球面調和関数 $Y_{lm}(\theta, \phi)$ の積 $\phi_{nlm} = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \phi)$ になる。また吸収係数はフェルミの黄金律によりエネルギー保存則が成り立つ中、遷移行列要素に比例する。

$$\mu \propto |\langle \phi_{n'l'm'} \sigma' | \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} | \phi_{nlm} \sigma \rangle|^2 \delta(E_{n'l'm'} - E_{nlm} - h\nu) \quad (2)$$

ここで \mathbf{A} はベクトルポテンシャル、 \mathbf{p} は運動量演算子であり $\mathbf{A} \cdot \mathbf{p}$ は光と物質中の荷電粒子との相互作用を表す。本記事で対象となる軟 X 線放射光の波長は 10–40 Å であり、ボーア半径で特徴づけられる電子の広がり (数 Å) に比べ長い電気双極子近似が成り立つと考えて差し支えない。従って、単位ベクトル $\boldsymbol{\varepsilon} = (\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z)$ と電気双極子モーメント $-\mathbf{er} = -e(x, y, z)$ を導入すると、

$$\mu \propto |\langle \phi_{n'l'm'} \sigma' | \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{r} | \phi_{nlm} \sigma \rangle|^2 \delta(E_{n'l'm'} - E_{nlm} - h\nu) \quad (3)$$

が成り立つと考えて差し支えない。いま

$$\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{r} = \sqrt{4\pi/3} \sum_{\eta=-1}^1 \varepsilon_{\eta} Y_{1\eta} \quad (4)$$

と電気双極子演算子が球面調和関数を用いて表せるため、遷移行列要素は 3 つの球面調和関数の積の積分となる。これはガウント係数と呼ばれ

$$c^1(l'm', lm) = \sqrt{4\pi/3} \langle l'm' | 1\eta | lm \rangle \quad (5)$$

と記述される。ガウント係数の重要な性質として、 $\Delta l = l' - l = \pm 1$ かつ $\Delta m = m' - m = \eta (= 0, \pm 1)$ の場合のみゼロでない値を持つ。まさにこれが電気双極子遷移の選択則と言われるものであり、p ($l=1$) 内殻から励起された電子は s ($l=0$) および d ($l=2$) 状態へ遷移する⁷⁾。特に円偏光励起の場合は $\eta = \pm 1$ に相当することから、円偏光

の極性と試料の磁化の向きとの相対関係によって $\Delta m = +1$ あるいは $\Delta m = -1$ と条件を制限することが出来る。

これらをふまえて、まずは比較的簡単な $p \rightarrow s$ 遷移 ($\Delta l = -1$) から考える。いま、 $\Delta m = +1$ の条件を満たす励起を考える。遷移確率は式(3)にある遷移行列要素の2乗となっており、式(1)の p 正孔の波動関数と合わせて考えると、 $p_{3/2}$ では $m_j = -3/2$ の内殻電子 (ダウンスピン) が励起される確率に対して、 $m_j = -1/2$ のアップスピン電子が励起される確率はその $1/3$ となる。終状態が $s(m=0)$ の場合、 $m_j = -1/2$ 状態からダウンスピンホールは励起されない事に注意したい。また同様な理由で $m_j = +1/2, +3/2$ の内殻ホール励起は起こらない。 $p_{1/2}$ の場合は、 $m_j = -1/2$ からアップスピン電子のみが励起され、 $m_j = -3/2$ の内殻電子 (ダウンスピン) が励起される確率に対して $2/3$ となる。一方、 $\Delta m = -1$ の場合は $\Delta m = +1$ のアップスピンとダウンスピンをちょうど入れ替えた遷移確率となる。

いま s 軌道にダウンスピンの電子が1個占有されているモデルを考える (Fig. 3(a))。すなわち終状態にはアップスピン電子が入るための空きがあるだけの状態を考える。 $\Delta m = +1$ の場合 ($\Delta m = -1$ の場合)、 $p_{3/2} \rightarrow s$ の遷移確率比は $1/3(1)$ となり、 $p_{1/2} \rightarrow s$ の場合は $2/3(0)$ となる。 $\Delta m = -1$ のスペクトルから $\Delta m = +1$ のスペクトルを差し引いた量で XMCD を定義しその特徴を挙げる。いま、アップスピンおよびダウンスピン電子が光励起された場合の吸収係数をそれぞれ $\mu_{\pm\uparrow}, \mu_{\pm\downarrow}$ と表わすと XMCD は

$$\Delta\mu = (\mu_{-\uparrow} + \mu_{-\downarrow}) - (\mu_{+\uparrow} + \mu_{+\downarrow}) \quad (6)$$

と表せる。ここで下付きの \pm は $\Delta m = \pm 1$ 、すなわち入射光円偏光のスピンの (極性) と試料磁化の向きが平行の場合と反平行の場合の吸収係数に対応する。この定義に従って XMCD を遷移確率比だけで見積ると、 $j=3/2$ 領域では $+2/3, j=1/2$ 領域では $-2/3$ となる。すなわち L_3 ($p_{3/2} \rightarrow$

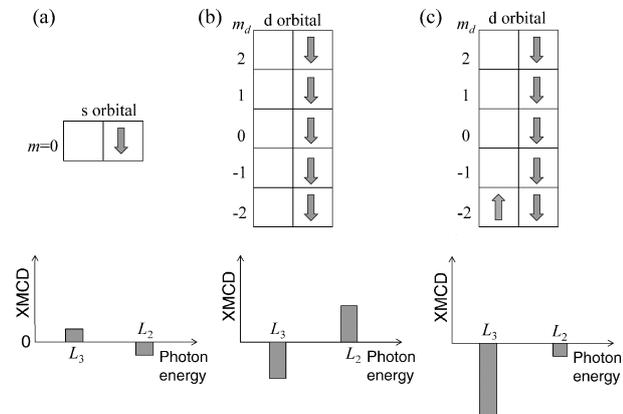


Fig. 3 Initial state electron configurations of (a) s^1 , (b) d^5 and (c) d^6 and corresponding XMCD histogram.

s) 吸収端、 L_2 ($p_{1/2} \rightarrow s$) 吸収端における XMCD 強度はそれぞれ正、負となり全エネルギー領域で積分するとゼロになる (Fig. 3(a) 参照)。このことは後述するように吸収の終状態にスピン磁気モーメントはあるが、軌道磁気モーメントが無い状況と対応する。

次に $p \rightarrow d$ 遷移 ($\Delta l = +1$) について考えていこう。Fig. 4 に遷移確率の m_d および s_d 依存性を示した。これは、式(1)で示した p 正孔の波動関数と Table 1 に示しているガウト係数を合わせると簡単に導出できる。Fig. 4 の特徴をまとめると次のようになる。

- 1) $p_{3/2}$ 吸収端では、 $\Delta m = +1$ の場合、アップスピン電子の励起が起こりやすく、 $\Delta m = -1$ では反対にダウンスピン電子がより高い確率で励起される。
- 2) $p_{1/2}$ 吸収端では、 $\Delta m = +1$ の場合、ダウンスピン電子の励起が起こりやすく、 $\Delta m = -1$ では反対にアップスピン電子がより高い確率で励起される。
- 3) $p_{3/2}, p_{1/2}$ の両吸収端で、 $\Delta m = +1$ の場合 $m_d = 2, 1, 0$ の順番に遷移確率が大きく $m_d = -1, -2$ への励起は起こらない。反対に $\Delta m = -1$ では $m_d = -2, -1, 0$ の順番に遷移確率が大きく、 $m_d = 1, 2$ への励起は起こらない。

まずは、Fig. 3(b) に示すようにフント則に従って d 軌道に半分ダウンスピン電子が占有された状態を考える

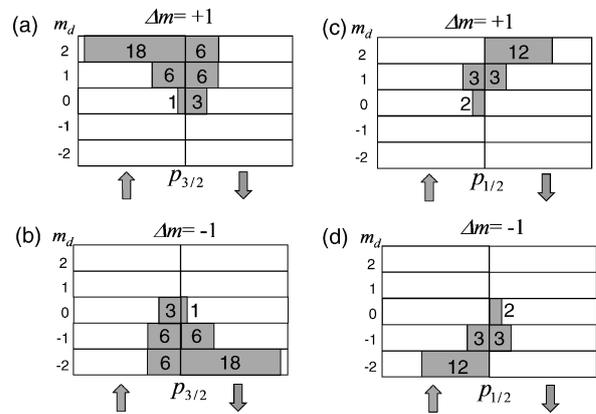


Fig. 4 (a)-(d) Relative $p_{3/2}, p_{1/2} \rightarrow d$ transition probabilities when excited with circularly polarized light ($\Delta m = \pm 1$).

Table 1 Gaunt coefficients (Taken from Ref. 7).

l	l'	m	m'	$c^l(l', m, lm)$
p	s	± 1	0	$-1/\sqrt{3}$
p	d	± 1	± 2	$-\sqrt{6}/\sqrt{15}$
		0	± 1	$-\sqrt{3}/\sqrt{15}$
		± 1	0	$-1/\sqrt{15}$

(Mn^{2+} の高スピン電子配置に相当する)。この場合、終状態がs状態である上記の場合と同様に、スピン磁気モーメントだけが存在する。ここで終状態であるダウンスピンのd状態はすべて占有されているため、パウリの排他律に従ってダウンスピン電子の遷移は出来ない。**Fig. 4**に示す遷移確率を考慮すると L_3 領域において $\Delta\mu = 15 - 25 = -10$ となり、 L_2 領域では反対に $\Delta\mu = 15 - 5 = +10$ になることがわかる。ここでもやはり、スピン磁気モーメントだけが存在する場合には、XMCDスペクトルを入射光のエネルギーで積分したものがゼロになっていることがわかる。また、この $p \rightarrow d$ 遷移($\Delta l = +1$)の場合は、 $p \rightarrow s$ 遷移($\Delta l = -1$)と比較すると、お互いの磁気モーメントの方向は同じであるにも関わらずXMCDの符号が L_3 領域と L_2 領域で逆転しているところは興味深く後ほど重要になってくる。

次に、**Fig. 3(c)**に示すようにアップスピンの電子が $m_d = -2$ の状態の一つ多く占有した場合を考えよう(Fe^{2+} の高スピン電子配置に相当する)。いま g 因子を2とすれば、スピン磁気モーメント $m_{\text{spin}} = 2\mu_B$ 、軌道磁気モーメント $m_{\text{orb}} = 2\mu_B$ となる。**Fig. 4**に示す遷移確率を考慮すると L_3 領域において $\Delta\mu = 9 - 25 = -18$ となり、 L_2 領域では反対に $\Delta\mu = 3 - 5 = -2$ と見積られる。 Mn^{2+} と Fe^{2+} の電子配置を比べると、 Fe^{2+} で電子が1個増加しただけにすぎないが、大きな軌道磁気モーメントが現れたことを反映して、 L_3, L_2 領域の両方でXMCDシグナルが負になることがわかる。ここでも分かるように、XMCDシグナルを光のエネルギー軸に沿って積分した値が軌道磁気モーメントの値と関係している。アルカリ金属中に不純物として入ったFeイオンのXMCDスペクトルがやはり**Fig. 3(c)**の L_3 と L_2 領域の両方で負になっている特徴が実際に実験で示されている⁸⁾。ただし、このような Fe^{2+} 電子配置は一般には固体中ではなかなか実現できない。なぜなら、結晶中では磁性元素の周りに配位する他の元素との混成効果が強いのと、磁性金属に至っては電子結晶中を遍歴しており原子核の周りを電子が周回している描像はもはや成り立たなくなり、軌道磁気モーメントは孤立イオンに比べかなり減少するからである⁹⁾。そのような観点から電子配置を書き直すと**Fig. 5**のようになると考えて差し支えない。これは厳密性には欠けるものの、磁気量子数 m_d の異なる球面調和関数の一次結合で固有状態が記述できることに対応している。**Fig. 5**は結晶場中の磁性イオンのd状態や、バンドd状態の様子を表していると考えて差し支えない。**Fig. 5(a)**はスピン磁気モーメントのみ存在する場合で、上述の Mn^{2+} の場合と同様、 L_3 領域のXMCDシグナルは負となり、 L_2 領域では反対に正になりそれぞれの強度比は $-1:1$ となることが容易に理解できるであろう(**Fig. 5(a)**の右側)。一方、スピン磁気モーメントと軌道磁気モーメントの両方が存在する**Fig. 5(b)**の場合には、上向きスピンの m_d が正から負にいくに従って、正孔の数(空準位の面

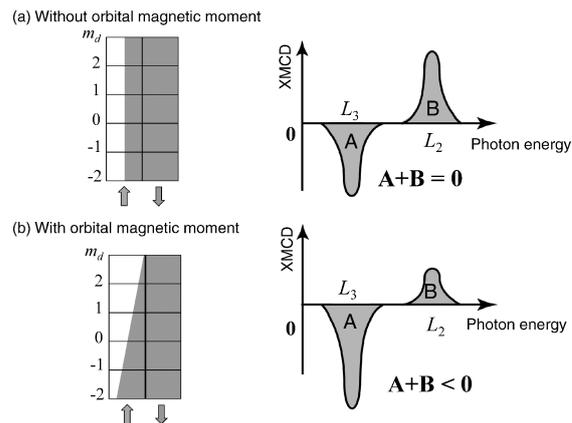


Fig. 5 Electron occupation in d state (left) and corresponding XMCD spectrum (right) (a) without and (b) with orbital magnetic moment.

積)が次第に小さくなるため、 L_3 領域では $\Delta m = +1$ の遷移がスピン磁気モーメントだけが存在する**Fig. 5(a)**の場合に比べてより起りやすくなるのに対し、 L_2 領域では $\Delta m = -1$ の遷移がより起りにくくなる。したがって、 L_3 領域のXMCDスペクトルは負でその絶対値がより大きくなるのに対し、 L_2 領域のそれは減少する(**Fig. 5(b)**の右側)。この場合は、XMCDスペクトルを入射光のエネルギーで積分したものは負の値を持つことがわかる。

上述のように、軌道磁気モーメントがXMCDのエネルギー積分値に関連していることが分かった。実際に、有効スピン磁気モーメントや軌道磁気モーメントがXMCDから定量評価ができることがTholeとCarraによって提唱された。ここでいう有効スピン磁気モーメントとは、本来のスピン磁気モーメントと磁気双極子モーメントを足し合わせたものを指す。ただしこの解説記事では、磁気双極子モーメントの寄与は小さいとして話をすすめていく。これは「磁気光学総和則 (magneto optical sum rule)」と呼ばれ、広く利用されているので簡単に紹介したい^{10,11)}。磁気モーメントの定量評価の為に、これらの吸収係数を用いて以下の3つの積分量 p, q, r を定義しよう。

$$\begin{aligned}
 p &= \int_{L_3} (\mu^- - \mu^+) dE \\
 q &= \int_{L_3+L_2} (\mu^- - \mu^+) dE \\
 r &= \int_{L_3+L_2} (\mu^- + \mu^+ - b.g.) dE
 \end{aligned} \quad (7)$$

ここで p はXMCDスペクトルを L_3 吸収領域についてエネルギーの関数として積分した量、 q はXMCDスペクトルを吸収スペクトル全体(L_3+L_2)のエネルギー領域で積分した量を表す。一方、 r は $\mu^- + \mu^+$ からバックグラウンド($b.g.$)を差し引いたスペクトルを全体のエネルギー

Table 2 Spin and orbital magnetic moments of Fe₄N and Fe deduced by experimental and theoretical analyses. (Taken from Ref. 5)

Samples	Magnetic moments [μ_B per Fe atom]			Method	Reference
	m_{orb}	m_{spin}	m_{total}		
Fe ₄ N/LAO	0.10 ± 0.01	2.34 ± 0.11	2.44 ± 0.12	XMCD	Ref. 5
Fe ₄ N/MgO	0.12 ± 0.01	2.35 ± 0.12	2.47 ± 0.13	XMCD	Ref. 5
Fe ₄ N	0.068	2.52	2.59	Theory	Ref. 12
Fe ₄ N	0.040	1.97	2.01	Theory	Ref. 13
Fe	0.086	1.98	2.07	XMCD	Ref. 14
Fe	0.046	2.16	2.21	Theory	Ref. 13

領域で積分した量である。これはちょうど 3d 軌道への内殻吸収強度を選択的に取り出していることに相当する。これらの 3 つの積分値を求めてから、次の様にスピンの磁気モーメント (m_{spin}) と軌道磁気モーメント (m_{orb}) を定量的に以下の示す式を用いて評価することが出来る。

$$m_{spin} = -\frac{6p-4q}{r}(10-n_{3d})$$

$$m_{orb} = -\frac{4q}{3r}(10-n_{3d}) \quad (8)$$

ここで n_{3d} は 3d 電子数 ($10-n_{3d}$ がホール数に相当) を表す。

次に、Fe₄N 薄膜の Fe L_{23} 吸収スペクトルと XMCD の実験結果に磁気総和則を適用した例を紹介する。Table 2 に解析で得られた軌道磁気モーメント、スピン磁気モーメントを載せている。ここでは Fe の磁気モーメントも比較のため入れている。Fe₄N は単位格子中に非等価な Fe サイトが存在するが、本手法で得られる情報はそれらの平均値である。まず Table 2 を見てわかることとして、Fe₄N 薄膜における 1 原子あたりの Fe の平均スピン磁気モーメントが約 $2.35\mu_B$ と Fe のそれ (約 $2\mu_B$) を上回っていることがわかる。Fe₄N の非等価な Fe サイトの中でも角に位置する Fe I サイトは窒素原子からの距離が長く、周辺の原子との混成が弱く局在している。一方、面心に位置する Fe IIA, IIB サイトは窒素との混成が比較的強い。第一原理計算結果を参照すると、Fe IIA, IIB サイトの 3d スピン磁気モーメントは Fe のそれとそれほど変わらないが、Fe I サイトの 3d 電子については大きく交換分裂を起こし、原子あたり約 $3\mu_B$ もの大きなスピン磁気モーメントを示す。このことから、平均の磁気モーメントは Fe の値を上回るものと考えられる。

3. 希薄磁性トポロジカル絶縁体の XMCD

3.1 トポロジカル絶縁体, その歴史

トポロジカル絶縁体とは何かを説明するとき「結晶内部は絶縁体的だが表面は金属的」という表現がよく使われている。これは確かに間違いでは無いが、結果的にそうになっているという話であって本質的ではない。本質的なところは、やはり結晶構造や構成する元素がそのトポロジーを決めており、「端」に相当する「表面」が金属的かそうでないかは、結局結晶そのものが決める話であって、表面の詳細に依存しないのが特徴である。このことは専門用語で「バルクエッジ対応」と呼ばれる。

トポロジカル絶縁体の歴史を簡単に説明する。最初にペンシルベニア大の Kane らが炭素一層の物質であるグラフェンをモデルに少しスピン軌道相互作用を導入するとエネルギーギャップが開きトポロジカル絶縁体と言われる相が現れること理論的に示した^{15,16})。またその結果、端に金属的な状態が現れ「量子スピンホール」の可能性を指摘した。ここではスピン軌道相互作用がキーポイントになるわけだが、炭素のように軽い元素の場合、スピン軌道相互作用は小さいと考えられ、エネルギーギャップの大きさは非常に小さいことが予想される。そのため実験的にはグラフェンを用いて「量子スピンホール相」を実現するのは実際には困難である。

Kane の理論的な報告から間もなく、実験的に「量子スピンホール効果」が実現できる可能性が指摘された。Bernevig らは CdTe/HgTe の超格子構造を用いて「量子スピンホール相」が実現できるはずであると指摘した¹⁷)。それから間もなく、ビュルツブルグ大学の Molenkamp らが実験で示した¹⁸)。これらは二次元トポロジカル絶縁体と呼ばれる。

そもそもトポロジカル絶縁体という言葉が使われ始めたのは 2005 年くらいからであるが、トポロジーで物質を分類するという概念はもっと以前からあった。量子ホール効果は物性物理学の歴史の中でも超伝導と同じくらいの世紀の大発見であると言われ、von Klitzing らにより 1980 年に発見された¹⁹)。磁場中を電子などの荷電粒子が動くと、ローレンツ力により荷電粒子の動きが曲げられる。これはホール効果と呼ばれ、電流にも磁場にも垂直な方向に発生する電圧をホール電圧と呼び、固体内部の電荷密度などを知ることができる。量子ホール効果はその言葉通り、 $\sigma_{xy} = N \cdot e^2/h$ (N は整数) とあわせるように横伝導度が量子化されることを指す。電子は磁場中ではサイクロトロン運動をするが、試料の端では電子が壁にぶつかりながら境界に沿って進むスキッピング運動をする (Fig. 6 左)。しかしながら、量子ホール効果は、極低温、強磁場という 2 つの環境がそろってはじめて実現するため、基礎研究の域を出ることはなく、実用化にはほど遠いものと考えられてた。

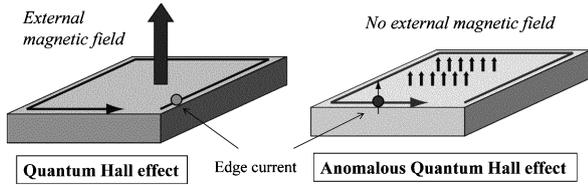


Fig. 6 Schematics of quantum Hall effect (left) and anomalous quantum Hall effect (right).

実は、この量子ホール効果がトポロジを用いて理解されることがその後の研究で分かったのである。辞書で調べると「トポロジー」＝「位相幾何学」と記されており、連続変形で変わらないものを指す。例えば、子供がねんど工作でコーヒークップを作っているとしよう。だんだんお腹がすいてきて、気が変わってドーナツに変形したとしても「穴」が一つ空いたままでもトポロジーとしては変化していないことになる。ところが、もう完全に穴をつぶしてねんどを丸めてボールにしてしまった瞬間、トポロジーが変わったということになる。これは実空間でのトポロジーの話であるが、これを任意のパラメータを軸とした空間に拡張することができる。例えば、物質の電子状態のトポロジーは電子の波数（運動量）空間において記述される。

3.2 異常量子ホール効果の発見

異常ホール効果とは、物質が磁性体の場合に見られる現象である。磁性体の磁化が外部磁場の代わりになることで無磁場でもホール効果が発生する現象を指す。さらに異常ホール効果によって生じる横抵抗が量子化されることを異常量子ホール効果と呼ぶ (Fig. 6 右)。トポジカル絶縁体に磁性元素をドーピングさせることにより時間反転対称性が破れ、ディラックコーン型の表面状態のディラック点にエネルギーギャップが生じる。これにより、スピントルクの発生、異常量子ホール効果などさまざまな新奇トポジカル物性が予言されてきた。ごく最近、Cr や V をドーピングしたトポジカル絶縁体 $M_x(\text{Sb}_y\text{Bi}_{1-y})_{2-x}\text{Te}_3$ ($M = \text{V}, \text{Cr}$) が強磁性を示し、そのホール伝導度が量子化する現象が観測され世界的に大きな注目を集めている^{20,21)}。

一方、これらの希薄磁性トポジカル絶縁体の強磁性転移温度は最高でも30 K 程度と室温に比べて随分と低く、本来期待されている室温での新奇量子物性の実現のためには、室温以上で強磁性となる磁性トポジカル絶縁体の物質設計が必要となる。そのためには詳細にこの系の強磁性発現機構を解明する必要がある。一般に強磁性は、磁性イオン間の直接的な交換相互作用によってスピンの長距離秩序がうまれている。しかし、系に含まれる磁性イオンが微量な場合、磁性イオン間の平均距離が大きく、直接相互作用は非常に小さいはずである。このような希薄強磁性体の長距離秩序のためには、必ず磁性イオン間を媒介する何か「別のもの」が必要となる。ここでは、Cr をドーピングした希

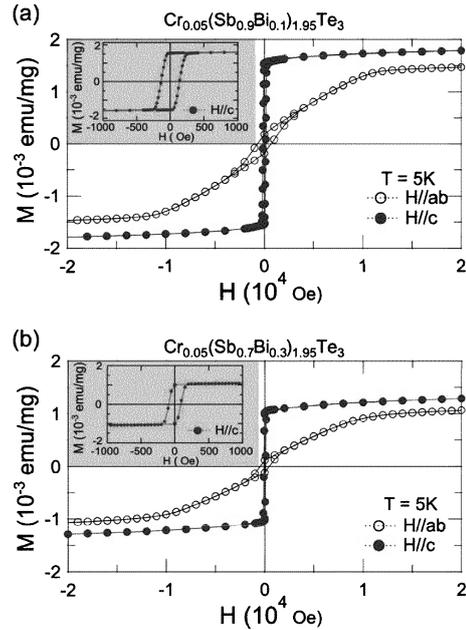


Fig. 7 Magnetization curves of $\text{Cr}_{0.05}(\text{Sb}_{1-y}\text{Bi}_y)_{1.95}\text{Te}_3$ with (a) $y = 0.1$ and (b) $y = 0.3$ measured at 5 K. The magnetic fields are applied perpendicular ($H//c$) and parallel ($H//ab$) to the surface. Insets, magnified view in the vicinity of zero field for $H//c$, showing a clear hysteresis loop [Taken from Ref. 22].

薄磁性トポジカル絶縁体の強磁性発現メカニズムを解明するべく Cr 2p → 3d (L_{23}) 吸収スペクトルおよびその XMCD を通して、Cr 3d 電子の局所的な電子構造の知見を得ることを目的とした。また Sb 3d → 5p (M_{45}) や Te 3d → 5p (M_{45}) のような非磁性元素吸収端においても XMCD シグナルを観測することによって、非磁性元素の 5p 電子と局所的な 3d 電子との相互作用が強磁性発現メカニズムにどのように関わっているかどうかなを見極めることも見据えて実験を行っている²²⁾。

3.3 Cr L_{23} スペクトルと XMCD

Fig. 7 には試料温度 5 K で測定した $\text{Cr}_x(\text{Sb}_{1-y}\text{Bi}_y)_{2-x}\text{Te}_3$ ($x = 0.05, y = 0.1, 0.3$) の磁化の外部磁場依存性を示している。外部磁場は試料面に垂直な方向と平行な方向にかけている。Fig. 7 を見ると、試料面に垂直な外部磁場の場合、どちらの試料に対しても小さな磁場で磁化が飽和しているのに対し、面内の場合には、大きな磁場をかけても磁化が飽和していないのがわかる。この結果は、これらの試料の容易磁化軸が面に垂直であることを意味する。このことは異常量子ホール効果の発現に大変重要な性質なのである。表面ディラックコーンのディラック点にエネルギーギャップを空けるためには、このような垂直磁気異方性が必要不可欠である。

次に、 $\text{Cr}_x(\text{Sb}_{1-y}\text{Bi}_y)_{2-x}\text{Te}_3$ ($x = 0.05, y = 0.1, T_c \sim 15 \text{ K}$) の Cr 2p 内殻吸収スペクトルを Fig. 8 (a) 示す。ここでは外部磁場は 0.1 テスラ、温度は 5 K で測定をしている。入射

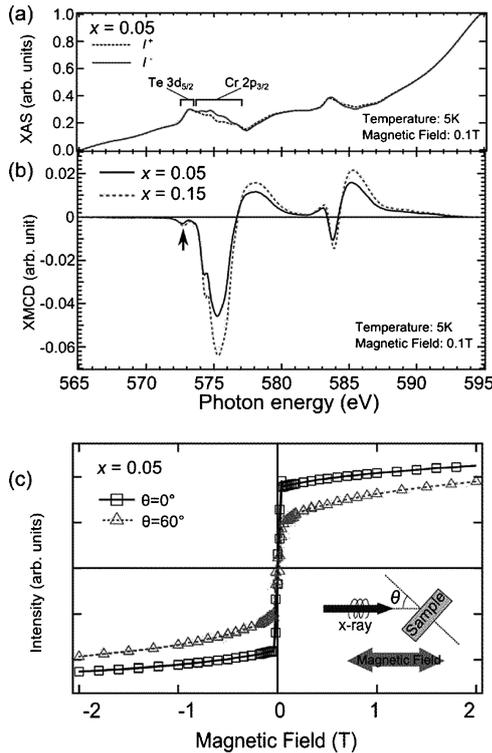


Fig. 8 (a) Normalized XAS spectra of $\text{Cr}_{0.05}(\text{Sb}_{0.9}\text{Bi}_{0.1})_{1.95}\text{Te}_3$ at the $\text{Cr } L_{23}$ edges in a magnetic field of 0.1 T measured by circularly polarized soft X-ray at the 5 K. (b) XMCD spectra of $\text{Cr}_x(\text{Sb}_{0.9}\text{Bi}_{0.1})_{2-x}\text{Te}_3$ ($x=0.05$ and 0.15) at the $\text{Cr } L_{23}$ edges, obtained by taking the difference of the normalized XAS spectra. (c) Perpendicular magnetic anisotropy of $\text{Cr}_{0.05}(\text{Sb}_{0.9}\text{Bi}_{0.1})_{1.95}\text{Te}_3$ revealed by angle-dependent M-H measurement [Reproduced from Ref. 22].

光エネルギー ($h\nu$) が 575 eV および 585 eV をおおよそのエネルギー重心として、2つの領域に分かれる。これらがそれぞれ $L_3(2p_{3/2})$ と $L_2(2p_{1/2})$ 内殻吸収に相当する。

Fig. 8(b) には2つの試料 $\text{Cr}_x(\text{Sb}_{0.9}\text{Bi}_{0.1})_{2-x}\text{Te}_3$ ($x=0.05, 0.15$) の XMCD スペクトルを示している。基本的には L_3 吸収端で負、 L_2 領域で正となっている。しかしながらその XMCD はやや複雑で、 L_3 と L_2 領域の間で正となり、 L_2 吸収端で負のシャープな構造が観測される。実は、Cr のような比較的原子番号の小さな元素ではより原子番号の大きな元素 (Fe, Co, Ni, Cu) と比較して内殻ホールのスピン軌道相互作用が比較的小さく、 j が良い量子数ではなくなり、 $2p_{3/2}$ と $2p_{1/2}$ の間に状態間の混成が生じ、特に L_3 と L_2 吸収端の中間エネルギーにも XMCD が現れる。実際に **Fig. 2** に示す Fe L_{23} 吸収端に比べ XMCD がかなり複雑になっていることがわかる。この XMCD は $\text{Cr}^{3+}(\text{d}^3)$ を始状態とした内殻吸収の終状態多重項 $2p^53d^4$ でおおよそその特徴が説明できることがわかっている²³⁾。またこのことから、この試料では Cr の価数がほぼ 3+ となっていることも言える。

Fig. 8(c) は入射する放射光の角度を変えて測定した Cr

L_3 XMCD (575.3 eV) 強度を外部磁場の関数としてプロットしたものである。吸収端での XMCD 強度は丁度 Cr 3d のスピン磁気モーメントの大きさに比例すると考えて良く、元素選択的な磁化-磁場曲線 (MH 曲線) と見なしして良い。角度 θ は結晶表面の垂線に対する極角に相当し、 $\theta=0^\circ$ が結晶表面に垂直に入射した場合、 $\theta=60^\circ$ が結晶表面を傾けた場合に相当する。これから分かるように、 $\theta=0^\circ$ の方が小さな磁場で磁化が飽和し、 60° では 2 テスラでもまだ飽和していない。このことは **Fig. 6** で示した磁化の磁場依存性に対応し、試料の垂直磁気異方性を再確認するものである。

さてここからが本題である。**Fig. 8(a)** の矢印で示しているように Cr L_{23} 吸収端の低エネルギー側に負の XMCD シグナルが観測されている。一見、これも Cr L_{23} 吸収端における XMCD シグナルの多重項構造の一つと思われるが実はそうではない。このエネルギー領域には、不幸というべきか丁度 Te M_{45} 吸収端が重なってしまっている。最初、内殻吸収における XMCD は元素選択的という表現を使ったものの、このように吸収端のエネルギーが重なってしまっているのは元素選択性が弱まってしまっているのである。それに関わらず議論を続けると、Cr L_{23} 吸収端の低エネルギー側に現れる負の XMCD シグナルは Te $3d_{5/2} \rightarrow 5p(M_5)$ 吸収端のしきい値に現れており、またこのような負のシグナルは他にも例をみないのと、 Cr^{2+} や Cr^{3+} を仮定した多重項としてはまったく現れないことから、Te M_5 吸収端の XMCD シグナルを観測していることになるのである。また Cr L_3 吸収端で負、Te M_5 吸収端で負となっていることから考えるとお互いの XMCD シグナルは「同符号」ということになる。このことは紛れもなく Te 5p ホールがスピン偏極し磁気モーメントが誘起されていることを意味する。

3.4 Sb M_{45} 吸収スペクトルと XMCD

今度は Sb サイトに着目する。**Fig. 9(a)** には $\text{Cr}_{0.15}(\text{Sb}_{0.9}\text{Bi}_{0.1})_{1.85}\text{Te}_3$ ($x=0.15, y=0.1$) の Sb $3d \rightarrow 5p$ (M_{45}) 吸収スペクトルを示している。円偏光放射光の極性が変わると、わずかではあるが、 M_5 と M_4 に差が現れているのがわかる。この差分すなわち XMCD スペクトルを **Fig. 9(b)** に示す。 M_5 吸収端で正に、 M_4 吸収端で負のシグナルとなっている。これをより Cr 濃度の小さい $\text{Cr}_{0.05}(\text{Sb}_{0.7}\text{Bi}_{0.3})_{1.95}\text{Te}_3$ の XMCD スペクトルを重ねて示しているがほぼ同じスペクトル形状をしていることがわかる。一方、Cr の入っていない試料 $(\text{Sb}_{0.5}\text{Bi}_{0.5})_2\text{Te}_3$ では Sb M_{45} 吸収端に XMCD は現れない。また詳細は示さないが、XMCD スペクトルを積分するとほぼゼロとなり、軌道磁気モーメントの寄与は無視できる。さて、Cr L_3 吸収端と Sb M_5 吸収端の XMCD 強度を外部磁場の関数としてプロットしたのが **Fig. 9(c)** である。Cr L_3 吸収端と Sb M_5 吸収端ではほぼ同じ磁場依存性を示しているものの、丁度符号が逆になっ

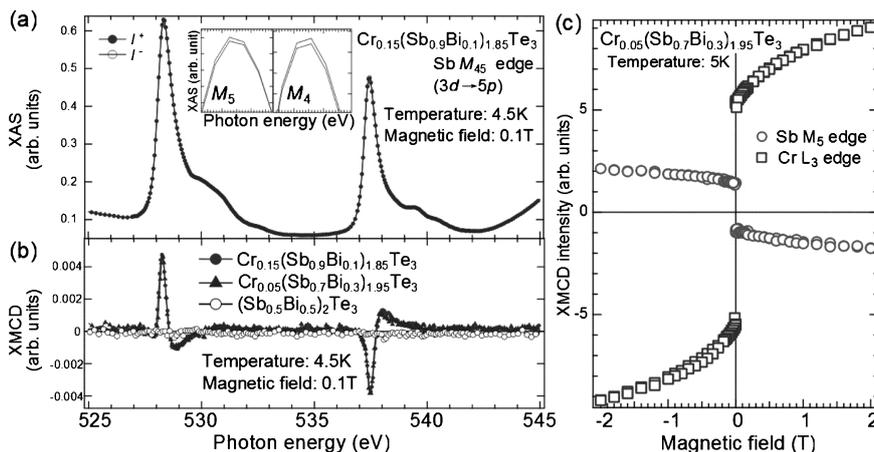


Fig. 9 (a) Core absorption spectra of $\text{Cr}_{0.15}(\text{Sb}_{0.9}\text{Bi}_{0.1})_{1.85}\text{Te}_3$ at the Sb M_{45} edges in a magnetic field of 0.1 T measured at 5 K; (b) XMCD spectra of $\text{Cr}_{0.15}(\text{Sb}_{0.9}\text{Bi}_{0.1})_{1.85}\text{Te}_3$ at Sb M_{45} edges, which is obtained by taking the difference of XAS spectra, compared with $\text{Cr}_{0.05}(\text{Sb}_{0.7}\text{Bi}_{0.3})_{1.95}\text{Te}_3$ and a Cr-free sample $(\text{Sb}_{0.5}\text{Bi}_{0.5})_2\text{Te}_3$. The amplitude of XMCD intensity for $\text{Cr}_{0.05}(\text{Sb}_{0.7}\text{Bi}_{0.3})_{1.95}\text{Te}_3$ is normalized to that of $\text{Cr}_{0.15}(\text{Sb}_{0.9}\text{Bi}_{0.1})_{1.85}\text{Te}_3$ at Sb M_5 edge for qualitative comparison; (c) M-H curves taken at Cr L_3 edge (squares, left axis) and Sb M_5 edge (circles, right axis) of $\text{Cr}_{0.05}(\text{Sb}_{0.7}\text{Bi}_{0.3})_{1.95}\text{Te}_3$ at 5 K, respectively [Reproduced from Ref. 22].

ているのが特徴である。これらの特徴をまとめると以下のようになる。

- 1) Cr をドーピングして初めて Sb M_{45} 吸収端に XMCD が出現する。
- 2) Cr L_3 および Sb M_5 吸収端における XMCD 強度の外部磁場依存性では符号が逆転しているがほぼ同一形状をとっている。

これら2つの実験結果から、Sb 5p 電子が Cr 3d-Sb 5p 軌道間混成を通じてスピン磁気モーメントを持っていることがわかる。さらにお互いの吸収端で符号が逆転している。だからと言って、Cr 3d 電子と Sb 5p 電子の磁気モーメントが反平行になっているというのは、はやとちりである。実は XMCD の原理に立ち戻って光学遷移の選択則を考えると、お互いにスピンの平行になっている（あるいは平行成分を持っている）ということになる。以下、それについてやや詳しく述べたい。

3.5 d→p 遷移確率と XMCD

Te や Sb の M_{45} 吸収端の終状態は主に 5p 軌道であるから、XMCD を理解するためには $d \rightarrow p$ 遷移 ($\Delta l = -1$) を考えれば良い。Fig. 10には、 $d \rightarrow p$ 遷移確率の m_p および s_p 依存性を示している。これは Fig. 4 で示した $p \rightarrow d$ 遷移確率を求めたときと同じ要領で比較的容易に導出される。

- 1) $M_5(d_{5/2})$ 吸収端では、 $\Delta m = +1$ の場合、ダウンスピン電子の励起が起りやすく、 $\Delta m = -1$ では反対にアップスピン電子がより高い確率で励起される。

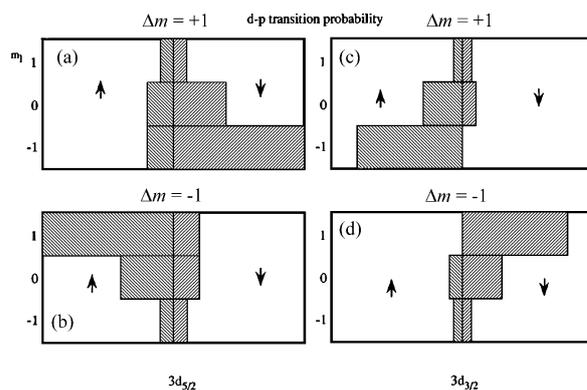


Fig. 10 (a)-(d) Relative $d_{5/2}$, $d_{3/2} \rightarrow p$ transition probabilities when excited with circularly polarized light ($\Delta m = \pm 1$).

- 2) $M_4(d_{3/2})$ 吸収端では、 $\Delta m = +1$ の場合、アップスピン電子の励起が起りやすく、 $\Delta m = -1$ では反対にダウンスピン電子がより高い確率で励起される。
- 3) M_5, M_4 両吸収端で、 $\Delta m = +1$ の場合 $m_d = -1, 0, 1$ の順番に遷移確率が大きく反対に $\Delta m = -1$ では $m_d = 1, 0, -1$ の順番に遷移確率が大きい。

もうお気づきの読者もいると思うが、この $d \rightarrow p$ 遷移 ($\Delta l = -1$) の特徴は、Fig. 4 に示す $p \rightarrow d$ 遷移 ($\Delta l = +1$) の丁度裏返しの関係になっている。

Fig. 10 に示す $d \rightarrow p$ 遷移 ($\Delta l = -1$) をもとに、得られる XMCD スペクトルについて考えていこう。まず、Te や Sb の 5p 電子のスピン磁気モーメントが Cr 3d のそれと平行である場合、Fig. 11(a) に示すように、アップスピン状

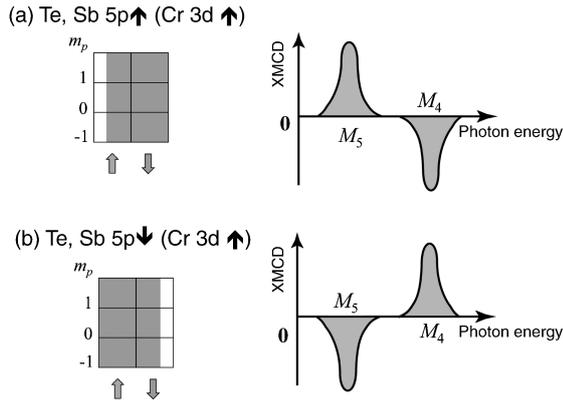


Fig. 11 Electron occupation in 5p state (left) and corresponding XMCD spectrum (right) in case when (a) Te or Sb 5p spin magnetic moments is aligned (a) parallel and (b) antiparallel to that of Cr 3d state.

態に一部空席ができる。なおここでは Te や Sb 5p 電子の軌道磁気モーメントは考慮しない。 $M_5(d_{5/2})$ 吸収端では、上記項目 1) で記述される選択則に従って、 $\Delta m = -1$ の場合の遷移確率が $\Delta m = +1$ よりも上回るため XMCD は正となる。一方 $M_4(d_{3/2})$ 吸収端では、 $\Delta m = +1$ の遷移確率が $\Delta m = -1$ よりも上回り XMCD は負となる (Fig. 11(a) 右)。次に、Te や Sb の 5p 電子のスピン磁気モーメントが Cr 3d のそれと反平行である場合、XMCD は Fig. 11(b) の右に示すように、 $M_5(d_{5/2})$ 吸収端で負、 $M_4(d_{3/2})$ 吸収端で正となる。ここで Cr 3d と Sb や Te 5p の磁気モーメントが互いに平行であっても、Cr $2p \rightarrow 3d$ 遷移 ($\Delta l = +1$) の XMCD と Sb, Te $3d \rightarrow 5p$ 遷移 ($\Delta l = -1$) のそれとは反対符号になっていることに注意したい。

次に実験結果に立ち戻って考察をする。Te M_5 吸収端での XMCD は Cr L_3 吸収端のそれと同じく負になっている。上記の考察から、Cr 3d と Te 5p の磁気モーメントは反平行になっていると言える。一方、Sb M_5 および M_4 吸収端の XMCD はそれぞれ正、負となっており、Cr L_{23} 吸収端と丁度逆の関係になっている。すなわち、Sb 5p と Cr 3d のスピン磁気モーメントは互いに平行になっていると結論される。

3.6 第一原理計算との比較

最後に第一原理計算結果と比較する。Sb₂Te₃ の 5 原子層が一つのユニット組んでいるためここではそれを 1 Quintuple layer (1QL) と数える。ここでは簡略化して 4QL で構成されるモデルを用いて計算している。ここでは上から数えて 2 原子層目にある Sb 層の一つの Sb 原子を Cr 原子で置き換える (Fig. 12(a))。重要な計算結果として一番上にある QL 内で特に Sb や Te 原子層に約 $10^{-2} \mu_B$ オーダーの磁気モーメントが誘起されている (Fig. 12(b))。もう一つ重要なこととして、Cr スピンが Sb と平行で、Te とは反平行になっているこの計算結果は実

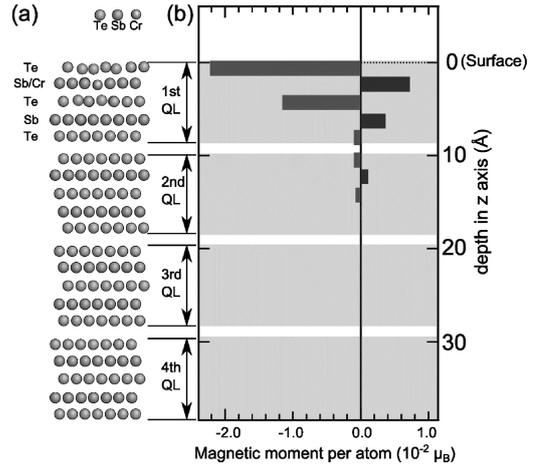


Fig. 12 Calculated magnetic and electronic structures of Cr-doped Sb₂Te₃. (a) Relaxed atomic model of Sb₂Te₃ with one Sb atom replaced by Cr in the second atomic layer; (b) Atomic-layer-resolved magnetic moments induced by Cr in the host lattice of Cr-doped Sb₂Te₃ [Reproduced from Ref. 22].

験結果を支持している。また、Te と Sb 層ごとに互いに反平行のスピンが誘起され、QL 間は弱いファンデルワールス力で結合されているにも関わらず、それが 2 番目の QL まで浸透している。このことは、c 軸に沿った方向の長距離秩序形成に重要な役割をしていると考えられる。

3.7 まとめ

以上をまとめると、異常量子ホール効果が観測された希薄磁性トポロジカル絶縁体の Cr_x(Sb_{1-y}Bi_y)_{2-x}Te₃ について、強磁性の発現機構をしらべるために内殻吸収スペクトルにおける XMCD を観測した。Cr L_{23} 吸収端はもちろんのこと、Te M_5 および Sb M_{45} 吸収端においても微小ながらも明確な XMCD を観測した。それらの XMCD の符号の関係から、Te 5p および Sb 5p 電子のスピン磁気モーメントは Cr 3d のそれに対しそれぞれ反平行、平行にカップルしていることがわかった。このことは第一原理計算でも良く再現されている²²⁾。ここで紹介した結果は、希薄磁性トポロジカル絶縁体 Cr_x(Sb_{1-y}Bi_y)_{2-x}Te₃ における Cr 3d スピン間の長距離秩序において Cr 3d – Te(Sb) 5p の軌道間混成が重要な役割をしていることを直接的に示す。この研究はより高い強磁性転移温度を持ち、室温における異常量子ホール効果の発現に向けた新しい物質設計への指針を与えるものと期待する。

謝辞

本解説でとりあげた研究は、筑波大学大学院数理物質科学研究科の伊藤啓太 博士、末益崇 博士、中国科学院上海微系統研究所 (SIMIT, CAS) の叶 茂 博士、喬 山 博士、および国立研究開発法人日本原子力研究開発機構 (JAEA) の竹田幸治 博士、斎藤祐児 博士らとの共同研

究で大型放射光施設 SPring-8 の JAEA ビームライン BL23SU にてナノテクノロジー・ネットワーク課題 (2010A3877 and 2010B1738) およびナノテクノロジープラットフォーム課題 (2013A3880, 2013B3880) の支援のもと行われた。

参考文献

- 1) D. J. Keavney *et al.*: Phys. Rev. Lett. **91**, 187203 (2003).
- 2) B. G. Ueland *et al.*: Phys. Rev. Lett. **114**, 217001 (2015).
- 3) M. Suzuki *et al.*: Phys. Rev. Lett. **108**, 047201 (2012).
- 4) 橋田孝司, 光物性物理学, 朝倉書店 (1991).
- 5) K. Ito, G. H. Lee, K. Harada, M. Suzuno, T. Suemasu, Y. Takeda, Y. Saitoh, M. Ye, A. Kimura and H. Akinaga: Appl. Phys. Lett. **98**, 102507 (2011).
- 6) S. Kokado, N. Fujima, K. Harigaya, H. Shimizu and A. Sakuma: Phys. Rev. B **73**, 172410 (2006).
- 7) 上村 洸, 菅野 暁, 田辺行人, 配位子場理論とその応用, 裳華房 (1969).
- 8) P. Gambardella *et al.*: Phys. Rev. Lett. **88**, 047202 (2002).
- 9) 局在イオンの良い固有状態であった球面調和関数 Y_{lm} は, 結晶場中ではもはや良い固有状態ではなくなり, 磁気量子数 m の異なる波動関数の一次結合で固有状態が記述される。そのため d 軌道の波動関数は x^2-y^2 などの実関数で記述され, 定在波として存在するため, 軌道角運動量は基本的に消失する。
- 10) B. T. Thole, P. Carra, F. Sette and G. van der Laan: Phys. Rev. Lett. **68**, 1943 (1992).
- 11) P. Carra, B. T. Thole, M. Altarelli and X. Wang: Phys. Rev. Lett. **70**, 694 (1993).
- 12) E. L. P. Blacá *et al.*: Phys. Status Solidi B **246**, 909 (2009).
- 13) M. Alouani *et al.*: Phys. Rev. B **57**, 9502 (1998).
- 14) C. T. Chen *et al.*: Phys. Rev. Lett. **75**, 152 (1995).
- 15) C. L. Kane and E. J. Mele: Phys. Rev. Lett. **95**, 226801 (2005).
- 16) C. L. Kane and E. J. Mele: Phys. Rev. Lett. **95**, 146802 (2005).
- 17) B. A. Bernevig, T. L. Hughes and S. C. Zhang: Science **314**, 1757 (2006).
- 18) M. König *et al.*: Science **318**, 766 (2007).
- 19) K. v. Klitzing, G. Dorda and M. Pepper: Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- 20) C. Z. Chang *et al.*: Science **340**, 167 (2013).
- 21) C. Z. Chang *et al.*: Nature Materials **14**, 473 (2015).
- 22) M. Ye *et al.*: Nat. Commun. **6**, 8913 (2015).
- 23) G. van der Laan and B. T. Thole: Phys. Rev. B **43**, 13401 (1991).

著者紹介



木村昭夫

広島大学大学院理学研究科物理科学専攻教授

E-mail: akiok@hiroshima-u.ac.jp

専門: 表面物理, 磁性物理

【略歴】

1995年大阪大学大学院基礎工学研究科博士後期課程物理系専攻修了, 博士(理学)。東京大学物性研究所軌道放射物性研究施設・助手, 広島大学大学院理学研究科・准教授。放射光やレーザーを用いたトポロジカル絶縁体など機能磁性物質のスピン電子状態の研究に従事。2015年4月より現職。

X-ray magnetic circular dichroism of non-magnetic elements and its application to dilute magnetic topological insulators

Akio KIMURA Graduate School of Science, Hiroshima University, 1-3-1 Kagamiyama, Higashi-hiroshima 739-8526, Japan

Abstract Recently a quantum anomalous Hall effect has been discovered in dilute magnetic topological insulators. It is, in other words, a quantized Hall effect without external magnetic field but it still requires an extremely low temperature. If the Curie temperature sufficiently exceeds room temperature, the same effect would happen at room temperature. In order to see this event at room temperature, we need a guiding principle for its ferromagnetism. However, things would not be so simple because the average distance between spins in magnetic ions are too large to make a direct exchange interaction for its long-range magnetic order. Therefore, something unknown to mediate these spins of the separated magnetic ions is necessary. "Non-magnetic" elements in mother crystals might be good candidate for this. Here, X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) technique has been applied to see tiny magnetic moments of each non-magnetic element in dilute magnetic topological insulators. This article starts with an extended explanation of the principle for the XMCD. In the latter half, our recent works on dilute magnetic topological insulators are shown.