

真性磁性トポロジカル絶縁体： 物質開拓および電子状態と磁化特性

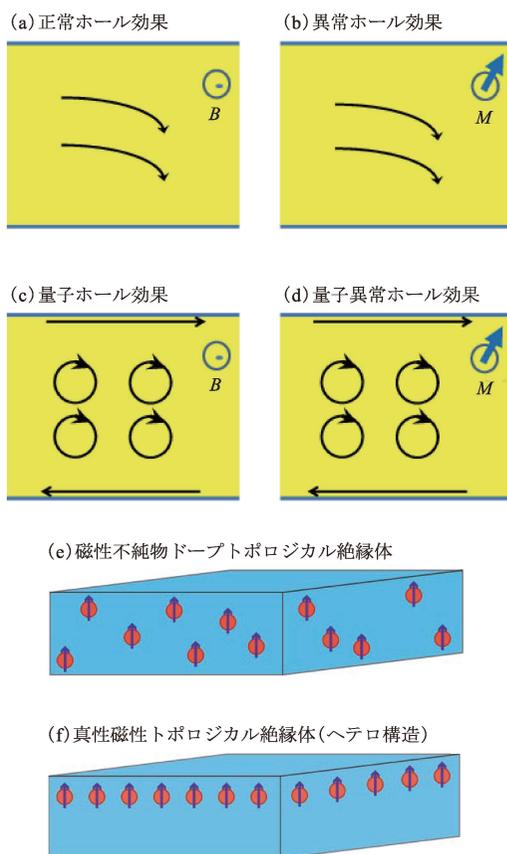
東京科学大学理学院物理学系 平原 徹

§1 はじめに

ホール効果とは、伝導性のある試料に電流を流した状態で電流と垂直な方向に磁場を加えると、電流と磁場いずれにも垂直な方向に電場あるいは起電力が生じる現象であり、1879年にHallによって発見された[第1図(a)]¹⁾。電流の担い手である電子またはホール(正孔)が、磁場によるローレンツ力を受けて軌道が曲がって試料の側面に溜まり、この新たに生じる電場がキャリアに及ぼすクーロン力と、ローレンツ力がつり合って定常状態に達する。生じたホール電圧の磁場依存性は一般には線形になり、その傾きであるホール係数からキャリアが電子かホールか、さらにその密度も求めることができる。ホール測定を行うことは物質の基礎特性を評価するという意味で学術的に重要であるのみならず、磁場の大きさを測定するホール素子などへも応用されている。この後説明する特殊なホール効果と区別するため、この一番オーソドックスなホール効果は正常ホール効果と呼ばれる。

強磁性体では、外部から磁場を印加しなくても物質の持っている磁化が及ぼすローレンツ力でホール効果が生じる。これは異常ホール効果と呼ばれ[第1図(b)]、強磁性体では磁化曲線がヒステリシスを持つことに対応してゼロ磁場でも有限のホール電圧が生じるので、輸送特性を用いて物質の磁化を評価できる強力な実験手法である²⁾。ミクロスコピックな起源としてはKarplus, Luttingerによる内因機構³⁾および不純物によるskew散乱⁴⁾やside jumpなどの外因機構が永らく議論されてきた。近年ではベリー位相の概念による定式

化がなされ、もはや磁化そのものによって異常ホール効果が起きるのではなく、逆格子空間に存在するベリー曲率由来であることが実験理論両面の



第1図

(a)–(d) 正常ホール効果, 異常ホール効果, 量子ホール効果, 量子異常ホール効果の模式図.
(e), (f) 磁性不純物ドープトポロジカル絶縁体および本稿で扱う真性磁性トポロジカル絶縁体(ヘテロ構造)の模式図.

研究から明らかになり⁵⁾, 反強磁性体や非磁性体においても異常ホール効果は観測されている^{6,7)}.

一方, 正常ホール効果が起きている2次元系の試料を冷やして移動度を向上させるとともに, 高磁場を印加した場合を考える. このとき, ローレンツ力によってキャリアは散乱を受けずに円運動を完結できるようになる. 円運動を繰り返すために試料の内部ではキャリアは伝導できなくなり, 試料のエッジ(端)に存在するキャリアだけが端の効果で散乱を受けることで伝導に寄与する. 興味深いことにこのときのホール電圧は磁場に対して連続的に変化するのではなく, 階段状の「プラトー」と呼ばれる一定の値をとる. しかもこのプラトーのホール電圧を電流値で割ったホール抵抗率は $\rho_H = h/e^2 C$ ($C=1, 2, \dots$) と量子化される. 整数 C はチャーン数と呼ばれ, ベリー位相に関係した指数になっており, エッジ状態のチャンネル数に対応することもわかった⁸⁾. これが第1図(c)の量子ホール効果(QHE)であり, ある程度クリーンな物質であれば不純物によらず同じホール抵抗率が観測され, 無散逸で電流が流れている状態である.

では磁性体で量子ホール効果が無磁場で実現する, 量子異常ホール効果[QAHE, 第1図(d)]の実現は難しいのだろうか? この問いに理論的に取り組んだのが2016年にノーベル物理学賞を受賞したHaldaneである. 1988年の論文における理論モデルの詳細は割愛するが, この論文には“While the particular model presented here is unlikely to be directly physically realizable, it indicates that, at least in principle, the QHE can be placed in the wider context of phenomena associated with broken time-reversal invariance, and does not necessarily require external magnetic fields, but could occur as a consequence of magnetic ordering in a quasi-two-dimensional system.”という記述があり, Haldane自身も執筆段階では実験的に実現するのは難しいと考えていたようである⁹⁾. しかしQAHEの必要条件は, (i)バンド構造がトポロジカルに非自明であること, (ii)時間反転対称性が破れていること, の2つであり, (i)に関しては2007年以降にトポロジカル絶縁体(TI)の研究が

爆発的に進展したことにより多くの物質が候補となり得ることがわかった. さらにもう1つ, (iii)(時間反転対称性の破れによって)試料のバンド構造にギャップが生じ, そのギャップ中にフェルミ準位が存在する必要がある. この条件はQHEの場合を考えると当たり前であるが, 多くのTI物質では意図しない欠陥によってキャリアドープが必然的に起こっているので, TIの輸送特性を調べる多くの研究者が苦慮していた点であった.

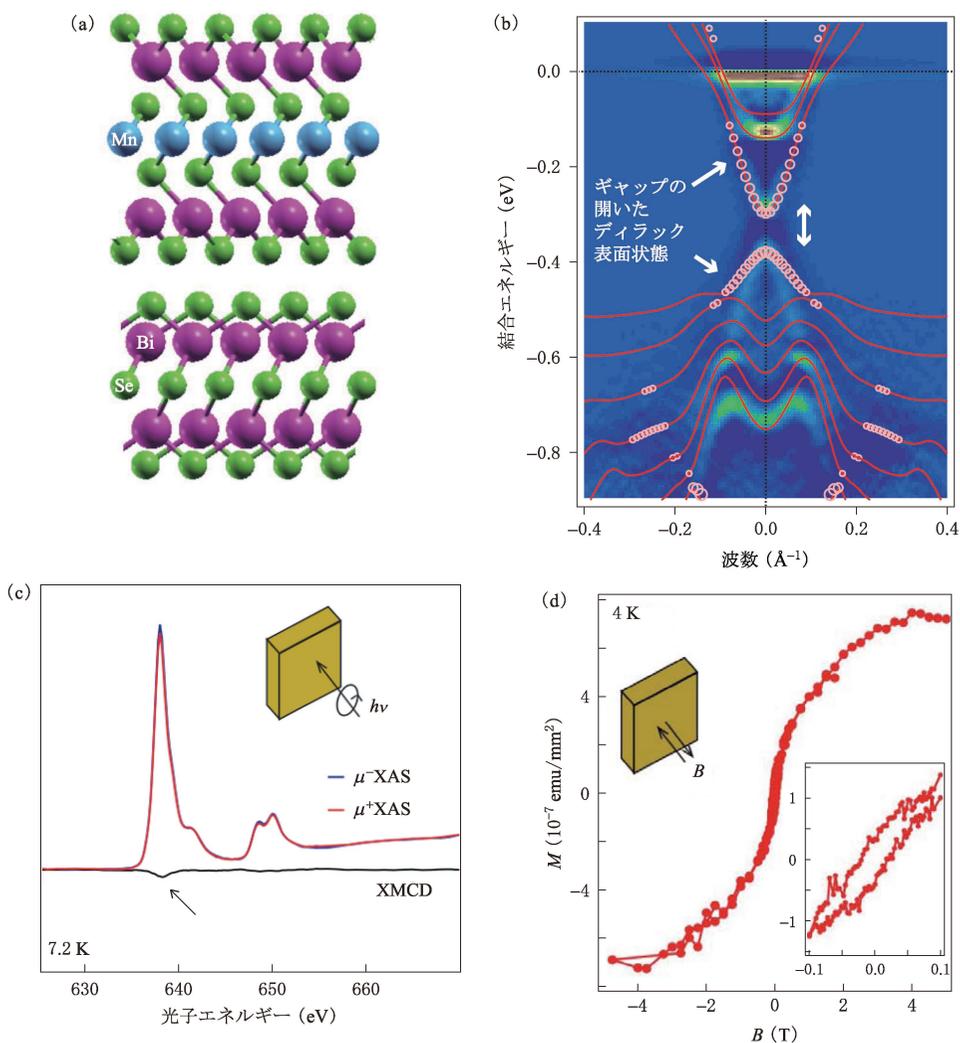
このような紆余曲折を経て, ついに2013年にトポロジカル絶縁体に意図的に磁性不純物をドープした系[第1図(e)]においてQAHEが実験的に実証され¹⁰⁾, その後さまざまなグループによって報告された^{11,12)}. ただQAHEが実現される温度はその物質のキュリー温度よりもはるかに低く, 多くの場合1K以下にとどまっており, 無磁場下での無散逸電流を利用したデバイス応用に向けて, QAHEをより高温で実現するためには新たな物質開拓が必要な状況であった. そこで本稿では上記の(i)と(ii)の条件を物質内で不純物を加えることなく自動的に満たす, 磁性層がTI内で規則的に配列している, 真性磁性トポロジカル絶縁体(intrinsic magnetic topological insulator, [第1図(f)])の物質開拓に関して, 筆者らのヘテロ構造における電子状態と磁化特性の関連に関する研究を中心に解説し, 現状の問題点および今後の展望について概説する.

§2 真性磁性トポロジカル絶縁体 ヘテロ構造 $\text{MnBi}_2\text{Se}_4/\text{Bi}_2\text{Se}_3$

QAHEが実現される温度が1K以下と低いのは磁性不純物によって試料内部に不均一性が導入されるためということが提唱され^{13,14)}, 事実磁性不純物をドープする層を表面付近のみに限定して半導体における変調ドープのような形にした試料では2KまでQAHEが観測されていた¹⁵⁾. 筆者らは磁性不純物導入とはまったく違ったアプローチである, 磁気近接効果に注目した. これは磁性体とTIのヘテロ構造を急峻な界面を挟んで形成することで, 表面ディラックコーンの時間反転対称性を破りギャップを開けるというもので, 不純

物を導入する必要がないというのが大きなメリットである。一方デメリットとしては磁性層と表面ディラックコーンの距離が空間的に離れているため生じるギャップの大きさが小さいという点である。理論提案として、MnSe という磁性体と TI である Bi_2Se_3 のヘテロ構造において磁性近接効果によってディラックコーンギャップが生じるというものがあり¹⁶⁾、これに従い Si 基板上に作製した Bi_2Se_3 上に Mn と Se を蒸着し、 $\text{MnSe}/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ の作製を試みた。MnSe 層が厚いと Bi_2Se_3 のディラックコーンが角度分解光電子分光 (ARPES) で

観測できなくなると考え、原子 1 層程度の蒸着を行った。しかし測定されたバンド分散は文献¹⁶⁾に示された第一原理計算の結果とは一致せず、予想通りの構造が形成されていないことがわかった。そこで電子回折を用いた結晶構造解析を行った結果、第 2 図 (a) に示すようにこの構造は $\text{MnBi}_2\text{Se}_4/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ というヘテロ構造であることがわかった¹⁷⁾。最表面の 5 層構造の Bi_2Se_3 の真ん中に Mn と Se 層が埋め込まれており、7 層構造のユニット (SL) へと変化している*1。より詳しい解析によって $\text{MnSe}/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ よりも MnBi_2Se_4 の



第 2 図 $\text{MnBi}_2\text{Se}_4/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ヘテロ構造の (a) 原子構造, (b) 実験と第一原理計算によるバンド構造, (c) XMCD および (d) SQUID で検出された強磁性シグナル [文献¹⁷⁾より]。

方がエネルギー的に安定であるために自己組織的にこのヘテロ構造が実験で形成されると理解できることがわかった。

よく知られているように Bi_2Se_3 ではギャップレスな表面ディラックコーンが観測されるが、 $\text{MnBi}_2\text{Se}_4/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ではこのディラックコーンにギャップが生じており、第一原理計算の結果とよい一致を示した [第2図(b)]. 重要なことは、この計算では単原子 Mn 層が面直強磁性を持っていると仮定し、それによって時間反転対称性が破れている点である。そこで実験でも X 線磁気円二色性 [XMCD, 第2図(c)] および超伝導量子干渉 [SQUID, 第2図(d)] を用いた測定を行い実際に面直強磁性を確認した。磁性層が単原子しかない場合高感度な測定が要求されるためシグナルがどうしても微弱になってしまうが、間違いなく残留磁化およびヒステリシスループが存在しており強磁性体である。そしてこの系の特筆すべき特徴は強磁性の Mn が単原子層で TI である Bi_2Se_3 の最表面に埋め込まれているという点であり、磁性と表面状態の波動関数が空間的に重なっているため、上記の磁気近接効果のデメリットを解消している。事実文献16)で示された $\text{MnSe}/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ のフェルミ準位近傍のディラックコーンギャップはわずかに 8.5 meV であったが $\text{MnBi}_2\text{Se}_4/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ では 85 meV であり、実験条件によっては 100 meV のギャップが観測されることもあり、これは QAHE 実現に向けて重要な性質である。

まとめると $\text{MnBi}_2\text{Se}_4/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ 構造を思いがけず作製することに成功したが、この系は TI を磁氣的に拡張 (Magnetic extension of TI) しており、不純物を導入することなく強磁性とトポロジカルに非自明な性質を併せ持つ物質ということで、真性磁性トポロジカル絶縁体ヘテロ構造になっていることを明らかにした。実は MnBi_2Se_4 はバルク物質としても存在するが、結晶構造が単斜晶であ

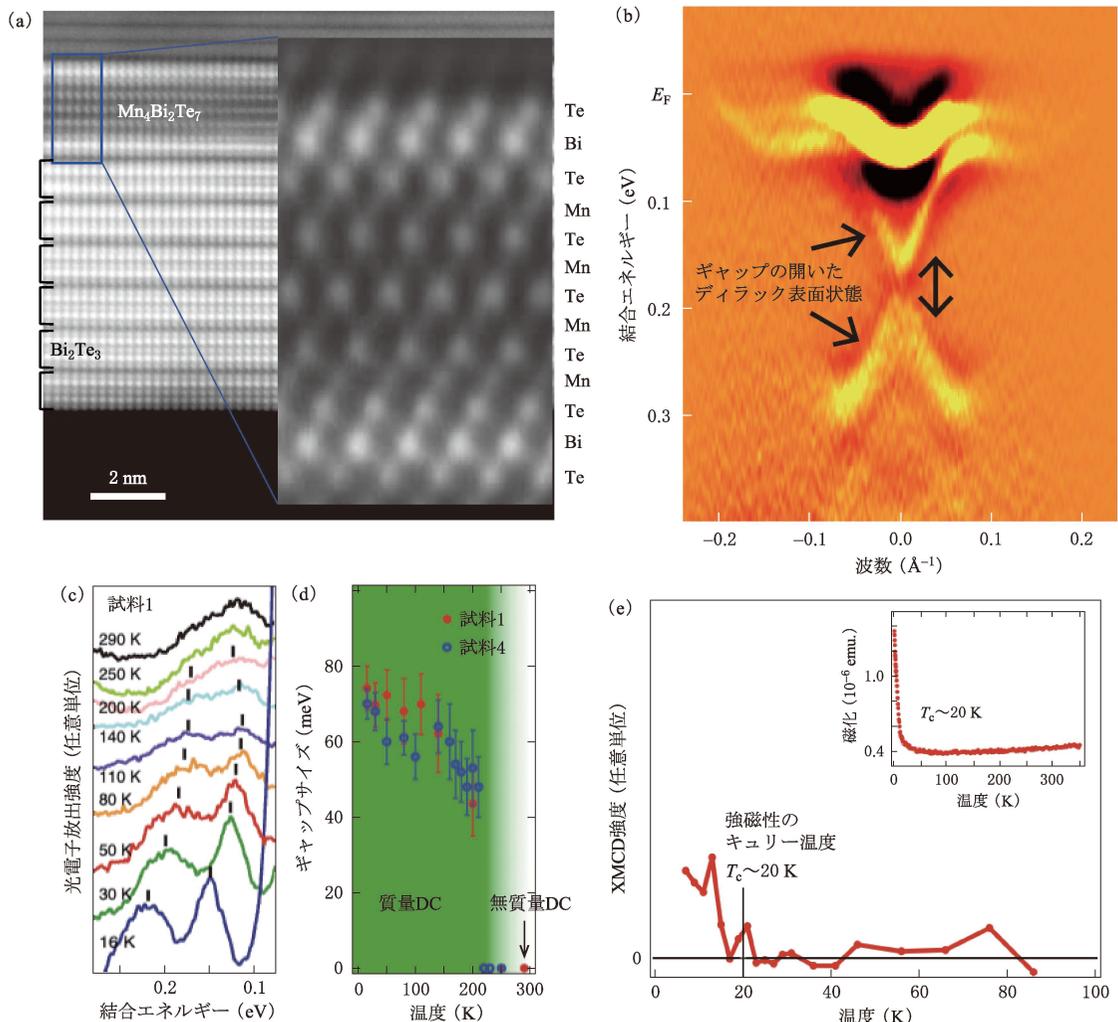
り、このような六方晶としては存在することはない、薄膜だからこそ実現できた物質であった。

§3 真性磁性トポロジカル絶縁体 ヘテロ構造 $\text{Mn}_4\text{Bi}_2\text{Te}_7/\text{Bi}_2\text{Te}_3$

$\text{MnBi}_2\text{Se}_4/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ヘテロ構造が実験的に作製できるということで、筆者らは次に Se ではなく Te から成る、 $\text{MnBi}_2\text{Te}_4/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ の研究を開始した。 $\text{MnBi}_2\text{Se}_4/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ の報告とはほぼ同時期にこのヘテロ構造においてもディラックコーンにギャップが開くことが理論的に予想されていた¹⁸⁾。しかしわれわれは $\text{MnBi}_2\text{Te}_4/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ の合成には成功したものの、ギャップのない表面ディラックコーンおよび常磁性しか検出することができなかった¹⁹⁾。しかし別なグループによってこの系が理論提案通り面直強磁性およびディラックコーンギャップを有することが明らかになった²⁰⁾。試料作製条件は異なっているが、観測された透過電子顕微鏡 (TEM) 像は類似しており、なぜこのような違いが生じているかは現在のところ不明である。

そこで筆者らは Bi_2Te_3 に Mn を添加した系でギャップの開いたディラックコーンを実現するために、蒸着する Mn の量を増やすことにした。すると第3図(a)に示した、Mn が4層最表面の Bi_2Te_3 層に埋め込まれた $\text{Mn}_4\text{Bi}_2\text{Te}_7/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ヘテロ構造において、第3図(b)に示したギャップの開いたディラックコーンを観測することに成功した²¹⁾。今度は磁化特性とディラックコーンギャップの温度依存性をより詳細に調べ、理論で予測されているように強磁性の消失時にディラックコーンのギャップが閉じるのかを実証しようと試みた。第3図(c)にディラックコーンのピーク位置が示されている ARPES の生データである運動量分布曲線の温度依存性が示されており、これによると少なくとも 200 K までピークが明確に2つ存在しているようである。他の試料の解析結果も含め観測されたギャップ値の温度依存性をプロットしたのが第3図(d)である。ギャップは 16 K 付近では 80 meV 程度で温度上昇とともに緩やかに減少し、明確にいつ消失するかを同定するのは困難であるが、おおむね 200–250 K 程度で閉じること

*1 実験は2週間で終わったのだが、解析してこの構造を割り出すのに半年の時間を費やした。わかってしまえば非常にすっきりとした構造であるが、逆空間での実験データであったために構造解析の手がかりを見つけるのが非常に困難であり、以後第3図(a)のような実空間観察を行うようになった。



第3図 $Mn_4Bi_2Te_7/Bi_2Te_3$ ヘテロ構造の (a) 原子構造, (b) バンド構造, (d) ディラックコーンギャップの温度依存性および (c) その導出に用いた Γ 点でのスペクトル, (e) XMCD および SQUID で決定した強磁性のキュリー温度 [文献21) より].

が示された. 一方第3図(e)のように XMCD および SQUID で観測されたキュリー温度は20 K であり, 両者は大きく食い違っている. 文献21) を執筆した2020年の段階では, この起源として $Mn_4Bi_2Te_7/Bi_2Te_3$ 以外に試料内に存在する常磁性の $MnBi_2Te_4/Bi_2Te_3$ の影響などが考えられると議論し, 理論で言われているよりも面直強磁性とディラックコーンギャップの関係は複雑で, 新たな理論枠組みが必要であると結論付けた. 本稿執筆の2025年での見解としては, MnTe は交替磁性の性質を有するので, 面直強磁性ではなく交替

磁性由来の時間反転対称性の破れでディラックコーンギャップが残っているのではないかと考えている*2. 今後トポロジカル物性と交替磁性の関係に関して, より詳細な検証をするつもりである.

§4 真性磁性トポロジカル絶縁体 バルク物質: $MnBi_2Te_4$ を中心に

これまで述べてきた薄膜やヘテロ構造を用いた研究とは別に, バルク物質として $MnBi_2Te_4$ が磁性とトポロジカル物性を併せ持つ真性磁性トポロ

ジカル絶縁体になっていることが理論的に予想され、実験でも実際に合成され真性磁性トポロジカル絶縁体として報告された²²⁾。ほぼ同時期に筆者らと同じ方法で作製した MnBi_2Te_4 を多数積層することでバルクとして真性磁性トポロジカル絶縁体の報告がなされた²³⁾。 MnBi_2Te_4 ではヘテロ構造の場合と同様に単原子層内の Mn は磁気モーメントが面直方向で揃っているが、隣接する Mn 層同士が反平行に磁気カップリングした反強磁性体で、そのネール温度は第 4 図(b)に示すように 25 K 程度である。一般に反強磁性のトポロジカル絶縁体の表面ディラックコーンがギャップを有するか否かは自明ではないが、第 4 図(a)の鉛直方向に対応する (0001) 面ではギャップを持つことが理論では予想された*³⁾。ただ 2019 年の最初の報告の後多くの実験が行われたが、このディラックコーンギャップがネール温度以上でも観測される場合や逆にネール温度以下でもギャップが見えない場合など、異なる研究グループ間、そして同じ研究グループでも試料によってさまざまな報告があり [第 4 図(c), (d)], 上記で述べた $\text{Mn}_4\text{Bi}_2\text{Te}_7/\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ヘテロ構造の場合よりも混沌とした状況である²⁴⁾。高温でのギャップの存在の理由として、ネール温度以上でも短距離秩序が存在していることや、Mn 原子の磁気モーメントが揺らいでおり、長距離ではないが光電子放出過程が起きる時間スケールでは瞬間的な面直磁気モーメントが存在していることなどが示された。

一方ネール温度以下でのギャップの消失に関しては、最表面の Mn 層で磁気モーメントが消失

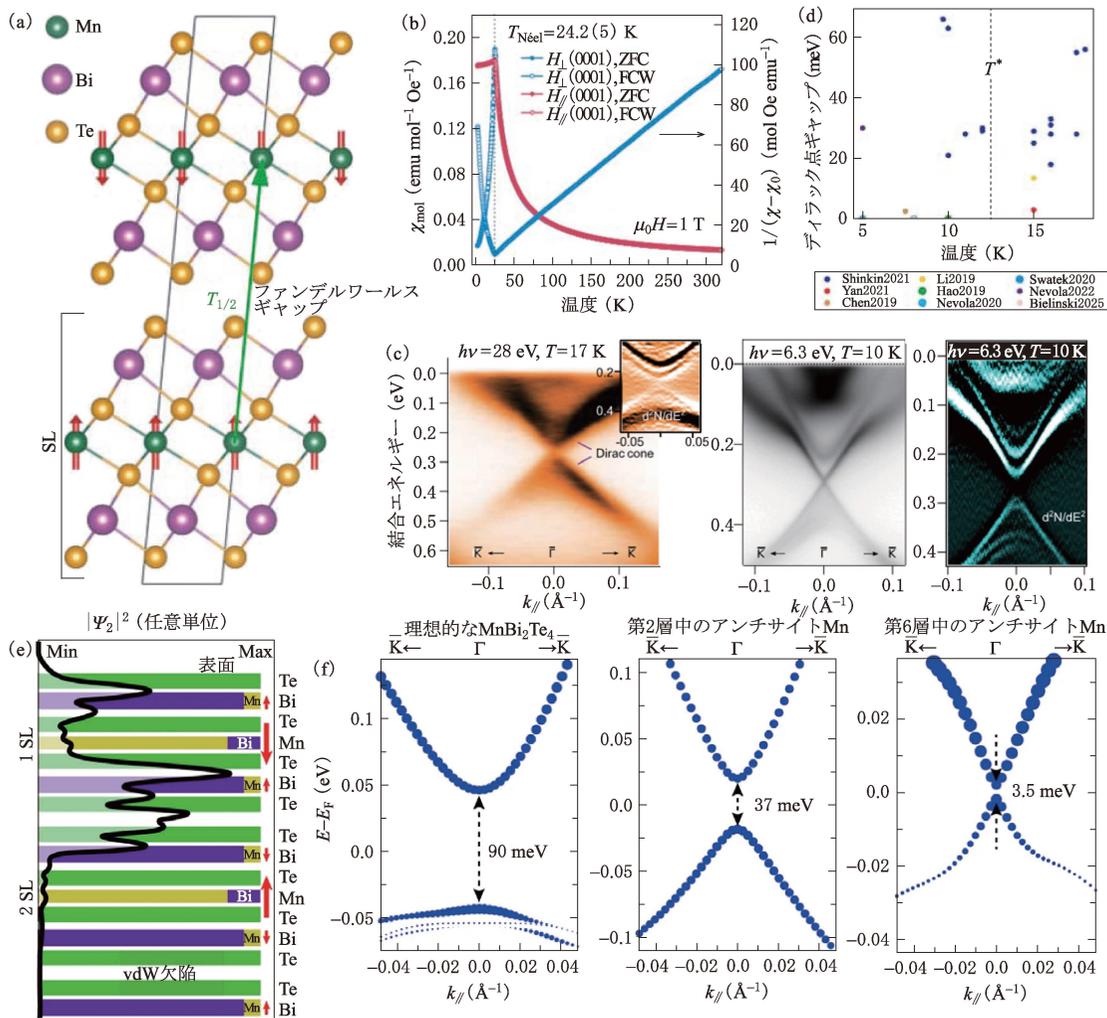
している可能性や格子緩和の影響などが最初は示唆されたが、統一の見解は得られなかった。現在では不純物を含んでいないとされていた真性磁性トポロジカル絶縁体における、意図せぬ不純物の影響が重要ではないかと議論されている²⁵⁾。実は Mn 原子が本来の MnBi_2Te_4 層の真ん中の層以外に Bi 層にも混和して存在し(アンチサイト Mn)、このアンチサイト Mn が中心の本来の Mn 層に対して反平行に磁氣的にカップリングし、SL の中でフェリ磁性的な状態が実現していることが高磁場下での磁化測定によって明らかになった²⁶⁾。

これはまさに表面状態の波動関数が存在している領域において正味の面直磁気モーメントが小さくなることを意味しており [第 4 図(e)], これによって実際に第一原理計算によってディラックコーンギャップが著しく減少することが示された [第 4 図(f)]。しかし、アンチサイト Mn の磁気秩序が生じる温度は詳細な実験によりネール温度の 25 K よりも低い 12 K 程度であることが示され [第 4 図(d)の T^*]²⁷⁾、12–25 K では磁気モーメントの減少は起こらないはずである。つまり T^* を境にディラックコーンギャップの変化が見られてもおかしくないのであるが、このような実験データは報告されておらず、アンチサイト Mn とギャップの関連は完全には理解されていない。このように真性磁性トポロジカル絶縁体においても本来と違う場所にある Mn 原子が意図せぬ不純物として作用することで不均一性が生じ、磁化特性やディラックコーンギャップに影響を与えていることがバルクのみならず筆者らの薄膜/ヘテロ構造でも観測されている²⁸⁾。

MnBi_2Te_4 以外にも、Bi の代わりに Sb を使った MnSb_2Te_4 などがバルク物質として合成されている。強磁性および反強磁性の真性磁性トポロジカル絶縁体という一見矛盾した報告がなされているが、これもアンチサイト Mn の影響によるものであると説明されている²⁹⁾。また MnBi_2Te_4 と Bi_2Te_3 の超格子である、 $\text{MnBi}_2\text{Te}_4 [\text{Bi}_2\text{Te}_3]_m$ も実験および理論で研究されており、 m が 3 以上では隣接する Mn 層同士の磁気相互作用が消失し、強磁性的に振る舞うという報告がなされている³⁰⁾。磁性元素として Mn 以外を用いた物質、た

*2 交替磁性は 2025 年現在流行りのテーマであり、反強磁性的なスピン配列を持ちながら系全体として時間反転対称性を破る、強磁性と反強磁性とは異なる第 3 の磁性体である。2020 年時点ではこれが TI のディラックコーンのギャップの有無に影響するとは考えもなかったが、MnTe は面内スピン配列をした交替磁性体の中でもよく研究されている物質の 1 つであり、バルクではネール温度が室温付近であると言われていた。4 層の MnTe において交替磁性体としての性質は検証されていないが、200 K 程度であってもおかしくはないと推定される。

*3 反強磁性体の場合は時間反転対称性と結晶の基本並進対称性を組み合わせた S 対称性が保存されるか否かで表面ディラックコーンのギャップの有無が決まり、 MnBi_2Te_4 の場合も S 対称性が保たれる他の表面ではギャップのないディラックコーンが予想されている。



第4図

(a)–(d) バルク MnBi_2Te_4 の (a) 原子構造および Mn 原子層のスピ配置, (b) 磁化の温度依存性, さまざまな試料の (c) 表面ディラックコーンのバンド構造および (d) ギャップと温度の相関をまとめたもの [文献24] より].

(e), (f) バルク MnBi_2Te_4 の第一原理計算による, Bi 層にアンチサイト欠陥として Mn が入った場合の (e) スピン配列および (f) 表面ディラックコングャップに及ぼす影響 [文献25] より].

たとえば VBi_2Se_4 や VBi_2Te_4 も理論的には提案され, より高いキュリー/ネール温度を持つ物質として注目されているが³¹⁾, 実験的な合成例はない. 筆者らは $\text{VBi}_2\text{Se}_4/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ヘテロ構造を同じやり方で作製しようとしたがこの場合は $\text{VSe}_2/\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ができてしまった. Mn が Bi_2Se_3 や Bi_2Te_3 の中心に潜り込むというのは驚くべき性質であるといえる.

§5 おわりに：真性磁性トポロジカル絶縁体の今後

以上のように真性磁性トポロジカル絶縁体に関して, その磁化特性と表面ディラックコーンの関係に主眼を置いて説明してきた.

最後に冒頭で述べた, 肝心の真性磁性トポロジカル絶縁体を用いた QAHE の実現についての状況を述べる. バルクの MnBi_2Te_4 をフレック状に

して5層の2次元試料を作製し、ゲート電圧印加でフェルミ準位をギャップ中に持ってくることで1.4 KにおいてQAHEが実現することが2020年に報告された³²⁾。残念ながらこの後、2次元試料におけるQAHEの発現温度に関して大幅な上昇は報告されていない。ただMnBi₂Te₄とBi₂Te₃の超格子において、結晶成長後の*n*ドープの状態から電子ビーム照射および加熱によってフェルミ準位を制御するというユニークな方法を用いることで、ゼロ磁場での異常ホール抵抗の量子化が7 K程度まで観測されると報告された³³⁾。この系ではキュリー温度が13 Kで、異常ホール抵抗自体はこの温度から生じて7 Kで量子化値に到達するというものであり、液体ヘリウム温度を超えたという点で画期的である。しかし一方この試料は特に膜厚を薄くするなどの2次元化が行われておらず、3次元系であるにも関わらずQAHEが観測されたという点でやや不思議である。しかし磁性不純物を意図的にドープしたTI系に比べて、特に凝った試料構造を用いなくてもQAHEが1 Kを超える温度で実現していることはやはり磁性とトポロジカル物性が内因的に備わっていることの利点が示されたと言えるであろう。

最近ではバルクMnBi₂Te₄に関して、平衡状態における電子状態の観測のみならず、円偏光赤外光を照射して非平衡状態としてディラックコーンの時間反転対称性を人工的に破ろうという試みがなされ、平衡状態ではギャップが観測されない状況であるにも関わらず、右回り円偏光と左回り円偏光の光を照射した際に異なる大きさのディラックコーンギャップが報告された³⁴⁾。出発点として最表面のMn層が上向きと下向きを向いている磁気ドメインが存在しそれぞれMnの磁気モーメント由来のギャップがあるが、表面の欠陥やドメイン境界などギャップがない領域のせいで平衡状態では全体としてはギャップは観測されない。そこから、円偏光照射によるさらなる時間反転対称性の破れによって別なギャップが生じ、これがもともとのギャップよりも大きいものであれば、磁気ドメインによって左右円偏光照射の影響が異なることで、全体として非対称性が生じてよいのではないかという解釈がなされている。これを

信じれば、真性磁性トポロジカル絶縁体MnBi₂Te₄においても、結局のところ意図せぬMn不純物のため、ディラックコーンギャップが不均一になっているという事情を考慮しないとけないということのようである。

この意味でバルク、薄膜/ヘテロ構造に関わらず、試料内でMnとBiが混ざってしまうという状況を改善し、“不純物がない真性磁性トポロジカル絶縁体”を作製する必要があると考えられる。本稿では紹介しきれなかった真性磁性トポロジカル絶縁体の詳しい説明に関しては、すでにさまざまなレビュー論文が出版されているのでそれらを参照されたい^{24,35-37)}。今後真性磁性トポロジカル絶縁体の高品質化が進み、QAHEだけでなく磁性とトポロジカル物性に関するさまざまな量子現象が明らかにされることを期待したい*4。

謝辞

本稿の内容は、研究室の大学院生や放射光施設をはじめとする他機関のスタッフ/学生とともに行った実験、さらに国内外の理論家による第一原理計算の共同研究の賜物である。10年以上に渡り、多くの方々にご協力いただいたことに感謝申し上げます。特に長谷川修司先生には、研究時のみならず本稿を読んで有益なコメントをいただいたことに御礼申し上げます。

【参考文献】

- 1) E. H. Hall: Am. J. Math. **2** (1879) 287.
- 2) E. H. Hall: Proc. Phys. Soc. London **4** (1880) 325.
- 3) R. Karplus and J. M. Luttinger: Phys. Rev. **95** (1954) 1154.
- 4) J. Smit: Physica **21** (1955) 877.
- 5) N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong: Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 1539.
- 6) S. Nakatsuji, N. Kiyohara, and T. Higo: Nature **527** (2015) 212.
- 7) T. Liang, J. Lin, Q. Gibson, S. Kushwaha, M. Liu, W. Wang, H. Xiong, J. A. Sobota, M. Hashimoto, P. S. Kirchmann, Z.-X. Shen, R. J. Cava, and N. P. Ong: Nat.

*4 QHEの発展として分数QHEがあるのと同様に、分数QAHEというのも実証されている。現在のところ2次元原子層物質のモアレ構造のフラットバンドを利用した系で実現されているが³⁸⁻⁴¹⁾、MnBi₂Te₄も高品質化で電子相関効果が強くなれば、分数QAHEの発現が期待できるかもしれない。

- Phys. **14** (2018) 1.
- 8) D. J. Thouless, M. Kohmoto, M. P. Nightingale, and M. den Nijs: Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 405.
 - 9) F. D. M. Haldane: Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 2015.
 - 10) C. Z. Chang, J. Zhang, X. Feng, J. Shen, Z. Zhang, M. Guo, K. Li, Y. Ou, P. Wei, L. L. Wang, Z. Q. Ji, Y. Feng, S. Ji, X. Chen, J. Jia, X. Dai, Z. Fang, S. C. Zhang, K. He, Y. Wang, L. Lu, X. C. Ma, and Q. K. Xue: Science **340** (2013) 167.
 - 11) A. J. Bestwick, E. J. Fox, X. Kou, L. Pan, K. L. Wang, and D. Goldhaber-Gordon: Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 187201.
 - 12) C.-Z. Chang, W. Zhao, D. Y. Kim, H. Zhang, B. A. Assaf, D. Heiman, S.-C. Zhang, C. Liu, M. H. W. Chan, and J. S. Moodera: Nat. Mater. **14** (2015) 473.
 - 13) I. Lee, C. K. Kim, J. Lee, S. J. L. Billinge, R. Zhong, J. A. Schneeloch, T. Liu, T. Valla, J. M. Tranquada, G. Gu, and J. C. S. Davis: Proc. Natl. Acad. Sci. USA **112** (2015) 1316.
 - 14) X. Feng, Y. Feng, J. Wang, Y. Ou, Z. Hao, C. Liu, Z. Zhang, L. Zhang, C. Lin, J. Liao, Y. Li, L.-L. Wang, S.-H. Ji, X. Chen, X. Ma, S.-C. Zhang, Y. Wang, K. He, and Q.-K. Xue: Adv. Mater. **28** (2016) 6386.
 - 15) M. Mogi, R. Yoshimi, A. Tsukazaki, K. Yasuda, Y. Kozuka, K. S. Takahashi, M. Kawasaki, and Y. Tokura: Appl. Phys. Lett. **107** (2015) 182401.
 - 16) S. V. Eremeev, V. N. Men'shov, V. V. Tugushev, P. M. Echenique, and E. V. Chulkov: Phys. Rev. B **88** (2013) 144430.
 - 17) T. Hirahara, S. V. Eremeev, T. Shirasawa, Y. Okuyama, T. Kubo, R. Nakanishi, R. Akiyama, A. Takayama, T. Hajiri, S. Ideta, M. Matsunami, K. Sumida, K. Miyamoto, Y. Takagi, K. Tanaka, T. Okuda, T. Yokoyama, S. Kimura, S. Hasegawa, and E. V. Chulkov: Nano Lett. **17** (2017) 3493.
 - 18) M. M. Otrokov, T. V. Menshchikova, M. G. Vergniory, I. P. Rusinov, A. Y. Vyazovskaya, Y. M. Koroteev, G. Bihlmayer, A. Ernst, P. M. Echenique, A. Arnau, and E. V. Chulkov: 2D Materials **4** (2017) 025082.
 - 19) T. Fukasawa, S. Kusaka, K. Sumida, M. Hashizume, S. Ichinokura, Y. Takeda, S. Ideta, K. Tanaka, R. Shimizu, T. Hitosugi, and T. Hirahara: Phys. Rev. B **103** (2021) 205405.
 - 20) P. Kagerer, C. I. Fornari, S. Buchberger, T. Tschirner, L. Veyrat, M. Kamp, A. V. Tcakaev, V. Zabolotnyy, S. L. Morelhão, B. Geldiyev, S. Müller, A. Fedorov, E. Rienks, P. Gargiani, M. Valvidares, L. C. Folkers, A. Isaeva, B. Büchner, V. Hinkov, R. Claessen, H. Bentmann, and F. Reinert: Phys. Rev. Res. **5** (2023) L022019.
 - 21) T. Hirahara, M. M. Otrokov, T. T. Sasaki, K. Sumida, Y. Tomohiro, S. Kusaka, Y. Okuyama, S. Ichinokura, M. Kobayashi, Y. Takeda, K. Amemiya, T. Shirasawa, S. Ideta, K. Miyamoto, K. Tanaka, S. Kuroda, T. Okuda, K. Hono, S. V. Eremeev, and E. V. Chulkov: Nat. Commun. **11** (2020) 4821.
 - 22) M. M. Otrokov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann, D. Estyunin, A. Zeugner, Z. S. Aliev, S. Gaß, A. U. B. Wolter, A. V. Koroleva, A. M. Shikin, M. Blanco-Rey, M. Hoffmann, I. P. Rusinov, A. Y. Vyazovskaya, S. V. Eremeev, Y. M. Koroteev, V. M. Kuznetsov, F. Freyse, J. Sánchez-Barriga, I. R. Amiraslanov, M. B. Babanly, N. T. Mamedov, N. A. Abdullayev, V. N. Zverev, A. Alfonsov, V. Kataev, B. Büchner, E. F. Schwir, S. Kumar, A. Kimura, L. Petaccia, G. D. Santo, R. C. Vidal, S. Schatz, K. Kifner, M. Ünzelmann, C. H. Min, S. Moser, T. R. F. Peixoto, F. Reinert, A. Ernst, P. M. Echenique, A. Isaeva, and E. V. Chulkov: Nature **576** (2019) 416.
 - 23) Y. Gong, J. Guo, J. Li, K. Zhu, M. Liao, X. Liu, Q. Zhang, L. Gu, L. Tang, X. Feng, D. Zhang, W. Li, C. Song, L. Wang, P. Yu, X. Chen, Y. Wang, H. Yao, W. Duan, Y. Xu, S.-C. Zhang, X. Ma, Q.-K. Xue, and K. He: Chin. Phys. Lett. **36** (2019) 076801.
 - 24) A. Y. Vyazovskaya, M. Bosnar, E. V. Chulkov, and M. M. Otrokov: Commun. Mater. **6** (2025) 88.
 - 25) M. Garnica, M. M. Otrokov, P. C. Aguilar, I. I. Klimovskikh, D. Estyunin, Z. S. Aliev, I. R. Amiraslanov, N. A. Abdullayev, V. N. Zverev, M. B. Babanly, N. T. Mamedov, A. M. Shikin, A. Arnau, A. L. V. de Parga, E. V. Chulkov, and R. Miranda: npj Quantum Mater. **7** (2022) 7.
 - 26) S. X. M. Riberolles, Q. Zhang, E. Gordon, N. P. Butch, L. Ke, J.-Q. Yan, and R. J. McQueeney: Phys. Rev. B **104** (2021) 064401.
 - 27) M. Sahoo, I. J. Onuorah, L. C. Folkers, E. Kochetkova, E. V. Chulkov, M. M. Otrokov, Z. S. Aliev, I. R. Amiraslanov, A. U. B. Wolter, B. Büchner, L. T. Corredor, C. Wang, Z. Salman, A. Isaeva, R. D. Renzi, and G. Allodi: Adv. Sci. **11** (2024) 2402753.
 - 28) R. Fukushima, V. N. Antonov, M. M. Otrokov, T. T. Sasaki, R. Akiyama, K. Sumida, K. Ishihara, S. Ichinokura, K. Tanaka, Y. Takeda, D. P. Salinas, S. V. Eremeev, E. V. Chulkov, A. Ernst, and T. Hirahara: Phys. Rev. Mater. **8** (2024) 084202.
 - 29) Y. Liu, L.-L. Wang, Q. Zheng, Z. Huang, X. Wang, M. Chi, Y. Wu, B. C. Chakoumakos, M. A. McGuire, B. C. Sales, W. Wu, and J. Yan: Phys. Rev. X **11** (2021) 021033.
 - 30) I. I. Klimovskikh, M. M. Otrokov, D. Estyunin, S. V. Eremeev, S. O. Filnov, A. Koroleva, E. Shevchenko, V. Voroshnin, A. G. Rybkin, I. P. Rusinov, M. Blanco-Rey, M. Hoffmann, Z. S. Aliev, M. B. Babanly, I. R. Amiraslanov, N. A. Abdullayev, V. N. Zverev, A. Kimura, O. E. Tereshchenko, K. A. Kokh, L. Petaccia, G. D. Santo, A. Ernst, P. M. Echenique, N. T. Mamedov, A. M. Shikin, and E. V. Chulkov: npj Quantum Mater. **5** (2020) 54.
 - 31) E. K. Petrov, V. N. Men'shov, I. P. Rusinov, M. Hoffmann, A. Ernst, M. M. Otrokov, V. K. Dugaev, T. V. Menshchikova, and E. V. Chulkov: Phys. Rev. B **103** (2021) 235142.
 - 32) Y. Deng, Y. Yu, M. Z. Shi, Z. Guo, Z. Xu, J. Wang, X. H. Chen, and Y. Zhang: Science **367** (2020) 895.
 - 33) H. Deng, Z. Chen, A. Wołoś, M. Konczykowski, K. Sobczak, J. Sitnicka, I. V. Fedorchenko, J. Borysiuk, T. Heider, E. Pluciński, K. Park, A. B. Georgescu, J. Cano, and L. Krusin-Elbaum: Nat. Phys. **17** (2020) 1.
 - 34) N. Bielinski, R. Chari, J. May-Mann, S. Kim, J. Zwetler, Y. Deng, A. Aishwarya, S. Roychowdhury, C. Shekhar, M. Hashimoto, D. Lu, J. Yan, C. Felser, V. Madhavan, Z.-X.

- Shen, T. L. Hughes, and F. Mahmood: Nat. Phys. **21** (2025) 458.
- 35) P. Wang, J. Ge, J. Li, Y. Liu, Y. Xu, and J. Wang: The Innovation **2** (2021) 100098.
- 36) R. Xu, L. Xu, Z. Liu, L. Yang, and Y. Chen: Natl. Sci. Rev. **11** (2024) nwad313.
- 37) C. Hu, T. Qian, and N. Ni: Natl. Sci. Rev. **11** (2023) nwad282.
- 38) J. Cai, E. Anderson, C. Wang, X. Zhang, X. Liu, W. Holtzmann, Y. Zhang, F. Fan, T. Taniguchi, K. Watanabe, Y. Ran, T. Cao, L. Fu, D. Xiao, W. Yao, and X. Xu: Nature **622** (2023) 63.
- 39) Y. Zeng, Z. Xia, K. Kang, J. Zhu, P. Knüppel, C. Vaswani, K. Watanabe, T. Taniguchi, K. F. Mak, and J. Shan: Nature **622** (2023) 69.
- 40) H. Park, J. Cai, E. Anderson, Y. Zhang, J. Zhu, X. Liu, C. Wang, W. Holtzmann, C. Hu, Z. Liu, T. Taniguchi, K. Watanabe, J.-h. Chu, T. Cao, L. Fu, W. Yao, C.-Z. Chang, D. Cobden, D. Xiao, and X. Xu: Nature **622** (2023) 74.
- 41) F. Xu, Z. Sun, T. Jia, C. Liu, C. Xu, C. Li, Y. Gu, K. Watanabe, T. Taniguchi, B. Tong, J. Jia, Z. Shi, S. Jiang, Y. Zhang, X. Liu, and T. Li: Phys. Rev. X **13** (2023) 031037.

アグネ技術センター 発行

状態図・七話

西澤 泰二 著 A5判 103頁 定価 (本体 2,400円 + 税)

■著者の言葉

一非磁性Feの安定構造はhcpであろうと推定されています。もしもFeが非磁性だったならば、Fe-C系の状態図は単純共晶型となるでしょう。そこにはA₃変態もA₁変態もありません。そしてパーライト組織もマルテンサイト組織も生成しません。現実の鉄鋼 (= 金属の王者) とは比べようもない、平凡な材料だったでしょう。一

- ・状態図・七話 (その1) Fe-C系状態図の誕生
鉄から鋼へーエップェル・フィーバーの時代/状態図のあけぼの/A₁, A₂, A₃変態の発見/オーステンのFe-C系状態図/もしもFeが非磁性だったら?
- ・状態図・七話 (その2) H₂OとFeとCの超高压状態図
アマガーの水銀柱実験/圧力の単位/タンマンからブリッジマンへ/変身する結晶と変身しない結晶/eFe (稠密六方晶)の発見/人工ダイヤモンドへの挑戦/ダイヤモンド合成のメカニズム
- ・状態図・七話 (その3) ジュラルミンの状態図
Alの製錬/時効硬化の発見/G.P.ゾーンの発見/2相分離現象とは? /規則化にもとづく2相分離/Al-X系とFe-X系の状態図
- ・状態図・七話 (その4) 計算状態図の源流
ソロバンと対数表で.../理論状態図の盛衰/状態図計算のあらずじ/体心立方晶のAlの融点は? /基本状態図一覧
- ・状態図・七話 (その5) 多元系化合物の状態図
III-V化合物と炭・窒化物の結晶構造/III-V化合物の状態図/炭・窒化物の状態図/島状溶解度ギャップ/アルニコ磁石の状態図
- ・状態図・七話 (その6) 金属基・複合系の状態図
魔法の杖ー複合材料の登場/金属基・複合材料の概観/快削鋼の状態図とマイクロ組織/方向性電磁鋼板の組織制御/ピン止めと逆ピン止め/複合材料に偏晶型が多いのは?
- ・状態図・七話 (その7) 2元系状態図・特選
逆行溶解型状態図/RemeltingかCatateticか/合成反応型の状態図/ゴシック様式の複雑な状態図/不変系反応は何種類か? /食塩水の状態図/奇妙な2液相分離/双頭型溶解度ギャップ/角状の臨界点をもつ2相分離