最近の研究

非磁性半導体 FeSi における強磁性金属表面の 発現とスピンオービトロニクス機能

金澤直也*平山元昭**

1. はじめに

現代のエレクトロニクスは、物性物理学とともに急速に発展してきている.およそ70年前は1台のコンピュータに対して建物を埋め尽くす数の装置を必要としていた.しかし現在では、トランジスタ、レーザー、液晶、磁性多層膜、光ファイバー、CCD(電荷結合素子)、発光ダイオードなどノーベル賞級の革新的な物質・素子の発見によって、手のひらサイズのスマートフォンで格段に速く、より大量の情報を処理することができている.さらに技術は発展し続け、メタバースといったオンライン上の仮想空間サービスまで登場し、まさに映画で描かれるようなバーチャル世界がすぐそこに迫っている.

情報エレクトロニクスの基盤である半導体は身の回りの電 化製品や自動車などあらゆる場面で使われるようになり,経 済発展の未来を左右するキーテクノロジーとなっている.し かし, Moore の法則で予想される半導体の集積度も頭打ち になる可能性が示唆され,次世代エレクトロニクスが高度な バーチャル世界を支え切れるかという技術面の障壁が囁かれ ている.これを解決するために,ハードウェアの観点から は,大きく3つのアプローチが提案されている(例えば,

IEEE International Roadmap for Devices and Systems). 1 つ目は, 微細化技術の向上や3次元化によってまだまだ集 積度は上げられるという Moore の法則を推し進める More Moore と呼ばれる戦略である. そして2つ目は, センサな どの周辺素子を半導体と組み合わせて多機能化を図る More than Moore の戦略と呼ばれている. 最後3つ目が, 新物 質・新原理に基づく素子開発を目指す Beyond Moore とい う戦略となっている. 特に, 現代社会が直面するエネルギ ー・環境資源の観点から, 3番目の新物質開発を基軸とした 省電力デバイスの開発が期待されている.情報量の爆発に付随して IT 機器の消費電力は増加の一途をたどっており,将 来的には全体の消費エネルギーの数割を占めるようになると も言われている.その一方で,2050年までに温室効果ガス の排出を実質ゼロにするというカーボンニュートラル政策ま で打ち出され,エネルギー問題を解決しない限り情報化社会 はこのまま成長を続けることができなくなる懸念が出てきて いる.

その中でも近年急速に発展している物質中のトポロジーの 概念が、エレクトロニクスにおける物質革新を起こすのでは ないかと期待されている.トポロジーは連続変形で変わらな い図形の性質を調べる幾何学である.トポロジーを説明する 有名な例として、ドーナツとマグカップの関係が挙げられ る.ドーナツとマグカップはは連続的に移り変わることがで き、トポロジーの観点では同じ形であると分類される.この ような連続変形ではオイラー標数 χ や穴の数といった種数 g が不変な量となり、トポロジーにおいてはこれらの整数で図 形が特徴づけられ分類される.(多面体における頂点,辺, 面の数をそれぞれ v, e, fとした時に, オイラー標数は χ = v-e+fで定義される.オイラー標数と種数の間には $\chi=2(1)$ -g)の関係がある.)トポロジーの概念は、物性物理学におい ては欠陥の分類学(1)や量子ホール効果の解釈(2)に用いられて きた.ともに巻き数や Chern 数といった整数で特徴づけら れるような秩序構造が現れ、トポロジカルな状態が相転 移⁽³⁾⁻⁽⁵⁾や電気伝導特性⁽²⁾に決定的な影響を与えていること が発見された. これらの発見に対し, 2016年に David J. Thouless, F. Dancan M. Haldane, J. Michael Kosterlitz Ø 3氏にノーベル賞が授与された.そして現在ではこれらの研 究を端緒として様々なトポロジカル状態が発見されてきた. 特に、スキルミオンという渦状のスピン構造(6)やトポロジカ ル絶縁体という中身は絶縁体、表面は金属という特殊な電子

* 東京大学工学系研究科物理工学専攻;講師, **東京大学工学系研究科附属量子相エレクトロニクス研究センター (〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)

Emergence of Ferromagnetic Metal Surface State in a Nonmagnetic Semiconductor FeSi and Its Spin-orbitronic Functionality; Naoya Kanazawa*, Motoaki Hirayama**(*Department of Applied Physics, The University of Tokyo, Tokyo, **Quantum-Phase Electronics Center, The University of Tokyo, Tokyo)

Keywords: FeSi, topology, Rashba effect, spin-orbit torque, magnetoresistive random-access memory (MRAM) 2022年6月1日受理[doi:10.2320/materia.61.671]

状態⁽⁷⁾が室温でも安定に実現されている.ドーナツとマグカ ップの関係のように、トポロジカル状態は変形に対してロバ ストな性質を示す.例えばスキルミオンは電流によって壊れ ず、不純物といった障害も変形によって回避して流れること ができる⁽⁸⁾.またトポロジカル絶縁体では試料の形によらず表 面でエネルギーのロス無しに電気を流すことを可能にする⁽⁷⁾.

実際にこれらのトポロジカル物性を利用したメモリが実験 室レベルで開発されつつあり⁽⁹⁾⁻⁽¹²⁾,トポロジーに起因した 省電力性と安定動作の実装が期待されている.しかしトポロ ジカル物質は,重元素・レアメタル固有の強いスピン軌道相 互作用によってそのトポロジカルな電子状態が実現されてお り,原子番号が大きな希少かつ毒性の高い元素を多く含んで しまっている.そのため,現状を打破するトポロジカル物質 の開発が重要な課題である.

本研究はトポロジカル物性を示すありふれた元素の化合物 の開拓に挑戦した.その結果,地球上にありふれた元素であ る鉄(Fe)とシリコン(Si)の1対1の化合物 FeSi において新 しいトポロジカル表面状態を発見した⁽¹³⁾.特に,比較的原 子番号が小さいにも関わらず,40 meV にもおよぶ強い Rashba型のスピン軌道相互作用(Spin-Orbit coupling:SOC) が表面に発現し,一方向性磁気抵抗効果(Unidirectional Magneto-Resistance:UMR)やスピン軌道トルク(Spin-Orbit Torque:SOT)を介した電流誘起磁化反転といったスピンオ ービトロニク機能が実現できることを明らかにした.以下で は,これらの結果について紹介する.

2. スピンオービトロニクス機能

磁性体接合界面における巨大磁気抵抗効果の発見⁽⁴⁾⁽¹⁵⁾を きっかけとして,スピントロニクス分野が急速に発展してき た.スピントロニクスは,電子の持つ電荷の自由度に加え, 磁性の起源となるスピンの自由度を同時に利用することで, 現在のエレクトロニクスを大きく発展させる技術として期待 されている.特にその中心課題となっているのが,磁化状態 の電気的検出や制御技術の向上である.巨大磁気抵抗効果の 発見により磁化方向を高精度に検出することが可能になり, ハードディスクドライブに記録された磁化情報(磁化の向き が情報ビットに対応)を読み出すことができるようになっ た.一方で,情報の書き込みに対応する磁化方向の制御方法 は,電流によって誘起された磁場を用いており,素子の省電 力化や微細化を阻害している.

これに対して近年新たな磁化制御方式が提案され,不揮発 性磁気メモリ MRAM (Magnetoresistive Random Access Memory)に新たな展開がもたらされている.その1つがス ピン移行トルク (Spin Transfer Torque: STT)による電気的 磁化制御技術である⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾.図1(a)のように,MRAM 素子 は大きく3種類の層で構成されており,それぞれ,情報を 書き込む記憶層,記憶層の情報を判別するための参照層,そ してそれらを隔てる絶縁層(トンネル障壁層)となっている. 例えば,参照層から記憶層の方向に電流を流すと,参照層の 磁化の向きにスピン偏極した電流が記憶層に流れ込み,スピ ン偏極流と記憶層の磁化との交換相互作用により,記録層の



図1 MRAM 素子における電流による磁化制御方法.(a)ス ピン移行トルク(STT)方式.記憶層の磁化の向きを変 化させるために,垂直方向にスピン偏極した大きな電 流を流す.(b)重金属層に電流を流したときに生じるス ピンホール効果を利用したスピン軌道トルク(SOT)方 式.(c)重金属層に電流を流したときに記憶層との界面 に発生するスピン蓄積を利用した SOT 方式.(オンライ ンカラー)

磁化の向きが参照層の磁化の向きに揃えられるようになる. この磁化方向の回転力はスピン移行トルク(STT)と呼ばれ ている.このような電気的磁化制御技術を用いると,従来の 磁場制御手法と比べて,高いスケーラビリティや低消費電力 性を実現することができる.しかし,デバイスの耐久性や安 定性について課題がある.記憶層の磁化の向きを反転させる 大きな書き込み電流によって,絶縁層を破壊してしまうこと が生じる.そのためより高効率な磁化反転の実現が必要であ る.一方で磁化反転が低電流で容易に起きてしまうと,記憶 層の磁化方向を読み出す際に流す電流によって,誤って記憶 層の情報を書き換えてしまうことが起きてしまう.(参照層 と記録層の磁化の向きが平行か反平行かで抵抗率が変わる 「トンネル磁気抵抗効果」を用いることによって情報の読み 出しを行う.)

そして STT 方式の欠点を解決する新たな電気的磁化制御 手法が提案された.この手法はスピン軌道トルク(SOT)と 呼ばれる磁化回転力を利用しており,スピンホール効果や Edelstein 効果といったスピン軌道相互作用(SOC)を起源に 持っている⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾.どちらの場合も素子の構造は同じであ り,図1(b),(c)のようになっている.記憶層の磁性体に Ta, W, Ir, Pt といった強 SOC を示す重金属を接合し,その面 内方向に電流を流すと,記憶層/重金属層の界面にスピンが 蓄積する.この電流によって誘起されたスピンと記録層の磁 化の間で角運動量の受け渡しが生じ,磁化にトルクが働く. SOT 方式により,書き込み電流と読み取り電流の経路を分離することができ,MRAMの耐久性や安定性が格段に向上することが期待されている.このようにSOCを介して電子の持つ軌道の自由度を積極的に活用することで,より高効率な磁化制御技術の実現が可能になる.特に軌道自由度の中心的な役割を果たしていることから,スピンオービトロニクスという新たな分野へと展開している⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾.

3. 巨大 Rashba 効果を示す物質の設計

より少ない電流で効率的に SOT を誘起するためには, 巨 大なスピンホール効果または Edelstein 効果の設計が重要と なる.これら2つの効果は分離することが困難で, どちら の寄与が主要な要因になっているかはわからないが, ここで は Edelstein 効果に焦点を当てて物質設計指針について考え る.

物質界面は、その上下で構成元素や結晶構造が変化するた め、非対称的な構造になっている. このような空間反転対称 性が破れた系においては Rashba 効果と呼ばれる反対称的 SOC が発現する⁽²⁰⁾. 模式的に表したものが図 2(a)である. 正負に帯電したカチオンとアニオンの層に挟まれた極性を持 った領域における電子の運動を考える. + hk の運動量を持 った電子に対して、電子が静止して見えるような座標系を基 準にすると、周りのイオンが負の方向に運動する状況にな る. 言い換えると,静止している電子の周囲において電流J が流れ、+y方向に実効的な磁場 B_{eff} が発生する.同様に、 - ħkの運動量を持った電子に対しては-y方向に実効的な 磁場 **B**eff が生じることがわかる.この相対論的効果から生じ る実効磁場によってスピン縮退が解け、図2(b),(c)のよう にバンド分裂が起こる.特に,実効磁場の向きは電子の運動 量ħk と分極 P に対して垂直であり,運動量の向きに対して 反対称的に振舞う.実際に Rashba 効果を表すハミルトニア ンは $H_{\rm R} = \alpha_{\rm R} (\hat{z} \times k) \cdot \sigma$ と表される. ($\alpha_{\rm R}$ は Rashba 係数, \hat{z} は分極方向, σは Pauli 行列を表す.)結果, Fermi 面におけ るスピンは渦状に偏極し(図2(c)),電流を流すとその印加 方向に応じてスピン密度に偏りを引き起こすことができる. 図 2(b),(c)の場合は、+x 方向(-x 方向)に電流を流すと+y 方向(-y方向)を向いたスピンの密度が増加する. このよう な Rashba 効果に由来した電流誘起スピン蓄積現象,広義的 には電荷-スピン変換現象を Edelstein 効果という⁽²¹⁾.

効率的なスピン蓄積の実現には、スピン分裂が大きい(実 効磁場が大きい)物質設計が必要である.原子番号が大きい 元素で物質が構成されていると,原子核の大きな電荷によっ て誘起される実効磁場が増大される.そのため、一般に SOT 方式の MRAM の接合層には重金属元素が用いられて いる.また最近では完全にスピン偏極したトポロジカル絶縁 体表面の有用性も明らかになった⁽²²⁾.しかし、トポロジカ ル絶縁体も含め、これらの候補物質に含まれる重元素は概し て希少性や毒性、環境負荷といったリスクを伴い、今後の半 導体基盤に広く使用するには資源の観点から課題がある.あ りふれた軽元素を用いて、巨大 Rashba 効果やトポロジカル



図2 空間反転対称性の破れた系における Rashba 効果の発現. (a) Rashba 効果発現の模式図. (b)スピン分裂したバンド分散. (c)フェルミ面におけるスピン偏極. (オンラインカラー)

物性を示す物質開拓が求められている(23).

4. 非磁性絶縁体 FeSi 表面における強磁性金属状態 の発現

前述の通り、本研究では地球上にありふれた元素である FeとSiでできた化合物FeSiの表面に巨大Rashba効果を 実現し、MRAMに応用可能な電流誘起磁化反転現象を実証 した⁽¹³⁾.

FeSi は B20型構造と呼ばれるキラルな立方晶の結晶構造 を持っている.図3(a)は[111] 軸方向から見た結晶構造を 示している.原子がらせん階段状に配列していて,逆向きに 配列した構造とは重ね合わせることができず,結晶には左手 系と右手系の2種類が存在している.本研究ではFeSi表面 物性を明らかにするために,バルク状態の体積割合を抑制し た厚さ60 nm以下の薄膜を合成した.図3(b)のように,絶 縁性 Si(111) 基板上に,分子線エピタキシー(Molecular Beam Epitaxy:MBE)法を用いてFeSiをエピタキシャル成長 させ,さらに表面酸化や汚染防止のためにMgOの保護キャ ップ層をスパッタリング法によって堆積した.FeSi層は <111〉方向に揃って結晶成長しているが,同結晶構造を有 するMnSiと同じように左手系と右手系の2種類のキラル結 晶ドメインが混在している⁽²⁴⁾.

FeSi は20世紀半ばから精力的に研究された有名な物質で ある.図3(c)のように、第一原理バンド計算では FeSi は単 純な非磁性の狭ギャップ($E_g \sim 100 \text{ meV}$)絶縁体であると予 測された⁽²⁵⁾.しかし、FeSi は非自明なスピンや電荷の動的 挙動を示すことから強相関効果の重要性が指摘されてきてお り⁽²⁶⁾、現在もまだ完全な結論には至っていない.例えば FeSi は高温で大きな帯磁率を示し、Fe あたり数 Bohr 磁子



 図3 (a) [111] 方向から見た FeSi のキラルな結晶構造.(b)
実験で用いた FeSi 薄膜試料の概略.(c) スピン軌道相
互作用を考慮した FeSi のバルクバンド.(オンラインカ ラー)

の大きな磁気モーメントが存在することが示唆されている⁽²⁷⁾. またバンドギャップよりもかなり低い温度(200 K) で絶縁体から金属にクロスオーバーする⁽²⁸⁾. (温度上昇過程 において絶縁体金属転移を起こす.) 本研究結果とは直接の 関係はないが,指摘されてきた強相関効果とトポロジカル表 面状態の関連はとても興味深い課題である.いずれにせよ, FeSiの基底状態は非磁性絶縁体である.

本研究では、電気伝導特性や磁化特性、偏極中性子反射率 測定といった実験手法を組み合わせることによって FeSi 表 面状態を明らかにした. 図4(a)は様々な膜厚のFeSi薄膜が 示す抵抗率 pxx の温度依存性を表している.本来,物質固有 の値であるはずの抵抗率が膜厚を厚くするほど大きくなって いる.これは表面に金属伝導状態が表れていることを示唆し ている.図4(c)に模式的に示したように,表面に金属状態 がない通常の物質であれば、膜厚を薄くして電流が流れる断 面積を小さくしていくと、 電気の流れやすさであるシートあ たりの電気伝導度 $\sigma_{xx}^{\text{sheet}} = t/\rho_{xx}$ も単調に減少し, 膜厚 t=0の 極限では伝導度も0になる.一方で、表面にバルクと異な る伝導状態が発現する場合、膜厚に依存しない表面の寄与が 常に存在するため、伝導度を膜厚 t=0の極限に外挿すると 表面の2次元伝導成分に対応する有限の値が現れることが 期待される.実際に FeSiの抵抗率をシートあたりの伝導度 に変換し、膜厚に対してプロットすると、バルクの電気伝導 率を表すグラフ傾き σ_{3D} だけではなく,表面伝導を示す有限 の切片成分 σ_{2D} が観測される.

またホール伝導測定や磁化測定,偏極中性子反射率測定に よって,表面に強磁性状態も共存していることを明らかにし た.図5(a),(b)は様々な膜厚のFeSi薄膜におけるホール伝 導度 σ_{xy} とFe原子あたりの磁化Mの磁場依存性の測定結果 である.磁化はSQUID技術(Quantum Design 社 MPMS 装 置)により測定している.驚くべきことに,非磁性体として



図4 FeSi 薄膜の電気伝導特性.(a)様々な膜厚の試料におけ る電気抵抗率 p_{sx}の温度依存性.(b)各温度におけるシ ートあたりの電気伝導度 σ₃eet=t/p_{sx}の膜厚依存性.傾 きは膜厚に比例するバルクのシート伝導度 σ_{3D}tに対応 し,切片は膜厚に依存しない表面のシート伝導度 σ_{2D} に 対応する.(c)表面金属状態がある場合とない場合のシ ート伝導度の膜厚依存性の振舞いを表した模式図.(オ ンラインカラー)

知られていた FeSi に面直磁気異方性を示す強磁性状態が存 在していることがわかった. さらに抵抗率の場合と同様に, 物質固有の値であるはずのホール伝導度 σ_{xy} と磁化Mが膜 厚に対して大きく変化しており,強磁性状態が表面にのみ存 在していることが示唆された.シートあたりの物理量に直し て同様の解析を行うと,膜厚が 5 nm から60 nm に 1 桁以上 変化しているにも関わらず磁化の大きさがほぼ一定となり, 非磁性バルクの表面に強磁性状態が発現していることが確か められた. ここで, FeSi の表面にのみ強磁性磁化が存在し ているため,磁化の総量が少なく,磁化測定では精度が出て いないためホール抵抗率のデータと完全には一致していない.

さらに、偏極中性子反射率測定によって表面強磁性磁化の 分布を直接観測することに成功した.薄膜面に平行にスピン 偏極させた中性子線を小さな入射角で照射すると、中性子線 は原子核からの散乱だけではなく、磁気モーメントからも散 乱を受けるため、屈折率が磁化方向によって変化する.この 中性子線の屈折率変化を利用することで、磁化が膜厚方向に どのように分布しているかを特定することができる.実際は 図6(a)のように、外部磁場 H_{\parallel} によって磁化の方向を面内 に強制的に倒し、中性子線のスピン偏極の向きを磁場に対し て平行にした場合と反平行にした場合の中性子線の反射率 ($R^+ \ge R^-$)の違いをモデルフィットすることで、膜厚方向 の散乱長密度を算出できる⁽²⁹⁾.

図 6(b),(c)は FeSi 薄膜における偏極中性子線の反射率ス ペクトル(R+ と R-)とモデルフィットで得られた散乱長密 度の結果である.中性子線のスピン偏極方向によって反射率 スペクトルが異なり,磁化によって屈折率変化が生じている ことを表している.実際にモデルフィットの結果も,膜厚方



図5 FeSi 薄膜の磁気伝導特性と磁化. (a), (b)様々な膜厚の 試料におけるホール伝導度 σ_{xy}と Fe あたりの磁化 Mの 磁場依存性.様々な膜厚の試料におけるの磁場依存 性.(c),(d)各温度におけるシートあたりのホール伝導 度 σ_{speet}とシートあたりの磁化 Msheet の膜厚依存性.ど ちらもほぼ膜厚に対して一定の値を示していることかわか ら、表面にのみ強磁性磁化が発現していることがわか る.(オンラインカラー)

向の元素分布の違いを表す核散乱長密度以外に,FeSiとキ ャップ層 MgO との界面に明瞭な磁気散乱長密度が観測され た.結晶表面粗さを考慮して,表面強磁性層の厚さを見積も ると,約0.35 nm という3原子層程度の限られた厚さに強磁 性磁化が存在していることがわかった.

FeSiの特徴的な表面状態を明らかにするために, FeSiス ラブに対してスピン軌道相互作用を考慮した第一原理計算を 行った. 図7(a),(b)は常磁性状態におけるバンド構造とス ピン偏極した Fermi 面を表している. バルクバンドはエネ ルギーギャップが開いた絶縁体状態であるが、太線で示した 表面バンドは Fermi 準位を横切る金属状態となっている. 特に $\bar{\Gamma}$ 点まわりにおいて Rashba 分裂に特徴的なスピン分裂 が見られ、その大きさは重元素が不在にも関わらず約35 meV にも及ぶ. また実際に Fermi 面上のスピンは大まかに 渦状に偏極していることがわかる. また表面の電子軌道を可 視化すると、表面の原子核位置から変位して浮き上がったよ うな分布を形成していることがわかる(図7(c)). これは Fe とSiの原子間に広がった共有結合軌道(図7(d))が表面にお いて切断され、電子軌道が表面においても原子核位置から外 れた位置に存在していることによる. このような双極子状の 電荷分布(表面分極 P)が表面に強いポテンシャル勾配をも たらし、巨大な Rashba 効果を引き起こす起源となっている.

ここで表面 Fermi 面のスピン分極を詳しく見てみると, Rashba 型の渦状スピン偏極以外にも,運動量に対して反対 称的なスピン偏極状態が重畳している.これらの寄与を分解 すると,図7(e)のようにスピンが動径方向を向いたスピン 偏極と3回対称の面直スピン偏極も共存していることがわ かる.それぞれの寄与は、キラルな結晶構造と(111)面の3



図6 FeSi 薄膜における磁化分布測定のための偏極中性子反射率実験.(a)実験セットアップの概略.+/-方向にスピン偏極させた中性子ビームを低角入射したときの反射率(R+/R⁻)を測定する.外部磁場1Tを薄膜面内に印加し,強磁性磁化を磁場方向に強制的に倒している.(b)中性子反射率スペクトル.(c)反射率スペクトルをモデルフィットして得られた核散乱長密度と磁気散乱長密度.強磁性磁化がFeSiとMgOの界面にのみ存在していることがわかる.(オンラインカラー)

回対称性を反映したスピン軌道相互作用に起因している(30).

また B20型構造の(111)面は4種類の終端が存在し、どの 終端が実際に安定であるかは直接観測が必要である.ここで は Fe が密な原子層が最表面となる場合を紹介しているが, 異なる終端の場合の計算結果については文献(13)を参照さ れたい.

実験的にもこの特徴的なスピン偏極を観測することができ る.前述の通り, Rashba スピン分裂した電子状態に電流を 流すと、電流の方向に従ってスピン蓄積が生じる(Edelstein 効果). この状態にさらに外部磁場を印加すると蓄積スピン と磁場との相互作用が働き,磁場によって伝導度が変化す る(31).単純な描像では、蓄積スピンの向き(磁気モーメント と逆方向であることに注意)と外部磁場の向きが平行である 時は、反平行の場合と比べて Zeeman エネルギーを損する ため、磁場はスピン蓄積を阻害するように働く. すなわち、 磁場によって抵抗率が高くなる.このように磁場の存在下 で、電流を流す方向(正負)によって抵抗率が変化する「一方 向性磁気抵抗効果(UMR)」が生じる. これは反対称的 SOC の帰結と言える.そして,磁場方向を回転させて UMR 測 定を行うことで、電流方向のスピン偏極の向きを特定するこ とができる(32). 電流誘起スピン蓄積を決定する最も大きな Fermi 面を図8(a)に示した. 電流を± k_x 方向に流した時の



図7 FeSi 薄膜表面の電子・スピン状態.(a),(b)FeSi スラブ (常磁性状態)のバンド構造とフェルミ面のスピン偏極 状態.バンド構造における線の太さは表面原子からの 寄与の大きさを表している.(c),(d)可視化した表面状 態の電子軌道とバルクの電子軌道.模式的に切断を表 しているが,実際の(111)面は対角方向に切断が生じて いる.一方で,FeSi の場合はどの結晶表面でも同様の 強磁性金属状態が期待できることにも注目されたい. (e)フェルミ面におけるスピン偏極の模式図.(オンライ ンカラー)

抵抗率の差 $\Delta \rho_{xx} = \rho_{xx}(J \parallel + k_x) - \rho_{xx}(J \parallel - k_x)$ を,電流に対し て垂直面内において磁場方向を回転しながら測定すると,図 8(b)ようになると期待される.すなわち,Rashba 型渦状ス ピン偏極と3回対称の面直スピン偏極の重ね合わせ状態に 由来して,蓄積スピンの向きがy軸方向からz軸方向に傾い ていることを検出することができる.実際の測定結果も,図 8(c)に示すように,図8(b)の期待通りの磁場角度依存性を 検出することができており,計算で予測されたスピン偏極状 態を検出することができた.

ここで、UMR 測定手法と測定結果についていくつかコメ ントする.まず、電流方向に対する抵抗率差 $\Delta \rho_{xx}$ は2次高 調波測定によって見積もった.低磁場かつ低電流の範囲では, UMR は磁場と電流の両方に対して線形に増大する($\Delta \rho_{xx}$ = $\tilde{\gamma}HJ$). そのため交流電流 $J_0 \sin(2\pi ft)$ を入力すると出力電圧 に2次の非線形応答が現れる($V_{2}^{2} = \Delta \rho_{xx} J = \frac{1}{2} \tilde{\gamma} H J_{0}^{2} \sin (4\pi f t)$ $-\pi/2$)). 今回は2次の非線型抵抗の虚部 Im ρ 宏 を測定 することによって UMR を評価している.次に、キラル結 晶構造に由来した動径方向のスピン偏極は観測されなかっ た. これは、薄膜に左手系と右手系のキラルドメインがほぼ 同じ割合で存在しているために,動径方向に対して内向きと 外向きのスピン偏極が共存しており,互いに打ち消しあって しまったと考えている.最後に,強磁性磁気転移温度 $(T_N \sim$ 200 K)以下においては UMR 効果が観測されていない.こ れは、交換分裂によってスピンがほぼ磁化方向に揃えられ、 反対称的なスピン偏極が摂動的にしか重畳されていないこと により、UMR を測定するような低電流密度(J~1×10⁸ A/ m²)では電流方向に対して反対称なスピン蓄積を十分に引き 起こすことができず、小さな信号を検出できなかったためで あると考えている.

このような UMR 効果はいわゆる整流効果であり、ダイ



図8 FeSi 表面スピン偏極の一方向性磁気抵抗効果(UMR)による検出.(a)表面スピン偏極の模式図と実験セットアップの概略.(b)期待される UMR の磁場角度依存性の振舞い.(c)実験で得られた UMR の磁場角度依存性.通常の Rashba 型スピン偏極であれば,スピンは表面と平行な面内方向を向くために,オフセット角 θ_0 は0となるが,(111)面の3回対称性を反映したスピン軌道相互作用によってスピン偏極が変調され, θ_0 が有限の値を示している.(オンラインカラー)

オードの性能には匹敵しないものの,物質の対称性を利用しているため pn 接合を作製する必要はなく,さらに外部磁場によって自在に整流性を制御することができる⁽³³⁾.近年では対称性制御に基づいた様々な UMR 効果が発見されており,超伝導スイッチングなど新たな物性機能開拓に繋がっている⁽³⁴⁾.

5. 電流による FeSi 表面磁化スイッチング

強磁性磁化状態と巨大な Rashba 効果が共存する FeSi 表 面において電流による磁化スイッチングを実現した.図9 (a)のように弱い外部磁場(この例では0.02 T)を電流と平行 方向に掛けた状態において、大きなパルス電流(パルス幅 0.11 ms)を印加することでどのように磁化状態が変化したの かを低電流密度(約1×109 A/m2)のホール抵抗測定によって 検出した.図9(b)は、横軸をパルス電流密度の大きさ、縦 軸をパルス電流印加後に測定したホール抵抗率(磁化の向き に対応)を表したグラフである.パルス電流密度 J_{pulse} を増加 させていくと、1.6×10¹¹ A/m²のあたりでホール抵抗が正 から負に符号変化し、磁化の向きが反転したことがわかる. 同様にパルス電流密度 Jpulse を減少させ逆方向に大きな電流 を流すと、-1.6×10¹¹ A/m² において反転された磁化の向 きが元に戻ることがわかった.この磁化反転は電流によって 何度も繰り返し引き起こせることができる.実際に閾電流密 度 $|J_{\text{pulse}}| = 1.6 \times 10^{11} \text{A/m}^2$ 以上のパルス電流を図 9(c)のよ うに正負の任意の方向に流し(図中の垂直線に対応),同様に 磁化方向を低電流密度のホール抵抗測定(図中の三角に対応) によって検出すると、図9(d)のように磁化上下方向を再現 性良く制御することができた.

FeSi 表面における磁化反転機構はダンピング型 SOT に由 来している.支配的な Rashba 型のスピン分裂に由来し, x方向の電流を流すとy方向のスピン蓄積 S_y が生じる.磁化 M との相互作用の結果,磁化に $\tau_{DL} \propto M \times (S_y \times M)$ の SOT が働き,図9(a)の青矢印のように磁化が回転する.外部磁場を印加しているのは、トルクによって磁化が回転し続ける ことを防ぎ、特定の方向で磁化の回転を止めるためである. UMR 測定では電流誘起のスピン蓄積 *S*,が観測できなかっ たが、電流密度を3桁大きくしたことにより強磁性磁化成 分に埋もれていた Rashba 型スピン偏極が顕在化し、SOT が働くようになったと考えられる.

今回観測された電流誘起磁化反転現象は FeSi 表面で完結 しており,これは資源や製造コストの観点からも重要であ る.磁性層にも希少金属が使われていないだけではなく,通 常の SOT 方式 MRAM で使用される希少な重金属の接合層 が必要ない.これは,他の磁性金属とは異なり,重金属を接 合させなくても FeSi 表面状態が既に巨大な Rashba 効果を 有しているためである.室温での安定動作や省電力化に向け て磁気転移温度の上昇や閾電流密度の抑制といった課題はあ るが,本結果はありふれた元素の化合物でも強 SOC 物性を 実現できる可能性を切り開いたと言え,今後の物質開拓が期 待される.

6. まとめと展望

情報社会の急速な発展に伴い,高性能,省エネルギー,省 資源,低環境負荷な半導体デバイスの開発が求められている 中で,トポロジーの概念に基づいた新物質の開拓がブレーク スルーを起こす可能性がある.トポロジカル物質の秘める省 電力特性や安定動作,簡易実装の可能性は魅力的である一方 で,資源・環境の観点から希少重元素の含有は実用化に向け た大きな障壁となっていた.本稿で紹介した FeSi における スピンオービトロニクス機能の実現,特に重元素接合を必要 としない電流誘起磁化反転現象は,従来の常識となっていた 「スピントロニクス・トポロジカルエレクトロニクスにおけ る重元素固有の強 SOC の必要性」を打ち破る発見である. 重要な要素となっているのは,比較的原子番号の小さな元素



図9 FeSi 表面磁化の電流によるスイッチング.(a)実験セットアップ.磁場(0.02 T)と電流を x 方向に印加し,ダンピング型 SOT によって磁化 M が回転する.(b)電流パルス J_{pulse} を入力した後に測定したホール抵抗率 ρ_{yx}. 閾電流値以上でホール 抵抗率の符号が反転しており,電流による磁化反転現象が確認された.(c),(d)大電流パルスによって自在に磁化方向を制 御した結果.(オンラインカラー)

の化合物においても,表面の電子軌道分布をデザインする (表面分極を大きくする)ことによって、巨大 Rashba 効果に 必要なポテンシャル勾配を作り出せることにある.特に、こ の表面分極は Zak 位相というトポロジーの概念と密接に関 係しており(35)-(38),物質設計によって電子の幾何学的位相 をどう操るかが鍵となっていることがわかってきた. FeSi におけるトポロジカル表面状態の発現と強 SOC 物性の発見 をきっかけとして、様々な軽元素化合物におけるトポロジカ ル物質の開拓に繋がることを期待したい.

本稿で紹介した FeSi に関する研究は,東京大学物理工学 専攻の大塚悠介氏(当時修士課程),松井彬氏(当時修士課 程),野本拓也博士,有田亮太郎教授,茂木将孝博士(当時博 士課程),市川昌和教授,川崎雅司教授,東京大学物性研究 所の中島多朗准教授,総合科学研究機構中性子科学センター の花島隆泰博士, Paul Scherrer InstituteのVictor Ukleev 博士,日本原子力研究開発機構 J-PARC の青木裕之教授, 東北大学金属材料研究所の藤原宏平准教授,塚崎敦教授,理 化学研究所創発物性科学研究センターの十倉好紀センター長 との共同で行われました.また日本学術振興会(JSPS)科学 研究費補助金(JP20H01859, JP20H05155, JP20H01867), 科学技術振興機構(JST)創発的研究支援事業 FOREST (JPMJFR2038), 戦略的創造研究推進事業CREST (JPMJCR1874, JPMJCR16F1)による支援を受けています.

文 献

- (1) N. D. Mermin: Rev. Mod. Phys., 51(1979), 591-648.
- (2) D. J. Thouless, M. Kohmoto, M. P. Nightingale and M. den Nijs: Phys. Rev. Lett., 49(1982), 405-408.
- (3) V. L. Berezinskii: Sov. Phys. JETP, 32(1971), 493-500.
- (4) V. L. Berezinskii: Sov. Phys. JETP, 34(1972), 610-616.
- (5) J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless: J. Phys. C: Solid State Physics, 6(1973), 1181-1203.
- (6) Y. Tokura and N. Kanazawa: Chem. Rev., 121(2021), 2857-2897.
- (7) M. Z. Hasan and C. L. Kane: Rev. Mod. Phys., 82(2010), 3045 - 3067.
- (8) J. Iwasaki, M. Mochizuki and N. Nagaosa: Nat. Commun., 4 (2013), 1463.
- (9) Y. Tokura, K. Yasuda and A. Tsukazaki: Nature Rev. Phys., 1 (2019), 126-143.
- (10) A. Fert, N. Reyren and V. Cros: Nature Rev. Mater., 2(2017), 17031.
- (11) R. Wiesendanger: Nature Rev. Mater., 1(2016), 16044.
- (12) N. Nagaosa and Y. Tokura: Nature Nanotechnology, 8(2013), 899-911.
- (13) Y. Ohtsuka, N. Kanazawa, M. Hirayama, A. Matsui, T. Nomoto, R. Arita, T. Nakajima, T. Hanashima, V. Ukleev, H. Aoki, M. Mogi, K. Fujiwara, A. Tsukazaki, M. Ichikawa, M. Kawasaki and Y. Tokura: Sci. Adv., 7(2021), eabj0489.
- (14) M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas: Phys. Rev. Lett., 61 (1988), 2472-2475.

- (15) G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn: Phys. Rev. B, 39(1989), 4828-4830.
- (16) A. Manchon, J. Železný, I. M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello and P. Gambardella: Rev. Mod. Phys., **91**(2019), 035004.
- (17) J. M. Lee, K. Cai and H. Yang: Appl. Phys. Rev., 5(2018), 031107.
- (18) A. Manchon, H. C. Koo, J. Nitta, S. M. Frolov and R. A. Duine: Nat. Mater., 14(2015), 871-882.
- (19) A. Soumyanarayanan, N. Reyren, A. Fert and C. Panagopoulos: Nature, 539(2016), 509-517.
- (20) E. I. Rashba: Sov. Phys. Solid State, 2(1960), 1109-1122.
- (21) V. M. Edelstein: Solid State Commun, 73(1990), 233-235.
- (22) J. Han, A. Richardella, S. A. Siddiqui, J. Finley, N. Samarth, and L. Liu: Phys. Rev. Lett., 119(2017), 077702.
- (23) L.-D. Yuan, Z. Wang, J.-W. Luo, E. I. Rashba and A. Zunger: Phys. Rev. B, 102(2020), 014422.
- (24) D. Morikawa, Y. Yamasaki, N. Kanazawa, T. Yokouchi, Y. Tokura and T.-h. Arima: Phys. Rev. Mater., 4(2020), 014407.
- (25) L. F. Mattheiss and D. R. Hamann: Phys. Rev. B, 47(1993), 13114.
- (26) M. Imada, A. Fujimori and Y. Tokura: Rev. Mod. Phys., 70 (1998), 1039-1263.
- (27) V. Jaccarino, G. K. Wertheim, J. H. Wernick, L. R. Walker and S. Arajs: Phys. Rev., 160(1967), 476-482.
- (28) Z. Schlesinger, Z. Fisk, H.-T. Zhang, M. B. Maple, J. DiTusa and G. Aeppli: Phys. Rev. Lett., 71 (1993), 1748-1751.
- (29) M. Björck and G. Andersson: J. Appl. Cryst., 40(2007), 1174-1178.
- (30) K. V. Samokhin: Ann. Phys. (N. Y.), 324 (2009), 2385-2407.
- (31) G. L. J. A. Rikken and P. Wyder: Phys. Rev. Lett., 94(2005), 016601.
- (32) P. He, S. S.-L. Zhang, D. Zhu, Y. Liu, Y. Wang, J. Yu, G. Vignale and H. Yang: Nat. Phys., 14(2018), 495-499.
- (33) T. Ideue and Y. Iwasa: Annu. Rev. Condens. Matter Phys., 12 (2021), 201-223.
- (34) F. Ando, Y. Miyasaka, T. Li, J. Ishizuka, T. Arakawa, Y. Shiota, T. Moriyama, Y. Yanase and T. Ono: Nature, 584 (2020), 373-376.
- (35) J. Zak: Phys. Rev. Lett., 62(1989), 2747-2750.
- (36) R. Resta: Ferroelectrics, 136(1992), 51-55.
- (37) R. D. King-Smith and D. Vanderbilt: Phys. Rev. B, 47(1993), 1651 - 1654.
- (38) D. Vanderbilt and R. D. King-Smith: Phys. Rev. B, 47(1993), 4442-4455.

****** 金澤直也

- 東京大学大学院工学研究科博士課程修了 2014年3月
- 2014年4月 東京大学大学院工学系研究科物理工学専攻 助教
- 2018年6月- 現職
- 専門分野:物性物理学
- ◎バルクや薄膜試料合成や電気・熱輸送特性測定、中性子散乱法などを組み 合わせて、トポロジカルな特徴を持つ新しい電子状態・磁性の開拓を研究 している





金澤直也