

電子の波動関数操作によりピコ秒以下の超高速で磁化制御を実現 —テラヘルツ周波数帯で動作する低消費電力スピndeデバイスに向けて—

東京大学 工学系研究科 電気系工学専攻
スピントロニクス学術連携研究教育センター
レ デウック アイン、小林 正起、田中 雅明

Abstract

強磁性体の磁化をサブピコ秒 (サブ ps) の時間スケールで制御することは、スピン自由度を利用する超高速電子デバイスの実現につながることで期待される。これまでの磁化 (スピン) ダイナミクス研究では、磁化の超高速制御は強磁性体の d 軌道または f 軌道に多数のキャリアを光学的に励起することで実現されてきたが、ゲート電圧によって実現することは極めて困難であった。本研究では、s (または p) 電子の空間分布を決める波動関数を光照射による内部電界によって制御し、キャリア密度を変化させる必要のないサブ ps で磁化操作する新しい方法 (波動関数工学と呼ぶ) を実証した。具体的には、強磁性半導体 (FMS) (In,Fe)As 超薄膜を含む III-V 族半導体量子井戸構造にフェムト秒 (fs) レーザパルス照射し、量子井戸中の 2 次元電子の波動関数が急速に移動するときに、600 fs という先行研究の 300 分の 1 の非常に短い時間で磁化が増大することを観測した。この波動関数制御法は、ゲート電界の印加でも実現できるため、本研究の結果は、次世代エレクトロニクスに向けて超高速で動作する磁気メモリやスピンを用いた情報処理を実現する新しい道を開くものである。

1. 研究背景

強磁性材料がもつ「不揮発性」「再構成可能」という特長と機能を「高速度演算」を担う半導体集積回路に融合することにより、高速かつ低消費電力で動作するスピン機能半導体デバイスを実現することが期待されている^[1]。このようなスピndeデバイスの出力は強磁性体の磁化 (スピン) の向きで制御されるが、磁気ランダムアクセスメモリ (MRAM) を代表とする最も研究が進み実用化されているスピndeデバイスでは、磁化反転は速くても数ナノ秒 (ns) 程度であり、従来の半導体トランジスタ (MOSFET) の動作速度より一桁程度も遅い。また、MRAMでは磁化を反転させ書き込みを行うために電流駆動による磁化制御法が用いられているが、 $10^6 \sim 10^7$ A/cm² という極めて高い電流密度を必要とするため、大量の電力を消費する。将来のスピndeデバイスでは、これらの問題を解決し高速かつ低消費電力で磁化を制御する方法を確立する必要がある。特に、スピndeデバイスを現在の CMOS の動作速度を超える THz 周波数で動作できるようになることが望ましく^[2]、そのためには強磁性体の磁化をサブピコ秒 (サブ ps) の時間スケールで制御することが必要になる。さらに、基礎研究の観

点から、このような超高速時間スケールでスピndeダイナミクス現象を調べることにより、交換相互作用やスピン軌道相互作用など、強磁性体におけるさまざまな磁気結合の基礎となるメカニズムを明らかにすることができると期待される。

これまでの超高速スピndeダイナミクスの研究では、磁性材料を励起するために強い強度を持つ fs パルスレーザーを照射し (この操作は光ポンピングと呼ばれる)、それと同期した別のレーザーパルスで磁化の変化を観察する (この操作はプローブと呼ばれる) ポンプ・アンド・プローブ法が一般的に使用されている。その際、電荷、スピン、格子振動 (フォノン) の間で非平衡な熱的相互作用と熱によらない相互作用が発生する^[3]。これらの過程によって、消磁現象^[4-13]、磁気歳差運動^[14-19]、光照射による磁化反転^[20-27]、磁化の増大^[28, 29]、サブ格子間におけるスピndeランスマー^[30-35]、磁気相転移^[36-38]など、金属、半導体、絶縁体のさまざまな強磁性材料における超高速現象、ときにはサブ ps の磁化制御が報告されている。光は材料のスピン自由度とほとんど相互作用しないが、強い fs レーザパルスを照射すれば瞬時に大量の光キャリア (正孔、電子) を

強磁性材料中に生成することができる。これにより電子温度が上昇し、その結果、電荷-スピン、電子-フォノン、電子-マグノンの相互作用を介してスピン温度と格子温度が上昇し、磁化の変化が起こると考えられる^[3]。レーザ光のエネルギーが物質中のバンド間遷移と共鳴すると、レーザパルス照射により直接 d 軌道または f 軌道のスピン偏極バンドにキャリアを励起し、瞬間的な磁化増大^[29]またはサブ格子間のスピントランスファー^[30-35]を引き起こす。場合によっては、レーザパルスの電場が材料の磁気特性に直接影響を与える^[39-42]。これらの実証実験は、光で制御する超高速スピネレクトロニクスに応用できると期待される。一方、このような超高速スピンドイナミクスを、すでに確立している半導体デバイス技術および大規模集積化が可能な現在の CMOS 集積回路に実装することが強く望まれる。しかし、CMOS の基本動作であるゲート電圧による電界効果では、光ポンピングのようにキャリア密度を瞬時に大幅に変えたり、超高速の時間スケールでバンド間の遷移を引き起こしたりすることは不可能である。本研究では、波動関数工学と呼ばれるサブ ps 磁化操作の新しい手法を、強磁性半導体を含む半導体量子井戸ヘテロ構造を用いて実証することを目指した。この手法では、フェルミ準位 E_F における s (または p) 電子の空間分布 (波動関数によって決める) のみを制御し、電子濃度の変化を必要としないため、ゲート電圧による制御操作と整合性があり、将来の超高速スピネレクトロニクスへの応用が期待される。

超高速スピンドイナミクスについてこれまで研究されてきた材料の中で、強磁性半導体 (Ferromagnetic semiconductor, FMS) は多くの重要な利点を有する。FMS は、通常の IV 族、III-V 族、または II-VI 族非磁性半導体に局在スピンの役割を果たす d 軌道または f 軌道を持つ磁性元素 (Mn, Fe, Eu など) を数%程度以上添加した混晶半導体である^[43,44]。これらの局在スピン (d または f 電子) は、s-d (f) または p-d (f) 交換相互作用を介して遍歴キャリア (s または p 電子) と強く結合することによって、強磁性秩序が成立すると考えられる^[45]。FMS では、強磁性金属とは異なり局在スピンとキャリアが明確に分離されているため、スピン-キャリア相互作用が引き起こす様々な物理現象を解

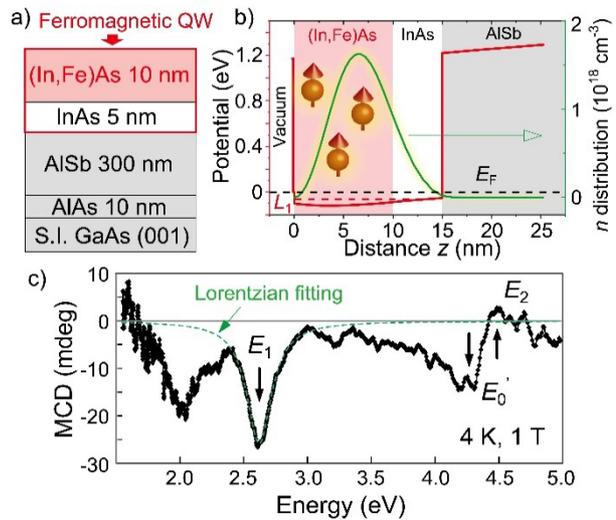


図1 (a) 本研究で用いた試料構造。(b) 試料における伝導帯のポテンシャルプロファイルと電子分布。(In,Fe)As (10 nm、Fe 濃度 8%) / InAs (5 nm) から成る二層構造は、電子キャリアの波動関数が二層全体に広がって表面量子井戸 (QW) を形成。(c) 4 K、1 T で測定した MCD スペクトル。InAs の特異点エネルギー E_1 での光学遷移に対応する 2.626 eV で大きなピークを示す。図は文献[63]より改変転載。

明するという点で理想的な材料系である。さらに、FMS は比較的小さいキャリア密度 ($10^{18} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 程度) と長い Thomas-Fermi スクリーニング長により、レーザ光源を用いた光ポンピングまたはゲート電圧を用いた電気的なキャリア特性の制御が可能である。FMS の強磁性性を超高速で増大させた実験例として、光ポンピングによって p 型 (Ga,Mn)As の磁化を増大させた報告があり^[28]、その時間スケールは 100 ps であった。(Ga,Mn)As の p-d 交換相互作用の大きさは約 1 eV であるため、ハイゼンベルクの不確定性原理によるキャリアの濃度変化に対する磁化変化の最短時間は 1 fs 程度と考えられ、上記の 100 ps という時間ははるかに長い。この磁化増大が遅い理由として、(Ga,Mn)As の磁化を変えるには E_F での正孔密度の大きな変化 ($\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) が必要であり、これらの正孔は高いエネルギーバンドに光生成された光キャリアがゆっくり緩和した後に E_F 位置の状態に供給されるためと考えられる。したがって、より高速で磁化を制御するためには、FMS におけるキャリアとスピンの相互作用の物理を明らかにして、キャリア特性をサブ ps で変調するための新しい手法を開発する必要がある。

さまざまな FMS の中で、III-V 族ベース FMS は最も広く研究され半導体デバイスとも整合性が良い。中でも我々が開発した(In,Fe)As は最初の電子誘起 n 型 FMS でありいくつかの有用な特長を有している^[46-50]。(In,Fe)As の伝導帯下端に存在する電子キャリアは 40 nm もの長いコヒーレンス長を持つ^[49]。したがって、図 1(a)に示すような薄い(In,Fe)As/InAs 二層構造は、電子キャリアの波動関数が二層全体に広がって表面量子井戸を形成する(図 1(b))。この二次元(2D)電子をもつ強磁性半導体量子井戸構造の重要な特徴の一つは、キュリー温度(T_C)などの磁気特性が、波動関数と局在スピン(Fe)の間の空間的重なりによって決定されることである^[49-51]。したがって、波動関数のピーク位置と形状を制御することにより、量子井戸に余分なキャリアを注入しなくても、(In,Fe)As/InAs 量子井戸の磁気特性を効果的に制御できる。波動関数工学と呼ばれるこの新しい手法は、キャリア蓄積プロセスがなく、量子井戸内で電子波動関数をわずか数ナノメートル移動させるだけであるため、消費電力が極めて低く^[50]、動作速度が非常に速くなることが期待される。本研究では、この超高速波動関数工学が fs パルスレーザーを使用して実現可能であり、これにより(In,Fe)As/InAs 量子井戸の磁化がサブ ps の時間で増大することを示す。

2. 実験結果

本研究で用いる試料構造は、半絶縁 GaAs (001) 基板に分子線エピタキシー法(Molecular Beam Epitaxy, MBE)を用いて成長した、表面から(In,Fe)As (10 nm、Fe 濃度 8%) /InAs (5 nm) /AlSb (300 nm) /AlAs (5 nm) /GaAs で構成される単結晶ヘテロ構造である(図 1(a))。図 1(b)に示すように、InAs/AlSb 界面の 1.3 eV の伝導帯オフセットと(In,Fe)As 表面の真空ポテンシャル(4.2 eV)がポテンシャル障壁の役割を果たし、電子キャリアを(In,Fe)As/InAs 二層構造から成る量子井戸に閉じ込める。(In,Fe)As/InAs 量子井戸の磁気特性を、可視光磁気円二色性(Magnetic circular dichroism, MCD)分光法を使用して評価した。低温(5 K)から様々な温度において(In,Fe)As/InAs 量子井戸の磁化曲線を反映する MCD 信号の磁場依存性(MCD-H 曲線)

の

ア

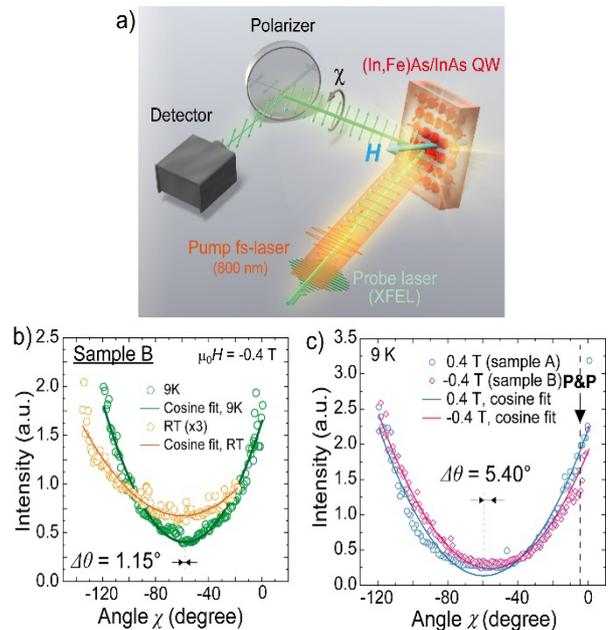


図 2 (a)測定系の概念図。(b) $\mu_0 H = -0.4$ T を垂直に印加しながら 300K (オレンジ色の円) と 9K (緑色の円) でサンプル B について測定した強度 $I(\chi)$ 。(c) サンプル A と B について、両方とも 9K で測定された強度 $I(\chi)$ の比較。図は文献[63]より改変転載。

ロットプロットから、(In,Fe)As/InAs 量子井戸のキュリー温度(T_C)は約 17 K であると見積もられる。図 1(c)に示す MCD スペクトルは、InAs の特異点エネルギー E_1 での光学遷移に対応する 2.626 eV で大きなピークを示す。この E_1 ピークは、バルク状態に近い厚い(In,Fe)As 試料のピーク(2.610 eV)から 0.016 eV だけ高いエネルギーの方にシフトしている。これは、(In,Fe)As/InAs 量子井戸における量子化によるバンドギャップの増大を反映している^[49, 50]。

(In,Fe)As/InAs 量子井戸の磁化を調べるために、SACLA の直線偏光の軟 X 線自由電子レーザー(X-ray free electron laser, XFEL) ビームを使用して、Fe の M 吸収端と共鳴する 52 eV エネルギーで X 線磁気光学カー効果(XMOKE)測定を行った^[52-54]。同じ試料の 2 枚のサンプル(A および B)を 2 つのネオジウム(Nd)磁石(磁場の大きさ $\mu_0 H = 0.4$ T および -0.4 T)上に接着し、He フロークライオスタットのコールドフィンガーに設置した。続いて図 2(a)に示すように、(In,Fe)As/InAs 量子井戸から反射された後の XFEL ビームのカー回転角 θ_k を、多層膜ミラーとマイクロチャンネルプレート(MCP)で構成される回転アナライザ

ーエリプソメーターによって検出した。多層膜ミラーと MCP は、サンプル軸に対して角度 χ だけ一緒に回転される。反射する XFEL ビームの強度 I は $I(\chi) \propto \cos^2(\theta_k - \chi)$ のように χ の関数として変化するため、アナライザーと XFEL ビームの偏光面が平行/垂直のときに最大/最小に達する^[54]。図 2(b)は、Nd 磁石から $\mu_0 H = -0.4$ T を垂直に印加しながら 300 K (オレンジ色の丸) と 9 K (緑色の丸) でサンプル B について測定した強度 $I(\chi)$ を示しており、どちらの曲線も関数 $\cos^2(\theta_k - \chi)$ によくフィッティングできている。9 K での曲線は 300 K での曲線から 1.15° だけ右にシフトしている。これは、温度の低下に伴って (In,Fe)As/InAs 量子井戸の強磁性秩序が成立するため XFEL ビームのカー回転角 θ_k が増大することで理解できる。さらに、サンプル A と B について、両方とも 9 K で測定した強度 $I(\chi)$ を図 2(c) で比較している。サンプル A ($\mu_0 H = 0.4$ T) の曲線は左に、サンプル B ($\mu_0 H = -0.4$ T) の曲線は右にシフトし、それぞれ反対の磁化方向を持つことを反映している。2つの θ_k 値の差は 5.40° であり、そこから (In,Fe)As/InAs 磁化に対応する XFEL ビームのカー回転角は 2.70° であると見積もられる。磁場を反転することによって得られる θ_k の変化は、温度を下げた場合に比べて 2 倍大きい。これらの結果は XMOKE 測定の有効性を示すものである。

(In,Fe)As/InAs 量子井戸のスピンドイナミクスを研究するために、ポンプ・アンド・プローブ測定を実施した。fs パルスレーザー (波長 793 nm、パルス幅 30 fs、エネルギー 169 μ J) を使用してフェルミ面近くの s、p 電子系を励起し、XFEL ビームを使用して Fe の局在スピンの応答を調べた。異なる光子エネルギーを持つ別々のポンプレーザー光源とプローブレーザー光源を利用することにより、(In,Fe)As/InAs 量子井戸におけるスピン・キャリア相互作用の超高速ダイナミクスを捉えることができる。時間分解測定では、回転アナライザーの角度 χ は 5° に固定し、温度は 9 K とした。図 2(c)の結果から、サンプル A と B において磁化 \mathbf{M} が増大すると、 $I(\chi)$ 曲線がそれぞれさらに左と右にシフトする。その結果、図 3(a)の挿入図に示すように、サンプル A の場合、磁化の向きに応じて強度 $I(\chi = 5^\circ)$ が増加する。図 3(a)の上部パネルに示す

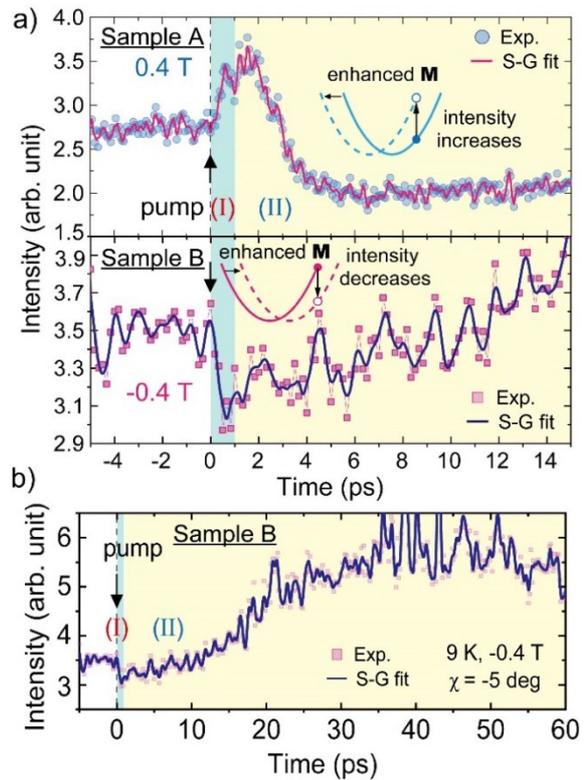


図 3 (a) (上) $\mu_0 H = 0.4$ T と (下) $\mu_0 H = -0.4$ T を垂直に印加したサンプル A と B を赤外レーザーパルスでポンプしたときの XFEL ビーム強度の時間変化。600 fs の時間スケールで瞬時に磁化が増大したことが分かった (領域 I)。 (b) サンプル B の反射した XFEL ビーム強度の時間変化をより広い範囲で示す図。測定温度は 9 K である。図は文献[63]より改変転載。

ように、赤外レーザーパルスでサンプル A をポンプすると、XFEL ビーム強度は 600 fs の時間スケールで瞬時に増加 (2.8 から 3.4) (領域 I) し、その次の数 ps で徐々に飽和してから減少した (領域 II)。これらの結果は、サンプル A の (In,Fe)As/InAs 量子井戸の磁化 \mathbf{M} が 1 ps 未満で増大することを示している。比較のために、サンプル B についても同様の実験を行った。ここで、図 3(a)の下のパネルに示すように、 \mathbf{M} は反対方向に向いている場合、XFEL ビーム強度は最初が 1 ps (領域 I) で 3.5 から 3 に急速に減少し、次の 60 ps で 5~6 に増加した後 120 ps でゆっくりと初期値に戻った (図 3(b)) を参照)。サンプル A と B の XFEL ビーム強度の変化の符号が反対になっていることから、その変化が実際に (In,Fe)As/InAs 量子井戸の磁化 \mathbf{M} の増大から生じていることを示しており、ポンプレーザーパルスの光磁気効果に関する原因を除外でき

る。照射により、磁化 M は 600 fs の超高速の時間スケールで増大し、その後平衡に戻る前に 40 ps にわたってゆっくりと減少する。この緩やかな消磁現象は、サンプル温度を一時的に上昇させるポンプレーザーパルスの熱効果によるものと考えられる。本研究で観測した (In,Fe)As/InAs 量子井戸の超高速磁化増大 (~600 fs) は、これまでに報告された強磁性半導体の磁化制御の中で最速の値である。

3. 超高速磁化増大の機構

次に、(In,Fe)As/InAs 量子井戸で観察された磁化増大の考えられるメカニズムについて考察する。キャリア誘起 FMS では、磁化増大の考えられる原因の 1 つは、フェルミ準位付近のキャリア密度 ((In,Fe)As の場合は n 型なので電子) の増加である。フォトンエネルギー 1.55 eV (波長 798 nm) の fs レーザパルスを照射すると、(In,Fe)As/InAs 量子井戸内に大量の光キャリア (電子と正孔) が瞬時に生成される。しかし、生成された光電子は伝導帯底部より 1 eV も高いバンド中に存在するため、伝導帯下端の直下に形成される Fe の不純物バンドの d 電子スピンの s-d 交換相互作用に直接関与することができない^[48,55] (図 4(a)参照)。伝導帯下端までの光電子の緩和には、一般的には数十 ps が必要である^[3]。したがって、光キャリア生成だけでは磁化 M のサブ ps 増大を説明できない。さらに、フェルミ準位より上には少数スピンの Fe 関連不純物バンドしか存在せず^[55]、これらの d 軌道不純物バンドへの電子の励起は、試料の磁気モーメントの減少につながると考えられる。これは明らかに実験観察と一致しない。一方、AISb バッファ層では Γ 点でのバンドギャップ (2.2 eV) が大きいのでポンプレーザーでは光キャリアは生成されず、下層の AISb 層からの超拡散電流による機構^[56-60]も否定される。

しかし、成長軸 (z 軸) に沿った光キャリアの時間依存の分布により、(In,Fe)As/InAs 量子井戸のポテンシャルと 2D 電子の波動関数が変化し、その磁気特性が変化する可能性がある。ポンプレーザーパルスが照射されると、光照射により電子と正孔 (光電子、光正孔) が即座に生成され (~1 fs)、光照射直後では表面から基板側に向かって指数関数的に減少する分布を持つ (図 4(a)の右パネルを参照)。このとき、光電子 $N_{pe}(z)$ と

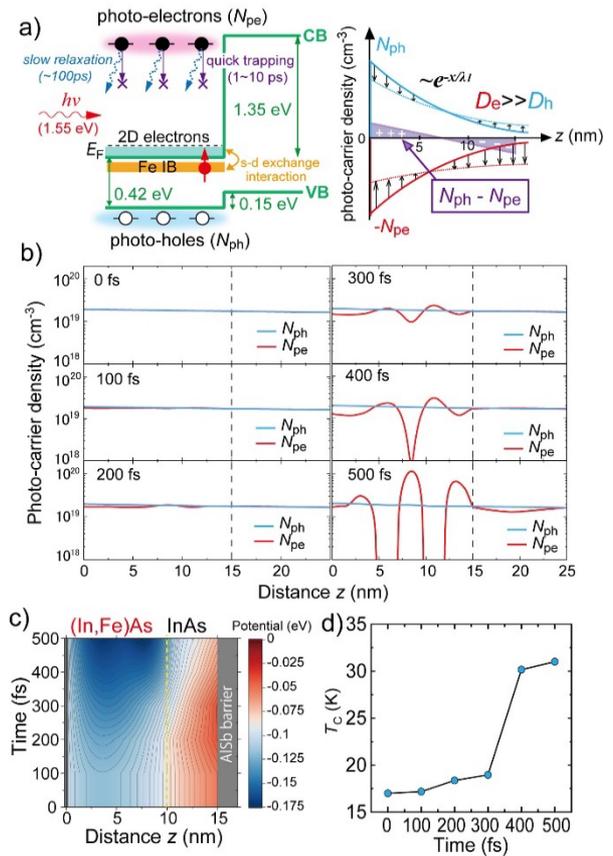


図 4 (a) (In,Fe)As/InAs 量子井戸にポンプ光が照射される時に生成される光キャリア (正孔、電子、左図) とその分布の時間変化 (右図) の概要。(b) 自己無撞着計算で再現した (In,Fe)As/InAs 量子井戸の光キャリア分布の時間変化。100 fs ごとのタイムステップで計算した。光照射により生成された電子の局所濃度 $N_{pe}(z,t)$ はすぐに AISb 側に拡散するが、光照射により生成された正孔の局所濃度 $N_{ph}(z,t)$ は計算した時間内ではほとんど変化しないため、光デンプー電場が形成される。(c) 量子井戸ポテンシャルが (In,Fe)As 層の中心で深くなり、2次元電子キャリアの濃度 $N_{2d}(z,t)$ の再分布を引き起こす。(d) 量子井戸の T_C (青丸) の時間変化を計算した結果。図は文献[63]より改変転載。

光正孔 $N_{ph}(z)$ の局所密度は等しいため全体的に光キャリアによる空間電荷が形成されない。次に、 z 軸に沿った密度勾配により、これらの光キャリアは基板側に向かって拡散し始める。ただし、光電子は、InAs 内での移動度が高く、ポンプレーザーによって励起される温度が高いため、光正孔よりも速く拡散する。その結果、表面にはより多くの光正孔が、基板側にはより多くの光電子が再分布することによって表面から基板側に向かう電界が時間の経過とともに急速に形成される。

これは、いわゆるフォトデンバー電場^[61]であり、InAs^[61,62]などの高移動度半導体でテラヘルツ電磁波を生成するために利用されている。(In,Fe)As/InAs 量子井戸では、このフォトデンバー電場が上部の(In,Fe)As 層に向かって 2D 電子波動関数を押し、波動関数と(In,Fe)As 層の重なりが大きくなるため、これが量子井戸の磁化の強化につながると考えられる。

上記のシナリオを確認するために、(In,Fe)As/InAs 量子井戸内の光キャリアと 2D 電子の時間依存分布の数値計算を行った（詳しい計算方法は論文[63]を参照されたい）。(In,Fe)As/InAs 量子井戸中には大量の Fe が添加されているため、(In,Fe)As の電子移動度は InAs より低く、通常 100 cm²/Vs 程度である^[46]。したがって、光キャリアの散乱の性質により、光キャリアの移動度 μ が低いと仮定するのが現実的である。我々は光電子 ($\mu_e = 2 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) と光正孔 ($\mu_h = 0.2 \text{ cm}^2/\text{Vs}$) の移動度は低いと仮定して、ポンプレーザーパルスに対する(In,Fe)As/InAs 量子井戸のポテンシャルと 2D 波動関数、および光キャリアの空間分布の 100 fs のタイムステップごとの応答を計算した。図 4(b)に示すように、光電子はすぐに AlSb 側に拡散するが、(In,Fe)As/InAs 界面および InAs/AlSb 界面での反射により局所濃度 $N_{pe}(z, \eta)$ が強く振動している。一方、光正孔の局所濃度 $N_{ph}(z, \eta)$ は計算した時間内ではほとんど変化しない。その結果、時間の経過とともに、光電子と光正孔の局所濃度の差が急速に発生するために、(In,Fe)As/InAs 量子井戸ポテンシャルは(In,Fe)As 層の中心で深くなり（図 4(c)を参照）、2次元電子キャリアの濃度 $N_{2D}(z, \eta)$ の再分布を引き起こす。この変化により(In,Fe)As 領域の局所的な 2D 電子キャリア濃度が増加し、これがキュリー温度の上昇の原因となったと考えられる。2D 電子波動関数を用いて、(In,Fe)As/InAs 量子井戸の T_c は次式で与えられる^[49-51]。

$$T_c^{2D} = \frac{S(S+1) A_F^{2D} J_{sd}^2 m^*}{12 k_B \pi \hbar^2} N_{Fe} \sum_{E_j < E_F} \int_{(\text{In,Fe)As}} |\varphi_j(z)|^4 dz \quad \text{式 (1)}$$

ここで、 S は Fe 原子のスピン角運動量 (= 5/2)、 J_{sd} は s-d 交換相互作用定数、 $A_F^{2D} = 1.2$ は 2次元構造におけるストナー補正係数^[64]、 k_B は Boltzmann 係数、 m^* は電子の有効質量、 N_{Fe} は Fe 原子密度 $\phi_j(z)$ は占有量子化準位 E_j の波動関数である。式 (1) の唯一の

フィッティングパラメーターは J_{sd} であり、これは s-d 交換相互作用エネルギーで決まる。図 4(d)に示すように、0.054 eV · nm³ という妥当な J_{sd} (1 eV の s-d 交換相互作用エネルギー $N_0 \alpha$ に相当)^[48-50] を使用すると、(In,Fe)As/InAs 量子井戸の可視光 MCD の温度依存性から見積もられた T_c が定量的に再現された。特に電子が占有する量子化準位の数が増加したときに T_c が急増する。この結果は、全体的な電子波動関数の変化により、 T_c が 17 K から 31 K へ増加することを明確に示している。これは、光キャリアの移動度が低い (0.2~2 Vs/cm²) と仮定しても、光ポンピングの最初の 500 fs で発生する磁化の増大が再現されたことを意味する。したがって、ここで我々が提案した波動関数の操作によって磁化が変化したというモデルにより、(In,Fe)As/InAs 量子井戸において観測されたサブ ps という超高速での磁化の増大を説明できたといえる。

4. 結論と展望

磁性材料の磁化をサブ ps の超高速時間スケールで制御できることは、強磁性半導体量子井戸の顕著な特長である。(In,Fe)As/InAs から成る量子井戸中の 2D キャリア分布 (波動関数) と強磁性半導体(In,Fe)As 層との重なりを変えることにより超高速磁化制御が可能であることを、fs レーザ光を用いたポンプ・プローブ法により実証した。キャリアの波動関数を制御する方法は本研究で行った光ポンピングに限定されるものではなく、トランジスタ構造においてゲート電圧を印加することによって実行することもできる。この波動関数工学では、強磁性量子井戸中にキャリア濃度の変化を起こす必要がないため、材料とデバイスを適切に設計することでゲート容量 C を可能な限り低減できる。したがって、 CR 定数 (R は配線抵抗) によって制限されるゲート動作速度はサブ ps にまで速くすることができる。本研究で実験的に示したように、スピン-キャリア相互作用による磁化制御時間は 1 ps より短いため、波動関数制御法を利用した強磁性の電氣的制御は半導体エレクトロニクスと整合性があり、将来的には超高速でスケラブルなスピントロニクスデバイスに応用できる可能性がある。

謝辞

本研究の実施に当たってご協力・議論いただいた松田巖、堀尾真史、鷺見寿秀、山本航平、武田崇仁、荒木恒星、岡野諒、久保田雄也、矢橋牧名、大和田成起の各氏に感謝する。この研究の一部は、科学研究費補助金(19K21961、20H05650、23K17324)、科学技術振興機構 CREST (JPMJCR1777) および PRESTO (JPMJPR19LB)、UTECH-東京大学 FSI 研究助成プログラム、村田科学財団、およびスピントロニクス学術研究基盤と連携ネットワーク (Spin-RNJ) の支援を受けた。XFEL 実験は、高輝度光科学研究センター (JASRI) の承認を得て、SACLA の BL1 で実施された(提案番号 2018A8064、2018B8022、2019A8001、2019B8060、2020A8063)。

参考文献

- [1] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma: *Rev. Mod. Phys.* **76** (2004) 323-410.
- [2] K. A. Mistry: *2007 IEEE Intl. Electron Devices Meeting.* (2007) 247-250.
- [3] A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing: *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 2731-2784.
- [4] E. Beaurepaire, J. -C. Merle, A. Daunois and J. -Y. Bigot: *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 4250.
- [5] J. Hohlfeld, E. Matthias, R. Knorren and K. H. Bennemann: *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 4861.
- [6] A. Scholl, L. Baumgarten, R. Jacquemin and W. Eberhardt: *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 5146.
- [7] B. Koopmans, M. van Kampen, J. T. Kohlhepp, and W. J. M. de Jonge: *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 844.
- [8] H.-S. Rhie, H. A. Dürr, and W. Eberhardt: *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 247201.
- [9] M. Lisowski, P. A. Loukakos, A. Melnikov, I. Radu, L. Ungureanu *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 137402.
- [10] M. Cinchetti, M. Sanchez Albaneda, D. Hoffmann, T. Roth, J. P. Wustenberg *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 177201.
- [11] C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, R. Mitzner, T. Quast *et al.*: *Nature Mater.* **6** (2007) 740.
- [12] E. Carpene, E. Mancini, C. Dallera, M. Brenna, E. Puppini *et al.*: *Phys. Rev. B* **78** (2008) 174422.
- [13] E. A. Mashkovich, K.A. Grishunin, H. MuneKata, & A.V. Kimel: *Appl. Phys. Lett.* **117** (2020) 122406.
- [14] G. Ju, A. V. Nurmikko, R. F. Farrow, R. F. Marks, M. J. Carey *et al.*: *Phys. Rev. B* **58** (1998) R11857.
- [15] L. H. F. Andrade, A. Laraoui, M. Vomir, D. Muller, J.-P. Stoquert *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 127401.
- [16] D. M. Wang, Y. H. Ren, X. Liu, J. K. Furdyna, M. Grimsditch *et al.*: *Phys. Rev. B* **75** (2007) 233308.
- [17] Y. Hashimoto, S. Kobayashi and H. MuneKata: *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 067202.
- [18] E. Rozkotová, P. Němec, P. Horodyská, D. Sprinzl, F. Trojánek *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **92** (2008) 122507.
- [19] J. Qi, Y. Xu, A. Steigerwald, X. Liu, J. K. Furdyna *et al.*: *Phys. Rev. B* **79** (2009) 085304.
- [20] Y. Yang, R. B. Wilson, J. Gorchon, C. -H. Lambert, S. Salahuddin *et al.*: *Sci. Adv.* **3** (2017) e1603117.
- [21] C. D. Stanciu, F. Hansteen, A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsukamoto *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 047601.
- [22] S. Mangin, M. Gottwald, C-H. Lambert, D. Steil, V. Uhlir *et al.*: *Nat. Mater.* **13** (2014) 286-292.
- [23] C-H. Lambert, S. Mangin, B. S. D. Ch. S. Varaprasad, Y. K. Takahashi, M. Hehn *et al.*: *Science* **345** (2014) 1337-1340.
- [24] C. Banerjee, N. Teichert, K. E. Siewierska, Z. Gercsi, G. Y. P. Atcheson *et al.*: *Nat. Commun.* **11** (2020) 1-6.
- [25] I. Radu, K. Vahaplar, C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius *et al.*: *Nature* **472** (2011) 205-208.
- [26] T. A. Ostler, J. Barker, R.F.L. Evans, R.W. Chantrell, U. Atxitia *et al.*: *Nat. Commun.* **3** (2012) 666.
- [27] K. Yamamoto, S. El Moussaoui, Y. Hirata, S. Yamamoto, Y. Kubota *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **116** (2020) 172406.
- [28] J. Wang, I. Cotoros, K. M. Dani, X. Liu, J. K. Furdyna, and D. S. Chemla: *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 217401.
- [29] F. Liu, T. Makino, T. Yamasaki, K. Ueno, A. Tsukazaki *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **108** (2012) 257401.
- [30] D. Rudolf, C. La-O-Vorakiat, M. Battiato, R. Adam, J. M. Shaw *et al.*: *Nature Commun.* **3** (2012) 1037.
- [31] P. Elliott, T. Müller, J. K. Dewhurst, S. Sharma and E. K. U. Gross: *Sci. Rep.* **6** (2016) 38911.
- [32] F. Siegrist, J. A. Gessner, M. Ossiander, C. Denker, Y.-P. Chang *et al.*: *Nature* **571** (2019) 240-244.
- [33] P. Tengdin, C. Gentry, A. Blonsky, D. Zusin, M. Gerrity *et al.*: *Sci. Adv.* **6** (2020) eaaz1100.
- [34] M. Hofherr, S. Häuser, J. K. Dewhurst, P. Tengdin, S. Sakshath *et al.*: *Sci. Adv.* **6** (2020) eaay8717.

- [35] D. Steil, J. Walowski, F. Gerhard, T. Kiessling, D. Ebke *et al.*: *Phys. Rev. Research* **2** (2020) 023199.
- [36] J. U. Thiele, M. Buess and C. H. Back: *Appl. Phys. Lett.* **85** (2004) 2857-2859.
- [37] G. Ju, J. Hohlfield, B. Bergman, R. J. M. van de Veerdonk, O. N. Mryasov *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 197403.
- [38] G. Li, R. Medapalli, J. H. Mentink, R. V. Mikhaylovskiy, T. G. H. Blank *et al.*: *Nature Commun.* **13** (2022) 2998.
- [39] C. Vicario, C. Ruchert, F. Ardana-Lamas, P. M. Derlet, B. Tudu *et al.*: *Nat. Photonics* **7** (2013) 720.
- [40] S. Bonetti, M. C. Hoffmann, M.-J. Sher, Z. Chen, S.-H. Yang *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 087205.
- [41] T. Kampfrath, K. Tanaka, and K. A. Nelson: *Nat. Photonics* **7** (2013) 680.
- [42] T. Ishii, H. Yamakawa, T. Kanaki, T. Miyamoto, N. Kida *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **114** (2019) 062402.
- [43] H. Ohno: *Science* **281** (1998) 951-956.
- [44] M. Tanaka, S. Ohya, and P. N. Hai: *Appl. Phys. Rev.* **1** (2014) 011102.
- [45] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert and D. Ferrand: *Science* **287** (2000) 1019-1022.
- [46] P. N. Hai, L. D. Anh, S. Mohan, T. Tamegai, M. Kodzuka *et al.*: *Appl. Phys. Lett.* **101** (2012) 182403.
- [47] P. N. Hai, L. D. Anh and M. Tanaka: *Appl. Phys. Lett.* **101** (2012) 252410.
- [48] L. D. Anh, P. N. Hai and M. Tanaka: *Nature Commun.* **7** (2016) 13810.
- [49] L. D. Anh, P. N. Hai and M. Tanaka: *Appl. Phys. Lett.* **104** (2014) 042404.
- [50] L. D. Anh, P. N. Hai, Y. Kasahara, Y. Iwasa and M. Tanaka: *Phys. Rev. B* **92** (2015) 161201(R).
- [51] B. Lee, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald: *Phys. Rev. B* **61** (2000) 15606.
- [52] T. Ishikawa *et al.*: *Nat. Photonics* **6** (2012) 540.
- [53] S. Owada, K. Togawa, T. Inagaki, T. Hara, T. Tanaka *et al.*: *J. Synchrotron Radiat.* **25** (2018) 282.
- [54] Sh. Yamamoto, M. Taguchi, M. Fujisawa, R. Hobara, S. Yamamoto *et al.*: *Phys. Rev. B* **89** (2014) 064423.
- [55] M. Kobayashi, L. D. Anh, J. Minár, W. Khan, S. Borek *et al.*: *Phys. Rev. B* **103** (2021) 115111.
- [56] A. Melnikov, I. Razdolski, T. O. Wehling, E. Th. Papaioannou, V. Roddatis *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **107** (2011) 076601.
- [57] N. Berggaard, M. Hehn, S. Mangin, G. Lengaigne, F. Montaigne *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 147203.
- [58] M. Hofherr, P. Maldonado, O. Schmitt, M. Berritta, U. Bierbrauer *et al.*: *Phys. Rev. B* **96** (2017) 100403.
- [59] A. Eschenlohr, M. Battiato, P. Maldonado, N. Pontius *et al.*: *Nat. Mater.* **12** (2013) 332.
- [60] T. Jiang, X. Zhao, Z. Chen, Y. You, T. Lai, and J. Zhao: *Materials Today Physics* **26** (2022) 100723.
- [61] H. Dember: *Phys. Z* **32** (1931) 554.
- [62] P. Gu and M. Tani: *Terahertz Optoelectronics*, edited by K. Sakai (Springer, Berlin) (2005) Chap. 4 63.
- [63] L. D. Anh, M. Kobayashi: T. Takeda, K. Araki, R. Okano *et al.*: *Adv. Mater.* **35** (2023) 2301347.
- [64] T. Dietl, A. Haury and Y. Merle d'Aubigne: *Phys. Rev. B* **55** (1997) R3347.

レ デウツク アイン Le Duc ANH

東京大学
工学系研究科 電気系工学専攻
スピントロニクス学術連携研究教育センター
〒113-8658 東京都文京区本郷 7-3-1
TEL : 03-5841-6654
e-mail : anh@cryst.t.u-tokyo.ac.jp

小林 正起 KOBAYASHI Masaki

東京大学
工学系研究科 電気系工学専攻
スピントロニクス学術連携研究教育センター
〒113-8658 東京都文京区本郷 7-3-1
TEL : 03-5841-6692
e-mail : masaki.kobayashi@ee.t.u-tokyo.ac.jp

田中 雅明 TANAKA Masaaki

東京大学
工学系研究科 電気系工学専攻
スピントロニクス学術連携研究教育センター
〒113-8658 東京都文京区本郷 7-3-1
TEL : 03-5841-6728
e-mail : masaaki@ee.t.u-tokyo.ac.jp