

時間分解走査トンネル顕微鏡による スピンドYNAMICS計測

筑波大学数理物質系 吉田昭二・武内 修・大井川治宏・重川秀実

§1 はじめに

トポロジカル絶縁体やグラフェン、遷移金属ダイカルコゲナイド原子層など新しい材料開発においてスピンの活用が注目されている¹⁻³⁾。電子スピンは磁性の起源であり、新たな機能を創成するには、そのダイナミクスの詳細を理解することが必要不可欠である^{4,5)}。通常、電子スピンの緩和や歳差運動は、フェムト秒からマイクロ秒の時間スケールで観察されるが、量子閉じ込め効果や、界面の影響、また不純物など、原子スケールからナノスケール構造の影響を強く受けて変化するため、外場との相互作用に加え周囲の局所的な環境が及ぼす影響を正しくとらえることが大切で、高い時間分解能とともに高い空間分解能を併せ持つ手法が求められる。

局所領域のスピン・磁性を計測する手法としては、磁性探針を用いたスピン偏極走査トンネル顕微鏡法(SP-STM)が開発され、磁性金属薄膜のスピン構造^{6,7)}や単一分子の磁気抵抗効果⁸⁾などの特性が原子・分子スケールの空間分解能で明らかにされている。しかし、通常、STMではトンネル電流アンプの時間応答に制約があるため(～1 kHz程度)、主に静的な振る舞いを対象として研究されてきた。最近、高周波回路を用いることで測定帯域をGHzまで拡張することが可能となり、孤立した磁性原子の電子スピン共鳴⁹⁾やスピン緩和のダイナミクス¹⁰⁾を測定することが可能になったが、時間分解能はナノ秒の領域に留まっている。一方、磁気カー効果やフェラデー効果を用いたフェムト秒レーザーによる計測では、フェムト秒の時間分解能を得られることから、スピンドイ

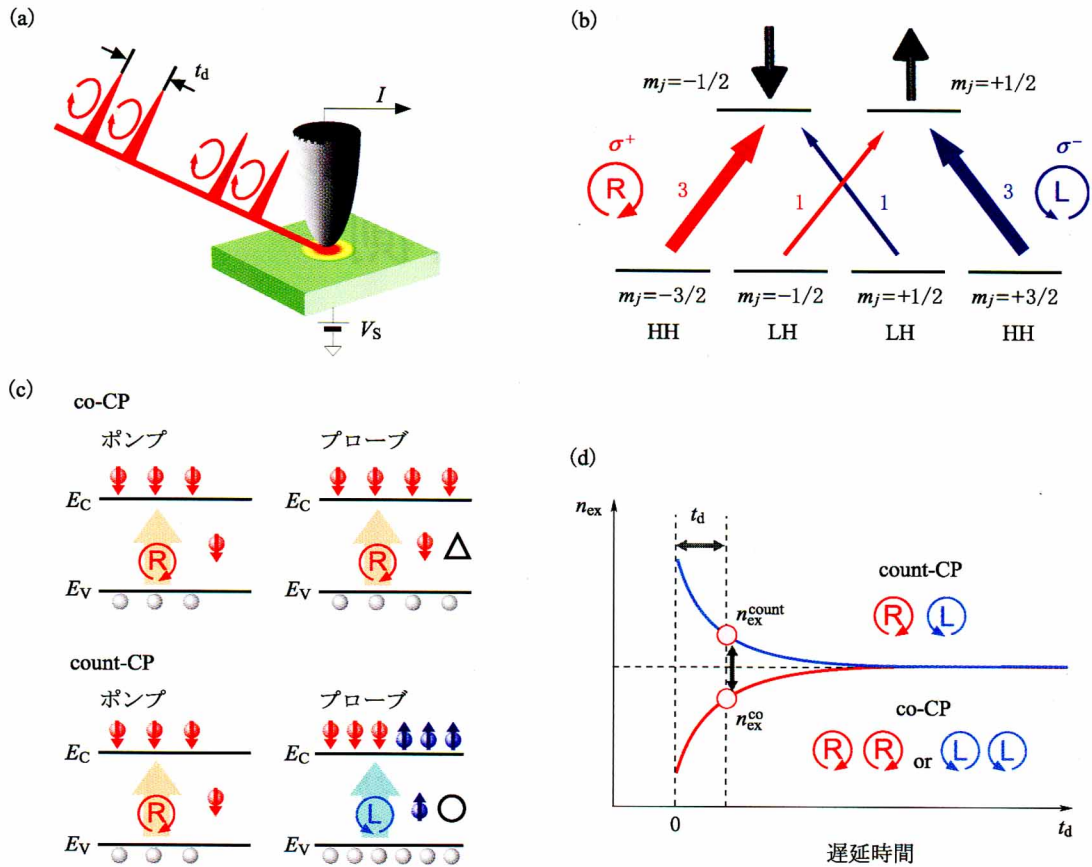
ナミクスに関する多くの研究がなされている^{4,11)}。しかし、一般に空間分解能は回折限界により数100 nm程度に制限され、近接場を用いても10 nmを切る高い空間分解能の実現は困難であった¹²⁾。

こうした中、社会の要請に応える1つの方法は、高い時間分解能を持つ光学ポンプ-プローブ(OPP)法をSTMと組み合わせ、時間・空間両領域で高い分解能を併せ持つ手法の開発することで、STMの発明以来、多くの試みがなされてきた¹³⁾。われわれも、同技術の開発に取り組み、パルス幅の時間分解能で局所ダイナミクスをとらえることが可能な新しい顕微鏡法、OPP-STMの実現に成功した¹⁴⁻¹⁸⁾。当初、光励起キャリアのダイナミクス計測に適用してきたが、その後、OPP法同様、円偏光による励起を用いることで、電子スピンの局所ダイナミクスを計測することも可能になった¹⁹⁾。

2つの先端技術を組み合わせる場合、それぞれの場合には見られない新しい問題が現れるため、新たな工夫が必要になる。本稿では、こうした点にふれながら、時間分解STMを用いたスピンドイナミクス計測につき、測定原理から手法の詳細を実験結果と合わせて紹介する。

§2 測定原理

第1図(a)に示すように、OPP-STMでは通常のOPP法と同様に、ある遅延時間 t_d を持たせたパルス対列をSTM探針直下の試料表面に照射する。たとえばGaAsを試料として用いた場合、バンドギャップの大きさを超えるエネルギー(1.42 eV, $T=300$ K)のパルス光を照射することによ



第 1 図

- (a) 時間分解 STM の模式図．遅延時間 t_d のパルス対を探針直下に照射し遅延時間の関数としてトンネル電流 I を測定する． V_s は試料に印加したバイアス電圧．
- (b) GaAs に円偏光を照射した場合の遷移選択則．重い正孔バンド (HH) と軽い正孔バンド (LH) からの磁気量子数変化 $\Delta m_j = \pm 1$ を満たす遷移確率の比は 3:1 である．R と L は右回り，左回りの円偏光を， $\sigma^\pm = \pm 1$ は光子の角運動量を表わす．
- (c) スピンに依存する吸収飽和のメカニズム．右回り円偏光のポンプ光により励起されたダウンスピンが励起状態を占めているとプローブ光によるダウンスピンの励起は抑制される．
- (d) ポンプ光とプローブ光の円偏光が異なる (count-CP) 場合と同じ (co-CP) 場合の，プローブ光により励起されるキャリア密度 n_{ex} の遅延時間依存性．

て光キャリア (電子-正孔対) が生成する．パルス光を円偏光にすると，光子の角運動量 ($\sigma^\pm = \pm 1$) と電子スピンの角運動量 m_j を合わせた全角運動量が保存することにより第 1 図 (b) に示す遷移選択則が成立する．右回り円偏光ではダウンスピンが，左回り円偏光の場合はアップスピンの選択的に励起され，スピン偏極した電子スピンを伝導帯に励起することが可能になる^{4,5)}．バルクの GaAs では価電子帯の重い正孔のバンド (HL) と軽い正孔のバンド (LH) が縮退しており，偏極率 $n = (n^+ - n^-) / (n^+ + n^-)$ は ± 0.5 となるが，量子井戸構造などでは結晶に歪み加わることによって縮退が解け，HH バンドからの遷移を選択的に励起することが可能となり 100% のスピン偏極を得ること

ができる．

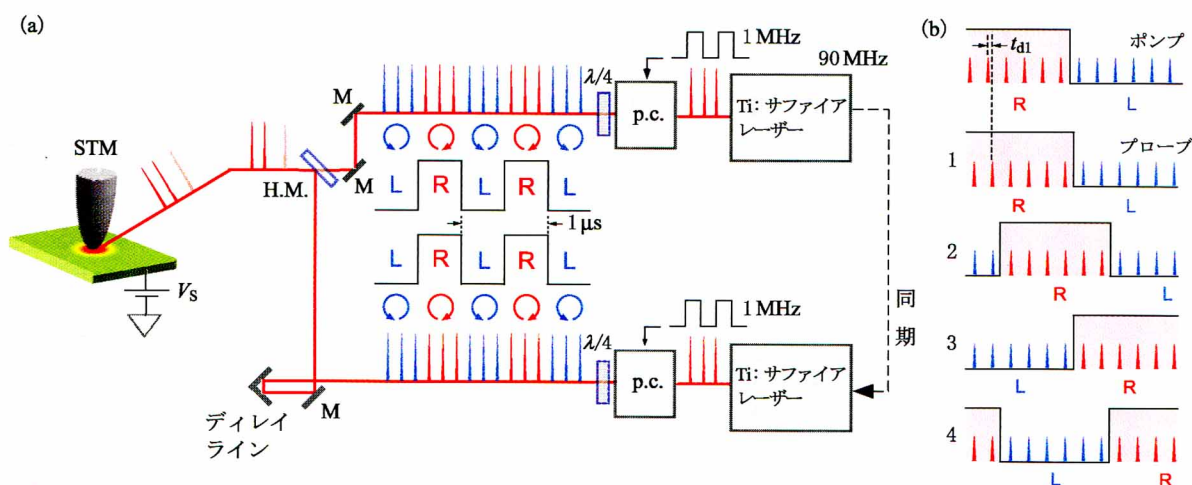
第 1 図 (c) は，円偏光パルス対による時間分解測定の実験原理を示している．たとえば右回りのポンプ光によってアップスピンを励起した直後に同じく右回りのプローブ光によってアップスピンを励起すると [同じ偏光を用いるため Co circularly polarized (co-CP) と呼ぶ]，アップスピン電子が励起状態を占有しているため，プローブ光によるアップスピン電子の励起が抑制される．これは吸収飽和と呼ばれる非線形光学効果である．ポンプ光により生成された電子のスピン偏極率が一番大きいポンプ光照射直後 (すなわち遅延時間 Δt_d ゼロ) でその効果は最大となる．スピン偏極率は緩和によって低下するため，遅延時間とともに吸収

飽和の効果は弱くなる。その結果パルス対により生成する光キャリアの総和(n_{ex}^{co})は遅延時間に依存して第1図(d)赤線のように変化する。一方、右回り円偏光のポンプ光に対してプローブ光に左回り円偏光を用いた場合 [Counter circularly polarized (count-CP)と呼ぶ]、励起されるスピンの向きが異なることから、吸収飽和の効果は $\Delta I_d=0$ では起こらず、遅延時間とともにダウンスピン電子密度が増加すると強くなる。その結果、生成光キャリアの総和(n_{ex}^{count})の遅延時間依存性は第1図(d)青線のように平行励起の場合を反転した形になる。

それぞれの指数関数的減衰の時定数は、ポンプ光によって生成された電子スピンのスピン緩和時間 τ_s を表わし、GaAsの場合、後に示すようにピコ秒からナノ秒程度である。第1図(d)の信号にはキャリア再結合などの過程も含まれているが、2つの励起方式での生成キャリア密度の差 Δn_{ex} ($=n_{ex}^{count}-n_{ex}^{co}$)をトンネル電流量変化 ΔI_S として取り出すことでスピン緩和のみの信号を得ることができる。しかし、吸収飽和による効果は弱く ΔI_S が非常に微弱な信号となるため、実験ではパルス対の偏光をco-CPとcount-CPの間で変調してトンネル接合に照射し、 ΔI_S をロックイン検出することでS/N比を向上させる工夫を行う。通常のOPP法では、偏光を変化させ差分をとるこ

とは容易である。しかし、STM測定では、入射光のエネルギーが探針に熱吸収され、光強度が時間的に変化すると探針の熱伸縮を誘起して擬似的な信号を発生し²¹⁾、微弱なスピン依存の信号 ΔI_S がノイズに埋もれてしまう。こうした熱膨張の問題は、OPP-STMでも大きな課題であったが、信号がより微弱なスピン計測では、さらに注意が必要となる。

第2図に、光強度変化を抑えて偏光のみの変調を可能にする仕組みを示す。第2図(a)はシステムの模式図で、co-CPとcount-CP間の円偏光を制御する方法である。まず2台のフェムト秒レーザーより90 MHzの繰り返しでパルス幅140 fsのレーザーパルスを同期発振させる。それぞれのパルスの直線偏光角度を高速ポッケルスセル(図では1 MHzと記載)により変化させ、その後の $\lambda/4$ 板と組み合わせることで右回りと左回り円偏光がco-CPの状態を保ちつつ1 MHzで変調されたパルス列が生成される。次に、たとえば、ポンプ光とプローブ光の変調の間に1 kHzの周波数差(1000 kHzと1001 kHz)を設けると、第2図(b)に示したように、ポンプ光とプローブ光の間で、円偏光(ピンク色の領域が右回り)の矩形波の位相がずれて、ポンプ光とプローブ光による励起がco-CPとcount-CPの間で1 kHzで変調される。この仕組みでは、レーザー光強度が保たれたまま偏光



第2図

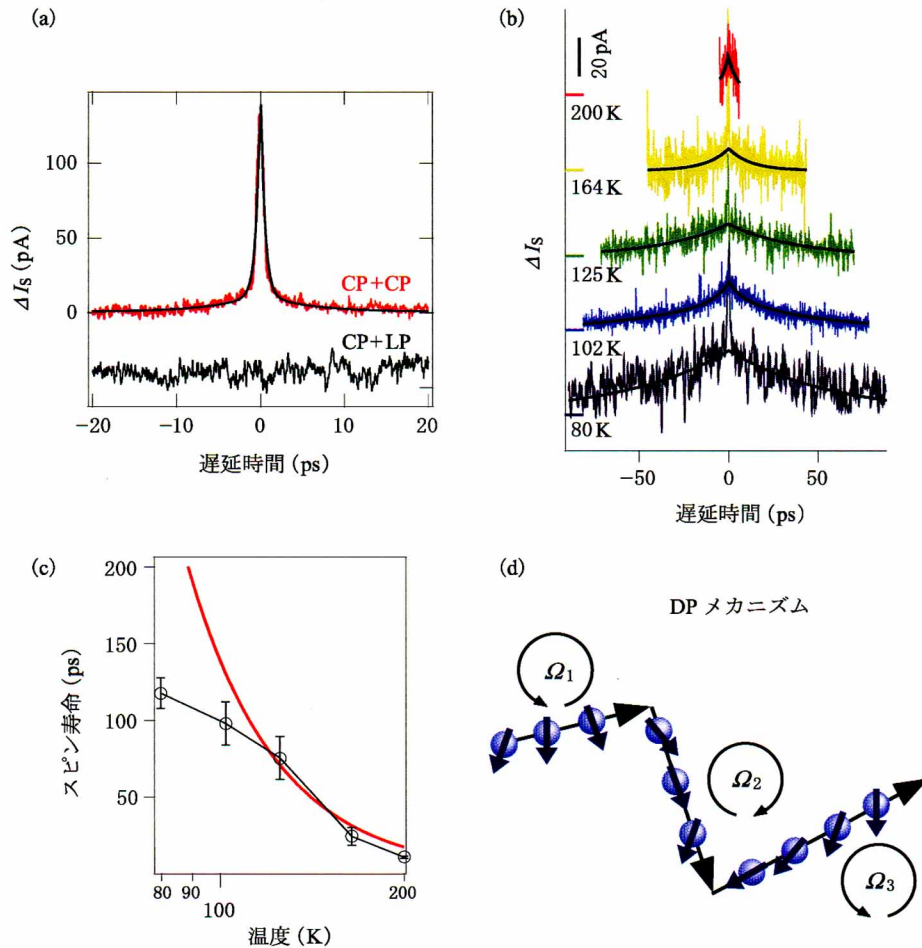
- (a) 時間分解STMの模式図。ポッケルスセル(p.c.)と $\lambda/4$ 波長板を組み合わせると右回り(R)と左回り(L)の円偏光を生成する。
- (b) ポンプ光とプローブ光の円偏光の生成の周期をわずかにずらすことで、両者の右回りと左回りの変更がずれていく様子。本実験では1 kHzの差(1000 kHzと1001 kHz)を持たせた。

が変調されるため、先に述べた熱膨張の問題は起きない。2つのパルス列の光軸はハーフミラー(H.M.)で合流させ、真空チャンバー内のSTM探針直下の試料表面に照射する。遅延時間は光学遅延回路かパルス同期回路を用いて制御し、時間分解計測を行う。

§3 実験結果

第3図(a)に真空中で劈開して準備したアンドープGaAs(110)表面の室温での測定結果を示す。赤の実線で示した時間分解スペクトル(CP+CP)から2つの緩和成分が観測されており、それぞれ

を指数関数でフィッティングして得られた時定数は 0.51 ± 0.01 ps, 5.8 ± 0.8 psとなった。片方のパルスを円偏光から直線偏光に変えて(右回り円偏光→縦直線偏光, 左回り円偏光→横直線偏光)測定すると信号が消失する(黒の実線CP+LP)のは、直線偏光ではアップスピン, ダウンスピン電子が同数励起され、先に述べたスピンの依存した吸収飽和が生じないためである。CP+LPで変調信号が消失していることは、変調周期での光強度の変化などによる信号の生成がなく、システムが想定通りに動作していることの確認になる。したがって、GaAsでは円偏光によりスピンの励起されることと併せて、スピン依存の吸収飽和機構が



第3図

- (a) アンドープGaAs(110)表面で測定された時間分解スペクトル。赤線がポンプ光, プロブ光ともに円偏光(CP+CP)の条件で得られた結果。黒線は片方の偏光を直線偏光にした場合の結果。
- (b) p型GaAs(110)表面で測定した時間分解信号の温度依存性。
- (c) (b)の信号を指数関数でフィッティングして得られたスピン寿命の温度依存性。赤色の曲線はDP機構による理論曲線。
- (d) DP機構によるスピン緩和の様子。 Ω はそれぞれの場所での有効磁場を表わす。

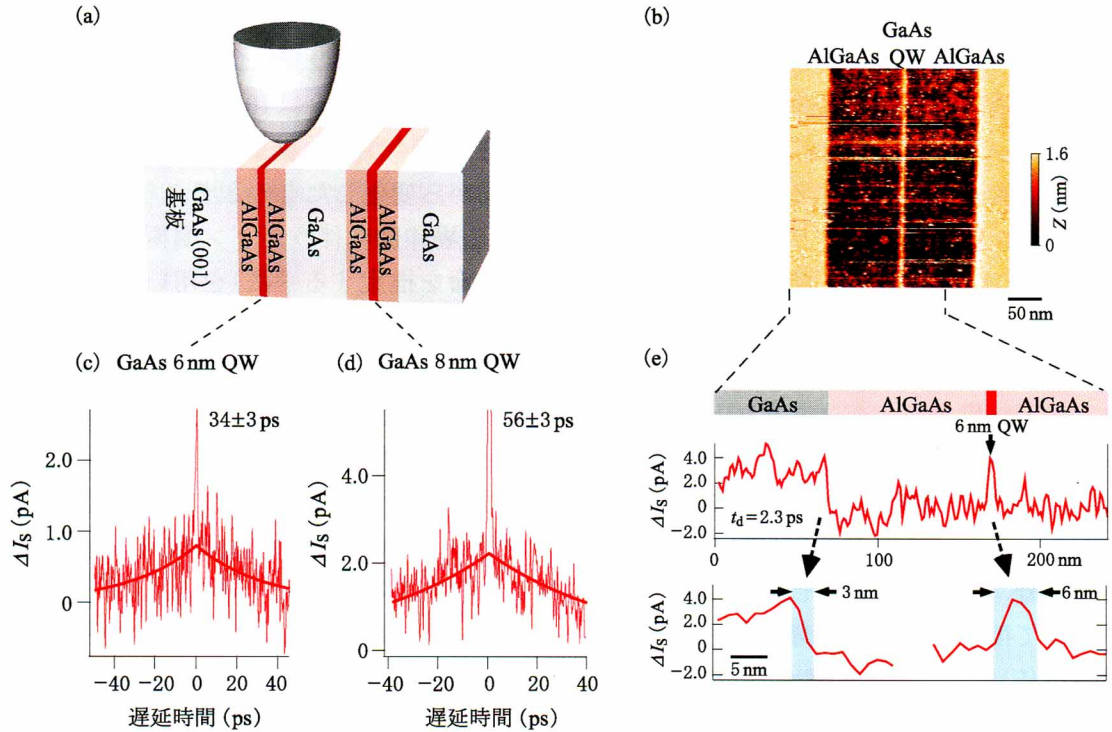
co-CP と count-CP 間での生成キャリア密度に差を生み出しスピンドイナミクス信号となることを示している。速い成分は伝導帯に励起された電子スピンのエネルギー緩和に対応し、遅い成分が電子スピン配向の緩和に対応する。一般に GaAs では正孔のスピンの緩和は速く、バルク GaAs では 0.1 ps 程度であるため、通常の測定で観測される現象はすべて電子スピンの緩和によるものである²²⁾。得られたスピン寿命は時間分解カー回転などを用いた測定結果ともよく一致する^{23,24)}。

次に、p 型 GaAs (110) 表面 (Zn ドープ $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) を用いて行った電子スピン寿命の温度 (T) 依存性の結果を第 3 図 (b), (c) に示す。第 3 図 (b) は時間分解信号、第 3 図 (c) は、それら信号をフィッティングして得られた寿命と測定温度の関係である。第 3 図 (b) 中の赤線は後述する D'yakonov-Perel (DP) 機構 [第 3 図 (d)] による理論曲線を示す。200 K より低温では徐々にスピン寿命が長くなっているが、GaAs 中では以下に述べるように複数のスピン緩和機構が存在しており、本結果はそれら緩和機構の温度特性を反映している。まず GaAs のような反転対称性のない結晶中では Dresselhaus のスピン軌道相互作用 (Spin orbit interaction: SOI) が生じるが、SOI に起因したスピン緩和機構として Elliot-Yafet (EY) 機構、DP 機構の 2 つが知られている^{4,5)}。EY 機構は電子が不純物散乱を受ける過程で生じるスピンフリップに起因した緩和機構であり、室温付近では DP 機構が支配的となる。自由電子は SOI によって、電子の波数ベクトル k に依存した実効磁場 $\Omega(k)$ を受けるため電子スピンは第 3 図 (d) に示すように歳差運動を行う。不純物散乱などによって k が変化するたびに $\Omega(k)$ がランダムに変化し、歳差運動の方向も変化するため結果としてスピンの位相がランダム化しスピン緩和が起こる。DP 機構ではスピン寿命は T^{-3} に従うとされている^{4,25)}。

実験結果では 125–200 K の範囲で $\propto T^{-3}$ に従うことから DP 機構が支配的と考えられるが 100 K 以下では飽和する傾向が確認できる。p 型 GaAs では DP 機構の他に多数キャリアである正孔と電子スピンの間に働く交換相互作用に起因した Bir-Aronov-Pikus (BAP) 機構も重要である。どちらが

支配的なスピン緩和機構になるかは p 型試料のドープ量と温度の兼ね合いで決定されるが、今回用いた試料の場合は 100 K 以下で DP 機構による影響が弱くなった結果 BAP 機構が現れ、 T^{-3} の傾向から変化したものと考えられる²⁵⁾。Hanle 測定 (磁場印加に伴うスピン偏極率の低下からスピン寿命を推定する手法) を用いた電子スピン寿命計測で同様の飽和傾向が p 型 GaAs 試料に対して報告されており²⁵⁾、STM で測定されるスピン寿命の試料、温度依存性は GaAs バルク中の電子スピンの振る舞いとよく一致している。本稿ではふれられないが、OPP-STM では表面特有の効果を測定することが可能で、局所構造と対応させた解析が有効になる。

次に、GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As 量子井戸構造に対して行った測定結果を示す。試料構造は第 4 図 (a) に示すように 6 nm および 8 nm の GaAs 量子井戸の両側を 100 nm 幅の AlGaAs で挟んだ構造をもち、(110) 劈開断面を測定することによって、量子井戸構造内のスピンドイナミクスを時間分解 STM 測定することが可能になる。第 4 図 (b) に 6 nm 量子井戸周辺領域の STM 像を示す。AlGaAs 領域は GaAs よりバンドギャップが大きくトンネル電流が流れにくいいため GaAs 領域より暗く観測される。像中央の明るい線状の領域が量子井戸である。量子井戸内の電子スピンドイナミクスを評価するため、STM 探針を井戸上に固定して時間分解測定を行った。6 nm 量子井戸と 8 nm 量子井戸上で測定した結果をそれぞれ第 4 図 (c), (d) に示す。量子井戸中では基板側での測定結果 (第 3 図, ~ 5 ps) に比べて長いスピン寿命が観測されており、井戸幅に応じてスピン寿命が変化することがわかる。量子井戸中のスピン緩和機構も室温ではバルクと同様 DP 機構が支配的で、スピン寿命 τ_s は $1/\tau_s \approx E_{1c}^{-2} (k_B T) \tau_p^* (E_{1c}$ は量子井戸中電子の基底準位におけるエネルギー、 k_B はボルツマン定数、 τ_p^* は電子の運動量緩和時間) に従って E_{1c} に反比例する⁴⁾ ため、 E_{1c} のより低い 8 nm 幅の量子井戸で長いスピン寿命が得られたと考えられる。このように OPP-STM を用いると、単一量子構造のスピンドイナミクスを、STM 像を観察しながら選択的に観察することが可能となる。



第4図

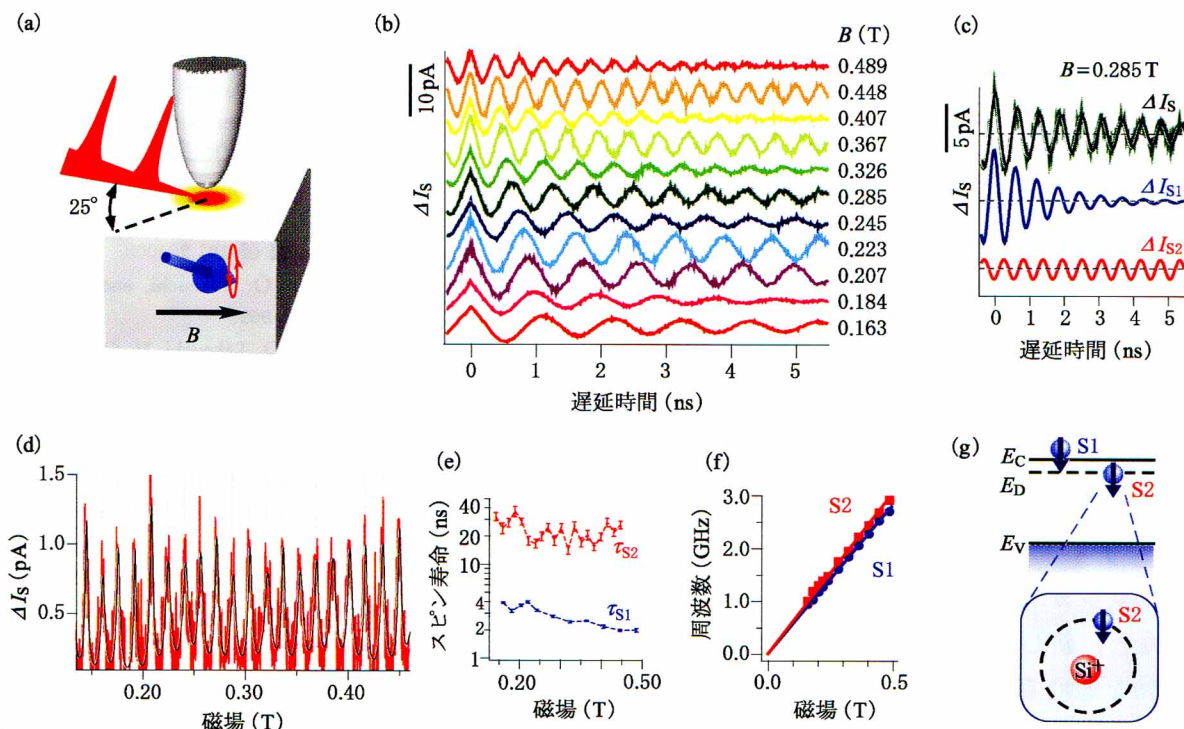
- (a) GaAs/Al_{0.5}Ga_{0.5}As 量子井戸試料の試料構造と測定の様式図.
- (b) 6 nm 幅 GaAs 量子井戸の STM 像.
- (c) 6 nm 幅量子井戸上で測定された時間分解信号.
- (d) 8 nm 幅量子井戸上で測定された時間分解信号.
- (e) 遅延時間を $t_d = 2.3$ ps として 6 nm 幅の量子井戸構造を横切り測定された時間分解スピン信号の 1 次元プロファイル.

空間分解能を示すため、時間分解スピン信号 ΔI_S の空間マップを行った。6 nm 幅の量子井戸構造を横切り測定された ΔI_S の 1 次元プロファイルを第 4 図(e)に示す。遅延時間を 2.3 ps に固定して STM 探針を走査して測定した結果で、スピン励起から 2.3 ps 後の電子スピン偏極の様子を表わしている。Al_{0.5}Ga_{0.5}As 上ではキャリアが励起されないことから、GaAs 基板部分および GaAs 量子井戸部分でのみ信号が観測されている。境界部分での信号強度の変化は nm 程度の急峻さを持つことから、高い空間分解能が実証される。異なる遅延時間で ΔI_S 測定すれば、スピン寿命を空間マップ(可視化)することが可能になる。

最後に、極低温強磁場 STM (Omicron TESLA-STM) を用いた実験について紹介する。2.5 K の低温下で第 5 図(a)に示すように面内磁場を印加し n 型 GaAs (Si ドープ $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) 中の電子スピンの歳差運動のダイナミクスを測定した。第 5 図(b)に磁場強度に対し得られた時間分解信号

ΔI_S を示す。スピンの歳差運動に由来する減衰振動が 5 ns 以上の長い時間に渡って観察されており、歳差運動周期は磁場強度に伴い短くなっている。第 5 図(c)は印加磁場 $B = 0.285$ T におけるスピン緩和の様子で、フィッティングにより寿命が異なる 2 つの成分 (S1 と S2) が得られている。

第 5 図(b)に見られるように、スピン緩和の速い S1 成分は数 ns 程度の寿命を持ち減衰するが、S2 成分は測定した遅延時間の範囲(最長で 5.5 ns)ではほとんど変化していない。S2 成分のように、電子スピンの寿命がレーザーの繰り返し周期 11 ns よりも長い場合は、繰り返し照射されるパルス列によるスピン共鳴増幅効果を考慮する必要がある²⁷⁾。すなわち、S2 成分のスピン歳差運動周期がレーザー繰り返し周期の整数倍と一致する条件では、励起された電子スピンの方向が次のパルスにより励起される電子スピンの方向と一致してスピン偏極率が共鳴的に増大する。共鳴の度合いは時間分解スピン信号が磁場強度に対して変化する



第5図

- (a) スピン歳差運動測定の様式図。
- (b) 時間分解スピン信号の磁場強度依存性。
- (c) 印加磁場 $B=0.285$ T におけるスピン寿命のフィッティングの様子。寿命が異なる2つの成分 ΔI_s が得られている。
- (d) スピン共鳴増幅効果。遅延時間を1 ps に固定し ΔI_s の磁場強度依存性を測定した結果。
- (e) (b) から得られたスピン寿命の磁場強度依存性。
- (f) 電子スピン歳差運動周波数の磁場強度依存性。S1, S2 は2つの成分。
- (g) 寿命, g 因子の異なる2成分(S1, S2)のモデル図。S1は自由電子, S2はSi不純物原子に捕獲された電子の様子を表わす。

様子を計測することで評価できる。第5図(d)に測定例を示す。磁場強度に対して等間隔にローレンツ型のスピン共鳴ピークが観測されており、各ローレンツピークの鋭さを示す Q 値は $Q = g\mu_B B \tau_{S2}/h$ (g : 電子の g 因子, B : 磁場強度, h : プランク定数) と表わされ, S2 成分の寿命 τ_{S2} に比例する²⁷⁾。各ピークに対してスピン寿命を計算し得られた結果を S1 成分の寿命と合わせて第5図(e)に示す。S2 成分は20 ns を超える寿命を持ち, S1 成分とともに磁場強度に対して緩やかに減少している。

第5図(f)に各成分の歳差運動振動数の磁場強度依存性を示す。ラーモア歳差運動の振動数 ω は磁場強度に比例し, $\omega = g\mu_B B/h$ の関係がある。直線の傾きから求めた g 因子はそれぞれ S1: -0.404 ± 0.002 , S2: -0.435 ± 0.003 である。バルク GaAs の電子スピン g 因子は電子のエネルギー

に依存するが, $k \cdot p$ 摂動法によるとその変化は伝導帯下端を基準として $g = -0.44 + 6.3E$ となるため²⁸⁾, S2 成分に比べ S1 成分は高いエネルギーを持つことがわかる。この結果は第5図(g)に示すように S1 成分は伝導帯下端の自由電子のスピンに由来し, S2 成分は Si ドナー準位に束縛された電子スピンに由来することを示唆している。ドナー束縛電子の g 因子は伝導帯下端とほぼ同じになるが, S1 成分に対応する自由電子の平均エネルギーは, 高強度のレーザー励起や熱励起による影響で上昇するために, その g 因子は伝導帯下端より大きくなると考えられる。すなわち, S2 の束縛された電子では第3図(d)に示した DP 緩和機構が抑制されるため, 長いスピン寿命が得られたと解釈できる。また g 因子の値は S1 より S2 のエネルギーが低いことを示しており, ドナー束縛準位が伝導帯下端より低エネルギーに位置すること

に対応している。

§4 おわりに

時間分解 STM を用いたスピンダイナミクス計測について測定原理や手法の詳細を紹介してきた。GaAs 試料を対象に行った実験で示したように、ピコ秒領域の時間分解能とナノメートル領域の空間分解能を併せ持ち、たとえば、単一量子構造中のスピンダイナミクスを実空間で計測することが可能になった。本手法はさまざまな物質のスピン計測に適用可能であり、現在は遷移金属ダイカルコゲナイド原子層のスピン・バレー物性²⁾や、トポロジカル絶縁体のスピンダイナミクス²⁹⁾の解析など、新しい機能材料の物理現象を対象とした実験を進めている。また、本手法を SP-STM や多探針 STM³⁰⁾と組み合わせたり、THz パルス励起を用いる新しい時間分解計測技術^{31,32)}と組み合わせることで、これまでになく新しい情報を得る可能性が開けることも期待され、今後の展開が楽しみである。

〔参考文献〕

- 1) X. L. Qi, and S. C. Zhang: Rev. Mod. Phys. **83** (2011) 1057.
- 2) X. Xu, W. Yao, D. Xiao, and T. F. Heinz: Nature Physics **10** (2014) 343.
- 3) N. Tombros, C. Jozsa, M. Popinciuc, H. T. Jonkman, and B. J. van Wees: Nature **448** (2007) 571.
- 4) M. I. Dyakonov (eds): *Spin Physics in Semiconductors*, Springer Series in Solid-State Sciences (Springer, 2008) 157.
- 5) F. Meier, B. P. Zakharchenya (eds): *Optical Orientation Modern Problems in Condensed Matter Science* (North-Holland, Amsterdam, 1984).
- 6) R. Wiesendanger: Rev. Mod. Phys. **81** (2009) 1495.
- 7) 吉田靖雄, 土師将裕, 長谷川幸雄: 表面科学 **38** (2017) 508.
- 8) S. Schmaus, A. Bagrets, Y. Nahas, T. K. Yamada, A. Bork, M. Bowen, E. Beaupaire, F. Evers, and W. Wulfhekel: Nature Nanotech **6** (2011) 185.
- 9) S. Baumann, W. Paul, T. Choi, C. P. Lutz, A. Ardavan, and A. J. Heinrich: Science **350** (2015) 417.
- 10) S. Loth, M. Etzkorn, C. P. Lutz, D. M. Eigler, and A. J. Heinrich: Science **329** (2010) 1628.
- 11) Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi, F. Matsukura, and H. Ohno: Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4196.
- 12) D. W. Pohl: *Near Field Optics*. (Kluwer Academic Publishers, 1993).
- 13) Y. Terada, S. Yoshida, O. Takeuchi, and H. Shigekawa: J. Phys.: Condens. Matter. **22** (2010) 264008.
- 14) Y. Terada, S. Yoshida, O. Takeuchi, and H. Shigekawa: Nature Photonics **4** (2010) 869.
- 15) S. Yoshida, M. Yokota, O. Takeuchi, H. Oigawa, Y. Mera, and H. Shigekawa: Appl. Phys. Exp. **6** (2013) 032401.
- 16) 重川秀実, 吉田昭二, 寺田康彦, 武内修, 大井川治宏: 固体物理 **42** (2007) 795.
- 17) 重川秀実, 吉田昭二, 武内修: 表面科学 **35** (2014) 656.
- 18) 重川秀実, 吉田昭二, 武内修: 応用物理 **83** (2014) 923.
- 19) S. Yoshida, Y. Aizawa, Z. Wang, R. Oshima, Y. Mera, E. Matsuyama, H. Oigawa, O. Takeuchi, and H. Shigekawa: Nature Nanotechnology **9** (2014) 588.
- 20) A. Tackeuchi, S. Muto, T. Inata, and T. Fujii: Appl. Phys. Lett. **56** (1990) 2213.
- 21) S. Grafström: J. Appl. Phys. **91** (2002) 1717.
- 22) D. J. Hilton and C. L. Tang: Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 146601.
- 23) A. R. Bungay, S. V. Popov, I. R. Shatwell, and N. I. Zheludev: Phys. Lett. A **234** (1997) 379.
- 24) A. V. Kimel, F. Bentivegna, V. N. Gridnev, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, and Th. Rasing: Phys. Rev. B **63** (2001) 235201.
- 25) K. Zerrouati, F. Fabre, G. Bacquet, J. Bandet, and J. Frandon: Phys. Rev. B. **37** (1988) 1334.
- 26) A. Tackeuchi, T. Kuroda, S. Muto, and O. Wada: Physica B **272** (1999) 318.
- 27) J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 4313.
- 28) M. Oestreich, S. Hallstein, A. P. Heberle, K. Eberl, E. Bauser, and W. W. Rühle: Phys. Rev. B. **53** (1996) 7911.
- 29) C. Kastl, C. Karnetzky, H. Karl, and A. W. Holleitner: Nature Comm. **6** (2015) 6617.
- 30) S. Hasegawa: *Multi-Probe Scanning Tunneling Microscopy*, Vol. 1, Chap. II.7, p. 480, in *Scanning Probe Microscopy-Electrical and Electromechanical Phenomena at the Nanoscale* (Springer, Berlin, 2007).
- 31) T. L. Cocker, V. Jelic, M. Gupta, S. J. Molesky, J. A. J. Burgess, G. D. L. Reyes, L. V. Titova, Y. Y. Tsui, M. R. Freeman, and F. A. Hegmann: Nature Photon **7** (2013) 620.
- 32) K. Yoshioka, I. Katayama, Y. Minami, M. Kitajima, S. Yoshida, H. Shigekawa, and J. Takeda: Nature Photon **10** (2016) 762.