

電子スピン回転とスピン軌道係数の定量的決定

最近の研究では、量子コンピュータを構成する量子ビットに電子スピンを利用することが提案されています。本稿ではスピン軌道相互作用を使ったスピン回転の機構を解説した後、その大きさの定量的な決定に関する最新の研究結果を紹介します。

従来電子デバイスでのスピン

電子は、「電荷」の自由度とともに「スピン角運動量（スピン）」の自由度を持っています。荷電粒子が角運動量を持つと磁気モーメントが発生しますので、個々の電子がミクロな磁石として、その向きを自由に換えられるというのがスピン自由度です。このようなスピンは保存量でなく、従来デバイスでの利用は難しいものでした。近年、半導体中の電子スピンの研究は、スピン量子ビットを用いた量子コンピュータの開発など、既存の概念を超越する将来技術確立の基礎研究として、その重みを増しています。

スピンと磁気モーメント

ミクロな磁石に例えたスピンですが、その量子力学的性質は複雑であり、日常の経験に反することもあります。例えば、スピンという言葉からは、テニスボールの“スピン”が連想され、スピン回転の強弱によってボールの角運動量の大小も変わってしかるべきでしょう。ところが、実は電子のスピンはその大きさを連続的に変化させることができません。そこで本稿では、量子力学を使った電子スピンの説明を試

みることにします。

シュテルン・ゲルラッハの実験

電子スピンの大きさが任意の値でなく、決まった値しかとらない、という事実は、シュテルン・ゲルラッハの実験により確認されました⁽¹⁾ (図1)。実験には銀の微粒子が使われましたが、実験結果は電子スピンの性質を反映しています。この実験によると、鉛直方向に勾配のある磁場空間を通った電子スピンは、ふるいにかけてるように2

こ が たかあき^{†1} せきね よしあき^{†2}

古賀 貴亮 / 関根 佳明

北海道大学 大学院情報科学研究科^{†1}
NTT物性科学基礎研究所^{†2}

つの異なる磁気モーメント状態（棒磁石に例えるとS極が上を向いたアップスピンの状態とS極が下を向いたダウンスピンの状態）に分離されます。このことは、電子スピンの角運動量の大きさは、少なくとも測定された結果の値に関しては、上向きか下向きに対応した2値のみであることを意味しています。それでは、検出器に通した電子の中には、上向きでも下向きでもないスピン状態、例えば、S極を横に向けたようなスピン状態の電子は混ざって

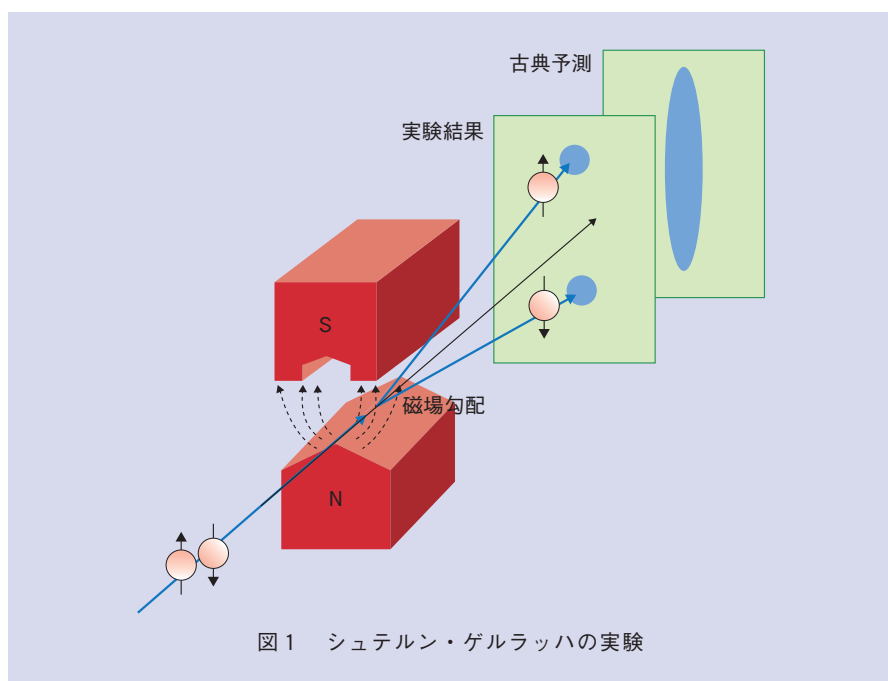


図1 シュテルン・ゲルラッハの実験

いなかったのでしょうか。結論からいえば「混ざっている」ということになりませんが、スピンのまつわる現象を正しく予測するには、量子力学の正確な理解が不可欠です。

波動関数の確率解釈と波束の収束

量子力学での有名な概念に「(波動関数の) 確率解釈」と「波束の収束」があります。簡単にするため1次元の世界を考え、電子の波動関数が $\Psi(x)$ で与えられることにします。

確率解釈の意味するところは、 $\Psi(x)$ で記述された電子に対して、電子の居場所を測定した場合、それが x と $x+\Delta x$ の間にあると判明する確率が $|\Psi(x)|^2\Delta x$ で与えられるということです。波束の収束は確率解釈に関連して、観測前には $|\Psi(x)|^2$ (波束) の確率分布で広がりを持った状態であった電子が、観測により電子の位置が1点に確定 (収束) してしまったと考え、そのさまを表現した言葉です。

アップ、ダウン以外のスピン状態

電子スピンも正しくは「波動関数」を使って記述します。波束の収束の概念を適用すると、シュテルン・ゲルラッハの実験は、測定によりスピン状態がアップあるいはダウン状態に収束してしまったと解釈されます。ここで、アップあるいはダウンの方向は、実験装置中の検出器の磁場の方向 (z 方向) であることに注意してください。

さて、検出器の磁場の方向は任意に選べることから、観測される磁気モーメントも、検出器に依存した任意の方向を選ぶことができます。ところで、こ

こで言っているのは、検出器が電子スピンにトルクを与えて、その向きを変える、ということではありません。波束の収束の効果としてスピンの向きが変化する、ということを行っています。

以上のことを理解するには、任意の電子スピンの状態 (波動関数) は、アップ

スピン $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \equiv |\uparrow\rangle_z$ 、ダウンスピン

$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \equiv |\downarrow\rangle_z$ の重ね合わせ状態

$a|\uparrow\rangle_z + b|\downarrow\rangle_z = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ で記述され、この

状態に関してアップ、ダウンスピン状態が観測 (検出) される確率が、それぞれ、 $|a|^2$ 、 $|b|^2$ (a, b は複素数で $|a|^2 + |b|^2 = 1$) で与えられるということを受け入れることが必要です。

また、同様のスピン状態 $a|\uparrow\rangle_z + b|\downarrow\rangle_z$ に対して、検出器の磁場方向をいろいろ変えて測定を行うと、(検出器の磁場方向に対して) アップスピンのみしか観測されない磁場方向が存在します。それを電子スピンの向きと呼びます。電子スピンの向きは、電子ごとにバラバラですが、どの向きを向いた電子スピンも、複素数 a, b を適切に選ぶことにより、 $a|\uparrow\rangle_z + b|\downarrow\rangle_z$ で記述できるというのが量子力学の主張するところです。

さて、上の議論から、 $+x, -x$ 方向に向いた2つのスピン状態 $|\uparrow\rangle_x, |\downarrow\rangle_x$ があるとすると、これらも $|\uparrow\rangle_z, |\downarrow\rangle_z$ の重ね合わせとして記述できるはずで、結論のみ

を示すと、 $|\uparrow\rangle_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_z + |\downarrow\rangle_z)$ 、

$|\downarrow\rangle_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_z - |\downarrow\rangle_z)$ となります。

これを確率論的に解釈すると、 z 方向に対してスピニアップ、ダウンの状態が5割ずつの確率で観測されることになります。逆に、 $a|\uparrow\rangle_z + b|\downarrow\rangle_z$ という状態も、 $|\uparrow\rangle_x, |\downarrow\rangle_x$ を用いて $\frac{(a+b)}{\sqrt{2}}|\uparrow\rangle_x + \frac{(a-b)}{\sqrt{2}}|\downarrow\rangle_x$ と書けますので、検出器の磁場が x 方向であれば、 $\frac{|a+b|^2}{2}, \frac{|a-b|^2}{2}$ の確率で x 軸方向にアップ、ダウンのスピン状態が観測されることになります。

ところで、 $a|\uparrow\rangle_z + b|\downarrow\rangle_z$ の電子スピンの向きはどちらでしょうか。結果のみを3成分ベクトルで書くと $(x, y, z) = (2\text{Re}(a^*b), 2\text{Im}(a^*b), |a|^2 - |b|^2)$ となります。ここで、 $\text{Re}(a^*b)$ 、 $\text{Im}(a^*b)$ は、それぞれ、複素数 a^*b の実部と虚部です。

Rashba効果によるスピン分離

我々の研究では、電子スピンの制御にRashba効果⁽²⁾というスピン軌道相互作用を使います。スピン軌道相互作用のハミルトニアン^{*1}は一般に $(\nabla V \times \mathbf{p}) \cdot \boldsymbol{\sigma}$ の形をしており、 V を量子井戸の閉じ込めポテンシャル $V(z)$ として $\nabla V(z) = (0, 0, -eE_z)$ 、 \mathbf{p} (運動量) を $\hbar\mathbf{k}$ とすると、Rashba効果のハミルトニアン $H_R = a_{so} \langle E_z \rangle (k_y \sigma_x - k_x \sigma_y)$ が導かれます。ここで、 a_{so} は材料固有の物性値、 $\langle E_z \rangle$ は E_z の期待値、 σ_x, σ_y は

*1 ハミルトニアン：量子物理学におけるエネルギーに対応する物理量を与える演算子。
*2 パウリのスピン行列：量子力学でのスピン角運動量の記述に用いられる3つの行列 $\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ 、 $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ 、 $\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ 、およびそれらを束ねてベクトル表記したものを $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ 。

パウリのスピン行列^{*2}です。簡単にするため、2次元電子の波数 $\mathbf{k}=(k_x, k_y)$ を $(k, 0)$ に選んで軌道部分の波動関数に平面波を使うと、波動関数(固有関数)はスピンを含めて $\frac{e^{ikx}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \\ \mp 1 \end{pmatrix}$ 、そのエネルギーは $\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm a_{so} \langle E_z \rangle k$ となります(複号同順)。このように、閉じ込めポテンシャルに対するスピン軌道相互作用で、波数が等しくスピンの異なる2つの状態 $\frac{e^{ikx}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \\ \mp 1 \end{pmatrix}$ のエネルギーが分裂することがRashba分離^{*3}です(図2)。

スピンを回転させること

Rashba分離のある系で、フェルミ面^{*4}上の2点 $(k \pm \Delta k, 0)$ [$\Delta k = a_{so} \langle E_z \rangle m^* / \hbar^2$] の波動関数を重ね合わせた $\frac{e^{i(k-\Delta k)x}}{2} \begin{pmatrix} i \\ -1 \end{pmatrix} + \frac{e^{i(k+\Delta k)x}}{2} \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix} = i e^{ikx} \begin{pmatrix} \cos(\Delta kx) \\ \sin(\Delta kx) \end{pmatrix}$ という状態を考えます。 $x=0$ でこの状態のスピンの部分は $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ であり、スピンは z 方向を向いています。先の結果を使うと $x \neq 0$ での電子スピン状態は $\begin{pmatrix} i \cos(\Delta kx) \\ i \sin(\Delta kx) \end{pmatrix} = i \cos(\Delta kx) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + i \sin(\Delta kx) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ で、そのスピンの向きは $(\sin(2\Delta kx), 0, \cos(2\Delta kx))$ と求まり、電子の位置

x の関数として xz 面内を回転することになります。半導体内の電子は中心波数を持った波束と考えることができ、その速さは群速度(フェルミ速度) $\frac{\hbar k}{m^*}$ で与えられますので、直線運動する電子は、フェルミ速度によって位置を変え、それに伴ってスピンの向きが回転することになります。このとき、スピン回転の角速度は $\omega = 2a_{so} \langle E_z \rangle k / \hbar$ です。 $\langle E_z \rangle$ が外因的なものであるため、ヘテロ構造の設計やゲート電圧を使ってスピン回転の角速度を制御できることになり、それがRashba効果の最大の魅力です。図3にフェルミ速度で運動する電子のスピン回転の様子を示します。このとき a_{so} はスピン回転の制御のしやすさを決める重要な指標となります。

これまでのRashba効果の研究では、

$a_{so} \langle E_z \rangle$ に対応する「Rashba係数 α 」という値を求めることが重要でした。また、 α がゲート電圧の関数として変化するという状況証拠はそろってきていましたが、 α が本当に $\langle E_z \rangle$ に比例するのかということも含め、 α と $\langle E_z \rangle$

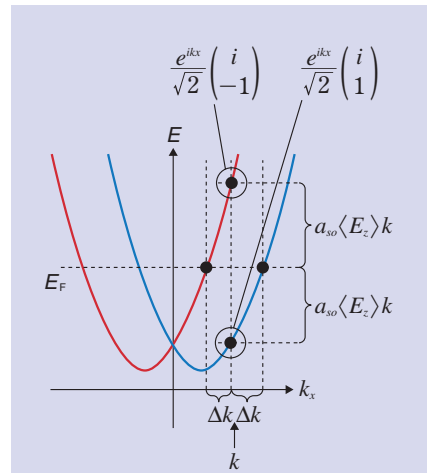


図2 Rashba分離のある2次元電子系のエネルギー分散

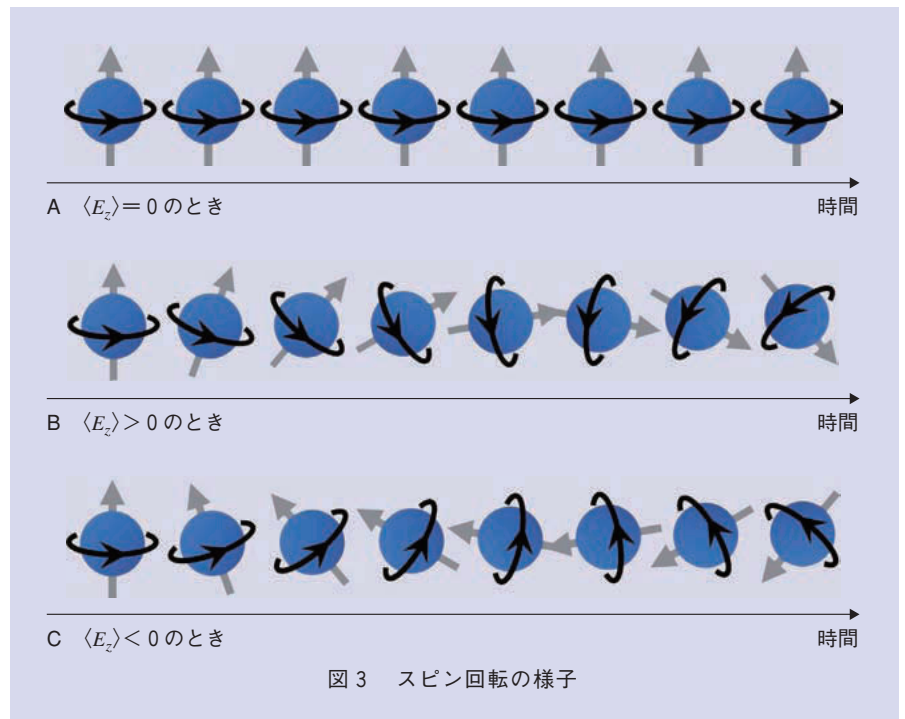


図3 スピン回転の様子

*3 Rashba分離: Rashba効果の結果生じるエネルギー分散のスピン分離。
 *4 フェルミ面: $E(\mathbf{k})$ を固体中電子のバンド分散として、 $E(\mathbf{k})=E_F$ で定義される波数空間の曲面のこと。 E_F はフェルミエネルギーであり、バンドのこれよりエネルギーの低い部分は電子により占有されています。固体の電子輸送特性は、フェルミ面の性質(形状や不純物、フォノンとの相互作用)により直接決定されます。

の定量的な関係は、どの材料系に関しても明らかにされてきませんでした。研究が遅れた原因として、量子井戸内の $\langle E_z \rangle$ の値を直接測定する手法がなかったことやRashbaのスピンの分離と共存するDresselhausのスピンの分離（結晶反転非対称性に起因するスピンの分離）の大きさが明らかでなかったことが挙げられます。そのような中、我々は最近、北海道大学と共同で、InP格子整合系である $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 半導体量子井戸（図4）を用いて、かなり厳密に $\alpha = a_{so} \langle E_z \rangle$ の関係を示すとともに、 a_{so} の大きさを定量的に決定することに成功しました⁽³⁾。

成功の鍵となったのは、我々所有のエピタキシャル成長基板の中にゲートによって $\langle E_z \rangle$ の値を正負にまたいで変化させられるものがあることを見出したことです。この基板を使い、精密な実験を注意深く繰り返すことで a_{so} の値を決定することができました。

a_{so} 値決定の実験手法

実験に用いた試料は、(001)InP上にエピタキシャル成長した、厚さ10 nmの $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ 半導体量子井戸（障壁層は $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ ）です。FET（Field Effect Transistor）構造を使用し、表面ゲートにより、井戸内の電子濃度と面直方向の電場を制御しました（図4）。電子の熱擾乱を抑え、測定感度を上げるため、希釈冷凍機を用いて試料を100 mK（電子温度）まで冷却し、電気抵抗の面直磁場依存をさまざまなゲート電圧のもとで測定しました。このような測定では、零磁場付近に電子波動関数の干渉に起因

した「弱反局在」と呼ばれる特徴的な構造が現れます。この効果を解析することによりRashba係数 α の値を決定することができます⁽⁴⁾。

弱局在・弱反局在効果

電子の弱反局在効果は、任意の2つのスピンの回転操作 \mathbf{A} 、 \mathbf{B} が非可換（ $\mathbf{AB} \neq \mathbf{BA}$ ）であるということが原因で、電子の弱局在が抑えられるという効果です。弱局在とは、導体中にラン

ダムに存在する不純物の中で散乱を繰り返して、電子がそこに弱局在するという現象です。例えば、散乱により電子が図5(a)に青色矢印で示したような閉じた経路を偶然辿ったとき、それと時間反転の関係にある赤色の経路も、青色の経路と同確率で発生します。両者の経路長は全く等しいため、電子の伝達にスピンの回転が伴わなければ、電子波は両経路の終点（図5(a)で緑の丸で示した不純物のある場

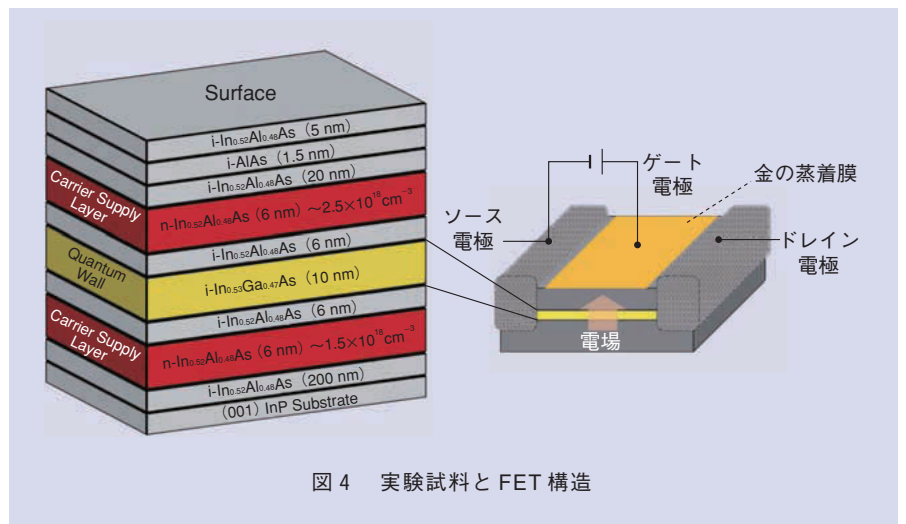


図4 実験試料とFET構造

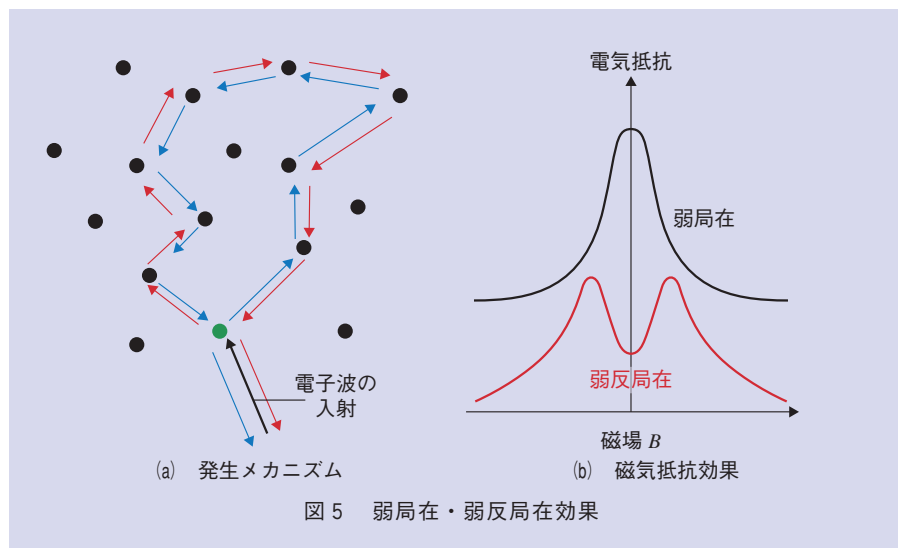
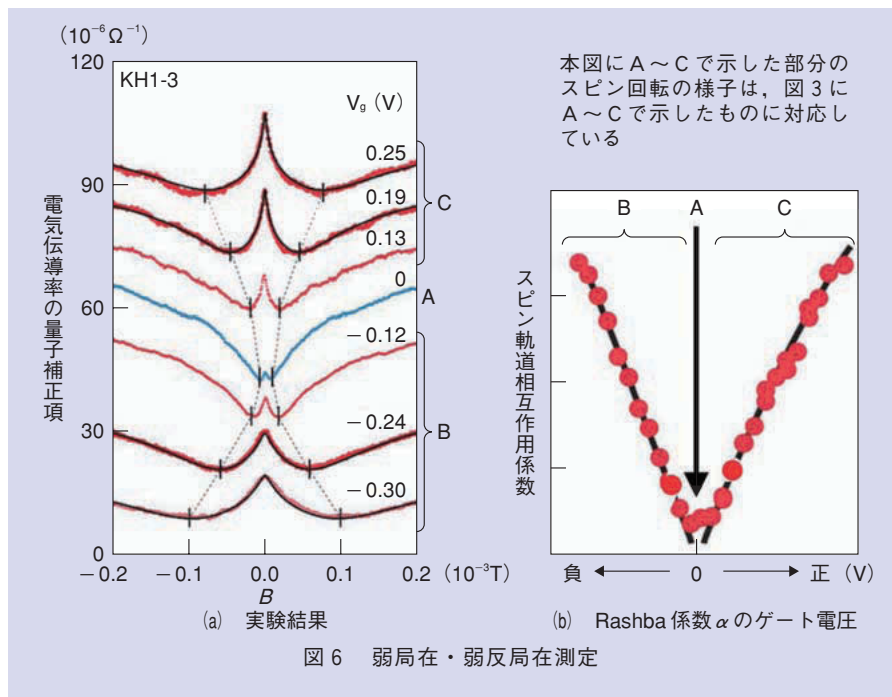


図5 弱局在・弱反局在効果



所)で必ず強め合う干渉を起こします。その結果、後方散乱確率が増大するというのが、弱局在のメカニズムです。このような弱局在効果は、量子井戸に垂直な磁場を印加すると部分的に壊れ、結果として図5(b)の黒線のように零磁場付近に負の磁気抵抗が現れます。弱反局在は零磁場での弱局在が電子スピン回転により壊れる効果ですので、弱反局在が起きると、正の磁気抵抗(図5(b)の赤線)が現れます。

図6(a)に我々の実験結果を示します。ここでの実験結果は、いくつかのゲート電圧 V_g に対して、試料の電気伝導度を縦軸に、磁場を横軸にプロットしたものです。よって、図5(b)での磁気抵抗効果と対比する際は縦軸の正負(あるいは上下)を反転させる必要があります。また、ゲート電圧 V_g は相対的なものなので、Rashba分離が最小になる点を $V_g=0$ Vとしています。こ

の実験結果からは、 $V_g \neq 0$ Vで V_g の絶対値が大きくなるほど弱反局在効果が強くなっている様子が分かります。実験結果を理論モデルによりフィッティングすることからRashba係数 α の値を抽出することも可能です。その結果、今回の実験でRashbaのスピン軌道相互作用係数 α がゲート電圧とともにどう変化したかを図6(b)に示します。電子スピン回転の角速度は α が大きいほど高速になります。図6(b)のように α の値がゲート電圧の関数として精密に予測可能になったことは、間接的ではありますが、トランジスタのゲートを用いて、半導体内の電子スピンの向きを、ある特定方向を軸に回転させたり(図3のB)、回転を止めたり(図3のA)、逆回りに回転させたりする(図3のC)といった、電子スピンの自在な制御に成功したことを意味します。その結果、量子コンピュータや超低消

費電力論理デバイスなど将来デバイスでの電子スピンの利用方法に関して、一歩前進した知見が得られたことになります。

参考文献

- (1) W. Gerlach and O. Stern: "Das magnetische Moment des Silberatoms," Zeitschrift für Physik, Vol.9, No.1, pp.353-355, 1922.
- (2) Yu. A. Bychkov and E. I. Rashba: "Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers," J. Phys. C:Solid State Phys., Vol.17, No.33, pp.6039-6045, 1984.
- (3) S. Faniel, T. Matsuura, S. Mineshige, Y. Sekine, and T. Koga: "Determination of spin-orbit coefficients in semiconductor quantum wells," Phys. Rev. B, Vol.83, No.11, 115309, 2011.
- (4) T. Koga, J. Nitta, T. Akazaki, and H. Takayanagi: "Rashba spin-orbit coupling probed by the weak antilocalization analysis in InAlAs/InGaAs/InAlAs quantum wells as a function of quantum well asymmetry," Phys. Rev. Lett., Vol.89, No.4, 046801, 2002.



(左から) 古賀 貴亮/ 関根 佳明

2000年に本テーマでの研究を始めた際、ありふれた半導体材料にも、未開拓な物性があることに驚きました。その後10年以上経ち、ようやくスピンに関する基礎物性が理解できました。今後は得られた知見を2重量子井戸系に適用し、新たな機能を持った半導体スピンデバイスを開発します。

◆問い合わせ先

NTT物性科学基礎研究所
量子電子物性研究部
TEL 046-240-3335
FAX 046-270-2363
E-mail sekine.yoshiaki@lab.ntt.co.jp
URL <http://www.brl.ntt.co.jp/group/spintronics/j/>