

Title	強磁性体/狭ギャップ半導体二次元電子系におけるスピン依存伝導の研究
Author(s)	日高, 志郎
Citation	
Issue Date	2015-03
Type	Thesis or Dissertation
Text version	ETD
URL	http://hdl.handle.net/10119/12776
Rights	
Description	Supervisor:山田 省二, マテリアルサイエンス研究科, 博士

博士学位論文

強磁性体/狭ギャップ半導体二次元電子系における
スピン依存伝導の研究

主査	山田 省二	教授
副査	鈴木 寿一	教授
副査	土家 琢磨	准教授
副査	堀田 將	准教授
副査	水田 博	教授

主指導教員	山田 省二	教授
副指導教員	鈴木 寿一	教授

北陸先端科学技術大学院大学
マテリアルサイエンス研究科

日高 志郎

平成 27 年 3 月

目次

第 1 章	序論	1
1.1	本研究の背景	1
1.2	スピン軌道結合	2
1.3	量子干渉効果	12
1.4	半導体スピントロニクス	14
1.5	強磁性体/非磁性体接合におけるスピン依存伝導	17
1.6	本研究の目的および特色	25
1.7	本論文の構成	26
第 2 章	試料作製および測定手法	29
2.1	結晶成長	29
2.2	微細加工	32
2.3	極低温環境	36
2.4	測定回路	37
第 3 章	狭ギャップ半導体二次元電子系のスピン軌道結合	39
3.1	基本特性評価	39
3.2	DP 機構によるスピン緩和を考慮した弱反局在の理論	40
3.3	弱反局在解析	43
3.4	考察	44
3.5	小括	48
第 4 章	強磁性体/狭ギャップ半導体二次元電子系のスピン依存伝導	51
4.1	非局所スピバルブ測定	51
4.2	強磁性体磁化過程による妥当性検証	53
4.3	接触抵抗評価	56
4.4	非局所抵抗変化の電極間隔依存性	57
4.5	考察	59
4.6	小括	64
第 5 章	結論	67

5.1	総括	67
5.2	課題と今後の展望	68
付録 A	素子作製プロセス	73
付録 B	有限磁場下の二次元電子系	77
B.1	Landau 量子化	77
B.2	Hall 効果	80
B.3	整数量子 Hall 効果および Shubnikov-de Haas 振動	82
付録 C	強磁性体/半導体接合における伝導度不連続	85
	参考文献	89
	研究業績	101
	謝辞	106

第 1 章

序論

1.1 本研究の背景

電気と磁気、すなわち電場と磁場は双対的であり、今日のエレクトロニクスにおいていずれも重要な要素である。情報処理に利用される Si を基板材料とした集積回路は、1947 年のトランジスタの発明以来 [1-3]、素子微細化技術の発展にともない、その性能を飛躍的に向上させてきた。一方、電子スピンは情報記憶媒体において本質的な役割を果たしているものの、半導体 (semiconductor : SC) ではキャリアスピンや交換相互作用に基づく様々な物性が積極的に利用されることはなかった。電子について見れば、本来磁気力は微細構造定数の逆数から約 137 倍^{†1} も電気力よりも強いことがわかっていた。しかしながら材料・超構造・微細構造作製技術が未発達であったために、電子スピンの自由度を制御することができなかった。1990 年頃より、1970 年頃から維持されてきた素子の高集積化による高機能化のトレンド、いわゆる Moore の法則 [4] について、その物理的限界が強く意識され始めた。折しもその頃、固体中ではスピン角運動量と軌道角運動量との間に、真空中よりも 6 桁も強い相互作用があることから、キャリアスピンを通して電子の運動を制御できる可能性が指摘された。これを応用した巨大磁気抵抗 (giant magnetoresistance : GMR) [5, 6] 素子は磁気記録密度を急速に高め [7, 8]、社会の情報化を現在の水準にまで発展させた。さらに 1995 年には、室温で磁気抵抗比が 20 % のトンネル磁気抵抗効果 (tunnel magnetoresistance : TMR) [9, 10] が磁気トンネル接合 (magnetic tunnel junction : MTJ) を用いて見出され、キャリアスピンの電子伝導にも重要な役割を果たすことが再認識された。このように、伝導キャリアの電荷自由度とスピン自由度の両方を利用し、新機能材料・新機能デバイスの実現を目指す工学領域がスピントロニクス (spin electronics : spintronics) と呼ばれるようになり [11]、現在も精力的に研究が行われている。

近年、このスピントロニクス分野において大きく注目されてきたのが、スピン角運動量の流れであるスピン流である。電流は単極子の流れであるため一階のテンソルで定義され、電荷保存則が成立する。一方、スピン流は双極子の流れであることから一般に二階のテンソルで表され、生成消滅するため保存されない。このスピン流は電流を伴うこともあればスピン角運動量

^{†1} 微細構造定数 α の逆数。CGS 単位系において電子のコンプトン波長は $\lambda_C = \frac{h}{mc}$ 、Bohr 半径は $a_B = \frac{\hbar^2}{me^2}$ であるから $\alpha^{-1} = \frac{a_B}{\lambda_C} = \frac{\hbar c}{e^2}$ ここで m は電子質量、 c は光速、 e は素電荷である。

のみが流れる場合もあり、それはスピン波スピン流として絶縁体中でも起こることが示されている [12]. このスピン流を軸にスピン Hall 効果 [13, 14] を始め、強磁性 (ferromagnetic : FM) 金属, 金属表面, 酸化物界面などでもスピン軌道結合 (spin orbit coupling : SOC) に起因する物理現象が観測され [15–17], 新規磁化反転手法やトポロジカル絶縁体 [18–20] として注目されている. またスピン Seebeck 効果 [12, 21–23] やスピン Peltier 効果 [24, 25] など近年発見された現象であり、スピントロニクス研究をより活発化させている. このスピン流を如何に効率よく生成・制御・検出するかがスピントロニクス応用上で重要と考えられる.

他方、半導体物理学・デバイス工学の上でもキャリアスピンに起因する現象が注目を集めており、Datta-Das 型スピン電界効果トランジスタ (spin field-effect transistor : spin-FET) [26] やスピン金属-絶縁体-半導体 FET (spin metal-oxide-insulator FET : spin-MOSFET) [27] などへの応用が考えられている. 半導体を基盤材料とする場合は半導体スピントロニクス [28] と呼ばれ、さらにはその中でも磁性元素を含む場合、例えば希薄磁性半導体 (diluted magnetic semiconductor : DMS) と、そうでない場合、例えば半導体量子構造に起因するスピン軌道結合 (spin-orbit coupling : SOC) に着目するものとで大別される.

(In,Mn)As [29] や (Ga,Mn)As [30] に代表的される DMS は、磁性元素の高濃度ドーピングを必要とするが、それらの多くは p 型のキャリア伝導を示す. DMS はしばしば格子整合する化合物半導体へのスピン偏極電流の注入源として利用されるが、n 型半導体へのスピン偏極キャリアの注入は、界面に形成される厚い空乏層が原因で困難であった. しかし近年では、(Ga,Mn)As/n-GaAs 界面にトンネルダイオードを挿入することで、スピン偏極電流の注入が可能であることが実証されている [31]. さらに n 型のキャリア伝導を示す (In,Fe)As [32] の作製も報告されている. Fe はスピンのみを供給し、ダブルドナーとなる Be が電子を供給することで、n-(In,Fe)As が実現されている. この n-(In,Fe)As は Fe 原子濃度が 9% に達しても閃亜鉛鉱 (zinc-blend : zb) 型が保たれるため、SOC が強い狭ギャップ半導体 (narrow-gap semiconductor : NGS), 例えば InAs へのスピン注入源として期待される. SOC の強い半導体は NGS に代表される. 直感的には伝導帯と価電子帯がエネルギー的に近接しているため、価電子帯の影響を受けやすいためと理解される. またこれらの NGS をチャンネルとした量子井戸構造においては、それとは異なる起源の二種類の SOC が働く. これらについては 1.2.3, 1.2.4 で詳細に述べる.

半導体において SOC が強いことは外部電場による有効磁場の制御を可能にし [33–35], 半導体におけるスピン偏極キャリアの生成・制御 [36–40] を実現させるが、スピンコヒーレンスの短縮という致命的な副作用をもたらす. 逆に SOC が弱い半導体では、長いスピンコヒーレンスが期待されるが、電場によりキャリアスピンを生成/制御することは困難である. このように、一般にはスピンコヒーレンス長さと SOC の強さはトレードオフの関係にある. このトレードオフを如何に克服するかが今後の半導体スピントロニクス分野にとって特に重要になる.

1.2 スピン軌道結合

本節ではまず孤立原子における SOC [41] について述べてから、半導体二次元電子ガス (two-dimensional electron gas : 2DEG) 内で働く二種類の SOC について述べる. 最後に、こ

これらの SOC によるスピン緩和機構について述べる.

1.2.1 孤立原子におけるスピン軌道結合

SOC はスピンと軌道が磁気エネルギー的に結合する相対論的効果である. 今, Fig. 1.1(a) のように, 真空中を $+Ze$ の電荷をもつ原子核から距離 \mathbf{r} の位置を電子が速度 \mathbf{v} で回っているとする. 電子が静止した座標系では, Fig. 1.1(b) のように電子の周りを原子核が速度 \mathbf{v} で回っているように見える. 原子核の運動の作る環電流が電子の位置に作る磁場は, Biot-Savart の法則により

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 Ze}{4\pi r^3} \mathbf{r} \times \mathbf{v} = \frac{\mu_0 Ze}{4\pi m_0 r^3} \boldsymbol{\ell} \quad (1.1)$$

と表される. 一方電子スピン \mathbf{s} は磁気モーメント

$$\boldsymbol{\mu}_S = -\frac{2\mu_B}{\hbar} \mathbf{s} \quad (1.2)$$

を持つ. ここで $\mu_B = e\hbar/2m_0$ はボーア磁子である. したがって磁場中のエネルギーとして

$$-\boldsymbol{\mu}_S \cdot \mathbf{B} = \frac{\mu_0 \hbar Ze^2}{4\pi m_0^2 r^3} \boldsymbol{\ell} \cdot \mathbf{s} \quad (1.3)$$

が得られる. この古典論による結果は, 相対論的量子力学による結果とは 2 倍だけ異なり正確には次式で与えられる.

$$\mathcal{H}_{SO} = \frac{\mu_0 Ze^2}{8\pi m_0^2 r^3} \boldsymbol{\ell} \cdot \mathbf{s}. \quad (1.4)$$

ここでパウリのスピン行列 $\mathbf{s} = (\hbar/2)\boldsymbol{\sigma}$, 角運動量 $\boldsymbol{\ell} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$, Bohr 磁子 $\mu_B = e\hbar/2m$, 運動量 $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ および電子の感じる電場

$$\mathbf{F} = -\nabla\phi = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}}{r^3} \quad (1.5)$$

を用いると式 (1.4) は最終的に

$$\mathcal{H}_{SO} = -\mu_B \boldsymbol{\sigma} \cdot \left(\frac{\hbar\mathbf{k} \times \mathbf{F}}{2m_0 c^2} \right) \quad (1.6)$$

と書ける. 式 (1.5) の ϕ は静電ポテンシャルである. ここで Zeeman 効果のハミルトニアン $\mathcal{H}_Z = -\mu_B \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}$ と比較すると, 括弧内を磁場に対応させることが出来る. これを改めて有効磁場 \mathbf{B}_{eff} と書くと

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = \left(\frac{\hbar\mathbf{k} \times \mathbf{F}}{2m_0 c^2} \right) \quad (1.7)$$

となる. これより有効磁場は粒子の運動方向と内部電場に対して垂直方向に生じることがわかる. $2m_0^2 c^2$ は粒子 (電子) と反粒子 (陽電子) のエネルギーギャップであり, その大きさは

1 MeV オーダーである [42]. したがって光速よりもはるかに遅い速度で運動する粒子に対しては SOC は無視出できる. 半導体中ではこのエネルギーギャップが電子と正孔のバンドギャップとなる. その大きさは数 eV 程度であることから 10^6 倍も増大し, 固体中でも SOC が観測されるようになる.

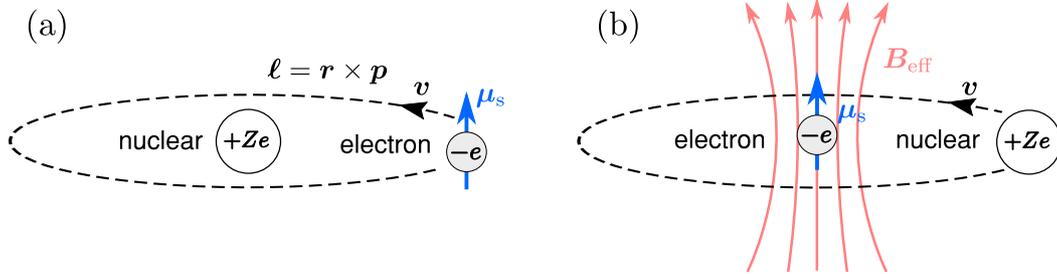


Fig. 1.1 (a) 原子におけるスピン軌道結合の古典モデル (b) 電子が静止した座標系では原子核の正電荷が円運動をし, それを作る有効磁場を電子のスピンが感じる.

1.2.2 化合物半導体におけるスピン軌道結合

GaAs, InAs などの III-V 族化合物半導体では, 価電子帯上端付近の電子の波動関数は主に構成原子の p 軌道 ($\ell = 1$) から成るため原子由来の SOC, すなわち式 (1.4) が働く. まず独立した p 軌道を考える. 全角運動量 $\mathbf{j} = \mathbf{\ell} + \mathbf{s}$ を導入すると

$$\mathbf{\ell} \cdot \mathbf{s} = \frac{1}{2} [(\ell + s)^2 - \ell^2 - s^2] = \frac{1}{2} (j^2 - \ell^2 - s^2) \quad (1.8)$$

となるから, \mathcal{H}_{SO} は j^2, j_z と可換である. $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 摂動によると, 固体中のバンド構造は Fig. 1.2 のようになる. 価電子帯は Γ 点で $j = 3/2$ と $1/2$ に分裂し, 後者はスピン軌道分離帯と呼ばれる. 波数が大きくなると $j = 3/2$ のバンドは $j_z = \pm 3/2, \pm 1/2$ のバンドに分裂し, その曲率の差異からそれぞれ重い正孔 (heavy hole : HH), 軽い正孔 (light hole : LH) と呼ばれる. これら価電子帯上端付近の波動関数に対し, 伝導帯下端付近では, 波動関数は主に構成原子の s 軌道 ($\ell = 0$) から成るため, SOC は存在しないかのように考えられる. しかし実際には伝導電子にはバンド間の軌道の混成によって SOC が大きく寄与する. 有効質量近似^{†2} が成り立つとすれば, $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 摂動により式 (1.6) は

$$\mathcal{H}_{\text{SO}} = \frac{P^2}{3} \left[\frac{1}{E_g^2} - \frac{1}{(E_g + E_{\text{SO}})^2} \right] \frac{1}{\hbar} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p} \times \nabla \phi) \quad (1.9)$$

と書き改まる [43]. ここで P は伝導帯と価電子帯間の行列要素, E_g はバンドギャップ, E_{SO} は価電子帯における $j = 3/2$ と $j = 1/2$ のエネルギー差, ϕ は静電ポテンシャルである. 式

^{†2} 固体中電子の波動関数は (包絡関数) \times (Bloch 波), と書くことができる. 原子スケールより滑らかな包絡関数は, Schrödinger 方程式で電子の質量を有効質量に置き換えた有効質量方程式に従う. 原子スケールで変動する部分 (Bloch 波) は考慮しなくてもよい.

(1.9) を見ると, NGS で SOC が著しく増大することがわかる.

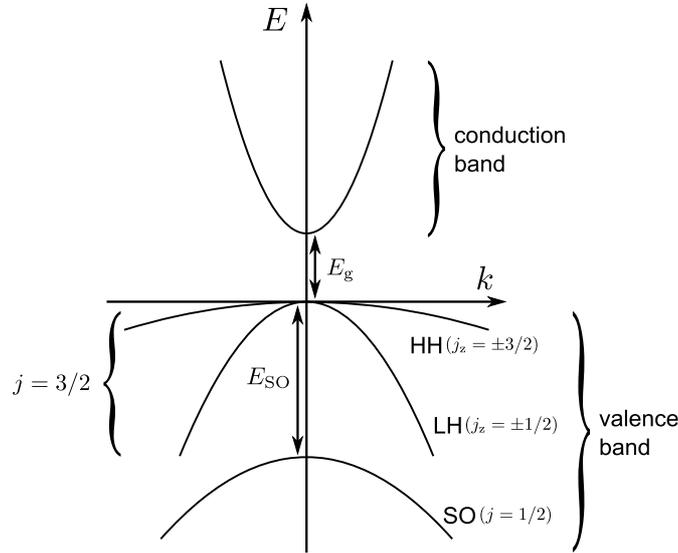


Fig. 1.2 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 摂動から得られる III-V 族化合物半導体の Γ 点付近のバンド構造.

1.2.3 Rashba 型スピン軌道結合

半導体ヘテロ構造における二次元電子系では, 量子井戸の構造反転非対称 (structure inversion asymmetry : SIA) 性に起因する電場中を電子が高速で伝導するため, SOC が無視できないほど大きくなり, 伝導帯の縮退が解けることが理論的に示された [44, 45]. この種の SOC は, Rashba 型 SOC (RSOC) などと呼ばれる. この報告以降, NGS-2DEG におけるスピン分裂の起源, 大きさ, 磁場依存性など様々な側面から議論されている [46–50]. 一般的な InGaAs-2DEG については, ヘテロ界面に歪を導入する, 井戸幅を極端に狭くする, ドーピング濃度を極端に高くする, などの特別な工夫をしない限り, これまでの研究で RSOC が顕著だと考えられている [35, 51–54].

ゼロ磁場下における x - y 方向のハミルトニアン $\mathcal{H}_{x,y}^0$ に対する摂動として Rashba 項 \mathcal{H}_R を考慮する. すなわち系のハミルトニアンを以下のように考える.

$$\mathcal{H}_{x,y} = \mathcal{H}_{x,y}^0 + \mathcal{H}_R \quad (1.10)$$

$$\mathcal{H}_{x,y}^0 = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (1.11)$$

$$\mathcal{H}_R = \alpha (\sigma_x k_y - \sigma_y k_x). \quad (1.12)$$

ここから, $\mathcal{H}_{x,y}$ についてのエネルギー固有値を求める. ここで α は RSOC の強さを表すスピン軌道結合係数であり, 本研究ではこの α を RSOC 係数と呼称する. $\mathcal{H}_{x,y}^0$ の固有状態を

$|k_x, k_y, \sigma\rangle$ と表すことにすると, $\mathcal{H}_{x,y}^0$ について,

$$\langle k_x, k_y, \sigma_1 | \mathcal{H}_{x,y}^0 | k_x, k_y, \sigma_2 \rangle = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \delta_{\sigma_1, \sigma_2} \quad (1.13)$$

すなわち,

$$\mathcal{H}_{x,y}^0 = \begin{bmatrix} \hbar^2 k^2 / 2m^* & 0 \\ 0 & \hbar^2 k^2 / 2m^* \end{bmatrix} \quad (1.14)$$

となり, 対角成分のみが残る. 次に摂動である \mathcal{H}_R について考えると,

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_R &= \alpha (\sigma_x k_y - \sigma_y k_x) \\ &= \alpha k_y \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} - \alpha k_x \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} \\ &= \alpha \begin{bmatrix} 0 & k_y + ik_x \\ k_y - ik_x & 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (1.15)$$

となる. 以上から,

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{x,y} &= \mathcal{H}_{x,y}^0 + \mathcal{H}_R \\ &= \begin{bmatrix} \hbar^2 k^2 / 2m^* & \alpha (k_y + ik_x) \\ \alpha (k_y - ik_x) & \hbar^2 k^2 / 2m^* \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (1.16)$$

が得られる. 式 (1.16) に対する固有方程式は, E_R を固有値とすると以下のようになる.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - E_R \right)^2 - \alpha^2 (k_y + ik_x)(k_y - ik_x) &= 0 \\ \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - E_R \right)^2 - \alpha^2 k^2 &= 0 \\ E_R - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} &= \mp \alpha k \end{aligned} \quad (1.17)$$

したがって, Rashba 項を考慮したゼロ磁場での分散関係は,

$$E_{R\uparrow,\downarrow} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \mp \alpha k_{\uparrow,\downarrow} \quad (1.18)$$

となり, スピンが有限の k に対してエネルギー的に分裂していることがわかる. また, そのスピン分裂エネルギーを ΔE_R とすると,

$$\Delta E_R = 2\alpha k_F \quad (1.19)$$

と表すことができる. ここで k_F は Fermi 波数である. 式 (1.19) を Zeeman 分離エネルギー $\Delta E_Z = g^* \mu_B B$ と比較すると

$$|\mathbf{B}_{\text{eff(R)}}| = \frac{2|\alpha|k_F}{|g^*|\mu_B} \quad (1.20)$$

となり RSOC による有効磁場が定まる. Fig. 1.3 に RSOC による Fermi 円と有効磁場の方向を示した.

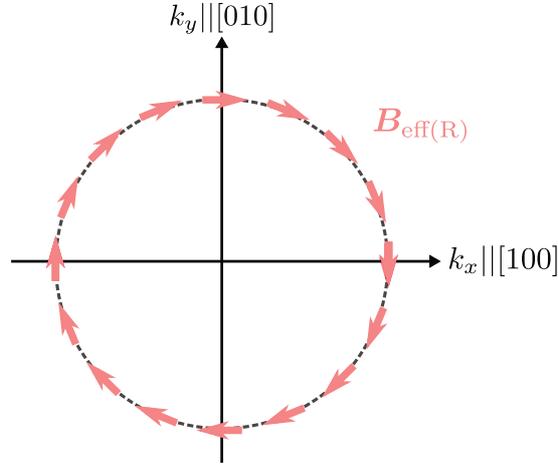


Fig. 1.3 RSOC における Fermi 円と有効磁場の方向.

1.2.4 Dresselhaus 型スピン軌道結合

閃亜鉛鉱型 (zinc-blend : zb) をもつ化合物半導体, 例えば GaAs や InAs などでは, 結晶構造の反転非対称 (bulk inversion asymmetry : BIA) 性から, [100], [111] を除くすべての k 空間で k^3 に比例した SOC が働くことが示された [55]. この種のスピン軌道結合は Dresselhaus 型 SOC(DSOC) と呼称する. これはバルクの GaSb の SdH 振動を解析することにより実証されている [56]. ゼロ磁場下における x - y 方向のハミルトニアン $\mathcal{H}_{x,y}^0$ に対する摂動として Dresselhaus 項 \mathcal{H}_D を考慮する. すなわち系のハミルトニアンを以下のように考える.

$$\mathcal{H}_{x,y} = \mathcal{H}_{x,y}^0 + \mathcal{H}_D \quad (1.21)$$

$$\mathcal{H}_{x,y}^0 = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) \quad (1.22)$$

$$\mathcal{H}_D = \mathcal{H}_{D1} + \mathcal{H}_{D3} = \beta_1 (\sigma_y k_y - \sigma_x k_x) + \gamma (-\sigma_y k_y k_x^2 + \sigma_x k_x k_y^2). \quad (1.23)$$

ここで $\beta_1 = \gamma \langle k_z^2 \rangle$ であり. 式 (1.23) の第一項は k に比例することから Linear 項, 第二項は k^3 に比例することから Cubic 項と呼ばれている. β_1 は DSOC の強さを表すスピン軌道結合係数であり, 本研究ではこれを DSOC 係数と呼称する. k_z は波動関数の広がり, すなわち閉じ込めエネルギーに依存するため, 量子井戸の幅を変化させることで β_1 を制御できる. 一方 γ は材料固有のパラメータであるため制御することは困難である. その絶対値については諸説存在し, 最近の報告では $\gamma \sim 3.5 - 28.0 \times 10^{-30} \text{ eV} \cdot \text{m}^3$ とその値は非常にバラついていて [57–60]. この γ の精度が β_1 を決めるため, γ の高精度な見積もりも課題の一つである. 一般に伝導電子が基底サブバンドのみに存在するときは, Cubic 項は無視されることが多く, 本研究でもそれに習うことにする. ここから, $\mathcal{H}_{x,y}$ についてのエネルギー固有値を求める. $\mathcal{H}_{x,y}^0$

の固有状態を $|k_x, k_y, \sigma\rangle$ と表すことにすると, $\mathcal{H}_{x,y}^0$ について,

$$\langle k_x, k_y, \sigma_1 | \mathcal{H}_{x,y}^0 | k_x, k_y, \sigma_2 \rangle = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \delta_{\sigma_1, \sigma_2} \quad (1.24)$$

すなわち,

$$\mathcal{H}_{x,y}^0 = \begin{bmatrix} \hbar^2 k^2 / 2m^* & 0 \\ 0 & \hbar^2 k^2 / 2m^* \end{bmatrix} \quad (1.25)$$

となり, 対角成分のみが残る. 次に摂動である DSOC における Linear 項のハミルトニアン \mathcal{H}_{D1} は,

$$\mathcal{H}_{D1} = \beta_1 (\sigma_x k_y - \sigma_y k_x) \quad (1.26)$$

$$= \beta_1 k_y \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} - \beta_1 k_x \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} \quad (1.27)$$

$$= \beta_1 \begin{bmatrix} 0 & -k_y - ik_x \\ ik_y - k_x & 0 \end{bmatrix} \quad (1.28)$$

と表される. 以上から,

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{x,y} &= \mathcal{H}_{x,y}^0 + \mathcal{H}_{D1} \\ &= \begin{bmatrix} \hbar^2 k^2 / 2m^* & \beta_1 (-ik_y - k_x) \\ \beta_1 (ik_y - k_x) & \hbar^2 k^2 / 2m^* \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (1.29)$$

が得られる. 式 (1.29) に対する固有方程式は, E_{D1} を固有値とすると以下のようなになる.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - E_{D1} \right)^2 - \beta_1^2 (-ik_y - k_x)(ik_y - k_x) &= 0 \\ \left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - E_{D1} \right)^2 - \beta_1^2 k^2 &= 0 \\ E_{D1} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} &= \mp \beta_1 k \end{aligned} \quad (1.30)$$

したがって分散関係は,

$$E_{D1\uparrow,\downarrow} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \mp \beta_1 k_{\uparrow,\downarrow} \quad (1.31)$$

となり RSOC の場合と同様に, スピンが有限の k に対してエネルギー的に分裂する. また, その Linear 項に関するスピン分裂エネルギーを ΔE_{D1} とすると,

$$\Delta E_{D1} = 2\beta_1 k_F \quad (1.32)$$

と表すことができる. この場合も RSOC と同様に

$$|\mathbf{B}_{\text{eff}(D1)}| = \frac{2|\beta_1|k_F}{|g^*|\mu_B} \quad (1.33)$$

となり DSOC による有効磁場が定まる. Fig. 1.4 に DSOC による Fermi 円と有効磁場の方向を示した. RSOC とは対照的に, 波数ベクトル \mathbf{k} に対して有効磁場ベクトル $\mathbf{B}_{\text{eff(D1)}}$ が依存する.

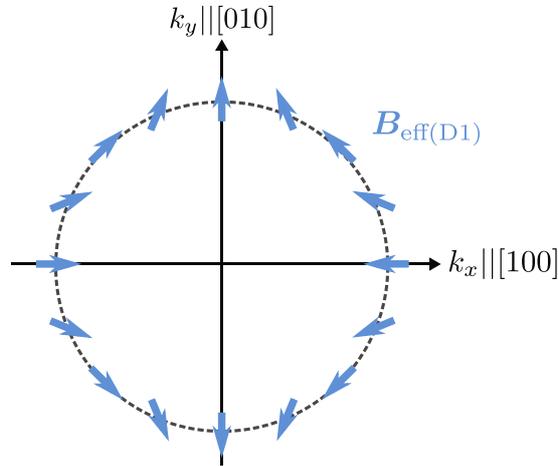


Fig. 1.4 DSOC における Fermi 円と有効磁場の方向.

1.2.5 スピン軌道結合によるスピン緩和

半導体におけるスピン軌道結合に起因するスピン緩和機構は, 大きく分けて二つの機構が考えられている. 以下それぞれについて述べる.

(I) Elliot-Yafet 機構

1.2.2 で述べたように, $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 摂動によれば, 伝導帯の電子状態が価電子帯の電子状態と混成し, \uparrow スピン状態に \downarrow スピン状態が含まれる. したがって, 本来スピンの依存しないイオン化不純物散乱やフォノン散乱によっても, 伝導電子スピンの反転が起こり得る. このようなスピン緩和は Elliot-Yafet(EY) 機構と呼ばれる [61–63]. EY 機構によって決まるスピン緩和時間 $\tau_{\text{S(EY)}}$ は

$$\frac{1}{\tau_{\text{S(EY)}}(E_{\mathbf{k}})} = \left(\frac{E_{\text{SO}}}{E_{\text{g}} + E_{\text{SO}}} \frac{E_{\mathbf{k}}}{E_{\text{g}}} \right)^2 \frac{1}{\tau_{\text{tr}}(E_{\mathbf{k}})} \quad (1.34)$$

と示されている. ここで, $E_{\mathbf{k}}$ は電子伝導に支配的なエネルギー, E_{SO} は価電子帯上端とスピン軌道分離帯とのエネルギー差, E_{g} はバンドギャップである. この EY 機構によるスピン緩和は, 式 (1.34) から E_{g} の小さい NGS で顕著になることがわかる. また, 弾性散乱に起因するスピン反転であるから, 運動量緩和時間 τ_{tr} に比例する. $E_{\mathbf{k}}$ については, 一般的には $k_{\text{B}}T$ と E_{F} の大小関係で決まる. すなわち, 一般的な半導体 2DEG の場合, 極低温では $k_{\text{B}}T \ll E_{\text{F}}$ であるから, $E_{\mathbf{k}} = E_{\text{F}}$ である. なお EY スピン緩和によるスピン拡散長 $L_{\text{S(EY)}}$ は, $L_{\text{S(EY)}} = \sqrt{D\tau_{\text{S(EY)}}}$ で定まる. ここで拡散係数 D の表式について述べておく. E_{F} にお

ける二次元電子の状態密度 $\mathcal{N}(E_F)$ は

$$\mathcal{N}(E_F) = \frac{n_S}{E_F} \quad (1.35)$$

と表される. また縮退した系における Einstein の関係^{†3}は電気伝導度 σ を用いて

$$\sigma = e^2 D \mathcal{N}(E_F) = \frac{e^2 n_S \tau_{\text{tr}}}{m^*} \quad (1.36)$$

と表されるから, 式 (1.36) から $\mathcal{N}(E_F)$ を消去することができて,

$$D = \frac{E_F}{n_S} \frac{n_S}{m^*} \tau_{\text{tr}} = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^{*2}} \tau_{\text{tr}} = \frac{1}{2} v_F^2 \tau_{\text{tr}} \quad (1.37)$$

が得られる. したがって

$$L_{\text{S(EY)}} = \sqrt{D \tau_{\text{S(EY)}}} = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(\frac{E_{\text{SO}}}{E_g + E_{\text{SO}}} \frac{E_k}{E_g} \right)^{-1} l_{\text{tr}} \quad (1.38)$$

となり, $L_{\text{S(EY)}}$ は平均自由行程 l_{tr} に比例する.

(II) D'yakonov-Perel' 機構

RSOC や DSOC によるスピン緩和機構は D'yakonov-Perel'(DP) 機構 [64–66] と呼ばれる. また DP 機構によるスピン緩和のことを単に DP スピン緩和などということもある. 伝導経路が異なれば伝導電子の波数ベクトル \mathbf{k} が変化する. RSOC による \mathbf{B}_{eff} と \mathbf{k} は常に $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_{\text{eff}}$ の関係を満たす. したがって弾性散乱による \mathbf{B}_{eff} の変化が繰り返されれば, 電子スピンは無秩序化する. Fig. 1.5 にその様子を図示した. 拡散伝導領域であればこの DP 機構によるスピン緩和が必ず生じる. このスピン緩和機構は次のように説明される [63]. 例として 2DEG に垂直に電場が印加されており, RSOC のみが働く場合を考える. x - y 面内の波数ベクトルを \mathbf{k} とするとスピン \mathbf{s} の歳差運動は

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = \mathbf{s} \times \boldsymbol{\omega}(\mathbf{k}) = \mathbf{s} \times \gamma \mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{k}) = \frac{2\alpha}{\hbar} (k_y, -k_x) = \frac{2\alpha k_F}{\hbar} (\sin \phi, -\cos \phi) \quad (1.39)$$

と表される. ここで ϕ は \mathbf{B}_{eff} と \mathbf{s} との成す角である. なお $k_F^2 = k_x^2 + k_y^2$ を満たす. Fig. 1.5 のような弾性散乱による拡散伝導では, 電子は τ_{tr} の間波数 \mathbf{k} を保って運動する. 電子スピンはその間の歳差運動で位相が $\delta\phi = \omega(k)\tau_{\text{tr}}$ だけ変化する. スピン緩和時間はこの $\omega(k)$ に依存することになる. 以下では二つの場合に分けて考える.

(i) $\omega(k)\tau_{\text{tr}} \lesssim 1$ の場合

^{†3} 脚注^{†6}参照

時間 t 間におけるランダムウォークによるスピン位相の変化は

$$\phi(t) = \left(\frac{t}{\tau_{\text{tr}}} \right)^{1/2} \langle |\boldsymbol{\omega}(\mathbf{k})| \rangle \tau_{\text{tr}} \quad (1.40)$$

と表される. ここで $\phi(t) = 1$ となるときの時間 t が, SOC によるスピン軌道緩和時間に相当するから, それを τ_{SO} と書くと

$$\frac{1}{\tau_{\text{SO}}} = \langle |\boldsymbol{\omega}(\mathbf{k})|^2 \rangle \tau_{\text{tr}} = \left(\frac{2\alpha k_{\text{F}}}{\hbar} \right)^2 \tau_{\text{tr}} \quad (1.41)$$

が得られる. この場合, 相関時間に相当する τ_{tr} 内でのスピンベクトルの角度の拡散は小さい. これはスピンが歳差運動をする前に弾性散乱する過程であるから, $\tau_{\text{tr}} \ll \tau_{\text{SO}}$ が満たされなければならない. ここで, DP 機構によりスピン位相の緩和が起こるまでの距離を L_{SO} と書くと, 電子の拡散係数 D を用いて $L_{\text{SO}} = \sqrt{D\tau_{\text{SO}}}$ が成立する. この表式を用いればスピン軌道緩和長 L_{SO} は

$$L_{\text{SO}} = \sqrt{D\tau_{\text{SO}}} = \sqrt{\frac{1}{2} v_{\text{F}}^2 \tau_{\text{tr}} \left(\frac{\hbar}{2\alpha k_{\text{F}}} \right)^2 \frac{1}{\tau_{\text{tr}}}} = \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{\hbar^2}{m^* \alpha} \quad (1.42)$$

と計算される. τ_{SO} と τ_{tr} とには $\tau_{\text{SO}}^{-1} \propto \tau_{\text{tr}}$ の関係があるのに対し, L_{SO} は τ_{tr} に依存しないという結果が得られる.

(ii) $\omega(k)\tau_{\text{tr}} \gtrsim 1$ の場合

この場合は弾性散乱が起こる前にスピン歳差運動が何周もする場合である. Fig. 1.5 からもわかるように, \mathbf{S}_{\parallel} 成分は回転しないものの, 歳差運動の周期 ω^{-1} の時間で \mathbf{B}_{eff} に垂直な成分 \mathbf{s}_{\perp} は時間平均すると 0 になる. スピンの初期方向と \mathbf{B}_{eff} との角度を ϕ とすると, \mathbf{s}_{\perp} が消失した時点で初期方向へのスピンは $\cos^2 \phi$ で減少する. したがって, τ_{tr} 後に \mathbf{B}_{eff} は方向を変えるが, その時には既に初期スピンは消失していることになる. ω^{-1} と τ_{tr} の 2 つの時間で振る舞いが異なるため, スピン軌道緩和時間としては, $\tau_{\text{SO}} \sim \tau_{\text{tr}}$ 程度と考えられる. ここで先ほどと同様にスピン軌道緩和長について考えると,

$$L_{\text{SO}} = \sqrt{D\tau_{\text{SO}}} \simeq \sqrt{D\tau_{\text{tr}}} = l_{\text{tr}} \quad (1.43)$$

となり, 平均自由行程と同じ表式が得られる.

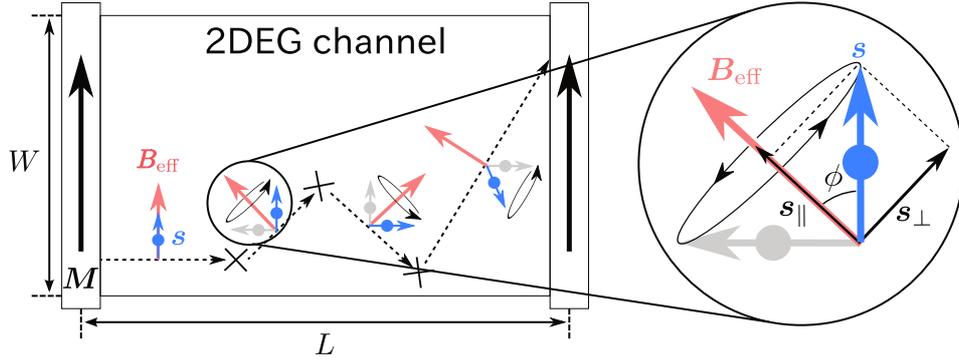


Fig. 1.5 DP 機構によるスピン緩和の模式図. RSOC によるスピン緩和の模式図. k が変化することにより B_{eff} が変化し, 電子スピが無秩序化する.

1.3 量子干渉効果

1.3.1 弱局在効果

系の大きさによる電気伝導度の変化が, 局在のスケージング理論を用いて以下のように推定された [67]. 1 辺の長さが L の d 次元の立方体を考え, その伝導度を L の関数として $G(L)$ と書く. 系が金属であれば, L によらない Drude の電気伝導度 $\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}$ をもつから $G(L) = \sigma L^{d-2}$ と表される. L を大きくしたとき伝導度が減少するならば, それは電子が局在し系が絶縁体になることを意味する. 1 辺が L_1 の立方体の伝導度を G_1 , 1 辺が $L_2 = \nu L_1$ としたときの伝導度を G_2 と書き

$$\frac{G_2}{G_1} = f(G_1, \nu) \quad (1.44)$$

を定義する. ν を連続変数として, これを微分方程式に書き換える. そのために式 (1.44) の対数をとる, $\log \nu$ で割り $\nu \rightarrow 1$ の極限をとる. すると左辺は

$$\lim_{\nu \rightarrow 1} \left[\frac{1}{\log \nu} \log \left(\frac{G_2}{G_1} \right) \right] = \lim_{L_2 \rightarrow L_1} \left(\frac{\log G_2 - \log G_1}{\log L_2 - \log L_1} \right) = \left. \frac{d \log G}{d \log L} \right|_{L=L_1} \quad (1.45)$$

となり, 右辺は G_1 のみの関数となるから, その関数を $\beta(G_1)$ とおくと微分方程式

$$\frac{d \log G}{d \log L} = \beta(G) \quad (1.46)$$

が得られる. まず伝導度が十分に大きい領域では金属的で $G(L) = \sigma L^{d-2}$ となるから, その対数微分をとると $\beta(G)$ は

$$\beta(G) \simeq d - 2 \quad (1.47)$$

となる. G が小さい場合は絶縁体に対応する. 2DEG において伝導度が十分に大きく, 金属的に振舞っている領域を考える. 2DEG では, 式 (1.46) から $\lim_{G \rightarrow \infty} \beta(G) = 0$ であるから, $\beta(G)$ は

G の大きい領域では G^{-1} で展開できるとし、第一項のみをとると

$$\beta(G) \simeq -\frac{\alpha}{G} \quad (1.48)$$

となる. ここで α は正の実数である. この式を (1.47) に代入して初期条件を $G(L_0) = G_0$ としして積分すると

$$G(L) = G_0 - \alpha \log \left(\frac{L}{L_0} \right) \quad (1.49)$$

が得られる. ここから, 系が大きくなるとともに伝導度は対数的に減少することがわかる. この伝導度の減少は, 金属的に振る舞う領域に現れる前駆現象という意味で, 弱局在 (Weak localization : WL), あるいは Anderson 局在と呼ばれる [68]. これは次のように解釈される. いま考えている 2DEG は不規則ポテンシャルの影響を受けているとする. 不規則ポテンシャルは時間変化を持たないから, 進行波の波動関数は時間反転対称性をもつ. Fig. 1.6(a) のように時計回りの進行波 $\exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})$ が多数の弾性散乱を受る場合, 進行波が辿るループと反時計回りの反射波 $\exp(-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})$ が辿るループが重ね合わされ定在波が生じる. この定在波は抵抗に極大をもたらす. この系に弱い磁場を印加すると, ベクトルポテンシャルにより電子の波動関数の時間反転対称性が破れる. これは進行波と反射波に位相シフトが生じ, 定在波は維持されないことを意味する. その結果後方散乱確率が低下する. このようにして負の磁気抵抗 (正の磁気伝導度) が現れる (Fig. 1.7 参照).

1.3.2 弱反局在効果

一方, 磁性不純物や SOC による有効磁場が無視できない場合, WL 状態である正の磁気伝導度が SOC に起因する有効磁場により破られ, ゼロ磁場で負の磁気伝導度を示すようになる. 例えば RSOC のみが存在する場合を考えると, 時間反転した場合, Fig. 1.6(b) のように, 電子伝導の経路によって有効磁場の方向が逆向きになる. このためゼロ磁場では電子波の干渉は起こらず負の磁気伝導度を示す (Fig. 1.7 参照). これは弱局在が破れて磁気抵抗の符号が反転するという意味で弱反局在 (week antilocalization : WAL) と呼ばれる [69].

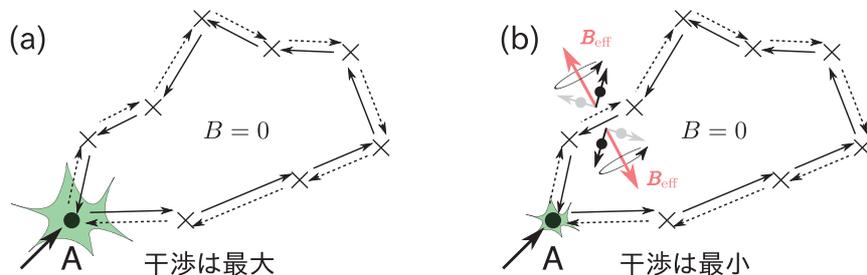


Fig. 1.6 電子波干渉の模式図. (a) 弱局在効果が現れる場合. (b) 弱反局在が現れる場合.

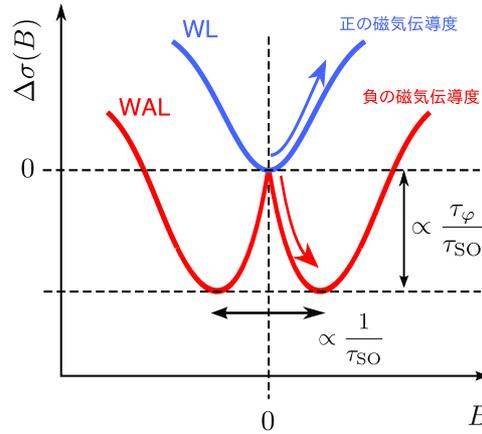


Fig. 1.7 WL および WAL の磁気伝導度曲線. 伝導度変化の大きさは位相緩和時間 τ_ϕ とスピン軌道緩和時間 τ_{SO} の比に比例し, 伝導度が最小を示す磁場は τ_{SO} の逆数に比例する.

1.4 半導体スピントロニクス

半導体スピントロニクス素子は, 国際半導体技術ロードマップ (International Technology Roadmap for Semiconductors: ITRS) の新探求デバイス [70] において, 電荷ベースの Beyond CMOS として位置付けられ, その研究動向が詳細に報告されている.

最初に提案された spin-FET [26] の他, 半導体中で発現する SOC を動作原理とするデバイスはいくつか提案されている [71–74]. これらのモデルデバイスの動作実証には次の要求がなされている.

- 基板構造に RSOC がゲート制御可能な NGS-2DEG を用いること
- FM 電極から NGS-2DEG への高効率スピン注入を実現すること

1.4.1 Datta-Das 型スピン電界効果トランジスタ

本節では半導体スピントロニクス能動素子の基本である spin-FET [26] の概要について述べる. Fig. 1.8 に spin-FET の模式図を示す.

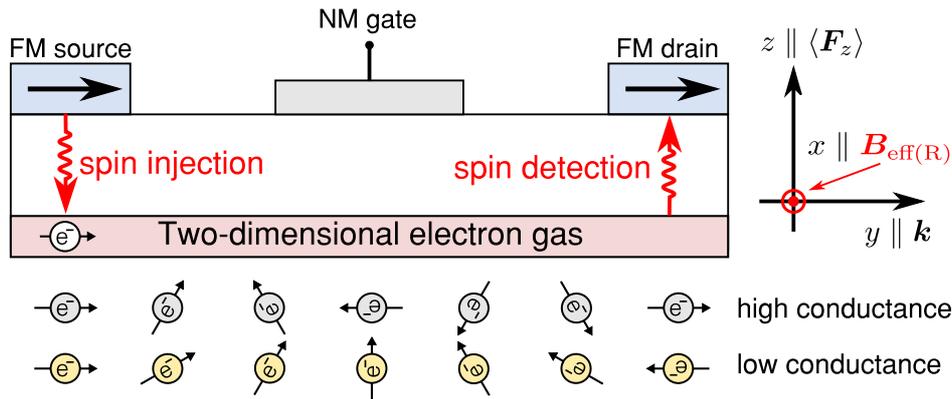


Fig. 1.8 spin-FET の模式図.

この spin-FET は能動素子であることから、半導体スピントロニクスの中でも興味深く、機能のみならずその学理にも関心が持たれている. spin-FET が通常の FET や HEMT (high electron mobility transistor) と構造的に大きく異なる点が二つある. 第一はソース、ドレイン電極に FM 材料を用いることであり、第二は基盤材料に RSOC の顕著なヘテロ構造を用いることである. FM ソース電極は 2DEG にスピン偏極電流の注入 (スピン注入) に用いられる. RSOC による $B_{\text{eff}}(R)$ は、注入された電子のスピン磁気モーメントを Fig. 1.9 のように歳差運動^{†4} させる役割を果たす. 式 (1.20) からわかるように、 $B_{\text{eff}}(R)$ は α に比例し、 α は $\langle F_z \rangle$ に比例する. すなわち $B_{\text{eff}}(R) \propto \alpha \propto \langle F_z \rangle$ であるから、外部電場によって $\langle F_z \rangle$ を変調させることで、 $B_{\text{eff}}(R)$ ひいては電子スピンの歳差周波数 $\omega(k)$ を制御できる. FM ドレイン電極は、自身の磁化の方向と一致する方向のスピンを持つ電子を優先的に取り込む. この一連の流れを経て振動的なゲート特性が実現される. RSOC による伝導電子スピンの制御は、次のように説明される [26].

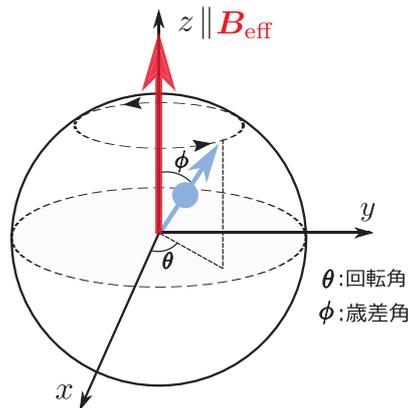


Fig. 1.9 スピンによる重ねあわせ状態を表現する Bloch 球. 伝導電子スピンは B_{eff} を感じるため歳差運動を行う.

FM 電極の磁化方向を x 軸と平行に選び、簡単のため電子の伝導は x 方向の一次元的であり、かつバリスティック伝導であるとする. x 軸方向にスピン注入されると、RSOC により x - y

^{†4} 代表的な歳差運動はコマの首振り運動である.

平面に垂直な方向, すなわち z 軸と平行な方向に電子に対して \mathbf{B}_{eff} が生じる (Fig. 1.8 および 1.9 を比較). したがって \uparrow スピンと \downarrow スピンの 1 : 1 の重ね合わせにより表現できる. このことは Fig. 1.9(b) の Bloch 球^{†5} で説明される. 電子の波動関数におけるスピン成分 ϕ を z 軸からの角度, すなわち B_{eff} からの角度として定義し, 歳差角と呼ぶことにする. 電子の伝導方向が x と平行, すなわち完全一次元伝導を仮定すると, 任意の量子状態 $|\psi\rangle$ は,

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= \cos(\phi/2)|0\rangle + (\cos\theta + i\sin\theta)\sin(\phi/2)|1\rangle \\ &= \cos(\phi/2)|\uparrow\rangle + e^{i\theta}\sin(\phi/2)|\downarrow\rangle \\ &= \begin{bmatrix} \cos\frac{\phi}{2} \\ e^{i\theta}\sin\frac{\phi}{2} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (1.50)$$

となる. これは $\phi = \pi/2$ とおくことで容易に確認できる. また, θ は x - y 平面内における x 軸からの角度で定義した. これを回転角と呼ぶことにする. 強い RSOC を示す材料系では, 伝導帯の縮退が解けるため, \uparrow スピンと \downarrow スピンは Fermi 準位で異なる波数 $k_{\uparrow, \downarrow}$ をもつ. したがって, 2DEG を伝導することにより位相シフトを起こす. そのためチャンネル長を L とすると

$$\begin{bmatrix} e^{ik_{\uparrow}L} \\ e^{ik_{\downarrow}L} \end{bmatrix} \quad (1.51)$$

のように変調される. ここまでの議論を踏まえると, ドレイン電流 I_D の挙動は,

$$I_D \propto \left| \begin{bmatrix} 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{ik_{\uparrow}L} \\ e^{ik_{\downarrow}L} \end{bmatrix} \right| = 2 + 2\cos(k_{\uparrow} - k_{\downarrow})L \quad (1.52)$$

のように表わすことができる. またスピンの回転角は $\theta = (k_{\uparrow} - k_{\downarrow})L$ で与えられるから, 分散関係 $E_{\uparrow, \downarrow} = \hbar^2 k_F^2 / 2m^* \mp \alpha k_{\uparrow, \downarrow}$ を用いて,

$$\theta = \frac{2m^*L}{\hbar^2}\alpha \quad (1.53)$$

と表すことができる. 電子スピンの 1 回転, すなわち $\theta = 2\pi$ の歳差運動により進む距離をスピン歳差長 L_{θ} と定義すると,

$$L_{\theta} := \frac{\pi\hbar^2}{m^*\alpha} \quad (1.54)$$

と表される. Fig. 1.10 に理想的な spin-FET の動作特性を示した. 通常の FET や HEMT では, スレッシュホールド電圧以降, 電子数の増加に対して電流が直線的に変化するのに対し, spin-FET ではスピンの歳差運動に起因する振動成分が重畳したシグナルが期待できる. このため, 一般にトランジスタの応答性能を示すトランスコンダクタンス ($g_m = \partial I_D / \partial V_g$) が極めて大きくなると同時に, 負の g_m をもつことが予測される.

^{†5} 任意の状態を $|\psi\rangle$ とすると \uparrow スピン状態と \downarrow スピン状態の重ね合わせ, すなわち $|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle$.

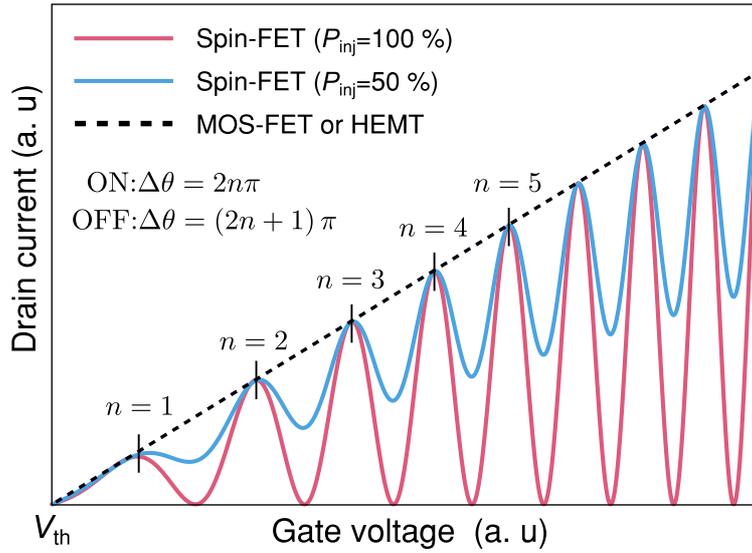


Fig. 1.10 理想的な spin-FET の動作特性. P_{inj} はスピン注入効率. 電子数の増加に起因する直線的な成分と, スピンの歳差運動に起因する振動成分が重畳し, 高い g_m が期待できる.

1.5 強磁性体/非磁性体接合におけるスピン依存伝導

電子伝導における電流に対して, スピン依存伝導においてはスピン流が定義できる. スピン流はスピン角運動量の流れであり, スピン依存伝導の基礎的概念の一つである. 本節ではこのスピン流の概念とその検出方法について述べる.

1.5.1 スピン注入とスピン蓄積

材料中を流れる電流に対して, Mott の二流体モデル [75] を考える. すなわち \uparrow スピンと \downarrow スピンのそれぞれについて独立のチャネルを考えると Ohm の法則は $j_{\uparrow, \downarrow} = \sigma_{\uparrow, \downarrow} E$ となる. 電荷の流れによる電流 j_C が $j_C = j_{\uparrow} + j_{\downarrow}$ で定義されるのに対してスピン流 j_S は

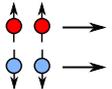
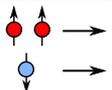
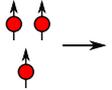
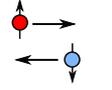
$$j_S = j_{\uparrow} - j_{\downarrow} \quad (1.55)$$

で定義される. FM を流れる電流を考えると, FM におけるバンド構造はスピンの向きによって非対称であるから, スピン毎に伝導度が異なる. したがって FM を流れる電流はスピン偏極しており, j_S は有限の値をとる. このとき FM のスピン偏極率 P_F は

$$P_F = \frac{\mathcal{N}_{\uparrow}(E_F) - \mathcal{N}_{\downarrow}(E_F)}{\mathcal{N}_{\uparrow}(E_F) + \mathcal{N}_{\downarrow}(E_F)} = \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}} = \frac{j_{\uparrow} - j_{\downarrow}}{j_{\uparrow} + j_{\downarrow}} = \frac{j_S}{j_C} \quad (1.56)$$

など様々な物理量で定義される. ここで $\mathcal{N}_{\uparrow, \downarrow}(E_F)$ は Fermi 面におけるスピン毎の状態密度である. Tab. 1.5.1 に種々の材料・構造における電流とスピン流の関係を表にまとめた.

Tab. 1.5.1 種々の材料・構造における電流とスピン流の関係.

	電流 ($j_c = j_\uparrow + j_\downarrow$)	スピン流 ($j_s = j_\uparrow - j_\downarrow$)	材料・構造
無偏極電流 		0	非磁性材料 e. g. Al, Cu, Si, C
スピン偏極電流 			強磁性材料 e. g. Fe, Co, Ni
完全スピン偏極電流 			ハーフメタル材料 e. g. zb-CrAs, zb-MnAs
純スピン流 	0		FM/NM接合, スピンホール効果

次に FM から NM へスピン偏極した電流を注入した場合、すなわち Fig. 1.11(a) のような FM/NM 接合を考える。Mott の二流体モデルでは、FM 中でスピンに依存した伝導度 $\sigma_{\uparrow,\downarrow}$ をもつと考えるから、このとき拡散係数 $D_{\uparrow,\downarrow}$ 、伝導度 $\sigma_{\uparrow,\downarrow}$ 、状態密度 $\mathcal{N}_{\uparrow,\downarrow}(E_F)$ は以下の Einstein の関係^{†6} を満たす。

$$\sigma_{\uparrow,\downarrow} = e^2 D_{\uparrow,\downarrow} \mathcal{N}_{\uparrow,\downarrow}(E_F) \quad (1.57)$$

ここでスピン依存する電流 $j_{\uparrow,\downarrow}$ は、電場 E 、素電荷 $e (> 0)$ 、Fermi 面近傍の電子密度差 $\delta n_{\uparrow,\downarrow}$ を用いると、電場によるドリフト電流 $j_{\text{dr}\uparrow,\downarrow}$ と電子の密度勾配による拡散電流 $j_{\text{df}\uparrow,\downarrow}$ との和で表されるから

$$\begin{aligned} j_{\uparrow,\downarrow} &= j_{\text{dr}\uparrow,\downarrow} + j_{\text{df}\uparrow,\downarrow} \\ &= -\sigma_{\uparrow,\downarrow} E - e D_{\uparrow,\downarrow} \nabla \delta n_{\uparrow,\downarrow} \\ &= -\sigma_{\uparrow,\downarrow} \left(\nabla \phi + \frac{1}{e \mathcal{N}_{\uparrow,\downarrow}(E_F)} \nabla \delta n_{\uparrow,\downarrow} \right) \end{aligned} \quad (1.58)$$

となる。ここで ϕ は静電ポテンシャルである。ここでスピン依存の化学ポテンシャルの平衡状態からの差 $\delta \epsilon_{\uparrow,\downarrow}$ を $\delta \epsilon_{\uparrow,\downarrow} := \delta n_{\uparrow,\downarrow} / \mathcal{N}_{\uparrow,\downarrow}(E_F)$ で定義すると、

$$j_{\uparrow,\downarrow} = -\frac{\sigma_{\uparrow,\downarrow}}{e} (\nabla \phi + \nabla \delta \epsilon_{\uparrow,\downarrow}) \quad (1.59)$$

と表される。化学ポテンシャルに静電ポテンシャルを加えた電気化学ポテンシャルは $\mu_{\uparrow,\downarrow} :=$

^{†6} Einstein の関係の導出 [76]: 二つの電子溜が長さ L のリードで接続されているとする。平衡状態においては二つの電子溜の化学ポテンシャル μ_1, μ_2 は $\mu_1 = \mu_2$ の関係にある。そこに外部から静電ポテンシャル U を印加すると $\mu_1 \neq \mu_2$ となるが、それを平行状態へ戻すために電子の拡散が生じる。この電子電子溜間を拡散する電子数 δn は $\delta n = \mathcal{N}(E_F)(\mu_1 - \mu_2) = \mathcal{N}(E_F)(-eU)$ となる。またこのときの拡散電流の密度は $j = eD(\partial \delta n / \partial x) = eD(1/L)\mathcal{N}(E_F)(\mu_1 - \mu_2) = e^2 D \mathcal{N}(E_F)(-U/L) = e^2 D \mathcal{N}(E_F) F$ となる。ここで F は電場である。これを Ohm の法則 $j = \sigma F$ と比較すると、 $\sigma = e^2 D \mathcal{N}(E_F)$ 。

$\delta\epsilon_{\uparrow,\downarrow} + e\phi$ で定義されるから式 (1.59) は,

$$j_{\uparrow,\downarrow} = -\frac{\sigma_{\uparrow,\downarrow}}{e} \nabla \mu_{\uparrow,\downarrow} \quad (1.60)$$

となる. 式 (1.60) は, スピンに依存する電流 $j_{\uparrow,\downarrow}$ は, 電気化学ポテンシャルの勾配 Fig. 1.11(b) で決まることを意味しており, それは外部からのポテンシャル成分 Fig. 1.11(c) と密度勾配成分 Fig. 1.11(d) との和であることがわかる. なお Fig. 1.11(c) のように, FM と NM で勾配が異なるのは, 抵抗率の異なる材料の接合を仮定しているためである. ここでスピン蓄積を $\delta\mu = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$ で定義しておく. NM では $\sigma_{\uparrow} = \sigma_{\downarrow}$ であるから $j_{\uparrow} = j_{\downarrow}$ であるのに対し, FM では $\sigma_{\uparrow} \neq \sigma_{\downarrow}$ であるから $j_{\uparrow} \neq j_{\downarrow}$ となる. したがって,

$$\begin{cases} j_{\uparrow} - j_{\downarrow} = \frac{\sigma_{\uparrow}}{e} \frac{\partial \mu_{\uparrow}}{\partial x} - \frac{\sigma_{\downarrow}}{e} \frac{\partial \mu_{\downarrow}}{\partial x} \neq 0 & (\text{FM 内}) \\ j_{\uparrow} - j_{\downarrow} = \frac{\sigma_{\uparrow}}{e} \frac{\partial \mu_{\uparrow}}{\partial x} - \frac{\sigma_{\downarrow}}{e} \frac{\partial \mu_{\downarrow}}{\partial x} = 0 & (\text{NM 内}) \end{cases} \quad (1.61)$$

となる. このことは Fig. 1.11(d) のように, FM 側と NM 側ではスピン流の集束先が異なることを意味しており, $\Delta\mu$ だけの不連続が生じることになる [77]. この $\Delta\mu$ の詳細は 1.5.4 で述べる.

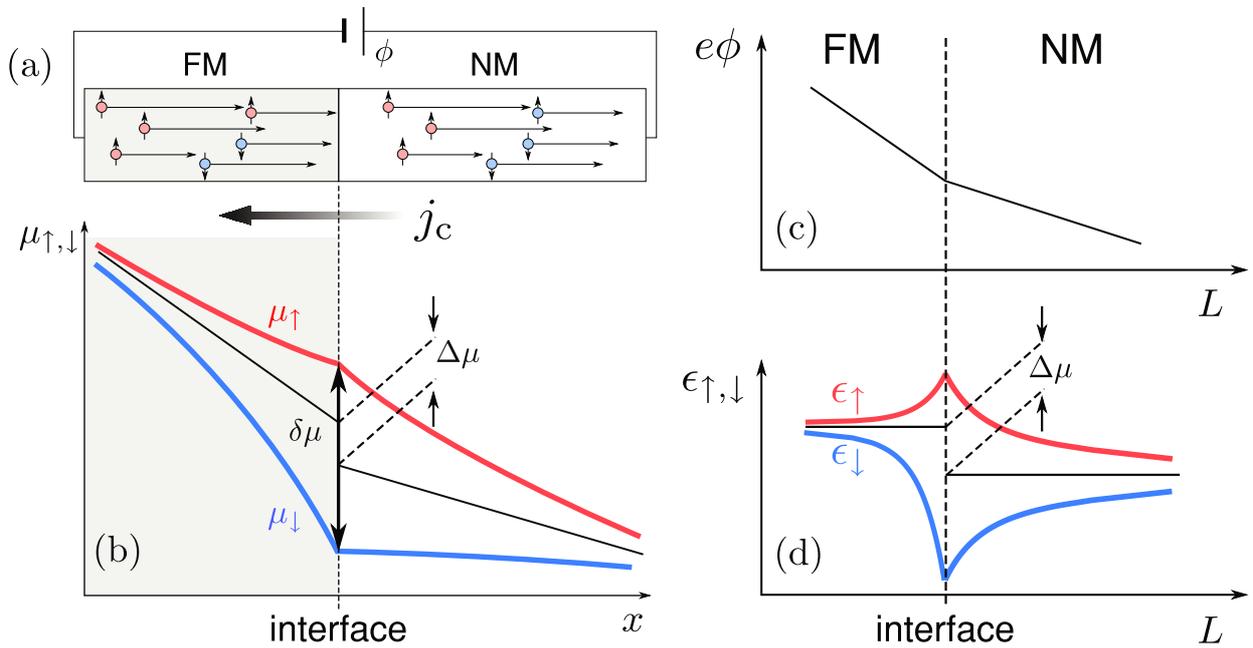


Fig. 1.11 FM/NM 接合における電気化学ポテンシャルの模式図. 電気化学ポテンシャルの勾配は外部ポテンシャルによる電場と, 電子数差による化学ポテンシャルの勾配 (密度勾配) の和で定義される.

1.5.2 純スピンの流

次に Fig. 1.12 のような T 字構造を考える.

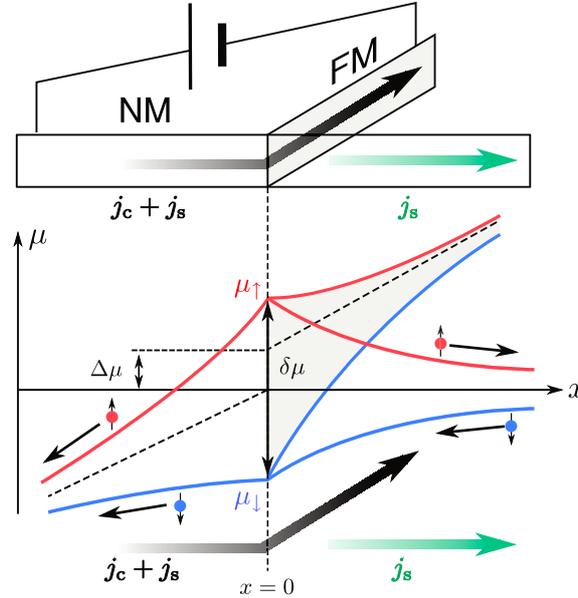


Fig. 1.12 FM/NM 接合を有する T 字構造の模式図. \uparrow スピンと \downarrow スピンの密度勾配により, 等方的にスピンの流が生じる. すなわち $0 < x$ に限れば電流を伴わないスピンの流 (純スピンの流) が生じる.

FM から NM にスピンの偏極電流が注入されると, FM/NM 界面にスピンの蓄積 $\delta\mu$, すなわち \uparrow スピンと \downarrow スピンの非平衡状態が生じる. したがって $0 < x$ では NM においては, 外部ポテンシャルが印加されていないにもかかわらず, スピンの蓄積に起因する電気化学ポテンシャルの勾配があるため, \uparrow スピンは界面 ($x = 0$) から右側へ, \downarrow スピンは右側から界面へ互いに逆方向へ同数だけ拡散する. このようにして $0 < x$ では

$$j_c = j_{\uparrow} + j_{\downarrow} = 0 \quad (1.62)$$

$$j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow} \neq 0 \quad (1.63)$$

の状態が実現される. このように, 電流が流れずスピンの流のみが存在する場合のスピンの流は, 純スピンの流と呼ばれる.

1.5.3 スピンの拡散とスピンの緩和

スピンの蓄積 $\delta\mu$ が従う拡散方程式を導出する [78, 79]. スピンの偏極した電流を NM に注入した場合, すなわち Fig. 1.12 のような場合を考える. このとき伝導度は FM 中ではスピンのによって異なるが, NM 中ではスピンのに依存しないため, 界面において電気化学ポテンシャル $\mu_{\uparrow, \downarrow}$ が分離する. スピンの依存電流 $j_{\uparrow, \downarrow}$ 式 (1.60) から始める. いま, \uparrow スピンから \downarrow スピンへ, \downarrow

スピンから \uparrow へ変化する平均時間をそれぞれ $\tau_{\uparrow\downarrow}$, $\tau_{\downarrow\uparrow}$ とすると

$$\begin{aligned} \frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j}_{\uparrow} + \frac{\delta n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} - \frac{\delta n_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}} &= 0 \\ \frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j}_{\downarrow} - \frac{\delta n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{\delta n_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}} &= 0 \end{aligned} \quad (1.64)$$

の連続の式を満たす. ここで δn_{\uparrow} , δn_{\downarrow} はそれぞれ, \uparrow スピンと \downarrow スピンの平衡状態からの電子数の差を表している. ここで簡単のため問題を一次元化する. 式 (1.60) の両辺を x で微分し, それぞれのスピン依存チャネルに対して式 (1.64) と等しいとおくと

$$\frac{d^2}{dx^2} \mu_{\uparrow} = -\frac{e}{\sigma_{\uparrow}} \frac{d}{dx} j_{\uparrow} = -\frac{e^2}{\sigma_{\uparrow}} \left(\frac{\delta n_{\downarrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} - \frac{\delta n_{\uparrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right) \quad (1.65)$$

$$\frac{d^2}{dx^2} \mu_{\downarrow} = -\frac{e}{\sigma_{\downarrow}} \frac{d}{dx} j_{\downarrow} = -\frac{e^2}{\sigma_{\downarrow}} \left(\frac{\delta n_{\uparrow}}{\tau_{\uparrow\downarrow}} - \frac{\delta n_{\downarrow}}{\tau_{\downarrow\uparrow}} \right) \quad (1.66)$$

が得られる. ここで式 (1.57), スピン蓄積 $\delta\mu = (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})$, および Fermi 準位での電子数の平衡条件 $\frac{N_{\uparrow}(E_F)}{\tau_{\uparrow\downarrow}} = \frac{N_{\downarrow}(E_F)}{\tau_{\downarrow\uparrow}}$ を用いて, 式 (1.65) と (1.66) の左辺同士, 右辺同士の差分をとると

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dx^2} \delta\mu &= \left(\frac{\delta n_{\uparrow}}{D_{\uparrow}\tau_{\uparrow\downarrow}N_{\uparrow}(E_F)} - \frac{\delta n_{\downarrow}}{D_{\uparrow}\tau_{\uparrow\downarrow}N_{\downarrow}(E_F)} \right) \\ &\quad + \left(\frac{\delta n_{\uparrow}}{D_{\downarrow}\tau_{\downarrow\uparrow}N_{\uparrow}(E_F)} - \frac{\delta n_{\downarrow}}{D_{\downarrow}\tau_{\downarrow\uparrow}N_{\downarrow}(E_F)} \right) \\ &= \frac{1}{D_{\uparrow}\tau_{\uparrow\downarrow}} (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}) + \frac{1}{D_{\downarrow}\tau_{\downarrow\uparrow}} (\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}) \\ &= \left(\frac{1}{D_{\uparrow}\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{D_{\downarrow}\tau_{\downarrow\uparrow}} \right) \delta\mu \end{aligned} \quad (1.67)$$

となる. ここで D および τ_S を

$$\frac{1}{D} = \frac{N_{\downarrow}(E_F)}{[N_{\uparrow}(E_F) + N_{\downarrow}(E_F)]} \frac{1}{D_{\uparrow}} + \frac{N_{\uparrow}(E_F)}{[N_{\uparrow}(E_F) + N_{\downarrow}(E_F)]} \frac{1}{D_{\downarrow}}, \quad (1.68)$$

$$\frac{1}{\tau_S} = \frac{1}{\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{\tau_{\downarrow\uparrow}}, \quad (1.69)$$

で定義すると

$$\frac{1}{D\tau_S} = \frac{1}{D_{\uparrow}\tau_{\uparrow\downarrow}} + \frac{1}{D_{\downarrow}\tau_{\downarrow\uparrow}}, \quad (1.70)$$

であるから, $L_S = \sqrt{D\tau_S}$ を用いると式 (1.67) は

$$\frac{d^2}{dx^2} \delta\mu = \frac{1}{L_S^2} \delta\mu, \quad (1.71)$$

と改められる．これがスピン蓄積 $\delta\mu$ が従う拡散方程式となる．拡散方程式の一般解は

$$\delta\mu = 2\alpha_1 \exp\left(-\frac{x}{L_S}\right) + 2\alpha_2 \exp\left(\frac{x}{L_S}\right) \quad (1.72)$$

と書ける． α_1 および α_2 は境界条件から決まる比例係数である．すなわち式 (1.72) のスピン蓄積は，特性長 L_S をもって減衰することを意味している．この特性長はスピン拡散長と呼ばれる．一般にスピン拡散長は物質固有の値をとり，NM では数 μm であるが，FM では長くても数十 nm 程度である [80, 81]．

1.5.4 スピン抵抗

ここではスピン流に対する抵抗の概念に相当するスピン抵抗 [82] の表式を導出する．式 (1.56) および $\sigma = \sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow$ より

$$\begin{cases} \sigma_\uparrow = \frac{1+P_F}{2}\sigma \\ \sigma_\downarrow = \frac{1-P_F}{2}\sigma \end{cases} \quad (1.73)$$

となる．また純スピン流の場合は $j_c = j_\uparrow + j_\downarrow = 0$ であるから

$$\begin{aligned} j_\uparrow + j_\downarrow &= -\frac{\sigma_\uparrow}{e} \frac{d}{dx} \mu_\uparrow - \frac{\sigma_\downarrow}{e} \frac{d}{dx} \mu_\downarrow \\ &= -\frac{\sigma}{e} \left\{ \left(\frac{1+P_F}{2} \right) \frac{d}{dx} \mu_\uparrow + \left(\frac{1-P_F}{2} \right) \frac{d}{dx} \mu_\downarrow \right\} \\ &= -\frac{\sigma}{e} \left\{ \frac{d}{dx} \left(\frac{\mu_\uparrow + \mu_\downarrow}{2} \right) + \frac{P_F}{2} \frac{d}{dx} (\mu_\uparrow - \mu_\downarrow) \right\} \\ &= -\frac{\sigma}{e} \left\{ \frac{d}{dx} \left(\frac{\mu_\uparrow + \mu_\downarrow}{2} \right) + \frac{P_F}{2} \frac{d}{dx} \delta\mu \right\} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (1.74)$$

となる．したがって

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\mu_\uparrow + \mu_\downarrow}{2} \right) = -\frac{P_F}{2} \frac{d}{dx} \delta\mu \quad (1.75)$$

の関係式が得られ，

$$\Delta\mu := \frac{\mu_\uparrow + \mu_\downarrow}{2} \quad (1.76)$$

と定義すると

$$\Delta\mu = -\frac{P_F}{2} \delta\mu \quad (1.77)$$

の関係が得られる. 式 (1.77) は外部ポテンシャルによる電流は流れていない, すなわち $j_c = j_\uparrow + j_\downarrow = 0$ であるにもかかわらず, Fig. 1.11(d) FM/NM 接合を形成するとその接合間では $\Delta\mu/e$ だけの電位差が生じることを意味している. 式 (1.72)–(1.74) および (1.77) を用いれば, スピン流の定義から

$$\begin{aligned}
I_S &= I_\uparrow - I_\downarrow \\
&= S(j_\uparrow - j_\downarrow) \\
&= \frac{S}{e} \left(-\sigma_\uparrow \frac{d}{dx} \mu_\uparrow + \sigma_\downarrow \frac{d}{dx} \mu_\downarrow \right) \\
&= -\frac{\sigma S}{e} \left(\frac{1+P_F}{2} \frac{d}{dx} \mu_\uparrow - \frac{1-P_F}{2} \frac{d}{dx} \mu_\downarrow \right) \\
&= -\frac{\sigma S}{e} \left\{ \frac{d}{dx} \left(\frac{\mu_\uparrow - \mu_\downarrow}{2} \right) + P_F \frac{d}{dx} \left(\frac{\mu_\uparrow + \mu_\downarrow}{2} \right) \right\} \\
&= -\frac{\sigma S}{e} \frac{(1-P_F^2)}{2} \frac{d}{dx} \delta\mu \\
&= \frac{\sigma S}{e} \frac{(1-P_F^2)}{L_S} \delta\mu
\end{aligned} \tag{1.78}$$

と計算される. ここで S はスピン流が流れる断面積である. したがってスピン抵抗 ρ_S^* を

$$\rho_S^* := \frac{L_S}{(1-P_F^2)\sigma S} \tag{1.79}$$

と定義すれば式 (1.78) は

$$I_S = \frac{1}{\rho_S^*} \frac{\delta\mu}{e} \tag{1.80}$$

と書き改まる. 以上はスピン流 I_S が電気化学ポテンシャルの勾配によって生成されるとすれば, ρ_S^* はスピン流に対する抵抗と見なせることを意味している^{†7}. なお, NM 中でのスピン流を考えれば, NM 中では $P_F = 0$ であるから式 (1.79) は

$$\rho_S^* = \frac{L_S}{\sigma S} \tag{1.81}$$

と書ける. $R_S \propto L_S$ であるから, スピン抵抗が大きいほどスピン緩和しにくい材料といえる.

1.5.5 非局所スピンバルブ測定による純スピン流の電氣的検出

1.5.2 で述べた純スピン流 (あるいはスピン蓄積) を検出することができれば, 純粋なスピン注入効果を評価することができる. ここでは純スピン流の検出手法の一つである非局所スピンバルブ (nonlocal spin-valve : NLSV) 測定について述べる [84, 85].

^{†7} 本研究では $\delta\mu$ をスピン蓄積と呼称しているが, これをスピン流, スピン抵抗に習いスピン圧と呼称することもある [83].

この測定には Fig. 1.13 に示すような面内型スピバルブ (lateral spin-valve : LSV) 構造が用いられる.

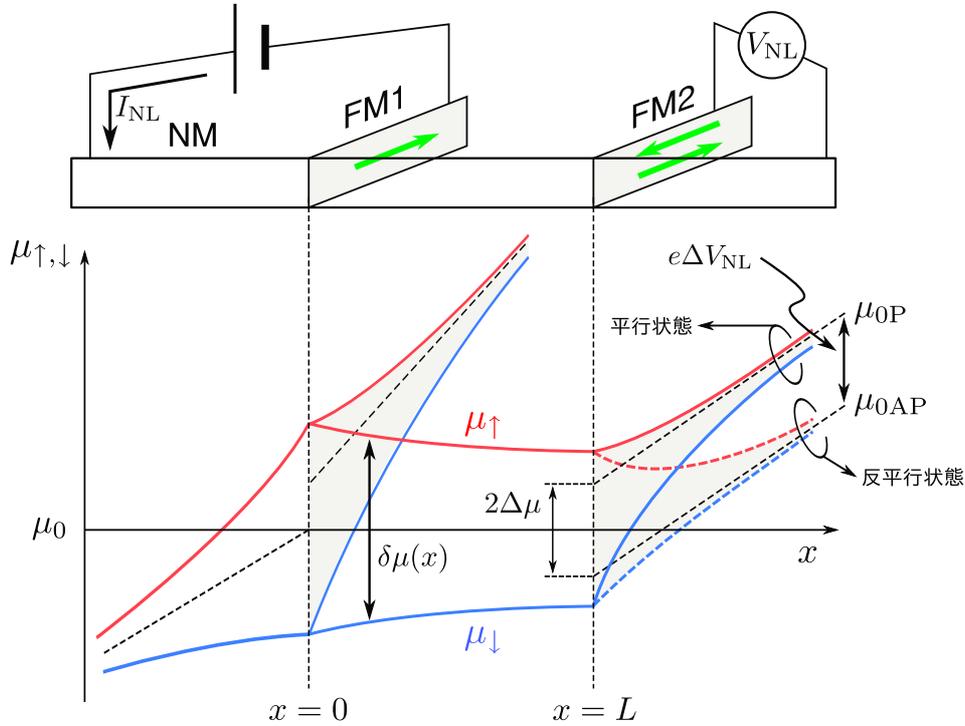


Fig. 1.13 非局所スピバルブ測定概念図. 上は測定配置. 下はその測定配置に対応する電気化学ポテンシャル. これにより純スピ流の検出が可能となる.

FM1 から NM へスピ偏極電流が注入されると, 1.5.2 で述べたように, FM1/NM 界面にスピ蓄積が生じる. その結果, NM の $0 < x$ の領域ではスピ蓄積の緩和が生じ, $L_S \ll x$ では $\delta\mu = 0$ となる. ここでスピ蓄積検出用の電極 FM2 を $0 < x < L_S$ の範囲に接合すると, 1.5.1 で述べたように FM1/NM 界面と同様, 電荷保存則, 電気化学ポテンシャルの連続, $\sigma_{\uparrow} \neq \sigma_{\downarrow}$ の要請により, 純スピ流が FM2 にも流入することになるが, NM と FM2 とではスピ拡散長が著しく異なる. したがって NM 内でのスピ流の集束先 μ_0 と, FM2 のスピ流の集束先 μ_{0P} が異なり, FM1 の磁化と FM2 の磁化が平行状態, 反平行状態ではそれぞれ

$$V_P = \frac{\mu_{0P} - \mu_0}{e} \quad (1.82)$$

$$V_{AP} = \frac{\mu_0 - \mu_{0AP}}{e} \quad (1.83)$$

のポテンシャルが検出される. 通常はこれらの差分が NLSV 測定によるスピ蓄積電圧 ΔV_{NL} として定義されており, 式 (1.77) を用いると

$$\Delta V_{NL} = V_P + V_{AP} = \frac{\mu_{0P} - \mu_{0AP}}{e} = \frac{2\Delta\mu}{e} = -\frac{P_F}{e} \delta\mu \quad (1.84)$$

である. この ΔV_{NL} は, FM1 から NM に注入されるスピ偏極電流の密度に依存するため,

スピン蓄積信号としては $\Delta R_{NL} = \Delta V_{NL}/I_{NL}$ のように、注入電流で規格化される場合が多く、非局所スピン抵抗、スピン信号などと呼ばれる。

1.6 本研究の目的および特色

強磁性体から半導体への高効率スピン注入は、今後の半導体スピントロニクス応用への要素技術と位置付けられる [86]。特に RSOC が顕著な系を用いて半導体スピントロニクス応用を目指す場合、NGS-2DEG への電气的スピン注入/検出を行う必要がある。これまで、FM/NGS あるいは FM/NGS-2DEG を用いた電气的スピン注入/検出実験は、いくつか報告されているものの [87–90]、定量性や再現性に課題があった。その原因は以下に示すように 2 つあると考えられている。

1. FM/SC 接合で生じる伝導度の不連続により、その界面でスピン偏極が著しく緩和し、SC に到達するときにはほぼ無偏極になってしまうこと。この現象は伝導度不連続 (conductivity mismatch)^{†8} と呼ばれる。これに対して、界面にトンネル障壁を挿入する [91–94]、二次元電子密度を増加させる [95, 96]、バリステック伝導を用いる [97] 等によって伝導度不連続の問題は解決できるとされている。他方では、FM によるスピン注入を必要とせず、2DEG 中にスピン偏極を生成する方法も複数提示されている [14, 98–102]。
2. FM の異常 Hall 効果 (anomalous Hall effect : AHE) [103, 104]、異方性磁気抵抗効果 (anisotropic magnetoresistance : AMR) [105]、局所 Hall 効果 (local Hall effect : LHE) [106, 107] など閉ループに直列に重畳する MR 効果と、純粋なスピン注入効果との分離が困難であること。AMR は FM の抵抗率が電流と FM 磁化のなす角に依存する現象であり、電圧検出端子間に電流が流れる場合は完全に排除することは出来ない。LHE は FM 磁化に起因する漏れ磁場に、2DEG を貫く成分が存在する場合に発生する。この場合も結局は Hall 効果の一種であるから、電圧検出端子間に電流が存在する場合は完全に排除することは困難である。

2000 年代前半頃までは、伝導度不連続問題の前に、AMR や LHE の効果が排除できず、実験結果に基づく真のスピン注入効果の議論ができなかった。しかしながら、NLSV 測定が FM/SC 接合においても有効 [108] であることが示されて以降は、NLSV 測定技術が半導体分野にも浸透し、近年では SC の表面に高濃度ドーピングを施し、Schottky 障壁を介した構造、絶縁体トンネル障壁を介した構造、あるいはそれらを組み合わせた構造、江崎ダイオード構造 [31]、などを用い SOC の弱いバルク Si [109, 110]、GaAs [111, 112]、グラフェン [113, 114] へのスピン注入/検出が多数試みられている。しかしながら、それでも NGS-2DEG に関し

^{†8} 付録 C 参照

て、NLSV 測定を試みた報告は少なく、詳細な知見は得られていないのが現状である。以上を動機として、本研究では、半導体スピントロニクスに応用に向けて要素技術となる、FM から NGS-2DEG へのスピン注入検証を始め、そのスピン輸送特性に関する詳細な知見を得ることを目的とした。本研究の特色を次に記す。

1. 通常は不純物ドーピング層やこれにともなうバリア層が、2DEG よりも表面側に存在する。したがって表面からのスピン注入を試みる場合、それらの存在が物理を複雑にすると考えられる。そこで本研究では、これらの影響を極力排除するため、2DEG が形成される活性層が最表面に存在する $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ接合を用いた。
2. NLSV 測定および WAL 測定から得られるスピン依存パラメータを比較・検討する。RSOC あるいは DSOC が顕著な 2DEG では、ゼロ磁場領域において伝導度に WAL 現象が観測される。理論との比較から RSOC 係数が定まり、そこから電子スピンと有効磁場との相関長であるスピン軌道緩和長が得られる。また、NLSV 測定の FM 電極間隔依存性から、純スピン流に関するスピン拡散長が得られる。そこで本研究では、これらにどのような相関があるのかを実験的に検証する。

1.7 本論文の構成

以下に本論文の構成を記す。

第 1 章 序論

本研究の背景、目的、および本論文の構成について述べる。背景には本研究の基礎的な理論も含めた。

第 2 章 試料作製および測定手法

ここでは本研究で用いた NGS-2DEG 基板である $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ構造の結晶成長、および素子作製プロセスについて述べる。単一基板上に Hall-bar 素子と LSV 素子が作製されるように、素子作製プロセスを設計した。

第 3 章 狭ギャップ半導体二次元電子系のスピン軌道結合

ここでは最初に基板の最も基本的な特性である電子密度および電子移動度を評価した結果について述べ、次に WAL 測定の解析から RSOC 係数を見積もった結果について述べる。さらに、 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 摂動による数値計算を行い、実験的に見積もられた RSOC 係数が妥当なオーダーであるかを検証した結果について述べる。

第 4 章 強磁性体/狭ギャップ半導体二次元電子系のスピン依存伝導

最初に, 強い RSOC を示す $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ -2DEG について, NLSV 測定により純粋なスピン注入効果の検証を行った結果について述べる. 次に, FM 電極間隔依存性からスピン拡散長およびスピン注入効率を見積もった結果について述べる.

第 5 章 結論

本研究で得られた成果を総括し, 残された課題と今後の展望について述べる.

付録

付録 A では, 素子作製プロセスの具体的な条件などを記した. 付録 B では, 2DEG に垂直磁場を印加した際に現れる Landau 量子化とそれに起因する磁気抵抗効果, さらににはその磁気抵抗から電子密度が定まる原理について記した. 付録 C では, FM/SC 接合において, 高効率スピン注入が達成されない根源的な理由として認識されている伝導度不連続について記した.

第 2 章

試料作製および測定手法

2.1 結晶成長

本研究で用いた 2DEG 基板の $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ構造は、分子線エピタキシー (molecular beam epitaxy : MBE) 法により作製した. Fig. 2.1 に本研究で用いた MBE 装置の構成概略を示す.

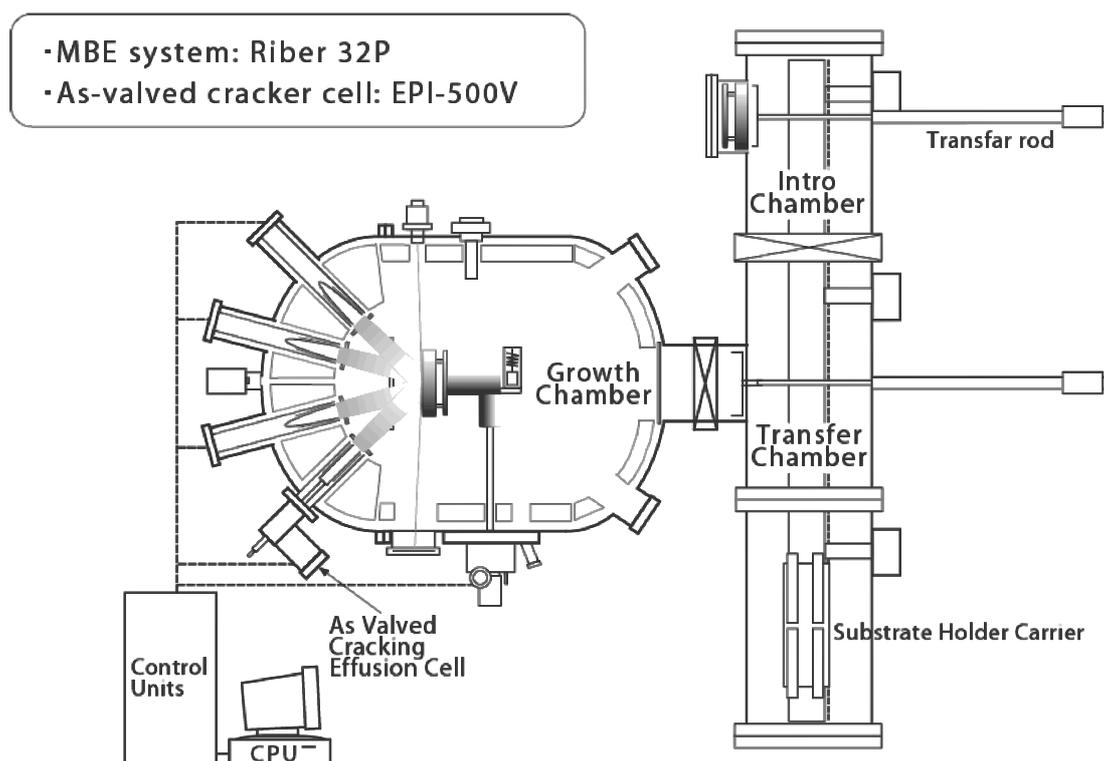


Fig. 2.1 本研究で用いた MBE 装置の構成概略.

本研究で使用された MBE 装置はフランスの RIBER 社製 MBE32P である. 装置の構成は基板を搬入する導入室 (intro-chamber) と実際に成長する成長室 (growth-chamber), そして成長室に基板を搬送するための搬送室 (transfer-chamber) の 3 つのチャンバーからなる. 導入室にはヒーターがついており, 大気中から搬入された基板の水分を除去することができる. 搬送室は絶えず超高真空に保たれており, 成長室を大気から分離する役割を持っている. 成長室

は原料の入っているセルが 6 本, 四重極質量分析計 (Quadrupole Mass Spectrometer : QMS), 反射高エネルギー電子回折 (Refraction High Energy Electron Diffraction : RHEED), パイロメーター (Pyrometer) を備えており, 残留不純物の計測, 成長基板表面の状態観察, 基板温度の測定を行うことができる. 各チャンバーはそれぞれにイオンポンプ, チタンサブリミネーションポンプが装備されており, これらにより超高真空が保たれている. 成長室にはさらにクライオポンプによってより効果的な H_2O などのイオンポンプでは取り除き難い不純物の除去が行われている. また, この MBE 装置はオイルフリーの思想でできており, 粗引きシステムにはドライポンプ及びソーブションポンプを使用している. 現在, 成長室の 5 本のセルの内, 4 本は K-セル (Knudsen-cell) であり Al, Ga, In, Si が充填されている. As セルはクラッカーセル (cracker cell) が取り付けられている. 特に As セルはバルブドクラッカーセル (valved cracker cell) であり, バルブの開閉によって, 容易に As のフラックス量を調節することができる.

以上に述べた MBE 装置により目的とする構造を半絶縁性 GaAs 基板 (001) 上に結晶成長を行うが, これに先立ち, 自然酸化膜を除去しなければならない. 以下にそのおおまかな手順を示す.

1. 3 インチの半絶縁性 GaAs 基板 (001)(抵抗率 $\geq 1 \times 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$) を 1/4 のサイズに劈開する.
2. 劈開された GaAs 基板の表面酸化膜を, セミコクリーン 23(フルウチ化学 (株) 製) にて 10 min エッチングし, すぐさま純水で 10 min リンスする.
3. これを Mo ブロックに In の表面張力を利用して貼り付ける.
4. Mo ブロックを専用キャリアに載せ, Intro chamber へ搬入する.
5. Intro chamber 内に装備されているヒーターで 370°C , 約 1 h の加熱を行い, 基板表面に残った水分を除去する.

次におおまかな成膜プロセスを示す.

1. cell の温度がスタンバイ状態 (Al : 550°C , Ga : 550°C , In : 450°C , Si : 600°C , As(C) : 250°C , As(B) : 200°C) で Growth chamber の圧力が $\sim 10^{-8}$ Torr であることを確認する.
2. Growth chamber 内の残留不純物を chamber 内壁に吸着させるため, LN_2 シュラウドに LN_2 を導入する.
3. Growth chamber の圧力が $\sim 10^{-10}$ Torr に到達したことを確認し, 族材料およびドーパント材料を成長に使う温度より $\sim 50^\circ\text{C}$ 高い温度でガス出し (~ 60 min) を行い, それぞれの Beam Equivalent pressure(BEP) をイオンゲージで測定する.
4. 族材料の cracker 部のみをガス出しする. 成長温度より $\sim 150^\circ\text{C}$ 高い温度で 20 min 行い, 成長温度での BEP をイオンゲージで測定する.
5. 前処理した基板を Growth chamber に搬送し, As 雰囲気では基板温度を $\sim 600^\circ\text{C}$ にし, ~ 20 min かけて酸化膜除去時に荒れた表面の平坦化を行う.
6. コンピュータプログラムに設計した cell 温度, シャッターの開閉時間を入力し, 自動制御で成膜を行う.

以上に述べた手順で半絶縁性 GaAs(001) 基板上に $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ ヘテロ構造の結晶成長を行った. 詳細な成長条件等は参考文献 [115] に記載されている. $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ構造の層構造を Fig. 2.2 示す.

GaAs と $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ は結晶構造こそ共に閃亜鉛鉱型ではあるものの, 格子不整が $\sim 5.5\%$ も存在する. したがって格子不整成長を行うことになるため, 本研究では SGB(step graded buffer) 層を介した, いわゆるメタモルフィック (metamorphic) 成長を採用している. コヒーレント成長している場合でも, 臨界膜厚より大きくなると, 歪みエネルギーを緩和するためにミスフィット転位が発生する. このことは格子緩和を生じさせ, 基板の上に成長した材料をそれ本来の格子定数の値に近づける. したがって In 組成を段階的に高くしながら, 1 組成あたりの膜厚を意図的に臨界膜厚以上に成長させることで, 格子定数を $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ に近づけられる. また, In 組成が $y = 0 \rightarrow y = 0.5$ へと大きくなるにともない, 合金硬化 (alloy hardening) により生じた応力により, 界面で生じたミスフィット転位に起因する貫通転位が, 界面と水平な方向へ曲げられる. したがって, 最表面の $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ 層まで達する貫通転位密度が低減される. 以上により, 高品質な $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ構造が実現される.

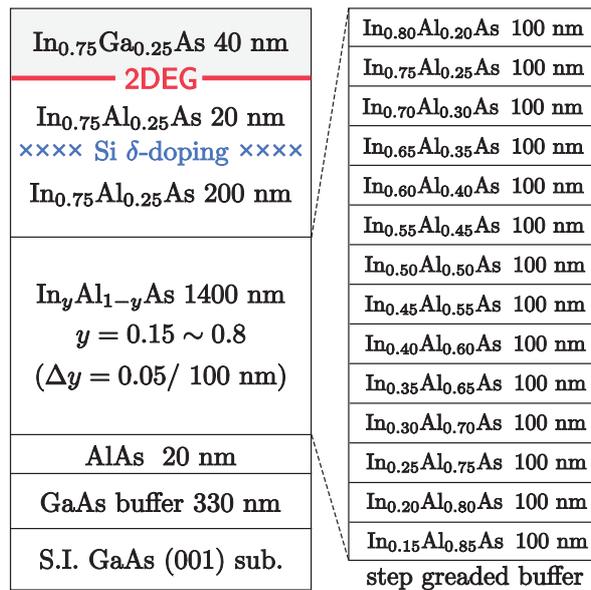


Fig. 2.2 $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ構造の層構造.

本研究で用いた $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ構造は, チャンネル層である $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ 層と Si の δ ドーピング層が空間的に分離されている, いわゆる変調ドープ構造^{†1} [116–118] であるため, イオン化不純物散乱の影響を抑制することができる. また $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ と $\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ の伝導帯不連続により, 伝導電子がそれらの界面に形成される三角ポテンシャルに閉じ込められるため, 極低温においてもキャリアの凍結が生じない. すなわち, 極低温においても高移動度・キャリア濃度を維持することが可能となる.

^{†1} 高電子移動度トランジスタ (high electron mobility transistor : HEMT) 構造とも呼ばれる.

その意味で変調ドーピング構造は、物性研究を行う上でも応用上でも重要である。Fig. 2.3 に $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ構造の Schrödinger-Poisson 方程式の自己無撞着計算結果を示す。計算プログラムは nextnano³ [119], 物性値は [120] の値, 価電子帯不連続は [121] の値を用いた。本研究で用いる 2DEG 基板の特長は, Fig. 2.3 で示されるように, スピン注入の妨げになる可能性のある構造, 例えばドーピング層やそれとともなうバリア層が 2DEG よりも表面側に存在しないことである。また, チャンネル層である $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ の Fermi 準位ピンギングの位置は, GaAs と InAs の値から線形で内挿すると, 高くても ~ 50 meV と考えられる。したがって, ほぼバリアレスなスピン注入の実現が期待できる。

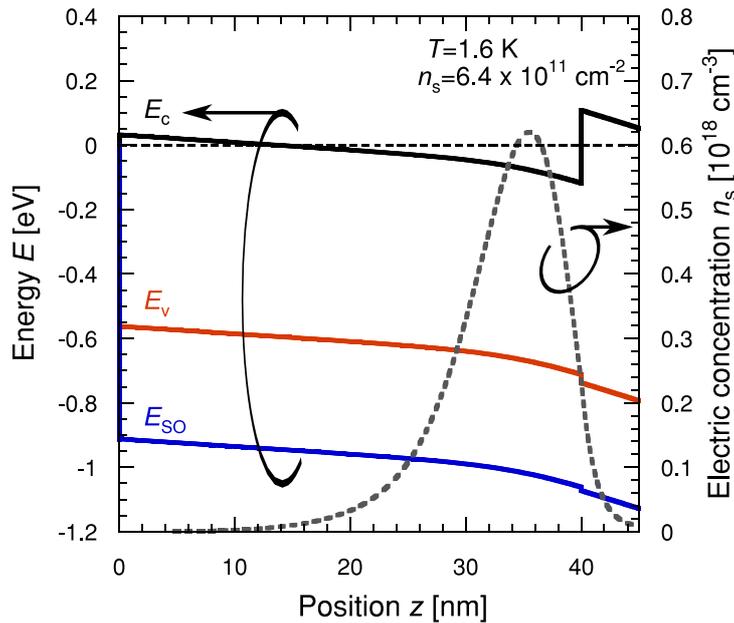


Fig. 2.3 $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ造の Schrödinger-Poisson 方程式の自己無撞着計算結果. E_c は伝導帯下端, E_v は価電子帯上端, E_{SO} はスピン軌道分離帯上端.

2.2 微細加工

人工格子よりもシンプルな構造をもつ Si/NiFe/Cu/NiFe/FeMn 積層構造において, 非常に小さな磁場で GMR 効果を示すことが発見された [122]. このような現象は FM 対の磁化が平行の時には抵抗が低く, 反平行の時には抵抗が増大するため, スピンバルブと呼ばれる。このような素子は, CPP(current perpendicular-to-plane)-GMR と呼ばれるように膜面に対して垂直に電流を流し, その間の磁気抵抗を検出するものである。この CPP-GMR では, チャンネル長に相当する Cu 膜厚が, 成膜精度によって決定され, 近年では原子層オーダーの制御が可能である。したがって FM のようなスピン拡散長が数 nm の材料においても, スピン蓄積現象の検出が可能となる。一方, エレクトロニクス分野で用いられるプレーナー技術を用いた場合, チャンネル長は微細加工, ひいてはリソグラフィの精度で決定される。したがって FM のようにスピン拡散長の短い材料のスピン蓄積現象の検出は原理的に困難である。本研究で取り扱う

$\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ構造に対して CPP 構造の作製することは事実上不可能であるため、微細加工より LSV 構造を作製しなければならない。

本研究で作製した素子は、以下に示す 2 種類である。それぞれの素子作製プロセスを後述のプロセス番号で示すと以下のようなになる。

- Hall-bar 素子 : 1, 2, 3, 4, 6, 8
- LSV 素子 : 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8

本研究で作製した LSV 素子の作製プロセスについて述べる。また、より詳細な内容は付録 A に記載した。素子作製プロセスを以下示す。

1. マーク形成
2. メサ形成
3. オーミック電極形成
4. 配線パッド形成
5. FM 電極形成
6. 絶縁パッシベーション膜形成
7. コンタクトホール形成

各項目の詳細を述べる前に、材料のパターン成膜において、重要な要素技術であるリフトオフ (lift-off) プロセスについて簡単に述べておく。リフトオフプロセスの概略図を Fig. 2.4 に示す。

各プロセスにおいては、リフトオフ容易性とレジスト密着性を高めるため、感光性レジストと半導体の間に無感光性レジストである LOL-2000 を挿入した二層レジストを適用した。二層レジストプロセスは Fig. 2.4 のように進められる。二層のレジストを塗布した後、紫外線または電子線を用いて露光する。表面側の感光性レジストがポジ型であれば Fig. 2.4-3 のように現像される。もし、感光性レジストの現像液と LOL-2000 の現像液の種類が異なれば選択現像が可能となるが、現像速度が異なる二層レジストであれば、同じ種類の現像液で現像できる場合もある。その後、LOL-2000 の現像を行い Fig. 2.4-4 のように表面側レジスト開口部より幅を広げたアンダーカットを形成する。表面側レジストと LOL-2000 が同じ型の現像液で解けるならば、時間制御でアンダーカットを形成する必要がある。このようにアンダーカットが設けられた構造に対して蒸着による電極形成を行った場合、単層レジストプロセスよりはるかに良好なリフトオフ性が得られる。Fig. 2.4-5 のように LOL-2000 の膜厚より薄い膜を蒸着した場合には、隙間が開いている状態であり、レジスト剥離液の侵入が容易になりリフトオフ性が向上する。たとえば、Fig. 2.4-5' のように LOL-2000 の膜厚より厚い膜を蒸着した場合でもリフトオフ性は向上する。レジスト開口部側壁に蒸着された膜と基板に蒸着された膜によって、開口部は蓋をされそれぞれの膜同士が繋がったような状態になっている。しかしながら、側壁部の膜と基板から堆積された膜とでは堆積“時期”が異なるためにそれぞれの膜の“相”が異なる。したがって、レジスト剥離液が侵入すればそれぞれの膜は分離されリフトオフが可能となり、単層レジストプロセスで問題となる“バリ”は形成されない。このような二層レジストプロセスはパターンが微細化するほど効果は大きくなる。

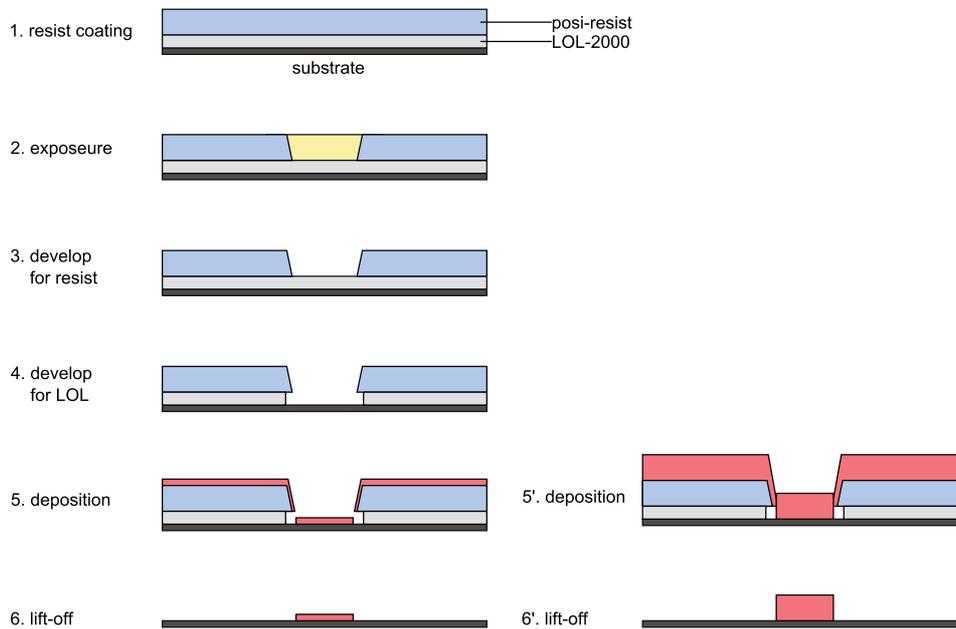


Fig. 2.4 リフトオフプロセスの概略図. 4' → 5' のようにレジスト壁と基板に成膜された膜が接触してもその時期が異なるため会合しない. したがってリフトオフが可能となる.

1. 合わせマーク形成

本研究で行ったデバイス作製プロセスは複数回に分かれるため、最初にその基準となるマーカーを作製しなければならない. 高い合わせ精度が要求される場合、このマーカーの精度がこれ以降の微細加工の合わせ精度に反映されるため、現実的な範囲でなるべく微細なパターンが望ましい. 本研究では用いた描画パターンはクロスマークである. 設計線幅は 800 nm とした. 電子線リソグラフィー (electron beam lithography : EBL) を用いたリフトオフプロセスを用いた. レジストは ZEP520A-7/LOL-2000 の二層レジストを用いた. なお、このときのドーズは $\sim 40 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ である. その後電子線蒸着により Ti を 10 nm, Au を 200 nm 堆積し、リムーバ 1165 にてレジストを剥離した.

2. メサ形成

素子分離を行うために EBL プロセスでメサを形成した. レジストにはネガ型電子線レジストである SAL601-SR2 を用いたが、基板との間に OAP(hexamethyldisilazane : HMDS) を狭み、レジストと基板との密着性を高めている. このときのドーズ量は $\sim 10 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ であった. また、メサ高さは $\sim 400 \mu\text{m}$ 程度であり、経験的に SGB 層からのリーク電流が無視できる高さである. エッチャントは $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 10 : 1$ をさらに H_2O で体積比で 100 倍に希釈したものを使用した. なお、本研究で用いた基板におけるエッチングレートは $\sim 0.8 \text{ nm}/\text{s}$ であった.

3. オーミック電極

本研究では、後に述べる 3 端子測定により FM を含む FM/ $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ 界面での磁気抵抗測定を行う。このとき電流端子のうち一方は磁気抵抗を持たない方が望ましい。したがって、メサ上に非磁性の Ohmic 電極が必要となる。この工程では EBL を用いたリフトオフプロセスを用いた。レジストは合わせマーク形成と同様に LOL-2000/ZEP520A-7 の二層レジストを用いた。またこのときのドーズ量は $\sim 10 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ であった。アンダーカットを形成した後、EB 蒸着により $\text{Au}_{0.8}\text{Ge}_{0.1}\text{Ni}_{0.1}$ 合金を 100 nm 堆積した後、Au を 100 nm 堆積した。加えて赤外線ランプ加熱により、 $350 \text{ }^\circ\text{C}$ で 5 min 間のアニールを行った。

4. 配線パッド形成

デバイスプロセス完了後、ダイシングによりチップ分割を行い、Ag ペーストにてチップキャリアに貼り付ける。その後 Au ワイヤでチップキャリアとの配線を行う。このときチップキャリアから伸びた Au ワイヤを接続するための金属パッドが必要となる。ここではフォトリソグラフィを用いたリフトオフプロセスを適用し、レジストは LOL-2000/TSMR-8900 の二層レジストを用いた。このときの露光条件は $10 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ であった。アンダーカットを形成した後、EB 蒸着により Ti を 10 nm、Au を 200 nm 堆積し、リムーバ 1165 にてレジストを剥離した。

5. FM 電極形成

レジストは ZEP520A-7/LOL-2000 の二層レジストを用いた。ドーズ量は $\sim 53 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ であった。ドーズ量としては合わせマーク作製プロセスの 1.3 倍であるが、電子線のビーム径を $1/4$ にしているため、近接効果を抑制したパターンニングが可能である。FM の形状磁気異方性を利用して磁化が平行/反平行状態を実現するために、単一素子上にアスペクト比が 1:50, 3:50 の二種類のパターンニングを行った。また、1 チップあたり 5 種類の電極間隔が測定できるように設計しており、合計 3 チップで $0.6\text{--}14 \mu\text{m}$ まで 15 個の測定点が得られる。FM 電極材料には $\text{Co}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ 用い、FM の合金組成比維持のため、RF マグネトロンスパッタを用いて室温で成膜した。また Ar プラズマによるレジストへのダメージが激しく、リフトオフプロセスを用いても整った形状の FM 電極形成が困難であった。なお、EB 蒸着による FM 電極形成も試みたが、密着性が著しく低く、リフトオフの段階で FM が剥離されてしまった。

6. 絶縁体パッシベーション膜形成

本研究で FM 電極には $\text{Co}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ を用いている。Fe の組成が 20% とはいえ Fe は O_2 との反応性が非常に高い。酸化鉄が形成されると、鉄本来の磁性に少なからず影響を及ぼすと考えられる。また、 $\text{Co}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}/\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ 界面の酸化が懸念される。これらの影響を最小限に留めるため、表面パッシベーション膜として、原子層体積 (atomic layer deposition : ALD) 法により AlO_x 膜を 30 nm 堆積した。

7. コンタクトホール形成

メサだけでなく配線パッドもゲート絶縁膜によって被覆されているため、そのままではワイ

ワイヤボンディングが難しい．そこで配線パッド上にそれと同じパターンニングを行い，セミコク
リーン 23 で AlO_x を除去した．これにより Au ワイヤと配線パッドとのボンディングが容
易になる．

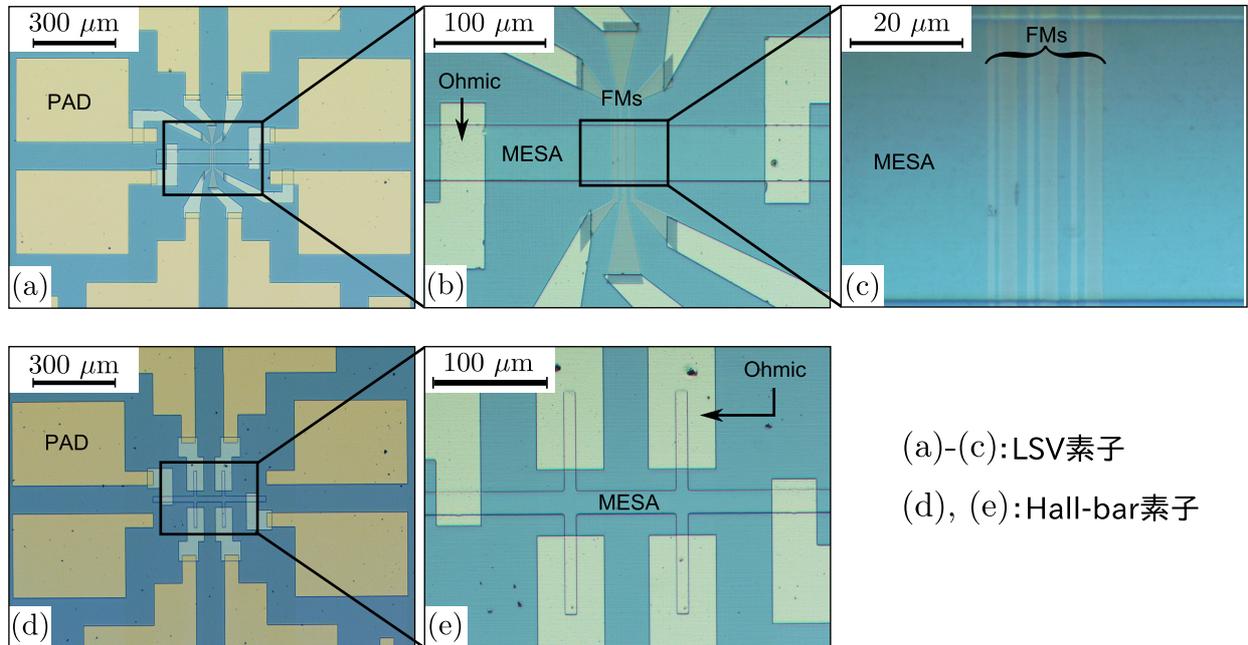


Fig. 2.5 (a)-(c) 作製した LSV 素子の光学顕微鏡写真．それぞれ撮影倍率が異なる．(d), (e) 作製した Hall-bar 素子の光学顕微鏡写真．それぞれ撮影倍率が異なる．

2.3 極低温環境

本研究では極低温/強磁場環境を実現するために超伝導 (superconducting magnet : SCM) マグネット付 ^4He クライオスタットを用いた．SCM 付 ^4He クライオスタットの模式図を Fig. 2.6 に示す．外側から断熱真空層， ^4He 層，断熱真空層，試料室という配置となっている．外側の ^4He 層は SCM の冷却ために必要であり，ニードルバルブの開閉で試料室に ^4He を引き込むことができる構造になっている．試料室に引き込まれた ^4He はロータリーポンプにより減圧されているため，蒸発潜熱により ~ 1.5 K の極低温が実現できる．また， ^4He は 2.1 K で超流動状態に転移するため， ^4He はデュワ内部の内壁をフィル状にはい上がり，温度の高い部分に接触し蒸気圧を上げる．したがって排気性能の高いポンプで減圧しても， ~ 1.1 K 以下の低温を実現するのは困難である．

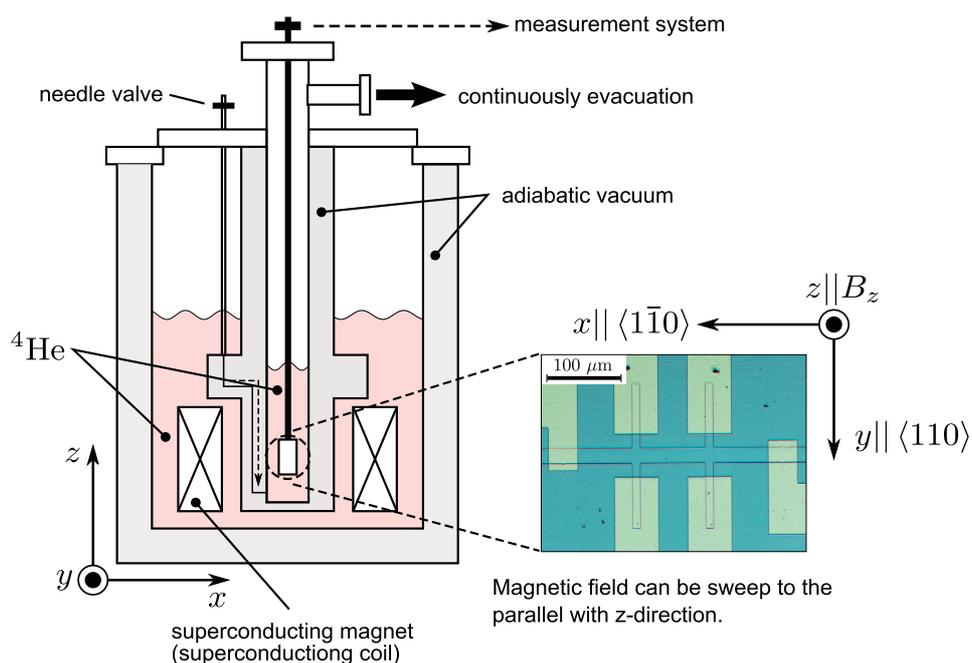


Fig. 2.6 超伝導マグネット付 ^4He クライオスタットの模式図^{†2}.

2.4 測定回路

Fig. 2.7(a) に 3 章で用いた測定回路の概略を示す. 測定は交流定電流測定であり, 電源周波数は 397 Hz で固定した. 試料の抵抗よりも桁大きい抵抗 ($1 \text{ M}\Omega$) を直列に挿入することで, 試料の抵抗が変化しても回路の電圧降下は直列抵抗で決まるため, 擬似的に定電流が実現される. 試料に流れる電流は標準抵抗の電圧から算出される. 電圧検出には典型的な低周波ロックインアンプ法を用いた. なお交流電流は $I_{AC} = 1 \mu\text{A rms}$, ロックインアンプの時定数は 1 s で固定した. 検出する電圧はまずプリアンプに入力され増幅される. このプリアンプはバンドパスフィルターも兼ねており, 電源周波数付近の信号のみが出力される. つぎに絶縁アンプに入力され, グラウンドループ等による雑音が除去される. その後, 信号はロックインアンプに入力され, 電圧源から入力される周波数成分と同期された成分のみが DC 電圧に変換されマルチメータへ入力される. なお, 測定に用いたデジタル計測機器は GP-IB ケーブル経由で LabVIEW により制御される. なお本研究における電圧 I/O は, プリアンプ→絶縁アンプ→ロックインアンプ→マルチメータで統一している.

Fig. 2.7(b) に 4 章で用いた測定回路の概略を示す. 3 章と大きく異なる点は, DC バイアス電流を印加していることである. 交流電流のみの場合, LSV 素子を用いた NLSV 測定を行うとき, 電流の極性が電源周波数で入れ替わるため, スピン注入かスピン抽出かの区別ができない. なお, 本研究で用いた電流印加方向は, FM 電極から Ohmic 電極へ電流を流す, いわゆるスピン抽出にあたる電流印加方向である. DC バイアス電流は $I_{DC} = 10 \mu\text{A}$, 交流電流は

^{†2} コイルに超伝導材料を用いることで大電流の印加が可能となり, 強磁場の発生が可能となる. 試料冷却のみならず SCM の温度を超伝導転移温度以下に保つためにも ^4He は必要である.

$I_{AC} = 1 \mu A$ rms, 電源周波数は 397 Hz, ロックインアンプの時定数は 300 ms でそれぞれ固定した. また, 大きな直列抵抗を挿入しているため, $I_{AC} = 1 \mu A$ rms を得ようとする, 場合によっては交流電源の容量のみでは不足する. その場合は交流電源と直列抵抗の間に 1 段, あるいは 2 段のトランスを挿入して対応した.

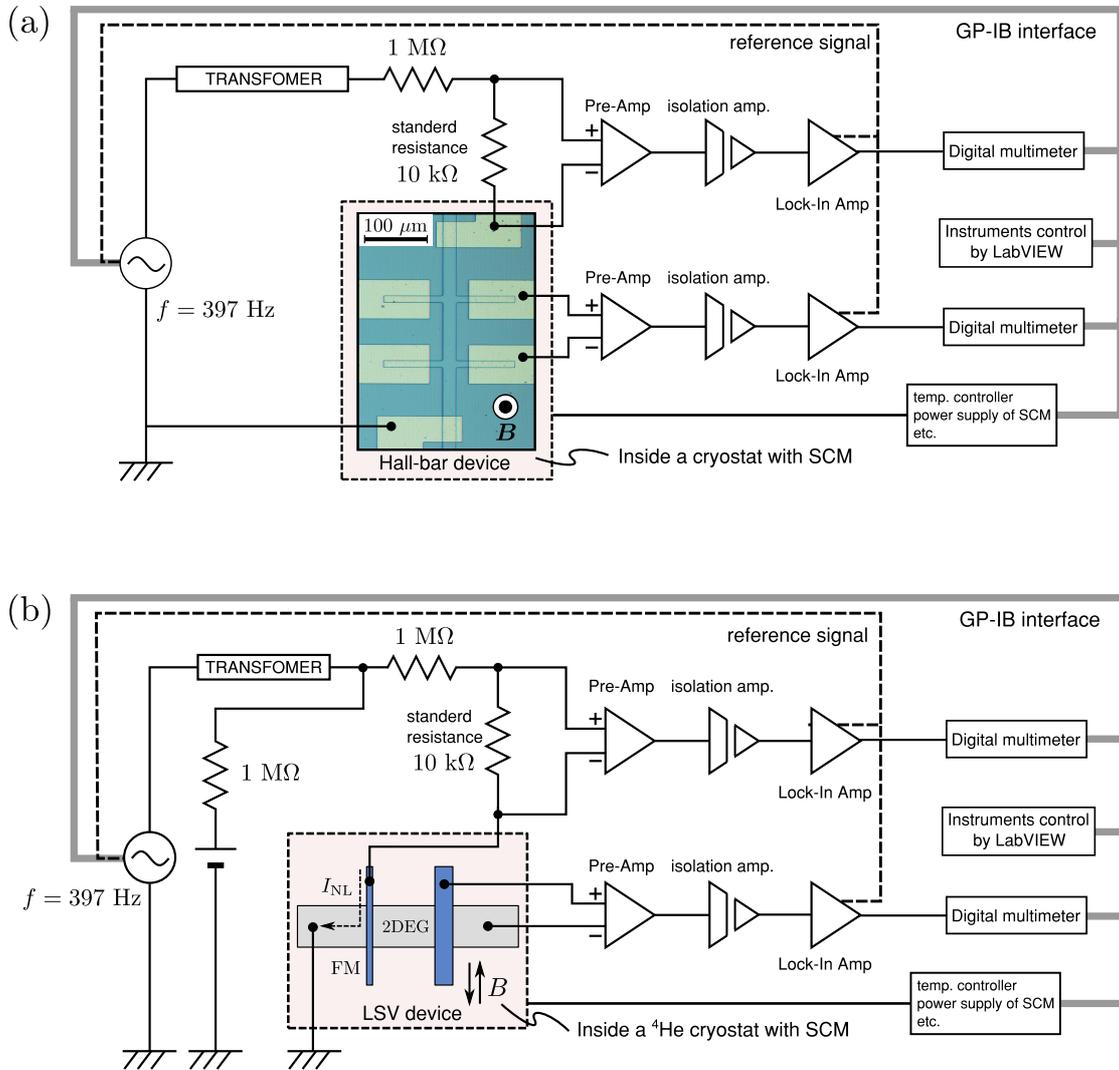


Fig. 2.7 測定回路の概略図. (a) Hall-bar 素子の磁気抵抗測定に用いた交流定電流回路. (b) LSV 素子の非局所抵抗測定に用いた交流定電流回路. ただし交流振幅よりも大きい直流バイアスを印加している.

第 3 章

狭ギャップ半導体二次元電子系のスピン軌道結合

3.1 基本特性評価

WAL 測定および NLSV 測定に先立ち, Hall-bar 素子を用いた磁気抵抗測定から 2DEG の電子密度 n_s を評価した. 2DEG に垂直に磁場を掃引すると, $\omega_c \tau_q < 1$ を満たす範囲で, 対角抵抗率 ρ_{xx} が磁場 B の逆数に対して周期的な振動を行う. この Landau 量子化に起因する ρ_{xx} の振動は SdH(Shubnikov-de Haas) 振動と呼ばれ, その振動周期より 2DEG の電子密度が定まる^{†1}. Fig. 3.1(a) に ρ_{xx} , および Hall 抵抗率 ρ_{xy} の磁場依存性を示す. ただし, ρ_{xx} に関しては, B^2 に比例するバックグラウンドを除去するために B^{-1} で二階微分したのち, ρ_{xy} との位相を合わせるために符号を反転させてある. ρ_{xx} は量子 Hall プラトーが観測されており, ρ_{xx} にも SdH 振動が観測されている. これにより 2DEG が形成されていることが確認された.

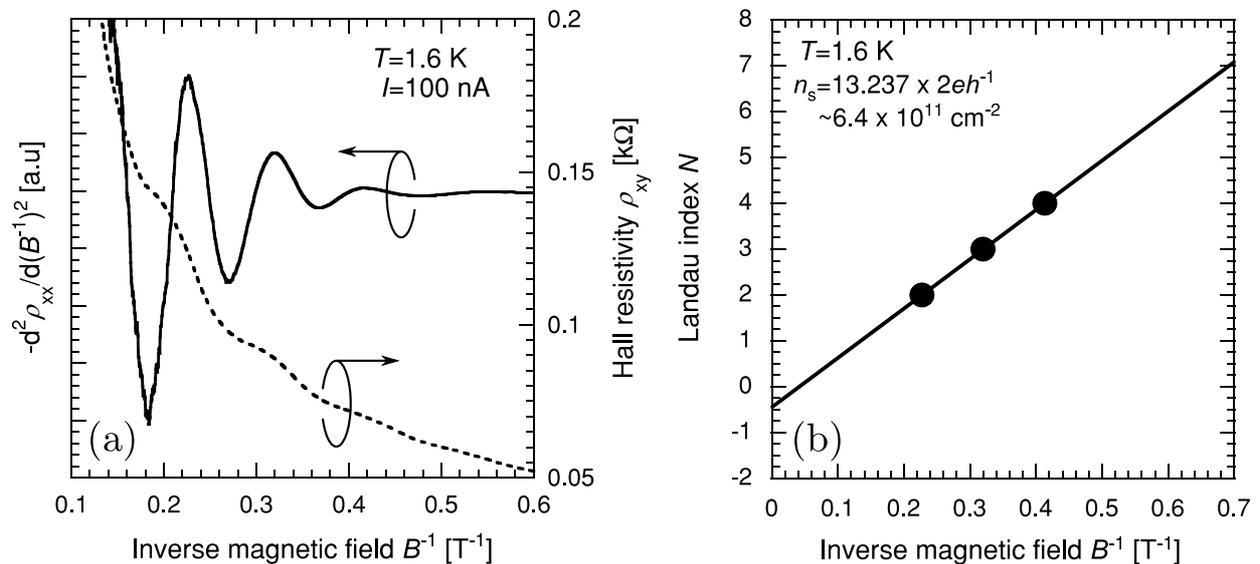


Fig. 3.1 (a) $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ -2DEG における ρ_{xx} および ρ_{xy} の逆磁場依存性. (b) Landau プロット. 逆磁場に対する $-\text{d}^2 \rho_{xx} / \text{d}(B^{-1})^2$ ピーク位置のプロット.

付録 B で示す方法を用いると, Fig. 3.1(b) の傾きから電子密度 n_s が見積もられ, また, 対角抵抗率 $\rho_{xx}(B=0) = \rho_s = (en_s \mu_e)^{-1}$ を用いると, 電子移動度 μ_e が得られる. Tab. 3.1 にそ

^{†1} 付録 B.3 参照

これらの結果をまとめた。

Tab. 3.1 SdH 振動から得られた $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ -2DEG の基本特性.

電子密度 n_s [$\times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$]	6.4
電子移動度 μ_e [$\times 10^4 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$]	4.4
シート抵抗率 ρ_s [$\Omega/\text{sq.}$]	225
平均自由行程 l_{tr} [μm]	0.6
運動量緩和時間 τ_{tr} [ps]	1.0

3.2 DP 機構によるスピン緩和を考慮した弱反局在の理論

1.2.5 で述べたように, RSOC や DSOC によるスピン緩和は, DP 機構と呼ばれる. この効果を考慮した WAL 領域に対する磁気伝導度変化 $\Delta\sigma(B)$ は以下のように導かれている [123,124].

$$\Delta\sigma(B) = -\frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left\{ \frac{1}{a_0} + \frac{2a_0 + 1 + \frac{B_{\text{SO}}}{B}}{a_1 \left(a_0 + \frac{B_{\text{SO}}}{B} \right) - \frac{2B'_{\text{SO}}}{B}} - \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{3}{n} - \frac{2a_n^2 + 2a_n \frac{B_{\text{SO}}}{B} - 1 - 2(2n+1) \frac{B'_{\text{SO}}}{B}}{a_{n-1}a_{n+1} \left(a_n + \frac{B_{\text{SO}}}{B} \right) - \frac{2B'_{\text{SO}}}{B} [a_n(2n+1) - 1]} \right] + 2 \ln \frac{B_{\text{tr}}}{B} + \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{\varphi}}{B} \right) + 3C \right\} \quad (3.1)$$

以上の理論は ILP モデルと呼ばれる. ここで,

$$\begin{aligned} a_n &= n + \frac{1}{2} + \frac{B_{\varphi}}{B} + \frac{B_{\text{SO}}}{B}, \quad \psi(1+z) = -C + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{z}{n(n+z)}, \quad B_{\text{tr}} = \frac{\hbar}{4eD\tau_1}, \\ B_{\varphi} &= \frac{\hbar}{4eD\tau_{\varphi}}, \quad B_{\text{SO}} = \frac{1}{4e\hbar D} (2\Omega_1^2\tau_1 + 2\Omega_3^2\tau_3), \quad B'_{\text{SO}} = B_{\text{SO1(1)}} \text{ or } B_{\text{SO1(2)}}, \\ B_{\text{SO1(1)}} &= \frac{1}{4e\hbar D} 2\Omega_{1(1)}^2\tau_1, \quad B_{\text{SO1(2)}} = \frac{1}{4e\hbar D} 2\Omega_{1(2)}^2\tau_1, \quad B_{\text{SO}} = \frac{1}{4e\hbar D} (2\Omega_1^2\tau_1 + 2\Omega_3^2\tau_3), \\ \Omega_1^2 &= \Omega_{1(1)}^2 + \Omega_{1(2)}^2, \quad \Omega_{1(1)} = \alpha k_{\text{F}}, \quad \Omega_{1(2)} = \gamma k_{\text{F}} \left[\langle k_z^2 \rangle - \frac{1}{4} k_{\text{F}}^2 \right], \quad \Omega_3 = \gamma \frac{k_{\text{F}}^3}{4} \end{aligned} \quad (3.2)$$

で定義される^{†2}. C は Euler 定数, τ_1 は運動量緩和時間, D は拡散係数で $D = \frac{1}{2}v_F^2\tau_1$ である. また, τ_1 はこれまで本論文で用いてきた τ_{tr} と同義であり, $\tau_1 = \tau_{tr}$ である. なお Fermi 波数と面内波数は $k_F^2 = k_x^2 + k_y^2$ を満たす. また

$$\frac{1}{\tau_n} = \int_0^\pi W(\theta) (1 - \cos n\theta) d\theta \quad (n = 1, 3) \quad (3.3)$$

$$\frac{\tau_1}{\tau_n} = n^2 \quad (1 \leq n) \quad (3.4)$$

である. $W(\theta)$ は方位角 θ における散乱確率である. $\theta = \pi$ は後方散乱, $\theta = 0$ は前方散乱に対応する. 例えば, $\tau_3^{-1}/\tau_1^{-1} = 1$ のときは, 等方的な散乱^{†3}であり, $\tau_3^{-1}/\tau_1^{-1} = 9$ のときは小角散乱である [124].

$\Omega_{1(1)}$ が RSOC, $\Omega_{1(2)}$ が DSOC の Linear 項, Ω_3 が DSOC における Cubic 項によるスピン分離エネルギーの半分を表す. 例えば, RSOC においては $2\Omega_{1(1)} = \Delta E_R$ である. ここで注意されるべきことは, RSOC および DSOC (Linear 項) は, 波数ベクトル \mathbf{k} の方向に対する有効磁場ベクトル $\mathbf{B}_{\text{eff}(R)}$, $\mathbf{B}_{\text{eff}(D1)}$ の方向が異なる場合があるだけであって, DP 機構によるスピン緩和には, それらの和 $\mathbf{B}_{\text{eff}(R)} + \mathbf{B}_{\text{eff}(D1)}$ が寄与するため, どちらがどの程度の影響を与えるのかは区別できない. したがって, フィットングを行う際は, RSOC あるいは DSOC (Linear 項) のどちらか一方による有効磁場を仮定することになる [124].

この ILP モデルは, GaAs/AlGaAs ヘテロ構造 [124], InGaAs/AlGaAs ヘテロ構造 [125], InGaAs/InAlAs ヘテロ構造 [126] に対して, $\tau_{tr} \ll \tau_{SO}$ の状況, すなわち SOC が弱い場合は実験結果をよく説明することが示されている.

式 (3.1) は煩雑であるため, ここで $\Delta\sigma(B)$ の RSOC 係数 α および位相緩和時間 τ_φ 依存性について把握しておく. Fig. 3.2 は $\Delta\sigma(B)$ の α 依存性, Fig. 3.3 は $\Delta\sigma(B)$ の τ_φ 依存性の計算結果である. $\Delta\sigma(B)$ の α 依存性および τ_φ 依存性ともに, 拡散係数 D を定める電子密度 n_s および電子移動度 μ_e はそれぞれ, $n_s = 6.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $\mu_e = 4.4 \times 10^4 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ で固定した. まず Fig. 3.2 から, α が増加するにともない $\Delta\sigma(B)$ の最小値を与える磁場 B_{min} の位置が高磁場側へ移行していくことがわかる. 一方, Fig. 3.3 からは, τ_φ の増加にともない, 磁気伝導度変化の大きさ $|\Delta\sigma(B)|$ が大きくなることがわかる. 以上のような ILP モデルにおける WAL の振る舞いを踏まえ, 次節で実験結果の解析に移る.

^{†2} 式 (3.1) は電気伝導度であるから, MKS 単位系と CGS 単位系とで変化はないが, 式 (3.1) における特性磁場は MKS 単位系に変換してある.

^{†3} 付録 B.1 参照

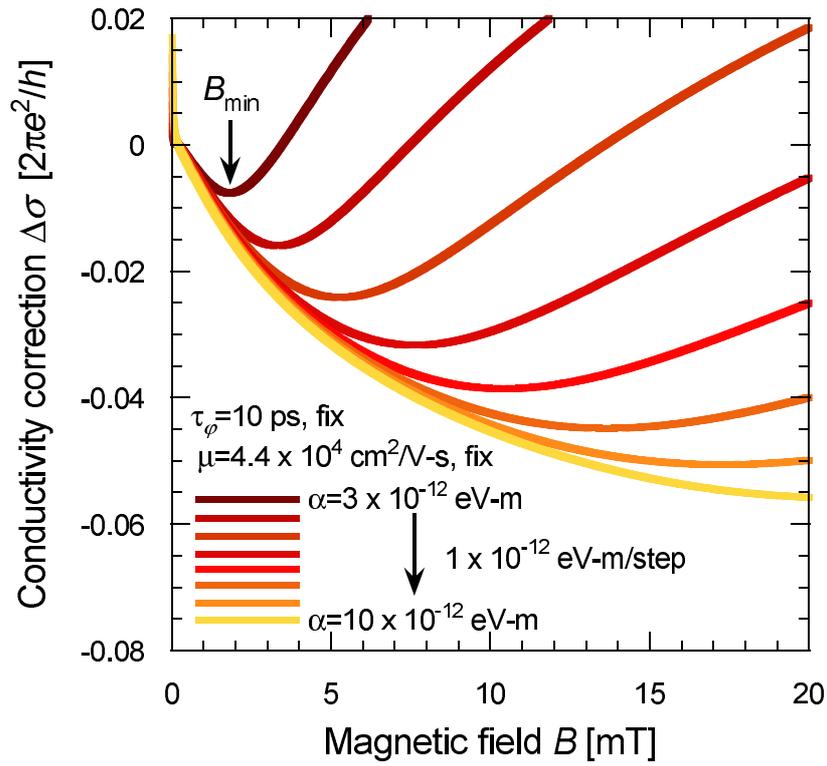


Fig. 3.2 ILP モデル (式 (3.1)) における $\Delta\sigma(B)$ の α 依存性.

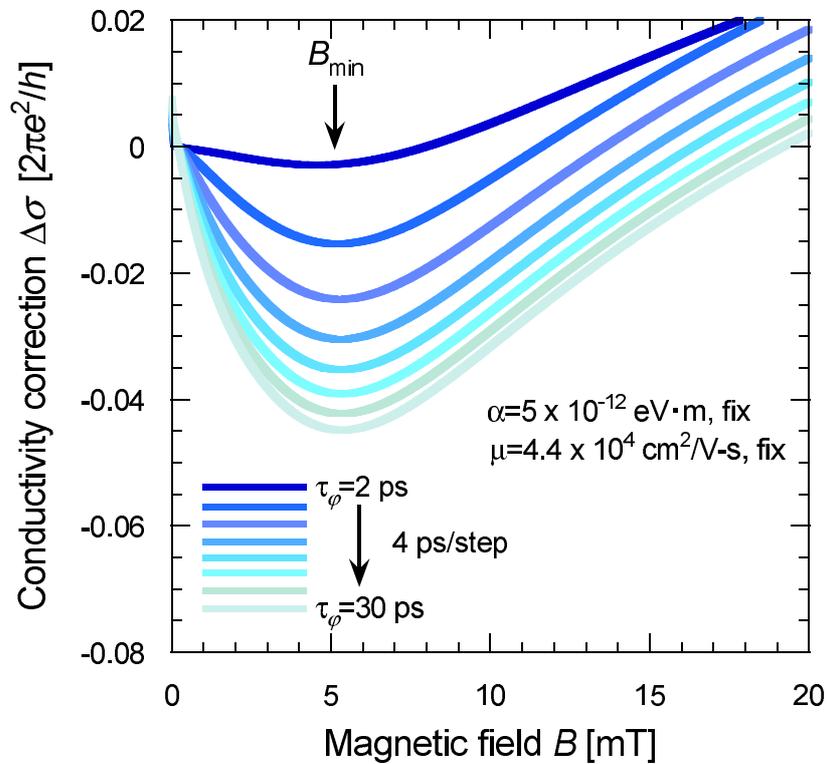


Fig. 3.3 ILP モデル (式 (3.1)) における $\Delta\sigma(B)$ の τ_ϕ 依存性.

3.3 弱反局在解析

ILP モデルを用いた WAL 解析の方針を以下にまとめておく.

- $\Omega_3 = 0$, すなわち DSOC の Cubic 項による寄与を無視する.
- $B'_{\text{SO}} = B'_{\text{SO1}(1)}$, すなわち DSOC の Linear 項ではなく RSOC が DP スピン緩和に支配的とする. したがって $B'_{\text{SO}} = B_{\text{SO}}$.
- 変数は RSOC 係数 α , 位相緩和時間 τ_φ .

Fig. 3.4 に $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ へ逆テロ構造の磁気伝導度変化, および ILP モデルによるフィッティング結果を示す. フィッティング結果として, $\alpha_{\text{ILP}} \simeq 5.1 \times 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{m}$, $\tau_\varphi \simeq 10.5 \text{ ps}$ が得られた. この α はスピン分離エネルギーにすると $\Delta E_{\text{R}} \sim 2 \text{ meV}$ に相当する. また, サイクロトロン共鳴の実験 [127] から得られている $|g^*| = 7$ を用いると, 式 (1.20) で与えられる有効磁場は $|B_{\text{eff(R)}}| \sim 5 \text{ T}$ と見積もられた. NLSV 測定で印加する外部磁場は精々 $\sim \pm 200 \text{ mT}$ であるからこの $|B_{\text{eff(R)}}|$ に対して十分小さい. したがって伝導電子スピンに対する外部磁場の影響は少ないと考えて良いことがわかった.

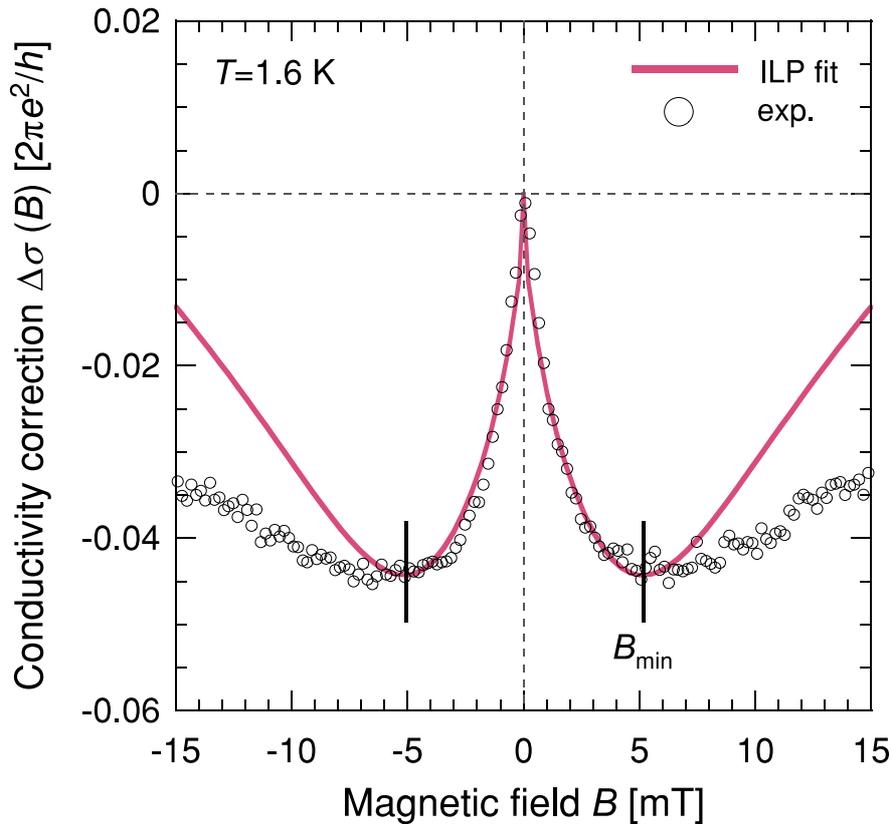


Fig. 3.4 1.6 K における磁気伝導度特性, および ILP モデルによるフィッティング結果.

3.4 考察

3.4.1 弱反局在における高移動度・高 SOC 係数の影響

Fig. 3.4 を見ると, $|B_{\min}| < B$ の領域において, 実験値と ILP モデルは定量的一致を示さない. ここで式 1.41 を用いて τ_{SO} を見積もると $\tau_{\text{SO}} \simeq 0.1$ ps が得られた. 3.1 の結果との比較すると, $10\tau_{\text{SO}} \simeq \tau_{\text{tr}}$ となるから, $\tau_{\text{SO}} < \tau_{\text{tr}}$ の関係にある. 3.2 でも述べたように, ILP モデルは $\tau_{\text{SO}} \gg \tau_{\text{tr}}$ の領域では実験結果をよく説明することが示されている. 一方, 多くの報告によって, RSOC や DSOC に起因する WAL 測定では, 理論的・実験的に B_{\min} で決定されることが示されている. このことは, 式 (3.2) に記した特性磁場 $B_{\text{SO}1(1)}$ と B_{\min} の関係は概ね等しい関係にあることを意味しており,

$$B_{\text{SO}1(1)} = \frac{1}{4e\hbar D} 2\Omega_{1(1)}^2 \tau_1 = \frac{(m^* \alpha)^2}{e\hbar^3} \approx B_{\min} \quad (3.5)$$

としてよいことを意味する [59]. したがって WAL 測定を行い B_{\min} がわかれば, SOC 係数はオーダーで定まる. 今回の場合, Fig. 3.4 より $B_{\min} \simeq 5.1$ mT であるから, $m^* = 0.04m_0$ を用いると [127], $\alpha = (m^*)^{-1} \sqrt{e\hbar^3 B_{\min}} \simeq 5.3 \times 10^{-12}$ eV · m となり, ILP モデルによるフィッティング結果とはほぼ一致している. したがって $|B_{\min}| < B$ の領域における実験と ILP モデルとの不一致は, α の精度にほとんど影響を与えないと考えられる.

一方, 高移動度あるいは高 SOC の場合, 式 (3.1) の B_{tr} あるいは B'_{SO} が大きくなる. その場合は結果的に $\tau_{\text{SO}} \ll \tau_{\text{tr}}$ となり, 高磁場領域においても $\Delta\sigma(B)$ が上昇せず横ばいになる. Fig. 3.5 にその傾向を図示した. ILP モデルで保証される領域は Fig. 3.5(a) の場合のみである. しかしながら, 前述のように τ_{SO} と τ_{tr} が同程度のオーダーになると, $B_{\min} < B$ の領域で $\Delta\sigma(B)$ の増加が抑制される. この状態が Fig. 3.5(b) である. さらに, 高移動度あるいは高 SOC 係数になると, $B_{\min} < B$ の領域で $\Delta\sigma(B)$ はほとんど変化せず, B_{\min} の判定が困難になる [128]. Fig. 3.4 においては Fig. 3.5(b) の兆候がみられる. 近年では, Fig. 3.5(c) のような $\tau_{\text{SO}} \ll \tau_{\text{tr}}$ の領域でも実験結果をよく説明する理論も構築されている [129].

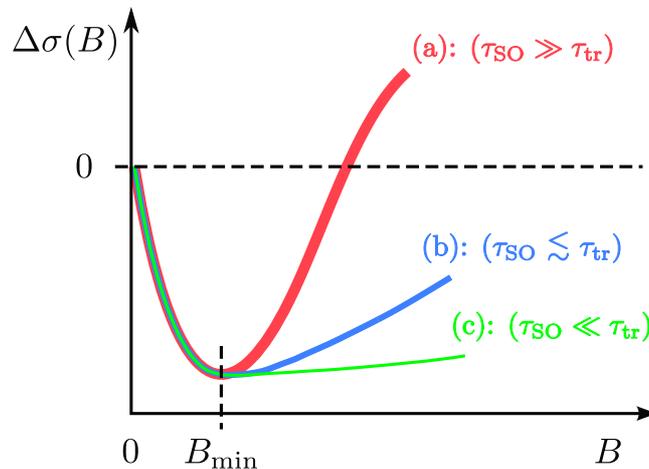


Fig. 3.5 WAL 領域における高移動度・高 SOC 係数の影響.

3.4.2 $k \cdot p$ 摂動による RSOC 係数の見積もり

ここでは WAL 解析から得られた RSOC 係数 α の妥当性を検証する. 伝導帯不連続に起因する電場の寄与, バリア層への波動関数の染み出しを考慮した $k \cdot p$ 摂動による α の表式は, 次のように導かれている [130].

$$\alpha_{kp} = \frac{\hbar^2 E_p}{6m_0} \left\langle \Psi(z) \left| \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{E_F - E_{SO}(z)} - \frac{1}{E_F - E_v(z)} \right) \right| \Psi(z) \right\rangle \quad (3.6)$$

ここでは二次元電子が基底サブバンドエネルギー E_1 のみ存在している場合を仮定している. また電場 $\langle F_z \rangle$ の寄与 α_f と界面の寄与 α_i はそれぞれ

$$\alpha_f = \frac{\hbar^2 E_p}{6m_0} \left\{ \frac{1}{[E_F - E_{SO}(z)]^2} - \frac{1}{[E_F - E_v(z)]^2} \right\} \langle F_z \rangle \quad (3.7)$$

$$\alpha_i = \frac{\hbar^2 E_p}{6m_0} \left\{ \frac{\Delta E_{SO}}{2} \left[\frac{1}{(E_F - E_{SO}^W)^2} + \frac{1}{(E_F - E_{SO}^B)^2} \right] - \frac{\Delta E_v}{2} \left[\frac{1}{(E_F - E_v^W)^2} + \frac{1}{(E_F - E_v^B)^2} \right] \right\} |\Psi(i)|^2 \quad (3.8)$$

である^{†4} ^{†5}. ここで $\hbar = h/2\pi$ で h はプランク定数, m_0 は電子の静止質量, E_F は Fermi エネルギー, E_p は $k \cdot p$ 相互作用パラメータ, E_v^W は井戸側の価電子帯上端, E_v^B は障壁側の価電子帯上端, E_{SO}^W は井戸側のスピン軌道分離帯上端, E_{SO}^B は障壁側のスピン軌道分離帯上端, ΔE_v は界面における価電子帯上端の不連続, ΔE_{SO} は界面におけるスピン軌道分離帯不連続, $\langle F_z \rangle$ は電場の期待値, $|\Psi(i)|^2$ は界面 ($z = i$) における確率密度である. これら式 (3.7) と式 (3.8) の和が, RSOC 係数 $\alpha_{kp} = \alpha_f + \alpha_i$ となる. Fig. 3.6 に本研究で用いた 2DEG 基板のバンドプロファイルの模式図とともに, 式 (3.6)–(3.8) において重要となるパラメータも合わせて図示した. $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ構造のバンドプロファイルに対応する電子の確率密度 $|\Psi(z)|^2$ および電場 $F_z(z)$ を Fig. 3.7 に示す^{†6}. また計算に用いた物性値を Tab. 3.3 にまとめた. $\alpha_f \simeq 3.73 \times 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{m}$, $\alpha_i \simeq 0.53 \times 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{m}$ から $\alpha_{kp} = \alpha_f + \alpha_i \simeq 4.27 \times 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{m}$ が得られ, WAL 解析による結果とほぼ一致した. より定量的に議論するためには, ゲート電界依存性や電子密度依存性などと合わせて議論する必要

^{†4} 文献 [130] では量子井戸の両側に障壁層が存在する場合についての α_f および α_i の表式が導出されているが, 本研究では量子井戸の片側にのみ障壁層が存在するため, α_f および α_i の表式が簡略化できる.

^{†5} 式 (3.7) をより実用的に書くと

$$\alpha_f = \frac{\hbar^2 E_p}{6m_0} \int_{z_-}^{z_+} \left\{ \frac{1}{[E_F - E_{SO}(z)]^2} - \frac{1}{[E_F - E_v(z)]^2} \right\} \langle F_z \rangle |\Psi(z)|^2 dz$$

となる. 本研究の場合, $z_- = 0 \text{ nm}$, $z_+ = 50 \text{ nm}$ である (Fig. 3.6 参照).

^{†6} Fig. 2.3 と同じ条件の元で行った計算結果ではあるが, そこでは電子の確率密度 $|\Psi(z)|^2$ と電場 $F_z(z)$ は示していない.

がある [130].

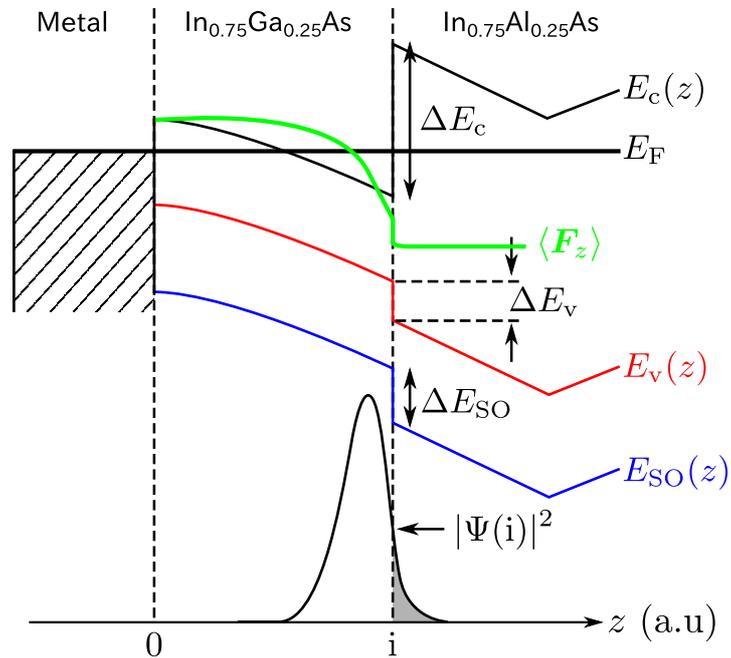


Fig. 3.6 本研究で用いた 2DEG 基板のバンドプロファイルおよび確率密度の模式図.

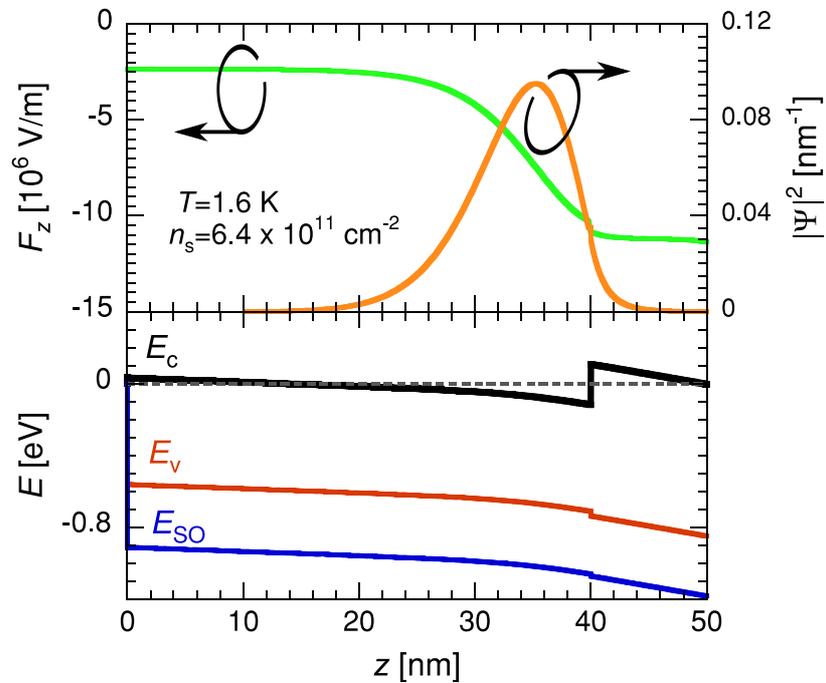


Fig. 3.7 $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ構造のバンドプロファイルに対応する電子の確率密度 $|\Psi(z)|^2$ および電場 $F_z(z)$.

Tab. 3.2 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 摂動による α の評価に用いた物理量.

電子の静止質量 m_0 [10^{-31} kg]	9.1
$\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 相互作用パラメータ E_p [eV]	22
井戸側の価電子帯上端 E_v^W [eV]	-0.71
障壁側の価電子帯上端 E_v^B [eV]	-0.74
井戸側のスピン軌道分離帯上端 E_{SO}^W [eV]	-1.06
障壁側のスピン軌道分離帯上端 E_{SO}^B [eV]	-1.07
界面における価電子帯上端の不連続 ΔE_v [meV]	11
界面におけるスピン軌道分離帯不連続 ΔE_{SO} [meV]	26
電場の期待値 $\langle F_z \rangle$ [$\times 10^6$ V/m]	6.55
界面における確率密度 $ \Psi(i) ^2$ [10^7 m $^{-1}$]	3.25

Tab. 3.2 の値を式 (3.7), (3.8) に代入して得られた結果を Tab. 3.3 にまとめた.

Tab. 3.3 RSOC 係数 α_f および α_i の計算結果.

電場の寄与 α_f [$\times 10^{-12}$ eV \cdot m]	3.73
界面の寄与 α_i [$\times 10^{-12}$ eV \cdot m]	0.53

3.4.3 DSOC 係数の見積もり

ここでは DSOC の寄与について検証する. Schrödinger-Poisson 方程式の自己無撞着計算により得られた伝導帯下端 E_c , 基底サブバンドエネルギー E_1 とそれに対応する確率密度 $|\Psi|^2$, 閉じ込めエネルギー E_z を Fig. 3.8 に示す^{†7}. 1.2.4 で述べたように, DSOC における Cubic 項の SOC 係数を $\beta_3 = \gamma k_F^2/4$ と定義する. ここで $k_F = \sqrt{2\pi n_s}$ である. 3.1 より $n_s \simeq 6.4 \times 10^{11}$ cm $^{-2}$ が得られているから, $k_F \simeq 2 \times 10^6$ cm $^{-1}$ となる. また, 材料固有の物性値である γ については, $\gamma = 28 \times 10^{-30}$ eV \cdot m 3 を用いた [46,131]. 一方, DSOC の Linear 項は $\beta_1 = \gamma \langle k_z^2 \rangle$ と表されるから, 量子井戸層の閉じ込めエネルギー E_z を知る必要がある. Fig. 3.8 より, $E_z \simeq 74$ meV が得られ, $k_z = \hbar^{-2} \sqrt{2m^* E_z} \simeq 2.8 \times 10^6$ cm $^{-1}$ が得られた. 以上を用いて得られた β_1 および β_3 を Tab. 3.4 にまとめた. ILP モデルを用いた WAL のフィッティングから得られた RSOC 係数 α_{ILP} と DSOC 係数 β_3 の比をとると $\alpha_{ILP}/\beta_3 \sim 18$ となり, β_3 の寄与は非常に小さいといえる. 一方, α_{ILP} と β_1 の比をとると $\alpha_{kp}/\beta_1 \sim 2.3$ となり, β_1 の寄与は無視できないと考えられる. ここで β_1 による有効磁場を見積もると式 (1.33) より $|B_{\text{eff}(D1)}| \sim 2$ T となる.

^{†7} Fig. 3.7 と同様に Fig. 2.3 と同じ条件の元で行った計算結果.

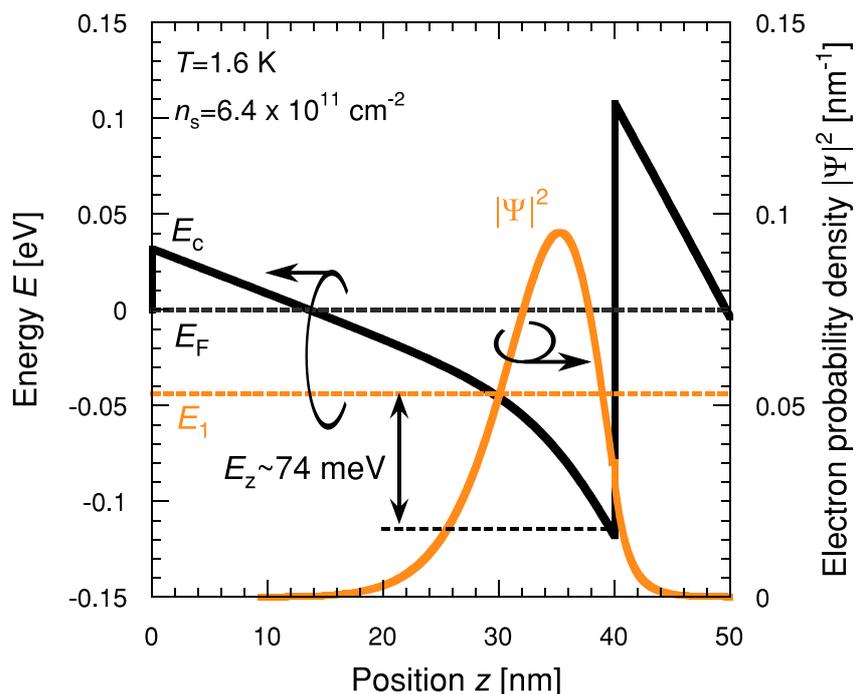


Fig. 3.8 $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ 逆ヘテロ構造の伝導帯下端プロファイル, 閉じ込めエネルギー E_z , および電子の確率密度 $|\Psi(z)|^2$.

Tab. 3.4 DSOC 係数 β_1 および β_3 の計算結果.

DSOC 係数 Linear 項 β_1 [$\times 10^{-12}$ eV·m]	2.2
DSOC 係数 Cubic 項 β_3 [$\times 10^{-12}$ eV·m]	0.28

3.5 小括

本章では, 極低温における磁気抵抗測定から, $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ へ逆テロ構造の電子密度, および電子移動度を評価した. 加えて, RSOC および DSOC による SOC 係数の評価を行った. 本章で得られた結果を以下にまとめる.

- Hall-bar を用いた強磁場領域における磁気抵抗測定から, ρ_{xx} では SdH 振動, ρ_{xy} では量子 Hall 効果が観測され, 2DEG が形成されていることが確認された.
- 2DEG における電子密度は $n_s \simeq 6.4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, 電子移動度は $\mu_e \simeq 4.4 \times 10^4 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ が得られた.
- 弱磁場領域における磁気抵抗測定から WAL が観測され, ILP モデルによるフィッティ

ングより RSOC 係数は $\alpha_{\text{ILP}} \simeq 5.1 \times 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{m}$ と見積もられた. また $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 摂動の計算から RSOC 係数 $\alpha_{\text{kp}} \simeq 4.27 \times 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{m}$ が得られ, ILP モデルを用いた WAL のフィッティング結果を支持する結果が得られた.

- RSOC 係数 α_{ILP} と DSOC 係数 β_1 との比は, $\alpha_{\text{ILP}}/\beta_1 \simeq 2.3$ となった. したがって DSOC 係数における Linear 項の寄与は無視できないと考えられる.
- RSOC 係数 α_{ILP} と DSOC 係数 β_3 との比は, $\alpha_{\text{ILP}}/\beta_3 \simeq 18$ となった. したがって DSOC における Cubic 項の寄与は非常に小さいと考えられる.

第 4 章

強磁性体/狭ギャップ半導体二次元電子系のスピン依存伝導

4.1 非局所スピバルブ測定

Fig. 4.1 に NLSV 測定配置を示す.

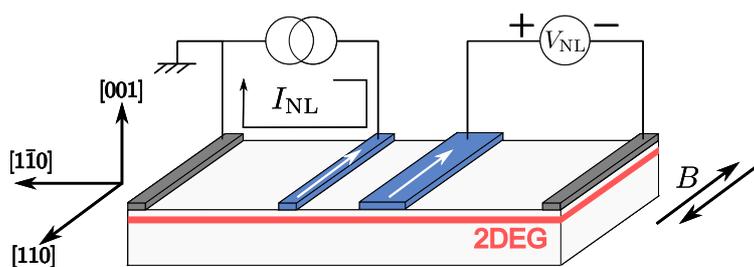


Fig. 4.1 NLSV 測定配置.

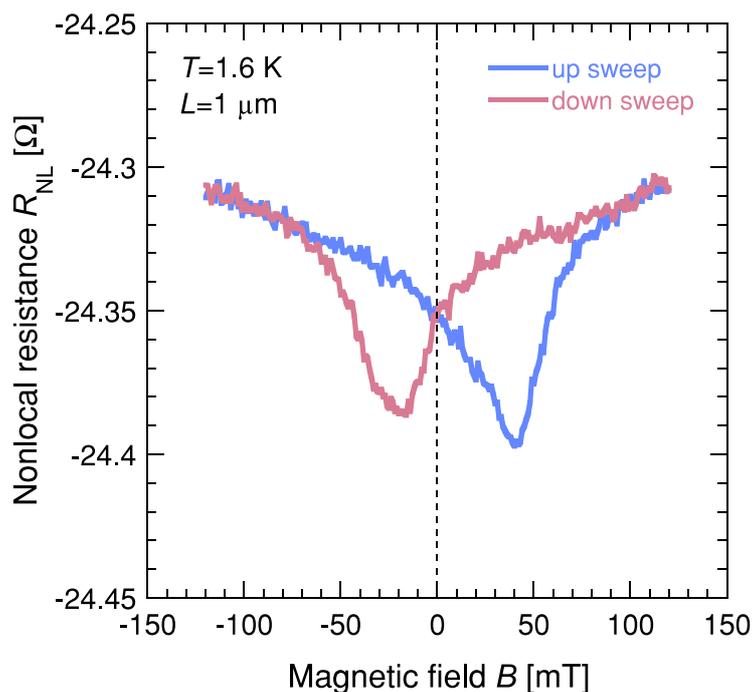


Fig. 4.2 $L = 1 \mu\text{m}$, $T = 1.6 \text{ K}$ における非局所抵抗の磁場依存性.

外部磁場 B は FM 電極の長手方向と平行 (2DEG 基板に対して表現すれば $B \parallel \langle 110 \rangle$) である. 印加電流 $I_{\text{NL}} = I_{\text{DC}} + I_{\text{AC}}$ で定義しており, それぞれの内訳は DC バイアス電流 $I_{\text{DC}} = 10 \mu\text{A}$, 交流電流 $I_{\text{AC}} = 1 \mu\text{A rms}$ である. また, 非局所抵抗は $R_{\text{NL}} = V_{\text{NL}}/I_{\text{AC}}$ で定義している. V_{NL} は微小であると考えられるので, その検出にはロックインアンプを用いている. したがってここでは交流電流 I_{AC} のみを考慮している.

Fig. 4.2 に電極間隔 $1 \mu\text{m}$, 測定温度 $T \simeq 1.6 \text{ K}$ における非局所抵抗の磁場依存性を示す. Fig. 4.2 中の up sweep とは, 外部磁場を負から正へ掃引したことを指し, down sweep とは正から負へ掃引したことを指す. なお, Fig. 4.2 では, 同じ測定を 10 回繰り返し, その平均値を使用している. $\pm 30 \text{ mT}$ 付近に, R_{NL} ディップの明瞭なヒステリシスが観測された.

L_S を見積もるためには, R_{NL} の変化の大きさ ΔR_{NL} が必要となる. また, NLSV 測定結果を議論する際, そのヒステリシスが現れる磁場が重要となる. バックグラウンドが重畳する場合, 正確に ΔR_{NL} を定めることが出来ない. そこで, 次のような手法で ΔR_{NL} を決定した.

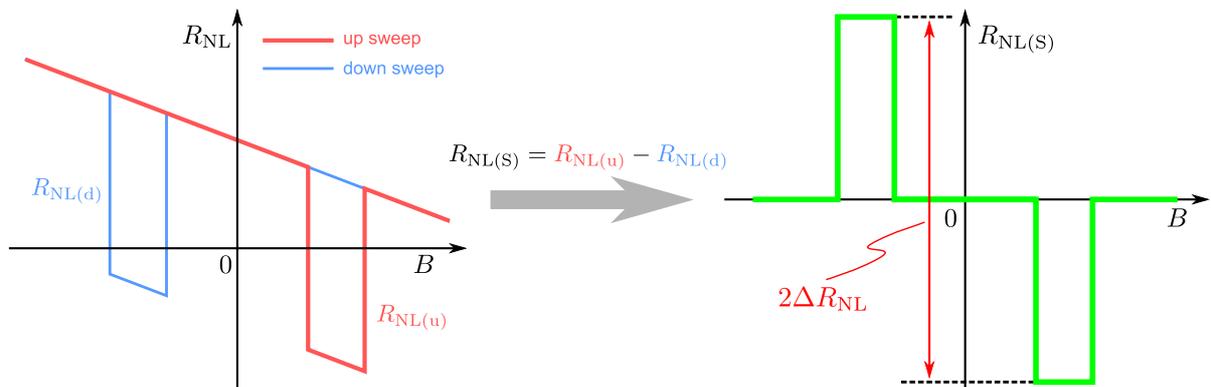


Fig. 4.3 非局所抵抗変化 ΔR_{NL} の見積もる過程で用いたバックグラウンド除去.

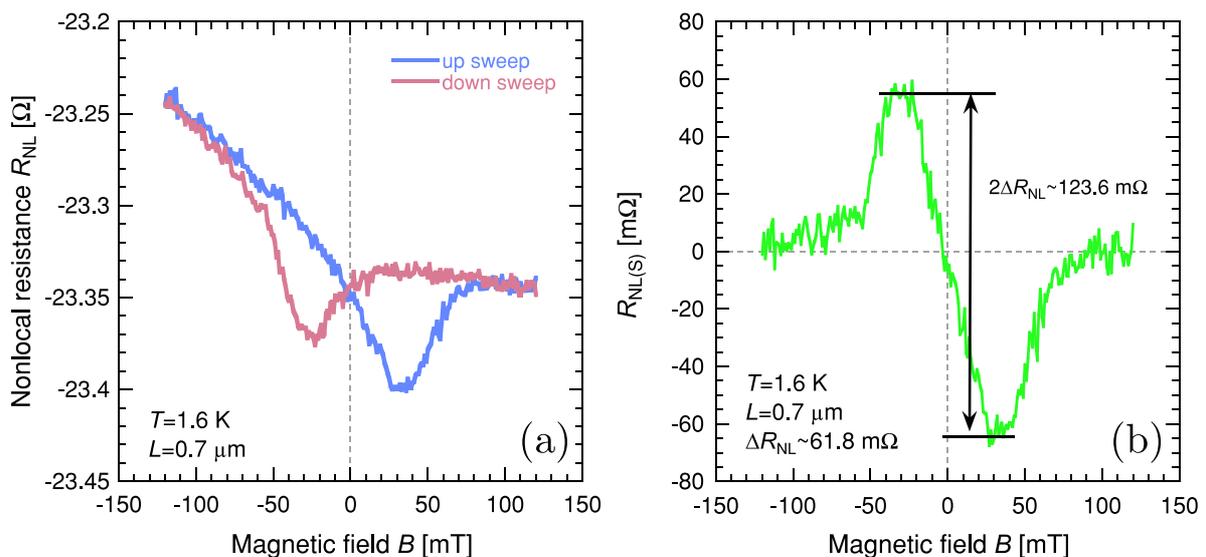


Fig. 4.4 (a) $L = 0.7 \mu\text{m}$ における NLSV 測定結果. (b) バックグラウンド除去後に得られる $R_{\text{NL}}(\text{S})$ 曲線.

Fig. 4.3 に非局所抵抗変化 ΔR_{NL} の見積もる過程で用いたバックグラウンド除去の概略図を示す. up sweep の非局所抵抗 $R_{NL(u)}$ と down sweep の非局所抵抗 $R_{NL(d)}$ の差分 $R_{NL(S)}$ をプロットし, その最大値と最小値の差の半分を ΔR_{NL} とした. 単純な手法であるが, $R_{NL(u)}$ と $R_{NL(d)}$ のバックグラウンドの再現性が高い場合, 非常に有効である. その実行例を Fig. 4.4 に示す. (a) は $L = 0.7 \mu\text{m}$ の NLSV 測定結果である. (b) は (a) から $R_{NL(S)}$ を計算し, 再プロットしたものである. バックグラウンドが除去され, ΔR_{NL} の見積もりが容易になる.

4.2 強磁性体磁化過程による妥当性検証

ここでは, 4.1 で得られた R_{NL} のヒステリシスの起源を探る目的で, FM 電極磁化過程を含む磁気抵抗測定を行った結果について述べる. FM の AMR は, FM に流した電流と FM 磁化との相対角に依存する磁気抵抗であるから [132], AMR は FM の磁化過程の情報を含む.

AMR は非直感的な現象であり, その起源を理解するには煩雑な計算を必要とし, 文献 [132, 133] 等に詳細な記述がある. この AMR は, その値が最小あるいは最大を示すとき, その磁場が FM の磁化反転磁場 B_c に対応することがわかっている.

1.6 で述べたように, AMR は局所 SV 測定の場合は, 測定結果を煩雑にする一方, NLSV 測定の場合には, 原理的にスピン注入効果のみの検出が可能であるため, AMR との比較から SV の振る舞いを議論できる. これまで, SOC の弱い半導体における NLSV 信号と AMR との対応が議論されている [109, 113, 134]. Fig. 4.5 に, AMR を含む磁気抵抗測定に用いた三端子 (three terminal : 3T) 測定配置, Fig. 4.6 に測定結果を示す. ここでは $R_{3T} = V_{3T}/I$ で算出している. 添字は $1 \mu\text{m}$ 幅 (narrower : N), $3 \mu\text{m}$ 幅 (wider : W) のように対応させてある. まず, $R_{3T(N)}$ をみると, up sweep では, 外部磁場が正になるにつれ, ほぼ線形で増加し, $+50 \text{ mT}$ 付近で最大となり, その後は減少する. down sweep では, up sweep とほぼ逆の挙動を示した. 次に $R_{3T(W)}$ をみると, up sweep では, 外部磁場が正になるにつれ, ほぼ線形で増加し, $+15 \text{ mT}$ 付近で最小となり, その後は増加する. down sweep では, up sweep とほぼ逆の挙動を示した. この挙動は 3d 遷移金属特有の AMR 信号と酷似している [109, 135]. また, FM 矩形微細パターンでは, そのアスペクト比が高くなるほど, FM の形状磁気異方性により保磁力が高くなることが理論・実験の両面から示されている [136]. Fig. 4.6 において, FM 電極対の面内アスペクト比はそれぞれ, $R_{3T(N)}$ では 50, $R_{3T(W)}$ では 17 である. したがって, $1 \mu\text{m}$ 幅の FM 電極の磁化反転磁場の方が, $3 \mu\text{m}$ 幅のそれよりも高い結果は妥当と考えられる. このことは, LSV 素子の設計段階で想定した, FM の形状磁気異方性による磁化反転磁場の制御に成功していると考えられる.

4.1 の NLSV 測定結果と対比しやすくするため, Fig. 4.7 に Fig. 4.2 と Fig. 4.6 を並べたものを示す. $1 \mu\text{m}$ 幅 FM 電極の磁化反転磁場を $B_{c(N)}$, $3 \mu\text{m}$ 幅 FM 電極のそれを $B_{c(W)}$ と書くと, Fig. 4.6 に関する考察から, $|B_{c(N)}| \simeq 40\text{--}50 \text{ mT}$, $|B_{c(W)}| \simeq 15 \text{ mT}$ と判断できる. すなわち外部磁場 B が $|B_{c(W)}| < B < |B_{c(N)}|$ の領域で, FM 磁化の反平行状態が実現されると考えられる. Fig. 4.7 には, その領域に網掛けを施してある. Fig. 4.7(b) をみると, その網掛け領域内において R_{NL} ディップが観測されていることがわかる. さらに正確を期すために R_{NL} および R_{3T} につて, 4.1 で述べた手法でバックグラウンド処理したものを Fig. 4.8 に示

す. ここで $R_{\text{NL(S)}} = R_{\text{NL(up)}} - R_{\text{NL(down)}}$, $R_{3\text{T(S)}} = R_{3\text{T(up)}} - R_{3\text{T(down)}}$ である. これを見てもやはり, $|B_{\text{c(W)}}| < B < |B_{\text{c(N)}}|$ の領域で, FM 磁化が反平行な状態で R_{NL} に変化が現れている. 以上の結果より, Fig. 4.2 の R_{NL} ディップは, NLSV 信号であると考えられる. 換言すれば, FM から $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ -2DEG への電氣的スピン注入/検出に成功したと考えられる.

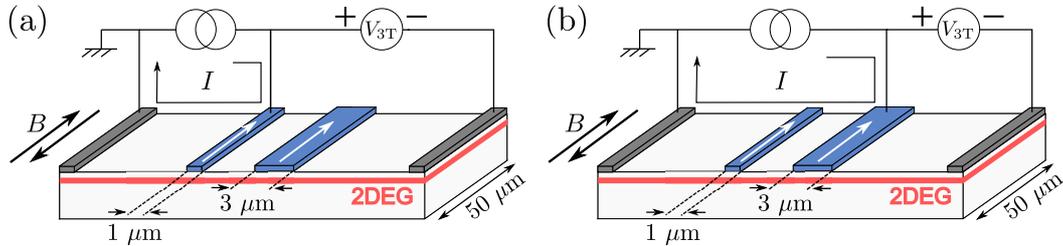


Fig. 4.5 AMR を含む磁気抵抗測定に用いた 3T 測定配置. (a) $1 \mu\text{m}$ 幅の FM 電極の測定配置. (b) $3 \mu\text{m}$ 幅の FM 電極の測定配置.

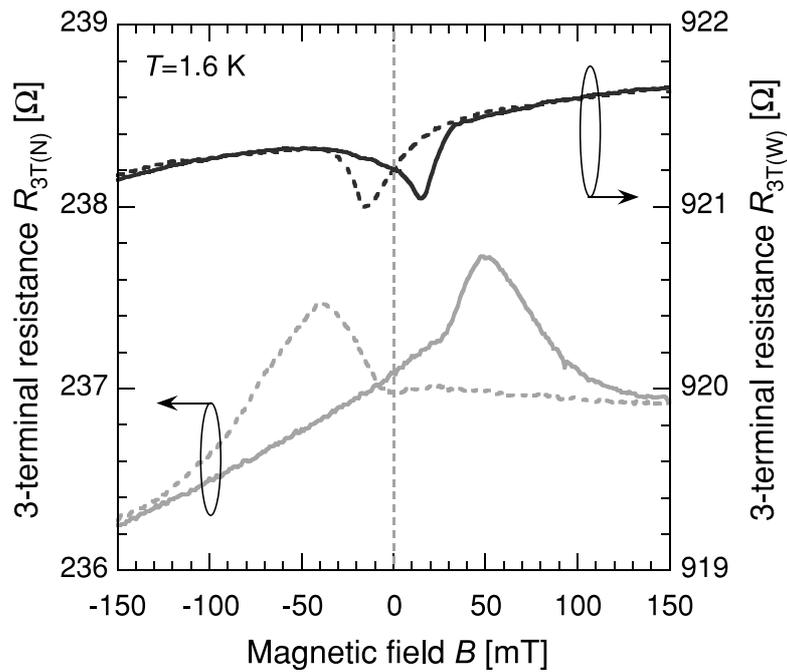


Fig. 4.6 AMR を含む磁気抵抗測定結果. $R_{3\text{T(N)}}$, $R_{3\text{T(W)}}$ それぞれの実線が up sweep, 点線が down sweep.

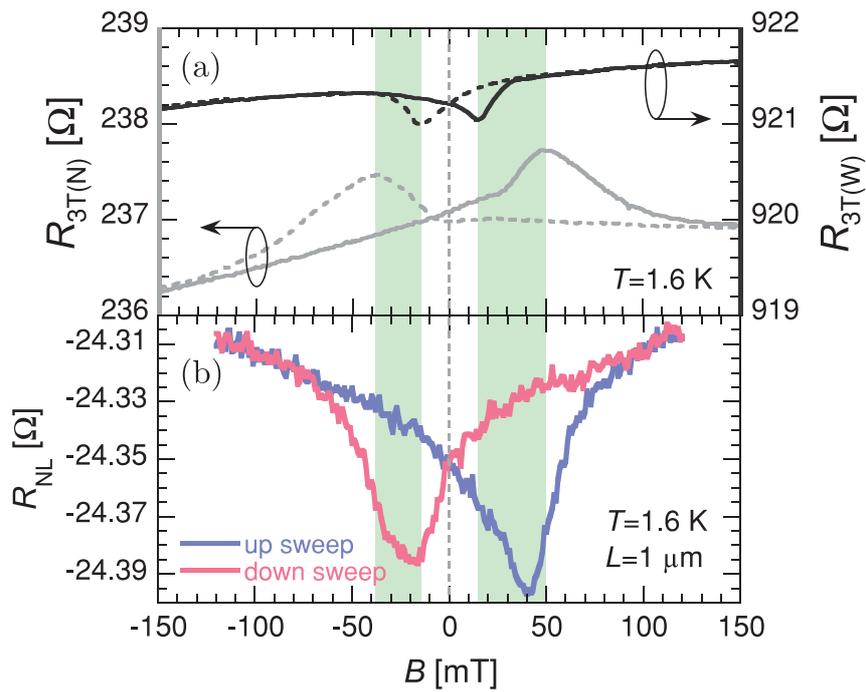


Fig. 4.7 FM 電極の AMR と NLSV の比較. (a) AMR 測定結果. (b) NLSV 測定結果.

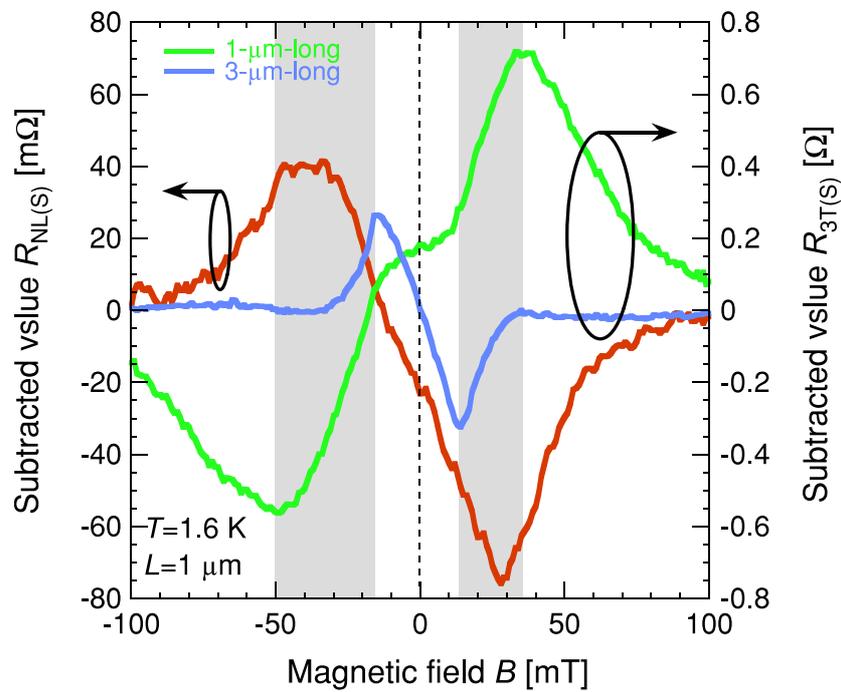


Fig. 4.8 $R_{NL(S)}$ および $R_{3T(S)}$ の磁場依存性.

4.3 接触抵抗評価

NLSV 測定の前、FM 間隔依存性の検討を行う前に、FM/In_{0.75}Ga_{0.25}As-2DEG 接合における接触抵抗 R_I を評価した。測定配置は 4.2 の AMR 評価で用いた Fig. 4.5 と同じ 3 端子配置である。ただし、 $B = 0$ であることが AMR 評価の場合とは異なる。まず、磁場を FM の長手方向に $B \sim 1$ T 程度の磁場を印加した後、 $B \rightarrow 0$ に戻した状態で I - V_I 特性を評価した。なお、ここでは $R_I = V_I/I$ としている。注入電流 I に対する三端子電圧 V_I のプロットを Fig. 4.9 に示す。 I - V_I 特性はほぼ完全な線形性を示したものの、見積もられた典型的な接触抵抗は、3 μm 幅 FM 電極で $\sim 300 \Omega$ 、1 μm 幅 FM 電極で $\sim 900 \Omega$ と、通常の Ohmic 接触と比較して 2 桁程度高い。また、抵抗面積積 $R_I A$ を見積もると、 $R_I A \sim 4.5 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ となった。ここで A は FM 電極と InGaAs-2DEG メサの接触面積である。

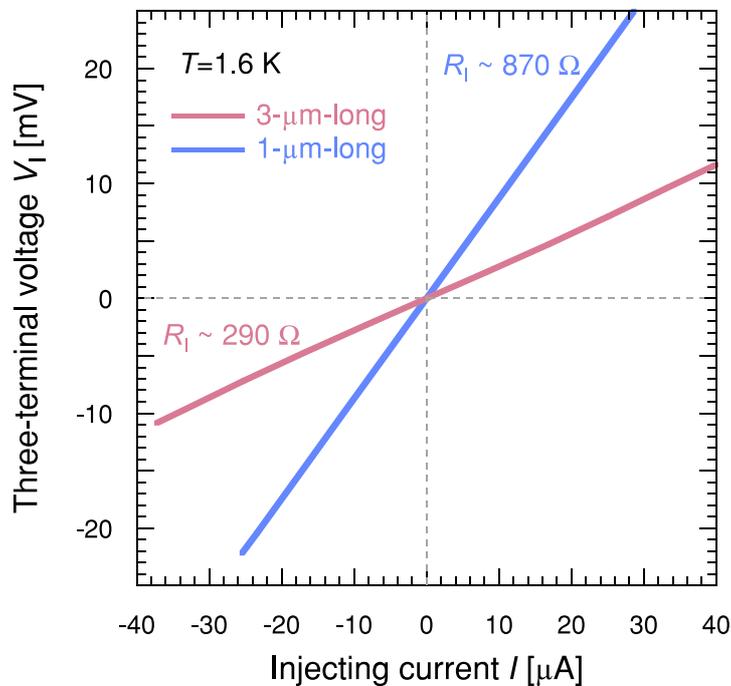


Fig. 4.9 FM/In_{0.75}Ga_{0.25}As 界面の I - V_I 特性.

Co/InAs において TLM(transmission line model) 測定により接触抵抗が評価されており、接触抵抗率は室温で $\sim 2.5 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$ と報告されている [137]。また 60 K 以下での I - V 特性は非線形であり、Schottky 障壁高さは数 meV 程度とそこでは推測されているが、一般に InAs における Fermi 準位ピニングは、 ~ -200 meV と考えられているためそれとは合致せず、In 組成が高い材料系における Schottky 障壁高さは推定は困難といえる。本研究の場合、In 組成が 75 % であるから、Schottky 障壁高さは高くても ~ 50 meV と考えられる。しかしながら、 $V_I = 50$ mV 近傍においても I - V_I 特性に特別な変化、例えば I の指数関数的な増大などは見られなかった。実験的に見れば、この系における Schottky 障壁高さは高くても $e\phi_B = k_B T \sim 8.62 \times 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1} \times 1.6 \text{ K} \sim 0.14 \text{ meV}$ と考えられ、当初の予想通りほぼバリアレスなスピン注入が実現されていると考えられる。

4.4 非局所抵抗変化の電極間隔依存性

1.5.4 で述べたように、スピン流の振る舞いは、電気化学ポテンシャルについての拡散方程式で記述される。したがって、NLSV 測定により得られた ΔR_{NL} の電極間隔依存性から、スピン拡散長 L_S を見積もることが出来る。FM/NM 界面にスピン依存する接触抵抗^{†1}が存在する場合、FM 磁化が平行/反平行状態での非局所抵抗変化 ΔR_{NL} は、以下のように導かれている [82].

$$\begin{aligned} \Delta R_{\text{NL}}(L) &= \frac{\Delta V_{\text{NL}}(L)}{I_{\text{NL}}} \\ &= 4\rho_{\text{N}}^* \exp\left(-\frac{L}{L_S}\right) \\ &\quad \times \frac{\prod_{i=1}^2 \left[\frac{P_i}{1-P_i^2} \frac{R_{\text{I},i}}{\rho_{\text{N}}^*} + \frac{P_{\text{F}}}{1-P_{\text{F}}^2} \frac{\rho_{\text{F},i}^*}{\rho_{\text{N}}^*} \right]}{\prod_{i=1}^2 \left[1 + \frac{2}{1-P_i^2} \frac{R_{\text{I},i}}{\rho_{\text{N}}^*} + \frac{2}{1-P_{\text{F}}^2} \frac{\rho_{\text{F},i}^*}{\rho_{\text{N}}^*} \right]} - \exp\left(-\frac{2L}{L_S}\right) \end{aligned} \quad (4.1)$$

ここで ρ_{N}^* は NM のスピン抵抗, $\rho_{\text{F},i}^*$ は FM のスピン抵抗^{†2}, L は FM 間距離, L_S は NM のスピン拡散長, P_i は FM/NM 界面でのスピン偏極率, P_{F} は FM のスピン偏極率, $R_{\text{I},i}$ は FM/NM 界面の抵抗であり, NM と FM のスピン抵抗はそれぞれ

$$\rho_{\text{N}}^* = \frac{\rho_{\text{N}} L_S}{S}, \quad \rho_{\text{F},i}^* = \frac{\rho_{\text{F}} L_{\text{S(F)}}}{S_{\text{I},i}} \quad (4.2)$$

である。この表式の ρ_{N} は NM の抵抗率, S は NM チャネルの断面積, ρ_{F} は FM の抵抗率, $L_{\text{S(F)}}$ は FM のスピン拡散長, $S_{\text{I},i}$ は FM と NM の接合面積である。完全 Ohmic 接合の場合は $R_{\text{I},i} = 0$ である。一方, 高い接触抵抗が存在する場合は $R_{\text{I},i}/\rho_{\text{N}}^* \gg 1$ であるから式 (4.1) は

$$\Delta R_{\text{NL}}(L) = P_i^2 \rho_{\text{N}}^* \exp\left(-\frac{L}{L_S}\right) = \frac{P_i^2 \rho_{\text{N}} L_S}{S} \exp\left(-\frac{L}{L_S}\right) \quad (4.3)$$

のように簡略化できる。さらに本研究でスピン注入の対象とするのは, 2DEG であるから式 (4.3) は,

$$\Delta R_{\text{NL}}(L) = \frac{P_i^2 \rho_{\text{N}} L_S}{W} \exp\left(-\frac{L}{L_S}\right) \quad (4.4)$$

^{†1} 文献 [82] に代表される多くの報告では, FM/NM 界面で生じる抵抗が界面抵抗と呼ばれているが, 本論文では接触抵抗と呼ぶ。

^{†2} 暗黙のうちに注入側の FM と検出側の FM は同じ材料が仮定されており, 添字の i は, 注入側 FM/NM 接合の接合面積と検出側 FM/NM 接合のそれとを区別するために用いられている。

のように NM の抵抗率とチャネルの次元が調整される. この表式からもわかるように, スピン蓄積信号の FM 間距離依存性を測定すれば, その傾きから L_S が求まるから, 最終的に FM/NM 界面でのスピン偏極率が求まる.

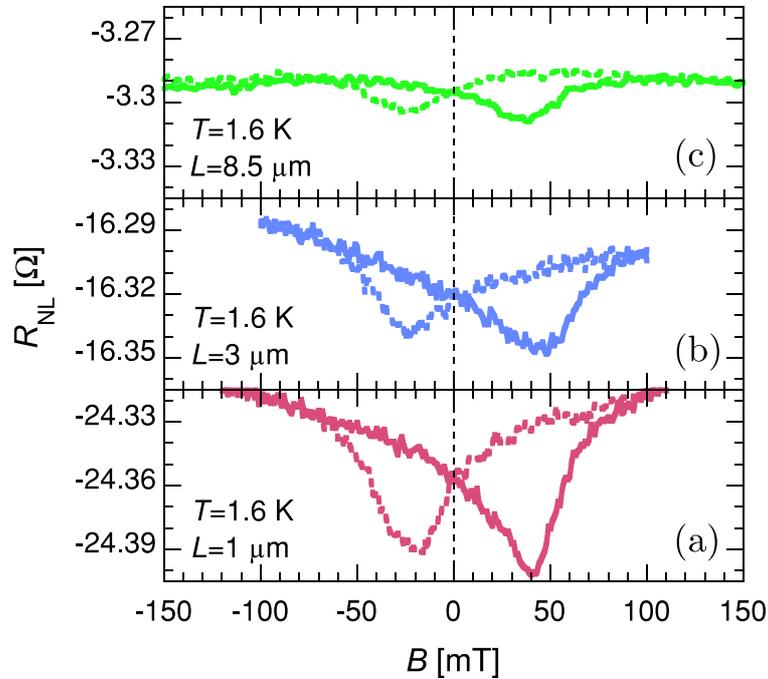


Fig. 4.10 非局所抵抗 R_{NL} の電極間隔依存性. (a) $L = 1 \mu\text{m}$. (b) $L = 3 \mu\text{m}$. (c) $L = 8.5 \mu\text{m}$.

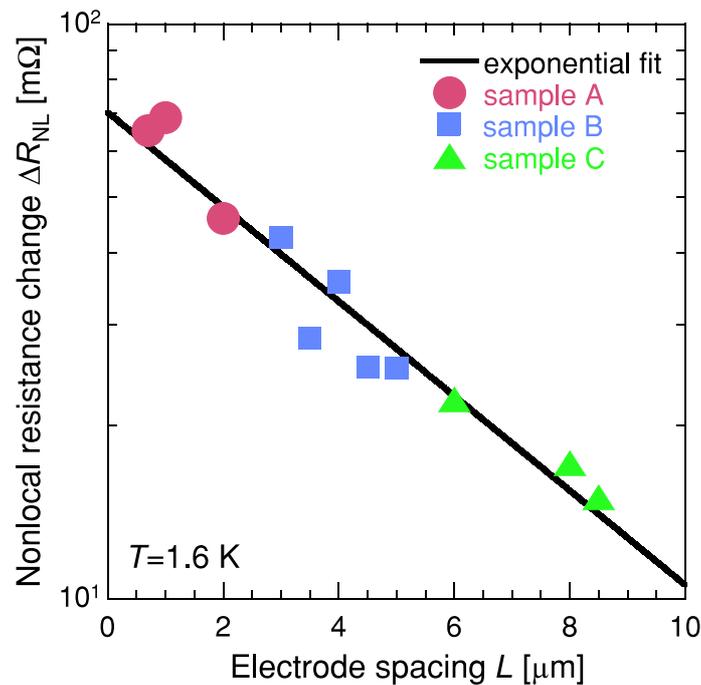


Fig. 4.11 非局所抵抗変化 ΔR_{NL} の FM 電極間隔 L 依存性.

Fig. 4.10 に FM 電極間隔の異なる NLSV 測定結果を示す. ここでは $L = 1, 3, 8.5 \mu\text{m}$ の結果を代表して記載しており, 縦軸のスケールを統一してある. Fig. 4.10 をみると, L が長くなるにしたがい, R_{NL} ディップの大きさが減少している様子がみられる. 4.1 で述べた手法によってバックグラウンドを除去した後得られた非局所抵抗変化 ΔR_{NL} の FM 電極間隔依存性を Fig. 4.11 に示す. Fig. 4.11 から, ΔR_{NL} が L に対して指数関数的に減衰していることがわかる. これは, 純スピン流が拡散方程式に従う減少であることを考えると妥当な傾向である. また, この結果は, 単一基板に作製した L の範囲が異なる 3 種類の LSV 素子から得られた結果の集積である. それにもかかわらず, L に対して単一の傾向を示していることは, 一連の NLSV 測定の再現性の高さを示すものである. 次に Fig. 4.11 の傾きと式 (4.3) との比較から, スピン拡散長 L_S および FM/InGaAs 界面でのスピン偏極率 P_i を, $L_S = \sqrt{D\tau_S}$ からスピン緩和時間 τ_S を見積もった. その結果, $L_S \simeq 5.1 \mu\text{m}$, $P_i \simeq 0.057$, $\tau_S \simeq 0.16 \text{ ns}$ が得られた.

4.5 考察

本研究で得られたスピン依存パラメータと他の非磁性材料のそれとを比較する. Tab. 4.1 に代表的な非磁性材料におけるスピン依存パラメータを示す. 本研究で得られた結果には網掛けを施してある.

Tab. 4.1 代表的な非磁性材料におけるスピン依存パラメータ. 本研究の結果も併記.

構造	L_S [μm]	P_i [%]	温度 [K]	文献
CoFe/In _{0.75} Ga _{0.25} As-2DEG	5.1	5.7	1.6	[138]
NiFe/InGaAs/InAs-QW	1.8	1.9	20	[89]
Co/MgO/単層グラフェン	1.6	1.3	300	[139]
p ⁺ (Ga,Mn)As/トンネルダイオード/n-GaAs	2.8	39	4.2	[31]
Fe/MgO/n ⁺ -Si/n-Si	< 3	1.6	8	[140]
Co/Al ₂ O ₃ /Al	0.65	11 ± 2	4.2	[85]

Tab. 4.1 から本研究で得られた L_S , P_i は類似構造の先行研究である NiFe/InGaAs/InAs-QW 構造に比べ共に 3 倍程度大きい. また, Si との比較では, L_S は 3 倍程度大きく, GaAs との比較では 2 倍弱大きい.

本研究で用いた FM 電極材料の Co_{0.8}Fe_{0.2} に近い合金組成のスピン偏極は, 高くても $P_{\text{CF}} \sim 0.52$ と報告されている [141]. 直感的には, FM 電極では 0.52 であったスピン偏極率が FM/In_{0.75}Ga_{0.25}As 界面では 0.057 に減衰したことになる. したがってスピン注入効率 (FM から 2DEG へかけてスピン偏極の減衰率) として $P_{\text{inj}} \sim 11\%$ が得られる. 実際の FM 電極のスピン偏極率は, 0.52 以下である可能性が高いと考えられるから, $11\% \lesssim P_{\text{inj}}$ といえる.

4.5.1 スピン注入効率

ここでは、先行研究と対比しながら界面でのスピン偏極率 P_i についての考察を行う。一般に FM/SC 接合におけるスピン注入効率の議論は、伝導度不連続の観点から行われる [142]。それ以降、FM/NM 界面でスピン依存の接触抵抗が存在する場合、スピン流に関する連続、すなわちスピン拡散長を考慮しなければならないことが示されている [82, 92]。本研究では、このスピン拡散長を考慮した伝導度不連続のことをスピン抵抗不連続と呼ぶ。通常、スピン流密度を考える場合、接触断面積あたりのスピン流を考える。式 (4.2) をみてもわかるように、その断面積が重要となるが、本研究の場合は若干の注意が必要である。本研究における LSV 素子の場合、FM/ $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ 接合ではスピン流通断面は二次元であるのに対し、2DEG チャネルのスピン流通断面は断面は 1 次元である。Fig. 4.12(a) に FM/ $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ -2DEG 接合の模式図を示した。FM と 2DEG が直接的に接触しているわけではなく、その間にはバルク $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ 層が存在する。しかしながら、 $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ -2DEG にスピン注入が起これば、その後のスピン輸送現象には、2DEG の断面、すなわち一次元的な断面が有効なはずである。そこで、本研究で用いた LSV 素子におけるスピン注入効率を議論する際には、Fig. 4.12(b) のような構造、すなわちシート状材料の三層接合を仮定しなければならない。 $\text{Co}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$ の抵抗率が t_{CF}/W に、 $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ バルクのそれが t_{IGA}/W に比例する形式、すなわちシート抵抗の次元で議論する。

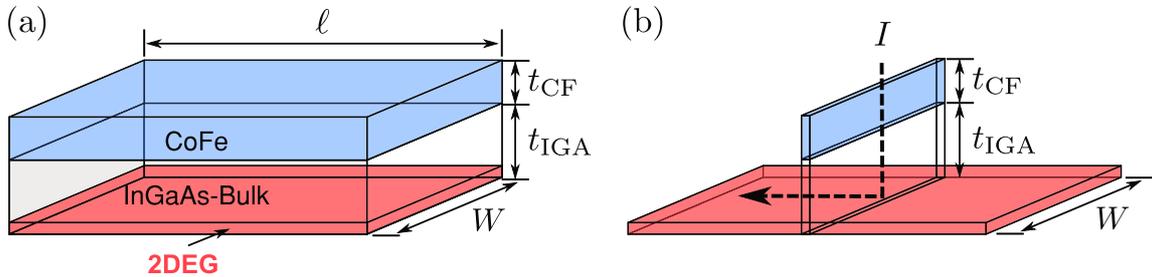


Fig. 4.12 (a) 実際の FM/ InGaAs -2DEG 接合の模式図。 (b) 次元調整した場合の FM/ InGaAs -2DEG 接合の模式図。

以下、スピン拡散長の情報を含んだ形式で、拡張スピン抵抗 R^* をシート抵抗 $[\Omega] \times$ スピン拡散長 $[\text{m}]$ で定義する。すると、2DEG の拡張スピン抵抗は $R_N^* = \rho_N^* = \rho_N L_S$ で得られる。また接触抵抗である R_I は、 $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ バルク層の抵抗も含んでいるから、接触抵抗の拡張スピン抵抗は $R_I^* = R_I W l / t_{\text{IGA}}$ で得られる。FM 電極については $R_F^* = \rho_F^* / l = \rho_F L_{S(F)} / l$ で得られる。 ρ_F , $\rho_{F(s)}$, $L_{S(F)}$ はそれぞれ FM 電極の抵抗率、シート抵抗、スピン拡散長である。なお FM 電極の抵抗率は類似組成 CoFe の結果 $\rho_F = 2 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$ [143] を用いた。また、スピン拡散長についても類似組成 CoFe での文献値 $L_{S(F)} \lesssim 10 \text{ nm}$ [144] を用いた。拡張スピン抵抗の計算結果、およびその計算に用いた値を Tab. 4.2 にまとめた。

Tab. 4.2 拡張スピン抵抗の計算結果, およびその計算に用いた値

Co _{0.8} Fe _{0.2}	In _{0.75} Ga _{0.25} As バルク	2DEG
$\rho_F \simeq 1 \times 10^{-4} \text{ k}\Omega/\text{sq.}$	$\rho_{I(s)} \simeq 750 \text{ k}\Omega/\text{sq.}$	$\rho_N \simeq 0.23 \text{ k}\Omega/\text{sq.}$
$L_{S(F)} \simeq 0.01 \text{ }\mu\text{m}$		$L_S \simeq 5.1 \text{ }\mu\text{m}$
$R_F^* \simeq 1 \times 10^{-9} \text{ }\Omega \cdot \text{m}$	$R_I^* \simeq 1.5 \text{ }\Omega \cdot \text{m}$	$R_N^* \simeq 1.1 \times 10^{-3} \text{ }\Omega \cdot \text{m}$

NiFe/InGaAs/InAs-QW に関する報告では, 理想的な Ohmic 接触に近い条件, すなわち $R_F^* < R_N^* \simeq R_I^*$ であるのに対し [89], 本研究の場合は $R_F^* \ll R_N^* \ll R_I^*$ である. この条件は, 伝導度不連続の拡張理論において, 最も高いスピン注入効率がえられる条件と矛盾しない [92]. したがって, I - V_I 特性こそ線形的であるものの, R_I^* が著しく高いため, スピン抵抗不連続が緩和されている可能性が高いと考えられる.

4.5.2 スピン拡散長

類似構造である NiFe/InGaAs/InAs-QW [89] における NLSV 測定の研究では, $T = 20 \text{ K}$ において $L_S \simeq 1.8 \text{ }\mu\text{m}$ と報告されている一方, 本研究で得られたスピン拡散長は $L_S \simeq 5.1 \text{ }\mu\text{m}$ であり, 前述のそれに比較し 3 倍程度長い. ここでは, 本研究で得られた L_S について考察する.

まず, EY 機構によるスピン緩和について考える. 今, 測定温度は $T \sim 1.6 \text{ K}$ であるから, $k_B T \simeq 0.15 \text{ meV}$ と見積もられる. また Fermi エネルギーは $E_F = \pi \hbar^2 n_s / m^* \simeq 40 \text{ meV}$ である. したがって式 (1.38) において $E_k = E_F$ として

$$L_{S(\text{EY})} = \sqrt{D\tau_{S(\text{EY})}} = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(\frac{E_{\text{SO}}}{E_g + E_{\text{SO}}} \frac{E_F}{E_g} \right)^{-1} l_{\text{tr}} \simeq 23 \text{ }\mu\text{m} \quad (4.5)$$

が得られる. l_{tr} は Tab. 3.2 の値, $E_{\text{SO}} = 0.53 \text{ eV}$ および $E_g = 0.594 \text{ eV}$ は Fig. 3.7 の計算に用いた値と同じである. ここで $L_{S(\text{EY})}$ と L_S の比をとると, $L_{S(\text{EY})}/L_S \simeq 4.5$ となる. 純スピン流のスピン緩和が EY 機構により支配されていれば, L_S はもっと長くて然るべきである. したがって純スピン流のスピン緩和に対して, EY 機構は支配的ではないと考えられる.

次に DP 機構によるスピン緩和について考えよう. 本研究では, 3.3 より $\alpha_{\text{ILP}} \simeq 5.1 \times 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{m}$ が得られているから,

$$\omega(k)\tau_{\text{tr}} = \left(\frac{2\alpha k_F}{\hbar} \right) \tau_{\text{tr}} \simeq 3 \quad (4.6)$$

となり, 1.2.5 における $\omega(k)\tau_{\text{tr}} \gtrsim 1$ の場合に相当する. したがって, スピン軌道緩和長 L_{SO} は長くとも

$$L_{\text{SO}} = \sqrt{D\tau_{\text{SO}}} \lesssim l_{\text{tr}} = \sqrt{D\tau_{\text{tr}}} \simeq 0.6 \text{ }\mu\text{m} \quad (4.7)$$

と見積もられる. $L_S \simeq 5.1 \text{ }\mu\text{m}$ との比を取ると, 小さく見積もっても $L_S/L_{\text{SO}} \gtrsim 8.5$ となる. これについても L_S とは定量的に一致しない.

これまでは RSOC と DSOC を個別に考えてきたが、本研究で用いた InGaAs-2DEG では 3.2 で考察したようにそれらが共存していると考えられる. 1.2.3 および 1.2.4 の内容から, Rashba 項と Dresselhaus 項を考慮したハミルトニアンは

$$\mathcal{H}_{x,y} = \mathcal{H}_R + \mathcal{H}_{D1} \quad (4.8)$$

$$= \sigma_y (\alpha k_x + \beta_1 k_y) - \sigma_x (\beta_1 k_x + \alpha k_y) \quad (4.9)$$

となる. ここでは 3.2 の結果を反映させ, DSOC の Cubic 項を無視している. $\alpha = \beta_1$ の特殊な場合について考えると,

$$\mathcal{H}_{x,y} = \mathcal{H}_{\text{ReD1}} = \alpha (\sigma_y - \sigma_x) (k_x + k_y) \quad (4.10)$$

となる. RSOC と DSOC の共存状態を考えるには, Fig. 4.13(a) と Fig. 4.13(b) の有効磁場ベクトルを合成すればよく, $\alpha = \beta_1$ を仮定すると, その結果は Fig. 4.13(c) のようになる. $k_F \parallel \langle 110 \rangle$ では, $\mathbf{B}_{\text{eff(ReD1)}}$ が消失し, $\mathbf{B}_{\text{eff(ReD1)}}$ は一軸異方性を示すことがわかる.

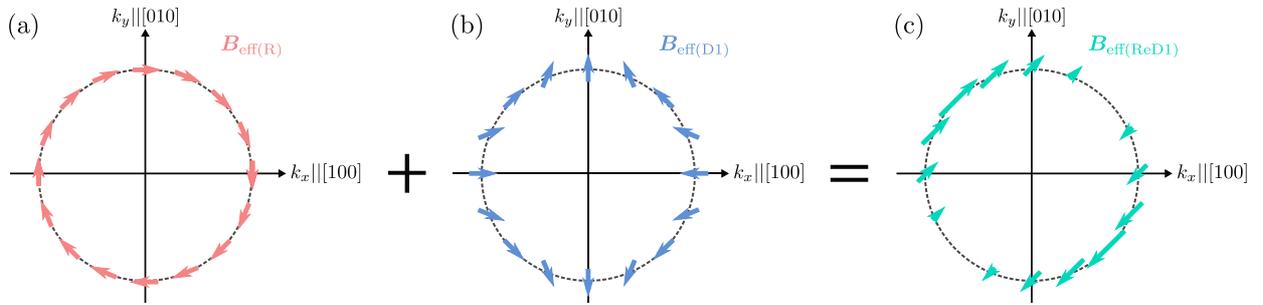


Fig. 4.13 (a) RSOC における $\mathbf{B}_{\text{eff(R)}}$ と Fermi 円. (b) DSOC の Linear 項における $\mathbf{B}_{\text{eff(D1)}}$ と Fermi 円. (c) PSH 状態 ($\alpha/\beta_1 = 1$) における有効磁場 \mathbf{B}_{eff} と Fermi 円.

Fig. 4.14 は Fig. 4.13(c) について, $\mathbf{B}_{\text{eff(ReD1)}}$ の波数依存性を考慮した図である. このような場合, \mathbf{B}_{eff} は電子が $[\bar{1}10]$ 方向に伝導するとき最大となり, 伝導電子スピンは歳差運動を伴う. そこから伝導方向が $[110]$ 方向に変化するにしたがい, $\mathbf{B}_{\text{eff(ReD1)}}$ は弱くなる. そして $k \parallel [110]$ になると, $\mathbf{B}_{\text{eff(ReD1)}}$ はゼロとなり歳差運動は起こらない. さらに $k \parallel [1\bar{1}0]$ 方向の電子伝導では $\mathbf{B}_{\text{eff(ReD1)}}$ は $[\bar{1}10]$ 方向のときとは逆向きになる. このような一軸異方性を示す半導体 2DEG では, Fig. 4.15(a) に示すように電子がどのような k の変化であっても, スピンの歳差運動は実効的に $[\bar{1}10]$ 方向あるいは $[1\bar{1}0]$ 方向へ伝導した距離で決定される. したがってスピン緩和が著しく抑制され, 理想的にはスピン軌道緩和時間 τ_{SO} とスピン軌道緩和長 L_{SO} が発散する. このような状態はしばしば永久スピン螺旋 (Persistent spin helix : PSH) 状態 [145–147] と呼ばれ, 実験的にも観測され始めている [148–150]. この PSH 状態を用いれば, 拡散領域でも動作する拡散的 spin-FET [71] が動作可能であることが, モンテカルロシミュレーションによって示されている [151, 152].

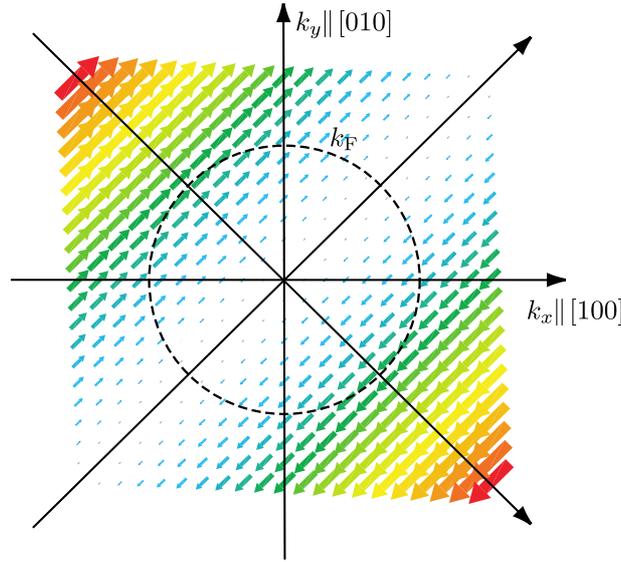


Fig. 4.14 $B_{\text{eff(ReD1)}}$ の波数依存性と Fermi 円. 文献 [147] の図に加筆.

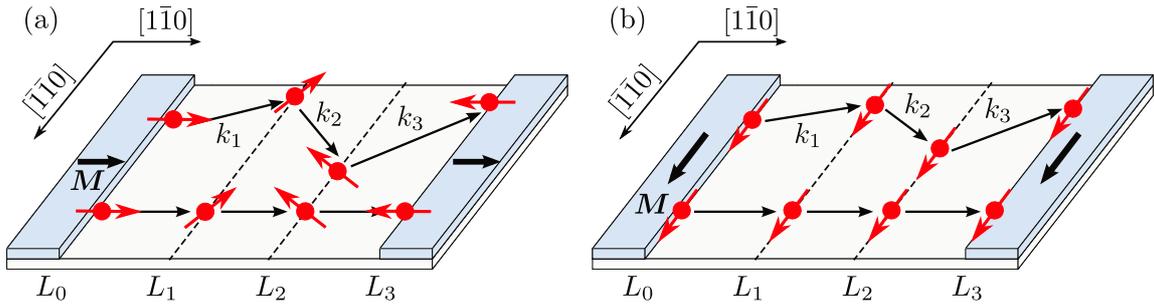


Fig. 4.15 PSH 状態における FM 磁化 M と伝導電子の波数 k がスピン輸送に及ぼす影響.
(a) $M \parallel k$ の場合. (b) $M \perp k$ の場合.

次にこの PSH 状態下における FM 磁化 M と伝導電子の波数 k の関係が電子伝導へ及ぼす影響について考察する. 本研究で行った NLSV 測定における FM 磁化 M と伝導電子の波数 k の関係を Fig. 4.15(b) に示す. ここでは電子スピン s の量子化軸を $M \parallel s$ としている. Fig. 4.15(b) に示したように, NLSV 測定では $M \perp k$ の関係にある. したがって, PSH 状態でない場合は, チャンネル長 L の間に弾性散乱を受ければ電子スピンは歳差運動を行い, DP 機構によるスピン緩和をとまらう. 一方 PSH 状態の場合は, Fig. 4.15(b) のように弾性散乱を受けても歳差運動を行わないため, DP 機構によるスピン緩和をとまらずして 2DEG 内の任意の位置 L_n (n は自然数) で全ての電子スピンは揃う. このような効果は, 伝導電子の量子干渉効果である WAL には存在し得ない.

本研究では 3 で示されたように, $\alpha_{\text{ILP}} \simeq 5.1 \times 10^{12} \text{ eV} \cdot \text{m}$, $\beta_1 \simeq 2.2 \times 10^{12} \text{ eV} \cdot \text{m}$ である. これまでに, 完全な PSH 状態下では, WAL ではなく WL が観測されることが実験・理論により示されており [124, 150], 本研究においても 3.3 で明瞭な WAL が観測されていることから, 完全な PSH 状態である可能性は低いと考えられる. しかし, 定性的には $\alpha/\beta_1 = 1$ に近づくにしたいが, 弾性散乱に起因する DP スピン緩和が抑制されるはずであるから, スピン拡散

長は延伸されると考えられる。加えて本研究の場合, InGaAs-2DEG チャネルのアスペクト比 $W:L$ は最大で $50:0.7$ であり, また擬似バリステック伝導領域である。したがって, 元来, 弾性散乱によって \mathbf{k} が大きく変化する可能性は低いと考えられる。

以上の議論から, EY 機構によるスピン緩和が支配している可能性は著しく低いと考えられ, これは RSOC や DSOC が顕著な系では DP 機構によるスピン緩和が支配的という報告と矛盾しない [124–126]。NLSV 測定 of 電極間隔依存性から先行研究よりも長いスピン拡散長が得られた要因として, (i) 不完全な PSH 状態, (ii) $\mathbf{M} \perp \mathbf{k}$ による DP 機構に起因するスピン緩和の抑制の二点が挙げられる。また, L_{SO} と L_S の差異については, 両者とも DP 機構によるスピン緩和が支配的と仮定すると, WAL 測定には (ii) の効果が存在しないことに起因すると考えられる。特に留意しておくことは, NLSV 測定では非保存量である純スピン流を, WAL 測定では保存量である電流を観測しているという点である。

4.6 小括

本章では, 極低温における NLSV 測定から, FM/In_{0.75}Ga_{0.25}As-2DEG 接合における電気的スピン注入/検出を行った。本章で得られた結果を以下にまとめる。

- NLSV 測定から明瞭な非局所抵抗 R_{NL} のヒステリシスを観測した。FM 磁化過程の検証から, 測定に用いた FM 電極対の磁化が平行/反平行の状態では R_{NL} ディップが観測されていることが明らかになった。これにより FM から In_{0.75}Ga_{0.25}As-2DEG へのスピン注入/検出に成功したことが示された。
- 非局所抵抗変化 ΔR_N の FM 電極間隔依存性から, スピン拡散長 $L_S \simeq 5.1 \mu\text{m}$, スピン偏極率 $P_i \simeq 5.7\%$, スピン緩和時間 $\tau \simeq 0.16 \text{ ns}$ を得た。これらのスピン依存パラメータは, 類似の構造である FM/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InAs-QW と比較し, L_S, P_i ともに 3 倍程度大きい値であった。
- FM/InGaAs-2DEG 界面の接触抵抗評価のため, 三端子配置による $I-V_{3T}$ 測定を行った。その結果, 拡張スピン抵抗の大小関係は, $R_F^* \ll R_N^* \ll R_I^*$ となり, スピン抵抗不連続 (あるいは伝導度不連続) が抑制された LSV 素子の実現されていることが明らかになった。
- EY 機構によるスピン緩和が支配している可能性は著しく低いことが示され, RSOC や DSOC が顕著な系では DP 機構によるスピン緩和が支配的という報告 [124–126] と矛盾しないことが確認された。
- NLSV 測定 of 電極間隔依存性から先行研究よりも長いスピン拡散長が得られたことは, (i) 不完全な PSH 状態, (ii) $\mathbf{M} \perp \mathbf{k}$ による伝導電子スピンの歳差運動の抑制の二点に

よって定性的に説明されることがわかった.

- L_{SO} と L_{S} の差異について, 両者とも DP 機構によるスピン緩和が支配的と仮定すると, $\mathbf{M} \perp \mathbf{k}$ の関係によって定性的に説明されることがわかった.

第 5 章

結論

5.1 総括

本研究では、半導体スピントロニクス能動素子応用にむけての要素技術となる、強磁性体から狭ギャップ半導体二次元電子ガスへのスピン注入検証を中心に、そのスピン依存輸送特性を検証した。以下にその成果を記す。

第 3 章 :

本章では、極低温における磁気抵抗測定から、 $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ へ逆テロ構造の電子密度、および電子移動度を評価し、RSOC および DSOC による SOC 係数の評価を行った。

まず、Hall-bar 素子を用いた強磁場領域における磁気抵抗測定から、 ρ_{xx} では SdH 振動、 ρ_{xy} では量子 Hall 効果が観測され、2DEG が形成されていることが確認した。次に、弱磁場領域における磁気抵抗測定から WAL が観測された。ILP モデルによるフィッティングより RSOC 係数は $\alpha_{\text{ILP}} \simeq 5.1 \times 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{m}$ と見積もられた。また $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ 摂動の計算から RSOC 係数は $\alpha_{\text{kp}} \simeq 4.27 \times 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{m}$ が得られ、ILP モデルを用いた WAL のフィッティング結果を支持する結果が得られた。次に DSOC の寄与について考察した結果、RSOC 係数 α_{ILP} と DSOC 係数 β_1 との比は、 $\alpha_{\text{ILP}}/\beta_1 \simeq 2.3$ となり、DSOC 係数における Linear 項の寄与は無視できないことが明らかになった。一方、RSOC 係数 α_{ILP} と DSOC 係数 β_3 との比は、 $\alpha_{\text{ILP}}/\beta_3 \simeq 18$ となり、DSOC における Cubic 項の寄与は非常に小さいことが明らかになった。

第 4 章 :

本章では、極低温における NLSV 測定から、FM/ $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ -2DEG 接合における電氣的スピン注入について検証した。

NLSV 測定から明瞭な非局所抵抗 R_{NL} のヒステリシスを観測した。FM 磁化過程の検証から、測定に用いた FM 電極対の磁化が平行/反平行の状態では R_{NL} ディップが観測されていることが明らかになり、FM から $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ -2DEG へのスピン注入/検出に成功したことが示された。非局所抵抗変化 ΔR_{N} の FM 電極間隔依存性から、スピン拡散長 $L_{\text{S}} \simeq 5.1 \mu\text{m}$ 、FM/ $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ 界面でのスピン偏極率 $P_1 \simeq 5.7 \%$ を得た。これらのスピン依存パラメー

タは、類似構造の先行研究である FM/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InAs-QW [89] と比較し、 L_S , P_1 ともに 3 倍程度大きい値であった。本研究で作製した LSV 素子における拡張スピン抵抗の大小関係は、 $R_F^* \ll R_S^* \ll R_I^*$ となった。これにより、スピン抵抗不連続 (あるいは伝導度不連続) が抑制され、先行研究と比較し高い P_1 が得られていることが明らかになった。その一方で、EY 機構によるスピン緩和が支配している可能性は著しく低いことが示され、RSOC や DSOC が顕著な系では DP 機構によるスピン緩和が支配的という報告 [124–126] と矛盾しないことが確認された。NLSV 測定 of 電極間隔依存性から先行研究よりも長いスピン拡散長が得られたことは、(i) 不完全な PSH 状態、(ii) $\mathbf{M} \perp \mathbf{k}$ による伝導電子スピンの歳差運動の抑制の二点によって定性的に説明されることがわかった。 L_{SO} と L_S の差異について、両者とも DP 機構によるスピン緩和が支配的と仮定すると、 $\mathbf{M} \perp \mathbf{k}$ の関係によって定性的に説明されることがわかった。しかしながら、本章で得られた P_1 , L_S について、それらを定量的に説明する物理的描像を示すには至らなかった。

5.2 課題と今後の展望

本研究で明らかになった、あるいは今後なると予想される課題と今後の展望について述べ、本論文を締めくくる。

● 高効率スピン注入への指針

本研究では、スピン注入効率は $P_{inj} \gtrsim 11\%$ と見積もられた。しかし、さらなる P_{inj} の向上を目指すためには、意図的にトンネル障壁を挿入した構造 [91] が検討されるべきである。例えば、Fig. 2.2 に示した構造の最表面に、In_{0.75}Al_{0.25}As を挿入すると、In_{0.75}Al_{0.25}As/In_{0.75}Ga_{0.25}As 界面で ~ 250 meV の伝導帯不連続が期待できるから、FM 電極と In_{0.75}Al_{0.25}As の障壁高さはそれ以上の値が期待できる。この場合、MBE による連続成膜が可能であるため、高品質なトンネル障壁として機能することが期待できる。

その一方で、近年よく検討されるスピフィルター用途の酸化物としては、MgO や Al₂O₃ が挙げられる。トンネル現象の検討には、膜質制御に加え、膜厚制御も重要な要素技術となる。ALD 法を用いた成膜の優れた点はダメージレス成膜、および単分子膜単位での膜厚制御であるから、トンネル障壁層の成膜に適していると考えられる。以上を踏まえると、ALD による Al₂O₃, MgO などはトンネル障壁層として大いに検討の余地がある。

Fe/GaAs 接合においては、その界面で反応物が生成されやすいことが報告されている [153–155]。この反応生成物は、高効率スピン注入に肯定的な結果をもたらさないと考えられてきた。最近になって Co₂MnSi/Co_{0.5}Fe_{0.5}/n-GaAs 構造を用いた NLSV 測定が行われている [156]。その報告では Co₂MnSi の膜質改善のために、積層構造作製後に 350 °C で熱処理が施されているのもかわらず、高い P_1 が得られている。またその報告では、Co_{0.5}Fe_{0.5}/n-GaAs 構造について、その熱処理 (~ 350 °C) の効果について検討されており、組成分析などによる試料間の比較は行われていないものの、熱処理された試料の方が若干 P_1 が高く見積もられている。したがって、この反応物のスピン注入への寄与は必ずしも明らかではないが、Al₂O₃

や MgO を中心とする酸化物トンネル障壁の挿入は、反応物生成によるスピン依存伝導への予期しない影響を排除する副効果も期待できる。

Al_2O_3 は MTJ の分野で盛んに研究されており [9,157], 成膜方法としては主に, Al 成膜後の自然酸化, O_2 プラズマ照射・ O_3 照射などの二段階形成, Al_2O_3 ターゲットを用いたスパッタリング形成に大別される。しかし, いずれの形成技術を用いた場合でもアモルファス, あるいは多結晶 Al_2O_3 が形成される。この点に関しては ALD 成膜場合も同様であるが, 膜厚制御性に関しては ALD 法の方が優位である。一方, 近年の MTJ 研究として, MgO は標準的なトンネル障壁となった [158–160]。MgO をトンネル障壁とした高品質な MTJ を作製するには, MgO 成膜後に $\sim 300\text{--}350\text{ }^\circ\text{C}$ の熱処理で (001) 配向させることが重要と考えられている。ALD により形成された MgO 膜について, ポストアニールの効果は明らかになっていないが, ALD による MgO 膜が後天的に (001) 配向させることができれば, 半導体スピントロニクス応用上の電気的スピン注入においても, FM/MgO の組み合わせが標準的なスピン注入源となると考えられる。

● NGS-2DEG における純スピン流緩和に対する定量的知見

強い RSOC あるいは DSOC を示す半導体 2DEG について, スピン緩和には DP 機構が支配的という見解が多くの実験・理論によって示されてきた。しかしながら本研究では, $L_S/L_{SO} \gtrsim 8.5$ という結果が得られた。この結果は, スピン拡散係数が電子拡散係数よりも大きいと解釈することもできるが, 純スピン流も結局は電子の拡散であるから, 合理的に解釈できない。4 章で考察したように, WAL 測定では $\mathbf{M} \perp \mathbf{k}$ という概念は存在し得ないものの, これが $L_S/L_{SO} \gtrsim 8.5$ を定量的に説明するという実験的証拠は得られず, その詳細な物理的描像は明らかにされなかった。

以上を踏まえると, NGS-2DEG における純スピン流緩和に対する定量的知見が不十分であり, 今後の学理上の課題と考えられる。今後は NLSV 測定と Tab. 5.1 にまとめたような手法を組み合わせることにより, RSOC および DSOC の競合状態を制御しつつ L_S を評価することが, 純スピン流緩和の定量的な理解につながると考えられる。

Tab. 5.1 NLSV 測定と組み合わせる α および β_1 の制御手法.

目的	α の変調	β_1 の変調	β_1 変調の明瞭化
原理	$\langle \mathbf{F}_z \rangle$ の変調	$\mathbf{B}_{\text{eff(D1)}}(\mathbf{k})$ 依存性	広角 \mathbf{k} 変化の抑制
制御手法	外部電場依存性	結晶方位依存性	チャネル幅依存性

以下にその具体的な検討方針について述べる。

(I) 外部電場依存性

式 (3.7) からわかるように, RSOC 係数 α と 2DEG にかかる電場の期待値 $\langle \mathbf{F}_z \rangle$ との間には $\alpha \propto \langle \mathbf{F}_z \rangle$ の関係がある。このことは, ゲート構造を介して外部電場を印加

することで, α が変調できることを意味しており, すでに実証されている [33–35]. また, 式 (1.42) からわかるように, DP 機構によるスピン緩和を仮定するとスピン軌道緩和長 L_{SO} と α の間には $L_{SO} \propto \alpha^{-1}$ の関係がある. したがって, 純スピン流緩和に対して DP 機構によるスピン緩和が支配的, すなわち $L_S \propto L_{SO}$ と仮定すれば, $L_S \propto \alpha^{-1}$ の関係が実験的に得られると考えられる.

(II) 結晶方位依存性

DSOC の Linear 項による有効磁場 $\mathbf{B}_{\text{eff(D1)}}$ が RSOC による有効磁場 $\mathbf{B}_{\text{eff(R)}}$ と対称的なことは, Fig. 4.13 に示したように, DSOC の Linear 項は \mathbf{k} に対して $\mathbf{B}_{\text{eff(D1)}}$ が依存することである. $\mathbf{k} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$ では $\mathbf{B}_{\text{eff(D1)}}$ と $\mathbf{B}_{\text{eff(R)}}$ は強め合い, $\mathbf{k} \parallel \langle 110 \rangle$ ではそれらは弱め合う. すなわち結晶方位によって $\mathbf{B}_{\text{eff(D1)}}$ の DP 機構によるスピン緩和への影響を制御することができる. したがって L_S の結晶方位依存性を評価することで, 純スピン流緩和に対する DP 機構によるスピン緩和の影響を検討することが可能と考えられる.

(III) チャネル幅依存性

エッチングあるいはゲート電圧による空乏化を利用して, チャネルを 1 次元的に狭窄することで, DP 機構によるスピン緩和が抑制され, L_{SO} が延伸されるという報告がある [161–163]. これらの報告では, チャネル幅 W の狭窄により, チャネルエッジでの鏡面反射による \mathbf{k} の変化を抑制すること, すなわち Fig. 5.1 のように $\mathbf{B}_{\text{eff(R)}}$ および $\mathbf{B}_{\text{eff(D1)}}$ の変化を抑制することで L_{SO} が増大したと解釈される. DP 機構によるスピン緩和を抑制するためには, W を式 (1.54) のスピン歳差長 L_θ と同程度に狭窄することが重要であることが, モンテカルロシミュレーションによって示されている [164]. 本研究で用いた $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ -2DEG では, $L_\theta \simeq 1.2 \mu\text{m}$ と見積もられる. DP 機構が支配的と仮定すれば, $W = L_\theta$ を境界に L_S の W 依存性を系統的に評価することで, DP 機構によるスピン緩和の影響を定量的に検討することが可能と考えられる.

この他, 上述の (I)–(III) を同時に検討できるような試料を作製することができれば, α と β_1 の双方を定量評価しつつ, NLSV 測定による L_S の評価が可能となる. まず, (II), (III) の組み合わせにより, それらの WAL 解析から α と β_1 の相対的な強さが実験的に定まる [165, 166]. 加えて, W をより小さくすることで, \mathbf{k} の変化を抑制できるため, L_S の結晶方位依存性をより顕著にできる効果をもつと考えられる. これによって, RSOC による DP スピン緩和の影響を固定し, DSOC (Linear 項) の影響のみを検討することが可能となる. また, 結晶方位を固定し, (I) と (III) を組み合わせることで, DSOC (Linear 項) による DP スピン緩和の影響を固定し, RSOC の影響のみを検討することが可能となる. 以上により, α と β_1 の双方を定量的に評価しつつ, NLSV 測定による L_S が決定が可能となると考えられ, DP 機構に起因するスピン緩和が, 純スピン流緩和に与える影響を定量的に評価できると考えられる.

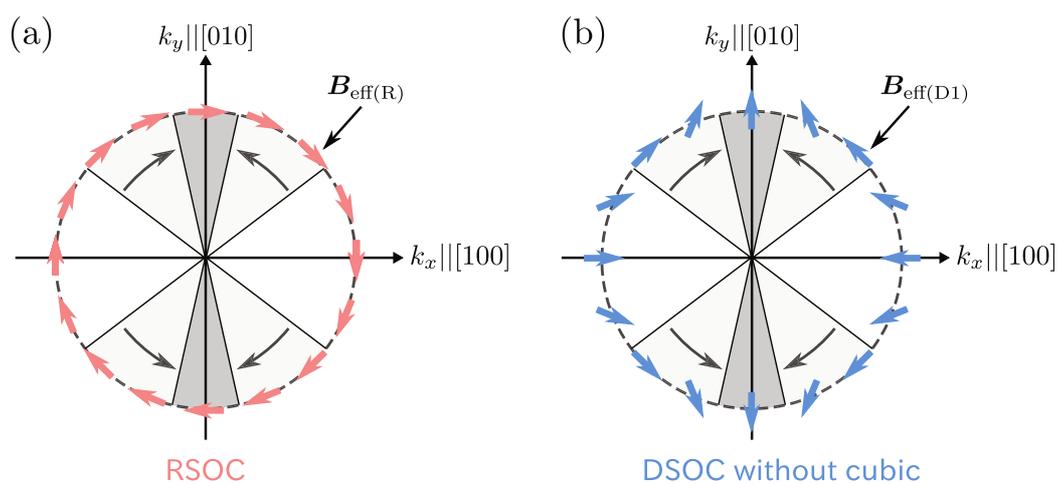


Fig. 5.1 チャンネル幅の狭窄が \mathbf{k} の変化に与える影響. (a) RDOC による有効磁場 $\mathbf{B}_{\text{eff(R)}}$ に着目した場合. (b) DSOC (Linear 項) による有効磁場 $\mathbf{B}_{\text{eff(D1)}}$ に着目した場合.

付録 A

素子作製プロセス

2.2 で行った素子作製プロセスの詳細を記す.

1. マーク形成
2. メサ形成
3. オーミック電極形成
4. 配線パッド形成
5. FM 電極形成
6. 絶縁パッシベーション膜形成
7. コンタクトホール形成

1. マーク形成

PROCESS	ACTION AND CONDITION	COMMENTS
Organic cleaning	Acetone (dipping, 3 min) Methanol (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Organic removal	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 1 min)	
Oxide removal	Semico clean 23 (dipping, 3 min) De-ionized (DI) water (cascade, 3 min)	
Wafer drying	Hot plate, 110 °C, 3 min	
Resist coating	LOL-2000 (3000 rpm, 1 min) Pre-baking (Hot plate, 180 °C 3 min) ZEP520A-7(4000 rpm, 1 min) Pre-baking (180 °C, 3 min)	200–220 nmt 220–240 nmt
EB lithography	30 kV, 100 pA, pitch 1, 2.5 μs	Dose ~ 40 μC/cm ²
Development	ZED-N50 (dipping, 6 min) ZMD-B (dipping, 30)	
Under cut	NMD-W (dipping, 10 s) DI water (cascade, 1 min)	
Descum	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 30 s)	
Oxide removal	Semico clean 23 (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Metal evaporation	Ti (\lesssim 1.0 Å/s, 10 nmt) Au (\lesssim 3.0 Å/s, 200 nmt)	EB evaporation $P < 5 \times 10^{-4}$ Pa
Lift-off	Remover 1165 (dipping, 60–70 °C, ~ 15 min) DI water (cascade, 3 min)	

2. メサ形成

PROCESS	ACTION AND CONDITION	COMMENTS
Organic cleaning	Acetone (dipping, 3 min) Methanol (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Organic removal	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 1 min)	
Oxide removal	Semico clean 23 (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Wafer drying	Hot plate, 110 °C, 3 min	
Resist coating	OAP (2000 rpm, 20 s) Pre-baking (110 °C, 3 min) SAL601SR-2 (4000 rpm, 60 s) Pre-baking (100 °C, 5 min)	~ 200 nmt
EB lithography	30 kV, 1 nA, pitch 10, 0.5 μs	Dose ~ 8 μC/cm ²
Post exposure bake	Hot plate, 100 °C, 5 min	
Development	MFCD-26 (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Post-baking	Hot plate, 120 °C, 5 min	
Descum	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 30 s)	
Etching	H ₂ SO ₄ : H ₂ O ₂ : H ₂ O = 1 : 10 : 1 diluted by H ₂ O (× 100 at volume ratio) DI water (cascade, 3 min) Hot plate, 110 °C, 3 min	rate ~ 0.8 nm/sec Etching depth ≥ 300 nm
Resist removal	Plasma ashing (O ₂ , 50 Pa, 30 W, 10 min)	

3. オーミック電極形成

PROCESS	ACTION AND CONDITION	COMMENTS
Organic cleaning	Acetone (dipping, 3 min) Methanol (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Organic removal	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 1 min)	
Oxide removal	Semico clean 23 (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Wafer drying	Hot plate, 110 °C, 3 min	
Resist coating	LOL-2000 (3000 rpm, 1 min) Pre-baking (Hot plate, 180 °C 3 min) ZEP520A-7(4000 rpm, 1 min) Pre-baking (180 °C, 3 min)	200–220 nmt 200–240 nmt
EB lithography	30 kV, 3 nA, pitch 15, 1.5 μs	Dose ~ 48 μC/cm ²
Development	ZED-N50 (dipping, 6 min) ZMD-B (dipping, 30)	
Under cut	NMD-W (dipping, 10 s) DI water (cascade, 1 min)	
Descum	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 30 s)	
Oxide removal	Semico clean 23 (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Metal evaporation	AuGeNi (≲ 2.0 Å/s, 100 nmt) Au (≲ 3.0 Å/s, 100 nmt)	EB evaporation P < 5 × 10 ⁻⁴ Pa
Lift-off	Remover 1165 (dipping, 60–70 °C, ~ 15 min) DI water (cascade, 3 min)	
Ohmic anneal	Ar/H ₂ atmosphere, 350 °C, 5 min	Infrared lamp heating

4. 配線パッド形成

PROCESS	ACTION AND CONDITION	COMMENTS
Organic cleaning	Acetone (dipping, 3 min) Methanol (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Organic removal	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 1 min)	
Oxide removal	Semico clean 23 (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Wafer drying	Hot plate, 110 °C, 3 min	
Resist coating	LOL-2000 (3000 rpm, 1 min) Pre-baking (Hot plate, 180 °C 3 min) TSMR-8900 (4000 rpm, 1 min) Pre-baking (110 °C, 1.5 min)	200–220 nmt ~ 900 nmt
Photo lithography	9.8 mW/cm ² , 7 s	Energy ~ 70 mJ/cm ²
Development and Under cut	NMD-W (dipping, 1 min) DI water (cascade, 1 min)	
Descum	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 30 s)	
Oxide removal	Semico clean 23 (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Metal evaporation	Ti (\lesssim 1.0 Å/s, 10 nmt) Au (\lesssim 3.0 Å/s, 200 nmt)	EB evaporation $P < 5 \times 10^{-4}$ Pa
Center Lift-off	Remover 1165 (dipping, 60–70 °C, ~ 15 min) DI water (cascade, 3 min)	

5. FM 電極形成

PROCESS	ACTION AND CONDITION	COMMENTS
Organic cleaning	Acetone (dipping, 3 min) Methanol (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Organic removal	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 1 min)	
Oxide removal	Semico clean 23 (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Wafer drying	Hot plate, 110 °C, 3 min	
Resist coating	LOL-2000 (3000 rpm, 1 min) Pre-baking (Hot plate, 180 °C 3 min) ZEP520A-7(4000 rpm, 1 min) Pre-baking (180 °C, 3 min)	200–220 nmt 220–240 nmt
EB lithography	30 kV, 20 pA, pitch 1, 12–18 μ s	Dose ~ 38–58 μ C/cm ²
Development	ZED-N50 (dipping, 6 min) ZMD-B (dipping, 30)	
Under cut	NMD-W (dipping, 10 s) DI water (cascade, 1 min)	
Descum	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 30 s)	
Oxide removal	Semico clean 23 (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
FM sputtering	Co _{0.8} Fe _{0.2} (7.5 nm/min, 30 nmt) at a chamber pressure of 10 ⁻⁴ first half	Ar flow=15 sccm S-T distance=70 mm WP=2.5 Pa FP=100 W (RP is less than 10 % of the Forward power)
Lift-off	Remover 1165 (dipping, 60–70 °C, ~ 2–3 h) DI water (cascade, 3 min)	Combination with ultrasonic cleaning

6. 絶縁体パッシベーション膜形成

PROCESS	ACTION AND CONDITION	COMMENTS
Organic cleaning	Acetone (dipping, 3 min) Methanol (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Organic removal	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 1 min)	
Oxide removal	Semico clean 23 (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Insulator deposition	$T_{\text{sub}} = 120 \text{ }^\circ\text{C}$, TMA: 20 sccm, H ₂ O: 8 sccm, ~ 1 Å/cycle, 30 nm	Atomic layer deposition

7. コンタクトホール形成

PROCESS	ACTION AND CONDITION	COMMENTS
Organic cleaning	Acetone (dipping, 3 min) Methanol (dipping, 3 min) DI water (cascade, 3 min)	
Organic removal	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 1 min)	
Wafer drying	Hot plate, 110 °C, 3 min	
Resist coating	LOL-2000 (3000 rpm, 1 min) Pre-baking (Hot plate, 180 °C 3 min) TSMR-8900 (4000 rpm, 1 min) Pre-baking (110 °C, 1.5 min)	200–220 nmt ~ 900 nmt
Photo lithography	9.8 mW/cm ² , 7 s	Energy ~ 70 mJ/cm ²
Development and Under cut	NMD-W (dipping, 1 min) DI water (cascade, 1 min)	
Descum	Plasma ashing (O ₂ , 30 Pa, 10 W, 30 s)	
Etching	Semico clean 23 (dipping, 20 min) DI water (cascade, 3 min)	Etching rate ~ 2 nm/min
Resist removal	Remover 1165 (dipping, 60–70 °C, 2–3 h) DI water (cascade, 3 min)	

付録 B

有限磁場下の二次元電子系

二次元電子ガスに垂直に磁場を印加すると、高磁場領域では Landau 量子化に起因する整数量子 Hall 効果やシュブニコフ・ド・ハース (Shubnikov-de Haas : SdH) 振動が現れる。整数量子 Hall 効果は、Hall 抵抗率 ρ_{xy} の量子化として現れ、SdH 振動は、対角抵抗率 ρ_{xx} が磁場の逆数に対する周期的な振動として現れる。ここではその整数量子 Hall 効果、SdH 振動、およびそれらの起源である Landau 量子化について述べる。

B.1 Landau 量子化

ここでは、低温・磁場中に置かれた二次元電子の量子論的な扱いについて述べる [167]。この場合のハミルトニアン \mathcal{H} は、有効質量近似を用いて以下のように表わされる。

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m^*} - \frac{1}{2} g \mu_B \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} + V(z) \quad (\text{B.1})$$

ここで、 $\boldsymbol{\sigma}$ は Pauli のスピン行列で $\mathbf{s} = \boldsymbol{\sigma}/2$ の関係があり、 μ_B はボーア磁子 ($= e\hbar/2m_0$)、 g は g 因子である。また、 $\hbar \mathbf{k} = \mathbf{p} - e\mathbf{A}$ である。二次元電子系が x - y 平面の自由度をもつとして、磁場 ($\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}$) は z 軸に垂直に印加するものとする。さらにベクトルポテンシャルは

$$\mathbf{A} = \left(-\frac{1}{2} B_y, \frac{1}{2} B_x, 0 \right) \quad (\text{B.2})$$

で与えられる対称ゲージ^{†1} を仮定する。今、ハミルトニアン \mathcal{H} を以下のように分解して考える。

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{xy} + \mathcal{H}_z \quad (\text{B.3})$$

$$\mathcal{H}_{x,y} = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) - \frac{1}{2} g \mu_B \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \quad (\text{B.4})$$

$$\mathcal{H}_z = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + V(z) \quad (\text{B.5})$$

^{†1} 対称ゲージの他にも $\mathbf{A} = (0, B_x, 0)$ の Landau ゲージもよく用いられる。ゲージとして対称ゲージを選べば波動関数に Laguerre 陪多項式、Landau ゲージを選べば波動関数に Hermite 多項式が現れる。

ここで, \mathcal{H}_{xy} について生成演算子 a^\dagger と消滅演算子 a を次のように定義する.

$$a = \sqrt{\frac{\hbar}{2m^*\omega_c}} (k_x + ik_y), \quad a^\dagger = \sqrt{\frac{\hbar}{2m^*\omega_c}} (k_x - ik_y) \quad (\text{B.6})$$

ただし $\omega_c = eB/m^*$ でサイクロトロン周波数と呼ばれる. ここで交換関係 $[k_x, k_y]$ を求めておく.

$$\begin{aligned} [k_x, k_y] &= \frac{1}{\hbar^2} \left[p_x + \frac{eB}{2}y, p_y - \frac{eB}{2}x \right] \\ &= \frac{1}{\hbar^2} \left\{ [p_x, p_y] - \frac{eB}{2} [p_x, x] + \frac{eB}{2} [y, p_y] - \frac{e^2 B^2}{4} [y, x] \right\} \\ &= \frac{ieB}{\hbar} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

式 (B.6) を用いると次のように計算される.

$$\begin{aligned} a^\dagger a &= \frac{\hbar}{2m^*\omega_c} (k_x^2 + ik_x k_y - ik_y k_x + k_y^2) \\ &= \frac{\hbar}{2m^*\omega_c} \{ (k_x^2 + k_y^2) + i [k_x, k_y] \} \\ &= \frac{1}{\hbar\omega_c} \left(\mathcal{H}_{xy} + \frac{1}{2}g\mu_B \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \right) + \frac{i\hbar}{2m^*\omega_c} [k_x, k_y] \\ &= \frac{1}{\hbar\omega_c} \left(\mathcal{H}_{xy} + \frac{1}{2}g\mu_B \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \right) - \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

したがってハミルトニアン $\mathcal{H}_{x,y}$ は,

$$\mathcal{H}_{x,y} = \hbar\omega_c \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) - \frac{1}{2}g\mu_B \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \quad (\text{B.9})$$

となり, これは一次元調和振動子のハミルトニアンと同様であるから, その固有値を E_N と書く

$$E_N = \hbar\omega_c \left(N + \frac{1}{2} \right) \pm \frac{1}{2}g\mu_B \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \quad (\text{B.10})$$

となる. ここでの N は, 一般に Landau 指数 (Landau index) と呼ばれる. 式 (B.10) のエネルギー固有値は Landau 準位と呼ばれ, 量子化された軌道部分のエネルギーと, Zeeman エネルギーとの和になっている. Fig. B.1 に Landau 準位が形成される様子を示した. これまでの内容から, 磁場中の二次元電子系における状態密度は直ちに,

$$D(E) = \frac{eB}{2\pi\hbar} \sum_n \delta \left[E - \left\{ \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega \pm \frac{1}{2}g^* \mu_B B \right\} \right] \quad (\text{B.11})$$

となることがわかる. 不純物が一切存在しない理想結晶の場合は式 (B.11) のような δ 関数になりエネルギー幅を持たないが, 現実的には Γ 程度のエネルギー幅を持っている. この幅は標

準偏差や半値全幅のような量で定義されるべきものと考えられている。現実的な系における Landau 準位の正確な形に関しては今だに議論されているが、Lorentz 関数^{†2} を仮定する場合が多い。Landau 準位自身の幅が準位間隔よりも狭くならない ($\hbar\omega_c < \Gamma$) 範囲では、状態密度にほとんど変化はない。準位間隔が相対的に狭くなる条件は、 $\omega_c\tau_q < 1$ とも書かれるが、これは磁場中の電子が少なくとも軌道を一回転する間、無散乱で状態が維持されることを意味している^{†3}。この条件は弱磁場領域と強磁場領域とを分ける基準ともなる。次に単位面積当たりの縮退度、すなわち一つの Landau 準位毎に収容できる電子数について述べる。 \hat{x} と y の交換関係は、 $[x, \hat{p}_x] = i\hbar$ であるから、ハミルトニアン $\mathcal{H}_{x,y}$ との交換関係は、

$$[\hat{x}, \mathcal{H}_{x,y}] = \left[x, \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} \right] = \frac{i\hbar}{m^*} k_x \quad (\text{B.12})$$

となる。また、 \hat{p}_y と k_x との交換関係は、 $[p_y, \hbar k_x] = -i\hbar eB/2$ であるから、

$$[\hat{p}_y, \mathcal{H}_{x,y}] = \left[p_y, \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} \right] = \frac{i\hbar eB}{2m^*} k_x \quad (\text{B.13})$$

となる。また、次のような演算子を考えると、ミルトニアンと可換であることがわかる。

$$X = \frac{1}{\sqrt{eB}} \left(p_y + \frac{eB}{2} x \right) \quad (\text{B.14})$$

$$Y = \frac{1}{\sqrt{eB}} \left(p_x - \frac{eB}{2} y \right) \quad (\text{B.15})$$

したがって、 X, Y はハミルトニアンと同時に固有状態をもつことができる。すなわち X, Y の量子状態の数だけ縮退していることになる。ここで、

$$\hbar k_x = \sqrt{eB} Y + eB y \quad (\text{B.16})$$

$$\hbar k_y = \sqrt{eB} Y - eB x \quad (\text{B.17})$$

を用いると、ハミルトニアンの軌道部分は次のように表わされる。

$$\mathcal{H}'_{x,y} = \frac{1}{2m^*} \left(\sqrt{eB} Y + eB y \right)^2 \left(\sqrt{eB} Y - eB x \right)^2 - \frac{1}{2} g\mu_B \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}. \quad (\text{B.18})$$

つぎに、

$$0 \leq x \leq L_x \quad (\text{B.19})$$

$$0 \leq y \leq L_y \quad (\text{B.20})$$

^{†2} 一般に理論的に δ 関数で表されるエネルギースペクトルを測定すれば、その広がりには Lorentz 関数に近くなる。

^{†3} ここで現れた時間 τ_q は量子寿命 (quantum lifetime) と呼ばれるもので、移動度の式 $\mu_e = e\tau_{tr}/m^*$ に現れる輸送寿命 (transport lifetime) とは異なる。 τ_q に対しては全ての衝突が等しく寄与しているが、 τ_{tr} への寄与は方向の変化に依存している。

のような周期的境界条件を考える. すると式 (B.13) から,

$$0 \leq X \leq \sqrt{eBL_x} \quad (\text{B.21})$$

$$-\sqrt{eBL_y} \leq Y \leq 0 \quad (\text{B.22})$$

を得る. これを満たす X, Y の量子状態の数は, 位相空間での体積 eBL_xL_y に単位体積当たりの量子状態数を乗じて, $eBL_xL_y/2\pi\hbar$ と計算できる.

以上から, $x-y$ 平面における単位体積当たり電子数 n は, Landau 準位の充填率 (filling factor) ν を導入すると

$$n = \nu \frac{eB}{2\pi\hbar}, \quad (\text{B.23})$$

となる.

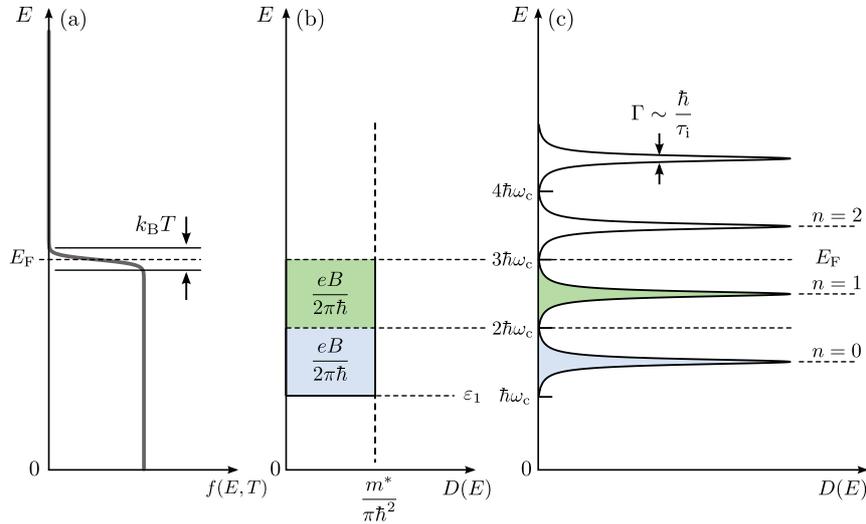


Fig. B.1 (a) 極低温 ($k_B T \ll \hbar\omega_c$) における Fermi-Dirac 分布関数. (b) $B = 0$ における二次元電子系の状態密度. (c) 強磁場領域 ($\hbar\omega_c/\Gamma > 1$) における二次元電子の状態密度.

B.2 Hall 効果

図に示すように, 電流と垂直方向に磁場 (磁束密度を \mathbf{B} とする) を印加すると, 電流と磁場の両方に垂直な方向に起電力を生ずる. これを Hall 効果という. 磁場によるローレンツ力を考慮すると, キャリアの運動方程式は次式で記述される.

$$m^* \left(\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{\mathbf{v}}{\tau} \right) = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{B.24})$$

定常状態では $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = 0$ であるから、 \mathbf{v} は次のように書かれる。

$$\mathbf{v} = -\frac{e\tau}{m^*}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{B.25})$$

ここで、 m^* はキャリアの有効質量、 τ は緩和時間、 \mathbf{v} はキャリアのドリフト速度、 \mathbf{E} は外部電場、 \mathbf{B} は外部磁場、 e は素電荷を表す。いま、磁場が z 方向を向いているとすると、式 (B.18) より

$$v_x = -\frac{e\tau}{m^*}(E_x + v_y B_z), \quad (\text{B.26})$$

$$v_y = -\frac{e\tau}{m^*}(E_y - v_x B_z), \quad (\text{B.27})$$

$$v_z = -\frac{e\tau}{m^*}E_z \quad (\text{B.28})$$

が得られる。これを \mathbf{E} について、次のように解くことができる。

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = -\frac{m^*}{e\tau} \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} v_y B_z \\ -v_x B_z \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{\mu} \begin{bmatrix} -1 & -\mu B_z & 0 \\ \mu B_z & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} \quad (\text{B.29})$$

ここで、移動度 $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$ の関係を用いた。また

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} -1 & -\mu B_z & 0 \\ \mu B_z & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.30})$$

とするとその逆行列は次のようになる。

$$\mathbf{A}^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & \mu B_z & 0 \\ -\frac{1}{1 + \mu^2 B_z^2} & \frac{\mu B_z}{1 + \mu^2 B_z^2} & 0 \\ -\frac{\mu B_z}{1 + \mu^2 B_z^2} & -\frac{1}{1 + \mu^2 B_z^2} & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (\text{B.31})$$

よって

$$\begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} = \mu \begin{bmatrix} 1 & \mu B_z & 0 \\ -\frac{1}{1 + \mu^2 B_z^2} & \frac{\mu B_z}{1 + \mu^2 B_z^2} & 0 \\ -\frac{\mu B_z}{1 + \mu^2 B_z^2} & -\frac{1}{1 + \mu^2 B_z^2} & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (\text{B.32})$$

と書き換えられる Ohm の法則より電流密度は $\mathbf{J} = \sigma_{ij} \mathbf{E}$ で与えられるから,

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \frac{ne\mu}{1 + \mu^2 B_z^2} & -\frac{ne\mu^2 B_z}{1 + \mu^2 B_z^2} & 0 \\ \frac{ne\mu^2 B_z}{1 + \mu^2 B_z^2} & \frac{ne\mu}{1 + \mu^2 B_z^2} & 0 \\ 0 & 0 & ne\mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.33})$$

となるまた

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} &= \frac{ne^2}{m^*} \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} = \frac{en\mu}{1 + \omega_c^2 \tau^2} = \frac{\sigma_0}{1 + \omega_c^2 \tau^2}, \\ \sigma_{xy} = -\sigma_{yx} &= -\frac{ne^2}{m^*} \frac{\omega_c \tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} = -\frac{\sigma_0 \omega_c \tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2}, \\ \sigma_{zz} &= \frac{ne^2 \tau}{m^*} = \sigma_0. \end{aligned} \quad (\text{B.34})$$

ここで $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = \frac{ne^2 \tau}{m^*}$ の関係を用いた. 伝導度テンソルと抵抗率テンソルは逆行列の関係にあるから,

$$\begin{aligned} \rho_{xx} = \rho_{yy} &= \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \frac{m^*}{ne^2 \tau} = \rho_0 \\ \rho_{xy} = -\rho_{yx} &= \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = \frac{B}{ne} \end{aligned} \quad (\text{B.35})$$

となる. なお $\omega_c \tau = \mu B_z$ の関係が成立する.

B.3 整数量子 Hall 効果および Shubnikov-de Haas 振動

二次元電子系において $\omega_c \tau_1 > 1$ の条件下で, ある Landau 準位が一杯に満たされているならば, Fermi 準位はその一つ上の Landau 準位とのギャップ中に存在することになる. この時, 電子は散乱を受けることはないから, $\tau = \infty$ となり, $\rho_0 = 0$ となる. 式 (B.23) を用いて式 (B.34), 式 (B.35) を書き直すと伝導度テンソルおよび抵抗率テンソルはそれぞれ

$$\sigma_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & -\nu \frac{e^2}{h} \\ \nu \frac{e^2}{h} & 0 \end{bmatrix}, \quad \rho_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{\nu} \frac{h}{e^2} \\ -\frac{1}{\nu} \frac{h}{e^2} & 0 \end{bmatrix}, \quad (\text{B.36})$$

となる. 式 (B.36) より, $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = 0$ であるから, x 方向に電流が存在しても, y 方向の電流が 0 であれば, x 方向に電場は存在しないから $E_x = 0$ となる. すなわち式 (B.34) は, 電子のサイクロトロン運動の中心が z 方向の磁場と y 方向の電場 E_y とが直交するため, x 方向に一

定の速度 $v_x = E_y/B$ でドリフトしていくことによる電流を示している。

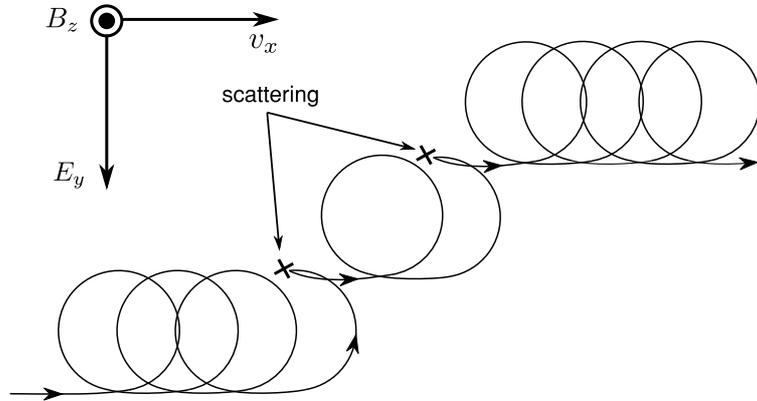


Fig. B.2 強磁場下での二次元電子の運動.

このように、Fermi 準位が隣り合う Landau 準位のギャップ中に存在するとき、電流が流れている方向の電圧降下はゼロとなり、Hall 抵抗率は $e^2/\nu h$ に量子化された値をとる。これが整数量子 Hall 効果 [168, 169] である。また、磁場を強くしていくと、Landau 準位に対応した状態密度は、磁場に比例して高エネルギー側にシフトしていくが、このピークが Fermi 準位を横切るとき、Fermi 準位付近の状態密度は極大となる。この Fermi 準位での状態密度の増大は、散乱に寄与する状態の増大を意味し、対角抵抗率 ρ_{xx} にも極大をもたらす。このため、磁気抵抗測定を行うと、Landau 準位が Fermi 準位を横切るのに対応して ρ_{xx} に振動が観測される。この振動のことをシュブニコフ・ド・ハース (Shubnikov-de Haas: SdH) 振動という。式 (B.10) において、Zeeman 分裂による項を無視すれば、

$$E_N = \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \quad (\text{B.37})$$

となる。ここで、Landau 準位と Fermi 準位の一致について考える。 $\omega_c = eB/m^*$, $E_F = \pi\hbar^2 n_s/m^*$ を用いて $E_N = E_F$ とすると式 (B.10) は次のように変形される。

$$N = \frac{\hbar n_s}{2e} \frac{1}{B} - \frac{1}{2} \quad (\text{B.38})$$

この両辺を B^{-1} で微分して整理すると

$$n_s = \frac{2e}{h} \left(\frac{dN}{dB^{-1}} \right) \quad (\text{B.39})$$

となり、 dN/dB^{-1} の傾きから n_s を見積もることができる。

付録 C

強磁性体/半導体接合における伝導度不連続

Schmidt らの伝導度不連続の考え方は、本質的には Fig. C.1 に示したような回路モデルで表現される [170]. まず、両スピン間の電流が独立であるとする、Mott の 2 流体モデルを採用している [75]. 次に FM のモデルとして、スピンによって電気抵抗の異なる抵抗を並列に接続したものとし、NM としてこれらの抵抗値が等しいこととしている. 単純なモデルであるが、単一物質の場合 2 種類の抵抗で局所的にも電位差は生じないため、電気化学ポテンシャルにも局所的な変化は生じず、物理的に矛盾しない記述を与えている. Fig. C.1 に FM1/SC/FM2 接合における等価回路を示す. \uparrow スピンをもつ電子と \downarrow スピンをもつ電子は、それぞれ異なる波数をもつため異なる経路を通るとする. それぞれの経路を FM1, SC, FM2 に分割し、簡単のため FM1 と FM2 は等価 (同じ伝導度 σ_{FM} , スピン偏極率 β , スピン拡散長 λ_{FM}) であるとする.

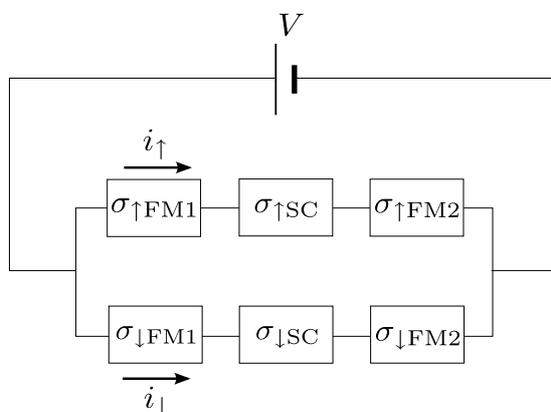


Fig. C.1 FM1/SC/FM2 接合における等価回路. \uparrow スピンをもつ電子と \downarrow スピンをもつ電子はそれぞれ異なる経路を伝導する.

今、FM の磁区方向が平行な場合を考え、 \uparrow スピンのみ FM2 に散乱されずに通過できるとする. 印加する電圧を V とし、 \uparrow スピンと \downarrow スピンの合成伝導度をそれぞれ Σ_{\uparrow} , Σ_{\downarrow} とすると、流れる電流 i_{\uparrow} , i_{\downarrow} は、

$$V = \frac{i_{\uparrow}}{\Sigma_{\uparrow}} = \frac{i_{\downarrow}}{\Sigma_{\downarrow}} \quad (\text{C.1})$$

によって決定されることになる。FM はスピンフィルターの役割を果たすため、 i_{\uparrow} , i_{\downarrow} に対して異なる電気伝導度を示す。FM1 と FM2 の合成電気伝導度 $\sigma_{\uparrow\text{FM12}}$, $\sigma_{\downarrow\text{FM12}}$ はそれぞれ、

$$\begin{aligned}\sigma_{\uparrow\text{FM12}} &= \left(\frac{1}{\sigma_{\uparrow\text{FM1}}} + \frac{1}{\sigma_{\uparrow\text{FM2}}} \right)^{-1} \\ &= \sigma_{\text{FM}} \frac{1 + \beta}{2}\end{aligned}\quad (\text{C.2})$$

$$\begin{aligned}\sigma_{\downarrow\text{FM12}} &= \left(\frac{1}{\sigma_{\downarrow\text{FM1}}} + \frac{1}{\sigma_{\downarrow\text{FM2}}} \right)^{-1} \\ &= \sigma_{\text{FM}} \frac{1 - \beta}{2}\end{aligned}\quad (\text{C.3})$$

で表わされる。これより、直列の伝導度はそれぞれ、

$$\begin{aligned}\sigma_{\uparrow\text{FM12}} &= \left(\frac{1}{\sigma_{\uparrow\text{FM1}}} + \frac{1}{\sigma_{\text{SC}}} + \frac{1}{\sigma_{\uparrow\text{FM2}}} \right)^{-1} \\ &= \frac{\sigma_{\text{FM}}\sigma_{\text{SC}}(1 + \beta)}{2\sigma_{\text{SC}} + \sigma_{\text{FM}}(1 + \beta)}\end{aligned}\quad (\text{C.4})$$

$$\begin{aligned}\sigma_{\downarrow\text{FM12}} &= \left(\frac{1}{\sigma_{\downarrow\text{FM1}}} + \frac{1}{\sigma_{\text{SC}}} + \frac{1}{\sigma_{\downarrow\text{FM2}}} \right)^{-1} \\ &= \frac{\sigma_{\text{FM}}\sigma_{\text{SC}}(1 - \beta)}{2\sigma_{\text{SC}} + \sigma_{\text{FM}}(1 - \beta)}\end{aligned}\quad (\text{C.5})$$

となり、電流の変化を γ とすると、

$$\begin{aligned}\gamma &= \frac{i_{\uparrow} - i_{\downarrow}}{i_{\uparrow}i_{\downarrow}} \\ &= \frac{V \sum_{\uparrow} - V \sum_{\downarrow}}{V \sum_{\uparrow} + V \sum_{\downarrow}} \\ &= \frac{2\sigma_{\text{SC}}\beta/\sigma_{\text{FM}}}{(2\sigma_{\text{SC}}/\sigma_{\text{FM}}) + 1 - \beta^2}\end{aligned}\quad (\text{C.6})$$

と表すことができる。一般に FM のスピン偏極率 β は大きくても 0.6 程度であり、半導体と FM の電気伝導度の比は $\sigma_{\text{SC}}/\sigma_{\text{FM}} \sim 10^{-4}$ であるから、 $\gamma = 0.02\%$ である。このことから、スピバルブによる電流の変化 γ は、FM と半導体の電気伝導度の比に依存していることがわかる。また、FM の磁区方向が反平行なときは $\Sigma_{\uparrow} = \Sigma_{\downarrow}$ であるから、 $\gamma = 0$ となるため、電流の変化は起こらない。

スピバルブによる電流の変調が、 $\sigma_{\text{SC}}/\sigma_{\text{FM}}$ に依存することが伝導度不連続と言われる所以であるが、逆に $\beta = 1$ 、すなわちスピン偏極率が 100% であるハーフメタル金属を用いれば、元々注入される電子スピンの 100% 揃っているため、伝導度不連続は問題にならない。例えば、ハーフメタルと予想される zb-CrAs は、GaAs 上にエピタキシャル成長が可能なことから、ス

ピン注入電極用材料として注目されている。しかし、臨界膜厚が 3 nm 以下 [98] であること示され、その成膜は困難である。

一方、伝導度不連続の問題に対して、FM-SC 間にトンネル障壁を設けることにより、伝導度不連続の問題は解決できるとする理論が多数報告されており [91–94]、実験的にも多く確認されている [171–175]。

参考文献

- [1] J. Bardeen and W. H. Brattain, “The transistor, a semi-conductor triode,” *Phys. Rev.* **74**, No. 2, pp. 230–231, 1948.
- [2] W. Shockley and G. L. Pearson, “Modulation of Conductance of Thin Films of Semi-Conductors by Surface Charges,” *Phys. Rev.* **74**, No. 2, pp. 232–233, 1948.
- [3] W. Shockley, J. Bardeen, and W. Brattain, “Electronic theory of the transistor,” *Science* **108**, No. 2816, p. 678, 1948.
- [4] G. E. Moore, “Cramming more components onto integrated circuits,” *Proceedings of the IEEE* **86**, No. 1, pp. 82–85, 1998.
- [5] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, “Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices,” *Phys. Rev. Lett.* **61**, No. 21, pp. 2472–2475, 1988.
- [6] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange,” *Phys. Rev. B* **39**, No. 7, pp. 4828–4830, 1989.
- [7] 猪俣浩一郎, “スピントロニクス基礎と最前線.” シーエムシー出版, 2004.
- [8] 宮崎照宣, “TMR 効果の歴史と展望,” *Magnetics Japan* **3**, No. 5, pp. 212–218, 2008.
- [9] T. Miyazaki and N. Tezuka, “Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction,” *J. Magn. Magn. Mater.* **139**, No. 3, pp. 231–234, 1995.
- [10] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, “Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions,” *Phys. Rev. Lett.* **74**, No. 16, pp. 3273–3276, 1995.
- [11] P. Ball, “Meet the spin doctors,” *Nature* **404**, pp. 918–920, 2000.
- [12] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, “Observation of the spin seebeck effect,” *Nature*, **455**, No. 7214, pp. 778–781, 2008.
- [13] S. Murakami, N. Nagaosa, and S.-C. Zhang, “Dissipationless quantum spin current at room temperature,” *Science* **301**, pp. 1348–1351, 2003.
- [14] J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, “Universal intrinsic spin hall effect,” *Phys. Rev. Lett.*, **92**, p. 126603, 2004.

-
- [15] H. Nakamura and T. Kimura, “Electric field tuning of spin-orbit coupling in KtAO_3 field-effect transistors,” *Phys. Rev. B* **80**, p. 121308, 2009.
- [16] I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, and P. Gambardella, “Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection,” *Nature* **476**, No. 7359, pp. 189–193, 2011.
- [17] Y. Kozuka, S. Teraoka, J. Falson, A. Oiwa, A. Tsukazaki, S. Tarucha, and M. Kawasaki, “Rashba spin-orbit interaction in a $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ two-dimensional electron gas studied by electrically detected electron spin resonance,” *Phys. Rev. B* **87**, p. 205411, 2013.
- [18] J. Moore, “Topological insulators: The next generation,” *Nature Phys.*, **5**, No. 6, pp. 378–380, 2009.
- [19] J. E. Moore, “The birth of topological insulators,” *Nature* **464**, No. 7286, pp. 194–198, 2010.
- [20] M. Z. Hasan and C. L. Kane, “*Colloquium*: Topological insulators,” *Rev. Mod. Phys.* **82**, pp. 3045–3067, 2010.
- [21] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi *et al.*, “Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator,” *Nature* **464**, No. 7286, pp. 262–266, 2010.
- [22] G. E. Bauer, A. H. MacDonald, and S. Maekawa, “Spin caloritronics,” *Solid State Commun.* **150**, No. 11, pp. 459–460, 2010.
- [23] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, S. Maekawa, and E. Saitoh, “Spin seebeck insulator,” *Nature Mater.* **9**, No. 11, pp. 894–897, 2010.
- [24] T. An, K. Yamaguchi, K. Uchida, and E. Saitoh, “Thermal imaging of standing spin waves,” *Applied Physics Letters* **103**, No. 5, p. 052410, 2013.
- [25] J. Flipse, F. K. Dejene, D. Wagenaar, G. E. W. Bauer, J. B. Youssef, and B. J. van Wees, “Observation of the Spin Peltier Effect for Magnetic Insulators,” *Phys. Rev. Lett.* **113**, p. 027601, 2014.
- [26] S. Datta and B. Das, “Electronic analog of the electro-optic modulator,” *Appl. Phys. Lett.* **56**, pp. 665–667, 1990.
- [27] S. Sugahara and M. Tanaka, “A spin metal–oxide–semiconductor field-effect transistor using half-metallic-ferromagnet contacts for the source and drain,” *Appl. Phys. Lett.* **84**, p. 2307, 2004.
- [28] D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, “Semiconductor spintronics and quantum computation.” Springer, 2002.
- [29] H. Munekata, H. Ohno, S. Von Molnar, A. Segmüller, L. Chang, and L. Esaki, “Diluted magnetic iii-v semiconductors,” *Phys. Rev. Lett.* **63**, No. 17, p. 1849, 1989.

-
- [30] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye, “(ga, mn) as: A new diluted magnetic semiconductor based on gaas,” *Appl. Phys. Lett.* **69**, p. 363, 1996.
- [31] M. Ciorga, A. Einwanger, U. Wurstbauer, D. Schuh, W. Wegscheider, and D. Weiss, “Electrical spin injection and detection in lateral all-semiconductor devices,” *Phys. Rev. B* **79**, p. 165321, 2009.
- [32] P. Nam Hai, L. Duc Anh, S. Mohan, T. Tamegai, M. Kodzuka, T. Ohkubo, K. Hono, and M. Tanaka, “Growth and characterization of n-type electron-induced ferromagnetic semiconductor (in, fe)as,” *Appl. Phys. Lett.* **101**, No. 18, pp. 182 403–182 403, 2012.
- [33] J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, “Gate Control of Spin-Orbit Interaction in an Inverted $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ Heterostructure,” *Phys. Rev. Lett.* **78**, No. 7, pp. 1335–1338, 1997.
- [34] G. Engels, J. Lange, T. Schäpers, and H. Lüth, “Experimental and theoretical approach to spin splitting in modulation-doped $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ quantum wells for $B \rightarrow 0$,” *Phys. Rev. B* **55**, No. 4, pp. R1958–R1961, 1997.
- [35] Y. Sato, T. Kita, S. Gozu, and S. Yamada, “Large spontaneous spin splitting in gate-controlled two-dimensional electron gases at normal $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ heterojunctions,” *J. Appl. Phys.* **89**, pp. 8017–8021, 2001.
- [36] K. C. Nowack, F. H. L. Koppens, Y. V. Nazarov, and L. M. K. Vandersypen, “Coherent control of a single electron spin with electric fields,” *Science*, **318**, No. 5855, pp. 1430–1433, 2007.
- [37] M. Kohda, T. Bergsten, and J. Nitta, “Manipulating spin–orbit interaction in semiconductors,” *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, No. 3, p. 031008, 2008.
- [38] S. Frolov, S. Lüscher, W. Yu, Y. Ren, J. Folk, and W. Wegscheider, “Ballistic spin resonance,” *Nature* **458**, pp. 868–871, 2009.
- [39] M. Kohda, S. Nakamura, Y. Nishihara, K. Kobayashi, T. Ono, J.-i. Ohe, Y. Tokura, T. Mineno, and J. Nitta, “Spin–orbit induced electronic spin separation in semiconductor nanostructures,” *Nature commun.* **3**, p. 1082, 2012.
- [40] H. Sanada, Y. Kunihashi, H. Gotoh, K. Onomitsu, M. Kohda, J. Nitta, P. Santos, and T. Sogawa, “Manipulation of mobile spin coherence using magnetic-field-free electron spin resonance,” *Nature Phys.* **9**, No. 5, pp. 280–283, 2013.
- [41] 御子柴宣夫, “半導体の物理 [改訂版].” 培風館, 1991.
- [42] 小出昭一郎, “量子力学 (II)(改訂版).” 裳華房, 2007.
- [43] E. O. Kane, “Band structure of indium antimonide,” *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **1**, No. 4, pp. 249 – 261, 1957.
- [44] E. Rashba, “Properties of semiconductors with an extremum loop. 1. Cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop,” *Soviet Physics-Solid State* **2**, No. 6, pp. 1109–1122, 1960.

- [45] Y. Bychkov and E. Rashba, “Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers,” *J. Phys. C* **17**, No. 33, pp. 6039–6045, 1984.
- [46] G. Lommer, F. Malcher, and U. Rossler, “Spin splitting in semiconductor heterostructures for $B \rightarrow 0$,” *Phys. Rev. Lett.* **60**, No. 8, pp. 728–731, 1988.
- [47] P. Pfeffer and W. Zawadzki, “Spin splitting of conduction subbands in GaAs-Ga_{0.7}Al_{0.3}As heterostructures,” *Phys. Rev. B* **52**, No. 20, pp. R14 332–R14 335, 1995.
- [48] Y. S. Gui, C. M. Hu, Z. H. Chen, G. Z. Zheng, S. L. Guo, J. H. Chu, J. X. Chen, and A. Z. Li, “Spin splitting in pseudomorphic In_xGa_{1-x}As /In_xAl_{1-x}As graded heterostructures,” *Phys. Rev. B* **61**, No. 11, pp. 7237–7240, 2000.
- [49] M. Akabori, T. Sunouchi, T. Kakegawa, T. Sato, T. Suzuki, and S. Yamada, “Spin splitting in InGaSb/InAlSb 2DEG having high indium content,” *Physica. E, low-dimensional systems and nanostructures* **34**, No. 1-2, pp. 413–416, 2006.
- [50] H. Choi, T. Kakegawa, M. Akabori, T. Suzuki, and S. Yamada, “Spin-orbit interactions in high In-content InGaAs/InAlAs inverted heterojunctions for Rashba spintronic devices,” *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 2008.
- [51] A. Därr, J. Kotthaus, and T. Ando, “Electron-spin resonance in an inversion layer on InSb,” in *Proceedings of the 13 th International Conference on the Physics of Semiconductors Semiconductors*, 1976, p. 774.
- [52] B. Das, D. C. Miller, S. Datta, R. Reifenberger, W. P. Hong, P. K. Bhattacharya, J. Singh, and M. Jaffe, “Evidence for spin splitting in In_xGa_{1-x}As/In_{0.52}Al_{0.48}As heterostructures as $B \rightarrow 0$,” *Phys. Rev. B* **39**, No. 2, pp. 1411–1414, 1989.
- [53] B. Das, S. Datta, and R. Reifenberger, “Zero-field spin splitting in a two-dimensional electron gas,” *Phys. Rev. B* **41**, No. 12, pp. 8278–8287, 1990.
- [54] R. Winkler, “Rashba spin splitting and Ehrenfest’s theorem,” *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **22**, No. 1, pp. 450–454, 2004.
- [55] G. Dresselhaus, “Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures,” *Phys. Rev.* **100**, No. 2, pp. 580–586, 1955.
- [56] D. G. Seiler, W. M. Becker, and L. M. Roth, “Inversion-asymmetry splitting of the conduction band in gasb from shubnikov-de haas measurements,” *Phys. Rev. B* **1**, No. 2, pp. 764–775, 1970.
- [57] J. B. Miller, D. M. Zumbühl, C. M. Marcus, Y. B. Lyanda-Geller, D. Goldhaber-Gordon, K. Campman, and A. C. Gossard, “Gate-controlled spin-orbit quantum interference effects in lateral transport,” *Phys. Rev. Lett.* **90**, p. 076807, 2003.
- [58] T. Takahashi, S. Matsuzaka, Y. Ohno, and H. Ohno, “Optical detection of zero-field spin precession of high mobility two-dimensional electron gas in a gated gaas/algaas quantum well,” *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* **42**, No. 10, pp. 2698 – 2701, 2010.
- [59] S. Faniel, T. Matsuura, S. Mineshige, Y. Sekine, and T. Koga, “Determination

- of spin-orbit coefficients in semiconductor quantum wells,” *Phys. Rev. B*, **83**, p. 115309, 2011.
- [60] H. Sanada, T. Sogawa, H. Gotoh, K. Onomitsu, M. Kohda, J. Nitta, and P. V. Santos, “Acoustically induced spin-orbit interactions revealed by two-dimensional imaging of spin transport in gaas,” *Phys. Rev. Lett.*, **106**, p. 216602, 2011.
- [61] R. J. Elliott, “Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors,” *Phys. Rev.* **96**, pp. 266–279, 1954.
- [62] Y. Yafet, “g Factors and spin-lattice relaxation of conduction electrons,” *Solid state physics* **14**, pp. 1–98, 1963.
- [63] I. Žutić, J. Fabian, and S. D. Sarma, “Spintronics: Fundamentals and applications,” *Rev. Mod. Phys.* **76**, No. 2, p. 323, 2004.
- [64] M. I. D’yakonov and V. I. Perel’, “Spin relaxation of conduction electrons in non-centrosymmetric semiconductors,” *Sov. Phys. Solid State* **13**, pp. 3023–3026, 1972.
- [65] M. Dyakonov and V. Kachorovskii, “Spin relaxation of two-dimensional electrons in noncentrosymmetric semiconductors,” *Sov. Phys. Semicond* **20**, pp. 110–112, 1986.
- [66] M. I. D’yakonov, “Spin physics in semiconductors.” Springer, 2008 **157**.
- [67] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, “Scaling Theory of Localization: Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions,” *Phys. Rev. Lett.* **42**, pp. 673–676, 1979.
- [68] P. W. Anderson, “Absence of Diffusion in Certain Random Lattices,” *Phys. Rev.* **109**, p. 38, 1958.
- [69] D. A. Poole, M. Pepper, and A. Hughes, “Spin-orbit coupling and weak localisation in the 2d inversion layer of indium phosphide,” *Journal of Physics C: Solid State Physics* **15**, No. 32, p. L1137, 1982.
- [70] International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS) 2013 Edition, <http://www.itrs.net/Links/2013ITRS/2013Chapters/2013ERD.pdf>, 2013.
- [71] J. Schliemann, J. C. Egues, and D. Loss, “Nonballistic spin-field-effect transistor,” *Phys. Rev. Lett.* **90**, p. 146801, 2003.
- [72] X. Cartoixa, D.-Y. Ting, and Y.-C. Chang, “A resonant spin lifetime transistor,” *Appl. Phys. Lett.* **83**, No. 7, pp. 1462–1464, 2003.
- [73] K. C. Hall and M. E. Flatté, “Performance of a spin-based insulated gate field effect transistor,” *Applied Physics Letters*, **88**, No. 16, pp. –, 2006.
- [74] Y. Kunihashi, M. Kohda, H. Sanada, H. Gotoh, T. Sogawa, and J. Nitta, “Proposal of spin complementary field effect transistor,” *Appl. Phys. Lett.* **100**, No. 11, pp. 113502–113502, 2012.
- [75] N. Mott, “The electrical conductivity of transition metals,” *Proc. R. Soc. Lond. A* **153**, No. 880, pp. 699–717, 1936.
- [76] S. Datta, “Electronic transport in mesoscopic systems.” Cambridge University Press, 1997.

- [77] P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, “Boundary resistance of the ferromagnetic-nonferromagnetic metal interface,” *Phys. Rev. Lett.*, **58**, pp. 2271–2273, 1987.
- [78] F. J. Jedema, “Electrical spin injection in metallic mesoscopic spin valves,” Ph.D thesis., University of Groningen, 2002.
- [79] S. Takahashi and S. Maekawa, “Spin current in metals and superconductors,” *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, No. 3, 2008.
- [80] J. Bass and W. Pratt Jr, “Current-perpendicular (cpp) magnetoresistance in magnetic metallic multilayers,” *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, No. 1, pp. 274–289, 1999.
- [81] J. Bass and W. P. P. Jr, “Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: an experimentalist’s critical review,” *J. Phys.: Condensed Matter* **19**, No. 18, p. 183201, 2007.
- [82] S. Takahashi and S. Maekawa, “Spin injection and detection in magnetic nanostructures,” *Phys. Rev. B* **67**, No. 5, pp. 052409–, 2003.
- [83] 齋藤英治, 村上修一, “スピンドットとトポロジカル絶縁体.” 共立出版, 2014.
- [84] M. Johnson and R. H. Silsbee, “Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals,” *Phys. Rev. Lett.*, **55**, pp. 1790–1793, 1985.
- [85] F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. A. Baselmans, and B. J. van Wees, “Electrical detection of spin precession in a metallic spin valve,” *Nature* **416**, p. 713, 2002.
- [86] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, “Spintronics: A spin-based electronics vision for the future,” *Science* **294**, No. 5546, pp. 1488–1495, 2001.
- [87] C.-M. Hu, J. Nitta, A. Jensen, J. B. Hansen, and H. Takayanagi, “Spin-polarized transport in a two-dimensional electron gas with interdigital-ferromagnetic contacts,” *Phys. Rev. B* **63**, No. 12, p. 125333, 2001.
- [88] Y. Sato, S. Gozu, T. Kita, and S. Yamada, “Ballistic Spin Transport in Four-Terminal NiFe/In_{0.75}Ga_{0.25}As Structure,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, No. Part 2, No. 10B, pp. L1093–L1096, 2001.
- [89] H. C. Koo, H. Yi, J.-B. Ko, J. Chang, S.-H. Han, D. Jung, S.-G. Huh, and J. Eom, “Electrical spin injection and detection in an InAs quantum well,” *Appl. Phys. Lett.* **90**, No. 2, p. 022101, 2007.
- [90] Y.-J. Kim, M. Rudolph, R. Kallaher, and J. Heremans, “Spin-Dependent Transport in Thin Film InSb with Ferromagnetic CoFe Electrodes,” in *AIP Conference Proceedings* **1416**, 2011, p. 158.
- [91] E. I. Rashba, “Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem,” *Phys. Rev. B* **62**, No. 24, pp. R16267–R16270, 2000.

-
- [92] A. Fert and H. Jaffrés, “Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor,” *Phys. Rev. B*, **64**, p. 184420, 2001.
- [93] D. L. Smith and R. N. Silver, “Electrical spin injection into semiconductors,” *Phys. Rev. B* **64**, p. 045323, 2001.
- [94] S. Takahashi and S. Maekawa, “Spin injection and detection in magnetic nanostructures,” *Phys. Rev. B* **67**, p. 052409, 2003.
- [95] H. B. Heersche, T. Schäpers, J. Nitta, and H. Takayanagi, “Enhancement of spin injection from ferromagnetic metal into a two-dimensional electron gas using a tunnel barrier,” *Phys. Rev. B* **64**, p. 161307, 2001.
- [96] T. Schäpers, J. Nitta, H. B. Heersche, and H. Takayanagi, “Interference ferromagnet/semiconductor/ferromagnet spin field-effect transistor,” *Phys. Rev. B* **64**, p. 125314, Sep 2001.
- [97] P. N. Hai, Y. Sakata, M. Yokoyama, S. Ohya, and M. Tanaka, “Spin-valve effect by ballistic transport in ferromagnetic metal (mnas)/semiconductor (gaas) hybrid heterostructures,” *Phys. Rev. B* **77**, p. 214435, 2008.
- [98] H. Akinaga, T. Manago, and M. Shirai, “Material design of half-metallic zinc-blende cras and the synthesis by molecular-beam epitaxy,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**, No. Part 2, No. 11B, pp. L1118–L1120, 2000.
- [99] P. Středa and P. Šeba, “Antisymmetric spin filtering in one-dimensional electron systems with uniform spin-orbit coupling,” *Phys. Rev. Lett.* **90**, p. 256601, 2003.
- [100] T. P. Pareek, “Pure spin currents and the associated electrical voltage,” *Phys. Rev. Lett.* **92**, p. 076601, 2004.
- [101] I. Adagideli and G. E. Bauer, “Intrinsic spin hall edges,” *Phys. Rev. Lett.*, **95**, No. 25, p. 256602, 2005.
- [102] J. Ohe, M. Yamamoto, T. Ohtsuki, and J. Nitta, “Mesoscopic stern-gerlach spin filter by nonuniform spin-orbit interaction,” *Phys. Rev. B* **72**, p. 041308, 2005.
- [103] E. Hall, “XXXVIII. On the new action of magnetism on a permanent electric current,” *Philos. Mag. Series 5* **10**, No. 63, pp. 301–328, 1880.
- [104] A. Kundt, “On the hall effect in ferromagnetic materials,” *Wied. Ann.*, **49**, p. 257, 1893.
- [105] M. Johnson, B. R. Bennett, M. J. Yang, M. M. Miller, and B. V. Shanabrook, “Hybrid Hall effect device,” *Appl. Phys. Lett.* **71**, pp. 974–976, 1997.
- [106] F. Monzon, M. Johnson, and M. Roukes, “Strong Hall voltage modulation in hybrid ferromagnet/semiconductor microstructures,” *Appl. Phys. Lett.*, **71**, p. 3087, 1997.
- [107] T. G. S. M. Rijks, S. K. J. Lenczowski, R. Coehoorn, and W. J. M. de Jonge, “In-plane and out-of-plane anisotropic magnetoresistance in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ thin films,” *Phys. Rev. B* **56**, pp. 362–366, 1997.
- [108] A. T. Filip, B. H. Hoving, F. J. Jedema, B. J. van Wees, B. Dutta, and S. Borghs, “Experimental search for the electrical spin injection in a semiconductor,” *Phys.*

- Rev. B **62**, No. 15, pp. 9996–9999, 2000.
- [109] O. M. J. van't Erve, A. T. Hanbicki, M. Holub, C. H. Li, C. Awo-Affouda, P. E. Thompson, and B. T. Jonker, “Electrical injection and detection of spin-polarized carriers in silicon in a lateral transport geometry,” *Appl. Phys. Lett.* **91**, No. 21, p. 212109, 2007.
- [110] T. Sasaki, T. Oikawa, T. Suzuki, M. Shiraishi, Y. Suzuki, and K. Noguchi, “Evidence of Electrical Spin Injection Into Silicon Using MgO Tunnel Barrier,” *IEEE Trans. Magn.* **46**, pp. 1436–1439, 2010.
- [111] X. Lou, C. Adelman, S. Crooker, E. Garlid, J. Zhang, K. Reddy, S. Flexner, C. Palmstrøm, and P. Crowell, “Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet-semiconductor devices,” *Nature Phys.* **3**, p. 197, 2007.
- [112] T. Inokuchi, T. Marukame, M. Ishikawa, H. Sugiyama, and Y. Saito, “Electrical Spin Injection into n-GaAs Channels and Detection through MgO/CoFeB Electrodes,” *Appl. Phys. Express* **2**, p. 3006, 2009.
- [113] M. Ohishi, M. Shiraishi, R. Nouchi, T. Nozaki, T. Shinjo, and Y. Suzuki, “Spin Injection into a Graphene Thin Film at Room Temperature,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**, No. 25, pp. L605–L607, 2007.
- [114] N. Tombros, C. Jozsa, M. Popinciuc, H. T. Jonkman, and B. J. Van Wees, “Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature,” *Nature* **448**, No. 7153, pp. 571–574, 2007.
- [115] 新田俊介, “スピン工学素子用半導体へテロ接合結晶成長の研究,” 修士論文., 北陸先端科学技術大学院大学, 2009.
- [116] R. Dingle, H. Störmer, A. Gossard, and W. Wiegmann, “Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices,” *Appl. Phys. Lett.* **33**, pp. 665–667, 1978.
- [117] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, and K. Nanbu, “A New Field-Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As Heterojunctions,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **19**, No. 5, pp. L225–L227, 1980.
- [118] S. Hiyamizu, J. Saito, K. Nanbu, and T. Ishikawa, “Improved Electron Mobility Higher than 10⁶ cm²/Vs in Selectively Doped GaAs/N-AlGaAs Heterostructures Grown by MBE,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **22**, No. 10, pp. L609–L611, 1983.
- [119] nextnano³, http://www.nextnano.com/customer/download_code.php.
- [120] I. Vurgaftman, J. Meyer, and L. Ram-Mohan, “Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys,” *J. Appl. Phys.* **89**, pp. 5815–5875, 2001.
- [121] S.-H. Wei and A. Zunger, “Calculated natural band offsets of all ii-vi and iii-v semiconductors: Chemical trends and the role of cation d orbitals,” *Appl. Phys. Lett.* **72**, No. 16, pp. 2011–2013, 1998.
- [122] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri, “Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers,” *Phys. Rev. B* **43**, No. 1,

- pp. 1297–1300, 1991.
- [123] S. V. Iordanskii, Y. B. Lyanda-Geller, and G. E. Pikus, “Pis’ ma zh. eksp. teor. fiz. 60, 199 (1994),” *JETP Lett.* **60**, p. 206, 1994.
- [124] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J. L. Robert, G. E. Pikus, F. G. Pikus, S. V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes, and Y. B. Lyanda-Geller, “Weak antilocalization and spin precession in quantum wells,” *Phys. Rev. B* **53**, pp. 3912–3924, Feb 1996.
- [125] T. Hassenkam, S. Pedersen, K. Baklanov, A. Kristensen, C. B. Sorensen, P. E. Lindelof, F. G. Pikus, and G. E. Pikus, “Spin splitting and weak localization in (110) GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells,” *Phys. Rev. B* **55**, pp. 9298–9301, Apr 1997.
- [126] 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.*, **89**, No. 4, p. 046801, 2002.
- [127] Y. Imanaka, T. Takamasu, S. Nitta, and S. Yamada, “Cyclotron resonance of two dimensional Rashba systems in InGaAs,” in *Journal of Physics: Conference Series* **334**, No. 1. IOP Publishing, 2011, p. 012061.
- [128] V. A. Guzenko, T. Schäpers, and H. Hardtdegen, “Weak antilocalization in high mobility Ga_xIn_{1-x}As/InP two-dimensional electron gases with strong spin-orbit coupling,” *Phys. Rev. B* **76**, p. 165301, 2007.
- [129] L. Golub, “Weak antilocalization in high-mobility two-dimensional systems,” *Phys. Rev. B* **71**, No. 23, p. 235310, 2005.
- [130] T. Schäpers, G. Engels, J. Lange, T. Klocke, M. Hollfelder, and H. Lüth, “Effect of the heterointerface on the spin splitting in modulation doped InGaAs/InP quantum wells for $b \rightarrow 0$,” *J. Appl. Phys.*, **83**, p. 4324, 1998.
- [131] R. Winkler, “Spin-orbit coupling effects in two-dimensional electron and hole systems.” Springer, 2003, No. 191.
- [132] T. McGuire and R. Potter, “Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys,” *IEEE Trans. Magn.* **11**, No. 4, pp. 1018–1038, 1975.
- [133] 宮崎照宣, 土浦宏紀, “スピントロニクス基礎-磁気の直観的理解をめざして.” 森北出版, 2013.
- [134] M. Ciorga, C. Wolf, A. Einwanger, M. Utz, D. Schuh, and D. Weiss, “Local spin valve effect in lateral (Ga, Mn)As/GaAs spin Esaki diode devices,” *AIP Adv.* **1**, pp. 022 113–022 113, 2011.
- [135] A.T.Filip, “Spin Polarized Electron Transport in Mesoscopic Devices,” Ph.D thesis., University of Groningen, 2002.
- [136] W. C. Uhlig and J. Shi, “Systematic study of the magnetization reversal in patterned Co and Ni nanowires,” *Appl. Phys. Lett.* **84**, No. 5, pp. 759–761, 2004.

- [137] G. Schmidt, G. Müller, L. Molenkamp, M. Behet, J. De Boeck, and P. Panissod, “Cobalt contacts on indium arsenide,” *J. Magn. Magn. Mater.*, **198-99**, No. 0, pp. 134–136, 1999.
- [138] S. Hidaka, M. Akabori, and S. Yamada, “High-Efficiency Long-Spin-Coherence Electrical Spin Injection in CoFe/InGaAs Two-Dimensional Electron Gas Lateral Spin-Valve Devices,” *Appl. Phys. Express* **5**, No. 11, p. 113001, 2012.
- [139] W. Han, K. Pi, W. Bao, K. M. McCreary, Y. Li, W. H. Wang, C. N. Lau, and R. K. Kawakami, “Electrical detection of spin precession in single layer graphene spin valves with transparent contacts,” *Appl. Phys. Lett.* **94**, No. 22, 2009.
- [140] T. Sasaki, T. Oikawa, T. Suzuki, M. Shiraishi, Y. Suzuki, and K. Noguchi, “Temperature dependence of spin diffusion length in silicon by Hanle-type spin precession,” *Appl. Phys. Lett.* **96**, No. 12, 2010.
- [141] D. J. Monsma and S. S. P. Parkin, “Spin polarization of tunneling current from ferromagnet/Al₂O₃ interfaces using copper-doped aluminum superconducting films,” *Appl. Phys. Lett.* **77**, pp. 720–722, 2000.
- [142] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees, “Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor,” *Phys. Rev. B* **62**, pp. R4790–R4793, 2000.
- [143] E. Yun, W. Win, and R. Walser, “Magnetic Properties of RF Diode Sputtered Co_xFe_{100-x} Thin Films,” *IEEE Trans. Magn.* **32**, pp. 4535–4537, 1996.
- [144] A. Reilly, W. Park, R. Slater, B. Ouaglal, R. Loloee, W. P. Jr., and J. Bass, “Perpendicular giant magnetoresistance of Co₉₁Fe₉/Cu exchange-biased spin-valves: further evidence for a unified picture,” *J. Magn. Magn. Mater.* **195**, No. 2, pp. L269 – L274, 1999.
- [145] J. Schliemann and D. Loss, “Anisotropic transport in a two-dimensional electron gas in the presence of spin-orbit coupling,” *Phys. Rev. B*, **68**, p. 165311, 2003.
- [146] B. A. Bernevig, J. Orenstein, and S.-C. Zhang, “Exact SU(2) Symmetry and Persistent Spin Helix in a Spin-Orbit Coupled System,” *Phys. Rev. Lett.*, **97**, p. 236601, 2006.
- [147] T. Tsuchiya, “Enhancement of spatial spin coherence in GaAs quantum wells,” *Journal of Physics: Conference Series* **61**, No. 1, p. 1191, 2007.
- [148] J. D. Koralek, C. P. Weber, J. Orenstein, B. A. Bernevig, S.-C. Zhang, S. Mack, and D. D. Awschalom, “Emergence of the persistent spin helix in semiconductor quantum wells,” *Nature* **458**, pp. 610–613, 2009.
- [149] M. Walser, C. Reichl, W. Wegscheider, and G. Salis, “Direct mapping of the formation of a persistent spin helix,” *Nature Phys.* **8**, No. 10, pp. 757–762, 2012.
- [150] M. Kohda, V. Lechner, Y. Kunihashi, T. Dollinger, P. Olbrich, C. Schönhuber, I. Caspers, V. V. Bel’kov, L. E. Golub, D. Weiss, K. Richter, J. Nitta, and S. D. Ganichev, “Gate-controlled persistent spin helix state in (In,Ga)As quantum wells,”

-
- Phys. Rev. B **86**, p. 081306, 2012.
- [151] M. Ohno and K. Yoh, “Vanishing of inhomogeneous spin relaxation in inas-based field-effect transistor structures,” Phys. Rev. B **75**, p. 241308, 2007.
- [152] M. Ohno and Y. Kanji, “Datta-Das-type spin-field-effect transistor in the nonballistic regime,” Phys. Rev. B **77**, p. 045323, 2008.
- [153] M. Ogawa, “Alloying behavior of Ni/Au-Ge films on GaAs,” J. Appl. Phys., **51**, No. 1, pp. 406–412, 1980.
- [154] A. Sharma, S. Tripathi, R. Brajpuriya, and S. Chaudhari, “Investigation of annealing effects on the structural, magnetic and transport properties of Co/GaAs(001) thin films ,” Appl. Surf. Sci. **252**, No. 24, pp. 8571–8575, 2006.
- [155] B. D. Schultz, C. Adelman, X. Y. Dong, S. McKernan, and C. J. Palmstrøm, “Phase formation in the thin film Fe/GaAs system,” Appl. Phys. Lett., **92**, No. 9, pp. 8571–8575, 2008.
- [156] T. Akiho, J. Shan, H.-x. Liu, K.-i. Matsuda, M. Yamamoto, and T. Uemura, “Electrical injection of spin-polarized electrons and electrical detection of dynamic nuclear polarization using a Heusler alloy spin source,” Phys. Rev. B **87**, p. 235205, 2013.
- [157] Y. Sakuraba, M. Hattori, M. Oogane, Y. Ando, H. Kato, A. Sakuma, T. Miyazaki, and H. Kubota, “Giant tunneling magnetoresistance in Co₂MnSi/Al-O/Co₂MnSi magnetic tunnel junctions,” Applied physics letters **88**, No. 19, pp. 192 508–192 508, 2006.
- [158] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando, “Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions,” Nature Mater. **3**, No. 12, pp. 868–871, 2004.
- [159] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, and H. Ohno, “Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature,” Appl. Phys. Lett. **93**, No. 8, pp. 082 508–082 508, 2008.
- [160] H.-x. Liu, Y. Honda, T. Taira, K.-i. Matsuda, M. Arita, T. Uemura, and M. Yamamoto, “Giant tunneling magnetoresistance in epitaxial Co₂MnSi/MgO/Co₂MnSi magnetic tunnel junctions by half-metallicity of Co₂MnSi and coherent tunneling,” Appl. Phys. Lett. **101**, No. 13, p. 132418, 2012.
- [161] A. A. Kiselev and K. W. Kim, “Progressive suppression of spin relaxation in two-dimensional channels of finite width,” Phys. Rev. B **61**, pp. 13 115–13 120, 2000.
- [162] T. Schäpers, V. A. Guzenko, M. G. Pala, U. Zülicke, M. Governale, J. Knobbe, and H. Hardtdegen, “Suppression of weak antilocalization in Ga_xIn_{1-x}As/InP narrow quantum wires,” Phys. Rev. B **74**, p. 081301, 2006.
- [163] Y. Kunihashi, M. Kohda, and J. Nitta, “Enhancement of spin lifetime in gate-fitted ingaas narrow wires,” Phys. Rev. Lett. **102**, p. 226601, Jun 2009.
- [164] Kunihashi, Yoji and Kohda, Makoto and Nitta, Junsaku, “Semiclassical approach

- for spin dephasing in a quasi-one-dimensional channel,” *Phys. Rev. B* **85**, p. 035321, 2012.
- [165] M. Scheid, M. Kohda, Y. Kunihashi, K. Richter, and J. Nitta, “All-Electrical Detection of the Relative Strength of Rashba and Dresselhaus Spin-Orbit Interaction in Quantum Wires,” *Phys. Rev. Lett.* **101**, p. 266401, 2008.
- [166] A. Sasaki, S. Nonaka, Y. Kunihashi, M. Kohda, T. Bauernfeind, T. Dollinger, K. Richter, and J. Nitta, “Direct determination of spin-orbit interaction coefficients and realization of the persistent spin helix symmetry,” *Nature Nanotech.* **9**, No. 9, pp. 703–709, 2014.
- [167] 八澤優樹, “III-V 化合物半導体中の伝導電子のスピン状態,” 修士論文., 大阪大学, 2007.
- [168] T. Ando, “Theory of quantum transport in a two-dimensional electron system under magnetic fields. iv. oscillatory conductivity,” *Journal of the Physical Society of Japan* **37**, No. 5, pp. 1233–1237, 1974.
- [169] K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, “New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized hall resistance,” *Phys. Rev. Lett.* **45**, No. 6, pp. 494–497, 1980.
- [170] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees, “Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor,” *Phys. Rev. B* **62**, No. 8, pp. R4790–R4793, 2000.
- [171] O. M. J. van ’t Erve, G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki, C. H. Li, B. T. Jonker, R. Malloy, M. Yasar, and A. Petrou, “Comparison of Fe/Schottky and Fe/Al₂O₃ tunnel barrier contacts for electrical spin injection into GaAs,” *Appl. Phys. Lett.* **84**, No. 21, pp. 4334–4336, 2004.
- [172] X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, S. R. Bank, J. S. Harris, and S. S. P. Parkin, “Highly Spin-Polarized Room-Temperature Tunnel Injector for Semiconductor Spintronics using MgO(100),” *Phys. Rev. Lett.*, **94**, No. 5, p. 056601, 2005.
- [173] B. T. Jonker, G. Kioseoglou, A. T. Hanbicki, C. H. Li, and P. E. Thompson, “Electrical spin-injection into silicon from a ferromagnetic metal/tunnel barrier contact,” *Nature Phys.* **3**, No. 8, pp. 542–546, 2007.
- [174] A. Sinsarp, T. Manago, F. Takano, and H. Akinaga, “Electrical Spin Injection from Out-of-Plane Magnetized FePt/MgO Tunneling Junction into GaAs at Room Temperature,” *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**, No. 1, pp. L4–L6, 2007.
- [175] H. Saito, J. C. Le Breton, V. Zayets, Y. Mineno, S. Yuasa, and K. Ando, “Efficient spin injection into semiconductor from an Fe/GaO_x tunnel injector,” *Appl. Phys. Lett.* **96**, No. 1, 2010.

研究業績

学術論文 (査読付き)

- [1] M. Akabori, **S. Hidaka**, S. Yamada, T. Kozakai, O. Matsuda, and A. Yasaka, “High-In-Content InGaAs Quantum Point Contacts Fabricated by Focused Ion Beam System Equipped with N₂ Gas Field Ion Source,” *Japanese Journal of Applied Physics* **53**, pp. 118002-1–118002-3, 2014.
- [2] **S. Hidaka**, T. Kondo, M. Akabori, and S. Yamada, “Verification of electrical spin injection into InGaAs two-dimensional electron gas from CoFe electrode by four-terminal non-local geometry,” *AIP Conference Proceedings* **1566**, No. 1, pp. 329–330, 2013.
- [3] **S. Hidaka**, M. Akabori, and S. Yamada, “High-efficiency long-spin-coherence electrical spin injection in CoFe/InGaAs two-dimensional electron gas lateral spin-valve devices,” *Applied Physics Express* **5**, No. 11, pp. 113001-1–113001-3, 2012.
- [4] M. Akabori, **S. Hidaka**, H. Iwase, S. Yamada, and U. Ekenberg, “Realization of In_{0.75}Ga_{0.25}As two-dimensional electron gas bilayer system for spintronics devices based on Rashba spin-orbit interaction,” *Journal of Applied Physics* **112**, No. 11, pp. 113711-1–113711-6, 2012.

学術論文 (査読無し)

- [5] **日高志郎**, 岩瀬比宇麻, 赤堀誠志, 山田省二, 今中康貴, 高増正, “InGaAs 2次元電子ガス 2層系におけるサブバンド輸送と量子ホール効果,” 信学技報, Vol. **113**, No. 176, pp. 49–53, 2013.
- [6] **日高志郎**, 近藤太郎, 赤堀誠志, 山田省二, “非局所配置を用いた高 In 組成 InGaAs/InAlAs 2次元電子系へのスピン注入実験,” 信学技報, Vol. **112**, No. 154, pp. 61–65, 2012.
- [7] 淀徳男, 嶋田照也, 西本亮, 田川澄人, **日高志郎**, 石井圭太, 瀬川紘史, 平川順一, 原田義之, “ECR-MBE 法による Si 基板上 InN 薄膜成長の N²⁺ イオンダメージ軽減の効果,” 信学技報, Vol. **106**, No. 271, pp. 121–125, 2006.

国際会議発表 (査読付き)

- [8] ○ M. Akabori, T. Ohori, **S. Hidaka**, S. Yamada, and A. Yasaka, “Top-down fabrication and electrical characterization of $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ quantum nanostructures,” *International Symposium on Nano-Materials, Technology, and Applications*, Hanoi, Vietnam, October 15–17 (2014).
- [9] ○ M. Akabori, **S. Hidaka**, S. Yamada, T. Kozakai, O. Matsuda, and A. Yasaka, “ $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ quantum point contact structures fabricated by novel N_2 focused ion beam,” *Asia-Pacific Workshop on Fundamentals and Applications of Advanced Semiconductor Devices*, Kanazawa, Japan, July 1–3 (2014).
- [10] ○ **S. Hidaka**, H. Iwase, M. Akabori, S. Yamada, Y. Imanaka, and T. Takamasu, “Quantum Hall effect in $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}/\text{In}_{0.75}\text{Al}_{0.25}\text{As}$ two-dimensional electron gas bilayer samples,” *20th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems*, No. ThP87, Wroclaw, Poland, July 1–5 (2013).
- [11] ○ M. Akabori, H. Nakano, **S. Hidaka**, H. Iwae, and S. Yamada, “Control of $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ two-dimensional electron gas bilayer system for new type Rashba spintronics devices,” *International Conference on the Physics of Semiconductors 2012*, No. 36.56, Zürich, Switzerland, July 29–August 3 (2012).
- [12] ○ **S. Hidaka**, T. Kondo, M. Akabori, and S. Yamada, “Verification of electrical spin injection into InGaAs two-dimensional electron gas from CoFe electrode by four-terminal non-local geometry,” *International Conference on the Physics of Semiconductors 2012*, No. 36.47, Zürich, Switzerland, July 29–August 3 (2012).
- [13] W. Wei, **S. Hidaka**, H. Iwase, ○ M. Akabori, S. Yamada, H. Hirayama, and Y. Suzuki, “Low temperature anisotropic transport and related structure analysis in InGaAs two-dimensional electron gas bilayer system,” *The 17th International Conference on Molecular Beam Epitaxy*, No. MoA-1-8, Nara, Japan, September 23–28 (2012).
- [14] ○ **S. Hidaka**, S. Nitta, M. Akabori, and S. Yamada, “Experimental study of spin-injection into an InGaAs two-dimensional electron system with high In composition using CoFe-electrodes,” *19th International Conference on Electronic Properties of Two-Dimensional Systems*, No. Tu-p-53, p. 151, Florida, USA, July 25–29 (2011).
- [15] ○ M. Akabori, K. Morimoto, T. Katayama, **S. Hidaka**, H. Iwae, and S. Yamada, “Study of subband structure and Rashba spin-orbit interaction in $\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ twodimensional electron gas bi-layer system via temperature dependent magnetoresistance measurements,” *19th International Conference on Electronic Properties of*

Two-Dimensional Systems, No. Tu-p-66, p. 164, Florida, USA, July 25–29 (2011).

国内会議・学会発表

- [16] ○今中康貴, 竹端寛治, 胡ガイ, 日高志郎, 岩瀬比宇麻, 赤堀誠志, 山田省二 “InGaAs/InAlAs 量子井戸におけるサイクロトロン共鳴の井戸幅依存性,” 日本物理学会第 69 回年次大会, 7pAV-10, 中部大学 春日井キャンパス, 2014 年 9 月 7–10 日.
- [17] 胡ガイ, 日高志郎, 岩瀬比宇麻, 赤堀誠志, ○山田省二 “InGaAs 2 次元電子ガス 2 層系のサブバンド輸送解析 (2),” 日本物理学会第 69 回年次大会, 10aAV-9, 中部大学 春日井キャンパス, 2014 年 9 月 7–10 日.
- [18] ○赤堀誠志, 日高志郎, 山田省二, 小堺智一, 松田修, 八坂行人 “電界電離型ガスイオン源搭載集束イオンビーム装置により試作した InGaAs 量子ポイントコンタクトの評価,” 日本物理学会第 69 回年次大会, 28pPSA-3, 東海大学 湘南キャンパス, 2014 年 3 月 27–30 日.
- [19] ○今中康貴, 竹端寛治, 日高志郎, 岩瀬比宇麻, 赤堀誠志, 山田省二 “InGaAs/InAlAs 量子井戸におけるサイクロトロン共鳴 II,” 日本物理学会第 69 回年次大会, 28aAW-11, 東海大学 湘南キャンパス, 2014 年 3 月 27–30 日.
- [20] 胡ガイ, 張儲君, 日高志郎, 岩瀬比宇麻, 赤堀誠志, ○山田省二 “新構造 InGaAs 2 次元電子ガス 2 層系のサブバンド輸送解析,” 日本物理学会第 69 回年次大会, 27aAW-8 東海大学 湘南キャンパス, 2014 年 3 月 27–30 日.
- [21] 石田晋一, 胡ガイ, 張儲君, 日高志郎, 岩瀬比宇麻, 赤堀誠志, ○山田省二, “InGaAs 2 次元電子ガス 2 層系における量子ホール効果,” 日本物理学会第 69 回年次大会, 27aAW-7, 東海大学 湘南キャンパス, 2014 年 3 月 27–30 日.
- [22] ○日高志郎, 岩瀬比宇麻, 赤堀誠志, 山田省二, 今中康貴, 高増正, “InGaAs 2 次元電子ガス 2 層系におけるサブバンド輸送と量子ホール効果,” 電子情報通信学会 電子デバイス研究会, 富山大学 五福キャンパス, ED2013-47, 2013 年 8 月 8–9 日.
- [23] ○近藤太郎, 日高志郎, 赤堀誠志, 岩瀬比宇麻, 山田省二, “高 In 組成 InGaAs 2 次元電子 2 層系のサブバンド輸送特性,” 日本物理学会第 68 回年次大会, 29aXL-7, 広島大学 東広島キャンパス, 2013 年 3 月 26–29 日.
- [24] ○赤堀誠志, 近藤太郎, 日高志郎, 岩瀬比宇麻, 山田省二, 今中康貴, 高増正, “Rashba 型スピン軌道相互作用を示す 2 次元電子ガス 2 層系における整数量子ホール効果,” 日本物理学会第 68 回年次大会, 29aXL-6, 広島大学 東広島キャンパス, 2013 年 3 月 26–29 日.
- [25] ○近藤太郎, 日高志郎, 岩瀬比宇麻, 赤堀誠志, 山田省二, “高 In 組成 InGaAs 2 次元電子ガス 2 層系のトップゲート制御,” 日本物理学会 2012 年秋季大会, 21pFB-2, 横浜国立大学, 2012 年 9 月 11–21 日.

- [26] ○日高志郎, 近藤太郎, 赤堀誠志, 山田省二, “強磁性電極/高 In 組成 InGaAs-2 次元電子系接合における非局所スピン注入のゲート電圧依存性,” 日本物理学会 2012 年秋季大会, 21pFB-3, 横浜国立大学, 2012 年 9 月 11–21 日.
- [27] ○日高志郎, 近藤太郎, 赤堀誠志, 山田省二, “非局所配置を用いた高 In 組成 InGaAs/InAlAs2 次元電子系へのスピン注入実験,” 電子情報通信学会 電子デバイス研究会, 福井大学 文京キャンパス, ED2012-52, 2012 年 7 月 26–27 日.
- [28] ○赤堀誠志, 片山智弘, 日高志郎, 岩瀬比宇麻, 山田省二, “強い Rashba 効果を示す InGaAs2 次元電子ガス 2 層系のサブバンド輸送特性,” 日本物理学会第 67 回年次大会, 27aCE-9, 関西学院大学 西宮上ヶ原キャンパス, 2012 年 3 月 24–27 日.
- [29] ○日高志郎, 近藤太郎, 赤堀誠志, 山田省二, “非局所配置による InGaAs-二次元電子系へのスピン注入検証,” 日本物理学会第 67 回年次大会, 27aCE-7, 関西学院大学 西宮上ヶ原キャンパス, 2012 年 3 月 24–27 日.
- [30] ○ S. Hidaka, T. Kondo, M. Akabori, and S. Yamada, “High Efficient Spin Injection in CoFe-In_{0.75}Ga_{0.25}As Two Dimensional Electron Gas Hybrid Structure in Non-Local Configuration,” in *The 16th Symposium on the Physics and Applications of Spin-related Phenomena in Semiconductors*, 東京工業大学 百年記念館, 2011 年 11 月 28–29.
- [31] ○日高志郎, 近藤太郎, 赤堀誠志, 山田省二, “CoFe 電極を用いた高 In 組成 InGaAs-2 次元電子系へのスピン注入実験,” 日本物理学会 2011 年秋季大会, 26aHD-8, 富山大学 五福キャンパス, 2011 年 9 月 16–24 日.
- [32] ○日高志郎, 近藤太郎, 赤堀誠志, 山田省二, “非局所配置による高 In 組成 InGaAs-2 次元電子系へのスピン注入検証,” 日本物理学会第 66 回年次大会, 21aTL-7, 新潟大学 五十嵐キャンパス, 2011 年 3 月 25–28 日. (東北地方太平洋沖地震の影響により大会は中止されたが発表は成立したものとされた).
- [33] ○日高志郎, 新田峻介, 赤堀誠志, 山田省二, “InGaAs 2 次元電子ガス系新構造におけるスピン注入,” 日本物理学会第 65 回年次大会, 23aHW-4, 岡山大学 津島キャンパス, 2010 年 3 月 20–23 日.
- [34] ○日高志郎, 嶋田照也, 田川澄人, 西本亮, 石井圭太, 瀬川紘史, 平川順一, 淀徳男, 原田義之, “ECR-MBE 法による Si 基板上 InN 薄膜成長,” 第 12 回 電子情報通信学会関西支部学生会 学生会研究発表講演会, A1-3, 京都工芸繊維大学, 松ヶ崎キャンパス, 2007 年 3 月.
- [35] 淀徳男, 嶋田照也, 西本亮, 田川澄人, 日高志郎, 石井圭太, 瀬川紘史, 平川順一, 原田義之, “ECR-MBE 法による Si 基板上 InN 薄膜成長の N²⁺ イオンダメージ軽減の効果,” 電子情報通信学会 電子デバイス研究会, 京都大学, ED2006-175, 2006 年 10 月 5–10 月 6 日.

-
- [36] ○嶋田照也, 田川澄人, 西本亮, 日高志郎, 石井圭太, 瀬川紘史, 平川順一, 原田義之, 淀徳男, “ECR-MBE 法による Si 基板上 InN 薄膜成長の N^{2+} イオンダメージ軽減の効果,” 応用物理学会第 67 回年次大会, 29p-C-4, 立命館大学びわこ・くさつキャンパス, 2006 年 8 月 29 日-9 月 1 日.
- [37] ○田川澄人, 嶋田照也, 石井圭太, 西本晃, 日高志郎, 瀬川紘史, 平川順一, 原田義之, 淀徳男, “ECR プラズマ MBE 法による GaAs 基板上立方晶 InN の結晶成長の成長初期過程の影響,” 第 67 回応用物理学会学術講演会, 29p-C-2, 立命館大学びわこ・くさつキャンパス, 2006 年 8 月 29 日-9 月 1 日.

謝辞

本論文は2010年4月から2015年3月にかけて、北陸先端科学技術大学院大学 ナノマテリアルテクノロジーセンターで行われた研究をまとめたものです。研究生活・私生活ともに皆様の助力によって支えられました。

主指導教官である本学 ナノマテリアルテクノロジーセンター 山田省二 教授には、先進的なテーマおよび充実した研究環境の提供、ならびに本研究の遂行から本論文の執筆に至るまで、終始大変有効な御助言と御指導を賜りました。著者の身勝手な性格から、長期に渡って研究が進捗しない時期もありましたが、粘り強く面倒を見て下さいました。研究計画立案を初めとする基本的な研究方針を著者に一任していただき、その一方で方向性を見失いそうなときは、議論をかわす中で正しい方向へと誘導して下さいました。このような指導方針によって著者自身の責任感が高められ、一人の科学技術に携わる者として成長することができたと確信しております。さらには、研究生生活のみならず、私生活では健康面にも配慮していただき、また相談にも快く応じていただきました。重ねてその御厚誼に多謝申し上げます。

副指導教官である本学 ナノマテリアルテクノロジーセンター 鈴木寿一 教授には、半導体物理・デバイスの基礎について、著者の疑問がなくなるまで緻密にご教授頂きました。氏からは日常会話の中からも学ぶことが多く、技術史や科学技術に携わる者の倫理観などについても大変興味深く拝聴しました。その倫理観は今後の研究生生活において礎にするべきと考えております。加えて、本論文の審査にあたり、基礎的な考察の積み上げの重要性を再認識いたしました。特に、強磁性体の異方性磁気抵抗の起源、非局所スピバルブ測定におけるバックグラウンドの起源、弱反局在のフィッティング解析結果の解釈について、再考する機会を設けて頂きました。また研究生生活外では幾度も食事をご馳走になりました。改めて御礼申し上げます。

北海道大学工学研究院 土屋琢磨 准教授には、本論文の審査にあたり、強磁性体/非磁性体接合における電氣的スピン注入/検出に関して、その原理をより深く理解するための機会を与えて頂きました。また、半導体二次元電子系における永久スピン螺旋状態、ひいては電子スピン輸送一般について、より深い理解を得ることが出来ました。本論文の執筆にあたり正確な表現の重要性などについてもご指導頂きました。改めて御礼申し上げます。

本学マテリアルサイエンス研究科 堀田将 准教授には、本論文の審査にあたり、近接した強磁性体同士の相互作用の影響、スピン軌道結合の起源など基本的な物理現象について再考する機会を設けて頂きました。また、著者が気付かなかった誤植などの抽出にも助力していただきました。改めてお礼申し上げます。

本学マテリアルサイエンス研究科 水田博 教授には、本論文の審査にあたり、他の材料系との比較を行う場合の公平性、スピン注入に対する逆ヘテロ構造の普遍的な優位性などについて、再考する機会を設けていただきました。心より感謝致します。

本学ナノマテリアルテクノロジーセンター 赤堀誠志 准教授には、著者が本学に入学してから現在まで、半導体物性・プロセス技術から極低温測定技術に至るまで、粘り強く御指導承り、さらにはスループットの上がらない著者の実験を度々手伝って頂きました。また、実験の原理から実験結果の解釈に至るまで、最も多く議論を交わして頂きました。その一方では、博士後期課程修了後の進路についても快く相談に応じてくださいました。また幾度も食事をご馳走になりました。心より御礼申し上げます。

本学ベンチャービジネスラボラトリー研究員の佐々木敬彦 博士(現 北陸電気工業株式会社)には、微細加工技術に関して、実務経験に基づく大変有効な助言を頂きました。また、強磁性体薄膜の成膜技術・物性に関する助言を頂戴することができました。改めて感謝致します。

本学技術職員の村上達也 博士には、発表資料作成について、客観的な立場から大変有効な助言を承りました。また幾度となく食事を御馳走になり、特に研究が進捗しない時期の氏からの激励は大変励みになりました。改めて御礼申し上げます。

同研究室を2007年3月に修了された本学ベンチャービジネスラボラトリー研究員のHyongkwang Choi 博士(現 Rserch professor, Inje University)には、博士前期課程において半導体結晶成長技術に関して昼夜を問わず熱心に指導して頂き、また半導体二次元電子ガスにおける電子の散乱機構、さらには低温・強磁場における二次元電子物性に関してご教授頂きました。心より感謝致します。

本学ナノマテリアルテクノロジーセンター 鈴木研究室の田中成明 博士(現 豊田合成株式会社)には、博士前期課程在籍時に研究・私生活共に大変親身に相談に乗っていただきました。また、本研究における基盤技術となった微細加工技術、中でも特に電子線リソグラフィ技術の習得、また半導体物性およびデバイスの一般論まで、日夜厳しくも暖かく指導して頂きました。氏の研究に取り組む姿勢は、今後も著者にとって規範となるべきものです。改めて感謝申し上げます。

本学ナノマテリアルテクノロジーセンター 岩瀬比宇麻 助教には、長期に渡り大変お世話になりました。博士前期課程では、デバイスプロセスの設計から基本的な実験器具の取扱いまで、ほとんどが未経験の著者にも平易な表現にてご指導頂きました。博士後期課程に進学してからも、微細加工プロセスで問題に直面したとき、またしそうなときは常々最初に相談し数々の有効な助言を承りました。加えて、研究の計画性から発表技術に至るまで多岐にわたって学ぶことができました。特に、客観的な視点から実験結果を公平に解釈しようとする姿勢は、科学技術に携わるものにとって最も重要な視点の一つとして、規範とするべきものと考えております。その一方では、私生活でも毎日のように食事に連れて行って頂き、趣味の話題について盛り上がることも多くありました。改めて感謝申し上げます。

本学ナノマテリアルテクノロジーセンター 研究員 工藤昌宏 博士には、スパッタリング現象に関する一般論について、大変有効なご意見を頂戴することができました。また、結晶学の基礎、特に薄膜X線回折の基礎について詳しくご教授頂きました。研究活動の中で生じた疑問に関して、昼夜を問わず強引に議論の機会を設けていただきました。その一方で、毎日のように食

事に連れて行って頂きました。改めて感謝申し上げます。

本研究で用いた高品質な 2DEG 基板は、同研究室を 2009 年 3 月に修了した同期入学の新田俊介氏(現 パナソニック デバイスディスクリートセミコンダクター(株))により作製されたものです。改めて感謝致します。また、同研究室を 2009 年 3 月に修了した同期の新川翔平氏(現 北陸電気工業株式会社)には、修了後も様々な相談に乗って頂きました。両氏は、博士前期課程の同期ということもあり、先生方、先輩方に尋ねるのを躊躇うような単純な疑問も、気軽に相談・議論ができる善き友人であり共同研究者です。研究内容が学部時代と大きく変わった著者にとって、同研究室に同期がいたことには大きな意味がありました。改めて感謝致します。

本学ナノマテリアルテクノロジーセンター 鈴木研究室研究生 SHIH Hong -An 博士には、語学面で大変お世話になりました。著者が英文を書いた際は、常々最初に添削していただきました。また、修了後の進路についても度々相談に乗って頂きました。深く御礼申し上げます。

博士前期課程からの同期である関山佳治氏(現 コージンバイオ株式会社)、石井祐弥氏(現 豊橋技術科学大学 助教)には、在学中から公私ともにお世話になり、改めて感謝いたします。その他、研究室は違えど苦楽を共にした博士前期課程の同期達に心から感謝いたします。

本学ナノマテリアルテクノロジーセンター 鈴木研究室 宇井利昌氏には、数学・物理に関して疑問が生じた際は最初に相談していました。基礎学力に乏しい著者に懲りず、度々数学・物理の基礎などを教えてもらいました。また、同郷ということもあってよく話が弾み、昨今の軍事情勢についても詳しく教えて頂きました。感謝いたします。

ここには列挙しきれませんが、本学ナノマテリアルテクノロジーセンター 山田・鈴木・赤堀研究室の先輩方・同期達・後輩達には、大変有効な議論・助言を承りました。皆様と共にした苦楽は今後の人生にとって貴重な財産だと確信しております。皆様のますますのご活躍を心より祈念いたします。

この他、在学中は多くの親族の方々にお世話になりました。特に大学時代、私生活において経済的・精神的援助をしていただいた戸田家の皆様に深く感謝いたします。本学に入学して以降も度々ご迷惑をおかけいたしました。皆様のご支援がなければ、大学院生活はおろか、大学生活すら円滑に進めることはできませんでした。改めて感謝申し上げます。

最後に著者の大学院進学を快諾し、さらには 8 年間にも渡り遠隔地から経済的・精神的支援を継続してくれた両親と兄に心から感謝の意を表し謝辞と致します。

平成 27 年 雨水