

トピックス

InGaAs/InAlAs ヘテロ構造におけるスピン依存伝導現象

Spin-Dependent Transport in InGaAs/InAlAs Heterostructures

新田淳作 NTT 基礎研究所

J. Nitta, NTT Basic Research Laboratories

We confirmed that a spin-orbit interaction in an InGaAs/InAlAs quantum well can be controlled by applying a gate voltage, because the Rashba mechanism is dominant. The spin-orbit interaction will cause the spins of carriers injected from ferromagnetic electrodes to precess. The precession can be controlled by the gate voltage. This is a first step toward realizing a spin-polarized field effect transistor.

Key words: Rashba mechanism, spin-orbit interaction, InGaAs/InAlAs quantum well, spin-polarized field effect transistor

1. はじめに

電子は「電荷」とともに「スピン」という性質を有すが、従来の半導体デバイスにおいてはスピンの性質が表舞台にあがることはなかった。また半導体輸送現象においてもスピンの性質が重要な役割を果たすのは、まれな場合であったといえる。

電子の有する「スピン」に関する特性が制御できれば、従来の「電荷」のやりとりだけでは得られなかった新しい効果を生み出す可能性がある。本稿では、Rashba 機構に起因したスピン軌道相互作用について述べ、我々の用いた InGaAs/InAlAs ヘテロ構造においては、二次元電子ガスのスピン軌道相互作用が、ゲート電圧により制御可能であることを確認した結果について紹介する。この結果は、電界効果スピントランジスタの原理を確認することが可能となり、スピニエレクトロニクスへ向けての第一歩といえる。

2. 電界によるスピン軌道相互作用の制御

2.1 界面電界に起因したスピン軌道相互作用

電子はスピンに伴う磁気モーメントを有するため、磁場によりスピンの縮退が解ける。しかしながら、磁場が無い場合でも、電子は、強い電界中を高速で運動すれば、磁場を感じるようになる。元来、スピン軌道相互作用は、相対論的な効果であり、Dirac 方程式から次式で与えられている¹⁾。

$$H_{so} = \mu_B \sigma \cdot \left[\frac{-i\hbar \mathbf{E} \times \nabla}{2m_0 c^2} \right] \quad (1)$$

ここで μ_B はボーア磁子、 σ はパウリスピンマトリックス、

E は電界、 m_0 は電子の質量、 c は光速である。磁場中に置かれた電子のエネルギーは $-\mu_B \sigma \cdot B$ で与えられることを考慮すると、(1)式でちょうど括弧の部分が有効な磁場に相当する。電子がこの磁場を感じるによりスピンの縮退が解けて、エネルギー分離された状態になる。したがって、この括弧の中の電界が制御できれば、電子の感じる有効磁場を変化させることにより、スピン分離を制御できると考えられる。

次に、二次元電子ガスという少し特殊な場合に、スピン軌道相互作用の効果はどのように現れるであろうか。二次元電子ガスは、Fig. 1(a)に示すように、静電ポテンシャルによって形成される量子井戸の部分に閉じこめられている。通常の量子井戸は図のように井戸の中心に對称でなく傾いている。このポテンシャルの傾斜は二次元電子ガス平面に垂直方向に電界を生じさせることになる。ここでは y 軸を二次元電子ガス平面に垂直な方向に定義した。

電子は二次元電子ガス平面 x - z 平面を運動するが、(1)式の括弧の中を、 $-i\hbar \nabla = p = m_0 v$ の関係を用い、垂直方向の電界 $E_y = \text{const.}$ ($E_x = E_z = 0$) として計算すると、電子の感じる有効磁場 B_{eff} を求めることができる。またこの有効磁場は Fig. 1(b) に示すように電子の運動方向に垂直にかかることになる。

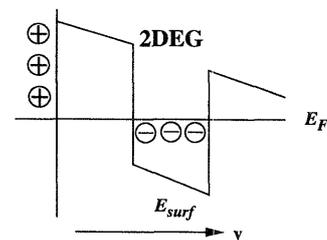


Fig. 1(a) Quantum-well potential profile.

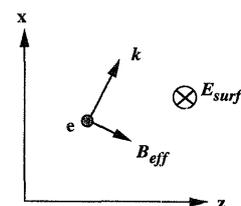


Fig. 1(b) Two-dimensional electron gas plane. Electrons feel magnetic field perpendicular to their motion.

$$B_{\text{eff}} = -\frac{1}{2} \frac{v}{c^2} \times E_y \quad (2)$$

(2)式は電磁場のローレンツ変換から導かれるものと1/2倍異なるが、この磁場を感じるにより、スピンの縮退が解ける。これが界面電界に起因したスピン軌道相互作用の起源である。また(1)式の、スピン軌道相互作用のハミルトニアンは、簡単な変換 $\sigma \cdot [E \times \nabla] = E \cdot [\nabla \times \sigma] = -E \cdot [\sigma \times \nabla]$ により次式のように表すことができる^{2), 3)}。

$$H_{\text{so}} = \alpha(\sigma \times k)_y = \alpha(\sigma_x k_x - \sigma_y k_y) \quad (3)$$

$$\alpha = -\frac{\hbar}{2m_0 c^2} \mu_B E_y$$

ここで α はスピン軌道相互作用の強さを表すパラメータである。しかしながら、一般的に(2)式から導かれる磁場の強さは、ヘテロ界面の電界、電子のフェルミ速度から見積もっても、せいぜい数ガウス程度と弱く、スピン分離を生じるには十分とはいえない。(3)式の α は真空中での値に相当しており、通常は無視できる。また(3)式より、スピン軌道相互作用の大きさは電子の質量に反比例することがわかる。したがって、半導体中では、電子の有効質量は小さくなるため、有効質量のより小さな狭ギャップ半導体ほどスピン軌道相互作用の効果は大きくなることが予想される。また、狭ギャップ半導体の場合は、伝導帯の電子の波動関数は価電子帯の波動関数と混ざり合うことにより、価電子帯の影響を受けることになる。価電子帯では、電子は原子核に近傍にあるため波動関数とポテンシャルの空間的な変化が大きく、スピン軌道相互作用はさらに大きくなる。価電子帯を考慮に入れた有効質量近似に基づく計算によれば、スピン軌道相互作用の強さ α は次式で与えられる⁴⁾。

$$\alpha = \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\Delta}{E_g} \frac{2E_g + \Delta}{(E_g + \Delta)(3E_g + 2\Delta)} \langle E \rangle \quad (4)$$

ここで m^* は電子の有効質量、 E_g はエネルギーギャップ、 Δ は価電子帯のスピン軌道相互作用によるスピン分離エネルギーである。 $\langle E \rangle$ は二次元電子ガスにかかる電界の期待値である。また、他の計算からも、この界面電界に起因したスピン軌道相互作用は、GaAs/AlGaAs系の場合小さく、InAs系、InSb系と狭ギャップになるにつれて無視できなくなることが理論的に示されている⁵⁾。

そこで、スピン軌道相互作用が無視できない場合、ハミルトニアンは次式で表される³⁾。

$$H = \hbar^2 k^2 / 2m^* + \alpha(\sigma \times k)_y \quad (5)$$

この二次元電子ガスのエネルギー分散関係は以下のようになる。

$$E(k) = \hbar^2 k^2 / 2m^* \pm \alpha k \quad (6)$$

これは、Fig. 2 に示すようにスピンの縮退が解け、フェルミエネルギーのところで、スピンのアップとダウンがそれぞれ異なる波数をもつことになる。重要なことは、ヘテロ界面にかかる電界が存在すると、外からの磁場がない場

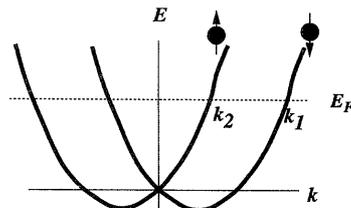


Fig. 2 Electron energy dispersion relation.

合でもスピン分離が生じていることである。またこの電界が外から制御できればスピン軌道相互作用の強さも制御できることである。

2.2 シュブニコフ・ドハース (SdH) 振動の解析

それでは、どのようにしてこのスピン軌道相互作用の強さを求めることができるだろうか。ゼロ磁場におけるこのスピン分離を調べる方法として、シュブニコフ・ドハース (SdH) 振動に現れるビートパターンを解析する方法がある。InAs/GaSb系ヘテロ構造のSdH振動に現れたビート

ud-In _{0.52} Al _{0.48} As gate Schottky layer (20 nm)
ud-In _{0.53} Ga _{0.47} As channel layer (20 nm)
ud-In _{0.52} Al _{0.48} As spacer layer (6 nm)
n ⁺ -In _{0.52} Al _{0.48} As carrier-supply layer (7 nm, n = 4 × 10 ¹⁸ cm ⁻³)
ud-In _{0.52} Al _{0.48} As buffer layer
S. I.-InP substrate

Fig. 3(a) Schematic layer structure of an InGaAs/InAlAs heterostructure.

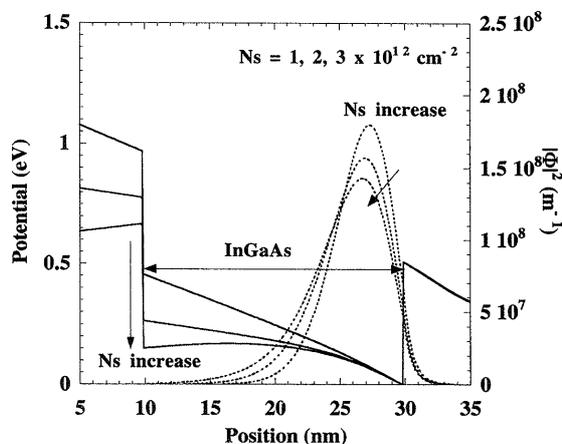


Fig. 3(b) Calculated conduction band diagram and electron probability as a function of the carrier concentration.

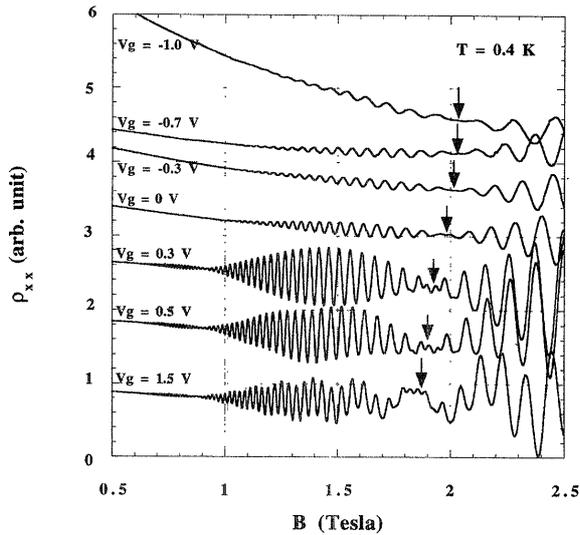


Fig. 4 Schubnikov-de Haas oscillations as a function of the gate voltages.

パターンを詳細に解析することにより、Rashba 機構に起因したスピン分離であることを最初に示したのは、Luo, Munekata らの実験による⁶⁾。しかしながら、ゲート電圧によりポテンシャルの形状を変化させ、二次元電子ガスにかかる電界を変えることにより、スピン軌道相互作用の強さを制御した実験例はなかった。

Fig. 3(a) に我々のもちいた InGaAs/InAlAs 系ヘテロ構造の層構成、(b) に数値解析によりセルフコンシステントに解いて求めたポテンシャル形状と二次元電子ガスの分布を示す。キャリア濃度を減少させるとポテンシャルの傾きは急になり、二次元電子ガスにかかる電界が増加していることを示唆する。

このヘテロ構造を用いて、ゲート電極付きのホールバーを作製し、SdH 振動を測定した。Fig. 4 にその測定結果を示す。この特徴は、SdH 振動にビートパターンが見られるということである。またゲート電圧を負の方向にかけていくと、ビートの節の位置は高磁場側へとシフトする様子が見られる。

SdH 振動に現れるビートパターンは、音声で言えば「うなり」に相当し、周波数が少し異なる振動を重ね合わせるにより生じる。また明瞭なビートの節が現れていることは、異なる周波数の振動の振幅はほぼ等しいといえる。実はこのビートパターンは、スピン軌道相互作用により分離したアップとダウンスピンからの寄与によるものであることがわかる。

この SdH 振動に現れたビートパターンを解析するため、Rashba 機構に起因したスピン分離を仮定し数値解析を行った。

二次元電子ガスの磁気コンダクタンスは $T=0$ で次式で与えられる。

$$\sigma_{xx} \propto \sum_{n\pm} (n \pm 1/2) \exp \left\{ -\frac{(E_F - E_n^\pm)^2}{\Gamma^2} \right\} \quad (7)$$

ここで E_F はフェルミエネルギー、 E_n^\pm はランダウ準位のスピナップ (+) とスピンドウン (-) に対応する。 Γ はランダウ準位のぼけを表すパラメータである。磁場中でのランダウ準位のエネルギースペクトルは次式により与えられる^{3), 6)}。

$$E_0 = \frac{1}{2} \hbar \omega_c \quad \text{when } n=0$$

$$E_n^\pm = \hbar \omega_c \left[n \pm \frac{1}{2} \sqrt{(1 - gm^*/2)^2 + n \frac{\Delta_R^2}{E_F \hbar \omega_c}} \right] \quad (8)$$

$$\Delta_R = 2k_F \alpha$$

ここで、 ω_c はサイクロトロン周波数で $\omega_c = eB/m^*$ で与えられる。 $\Delta_R = 2k_F \alpha$ はフェルミエネルギー近傍でのスピン分離エネルギーに対応する。また、ランダウ準位が量子化されている磁場領域では、縦方向の抵抗は次式で与えられる。

$$\rho_{xx} = \sigma_{xx} / (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2) \approx \sigma_{xx} / \sigma_{xy}^2 \approx \sigma_{xx} (B/eN_s)^2 \quad (9)$$

以上の式を用いて実験結果を数値解析した。ここでスピン軌道相互作用の強さ α をフィッティングパラメータとして実験結果を最も一致するように α を選んだ。また g 因子は InGaAs の場合、4 と仮定した。実験結果との比較を Fig. 5 に示す。Rashba 機構に基づく解析は実験結果を良く再現することから、我々の用いた InGaAs 系ヘテロ構造はゼロ磁場でも、スピン分離しており、その起源は界面電界に起因したスピン軌道相互作用であると結論できる。

また InGaAs チャネル層に 4 nm の InAs を挿入した系についても同様に SdH 振動にビートパターンが観測され、その解析から Rashba 機構に起因したスピン分離であることが示されている⁸⁾。またこのようにして求めたスピン軌道相互作用 α の大きさをキャリア濃度に対してプロットしたのが、Fig. 6 である。キャリア濃度を減少させていくと α が増加していくが、これは Fig. 3(b) のポテンシャル勾配が増加し、界面電界が増加する結果と対応してい

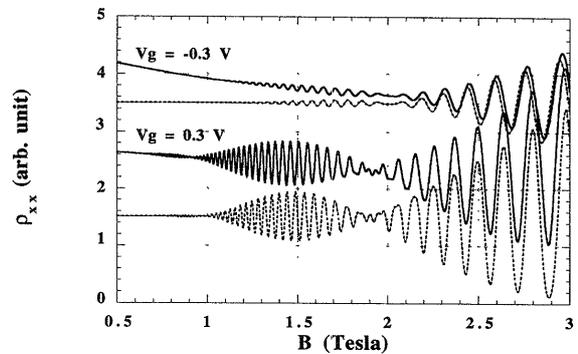


Fig. 5 Comparison of the measured SdH oscillation data and numerical simulations. Solid lines denote experimental data; dotted lines denote numerical simulations.

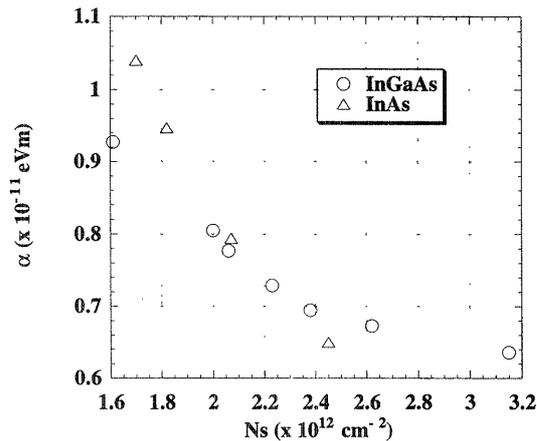


Fig. 6 Spin-orbit interaction parameter α as a function of the carrier concentration.

る。このようにゲート電圧によってスピン軌道相互作用の大きさが変化するのは Rashba 機構に起因したスピン分離であることにほかならない。スピン軌道相互作用の強さ α の単位は、 $\Delta_R = 2k_F\alpha$ の関係を用いてエネルギーに直すと、 $1 \times 10^{-11} \text{ eVnm}$ は約 6 meV に対応している。

以上の結果は、スピン軌道相互作用がゲート電圧に対して制御可能であることを示した初めての実験例である^{7,8)}。また、これらの系のスピン分離の起源が Rashba 機構によることを明瞭に示した実験結果であるとともに、磁場でなく電界によってスピンの特性を制御できたところに意義がある。このスピン軌道相互作用の電界による制御は、次に述べる電界効果スピントランジスタの実現にとって重要である。また最近、ドイツの Lüth ら⁹⁾の研究グループによっても InGaAs 系で SdH 振動に現れたビートパターンのゲート電圧依存性からスピン軌道相互作用が制御可能であることが示されている。

3. 電界効果スピントランジスタの動作原理

スピン軌道相互作用の制御が可能になったことから、その応用の一つとして、電界効果スピントランジスタが挙げられる。電界効果スピントランジスタの概念は Datta らによって与えられた¹⁰⁾。その基本的な構造を Fig. 7 に示す。この構造には、二つの大きな特徴がある。まずソース、ドレイン電極は強磁性体であること、半導体二次元電子ガスとしては Rashba 機構に起因したスピン軌道相互作用の強い材料を用いることである。

強磁性体ソース電極は、偏極したスピンを有する電子を二次元電子ガスに注入し、スピン軌道相互作用はこの注入された電子のスピンの向きを回転させる役割を果たす。このスピンの向きの回転は、後述するように有効磁場中でのスピン歳差運動として考えることができる。またドレイン電極に流れ込む電流は、強磁性体トンネル接合との類推から、電極のスピンの向きと二次元電子ガス中の電子スピンの相対的な角度に依存する。したがって、ゲート電圧により

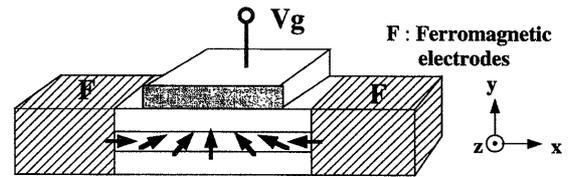


Fig. 7 Schematic structure of a spin-polarized field effect transistor.

スピン軌道相互作用を変化させ、ドレイン電極とキャリアのスピンの方向が一致する場合、電流が多く流れ、反平行の場合は電流は抑えられる。このように、ゲート電圧により電子スピンの方向を回転させ、電流を制御するのが電界効果スピントランジスタの原理である。

スピン軌道相互作用によるスピン偏極した電子の制御は、Datta らにより、次のように説明されている。強磁性体電極のスピンの方向は Fig. 7 の x 軸方向になるように選んである。 x 方向にスピン偏極した電子が二次元電子ガスに注入されると、スピン軌道相互作用により、電子の運動に対し垂直な方向、すなわち z 軸方向に有効な磁場を感じる。したがって、 x 軸方向に偏極したスピンは z 軸方向のアップとダウンスピンの 1:1 の重ね合わせにより表されることになる。これは、電子の波動関数のスピンを表す成分は θ を z 軸からの角度として、次式により与えられることから、 $\theta = \pi/2$ とおいて確かめることができる。また、 ϕ は x - y 平面の x 軸からの角度で定義されており、今の場合 $\phi = 0$ となる。

$$\begin{pmatrix} \cos \theta/2 \\ e^{i\phi} \sin \theta/2 \end{pmatrix}$$

また前節で述べたように、アップスピンとダウンスピンはフェルミエネルギーでそれぞれ異なった波数 k_1 と k_2 をもつ。したがって、ソース・ドレイン間の長さ L の二次元電子ガス中を伝搬することによりその成分は

$$\begin{pmatrix} e^{ik_1L} \\ e^{ik_2L} \end{pmatrix}$$

と変調され、ドレイン電極のスピン方向 $\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$ へ流れ込む電流は次式により求められる。

$$I \propto \left| \begin{pmatrix} e^{ik_1L} \\ e^{ik_2L} \end{pmatrix} \right|^2 = 2 + 2 \cos(k_1 - k_2)L \quad (10)$$

この時のスピン方向の回転角度は $\Delta\theta = (k_1 - k_2)L$ で与えられる。またアップスピンとダウンスピンの波数の差は (6) 式からスピン軌道相互作用 α を用いて $k_1 - k_2 = 2m^*\alpha/\hbar^2$ と表されるため

$$\Delta\theta = m^*\alpha L/\hbar^2 \quad (11)$$

となり、スピン軌道相互作用の強さに依存する。ソース、ドレイン電極間隔を $L = 0.8 \mu\text{m}$ として、先ほど求めたスピン軌道相互作用の強さからスピン方向の回転角度 $\Delta\theta$ を見積ると、ゲート電圧により、約 2π から 3π へと制御す

ることが可能となる。

以上のスピン方向回転の描像は、スピン軌道相互作用に起因した有効磁場中でのスピンの歳差運動として理解することができる。ある磁場中で磁気モーメントをもつものは磁場の方向を軸にして歳差運動を行う。歳差運動の角周波数 ω は $\omega = \gamma B$ により与えられる。ここで γ は磁気回転比と呼ばれるもので磁気モーメントと角運動量の比によって決まる量である。歳差運動に伴うスピン方向の回転角度は次式で与えられる。

$$\Delta\theta = \gamma B_{\text{eff}} \tau \quad (12)$$

ここで、 γ は g -因子まで考慮するとその定義により、 $\gamma = g\mu_B/(\hbar/2)$ となる。 τ は電子の二次元電子ガス中を伝搬する時間とすると $\tau = L/v_F = L/(\hbar k_F/m^*)$ と与えられる。また二次元電子ガス中で電子の感じる有効磁場 B_{eff} はフェルミエネルギー近傍でのスピン分離の大きさ $\Delta_R = 2ak_F$ から、これと対等な磁場としてゼーマンエネルギーとの類推から $B_{\text{eff}} = \Delta_R/2g\mu_B$ と見積もることができる。これらを (12) 式に代入すれば、Datta により与えられた (11) 式に一致することが示される。

電界効果スピントランジスタを実現するうえで今後解決すべき課題は、(1) 強磁性体ソース電極から二次元電子ガスへスピン偏極した電子を注入することができるか、(2) ドレイン電極はスピンの方向の一致した電子を選択的に取り込むことができるのか、といったコンタクト部分でスピン偏極した電子のやりとりをうまく機能させるかということにあると考えられる。また室温動作という応用上の観点からすると、スピン分離のエネルギーは数 meV (温度にすると数 10 K) と小さいため、さらに狭ギャップの半導体を用いる必要がある。また、GaAs の正孔系で、ポテンシャル形状を正方ポテンシャルから、三角ポテンシャルにすることによりスピン分離が観測されたとの報告¹¹⁾もあり、Rashba 機構に起因したスピン軌道相互作用を示唆している。一般的に、正孔系はスピン軌道相互作用がもともと強いため有望かもしれない。

4. 結 び

InGaAs/InAlAs 系ヘテロ構造において、二次元電子ガスのスピン軌道相互作用がゲート電圧により制御できるという実験結果を紹介した。これは、電界効果スピントラン

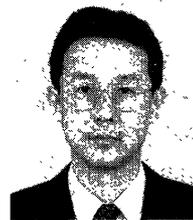
ジスタの動作において偏極注入された電子スピンの回転を制御する役割を果たす。半導体中で電子の有する「スピン」を積極的に使おうとする試みは緒についたばかりであり、まず物性面から電子スピンの特性を把握し、その制御方法を確立することが望まれる。

謝 辞 研究の遂行に対して終始激励いただいた NTT 基礎研究所の東倉洋一所長、上杉 直部長に感謝致します。また、共同研究者の高柳英明、赤崎達志、榎木孝知の諸氏に感謝します。

参 考 文 献

- 1) 例えば、小出昭一郎：基礎物理学選書「量子力学 (II) (改訂版)」, p. 165 (裳華房, 東京, 1996)。
- 2) E. I. Rashba: *Sov. Phys. Solid State*, **2**, 1109 (1960).
- 3) Yu. A. Bychkov and E. I. Rashba: *J. Phys. C*, **17**, 6039 (1984).
- 4) E. A. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca, and F. Bassani: *Phys. Rev. B*, **50**, 8523 (1994).
- 5) G. Lommer, F. Malcher, and U. Rössler: *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 728 (1988).
- 6) J. Luo, H. Munekata, F. F. Fang, and P. J. Stiles: *Phys. Rev. B*, **41**, 7685 (1990).
- 7) J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki: *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 1335 (1997).
- 8) J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki: to be published in *Physica B*.
- 9) G. Engels, J. Lange, Th. Schäpers, and H. Lüth: *Phys. Rev. B*, **55**, R1958 (1997).
- 10) S. Datta and B. Das: *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 665 (1990).
- 11) J. P. Eisenstein, H. L. Störmer, V. Narayanamurti, A. C. Gossard, and W. Wiegmann: *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 2579 (1984).

(1997年11月17日受理)



新田 淳作 につた じゅんさく

昭 54 山口大学工学部電気工学科卒, 昭 56 九州大学電子工学修士課程修了, 同年日本電信電話公社入社, 超伝導, 半導体の研究に従事, 現在に至る。

専門 電子物性

(工博)