トピックス

Mn デルタドープ GaAs とそのヘテロ構造: 強磁性転移温度と磁性制御

Mn-Delta-Doped GaAs and Its Heterostructures: Ferromagnetic Transition Temperature and Control of Magnetic Properties

田中雅明*.**・アーサン M. ナズムル*.**・菅原 聡*.** *東京大学大学院工学系研究科電子工学専攻・**JST さきがけ研究 21 M. Tanaka,*.** A. M. Nazmul,*.** and S. Sugahara,*.** *Department of Electronic Engineering, The University of Tokyo, and **PRESTO, JST

We grew III-V-semiconductor-based ferromagnetic heterostructures consisting of Mn delta(δ)-doped GaAs and p-type AlGaAs, where the overlap of the hole wavefunction with the Mn δ -doping profile leads to high ferromagnetic transition temperatures of over 100 K. The Curie temperature $T_{\rm C}$ of the heterostructure prepared in suitable conditions was 172 K, the highest $T_{\rm C}$ value reported for III-V (InAs, GaAs) magnetic semiconductors. Furthermore, we demonstrated electrical and optical control of ferromagnetism in the semiconductor heterostructures at high temperatures of 100–117 K. We were able to isothermally change the paramagnetic state to the ferromagnetic state and vice versa by applying a gate electric-field or by light irradiation. The large modulation of $T_{\rm C}~(\Delta T_{\rm C}{\sim}15~{\rm K})$ at high temperatures ($> \sim 100$ K) demonstrated here may pave the way for functional device applications compatible with present semiconductor technology.

Key words: delta-doping, selective doping, magnetic semiconductor, transition temperature, control of magnetism, Mn, GaAs

1. はじめに

1980年代以降の結晶成長技術の進歩によって, IV 族, III-V 族, および II-VI 族の半導体では原子レベルでの膜 厚制御技術や急峻な不純物添加(ドーピング)技術が確立 され,その結果さまざまなヘテロ構造やナノ構造が作製さ れるようになり,現在に至るまで低次元電子系の基礎物性 研究やエレクトロニクスデバイスへの応用研究が盛んに行 われている^{1),2)}.このような半導体ヘテロ構造を用いたバ ンドエンジニアリングは,電子デバイスや光デバイスの高 速化や高機能化に貢献し,半導体エレクトロニクスに新し い展開をもたらしてきた.選択ドーピング(変調ドーピン グ)技術を利用した高電子移動度トランジスタ(HEMT) や半導体量子井戸レーザは,その最も顕著な成功例であ る.

しかし、これまでのところ、半導体ヘテロ構造を用いた

バンドエンジニアリング,あるいは波動関数エンジニアリ ングの主たる適用範囲は,非磁性の(磁性やスピンの性質 が顕わに現れない) IV 族または III-V 族の半導体を用いた ものがほとんどであった.本研究は,従来の半導体バンド エンジニアリングの概念を,磁性をもつヘテロ構造材料の 設計に拡張しようという試みである.具体的には,分子線 エピタキシー(MBE)を用いて III-V 族半導体をベースと した磁性ヘテロ接合を形成し,その強磁性転移温度の高温 化^{3)~5)}を目指すとともにゲート電圧や光照射による磁性 制御を行い,スピン自由度を利用した半導体エレクトロニ クスの発展に寄与することを目的としている.

Mn デルタドープ GaAs を含む p 型選択ドープヘテロ構造

半導体材料やデバイスに磁性あるいはスピンの機能をも たせるための材料系として, i) II-VI 族や III-V 族化合物 半導体に Mn などの磁性元素を添加した磁性混晶半導体 (あるいは希薄磁性半導体)^{6),7)},ii) 強磁性体と半導体のへ テロ構造⁸⁾, iii) 半導体結晶中(あるいは表面)に強磁性体 微粒子を分散させたグラニュラー構造⁹⁾,などの研究が行 われてきた、このうち最近最も研究が集中しているのは、 i)の磁性混晶半導体,なかでもエレクトロニクスデバイス と整合性の良い III-V 族をベースとした磁性混晶半導体 (In_{1-x}Mn_x)As, (Ga_{1-x}Mn_x)As である.これらは,母体の非 磁性半導体結晶 (InAs, GaAs) 中に磁性元素 Mn を添加 (濃度 x は数%程度)した磁性をもつ半導体であり, Mn は III-V 族結晶中でアクセプタとして働くため p 型伝導を示 す(正孔濃度pは10¹⁹~10²⁰ cm⁻³のオーダー)ととも に、低温でキャリア(正孔)誘起の強磁性を示すことが知 られている.しかし、その強磁性転移温度 Tc は長らく (GaMn)Asの110Kという値が最高であった^{10),11)}. 一方, 理論的には磁性元素の濃度 x と正孔濃度 p をさらに高め れば T_C は室温近くかそれ以上まで上がるとの予測^{12,13)} がある.しかし実際には、III-V族ベースの磁性混晶半導 体を作製するためには、III-V 族化合物半導体中に固溶度

日本応用磁気学会誌 Vol. 28, No. 2, 2004



Fig. 1 (a) Sample structure of Mn δ -doped GaAs with a p-type selectively doped heterostructure (*p*-SDHS). The GaAs separation layer thickness d_s was 0–10 nm. Holes are supplied from the Be-doped p-type Al_{0.3}Ga_{0.7}As layer to the Mn δ -doped GaAs layer in the SDHS. (b) High-resolution TEM lattice image of a 1.0-ML-Mn- δ -doped GaAs layer grown at 300°C.

の低い Mn などの 3d 遷移金属元素を数%以上添加しなけ ればならず、そのために強い非平衡条件であると思われる 200~300℃程度の低温で MBE 成長を行う必要がある (通常,高品質のGaAs 結晶を得るためのMBE 成長温度 は 600℃程度であるが、500℃以上の高温で Mn 濃度 (x) を数%以上含む (Ga1-xMnx) As を成長しようとすると MnAs クラスターが第2相として析出し均一な磁性混晶 半導体は生成されない). 成長温度を下げると磁性元素濃 度 x を高めることができるが、As アンチサイトや格子間 Mn などの点欠陥が増えこれらのドナーが正孔を補償する ため正孔が活性化せず正孔濃度 p を高めることができな い. fx b f x bた,これらの III-V 族磁性混晶半導体では磁気モーメント (スピン)を担う Mn が正孔を供給するアクセプタでもあ る(いわば Mn が一人二役を演じている)ため, x と p を 独立に制御することも困難である.

そこで、材料や構造設計の自由度を広げるため、われわれは Fig. 1(a) に示すように、Mn デルタドープ GaAs 層を2次元正孔ガスチャネル層に含む GaAs/Be-ドープ p型Al_{0.3}Ga_{0.7}Asからなるp型選択ドープヘテロ構造 (p-type selectively doped heterostructure, *p*-SDHS)をMBE により半絶縁性 GaAs (001) 基板上にエピタキシャル成長した³⁾. AlGaAs 中のアクセプタである Be の濃度は 1.8×10^{18} cm⁻³ とした. GaAs 中に Mn をデルタドーピング



Fig. 2 (a) & (b) Hall loops of 0.3 ML Mn δ -doped GaAs layers grown at 400°C without and with p-SDHS (d_s =3 nm), measured at 40 K. (c) Sheet resistance-temperature (R_{sheet} -T) characteristics of the samples without and with p-SDHS, respectively. (d) R_{sheet} -T characteristics of 0.3 ML Mn δ -doped GaAs samples with p-SDHS for d_s =0, 3, 5, and 10 nm. (e) Schematic diagram of the valence band profile of the p-SDHS, the 2DHG wavefunction, and Mn dopants. E_V and E_F are the valence band top and the Fermi energy, respectively. z is the growth direction.

(シートドーピングと言ってもよい) できる成長条件を注 意深く選択し,成長方向にδ-関数的なドーピングプロファ イルを形成すれば、局所的に高い磁性元素濃度(すなわち 高い局所スピン濃度)が得られる. さらに p 型選択ドーピ ングによって2次元正孔ガス(2-dimensional hole gas, 2DHG)をMn デルタドープ層に供給することができる (バンドプロファイルは Fig. 2(e) 参照). この構造は電子デ バイスに使われる p 型逆 HEMT (Inverted High Electron Mobility Transistor, I-HEMT) とよく似ているが,通常の I-HEMT の2次元正孔ガスチャネルに Mn をデルタドー プした構造になっている. アンドープ GaAs セパレーショ ン層 (厚さ d_s=0~10 nm) までは 600℃で成長し, その後 300~400℃に基板温度を下げて 0.3 原子層 (monolaver, ML)の Mn デルタドープ層と GaAs cap 層を成長した. Fig. 1(b) に GaAs 中に 1.0 monolayer (ML) の Mn をデル タドープした構造の断面透過型電子顕微鏡 (TEM)の格子 像を示す.閃亜鉛鉱型の結晶構造を保ったまま、転位やク ラスターなどの発生が見られず、高品質の単結晶エピタキ シャル層が形成されていることがわかる。ここで示すすべ ての試料は,このように閃亜鉛鉱型結晶構造を保ち,転位 やクラスターなどが発生しない条件で MBE 成長した4).

ここで, 1 ML の Mn デルタドープ層におけるシート Mn 濃度は, 6.3×10¹⁴ cm⁻² に相当する.

3. 磁気輸送特性と強磁性秩序

Fig. 2(a) は 0.3 ML の Mn デルタドープ GaAs 層(単層 でp型選択ドープなし, without *p*-SDHS), Fig. 2(b) は 0.3 ML の Mn デルタドープ GaAs/Be-AlGaAs 構造 (Fig. 1(a) と同じ p 型選択ドープ構造, with *p*-SDHS)の40 K におけるホール効果の測定結果である. 一般に強磁性体の 場合、ホール効果は低温では異常ホール効果によって支配 されているので、ホール抵抗は垂直方向の磁化に比例して いる. Fig. 2(a)の Mn デルタドープ GaAs 単層試料では測 定した温度範囲 (2~300 K) でヒステリシスは見られず常 磁性であったが、(b)の 0.3 ML-Mn デルタドープ GaAs/ Be-AlGaAs ヘテロ構造試料では 70 K 以下の低温で明瞭 なヒステリシスが見られ強磁性秩序を示した. Fig. 2(c) に 両者のシート抵抗 (R_{sheet})の温度依存性を示す. Mn デルタ ドープ GaAs 単層試料に比べると、 p 型選択ドープへテロ 構造では、特に低温側で大きく電気抵抗が下がりキャリア (正孔)を供給できたことを示唆している. 強磁性を示すへ テロ構造試料 (with p-SDHS) では、シート抵抗の温度依存 性 (R_{sheet}-T 特性) において 50~70 K 付近に T_C に相当す るブロードなピークが見られる. これは臨界散乱によるも のと思われる.以上の実験により、p型選択ドープ構造に よって Mn デルタドープ層に供給された正孔が Mn の局 在スピン間に強磁性秩序を誘起させたと考えられる.

このヘテロ構造における強磁性秩序は、 GaAs セパレー ション層の厚さ d_s (Mn デルタドープ層と GaAs/Be-AlGaAs 界面の距離) に大きく依存する. Fig. 2(d) は d_sを 0から10 nm まで変えたヘテロ構造試料のシート抵抗の 温度依存性と、ホール抵抗に見られるヒステリシス(強磁 性秩序)の有無を示している. dsが3nm以下の場合には 強磁性を示したが、d_sが5nm以上の場合には強磁性を示 さず常磁性であった.ホール効果の温度依存性から見積 もったTcはこの一連の試料(Mn デルタドープ層を 400℃で成長)の中では d_sが3 nm のときに最大で 70 K であった.この理由は,Fig. 2(e)の価電子帯バンドプロ ファイルに示すように, d_s=3 nm の時に 2 次元正孔ガス (2DHG)の波動関数と Mn デルタドープ層の重なりが最大 になるため、強磁性秩序が安定化し Tc が高くなったもの と考えられる. 一方, d_sが 5 nm 以上の場合には, 2 次元 正孔ガスの波動関数と Mn デルタドープ層の重なりが少 なくなり強磁性秩序を発現するに至らなかったと考えられ る.以上の結果は Mn デルタドープ層を 400℃で成長した 一連のヘテロ構造試料で得られた.

つづいて、デルタドープ層の局所的な磁性元素濃度をさ らに高くするために、より低温の 300℃で Mn デルタドー プ層を成長したヘテロ構造試料 (構造は Fig. 1(a) と同じ、



Fig. 3 Ferromagnetic Hall hysteresis loops of a 0.3 ML Mn δ -doped GaAs layer with p-SDHS (d_s = 0 nm) grown at 300°C: (a) as-grown sample measured at 100 K, (b) sample with T_a =280°C measured at 110 K, (c) sample with T_a =300°C measured at 170 K, and (d) sample with T_a = 320°C measured at 120 K. The Curie temperature (T_C) for each sample was estimated by Curie-Weiss fitting of the Hall coefficient: (a) T_C =112 K, (b) T_C =120 K, (c) T_C =172 K, and (d) T_C =128 K. In all the Hall data, the measurement temperature was slightly below the Curie temperature.

d_s=0 nm)を作製した.これに先立って,成長温度 300℃ では、GaAs 中の Mn デルタドープ層は極めて急峻で理想 的なプロファイルに近いことを SIMS 分析により確認し た4). また、 クラスターの形成や転位の発生も見られない ことを TEM により確認している⁴⁾. この試料について, ホール効果とシート抵抗の温度依存性を測定することによ り、 $T_{\rm C}$ と正孔濃度pを見積もった.ホール効果では、 $T_{\rm C}$ 以下の低温側では強磁性を示すヒステリシスが見られ、T_c 以上の高温側では磁場に対して直線となる.ここでは高温 側でのホール抵抗の磁場依存性の傾き(すなわちホール係 数)の温度依存性を調べ、キュリー・ワイスフィッティン グを行うことによって $T_{\rm C}$ を評価した⁵⁾. こうして求めた T_cは、ホール抵抗のヒステリシス(残留磁化)が消失する 温度とほぼ一致した. まず as-grown 試料では $T_{\rm C}$ =112 K となり、かなりの強磁性転移温度の上昇が見られた (Fig. 3(a)). さらに窒素雰囲気中で15分間の低温アニール(ア ニール温度 T_a=280~320℃)を行ったところ, Fig. 3(c) のホール抵抗のヒステリシスに示すように、Tc が大幅に 高くなり,最適のアニール温度 T_a=300℃において T_c= 172 K にも達した. 低温アニールによって, 格子間 Mn な どの点欠陥が減ったことにより、強磁性秩序に寄与する Mn が増えたこと、および点欠陥によるドナー濃度の減少 により正孔濃度が増えたことが高 Tc 化に寄与していると 考えられる. この T_C=172 K という値は, 現在報告されて

日本応用磁気学会誌 Vol. 28, No. 2, 2004



Fig. 4 $T_{\rm C}$ (filled squares) and p (open circles) as functions of $T_{\rm a}$. The data for the as-grown sample are connected by dotted lines.

いる III-V 族 (InAs, GaAs) ベース磁性半導体の強磁性転 移温度としては最高値である⁵⁾.

Fig. 4 に as-grown の試料と低温アニールした試料(ア ニール温度 $T_a = 280 \sim 335 ^{\circ}$ における T_c と正孔濃度 pを示す. T_c とp の間には非常に良い相関が見られ、この系 でも正孔誘起の強磁性であることがわかる. T_a を300 $^{\circ}$ まで上昇させると、ダブルドナーとして働く格子間 Mn な どの点欠陥が減り、正孔の補償効果が抑制されて正孔濃度 が増え、強磁性秩序に寄与する Mn が増えたことによっ て、 T_c とp がともに上昇したと考えられる. 一方、アニー ル温度が 300 $^{\circ}$ を超えると T_c とp がともに減少する理由 は必ずしも明らかではないが、上記の効果が飽和し、わず かに Mn の拡散が起こり急峻なデルタドーピングプロ ファイルからのずれが生じ始めたことなどが原因として考 えられる.

4. 電界および光による磁性の制御

正孔によって Mn の局在スピン間の強磁性相互作用が 誘起または増強されるのであれば、光学的または電気的に 正孔濃度を変えることにより磁性を制御できるのではない かということが期待される.磁性半導体 InMnAs では、 キュリー点付近の低温(35 K以下)において、光照射に よって常磁性から強磁性へ転移すること¹⁴⁾、またゲート電 E(125 V)をかけて電界効果によって同様に常磁性から強 磁性へ転移すること(キュリー温度の変化 $\Delta T_{\rm C}$ は 1 K 程 度)¹⁵⁾が報告されているが、GaAs 系磁性半導体ではこう した報告例はなく、本研究のヘテロ構造を用いればより高 い温度で電界または光による磁性制御が期待できると思わ れる.

そこで、Fig.5 (挿入図) にあるように、300℃で Mn デ ルタドープ層を成長したヘテロ構造試料 ($d_s = 0 \text{ nm}$)の表 面に SiO₂ 絶縁層を介して Al ゲート電極を付け、電界効果 トランジスタ (FET) 構造を作製した. これはチャネルに Mn デルタドープ層をもつ FET であり、ゲート電圧 V_g に よってチャネルの正孔濃度を変化させ、磁性秩序を制御す



Fig. 5 Hall resistance loops of a sample measured at 115 K as a function of the magnetic field for different gate biases ($V_g=0$, -12, -15, and -18 V). With increasing minus gate voltage, the Hall loop changed from linear to hysteresis, indicating that the paramagnetic state changed to the ferromagnetic state because of the increased hole concentration in the Mn delta-doped channel.

ることをねらったものである. 測定温度 115 K において、 ホール抵抗の磁場依存性をさまざまなゲート電圧 Vg でプ ロットした結果を Fig.5 に示す. この温度領域では, 異常 ホール効果が支配的であるため、図の縦軸のホール抵抗は 垂直方向の磁化に比例すると考えて良い. 試料の強磁性転 移温度 T_C は,V_g=0 V において 105 K であり,測定温度 115 Kより若干低い. ゲート電圧 Vgを0 Vから-18 V まで変化させると、ホール抵抗ループは直線からヒステリ シスへ変化した. $V_g=0 \sim -12 V$ ではチャネル正孔濃度が 低いため常磁性であるが,Vg=-15~-18 V ではチャネ ル正孔濃度が増加するため強磁性となる.このような常磁 性から強磁性への相転移は可逆的であり、温度を変えるこ となくゲート電圧の変化のみによって繰り返し転移を起こ させることができる.この実験では、 $V_g = 0 V$ のときに正 孔濃度 $p=6.3\times10^{11}$ cm⁻², $T_{\rm C}=105$ K であったが, 負の ゲート電圧を印加すると正孔濃度と Tc はともに上昇し $V_{\rm g}$ = -18 V ではそれぞれp = 2.7×10¹² cm⁻², $T_{\rm C}$ = 120 K と見積もられた. すなわち, 18 V 程度のゲート電圧の印加 によって、 Mn デルタドープチャネル層の正孔ガス濃度を 変え、キュリー温度を100 K 以上の領域において電気的 な方法で 15 K 程度変化させることができた ($\Delta T_{\rm C}$ ~15 K) ことになる^{16),17)}.この正孔濃度の変化とキュリー温度の変 化は、平均場近似12)で予測される変化量にほぼ一致する.

次に、同様のヘテロ構造試料 $(d_s=0 \text{ nm})$ に対する光照 射の効果を調べた. このヘテロ構造では、光照射によって 生成された電子は内部電界によって表面側に逃げるが、正 孔はヘテロ界面の三角ポテンシャル内にある Mnデルタ ドープチャネル層に蓄積されるようになっており強磁性へ の寄与が予想される (Fig. 2(e) 参照). Fig. 6 は、ホール抵



Fig. 6. Hall resistance loops of the heterostructure sample in the dark and under light measured (a) at 95 K and (b) at 100 K. The enlarged figures of the Hall loops of (a) and (b) at low magnetic fields (-0.2-0.2 T) are shown in the inset. Under light irradiation, the magnetization is significantly increased and both the coercivity and remanence are slightly increased.

抗の磁場依存性を光照射なしの暗状態 (dark),および光照 射した状態 (light) で測定した結果である. 試料の T_Cは, 光照射なし (dark) において 105 K, 測定温度は (a) 95 K および (b) 100 K である. 光はヘリウムネオンレーザを用 いており, 波長は 632.8 nm, 強度は 8 mW/cm² である. 測定温度は Tc 以下であるので、ホール効果は異常ホール 効果により支配され、ホール抵抗は試料の磁化にほぼ比例 する. したがってここでも図の縦軸は磁化に比例する量を 測っていることになる. 光を照射させるとホール抵抗(磁 化)の絶対値が増大し、ヒステリシスループの保持力と残 留ホール抵抗(残留磁化)もわずかではあるが増加してい ることから、強磁性秩序が強まったことがわかる. 光照射 なしの暗状態での正孔濃度pは1.7×10¹² cm⁻²である が, 光照射によって 95 K では 3.0×10¹² cm⁻² に増え, 1Tの磁場において磁化が 45%増えたと見積もられる.こ の変化もやはり可逆的であり、光照射を止めると元の暗状 態に戻る (永続的光伝導のような効果は見られない). この 実験により、GaAs 系磁性半導体材料においても、光に よって磁化を制御する機能を実現する可能性が高まったと 考えている16),17).

5. ま と め

Mn デルタドープ GaAs を含む p 型選択ドープヘテロ構 造を作製し, p 型 AlGaAs 層から Mn デルタドープ GaAs 層へ正孔を供給することにより, 強磁性秩序を実現した. 成長温度と低温アニール温度を最適化することにより, III-V 族ベースの磁性半導体材料としてはこれまでで最も 高い強磁性転移温度(172 K)を観測した.また, このヘテ ロ構造試料にゲート電極を付け, チャネルに Mn デルタ ドープ層をもつ FET 構造を作製し, かなりの高温(115 K) においてゲート電界を印加することにより, 電気的に常磁 性から強磁性への転移を起こさせることに成功した.ま た,同様のヘテロ構造では,約100Kの比較的高い温度に おいて,光照射によっても磁性を変化させることができ た.

謝辞 高橋正光博士(原子力研究所, SPring-8),水木 純一郎博士(原子力研究所, SPring-8)にはMn デルタ ドープ構造における局所構造の解析について,柳澤圭一氏 (MST)にはTEM 解析について,それぞれ共同研究を行い 有益な議論をしていただいた.本研究を行うに当たって, JSTさきがけ研究21,文部科学省ITプログラムRR 2002,科学研究費補助金特定領域研究「半導体ナノスピン トロニクス」,財団法人東レ科学振興会から援助を受けた.

参考文献

- H. Sakaki: "Molecular Beam Epitaxy," pp. 217-330 in III-V Semiconductor Materials and Devices, ed. by R. J. Malik (Elsevier Science Publishers B.V., 1989).
- H. L. Stormer and W. T. Tsang: *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 685 (1980);
 H. L. Stormer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, R. Blondel, and K. Baldwin: *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 139 (1984).
- A. M. Nazmul, S. Sugahara, and M. Tanaka: *Appl. Phys.* Lett., 80, 3120 (2002).
- A. M. Nazmul, S. Sugahara, and M. Tanaka: J. Cryst. Growth, 251, 303 (2003).
- A. M. Nazmul, S. Sugahara, and M. Tanaka: cond-mat/ 0208299 (August 2002); *Phys. Rev. B*, **67**, 241308(R) (2003).
- 6) J.K. Furdyna: J. Appl. Phys., 64, R29 (1988).
- 7) H. Ohno: J. Magn. Magn. Mat., 200, 110 (1999).
- 8) M. Tanaka: Semicond. Sci. & Technol., 17, 327 (2002).
- H. Akinaga: Semicond. Sci. & Technol., 17, 322 (2002); M. Tanaka, H. Shimizu, and M. Miyamura: J. Cryst. Growth, 227–228, 839 (2001).
- F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen, and Y. Sugawara: *Phys. Rev. B*, 57, R2037 (1998).
- Very recently, T_C values over 140 K in GaMnAs were reported by some groups: K. W. Edmonds, K. Y. Wang, R. P. Campion, A. C. Neumann, N. R. S. Rarley, B. L. Gallagher, and C. T. Foxon: *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4991 (2002); K. C. Ku, S. J. Potashnik, R. F. Wang, S. H. Chun, P. Schiffer, N. Samarth, M. J. Seong, A. Mascarenhas, E. Johnston-Halperin, R. C. Mayers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom: *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2302 (2003); D. Chiba, K. Takamura, F. Matsukura, and H. Ohno: *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 3020 (2003).
- 12) T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand: *Science*, **287**, 1019 (2000).
- K. Sato and H. Katayama-Yoshida: Semicond. Sci. & Technol., 17, 367 (2002).
- 14) S. Koshihara, A. Oiwa, M. Hirasawa, S. Katsumoto, Y. Iye, C. Urano, H. Takagi, and H. Munekata: *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4617 (1997).
- H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Ohmiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno, and K. Ohtani: *Nature*, 408, 944 (2000).
- 16) M. Tanaka: Invited talk at the American Physical Society 2003 March Meeting, paper S7.004, Austin, March 2003; A. M. Nazmul, S. Sugahara, and M. Tanaka: The American Physical Society 2003 March Meeting, paper Y24.001, Austin, March 2003.

17) A. M. Nazmul, S. Sugahara, and M. Tanaka: to be published in Physica E.

(2003年10月17日受理)



田中雅明 たなか まさあき

平元 東京大学大学院工学系研究科博士課 程修了(工学博士),同年 東京大学工学部 電子工学科・助手,平2 同電気工学科・ 講師,平4~6 米国ベル通信研究所・客 員研究員,平6 東京大学工学部電子情報 工学科・助教授,平7 同大学院工学系研 究科電子工学専攻・助教授,現在に至る. 平7~10 科学技術振興事業団さきがけ研 究 21「場と反応」領域研究員を兼務,平13 ~現在 同さきがけ研究 21「光と制御」領 域研究員を兼務.

専門 電子物性工学,半導体工学,スピン エレクトロニクス (工博)



アーサン M. ナズムル

圖

平9 豊橋技術科学大学工学部電気電子工 学科卒業,平11 東京大学大学院工学系 研究科修士課程修了,平14 東京大学大 学院工学系研究科博士課程修了(工学博 士),同年~現在 科学技術振興事業団さ きがけ研究21「光と制御」領域・博士研究

専門 電子物性工学,スピンエレクトロニ クス (工博)



菅原 聡 すがはら さとし

平8 東京工業大学理工学研究科電子物理 工学専攻博士課程修了・博士(工学), 同年 東京工業大学工学部電気電子工学科・助 手,平12 東京大学大学院工学系研究科 電子工学専攻博士研究員(東北大学電気通 信研究所リサーチ・アソシェイト),平13 科学技術振興事業団さきがけ研究21「ナ ノと物性」領域研究者,平14 東京大学大 学院工学系研究科電子工学専攻・助手,現 在に至る.

専門 電子物性工学,スピンエレクトロニ クス (工博)