半導体ナノスピントロニクス・デバイス

周 逸凱^{*1}・朝日 一^{*1}

Semiconductor Nanospintronics Devices

Yi Kai ZHOU and Hajime ASAHI

The Institute of Scientific and Industrial Research, Osaka University
8-1, Mihogaoka, Ibaraki, Osaka 567-0047, JAPAN

(Received March 22, 2006, Accepted August 5, 2006)

This paper introduces the features and basic principles of the representative spintronics devices—MRAM, spin FET and circular light LED, especially which are fabricated by ferromagnetic semiconductors. It implies that the development of room temperature ferromagnetic semiconductor is very important towards the realization of semiconductor spintronics devices. The properties of transition metal (Cr) and rare-earth element (Gd) doped GaN, which show ferromagnetism at room temperature, are reviewed. The observation of TMR effect in GaCrN/AlN/GaCrN trilayer shows the possibility of GaN-based room temperature ferromagnetic semiconductor for semiconductor spintronics devices.

1. はじめに

エレクトロニクスの更なる発展によって、高度な情報通信が可能な社会、言わば、ユビキタス社会が到来している。それを確実に実現していくためには、現有のエレクトロニクス機器を根底から支えている集積回路やデバイスを極めて高性能化させる必要がある。アプローチは、様々な分野で行われている。特に、次世代デバイス用の新材料、ナノ材料やナノデバイスなど研究開発競争が激しく展開している。

新材料の研究領域では、現代のエレクトロニクスを支える二つ重要な材料である半導体と磁性体の融合によって生まれた強磁性半導体材料は大変注目を集めている。今まで、電子の2つの自由度—電荷とスピンは別々に利用されて来た。この2つの自由度を1つのシステムで利用することによって、新たな、より高度なスピントロニクス分野が形成している。この分野では、不揮発性、超高速化・超省エネルギー化・超高集積化できるという特徴を持つ新機能デバイスが期待される。

本稿では、代表的なナノスピンドバイス（MRAM、スピンFET及び円偏光半導体レーザー）を紹介し、最後に、筆者らの研究グループの室温強磁性半導体及びそのデバイスの現状について紹介する。

2. 代表的なナノスピンドバイス

スピントロニクスでは、用いる材料は様々で、金属、半金属、磁性金属、絶縁体、非磁性半導体や磁性半導体などというものが挙げられる。これらの材料がヘテロ構造、混晶、ハイブリッド構造やナノ構造によって、混ざり合って使用されている。例えば、既に商品化されている磁気ヘッド、ハードディスクなどでは、金属と磁性金属（遷移金属化合物）材料が用いられている。遷移金属化合物ベースのスピントロニクスは歴史が長く、応用範囲が広い。半導体スピントロニクス

は潜在的に高いポテンシャルを持っているが、現状としては、まだ多くの応用に繋がる研究が必要である。

半導体スピントロニクスは、半導体マグネトエレクトロニクスと半導体量子スピンエレクトロニクスに分けられる¹⁾。前者は、半導体と磁性体の融合した形で、電子スピンドバイスと光学スピンドバイスというものである。後者は、非磁性半導体を使うもので、長いコヒーレンス時間を持つスピンを光と電場によって制御できる量子スピンドバイスである。ここでは、前者に属する代表的な、重要なデバイスを紹介する。電子スピンドバイスとしてのMRAMとスピンFET、及び光学スピンドバイスとしての円偏光半導体レーザーを紹介する。

2.1 MRAM

1975年に、最初にJulliere²⁾が強磁性トンネル接合による強磁性トンネル磁気抵抗効果（TMR; Tunnel Magnetoresistance）を報告した。Fe/Ge/Co接合から、強磁性体のスピン依存伝導が確認された。その後、1988年フランスのBaibich³⁾及びドイツのGrenbergらによって、巨大磁気抵抗効果（GMR; Giant Magnetoresistance）が発見された。それを契機に、磁気ヘッドの性能は飛躍的に向上し、近年のHDDの記録密度は年100%もの驚異的な上昇を続け、しかも、安価になっている。一方、TMR効果を利用した夢のメモリーMRAMの研究開発も精力的に行われている。2003年では、米Motorolaは世界初の4 Mbit MRAMをサンプル出荷し、その翌年、16 Mbitという大容量を実現した。現在、Gbit級に向けて、各種技術開発が行われている。従来のDRAM、SRAMやFLASHなど半導体メモリは電子の電荷によって情報を保持している。これに対して、MRAMでは従来のメモリとはまったく違った原理で、電子のスピンで情報を保持するようになる。そのため、不揮発、大容量、高速、低消費電力、非破壊読み出し、低電圧駆動、無限回書き換え可能という特徴を持っている。CPUとの集積により、携帯情報機器などの小型化だけでなく、DRAMのようなリフレッシュ動作が必要でないため、低消費電力化・高速化も実現できる。

^{*1} 大阪大学産業科学研究所（〒567-0047 大阪府茨木市美穂ヶ丘8-1）

図1 (a) MRAM 素子構成の概略図, (b) TMR 効果.

MRAMはTMR素子を交点に、ビット線(BL)とワード線(WL)のマトリクス状に配線した構造となっている(図1(a)). 図1(b)のように、TMR素子の基本構造は強磁性層/非磁性層/強磁性層の三層構造からなる。TMR素子では一方の強磁性体層のスピンの向きが固定され(図では下部)、もう一方では外部磁場によってスピンの向きが変えられるようになる(図では上部)。図のように、スピンの向きが平行な場合は、TMR素子の電気抵抗が小さく、反平行な場合、電気抵抗が大きい。二つの強磁性層のスピンの向きが平行な場合を0、反平行な場合を1と定義すると、電気抵抗の変化を検出することで、TMR素子に蓄積されているビット情報を読み取ることができる。書き込みは、BLとWLにパルス電流を流し、その合成磁界により図では上部の強磁性層のスピンの向きを反転させたりする。

これまで、強磁性層は、通常では、遷移金属磁性元素(Fe, Co, Ni)、または、それら合金(CoFe, CoFeNiやNiFeなど)が用いられてきた。半導体を用いたTMR素子の研究は、東大の田中らにより最初に行われた⁴⁾。半導体のTMRは、多くの利点がある。半導体基板と整合性がよく、しかも、エピタキシャル成長により、原子層まで制御が可能で、現有の製造機器を利用できるため、プロセスや集積化がかなり有利である。

図2はGa_{1-x}Mn_xAs(x=4.0%, 50 nm)/AlAs(1.6 nm)/Ga_{1-x}Mn_xAs(x=3.3%, 50 nm)からなる単一障壁強磁性半導体トンネル接合の8 Kにおける磁化特性とトンネル抵抗の磁場依存性を示す。磁化特性にステップ構造が見られ、磁場が60及び100 Oeで二段となっている。図2(b)は抵抗-磁場とTMR曲線を示す。実線は磁場を正から負へ、点線は負から正へ変化させたときを示している。二つのGa_{1-x}Mn_xAs層が平行の時、電気抵抗は0.015 Ωcm²で、反平行の時、0.025 Ωcm²である。TMR比は72%にも達した。この構造では、GaMnAs中のスピン偏極率は約50%であることがわかった。強磁性半導体を用いたTMR素子作製の成功は今後の半

図2 単一障壁強磁性トンネル接合の(a)磁化曲線, (b)磁気抵抗とTMR曲線⁴⁾.

導体スピントロニクスに大きな推進力になると考えられる。

2.2 スピンFET

スピンと電荷を利用したMRAMは、DRAMなどの半導体メモリと比べて非常に利点の多い夢のデバイスとも言える。MRAMのように、現在は金属が主流であるが、しかし、論理回路の場合、やはり半導体を用いることで、能動デバイスを実現できる。スピンFETはトランジスタであり、構造的には、従来のFETによく似ているが、しかし、主役は電荷ではなく、スピンが主役である。現在の半導体エレクトロニクスは、サイズを小さくするにつれて、集積回路の動作速度が向上し、消費電力も小さくなる。その発展は、限界がくることが予測されている。そこで、電子の一つの性質であるスピンの重要な役割を果たすようになると期待されている。スピンFETは代表的な超高速、省電力な機能デバイスである。

スピンFETは1990年に、S. DattaとB. A. Das(当時はPurdue大学)によって提案された⁵⁾。スピンFETではソースとドレインが強磁性体になっている(図3)。ゲート電圧を加えていない場合では、ソースから電子がスピンの向きを保ったまま半導体二次元電子ガスチャンネルを通過し、ドレインへと移動する。ソースとドレインのスピンの向きが同じであるため、電流が流れやすい。一方、ゲート電圧を加えると、電場が生じ、チャンネル内の電子スピンの向きがスピン軌道相互作用によって回転し、ドレインに到達する時点で、ドレイン内のスピン向きと逆になる。TMR構造と同じように、電流が流れにくくなる。従来型FETではゲート電圧を加えると反転層ができて電子輸送が起こるが、スピンFETはこれと正反対の動作となる。従来のFETと比べ、反転層を作るよりも、スピンを逆転させるのがより小さなエネルギーで済むわけで、省電力になる。また、スピンFETにはメモリ効果がある。ドレインの磁化方向は、外磁場によって変えることができる。そうすると、書き換え可能な不揮発性

図3 スピントランジスタの概念図.

電子回路が可能である.

現状では、スピンFETを実現するには、まず、解決すべき二つ重要な問題がある. 一つ目は、強磁性体電極から半導体チャンネルへのスピン注入効率問題である. 注入効率を如何にあげるかは、スピンFETだけでなく、スピントロニクス全体に関わる問題でもある. 二つ目は、スピン軌道相互作用のゲート電圧による制御ができるかどうかである⁶⁾.

半導体へのスピン注入の最初の報告は、希薄磁性半導体 GaMnAs を用いた GaAs への注入に関するものである^{7,8)}. GaMnAs は、キュリー温度が低いため、室温でのスピン注入が実現できない. ただ、希薄磁性半導体電極を用いる最大の利点はその伝導率が注入される半導体層と同じであるため、高い注入効率が期待される. 一方、金属磁性体電極からのスピン注入の場合、スピン注入効率を上げるには、強磁性体と半導体との間に、スピンフィルター機能を果たすトンネルバリアを設ける必要がある. 近年、MgO トンネルバリアを介した大きな MR 変化率が示されている^{9,10)}.

一方、スピン軌道相互作用のゲート電圧による制御に関しては、実験的に、シュブニコフ・ドバース振動のビートパターンを観察することによって、ゲート電圧によるスピン軌道相互作用の制御が可能であることが示されている¹¹⁾.

以上のような二つの問題を解決しつつあり、スピンFETの実現が近づいている.

2.3 円偏光半導体レーザー

円偏光半導体レーザーは光通信にとって非常に価値のあるものである. レーザー光の偏光に qubit の情報を乗せて伝送する方法は、セキュリティ性が極めて高いと言われている. 円偏光半導体レーザーを実現するには、MRAM とスピンFET と同様に、高効率のスピン注入が不可欠である. また、第一歩として、円偏光を発する LED (Light Emitting Diode) の実現が必要である. 次のステップとして、共振器面を持つレーザー構造とし、電流注入によって発生した偏光した光を共振させ、円偏光レーザー光を得ることができる.

世界で初めて希薄磁性半導体を用いて円偏光発光 LED を実現したのは、Ohno らの研究グループである. 図4(a)では、強磁性半導体 GaMnAs を用いた LED 構造を示す¹²⁾. GaMnAs からのスピン偏極したホールを量子井戸層の InGaAs に注入し、電子と再結合することによって、円偏光を発する. 発光ピークエネルギーは約1.35 eV である. 図4(b)では、スピン偏極率 $P = (\sigma^+ - \sigma^-) / (\sigma^+ + \sigma^-)$ の磁場及び温度との関係を示しているもので、ゼロ磁場で1%を達成した. ここで、 σ^+ は右円偏光で、 σ^- は左円偏光である.

一方、スピン注入は強磁性半導体ではなく、非磁性半導体のスピンホール効果を利用し、LED 構造への注入もできる.

(a)

(b)

図4 (a)円偏光を発するLED 構造図, (b)スピン偏極率の磁場依存性及び温度依存性 (挿入図)⁸⁾.

図5 スピンホール効果を利用した(a) LED 構造, (b)バンド構造(c) (d) PL と EL スペクトル¹³⁾.

2005年に日立ケンブリッジ研究所は、図5(a)のようなラテラル構造のスピンLEDを用いて、スピンホール効果を確認した. スピンホール効果は、1971年に最初に予測され^{15,16)}、2004年に California 大学 Santa Barbara 校でカー効果を利用して初めて観察に成功した¹⁷⁾. スピンホール効果とは、伝導体に電流を流すと、スピン軌道相互作用により、上向きスピンと下向きスピンのホールが逆向きに曲げられて電流路の

図6 (a) スピンホール効果を利用したLEDのSEM像, (b) (c) 各エネルギーにおけるLED1及びLED2からの発光の偏極率, (d) Kubo式によるスピンホール伝導率の計算結果¹³⁾.

両端に蓄積する現象である。図5(a)のように、スピンホール効果により、2次元ホールガス(2DHG)を電流路の両側に発生させ、それと隣り合わせて、2次元電子ガス(2DEG)を作った(図5(a), (b))。その電流路の両端にそれぞれ一個のLED構造を設けた形になる(図6(a))。試料に流す電流の向きによって、LED1からの光の偏光の符号が反転することが確認できた(図6(b))。更に、流す電流向きが同じで、二つのLED1と2からの光の偏光が反対であることを観察した(図6(c))。このようにスピンホール効果が確認できた。スピンホール効果を利用することで、スピン注入効率が格段に向上でき、非磁性半導体を利用するのが特徴である。

2005年にスピン注入が面発光レーザー構造を用いて行われた¹⁴⁾。スピン偏極したホールをInGaAs/GaAsの量子井戸に注入し、EL発光が観測された。EL発光スペクトルを図7(a)に示す。スピン偏極率が80 Kで約4.6%を達成した(図7(b))。

強磁性体(強磁性金属, 強磁性半導体)及びスピンホール効果を利用して、LEDへのスピン注入ができた。将来的には、スピンFETのように、高周波の電場を用いて、超高速で電子(ホール)のスピン向きを変化させてレーザー構造に注入し、そのスピン向きに応じて、左或いは右円偏光レーザー光が作られることも考えられる。

3. GaNベースの磁性半導体及びそれを用いたデバイス

半導体スピントロニクスでは、様々な新機能デバイスが登場し、次世代の情報通信に大きな夢を我々に与えてきたと同時に、様々な課題も残されている。一番大きな問題はやはり材料のキュリー温度である。デバイスを室温で動作させるにはキュリー温度が室温を超える強磁性半導体が必要である。

室温強磁性半導体材料へのアプローチは、III-V族, II-VI族, IV族などの様々な材料系で展開されている。ここでは、筆者らのグループで研究されている遷移金属及び希土類元素添加GaNの特性及びそれらを用いたデバイスについて紹介する。

(a)

(b)

図7 (a) スピン偏極面発光レーザーのELスペクトル及び(b) 発光のスピン偏極率の磁場依存性¹⁴⁾.

3.1 遷移金属原子添加 GaN : GaCrN

GaCrNは、III族原料として固体Ga, V族原料としてプラズマ励起の窒素(N_2)ガス、遷移金属として固体Crを用いたMBE法により成長させた。サファイア基板表面を800°Cで15分間熱的クリーニングを行った後、GaN低温バッファ層を400°Cで約2 nm堆積させ、成長温度650–700°Cまで基板を昇温することで再結晶化させた後に、GaNバッファ層を成長させ、その上にGaCrNの成長を行った。成長されたGaCrNは透明で表面は鏡面状態である。約2%以下のCr濃度に対して相分離のない結晶が得られた。Cr濃度約1.5%のGaCrNのX線回折パターンから、GaCrN及びサファイア基板の回折ピークのみが観測されている¹⁸⁾。伝導型はn型であり、 10^{18} cm^{-3} 台半ばのキャリア濃度をもっている。

この試料に対するSQUID測定による磁化-磁場(M-H)曲線を図8に示す¹⁸⁾。7 K, 300 K両温度において、明瞭な磁化ヒステリシス(挿入図)と磁化の飽和が観測されている。GaCrNは低温でも高温でも、強磁性的に振舞うことが見出された。保磁力は90 Oeである。Cr原子1個あたりの磁気モーメントは $2.6 \mu_B$ である。磁化-温度(M-T)曲線をみると、GaCrNのキュリー温度は400 K以上であることが予測できる¹⁸⁾。

InAs, GaAsベースの磁性半導体InMnAs, GaMnAsは相分離を抑制するためにInAs, GaAsの通常成長温度に比べ

図8 GaCrN サンプルの磁化の磁場依存性.

図9 GaCrN サンプルからの PL 発光スペクトル.

なり低温で成長されており、発光が観測されていない。しかし、GaN ペースの磁性半導体は、ほぼ通常の GaN 成長温度で成長を行うことができるため、室温でも比較的強いフォトルミネセンス (PL) 発光が観測された。図9は GaCrN の 10–300 K での PL 発光スペクトルを示す¹⁹⁾。約 3.2 eV のピークは立法晶 (cubic) の GaCrN によるもので、3.5 付近のピークは六方晶 (hex) の GaCrN と GaN によるものと判断されている。

このように、GaCrN は発光し、電気伝導を示し、また、室温強磁性を示すことから、応用上非常に重要な特性を持つ。

3.2 希土類原子添加 GaN : GaGdN

希土類原子添加の GaN は希土類原子の原子単位間の電子遷移に基づく鋭い発光が得られることが知られている。希土類原子の種類により、赤、緑、青 (RGB) の 3 原色の発光が可能であり、表示素子への応用が考えられている。また、希土類原子は空間異方性の f 電子を持ち、希土類添加の GaN でも強磁性を示すと期待される。

図10と図11に、Gd セル温度 1150°C で成長した単層及び超格子構造の磁化-磁場曲線を示す。これらの試料からは、室温での強磁性を確認した。10 K 及び 300 K の磁化曲線を比較すると、単層膜よりも、超格子構造の方が単位体積あたりの磁化が大きく、温度変化が大きいためが見られる。現在、この理由は不明であるが、相分離という可能性を除けば、キャリア (電子) が磁化を増大させた可能性がある。すなわち、Gd を GaN に添加すると、バンドギャップが少し縮み、電

図10 10 K 及び 300 K における単層 GaGdN 膜の磁化-磁場曲線.

図11 10 K 及び 300 K における超格子 GaGdN/GaN の磁化-磁場曲線.

子は GaGdN 膜に流れ込み、超格子構造にすることによって、単層膜より、超格子中の GaGdN 膜により高いキャリア濃度が存在すると予測できる。このために、より大きい磁化が誘起されたと考えられる。

3.3 GaCrN を用いた TMR 素子

RF-MBE 法を用い、GaCrN/AlN/GaCrN 三層構造を作製した。化学的、熱的に清浄化された n-GaN 基板上に 1 nm の高温の GaN バッファを成長させた後、30 nm の第 1 GaCrN 層を 700°C で成長した。AlN 層は 800°C で成長させた後、第 2 GaCrN 層を 700°C で 250 nm 成長してから GaN キャップ層を積んだ。第 1 と第 2 GaCrN 層の Cr 濃度はそれぞれ 1%, 2% である。

成長終了後、AFM を用いて表面観察を行った結果、RMS 値は 0.792 nm であり、平坦な表面が得られたことを確認した。三層構造の界面を TEM で観察した。図12に示したように平坦な界面が形成していることが確認され、AlN 層の厚さが 3 nm であることがわかった。

試料の磁化の磁場依存性は SQUID 磁束計を用いて行った。試料のサイズは 4 × 4 mm² であり、外部磁場は試料面に平行に印加した。10 K から 300 K まで測定を行い、すべての温度においてヒステリシスが観測された。磁化-磁場曲線から、飽和磁化に達する磁場は約 4000 G であり、140 Oe の保持力を持っていることを確認した。

スピン依存輸送特性を調べるため、試料に対してトンネルダイオードを試作した (図13)。まず、反応性イオンエッチングを用いて MESA 加工 (φ300 μm 径) した後、Au (150

図12 GaCrN/AlN/GaCrN 三層構造の TEM 像.

図13 GaCrN/AlN/GaCrN トンネルダイオード構造.

図14 GaCrN/AlN/GaCrN 三層構造の磁気抵抗の磁場依存性.

nm)/Ti(12 nm) を蒸着 ($\phi 200 \mu\text{m}$ 径) してからオーミック接触形成のために窒素雰囲気中 500°C で 1 分間アニーリングを行った. I-V 測定の結果, AlN 層がトンネル障壁として働いていることが分かった. ダイオード試料に対して 77 K の温度で磁気抵抗の磁場依存性を調べた. $0.1 \mu\text{A}$ の電流は試料面に垂直に流し, 磁場は面に平行に印加した. 図14が測定結果である. 印加した外部磁場による GaCrN 層間のスピン依存散乱の大きさに比例して磁気抵抗が変化するトンネル磁気抵抗効果を観測した. 図で示しているように外部磁場を $+2000 \text{ G}$ まで徐々に上げると, 2 つ GaCrN 層のスピンは外部磁場方向に揃い, その後逆に -2000 G まで徐々に変化すると -200 G 付近で GaCrN 層間のスピンの向きが反平行になってスピン依存散乱が大きくなって, 磁気抵抗が大きくなっている. 更に磁場を減少させると, 2 つ GaCrN 層のスピン

は外部磁場方向に揃って, 磁気抵抗が小さくなっている. また, この状態から, $+2000 \text{ G}$ までゆっくり増加させると, 300 G 付近で GaCrN 層間のスピンの向きが反平行になって磁気抵抗が大きくなっている. トンネル磁気抵抗比は Julliere モデルによって計算すると 0.1% である.

4. 結 論

半導体スピントロニクスは次世代の情報通信に大きなポテンシャルを持っている. スピン依存伝導, スピン注入, スピン軌道相互作用, スピンホール効果などのスピントロニクスにとって重要な物理現象を如何に利用し, 制御するかは, 今までにない多彩な新機能デバイスにつながる.

一方, GaN ベースの室温強磁性半導体においては, 室温強磁性の発現メカニズムの解明は, 磁性半導体における強磁性制御の基本問題となり, 理論的にも, 実験的にも双方のアプローチが不可欠である. それと同時に, GaN 磁性半導体ベースのスピン注入デバイスなどのスピン現象関与したデバイスを作製して, 更なるデバイスとして検証することが重要である. 特に, ナノ構造 (超格子, 量子細線, 量子ドット) にすることによって, GaCrN を始めとする室温強磁性半導体の磁性を制御することができる. また, ナノ構造はデバイスの基本構造にもなるため, 熱的に安定性が高い GaN ベースの室温強磁性半導体は室温だけでなく, 高温でも動作するスピントロニクス材料としても期待される.

〔文 献〕

- 1) H. Ohno, F. Matsukura and Y. Ohno: JSAP International No. 5, (2002) pp. 4-13.
- 2) M. Julliere: Phys. Lett., 54 A (1975) 225.
- 3) M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen, Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas: Phys Rev Lett., 61 (1988) 2472.
- 4) M. Tanaka and Y. Higo: Phys. Rev. Lett., 87 (2001) 026602.
- 5) S. Datta and B. Das: Appl. Phys. Lett., 56 (1990) 665.
- 6) J. Nitta: FED Review, vol. 1, No. 10, 14 March (2002).
- 7) R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag and L. W. Molenkamp: Nature, 402 (1999) 787.
- 8) Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno and D. D. Awschalom: Nature, 402 (1999) 790.
- 9) S. Yuasa, et al.: Nature Materials., 3 (2004) 868.
- 10) S. S. P. Parkin, et al.: Nature Materials., 3 (2004) 862.
- 11) J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi and T. Enoki: Phys. Rev. Lett., 78 (1997) 1335.
- 12) Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno and D. D. Awschalom: Nature, vol. 402, pp. 790-792, 16 Dec., 1999.
- 13) J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova and T. Jungwirth: PRL, 94 (2005) 047204.
- 14) M. Holub, J. Shin, S. Chakrabarti and P. Bhattacharya: Appl. Phys. Lett., 87 (2005) 091108.
- 15) M. I. D'yakonov and V. I. Perel: JETP Lett., 13 (1971) 467.
- 16) M. I. D'yakonov and V. I. Perel: Phys. Lett., A 35 (1971) 459.
- 17) Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard and D. D. Awschalom: Science, 306 (2004) 1910.
- 18) M. Hashimoto, Y. K. Zhou, M. Kanamura and H. Asahi: Solid State Com., 122 (2002) 37.
- 19) M. Hashimoto, Y. K. Zhou, M. Kanamura, H. Katayama-Yoshida and H. Asahi: J. Cryst. Growth, 251 (2003) 327.
- 20) N. Teraguchi, A. Suzuki, Y. Nanishi, Y. K. Zhou, M. Hashimoto and H. Asahi: Solid State Com., 122 (2002) 651.