

強磁性半導体を用いたスピン偏向発光ダイオード

大野 裕三・大野 英男

従来の半導体デバイスでは、電子の電荷を用いて情報の輸送・記憶を行ってきた。一方、最近の半導体スピン物性に関する多くの基礎研究の成果を背景に、電子のスピン自由度を積極的に活用し、半導体ベースの新しい機能デバイスを実現しようとする研究が注目を集めるようになった¹⁾。特に、半導体中の核スピンやキャリアスピンは比較的長い時間コヒーレンスを維持できることが実験的に明らかにされつつあり²⁻⁶⁾、これらを“量子ビット”として重ね合わせ状態を作ったり外場で制御することができれば、固体中で量子計算を実現する⁷⁾ことも夢ではない。また、スピンのコヒーレンスを使わなくとも、スピン状態を保持、制御、読み出しができる半導体デバイスが創生されれば、磁気記憶媒体や磁気センサー、偏光制御素子等、従来半導体が不得手としていた機能をすべて半導体で実現し、さらに半導体の有する特長、すなわち電界や光による制御性と融合すれば、次世代のエレクトロニクスの中心的役割を担うスピン機能素子が誕生すると期待される。特に、光の偏光はキャリアのスピンと直接的に結びついているため、スピンを直接制御する超高速光スイッチ⁸⁾や円偏光レーザー発振⁹⁾など、光通信や光情報処理において偏光の自由度を活用する“スピントロニクスデバイス”がすでに報告されている。

半導体デバイスにおいてスピンに依存した電子・光物性をあらわにするためには、まず第一に、スピンの揃ったキャリアを半導体中に励起する必要がある。しかし、非磁性の半導体では2つのスピン状態は縮退しているため、自発的にスピンが揃うことはない。キャリアのスピンを揃えるには、外部から強い磁場を印加してスピン縮退を解く

か、円偏光励起により特定の方向にスピンが偏極した電子・正孔対を生成させる以外に手段がなかった。実用の観点から考えると、磁場や光を用いずに電氣的にスピンを揃えることは非常に有用であるが、これまで報告されている強磁性金属を用いた実験では、スピン偏極電流が半導体に注入されている確証は得られていない^{10,11)}。また最近になって、金属/半導体接合では高い偏極度のスピンを注入するのが困難であることが理論的に指摘されている¹²⁾。

そこでわれわれは、“スピン偏光子”として強磁性半導体 (Ga, Mn)As を用いた発光ダイオード (LED) を作製し、非磁性半導体へのスピン偏極電流注入を試みた¹³⁾。放射される光の偏光の向きは再結合するキャリアのスピン方向に依存するので、LEDの偏光度を測定することにより *p* 型の (Ga, Mn)As から注入された正孔のスピン偏極度を間接的に調べられる。本稿では、この強磁性半導体を用いた LED の作製方法と発光、偏光度の温度および磁場依存性を示し、スピン注入による発光の偏光制御について解説する。

1. 強磁性半導体を用いた発光ダイオード

1.1 III-V 族強磁性半導体

非磁性半導体を構成する原子の一部を Mn などの遷移金属に置換した希薄磁性半導体 (diluted magnetic semiconductor: DMS) では、磁性原子 (局在スピン) と伝導電子あるいは価電子との間に交換相互作用が働くため、磁気的特性が顕著に現れる。また、金属と比べ、半導体と良質なヘテロ接合界面を作製しやすいことから、DMS をスピン偏光子あるいはスピンフィルターとして用いる研究が複数の研究グループで進められている^{14,15)}。

II-VI 族 DMS では、磁性イオン Mn^{2+} は II 族原子と置換して中性原子として取り込まれ、他の不純物をドーピン

東北大学電気通信研究所・超高密度高速知能システム実験施設 (〒980-8577 仙台市青葉区片平 2-1-1)
E-mail: oono@riec.tohoku.ac.jp

グすることで p 型, n 型の制御もある程度可能である。これらは一般に常磁性であるが, 大きな g 因子を有するため, 比較的小さな磁場でもスピン縮退したバンドが大きく分裂する。 p 型にドーパした (Cd, Mn)Te 量子井戸¹⁶⁾ や (Zn, Mn)Te¹⁷⁾ では, 低温で強磁性になることが確認されている。

一方, III-V 族半導体をベースとする DMS では, Mn は III 族原子と置換してアクセプターとして取り込まれ, 一般に p 型伝導を示す。低温分子線エピタキシー法により, Mn を 10% 近く含む混晶を相分離や偏析を起こすことなく成長することができる。このように高濃度に Mn が導入された p 型の (Ga, Mn)As や (In, Mn)As では, 低温で強磁性を示すことが明らかにされている^{18,19)}。特に (Ga, Mn)As は転移温度 T_c が高く (最高で $T_c = 110$ K), 正孔濃度は $10^{19} \sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ である²⁰⁾。(Ga, Mn)As は GaAs と格子定数が近く, GaAs をベースとした半導体超構造と組み合わせたヘテロ構造を作製しやすい特長がある反面, (Ga, Mn)As 自体は非発光再結合時間がきわめて短いため, 現状では発光材料として不適である。

1.2 強磁性半導体発光ダイオード

作製した強磁性半導体 LED の構造を図 1(a) に示す。基板は Si をドーパした (001) 面方位の n -GaAs で, ノンドープの (In, Ga)As/GaAs 歪み量子井戸と (Ga, Mn)As からなっている。この構造の断面からみたバンドダイアグラムを模式的に描くと図 1(b) のようになる。 p 型の (Ga, Mn)As と n -GaAs の間に順バイアスを印加すると, 強磁性の (Ga, Mn)As からはスピン偏極した正孔が, n -GaAs 基板側からはスピン非偏極の電子がそれぞれノンドープ GaAs を経て (In, Ga)As 歪み量子井戸に注入される。井戸内で電子と再結合して発光する際, 正孔のスピンが偏って存在していれば, 光学遷移の選択則より出てくる光強度に偏光差がみられる。発光層として GaAs よりエネルギーギャップの小さい (In, Ga)As 歪み量子井戸を用いた理由は 3 つある。第 1 に, 電子と正孔を空間的に閉じ込めることにより発光効率を高くすること, 第 2 に量子井戸を挿入することで電子と再結合する位置を特定し, 正孔の輸送距離 = (Ga, Mn)As と量子井戸間のスペーサー層の厚さ d に対するスピン偏極度の依存性を調べることができるからである。第 3 に, (Ga, Mn)As での光吸収は GaAs のエネルギーギャップより低エネルギー側から緩やかに始まるので, (In, Ga)As 量子井戸ポテンシャルを入れることで再結合発光エネルギーを低くし, 生じた光が (Ga, Mn)As で吸収されたり, 磁気光学効果の影響を受けるのを抑制するためである。問題点として, GaAs から

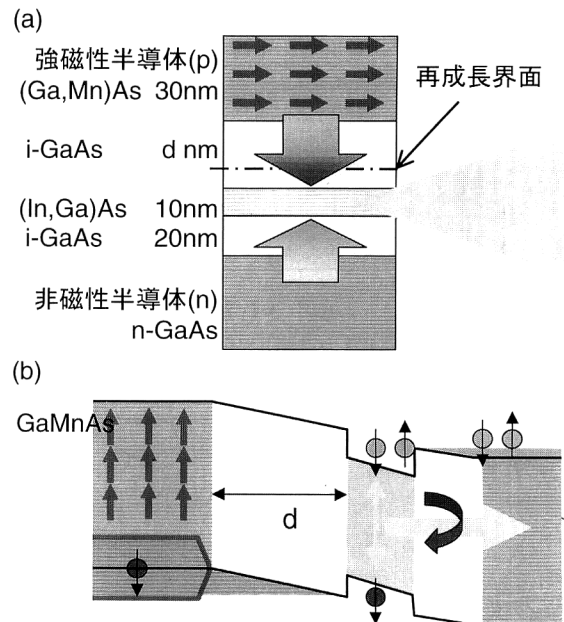


図 1 (a) 強磁性半導体 LED の試料構造と, (b) その断面のバンドダイアグラムの概念図。 p 型の強磁性半導体 (Ga, Mn)As から注入されたスピン偏極正孔と n -GaAs 基板から注入されたスピン無偏極の電子とが (In, Ga)As 量子井戸で再結合するときに, 放射される光に偏光が生じる。

(In, Ga)As 量子井戸に正孔が注入される際, エネルギー緩和を伴うため, その散乱過程においてスピンの方向が変化し, 偏極が失われる可能性がある。また, (001) 面の GaAs 上に形成した薄膜の (Ga, Mn)As は面内に圧縮歪みが加わり, 磁化容易軸は面内方向に向く¹⁹⁾。このため, ゼロ磁場での残留磁化は量子井戸面と平行の方向になるので, 試料の端面から出てくる光に偏光がみられることになる。

1.3 結晶成長とデバイス作製プロセス

高い発光効率の強磁性半導体 LED を得るために, われわれは図 1(a) に示した構造を ① 非磁性半導体の活性層までと ② 最表面の (Ga, Mn)As とに分けて, 別の分子線エピタキシー装置を用いて以下のような手順で作製した²¹⁾。まず, 磁性イオン源をもたない高純度の MBE 装置を用いて, n 型の GaAs (001) 基板上に厚さ約 300 nm の n -GaAs 層, 2 nm のノンドープ GaAs 層, 10 nm の $\text{In}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}$ 量子井戸活性層と 2 nm のノンドープ GaAs 層までを成長した。成長時の基板温度は約 540°C である。成長後, いったん試料を大気中に取り出し, 磁性イオン源を有する別の MBE 成長室へ移送した。その間, 表面の酸化や汚染を防ぐため, 取り出す前に成長室内で基板温度を約 0°C まで下げ, 表面を保護する砒素層を堆積している。成長室に導入後, 基板を約 450~500°C まで昇温し, 表面を覆っていた砒素を蒸発させ清浄な表面を出してから 2 度目の成長を開

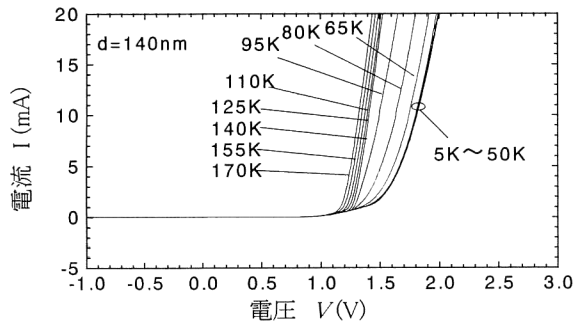


図2 強磁性半導体 LED の電流-電圧特性の温度依存性。

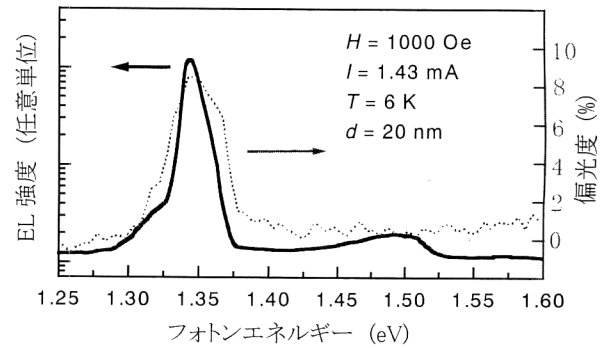


図4 強磁性半導体 LED からの EL 強度 (実線) と 1000 Oe における偏光度 (点線)。

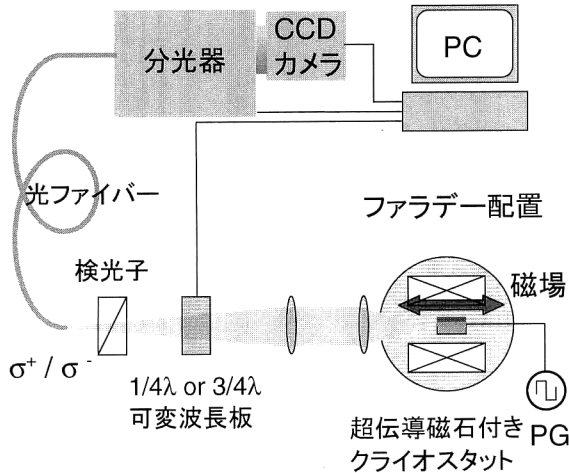


図3 偏光測定を行った測定系。

始した。再成長する直前の表面状態は、RHEED (反射高エネルギー電子線回折) で“その場観察”を行い、大気中に取り出す前の成長直後とほぼ同じであることを確認している。スピン偏光した正孔が輸送される距離 d の異なる試料 (20~220 nm) を用意するため、 $d > 20$ nm の試料についてはノンドープ GaAs を基板温度 540°C であらかじめ成長し、その後約 20 分間の成長中断の間に基板温度を約 250°C に下げ、厚さ 300 nm の (Ga, Mn) As を成長した。(Ga, Mn) As 層の Mn 濃度は 4.5~5% である。

このように作製した (Ga, Mn) As 上に幅 200 μ m のストライプ状の金属電極 (Au/Cr) を蒸着・リフトオフにより形成し、これをマスクとしてエッチングを行いメサ構造を作製した。最後に、基板を約 1 mm の長さの小片に劈開し、端面から放出される光を集光できるように試料をホルダーに固定し、配線を行った。

1.4 電流-電圧特性とその温度依存性

まず、作製した強磁性 LED の電流-電圧 (IV) 特性について、温度 $T = 5 \sim 170$ K で測定した結果を図 2 に示す。IV 特性は良好な整流特性がみられるが、その温度依存性に注目すると、 $T < 50$ K ではほとんど T によらない

のに対し、 $50 \text{ K} < T < 110 \text{ K}$ では電流が急激に増大し、 $T > 110 \text{ K}$ では増加の幅が徐々に減少している。図 2 は $d = 140$ nm の試料のものであるが、 $d = 20 \sim 220$ nm のすべての試料で、IV 特性に同様な温度依存性がみられた。後述するように、この試料の (Ga, Mn) As の T_c が約 50 K であることから、IV 特性の特異な温度依存性は (Ga, Mn) As/GaAs ヘテロ界面でのバンド構造が (Ga, Mn) As が強磁性であるか常磁性であるかによって変化している可能性を示唆する²¹⁾が、詳細なところは未だ明らかになっていない。

2. 強磁性半導体ダイオードからの偏光発光

2.1 電流注入発光の偏光測定

作製した強磁性半導体 LED からの電流注入発光 (以下 electro-luminescence: EL) の偏光度は、図 3 のような測定系を用いて調べた。超伝導磁石付き温度可変 ($T > 5$ K) クライオスタットに、磁場方向に対してファラデー配置となるように試料をセットした。また、磁場を正確に測るために、試料のすぐそばにホール素子を置いて磁場を計測した。試料の劈開端面から放出された光は、可変波長板 ($\lambda/4$, $3\lambda/4$) と直線検光子を通して右回り (σ^+) 円偏光成分と左回り (σ^-) 円偏光成分に分けられ、一方ずつ分光器を通して CCD カメラで検出される。

図 4 の実線は、 $T = 6$ K で測定した $d = 20$ nm の強磁性半導体 LED からの EL 強度を示す。低エネルギー側 ($E = 1.34$ eV, 半値幅 13 meV) の強いピークが (In, Ga) As 量子井戸からの発光である。偏光度 P は、右回りおよび左回り円偏光発光強度 I^\pm を用いて $P = (I^+ - I^-) / (I^+ + I^-)$ と定義する。実際の測定では、 I^\pm の間にオフセットがのることがあった。これはおそらく光軸のずれによるものと思われるので、解析にあたっては、この分を補正した偏光度の相対的な変化 ΔP を用いて議論する。図 4 の点線は 1000 Oe の磁場を印加したときの偏光度を示す。

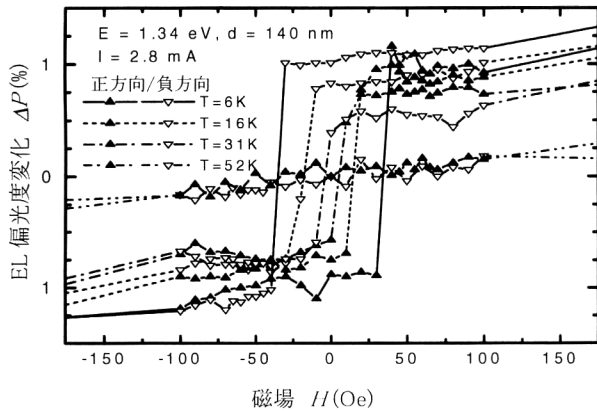


図5 強磁性半導体LEDの偏光度のヒステリシス特性とその温度依存性。▲は磁場を正に、▽は磁場を負方向に変化させたときの偏光度を示す。

偏光度が極大になるエネルギーはEL強度のピークとほぼ一致する。

次に、強磁性半導体LEDの弱磁場でのEL偏光度をみてみよう。図5に、 $d=140$ nmの試料の $T=6, 16, 31$, および 52 KにおけるEL偏光度の磁場依存性を示す。ここでは、S/N比を上げるためELのピークの積分強度を用いて偏光度を計算している。図5をみると、 $T \leq 31$ Kでは偏光度の磁場依存性に、明らかにスクエアなヒステリシスが現れているのがわかる。保磁力は $T=6$ Kで約 40 Oeで、 T が上昇するにつれ次第に減少している。また、ゼロ磁場の“残留”偏光度も T の上昇とともに減少し、 $T=52$ Kでは偏光度のヒステリシスが消失した。他の d の異なるすべての強磁性半導体LEDについて偏光を測定したところ、同じように低温で $\pm 1\%$ 程度の偏光のヒステリシスが観測された。また、注入電流を変化させても、偏光度に顕著な変化はみられなかった。

ELの偏光度と(Ga, Mn)Asの磁化の関連を調べるため、LED構造に加工する前の(Ga, Mn)As層の磁化をSQUIDを用いて測定した。図6の実線は $d=140$ nmの試料の(Ga, Mn)As層の $T=6 \sim 93$ Kにおける残留磁化 M の測定結果で、 $T \sim 50$ Kで M はほぼゼロになり、常磁性に変化した。図6の■で示すように、図5に示したゼロ磁場でのEL偏光度を M の温度依存性に重ねてみると、各温度におけるEL偏光度は残留磁化と非常によく一致しているのがわかる。

偏光度の測定においては、しばしば測定系自体が有する偏光依存性が問題になることがある。われわれは、(In, Ga)As量子井戸までまったく同一構造で、(Ga, Mn)Asを非磁性のBeをドープした p 型GaAsに置き換えただけの非磁性半導体LEDを用意し、強磁性半導体LEDと同様の偏光測定を行って比較を行った。同じ $d=20$ nmの強

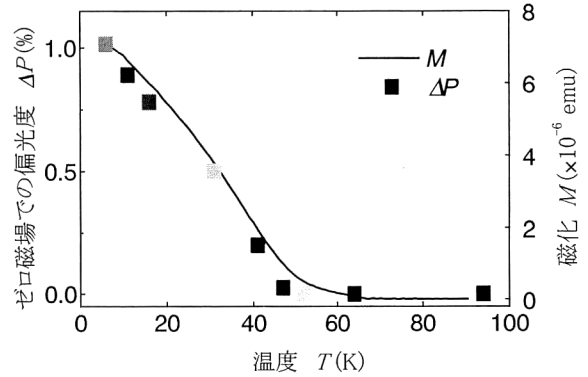


図6 強磁性半導体LEDの(Ga, Mn)Asの、残留磁化 M の温度依存性(実線)。■は各温度におけるゼロ磁場でのEL(残留)偏光度。

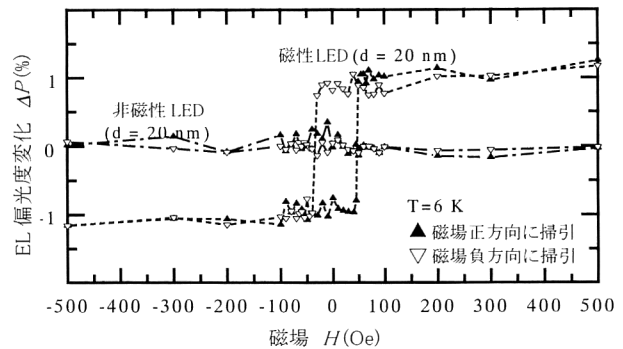


図7 強磁性半導体LEDと非磁性半導体LEDのEL偏光度。強磁性半導体LEDではヒステリシスがみえるが、非磁性半導体LEDではヒステリシスはみられない。

磁性半導体LEDと非磁性半導体LEDのEL偏光度の磁場依存性をみると、図7に示すように、強磁性半導体LEDでは明瞭に偏光度にヒステリシスが観測されているのに対し、非磁性のLEDでは偏光にヒステリシスは観測されなかったことから、EL偏光度のヒステリシスは測定系に起因する問題ではないことが確認された。

2.2 スピン注入の検証

強磁性半導体LEDでのみ観測されたEL偏光度のヒステリシスは、明らかに(Ga, Mn)Asに起因するものであるといえる。しかし、観測されたELの偏光度は $\pm 1\%$ 程度ときわめて小さく、キャリア自身のスピン偏極以外にも、他の要因(強磁性体の漏洩磁場や磁気円二色性²²⁾)によって偏光が生じる可能性がある。ここでは、これらの問題について検討する。

漏洩磁場については、(Ga, Mn)As端面の磁束密度とほぼ同程度の大きさの外部磁場(~ 500 Oe)¹⁹⁾を印加しても偏光度はほとんど変化しなかったことから、その影響は無視してよいと考えられる。一方、(Ga, Mn)Asの磁気光学効果については、直線偏光のレーザー光によりスピン無偏

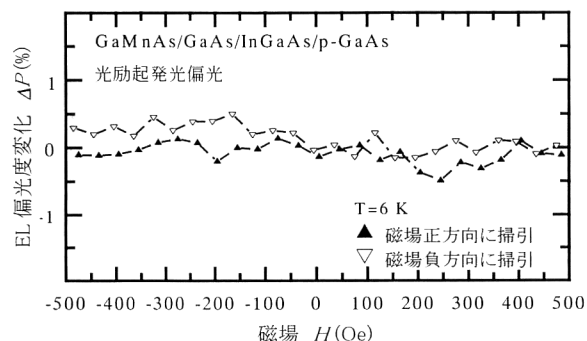


図8 強磁性半導体LEDのn-GaAsをp-GaAsに置き換えた試料におけるフォトルミネセンスの偏光度。直線偏光レーザー光により、量子井戸中にスピン無偏極の電子・正孔対を励起した場合、発光に偏光はみられない。

極の電子・正孔対を量子井戸中に生成したときの発光 (photoluminescence: PL) の偏光特性を調べ、(Ga, Mn)Asが再結合後の光の偏光度に及ぼす影響を評価した。PL測定を行った試料は、強磁性半導体LEDと同じ(In, Ga)As/GaAs歪み量子井戸で、片側に(Ga, Mn)Asを配置し、他方は空乏層中の量子井戸にかかる電界を下げるためn-GaAsをp-GaAsに置き換えている。半導体基板側からGaAsのエネルギーギャップより小さいエネルギー(1.4 eV)の直線偏光のcwレーザー光を照射し、量子井戸のみを励起して電子・正孔対を生成し、井戸の端面から放出される光の偏光度を測定したところ、図8に示すように、偏光度にヒステリシスはみられなかった。したがって、強磁性半導体LEDのEL偏光度の測定において、これらの効果は影響しないことが明らかになった。

2.3 注入された正孔のスピン偏極度とスピン輸送

以上の結果、スピン注入以外にELに偏光をもたらす可能性(測定系の偏光依存性や(Ga, Mn)Asによる磁気光学効果の影響)は無視できることが確認され、強磁性半導体LEDのEL偏光度のヒステリシス特性は、(Ga, Mn)Asから注入された正孔のスピン偏極を反映しているものであるといえる。では、注入された正孔のスピンは、どの程度偏極しているのだろうか。

ELの偏光度と正孔のスピン偏極度の関係については、現時点では定量的な解析は行っていない。最近、 $k \cdot p$ 摂動計算²³⁾や第一原理計算²⁴⁾などによる強磁性III-V族DMSのバンド構造の計算結果が報告されているが、価電子帯はバンド混成効果が強いいため、電子の場合と違って“正孔のスピン偏極度”を定義するのは難しい。また、観測されたELの偏光度はわずか±1%程度と非常に小さく、偏光度の大きさとスピンの輸送距離はほぼ無関係であることが、適当なモデルを立てて解析するのが困難にしている。

強磁性半導体LED構造でEL偏光度が小さい理由として、① 界面あるいは輸送中に生じる散乱によるスピン反転(緩和)、② 量子井戸に到達した正孔が井戸中の基底準位にエネルギー緩和する過程で生じる散乱によるスピン反転(緩和)が考えられる。伝導帯の電子に比べ、一般にバルク半導体における正孔のスピン緩和時間はバンド混成効果により非常に短いため、半導体中の輸送過程においてスピンの反転し偏極度が低下する可能性がきわめて高い。一方で、スピン偏極した正孔は(Ga, Mn)As/GaAs界面から拡散により注入されているので、余剰な(運動)エネルギーをもたない分、GaAs中でのエネルギー緩和過程におけるスピン反転散乱は抑制され得ると考えられる。われわれはp型の強磁性半導体を用いてスピン偏極正孔の注入を試みたが、ほぼ同時期に、ドイツのMolenkampらのグループが常磁性のII-VI族DMSである(Be, Zn, Mn)Seをn型のスピントロニクスデバイスとして用いたp-n接合を作製し、GaAs中へのスピン偏極電子の注入を報告している¹⁵⁾。10 K程度まで温度を下げて約3 Tの磁場を印加したとき、(Be, Zn, Mn)SeからGaAsに注入された電子のスピン偏極度は、得られたELの偏光度からほぼ90%という結論が得られた。伝導電子のスピン輸送については、100 μm近くスピン方向を維持して半導体中を拡散することが光励起の実験でKikkawaらによって示されている²⁵⁾ように、正孔の場合よりスピン緩和時間は長く制御が容易であるが、n型の強磁性半導体は未だ創製されていない。ゼロ磁場での効率的なスピン注入を実施するには、p型の強磁性半導体から注入されたスピン偏極正孔の輸送・スピン制御の研究と並行して、n型のすぐれた(強)磁性半導体の開発を進める必要がある。

本稿では、強磁性半導体(Ga, Mn)Asを用いたp-n接合発光ダイオードについて、その作製プロセス、IV特性、そしてスピン偏光電流注入による発光偏光度のヒステリシス特性について解説した。磁場や光を用いずにスピンの揃った電流を半導体中に注入することは、スピン自由度を付加した次世代の“スピントロニクス”デバイスを実現するための重要な第一歩であり、その実現に向けて磁性半導体は従来の半導体デバイスとの融合性がすぐれた、きわめて有望な材料であるといえる。

実用的な“スピントロニクスデバイス”を得るためには、室温で効率的なスピン注入ができる磁性半導体が必要になる。最近、GaNやZnOなどを母体とするDMSでは室温で強磁性になることが理論的に予言されており²²⁾、これらの新材料開発も含めた研究の進展が望まれる。

本研究は松倉文礼博士，荒田育男氏（東北大学電気通信研究所超高密度・高速知能システム実験施設），Prof. D. D. Awschalom, Dr. D. K. Young, Dr. B. Beschoten（カリフォルニア大学）と共同で行われた。本研究の一部は，日本学術振興会未来開拓研究推進事業「非平衡表面層の原子スケールダイナミクスと新物質の創生」，文部省科学研究費「スピン制御半導体」，および村田財団により援助された。

文 献

- 1) H. Ohno: "Making nonmagnetic semiconductors ferromagnetic," *Science*, **281** (1988) 951-956.
- 2) N. N. Kuzma, P. Khandelwal, S. E. Barrett, L. N. Pfeiffer and K. W. West: "Ultraslow electron spin dynamics in GaAs quantum wells probed by optically pumped NMR," *Science*, **281** (1998) 686-690.
- 3) J. M. Kikkawa, I. P. Smorchkova, N. Samarth and D. D. Awschalom: "Room-temperature spin memory in two-dimensional electron gases," *Science*, **277** (1997) 1284-1287.
- 4) J. A. Gupta, D. D. Awschalom, X. Peng and A. P. Alivisatos: "Spin coherence in semiconductor quantum dots," *Phys. Rev. B*, **59** (1999) R10421-R10424.
- 5) J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom: "Resonant spin amplification in n-type GaAs," *Phys. Rev. Lett.*, **80** (1998) 4313-4316.
- 6) Y. Ohno, R. Terachi, T. Adachi, F. Matsukura and H. Ohno: "Spin relaxation in GaAs (110) quantum wells," *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999) 4196-4199.
- 7) B. E. Kane: "A silicon-based nuclear spin quantum computer," *Nature*, **393** (1998) 133-137.
- 8) Y. Nishikawa, A. Tackeuchi, M. Yamaguchi, S. Muto and O. Wada: "Ultrafast all-optical spin polarization switch using quantum-well etalon," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **2** (1996) 661-667.
- 9) H. Ando, T. Sogawa and H. Goto: "Photon-spin controlled lasing oscillation in surface-emitting lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **73** (1998) 566-568.
- 10) P. R. Hammar, B. R. Bennett, M. J. Yang and M. Johnson: "Observation of spin injection at a ferromagnet-semiconductor interface," *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999) 203-206.
- 11) B. J. van Wees: Comment on "Observation of spin injection at a ferromagnet-semiconductor interface," *Phys. Rev. Lett.*, **84** (2000) 5023.
- 12) 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** (2000) R4790-R4793.
- 13) Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno and D. D. Awschalom: "Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructures," *Nature*, **402** (1999) 790-792.
- 14) M. Oestreich, J. Hübner, D. Hägele, P. J. Klar, W. Heimbrod, W. W. Rühle, D. E. Ashenford and B. Lunn: "Spin injection into semiconductors," *Appl. Phys. Lett.*, **74** (1999) 1251-1253.
- 15) R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag and L. W. Molenkamp: "Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode," *Nature*, **402** (1999) 787-790.
- 16) A. Haury, A. Wasiela, A. Arnoult, J. Cibert, S. Tatarenko, T. Dietl and Y. M. d'Aubigné: "Observation of a ferromagnetic transition induced by two-dimensional hole gas in modulation-doped CdMnTe quantum wells," *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997) 511-514.
- 17) D. Ferrand, J. Cibert, C. Bourgognon, S. Tatarenko, A. Wasiela, G. Fishman, A. Bonanni, H. Sitter, S. Kolesnik, J. Jaroszynski, A. Barcz and T. Dietl: "Carrier-induced ferromagnetic interactions in p-doped $Zn_{(1-x)}Mn_xTe$ epilayers," *J. Cryst. Growth*, **214/215** (2000) 387-390.
- 18) H. Ohno, H. Munekata, T. Penney, S. von Molnár and L. L. Chang: "Magnetotransport properties of p-type (In, Mn) As diluted magnetic III-V semiconductors," *Phys. Rev. Lett.*, **68** (1992) 2664-2667.
- 19) 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** (1996) 363-365.
- 20) F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen and Y. Sugawara: "Transport properties and origin on ferromagnetism in (Ga, Mn) As," *Phys. Rev. B*, **57** (1998) R2037-R2040.
- 21) Y. Ohno, I. Arata, F. Matsukura, K. Ohtani, S. Wang and H. Ohno: "MBE growth of hybrid ferromagnetic/non-magnetic semiconductor; pn junctions based on (Ga, Mn) As," *Appl. Surf. Sci.*, **159-160** (2000) 308-312.
- 22) B. Beschoten, P. A. Crowell, I. Malajovich, D. D. Awschalom, F. Matsukura, A. Shen and H. Ohno: "Magnetic circular dichroism studies of carrier-induced ferromagnetism in $(Ga_{1-x}Mn_x)As$," *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999) 3073-3076.
- 23) T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert and D. Ferrand: "Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors," *Science*, **287** (2000) 1019-1022.
- 24) H. Akai: "Ferromagnetism and its stability in the diluted magnetic semiconductor (In, Mn) As," *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998) 3002-3005.
- 25) J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom: "Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide," *Nature*, **397** (1999) 139-141.

(2000年9月29日受理)