

III-V族希薄磁性半導体Ga_{1-x}Mn_xAsの構造と電子状態Crystallographic and Electronic Structures of III-V Based Diluted Magnetic Semiconductor Ga_{1-x}Mn_xAs

安藤 功 児 塩 田 隆 林 稔 晶
 K. ANDO R. SHIODA T. HAYASHI
 田 中 雅 明 Andrzej TWARDOWSKI
 M. TANAKA A. TWARDOWSKI

Local crystal structure and electronic structure of ferromagnetic Ga_{1-x}Mn_xAs films are investigated by measuring their extended x-ray-absorption fine structures (EXAFS), magnetic circular dichroism (MCD) spectra and electron paramagnetic resonance (EPR) spectra. EXAFS analyses show Mn atom substitutes Ga atom which is tetrahedrally coordinated by As atoms. MCD spectra of Ga_{1-x}Mn_xAs films measured at 5K show large enhancement as compared with that of GaAs. The enhancement occurs at the photon energy corresponding to the critical points (CP) of the zinc-blende type GaAs. The MCD signal of the E₁ CP of Ga_{1-x}Mn_xAs (x=0.074) film shows a clear ferromagnetic hysteresis curve. These results show that Ga_{1-x}Mn_xAs is an intrinsic ferromagnet with the zinc-blende type symmetry. The EPR of Ga_{1-x}Mn_xAs film shows a broad signal at g=2.0, which indicates that Mn is in an ionized acceptor A⁻ (d⁵) state. Antiferromagnetic *p-d* exchange interaction expected for the A⁻ center is in accordance with the observed polarity of the MCD signal.

§ 1 はじめに

半導体はエレクトロニクスを支える中心的な材料である。現在の半導体デバイスは電子の電荷を制御することによりその機能を実現しているが、電子の持つもう一つの自由度であるスピンをも同時に制御できるような半導体材料や半導体デバイスが実現されれば、従来の半導体デバイスでは実現できない多様な機能が可能になるものと期待される。このような目的から磁性イオンを多量に含む半導体材料の探索とその機能の研究が行われてきた。当初EuOやCdCr₂Se₄のような磁性半導体と呼ばれるものが注目されたが、結晶品質が悪く薄膜が作製できないことに加え、Si, GaAs, ZnSeなどの既存の電子デバイス用半導体材料と全く異なる系統の物質であることから実用的な価値を見出すことが出来なかった。このような状況を大きく変えたのは80年代に活発になったII-VI族希薄磁性半導体^{1,2)}の出現である。CdTeやZnSeなどの良く知られたII-VI族半導体の陽イオンの一部をMn²⁺磁性イオン

で大量に置換することが可能であることが見出された。現在では100%磁性イオンで置換した材料も合成されている^{3,4)}。高い結晶品質を持ち、分子線エピタキシー(MBE)により量子井戸構造や超格子構造も作製されている。共存する磁性スピンと半導体キャリアとの間の強い相互作用のために、透明でかつ巨大な磁気光学効果を示すなど数多くの興味ある物性が見られる。既にその磁気光学効果は高速光通信システムに不可欠なバルク型光アイソレータとして実用化されている⁵⁾。GaAsなどの既存の半導体基板上へのヘテロエピタキシー成長が可能という特長は従来不可能とされていた半導体光デバイスと磁気光学デバイスの一体化などを可能にするものと期待されている^{6,7)}。このようなII-VI族希薄磁性半導体の成功の延長として、GaAsなどのIII-V族半導体やSiなどのIV族半導体をベースとした希薄磁性半導体の出現が期待されている。現在のところSiをベースとする希薄磁性半導体の実現可能性は不明であるが、最近III-V族半導体をベースとする希薄磁性半導体が出現してきた。In_{1-x}Mn_xAs⁸⁾および

KEY WORDS : Ga_{1-x}Mn_xAs, diluted magnetic semiconductors, magneto-optics, EXAFS

$Ga_{1-x}Mn_xAs$ ^{9,10)}である。熱平衡状態におけるIII-V族中への磁性イオンの溶解度はきわめて低いため、いずれも低温MBE成長の非熱平衡性を利用して濃度10%程度と大量のMnイオンを含む材料が合成されている。III-V族半導体は光デバイスや高周波デバイスに用いられる重要な材料であるため、良質なIII-V族希薄磁性半導体が出来ればその応用へのインパクトも大きい。しかしながら研究の歴史が浅いため、磁性イオンがどのような形で結晶中に取りこまれており、母体半導体のキャリアとどのように相互作用しているのかといった基本的なことさえも明確になっていないのが現状である。

我々は $Ga_{1-x}Mn_xAs$ の良質薄膜を合成するとともに、Mn磁性イオンの周囲の局所的な結晶構造とその電子状態を調べた。

§ 2 試料の作製

$GaAs$ およびMnの固体ソースを用いて、 $Ga_{1-x}Mn_xAs$ 薄膜を $GaAs$ 基板(001)面上に成長させた¹⁰⁾。通常の $GaAs$ 薄膜の成長温度(~ 600)に比べかなり低い250-300の温度で成長を行った。これ以上の高い成長温度では六方晶構造の強磁性金属であるMnAsが析出してしまふ。すなわち $Ga_{1-x}Mn_xAs$ は通常の熱平衡状態では得られない非平衡物質である。試料中のMnの濃度はEPMAにより決定した。超格子超格子試料の作製は、600において $GaAs$ バッファ層を成長させた後、 As_4 ビームフラックスを一定に保ったまま基板温度を250まで下げてAlAs障壁層と $Ga_{1-x}Mn_xAs$ 井戸層を交互に積層することにより行った^{11,12)}。超格子構造の周期はX線回折パターンに見られるサテライト構造から決定した。

§ 3 EXAFSによる $Ga_{1-x}Mn_xAs$ の局所的結晶構造の決定¹³⁾

$Ga_{1-x}Mn_xAs$ 中にMn磁性イオンがどのような形で含まれているかは不明であった。すなわちMnイオンがGaイオンを置換している(置換モデル)のか、それとも $GaAs$ 結晶格子中に無理やり侵入している(格子間モデル)のか、はたまた微小な六方晶MnAs粒子として析出している(析出モデル)のかのいずれかはわからなかった。物質中の特定の原子の周りの局所的構造を調べる手法としてX線吸収広域微細構造EXAFS(extended x-ray-absorption fine structure)が知られている。X線吸収スペクトルのMnに固有な吸収端の近傍には減衰する波状の振動構造が見られる。この構造を解析することにより、Mn原子を囲む原子までの距離やその数を知ることが出来る。我々は

Photon factory BL12Cにおいて蛍光収量によりEXAFSスペクトルを測定した¹³⁾。Fig.1は $Ga_{1-x}Mn_xAs$ ($x=0.074, 0.005$)単層膜および参照試料として用いたMnAs粉末結晶のEXAFSスペクトルに、光電子の波数 k で重み付けをして実空間にフーリエ変換した結果である(図の細線)。

また同図下部の二つの曲線は理論値を用いて計算したNiAs構造MnAsおよび閃亜鉛鉱型構造 $GaAs$ のGa原子をMn原子で置換した構造に対するEXAFSスペクトルを同様に重み付けてフーリエ変換した結果である。 $Ga_{1-x}Mn_xAs$ ($x=0.074, 0.005$)において $R=3\sim 5$ の距離に明確な構造が見られるが、その距離はMnAsにおける値よりは明らかに大きく、 $GaAs$ のGaをMnで置換した場合の値とほぼ一致することが分かった。すなわちこれらの二つのピークは閃亜鉛鉱型構造における第2, 3近接原子であるGaおよびAs原子の寄与であることが分かる。格子間モデルによる計算結果は実験結果を説明できないことも明らかになった。置換モデルを用いたフィティング(図の太線)からは、Mn原子は4個の最近接As原子によって囲まれていることが判明した。このように陰イオンの作る四面体によって磁性イオンが囲まれる構造は、II-VI族希薄磁性半導体¹⁾の特徴として良く知られている構造でありIII-V族の $Ga_{1-x}Mn_xAs$ の電子

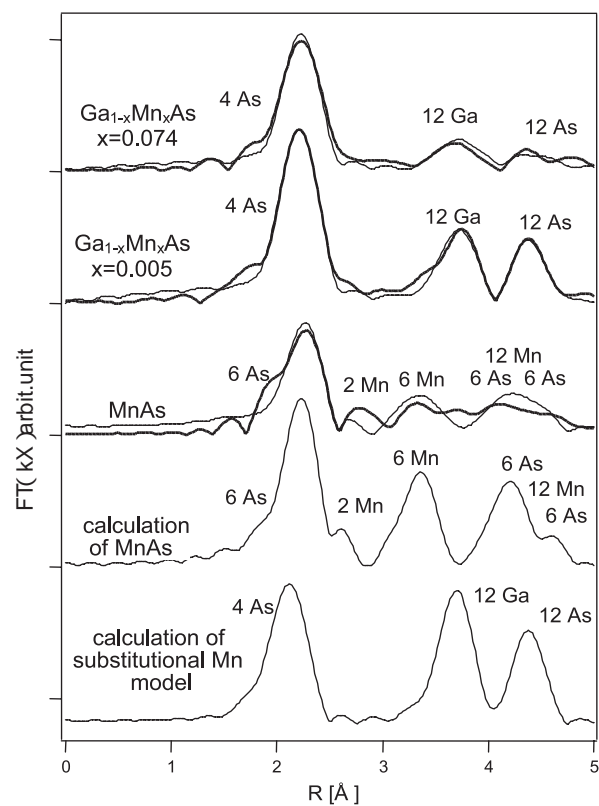


Fig.1 Fourier-transformed EXAFS (fine line) compared with the results of fitting (bold lines). The bottom two lines show the results of theoretical calculation for MnAs and the $Ga_{1-x}Mn_xAs$ substitutional model ¹³⁾.

状態を解明するために，II-VI族希薄磁性体の電子状態の議論に用いられてきた多くの概念が適用できることを示唆している。

§ 4 磁気光学効果の測定によるバンド構造の評価¹⁴⁾

Ga_{1-x}Mn_xAsのバンド構造を明らかにするために磁気光学効果¹⁵⁾の測定を行った。半導体に外部から磁場を印加するとバンドがZeeman分裂を起こす(Fig.2)。希薄磁性半導体では，外部磁場により方向を揃えられた磁性イオンのスピンのspバンド電子と強く結合するため通常の半導体と比べて大きなZeeman分裂を発生させるはずである。磁気光学効果はこのZeeman分裂が光学遷移の量子力学的な選択則を介して引き起こす光学異方性である。磁場を印加しない状態では等価であった + 円偏光と - 円偏光の光吸収は磁場下ではZeeman分裂により異なるものとなる。+ 円偏光と - 円偏光の光吸収の差である磁気円二色性 (MCD) は代表的な磁気光学効果である¹⁶⁾。我々はGa_{1-x}Mn_xAs薄膜(x=0.005,0.074)の反射MCDスペクトルの測定を行った¹⁴⁾。Fig.3はGaAs基板およびGa_{1-x}Mn_xAs薄膜の5KにおけるMCDスペクトルである。参照物質であるGaAsではE₀(Γ₈ Γ₆)光学遷移付近にランダウ準位による振動が見られるとともに，E₀+Δ₀(Γ₇ Γ₆)，E₁(_{4,5}^v ₆^c)，E₁+Δ₁(₆^v ₆^c)の各critical points(CP)の構造が明確に観測されている。すなわちMCDスペクトルから各CPのエネルギーを決めることが可能で，これにより半導体のバンド構造を明らかにすることが出来る事が分かる。GaをMnで置換していくとMCD強度の大幅な増強が見られた。図のGaAsのMCDスペクトルは強度が弱いため10倍に拡大して表示されていることに注意されたい。Ga_{1-x}Mn_xAsのMCD信号は非常に幅の広い構造を持つが，

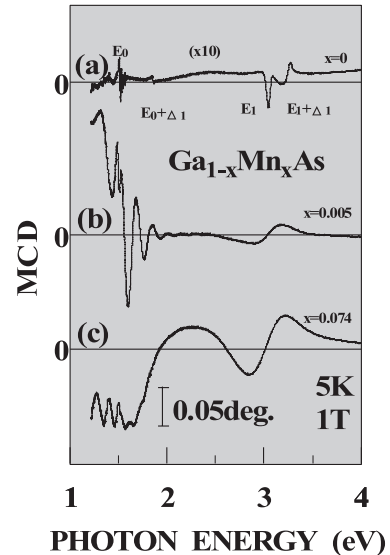


Fig.3 Magnetic circular dichroism (MCD) spectra of (a) nondoped semi-insulating GaAs substrate and (b),(c) the epitaxial Ga_{1-x}Mn_xAs films at T=5K and H=1T. The spectrum of GaAs is magnified ten times because the signal is weaker than that of Ga_{1-x}Mn_xAs¹⁴⁾.

そのエネルギーはほぼGaAsの各CPに対応していることもわかる。これらのことからGa_{1-x}Mn_xAsのバンド構造はGaAsと共通の閃亜鉛鋳型結晶に特有なものであること，そしてMnのd電子とspバンド電子との間の大きな軌道混成が顕著な磁気光学効果を生起させていることが分かる。なおx=0.005に試料のMCDスペクトルで2eV以下に見られる周期的な振動は薄膜の多重干渉効果によるものである。

Fig.4にはE₁に相当する光エネルギーにおけるMCDの磁場依存性を示す。明確な強磁性ヒステリシスが観測される。Ga_{1-x}Mn_xAsは低温で強磁性を示す^{9,10)}(x=0.074で強磁性キュリー温度は約60K)が，これがGa_{1-x}Mn_xAs

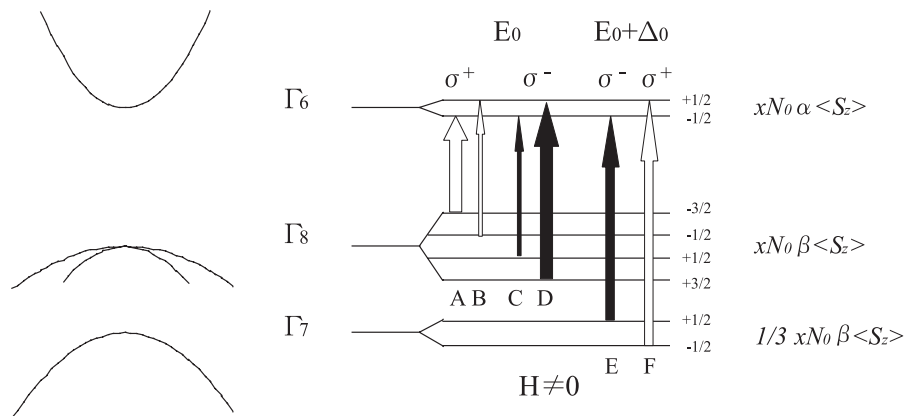


Fig.2 Schematic Zeeman splittings and + and - optical transitions at critical points in a semiconductor with zinc-blende crystal structure.

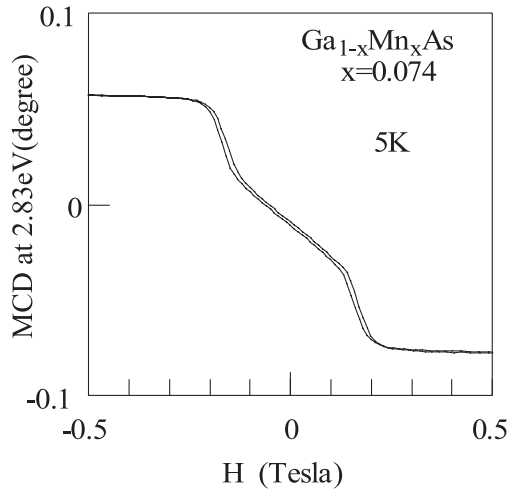


Fig.4 Magnetic field dependence of E_1 MCD at 2.83eV of $Ga_{1-x}Mn_xAs$ ($x=0.074$) at $T=5K$ ¹⁴⁾.

によるものかそれとも強磁性物質であるMnAsの微粒子の析出によるものかは、磁化測定などのマクロな物性の評価からは判別できなかった。しかしFig.4の結果は、閃亜鉛鉱型結晶構造に特有なエネルギーのMCD信号が強磁性的に振舞うことを明確に示すものであり、強磁性は $Ga_{1-x}Mn_xAs$ に固有な性質であることが分かった。なお $Ga_{1-x}Mn_xAs$ のMCDスペクトルの形状はMnAsのそれとは全く異なるものであることも判明している¹⁷⁾。

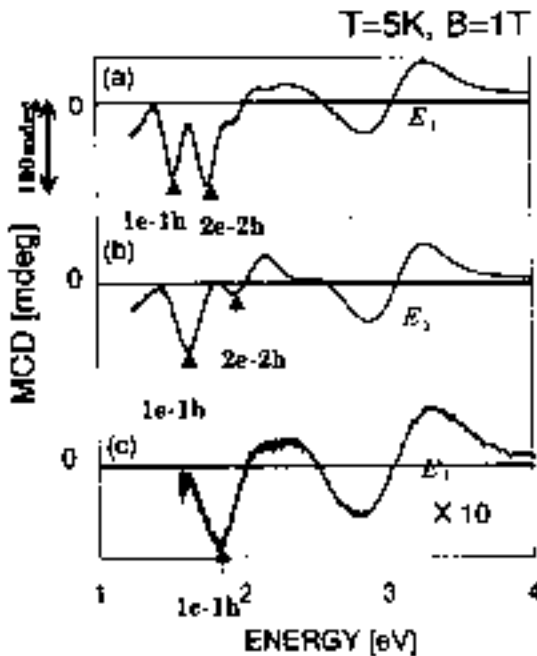


Fig.5 Reflection MCD spectra of $Ga_{1-x}Mn_xAs/AlAs$ superlattices (SLs) with 31 periods measured at 5K under a magnetic field of 1T perpendicular to the plane. The nominal thicknesses of $Ga_{1-x}Mn_xAs$ and AlAs and the Mn concentration x in the SLs are (a) 120 Å, 68 Å, $x=0.06$, (b) 70 Å, 30 Å, $x=0.049$, and (c) 50 Å, 30 Å, $x=0.047$, respectively. The spectrum of (c) is magnified by 10 times ¹¹⁾.

Fig.5は $Ga_{1-x}Mn_xAs/AlAs$ 超格子の反射MCDスペクトルである¹¹⁾。井戸層となる $Ga_{1-x}Mn_xAs$ の厚みを120 (Fig.5a), 70 (Fig.5b), 50 (Fig.5c)と変化させるに従って、2eV以下の構造が系統的な変化を示していることがわかる。 $Ga_{1-x}Mn_xAs$ のバンドギャップの大きさがGaAsと同じと仮定してクローニッヒ・ペニーモデルによって計算した量子井戸準位間の光学遷移エネルギーを図中に矢印で示した。MCDの負のピークのエネルギーが量子井戸準位間遷移として良く理解されることが分かった。すなわち $Ga_{1-x}Mn_xAs$ を井戸層とする超格子が作製できることがわかった。

§ 5 常磁性電子共鳴によるMnイオンの価数の評価^{14,18)}

II-VI族希薄磁性半導体では2価の陽イオンが2価の $Mn^{2+}(3d^5)$ イオンで置換されていることが知られている¹⁾。しかし $Ga_{1-x}Mn_xAs$ において3価のGaがMnイオンによってどの様に置換されているかは明確ではない^{19,20)}。MnイオンはGaAs中でA中心および A^0 中心と呼ばれる二つの異なる電子状態を取りうるといわれている²¹⁾ (Fig. 6)。 A^- 中心は $Mn^{3+}(d^4)$ に電子が1個強く束縛されて $Mn^{2+}(d^5)$ 的な状態になったものである。一方、中性の A^0 中心はA中心に113meVと弱い束縛エネルギーでホールが1個束縛された $Mn^{3+}(d^5+h)$ 的な状態とされる。 $Ga_{1-x}Mn_xAs$ 中のMnイオンの電子状態を直接的に調べるために常磁性電子共鳴 (EPR) の測定を行った^{14,18)}。Fig.7はMnを微量に含むGaAsバルク結晶 (GaAs:Mn)および $x=0.005$ の $Ga_{1-x}Mn_xAs$ エピタキシャル薄膜の3.5Kにおけるスペクトルである。

GaAs:Mnバルク結晶の場合には A^0 中心と A^- 中心に対応する二つの構造がみえる。 $g=6.5$ の構造は A^0 中心の高次励起状態と考えられる。温度の上昇とともに A^0 中心による構造は消え、300Kでは A^- 中心による構造のみが観測される。一方 $Ga_{1-x}Mn_xAs(x=0.005)$ 薄膜のEPRスペクトルには低温から室温までの広い温度範囲にわたって A^- 中心に対応する一つの信号のみが観測された。これらの結果が

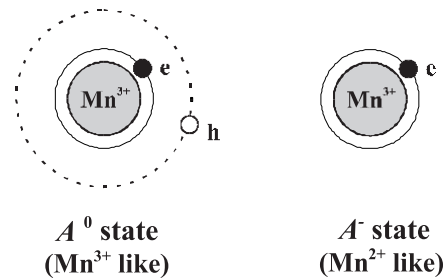


Fig.6 Schematic configuration of A^0 and A^- states of Mn ions in GaAs

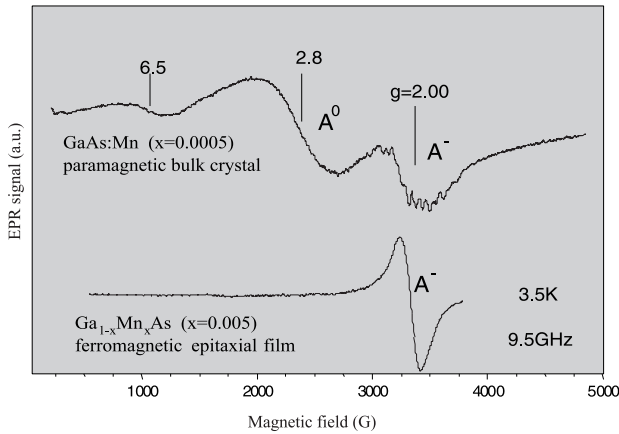


Fig. 7 Electron paramagnetic resonance (EPR) spectra of a bulk GaAs doped with Mn (GaAs:Mn) and a Ga_{1-x}Mn_xAs epitaxial film at 3.5K. The g-factor values are marked by vertical lines.

らMn濃度が非常に少ないGaAs:Mn においてA⁰中心と共存していた A⁰ 中心は、Mn濃度の増大と共に減少し、Ga_{1-x}Mn_xAs(x=0.005)薄膜においてはA⁻中心のみとなっていることが分かる。A⁰中心がGa_{1-x}Mn_xAs薄膜中に存在しない理由は試料のホール濃度が高い(x=0.005の試料で10¹⁹cm⁻³)のためにA⁻中心がホールを引き付けるポテンシャルがスクリーンされホールの束縛状態が形成されなくなったためと考えられる。A⁰中心がA⁻中心にイオン化されると伝導に寄与する自由なホールが形成されるはずであるが、実際MBE法で作製した薄膜試料はp型伝導を示した¹⁰⁾。

§ 6 Ga_{1-x}Mn_xAsにおけるsp-d相互作用^{14,19)}

以上の実験結果から、Ga_{1-x}Mn_xAsはGaAsと同じく閃亜鉛型に特徴的なバンド構造を持つ物質であること、磁気光学効果の増大が見られること、Mnの価数はA⁻中心と呼ばれるMn²⁺(d⁵)状態にあることが明らかになった。すなわち既に研究が進んでいるII-VI族希薄磁性半導体¹⁾と共通点が多い。

希薄磁性半導体が磁性に依存した光学特性や伝導特性などの特異な物性を示す原因は、Mnのd電子と母体結晶のs p電子とが強く相互作用(sp-d交換相互作用)することにある¹⁾。このsp-d交換相互作用を従来のII-VI族希薄磁性半導体における理解をもとに議論する^{15,22)}。Fig.8はGa_{1-x}Mn_xAsにおけるMnのd電子とAsのp電子の混成状態を示すモデル図である。中央の二つのボックスは伝導帯と荷電子帯を表す。閃亜鉛型結晶における伝導帯は陽イオンのs電子から構成されている。s電子はd電子と対称性が異なるために混じりあうことができない。一方荷電子帯は陰イオンのp電子から構成されており、磁性イオンのd電子と混成することができる。すなわち第1次近似

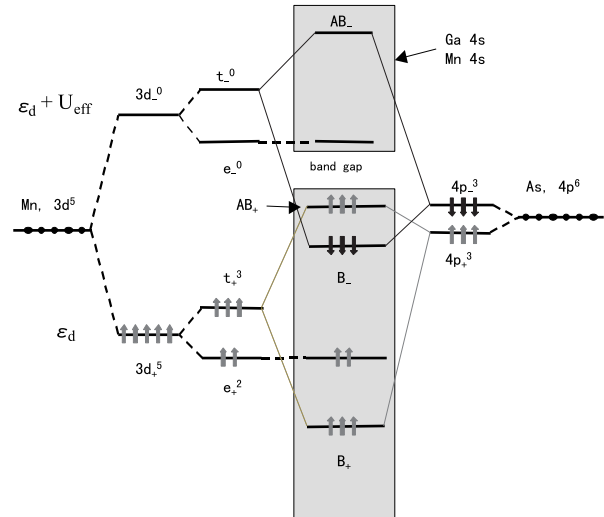


Fig.8 Schematic diagram of the p-d hybridization in Ga_{1-x}Mn_xAs. Mn t_{2g}-orbital mixes with anion p-orbital. Repulsions from the up- and down-spin d-states determine the character of the p-d exchange splitting of the valence band. Shaded areas show the host semiconductor band.

としては、希薄磁性半導体の特異な物性は、p-d交換相互作用によって生じていると考えてよい。そこで以下ではd電子とp電子の混成状態のみを考える。フント則によりMn²⁺(3d⁵)は、5個の電子のスピンの方向を揃えた3d_↑⁵状態を安定状態にとる。EXAFSの結果¹³⁾よりMnイオンがAsイオンによって四面体的に取り囲まれていることを考慮すると、Asイオンによる結晶場はd軌道をt軌道とe軌道とに分裂させる。このうちAsの4p軌道と混成軌道を作るのはAsイオンの方向に伸びた軌道を有するt軌道のみである。よってp-d交換相互作用を考えるときはt軌道とp軌道の混成のみを考えれば良いことになる。Asイオンのp軌道のエネルギーは荷電子帯頂上付近にあり、そのスピンは上向きおよび下向きの両方の状態を取り得る。一方上向きスピンのt₊軌道には電子が詰っているため、そのエネルギーは荷電子帯の頂上よりも低い位置に在る。上向きスピンのt₋軌道はt₊軌道のエネルギーに比べd電子間のクーロン反発エネルギーU_{eff}だけ高いエネルギーを持つ空の準位である。よって荷電子帯頂上付近では図に示したようにMnのスピンと同じ向きスピンを持つ電子はt₊軌道との反結合軌道(AB₊)を作り、反対の方向のスピンを持つ電子がt₋軌道と混成して作る結合軌道(B₋)よりも高いエネルギーを持つことになる。これはすなわちp-d交換が反強磁性的な性格を持つことを示している。

p-d交換相互作用はpバンドのZeeman分裂の大きさと方向を決めるため(Fig.2)、分裂の方向は磁気光学効果の符号によって判断できる¹⁵⁾。Fig.3およびFig.5からはMCDピークはマイナスの符号を持つことが分かるが、この符号はp-d交換相互作用が反強磁性的である場合に対応し

ている¹⁴⁾。

以上のようにIII-V族希薄磁性半導体 $Ga_{1-x}Mn_xAs$ の物性の解釈には既に詳細な研究が積み重ねられてきた $Cd_{1-x}Mn_xTe$ などのII-VI族希薄磁性半導体とのアナロジーがかなり有効に利用できそうに見える。しかし実際には単なるアナロジーでは理解できない点も多い。例えばMnの価数が Mn^{2+} ($3d^5$)の場合には、Mnイオン間の超交換相互作用は反強磁性的になり強磁性的な磁気秩序は出現しないことが理論的に証明されている²³⁾。実際II-VI族希薄磁性半導体では強磁性は観測されていない。しかし、 $Ga_{1-x}Mn_xAs$ はFig.4からも分かるように低温で強磁性を示す。II-VI族希薄磁性半導体と $Ga_{1-x}Mn_xAs$ との最大の相違点は、前者ではほぼ自由キャリアが存在しないが、 $Ga_{1-x}Mn_xAs$ は非常に多くの自由ホールを含むことに在る。例えば $x=0.074$ の試料は室温で $2.6 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$ ものホールを含む。そのためその強磁性もRKKY相互作用⁹⁾や二重交換相互作用²⁴⁾など伝導キャリアの存在によって引き起こされるものと考えられている。またこのような高濃度のホールを含む半導体系では、光学遷移も必ずしも直接型とは限らなくなる可能性があることが指摘されており²⁵⁾MCDのスペクトル形状やその符号の解釈も今後更に詳細に検討される必要がある。

§ 7 まとめ

MBEを用いた低温成長によって合成可能となったIII-V族希薄磁性半導体 $Ga_{1-x}Mn_xAs$ の構造および電子状態を明らかにした。実用材料としての $Ga_{1-x}Mn_xAs$ の可能性は、まだ物質自体の評価が十分に行われていないために明確ではない。光学部品への応用にとってはその大きな磁気光学効果(Fig.3)は魅力的である⁵⁻⁷⁾。光半導体の中心的存在であるGaAsと同系統の物質であることも利点である。ただし現状では光吸収が大きい。前節に述べたように $Ga_{1-x}Mn_xAs$ の特徴ある物性はその高いホール濃度によって出現しているとする、その特徴を保ったまま如何にして光吸収を下げる事が出来るかが課題である。一方高い伝導性を生かした応用も考えられる。GaAsとヘテロ接合させた強磁性状態の $Ga_{1-x}Mn_xAs$ からスピン偏極した電子をGaAs中に注入することなどが考えられよう。そのためには現在100K以下となっている強磁性キュリー温度をどこまで上昇させる事が出来るかが鍵になる。解決すべき課題も多いが、前書きで触れたようにII-VI族希薄磁性半導体の出現は磁性スピンと半導体キャリアの相互作用が有用なデバイスに結び付くことを実証した。III-V族希薄磁性半導体も今後新しい機能デバイスに結実していくと思われる。

参 考 文 献

- 1) J.K.Furdyna: J.Appl.Phys., 64 (1988) R29.
- 2) J.K.Furdyna, J.Kossut(Volume Eds): *Semiconductors and Semimetals*, R.K.Willardson, A.C.Beer (Treatise Editors), (Academic, Boston, MA,1988), Vol.25.
- 3) S.M.Durbin, J.Han, Sungki O, M.Kobayashi, D.R.Menke, R.L.Gunshor, Q.Fu, N.Peleanos, A.V.Nurmikko, D.Li, J.Gonsalves, N.Otsuka: Appl. Phys. Lett., 55 (1989) 2087.
- 4) K.Ando, K.Takahashi: in *Proceedings of the 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors*, Berlin 1996, edited by M.Scheffler, R.Zimmermann (World Scientific, Singapore 1996), p.457.
- 5) K.Onodera, T.Masumoto, M.Kimura: Electron.Lett., 30 (1994) 1954.
- 6) W.Zaets, K.Watanabe, K.Ando: Appl.Phys.Lett., 70 (1997) 2508.
- 7) K.Ando, W.Zaets, K.Watanabe: in *High-Density Magnetic Recording and Integrated Magneto-Optics: Materials and Devices*, (Materials Research Society, Pittsburg, PA, 1998), 517, pp625-631.
- 8) H.Munekata, H.Ohno, S.von Molnar, Armin Segmuller, L.L.Chang, L.Esaki: Phys. Rev. Lett., 63 (1989) 1849.
- 9) H.Ohno, A.Shen, F.Matsukura, A.Oiwa, A.Endo, S.Katsumoto, Y.Iye: Appl. Phys. Lett., 69 (1996) 363.
- 10) T.Hayashi, M.Tanaka, T.Nishinaga, H.Shimada: J. Appl. Phys., 81 (1997) 4865.
- 11) T.Hayashi, M.Tanaka, K.Seto, T.Nishinaga, K.Ando: Appl. Phys. Lett., 71 (1997) 1825.
- 12) T.Hayashi, M.Tanaka, K.Seto, T.Nishinaga, H.Shimada, and K.Ando: J. Appl. Phys., 83(1998) 6551.
- 13) R.Shioda, K.Ando, T.Hayashi, M.Tanaka: Phys. Rev., B58 (1998) 1100.
- 14) K.Ando, T.Hayashi, M.Tanaka, A.Twardowski: J. Appl. Phys., 83 (1998) 6548.
- 15) K.Ando : to be appeared in *Magneto-Optics* (Springer-Verlag, Berlin, 1999).
- 16) K.Ando, K.Takahashi, T.Okuda, M.Umehara: Phys. Rev., B46 (1992) 12289.
- 17) K.Ando, A.Chiba, and H.Tanoue: Appl.Phys.Lett., 73 (1998) 387.
- 18) J.Szczytko, A.Twardowski, K.Swiatek, M.Palczewska, M.Tanaka, H.Ohno, and K.Ando (*unpublished*).

- 19) J.Szczytko, W.Mac, A.Stachow, A.Twardowski, P.Becla, J.Tworzydlo: Solid State Commun., 99 (1996) 927.
- 20) J.Okabayashi, A.Kimura, O.Rader, T.Mizokawa, A.Fujimori, T.Hayashi, M.Tanaka: Phys. Rev., B58 (1998) R4211.
- 21) J.Schneider, U.Kaufmann, W.Wilkening, M.Baeumler, F.Kohl: Phys. Rev. Lett., 59 (1987) 240.
- 22) S-H.Wei, A.Zunger: Phys.Rev., B35 (1987) 2340.
- 23) B.E.Larson, K.C.Hass, H.Ehrenreich, A.E.Carlsson: Phys.Rev., B37 (1988) 4137.
- 24) H.Akai : Phys.Rev.Lett., **81** (1998)3002.
- 25) M.Cardona, K.L.Shaklee, F.H.Pollak: Phys. Rev., 154 (1967) 696: M.Cardona: *Modulation Spectroscopy*, (Academic Press, New York, 1969).

(1999. 3. 5受付)

