

# III-V 稀磁性半導體薄膜之研究與發展

文/胡裕民

結合磁學與電子學兩大領域的自旋電子學以及自旋電子元件的研究與應用，將是未來科學發展的主流之一，而稀磁性半導體薄膜為目前廣為研究的自旋電子材料。本文將針對已被廣泛地使用在高速電子元件以及光電元件中的 III-V 族化合物半導體，說明 III-V 稀磁性半導體薄膜研究之歷史背景與現況、鐵磁性之由來機制以及作為自旋電子元件的應用。

## 一、前言

長久以來，磁性材料與半導體材料分別在各自的領域中受到重視與廣泛研究，並且在元件應用上有著亮麗的成果以及不可取代的地位。磁性元件[包括：磁感應器(magnetic sensor)、磁阻讀取頭(Magneto-Resistance read head)以及磁光紀錄元件(Magneto-Optical recording device)等]以及半導體元件[包括：積體電路(Integrated Circuits)、電晶體(transistor)、雷射(laser)以及發光二極體(Light Emitting Diode)等]乃分別利用電子的自旋(spin)與電荷(charge)特性來操作。在資料儲存的領域中，以非短暫(non-volatile)記憶的磁性材料扮演重要的角色，記憶資料的磁矩基本源自於電子的自旋。另一方面，隨著半導體材料及元件的技術開發，使得積體電路(integrated circuit)具有高集積度、高訊號處理速度以及極佳的可靠度。積體電路的運作乃利用載子(carrier, 包含電子與電洞)的電荷性質，藉由外加電場來控制半導體中載子的流動。然而，積體電路為達到更快速更密集的需求時，奈米級尺寸的元件開發勢在必行，此時載子間自旋有關的交換交互作用(exchange interaction)必須加以考量，因而電子的自旋特性將更為重要。因此，奈米結構下的電子元件若能同時運用電子的電荷與自旋兩種特性，將可發展出新一代多功能的自旋電子元件。[1-3]

換句話說，傳統的電子元件運作是以電荷的數目以及能量為基礎，在速率以及能量消耗方面有其限制；而自旋電子元件運作是以自旋的方向以及自旋耦

合為基礎，在非常低的功率時能有較快的速率。科學家已提出許多自旋電子的雛型元件，例如：磁阻隨機存取記憶體(Magnetoresistance Random Access Memory)、自旋電晶體(Spin-FET)、自旋發光二極體(Spin-LED)、光阻絕器(Optical Isolator)、量子電腦(Quantum Computer)等，目前已陸續成功研發出實用之自旋電子元件。因此，結合**磁學(magnetism)**與**電子學(electronics)**兩大領域的自旋電子學以及自旋電子元件的應用，將是未來研究發展的主流之一。

目前，相當熱門的半導體自旋電子學領域中，很重要的議題就是磁電子學(magneto-electronics)，其主要思考就是如何將磁性的效能與半導體元件功能相結合，它包含了自旋注入(injection)、傳輸(transportation)以及偵測(detection)等幾個主要議題的研究，以提供未來實用自旋電子元件的開發基礎。早期對於自旋注入(spin injection)的研究集中在如何將自旋由鐵磁金屬注入到半導體中，因此相當多的研究著力於鐵磁性過渡金屬在半導體基板上的磊晶製程。然而，由於金屬與半導體材料物性的差異，基本限制了自旋注入的效率(efficiency)。近年來，科學家對於高自旋注入材料的研究中，發現兩類新穎的材料：一類是具有近 100% 自旋極化的單自旋金屬(half-metal)物質[如： $\text{CrO}_2$ 、混價亞錳酸鹽(Mixed valence Manganites)： $(\text{La}_{1-x}\text{A}_x)\text{MnO}_3$  ( $x \sim 0.3$ ,  $\text{A} = \text{Sr, Ca, Ba}$ )、 $\text{Fe}_3\text{O}_4$ 、雙鈣鈦礦(Double Perovskites)： $\text{A}_2\text{BB}'\text{O}_6$  ( $\text{A} = \text{Sr, Ca, Ba}$ ,  $\text{B} = \text{Fe, Co}$ ,  $\text{B}' = \text{Mo, Re}$ )等][4-9]；另一類則是具有鐵磁性的稀磁性半導體(diluted

magnetic semiconductor, 簡稱 DMS)。

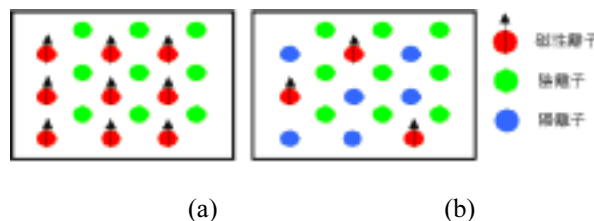
DMS 的晶體結構與化學鍵結最能與現有電子元件中半導體材料相匹配，在居禮溫度 (Curie temperature) 以下其能帶的基曼分裂 (Zeeman splitting) 可以產生大的自旋偏極化，因此可作為自旋電子元件中提供自旋極化的載子源。然而，室溫的操作環境是電子元件的必要條件。因此，研究出居禮溫度高於室溫的 DMS 薄膜材料，是目前相當重要的研究課題。由於科學家的努力以及製程技術的創新，此方面的研究已有突破性的發展，展望不久的未來，我們將迎接新一代多功能自旋電子元件世紀的來臨。

目前所研究的 DMS 薄膜材料分為摻雜過渡金屬 [例如：Fe、Co、Ni、Mn (佔大多數) 以及 Cr 等] 的 II-VI 與 III-V 兩類。目前廣為研究的 II-VI 族 DMS 薄膜材料是以 ZnO 以及  $\text{TiO}_2$  等氧化物半導體為主，而 III-V 族 DMS 薄膜材料是以 GaAs 以及氮化物 GaN 為主。本文主要針對 III-V 稀磁性半導體薄膜材料的研究與發展來做討論，在第二節中先就稀磁性半導體薄膜的研究背景與現況加以介紹，第三節則就 III-V 稀磁性半導體薄膜做為磁電子元件的應用發展加以說明。

## 二、III-V 稀磁性半導體薄膜之研究背景

長久以來，半導體的電性與光學性質已經被廣為研究，並有需多的實用的元件。科學家嘗試要將磁性結合到半導體材料中，以研發出包含電性、光性以及磁性的多功能元件。這樣的想法基本上可以有兩種方法達成：1. 直接接合。2. 摻雜。然而，由於晶體結構以及化學鍵結的不同，要將鐵磁性材料與半導體材料直接接合是相當困難的。因此，許多科學家嘗試第二種方法：摻雜。早期，科學家努力尋找一材料中同時具有鐵磁性以及半導體特性--即所謂的鐵磁性半導體，以便於快速整合入現有的半導體元件中。藉由光、磁場以及電場來加以操控磁性或自旋，此鐵磁性半導體材料將可作為提供自旋極化之載子源 (spin-polarized carrier sources)。

1960 年左右所研究發現的“concentrated”磁性半導體 (如圖一 (a) 所示)：Europium chalcogenides (rock-salt type, 如：EuSe、EuO)、chromium chalcogenides (spinels, 如： $\text{CdCr}_2\text{S}_4$ 、 $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$ )，由於它們的鐵磁居禮溫度 (Curie temperature) 低於 100K，而且不利於異質結構 (heterostructures) 的製備，以實用觀點而言，它們應用的價值性很低。因此，並未受到太多的研究重視。



圖一、(a)“concentrated”磁性半導體。(b)“diluted”磁性半導體示意圖

自從 1980 年左右開始，許多研究者注意到所謂的“稀磁性半導體”(DMS)，亦即在半導體中摻雜少量的磁性元素，如圖一 (b) 所示。大多數磁性過渡金屬的價數與 II 族陽離子的價數相同，所以剛開始的焦點放在以 II-VI 族化合物為主的 DMS [10-12]，例如：(Cd,Mn)Te、(Zn,Mn)Te、(Zn,Co)S、(Hg,Fe)Se 等。雖然它們在製備方面較容易達到高密度的磁性原子以及量子結構的製作，但是卻不易摻雜為 n 型或 p 型的半導體。此外在磁性方面，由於局域化自旋 (localized spins) 之間的反鐵磁超交換 (antiferromagnetic super-exchange) 作用，隨著磁性離子濃度與溫度的變化，它們僅表現出順磁 (paramagnetic)、自旋玻璃態 (spin-glass) 或是反鐵磁性 (antiferromagnetic) 的行為。雖然在 1994 年 II-VI 族化合物 DMS 的摻雜技術 (利用 MBE 方式) 有所突破後，陸續在 p 型的 (Cd,Mn)Te、(Zn,Mn)Te 以及 (Be,Mn)Te 中發現具有鐵磁性 [13-15]，然而它們的居禮溫度  $T_c$  都低於 10K，這對於元件室溫操作的必要條件而言，仍然是相當不利的缺點。

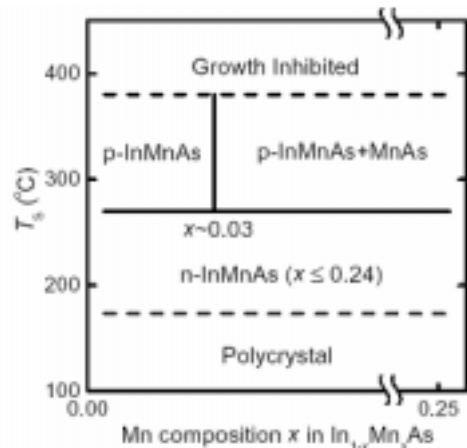
現今，III-V 族化合物半導體已被廣泛地使用在

高速電子元件以及光電元件中。因此，Ⅲ-V族為主的稀磁性半導體結合了電性、磁性以及光學性質，被視為最適合未來自旋電子元件應用的材料。在Ⅲ-V稀磁性半導體中(例如： $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ )，摻雜的 Mn 離子取代部分的 Ga 陽離子，除了提供 Mn 本身的磁矩外，亦提供電洞載子(為鐵磁性產生的媒介)。事實上，早在 1977 年科學家就開始研究Ⅲ-V族為主的磁性半導體，然而由於過渡金屬在Ⅲ-V族半導體中的低溶解度(solubility)，在一般的晶體生長條件下容易形成合金團簇(clusters)[16-17]。因此，這方面的研究發展有所停滯。然而，隨著儀器與技術的進步，Ⅲ-V稀磁性半導體薄膜的研究已有突破性的發展，這使得此類材料能快速推廣到目前現有製程的優勢得以突顯，相當值得注意。以下我們依循研究歷史發展的腳步，依序介紹 InAs、GaAs 以及 GaN 等幾個重要的Ⅲ-V稀磁性半導體薄膜的研究結果，並說明它們的製備方法。此外，亦簡單說明 DMS 中鐵磁的由來機制，以及可能的第二磁性相。

### 1、InAs 稀磁性半導體薄膜

為克服磁性過渡金屬在Ⅲ-V族半導體中的熱動力學的溶解度(solubility)極限，並降低雜質分離(segregation)現象，1989年日本科學家H. Ohno與H. Munekata等人[18]利用低溫分子束磊晶(LT-MBE:  $T_s \sim 250^\circ\text{C}$ )方式，成功地在GaAs基板上磊晶成長出InAs和Mn的均勻亞穩態(meta-stable)合金薄膜： $(\text{In,Mn})\text{As}$ ，這使得Ⅲ-V稀磁性半導體的研究開啓了第一道曙光！LT-MBE是目前製備 $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ 與 $(\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ 等Ⅲ-V稀磁性半導體薄膜最為常見的方法。這樣以非平衡態(non-equilibrium)的方式將Mn摻雜入GaAs(或InAs)晶格中，可提高DMS薄膜中Mn原子濃度 $x$ 以及電洞載子的濃度 $p$ ，使得以載子引致的鐵磁性出現(此鐵磁機制說明見本節第四部份)。然而，當Mn原子流量太高或是成長溫度高於 $300^\circ\text{C}$ 以上時，容易在薄膜中形成MnAs clusters (NiAs Hexagonal結構)，而降低DMS薄膜中Mn原子濃度 $x$ 以及電洞載子的濃度 $p$ 。H. Ohno等人發現LT-MBE生長之 $(\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ 薄膜的物理性

質，與Mn原子比例 $x$ 以及成長溫度 $T_s$ 有很大的關係，如圖二所示。1992年他們[19]在p型 $(\text{In,Mn})\text{As}$ 樣品中發現了鐵磁性，然而最高的居禮溫度 $T_c \sim 50\text{ K}$ 遠低於室溫。



圖二、LT-MBE 方法直接生長在 GaAs(001)基板之 $(\text{In,Mn})\text{As}$ 薄膜的相圖。摘自 Ref [18]

MOCVD(又稱 MOVPE)是目前生產Ⅲ-V族化合物半導體材料最為普遍的方式。因此，若能以此方法成長出具有室溫居禮溫度的 DMS 材料，是未來自旋電子元件應用能普遍發展的相當重要的關鍵。然而，高溫的生長條件非常不利於 DMS 薄膜的製作。因此，以 MOCVD 方式生長Ⅲ-V族 DMS 薄膜的研究受此限制，並沒有明顯的突破與發展。2001 年 A.J. Blattner 等人[20]發表利用 MOCVD 方式在 GaAs(001)基板上磊晶生長出單一相(single phase)的 $(\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ 薄膜的結果，Mn 原子濃度可高達 14 %。他們利用 Trimethyl-indium (TMIn)、Arsine ( $\text{AsH}_3$ ) 以及 Tricarbonyl (methylcyclopentadienyl) manganese (TCMn)等原料，在  $420 \sim 520^\circ\text{C}$  的成長溫度以及  $300\text{ nm/h}$  的成長速率來製作 $(\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ 薄膜。實驗結果顯示成長溫度在  $475^\circ\text{C} \sim 520^\circ\text{C}$  範圍以及 Mn 原子濃度在  $0 \sim 14\%$  之內的樣品， $(\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$  薄膜結構為不含 MnAs 的單一閃鋅結構(single zinc-blende structure)；成長溫度低於  $475^\circ\text{C}$  或是 Mn 原子濃度超過 14 % 都會導致 MnAs clusters 的出現。此外，所有含 Mn 的樣品均為 p 型，而單一相結構的 $(\text{In}_{0.9}\text{Mn}_{0.1})\text{As}$ 薄膜樣品其電洞濃度可達  $1.8 \times 10^{19}$

$\text{cm}^{-3}$ ，飽和磁化量( $M_s$ , saturation magnetization)、殘餘磁化量( $M_r$ , remanent magnetization)以及矯頑場( $H_c$ , coercive field)在 5K 的量測溫度時分別為  $68 \text{ emu/cm}^3$ 、 $10 \text{ emu/cm}^3$  以及 400 Oe。

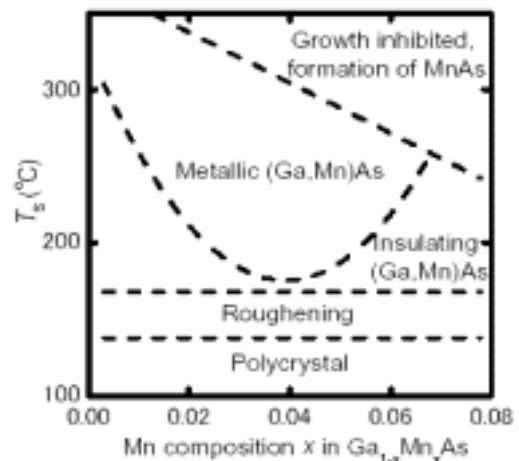
2002 年 A.J. Blattner 等人[21]接著發表在上述 MOCVD 成長之單一相結構的( $\text{In}_{0.9}\text{Mn}_{0.1}$ )As 薄膜樣品中，發現居禮溫度可達到 333K。他們藉由結構以及磁化量的量測分析，排除了樣品中形成 MnAs clusters (居禮溫度約為 318 K)的可能。他們根據最近的理論計算，認為 Mn 原子並非隨意分佈在 In 晶格位置上，而是以二到數個位於最鄰近的陽離子位置的 Mn 原子聚集成群(即 Mn atomic clusters)的方式，表現出穩定的鐵磁狀態。最近，其他的高溫成長的 III-V 族 DMS 中亦發現過渡金屬-鐵的這種群集現象 [22-24]。儘管如此，由於 MOCVD 生長的 DMS 系統並不多見，加上高的成長溫度引起質疑第二磁性相的出現，因此許多科學家對此結果持保留的態度。

## 2、GaAs 稀磁性半導體薄膜

1996 年日本科學家 H. Ohno 等人[25]延續 ( $\text{In,Mn}$ )As 部分的製程技術與結果，首先成功地製作出 p 型 ( $\text{Ga,Mn}$ )As 稀磁性半導體薄膜，並在二年後發表此 p 型 ( $\text{Ga,Mn}$ )As 稀磁性半導體薄膜的鐵磁性居禮溫度可達 110K (Mn 濃度  $x = 0.053$ )[26]，此結果隨後便引起許多科學家的高度興趣與研究。H. Ohno 等人利用 LT-MBE 方法，仔細地檢視 ( $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x$ )As 中 Mn 濃度  $x$  與成長溫度  $T_s$  兩者與 ( $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x$ )As 物性之間的關係[27]，如圖三所示。在 ( $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x$ )As 中居禮溫度  $T_c$  與 Mn 濃度  $x$  的關係為  $T_c = 2000x \text{ K}$  ( $x \leq 0.053$ )，當  $x > 0.053$  時，Mn 濃度的增加反而  $T_c$  減少。

此外，對於 ( $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x$ )As DMS 薄膜的 MOCVD 生長而言，乃利用金屬有機化合物以及氫化物氣體原料(例如：三甲基鎵(Trimethylgallium, TMG)以及砷化氫( $\text{AsH}_3$ ))，在高溫( $\sim 575^\circ\text{C}$ )時經由分解(pyrolysis)反應而生成。2000 年，德國研究群 Th. Hartmann 等人[28]利用 Triethyl-gallium (TEGa)、tertiarybutyl-arsine

(TBAs)以及 bis- (methylcyclopentadienyl) manganese ( $(\text{MeCp})_2\text{Mn}$ )等原料在  $400 \sim 600^\circ\text{C}$  的成長溫度成長出 ( $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x$ )As 薄膜，然而 Mn 原子濃度  $< 1\%$  遠低於 H. Ohno 等研究群利用 LT-MBE 可得的  $7\%$ 。同樣地，此 MOCVD 生長方面的研究亦沒有明顯的突破與發展。



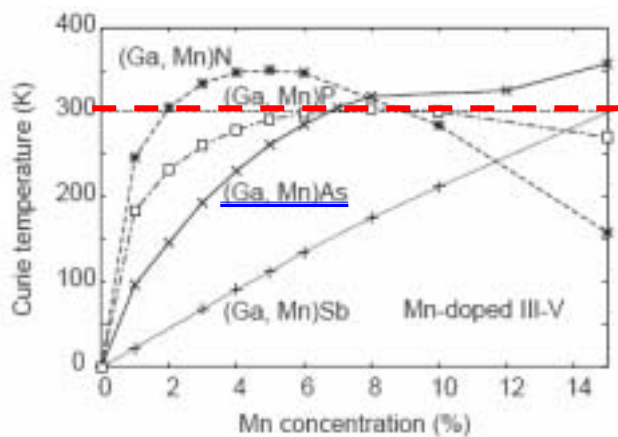
圖三、LT-MBE 方法直接生長在 GaAs(001)基板之 ( $\text{Ga,Mn}$ )As 薄膜的相圖。摘自 Ref [27]

H. Ohno 等人利用 LT-MBE 生長的 ( $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x$ )As--DMS 薄膜，居禮溫度雖可達 110K，但卻遠低於室溫。當時許多的理論計算也支持這樣的極致溫度結果。然而，最近的理論預測以及實驗顯示，( $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x$ )As--DMS 薄膜的居禮溫度是可以朝室溫的目標前進。圖四為 2003 年 K. Sato 等人(德國與日本的合作研究)[29]在平均場近似中利用 first-principles 理論計算結果。實驗方面，2003 年 Y.D. Park 等人利用共摻雜(co-doping，參見本節第 4 部分的說明)方式製作出  $T_c$  達到 280K 的 ( $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x$ )As 稀磁性半導體薄膜。2004 年英國科學家 K.W. Edmonds 等人[30]發表無需利用共摻雜方式，即能製作出  $T_c$  可達 159K 的 ( $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x$ )As 稀磁性半導體薄膜。

## 3、GaN 稀磁性半導體薄膜

近年來，III-V 氮化物材料，例如： $\text{GaN}$ 、 $\text{InN}$  以及  $\text{AlN}$  等，可以應用在藍/綠/紫外波段的發光二極體(light emitting diodes)、雷射二極體(laser diodes)、異





圖四、理論計算 Mn 摻雜之 III-V 稀磁性半導體中，Mn 原子濃度與居禮溫度的關係圖。紅色虛線標示出室溫 (300K)。摘自 Ref [29]

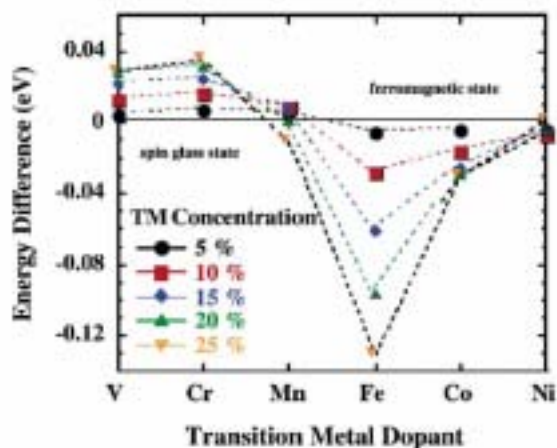
質接面雙極性電晶體(heterojunction bipolar transistors)以及紫外光偵測器等光電元件，因此引起相當多的研究興趣。寬能隙 III-V 氮化物稀磁性半導體在許多光電元件的應用上優於傳統的半導體(例如：Si、GaAs)，它們可以放出短波長的藍光或紫外光，且由於具有大的能隙、高熱導率以及好的化學惰性，適合於高溫的操作條件。再者，它們可摻雜為 n 型或 p 型，具有直接能隙且適合於異質結構中，因此非常適合於元件的應用。

由於 III-V 氮化物半導體中，自旋軌道耦合作用比 III-V (GaAs)半導體物質低，故傳輸自旋極化電子的距離較遠。此外，2000 年 Dietl 等人[31]的理論預測(參見本節第 4 部分)p 型(Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)N (Mn：5%、電洞濃度：3.5x10<sup>20</sup>/cm<sup>3</sup>)為具有高於室溫的稀磁性半導體，因此 III-V 氮化物稀磁性半導體被視為極有潛力適合做為自旋電子元件之材料。GaN 為 n 型半導體材料，因此大多 MBE 生長之(Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)N 薄膜樣品均為 n 型。若要製作出 p 型(Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)N，或可利用共摻雜方式加入 Be 與 O[32]或是 Mg 與 O[33]。此外，亦有科學家[34-35]利用氨(ammonia)作為氮源(此技術稱為 ammonia-MBE)，無需做後續的熱退火處理，即能得到 p 型的 GaN：Mg。依此技術，亦可得到 p 型的(Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)N 稀磁性半導體薄膜。

2001 年美國科學家 M.L. Reed 等人[36]利用有機金屬化學氣相沉積(MOCVD)方法，在三氧化二鋁(sapphire)基板上磊晶生長 GaN 薄膜[Hexagonal (wurtzite)晶格結構： $a = 3.19 \text{ \AA}$ 、 $c = 5.19 \text{ \AA}$ ]，再將 Mn 利用固態擴散(solid-state diffusion)的方式，從 250°C 到 800°C 的溫度以不同的時間來作摻雜，結果清楚地觀察到此 p 型(Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)N 薄膜樣品室溫的鐵磁性質(居禮溫度的範圍在 220-370K)。另外，2002 年 S. Sonada 等人[37-38]利用分子束磊晶(MBE)方式，在 580-720°C 的溫度範圍成長 n 型(Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)N 薄膜(x：0.06~0.09)。其中，Mn 原子含量~9%的(Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)N 薄膜中，磁化量與溫度變化的量測結果經由平均場理論計算出曲線，他們利用外差法估計其居禮溫度可高達約為 940K！然而，此 n 型(Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)N 稀磁性半導體薄膜與一般認為電洞(hole)引致鐵磁性的機制不符，故亦有提出此 n 型的結果可能為第二磁性相(參見本節第 5 部分)的假象[39-40]。此外，亦有研究者利用電漿輔助分子束磊晶(PA-MBE)方法，在 GaAs(001)基板上生長 p 型立方閃鋅(zinc-blende)結構的(Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)N 薄膜。

除了上述(Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)N 的部分研究結果外，許多研究者亦開始注意到以其他不同的過渡金屬摻雜物(dopants)來製作 III-V 氮化物稀磁性半導體：在理論的部分，2001 年 K. Sato、H. Katayama-Yoshida 等人[41]利用 first-principles 計算 GaN(wurtzite 晶格結構)摻入如 V、Cr、Mn 摻雜物時，會具有穩定的鐵磁態；若摻雜物為 Fe、Co、Ni 時則反而呈現自旋玻璃(spin-glass)態，如圖五所示。由此結果可知，在可能的摻雜濃度(x < 0.25)範圍內，V、Cr、Mn 的摻雜會使得 III-V 氮化物稀磁性半導體具有鐵磁態；值得注意的是當摻雜濃度提高時，V、Cr 比 Mn 更能將 III-V 氮化物稀磁性半導體具有穩定的鐵磁態，意即其居禮溫度應該更高！在實驗的部分：2002 年 S.E. Park 等人[42]利用 sodium flux 成長方法製作出室溫鐵磁性(T<sub>c</sub>~280K)的(Ga, Cr)N 單晶塊體；2002 年 M. Hashimoto 等人[43]利用電子迴旋共振(ECR)-分子束磊晶方法製作出 T<sub>c</sub> > 400K 的(Ga, Cr)N 薄膜。2002 年 M.

Yamada[44]利用低溫分子束磊晶方法亦成功地製作出具有室溫居禮溫度的(Ga,Cr)N 薄膜。然而至目前為止, GaN 摻入 V、Cr 等摻雜物的實驗結果仍相當少! 此外, 亦開始有(Al<sub>1-x</sub>Cr<sub>x</sub>)N 稀磁性半導體薄膜的研究發表[45]。



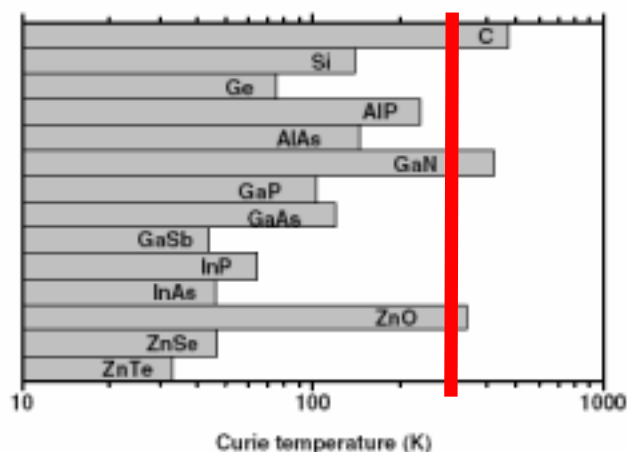
圖五、理論計算 GaN 分別摻入不同過渡金屬物雜質時, 鐵磁態與自旋玻璃態之間的能量差異。摘自 Ref[41]

#### 4、稀磁性半導體之鐵磁性理論機制

在 III-V 稀磁性半導體中(例如: Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As), 摻雜的 Mn 離子取代部分的 Ga 陽離子, 除了提供 Mn 本身的磁矩外, 亦提供電洞載子(為 p 型半導體)。在理論研究方面, 對於稀磁性半導體的鐵磁性質大多是以平均場近似理論(mean-field approximation theory)來加以計算[46-47]。此理論有兩個基本的假設: 1. 鐵磁性源自於磁性摻雜原子的局域磁矩之間的非直接交互作用, 意即是利用電洞(hole)載子做為傳媒而產生, 稱之為載子引致之鐵磁性(carrier-induced ferromagnetism)。2. 自旋之間的耦合(spin-spin coupling)為長距離之交互作用。簡單來說, 對於(Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)As 稀磁性半導體而言, Mn<sup>2+</sup>扮演著受體(acceptor)的角色, 而在價帶中產生自由電洞。這些電洞與 Mn<sup>2+</sup>離子之間的反鐵磁性交換交互作用[又可分為 p-d 交換交互作用與雙(double)交換交互作用兩種模型], 使得 Mn-Mn 之間為鐵磁性非直接耦合。經由平均場理論所計算的居禮溫度 T<sub>c</sub> 可表示為:

$$T_c = \left[ \frac{N_o X_{eff} S(S+1) \beta^2 A_F P_s(T_c)}{12k_B} \right] - T_{AF} \quad (1)$$

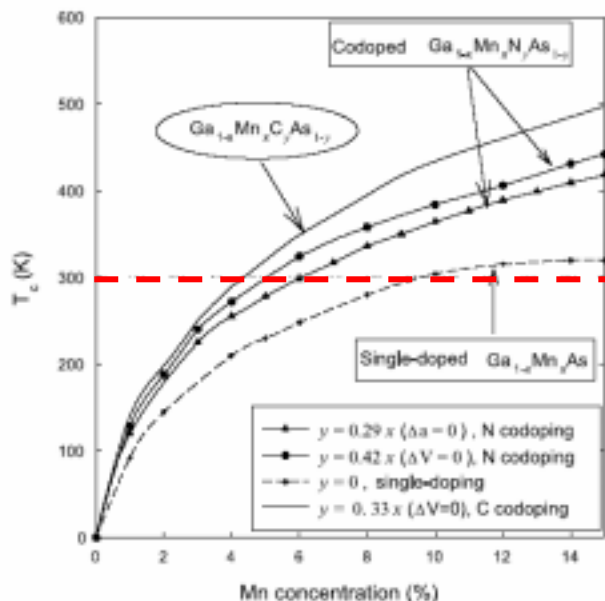
其中:  $N_o X_{eff}$  為 effective spin concentration、S 為 localized spin state、 $\beta$  為 p-d exchange integral、 $A_F$  為 Fermi liquid parameter、 $P_s$  為 the total density of states、 $k_B$  為 the Boltzmann's constant、 $T_{AF}$  為反鐵磁作用的貢獻部分。2000 年 Dietl 等人利用 Zener 的 p-d 交換交互作用模型, 以平均場近似理論計算許多 p 型稀磁性半導體的居禮溫度預測值, 如圖六所示。理論預測在 (Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)As 中, 若能將 Mn 原子濃度提高到超過  $x = 0.15$ , 而電洞濃度能保持在  $p = 3.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , 則 (Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)As 室溫的居禮溫度是可以達到的。



圖六、理論預測許多 p 型(Mn: 5%、電洞濃度:  $3.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ) 稀磁性半導體的居禮溫度。紅色實線標示出室溫(300K)。摘自 Ref[31]

根據平均場近似理論的計算, 鐵磁性 (Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)As 的居禮溫度 T<sub>c</sub> 是隨著 Mn 的濃度 x 以及電洞的濃度 p 的增加而增加。在 (Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)As 中, Mn 原子取代部分的 Ga 而成為受體, 並產生電洞。但實際上, 電洞的濃度卻遠低於 Mn 原子的濃度。一般認為, 當 Mn 原子摻雜入 GaAs 時, (Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>)As 的晶格常數與體積會比原原來得大, 此時會導致由 Mn 間隙原子形成的補償施體(compensating donors)的出現, 而降低了電洞的濃度, 進而降低了居禮溫度。因此, 我們可以利用共摻雜方式[Mn 以及比砷(As)有更小原子半徑的氮(N)或碳(C)], 來縮減晶格或體積的擴張, 以降低因 Mn 間隙施體造成的受體補償, 增加電洞的濃度。2003 年 Van An DINH 等人[48]利用 *ab initio* 計算共摻雜(Mn·N 或者 Mn·C)方式生長的 III-V 稀磁性半導體薄膜中, 居禮溫度 T<sub>c</sub> 與 Mn 原子濃度 x

的關係，如圖七所示。



圖七、理論計算  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ 、 $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{C}_y\text{As}_{1-y}$  以及  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  中 Mn 原子濃度與居禮溫度  $T_c$  的關係圖。紅色虛線標示出室溫(300K)。摘自 Ref [48]

此外，在 Dietl 等人利用平均場近似理論的計算結果中，寬能隙材料 ZnO ( $E_g \sim 3.35$  eV) 以及 GaN ( $E_g \sim 3.5$  eV)，在含有 5%Mn 以及高電洞濃度( $3.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ )的條件下，預測是具有高於室溫的居禮溫度  $T_c$  (儘管有研究指出平均場近似理論計算對於 p 型  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{N}$ ，不若 p 型  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  那樣準確)。2000 年 K. Sato、H. Katayama-Yoshida 等人[49]利用 *ab initio* 能帶結構的理論計算，預測 II-VI 族氧化物 ZnO 個別摻雜 V、Cr、Fe、Co 以及 Ni 等會具有鐵磁性。2001 年 Y. Matsumoto 等人[50]發表在摻雜鈷的  $\text{TiO}_2$  具有高於室溫居禮溫度的實驗結果。這項實驗結果以及 Dietl 等人的理論預測隨即引起科學家對於此類寬能隙氮化物以及氧化物稀磁性半導體材料的投入研究。

### 5、稀磁性半導體中的合金相團簇

目前在稀磁性半導體薄膜的研究中，由於材料特性的鑑定方法通常不夠周嚴完備，對於所觀測到的鐵磁性其成因容易引起質疑。這是因為所摻入的磁性離子在半導體中溶解度很低，所以對於結構、組成以及二次相形成與否等重要問題必須加以檢視。一般可利

用 x 光繞射、穿透電子顯微鏡(TEM)、光電發射(photoemission)或 x 光吸收(例如：EXAFS)，來決定此摻雜薄膜中磁性原子是否取代某一成分，還是有形成合金相團簇。研究者都必須小心檢視是否存在有合金相團簇的形成，而造成磁性的假象結果。例如：在  $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{N}$  稀磁性半導體中，可能出現的  $\text{MnGa}$  或  $\text{Mn}_4\text{N}$  等是具有鐵磁性( $\text{MnGa}$ :  $T_c \sim 748\text{K}$ ,  $\text{Mn}_4\text{N}$ :  $\sim 720\text{K}$ )；在  $(\text{Ga}_{1-x}\text{Cr}_x)\text{N}$  中，可能出現的  $\text{CrN}$  與  $\text{Cr}_2\text{N}$  化合物團簇是分別具有反鐵磁性( $T_N \sim 273\text{K}$ )與鐵磁性。表一列舉可能出現在 III-V 稀磁半導體中的第二磁性相[51]。這方面的討論與質疑使得對於 III-V 稀磁性半導體的研究，仍需要更多的實驗以及理論研究，才能將其中真正的物理機制加以釐清。

## 三、III-V 稀磁性半導體薄膜之應用發展

由於稀磁性半導體薄膜材料的研究蓬勃發展，使得以它們為主的自旋電子元件開發受到相當大的重視。以下僅就以 III-V 稀磁性半導體薄膜作為自旋電子元件的相關研究，簡單地加以說明介紹。

### 1、磁阻式隨機存取記憶體(MRAM)

1988 年 M. Baibich 等人[52]發現 Fe/Cr 多層膜的巨磁阻(Giant Magneto-Resistance)效應，被視為是新的自旋電子元件研究的開端。而隨後發展出的高感度自旋閥(spín-valve)巨磁阻系統成功地應用在電腦中，作為硬碟讀取頭(GMR read-head)[53-54]。GMR 效應主要來自於(鐵磁金屬層/一般金屬層/鐵磁金屬層)這三層之間自旋相依散射(spín-dependent scattering)現象與層間耦合(interlayer coupling)作用。而我們若將一般金屬層換為薄的( $\sim 5\text{\AA}$ )絕緣金屬氧化層(例如： $\text{Al}_2\text{O}_3$ )時，即是所謂的“磁性穿隧接面(Magnetic Tunnel Junction)”[55-56]。MTJ 乃利用穿隧磁阻(Tunneling Magneto-Resistance)，在應用上可做為未來新一代記憶體—磁阻式隨機存取記憶體(Magnetoresistive Random Access Memory)[57-58]。由於鐵磁性半導體材料的研究與製程技術與日俱增，上述的自旋傳輸性質若能以類似上述結構：(鐵磁性半導體/非磁性半導

體/鐵磁性半導體，FS/NS/FS)，加以應用，將更容易整合入現有的半導體元件電路中，做為新一代的自旋

電子元件，如圖八所示。

表一、可能出現在 III-V 稀磁半導體中的第二磁性相。摘自 Ref [51]

Phase	Nature of magnetism	Applicable magnetic temperature (K)
Co	Ferromagnetic	1382
Cr	Antiferromagnetic	311
Fe	Ferromagnetic	1040
Ni	Ferromagnetic	627
Mn	Antiferromagnetic	100
Fe <sub>3</sub> Ga <sub>4</sub>	Ferromagnetic	483 or 697
Fe <sub>2</sub> Ga	Ferromagnetic	620
Fe <sub>3</sub> Ga	Ferromagnetic	760
Fe/Ga alloys	Ferromagnetic	
Fe <sub>4</sub> N	Ferromagnetic	760
FeP	Ferromagnetic	215
Fe <sub>2</sub> P	Ferromagnetic	278
Fe <sub>3</sub> P	Ferromagnetic	716
FeP <sub>2</sub>	Antiferromagnetic	250
Mn <sub>2</sub> Ga	Ferromagnetic	690
$\epsilon$ -Mn <sub>3</sub> Ga	Ferromagnetic	743
$\zeta$ -Mn <sub>5</sub> Ga <sub>8</sub> (Mn <sub>0.6</sub> Ga <sub>0.4</sub> )	Ferromagnetic	210
MnGa	Ferromagnetic	>300
Mn <sub>4</sub> N	Ferromagnetic	745
MnP	Ferromagnetic	291
MnP	Antiferromagnetic	50
Mn <sub>3</sub> P	Antiferromagnetic	115
Mn <sub>2</sub> P	Antiferromagnetic	103
CrN	Antiferromagnetic	273
Cr <sub>2</sub> N	Ferromagnetic (?)	Not ferromagnetic between 85 and 500 K
Ni <sub>3</sub> P	Pauli paramagnetic	
Ni <sub>2</sub> P	Pauli paramagnetic	
NiP <sub>2</sub>	Exhibits magnetism	
Amorphous Ni/P alloys	Weak homogenous ferromagnetism	
CoP <sub>2</sub>	Diamagnetic semiconductor	
CoP	Weak ferromagnetic	≪1382
V <sub>3</sub> Ga	Superconductor	$T_{critical} = 16.8\text{ K}$

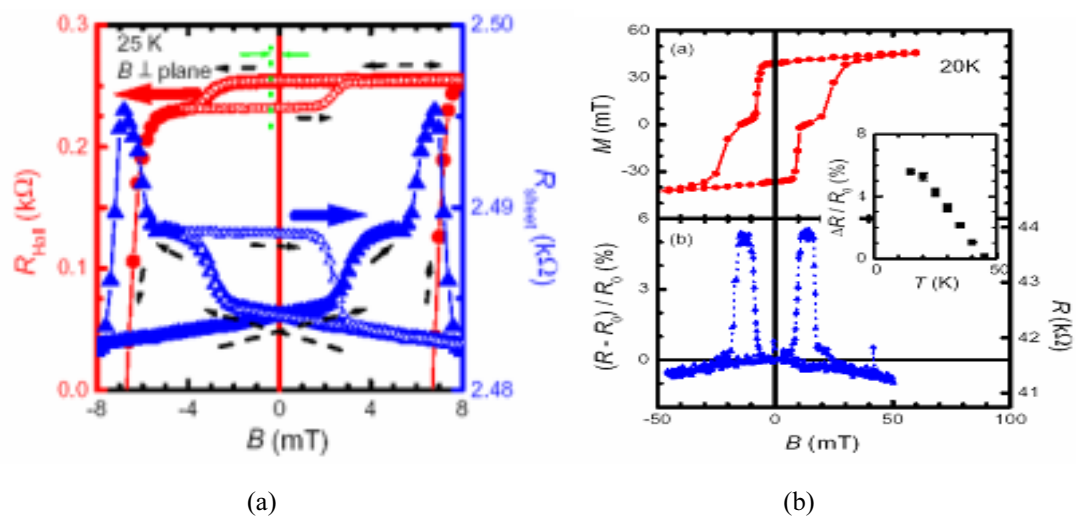


圖八、磁阻式多層膜之型式。



2000 年 N. Akiba 與 H. Ohno 等人[59]以他們在 III-V ( $(\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$  以及  $(\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x)\text{As}$ ) 稀磁性半導體的領先研究經驗，首先成功地製作出 p 型  $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$  (30nm) /  $\text{Ga}_{0.86}\text{Al}_{0.14}\text{As}$  (28nm) /  $\text{Ga}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{As}$  (30nm) 的 FS/NS/FS 三層結構[buffer layers :  $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$  (1 $\mu\text{m}$ ) /  $\text{Ga}_{0.70}\text{Al}_{0.30}$  (50nm)]。他們發現到  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  稀磁性半導體膜層間的鐵磁性耦合作用，然而磁阻效應很低( $\sim 0.2\%$  at 30K)，如圖九(a)所示。隨即他們將  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  稀磁性半導體薄膜仿製到 MJT 結構--p 型  $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$ (30nm) /  $\text{AlAs}$ (3nm) /  $\text{Ga}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{As}$ (30nm)[buffer layers :

$\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$ (1 $\mu\text{m}$ )/ $\text{Ga}_{0.70}\text{Al}_{0.30}$ (50nm)]，結果在低溫 20K 量到穿隧磁阻(Tunneling Magneto-Resistance)值約為 5%，如圖九(b)所示[60]。當作穿隧障壁(tunneling barrier)的  $\text{AlAs}$  膜層厚度降為 1.6nm 時，M. Tannaka 等人[61]可以在相同結構中得到 $\sim 72\%$ 的 TMR 值(量測溫度為 8K)。隨著製程技術的改良，室溫居禮溫度的稀磁性半導體薄膜材料在製作上將不再是問題。相信此磁阻式多層膜的研究將會日益增加，而全半導體的磁阻式隨機存取記憶體元件亦將會出現。



圖九、(a)在  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}/(\text{Al},\text{Ga})\text{As}/(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  三層結構樣品中霍爾電阻  $R_{\text{Hall}}$  (O) 以及片電阻  $R_{\text{sheet}}$  ( $\Delta$ ) 與磁場之關係(Ref.59).  
(b)在  $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}/\text{AlAs}/(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$  三層結構樣品中磁化量(O) 以及穿隧磁電阻( $\Delta$ ) 與磁場之關係(Ref.60).

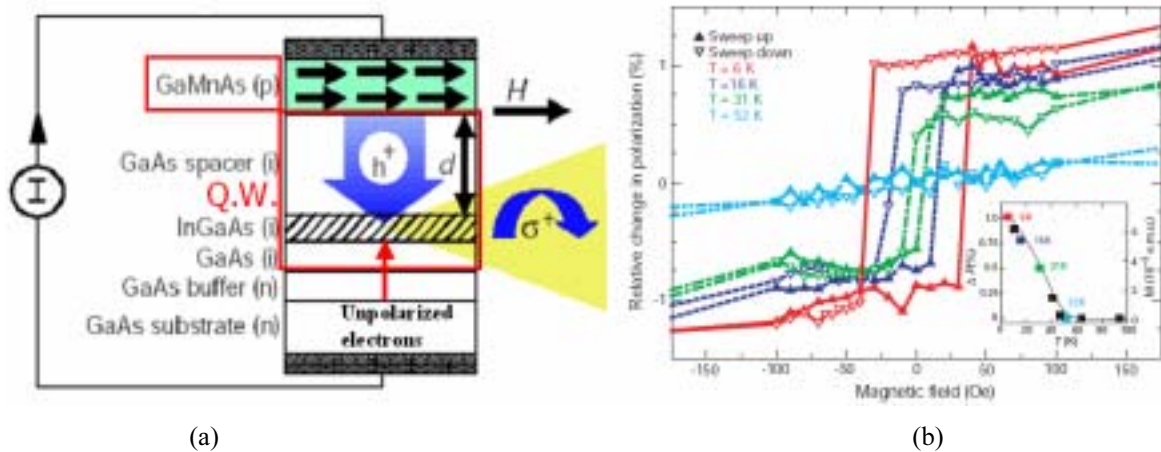
## 2、自旋發光二極體(Spin-LED)

1999 年 H. Ohno 等人[62]在 Nature 期刊上發表自旋發光二極體的雛型元件，它包含了 III-V 稀磁性半導體的異質結構。藉由改變  $\text{GaAs}$  間格層的厚度，其中的  $\text{InGaAs}$  量子井可用來偵測電性自旋注入的深度，如圖十(a)所示。經由量測電致發光(electroluminescence)所發射出光的極性(polarization)，可以決定注入電洞(來自 p 型  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ )的自旋極化。他們發現在順向偏壓的 p-n 結構中， $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  稀磁性半導體中電洞的自旋極化可以越過介面並傳送超過 200 nm 遠；此外，在低於居禮溫度以及磁場為零時，並可清楚地量測到兩種極

化狀態，證實在零磁場下有自旋注入的產生，如圖十(b)所示。自旋發光二極體元件在未來的應用上，包括有：光通訊的密碼學(Cryptography)以及量子資訊中的自旋雷射(spin-laser)等。

## 3、自旋場效電晶體(Spin-FET)

1990 年普渡大學的 Supriyo Datta 與 Biswajit Das 兩位教授提出[63]第一個自旋電子元件“自旋電晶體”(Spin field effect transistor)的概念。在此 III-V 半導體為主的結構中，射極[emitter，對應於源極(source)]與集極[collector，對應於汲極(drain)]採用鐵磁金屬作為自旋注入端與偵測端。當閘極(gate)偏壓  $V=0$  時，



圖十、(a) Spin-LED 結構。(b) 極化的相對變化  $\Delta P$  與外加磁場  $B$  的量測結果。摘自 Ref [62]

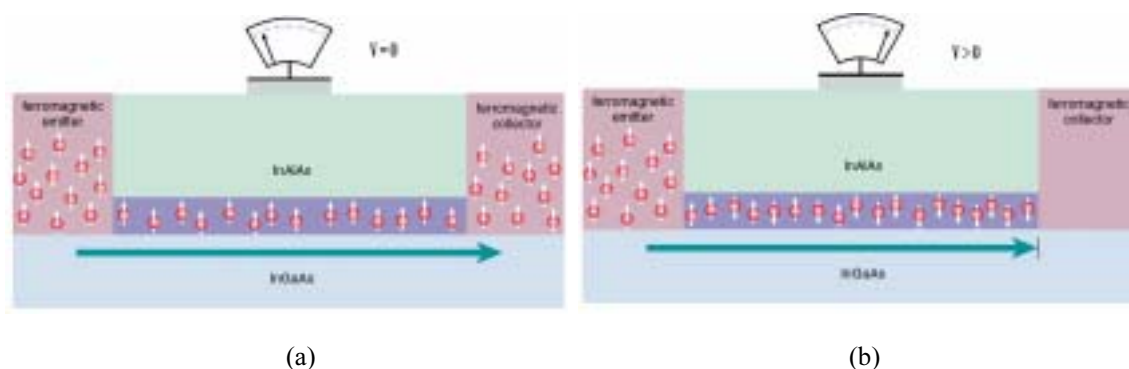
自旋由注入端可經由二維通道(channel)順利抵達偵測端。當閘極偏壓  $V > 0$  時，通道中的區域電場會改變。此時，對於高速運動的電荷載子而言，此變化的電場猶如磁場的作用(此稱為Rashba效應)，而造成自旋的進動(precession)，進而影響到電流通過與否(取決於偏壓的大小、電荷載子的速度以及通道的長度)，如圖十一所示。此Datta-Das電晶體的概念適用於有較大的自旋軌道交互作用窄能隙半導體(例如：InGaAs)。然而，此概念在實驗方面仍未有所進展，鐵磁金屬與半導體接面的自旋注入效率是一大問題，而以III-V稀磁性半導體取代鐵磁金屬，將是可行的解決途徑之一。

由於篇幅所限，僅簡單介紹說明上述三種可利用III-V 稀磁性半導體作為自旋電子元件的應用。除此之

外，III-V 稀磁性半導體材料可藉由外加光[64]以及電場[65]來改變其載子的濃度，進而改變它們的鐵磁性質，亦即具有光控磁性以及電控磁性的優越操作條件，因此它們在元件的應用上，將更具豐富性以及價值性。

#### 四、結語

III-V 稀磁性半導體同時具有電性、光性以及磁性的操控與變化，能立即以現有的半導體製程技術加以製作，並能有效、快速地與現有電子元件材料相結合，且由理論預測以及實驗顯示可符合居禮溫度達室溫的操作條件，因此非常適合作為新一代多功能自旋電子元件的材料。



圖十一、Datta-Das 自旋電晶體示意圖。(a).閘極偏壓  $V=0$  時，排列一致的自旋電子通過通道到達集極。(b).閘極偏壓  $V>0$  時，Rashba 效應使得自旋電子產生進動。因此可藉由閘極偏壓來控制射極至集極的電流。

近年來，由於自旋電子元件的提出、奈米材料的研發以及對於磁微觀現象的重視，稀磁性半導體薄膜研究是目前美、日、德等先進國家中最受重視的議題之一。美國 IBM 和史丹福大學日前宣佈雙方將合作研究“自旋電子學”領域，並在 IBM 位於美國加州聖諾塞的阿爾馬丁研究中心實驗室中成立了一家名為“SpinAps”(IBM-Stanford Spintronics Science and Applications Center)的研究中心，可見自旋電子元件將是未來的明星產業之一。

國內從事磁性薄膜的研究單位，皆有非常傑出的研究成果，例如：中研院物理所的磁性研究小組、臺大物理所、臺大凝態中心、臺大材料所、清大材料所、交大電物所、中正大學物理所、成大物理所、義守大學、雲林科大、彰師大、高師大、同步輻射與工研院材料所和光電所等等。然而稀磁性半導體的製程與研究發展，需結合磁性以及半導體兩方面的專家，在國內急需要更多的研究單位投入以及政府的支持，才能因應這未來自旋電子時代的來臨。

## 五、參考文獻

- [1]. S.A. Wolf, D.D. Awschalom et al., *Science*, Vol. 294, pp.1488-1495 (2001).
- [2]. H. Ohno, F. Matsukura and Y. Ohno et al., *JSAP international* No. 5, pp.4-13 (2002).
- [3]. H. Akinaga and H. Ohno, *IEEE Trans. Nano.*, Vol. 1, No. 1, pp.19-31 (2002).
- [4]. R.A. de Grot et al., *Phys. Rev. Lett.*, 50, 2024 (1983).
- [5]. S. M. Watts et al., *Phys. Rev B* **61**, 9621 (2000).
- [6]. J.-H. Park et al., *Nature*, 392, 794, (1998).
- [7]. J. J. Versluijs, M. A. Bari, J. M. D. Coey, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 026601 (2001).
- [8]. K.-I. Kobayashi et al., *Nature*. 395, 677 (1999).
- [9]. R.P. Borges et al., *J. Phys. : CM* 11, L445-L450 (1999).
- [10]. J. Furdyna and J. Kossut (eds.), *Semiconductor and Semimetals*, Vol. 25, Academic, New York (1988).
- [11]. J. Kossut and W. Dobrowolski, in: Buschow, K.H.J. (Ed.), *Handbook of Magnetic Materials*, Vol.7, North-Hoolland, Amsterdam (1993).
- [12]. T. Dietl, (Diluted) *Magnetic Semiconductors*, in: T.S. Moss (Ed.), *Handbook of Semiconductors*, Vol. 3B, North-Hoolland, Amsterdam (1994).
- [13]. T. Baron, S. Tatarenko et al., *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 65, pp.1284-1286 (1994).
- [14]. A. Haury, A. Wasiela et al., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 79, pp.511-514 (1997).
- [15]. D. Ferrand, J. Cibert et al., *J. Cryst. Growth*, Vol. 214/215, pp.387-390 (2000).
- [16]. R.R. Galazka, *Postepy Fyzyki* 28, 601 (1977).
- [17]. M.I. Aliyev, I.S. Dadashev and G.I. Safaraliyev, *Phys. Met. Metallogr.* 49, 166 (1980).
- [18]. H. Munekata, H. Ohno et al., *Phys. Rev.Lett.*, Vol. 63, pp.1849-1852 (1989).
- [19]. H. Ohno, H. Munekata et al., *Phys. Rev.Lett.*, Vol. 68, pp.2664-2667 (1992).
- [20]. A.J. Blattner, J. Lensch and B.W. Wessels, *J. Electronic Mater.*, Vol. 30, No. 11, pp.1408-1411 (2001).
- [21]. A.J. Blattner and B.W. Wessels, *J. Vac. Sci. Technol. B* 20 (4), pp.1582-1585 (2002).
- [22]. S. Haneda, M. Yamaura et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, Part 2 39, L9 (2000).
- [23]. Y.L. Soo, G. Kioseoglou et al., *Phys. Rev. B* 63, 195209 (2001).
- [24]. Y.L. Soo, G. Kioseoglou et al., *Appl. Phys. Lett.*, 79, 3926 (2001).
- [25]. H. Ohno, A. Shen, H. Munekata et al., *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 69, pp.363-365 (1996).
- [26]. F. Matsukura, H. Ohno et al., *Phys. Rev.*, Vol. B57, pp.R2037-R2040 (1998).
- [27]. H. Ohno, N. Akiba et al., *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 73, 363 (1998).
- [28]. Th. Hartmann, M. Lampalzer et al., *Thin Solid Films*, 364, pp.209-212 (2000).
- [29]. K. Sato, P.H. Dederichs et al., *Physica B*. 340-342, 863-869 (2003).
- [30]. K.W. Edmonds, P. Boguslawski, K.Y. Wang et al.,

- Phys. Rev. Lett. 92, 037201 (2004).
- [31]. T. Dietl, H. Ohno et al., Science 287, 1019 (2000).
- [32]. K. Ploog and O. Brandt, "Doping of group III nitrides", J. Vac. Sci. Technol **A16**, 609–1614, Part 2 (1998).
- [33]. G. Kipshidze, V. Kuryatkov, B. Borisov et al., Appl. Phys. Lett. **80**, 2910–2912 (2002).
- [34]. M. Kamp, M. Mayer, A. Pelzmann, and K. J. Ebeling, Internet Journal of Nitride Semiconductor Research, vol. 2, 26 (1997).
- [35]. N Grandjean, and J. Massies, Appl. Phys. Lett. vol. 72, 82 (1998).
- [36]. M.L. Reed, N.A. El-Masry, H. Stadelmaier et al., Appl. Phys. Lett. 79, 3473 (2001).
- [37]. S. Sonoda, S. Shimizu, T. Sasaki et al., J. Cryst. Growth, 237–239, 1358 (2002).
- [38]. T. Sasaki, S. Sonoda, Y. Yamamoto et al., J. Appl. Phys. 91, 7911 (2002).
- [39]. M. Zajac, J. Gosk, E. Grzanka et al., J. Appl. Phys. **93** 4715 (2003).
- [40]. S. Dhar, O. Brandt, A. Trampert et al., Appl. Phys. Lett. **82** 2077 (2003).
- [41]. K. Sato, H. Katayama-Yoshida, Jpn. J. Appl. Phys. 40, L485 (2001).
- [42]. S.E. Park, H.-J. Lee, Y.C. Cho et al., Appl. Phys. Lett. 80, 4187 (2002).
- [43]. M. Hashimoto, Y.-K. Zhou et al., Solid-State Commun. 122, 37 (2002).
- [44]. M. Yamada, J. Appl. Phys. 91, 7908 (2002).
- [45]. S.G. Yang, A.B. Pakhomov et al., Appl. Phys. Lett. **81** 2418 (2002).
- [46]. T. Jungwirth et al., Phys. Rev., Vol. B59, p.9818 (1999).
- [47]. T. Dietl, H. Ohno et al., Phys. Rev., Vol. B63, p.195205 (2001).
- [48]. Van An DINH, Kazunori SATO et al., arXiv: cond-mat/0311131v1 6 Nov (2003).
- [49]. K. Sato, H. Katayama-Yoshida, Jpn. J. Appl. Phys. 39, L555 (2000).
- [50]. Y. Matsumoto, M. Shono et al., Science, 291, 854 (2001).
- [51]. S.J. Pearton, C.R. Abernathy et al., Material Science and Engineering R40, 137-168 (2003).
- [52]. N. Baibich et al., Phys. Rev.Lett., Vol. 61, 2472 (1988).
- [53]. B. Dieny et al., J. Appl. Phys. 69, 4774 (1991).
- [54]. C. Tsang et al., IEEE Trans. Magn. 30, 3801 (1994).
- [55]. J.S. Moodera, L.R. Kinder et al., Phys. Rev.Lett., Vol. 74, 3273 (1995).
- [56]. T. Miyazaki et al., J. Magn. Magn. Mater., 151, 403 (1995)
- [57]. R.E. Scheuerlein et al., 2000 IEEE ISSCC Digest of Technical Papers Cat. No. 00CH37056, 128 (2000)
- [58]. P. Naji, M. Durlam et al., paper presented at the International Solid State Circuits Conference (2001).
- [59]. N. Akiba, D. Chiba et al., J. Appl. Phys. 87, 6436 (2000).
- [60]. D. Chiba, N. Akiba et al., Appl. Phys. Lett. 77, 1873 (2000).
- [61]. M. Tanaka and Y. Higo, Phys. Rev.Lett., Vol. 87,p.26602 (2001).
- [62]. H. Ohno et al., Nature 402, 790 (1999).
- [63]. S. Datta, and B. Das. Appl. Phys. Lett. 56, 665 (1990).
- [64]. S. Koshihara, A. Oiwa, M. Hirasawa et al., Phys. Rev. Lett. 78, 4617 (1997).
- [65]. H. Ohno, H. D. Chiba, F. Matsukura et al., Nature 408, 944 (2000).

---

---

---

#### 作者簡介

胡裕民，國立高雄大學應用物理系助理教授  
專長：自旋電子薄膜材料應用、固態物理、薄膜製程  
e-mail: [ymhu@nuk.edu.tw](mailto:ymhu@nuk.edu.tw)