

$Cd_{1-x}Mn_xTe/CdTe$ 多量子阱的光反射研究

章灵军 单伟 姜山 沈学础

(中国科学院红外物理国家实验室 上海 200083)

摘要 本文首次报道用光调制光谱 (PR) 研究了 $Cd_{1-x}Mn_xTe/CdTe$ 半磁半导体多量子阱的能带结构和带间跃迁, 观察到多量子阱的各子能级激子跃迁 11H, 11L, 22H, 33H 等, 并得到轻重空穴分裂为 18meV. 当能带偏移 $Q_c = 0.90$ 时, 理论计算的子带跃迁能量与调制光谱结果符合很好. 发现低温时第二子能级跃迁比第一子能级跃迁更强, 并给出了初步解释, 通过变温测量, 测得各子能级的温度系数并与纯 CdTe 及 $Cd_{1-x}Mn_xTe$ 混晶体材料的温度系数作了比较.

PACC: 7865, 6865, 7135

1 前言

半磁半导体如 CdMnTe, CdMnSe 等是一类新型的半导体材料^[1,2], 由于其中 Mn^{++} 部分代替了 II-VI 族化合物 CdTe, CdSe 中的 II 族离子, 从而存在着局域磁性离子, 使半磁半导体材料具有很多特殊的性质, 如具有极大的 Faraday 旋转, 大的负磁阻效应等等^[2], 引起了越来越多的人们的研究兴趣. 半磁半导体量子阱和超晶格结合了量子阱和超晶格的电学和光学性质以及半磁半导体的磁效应, 因此具有很多潜在的器件应用价值, 近年来也引起了人们的关注^[3,4], 特别是分子束外延 (MBE) 技术的发展, 使生长高质量的 CdMnTe/CdTe 多量子阱超晶格成为可能^[5]. 与已广泛研究的 GaAs/GaAlAs 等 III-V 族系统不同, CdMnTe/CdTe 多量子阱系统有其自己的特点, 它是晶格失配系统, 对 CdTe/MnTe 异质结, 失配可达 3%^[5], 这使生长高质量的 CdMnTe/CdTe 多量子阱结构难度较大. 另外, 该异质结价带偏移很小^[6], 几乎可以忽略不计, 这就使得晶格失配应力在价带分裂和排列中起了很大作用, 甚至可能由于失配应力而使 CdMnTe/CdTe 超晶格中重空穴属于第 I 类超晶格, 电子和重空穴同处于 CdTe 势阱层中, 而轻空穴则与电子分别处于不同层中, 在空间上分离而形成第 II 类超晶格^[3,7]. 研究半磁半导体量子阱、超晶格的方法很多, 如光致发光激发谱^[6,9,10]、Raman 光谱^[5]等, 迄今为止, 用光调制光谱方法研究 $Cd_{1-x}Mn_xTe/CdTe$ 多量子阱的工作尚未见报道. 众所周知, 光调制光谱获得的光谱结构为材料介电函数的微商谱, 其主要特点是临界点的信号变得尖锐, 特别是对量子阱、超晶格材料, 由于势阱中激子的束缚和准二维特性, 其激子跃迁的信号更强^[11-12], 使我

们甚至有可能在室温下研究多量子阱的激子跃迁。尽管如此, CdMnTe/CdTe 多量子阱的光调制光谱测量仍有很多困难, 我们很幸运地获得了部分 CdMnTe/CdTe 多量子阱样品的实验结果。

本文报道了一种 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 多量子阱结构在不同温度下 (20—300K) 的光调制光谱及其能带结构及子能级的研究结果, 通过对实验结果和理论值的比较, 得出 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 多量子阱的导带能带偏移 $Q_c = \Delta E_c/\Delta E_g = 0.90$, 轻重空穴价带分裂 $\Delta E_{v1,2} = 18\text{meV}$ 。并得出 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ ($x = 0.28$) 多量子阱带间跃迁能量的温度系数以及与 CdTe, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 体材料温度系数的比较, 我们还讨论了各激子子能带跃迁的温度效应。

2 实验

本文所用样品为 MBE 生长的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 多量子阱, 为了减少晶格失配引起的位错, 首先在(100)方向 CdTe 衬底上生长一层 $1\mu\text{m}$ 厚 CdMnTe 缓冲层, 再交替生长 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 势垒层和势阱层, 其中势垒层 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 中掺 In 施主杂质, 势阱和势垒宽度都为 150\AA , 多量子阱结构部分共有 100 个周期。

光调制光谱实验装置如图 1 所示, 采用 Ar^+ 激光 4880 线作为调制光, 经斩波器后照射到样品上, 调制频率约为 240Hz, 100W 钨卤灯光经单色仪后作为探测光, 经样品反射后, 通过滤光片到 Si 光电二极管探测器。滤光片的作用是滤去 Ar^+ 激光散射光。探测器信号经过锁相放大器放大后输入微机中作进一步处理, 该微机同时也用作单色仪控制, 样品装在内循环制冷机冷指上, 温度可以在 10—300K 范围内变化。

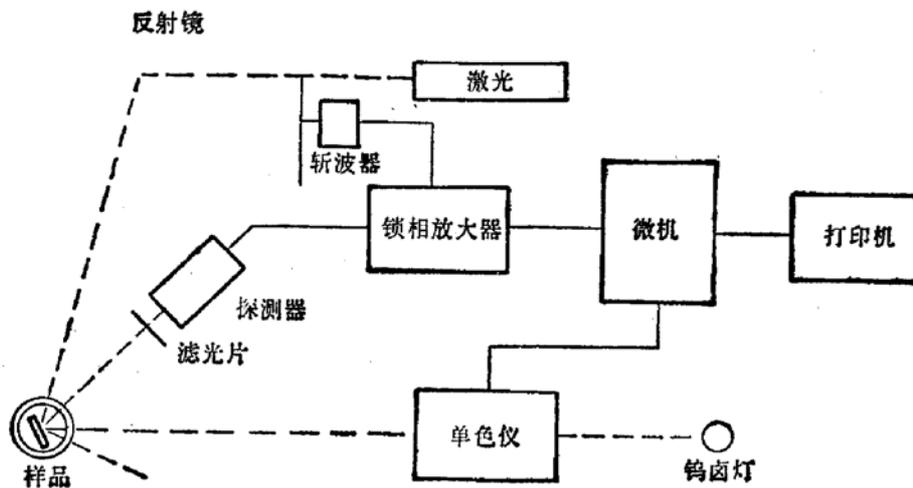


图 1 光调制反射光谱实验装置框图

调制光谱是通过调制光产生光生载流子, 对样品的表面电场和介电函数进行调制, 样品的反射率变化可以写为

$$\Delta R/R = \alpha(\epsilon_1, \epsilon_2)\Delta\epsilon_1 + \beta(\epsilon_1, \epsilon_2)\Delta\epsilon_2, \quad (1)$$

其中 α, β 为 Seraphin 系数, $\Delta\epsilon_1, \Delta\epsilon_2$ 分别为介电函数实部 ϵ_1 和虚部 ϵ_2 的变化量, 根据

Aspnes 电反射理论^[12], 上式可以写作:

$$\Delta R/R = \text{Re}[ce^{i\theta}(E - E_g + i\Gamma)^{-m}], \quad (2)$$

其中 c 为强度因子, θ 为相因子, Γ 为展宽参数, E_g 为临界点能量, 其中 m 与临界点维数和调制机制有关。对多量子阱结构, 调制光谱线形在低温下为激子介电函数的一阶微商线形, 取 $m = 2$ ^[13]。

3 理论背景

$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 多量子阱是一种晶格失配结构, 晶格常数 $a(\text{CdTe}) = 6.487 \text{ \AA}$, $a(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}) = 6.487 - 0.148x$ 。晶格失配导致的应力可同时发生在 CdMnTe 层和 CdTe 层, 最终达到一平衡的平行于界面方向的晶格常数:

$$a_H = \frac{a_1 h_1 + a_2 h_2}{h_1 + h_2}, \quad (3)$$

其中 a_1, a_2 分别为 CdTe 和 CdMnTe 层无应力时的晶格常数, h_1, h_2 为对应的厚度。在每种材料中, 平行于界面方向的应变分量为

$$e_{xx}^i = e_{yy}^i = \frac{a_H - a_i}{a_i}. \quad (4)$$

在生长方向 (z 方向) 也会相应地发生应变

$$e_{zz}^i = \frac{a_z - a_i}{a_i} = -\frac{2c_{12}}{c_{11}} \cdot e_{xx}^i. \quad (5)$$

弹性模量 c_{11}, c_{12} 均为正值, 所以对 CdTe 层, 平行于界面方向受到压缩 ($e_{xx}, e_{yy} > 0$), 相当于受到流体静压力作用, 而在生长方向上则受到拉伸 ($e_{zz} > 0$), 相当于受单轴应力的作用。应力的作用一方面使带隙发生变化, 另一方面使 Γ_8 价带在 Γ 点的简并消除, 分裂成四度简并的重空穴带 $|3/2, \pm 3/2\rangle$ 和二度简并的轻空穴带 $|\frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}\rangle$, 这种价带

分裂可由 6×6 应变哈密顿描述^[14]

$$H_{ii} = \begin{bmatrix} -E_H - E_s & 0 & 0 \\ 0 & -E_H + E_s & 0 \\ 0 & \sqrt{2} E_s & -E_H - \Delta \end{bmatrix}, \quad (6)$$

对 $|\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\rangle, |\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\rangle, |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$ 也有同样的矩阵, 式中 $|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle$ 是自旋轨道分裂带, Δ 是自旋-轨道分裂, E_H, E_s 分别是流体静压力和单轴应力分量引起的能带移动。

$$E_H = 2a \cdot \frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} \cdot e_{xx}, \quad (7a)$$

$$E_s = -b \cdot \frac{c_{11} + 2c_{12}}{c_{11}} \cdot e_{xx}, \quad (7b)$$

其中 a, b 分别为流体静压形变势和剪切形变势, 由式(6)的应变哈密顿矩阵, 可以得到应变引起的轻重空穴带的移动, 从而求得轻重空穴的能隙

$$E_{g,h} = E_g^0 + E_H + E_s, \quad (8a)$$

$$E_{g,l} = E_g^0 + E_H + \frac{1}{2}(\Delta - E_s) - \frac{1}{2}(\Delta^2 + 2E_s \cdot \Delta + 9E_s^2)^{1/2}, \quad (8b)$$

其中 E_g^0 为无应变时的带隙, 对 CdTe 材料, $\Delta \approx 0.8\text{eV}$, 可以忽略 $\left|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right\rangle$ 自旋-轨道分裂带对轻重空穴价带的影响, 于是

$$E_{g,l} \cong E_g^0 + E_H - E_s. \quad (9)$$

4 实验结果与讨论

图 2 和图 3 给出了不同温度下 $x = 0.28$ (标称组分 $x = 0.3$) 的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 多量子阱的光调制反射光谱, 其中图 2 为 300K 时的 PR 谱, 图 3 为 100K 时的 PR 谱, 可以看出, 调制光谱即使在室温下也能看到较为清晰的激子跃迁结构, 而在低温下测量由于线宽变窄, 可以看到更明确和更多的结构, 图中同时也给出了按式(1)调制反射线形拟合的结果。这样的拟合计算给出了 100K 时 11H, 11L, 22H, 22L(?), 33H 的激子跃迁能量依次为 1.573, 1.590, 1.626, 1.648, 1.782eV。在图 2 中 1.88eV 处, 图 3 中 1.98eV 处有一很强的 PR 结构, 我们可以指认为势垒层带间基本跃迁, 由此可以较为准确地得到 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 势垒层的组分 $x = 0.28$ 。我们测量了 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 多量子阱不同温度下的 PR 谱, 拟合得到的激子跃迁强度 I 、能量 E 、展宽参数 Γ 在表 1 中给出。

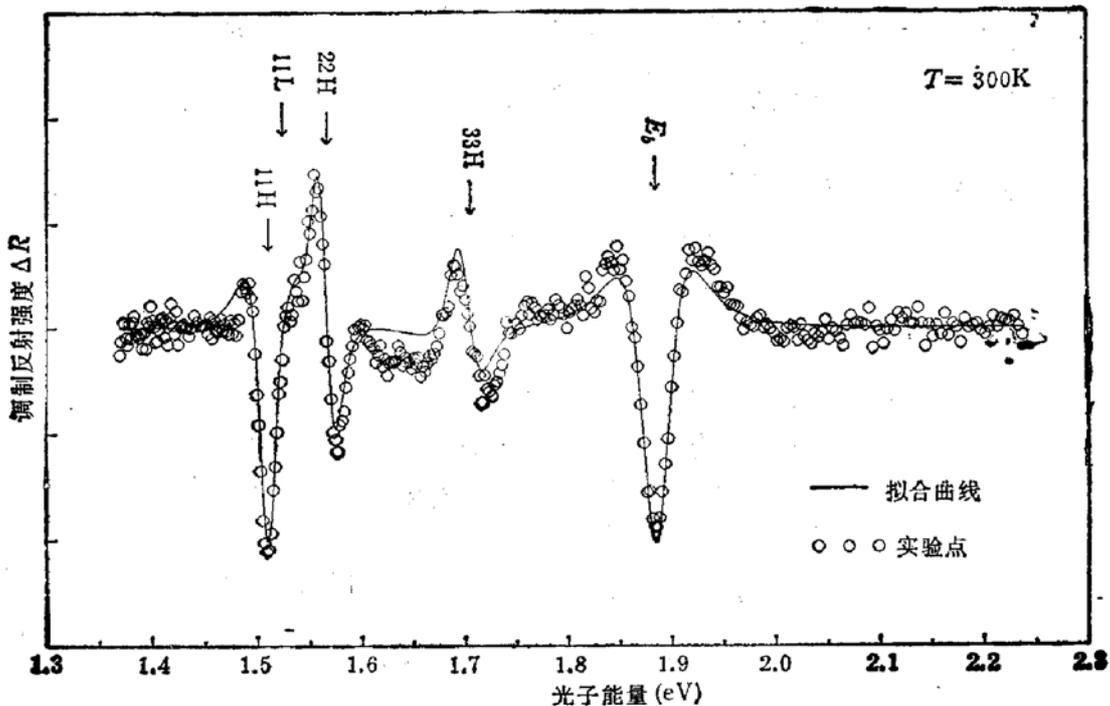


图 2 室温下 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 多量子阱的光反射谱

○ 为实验点 — 为拟合曲线

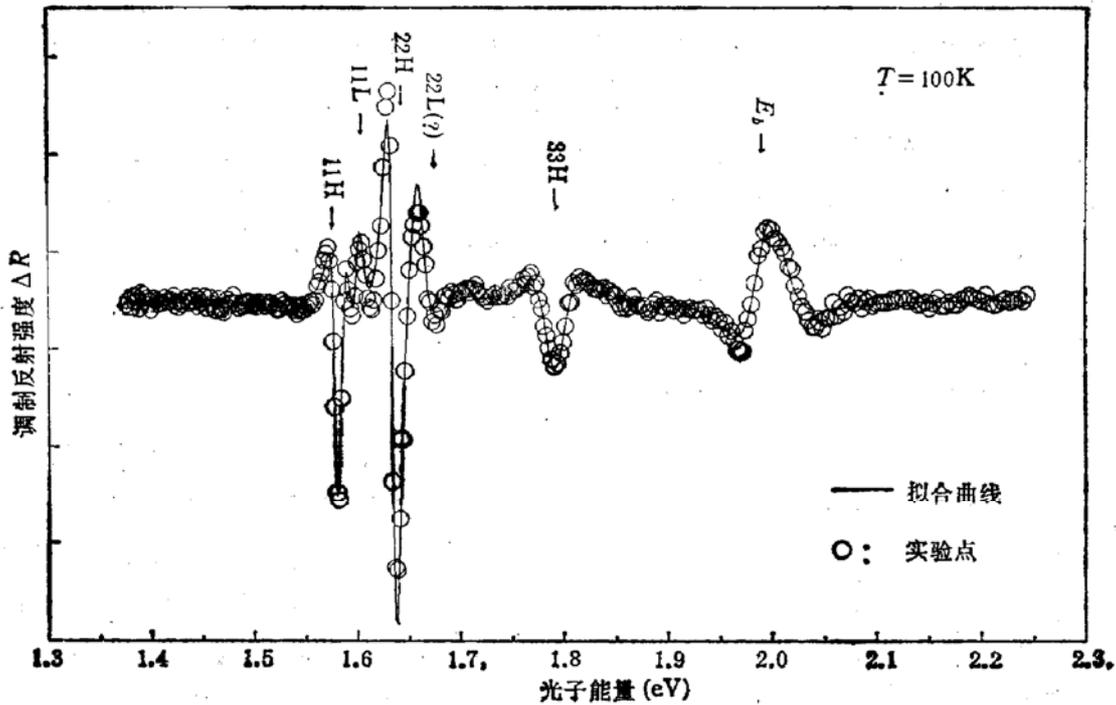


图3 低温下 (100K) $Cd_{1-x}Mn_xTe/CdTe$ 多量子阱的光反射谱
○ 为实验点 — 为按式(1)的拟合曲线

表1 不同温度下测得的多量子阱的光调制光谱用式(2)拟合的结果,其中温度 T , 谱强度 I , 能量 E 以及展宽参数 Γ 的单位分别为 K, $1 \times 10^{-6} eV$ 和 meV . 表中 E_1, E_2, E_3, E_4, E_5 为各个谱结构

温度 T	E_1			E_2			E_3			E_4			E_5		
	I	E	Γ												
20	18	1,510	20	.8	1,540	10	14	1,568	20	16	1,699	27	98	1,885	36
60	.9	1,583	9	.8	1,603	10	1.8	1,632	9	18	1,79	29	10	1,999	31
100	1.6	1,573	9	.5	1,590	9	5.7	1,626	12	11	1,782	25	47	1,982	37
140	4.3	1,557	14	.04	1,578	14	5.7	1,615	13	7.9	1,764	26	21	1,969	34
180	8	1,51	16	3.3	1,571	17	3.9	1,600	16	4.9	1,754	28	15	1,938	38
220	6.4	1,528	17	.3	1,569	11	5.1	1,590	21	8.3	1,748	33	26	1,929	40
260	15	1,523	21	.3	1,576	18	12	1,581	24	8.1	1,720	25	60	1,909	38
300	21	1,510	22	1.4	1,527	18	12	1,564	18	17	1,699	27	98	1,886	36

为了确定 PR 谱中各峰所对应的跃迁,我们采用包络函数方法计算子带结构^[15], 计算子带结构之前,先考虑晶格失配应力引起的能带移动。

当 $Cd_{1-x}Mn_xTe$ 组分为 $x = 0.28$ 时, 晶格常数 $a(Cd_{1-x}Mn_xTe) = 6.487 - 0.148x$ ^[2] 为 6.446 \AA , 晶格失配为 0.64% , 按照上一节所述应变超晶格能带计算方法, 假设应力平衡分布, 此时晶格常数为 $a_{||} = 6.466 \text{ \AA}$, 应变 $\epsilon_{xx} = -3.24 \times 10^{-3}$, 若选用形变势参量和弹性模量: $a = -5.1 eV$, $b = -1.2 eV$, $c_{12} = 43$, $c_{11} = 61.5$ ^[16] 则流体静压力引起能带移动 $E_H = -21.5 meV$, 单轴应力引起的能带移动 $E_s = -6.6 meV$, 由此得到重空穴带隙 $E_{v1} = E_v^0 - E_H + E_s = 1.550 meV$, 轻空穴带隙 $E_{v2} = E_v^0 - E_H - E_s = 1.563 eV$, 得到势阱层 CdTe 中轻重空穴价带分裂为 $13 meV$ 。

本文中我们先考虑应力对势阱层带隙的影响,然后用考虑晶格失配后的 $E_{g,h}$ 取代 E_{g_0} , 这样,整个能带及波函数仍可以用不考虑应变矩阵元时的包络函数法来处理^[5],采用计算参数^[6] $m_c^* = 0.096m_0$, $m_h^* = 0.4m_0$, 就可以通过调节能带偏移 $Q_c = \Delta E_c / \Delta E_g$ 来求出与实验结果相符的跃迁能量。我们得到, $Q_c = 0.90$ 时, 11H 和 22H 跃迁能量为 1.571, 1.631eV^[7] 与表一中 100K 实验结果中 E_1, E_3 相符, 33H 与实验指定的 E_4 略有偏差。介于 11H 和 22H 之间的结构较弱,如图 3 所示,可以认为是轻空穴价带到电子第一子带的跃迁 11L, 这样从调制光谱得到轻重空穴能带分裂为 $\Delta E = 18\text{meV}$ 。与理论计算结果相近。

根据以上的实验结果和理论分析,我们可以讨论 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 多量子阱的能

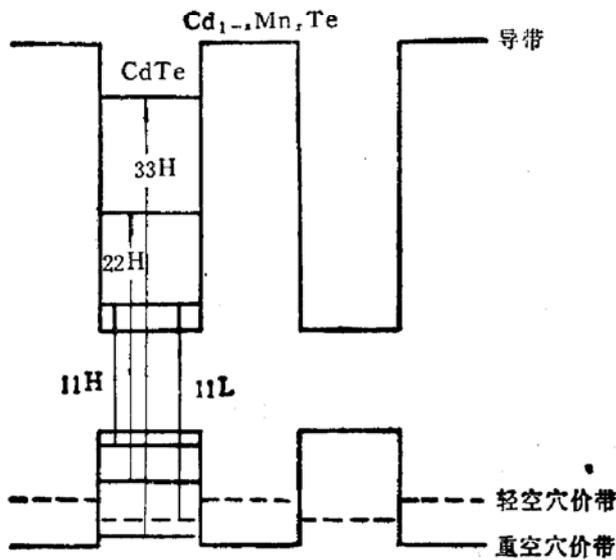


图4 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 多量子阱的能带图

带结构,对于 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 异质结,价带偏移很小,如图 4 所示,细线为考虑应力之前的价带图,重轻空穴是简并的,当考虑失配应力以后,重空穴带在 CdTe 层中向下移动约 15meV,轻空穴向下移动约 28meV,在势垒中轻重空穴价带会向上移动,结果如图所示,实线为重空穴价带,虚线为轻空穴价带,由于轻空穴有效质量小,在应力作用下移动更大,而使 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 层中轻空穴带高于 CdTe 层中轻空穴带,形成 II 类超晶格。这样,轻空穴波函数集中在 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 层中,与电子波函数交叠较小,所以其跃迁强度也较小。考虑到轻空穴价带偏移

很小 ($\lesssim 10\text{meV}$),轻空穴质量又较小,则轻空穴不会在 CdMnTe 层中形成束缚子能级,而是处于连续态,这样,实验测得的轻重空穴分裂仍是 CdTe 层中的分裂。图 4 中给出导带电子子能级及轻重空穴价带之间激子跃迁的示意图。

E. Deleporte^[9] 等人曾根据光致发光谱及光致激发谱的结果分析了 $x = 0.07$ 的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 超晶格的能带结构,认为导带能量偏移 $Q_c = 0.8$, 而 A.V. Nurmi-kko^[6] 等人则研究了 $x = 0.24$ 的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 超晶格的能带结构,得出其重空穴价带偏移约为 25meV, 即 $Q_c = 0.94$; O. Goede^[3] 等人也曾指出 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 超晶格系统中,其价带偏移可以忽略不计,并且在失配应力作用下重空穴属于第 I 类超晶格结构,轻空穴属于第 II 类超晶格结构。这些结论也得到本文的进一步证实。A.V. Nurmi-kko 认为 $\text{CdMnTe}/\text{CdTe}$ 超晶格中能带偏移并不象某些 III-V 族系统(如 $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$)那样是常数,而与超晶格参数有关^[4],这可能是由于价带偏移太小而同时又有很大应力失配,而失配应力等都与超晶格参数有关。考虑到 $\text{CdZnTe}/\text{CdTe}$ 应力超晶格的价带偏移也很小 ($< 70\text{meV}$)^[17],这可能是某些 II-VI 族超晶格共有的特性。

比较图 2 和图 3 可见, 300K 时 11H 峰比 22H 峰要强,而 100K 时 11H 峰比 22H 峰要弱一些。其它温度变化(从 20K 到 300K)见表 1 (E_1, E_3 分别为 11H, 22H), 图

5 进一步给出了 11H, 22H 跃迁强度比随温度的变化。20K 时由于实验中光致发光很强, 噪声很大, 所以实验点没有在图 5 中给出。图 5 中峰强度比 I_{11H}/I_{22H} 随温度下降近乎线性下降, 这可能与第一、二电子子带上的电子分布状况有关。本文开头已经指出, 本文研究的样品势垒层中掺 In, 可以有一定量的电子填充在 CdTe 势阱中, 室温时, 这些电子同时占据 $1e$ 与 $2e$ 能级, 由于跃迁矩阵元的作用, 11H 跃迁比 22H 跃迁要强, 低温时, 较多的电子分布在 $1e$ 能级上, 从而使 22H 跃迁相对强度增大, 以至在 100K 时, $I_{11H}/I_{22H} \approx 0.3$ 左右。这一定性讨论与同一样品的光致发光光谱(另文报道)是一致的。

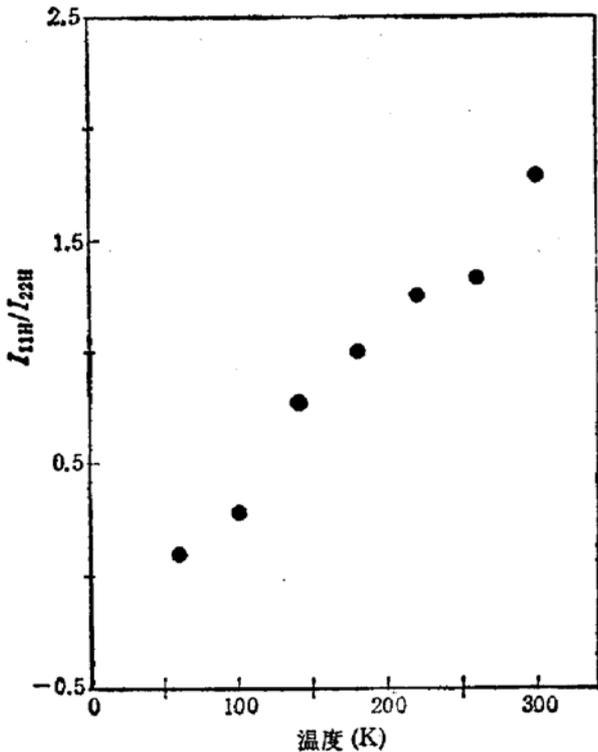


图 5 子带跃迁 11H 与 22H 跃迁强度之比随温度的变化

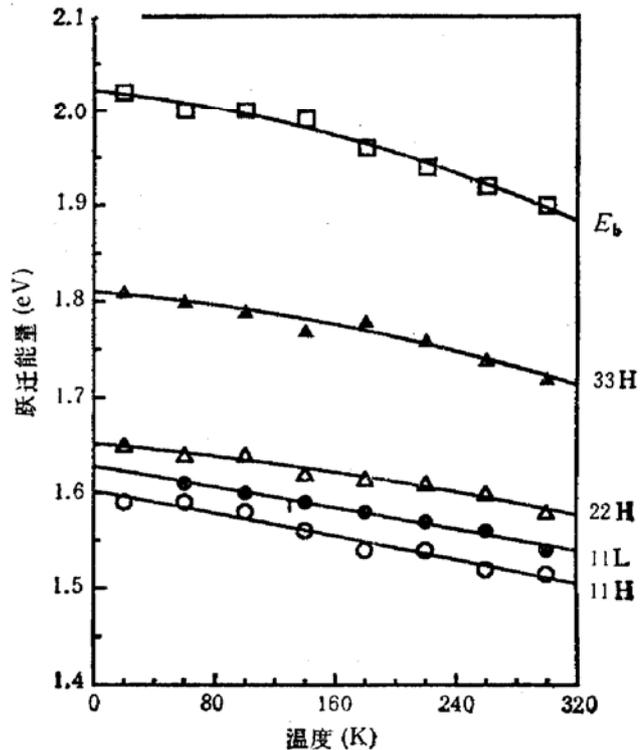


图 6 各子带跃迁能量随温度的变化 室温附近呈线性关系, 低温下温度系数逐渐减小 实线为按 Varshni 经验公式拟合的曲线

本实验给出的各个跃迁能量随温度的变化(图 6)也是很有意义的, 众所周知, 对 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 体材料基本带间跃迁能量与温度的关系, 可用经验公式^[48]

$$E(T) = E(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T}, \quad (10)$$

拟合, 由此得到 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0.28$) 材料的 Varshni 系数为: $E(0) = 2.017\text{eV}$, $\alpha = 0.787\text{meV/K}$, $\beta = 294.1\text{K}$. 图 6 表明室温附近 (200—300K) 各跃迁能量随温度变化基本上呈线性关系, 在低温 ($<200\text{K}$) 下温度系数逐步减小, 这在 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 势垒层跃迁 E_b 随温度变化曲线中更为明显, 我们比较各跃迁在室温附近的近似线性的温度系数。对应于跃迁 $E_b, 33H, 22H, 11L, 11H$ 的温度系数分别为 $-0.78, -0.48, -0.32, -0.36$ 和 -0.28meV/K , 与 CdTe 温度系数 $-3 \times 10^{-4}\text{eV/K}$ 作比较^[46], 11H 温度系数与 CdTe 温度系数相近, 其它各子带跃迁温度系数介于 CdTe 和 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 之间; 并且较高能量的子带跃迁, 由于其电子波函数与势垒层波函数交叠更多, 所以温度系数更接近

于 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 势垒层的温度系数, 反之, 能量较低的第一子带跃迁温度系数更接近于 CdTe 势阱层材料的温度系数。

5 结论

利用光调制光谱, 研究了 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 应变多量子阱中的子带间跃迁, 获得了 11H, 22H, 33H, 11L 等子带间跃迁的能量及其随温度的变化, 实验结果的分析表明, 对 $x = 0.28$ 的势阱和势垒宽度都为 150\AA 的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ 多量子阱体系, 其导带能带偏移 $Q_c = 0.9$, 并且轻重空穴的能带分裂为 18meV , 在低温时观察到 22H 跃迁比 11H 更强, 可能是势垒层中 In 施主造成势阱层中子带的电子填充引起的, 通过变温测量, 得到各子带在室温附近 (200—300K) 的温度系数, 其中能量较高的子带跃迁 33H 由于电子波函数与势垒层有更多的交叠, 其温度系数更接近于 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的温度系数 (-0.78meV/K); 而能量较低子带跃迁 11H, 其温度更接近于 CdTe 势阱层材料的温度系数 (-0.3meV/K)。

参 考 文 献

- [1] N. B. Brandt and V. V. Moshchalkov, *Advances in Physics*, 1984, **33**: 193.
- [2] J. K. Furdyna, *J. Appl. Phys.*, 1988, **64**: R29.
- [3] O. Goede and W. Heimbrodt, *Phys. Stat. Sol. b*, 1988, **146**: 11.
- [4] A. V. Nurmikko, R. L. Gunshor and L. A. Kolodziejski, *IEEEJ. of Quans. Elect.*, 1986, **QE-22**: 1785.
- [5] N. Pelekanos, Q. Fu, J. Ding, W. Walecki, A. V. Nurmikko, S. M. Durbin, J. Han, M. Kobayashi and R. L. Gunshor, *Phys. Rev.*, 1990, **B41**: 9966.
- [6] A. V. Nurmikko, *Surface Science*, 1988, **196**: 132.
- [7] D. K. Blanks, R. N. Bicknell, N. C. Giles-Taylor and J. F. Schetzina, A. Petrou, J. Warnock, *J. Vac. Sci. Technol.*, 1986, **A4**: 2120.
- [8] L. A. Kolodziejski, T. Sakamoto, R. L. Gunshor and S. Datta, *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **44**: 799.
- [9] E. Deleporte, J. M. Berroir, G. Bastard, C. Delalande, J. M. Hong and L. L. Chang, *Phys. Rev.*, 1990, **B42**: 5891.
- [10] L. L. Chang, *Superlatt. and Microstruc.*, 1989, **6**: 39.
- [11] F. H. Pollak and H. Shen, *J. Elect. Mater.*, 1990, **19**: 399.
- [12] D. E. Aspnes and A. Frova, *Phys. Rev.*, 1970, **B2**: 1037.
- [13] Y. S. Tang, *Semicond. Sci. Technol.*, 1989, **4**: 871.
- [14] F. H. Pollak and M. Cardona, *Phys. Rev.*, **172**, 1968, **172**: 816.
- [15] G. Bastard, *Phys. Rev.*, 1981, **B24**, 5693.
- [16] in *Strained-Layer Superlattices: Physics, Semiconductoand Semimetal*, Vol.32, Academic Press, Inc, Edited by Pearsall. Landolt-Bornstein, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*. Springer-Verlay, Berlin 1982.
- [17] H. Mathian, A. Chatt, J. Allegre and J. P. Faurie, *Phys. Rev.* 1990, **B41**: 6082.
- [18] Y. P. Varshni, *Physics*, 1967, **34**: 149.

Photoreflectance Study of $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ Multiple Quantum Wells

Zhang Lingjun, Shan Wei, Jiang Shan and Shen Xuechu

(National Laboratory for Infrared Physics, The Chinese Academy of Science, Shanghai 200433)

Abstract We report the photoreflectance (PR) spectroscopy of interband excitonic transitions for semimagnetic semiconductor $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}$ multiple quantum wells (MQWs) for the first time. The heavy- and light-hole interband excitonic transitions 11H, 11L, 22H and 33H are observed. The heavy-/light-hole splitting of 18 meV is obtained. The PR results are compared with calculations of the energy levels by envelope function method, and the conduction band offset Q_c is about 0.9. The temperature dependence of these excitonic transitions is studied and compared with those in the bulk CdTe and $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ alloy.

PACC: 7865, 6865, 7135