

半磁半导体 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 光吸收边的 压力效应

单 伟 沈 学 础

(中国科学院上海技术物理研究所)

赵 敏 光

朱 浩 荣

(四川师范大学物理系)

(中国科学院上海技术物理研究所)

1985 年 10 月 4 日收到

提 要

本文研究了室温下 1—40kbar 流体静压力范围内三元化合物半磁半导体 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 光吸收边的压力效应。实验结果给出: $x < 0.5$ 的样品, 吸收边随压力增加向高能方向以 $\alpha = 6-8 \times 10^{-3} \text{eV/kbar}$ 的速率漂移, 并具有 10^{-5}eV/kbar^2 量级的二级非线性系数; $x \geq 0.5$ 的样品, 表观吸收边随压力增加向低能方向漂移, 压力系数为 $\alpha \simeq -5 \times 10^{-3} \text{eV/kbar}$ 。高压下所研究的样品均有一从闪锌矿结构到 NaCl 结构的相变发生。这一相变可以是不可逆的, 相变压力与样品组分有关, 大致在 25—40kbar 范围内。根据半导体能带畸变势效应和晶体场理论模型估计了压力系数的理论值, 讨论了不同压力系数的物理原因。

一、引 言

近年来, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 材料由于其大的磁光效应和禁带宽度可随组分 x 和外加磁场调制而变化, 被视为是一种具有应用前景的半磁半导体材料。研究表明, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 三元混晶在 $0 \leq x < 0.71$ 范围内具有稳定的闪锌矿结构, 在晶格中过渡金属元素 Mn 原子无规地取代 Cd 原子, 混晶中 Mn^{2+} 离子的半满 $3d^5$ 电子壳层对材料的电子能态结构有很大影响。最近几年, 有关这方面的研究已有许多很有意义的报道, 其中包括光学性质^[1-3], 磁光特性^[4-6], 输运性质^[7], 磁学性质^[8-10]和晶格振动行为^[11,12]等各个方面。激子效应^[13,14]发光和电反射实验^[15-18]指出 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的基本禁带宽度 E_g 从 $x = 0$ 的 1.6 eV 随组分增加线性变化到 $x = 0.7$ 的 2.7 eV 左右, 与之相对应的跃迁是从类 P 态的价带顶到类 s 态的导带底的直接跃迁。磁光实验^[4-6]发现 E_g 受外加磁场调制具有可观的变化范围。对不同组分样品的光吸收和反射测量发现, 在组分 $0 \leq x < 0.4$ 范围内吸收边随 x 线性漂移, 光吸收过程为带间直接跃迁, 随着组分 x 的进一步增加, 当 $(E_g)_{\text{obs}} \geq 2 \text{eV}$, 光吸收边不再有实质性的移动, 出现所谓吸收边钉扎的反常特性。为解释 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 混晶的反常吸收效应, 研究 $3d^5$ 电子态在能带中的位置, 有些工作^[15,16]提出对 $x \geq 0.5$ 的样品 Mn^{2+} 离子 3d 电子基态 ${}^6\text{A}_1({}^6\text{S})$ 至第一激发态 ${}^4\text{T}_1({}^4\text{G})$ 的 d-d 跃迁掩盖了基本禁带

直接跃迁的吸收。但这一模型未能获得与所有实验相符的结果。

本文报道利用压力作为外扰条件,在室温下,1—40kbar 压力范围内,测量不同组分 x 的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 样品光吸收边压力下漂移和变化。并根据化学键介电函数理论和晶体场理论模型,分析压力对能带结构的影响和 Mn^{2+} 离子 $3d^5$ 电子在晶体中行为的影响,讨论材料光吸收跃迁的物理机制,解释 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的反常吸收效应的物理起源。

二、实 验

实验样品为改进的 Bridgman 方法生长的单晶,其组分分别为 $x = 0; 0.1; 0.3; 0.5; 0.675$, 其中 $x = 0$ 的样品就是 CdTe 晶体。

图 1 给出压力下吸收光谱测量装置框图。利用金刚石对顶砧装置 (DAC) 配以金属封垫并用 4:1 甲醇乙醇混合液作为传压介质获得流体静压力。利用红宝石荧光 R_1 谱线随压力线性红移测量压力^[9], He-Ne 激光器用作激发红宝石荧光。整套装置可在常压至 80kbar 左右的流体静压力条件下提供 0.5—3.0eV 的光谱测量范围。

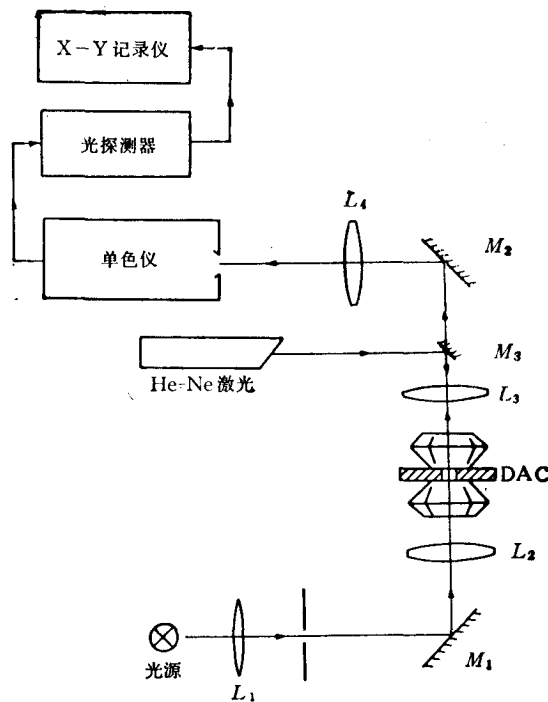


图 1

三、结 果

图 2—4 分别给出实验测得的不同组分 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 样品在不同压力下的光吸收曲线。它们表明,低 x 值情况下,如 $x = 0.1$ 的样品吸收边在很小能量范围内非常陡峭地

上升,并随压力的增加向高能方向移动。CdTe 样品在压力增加到 34—36 kbar 附近时有一结构相变发生; $\text{Cd}_{0.9}\text{Mn}_{0.1}\text{Te}$ 样品则在 34—38 kbar 压力附近发生同样性质的结构相变。新相在本实验装置所能提供的光谱测量范围内均为强烈的吸收。

$x = 0.3$ 样品的吸收边在压力低于 32kbar 时线形和漂移方向与低 x 值(如 $x = 0.1$) 的样品相同,但在压力接近和大于 32kbar 后吸收线形明显变化,出现一个可观的吸收带尾并且表观吸收边呈现不再随压力变化以致向低能方向漂移的趋势。在 33—36kbar 范

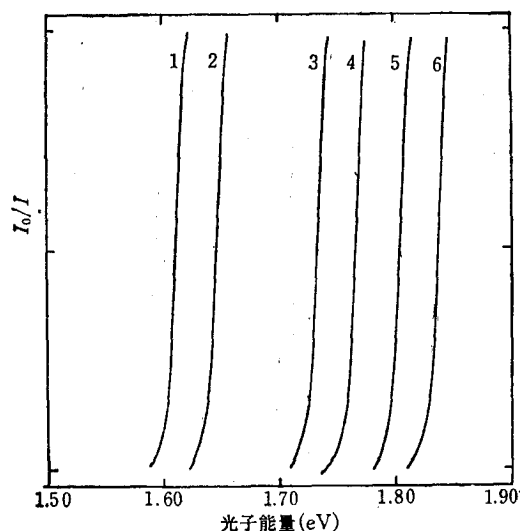


图 2 $\text{Cd}_{0.9}\text{Mn}_{0.1}\text{Te}$

1 为 $P = 0$; 2 为 5.48kbar; 3 为 16.4kbar; 4 为 23.3kbar;
5 为 28.8kbar; 6 为 35.6kbar

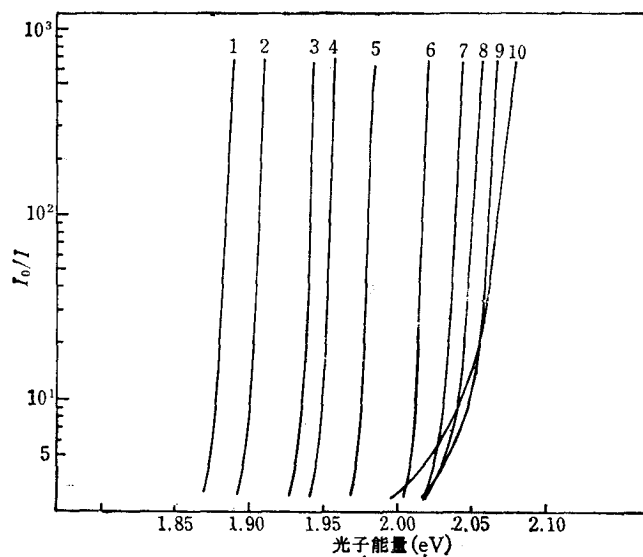
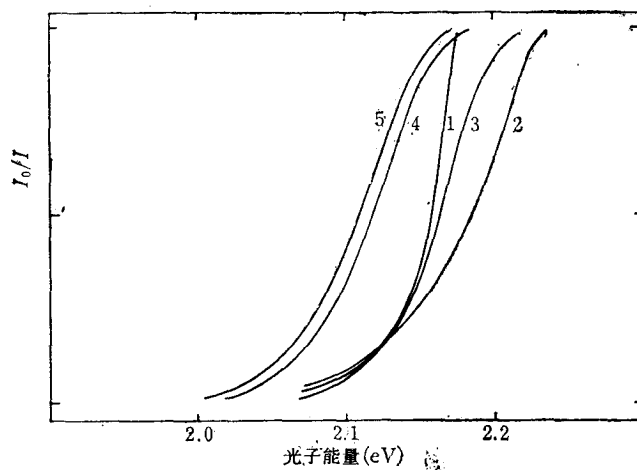


图 3 $\text{Cd}_{0.7}\text{Mn}_{0.3}\text{Te}$

1 为 $P = 0$; 2 为 2.74kbar; 3 为 9.6kbar; 4 为 11.8kbar; 5 为 17.8kbar;
6 为 21.9kbar; 7 为 26kbar; 8 为 30.1kbar; 9 为 32.9kbar; 10 为 36kbar

图 4 $\text{Cd}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Te}$

1 为 $P = 0$; 2 为 8.2 kbar; 3 为 15.1 kbar; 4 为 21.9 kbar; 5 为 26 kbar

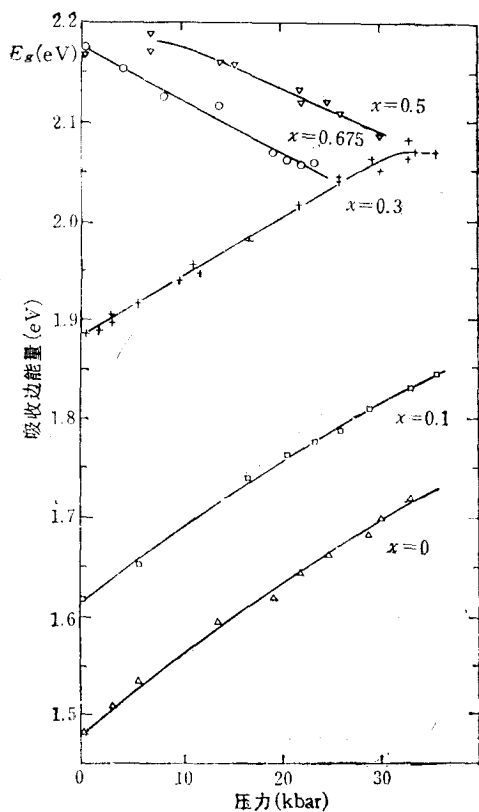


图 5 $x = 0; 0.1; 0.3; 0.5$ 和 0.675 样品表现吸收边所对应的能隙与压力的关系

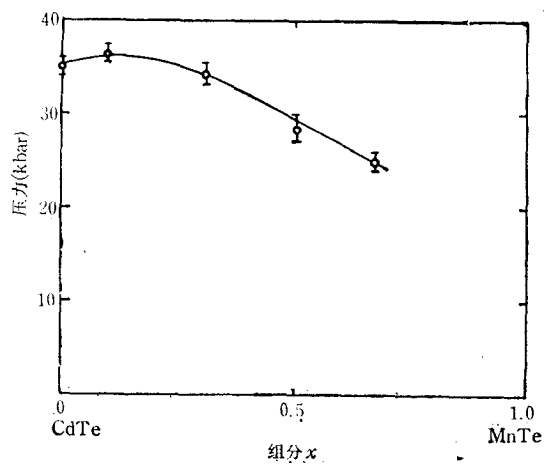


图 6

围内发生结构相变。

$x = 0.5$ 样品吸收光谱曲线在常压下吸收边与小组分样品的外形相近, 加压后吸收边变化趋势明显平缓, 低能带尾增大; 压力 $P < 9-11$ kbar 时吸收边向高能方向移动,

$(dE_0/dP)_{\text{obs}} > 0$; $P > 9-11\text{kbar}$ 时, 吸收边向低能方向移动, $(dE_0/dP)_{\text{obs}} < 0$. 在 27—31kbar 附近样品发生相变. $x = 0.675$ 样品吸收曲线线形与 $x = 0.5$ 样品高压下线形相似. 光吸收边随压力增加向低能方向大致呈线性移动, $(dE_0/dP)_{\text{obs}} < 0$, 并在 $P = 25-28\text{kbar}$ 附近发生相变.

五种不同组分 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 样品的表观吸收边所对应的能隙随压力变化的情况综合如图 5 所示, 图中圆圈、三角等符号为实验结果, 实线为利用经验公式

$$E_0(P) = E_0(0) + \alpha P + \beta P^2 \quad (1)$$

根据实验数据进行最小二乘法拟合得到的结果. 表 1 列出主要实验结果和这种拟合获得的一级和二级压力系数数据.

图 6 给出相变压力与材料含 Mn 量即组分 x 的关系. 由图 6 可见一个使人感兴趣的实验事实: 尽管 $x > 0.71$ 不再存在稳定的闪锌矿结构的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 材料, 但相变压力并不是随着样品组分 x 接近于 0.71 而平缓地趋于零. 至目前为止, 尚未制备出具有稳定结构的 $x \geq 0.71$ 的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 混晶, 故实验结果不太清楚. 高压下 X 射线粉末晶体衍射实验已经判定相变后的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 晶体结构为 NaCl 结构. 有关这一实验事实和结果将另文发表.

表 1 实验测得的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的表观带宽 $E_g(P=0)$, 吸收边的压力系数以及相变压力 P_t (室温 300K)

	$E_g(P=0)_{\text{obs}}$	$\alpha(10^{-3}\text{eV/kbar})$	$\beta(10^{-5}\text{eV/kbar}^2)$	$P_t(\text{kbar})$
CdTe	1.483eV	8.3	-4.0	34—36
$\text{Cd}_{0.9}\text{Mn}_{0.1}\text{Te}$	1.618	7.7	-3.9	34—38
$\text{Cd}_{0.7}\text{Mn}_{0.3}\text{Te}$	1.886	6.0	-0.43	33—36
$\text{Cd}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{Te}$	2.167	-4.9*		27—31
$\text{Cd}_{0.325}\text{Mn}_{0.675}\text{Te}$	2.175	-5.1	-0.77	25—28

* $P > 9-11\text{kbar}$.

四、讨 论

前节给出的实验结果表明, $x < 0.5$ 的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 样品的吸收曲线线形与 CdTe 相似. 事实上, 低组分 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 常压下具有与 CdTe 相似的能带结构, 最小能隙在布里渊区的 Γ 点, 基本光吸收为类 CdTe 型直接带间跃迁. 因而光吸收边的压力效应的物理解释可以沿用 $A^{II}B^{VI}$ 型化合物的处理方法. 我们借助虚晶近似 (VCA) 方法, 把组分 x 对晶体能带结构的影响归结为晶格常数变化的平均效应影响. 利用介电函数理论^[20,21]估算 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的直接禁带的一级压力系数:

$$\begin{aligned} dE_0/dP = & \left[1 + \left(\frac{C}{E_{h0}(x)} \right)^2 \right]^{1/2} \left[\frac{dE_{h0}(x)}{dP} - \frac{d}{dP} (D_{av} - 1) \Delta E_0(x) \right] \\ & - \frac{E_0(x)}{1 + (E_{h0}(x)/C)^2} \frac{d}{dP} \ln E_{h0}(x). \end{aligned} \quad (2)$$

这里

$$E_{h0}(x) = E_{h0}(0) \left(1 + x \frac{\Delta R}{d_0}\right)^{-s_1}, \quad (3)$$

$$\Delta E_0(x) = \Delta E_0(0) \left(1 + x \frac{\Delta R}{d_0}\right)^{-s_2}, \quad (4)$$

d_0 为 CdTe 原子最近邻间距, $\Delta R = R_{\text{Mn}} - R_{\text{Cd}}$. $s_1 = 2.75$, $s_2 = 5.07^{[20]}$. 表 2 列出计算结果及其与实验结果的比较. 表 2 表明, 这一理论估计结果无论从压力系数的绝对量值或从变化趋势看都和实验结果符合良好.

对于组分 $x \geq 0.5$ 的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 样品, 实验给出与组分 $x < 0.5$ 情形完全不同的负压力系数. 为解释这一现象必须仔细考虑 Mn 原子 $3d^5$ 电子态对 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 能带结构的影响.

表 2 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}(x \leq 0.5)$ E_0 的压力系数 dE_0/dP

组分 x	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
理论 $\left(\frac{\text{meV}}{\text{kbar}}\right)$	8.00	7.67	7.34	7.00	6.67	6.34
实验 $\left(\frac{\text{meV}}{\text{kbar}}\right)$	8.3	7.7		6.0	6.8 ^[22]	

在 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的晶体结构中, Mn 原子在阳离子亚晶格点阵上无规地替代 Cd 原子; 从电子能态来说, Mn 原子的电子组态为 $3d^5 4s^2$, Cd 原子的电子组态为 $4d^{10} 5s^2$, Mn 的 $4s^2$ 电子在参与形成能带结构的行为上与 Cd 的 $5s^2$ 电子相似, 它们与 Te 的 $5p^4$ 电子一起构成价带^[23]. Cd 的 $4d$ 壳层被 10 个电子全部填满形成封闭的球对称壳层, 对其它电子的唯一效应是减弱原子核对外层电子的静电吸引^[24]. Mn 的 $3d$ 壳层则不同, 它只有 5 个自旋相同的电子, 这个半满的 $3d^5$ 壳层在 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 的电子能态中的行为与 Cd 的 $4d^{10}$ 电子有很大的区别. 在闪锌矿结构情况下, Mn^{2+} 离子处于四面配位 T_d 对称的环境中, d^5 体系的状态分裂. 能量最低的 6S 态保持不变的基态, 能量次低的 4G 态 (第一激发态) 被分裂为

$$^4G \rightarrow ^4T_1 + ^4T_2 + ^4A_1 + ^4E. \quad (5)$$

能量从低到高依次排列为 4T_1 , 4T_2 , (4A_1 , 4E). 这些分裂能级的能量可用晶体场理论中电子间相互作用的 Racah 静电参数 B , C 和晶体场参数 D_q 加以描述^[25]. 这样, d 电子态内部的 $^6A_1(^6S) \rightarrow ^4T_1(^4G)$ 跃迁能量随晶体场参数 D_q 的增大而减小. 在立方晶体场点电荷模型近似下, D_q 反比于中心过渡金属离子到配位体的距离 R^5 , 在压力作用下这一距离减小, D_q 增大, 导致负的压力效应. 然而这一解释和实验结果比较有两个重要的不足之处: 首先简单晶体场理论给出这一跃迁的压力系数为 $-2 \times 10^{-3} \text{eV/kbar}^{[26]}$, 远小于本文实验观察到的结果; 其次严格说来, $^6A_1 \rightarrow ^4T_1$ 的跃迁是禁戒的. 尽管晶体中具有相反宇称的电子轨道的混合杂化可以部分地消除这种禁戒, 无对称中心的晶体场和破坏对称的晶格振动也可以在一定程度上诱发电子轨道的混合杂化, 但理论预期的吸收是较小的, 不足以说明实验观察到的较陡峭的吸收边, 为克服这些困难, 必须考虑 Mn^{2+} 的 $3d$ 电子态和价带态的强烈杂化的效应.

在 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 混晶中 Mn^{2+} 离子 d 壳层的 d_{xy}, d_{yz}, d_{zx} 轨道与配位体 Te 的 p_x, p_y, p_z 轨道具有相同的 T_2 对称性, 在晶格振动的耦合下, 这些 3d 轨道可以与类 P 态的价带强烈杂化, 使电子向 Mn^{2+} 的 3d⁵ 能级第一激发态 ${}^4\text{T}_1({}^4\text{G})$ 跃迁的几率大大增加. Oelhafen 对 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 样品的角分辨发光测量^[27]和 Zahorowski 的软 X 射线发射光谱^[28]实验证实 Mn^{2+} 的 3d 基态在 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 能带中不是强烈局域化的能级, 而在价带中有很宽的扩展分布, 与 Cd 和 Te 的价带轨道强烈杂化混合. 如果表观吸收边是由从价带杂化态到 Mn^{2+} 的 3d 能级第一激发态的跃迁支配, 其压力系数将与纯 3d⁵ 能级之间跃迁的压力系数有明显的区别^[29], 具有大得多的压力系数. 这样我们可以把 $x \geq 0.5$ 样品的表观吸收边的负压力系数归结为价带与 Mn^{2+} 的 3d 能级的杂化态到 Mn^{2+} 的 3d 能级第一激发态的跃迁. 吸收边线形的变化也可由跃迁初态的展宽和杂化得到解释. 图 7 给出常压下 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 导带底(Γ 点)和 Mn^{2+} 的 3d 电子的第一激发态 ${}^4\text{T}_1({}^4\text{G})$ 的位置以及基态扩宽及和价带态杂化的示意图. 在压力作用下, 类 S 态导带底相对于杂化价带顶向高能方向移动, ${}^4\text{G}$ 能态由于晶体场的增强而分裂增大, ${}^4\text{T}_1$ 能级向接近杂化价带顶方向移动. $x = 0.5$ 样品吸收边与压力的关系清楚地展现了这两种相反方向的能量漂移.

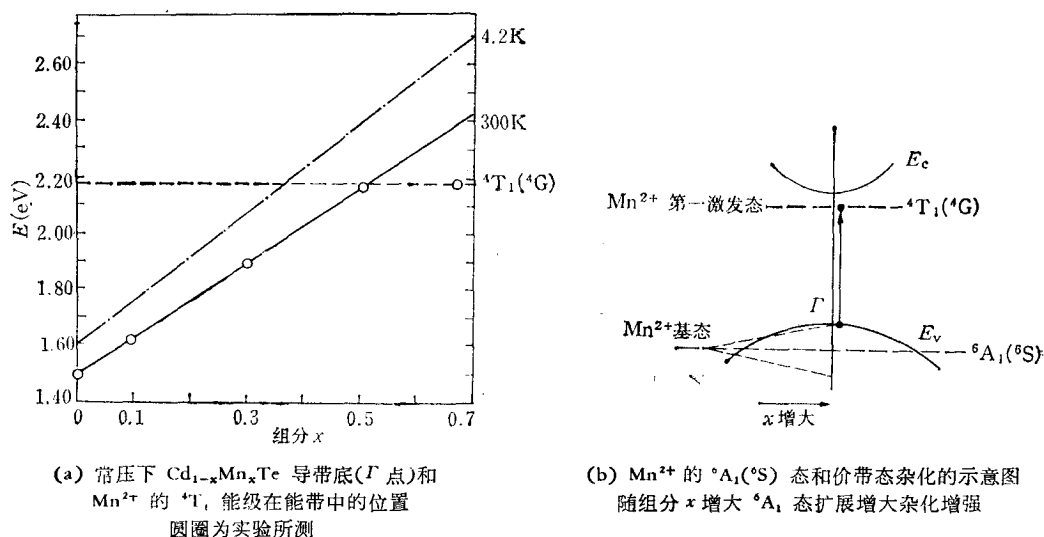


图 7

利用晶体场模型并计及价带顶杂化效应的影响, 可以估算本文情况下杂化的 ${}^6\text{A}_1({}^6\text{S})$ 态至 ${}^4\text{T}_1({}^4\text{G})$ 跃迁的压力系数. ${}^4\text{G}$ 谱项在立方晶体场中分裂后的能级公式为^{[30], 1)}

$$E({}^4\text{T}_1) = 10B + 6C - 10D_q - C^2/20D_q, \quad (6)$$

$$E({}^4\text{A}_1, {}^4\text{E}) = 10B + 5C, \quad (7)$$

B, C 为晶体场中 Mn^{2+} 的 Racah 静电参量, D_q 为立方晶体场参量, 对四配位 T_d 对称有

$$B = N^1 B_0, \quad (8)$$

$$C = N^1 C_0, \quad (9)$$

1) 赵敏光私人通信.

$$D_q = 2eq(1 + 5\mu/qR)\langle r^4 \rangle N^2/27R^3, \quad (10)$$

其中 e 为电子电荷, q 为配位体 Te^{2-} 的电荷 $2e$, μ 为 Te^{2-} 的极化电偶极矩, 为经验量, N 即为考虑到 d 轨道与配位体轨道交叠杂化效应引入的平均共价键系数.

根据文献 [31] 和 Tao 等人的光谱测定^[46], 常压下

$$B = 755\text{cm}^{-1}, \quad C = 2711\text{cm}^{-1}, \quad 10D_q = 5390\text{cm}^{-1},$$

$$\langle r^4 \rangle = 23.2594 \text{ a.u. (原子单位)}, \quad N^4 = 0.8283.$$

在本工作的压力范围内 ($P \leq 40\text{kbar}$), B, C 随压力变化可以忽略^[30], 并注意到

$$dD_q/dP = 5/3\kappa D_q(P=0),$$

则有

$$dE(^4T_1)/dP \approx -\frac{50}{3}\kappa D_q(P=0) - \frac{1}{12}\kappa \frac{C^2}{D_q(P=0)}. \quad (11)$$

对 $x = 0.675$ 样品, $R = 2.63 \text{ \AA}$, $\kappa = 2.46 \times 10^{-3}\text{kbar}^{-1}$, 则

$$dE(^4T_1)/dP = -4.3 \times 10^{-3}\text{eV/kbar},$$

这与实验值 $-5.1 \times 10^{-3}\text{eV/kbar}$ 接近.

由于晶体场模型所用的参数比较多, 使计算带有一定的任意性. 看来进一步的完善理论解释还有待于今后更深入的工作.

五、结 论

三元化合物半磁半导体 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 光吸收边的压力效应表明, 存在着两种光吸收跃迁, 一是类 CdTe 的直接带间跃迁; 二是与类 P 态价带强烈杂化的 Mn^{2+} 的 $3d$ 电子能级基态 $^6A_1(^6S)$ 到第一激发态 $^4T_1(^6G)$ 的跃迁. 前者具有正的压力系数; 后者具有负的压力系数, 并导致了样品组分 $x \geq 0.5$ 光吸收边钉扎的反常效应. 用化学键介电函数理论和修正的晶体场模型分别对这两种不同机制的吸收边压力系数进行了估计, 与实验值较为符合. 在 $25-40\text{kbar}$ 范围内, 各组分的 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ 样品均有一结构相变发生, 并且可以为不可逆相变, 即在压力回到常压后仍然保持相变后的晶体结构.

作者十分感谢委内瑞拉国家物理中心 W. Giriat 教授为本工作提供了实验样品.

参 考 文 献

- [1] Nguyen Kohi & J. A. Gaj, *Phys. Stat. Sol.*, (b) **23**(1977), K133.
- [2] R. A. Abreu, W. Giriat & M. P. Vecchi, *Phys. Lett.*, **85A**(1981), 399.
- [3] J. Diouri, J. P. Lascaray & R. Triboulet, *Solid State Comm.*, **42**(1982), 231.
- [4] J. A. Gaj, J. Ginter & R. R. Galazka, *Phys. Stat. Sol.*, (b) **89**(1978), 665.
- [5] J. A. Gaj, R. R. Galazka & N. Nawrocki, *Solid State Comm.*, **25**(1978), 193.
- [6] G. Rebmann, C. Rigaux, G. Bastard, M. Menant, R. Triboulet & W. Giriat, 16th Int. Conf. on the Phys. of Semicond., Montpellier, (1982).
- [7] J. Stankiewicz & A. Aray, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 3117.
- [8] S. B. Oseroff, R. Calvo, W. Giriat & Z. Fisk, *Solid State Comm.*, **35**(1980), 539.
- [9] R. R. Galazka, S. Nagata & P. M. Keesom, *Phys. Rev.*, **B22**(1980), 3344.
- [10] H. Kett, W. Gebhart, U. Krey & J. K. Furdyna, *J. Magnetism & Magnetic Materials*, **25**(1981), 215.
- [11] 沈学础、叶红娟、陶凤翔、康荔学, *Chin. Phys. Lett.*, **2**(1985), 209.
- [12] 沈学础、叶红娟、康荔学、陶凤翔, *物理学报*, **34**(1985), 1573.

- [13] N. Bottka, J. Stankiewicz & W. Giriat, *J. Appl. Phys.*, **52**(1981), 4189.
- [14] M. Z. Cieplak & P. Byszewski, *Solid State Comm.*, **29**(1979), 81.
- [15] M. P. Vecchi, W. Giriat & L. Videla, *Appl. Phys. Lett.*, **38**(1981), 99.
- [16] R. Y. Tao, M. M. Moriwaki, W. M. Becker & R. R. Galazka, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 3772.
- [17] G. Amerazevicius, G. Babonas & Yu. V. Rud, *Phys. Stat. Sol.*, (b) **125**(1984), 759.
- [18] J. Stankiewicz, N. Bottka & W. Giriat, *J. Phys. Soc. Japan*, **49**, Suppl. A(1980), 827.
- [19] G. J. Piermreini, S. Block, J. D. Barnett & R. A. Forman, *J. Appl. Phys.*, **46**(1975), 2774.
- [20] J. A. Van Vechten, *Phys. Rev.*, **182**(1969), 891; *ibid.*, **187**(1969), 1007.
- [21] D. L. Camphausen, G. A. Neville Connell & W. Paul, *Phys. Rev. Lett.*, **26**(1971), 184.
- [22] G. Ambrazevicius, G. Babonas & S. Marcinkevicius, *Solid State Comm.*, **49**(1984), 651.
- [23] B. A. Orlowski, *Phys. Stat. Sol.*, (b) **95** (1979), K31.
- [24] N. J. Shevchik, J. Tejeda, M. Cardona & D. W. Langer, *Phys. Stat. Sol.*, (b) **59**(1973), 87; *ibid.*, (b) **60**(1973), 345.
- [25] Y. Tanabe & S. Sugano, *J. Phys. Soc. Japan*, **9**(1954), 753; 766.
- [26] E. Muller, W. Gebhardt & W. Rehwal, *J. Phys. C*, **16**(1983), L1141.
- [27] P. Oelhafen, M. P. Vecchi, J. L. Freeonf & V. L. Morazzi, *Solid State Comm.*, **44**(1982), 1547.
- [28] W. Zahorowski & E. Gillberg, *Solid State Comm.*, **52**(1984), 921.
- [29] 单伟、沈学础、朱浩荣, *Solid State Comm.*, **55** (1985), 475.
- [30] C. K. Jorgensen, Adv. in Chem. Phys. Ed. by I. Prigogine, Inters. Pub., (1963), Vol. 5, p. 33.
- [31] 赵敏光、白贵儒、金惠昌, *J. Phys. C*, **15** (1982), 5959.

PRESSURE DEPENDENCE OF THE ABSORPTION EDGE OF SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTORS $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

Shan Wei Shen Xue-chu

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

Zhao Min-guang

(Department of Physics, Sichuan Teachers' College, Chengdu)

Zhu Hao-rong

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The effect of pressure on the optical absorption edge for mixed crystals $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ with different manganese concentrations in the range of 1 bar to 40 kbar and at room temperature is reported. The observed absorption edge shifts to higher energy with increasing pressure at a rate of $\alpha = 6-8 \times 10^{-3} \text{ eV/kbar}$ and a second order coefficient with the order of magnitude $10^{-5} \text{ eV/kbar}^2$ for the samples with $x < 0.5$; to lower energy with increasing pressure at a rate of $\alpha = -5.0 \times 10^{-3} \text{ eV/kbar}$ for the samples with $x \geq 0.5$. A phase transition from zinc blende to NaCl-type structure occurs for all the samples studied. The transition pressures depend on the Mn contents in the samples in the region of 25-40 kbar. The physical origins of different pressure coefficients are discussed in the light of the deformation potentials of energy band states and the hybridization of the Mn^{2+} 3d levels with the p-like states in the valence band.