

Hg_{1-x}Cd_xTe 非线性光电导

王威礼 周赫田 邢启江 史守旭
(北京大学物理系)

1986年9月4日收到

利用连续运行的可调谐 CO₂ 激光器, 我们进行实验观察 100K 时 N型 Hg_{1-x}Cd_xTe 带间跃迁的非线性光电导, 着重研究了吸收系数、光激发非平衡载流子电子的浓度和复合寿命与光强的关系, 分析指出, 非线性光电导的产生可归结于动态 Burstein-Moss 效应和俄歇复合两过程。

一、引言

Hg_{1-x}Cd_xTe 三元系固溶体半导体可以看成是由 HgTe 和 CdTe 组成的赝二元系固溶体 [(HgTe)_{1-x}(CdTe)_x]。它的禁带宽度和各项物理性质连续地随着组分 x 而变化。在窄禁带半导体领域中, Hg_{1-x}Cd_xTe 又是制作 8—14 μm 大气窗口红外探测器的重要材料, 所以它一直是人们感兴趣和重视的研究对象。

近十多年来, 随着激光技术的进一步发展, 活跃着非线性光学这样一门新兴的学科。许多实验已证实^[1], 半导体材料是理想的非线性光学介质, 尤其是在入射光子能量和禁带宽度能量相互匹配, 即满足 $\hbar\omega \approx E_g$ 时, 半导体中共振加强的非线性光学效应更为显著, 其三阶非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 可以有几个数量级的增长。目前, 半导体非线性光学效应已在光学双稳态和四波混频相共轭等领域中显示了潜在的实用价值^[2]。Hg_{1-x}Cd_xTe 的一系列红外非线性光学现象亦有所报道^[3,4]。很显然半导体中的非线性光学效应和光激发非平衡载流子的行为密切相关。

本文的目的是利用同时测定光吸收和光电导的方法来研究非平衡载流子与光强的关系, 在实验上, 我们采用连续运行的可调谐 CO₂ 激光器的 9.48、9.68、10.20、10.53 和 10.70 μm 五根激光谱线, 观察了在 100K 和组分 x = 0.20 时 Hg_{1-x}Cd_xTe 光吸收和光电导依赖光强的非线性特性。

在我们的实验条件下, E_g 为 101 meV 或 815 cm⁻¹, 因此, 光子能量与禁带宽度能量之间满足 $\hbar\omega \gtrsim E_g$, 由于光吸收引起电子从价带到导带的跃迁, 在光激发非平衡载流子的同时, 存在着复合过程。对于 Hg_{1-x}Cd_xTe, 其导带底电子有效质量为 $m_e = 7 \times 10^{-3} m_{\text{e}}$, 比一般 Ge、Si 或 GaAs 半导体的电子有效质量要小很多, 而导带的能量状态密度又与 $m_e^{3/2}$ 成正比, 所以窄禁带半导体的特点之一是它的电子有效质量和导带的能量状态密度都很小, 随着光强的增加, 光激发电子在窄禁带半导体的导带中很容易地填充到较高的能量状态, 而观察到动态 Burstein-Moss 效应, 在实验上反映为吸收系数的饱和现象, 对于

100K 时的 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$, 非平衡载流子的复合过程主要是俄歇复合起作用, 俄歇复合寿命和非平衡载流子浓度的平方成反比, 因此, 随着光强的增加, 俄歇复合寿命减小, 结果是阻碍了导带内电子的积累, 我们用动态 Burstein-Moss 效应引起的吸收饱和以及非平衡载流子的俄歇复合两过程较成功地解释我们在实验中观察到的非线性光电导现象.

二、理论分析

从能带结构上来看, 窄禁带半导体 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 和 InSb 极为相似, 都可以采用简单的直接带间吸收模型, 在 $k = 0$ 附近导带与价带可分别用抛物线形的能带来描述, 导带底和价带顶的曲率又取决于电子和空穴的有效质量.

考虑入射光强 I_0 沿 z 方向, 经过厚度为 d 的样品后, 在忽略样品前后两表面引起的干涉条件下, 可以得到透射光强的表达式为

$$I = \frac{I_0(1 - R)^2 e^{-A}}{1 - R^2 e^{-2A}}. \quad (1)$$

其中 R 是表面反射系数, 它和样品材料的折射率 n_L 之间满足 $R = \left| \frac{n_L - 1}{n_L + 1} \right|^2$ 的关系. A 是积分吸收强度为

$$A = \int_0^d \alpha(\omega, I, z) dz \approx \alpha(\omega) d.$$

这里 $\alpha(\omega, I, z)$ 是吸收系数, 在非线性吸收情况下, 它不仅是光子能量或频率的函数, 并且是光强的非线性函数, 因此严格地说, 沿 z 方向上各点的吸收系数不完全相同, 只有在样品不太厚和吸收不太强的情况下, 才可以近似地认为吸收系数只和光子的频率有关.

当光子能量大于禁带宽度的能量, 即 $\hbar\omega \geq E_g$ 时, 由于样品材料的光吸收, 结果引起位于价带中初态 E_i 上的电子通过光激发而跃迁到导带中的末态 E_f , 产生非平衡载流子电子和空穴, 在跃迁过程中能量满足 $\hbar\omega = E_f - E_i$, 这些被激发的非平衡载流子通过和光学声子或声学声子等散射弛豫过程而分别聚积在导带底和价带顶附近, 如图 1 所示. 在导带中被电子占据的能量状态或价带中被空穴占据的能量状态都会直接影响和阻碍进一

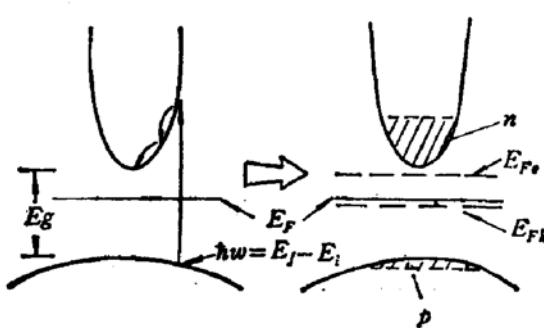


图 1 光电导和光吸收过程的能带结构描述

步的光激发, 因此, 在包括了受激发射的情况下, 直接带间吸收的吸收系数还分别和初态与末态上为电子所占据的几率 $f(I, E_i)$ 与 $f(I, E_f)$ 有关, 吸收系数可以表示为

$$\begin{aligned}\alpha(I, \omega) &= \alpha_0(\omega) \{ f(I, E_i)[1 - f(I, E_f)] - f(I, E_f)[1 - f(I, E_i)] \} \\ &= \alpha_0(\omega) [f(I, E_i) - f(I, E_f)].\end{aligned}\quad (2)$$

这里 $\alpha_0(\omega)$ 是弱光强时的线性吸收系数

$$\alpha_0(\omega) = \frac{1}{137n_L} \frac{(3\hbar\omega/2)^{1/2}}{P} (\hbar\omega - E_g)^{1/2}. \quad (3)$$

对于 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$, 折射率 $n_L = 4.25$, Kane 理论中的动量矩阵元参数 $P = 8.4 \times 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{cm}$, 线性吸收系数相应于导带基本上未被电子所占据, 价带恰相反基本上为电子所占满时的吸收系数。由式(2)可以看出, 随着光强的增加, 被激发到导带的电子数目或导带底附近能量状态被电子占据的几率将会上升, 在价带顶空穴会产生类似的情况, 按泡利原理, 被容许进一步跃迁的能量状态数目则会减小, 造成吸收系数随光强的增加而下降, 最终, 当初态与末态被电子占据的几率接近相等时, 将呈现非线性饱和吸收, 这就是所谓的动态 Burstein-Moss 效应, 由于窄禁带半导体导带底电子有效质量和能量状态密度很小, 光激发的电子很容易地在导带内填充到一定的深度, 出现吸收的饱和现象。这一现象在 $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 中更为明显, 并为实验所证实^[5]。非线性吸收系数具有类似于均匀展宽两能级系统的表达形式

$$\alpha(I, \omega) = \frac{\alpha_0(\omega)}{1 + \frac{I(\omega)}{I_s(\omega)}} + \alpha_B. \quad (4)$$

其中 $I_s(\omega)$ 是饱和参量, 可以从基本物理量计算得到, 或通过当吸收系数 $\alpha(I, \omega) = \frac{1}{2} \alpha_0(\omega)$ 时, 由光强的实验数据来定。 α_B 是自由载流子的吸收系数, 其中包括了光激发非平衡载流子的吸收。

在有光照的情况下, 半导体中的非平衡载流子通过产生和复合两过程而达到动态平衡, 即

$$\frac{dn(I, \omega)}{dt} = \frac{\alpha(I, \omega)I(\omega)}{\hbar\omega} - \frac{n(I, \omega)}{\tau_A}. \quad (5)$$

因此, 可以得到非平衡载流子电子的浓度为

$$n(I, \omega) = \alpha(I, \omega)I(\omega)\tau_A/\hbar\omega. \quad (6)$$

这里 τ_A 是非平衡载流子的复合寿命, 在我们的实验条件下, 温度为 100K, 在窄禁带半导体 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 中复合过程主要是通过电子和空穴复合的同时, 尚与另一个电子发生碰撞, 并将其复合所释放的能量交给后者的碰撞复合, 或称俄歇复合, 由于 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 中电子和空穴的有效质量相差甚大, $\frac{m_e}{m_h} = \frac{7 \times 10^{-3} m_h}{5.5 \times 10^{-1} m_e} \ll 1$, 以空穴作为碰撞过程第三者的几率很小, 故只要考虑电子与电子的碰撞过程, 所以俄歇复合寿命和电子浓度的平方成反比^[6], 即

$$\tau_A = 2n_e^2\tau_{Ae}/n(I, \omega)^2. \quad (7)$$

其中 $n_e \sim 9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 是本征载流子浓度, $\tau_{Ae} \sim 1 \mu\text{s}$ 是本征俄歇复合寿命, 把式(4)和式(7)代入式(6)后, 可以得到非平衡载流子电子的浓度和光强的关系式

$$n(I, \omega) = \left[2n_i^2 \tau_{A,i} \alpha_0(\omega) / \hbar \omega \left(\frac{1}{I(\omega)} + \frac{1}{I_s(\omega)} \right) \right]^{1/3}. \quad (8)$$

在弱光强条件 $I \ll I_s$ 时, 只有俄歇复合起主要作用, 上式可近似为

$$n(I, \omega) = [2n_i^2 \tau_{A,i} \alpha_0(\omega) I(\omega) / \hbar \omega]^{1/3}. \quad (9)$$

电子的浓度随光强的 $1/3$ 次方的规律而增长, 而在高光强条件 $I \gg I_s$ 时, 可以得到

$$n(I, \omega) = [2n_i^2 \tau_{A,i} \alpha_0(\omega) I_s(\omega) / \hbar \omega]^{1/3}. \quad (10)$$

表示在俄歇复合和动态 Burstein-Moss 效应引起的非线性饱和吸收两者都起作用时, 非平衡载流子电子浓度不再随光强变化而趋于常量。

$Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 在 100K 时, 大部分杂质均已电离, 用 CO_2 激光器的激光波段来研究光吸收和光电导是对应于电子从价带光激发到导带的本征吸收和本征光电导, 光激发产生的电子和空穴数目是相等的。由于空穴迁移率很小, 相对于电子迁移率可以忽略的情况下, 光电导率可表示为

$$\Delta\sigma(I, \omega) = n(I, \omega) e \mu.$$

这里 e 是电子的电荷量, μ 是电子的迁移率, 由此可见, 光电导随光强的变化也会呈现非线性的特征。

三、实验装置和测量结果

光吸收和光电导实验是利用连续运行的可调谐 CO_2 激光器作为光源, 由于采用刻线为 120 条/mm 的光栅, 可以在 $9-11\mu m$ 波段范围内, 获得 50 根以上单线输出功率大于 1W 的激光谱线, N 型的 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 样品(在 77K 时, 用霍耳测量方法得到净掺杂浓度 $N_d - N_a \sim 5 \times 10^{14} cm^{-3}$, 迁移率 $\mu \sim 5 \times 10^4 cm^2 s^{-1} V^{-1}$) 经过表面研磨、抛光以及溴和甲醇混合液中的化学腐蚀后, 置于带 $ZnSe$ 红外光学窗片的低温液氮杜瓦中, 保持样品温度为 100K, 激光束经过衰减器控制光强的大小, 再经斩波器进行光调制后, 用 $ZnSe$ 透镜会聚成 $\phi \sim 1mm$ 的光斑投射在样品的前表面上, 样品的厚度为 1mm, 经过后表面的透射光强用线性度较好的热释电接收器 (Laser Precision Corp. RK 5100 Pyroelectronic Power Meter) 进行测量。由样品两端电极得到的光电导信号用锁定放大器测定。

在 1—800mW 激光功率范围同时进行透射光和光电导的实验测量, 由入射和透射光强的实验数据按式 (1) 可直接计算得到吸收系数, 图 2 画出了在不同激光谱线时, 非线性吸收系数随光强变化的实验结果, 并由此定出线性吸收系数 α_0 和饱和参量 I_s , 列于表 1。

表 1

$\lambda(\mu m)$	$\lambda^{-1}(cm^{-1})$	$\alpha_0(cm^{-1})$	$I_s(W/cm^2)$
9.48	1055	230	19
9.68	1033	177	24
10.20	980	108	31
10.53	954	59	35
10.70	934	39	39

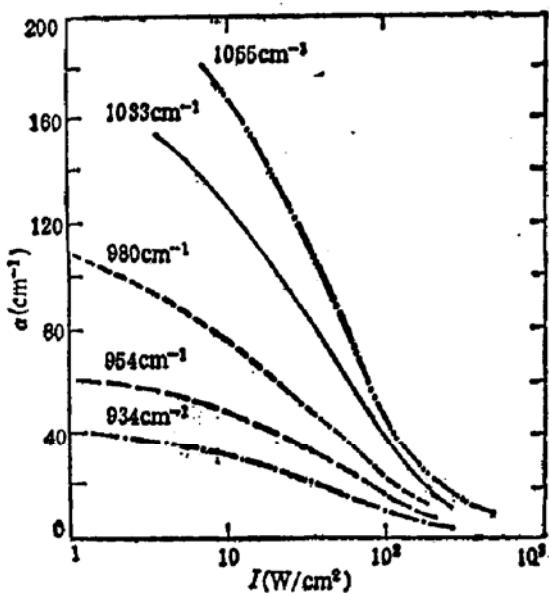


图2 在100K时, $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 的非线性光吸收实验结果

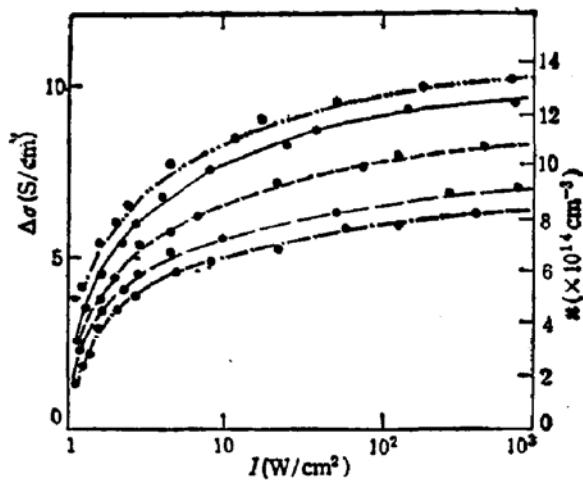


图3 非线性光电导和非平衡载流子电子浓度对光强的依赖关系

圆点是实验测量值, 曲线是理论计算结果.

— · · · — 1055cm⁻¹ — — 1033cm⁻¹
--- 980cm⁻¹ — — 954cm⁻¹
— · — 934cm⁻¹

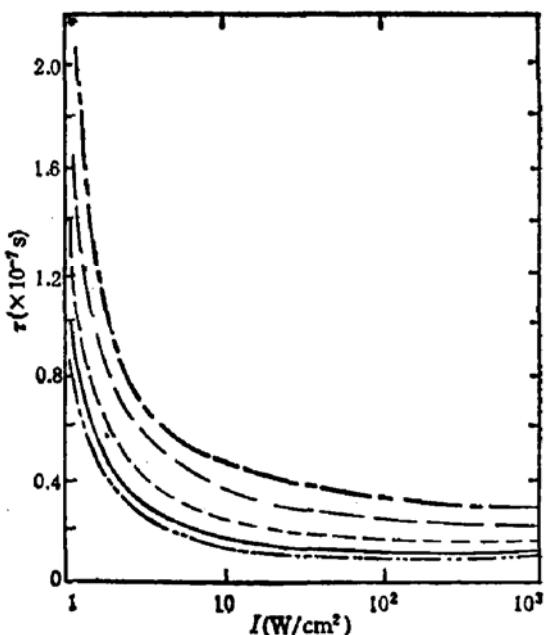


图4 复合寿命和光强的关系

— · · · — 1055cm⁻¹ — — 1033cm⁻¹ --- 980cm⁻¹
— · — 954cm⁻¹ — — 934cm⁻¹

通过用 CO_2 激光器的不同谱线, 对 100K 的 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 光吸收和光电导实验研究和理论分析指出, 在窄禁带半导体中, 因导带能量状态密度小结果由造成动态 Burstein-Moss 效应引起的非线性光吸收; 此外, 俄歇复合过程强烈地依赖于非平衡载流子电子的浓度,

由此可见, 通常在其他非线性光学介质中只有用 MW 量级大功率脉冲激光才能观察到的非线性吸收现象, 在窄禁带半导体 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 中利用 mW 量级的 CO_2 激光已能明显地实现非线性饱和吸收。 $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ 随光强变化的非线性光电导实验测量结果示于图 3 中, 在图的右侧纵坐标我们标出了相应的电子浓度, 可以看出, 光电导或电子浓度随光强的非线性关系, 当光强 $I(\omega) \geq I_c(\omega)$ 时, 电子浓度明显地偏离了 $n(\omega) \sim [I(\omega)]^{1/3}$ 的规律^[7], 呈现了饱和现象, 但和按式(8)得到的理论曲线比较好地相符合。因此, 根据式(7)可以画出复合寿命与光强的关系(图 4), 由于俄歇复合寿命和非平衡载流子电子浓度的平方成反比, 所以随着光强的增加复合寿命急剧地下降, 复合寿命可从 ms 量级减为 μs 量级。

这两个因素是导致产生非线性光电导的根本原因。

华北光电技术研究所红外部为实验的 $HgCdTe$ 样品进行霍耳测量, 实验中北大物理系能谱组的同志给予了很大的帮助, 在此一并致以衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] R. K. Jain, *Ops. Eng.*, **21**, 199(1982).
- [2] J. G. H. Matter *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 128 (1985).
- [3] M. A. Khan *et al.*, *Opt. Lett.*, **6**, 1560 (1981).
- [4] J. R. Hill *et al.*, *Opt. Comm.*, **43**, 151(1982).
- [5] 王威礼, 红外研究, **5**, 241(1986).
- [6] M. A. Kinch *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **46**, 1649 (1973).
- [7] F. Bartoli *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **45**, 2150(1974).

$Hg_{1-x}Cd_xTe$ Nonlinear Photoconductivity

Wang Weili, Zhou Hetian, Xing Qijiang and Shi Shouxu

(Department of Physics, Peking University)

Abstract

The authors observed nonlinear photoconductivity in N-type $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ at 100 K through interband transition by using tunable CW-CO₂ laser lines. The power dependences of absorption coefficient, excess electron concentration and recombination life time are analysed. The observed nonlinear photoconductivity is attributed to dynamic Burstein-Moss effect and Auger recombination.