

GaAs 中 $EL2$ 能级参与的 ps 光折变效应中 空间电荷场的退化

毛宏伟 刘一先 李富铭

(复旦大学物理系, 200433)

摘要: 采用光学简并四波混频方法, 测量了共轭信号强度随延迟时间改变的变化曲线, 实验发现, 其中存在一个快变与一个慢变信号, 经分析表明, 空间电荷场的退化很慢, 它能维持到 ns 的量级。

关键词: 光致折变, 空间电荷场

Decay of space-charge field in ps photorefractive effect in which $EL2$ level associate in GaAs

Mao Hongwei, Liu Yixian, Li Fuming

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai)

Abstract: The intensity of phase conjugation signal versus time decay has been measured using optical DFWM method. It has been found that there are a faster decay signal and a lower one. It shows that the decay of space-charge field is very slow and it can persist for a time of ns scale.

Key words: photorefractive, space-charge field

一、导 言

由于晶体中的光致折变效应在光通信、信号处理等方面的应用, 一直得到人们的重视。但以往研究的材料, 如 $LiNbO_3$ 、 $BaTiO_3$ 、 $Bi_{12}SiO_{20}$ 等, 由于都是一些可见波段的 PR 材料, 而且在时间上响应慢, 因而在应用上受到一定程度的限制, 而 GaAs 则是比较理想的红外电光晶体, 因为这种材料的电子迁移率很大, 而且响应时间能达到 ps 的量级, 因而受到了广泛注意^[1~5]。利用 GaAs 的 PR 效应人们已实现了 ps 响应的光放大以及 ps 响应的光开关等。当然, 随着 GaAs 中 PR 特性研究的深入, GaAs 的 PR 特性可望得到更广泛的应用, 对其中 $EL2$ 能级也会更加深入和更加全面地了解。

本文报道采用 ps 简并四波混频法 (DFWM) 来测量 PR 效应中空间周期调制的内电场的退化情况。

二、实验装置及原理

如图 1 所示, 由一台主被动锁模的 Nd:YAG 激光器输出的脉宽为 35 ps 的基波单脉冲

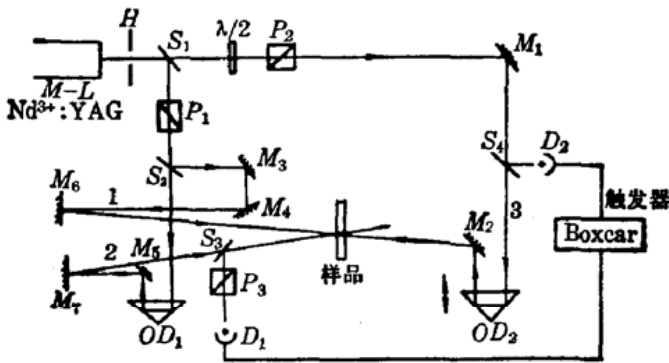


图 1 实验装置图

H —小孔; S_{1-4} — $1.06 \mu\text{m}$ 光的分束板; M_{1-7} — $1.06 \mu\text{m}$ 光的全反射镜; P_{1-3} —偏振棱镜; OD_{1-2} —光学延迟线; D_{1-2} —光电二极管; $\frac{\lambda}{2}$ — 1.06μ 的 $\frac{1}{2}$ 波片

测光路中 P_3 的偏振与 P_2 平行。目的是用来消除背景的散射光, 提高信噪比。我们所采用的样品为非掺杂的高阻 GaAs, 样品的通光面为 (100) 面, 在通光方向上样品的厚度为 4 mm。

在实验中, 当调好光束 1 与光束 2 的等光程后, 我们就将 OD_1 固定, 在以后的测量中就不再变动, 由光电二极管 D_1 测量共轭波信号。移动 OD_2 , 在不同的延迟时间下, 测量共轭波信号随延迟的变化曲线, 由此可定出由光束 1 与光束 2 写下的光栅的退化情况。

以前的研究^[6]表明, 由光束 1 与光束 2 所写下的光栅包含两个部分。一个是自由载流子光栅(空间位相差 $\varphi=180^\circ$), 另一个是 PR 光栅($\varphi=90^\circ$), 而且 PR 光栅由于 EL2 的浓度一般为 $10^{15}\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (GaAs 样品及相关的数据由上海冶金所半导体材料室提供), 在强光泵浦下, 由于饱和 PR 光栅的幅度无法得到进一步提高, 而自由载流子光栅的幅度则可大大增加。由于共轭波信号正比于光栅幅度的平方, 因此这样就会湮没 PR 光栅所引起的信号。所以应该适当选取泵浦条件, 在相同的内电场条件下, 由于 PR 光栅的调制度与晶体取向有关, 而自由载流子光栅与晶体取向无关, 利用这一特性, 故在原则上可将 PR 光栅的信号分离出来。

GaAs 属 Td 群 ($\bar{4}3m$), 计算表明^[7], 若让光栅沿样品 (100) 面上的 $\langle 001 \rangle$ 晶向形成(内电场 E_{sc} 也沿此方向), 则在光栅方向上内电场 E_{sc} 将不引起折射率调制, 这样就只有载流子光栅所引起的信号; 又若将晶体旋转, 使光栅沿 $\langle 011 \rangle$ 方向形成, 则二种光栅都将产生信号。将两次测量的信号相减就可分离出 PR 信号。实验时为了保证旋转晶体时不改变其它实验条件, 我们让光束 1 与光束 2 重叠区落在样品的旋转轴上, 并采用 He-Ne 光监视。在实验中改变光束 3 的延迟时, 用逐段走的办法, 每走一段停一下, 利用 Boxcar 进行多点重复取样平均(激光输出的重复频率为每秒 10 次)。

三、实验结果及理论分析

由于 GaAs 中 $EL2$ 浓度的限制以及 GaAs 的电光系数太小 ($\gamma = 1.43 \times 10^{-12} \text{ m/V}$) 的缘故, 尽管我们精心准备了隔离二种信号的方法和条件, 在计及实验误差时, 我们发现在相同条件下, 共轭波信号的强度在我们延迟所扫过的全程范围内, 随晶体取向的改变并无明显的变化。这说明仍然是自由载流子光栅占主导作用, PR 光栅幅度太小, 超出了我们现有实验测量所能达到的精度。但是实验给出的曲线仍然能在相当的程度上说明 PR 过程中内电场的退化情况。由于电光系数太小, 周期调制的内电场无法通过 PR 光栅所引起的共轭波信号中显现出来, 但内电场的存在会影响载流子的扩散过程, 这样将改变载流子光栅退化的情况。因此从中也可获得内电场 E_{sc} 的信息。仔细分析图 2 中给出的实验曲线, 发现曲线是由两部分组成的, 前面一段是一个快速衰减的过程, 这显然就是一般的由于载流子扩散而引起的光栅的退化情况, 这一段是载流子不断扩散而空间电荷场 (内电场 E_{sc}) 又不断建立的过程; 但在延迟 $\tau = 340 \text{ ps}$ 以后仍有一个平缓的平台, 这一平台能一直持续到 $\tau = 1 \text{ ns}$ 以后。由分析可知道是由于空间电荷场的不断建立, 内电场的不断增强从而限制了载流子的进一步扩散。这一过程能一直维持到空间电荷场最后因 $EL2$ 被复合后而减小为止。这一过程可达 ns 量级。但由于 GaAs 电光系数太小, 折射率的调制度不大使得 PR 光栅的信号不能被检测出来, 然而载流子光栅退化的尾部仍能反映出内电场的情况。当然, 若利用 GaAs 的电光系数共振增强效应, 采用瞬态光栅方法, 利用 $0.87 \mu\text{m}$ 左右的光作为探测光有可能将 PR 光栅检测出来, 从而可以直接获得内电场的建立与退化信息。但目前的实验条件很难获得比较稳定的与 $1.06 \mu\text{m}$ 光同步的波长在 $0.87 \mu\text{m}$ 左右的可调 ps 光。若是采用半导体激光器产生的波长在 $0.87 \mu\text{m}$ 左右可调的 CW 光作为探测光, 再利用 ps 的 $1.06 \mu\text{m}$ 光脉冲作为取样脉冲并与衍射信号和频, 从而扫出衍射信号衰减的时间轮廓而得出光栅退化的数据, 达到检测出 PR 光栅的目的。但这一方案会遇到弱光检测的问题, 是一般实验室难以解决的, 到目前为止这两种方案都未见有人采用过。

下面我们将从理论上分析一下这一实验结果。当两束写入光束 1 与光束 2 在时间上和空间上都在样品中重迭时, 由于光的干涉将在样品中产生明暗相间的干涉条纹, 在明区 $EL2$ 能级上的电子被激发至导带, 而 $EL2^+$ 能级上的空穴被激发至价带, 由于 $\sigma_p/\sigma_n \sim 3-4$, 而且 D_n/D_p

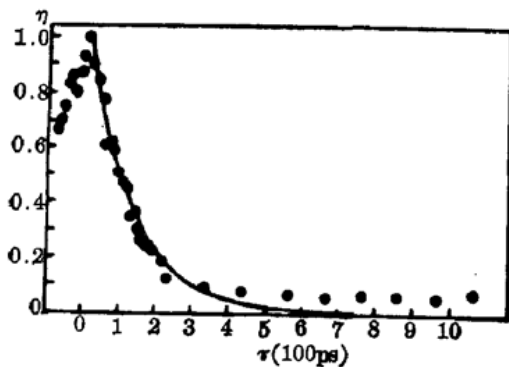


图 2 共轭波信号随探测延迟时间改变而变化的曲线(图中 η 是归一化后的数值), 泵浦强度 $F = 2.1 \text{ mJ/cm}^2$

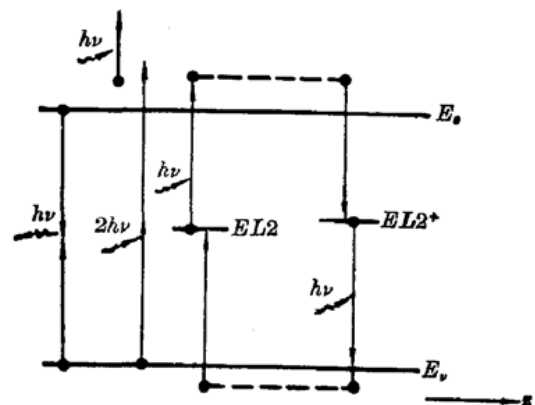


图 3 物理过程示意图

● → 电子; ○ → 空穴; 虚线为扩散

$D_p \sim 13$, 因此定性分析时可主要考虑自由电子的扩散。这样在明区被激发出的电子, 由于扩散作用而运动至暗区, 这样运动至暗区的带负电的电子与留在明区的 $EL2^+$ 在空间上分离, 通过电光调制, 这样在整个光的干涉场的范围内引起了周期调制的折射率光栅(在空间上与光场干涉条纹有 90° 位相差)。相应的一些过程示于图 3。

这些过程可由下列方程组描述

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial N_b^i / \partial t = \sigma_e I (N_D - N_b^i) / h\nu - \sigma_h I N_b^i / h\nu - \gamma_n n N_b^i \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\partial n / \partial t = \beta I^2 / 2h\nu + \sigma_e I (N_D - N_b^i) / h\nu - n / \tau_{\text{eff}}^n \quad (2)$$

$$+ \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial z} \{ e\mu_n E_{sc} n + \mu_n \hbar_B T \partial n / \partial z \}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial p / \partial t = \beta I^2 / 2h\nu + \sigma_h I N_b^i / h\nu - p / \tau_{\text{eff}}^p \end{array} \right. \quad (3)$$

$$- \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial z} \{ e\mu_p E_{sc} p - \mu_p \hbar_B T \partial p / \partial z \}$$

$$\partial E_{sc} / \partial z = \frac{e}{\epsilon} (p + N_b^i - n - N_A) \quad (4)$$

其中 N_b^i 为 $EL2^+$ 的浓度; N_D 为 $EL2$ 的浓度; σ_e 、 σ_h 分别为它们相应的光吸收截面; N_A 为受主浓度; γ_n 为电子与 $EL2^+$ 复合的二体复合系数; β 为双光子吸收系数; E_{sc} 为内电场; n 、 p 分别为电子与空穴的浓度, μ_n 、 μ_p 为它们相应的迁移率, τ_{eff}^n 、 τ_{eff}^p 分别为电子在导带以及空穴在价带的有效寿命。

共轭波信号

$$S \propto |A_g|^2 \sim |\Delta n|^2 \quad (5)$$

A_g 指光栅的幅度, 现在光栅有两部分

对于自由载流子光栅

$$\Delta n = -n e^2 / (2 n_0 m_{eh}^* \omega^2 \epsilon_0) \quad (6)$$

对于 PR 光栅

$$\Delta h = \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{41} E_{sc} \quad (7)$$

采用计算机数值计算, 计算中参数选择如下: n_0 : 3.48; γ_{41} : 1.43 pm/V; β : 26 cm/GW; σ_e / σ_h : 4; N_D : 10^{16} cm^{-3} ; T : 300 K, τ_{eff} : 1~3 ns; m_{eh}^* : 0.067

采用计算机拟合计算的结果由图 2 中的曲线给出, 在方程(2)、(3)中略去 E_{sc} 项时, 则计算曲线的尾部 $\tau = 340 \text{ ps}$ 以后逐渐衰减至零, 而实验值的尾部平台, 正如前面定性分析指出的是由于 E_{sc} 的存在抑制了电荷的进一步扩散而引起的。原则上讲将 E_{sc} 作为微扰项作多次迭代可以较好地描述整个过程, 这方面工作我们将在今后进行。

参 考 文 献

- 1 M. B. Klein, *Opt. Lett.*, **9**(9), 350(1984)
- 2 Giovanni Albanese *et al.*, *Opt. Lett.*, **9**(10), 650(1986)
- 3 Poch Yeh *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**(9), 1382(1987)
- 4 Jayant Kumar, *Opt. Commun.*, **63**(3), 191(1987)
- 5 George C. Valliey *et al.*, *Opt. Lett.*, **11**(10), 647(1986)
- 6 Mao Hongwei *et al.*, *Opt. Commun.*, to be published
- 7 A. 亚里夫, 量子电子学(中译本), p. 358