

GaAs 半导体材料中双光子吸收光限幅与偏振方向的关系

张学如 杨学栋 国风云 宋瑛林 李淳飞
(哈尔滨工业大学应用物理系, 哈尔滨 150001)

摘 要 理论分析了线偏振光波的偏振方向对 GaAs 半导体双光子吸收的影响, 实现了 GaAs 半导体材料中不同偏振方向的双光子吸收光限幅, 提高了双光子吸收光限幅的性能。

关键词 双光子吸收, 光限幅, 偏振。

1 引 言

人眼和敏感元器件的激光防护是一个亟待解决的课题, 人们尝试用不同材料和不同光学非线性机理来构造不同的光限幅器件, 半导体材料尤其受到重视^[1-4]。早在 1966 年, Ralston 和 Chang 等人用双光子吸收原理实现光限幅^[2]。后来, Boggess 等人又在 GaAs 中利用双光子吸收及其诱导自由载流子非线性折射复合效应实现光限幅^[3], 他们认为 GaAs 材料在限幅性能方面优于 Si 材料。Stryland 等人用厚 ZnSe 样品构造一个自保护激光防护器件, 使激光聚焦于样品之中, 而不是在样品表面, 从而提高防护器件自身的抗表面损伤能力^[4]。近年来, 随着对半导体束缚电子光学非线性理论和实验研究的深入, 人们逐渐认识到 GaAs 等闪锌矿半导体的三阶光学非线性是各向异性和二色性的, 受作用光波的偏振状态和偏振方向严重影响^[5-8]。基于这一事实, 本文提出 GaAs 半导体材料中不同偏振方向的双光子吸收光限幅, 并讨论任意偏振方向的光波与之相互作用时双光子吸收的理论描述。

2 实 验

用标准 Z 扫描光路研究 GaAs 半导体材料中不同偏振方向的双光子吸收光限幅特性, 如图 1 所示。Continuum Np 70 Nd:YAG 激光系统输出波长为 $1.06 \mu\text{m}$, 脉宽为 23 ps, 重复频率为 10 Hz 的线偏振光。样品置于样品架上。样品既能前后移动, 完成标准 z 扫描实验; 又能绕光轴线转动, 从而改变入射线偏振光相对样品晶轴的偏振方向。入射光和透射光能量由两个积分能量计探头 D₁ 和 D₂ 检测, RM 6600 型能量计显示。本征 GaAs 样品是 z 切割的, 其边即是三个晶轴主轴方向。样品厚度为 0.45 mm, 线性透射率为 45%。实验中, 光波垂直入射晶面, 沿(001)方向传输。对应 $1.06 \mu\text{m}$ 的 ps 光脉冲, 本征 GaAs 半导体主要非线性吸收机制为双光子吸收。

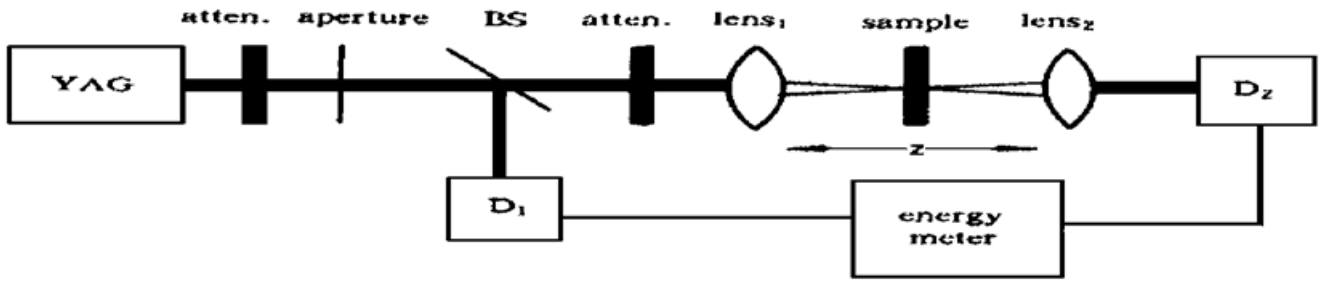


Fig. 1 Schematic diagram for experiment of optical limiting based on two-photon absorption of different optical wave polarization orientation

图 2 是样品在固定位置、固定能量但不同入射偏振方向的脉冲光作用下测得的能量透射率, 0° 或 90° 对应入射偏振方向沿(100)或(010)方向。作用峰值光强为 0.9 GW/cm^2 , 能量为 $40 \mu\text{J}$ 。图 2 中实验点是取 10 次平均值的结果。光场入射偏振方向相对(100)方向夹角为 θ 。在 $\theta = 45^\circ$ 时有最小透射率, 对应最大的双光子吸收系统; 而在 $\theta = 0^\circ$ 或 90° 时有最大的透射率, 对应最小的双光子吸收系统, 表明入射光波的偏振方向对双光子吸收有着增强作用。

图 3 是用 Z 扫描方法测量的 $\theta = 0^\circ$ 或 45° 两个入射偏振方向的光限幅特性, 即固定能量但不同入射光强对应的透射能量。光脉冲能量固定为 $40 \mu\text{J}$, 通过前后移动样品来改变入射光强。图 3 中 \diamond 是光场偏振方向沿晶轴方向时的实验结果, * 是光场偏振方向沿与晶轴夹角为 45° 方向时的实验结果。由于光波偏振方向对双光子吸收的增强作用, 偏振方向与晶轴方向夹角为 45° 时获得更好的光限幅效果。

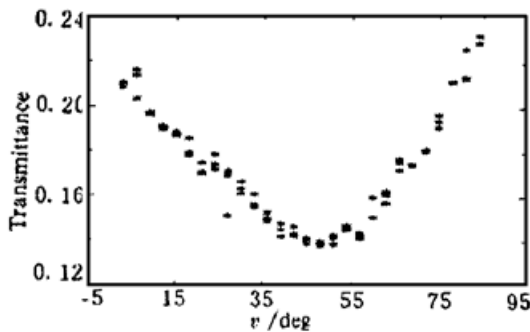


Fig. 2 Energy transmittance as a function of the incident optical field polarization orientation

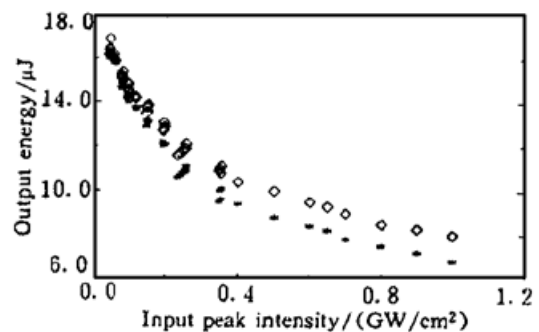


Fig. 3 Experimental results of optical limiting based on two-photon absorption of different polarization orientation

3 理论描述

GaAs 是闪锌矿半导体, 空间结构具有 $\bar{4}3m$ 对称性, 81 个三阶极化率张量元中只有 4 个独立张量元。简并情况下的本征置换对称性使其只有 3 个独立张量元。为了方便描述光波在闪锌矿半导体中的传输, 选取 3 个独立张量元为 χ_{xxxx} , 各向异性参数 σ 和二色性参数 δ 。各向异性参数 σ 反映入射光的偏振方向相对晶轴不同时光学非线性的差异, 其实部 σ' 是非线性折射各向异性参数, 虚部 σ'' 是双光子吸收各向异性参数。二色性参数 δ 反映圆偏振光或线偏振光作用时光学非线性的差异, 其实部 δ' 是非线性折射二色性参数, 虚部 δ'' 是双光子吸收二色性参数, 各自定义为

$$\sigma' = (\chi'_{xxxx} - \chi'_{xxyy} - 2\chi'_{xyxy}) / \chi'_{xxxx}, \quad \sigma'' = (\chi''_{xxxx} - \chi''_{xxyy} - 2\chi''_{xyxy}) / \chi''_{xxxx} \quad (1)$$

$$\delta' = (\chi'_{xxxx} + \chi'_{xxyy} - 2\chi'_{xyxy}) / 2\chi'_{xxxx}, \quad \delta'' = (\chi''_{xxxx} + \chi''_{xxyy} - 2\chi''_{xyxy}) / 2\chi''_{xxxx} \quad (2)$$

线偏振光波在闪锌矿半导体传输过程中, 由于三阶光学非线性存在各向异性和二色性, 光

波的偏振状态和偏振方向将发生改变。将晶体中任意位置单位偏振矢分解为两个正交线偏振矢的组合, $\mathbf{e}(z) = b_1(z)\mathbf{e}_1 + b_2(z)\mathbf{e}_2$, $b_1(z)$ 和 $b_2(z)$ 是复数, 考虑圆偏振或椭圆偏振情况, $|b_1(z)|^2 + |b_2(z)|^2 = 1$ 。设 $z = 0$ 时场振幅大小为 E_0 , z 位置处场振幅为 E , 并令 $a_1(z) = Eb_1(z)/E_0$, $a_2(z) = Eb_2(z)/E_0$, 则二者各自的模值是 \mathbf{e}_1 和 \mathbf{e}_2 偏振分量的振幅透射率。对无吸收晶体, $|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1$ 。若存在吸收, $|a_1|^2 + |a_2|^2 < 1$ 。应用慢变振幅近似, 并忽略线性吸收, 推导归一化光波传输方程为:

$$da_n/dZ = i\Phi_N C_n - A_N L D_n/2, \quad n = 1, 2 \quad (3)$$

式中 L 为样品长度, $Z = z/L$ 为归一化传输参数。 Φ_N 为有效非线性相移, A_N 为有效非线性吸收系数, C_n 和 D_n 与各向异性参数和二色性参数有关, 各自定义为

$$\Phi_N = 2\pi l(Z=0)n_2^l(100)L/\lambda, \quad A_N = I(Z=0)\beta^l(100) \quad (4)$$

$$C_n = (\delta' - \sigma'/2)a_n^*(a_1^2 + a_2^2) + (1 - \delta' - \sigma'/2)a_n(|a_1|^2 + |a_2|^2) + \sigma' \sum_i (e_n^*)_i (a_1 e_{1i} + a_2 e_{2i}) |a_1 e_{1i} + a_2 e_{2i}|^2 \quad (5)$$

$$D_n = (\delta'' - \sigma''/2)a_n^*(a_1^2 + a_2^2) + (1 - \delta'' - \sigma''/2)a_n(|a_1|^2 + |a_2|^2) + \sigma'' \sum_i (e_n^*)_i (a_1 e_{1i} + a_2 e_{2i}) |a_1 e_{1i} + a_2 e_{2i}|^2 \quad (6)$$

$\beta^l(100)$ 和 $n_2^l(100)$ 分别为线偏振光波沿晶轴方向传输、偏振方向沿(100)方向时的双光子吸收系数和克尔系数。对无吸收介质, (3)式与文献[9]中(4)式相同。在纯吸收假定下, (3)式变为

$$da_n/dZ = -A_N L D_n/2, \quad n = 1, 2 \quad (7)$$

三阶光学非线性的各向异性将使偏振方向发生旋转。若偏振方向旋转的角度很小, 可以近似看成是光波偏振态不变传输, (7)式进一步简化为

$$dI/dZ = -\beta L I^2 \quad (8)$$

式中 I 为光强, β 为任意偏振方向双光子吸收系数

$$\beta = [1 - \sigma' (1 - \sum_i |e_i|^4)] \beta^l(100) \quad (9)$$

(9)式中 e_i 为入射偏振单位矢在晶轴三个主轴方向的分量。

图4给出了以GaAs为例, 分别由(3)式、(7)式和(8)式计算的光强透射率随非线性吸收 $A_N L$ 的变化。由于 A_N 与初始入射光强 $I(Z=0)$ 成正比, 因而也就是随 $I(Z=0)$ 的变化。取光波沿(001)方向传输, 入射偏振方向与(100)方向夹角 $\theta = 45^\circ$ 。GaAs在 $1.06 \mu\text{m}$ 各参数为 $\sigma'' = -0.74^{[5]}$, $\delta'' = 0.24^{[6]}$, $\sigma' = -0.4$, $\delta' = 0^{[8]}$, $\beta = 26 \text{ cm/GW}^2$, $n_2 = -3.4 \times 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{W}^{[10]}$ 。图4中实线是由(3)式计算的结果, 同时考虑了非线性折射与双光子吸收的各向异性与二色性; 短虚线是(7)式计算的结果, 忽略了非线性折射各向异性, 但考虑了双光子吸收各向异性与二色性; 长虚线是(8)式计算的结果, 它不仅忽略了非线性折射各向异性, 且忽略了线偏振光波在传输过程中双光子吸收各向异性所引起光波偏振方向的变化。计算结果表明非线性折射各向异性对透射率的影响不大, (8)式是计算光强透射率的一个很好近似, 特别在低光强或高光强区域, (8)式与(3)式计算的结果几乎相同。

光波沿(001)方向传输时, 用GaAs在 $1.06 \mu\text{m}$ 的

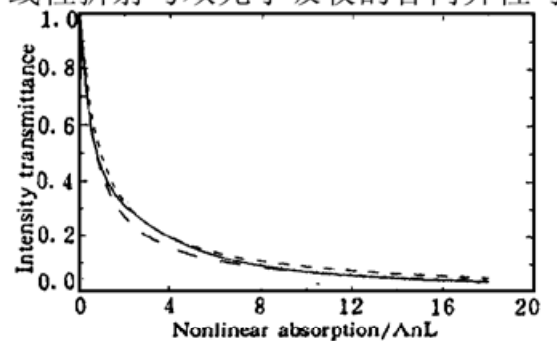


Fig. 4 Effect of anisotropy and dichroism on intensity transmittance in GaAs semiconductor

双光子吸收各向异性参数简化(9)式成

$$\beta(\theta) = (1 + 0.37\sin^2 2\theta) \beta^l(100) \quad (10)$$

(10)式表明 $\theta = 45^\circ$ 时有着最大双光子吸收系数 $1.37\beta^l(100)$, $\theta = 0^\circ$ 或 90° 时有着最小双光子吸收系数 $\beta^l(100)$,这与图2预期的结果一致。图2中实验点近似对称分布在 $\theta = 45^\circ$ 两侧,非对称偏差与激光输出能量的漂移有关。入射偏振方向与(100)方向夹角为 45° 时有着最大双光子吸收系数,因而增强了对光波的吸收,降低了光波的输出能量,解释了图3的实验结果。

结 论 线偏振光波在GaAs等闪锌矿半导体材料传输过程中,不同偏振方向对应的双光子吸收不同。在原有的GaAs等闪锌矿半导体双光子吸收光限幅光路中,只要适当选择样品在光路中的放置方式,就能提高对线偏振光波的光限幅效果。由于双光子吸收是一种瞬态效应,这对优化设计光限幅器,特别是皮秒、亚皮秒等超快脉冲光波的光限幅器,具有一定的指导作用。

参 考 文 献

- [1] L. W. Tuff, T. F. Boggess. A review of optical limiting mechanisms and devices using organics, fullerenes, semiconductors and other materials. *Prog. Quant. Electron.*, 1993, **17**(4) : 199~ 338
- [2] J. M. Ralston, R. K. Chang. Optical limiting in semiconductors. *Appl. Phys. Lett.*, 1969, **15**(3) : 164 ~ 165
- [3] T. F. Boggess, A. L. Smirl, S. C. Moss *et al.*. Optical limiting in GaAs. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **QE-21**(5) : 488~ 494
- [4] D. J. Hagan, E. W. van Stryland, M. J. Soileau *et al.*. Self-protecting semiconductor optical limiters. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(4) : 315~ 317
- [5] R. DeSalvo, M. Sheik-Bahae, A. A. Said *et al.*. Z-scan measurement of the anisotropy of nonlinear refraction and absorption in crystals. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(3) : 194~ 196
- [6] D. C. Hutchings, B. S. Wherrett. Theory of anisotropy of two-photon absorption in zinc blende semiconductors. *Phys. Rev. (B)*, 1994, **49**(4) : 2418~ 2426
- [7] T. D. Krauss, J. K. Ranka, F. W. Wise *et al.*. Measurements of the tensor properties of third-order nonlinearities in wide-gap semiconductors. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(10) : 1110~ 1112
- [8] D. C. Hutchings, B. S. Wherrett. Theory of the anisotropy of ultrafast nonlinear refraction in Zinc-blende semiconductors. *Phys. Rev. (B)*, 1995, **52**(11) : 8150~ 8159
- [9] D. C. Hutchings. Nonlinear optical activity owing to anisotropy of ultrafast nonlinear refraction in cubic materials. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(5) : 1607~ 1609
- [10] A. A. Said, M. Sheik-Bahae, D. J. Hagan *et al.*. Determination of bound electronic and free-carrier nonlinearities in ZnSe, GaAs, CdTe, and ZnTe. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(3) : 405~ 414

Relation of Two-Photon Absorption Optical Limiting and Optical Wave Polarization Orientation in GaAs Semiconductor

Zhang Xueru Yang Xuedong Guo Fengyun Song Yinglin Li Chunfei
(Department of Applied Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001)
(Received 30 January 1997; revised 6 May 1997)

Abstract The effect of the polarization orientation of a linearly polarized optical wave on two-photon absorption in GaAs semiconductor is analyzed theoretically. Optical limiting based on two-photon absorption of different optical wave polarization orientations is performed in a GaAs sample, and the performance of optical limiting is improved.

Key words two-photon absorption, optical limiting, polarization.