

文章编号: 1001-3806(2002)01-0047-03

CW CO₂ 激光对 PV 型 InSb 探测器的破坏效应

陈金宝 陆启生 舒柏宏 李文煜 许晓军
(国防科技大学理学院 203 教研室,长沙,410073)

摘要: 通过测量光伏型碲化铟探测器在不同功率密度、不同辐照时间的 CW CO₂ 激光辐照时性能的变化,得到其破坏阈值区间。理论上用一维热模型计算了探测器在激光辐照过程中的升温,结果表明,PV 型 InSb 探测器的破坏效应源于连续波激光辐照过程中温升达到 InSb 材料熔点时其 p-n 结退化为电阻。

关键词: 光电探测器;CW CO₂ 激光;破坏效应

中图分类号: TN248.2⁺2 **文献标识码:** A

Damage effect of CW CO₂ laser on PV type InSb detector

Chen Jinbao, Lu Qisheng, Shu Bohong, Li Wenyu, Xu Xiaojun
(National University of Defense Technology, Changsha, 410073)

Abstract: The performance of PV type InSb detector illuminated by CW CO₂ laser with different power density and time duration has been measured so that the damage threshold range of $72\text{W}/\text{cm}^2 \times (4 \sim 5)\text{s}$ is obtained. Based on one-dimension thermal model, thermal increase is theoretically calculated with the detector illuminated by laser. Results show that the detector damage source is the temperature in the process of CW laser illumination which gets up to the melt point of InSb so that its p-n junction becomes a resistance.

Key words: photoelectric detector; CW CO₂ laser; damage effect

引言

连续波激光对光电探测器的破坏效应一直是强激光技术应用中人们颇为关注的问题。光电探测器受激光辐照,由于吸收激光能量而升温,导致性能暂时下降,严重时探测器将永久性地破坏。过去的几年,我们在探测器的激光破坏机理方面已做了大量工作^[1~3],实验中所采用的均为 $1.06\mu\text{m}$ 脉冲或 CW YAG 激光以及 $1.315\mu\text{m}$ CW 氧碘激光,对于热效应导致的破坏,探测器的破坏效应与激光参数(波长、脉宽、功率密度等)有关。我们选取目前中红外波段广泛使用的 PV 型 InSb 光电探测器,测量了不同功率密度、不同辐照时间的 CW CO₂ 激光辐照过程中其性能的变化,得到了其破坏阈值区间,并作了相应的理论分析。

1 破坏阈值的测量

测量探测器激光破坏阈值的实验装置如图 1 所

作者简介:陈金宝,男,1970 年 5 月出生。副教授。现从事高能激光器及激光破坏机理研究。

收稿日期:2000-10-08;收到修改稿日期:2000-11-28

示,CW CO₂ 激光经适当分束后,一部分由功率计实时监测激光器的功率,另一部分再经时间控制快门后辐照到探测器的表面。PV 型 InSb 探测器用胶粘于灌满液氮的杜瓦瓶铜基座上,以保证探测器的工作温度约 77K。实验过程中,逐次改变入射激光功率密度和辐照时间,测量探测器受激光辐照前后对环境噪声光生电压信号的变化。

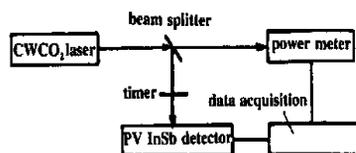


Fig. 1 Experimental setup used to measure the damage effect

实验采用单谱线多模 CW CO₂ 激光器,输出功率在 0~10W 间连续可调,激光辐照持续时间由时间快门控制。辐照到探测器表面的激光光斑面积约为 12mm^2 ,而探测器接收面的面积为 7mm^2 ,故可近似认为探测器是受大面积光斑均匀辐照。将探测器受毁灭性破坏(激光辐照后输出信号永久性为 0)时的激光功率密度和相应的辐照时间视为破坏阈值。图 2a,图 2b 为激光辐照前后探测器输出信号的变化过程,辐照激光功率 $9.4\text{W} \pm 0.1\text{W}$,激光自 1s 时刻开始辐照,图 2a,图 2b 中的探测器受辐照的时间

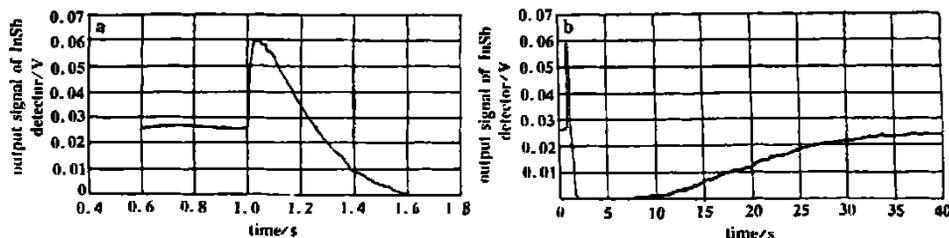


Fig. 2 Output signal from InSb detector with or without laser illumination

a— $I=72\text{W}/\text{cm}^2, T=5\text{s}$ b— $I=72\text{W}/\text{cm}^2, T=4\text{s}$

分别为 4s 和 5s, 可见不论探测器是否遭到破坏, 在实验所用的激光辐照过程中, 其输出信号都是首先有一个上升的过程, 然后开始下降。图 2a 中的探测器受到了毁灭性破坏, 图 2b 中的探测器只是性能暂时下降, 经历一段时间后又得以恢复。探测器窗口为镀有增透膜的 1.6mm 厚锗片, 实验测得其对 10.6 μm CO_2 激光的透过率为 0.92, 故实际辐照到探测器芯片上的 CO_2 激光平均功率密度为 $72\text{W}/\text{cm}^2$, 由实验测量结果可判断出其对 PV 型 InSb 探测器的破坏阈值时间范围为 4s ~ 5s。

实验还测量了探测器受激光辐照前后在工作温度下的正反向电阻, 未受辐照时, 探测器的正向电阻为 275 Ω , 反向电阻为 1450 Ω ; 辐照时间 T 为 4s 时, 辐

照后探测器的正反向电阻不变; $T=5\text{s}$ 时, 其正反向电阻均为 207 Ω , 这表明此时探测器的 p-n 结已遭到破坏, 退化为一个电阻。

2 实验结果分析

2.1 PV 型 InSb 探测器的工作原理

PV 型 InSb 探测器是以 1mm 厚的 n 型 InSb 晶体作基底, 经过一定的工艺过程在其表面生成 $1\mu\text{m}$ 厚的 p 型 InSb 层, 中间构成 p-n 结。探测器受光照时的输出信号由光生电动势、Dember 电动势和温差电动势 3 部分组成, 实验条件下 Dember 电动势和温差电动势均很小, 光生电动势是构成其输出信号的主要因素^[1]:

$$V_o = (kT/|e|) \ln \left\{ \left[(p_n + p_p) \sqrt{D_p/\epsilon_p} + n_n \sqrt{D_e/\epsilon_e} + 2q - W \right] / \left[2p_n \left(\sqrt{D_p/\epsilon_p} + q/p_p \right) \right] \right\} \quad (1)$$

式中,

$$W = \sqrt{\left\{ p_p \sqrt{D_p} [1 - (n_p/n_n) \epsilon_p] + n_n \sqrt{D_e/\epsilon_e} \right\}^2 + 4n_n \sqrt{D_e/\epsilon_e} (1 - n_p/n_n) (\epsilon_p/\epsilon_e) \sqrt{D_e/\epsilon_e} \cdot I};$$

$$n_p = \left\{ \frac{\sqrt{N_A^2 + 4n_i^2} - N_A}{2}; p_p = \left\{ \frac{\sqrt{N_A^2 + 4n_i^2} + N_A}{2}; \right. \right.$$

$$p_n = \left\{ \frac{\sqrt{N_D^2 + 4n_i^2} - N_D}{2}; n_n = \left\{ \frac{\sqrt{N_D^2 + 4n_i^2} + N_D}{2}.$$

电子和空穴的扩散速度 $D_e = \mu_e kT/|e|$, $D_p = \mu_p kT/|e|$, μ_e, μ_p 分别为电子和空穴的迁移率, ϵ 分别为材料对激光的吸收系数和热耦合系数, I 是辐照在探测器表面的光强, $h\nu$ 为光子能量, η 是探测器的量子转换效率, τ_e, τ_p 分别为电子和空穴的复合时间, N_D, N_A 分别为施主浓度和受主浓度, n_n, n_p 分别为 n 区和 p 区电子载流子浓度, p_n, p_p 分别为 n 区和 p 区空穴载流子浓度, n_i 为本征热激发载流子浓度, k 为 Boltzmann 常数, T 为热力学温度, e 为电子电荷。这样, 若辐照激光的功率密度和探测器的工作温度已知, 利用文献[1]提供的各参数典型值, 由(1)式即可求得 PV 型 InSb 探测器在激光辐照过程中的光生电动势。

2.2 PV 型 InSb 探测器的破坏机理

连续波激光对光电探测器的破坏效应源于激光辐照引起的热效应, PV 型半导体光电探测器由热效

应造成的破坏有两种形式: 永久性破坏和暂时性破坏。永久性破坏指探测器受激光辐照, 其 p-n 结处温升达到熔点, p-n 结退化为电阻, 探测器输出信号将永久性为 0; 暂时性破坏指探测器受激光辐照, 由于温升热效应引起探测器的输出信号下降, 经历一段时间后又得以恢复, 在此时间段内探测器灵敏度降低导致暂时失效。与永久性破坏(材料的损伤阈值)相比, PV 型探测器暂时性破坏所需的激光能量小一些。

2.3 激光辐照下 PV 型 InSb 探测器温升和输出信号的计算

InSb 探测器的结构如图 3 所示, 实验中整个探测器表面受激光束均匀辐照, 故可利用一维热模型计算探测器受激光辐照过程中的温升。激光入射方向为 x 方向, 探测器前表面为 x 的零点, 激光辐照过程中探测器的温度场 $T(x, t)$ 由热传导方程确

$$\text{定: } C (\partial T / \partial t) = (\partial^2 T / \partial x^2) + I_1 \quad (2)$$

式中, C , ρ , k 分别为材料的密度、比热容、热导率和对激光的吸收系数, 忽略它们随温度的变化。 $I_1 = I_0(1 - R)e^{-x}$ 为 x 处入射激光强度, I_0 为 $x = 0$ 处入射激光强度。厚

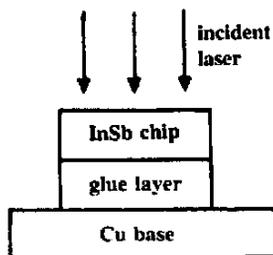


Fig. 3 Structure of InSb (PV) detector

度为 L_1 的 InSb 材料对波长为 λ 的激光的吸收系数、透过率 G 和表面反射率 R 分别为:

$$\begin{aligned} R &= 4 \mu / (n + 1)^2 \\ G &= (1 - R)e^{-\mu L_1} \\ R &= 1 - 4n / [(n + 1)^2 + \mu^2] \end{aligned} \quad (3)$$

n, μ 分别为 InSb 材料的实折射率和消光系数, 对 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, $n = 3.953$, $\mu = 0.0019^{[4]}$, 当 $L_1 = 1\text{mm}$ 时, $R = 0.36$, $G = 0.068$, 近似认为透过 InSb 芯片的 CO₂ 激光在胶层前表面被全部吸收, 故方程 (2) 中的右边第 2 项在 $x > L_1$ 时为 0, 方程的初始和边界条件分别为: $T(x, 0) = 77\text{K}$ (4)

$$(\partial T / \partial x) |_{x=L_1} = -I_0 \cdot G, T(L, t) = 77\text{K} \quad (5)$$

L 为 3 种材料的总厚度。实验中辐照到 InSb 芯片表面的 CO₂ 激光强度为 $35.2\text{W}/\text{cm}^2$, 数值求解热传导方程, 计算得到 InSb 探测器 p-n 结处的温度在激光辐照持续时间为 4.

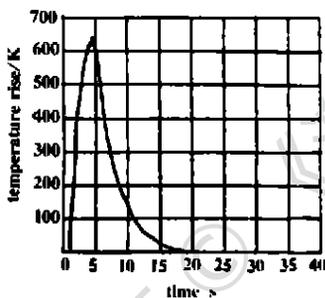


Fig. 4 The calculated temperature rise of InSb detector

58s 时达到 796K (InSb 材料的熔点); 辐照持续时间为 4s 时, 计算得到 InSb 探测器受辐照过程中 p-n 结处的温升见图 4, 此时最大温升为 678.12K。

对探测器的温升过程图 4, 利用 (1) 式求得实验过程中 PV 型 InSb 探测器的光生电动势见图 5, 其中背景光强度针对实验曲线作了拟合, 探测器的量子转换效率取 $0.6^{[1]}$, 1mm 厚 InSb 材料对 CO₂ 激光的热耦合系数 $\epsilon = 1 - R - T = 0.572$, 与图 3 相比, 二者在实验误差和简化计算的范围内取得了较好的一致性。若按时序加以分析: 激光在 $t = 1\text{s}$ 时刻开始辐照, 探测器开路电压信号迅速上升; 在 $1\text{s} < t < 5\text{s}$ 期间, 激光以相应功率辐照, 探测器温度逐渐上升, 相应的本征激发 n_i 也随之变化, 引起 V_0 的变化;

$t = 5\text{s}$ 时刻, 激光关闭, 光生电动势只剩探测器在高温下对背景光的响应信号; $t > 5\text{s}$ 时, 由于探测器和铜基座之间存在胶层, 探测器的温度逐渐下降, 其输出信号随之回升至激光辐照前的水平。

因理论计算采用的都是典型代表参数, 与实际情况不可能完全相符, 故二者仍存在一定的偏差。探测器的温度变化与胶层厚度密切相关, 计算时胶层厚度取的是经验值, 所以探测器受激光

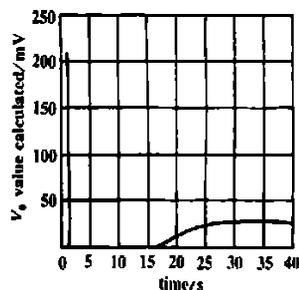


Fig. 5 The calculated output signal of InSb detector

辐照后的信号恢复过程与测量结果不完全一致。另外, 探测器的量子转换效率取 0.6 是针对 $1.06 \mu\text{m}$ 波长的激光而言, 对 $10.6 \mu\text{m}$ CO₂ 激光, 其光子能量小于 InSb 光电探测器工作温度下 InSb 材料的电子跃迁禁带宽度^[1], 则探测器对 $10.6 \mu\text{m}$ CO₂ 激光光子的量子转换效率 < 0.6 , 因 InSb 材料的电子跃迁禁带宽度随温度上升而减小, 导致 V_0 随温度变化, 实验测得探测器受激光辐照初期的信号变化过程证实了这一点。一方面, 实验测得探测器输出信号最大值小于理论计算值; 另一方面, 实验测得探测器输出信号在激光辐照后约 0.04s 到达最大值, 而近红外激光辐照时探测器输出信号在激光辐照后到达最大值的时间小于 $1 \mu\text{s}$ 。

3 结 论

实验首次测量了 CW CO₂ 激光对 PV 型 InSb 光电探测器的破坏阈值范围为 $72\text{W}/\text{cm}^2 \times (4 \sim 5)\text{s}$, 与 $1.06 \mu\text{m}$ 和 $1.315 \mu\text{m}$ 激光对 PV 型 InSb 光电探测器的破坏阈值相比, 此数据合理, 这一结果是对光电探测器激光破坏阈值数据的完善。理论上计算了探测器受激光辐照过程中温升和输出信号的变化, 分析表明 PV 型 InSb 探测器的破坏效应源于连续波激光辐照过程中温升达到 InSb 材料熔点时其 p-n 结退化为电阻, 与实验结果取得了相当好的一致性。

参 考 文 献

- [1] 陆启生, 蒋志平, 刘泽金 *et al.* 强激光与粒子束, 1991, 3(1): 102.
- [2] 蒋志平, 陆启生, 刘泽金 *et al.* 强激光与粒子束, 1990, 2(2): 247.
- [3] 陈金宝, 蒋志平, 陆启生 *et al.* 应用激光, 1995, 15(4): 167.
- [4] 李景镇. 光学手册, 西安: 陕西科技出版社, 1986: 1310.