

激光对 PIN 结光电二极管热破坏机理的研究*

陆 建 倪晓武 罗必凯 贺安之

(南京理工大学应用物理系, 南京 210094)

提要 就高功率激光对 PIN 结光电二极管因热效应引起的硬破坏过程进行了理论和实验研究, 提出激光的热效应与伴随等离子体扩展时向外喷溅形成的冲刷效应是导致硅光二极管被破坏的主要原因。得到了 Q 开关 YAG 激光与 PIN 结光电二极管器件相互作用时的热分布、最高温度表达式和对应的实验结果。

关键词 高功率激光, 硅光电二极管, PIN 结, 热效应, 硬破坏, 机理

1 引 言

PIN 结光电二极管因其灵敏度高、响应速度快, 被广泛地在民用和军用领域中作为可见和近红外激光辐射的探测器。此时, PIN 结光电二极管器件就要与激光光源配合使用, 不可避免地存在着激光与 PIN 结光电二极管相互作用甚至产生破坏的问题。这里所说的破坏有组成 PIN 结光电二极管的半导体材料中处于杂质能带的电子吸收激光能量大量向导带跃迁, 引起暗电流增加而使器件失效甚至烧毁的软破坏和激光束直接作用于 PIN 结光电二极管, 引起器件中材料和结构的硬破坏两种。对前一问题, 已有文献进行过研究^[1], 而后者又包括了热效应、机械效应和等离子体扩展时向外喷溅对物质产生的冲刷效应等。本文就激光与组成 PIN 结光电二极管器件材料和整个器件的相互作用直至因热效应而引起硬破坏的过程进行了理论和实验研究, 提出激光的热效应与伴随的等离子体扩展时向外喷溅形成的冲刷效应是导致硅光二极管结构被破坏的主要原因。得到了 Q 开关 YAG 激光与硅光电二极管器件相互作用时的热分布、最高温度表达式和对应的实验结果。

2 激光对 PIN 结光电二极管热破坏机理

2.1 PIN 结光电二极管的特性和结构

实验选用的 PIN 结光电二极管的型号为 C30808, 光谱响应范围为 400~1100 nm。在制造时将硼(B)扩散到 N 型基底上形成 PIN 结。N 型材料的电阻率为 $200 \Omega \cdot \text{cm}$, 并在 0.1 mm 厚的硅片的后表面镀有反射层, 前表面镀有减反射层(厚约 900 nm)^[2]。实验时将成品硅光电二极管的聚光镜取去。

* 国家教委《跨世纪优秀人才计划》基金和霍英东教育基金会基金资助项目。

收稿日期: 1994 年 10 月 24 日; 收到修改稿日期: 1995 年 6 月 1 日。

若假设激光的硬破坏从硅光电二极管的前表面开始,则激光束首先是与器件中的减反射层相互作用,在该层被破坏后,激光束就将与半导体材料相互作用。而激光对减反射层 SiO_2 破坏过程的讨论已在我们以前的工作中进行过研究^[3],这里仅对激光束与半导体材料相互作用时产生的热作用机理进行探讨。

2.2 激光与半导体材料的热作用机理

当作用于半导体材料的激光功率密度不超过 10^7 W/cm^2 时,激光对靶材的主要效应是加热;即使在激光功率密度超过 10^7 W/cm^2 时,激光对靶材作用的起始效应也是加热,从而使凝聚态靶熔融或气化。在考虑激光与半无限大的凝聚态靶面相互作用问题时,半导体材料吸收的激光能量转化为热的分布可用高斯定理描述^[4]

$$T(r) = T_m \exp(-kr) \quad (1)$$

式中 T_m 为光斑中心最高温度, $T(r)$ 为距光斑中心距离为 r 处的温度, k 为光源的聚焦系数。如假设在整个激光脉冲作用时间内热功率是恒定的,则在半导体材料的表面上,在一定的时间 t_0 内有一个不动的恒定热源在作用,该持续时间 t_0 为

$$t_0 = 1/(4ak) \quad (2)$$

式中 a 为金属的热导率。如认为半导体材料表面的温度分布近似与激光光斑的功率分布相同,则由(1)式可得

$$k = -r_p^2 \ln[T(r_p)/T_m] \quad (3)$$

式中 r_p 为作用于半导体材料上的激光光斑半径。而在激光作用过程中,热分布可用下式表示

$$T(x,t) = \frac{2p}{c\gamma(4\pi a)^{3/2}} - \int_0^t \exp[-x^2/(4at)] dt / \sqrt{t(t+t_0)} \quad (4)$$

式中 p 为激光的有效作用功率,即 $p = p\eta$ [这里的 η 是热耦合系数,且有 $\eta = c/(\mu\sigma\lambda)$], γ 为半导体材料的体热容量。靶材表面中心区的最高温度为

$$T_m(0,t) = p \arctg \sqrt{t/t_0} / (\pi\lambda \sqrt{4\pi a t_0}) \quad (5)$$

由(4)和(5)式就可以得到激光与 PIN 结光电二极管中的半导体材料相互作用过程中的温度分布和最高温度值,上述两式中的有关物理参量如光速 c , 半导体材料的磁导率 μ , 热导率 a 和电导率 σ 等均可以在公开资料中找到。而作用激光波长 λ , 功率密度 p 和与实验有关条件的其他参数如光源的聚焦系数 k 亦可测量或根据可测定的物理量计算得到。

2.3 激光致使半导体材料产生等离子体及其破坏原理

当作用激光功率密度大于 10^7 W/cm^2 时,靶材气化率增大,物质蒸气的温度和密度随之增大并对后续激光强烈地吸收,从而引起物质中原子或分子的激发和离子化,继而由雪崩离子化形成高温高密度的等离子体。理论分析和实验研究的结果都表明,等离子体冲击波速率 dx/dt 达到 10^4 m/s 的数量级;等离子体区内的温度达 10^4 K 。该高温高密度的等离子体必将向外膨胀,同时将携带的物质微粒喷溅出来,这就是所谓的冲刷效应。但是,这种喷溅物还将在激光直接作用区附近沉积,形成火山状喷口,并导致原物质结构的特性改变。根据空气动力学理论可以得到空气中等离子体区域内外压强比与等离子体扩散速度的关系为^[6]

$$P/P_0 = [1 + (K-1)v/2C_0]^{2K/(K-1)} \quad (6)$$

式中 P 为等离子体区域内的压强, P_0 为空气的压强, C_0 为空气中的声速, K 为比热比。当激光等离子体冲击波在空气中传播时,有 $K = 1.4$, $C_0 = 320 \text{ m/s}$, 则(6)式可改写为

$$P/P_0(1 + 0.000625v)^7 \quad (7)$$

由(7)式可以计算出等离子体区域内外压强比。事实上,当激光等离子体扩散速度达到 10^4 m/s 数量级时,该压强比达到 10^6 的数量级。

3 实验和结果

3.1 实验装置

采用 YAG 振荡放大激光器作为探测和作用激光光源,实验装置如图 1 所示。

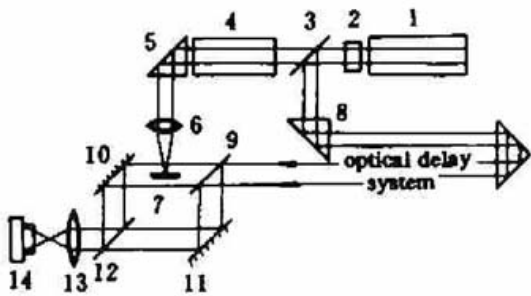


Fig. 1 Diagram of the experimental setup

1: YAG laser; 2: frequency doubling crystal; 3: 532 nm fully reflective and 1064 nm fully transparent mirror; 4: YAG amplifier; 5: prism; 6, 8, 13: lenses; 7: PIN junction optoelectronic diode; 9, 10, 11, 12: Mach-Zehnder interferometer; 14: camera

图 1 中 YAG 激光器振荡级 1 输出的波长为 1064 nm 激光经倍频晶体 2 后成为波长为 532 nm 和 1064 nm 的混合激光束,该光束由 532 nm 高反且 1064 nm 高透的平面镜 3 分束,其中的 532 nm 部分通过直角棱镜 8 转折后经光延迟后作为由元件 9, 10, 11 和 12 组成的 Mach-Zehnder (M-Z) 干涉仪的探测光,从而可以根据时间序列分辨 M-Z 干涉图计算等离子体冲击波的传播速度,进而得到该冲击波速度与激光作用时间的关系曲线;根据 M-Z 干涉图中条纹漂移量可以诊断等离子体区的温度分布和最高温度值。而由放大级 4 输出的 1064 nm 激光经衰减后由透镜 6 聚焦,用以与 PIN 结光电二极管 7 中心相互作用。

3.2 实验条件和结果

实验时作用激光的脉宽为 15 ns(电光 Q 开关),作用激光单脉冲能量为 5.0 mJ,作用激光波长 1064 nm,聚焦透镜 6 的焦距为 147 mm,焦点处光斑直径为 70 μ m。改变光延迟时间可得到放大 14 倍的时间序列分辨的 M-Z 干涉图,取其中三幅列入图 2。实验时给 PIN 结光电二极管加偏置电压 30 V。图 2 中各图下方黑区是因 PIN 结光电二极管挡住探测光所致。而干涉条纹的漂移表明该处存在折射率的变化,对应于该处的相对温度。当然,当温度与周围相同后,该条纹的漂移也将恢复。

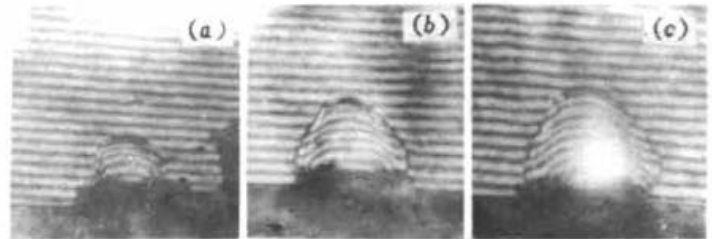


Fig. 2 Time-resolved M-Z interferograms. [delay time introduced by the optical delay system in Fig. 1 is (a) 30 ns; (b) 90 ns and (c) 150 ns]

3.3 实验数据处理和结果

从图 2 中提取等离子体冲击波波面,结合延迟时间可得到等离子体冲击波的起始传播速度 v 与距激光作用点距离 r 的关系曲线,如图 3 所示。将图 3 的速度值代入(7)式可得到等离子体区域内外压强差。

根据图 3 所示的 M-Z 干涉图中条纹漂移量,并考虑到此时为轴对称折射率场,因而在某一截面高度上干涉条纹漂移方程为^[7]

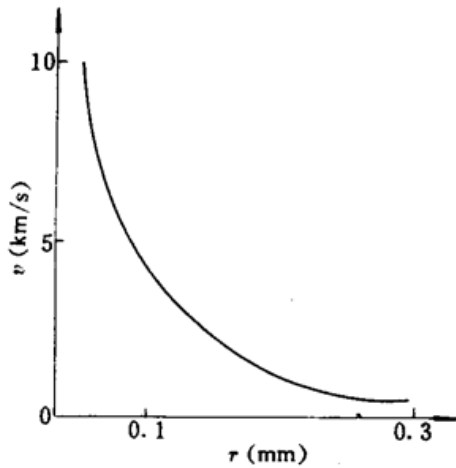


Fig. 3 The relative curve of the speed of the shock wave vs distance

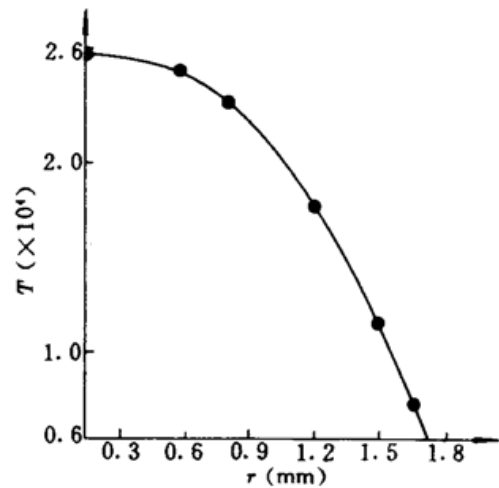


Fig. 4 The relative curve of the temperature distribution

$$S(y) = 2 \int_r^R [n(r) - n_0] r dr / [\lambda \sqrt{r^2 - y^2}] \quad (8)$$

上式即为 Abel 方程, 可以反演为

$$n(r) - n_0 = - (\lambda/\pi) \int_r^R dS(y) / [\sqrt{r^2 - y^2}] \quad (9)$$

根据 Gladstone-Dale 方程^[7], 即 $n - 1 = K\rho$ (其中 K 为常数, ρ 为质量密度), 和理想气体状态方程可推得

$$T = T_0 / [1 + (n - n_0) / (n_0 - 1)] \quad (10)$$

式中 T, n_0 分别为常温下气体的温度和折射率。继而用最小二乘法进行数据拟合, 根据拟合后的数据计算折射率。由 (9) 式得到的折射率差能计算出等离子体区域的温度分布曲线, 其结果如图 4 所示。

4 实验结果讨论

4.1 由图 3 可知, 激光等离子体扩散时的起始传播速度达到 10^4 m/s 的数量级, 对应的等离子体区内外压强差达 1.05×10^6 。而且激光等离子体区内外压强差与距激光作用点距离 r 的关系呈负指数规律, 即有 $P/P_0 \cong e^{-Ar}$ 。

4.2 由图 2 可见, 激光致使 PIN 结光电二极管产生等离子体干涉图中的条纹密度大于背景条纹密度, 这说明等离子体区域内的温度较高。事实上, 该温度大于激光与铝材相互作用时产生的温度^[8], 且高温范围也较后者大。我们认为, 这是因为激光与半导体相互作用时所产生的温度是与物质的离化能有关的。铝元素的离化能为 5.97 eV, 纯 Si 元素的离化能为 8.151 eV^[7]。但掺杂后 Si 元素的离化能将大大地降低, 以 Si 掺入硼 (B) 为例, 其离化能为 0.0439 eV; 比纯 Si 降低了二个数量级。因此在激光对掺杂后半导体材料破坏过程中很容易发生光学击穿和产生等离子体。在产生等离子体后继续作用的激光能量就由等离子体所吸收, 据实验测定该吸收系数高达 85%^[8], 后继激光能量的主要作用是提高了等离子体中心区内的温度, 当然也扩大了等离子体区的高温范围。图 4 给出了等离子体区内的温度分布曲线, 其最大值大于 25000 K。在这高温范围附近的半导体材料的特性均有可能发生改变。

4.3 考虑到 PIN 结硅光电二极管最外层是 P 型半导体材料, 当该层被破坏直至“剥离”后, 就不再构成 PIN 结, 整个硅光电二极管亦将失效。因而破坏了 PIN 结光电二极管器件中最外层的 P 型半导体就能达到破坏硅光电二极管器件的作用; 同时, 激光对 P 型半导体的作用也必将影响整个二极管对光的响应。但是, 实验中激光束的直接作用区域仅为 $3.85 \times 10^{-5} \text{cm}^2$, 是 C30808 型 PIN 结硅光电二极管有效接收面积 ($5 \times 10^{-2} \text{cm}^2$) 的 7.70×10^{-4} 倍。从理论上讲, PIN 结硅光电二极管可认为是很多小面积 PIN 结的并联, 因而这一局部区域的 P 型半导体被损坏如属断开, 则对整体的影响只是接收面积变小; 但如果局部破坏使器件中 PI 结旁路, 则整个器件就会失效。而实验结果却是使整个二极管失效。我们认为导致这一实验结果的原因是激光在与二极管相互作用的前几个脉冲是依次从减反射层、P 型半导体、本征半导体等向里破坏的, 激光破坏时伴随有大量的等离子体产生, 该等离子体向外扩散时携带大量半导体物质向外喷溅的冲刷效应和而后的喷溅物沉积所及区域远大于激光束直接作用区, 沉积的喷溅物在激光束直接作用区以外并改变了这些区域物质的特性或使 PI 结旁路, 因而影响到整个二极管的光电特性, 所以说等离子体扩展时的喷溅效应也是导致硅光二极管特性被破坏的主要原因之一。

参 考 文 献

- 1 A. P. Eliott *et al.*. Current gain in photodiode structures. *Infrared Phys.*, 1991, 31(6):575~577
- 2 徐淦卿. 光电子学. 南京: 东南大学出版社, 1990. 249
- 3 倪晓武, 陆 建, 贺安之. The study of laser-produced plasma on dielectric thin films. *Opt. Commun.*, 1989, 74(3/4):185~189
- 4 倪晓武, 陆 建, 贺安之. 激光对电荷耦合器件硬破坏机理研究. *物理学报*, 1994, 43(11):1795~1802
- 5 徐华舫. 空气动力学基础. 北京: 北京航空学院出版社, 1987. 15
- 6 贺安之, 阎大鹏, 倪晓武. 三维温度场的激光全息与干涉层析. *光学学报*, 1988, 8(6):543~549
- 7 张向宇. 实用化学手册. 北京: 国防工业出版社, 1987. Cha. 1
- 8 陆 建, 倪晓武, 贺安之. Optical measurement for the initial stage of laser-produced-plasma and shock wave on the surface of an Aluminum target. *Proc. SPIE*, 1553:430

Studies on the Thermal Damage Mechanisms of a PIN Junction Optoelectronic Diode by Laser

Lu Jian Ni Xiaowu Luo Bikai He Anzhi

(Department of Applied Physics, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing 210094)

Abstract The interaction process of a high-power laser and a PIN junction optoelectronic diode has been studied theoretically and experimentally. It has been put forward that the thermal effect of the laser beam and the eroding and washing effect induced when the laser plasmas expand out result in the damage of the silicon photodiode. The thermal distribution and an expression of the maximum temperature have been obtained for the first time when the Q-switched Nd:YAG laser irradiates upon the PIN junction optoelectronic diode.

Key words high-power laser, silicon photodiode, PIN junction, thermal damage, mechanism