

[110]晶向近本征硅单晶双光子吸收各向异性

刘秀环¹, 李明利¹, 陈占国^{2,3}, 贾刚^{2,3}, 时宝^{2,3}, 朱景程^{2,3}, 牟晋博^{2,3}, 李一¹

- (1. 吉林大学 通信工程学院 光通信系, 吉林 长春 130012;
2. 集成光电子学国家重点实验室吉林大学实验区, 吉林 长春 130012;
3. 吉林大学 电子科学与工程学院, 吉林 长春 130012)

摘要:以沿[110]晶向切割的近本征硅单晶为样品,通过研究样品对连续波面体激光器所产生的1.3 μm的近红外光的双光子吸收所诱导的光电流对入射光偏振方向的依赖关系,研究了双光子吸收的各向异性.测得了硅单晶对该波长的光的三阶极化率张量 $\chi^{(3)}$ 的各向异性系数为-0.25,两个独立分量的比值 χ_{xxxx}/χ_{xyyy} 的幅度为2.4,并基于前期工作所得的 χ_{xyyy} 的结果,进而确定了另一分量 χ_{xxxx} 的值大约为 $1.49 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{V}^2$.

关键词:非线性光学;硅单晶;双光子吸收;三阶极化率;非线性各向异性

中图分类号: O437; O732⁺.1; O734⁺.1 **文献标识码:** A

Anisotropy of two-photon absorption in [110]-cut nearly-intrinsic silicon crystal

LIU Xiu-Huan¹, LI Ming-Li¹, CHEN Zhan-Guo^{2,3}, JIA Gang^{2,3},
SHI Bao^{2,3}, ZHU Jing-Cheng^{2,3}, MU Jin-Bo^{2,3}, LI Yi¹

- (1. College of Communication Engineering, Jilin University, Changchun 130012, China;
2. State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Changchun 130012, China;
3. College of Electronic Science and Engineering, Jilin University, Changchun 130012, China)

Abstract: The anisotropy of photocurrent induced by two-photon absorption in [110]-cut nearly-intrinsic crystal silicon sample is investigated. The anisotropy coefficient of third-order nonlinear susceptibility of Si at wavelength of 1.3 μm is measured to be -0.25, and the ratio of χ_{xxxx} to χ_{xyyy} is 2.4. The independent element χ_{xxxx} is consequently obtained to be about $1.49 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{V}^2$ based on the previously observed result of χ_{xyyy} .

Key words: nonlinear optics; silicon crystal; two-photon absorption; third-order susceptibility; nonlinear anisotropy

PACS: 42.65. -k, 72.40. +w

引言

硅晶体具有反演对称中心,在偶极近似下不具有二阶非线性光学效应,但由于其三阶极化率 $\chi^{(3)}$ 的幅度比二氧化硅的大近乎200倍^[1],因而在许多硅器件中都存在较显著的三阶非线性光学效应.所以,硅单晶不仅在以集成电路为代表的微电子学领域里具有广泛的应用,而且在光电子学领

域,特别是作为光学的一个新分支——硅基光子学,由于硅材料显著的非线性光学效应使其在近红外和中红外波段具有巨大的应用潜能而倍受青睐.双光子吸收就是非线性光学的一个研究热点.双光子吸收是典型的三阶非线性光学效应.当入射光子的能量小于介质的禁带宽度、但大于禁带宽度的一半时,在介质体内将对入射光产生双光子吸收.硅的吸收限为1.1 μm,其双光子吸收的波

收稿日期:2011-11-30,修回日期:2012-05-14

Received date: 2011-11-30, revised date: 2012-05-14

基金项目:国家自然科学基金国际(地区)合作与交流(NSFC-RFBR)项目(61111120097);国家自然科学基金(60976037, 61077026);国家“863”计划(2009AA03Z419);吉林省自然科学基金(201215019).

Foundation items: Supported by the Collaborative Project of NSFC-RFBR under Agreement (61111120097), the National Natural Science Foundation of China (60976037 and 61077026), the National “863” Program of China (2009AA03Z419), and the Natural Science Foundation of Jilin Province (201215019).

作者简介(Biography):刘秀环(1968-),女,吉林长春人,博士,副教授,主要从事光通信技术和半导体光电子学与非线性光学研究. E-mail: xhliu@jlu.edu.cn.

长范围为 $1.2 \sim 2.1 \mu\text{m}$, 所以, 基于双光子吸收的 p-n 结型和 p-i-n 型硅基光电二极管、硅波导以及硅雪崩二极管等硅基器件在近红外和中红外波段的超短激光脉冲的自相关测量中具有重要的应用^[2-5].

由于硅晶体的点群对称性, 硅的三阶非线性响应通常是各向异性的. 这种非线性各向异性对非线性响应过程具有重要的影响. 特别是硅器件的双光子吸收和克尔 (Kerr) 效应, 都与硅的三阶极化率张量 $\chi^{(3)}$ 的两个重要的分量密切相关, 所以有必要研究硅材料的 $\chi^{(3)}$ 的各向异性. 根据非线性效应的偏振特性, 通过选择特定晶向的晶体和波矢方向, 可以确定三阶极化率不同张量元的大小^[6]. 研究者通常是利用三次谐波产生和四波混频过程来研究硅的 $\chi^{(3)}$ 的各向异性^[7-9]. Dinu M. 等人用飞秒脉冲和 z 扫描技术研究确定了体单晶硅对 $1.54 \mu\text{m}$ 红外光的双光子吸收系数和 Kerr 系数^[10]; 而 Zhang J.^[11] 等人用 z 扫描技术研究了硅在 $1.2 \sim 2.4 \mu\text{m}$ 波段内的双光子吸收和 Kerr 非线性效应的各向异性. 本文从理论上研究了入射光沿硅晶体 [110] 方向传播时晶体有效三阶极化率 $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 和双光子吸收系数的各向异性, 首次从硅单晶对光通信波长 $1.3 \mu\text{m}$ 的红外光所产生的双光子吸收而诱导的光电流这一角度, 从实验上研究了硅的双光子吸收的各向异性, 从而测得了硅的三阶极化率张量 $\chi^{(3)}$ 的各向异性的幅度, 并基于前期工作在对体单晶硅电致双折射的研究中所得的 χ_{xyy} 分量的研究结果^[11], 确定了硅的 $\chi^{(3)}$ 的另一个独立分量 χ_{xxx} 的大小.

1 [110] 晶向双光子吸收各向异性理论

双光子吸收是一种三阶非线性极化效应. 在光电场的作用下, 介质中的三阶极化强度可表示为^[12]

$$P^{(3)} = 6\varepsilon_0 \chi^{(3)} : EEE, \quad (1)$$

其中, ε_0 为真空中介电常数. 或者以分量的形式表示为

$$P_{\mu}^{(3)} = 6\varepsilon_0 \sum_{\alpha, \beta, \gamma} \chi_{\mu\alpha\beta\gamma}^{(3)} E_{\alpha} E_{\beta} E_{\gamma} (\mu, \alpha, \beta, \gamma = x, y, z). \quad (2)$$

硅晶体属于 $m\bar{3}m$ 点群对称性, 其三阶极化率张量 $\chi^{(3)}$ 的 21 个不为零的分量中一般情况下有三个独立分量. 但对于产生于单一光束作用下的双光子吸收 (或三次谐波产生) 这种特殊情况, 三阶极化率张量只有两个独立分量^[13], 记作

$$\begin{cases} \chi_{\mu\alpha\beta\gamma}^{(3)} = \chi_{xxxx}^{(3)}, \mu = \alpha = \beta = \gamma = x, y, z \\ \chi_{\mu\alpha\beta\gamma}^{(3)} = \chi_{xyyy}^{(3)}, \mu = \alpha, \beta = \gamma \neq \mu = x, y, z \\ \mu = \beta, \alpha = \gamma \neq \mu = x, y, z \\ \mu = \gamma, \alpha = \beta \neq \mu = x, y, z \end{cases} \quad (3)$$

考虑到式 (3), 三阶极化强度的各分量根据式 (2) 可以进一步表示为

$$\begin{cases} P_x^{(3)} = 6\varepsilon_0 [\chi_{xxxx}^{(3)} E_x^3 + 3\chi_{xyyy}^{(3)} E_x (E_y^2 + E_z^2)] \\ P_y^{(3)} = 6\varepsilon_0 [\chi_{xxxx}^{(3)} E_y^3 + 3\chi_{xyyy}^{(3)} E_y (E_x^2 + E_z^2)] \\ P_z^{(3)} = 6\varepsilon_0 [\chi_{xxxx}^{(3)} E_z^3 + 3\chi_{xyyy}^{(3)} E_z (E_x^2 + E_y^2)] \end{cases} \quad (4)$$

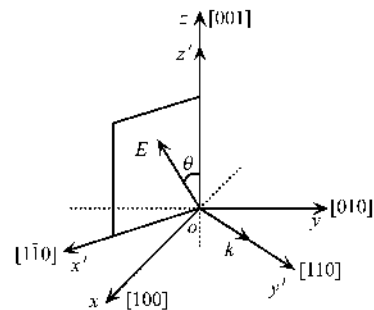


图1 硅晶体主轴坐标系、光波电场方向及波矢量方向示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the principle axis coordinate systems of Si crystal and the directions of the polarization of optical field and wave-vector propagation

如图 (1) 所示, 在硅的主轴坐标系 $O-xyz$ 中, 当光波矢量 k 沿 [110] 方向时, 光电场 E 在 (110) 面内, 与 [001] 方向成 θ 角, 光电场振幅用 E_0 表示. 设 [110]、[1-10] 和 [001] 方向分别为 x' 、 y' 和 z' 方向. 因为 $E_{x'} = E_0 \sin\theta$, $E_{y'} = 0$, $E_{z'} = E_0 \cos\theta$, 所以光电场沿各主轴的分量可表示为

$$\begin{cases} E_x = E_{x'} \cos 45^\circ = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \sin\theta \\ E_y = -E_{x'} \sin 45^\circ = -\frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \sin\theta = -E_x \\ E_z = E_{z'} = E_0 \cos\theta \end{cases} \quad (5)$$

而三阶极化强度在 x' 、 y' 和 z' 轴上的分量为

$$\begin{cases} P_{x'}^{(3)} = \frac{\sqrt{2}}{2} (P_x^{(3)} - P_y^{(3)}) \\ P_{y'}^{(3)} = \frac{\sqrt{2}}{2} (P_x^{(3)} + P_y^{(3)}) \\ P_{z'}^{(3)} = P_z^{(3)} \end{cases} \quad (6)$$

根据式(4)、(5)、(6)可得出在与波矢量 k 垂直方向上三阶极化强度的两个分量随着光电场 E 与 $[001]$ 方向的夹角 θ 的变化关系为

$$\begin{cases} P_{x'}^{(3)} = 6\varepsilon_0 E_0^3 \left[\frac{1}{2}\chi_{xxxx} \sin^3 \theta + 3\chi_{xyxy} \left(\frac{1}{2}\sin^3 \theta + \sin\theta \cos^2 \theta \right) \right] \\ P_{z'}^{(3)} = 6\varepsilon_0 E_0^3 \left[\chi_{xxxx} \cos^3 \theta + 3\chi_{xyxy} \sin^2 \theta \cos \theta \right] \end{cases}, \quad (7)$$

而沿着波矢量方向的极化强度分量为零,即 $P_{y'}^{(3)} = 0$. 有效极化强度可表示为

$$\begin{aligned} P_{\text{eff}}^{(3)} &= P_{x'}^{(3)} \sin\theta + P_{z'}^{(3)} \cos\theta \\ &= 6\varepsilon_0 E_0^3 \left[\chi_{xxxx} + 2(\chi_{xxxx} - 3\chi_{xyxy}) \left(\frac{3}{4}\sin^4 \theta - \sin^2 \theta \right) \right] \\ &= 6\varepsilon_0 E_0^3 \chi_{xxxx} \left[1 + 2\sigma \left(\frac{3}{4}\sin^4 \theta - \sin^2 \theta \right) \right] \\ &= 6\varepsilon_0 E_0^3 \chi_{\text{eff}}^{(3)}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$\sigma = \frac{\chi_{xxxx} - 3\chi_{xyxy}}{\chi_{xxxx}}, \quad (9)$$

$$\chi_{\text{eff}}^{(3)} = \chi_{xxxx} \left[1 + 2\sigma \left(\frac{3}{4}\sin^4 \theta - \sin^2 \theta \right) \right]. \quad (10)$$

式(9)所表示的 σ 称为三阶极化率的各向异性系数,而式(10)所表示的 $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ 为有效三阶极化率. 双光子吸收系数 α_{TPA} 决定于三阶极化率张量的虚部,可表示为^[14]

$$\alpha_{\text{TPA}} = \frac{3\omega}{2\varepsilon_0 c^2 n_0^2} \text{Im} \chi_{\text{eff}}^{(3)}(\omega; -\omega, \omega, \omega), \quad (11)$$

可见,当光沿硅晶体的 $[110]$ 方向传播时,双光子吸收系数与光的偏振方向密切相关,呈现出各向异性的特点.

2 实验装置

研究硅的双光子吸收特性的实验装置如图2所示. 选取电阻率为 $4000 \Omega \cdot \text{cm}$ 的高阻近本征硅单晶材料,研制成半径为 3 mm 的硅半球,半球的底面为 (110) 面,在该底面上沉积了内半径为 0.5 mm 、间隙为 0.15 mm 的同心圆形和环形铝电极. 实验中所用的光源为 $1.3 \mu\text{m}$ 的连续波固体激光器,功率标称值为 200 mW . 通过旋转二分之一波片来改变线偏振光的偏振方向. 聚焦透镜在真空中的数值孔径为 0.3 ,工作距离大约 6 mm . 实验中调整光路,使得经过聚焦透镜的会聚光恰能沿着半球形硅样品的半径方向传播,从而会聚在半球底面的圆心处. 这将显著提高聚焦透镜的有效数值孔径,大大提高聚焦

光斑的光功率密度,使得双光子吸收效应显著增强. 由于双光子吸收主要发生在聚焦光斑(硅半球底面圆心)附近,所制作的同心圆形和环形电极将更有效地收集光生载流子. 由于高斯光束的束腰处光线是平行的,实验中,平行光经聚焦透镜后若恰能沿半球形样品的半径方向传播,则聚焦在半球底面圆心处的光束仍可看作平行光. 所以,采用图2所示的实验装置可以从实验上研究入射光沿 $[110]$ 方向传播时硅样品的双光子吸收特性.

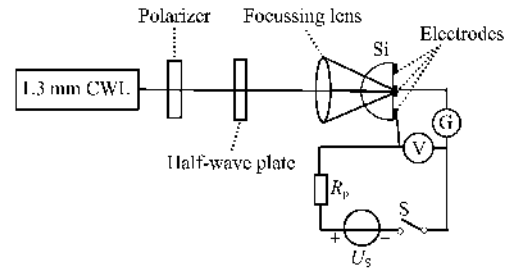


图2 实验装置示意图
Fig. 2 Schematic diagram of experimental setup

3 实验结果

在偏置电压为 1 V 时,测量了样品在 $1.3 \mu\text{m}$ 入射光作用下所产生的光电流随入射光偏振方向的变化关系,实验结果如图3所示. 图3中的插图反映的是光电流(含暗电流)随入射光功率的变化而呈现出二阶非线性变化关系,说明硅样品对 $1.3 \mu\text{m}$ 的红外光产生了非线性吸收. 从图3可以看出,硅样品在入射光诱导下所产生的光电流与入射的线偏振光的偏振方向密切相关,呈现出各向异性的特性. 对实验数据进行拟合,结果为

$$\begin{aligned} i &= 1.53 \times \left(1 - \frac{1}{4} \times \left(\frac{3}{16} \cos \frac{3.14 \times 4 \times (\theta - 40^\circ)}{180} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{4} \cos \frac{3.14 \times 2 \times (\theta - 40^\circ)}{180} - \frac{7}{16} \right) \right) \mu\text{A}, \end{aligned} \quad (12)$$

进一步可将式(12)表示为

$$\begin{aligned} i &= 1.53 \times \left(1 + 2 \times (-0.25) \times \left(\frac{3}{4} \sin^4 \frac{3.14(\theta - 40^\circ)}{180} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \sin^2 \frac{3.14(\theta - 40^\circ)}{180} \right) \right) \mu\text{A}. \end{aligned} \quad (13)$$

式(13)所描述的结果与硅的双光子吸收各向异性理论是一致的. 由于硅样品对 $1.3 \mu\text{m}$ 的红外光产生了非线性吸收,亦即发生了双光子吸收. 在入射光强一定的情况下,样品中由双光子吸收所诱导的光生载流子的数目是与双光子吸收系数成正比的,所以,光电流随入射光偏振方向的变化与双光子吸收

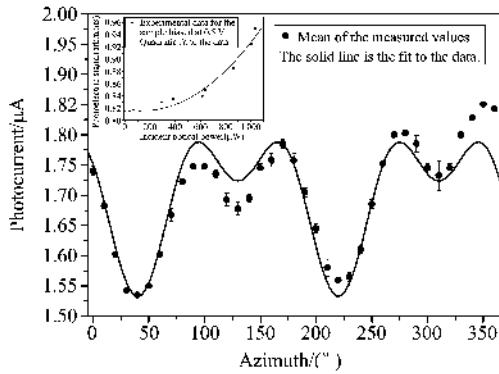


图3 光电流对入射光偏振方向各向异性的依赖关系
Fig. 3 Anisotropic dependence of the photocurrent on the azimuth (the inset shows the second-order nonlinear dependence of the photoelectric signal on the incident optical power)

系数随入射光的偏振方向的变化具有相同的规律。而式(13)所表示的实验结果完美地吻合了式(10)所表达的理论描述,说明图3中的光电流的各向异性反映的是1.3 µm的红外光沿硅晶体的[110]方向入射时硅样品体内所产生的双光子吸收的各向异性规律。另外,图3显示出对应于某些方位角,实验结果与理论拟合曲线偏差较大,在很大程度上可能是由于实验过程中光路调整得不够精准,从而在非严格的平行光作用下获得的实验结果偏离了理论拟合。另一方面,由于实验中所使用的二分之一波片的工作波长(1.3 µm)和所用光源的实际发光波长(1.32 µm)不严格一致,也可能因此引入了一定的系统误差。

对比理论结果式(10)和实验结果式(13),可以得到硅的三阶极化率的各向异性系数 $\sigma = -0.25$ 。根据式(9),则可得出三阶极化率张量的两个独立分量的比值 $\chi_{xxxx}/\chi_{yyyy} = 2.4$,这一结果与文献[1]用z扫描技术所测得的硅在1.2~2.4 µm波长范围内的三阶极化率张量的各向异性结果基本一致。我们在前期工作中,曾研究了与本实验所用的硅材料完全相同的硅单晶对1.3 µm红外光的电致双折射现象,并得到硅的三阶极化率张量的一个独立分量 $\chi_{yyyy}(\chi_{yyyy})$ 的值为 $6.22 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{V}^2$ [11]。根据本实验所测得的三阶极化率张量的各向异性系数,则可得另一个独立分量 χ_{xxxx} 的值近似为 $1.49 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{V}^2$ 。

为和双光子吸收各向异性的特性相比较,我们也研究了同一硅样品在波长为650 nm、功率为4.5 mW连续波固体激光作用下的单光子吸收所诱导的光电流特性,实验结果如图4所示。图4中的插图反

映了硅样品对650 nm的可见光的单光子吸收而产生的光电流对入射光功率的线性依赖关系,而图4中的两组数据说明了在误差所允许的范围内,单光子吸收所诱导的光电信号与入射光的偏振方向无关,单光子吸收呈现出各向同性的特点。

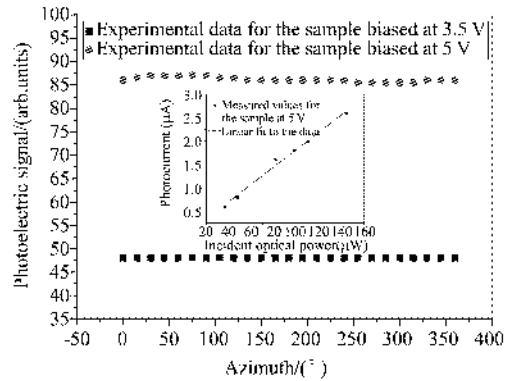


图4 光电信号对入射光偏振方向各向同性的依赖关系
Fig. 4 The isotropic dependence of the photoelectric signal on the azimuth (the inset shows the linear dependence of the photocurrent on the incident optical power)

4 结论

从理论上研究了入射光沿[110]方向传播时硅材料有效三阶极化率和双光子吸收系数的各向异性;以底面为(110)面、半径为3 mm的半球形近本征硅单晶为样品,从实验上研究了样品对1.3 µm的红外光所产生的光电流对入射光功率的非线性依赖关系和对入射光的偏振方向的依赖关系,并对比研究了样品对650 nm的可见光的单光子吸收与光的偏振方向无关的特性。光电流的各向异性的实验结果与双光子吸收各向异性的理论结果相符合;测得了近本征硅单晶在1.3 µm附近的三阶极化率的各向异性系数 σ 的大小为-0.25,两个独立分量的比值 χ_{xxxx}/χ_{yyyy} 的大小为2.4;基于同种材料的样品对该波长的光的电致双折射现象的研究而测得的三阶极化率张量的一个独立分量 $\chi_{yyyy}(\chi_{yyyy})$ 的大小,计算出另一个独立分量 χ_{xxxx} 大约为 $1.49 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{V}^2$ 。这种从光电流的各向异性角度来研究双光子吸收和三阶极化率张量的各向异性的研究方法简单、易行,却能得到可与用z扫描等其他相对复杂的方法所得结果相比拟的实验结果。

REFERENCES

[1] Zhang J, Lin Q, Piredda G, et al. Anisotropic nonlinear re- (下转第335页)

- [2] Reichling M, Bodemann A, Kaiser N. Defect induced laser damage in oxide multilayer coatings for 248 nm[J]. *Thin Solid Films*, 1998, **320**:264 - 279.
- [3] LIU An Ping, HAN Wei-Feng, HUANG Mao, *et al.* Microstructure and resisting laser damage property of ZrO_2 films[J]. *J. Infrared Millim. Waves* (刘安平, 韩伟峰, 黄茂, 等. ZrO_2 薄膜微结构及其抗激光损伤特性研究. 红外与毫米波学报), 2010, **29**(5): 333 - 336.
- [4] Krol H, Gallais L, Grezes-Besset C, *et al.* Investigation of nanoprecursors threshold distribution in laser-damage testing [J]. *Opt. Comm.*, 2005, **256**:184 - 189.
- [5] XIA Zhi-Lin, SHAO Jian-Da, FAN Zheng-Xiu. Effect of bulk inclusion in films on damage probability [J]. *Acta. phys. sin.* (夏志林, 邵建达, 范正修. 薄膜体内缺陷对损伤概率的影响. 物理学报), 2007, **56**(1): 400 - 406.
- [6] Du D, Liu X, Korn G, *et al.* Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO_2 with pulse widths from 7 ns to 150 fs[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **64**(23): 3071 - 3073.
- [7] Xia Z L, Shao J D, Fan Z X, *et al.* Thermodynamic damage mechanism of transparent films caused by a low-power laser[J]. *Appl. Opt.*, 2006, **45**(32): 8253 - 8261.
- [8] Ristau D, Jupe M, Starke K. Laser damage thresholds of optical coatings[J]. *Thin Solid Films*, 2009, **518**:1607 - 1613.
- [9] Varel H, Ashkenasi D, Rosenfeld A. Laser-induced damage in SiO_2 and CaF_2 with picosecond and femtosecond laser pulses[J]. *Appl. Phys. A*, 1996, **62**:293 - 294.
- [10] Hu H Y, Fan Z X, Luo F. Laser-induced damage of a 1064-nm ZnS/MgF_2 narrow-band interference filter [J]. *Appl. Opt.*, 2001, **40**(2):1950 - 1956.
- [11] Jasapara J, Nampoothiri A V V, Rudolph W, *et al.* Femtosecond laser pulse induced breakdown in dielectric thin films[J]. *Phys. Rev. B*, 2001, **63**(4): 045117.
- [12] Milam D. Laser-induced damage at 1064 nm, 125 psec [J]. *Appl. Opt.*, 1977, **16**(5): 1204 - 1213.
- [13] Rainer F, Deaton T F. Laser damage thresholds at short wavelengths[J]. *Appl. Opt.*, 1982, **21**(10): 1722 - 1724.
- [14] Joschick H O, Garcia M E, Benncmann K H. Theory for the ultrafast ablation of graphite films [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **87**(1): 015003 - 1.
- [15] Yuan L, Zhao Y A, He H B, *et al.* Femtosecond laser induced damage of optical coatings[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2007, **5**(Supplement): 257 - 259.
- [16] Schaffer C B, Brodeur A, Mazur E. Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses [J]. *Meas. Sci. Technol.*, 2001, **12**:1784 - 1794.
- [17] Linde D, Schuler H. Breakdown threshold and plasma formation in femtosecond laser-solid interaction [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1996, **13**(1): 216 - 222.
- [18] Stuart B C, Fett M D, Herman S, *et al.* Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics [J]. *Phys. Rev. B*, 1996, **53**(4):1749 - 1761.
- [19] Mero M, Liu J, Rudolph W, *et al.* Scaling laws of femtosecond laser pulse induced breakdown in oxide films [J]. *Phys. Rev. B*, 2005, **71**(11):115109.
- [20] Lenzner M, Kruger J, Sartania S, *et al.* Femtosecond optical breakdown in dielectrics [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **80**(18): 4076 - 4079.

(上接第 305 页)

- sponse of silicon in the near-infrared region [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, **91**(7): 071113 - 1 - 3.
- [2] Barry I P, Bollond P C, Dudley J M, *et al.* Autocorrelation of ultrashort pulses at 1.5 μm based on nonlinear response of silicon photodiodes [J]. *Electronics Letters*, 1996, **32**(20):1922 - 1923.
- [3] Tsang H K, Wong C S, Liang T K, *et al.* Optical dispersion, two-photon absorption and self-phase modulation in silicon waveguides at 1.5 μm wavelength [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**(3): 416 - 418.
- [4] Liang T K, Tsang H K, Day I E, *et al.* Silicon waveguide two-photon absorption detector at 1.5 μm wavelength for autocorrelation measurements [J]. *Appl. Phys. Lett.* 2002, **81**(7): 1323 - 1325.
- [5] Kikuchi K. Highly sensitive interferometric autocorrelator using Si avalanche photodiode as two-photon absorber [J]. *Electron. Lett.*, 1998, **34**(1): 123 - 125.
- [6] Maker P D, Terhune R W. Study of optical effects due to an induced polarization third order in the electric field strength [J]. *Phys. Rev.* 1965, **137**(3A):A801 - A818.
- [7] Wynne J J. Optical third-order mixing in GaAs, Ge, Si, and InAs [J]. *Phys. Rev.* 1969, **178**(3):1295 - 1303.
- [8] Moss D J, Driel H M van, Sipe J F. Third harmonic generation as a structural diagnostic of ion-implanted amorphous and crystalline silicon [J]. *Appl. Phys. Lett.* 1986, **48**(17):1150 - 1152.
- [9] Bulheier R, Lüpke G, Marowsky G, *et al.* Anisotropic interference of degenerate four-wave mixing in crystalline silicon [J]. *Phys. Rev. B* 1994, **50**(4): 2425 - 2431.
- [10] Dinu M, Quochi F, Garcia H. Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, **82**(18): 2954 - 2956.
- [11] ZHANG Yu-Hong, CHEN Zhan-Guo, JIA Gang, *et al.* Research on electro-induced birefringence in crystal silicon [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (张玉红, 陈占国, 贾刚, 等. 单晶硅材料电致双折射的研究. 红外与毫米波学报), 2008, **27**(3): 165 - 168.
- [12] SHI Shun-Xiang, CHEN Guo-Fu, ZHAO Wei, *et al.* *Non-linear optics* [M]. Xi'an: Xidian University Press (石顺祥, 陈国夫, 赵卫, 等. 非线性光学. 西安: 西安电子科技大学出版社), 2003.
- [13] Bepko S J. Anisotrop of two-photon absorption in GaAs and CdTe [J]. *Phys. Rev. B*, 1965, **12**(2): 669 - 672.
- [14] Desalvo R, Sheik-Bahae M, Said A A, *et al.* Z-scan measurement of the anisotropy of nonlinear refraction and absorption in crystals [J]. *Optics Letters*, 1993, **18**(3): 194 - 196.