

光学相干控制中光束相位畸变的诊断与优化*

林春梅, 雷 亮, 刘鲁宁, 陈文霞, 林位株

(中山大学光电材料与技术国家重点实验室//物理学系, 广东 广州 510275)

摘 要: 阐述了超短激光束相位对相干控制光电流注入的控制作用, 发展了一种诊断光束波阵面相位畸变的方案。通过控制基频光、倍频光在全光孔径干涉光场内的等相位面保持一致的实验处理方法, 制作了一套相位差稳定自动控制系统, 并应用于光学相干控制光电流实验中, 获得较好的实时控制效果。模块化封装后的相位差稳定自动控制系统能使相干控制实验中控制激光脉冲的相位差在全光口径内保持一致。

关键词: 相干控制光电流; 相位畸变; 二次倍频; 数字干涉技术

中图分类号: TN242; TN248.1 **文献标识码:** A **文章编号:** 0529-6579 (2005) 04-0132-03

近年来, 利用超短激光脉冲的相干效应来控制电子、原子以及分子中的物理、化学过程的研究已引起了人们越来越多的关注^[1,2]。通过不同跃迁路径的干涉来控制系统某些量子态的相长或相消, 从而得到常规方法所无法实现的量子状态, 这一技术常被人们称为“相干控制”。在相干控制的实验研究中, 由于周围环境的扰动使得相位相关的超短脉冲光束之间的相位差难以在全光口径内保持一致, 因而影响相干控制的效果。本文介绍了在半导体相干控制光电流的实验中, 利用数字干涉测量技术和二次倍频的方法相结合, 可在空间上实现对基频光和倍频光相位差的数字求解并得出相位差畸变类型的诊断。根据诊断结果, 实现动态补偿和校正两波面相位差。

1 光学相干控制技术与相位诊断

半导体量子阱中光电流的产生是源于其频率分别为 ω 和 2ω 的飞秒光脉冲的单光子和双光子同步吸收在导带中产生的光电子之间的干涉^[3,4]。电流产生速率 j 与两束光的电场 E^ω , $E^{2\omega}$ 的关系满足关系式^[5]:

$$j \propto |E(\omega)|^2 |E(2\omega)| \sin(2\varphi_\omega - \varphi_{2\omega}) \quad (1)$$

其中 $2\varphi_\omega$ 和 $\varphi_{2\omega}$ 分别是两束光脉冲的位相。定义 $\Delta\varphi = 2\varphi_\omega - \varphi_{2\omega}$, 则方程 (1) 表示可以直接用位相差 $\Delta\varphi$ 来控制注入电流的方向和大小。因此保证两光束相位差的稳定和波阵面质量很重要。由于实验测量中倍频光是由基频光通过倍频晶体产生, 而倍频光和基频光的位相差为 $\pi/2$, 它们的偏振方向相互垂直, 所以为了应用此两种频率的光于干涉控制

实验, 需要在其中一光束中加 $\lambda/2$ 波片使它们的偏振方向相互平行, 同时可用光学延迟调制其位相差。但这两束光经过不同光学元件之后, 相位差和波阵面都会发生变形, 一般需要在实验装置中加装监控波阵面质量的仪器, 同时必须使用高平整度的光学元件 (表面平整度优于 $\lambda/5$)。上述两种频率的光束相位差不能用通常的线性干涉仪检测, 需要采用非线性二次倍频技术进行检测。参见图 1^[6], 第一块 KDP 晶体用于产生倍频光, 然后让 ω 和 2ω 两束光在第二块 KDP 晶体中混合, 光束第二次进入倍频晶体时, ω 转化为 2ω 光的总效率取决于 $\Delta\varphi$ 的值。因此, 在 2ω 光束的远场, 空间上相对位相的不一致就变得很明显。但此方法只能得知相对相位是否在光束全口径内一致, 而无法知道光束全口径某个点的位相差, 因而无法对畸变的波阵面进行纠正。下面我们将两次倍频和数字干涉测量技术相结合, 发展出一种可以诊断出光束全口径的位相差, 即位相畸变细节情况的方法。

2 位相畸变诊断原理与装置

激光光束相位畸变诊断装置如图 1 所示, KLM 钛宝石飞秒激光器发出的 ω 基频光束, 经过倍频晶体 KDP1 后产生倍频光, 经分束镜 BS1 将基频光和倍频光分开, 作为等臂干涉仪的两光路, 基频光通过可光学延迟线 PZT, 然后两光束汇聚在一起再通过倍频晶体 KDP2, ω 光束再发生一次倍频, 经分束镜 BS2 将基频光和倍频光分开, 前后两次产生的倍频光产生干涉, 用 CCD 探测从 BS2 输出的倍频光的干涉光强, 再输往计算机处理和控制。而

* 收稿日期: 2004-09-01

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (60178020, 10274107); 广东省自然科学基金资助项目 (011201)

作者简介: 林春梅 (1981 年生), 女, 硕士研究生; 通讯联系人: 林位株; E-mail: stslwz@zsu.edu.cn

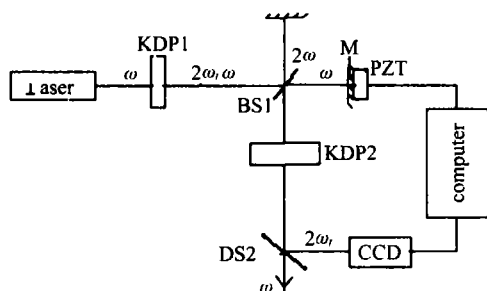


图1 基频光与倍频光的干涉装置图

Fig.1 Schematic of interference between the fundamental and the second harmonic

基频光反射镜是一个由压电陶瓷控制的具有 X 、 Y 正交方向两个自由度的可动摇镜, 可对畸变波面进行纠正。

在获得干涉条纹后, 仪器采用移相干涉技术复原等相面^[7]。延迟线 PZT 在 z 方向上以 $l_i = \frac{\lambda}{2n}i$ ($i = 1, 2, \dots, n$) 的方式移动, 则基频光场受调制, 两光束通过第二块倍频晶体 KDP2 后输出处倍频光总干涉光强为^[8,9]

$$I_{\text{total}}(x, y, l_i) = I_{2\omega}^{(1)} + 2(I_{2\omega}^{(1)} I_{2\omega}^{(2)})^{1/2} \cdot \cos\left[\varphi(x, y) - \frac{4\pi}{\lambda_{\omega}} n_{\text{air}}(\omega) l_i\right] \quad (2)$$

其中, $I_{2\omega}^{(1)}$ 为第一次倍频后产生的倍频光, $I_{2\omega}^{(2)}$ 为第二次倍频产生的倍频光。 n 取得越大, 干涉测量的灵敏度越大, 因而可根据实验的灵敏度要求及 PZT 延迟线可移动的最小距离来选择 n 的大小。

由此可见, 干涉场中任意一点的光强都是 l_i 的正弦函数。当延迟线移动 $\lambda/2$, 干涉场上每一点亮暗变化一个周期。故 l_i 变化时, 空间任一点的强度将交替经历极大值和极小值, 这种亮度起伏变化即反映为干涉场条纹的移动。从而使干涉光场具有时间周期函数的性质, 因而可对其作 Fourier 变换。分别控制两次倍频的效率, 使 $I_{2\omega}^{(1)} = I_{2\omega}^{(2)} = I_{\omega}^{(2)}$, 可得

$$\frac{I_{2\omega}(x, y, l_i)}{2I_{\omega}^{(2)}} = 1 + a_1 \cos\left[\frac{4\pi}{\lambda_{\omega}} n_{\text{air}}(\omega) l_i\right] + b_1 \sin\left[\frac{4\pi}{\lambda_{\omega}} n_{\text{air}}(\omega) l_i\right] \quad (3)$$

式中: $a_1 = \cos\varphi(x, y)$, $b_1 = \sin\varphi(x, y)$

由三角函数的正交性得 Fourier 级数的各个系数

$$a_1 = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n \frac{I_{2\omega}(x, y, l_i)}{2I_{\omega}^{(2)}} \cdot \cos\left[\frac{4\pi}{\lambda_{\omega}} n_{\text{air}}(\omega) l_i\right]$$

$$b_1 = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n \frac{I_{2\omega}(x, y, l_i)}{2I_{\omega}^{(2)}} \cdot \sin\left[\frac{4\pi}{\lambda_{\omega}} n_{\text{air}}(\omega) l_i\right] \quad (4)$$

从而求得两光束面在相干场面上各点的位相差

$$\varphi(x, y) = \tan^{-1} \frac{b_1}{a_1} = \tan^{-1} \frac{\frac{2}{n} \sum_{i=1}^n \frac{I_{2\omega}(x, y, l_i)}{2I_{\omega}^{(2)}} \cos\left[\frac{4\pi}{\lambda_{\omega}} n_{\text{air}}(\omega) l_i\right]}{\frac{2}{n} \sum_{i=1}^n \frac{I_{2\omega}(x, y, l_i)}{2I_{\omega}^{(2)}} \sin\left[\frac{4\pi}{\lambda_{\omega}} n_{\text{air}}(\omega) l_i\right]} \quad (5)$$

对于理想平面光束, 倍频光的干涉场应为一均匀亮斑, 即 $\varphi(x, y)$ 为一与 x, y 无关的常数。

3 相位畸变纠正方法

由上面诊断得相位畸变的形状, 便可对其进行纠正。而纠正的目标就是使 $\varphi(x, y)$ 一常数, 即使干涉光场为一均匀亮斑。最常见的畸变情况是飞秒脉冲经过光学元件时, 由于平面反射镜的平面度和平行度不良而导致相位面倾斜。即 $\varphi(x, y)$ 为一斜面。那么只要调整基频光反射镜的倾角便可实现纠正。本实验室所用的纠正系统的关键部分是一个具有相互垂直的两个自由度 (X 和 Y 方向)、并且由压电陶瓷控制伸缩量 ΔZ_x , ΔZ_y 的球切面摇镜。摇镜中心点的移动轨迹是以摇镜杆长 r 为半径的球面 S , 因而 ΔZ_x , ΔZ_y 决定了基频光反射镜的倾角。可通过改变摇镜 X 轴和 Y 轴的压电陶瓷的伸缩量 ΔZ_x , ΔZ_y 来控制基频光波前平面空间倾斜度, 结合干涉条纹所提供的信息使得基、倍频光束波前面保持平行状态。

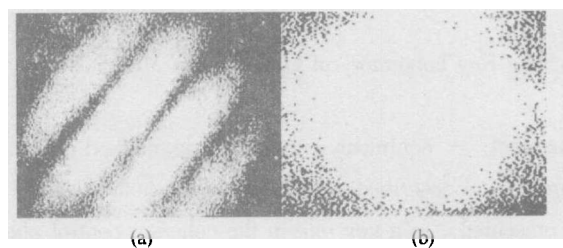


图2 位相控制前倍频光强干涉图 (a)
与位相控制后倍频光强干涉图 (b)

Fig.2 The interference figure of the second harmonic beam before phase controlling (a) and after phase controlling (b)

图2 (a) 是由倾斜位相面产生的倍频光强干涉图, 由此干涉图像计算得调制量 ΔZ_x , ΔZ_y 后调节摇镜得到如图2 (b) 所示的“平行”状态。干涉图像从图2 (a) 到图2 (b) 转变的实验结果表明, 本系统可实时地自动纠正基频光与倍频光光束波前面的位相差, 实现两位相面在全光孔径内保持一致。而对其它情况的畸变, 如球面弯曲等, 亦可建立相应的数学模型, 最终转化成摇镜的控制量

ΔZ_x , ΔZ_y , 这种情况较为复杂, 这将在我们下一步的工作中介绍。

4 结 论

本文详细讨论了一种诊断光学相干控制中基频光及其倍频光相对位相畸变的方案。由第一个倍频晶体产生的非线性光学信号与经过第二次倍频产生的信号产生一个干涉场, 结合数字干涉技术诊断出基频光和其倍频光相干涉的位相差空间畸变情况。同时还提出了一种相位差稳定自动控制系统的设计方案。此稳定系统不但适用于光束为理想平面波, 且能应用到光束波阵面存在复杂的位相畸变的情况, 这在位相控制方面有着广阔的应用前景和重要意义。

参考文献:

- [1] STEVENS M J, SMIRL A L, BHATR D R, et al. Coherent control of an optically injected ballistic spin-polarized current in bulk GaAs [J]. J Appl Phys, 2002, 91(7): 4382 - 4386.
- [2] DUPONT E, CORKUM P B, LIU H C. Phase-controlled currents in semiconductors [J]. Phys Rev Lett, 1995, 74(18): 3596 - 3599.
- [3] RABITZ H, VIVIE-RIEDLE, MOTZKUS M, et al. Whether the future of controlling Quantum Phenomena [J]. Science, 2000, 288(5): 824 - 828.
- [4] SHOU Q, ZHANG H C, LIU L N, et al. The density matrix picture of laser coherent control current [J]. Science in China, 2004, 47(2): 231 - 243.
- [5] HACHE A, SIPE J E, DRIEL H M, et al. Quantum interference control of electrical currents in GaAs [J]. IEEE J Quantum Electronics, 1998, 34(7): 1144 - 1154.
- [6] CHUDINOV A N, KAPITZKY Y E, SHULGINOV A A, et al. Interferometric phase measurements of average field cube $E_w^2 E_{2w}^*$ [J]. Opt Quantum Electron, 1991, 23(2): 1055 - 1060.
- [7] CHEN I, SONG D, ZHU R, et al. Large pertinance high accuracy phase shifting digital flat interferometer [J]. Opt Eng, 1996, 35(7): 1936 - 1942.
- [8] FRASER J M, DIERL H M. Quantum interference control of free - carrier density in GaAs [J]. Phys Rev B, 2003, 68(8): 1 - 14.
- [9] HILLERY M. Fermi's golden rule and exponential decay in two-level systems [J]. Phys Rev A, 1981, 24(5): 933 - 949.

Diagnosis and Optimization of Phase Aberrance in Optical Coherent Control

LIN Chun-mei, LEI Liang, LIU Lu-ning, CHEN Wen-xia, LIN Wei-zhu

(State Key Laboratory of Optoelectron Materials and Technologies, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China)

Abstract: A nonlinear interferometric method for diagnosis of phase aberrance of a laser radiation and its second harmonic is described. A scheme of the auto - control system to stabilize the phases of two relative ultrashort laser pulses is presented, as a key role in the coherent control photocurrent experiments. The experiment result is given to prove the validity of the system, which is fitted either in coherent control or phase aberrance adjusting surrounding.

Key words: coherent control photocurrent; phase aberrance; second harmonic generation; digital interference technology