

染料锁模激光器用于精密光学 测量技术的研究

王清月
(天津大学精密仪器系)

提 要

具有 10^{-13} sec 脉冲宽度的染料锁模激光器与具有同样时间分辨率的光学二次相关测量技术相结合, 开辟了精密光学测量的新技术。

一、引 言

染料锁模激光器输出的脉冲宽度已达 10^{-14} sec^[1]。它是目前在实验室利用人工手段所能达到的最窄时域信号, 其所对应的空域分辨率为几个微米。它与目前利用电信号作为脉冲源和利用激光作为脉冲源的雷达相比, 其空间分辨率提高了 10^8 倍。因此, 染料锁模激光器作为一个探测脉冲源, 将在精密光学测量中开辟一个崭新的应用范围。特别值得提出的是, 连续锁模染料激光器的脉冲重复率可高达几百兆赫乃至上千兆赫, 这就使得有可能在任何有机活组织移动之前, 将其三维图像记录下来, 为生物学的精密和实时研究提供一个新的研究工具。作为走向这个新技术的第一步, 我们已经在实验上证实了在一维情况下的亚微微秒测量门技术及其在精密光学测量中的应用^[2]。

二、实验原理及其装置的描述

由染料锁模激光器发出的具有 10^{-13} sec 宽度的锁模脉冲序列, 远远超出了任何电子装置的反应时间, 因此采用纯光学的非线性二次相关测量技术, 其原理如图 1 所示。由棱镜反射回的参考脉冲和由被测样品后向散射(或反射)的信号脉冲, 按 I 类非共线匹配角入射 KDP 晶体, 所产生的二次谐波信号正比于参考脉冲和信号脉冲光强的乘积

$$I_{2\omega} \propto I_{\#}(t-\tau) I_{\text{信}}(t)。 \quad (1)$$

考虑到光电倍增管的响应时间, 实际上记录的信号是在锁相放大器积分时间 T 内的平均值

$$\int_0^T I_{2\omega} dt \propto \int_0^T I_{\#}(t-\tau) I_{\text{信}}(t) dt。 \quad (2)$$

如果由被测样品后向散射的信号持续时间远比锁模脉冲宽度(即参考脉冲宽度)大许多, 则(2)式可简化为

$$\int_0^T I_{2\omega} dt \propto I_{\text{信}}(\tau)。 \quad (3)$$

只有在后向散射信号不为零时,才能探测到二次谐波信号,这相当于电子线路的“与”门。二次谐波信号的最大值对应的反射棱镜的位置给出了后向散射(或反射)目标的空间坐标。反射棱镜的连续移动,则扫描出后向散射信号的波形。需要提出的是, I 类共线匹配在本实验中一般是不适用的,因为后向散射信号(往往比参考信号小 2~4 个量级)被 I 类共线匹配的背景信号^[3]起伏所淹没。在上述 I 类非共线匹配的装置中,正比于参考光束和信号光束乘积的二次谐波信号沿交叉角的平分线传播,属于无背景信号相关测量法^[4]。

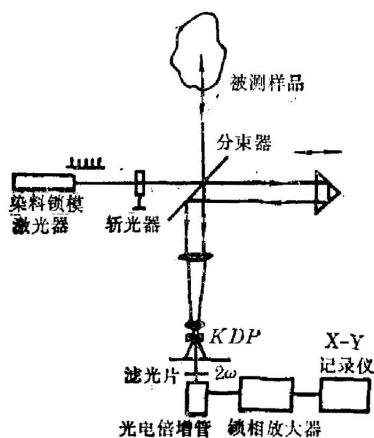


图 1

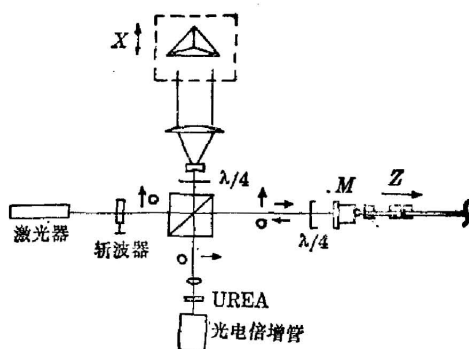


图 2

一种很好的限制背景噪声的方法是利用 II 类共线匹配方式的二次谐波测量法。它要求参考光束和信号光束的偏振是正交的。不幸的是,以前还没有足够好质量的晶体在 6000 \AA 附近实现这种 II 类共线匹配。最近,我们从美国量子技术公司得到一种较 KDP 具有更高非线性系数(II 类匹配)的新晶体 UREA,利用该晶体可以使得参考光束和信号光束为共轴传播(见图 2),其实调整比用 KDP 容易得多。激光束的偏振方向与纸面成 45° 角,偏振分束器将其等量地分为参考光束(偏振方向垂直纸面)和探测光束(偏振方向与纸面相同)。由于在参考光束和探测光束中分别插入 $\lambda/4$ 波片,使得参考光束经棱镜反射进入偏振分束器之前,其偏振面旋转 90° ,因此几乎无损耗地全部透过偏振分束器。同样,信号光束达到偏振分束器时,其偏振面也旋转了 90° ,几乎全部由偏振分束器反射进入探测器。这样不但充分地利用了激光能量,提高了探测灵敏度,同时也最大限度地减少了反馈回激光系统的能量,这是保证锁模激光器能够稳定运转的重要条件。被研究的对象为两段光导纤维及其接头。显微物镜 M 是用来将光束耦合进光导纤维中。8 倍的显微物镜将基波聚焦于 UREA 晶体,我们得到了比图 1 用 KDP 大 20 倍的二次谐波信号,时间分辨率为 0.2 ps ,如果使用更短焦距的显微物镜或将激光波长向长波方向移动,时间分辨率还会得到进一步的改善。

三、光学精密测量门技术用于染料锁模动力学的研究

在三镜腔所组成的染料激光器中,将饱和吸收染料(DODCI 和 Malachite Green)与增益介质(若丹明 6G)按一定比例混合,可得到 0.12 ps 脉宽的稳定锁模运转^[5]。理论分析表明^[6],这种锁模激光器输出的不是由单一脉冲组成的脉冲序列,而是由主脉冲和寄生脉冲组

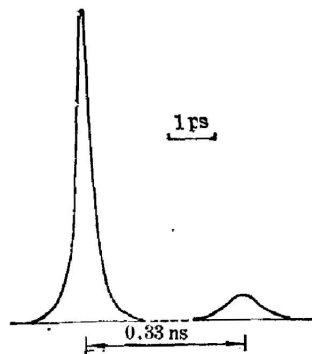


图 3

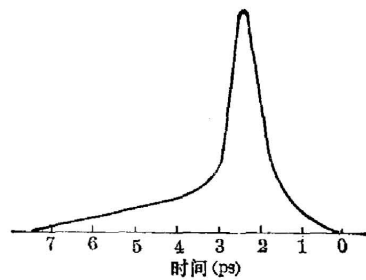


图 4

成的双脉冲序列。为了实验验证并对其过程进行动力学分析,我们将图 2 的光导纤维用平面反射镜代替,并使参考光束在很大范围内扫描,在实验上第一次测量出寄生锁模脉冲的存在,它的主脉冲后面 0.33 ns 处出现(恰好是染料喷流距全反射镜距离的两倍),如图 3 所示。这正是理论所预言的^[6]。主脉冲与寄生脉冲的幅值比为 $15:1$ (新染料溶液)到 $25:1$ (染料用过七天之后)。寄生脉冲宽度为主脉冲宽度的 3 倍。因此,在主脉冲对寄生脉冲扫描的互相关测量中,所得相关测量曲线可近似认为是寄生脉冲的波形,如图 4 所示。值得提出的是,这是第一次明确地对亚微微秒脉冲波形的测量。事实上,由于寄生脉冲仅在主脉冲 0.33 ns 之后产生,所以,在脉冲之间不存在造成非对称性相关曲线的时间啁啾。把该技术应用到测量同步泵浦的染料激光器时,在泵浦脉冲和次级同步泵浦激光之间存在着时间啁啾,这是造成所观察到的相关曲线的非对称性的原因^[7]。图 4 所记录下的非对称脉冲形状至少包含三个时间范围,起初脉冲上升时间很慢,直到峰值强度的 $1/3$,紧接着很快上升,然后缓慢衰减。这和文献[6]的理论计算结果是一致的。

四、光学精密测量门技术应用于对光导纤维的研究

我们曾经将图 2 所示的光学精密测量门技术用于对光导纤维接头的测量。这种具有非常高的空间分辨率的技术使得我们能够精确地确定接头中两个光导纤维端面的距离^[2],其分辨率可达十个微米。这里,我们将给出利用图 2 的装置所得到的更为细致的实验结果。

在某些情况下,当光导纤维的接头稍紧时,其两端面间的间隙并不是总能分辨开的。图 5(a)所示为稍紧的接头处反射回来的光脉冲波形,而图 5(b)是从单独一根光导纤维的端面反射回来的光脉冲波形。

比较图 5(a)和图 5(b),可以看出,接头处的反射具有菲涅尔反射性质。输入脉冲的相关曲线是对称的,其脉冲宽度为 0.25 ps 。从上图中还可看出,从接头处反射回来的脉冲波形的后沿与单独一根光导纤维端面反射回来的脉冲波

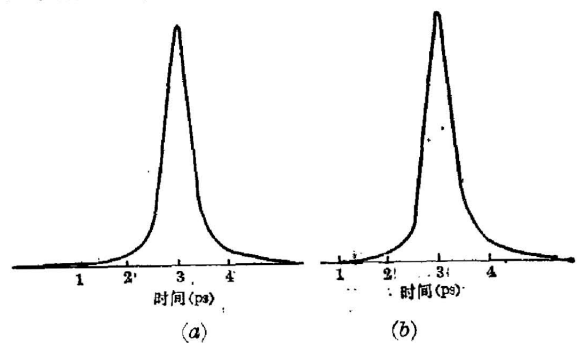


图 5

形的后沿具有完全相同的沿长,这正是由于脉冲通过那段较短光导纤维时的脉冲色散所造成的波形畸变。对于所用的特殊类型的光导纤维(多模,芯径 $63\ \mu\text{m}$,包层折射率 1.449,芯折射率比包层折射率高 1%),该实验测得的色散为 $2.5\ \text{ps/m}$ 。由于在这种多模光导纤维中的模色散很大,接头处造成的某些畸变经常被掩盖掉,所以必须用较短的光导纤维去探测接头处的较为细致的信息。这个限制在单模光导纤维中是不存在的。

该技术极高的时间分辨率使我们能够得到用其它方法很难得到的关于接头的色散性质。事实上,当光导纤维的接头靠近到一定程度时,其接头处并不造成光传输的能量损失(即没有反射),但是从脉冲传输的观点,它并不是完美无缺的。如果把一个接头插入靠近光导纤维的起始端,原来 $2.5\ \text{ps/m}$ 的脉冲色散(模色散)会完全变成另外一个样子。在该测量中,接头的后面有一根长 $41\ \text{cm}$ 的光导纤维,接头前面的光导纤维长 $9\ \text{cm}$ 。光导纤维的自由端置于具有同样折射率的液体中,并与一平面反射镜紧密对靠。该装置提供了 90% 以上的反射,当着观察 $41\ \text{cm}$ 光导纤维的末端反射回来的光信号时,光脉冲实际上在光导纤维中传播了一米并两次通过接头。此时,该技术是用来研究光导纤维接头处的传输性质而不是反射性质。当接头处为松接触时,所探测到的信号表明其光色散为 $2.5\ \text{ps/m}$,如图 6(a)所示,即接头未引起额外的色散。而当接头为非常紧的接触时(端面之间为紧的光学接触,没有菲涅尔反射损耗),其色散比松接触时大 $0.5\ \text{ps/m}$,如图 6(b)所示。它显然是由于紧接触所引起的附加色散。这对于高比特光通信是不利的。

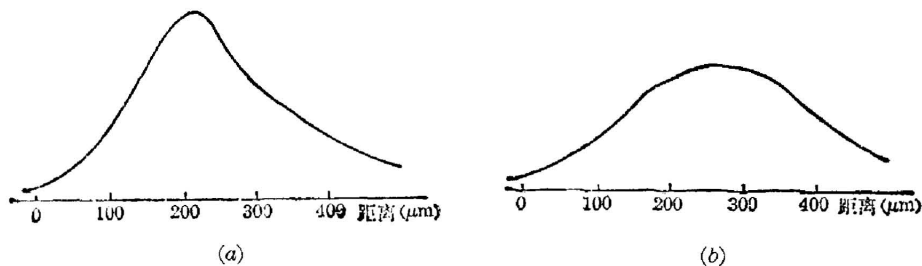


图 6

利用上述光学精密测量技术还可对光学元件或光学仪器的光学界面和内部缺陷进行精密测量,也可对诸如眼球等进行精确的光学诊断。

本文的主要实验数据是在美国南加州大学激光中心完成的。

参 考 文 献

- [1] R. L. Fork, C. V. Shank *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1983, **QE-11**, No. 4 (Apr), 500.
- [2] J. J. Fontaine, J. C. Diels *et al.*; *Opt. Lett.*, 1981, **6**, No. 9 (Sep), 405.
- [3] H. P. Weber, H. G. Danielmeyer; *Phys. Rev(A)*, 1970, **2**, No. 6 (Jun), 2074.
- [4] R. L. Fork, B. I. Greene *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **38**, No. 9 (May), 671.
- [5] J. C. Diels, J. Monders *et al.*; «*Picosecond Phenomena II*, Vol. 14 in Springer Series in Chemical Physics», (Springer-Verlag, Berlin, 1980), 41.
- [6] J. C. Diels, J. J. Fontaine *et al.*; *Appl. Phys.*, 1982, **28B**, No. 2~3 (Jun-Jul), 172.
- [7] E. Bourhoff, A. Dienes *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1979, **34**, No. 7 (Apr), 455.

Mode-locked dye laser for study of accurate optical measurement technique

WANG QINGYUE

(Department of Precision Instrument and Engineering, Tianjin University)

J. C. DIELS

(Center for Applied Quantum Electronics Department of Physics, North Texas State University)

J. J. FONTAINE

(Groupe de Recherche et d'Essais en Photonique Appliquée, LSOCs Université Louis Pasteur)

(Received 2 July 1984; revised 31 August 1984)

Abstract

Mode-locked dye laser with a pulse duration of 10^{-13} s combining with nonlinear correlation technique which has the same time resolution proves to be a new technique for accurate optical measurement.