

4 结束语

任何现象的发生均有其内在的原因,人们只能通过已有的方法和技术手段获取其部分信息,推测其内部结构的本质.但自然现象牵涉到方方面面的知识,需要各学科知识的综合考虑才能揭示其内在规律.

通过前面对冲击压缩方法原理及应用的分析可以看出,在常规研究物质结构方法的基础上,加入高温高压这一实验条件,无疑使人们对各种条件下物质结构的变化了解得更加全面深入;同时,对人们认识各种高温高压下(如地球及行星内部条件等)物质特性及结构变化也具有现实指导意义.利用冲击压缩方法,除研究液态物质外,还可研究固态及气态物质.目前,该方法已可广泛应用于对各种金属和非金属材料的研究,其研究精度正随测量技术的提高而不

断提高.由此看来,冲击压缩确实不愧为研究物质在高温高压这一极端条件下物质结构变化的有效方法.

致谢 文中应用实例的研究工作是在西南流体物理研究所冲击波物理及爆轰物理重点实验室完成的,得到了胡金彪、王金贵、周显明等同志的大力支持与帮助;结果分析是在四川联合大学 清泉教授与中国工程物理研究院经福谦院士的联合指导下进行的.作者在此一并致以衷心的感谢.

参 考 文 献

- [1] 金孝刚,科技学报(爆轰学会议专集),2(1983),19.
- [2] L. N. Barker, IUTAM Symposium, Paris, (1967).
- [3] J. N. Fritz, *Rev. sci. Instrum.*, **44**(1973), 2.
- [4] 施尚春、陈攀森、黄跃,高压物理学报,5(1991),205.
- [5] 经福谦等,实验物态方程导引,科学出版社,(1986), 80.

光折变晶体在全息干涉实验中的应用*

胡 秀 琴

(山东教育学院数理系,济南 250013)

摘 要 文章介绍了光折变晶体的物理特性,综述了用铌酸锂晶体作为记录介质的各种全息干涉实验.

关键词 光折变晶体,全息干涉测量

全息干涉测量的方法可表述为:选定物体某一状态为参考状态,用全息的方法记录参考全息图,然后使置于原光路中处于任意状态的物体光波与参考全息图的衍射波相干涉,由此形成的干涉条纹将变化的物光波与不变的参考全息图的衍射波相比较,从而得到物体状态的变化信息.这种方法可归结为“包含两束或更多束的光波与它们之中的至少一个重建光波相比较的方法.”全息干涉测量精度高,尤其是可对变化的物理量(如热量、声波的变化,空气流或压力梯度的变化)在不影响物体状态的情况下

进行动态的观察和测量,甚至可以得到定量的结果.因此这种方法在空气动力学、热和质量的传导、应力分析以及等离子体动力学等方面有着许多重要的应用,是现代分析测量技术的一个有力的手段.在全息干涉测量中,采用光折变晶体替代感光胶片或干板作为记录介质,是近年来国际上流行的一个新的研究方向,本文介绍光折变晶体的物理性质和采用 Fe LiNbO_3

* 1995年4月18日收到初稿,1995年6月25日收到修改稿.

晶体作为记录介质的全息干涉实验方面的新进展。

1 光折变晶体

光折变晶体也叫自显影晶体。在光的照射下,这种材料可以使自身的折射率发生变化,因而它可以作为光学信息的存储介质。在光折变晶体中记录全息图的研究开始于1968年,首先是由Chen, LaMacchia和Fraser^[1]进行的。他们发现这种当时称之为“光损伤”的效应可以被用于记录厚的位相全息图。经过此后20多年来许多研究工作者的努力,现在这类晶体已构成一类重要的光学存储材料,它在大信息容量的光学存储器(体全息存储器)、实时信息处理、全息干涉测量、相干光放大、集成光学以及自适应光学系统中有着各种各样潜在的应用。

近年来,人们采用光折变晶体作为全息干涉测量的记录介质,所做实验取得很好的效果。在本文介绍的实验中,采用的是掺铁铌酸锂晶体(Fe:LiNbO_3),在这种晶体中全息图的基本形成过程如下:在晶体两束激光相交之处所形成的干涉亮条纹中的电子从陷阱状态被激发,从亮条纹中迁移出去,电子在暗条纹中被重新“陷阱”,这些存在于空间的变化电荷形成空间电荷场,通过电光效应使晶体的折射率发生变化,这种折射率的空间变化使得这类材料具有存储光学信息的能力。与普通感光材料(干板或胶片)相比,采用光折变材料作为全息干涉测量的记录介质具有以下优点:

(1)通过电荷移动和电光效应形成全息图,这种全息图不需要任何的化学显影过程,因此可进行实时的观察和记录。

(2)在光折变晶体中记录全息图很方便,而且擦除也很容易,因此作为记录介质的晶体可多次使用而不“疲劳”。全息图在晶体中的寿命可以在一个很大的范围内选择,它可以是几十年或几个月,也可以是几秒或微秒以下,即选用不同的光折变晶体,或给光折变晶体以不同的掺杂浓度,都可以改变全息图的寿命,而且需要

时,全息图也可以用热的、光的和电的方法在一些光折变晶体中定影。

(3)通过角度和波长的多路选择输出,它所固有的大的信息存储量(理论值为 10^{12} bits/ cm^3)可得到充分的利用。

(4)利用短脉冲激光,可以对高速物理现象的瞬时状态进行记录。

(5)可以具有足够的敏感性和很好的分辨率,并且由于它主要是对激光敏感,所以实验可以适应外界各种光照的环境。

2 全息干涉实验

2.1 双曝光全息干涉

采用光折变晶体作为记录介质的双曝光全息干涉实验,首先是在一个稳定条件下在晶体中记录处于任意状态的物体的全息图。物体的第二个全息图是在物体的另一状态下,以同一参考光束记录在第一次已曝过光的晶体上。挡住物光束,让原参考光束照射在经两次曝光后的全息图上,将得到重建光波。两个同时重建的物光波在晶体后产生干涉,这些干涉条纹携带着物体状态变化的信息,它可以通过屏幕或用照像机拍摄下来,以供观察和分析。

双曝光全息干涉实验技术是1987年由美国阿灵顿大学电子工程系教授Magnusson首先报道的^[2]。在最初的实验中,他们采用掺铁铌酸锂晶体,选用小功率激光器,因此曝光时间较长(1s)。此后他们对实验进行了改进,采用大功率氩离子激光器作光源($\lambda = 514.5\text{nm}$),曝光时间缩短为10—100ms。所用的铌酸锂晶体是y切割的,掺铁0.05mol%的晶体的厚度是2mm,未掺铁晶体的厚度是1mm。晶体尺寸很大($10 \times 10\text{mm}^2$),而参考光和物光光斑面积分别取为 4mm^2 和 3mm^2 ,这样可以确保物光波信息不会有丢失,并且当使用角度多路选择输出技术时,晶体可以具有大的存储能力。

双曝光干涉对气动场的研究^[3]是由一个称为风洞的装置实现的。风洞由来自高压氮气管的氮气驱动,它上面有玻璃板制成的窗口,允许

物体光波通过. 这个装置还有高度、颈部倾角和扩散口径三个量可以调节, 用来改变气动场中气体的流速、压力、方向等实验条件. 将用来研究气动场的一定形状的物体放入风洞内的窗口区间, 便可进行双曝光实验.

图 1 为采用连续激光器的双曝光全息干涉图. 实验所用的物体是类似斧头形状的. 干涉图形反映了由这一物体产生的气动流量场分布情况. 从图 1 可以看出, 冲击波通过两端产生振动并从风洞壁返回的情形.

图 1 采用连续激光器的双曝光全息干涉图^[3]

双曝光干涉实验还可采用高能量脉冲激光器作光源, 在光折变晶体中记录全息图. 图 2 所示的干涉图形就是用这种光源拍摄的. 这个实验所用物体与图 1 所述实验相同, 所用光源为 Q 开关、双频 Nb:YAG 激光器, 它的脉冲宽度是 5ns, 基本波长为 $\lambda = 1064\text{nm}$. 用脉冲激光器进行双曝光全息图记录与用连续激光器时步骤大体相同, 所不同的是所记录的每个脉冲时间仅为 5ns. 记录方式有两种: 一般记录时, 单一波长的光由倍频光束 (绿光 $\lambda = 532\text{nm}$) 单独完成; 用红外增强记录时, 除了物光和参考光两束绿光外, 再加入一束红外光束. 全息图再现时, 挡住物光而由参考光束完成. 从图 2 可以清楚地看到气体在物体周围的扰动情况. 这是由于曝光时间很短, 因此可以观察到气流分子运动的瞬时情况, 而对于需要曝光时间为 10—100ms 的连续激光器, 观察到的只能是分子在这段曝光时间内运动状态的平均效应.

图 2 采用脉冲激光器的双曝光全息干涉图^[3]

2.2 全息相减干涉

1965 年, Gabor 等人首先提出, 光学图像相减可以用全息记录的方法, 通过在两次曝光的参考光束之间引入一定的位相移动来实现, 并且成功地用照像胶片记录了全息图. 10 年以后, Huignard 等人采用光折变晶体作为记录介质, 改进了这种图像的相干相减技术^[4]. 这种实验的过程是: 首先在光折变晶体中记录一个给定物体的傅里叶变换全息图, 然后通过位相调制器使参考光产生一定的位相移动, 再在第一次已曝过光的晶片上记录物体在另一状态下的傅里叶变换全息图. 第二次曝光过程的结果是由晶体折射率变化产生的一个光栅与第一次记录的全息图所形成的光栅互补, 于是两次曝光过程使景物的相同部分被删除, 这相当于二进制数中异或 (按位加) 的逻辑操作. 在重建光波时, 只有那些在两次曝光中物体状态的不同部分被重现, 因此这种相减干涉可以给出物体变化的信息.

应用全息相减干涉原理进行的实验, 其实验光路与双曝光全息干涉相同, 所不同的是在参考光路中放置一个电光位相调制器. 图 3 给出这种实验的结果. 实验所用物体是一个短的线圈, 对物体进行两次曝光, 第一次曝光时物体处于未加热状态, 第二次曝光时, 物体已由 20V 电压加热. 由波前重建得到空气热传导的图形如图 3 (a) 所示. 当通过位相调制器在两次曝光

之间引入 π 的位相移动后,通过加热背景和物体上没有变化的部分均被删除,只有物体状态的变化信息被重建.引入 $\pi/2$ 的位相移动后,重建波的空气热传导图形如图 3(b)所示.

可以用快速显影胶片进行拍摄.

在实时干涉测量中,选用光折变材料——掺铁铌酸锂晶体作为全息图的记录介质.掺铁铌酸锂晶体具有可以延长全息图存储时间的优点,而且延长时间的长短可以由掺铁量的多少



图 4 电阻片受到来自左面空气干扰时的空气热流图
(中心电阻片的温度是 158 °C [5])

图 3 用 Fe:LiNbO₃ 晶体作为记录介质的全息相减干涉

(实验物体是一个短的加热线圈)

(a) 两次曝光之间没有 π 的位相移动;

(b) 两次曝光之间有 $\pi/2$ 的位相移动

图 5 电阻片周围空气热流图

(自然对流,电阻片的温度自左至右

为 141 °C, 174 °C 和 165 °C [5])

3 实时干涉测量

实时干涉测量是利用物体在一个给定参考状态下的全息图而实现的^[5].当这一参考状态被原有的参考光连续地再现的同时,又与物光照射下的物体状态重叠,所形成的干涉条纹携带着物体状态的变化信息,它可以由摄像镜头、监视器和录相机组成的观察系统记录下来,也

来控制.在小功率激光束的照射下,晶体内的全息图不会很快地被擦除,这就实现了仅需记录一个参考全息图就可以用来和很长的一系列变化的物体光波相比较.有关的实验已成功证明^[5],只要选取适当的实验参数(如晶体内掺铁量的多少,参考全息图的衍射率,两束光之间的光强比,以及绝对能量的大小等),呈现物体变化的干涉条纹就可以被清楚地、实时地观察到.

图 4 和图 5 是对空气中电阻片产生的空气热流场进行连续监控时拍摄下来的.图中的物体是 3 个工作于低电压(最高 4V_{DC})的电阻片,

实验时将它们放在盒子里以控制电阻片周围的环境. 每个电阻片的表面温度可以由温差电偶来测量. 实验所用光源为氩离子激光器, 它的工作波长为 514nm, 输出功率为 2W. 参考全息图是在电阻片未加电压时记录的 (这个状态可以任意确定), 对于掺铁 0.005mol % 的晶体, 参考全息图的记录时间是 55s. 当进行实时干涉测量时, 为避免在这一过程中将新的全息图记录在晶体里, 需将激光器的输出功率由 2W 减小到 40mW. 对于低掺杂 (掺铁 0.005mol %) 的晶体, 观察实时干涉的时间可以长达 10min. 在这段时间内参考全息图没有发生任何可以察觉到的改变. 图 4 给出电阻片受到来自左面空气干扰的情况下的空气热流图. 图 5 给出当 3 个电阻片都施加电压, 其各自的温度自左至右分别为 141, 174 和 165 时电阻片附近的空气热流图.

4 结论

本文通过介绍光折变材料——铌酸锂晶体作为记录介质的双曝光全息干涉、全息相减干涉以及实时全息干涉等实验技术, 说明这种材料是一种可以替代全息干板 (或胶片), 可以在全息干涉测量中广泛使用的好材料. 在诸如气动、声波和热传导的研究方面, 特别是在傅里叶变换全息干涉实验的研究方面具有很好的应用前景.

参 考 文 献

- [1] F. S. Chen, J. T. LaMacchia and D. B. Fraser, *Appl. Phys. Lett.*, **13**(1968), 223.
- [2] R. Magnusson et al., *Appl. Phys. Lett.*, **51**(1987), 81.
- [3] A. Hafiz et al., *Appl. Opt.*, **28**(1989), 1521.
- [4] J. P. Huignard, J. P. Herriau and F. Micheron, *Appl. Phys. Lett.*, **26**(1975), 256.
- [5] X. Wang, R. Magnusson and A. Haji-Sheikh, *Appl. Opt.*, **32**(1993), 1983.
-
- (上接 613 页)
- [6] T. U. Mantei and S. Dhole, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **9**(1991), 26.
- [7] N. Fujikara et al., *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **30**(1991), 3142.
- [8] S. Samukara et al., *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **30**(1992), 4348.
- [9] G. F. Wiltshire et al., *J. Vac. Sci. Technol. A*, **9**(1991), 2356.
- [10] S. Samukara, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**(1994), 3300.
- [11] N. Hiotsu et al., *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **33**(1994), 2712.
- [12] J. E. Steven et al., *J. Vac. Sci. Technol. A*, **9**(1991), 696.
- [13] S. Samukara et al., *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **29**(1990), 792.
- [14] H. B. Park et al., Proceedings of the 2nd Asia-Pacific Conference of Plasma Science and Technology, September, 25—27, 1994, Daejeon, Korea, p. 183.
- [15] H. Nishimura, M. Kiuchi and S. Matsuo, *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **32**(1993), 322.
- [16] N. Sato et al., *Appl. Phys. Lett.*, **62**(1993), 1469.
- [17] I. Tepermeister et al., *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**(1994), 2322.
- [18] M. A. Hussein et al., *J. Appl. Phys.*, **72**(1992), 1720.
- [19] S. Samukara, *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**(1994), 112.
- [20] S. Samukara, *Jpn. J. Appl. Phys. (pt. 1)*, **33**(1994), 2133.
- [21] S.J. Pearton et al., *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**(1994), 1333.
- [22] E. S. Aydil et al., *J. Vac. Sci. Technol. A*, **11**(1993), 2883.
- [23] P. K. Shuffebotham and D.J. Thomson, *J. Vac. Sci. Technol. A*, **8**(1990), 3713.
- [24] D. A. Carl et al., *J. Vac. Sci. Technol. B*, **9**(1991), 339.
- [25] S.J. Pearton et al., *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**(1994), 1333.
- [26] A.J. Perry and K. W. Boswell, *Appl. Phys. Lett.*, **55**(1989), 148.
- [27] J. Hopwood et al., *J. Vac. Sci. Technol. A*, **11**(1992), 152.