

多束超声波的声光效应探究

田堂胜, 姚依森, 史卓, 严一民

(电子科技大学 物理电子学院, 四川 成都 610054)

摘要:单束激光照射由单个超声波源作用下的声光介质产生喇格衍射现象。现考虑由多束超声波作用下的声光效应现象, 并着重探究多束超声波作用下波源信号变化对声光效应产生的影响。利用麦克斯韦方程推导出声波产生的应力与介质折射率之间的关系, 然后用 MATLAB 进行应力分布和光路仿真验证。结果表明, 利用这种方法得出的声光介质具有光晶体的性质。

关键词:多波束; 超声波; 激光; 声光效应; 衍射; 折射率; 仿真

中图分类号:O426.3; TN65

文献标识码:A

Investigation on the Acousto-optic Effect of Multiple Ultrasonic Beams

TIAN Tangsheng, YAO Yiseng, SHI Zhuo, YAN Yimin

(College of Physical, University of Electronic Technology of China, Chengdu 610054, China)

Abstract: Single beam laser irradiation by acousto-optic medium under the effect of a single ultrasound source causes the Bragg diffraction phenomenon. Considering of acousto-optic effect under multiple ultrasonic beams, the investigation was focused on the influence to acousto-optic effect with the changing of source signal under multiple ultrasonic beams. The relationship between stress caused by ultrasonic waves and refractivity of medium was derived by Maxwell equations. The stress distribution and the light path simulation were proved by MATLAB. Result showed this acousto-optic medium had the characteristics of optic crystal.

Key words: multiple-beam; ultrasonic waves; laser; photoacoustic effect; diffraction; refractivity; simulation

0 引言

超声波在空气中传播是纵波, 在固体中传播主要也是纵波, 但附带有横波, 固体可同时承受切应力和张应力, 因此声波在固体中传播时会同时存在纵波和横波。由于其中纵波的作用效果远大于横波的作用效果, 所以在这里我们仅研究纵波作用, 其在介质传播过程中由于其自身能量的疏密间隔的周期性分布, 会对介质产生拉伸或压缩的作用, 引起介质内部应力分布的变化, 从而引起介质折射率的变化。

1 介质应变及折射率分布

超声波沿 y 轴正方向传播为纵波 (见图 1)。在超声波作用下声光介质的折射率发生变化, 呈周期性分布^[1]。其原理是在这里采用的声光介质是各向同性材料, 在各向同性材料中光不管以什么方向穿过介质都有相同的行为。

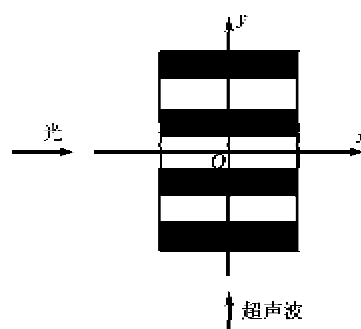


图1 单束超声波入射声光相互作用示意图

电介质中的麦克斯韦方程给出了电位移 D 与电场强度 E 之间的关系:

$$D = \epsilon E + P \quad (1)$$

式中: ϵ 为介电常数; P 为电极化强度 (电偶极矩在介质中形成的矢量场), 物理上电极化强度可认为是介质对光电场的响应。

收稿日期: 2014-03-20

基金项目: 全国高校创新创业基金资助项目

作者简介: 田堂胜 (1992-), 男, 湖北十堰人, 主要从事应用物理科学与技术的研究。严一民 (1960-), 男, 四川荣县人, 高级工程师, 主要从事声学技术的研究。

2 不同种类声光介质中的电极化率^[2]

2.1 各向同性声光介质

在线性各向同性介质中, P 正比于 E , 且方向相同, 则有

$$P = \chi \epsilon_0 E \quad (2)$$

式中 χ 为介质的电极化率; ϵ_0 为真空介电常数。从而 D 与 E 的关系为

$$D = \epsilon_0 E + \chi \epsilon_0 E = \epsilon_0 (1 + \chi) E = \epsilon E \quad (3)$$

其中 ϵ 满足 $\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi)$ 。 $\sqrt{1 + \chi}$ 被称为介质的相对介电常数, 对非磁性介质, 与介质折射率 $n = \sqrt{1 + \chi}$ 。

2.2 各向异性声光介质

在各向异性介质中, P 不再与 E 方向一致。这可被看作是由电场引起的偶极矩具有特定的方向, 这个方向与晶体结构有关, 则

$$P = \epsilon_0 \chi \times E \quad (4)$$

式中 χ 不再是一个数而是一个二阶张量, 为极化率张量。假设为三维张量, 对张量对角化后, D 和 E 的关系可由一个张量给定, 即

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 E + \epsilon_0 \chi \times E = \epsilon_0 (1 + \chi) \quad (5)$$

式中 ϵ 被称作相对介电常数张量或介电张量。因此, 介质的折射率也必为一个张量。考虑一束光波沿 z 主轴传播而电场沿 x 方向的情况, 极化率 χ_{xx} 和介电常数 ϵ_{xx} , 因而 x 方向的主轴折射率为

$$n_{xx} = \sqrt{1 + \chi_{xx}} = \sqrt{\epsilon_{xx}} \quad (6)$$

此外, 在物理学中介质的折射率是一个张量。任意方向的人射光进入非均质体后, 经张量对角化处理, 必然分解为几个(个数与张量维数相关)彼此垂直, 大小不同的折射率。所以, 在声光介质材料中施加力的作用, 可改变材料内部的折射率分布情况。

3 声光介质折射率变化规律

如图1所示的基本声光相互作用, 若采用超声波的角频率 ω_s , 介质中声波长为 λ_s , 波矢为 k_s ; 入射光沿 x 正方向, 光波角频率为 ω , 介质中光波长 λ 。超声波使声光介质发生应变, 引起折射率变化^[3]。

$$\Delta(1/n^2) = ps \quad (7)$$

式中: s 为应变; p 为光弹系数, 其中 s 和 p 为二阶张量, 在同性介质中可作标量^[3]。

$$s = s_0 \sin(\omega_s t - k_s y) \quad (8)$$

$$n(t, y) = n_0 + \Delta n_0 \sin(\omega_s t - k_s y) \quad (9)$$

式中: n_0 为无声时介质折射率; Δn_0 为幅值, 且

$$\Delta n_0 = -(1/2) n^3 p s_0 \quad (10)$$

由式(9)可知, 超声波作用下的声光介质内部折射率分布为正弦加上未加载声波信号时介质固有的折射率。另外, 超声波是一种纵波, 所以在声光介质传播过程中不会形成驻波, 因此在声波作用下这些折射率的分布情况不是静态不变的, 它会随着纵波的传播而周期性变化。但由于光在介质中传播时光传播经过声光介质所需时间远小于超声波周期变化所需时间(声波周期变化时间约为光通过时间的 10^7 倍)。因此, 近似认为在光通过声光介质时间内, 声光介质内部的折射率分布没有发生变化, 即将此过程视为关于超声波作用的静态过程。且声波在传播过程中可能会出现能量损失造成振幅衰减。

在二维^[4]、三维及三维以上的情况下(即超声波的数量大于1), 声光介质中的折射率变化类似于在两个或多个方向上同时作用效果的叠加, 利用 matlab 完成其多维情况下的受力情况及折射率分布情况。

3.1 二维情况下的折射率分布图

其中两束超声波入射方向相互垂直, 且在平行于声光介质界面的同一平面内, 如图2所示。图3、4分别为考虑声波能量衰减和不考虑声波能量衰减情况下介质折射率二维分布图。图中颜色越深表示折射率越大。

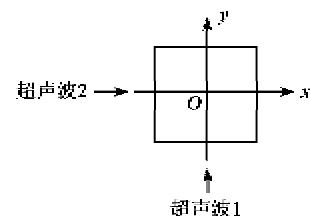


图2 二维超声波入射示意图

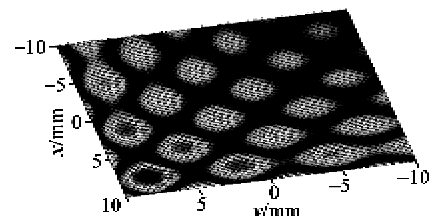


图3 考虑声波衰减折射率分布图

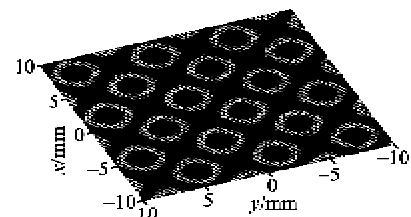


图4 不考虑声波衰减折射率分布图

3.2 三维情况下的折射率分布图

声光介质设置为立方体,三束超声波分别从相邻的三个侧面的中心位置入射,如图5所示。图6、7分别为考虑和不考虑声波能量衰减情况下介质折射率三维分布图。图8为折射率衰减曲线。

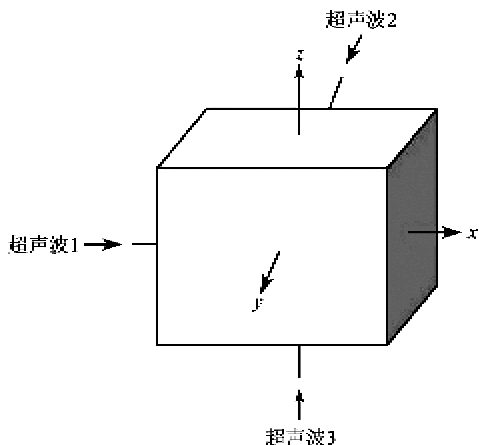


图5 三维超声波入射示意图

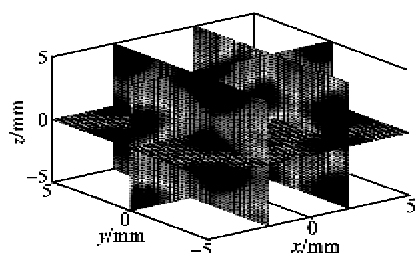


图6 不考虑声波衰减折射率分布图

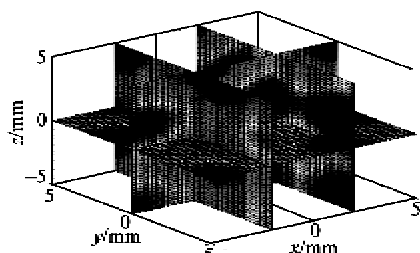


图7 考虑声波衰减折射率分布图

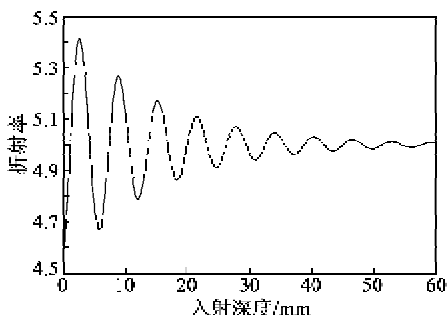


图8 折射率衰减曲线

4 对声光效应的分析

超声波在介质中传播时,将引起介质的弹性应

变作时间上的周期性变化,并导致介质的折射率发生相应的变化。当光束通过这种介质时在某些位置入射的光就会发生衍射现象,这就是声光效应。而超声波作用下的介质就相当于位相光栅或晶格晶体^[5]。

声光效应分为正常声光效应和反常声光效应,其区别是入射光在声光介质中传播过程中,光的偏振状态是否会发生变化。在各向同性介质中,光的偏振状态不会发生改变,发生的是正常声光效应;在各向异性介质中,光的偏振状态发生变化,则产生反常声光效应。

正常声光效应可用拉曼-纳斯的光栅假设做出^[6]解释,反常声光效应不能用光栅假设来说明问题。在非线性光学中可用参量相互作用原理建立声光相互作用的统一理论,且应用动量匹配和失配等概念对正常和反常声光效应都作出解释^[7]。

各向同性介质,所以产生的是正常声光效应^[7]。单束超声波作用时,发生正常声光效应。

光束入射 $k \perp k_s$ 时,前后两点的位相差:

$$\Delta\Phi = k_0 n(y, t) = k_0 n_0 L + k_0 \Delta n_0 L \sin(\omega_s t - k_s y) \quad (11)$$

式中: k_0 为真空波矢; $\Delta\Phi_0$ 为无声时的位相差; $\delta\Phi = k_0 \Delta n_0 L$ 为超声波引起的附加位相差。

入射面光振动 $E_i = Ae^{it}$, 出射光在远处光强叠加分布^[8]:

$$E = Ce^{i\omega t} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{ik_0 \sin \theta (k_s y - \omega t)} e^{-ik_0 y \sin \theta} dy \quad (12)$$

式中: b 为光束直径; θ 为衍射角。其中 A, C 为常数且相关。

贝塞尔函数 $e^{i\omega \sin \theta} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(a) e^{im\omega t} J_m(a)$ 为 m 阶贝塞尔函数。

$$E_0 = CbJ_m(\delta\Phi) \frac{\sin[b(mk_s - k_0 \sin \theta)]/2}{b(mk_s - k_0 \sin \theta)/2} \quad (13)$$

m 级衍射在此点光强 $E_m = E_0 e^{i(\omega - m\omega_s)t}$, m 级衍射极大方向 θ_m 为

$$\sin \theta_m = m \frac{k_s}{k_0} = m \frac{\lambda_0}{\lambda_s} \quad (14)$$

衍射频率

$$\omega_m = \omega - m\omega_s \quad (\omega \gg \omega_s) \quad (15)$$

由于 $\omega \gg \omega_s$, 则仅发生微小偏移, 且 ω_m 变化不大, 仍可认为是单色光。

光强

$$I_m = E_0 E_0^* = c^2 b^2 J_m^2(\delta\Phi) = I_0 J_m^2(\delta\Phi) \quad (16)$$

其中

$$I_0 = c^2 b^2 \quad (17)$$

$$J_{-m}^2(\alpha) = (-1)^m J_m^2(\alpha) \quad (18)$$

当声光作用距离 $L < \frac{\lambda_s}{2\lambda}$ 时, 满足

$$\sin \theta_m = \sin i + m \frac{\lambda_0}{\lambda_s} \quad (19)$$

式中 i 为入射光波矢与超声波波阵面之间的夹角。

布喇格衍射时, 布喇格角 $\sin i_B = \lambda/(2\lambda_s)$ 。

衍射光相对于入射光的偏转角有

$$\Phi = 2i_B \approx \frac{\lambda}{\lambda_s} = \frac{\lambda_0}{v_s} f_s \quad (20)$$

式中: v_s 为声速; f_s 为声波频率。

5 仿真结果及分析

由通常的声光效应实验可知, 二维超声波情况下产生的是布喇格衍射现象。图 9、10 为三维超声波情况下光通过声光介质后得到的光强度分布情况^[9]。

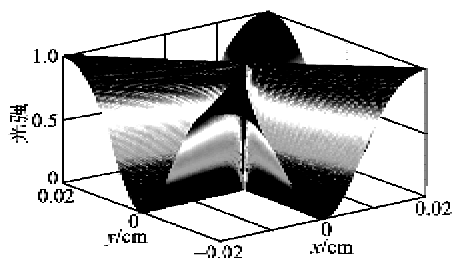


图 9 三维超声波作用下的透射光强

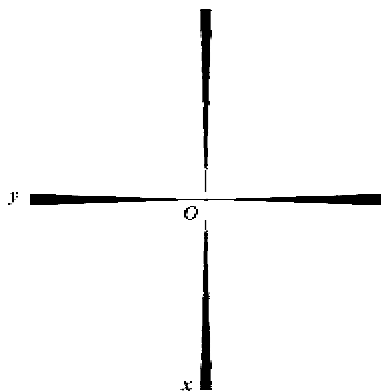


图 10 三维超声波作用下光强分布

由图 9、10 可知, 光通过多束超声波作用下的声光介质后得到的强度分布情况与通过晶格后得到的图样相似。则这种声光介质与晶格晶体具有相似性

质。由图 10 还可知, 光强度分布呈现波纹状, 集中分布在 4 个半区域内。

6 结束语

多束超声波作用下, 各向同性的声光介质表现出光晶体的晶格特性, 且产生类似于晶格衍射的衍射现象, 其光强度分布符合晶体衍射后的光强度分布结果。在本探究过程中首先通过理论上的分析得出初步猜想, 然后又经过仿真验证, 最终得出结果。对于本结论应用方面可采用这种方法得到一种人工制作光晶体的新方法, 其优点在于造价低, 且对于晶体的晶格间距可通过调整超声波的频率来改变, 从而实现可变晶格晶体的制作。

参考文献:

- [1] Christian Seidel Christian Samuelis, Matthias wegner novel approaches to helicopter obstacle warning[C]// S. I.; SPIE, 2006, 6214, 601-611.
- [2] 梁铨廷. 物理光学[M]. 北京: 机械工业出版社, 1987.
- [3] 玻恩 M, 沃尔夫 E. 光学原理[M]. 上册. 北京: 科学出版社, 1978.
- [4] 邵中兴. 双折射滤光片的精确分析[J]. 光学学报, 1996, 16, 1182-1186.
SHAO Zhongxing. Precise analyses of birefringent filters[J]. Acta Optica Sinica, 1996, 16, 1182-1186.
- [5] 李明, 李冠成. 声光效应实验研究[J]. 应用光学, 2005, 26, 23-27.
LI Ming, LI Guancheng. Experimental investigation of acoustooptic effect[J]. Applied Optics, 2005, 26, 23-27.
- [6] 严一民, 杨华军, 陈伟军, 等. 自由空间光-布喇格光纤耦合效率仿真分析[J]. 激光与红外, 2011, 46, 555-568.
YAN Yimin, YANG Huajun, CHEN Weijun, et al. Simulation analysis for coupling ratio of spatial light to Bragg fiber[J]. Laser & Infr Red, 2011, 46, 555-568.
- [7] 姚列明, 霍中生, 吴静, 等. 结构化大学物理实验[M]. 北京: 高等教育出版社, 2010, 175-181.
- [8] 谢建平, 王峻梅. 双折射调谐器中 o 光、e 光的走离效应[J]. 量子电子学报, 1997, 14, 294-298.
XIE Jianping, WANG Junmei. The walkoff effect of o, e light in birefringent filter[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 1997, 14, 294-298.
- [9] 孙丽晶, 骆万发. 基于 MATLAB 的单轴晶体锥光干涉图样模拟[J]. 物理实验, 2009, 29, 13-16.