

声 光 波 导 衍 射

石邦任 许承杰 李玉善 刘洪举 鲁平

(中国科学院长春物理所)

提 要

本文报导在Ti扩散LiNbO₃波导中,由光学导波和声表面波实现的声光衍射实验。实验中,我们测量了两种TE(TE₀, TE₁)模的主要衍射级光强相对声功率的分布,同时给出实用的计算声功率公式:

$$P_a = \frac{4\Delta n^2}{n^2 F_{3,2}^2 K} LP_R$$
。并在声光品质因数 $Q=2.5$ 条件下,近似选取了Raman-Nath衍射0级光束相消的位相条件,进行了参数处理。计算了声功率、位移和应变。

利用光学导波和声表面波衍射作用的集成光学声光器件,可用于光调制,偏转和开关。过去,这方面有代表性的研究工作是Kuhn等人在玻璃膜波导上的声光工作^[1,2]和Schmidt等人在LiNbO₃(LN)扩散波导上的声光工作^[3,4]。

一、波 导 制 备

我们利用本室简单的Ti扩散LN波导制备工艺^[5],在抛光的 y 切LN晶片上,溅射高纯度99.99% Ti膜,厚度约为400~600 Å。之后,在放有LN粉(抑制Li₂O外扩散)密闭的白刚玉舟内进行闭管高温(1000°C、7小时)扩散,制成低耗(约1dB/cm)光波导。波导维持三个TE模,波导模折射率 N_m 对TE₀为2.225,对TE₁为2.216,表面折射率 $n_s=2.231$,最大折射率改变 $\Delta n_s=0.031$,扩散系数 $D=4.8 \times 10^{-9} \text{cm}^2/\text{hr}$,扩散深度 $d=2\sqrt{Dt}=3.6 \mu\text{m}$ 。折射率分布 Δn 随深度 y 呈高斯分布形式: $\Delta n = \Delta n_s e^{-\left(\frac{y}{d}\right)^2}$ 。

二、声光波导衍射实验

声光波导衍射试验装置如图1所示叉指换能器由两组并联铝叉指电极构成,指对数10对,指条长度分别为2mm、3mm,指条宽及间隔为15 μm,其声波波长为60 μm。叉指换能器实测中心频率为57.5 MC,带宽为6 MC。换能器插入损耗是由电声转换损耗和传输损耗组成,可计为换能器的双向性损耗,外电路与换能器辐射阻抗的失配及传输损耗约为15 dB。声表面波沿 y 切LN晶片 z 方向传播。

6328 Å 激光束通过金红石棱镜耦合进入波导,TE模导波沿晶体 x 方向传输,其偏振沿晶体 z 方向。

由于在Ti扩散LN波导结构中实现了声表面波和光学导波的相互作用,使入射导波衍射成多级导波光束,而衍射导波光束再由金红石棱镜耦合输出,用光电倍增管和检流计作相对强度测量。

描述器件声光衍射性质的声光品质因数为:

$$Q = \frac{2\pi\lambda L}{n\Lambda^2}$$

这里 n 是折射率, λ 是激光波长, Λ 是声波波长。在我们实验中代入 Λ 、 λ 和 L 值, 得 $Q \approx 2.5$, 属于过渡型衍射^[6]。但近似于 Raman-Nath 域衍射, 所以各级衍射光强呈贝塞尔函数平方形式, 从而不同衍射级光强可表示为输入功率的函数。

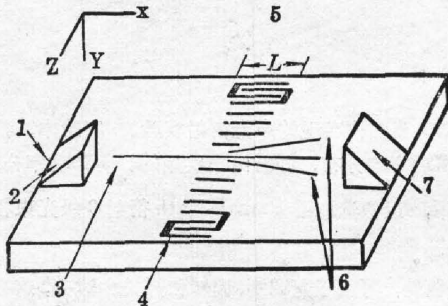


图 1 声光波导衍射实验装置

1—激光; 2—金红石棱镜; 3—入射光导波; 4—叉指换能器;
5—声束宽度; 6—衍射光导波; 7—金红石棱镜

Fig. 1 Experimental equipment arrangement of acousto-optic guided waves diffraction

1—laser beam; 2—input rutile prism; 3—incident guided optical wave; 4—interdigital transducers; 5—acoustic beam width; 6—diffracted guided-optical/waves; 7—output rutile prism

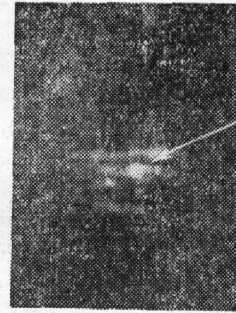


图 2 声功率 $P_a=0$ mW TE₁ 模原点光斑(箭头所指)

Fig. 2 The TE₁ mode original light spot for acoustic power $P_a=0$ mW (as shown in arrow)

为了求出换能器的输入功率, 我们关心的是在声同步频率谐振时换能器的特性。为了求得谐振频率时换能器等效电路参数, 用一单电感来调谐叉指换能器静态电容电抗 $1/j\omega C_T$, 谐振时换能器等效电路阻抗为纯电阻 $R_a=96 \Omega$ 。通过高频电表可测量出输入电功率 P_E , 作出衍射光强度相对电功率的分布, 同样可作出衍射光强度相对声功率的分布。声功率的测量决定于电驱动功率和换能器的插入损耗。我们在实验中用简单的光探针方法^[7]测量了声功率, 测量误差为 ± 1 mW。同时测量了在不同声功率下不同模式的衍射光强度, 测量误差为 $\pm 0.9\%$ 。

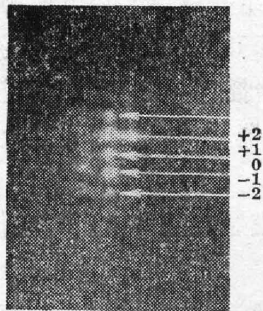


图 3 声功率 $P_a=15$ mW TE₁ 模多级衍射光斑

Fig. 3 The TE₁ mode multi-order diffraction light spot for acoustic power $P_a=15$ mW

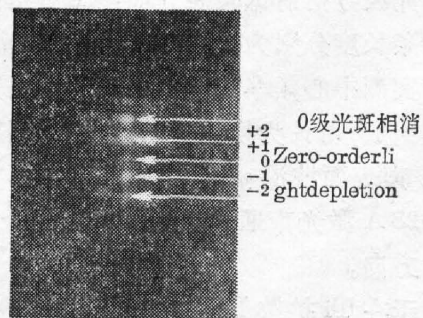


图 4 声功率 $P_a=68$ mW TE₁ 模 0 级光斑相消

Fig. 4 The depletion of TE₁ mode zero-order light light spot for acoustic power $P_a=68$ mW

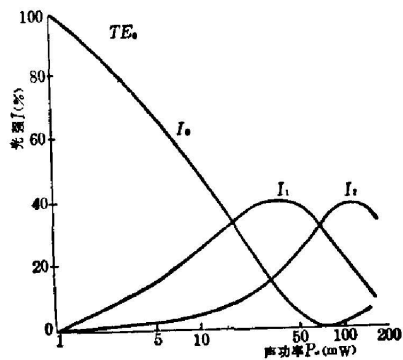
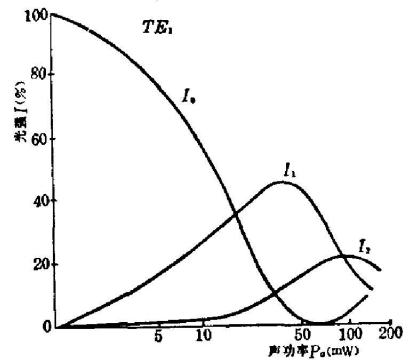
表 1 TE₀ 模主要衍射级光强Table 1 The intensity of TE₀ mode main diffraction light orders

P_a (mW) 声 功 率	0	2	8	15	24	37	51	68	84	109	133	163
I_0 0 级衍射光相对强度	1	0.81	0.61	0.39	0.25	0.11	0.02	0	0.01	0.03	0.05	0.04
I_1 1 级衍射光相对强度	0	0.08	0.20	0.31	0.39	0.41	0.38	0.31	0.27	0.20	0.13	0.08
I_2 2 级衍射光相对强度	0	0.01	0.03	0.05	0.12	0.18	0.25	0.31	0.37	0.40	0.38	0.34

表 2 TE₁ 模主要衍射级光强Table 2 The intensity of TE₁ mode main diffraction light orders

P_a (mW) 声 功 率	0	2	8	15	24	37	51	68	84	109	133	163
I_0 0 级衍射光相对强度	1	0.88	0.69	0.42	0.25	0.06	0.01	0	0.02	0.06	0.07	0.08
I_1 1 级衍射光相对强度	0	0.09	0.20	0.33	0.39	0.45	0.42	0.39	0.28	0.19	0.12	0.08
I_2 2 级衍射光相对强度	0	0.01	0.02	0.03	0.06	0.12	0.16	0.19	0.20	0.22	0.17	0.16

图 2、3、4 分别给出了 TE₁ 模在声功率 $P_a=0$ mW、15 mW、68 mW 时的衍射光斑图。在声功率等于 68 mW 时, 0 级衍射光干涉相消。表 1、表 2 分别给出了不同声功率下 TE₀、TE₁ 模所测得的光强, 从而作出 TE₀ 模、TE₁ 模的主要衍射级光强相对声功率的分布, 如图 5、图 6 所示。

图 5 TE₀ 模主要衍射级光强
相对声功率分布Fig. 5 The distribution of the intensity of
TE₀ mode main diffraction orders as a
function of acoustic power图 6 TE₁ 模主要衍射级光强相对
声功率分布Fig. 6 The distribution of the intensity of
TE₁ mode main diffraction orders as a
function of acoustic power

三、结果分析

图 5、图 6 给出 TE 模主要衍射级光强相对声功率的分布。从器件的角度, 我们尤其关

心的是 0 级衍射光强 I_0 相对声功率 P_a 的分布和 $P_a=68\text{ mW}$ 点的特性。曲线 I_0 基本符合 0 级贝塞尔函数平方形式。在声功率 $P_a=68\text{ mW}$ 时, 对 0 级光束近 100% 调制。这时声波引起的折射率改变 Δn 满足位相关系^[8]

$$2\pi\Delta nL/\lambda=2.3。$$

于是我们在实验中得到用 68 mW 声功率引起 0 级衍射光折射率改变 $\Delta n=4.7\times 10^{-5}$ 。

下面我们对 Δn 作理论估算, 看一下相应应变的贡献。这种基于光弹性效应引起的 0 级衍射光折射率的变化, 也可以由应变来计算给出。根据折射率椭球关系式:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_I=P_{IJ}S_J,$$

式中 P_{IJ} 为光弹性常数, S_J 为声应变分量。按文献[3]在我们的实验条件下, 声应变分量 S_2 和 S_3 能有效地贡献于声光作用。对于简单情形应变分量 S_J 近似地为

$$S_J=Ku_J, \quad J=2, 3,$$

式中 $K=2\pi/\Lambda$, u_J 是声表面位移。如果声束宽为 L 的声表面波功率为 P_a , 则表面位移表示为

$$u_J=P_i(\Delta P_a/2\pi LV)^{1/2}, \quad J=2, 3,$$

这里 V 是声速度, P_i 是材料的特性常数。

由以上关系式, 我们可以得出折射率改变为:

$$\Delta n=1/2n^3P_{3J}S_J=1/2n^3P_{3J}P_i(2\pi P_a/V\Lambda L)^{1/2}, \quad J=2, 3,$$

这里 P_{31} 、 P_{33} 是 LN 光弹性常数。取声功率 $P_a=68\text{ mW}$ 时, 对相应应变 S_2 和 S_3 进行计算, 得出折射率改变分别为 4.65×10^{-5} 和 2.07×10^{-5} 。由此可见理论计算所得到的折射率改变和由实验所得到的折射率改变基本符合, 似乎相应于应变 S_2 的光弹性作用成为声光的主要贡献。但光弹性效应引起的折射率变化是微小的。

前面我们用光探针方法所测得的声功率也可作理论上的计算。声功率 P_a 有关系式^[8]:

$$P_a=Ku_J^2LP_R,$$

这里 K 是声波矢, u_J 是声表面位移, L 是声束宽, P_R 是常数。经过简单的推导, 我们有关式:

$$u_J^2=\frac{4\Delta n^2}{n^6P_{3J}^2K^2}。$$

所以可以得出声功率表达式为:

$$P_a=\frac{4\Delta n^2}{n^6P_{3J}^2K}LP_R,$$

即通过折射率改变 Δn 来计算声功率。这个表达式是很有意思的, 因为由于 Raman-Nath 衍射 0 级光束相消的位相条件: $2\pi\Delta nL/\lambda\approx 2.3$, 所以折射率改变 Δn 决定于设计参数 L , 当确定器件设计后, 可由声功率表达式直接计算 0 级光束 100% 调制所需声功率, 这是很简便的。我们取 0 级衍射光束折射率改变 4.7×10^{-5} 及 P_{31} 进行计算, 得出声功率 $P_a=62\text{ mW}$ 。可见计算所得到的声功率与光探针法测量声功率 68 mW 基本相符。相应声表面位移 $u_2=4.7\times 10^{-10}\text{ m}$, 应变分量 $S_2=4.9\times 10^{-5}$ 。

本试验中叉指换能器的制作得到南京大学声学所协助, 在此表示致谢。

参 考 文 献

- [1] L. Kuhn *et al.*; *A. P. L.*, 1970, 17, No. 6(15 Sep), 265.
 [2] L. Kuhn *et al.*; *A.P. L.*, 1971, 19, No. 10 (15 Nov), 428.
 [3] R. V. Schmidt *et al.*; *A. P. L.*, 1973, 23, No. 2 (15 Oct), 417.
 [4] R. V. Schmidt *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1975, QE-11, No. 1 (Jan), 57.
 [5] 李玉善等;《科学通报》,1980, 25, No. 15 (15 Aug), 685.
 [6] W. R. Klein *et al.*; *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, 1967, SU-14, No. 3 (Jul), 123.
 [7] E. G. H. Lean, C. G. Powell; *Proc. IEEE*, 1970, 58, No. 12 (Dec), 1936
 [8] G. I. Stegeman; *IEEE Trans. Sonics Ultrason.*, 1976, SU-23, No. 1 (Jan), 33.

Acousto-optic diffraction in waveguides

SHI BANGREN XU CHENGJIE LI YUSHAN LIU HONGJU AND LU PING
 (Changchun Institute of Physics, Academia Sinica)

(Received 17 March 1981)

Abstract

The acousto-optic diffraction experimental results of guided optical waves and acoustic surface waves in the Ti-diffused LiNbO₃ waveguides are reported in this paper. The intensity of two TE modes (TE₀, TE₁) varying with the acoustic power is measured. For the zero-order beam, modulation approximate to 100% is obtained at 68 mW acoustic power. After simple deduction, acoustic surface displacement is obtained:

$$u_j = \left(\frac{4\Delta n^2}{n^6 P_{3j}^2 K^2} \right)^{1/2} \circ$$

Then, the useful equation of acoustic power is given:

$$P_a = \frac{4\Delta n^2}{n^6 P_{3j}^2 K} L P_R,$$

where K is the acoustic wave vector, n is the refractive index, P_{3j} is the photoelastic constant, L is the acoustic active aperture length and P_R is a constant.

In our experiments, the practical standard of Raman-Nath diffraction ($Q \ll \pi$) is used. Under the condition of $Q=2.5$, the phase condition of the depletion of zero-order beam of Raman-Nath diffraction is approximately selected to be $2\pi\Delta n L/\lambda = 2.3$, where Δn is the increment of the refractive index and λ is the optical wavelength. Therefore we obtain $\Delta n = 4.7 \times 10^{-5}$. From Δn , the values of acoustic surface waves power P_a , acoustic surface displacement U_j and acoustic strains S_j are calculated. Hence, we have

$$P_a = 62 \text{ mW}, \quad U_2 = 4.7 \cdot 10^{-10} \text{ m}, \quad S_2 = 4.9 \cdot 10^{-5}.$$