

压电诱导型声光调制器中的电光效应

郇仁忠 吕福云 袁树忠 关信安 李 兵

南开大学现代光学研究所, 天津 300071

1991年6月24日收到

本文通过解压电效应的基本方程, 应用一维近似理论, 结合边界条件, 得出压电共振晶体中电场是不均匀的, 它将导致“电光栅”的产生。“电光栅”与“声光栅”可以相互耦合, 产生“高次光栅”。压电诱导声光 (PESD) 调制器中的一次电光效应更有助于对入射光束的衍射和调制。实验结果证实本文结论。

PACC: 7820; 4280

一、引言

PESO 驻波型声光调制器衍射效率和调制深度都非常高, Turi 等人^[1]曾从能量角度进行分析, 发现这种集换能器和声光相互作用介质于一体的调制器能高效率地利用电驱动功率, 即有效电声转换效率非常高, 从而导致调制深度的增加。这仅仅是从“声光栅”方面考虑并未涉及电场的影响。同时, Turi 等人在确定 LiNbO_3 晶体最佳衍射方位时, 曾找到 $\Delta n_1/\Delta n_{E0}, \Delta n_2/\Delta n_{E0}, \Delta n_{S0}/\Delta n_{E0}$ 最大的方向为 $\theta = 30^\circ$ 和 $\theta = 90^\circ$, 在这两个方向上最大限度地抑制电光效应 ($\Delta n_{S0} = \Delta n_1 - \Delta n_2, \Delta n_{E0} = \Delta n'_1 - \Delta n'_2$, 其中 $\Delta n_i, \Delta n'_i (i=1, 2)$ 分别为声致和电致主轴折射率变化)。然而, 通过研究发现, 这种 Y_0° 或 Y_{30}° 切压电晶体中电光效应并非不利因素, 非均匀电场分布导致的“一次光栅”常数与压电诱导声驻波产生的“声光栅”常数是相同的, 它们都对入射光束的衍射和调制起着积极促进作用。

二、理论分析

如图1所示的矩形压电谐振腔中, 存在着许多本征声模式^[2]。当外界驱动频率为本征频率时, 将引起本征模式的振荡。通常精确求解这些本征模式极为复杂, 因而为了便于分析, 采用 Ristic 薄片谐振器一维近似理论^[3]。为了使此理论适用于 Y_0° 的 LiNbO_3 晶体, 作如下假设 (这些假设实验中均已满足):

1) 晶体宽度 w 大于晶体厚度 d (实验中

$$w \approx 3d);$$

2) 固紧 x 方向, 消除 x 偏振剪切波 (S_1 波)

3) 固紧 z 方向非通光部分, 尽量减少 z 偏振剪切波 (S_2 波)。

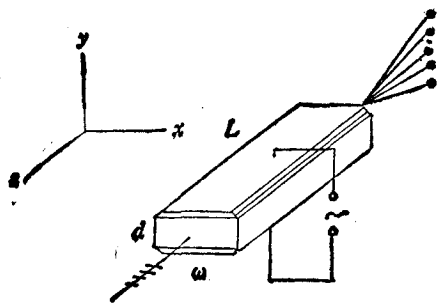


图1 压电谐振器示意图(掺铌 LiNbO_3 晶体)
 x, y, z 轴与晶轴 X, Y, Z 重合

同时, Turi 研究还表明, 剪切波较纵向波衰减大得多, 因而稳态时对人射光束的衍射起主要作用的是声纵波。

根据以上条件, 可以把 y 轴近似看作“纯模轴”方向, 可以采用一维近似, 即有关各场量均为坐标 y 和时间 t 的函数。这样压电性能方程可以简化为

$$T_2 = C_{11}^E S_2 - e_{22} E_2, \quad (1)$$

$$D_2 = e_{22} S_2 + \epsilon_{11}^E E_2, \quad (2)$$

其中 T_2 为应力, E_2, D_2 分别为 y 方向的电场、电位移矢量, C_{11}^E 为无电场时介质的弹性劲度系数, ϵ_{11}^E 为无形变时介质的介电系数, e_{22} 为压电系数。应变 S_2 可表示为

$$S_2 = \frac{\partial u_2}{\partial y}, \quad (3)$$

其中 u_2 为介质内质点沿 y 轴的位移大小。连续介质中的牛顿第二定律为

$$\partial T_2 / \partial y = \rho_m \partial^2 u_2 / \partial t^2, \quad (4)$$

式中 ρ_m 为介质密度。在准电场近似下, 电场 E_2 可表示为

$$E_2 = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad (5)$$

φ 为介质中电势分布。电磁场的运动方程可仅取静电场方程 $\nabla \cdot D = 0$ 即

$$\frac{\partial D_2}{\partial y} = 0. \quad (6)$$

位移电流密度为

$$J = \frac{\partial D}{\partial t}. \quad (7)$$

方程(1)–(7)组成压电效应的基本方程。联立方程(1)–(6)得到如下形式的波动方程:

$$\rho_m \partial^2 u_2 / \partial t^2 = C_{11}^E (1 + e_{22}^2 / C_{11}^E \epsilon_{11}^E) \frac{\partial^2 u_2}{\partial y^2}. \quad (8)$$

此波动方程的正弦解为

$$u_2 = M \exp[j(\omega_m t - \beta_m y)] + N \exp[j(\omega_m t + \beta_m y)], \quad (9)$$

ω_m 为共振频率, $\beta_m = \omega_m / v_s$ 为介质声传播常数, v_s 为声速,

$$v_s = [C_{11}^E / \rho_m (1 + e_{22}^2 / C_{11}^E \epsilon_{11}^E)]^{1/2},$$

M, N 为待定常数, 与边界条件有关。由(9)式看出, 压电区厚度有限的情况下, 式中两项须同时存在, 即声波是以驻波形式存在。考虑到各场量均按 $\exp[i\omega_m t]$ 变化, 则可略去时间项, 于是质点振动速度 $v_2(y)$ 可写为

$$v_2(y) = j\omega_m [M' \sin \beta_m y + N' \cos \beta_m y]. \quad (10)$$

设两薄电极振动速度 v_1 和 v_2 为已知, 则由以下两式可以定出 M' 和 N' :

$$v_2(0) = v_1 - j\omega_m N',$$

$$v_2(d) = -v_1 - j\omega_m [M' \sin \beta_m d + N' \cos \beta_m d]. \quad (11)$$

由(7)式, 介质中位移电流 I_2 表示为

$$I_2 = j\omega_m D_2 A = J_c A, \quad (12)$$

A 为电极面积, $j\omega_m D_2$ 为压电体中位移电流密度, J_c 为金属电极中的传导电流密度, 因

而 $D_2 \approx 0$ 且在压电区内与 y 无关,即

$$D_2 = \text{常数} = I_2 / j\omega_m A. \quad (13)$$

联立方程(1),(2)和(10)–(13),可以得到压电介质内的电场分布和应力分布

$$E_2(y) = \frac{1}{\epsilon_{11}'} [I_2 / j\omega_m A - e_{22} / j(\rho_m / C^D)^{1/2} j\omega_m [M' \cos \beta_m y - N' \sin \beta_m y]], \quad (14)$$

$$T_2(y) = -hJ_2 / j\omega_m A + C^D \beta_m / j\omega_m [M' \cos \beta_m d - N' \sin \beta_m d] j\omega_m, \quad (15)$$

式中引入常数 $h = e_{22} / \epsilon_{11}'$ 及压电弹性劲度系数 $C^D = C_{11}^D (1 + e_{22}^2 / C_{11}^D \epsilon_{11}')$.

考虑到本实验条件,薄片谐振器为空气加载,金属电极层无限薄(厚度 $d' \ll d$),所以

$$T_2(0) = T_2(d) = 0, \quad (16)$$

$$v_1 = v_2 = v. \quad (17)$$

联立方程(1)–(3),(13)及(14)–(17),略去时间项,引入机电耦合因子 $k^2 = e^2 / (C_{11}^D \epsilon_{11}')$, 最终得到谐振腔内电场、声场分布为

$$E_2(y) = j \frac{e_{22} v}{\nu_s \epsilon_{11}' \sin \frac{\beta_m d}{2}} \left\{ [(1 + k^2) / k^2] \cos \frac{\beta_m d}{2} - \cos [\beta_m (d/2 - y)] \right\}, \quad (18)$$

$$S_2(y) = j \frac{v}{\nu_s \sin \frac{\beta_m d}{2}} \cos [\beta_m (d/2 - y)]. \quad (19)$$

由此可见,压电谐振腔中的声波场(应变场)是以驻波形式存在的。电场可分为两部分,第一项为均匀场,只改变入射光的偏振,不产生衍射效应,第二项为非均匀部分,电光效应作用的结果将使空间折射率不均匀,产生“电光栅”从而使入射光发生衍射,产生与“声光栅”相同的效果。

由于共振晶体中“声光栅”与“电光栅”同时存在,必然会发生耦合效应,可以通过简单的迭代法考虑这种耦合效应。由晶体的弹光效应知,

$$\Delta(1/n^2)_m = P_{mn} S_n \quad (20)$$

P_{mn} 为弹光张量, S_n 为应变。对于 x 偏振的入射光束,由(19),(20)两式可得声驻波引起的折射率变化

$$\Delta n_{1x} = -\frac{1}{2} n_0^3 P_{12} \frac{v}{\nu_s \sin \frac{\beta_m d}{2}} \cos [\beta_m (d/2 - y)], \quad (21)$$

其中 n_0 为晶体中无任何电场、声场情况下入射光的折射率大小。因而由声光效应引起的介质折射率分布为

$$n_1(y) = n_0 + \Delta n_{1x} = n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 P_{12} \frac{v}{\nu_s \sin \frac{\beta_m d}{2}} \cos [\beta_m (d/2 - y)], \quad (22)$$

式中 $|\Delta n_{1x} / n_0| \ll 1$ 。同时考虑(18)式等号右端第二项非均匀电场部分,由一次电光效应得

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_i = r_{ki} E_k, \quad (23)$$

r_{ki} 为晶体的一次电光系数。考虑到入射光为 x 偏振,进一步微分后得

$$\Delta n_{1E} = -\frac{1}{2} \gamma_{22} E_2 n_0^3. \quad (24)$$

由于声光效应的存在, 此时 n'_0 不再是 n_0 . 首先采用一次迭代, 令 n_0 近似等于 $n_1(y)$. 将(22)式代入上式, 保留 $n'_1(y)$ 展开式的前两项, 得到电光效应引起的折射率变化

$$\begin{aligned} \Delta n_{1E} = & -\frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{22} \frac{e_{22} v}{s_{11}^s v_s \sin \frac{\beta_m d}{2}} \cos[\beta_m(d/2 - y)] \\ & + \frac{3}{8} n_0^5 \gamma_{22} P_{12} \frac{e_{22} v^2}{s_{11}^s v_s^2 \sin^2 \frac{\beta_m d}{2}} \cos[2\beta_m(d/2 - y)]. \end{aligned} \quad (25)$$

此时, 晶体中的折射率分布为

$$n''_0 = n_0 + \Delta n_{1S} + \Delta n_{1E}. \quad (26)$$

考虑二次迭代, 即 $n'_0 = n''_0$. 且应用近似条件 $\left| \frac{\Delta n_{1S}}{n_0} \right| \ll 1$, 将(26)式重新代入(24)式, 得到更为精确的电光效应引起的折射率变化

$$\begin{aligned} \Delta n_{1E} = & -\frac{1}{2} \gamma_{22} n_0^3 \frac{e_{22}}{s_{11}^s} \cdot \frac{v}{v_s \sin \frac{\beta_m d}{2}} \cos[\beta_m(d/2 - y)] \\ & + \frac{3}{8} \gamma_{22} \left(P_{12} + \gamma_{22} \frac{e_{22}}{s_{11}^s} \right) n_0^5 \frac{e_{22}}{s_{11}^s v_s^2 \sin^2 \frac{\beta_m d}{2}} \cos[2\beta_m(d/2 - y)] \\ & - \frac{g}{32} \gamma_{22} P_{12} n_0^7 \frac{e_{22}^2}{s_{11}^{s2}} \frac{v^3}{v_s^3 \sin^3 \frac{\beta_m d}{2}} \cos[3\beta_m(d/2 - y)]. \end{aligned} \quad (27)$$

三、理论计算与实验结果分析

1. 由(27)式可以看出, 由于“声光栅”与“电光栅”之间的耦合, 使得一次电光效应作用的结果不仅仅产生“一次光栅”(即光栅常数 $\lambda_g = 2\pi/\beta_m$), 而且产生“二次光栅”

$$\left(\lambda'_g = 2\pi/2\beta_m = \frac{1}{2} \lambda_g \right),$$

“三次光栅” $\left(\lambda''_g = \frac{1}{3} \lambda_g \right)$, 即(27)式等号右边最后两项. 当电驱动功率很低时, 最后两项

可以略去, 此时可仅考虑(27)式等号右边第一项. 比较(27), (21)两式知, “一次光栅”常数与“声光栅”常数是相同的, 皆为 $\lambda_g = 2\pi/\beta_m$, 故可以用等效的“声光栅”来描写, 这可以从如下关系中看出:

$$\Delta n_1 = \Delta n_{1E} + \Delta n_{1S} = -\frac{1}{2} n_0^3 P'_{12} \frac{v}{v_s \sin \frac{\beta_m d}{2}} \cos[\beta_m(d/2 - y)], \quad (28)$$

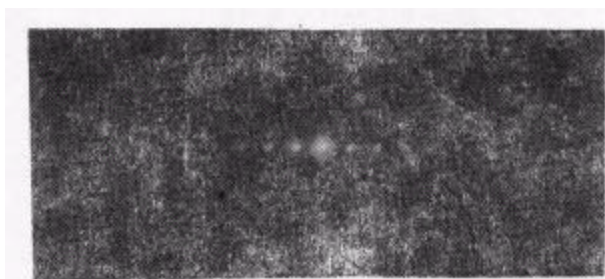


图2 He-Ne6328 Å Raman-Math 衍射图 $P_{RF} \approx 1W$; $\nu_m = 80MHz$

其中 $P'_{12} = P_{12} + \gamma_{22}e_{22}/\epsilon_{11}^2$ 称为等效弹光系数, 将 $LiNbO_3$ 晶体各参数代入后, 得到 $P'_{12} \approx 0.11$, 而由一般压电书中查得 $P_{12} = 0.072$. 可见, 电光效应的结果好像使晶体的弹光系数“变大”. 这也说明, PESO 声光调制器的衍射效率之所以较常规声光调制器大得多, 这与电光效应从中起了一定的作用是分不开的, 图2示出这种 PESO 声光调制器(掺 Mg 的 $LiNbO_3$ 晶体)对 He-Ne6328 Å 谱线的衍射图样, 从实验中可以看到 ± 11 级, 而驱动功率仅为 1W, 从而说明衍射效率是相当高的.

2. 当驱动功率加大时, “二次光栅”、“三次光栅”也将起一定的作用. 其中“二次光栅”不仅仅来自“电声光栅”的耦合, 它还可以从晶体的二次电光效应的考虑中得到

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = R_{ijkl}E_kE_l, \quad (29)$$

其中 R_{ijkl} 为二次电光系数. 将(18)式代入后得到二次电光效应引起的折射率变化

$$\begin{aligned} \Delta n'_{12} &= -\frac{1}{2} n_0^3 R E_1^2 \\ &= A + B \cos[\beta_m(d/2 - y)] + C \cos[2\beta_m(d/2 - y)], \end{aligned} \quad (30)$$

A, B, C 为与坐标 y 和时间 t 无关的常数. 由此可见, 二次电光效应的结果也将产生“二次光栅”. 由 Raman-Nath 衍射角知

$$\sin \theta = m\lambda_0/\lambda_g, \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (31)$$

其中 λ_0 为入射光波长, λ_g 为光栅常数. 可以得到三种光栅的衍射角如下:

$$\begin{aligned} \sin \theta &= m\lambda_0/\lambda_g, & (\text{一次光栅}), \\ \sin \theta' &= 2m\lambda_0/\lambda_g, & (\text{二次光栅}), \\ \sin \theta'' &= 3m\lambda_0/\lambda_g, & (\text{三次光栅}), \\ & (m = 0, 1, 2, \dots). \end{aligned} \quad (32)$$

由此可见, “二次栅”的一级衍射光恰为“一次栅”的二级衍射光, 而“三次栅”的一级衍射光为“一次栅”的三级衍射光, 即从 PESO 调制器出射的衍射光斑是三种光栅衍射的叠加结果. “二次栅”衍射斑间距为“一次栅”衍射斑间距的二倍, 而“三次栅”则为其三倍. “二次栅”的作用使二、四、……等级衍射能量增加, “三次栅”的作用使三、六、……等级衍射能量增加, 所以可以推测多种光栅的作用结果将会使二、三等级衍射光的相对强度较“纯声光” Raman-Math 衍射的二、三级衍射光的相对强度要大. 图3是得到的驱动功率约为 2W 时的衍射图样. 可见, 三种光栅共同衍射的结果使前三级光强很接近. 当然, 晶体中还可能存在更高次光栅, 这可以从三次迭代乃至高次迭代中得到, 只是它们的作用要较前三次光栅

弱得多。图 4 给出各级衍射光相对强度的实验曲线。为了便于比较, 还作出“纯声光” Raman-Math 各级衍射光相对强度曲线, 如图 4 虚线所示, 可见, 二者有明显的偏差, 实线高于虚线, 从而验证了以上的结论。



图 3 $P_{RF} \approx 2W$, He-Ne 6328 Å 衍射图
 $\nu_m = 80\text{MHz}$

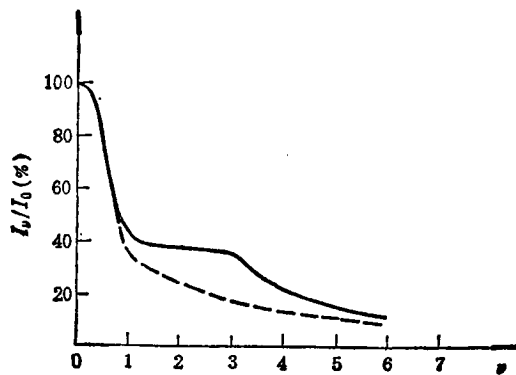


图 4 Raman-Math 各级衍射光相对强度的理论、实验曲线

- [1] L. Turi *et al.*, *IEEE. J. Quantum Electron.*, QE-26 (1990), 1234.
- [2] B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids*, New York, Wiley-Interscience, (1973).
- [3] V. M. Ristic, *Principles of Acoustic Devices*, New York, Wiley, (1983).

ELECTRO-OPTIC EFFECT IN PESO ACOUSTO-OPTIC MODULATOR

TAI REN-ZHONG LU FU-YUN YUAN SHU-ZHONG GUAN XIN-AN LI BING

Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071

(Received 24 June 1991)

ABSTRACT

With the theory of one-dimensional approximation, combined with the boundary conditions, an inhomogeneous electric field is derived from the fundamental equations of piezoelectric effect. This inhomogeneous electric field will lead to generation of "electric grating", and "high-order grating" can also appear owing to coupling between "electric grating" and "acoustic grating". Linear electro-optic effect in PESO modulator is helpful to the diffraction and modulation of the incident light beam. The experimental results verify our conclusions.

PACC: 7820; 4280