

声电光效应的耦合波方程理论*

俞宽新 赵启大 何士雅

(北京工业大学应用物理系, 北京 100022)

摘 要 将声光效应与电光效应的耦合波方程相结合, 统一为声电光效应的耦合波方程, 并对之进行求解, 给出声电光效应的衍射效率公式。

关键词 声光效应, 电光效应, 耦合波。

1 引 言

声光效应与电光效应均非线性光学效应, 它们是分别通过加在非线性晶体上的声场和电场来改变晶体的折射率椭球, 从而实现对入射激光的频率、强度、偏振方向、传播方向等参数的控制。声光效应和电光效应耦合波方程理论的共同出发点是: 把外场(声场或电场)所感生的附加极化矢量视为一个微扰量 ΔP , 再将它视为新的极化波源引入麦克斯韦方程组中, 建立起各自的耦合波方程。声电光器件同时使用声光效应和电光效应, 它集两种器件的优点于一体, 使用更灵活方便^[1-4]。本文试从声光效应和电光效应的耦合波方程出发, 把它们统一成声电光效应的耦合波方程, 并通过求解方程给出声电光效应的衍射效率公式。

2 耦合波方程

在实际使用的声电光器件中, 入射激光一般是沿声电光晶体的光轴方程(z 轴)附近传播的, 由于电光效应的作用结果, 二个互相垂直偏振的本征模光场, 即 e 光和 o 光的光场 $E_e(z)$ 、 $E_o(z)$ 之间的电光耦合波方程^[4]

$$\frac{dE_e(z)}{dz} = i\zeta_{eo}E_o(z) \exp(i\Delta K_e z) \quad (1)$$

$$\frac{dE_o(z)}{dz} = i\zeta_{oe}E_e(z) \exp(-i\Delta K_e z) \quad (2)$$

式中

$$\zeta_{eo} = \frac{\pi}{\lambda} n_e n_o^2 \gamma \frac{U}{h}, \quad \zeta_{oe} = \frac{\pi}{\lambda} n_o n_e^2 \gamma \frac{U}{h} \quad (3)$$

其中 λ 为光波长, n_e 、 n_o 分别为二个本征模的折射率, γ 为晶体的有效电光系数, U 为产生电

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1997-05-20

场的外加电压, h 为外电场方向上的晶体厚度, 故 U/h 即外电场的场强。 ζ_o 和 ζ_e 反映晶体中电场与光场之间相互作用的强弱。另外, (1)、(2) 式中的 ΔK_e 为电致动量失配 ΔK_e 的大小, ΔK_e 定义为二个本征模的波矢量即 e 光波矢量 K_e 和 o 光波矢量 K_o 之差

$$\Delta K_e = K_e - K_o \quad (4)$$

电光效应中, 入射光的传播方向不发生偏转, 故二个本征模波矢量的方向是一致的。 ΔK_e 大小只决定于因电光效应而造成的二个本征模折射率之差 Δn

$$\Delta K_e = (2\pi/\lambda) \Delta n \quad (5)$$

而 Δn 的大小为

$$\Delta n = \Delta n_e - \Delta n_o \quad (6)$$

Δn_e 和 Δn_o 分别为二个本征模折射率因电光效应而引起的变化量。按照电光效应的一般理论, 在外加电场的作用下, 晶体折射率椭球的变化往往使沿光轴方向传播的二个本征模折射率一个变大、另一个变小, 即 Δn_e 与 Δn_o 的符号相反, 它们的大小可统一表示为

$$\Delta n_{e, o} = \frac{1}{2} n_{e, o}^3 \gamma \frac{U}{h} \quad (7)$$

将(6)、(7)式代入(5)式, 可得

$$\Delta K_e = \frac{\pi}{\lambda} (n_e^3 + n_o^3) \gamma \frac{U}{h} \quad (8)$$

声电光效应中所使用的声光效应必须为反常声光效应^[3, 4], 其入射光与衍射光的偏振方向不同, 故折射率也不同。在本文只考虑布拉格衍射, 即只有+1级衍射光的情况。当光沿晶体的 z 轴方向传播时, 入射光与衍射光的光场 $E_i(z)$ 、 $E_d(z)$ 之间的声光耦合波方程为^[5, 6]

$$\frac{dE_i(z)}{dz} = i\zeta_d E_d(z) \exp(i\Delta K_a z) \quad (9)$$

$$\frac{dE_d(z)}{dz} = i\zeta_i E_i(z) \exp(-i\Delta K_a z) \quad (10)$$

式中

$$\zeta_d = \frac{\pi n_i n_d^2 p s}{2\lambda \cos \theta_i}, \quad \zeta_i = \frac{\pi n_d n_i^2 p s}{2\lambda \cos \theta_d} \quad (11)$$

其中 n_i 、 n_d 分别为入射光、衍射光的折射率, p 为晶体的有效声光系数, s 为外加声场在晶体中所产生的超声应变, θ_i 、 θ_d 分别为入射光和衍射光传播方向与 z 轴的夹角。 ζ_d 和 ζ_i 反映了晶体中声场与光场之间相互作用的强弱。(9)、(10) 式中的 ΔK_a 为声致动量失配 ΔK_a 的大小, ΔK_a 由入射光波矢量 K_i 、衍射光波矢量 K_d 、超声波矢量 K 定义

$$\Delta K_a = K_i + K - K_d \quad (12)$$

声光效应中, 入射光与衍射光的传播方向不一致, 即 K_i 与 K_d 的方向不同。声光器件在工作时的调整方位是由中心频率 f_c 处的动量匹配条件所决定的, 也就是说在该频率处, 由(12) 式定义的声致动量失配等于零。当驱动电源的频率偏离中心频率时, 由于器件的位置不能动, 便产生了声致动量失配。因此, 动量失配的大小由驱动频率 f 与中心频率 f_c 的偏离量 $\Delta f = f - f_c$ 所决定

$$\Delta K_a = \frac{2\pi}{v} \Delta f \quad (13)$$

其中 v 代表超声波速度。

从(1)~(3)式及(9)~(11)式可以看出,除去描述电光、声光相互作用强弱的参数 ζ_o 、 ζ_e 和 ζ_d 、 ζ_i 的具体内容不同,以及电致动量失配 ΔK_e 和声致动量失配 ΔK_a 定义不同以外,电光效应耦合波方程和声光效应耦合波方程的表面形式是一样的。在这些方程的基础上,可以统一写出声电光效应的耦合波方程。考虑到由于电光效应和声光效应同时存在,入射光与衍射光又各有二个不同偏振方向的本征模,故声电光效应的耦合波方程将由四个光场之间的相互耦合的方程所组成:

$$\frac{dE_{ie}(z)}{dz} = i\zeta_o E_{io}(z) \exp(i\Delta K z) + i\zeta_d E_{do}(z) \exp(i\Delta K z) \quad (14)$$

$$\frac{dE_{io}(z)}{dz} = i\zeta_e E_{ie}(z) \exp(-i\Delta K z) + i\zeta_i E_{de}(z) \exp(i\Delta K z) \quad (15)$$

$$\frac{dE_{de}(z)}{dz} = i\zeta_o E_{do}(z) \exp(i\Delta K z) + i\zeta_i E_{io}(z) \exp(-i\Delta K z) \quad (16)$$

$$\frac{dE_{do}(z)}{dz} = i\zeta_e E_{de}(z) \exp(-i\Delta K z) + i\zeta_d E_{ie}(z) \exp(-i\Delta K z) \quad (17)$$

式中 $E_{ie}(z)$ 、 $E_{io}(z)$ 、 $E_{de}(z)$ 、 $E_{do}(z)$ 分别为入射e光、入射o光、衍射e光、衍射o光的光场。上述每个方程的右边都包括二项,第一项为电光效应所引起的耦合项,它反映了入射光或衍射光中的e、o光场之间相互耦合的情况。第二项为声光效应所引起的耦合项,它反映了入射光场与衍射光场之间相互耦合的情况。由于声光效应为反常声光效应,故入射光与衍射光之间只有不同偏振态的二光场才能耦合。式中 ΔK 为声电光效应的总动量失配,它是声致动量失配与电致动量失配之和

$$\Delta K = \Delta K_e + \Delta K_a \quad (18)$$

声电光耦合波方程中使用总动量失配的原因是,声致动量失配与电致动量失配同时存在,它们在各光场相互耦合过程中共同起作用而无法分开。

3 声电光效应衍射效率

为了推导声电光效应衍射效率的计算公式,求解耦合波方程组(14)~(17)式,假设入射光是e光(设入射光为o光,求解过程类似),衍射光为o光,这样只须求方程组中的 $E_{ie}(z)$ 和 $E_{do}(z)$ 二个解即可。为此,分别将(14)式和(17)式两边对 z 求导,并把相应的方程代入后便可得到 $E_{ie}(z)$ 和 $E_{do}(z)$ 所满足的微分方程为

$$\frac{d^2 E_{ie}(z)}{dz^2} - i\Delta K \frac{dE_{ie}(z)}{dz} + \zeta^2 E_{ie}(z) = 0 \quad (19)$$

$$\frac{d^2 E_{do}(z)}{dz^2} + i\Delta K \frac{dE_{do}(z)}{dz} + \zeta^2 E_{do}(z) = 0 \quad (20)$$

式中

$$\zeta^2 = \zeta_e^2 + \zeta_d^2 \quad (21)$$

而 $\zeta_e^2 = \zeta_o \zeta_e$ 、 $\zeta_d^2 = \zeta_d \zeta_i$ 。因为 $E_{ie}(z)$ 与 $E_{de}(z)$ 之间、 $E_{do}(z)$ 与 $E_{io}(z)$ 之间没有耦合作用,故(19)、(20)式的推导过程中,已分别略去了 $E_{de}(z)$ 和 $E_{io}(z)$ 项。耦合波方程组的初始条件为 $E_{ie}(0) = 1$ 、 $E_{io}(0) = 0$ 、 $E_{de}(0) = 0$ 、 $E_{do}(0) = 0$,不难求出(19)、(20)式的解为

$$E_{ie}(z) = [\cos(sz) - i \frac{\Delta K}{2s} \sin(sz)] \exp(i \frac{\Delta K}{2} z) \quad (22)$$

$$E_{do}(z) = i \frac{\zeta}{s} \sin(sz) \exp(-i \frac{\Delta K}{2} z) \quad (23)$$

其中参数 s 的定义为

$$s^2 = (\Delta K/2)^2 + \zeta^2 \quad (24)$$

定义声电光效应的衍射效率为

$$\eta = |E_{do}(L)|^2 / |E_{ie}(0)|^2 \quad (25)$$

式中 L 为声电光互作用的长度。将(22)、(23)式代入(25)式, 可得到

$$\eta = (\zeta L)^2 \operatorname{sinc}^2(sL) \quad (26)$$

现在讨论二种特殊情况。首先考虑总动量匹配的情况, 即 $\Delta K = 0$ 。由(24)式有 $s = \zeta$ 则(26)式变为

$$\eta = (\zeta/\zeta)^2 \sin^2(\zeta L) \quad (27)$$

若再考虑 ΔK_e 、 ΔK_a 都为零的情况, 其中 $\Delta K_e = 0$ 的物理意义由(8)式可知, 相当于无电光效应。 $\Delta K_a = 0$ 的物理意义由(13)式可知, 相当于驱动电频率恰好为器件中心频率, 且器件方位调整到满足动量匹配的条件。由(21)式有 $\zeta = \zeta$, (27)式简化为

$$\eta = \sin^2(\zeta L) \quad (28)$$

这便是普通声光效应在满足动量匹配的条件下的衍射效率公式。其次再来考虑弱声电光互作用的情况, 忽略(24)式中的 ζ^2 项, 则 $s = \Delta K/2$, (26)式变为

$$\eta = (\zeta L)^2 \operatorname{sinc}^2(\Delta K L/2) \quad (29)$$

再将(8)、(13)、(18)式代入(29), 并设

$$U^{EO} = (\lambda h/L) [(n_o^3 \gamma + n_e^3 \gamma)/2]^{-1}, \quad \Delta f^{AO} = v/L \quad (30)$$

可得

$$\eta = (\zeta L)^2 \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{\pi U}{U^{EO}} + \frac{\pi \Delta f}{\Delta f^{AO}} \right] \quad (31)$$

其中 U^{EO} 的物理意义是, 当声光驱动电频率为器件中心频率 f_c 时, 使得衍射效率降至零所需加的外电压。 Δf^{AO} 的物理意义是, 当不加外电压时, 使得衍射效率降至零所需的频率偏差量。由(31)式可以看出, 影响声电光衍射效率的因素有三个: 1) 超声功率或声光驱动电功率; 2) 电光电压; 3) 声光驱动电频率。

结 论 由于声电光效应的衍射效率既与外加电光电压有关, 又与声光驱动电频率和电功率有关, 使得声电光器件使用起来非常灵活, 它既可作为偏转器, 也可作为调制器。当偏转器用时, 利用声光驱动电频率的变化, 控制激光束的偏转方向, 同时通过外加电压产生与声致动量失配大小相等、符号相反的电致动量失配来补偿衍射效率的下降, 从而扩大器件的带宽。当调制器用时, 利用声光驱动电功率的变化来控制激光束的强弱, 同时通过外加电压来改变器件的中心频率。

参 考 文 献

- [1] D. Psaltis, H. Lee, G. Sirat, Acousto-electro-optic light modulation. *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **46**(3) : 215~ 217
- [2] H. Lee, Scanning acousto-electro-optic light deflector with uniform intensity response. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **49**(1) : 24~ 25
- [3] 俞宽新, 赵启大, 何士雅等, 声电光效应与声电光器件. *光学学报*, 1997, **17**(2) : 253~ 256
- [4] 俞宽新, 何士雅, 赵启大等, 反常声电光偏转器. *应用声学*, 1996, **15**(6) : 7~ 10
- [5] 彭江得, 光电子技术基础. 北京, 清华大学出版社, 1988 : 128~ 194
- [6] 徐介平, 声光器件的原理、设计和应用. 北京, 科学出版社, 1982 : 55~ 56

Theory About Coupled Wave Equations of Acousto-Electro-Optic Effect

Yu Kuanxin Zhao Qida He Shiya

(Department of Applied Physics, Beijing Polytechnic University, Beijing 100022)

(Received 20 May 1997)

Abstract The coupled wave equations of acousto-optic (AO) effect and electro-optic (EO) effect are united into coupled wave equations of acousto-electro-optic (AEO) effect. A formula about diffraction efficiency is given by the equations.

Key words AO effect, EO effect, coupled wave.