

SiO₂ 波导布拉格器件中声表面波及 声光相互作用分析

陈 晨 石邦任 郭丽君 赵 猛 张 荣

(长春理工大学理学院物理系, 吉林 长春 130022)

摘要 针对 SiO₂ 光波导声光布拉格器件, 计算了 SiO₂ 非对称平板波导 TE 模式的横向场分布; 给出了 SiO₂/ZnO/Air 层状介质结构的性能方程、运动方程和麦克斯韦方程, 推导出这种层状结构的特征方程, 并结合所满足的边界条件, 得到了各层介质的位移及电磁场分布; 计算了声表面波所引起的光学相对介质隔离率张量的变化, 最后讨论了声光衍射效率和光场与声场的重叠积分、声功率、声频率、声孔径和光波导参数之间的关系。结果表明, 在低频范围内光场与声表面波场重叠良好; 低阶模的重叠积分始终大于高阶模重叠积分, 最低阶模与声表面波相互作用最强, 所需声功率最小; 当声功率一定时, 增加声孔径可以提高衍射效率。

关键词 集成光学; 声光相互作用; 声光器件原理; SiO₂ 光波导

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0613001

Analysis on Acoustic Surface Wave and Acousto-Optic Interactions in Silica Waveguide Bragg Devices

Chen Chen Shi Bangren Guo Lijun Zhao Meng Zhang Rong

(Physics Department, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China)

Abstract The properties of silica waveguide Bragg devices are analyzed. The field distribution of the transverse electric (TE) mode is given for the silica asymmetric slab waveguide. The characteristic equations for SiO₂/ZnO/Air multilayered structures are obtained after writing the equations of state, equations of motion and Maxwell's equations, then the displacement and the electromagnetic field in each region are found with the appropriate boundary conditions. The change of the relative dielectric permeability tensor by the acoustic surface wave is calculated. The relationships among acousto-optic diffraction efficiency, overlap integral between the optical and acoustic fields, acoustic power, acoustic frequency, acoustic aperture and waveguide parameters are discussed. The results show that there is a good overlap of the optical and surface acoustic wave fields in the low surface acoustic wave frequency range; the overlap integral of the lower-order mode is always larger than that of the higher-order; the lowest-order waveguide mode exhibits the strongest acousto-optic interaction and requires the lowest acoustic power; at the same acoustic power, increasing acoustic aperture results in an increase in the diffraction efficiency.

Key words integrated optics; acousto-optic interactions; principles of acousto-optic devices; silica waveguide

OCIS codes 130.2790; 130.3120; 130.4110

1 引 言

导波声光相互作用已经被广泛地应用在光通信及信号处理中^[1,2], 而应用在这些领域的声光器件

主要是在 LiNbO₃^[3,4]、GaAs^[5] 和石英^[6] 等平板光波导中实现的; 然而, 为了把每个功能元件集成到一个衬底上, 并且使这些功能元件可以与薄膜光波导互

收稿日期: 2011-11-01; 收到修改稿日期: 2012-01-18

作者简介: 陈 晨(1982—), 女, 博士研究生, 讲师, 主要从事集成光学与光学传感等方面的研究。

E-mail: chen_chen_1982@163.com

导师简介: 石邦任(1940—), 男, 博士生导师, 主要从事集成光学与光学传感等方面的研究。

E-mail: Bangrenshi@yahoo.com.cn

相连接, Si 基 SiO₂ 光波导^[7] 因具有结构简单、传输损耗低、易于集成、性能稳定且与石英光纤有很好的模场匹配等优点受到了人们的广泛关注^[8], 预期在声光领域也会有良好的应用前景, 所以研究 SiO₂ 波导中的声光相互作用是一项有意义的工作^[9]。

2 SiO₂ 波导中的光导波

本文提出的 SiO₂ 波导声光布拉格(Bragg)器件如图 1 所示, 厚度为 h 的波导中传播的光导波由于声表面波(SAW)的存在而发生布拉格衍射, SAW 由 ZnO 叉指换能器(IDT)激发, 声孔径为 L 。因为声光互作用材料 SiO₂ 是各向同性的, 所以衍射光与入射光模式相同, 模折射率相等, 衍射角等于入射角, 表示为

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2n_{\text{eff}}\Lambda}, \quad (1)$$

式中 θ_B 为布拉格角, λ 为自由空间光波长, Λ 为声波长, n_{eff} 是有效折射率。

SiO₂ 平板波导的结构如图 2 所示, 其中衬底折射率 $n_2 = 1.4451$, 芯层厚度为 h , 芯层折射率 $n_1 = 1.4561$, 为了后文计算方便, 取包层折射率 $n_3 = 1$,

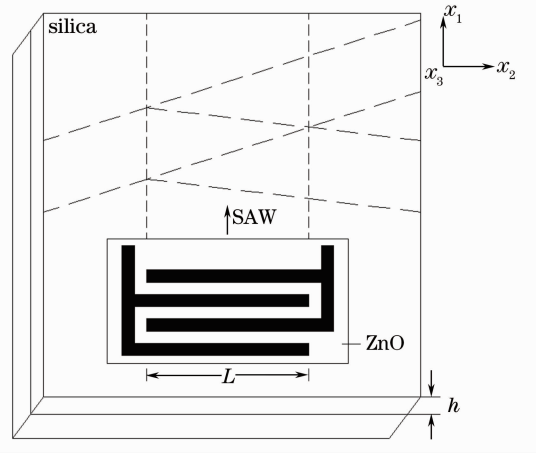


图 1 SiO₂ 波导布拉格器件
Fig. 1 Silica waveguide Bragg device

即认为是自由空间。有关这种非对称平板波导的模式分析理论可参考文献[10~12], 波导中存在两种导模 TE 模和 TM 模, 由于描述 TE 导模的方程比 TM 导模的方程相对来说简单一些, 因此本文主要研究 TE 模, 对于 TM 模, 可作完全类似的讨论。假设此波导在 x_3 方向上受到限制, 在 x_1 方向上无限延伸, TE 模电场的横向分布为^[13]

$$U_m(x_3) = \begin{cases} A \exp(-\delta x_3) & -\infty \leq x_3 < 0 \\ \frac{A}{\cos \phi_3} \cos(\kappa x_3 + \phi_3) & 0 \leq x_3 < h \\ \frac{A}{\cos \phi_3} \cos(\kappa h - \phi_3) \exp[\gamma(x_3 + h)] & h \leq x_3 < \infty \end{cases}, \quad (2)$$

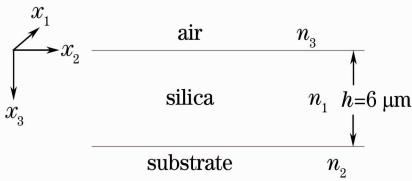


图 2 SiO₂ 平板波导的结构

Fig. 2 Structure of silica slab waveguide

式中

$$\begin{aligned} \kappa &= k_f \sqrt{n_1^2 - n_{\text{eff}}^2}, & \gamma &= k_f \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_2^2}, \\ \delta &= k_f \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_3^2}, & \tan \phi_3 &= \delta/\kappa, \end{aligned} \quad (3)$$

k_f 是真空中波数, 由归一化条件可得常数 A 为

$$A = 2\kappa \left[\frac{\omega\mu_0}{\beta_m(\kappa^2 + \delta^2)} \left(h + \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\gamma} \right) \right]^{1/2}. \quad (4)$$

图 3 给出了基模的归一化横向电场分布。

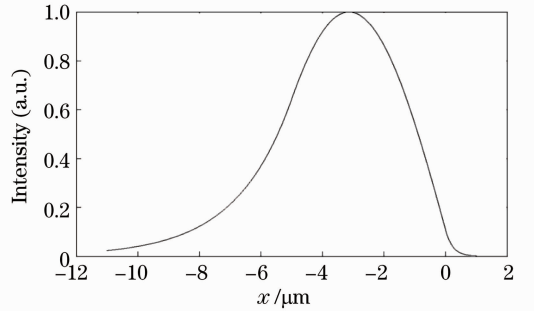


图 3 TE₀ 模归一化横向电场

Fig. 3 Normalized transverse electric field of TE₀ mode

3 SiO₂ 波导布拉格器件中的声表面波分析

本文研究的布拉格器件是由 SiO₂ 波导实现的,

由于 SiO₂ 是非压电性的,因此为了激发 SAW,必须在其上覆盖一层 ZnO 压电膜,计算模型如图 4 所示。下面出现的表达式中, D, E, B, H, T, S 和 U 分别定义为电位移、电场、磁感应强度、磁场强度、应力、应变和机械位移(mechanical displacement),各物理量后右上方的角标 I, II, III 符号分别指图 4 中的 Region I, Region II 和 Region III 三个区域。

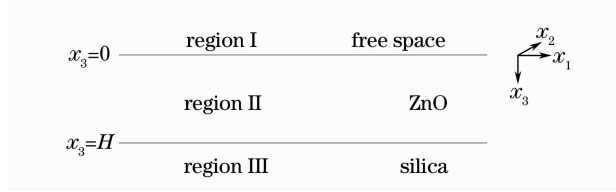


图 4 SiO₂ 波导布拉格器件 SAW 计算模型

Fig. 4 SAW calculation model of silica waveguide Bragg device

各层介质的性能方程分别为

自由空间

$$\begin{cases} D_i^I = \epsilon_0 E_i^I \\ B_i^I = \mu_0 H_i^I \end{cases}, \quad (5)$$

ZnO 中

$$\begin{cases} T_{ij}^{II} = C_{ijkl} S_{kl}^{II} - e_{kij} E_k^{II} \\ D_i^{II} = e_{ikl} S_{kl}^{II} + \epsilon_{ik} E_k^{II} \\ B_i^{II} = \mu_0 H_i^{II} \end{cases}, \quad (6)$$

SiO₂ 中

$$\begin{cases} T_{ij}^{III} = c_{ijkl} S_{kl}^{III} \\ D_i^{III} = \epsilon_g E_i^{III} \\ B_i^{III} = \mu_0 H_i^{III} \end{cases}, \quad (7)$$

式中 ϵ_g 是各向同性材料 SiO₂ 介电常数。

各层介质的运动方程分别为

ZnO 中

$$\rho^{II} \frac{\partial^2 U_i^{II}}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}^{II}}{\partial x_j}, \quad (8)$$

SiO₂ 中

$$\rho^{III} \frac{\partial^2 U_i^{III}}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}^{III}}{\partial x_j}. \quad (9)$$

另外,各层介质还要满足麦克斯韦方程:

自由空间

$$\nabla \times \nabla \times E^I = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E^I}{\partial t^2}, \quad (10)$$

ZnO 中

$$\nabla \times \nabla \times E^{II} = -\mu_0 \frac{\partial^2 D^{II}}{\partial t^2}, \quad (11)$$

SiO₂ 中

$$\nabla \times \nabla \times E^{III} = -\mu_0 \epsilon_g \frac{\partial^2 E^{III}}{\partial t^2}. \quad (12)$$

假设 SAW 沿 x_1 方向传播,在深度 x_3 方向上振幅呈指数形式变化, x_2 方向上振幅不发生变化,设满足(8)~(12)式的各层分波解具有下列形式:

自由空间

$$E_i^I = \frac{\Omega}{V_s} c_i \exp\left(\frac{\Omega}{V_s} \alpha x_3\right) \exp\left[i\Omega\left(\frac{x_1}{V_s} - t\right)\right], \quad (13)$$

ZnO 中

$$\begin{cases} U_i^{II} = M_i \exp\left(\frac{\Omega}{V_s} \beta x_3\right) \exp\left[i\Omega\left(\frac{x_1}{V_s} - t\right)\right] \\ E_i^{II} = \frac{\Omega}{V_s} G_i \exp\left(\frac{\Omega}{V_s} \beta x_3\right) \exp\left[i\Omega\left(\frac{x_1}{V_s} - t\right)\right] \end{cases}, \quad (14)$$

SiO₂ 中

$$\begin{cases} U_i^{III} = A_i \exp\left(\frac{\Omega}{V_s} r' x_3\right) \exp\left[i\Omega\left(\frac{x_1}{V_s} - t\right)\right] \\ E_i^{III} = \frac{\Omega}{V_s} C_i \exp\left(\frac{\Omega}{V_s} \sigma x_3\right) \exp\left[i\Omega\left(\frac{x_1}{V_s} - t\right)\right] \end{cases}, \quad (15)$$

式中 Ω 是 SAW 角频率, V_s 是表面波相速度, c_i, M_i, G_i, A_i 和 C_i 是振幅常数,未知衰减常数 α, β, r' 和 σ 在确定 V_s 后可由运动方程给出。

把所假设的各分波解(13)~(15)式分别依次代入介质性能(5)~(7)式及运动(8),(9)式,可以得到具有下列形式的特征方程:

自由空间

$$\begin{bmatrix} E_S^I & & \\ & E_T^I & \\ & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ c_3 \\ c_2 \end{bmatrix} = 0, \quad (16)$$

ZnO 中

$$\begin{bmatrix} U_S^{II} & & & & \\ & U_T^{II} & & & \\ & & M_1 & & \\ & & M_3 & & \\ & & G_1 & & \\ & & G_3 & & \\ & & M_2 & & \\ & & G_2 & & \end{bmatrix} = 0, \quad (17)$$

SiO₂ 中

$$\begin{bmatrix} U_S^{III} & & \\ & U_T^{III} & \\ & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_3 \\ A_2 \end{bmatrix} = 0, \quad (18)$$

$$\begin{bmatrix} E_S^{III} & & \\ & E_T^{III} & \\ & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_3 \\ C_2 \end{bmatrix} = 0. \quad (19)$$

(16)~(19)式有两种可能的解。第一种解对应于机械位移和电场被限制在弧矢平面的情况,即瑞利和 Sezawa 模式,此时 $c_2 = 0, M_2 = 0, G_2 = 0, A_2 = 0,$

$C_2 = 0$, 矩阵 E_S^I, U_S^I, U_S^{II} 和 E_S^{II} 的行列式为 0; 第二种解对应于机械位移和电场仅在横向方向不是 0 的情况, 即 Love 模式, 此时 $c_1 = 0, c_3 = 0, M_1 = 0, M_3 = 0, G_1 = 0, G_3 = 0, A_1 = 0, A_3 = 0, C_1 = 0, C_3 = 0$, 矩阵 E_T^I, U_T^I, U_T^{II} 和 E_T^{II} 的行列式为 0。为了简便, 本文考虑瑞利模式。恰当地确定出各层分波解的线性组合后, 可以得到总的电场及机械位移, 它们必须满足下列边界条件: 在图 4 所示的两个界面(即 $x_3 = 0$ 和 $x_3 = H$ 界面)上, 传播方向上的电场及垂直界面的电位移矢量连续; 在自由表面 $T_{13} = T_{33} = 0$; 在区域 II 和区域 III 界面, T_{13}, T_{33}, U_1 和 U_3 连续; 即在 $x_3 = 0$ 界面

$$\begin{cases} E_1^I = E_1^{II} \\ D_3^I = D_3^{II} \\ T_{13}^{II} = 0 \\ T_{33}^{II} = 0 \end{cases}, \quad (20)$$

在 $x_3 = H$ 界面

$$\begin{cases} E_1^I = E_1^{III} \\ D_3^I = D_3^{III} \\ T_{13}^{II} = T_{13}^{III} \\ T_{33}^{II} = T_{33}^{III} \\ U_1^I = U_1^{III} \\ U_3^I = U_3^{III} \end{cases}. \quad (21)$$

除了各向同性介质外, 表面声波问题都没有解析解, 因此在这里只可能得到问题的数值解, 即先取 V_s 的一个尝试值代入特征方程(16)~(19)式求出衰减常数, 然后把预设值 V_s 和求得的衰减常数代入分波振幅的系数行列式, 验证是否满足边界条件(20)~(21)式, 如不满足, 则另取 V_s 的一个新尝试值, 重复以上过程, 直至能满足边界条件为止, 这样最终可以得到各层介质的位移及电磁场分布。

基于上述对 SAW 计算模型(图 4)的详细分析, 得到的机械位移与归一化深度(x_3/Λ)之间的关系如图 5~7 所示, 其中 H 是 ZnO 的厚度, Λ 是 SAW 波长, H/Λ 分别为 0.02、1.20 和 2.80。从图中可以看出, 当 ZnO 的归一化厚度 H/Λ 非常小时(例如 $H/\Lambda = 0.02$), SAW 位移接近于块体二氧化硅中的位移(图 5); 如果 ZnO 厚一些, 即几个声波长, SAW 沿 ZnO 的自由表面传播, 具有类似于在块体 ZnO 中传播的瑞利波的性质(图 7)。

通过反复计算机械位移与不同的 H/Λ 值之间的关系, 可以发现, 在只考虑 SAW 位移分量 U_3 的主要贡献的条件下, 当 $H/\Lambda \leq 0.05$ 时, 在距离自由

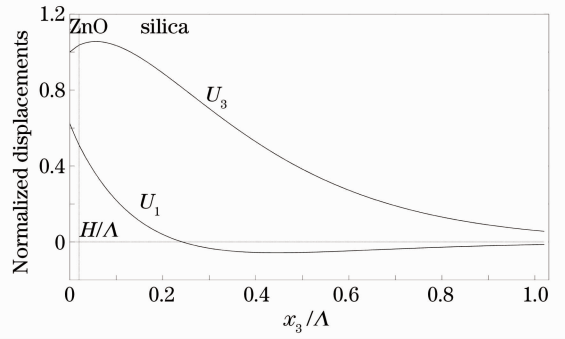


图 5 $H/\Lambda = 0.02$ 时瑞利波的机械位移
Fig. 5 Mechanical displacements of Rayleigh mode for $H/\Lambda = 0.02$

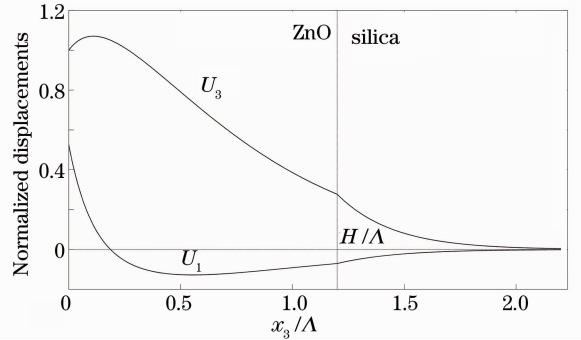


图 6 $H/\Lambda = 1.2$ 时瑞利波的机械位移
Fig. 6 Mechanical displacements of Rayleigh mode for $H/\Lambda = 1.2$

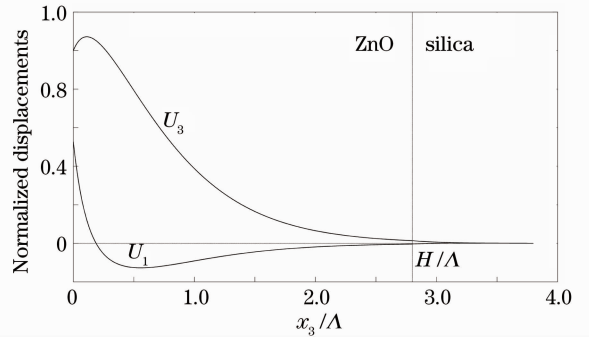


图 7 $H/\Lambda = 2.8$ 时瑞利波的机械位移
Fig. 7 Mechanical displacements of Rayleigh mode for $H/\Lambda = 2.8$

表面 0.056 个声波长处, 在 SiO_2 层中出现 U_3 的最大值(类似于图 5 所示的情形); 当 $0.06 < H/\Lambda < 0.1$ 时, 在 ZnO 与 SiO_2 的交界面出现 U_3 的最大值; 当 $H/\Lambda \geq 0.2$ 时, 在距离自由表面 0.11 个声波长处, 在 ZnO 层中出现 U_3 的最大值(类似于图 7 所示的情形)。当设计用来激发 SAW 的 ZnO 叉指换能器时, 这些结果对如何选取 ZnO 的厚度有一定的参考价值。

弹光效应引起的光学相对介质隔离率张量的变

化可以表示为

$$\Delta\eta'_{ij} = p_{ijkl}^E S_{kl}, \quad i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (22)$$

式中 p_{ijkl}^E 为弹光张量, S_{kl} 为 SAW 应变分量。

考虑 SAW 沿 x_1 方向传播、导光波近似于沿 x_2 方向偏振, 有

$$\Delta\eta'_1 = p_{11} S_1 + p_{13} S_3, \quad (23)$$

式中

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right). \quad (24)$$

SiO₂ 的弹光系数 p_{11} 和 p_{13} 分别为 0.121、0.27, 计算得到 SiO₂ 中 SAW 的应变场分布及 SAW 引起的相对介质隔离率张量的变化 ($\Delta\eta'_1$) 分别如图 8、9 所示, 在 $x_3 = 2.288 \mu\text{m}$ 处, $\Delta\eta'_1$ 最大。

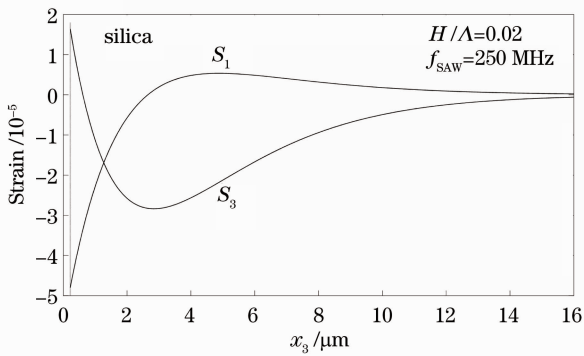


图 8 SiO₂ 中 SAW 的应变场分布
Fig. 8 Strains of the SAW in silica

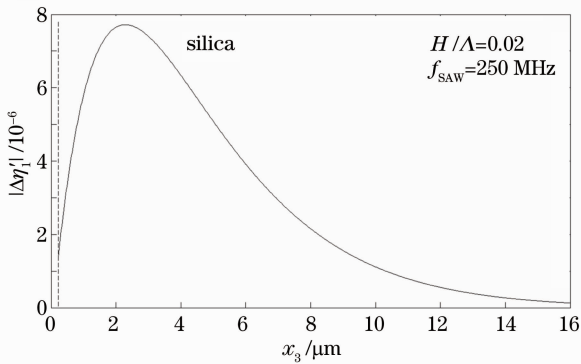


图 9 SAW 引起的相对介质隔离率张量的变化
Fig. 9 SAW induced change of the relative dielectric permeability tensor

4 导波声光相互作用分析

当光导波与 SAW 满足动量匹配条件时, 声光衍射效率由下式给出^[14]:

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi n_{\text{eff}}^2 L}{2\lambda \cos \theta_B} |\Delta B_{\text{max}}| |\Gamma| \right), \quad (25)$$

式中 Γ 是重叠积分, 它与波导参数及声频率有关,

可以表示为

$$|\Gamma| = \left| \frac{\int |U_m|^2 U_{\text{aij}} dx_3}{\int |U_m|^2 dx_3} \right|, \quad (26)$$

式中 $U_{\text{aij}} = \frac{\Delta B_{ij}}{|\Delta B_{ij\text{max}}|}$, U_m 为导光波的光场分布。

由此可见, 声光衍射效率主要取决于光场与声场的重叠情况。

4.1 重叠积分与声频率的关系

把已知的场分布(2)式和(23)式代入(26)式中, 得到重叠积分与声频率之间的关系如图 10 所示。从图中可以看出, 在低频范围内, 光场与 SAW 场重叠良好, 而在高频范围内, 重叠积分随着声频的增加而逐渐减小; 由于在 SiO₂ 表面 ΔB_1 存在最小值(图 9), 重叠积分总是小于 0.9; 当声频为 216 MHz 时, 得到的重叠积分的最大值为 0.8544。

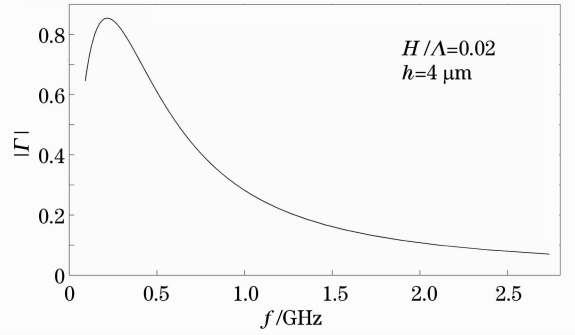


图 10 重叠积分与声频率的关系
Fig. 10 Overlap integral as a function of acoustic frequency

4.2 重叠积分与波导厚度的关系

随着波导厚度的增加, 将会出现不同的波导模式, 从图 11 中可以看出, 重叠积分与波导的厚度及模式有关。对于同一种模式, 重叠积分随着波导厚

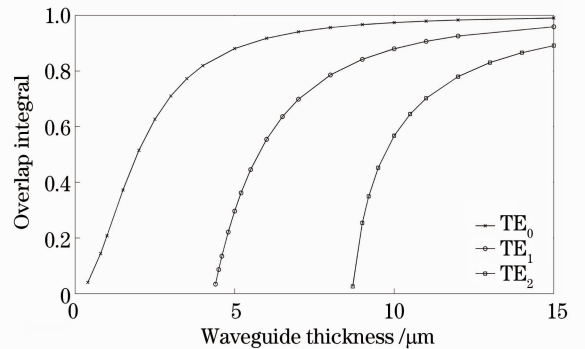


图 11 重叠积分与波导厚度的关系
Fig. 11 Overlap integral as a function of waveguide thickness

度的增加而增大,当波导很厚时,重叠积分接近于1;当模式接近截止时,由于消逝场的存在,将有很大一部分能量渗透到衬底中,导致重叠积分变小;对于同一波导厚度,低阶模的重叠积分始终大于高阶模重叠积分。

4.3 布拉格衍射效率与声功率的关系

衍射效率还可以由声功率 P_a 表示出来:

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi^2}{2\lambda^2} MP_a |\Gamma|^2 \frac{L}{h \cos^2 \theta_B} \right)^{1/2}, \quad (27)$$

式中 L 为声孔径(即声表面波波束的宽度),声光优值 M 定义为

$$M = \frac{n^6 p^2}{\rho v^2 v_R}, \quad (28)$$

式中 ρ 和 v 分别为材料的密度和体声波的速度。

图 12 是 TE_0 、 TE_1 和 TE_2 模的衍射效率与声功率的关系。当发生 100% 衍射时, TE_0 和 TE_1 模所需要的声功率分别为 3.9 W 和 5.3 W。由于最低阶模限制在表面附近,其穿透深度可以与声波的穿透深度相比拟,因此最低阶模与 SAW 相互作用最强,所需声功率最小。

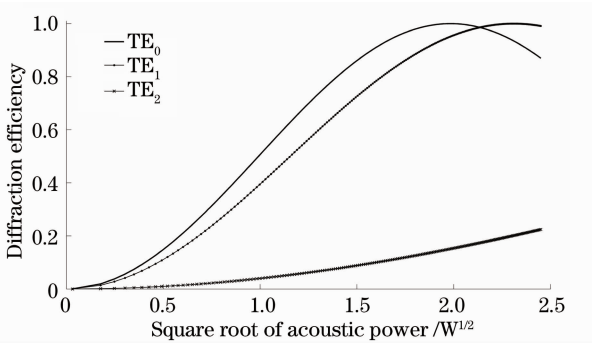


图 12 TE_0 、 TE_1 和 TE_2 模衍射效率与声功率平方根之间的关系(声频率: 216 MHz; $L=1$ mm; $h=9$ μ m)

Fig. 12 Diffraction efficiency plotted as a function of the square root of acoustic power for TE_0 , TE_1 and TE_2 modes. (Acoustic frequency: 216 MHz; $L=1$ mm; $h=9$ μ m)

图 13 是在不同的声孔径下(L 分别为 1、2、3、4 mm)单模波导的衍射效率与声功率的关系。当声功率增加时,衍射效率先是逐渐增加直至最大值,然后逐渐减小,即呈现函数 \sin^2 的形式;不同的声孔径发生 100% 衍射时所需要的声功率不同,声孔径越大,所需的声功率越小,反之亦然;图中当声孔径分别为 1、2、3、4 mm 时,发生 100% 衍射所需要的声功率分别为 2.88、1.43、0.97、0.72 W。

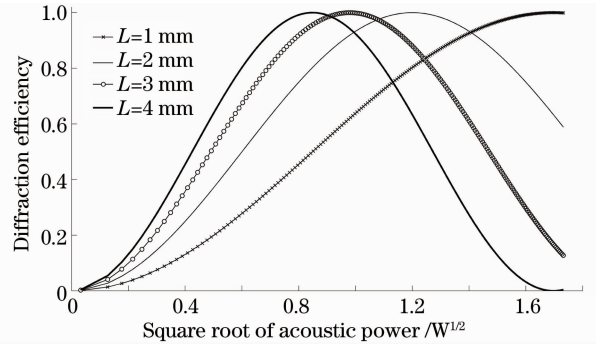


图 13 单模波导的衍射效率与声功率平方根之间的关系
Fig. 13 Diffraction efficiency plotted as a function of the square root of acoustic power for single-mode waveguide (acoustic frequency: 216 MHz; $H/\Lambda=0.02$; $h=4$ μ m)

5 结 论

对 SiO_2 光波导布拉格器件中的声表面波分布及声光相互作用特性进行了详细地分析,所得结果可被用于优化设计 SiO_2 波导布拉格器件中 ZnO 厚度、波导厚度、声孔径、声频率和声功率等参数,具体结果如下:

1) 光场与 SAW 场在低频范围内重叠良好,而在高频范围内,重叠积分随着声频的增加而逐渐减小;由于在 SiO_2 表面 $\Delta\gamma'_1$ 存在最小值,重叠积分总是小于 0.9。

2) 波导的厚度与模式对重叠积分影响很大。重叠积分随着波导厚度的增加而逐渐增大,当波导很厚时,重叠积分接近于 1;当模式接近截止时,重叠积分变得很小;低阶模的重叠积分始终大于高阶模重叠积分。

3) 最低阶模与 SAW 相互作用最强,所需声功率最小。

4) 衍射效率与声功率之间的关系遵循 \sin^2 函数的形式;声功率一定时,增加声孔径可以提高衍射效率。

参 考 文 献

- Xiao Lifeng, Liu Ying, Wang Qizhang *et al.*. Integrated optical acousto-optical switch [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(8): 1073~1076
肖立峰, 刘迎, 王启樟等. 集成光学声光开关的研究 [J]. *中国激光*, 2005, **32**(8): 1073~1076
- Tsai Chen. Guided-wave acoustooptic Bragg modulators for wide-band integrated optic communications and signal processing [J]. *IEEE Trans. Circ. System.*, 1979, **26**(12): 1072~1098
- S. Kakio, S. Shinkai, H. Kawate *et al.*. Surface-acoustic-wave-driven acoustooptic modulator with wide wavelength range for visible laser light [C]. *OECC*, 2008: 1~2

- 4 Zhang Zhongxian, Gao Hangjun, Long Kuisheng *et al.*. All-fiber frequency shifter using LiNbO₃ SAW device [J]. *Acta Optica Sinica*, 1992, **12**(7): 668~670
张仲先, 高航军, 龙槐生等. 应用 LiNbO₃ 声表面波驱动的全光纤声光频移器 [J]. *光学学报*, 1992, **12**(7): 668~670
- 5 M. M. de Lima, M. Beck, R. Hey *et al.*. Compact Mach-Zehnder acousto-optic modulator [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **89**(12): 121104
- 6 L. N. Magdich, Y. V. Pisarevskii, N. N. Semenovskii. Certain features of the effect of diffraction on the acoustooptic interaction in an elastically anisotropic medium [J]. *J. Commun. Tech. Electron.*, 2008, **53**(12): 1442~1446
- 7 Gao Dingshan, Li Jianguang, Wang Hongjie *et al.*. Research on the deposition of thick silica on silicon substrate by flame hydrolysis deposition [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(9): 1279~1282
郜定山, 李建光, 王红杰等. 在硅片上沉积厚二氧化硅的火焰水解法研究 [J]. *光学学报*, 2004, **24**(9): 1279~1282
- 8 X. F. Lin, X. Ma, J. J. He. Void-filling and loss reduction in PECVD silica waveguide devices using boron-germanium codoped upper cladding [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2010, **22**(20): 1491~1493
- 9 Chen Chen, Shi Bangren, Guo Lijun *et al.*. A novel silica-waveguide acousto-optic frequency shifter using ZnO piezoelectric films and its beam propagation analysis [C]. *SPIE*, 2010, **7847**: 1~8
- 10 H. Kogelnik, V. Ramaswamy. Scaling rules for thin-film optical waveguides [J]. *Appl. Opt.*, 1974, **13**(8): 1857~1862
- 11 D. Marcuse. Coupling coefficient for imperfect asymmetric slab wave-guides [J]. *The Bell Syst. Tech. J.*, 1973, **52**(1): 63~82
- 12 P. K. Tien. Light waves in thin films and integrated optics [J]. *Appl. Opt.*, 1971, **10**(11): 2395~2413
- 13 A. Yariv. Coupled-mode theory for guided-wave optics [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1973, **9**(9): 919~933
- 14 C. S. Tsai, M. A. Alhaider, L. T. Nguyen *et al.*. Wide-band guided-wave acoustooptic Bragg diffraction and devices using multiple tilted surface acoustic waves [J]. *IEEE*, 1976, **64**(3): 318~328

栏目编辑: 韩 峰