

·光电器件与材料·

典型工艺缺陷对光波导特性的影响研究

范哲琿¹, 王 健²

(1. 北京交通大学 理学院 发光与光信息技术教育部重点实验室, 北京 100044; 2. 光信息科学与技术研究所, 北京 100044)

摘要: 针对半导体光波导实际制作过程中出现的典型工艺缺陷, 基于有限元法提出了有效的分析方法。首次计算了真实光场入射情况下, 缺陷存在时波导内部的光场, 并分析了缺陷位置、大小、缺陷类型和入射光波长对半导体光波导损耗和模式耦合的影响。分析结果表明, 波导传输损耗随缺陷大小和光波长振荡变化; 折射率较大的缺陷, 振荡频率较高; 缺陷从芯区中心移向边缘时, 传输损耗随波导结构尺寸振荡变化, 变为单调增大。损耗能量一部分形成辐射模进入衬底, 另一部分耦合成高阶模。缺陷明显增加半导体光波导损耗, 改变波导传输模式, 显著劣化集成光路性能。

关键词: 半导体光波导; 工艺缺陷; 有限元法; 传输模式分析

中图分类号: TN25

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2015)-06-0026-05

Research on Effect of Typical Process Defect on Optical Waveguide Characteristic

FAN Zhe-hui¹, WANG Jian²

(1. Key Lab of Education Ministry on Luminescence and Optical Information Technology;

2. Institute of Optical Information science and Technology, School of Science, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

Abstract: For the typical process defects of semiconductor optical waveguide in the actual fabrication process, an effective analysis method is proposed based on the finite element method. For actual incident optical fields, the optical fields in waveguide are calculated for the first time when the defects exist. The effects of the defect position, size, type and wavelength of the incident light on the loss and mode coupling of semiconductor optical waveguide are analyzed. The results show that the waveguide transmission loss oscillates with defect size and light wavelength. The defect refractive index is larger, oscillation frequency is higher. When defects are moving from the core center to the edge, the oscillation of the transmission loss with waveguide structure size become monotone increasing. One part of the loss energy becomes the substrate radiation mode, and the other is coupled to high-order modes. The process defects make semiconductor optical waveguide loss increase greatly, the waveguide transmission mode is changed, and the integrated optical circuit performance is degraded significantly.

Key words: semiconductor optical waveguide; process defect; finite element method; propagation mode analyzing

集成光学是光信息技术的重要基石, 大规模光子集成是解决目前光通信发展中容量和能耗两大挑战的突破口, 而半导体光波导是近年来光子集成

发展的新的切入点。在半导体光波导的研究中, 往往把波导结构看成一个理想几何体, 并未考虑实际制作过程中由于制作工艺原因引入的气泡和颗粒

收稿日期: 2015-11-11

基金项目: 国家自然科学基金(61275075); 北京市自然科学基金(4132035)资助课题

作者简介: 范哲琿(1990-), 男, 广西北海人, 硕士研究生, 主要从事分布式光纤传感方面的工作; 王健(1963-), 男, 天津人, 博士, 副教授, 主要从事光纤传感、光波导理论和光信息处理等方面的研究。

等典型缺陷的影响。半导体光波导工艺缺陷严重影响了集成光路的性能,限制了大规模光子集成技术潜力的发挥。截止到目前为止,对于光波导缺陷方面的研究,多集中在光子晶体方面。光子晶体中的缺陷主要是引导光波在缺陷中传播,而工艺缺陷使入射光散射,阻碍光波在波导中传播。绝缘颗粒对光散射的影响在1973年就已得到了研究^[1]。但只考虑了无限大空间中颗粒的散射与吸收,这与半导体光波导中情形相差较大。原算法经过多次改进^[2-4],有效地提高了计算精度,但仍仅限于对空间颗粒的影响分析。文献[5]在文献[4]的基础上,对格林函数法进行了优化,针对平面波导中点缺陷引起的散射损耗进行分析,导出了波导内存在点缺陷时散射损耗与缺陷大小的关系。然而,文献[5]假设的入射场为平面波,与波导中的真实光场有较大的偏离。文中建立了有限元分析模型,在真实波导环境中,针对半导体光波导制作工艺引入的典型缺陷,进行传导模式的影响研究,研究由于点缺陷存在引起的波导损耗,以及传导模式间的耦合等问题。研究结果对于半导体光波导结构设计和工艺改革,以及集成光学的发展,必将产生有力的推动作用。

1 理论模型

波导内的电场 E 满足的亥姆霍兹方程为

$$\nabla \times (\mu_r^{-1} \nabla \times E) - k_0^2 \varepsilon_r E = 0 \quad (1)$$

式中, ε_r 为介质相对电容率张量; μ_r^{-1} 为介质的相对磁导率张量 μ_r 的逆张量; $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为真空中的波数; λ 为入射光的波长。

根据变分原理,上述亥姆霍兹方程对应的泛函为^[6]

$$F(E) = \frac{1}{2} \int_V [(\nabla \times E^*) \cdot (\mu_r^{-1} \nabla \times E) - k_0^2 E^* \cdot \varepsilon_r E] dV \quad (2)$$

在缺陷散射问题中,通常把散射体周围的总电场看成入射电场和散射电场的和来处理,即 $E = E^{inc} + E^{sc}$ 。其中, E^{inc} 为入射场; E^{sc} 为散射场。入射场 E^{inc} 是没有散射体时理想波导中的场,在求解散射问题时,首先求出这一电场。在式(2)中,令 $E = E^{inc}$,使用有限元原理,可以得到泛函取极值时式(2)所对应的复本征值方程为

$$[A_1] \{E^{inc}\} - k_0^2 [B_1] \{E^{inc}\} = 0 \quad (3)$$

式中,本征矢量 $\{E^{inc}\}$ 代表理想波导截面上的电场分布, $[A_1]$ 和 $[B_1]$ 是系数矩阵。通过求解方程(3),可得到入射电场的数值解。

在求出入射电场 E^{inc} 后,令散射体存在时总电场 $E = E^{sc} + E^{inc}$,把它代入式(2),得

$$F(E) = \frac{1}{2} \int_V \left\{ (\nabla \times (E^{sc} + E^{inc}))^* \cdot [\mu_r^{-1} \nabla \times (E^{sc} + E^{inc})] - k_0^2 (E^{sc} + E^{inc})^* \cdot \varepsilon_r (E^{sc} + E^{inc}) \right\} dV \quad (4)$$

考虑到 E^{inc} 已通过式(3)求出,为已知场,且仅含 E^{inc} 项的部分在泛函取极值时等于零,因此上式可写为

$$F(E) = \frac{1}{2} \int_V [(\nabla \times E^{sc}) \cdot (\mu_r^{-1} \nabla \times E^{sc}) - k_0^2 E^{sc} \cdot \varepsilon_r E^{sc}] dV + \frac{1}{2} \int_V [(\nabla \times E^{sc}) \cdot (\mu_r^{-1} \nabla \times E^{inc}) - k_0^2 E^{sc} \cdot \varepsilon_r E^{inc}] dV + \frac{1}{2} \int_V [(\nabla \times E^{inc}) \cdot (\mu_r^{-1} \nabla \times E^{sc}) - k_0^2 E^{inc} \cdot \varepsilon_r E^{sc}] dV \quad (5)$$

再次使用有限元原理,得到上式所对应的有限元方程为

$$[A_2] \{E^{sc}\} = \{b\} \quad (6)$$

这里本征矢量 $\{E^{sc}\}$ 代表散射电场分布; $[A_2]$ 和 $\{b\}$ 是系数矩阵。通过求解方程(6)又可得到散射体存在时,由散射体引起的散射电场分布。

分别求解方程(3)和方程(6),即可得到散射体存在时波导中的总电场分布的数值解 $\{E\} = \{E^{inc}\} + \{E^{sc}\}$ 。在此基础上,可进一步分析散射体存在时的波导损耗和模式耦合的影响。

由于缺陷的存在,波导中的场有一部分辐射场,所以在有限元法的截断边界处必须给出能够消除非物理电磁波反射的吸收边界条件。文中选用由 Berenger 提出的完美匹配层(PML)作为吸收边界条件^[7]。

2 分析结果与讨论

缺陷的存在,使得波导一端的基模入射在波导的另一端出射的光波不再是纯粹的基模,而是所有导模与辐射模光场的叠加,如下式

$$E = \sum_{\mu} a_{\mu} E_{\mu} + E_r \quad (7)$$

式中, E_{μ} 表示第 μ 个导模的电场; E_r 表示辐射模的电场; a_{μ} 表示第 μ 个导模的振幅。利用模式的正

交性,有下式

$$\frac{1}{2} \iint_{\infty} E_{\mu} \times H_{\nu}^* \cdot dA = \delta_{\mu\nu} \quad (8)$$

利用式(7)、式(8)两式可得

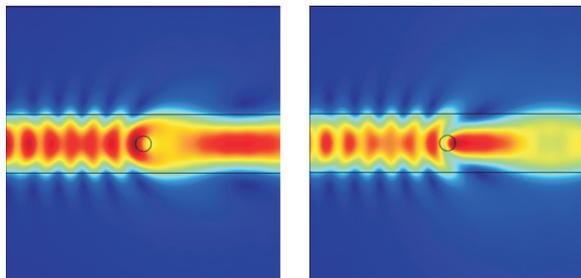
$$a_{\mu} = \frac{1}{2} \iint_{\infty} (E \times H_{\mu}^*) \cdot dA \quad (9)$$

这样,第 μ 个模式的功率为

$$P_{\mu} = \frac{1}{2} \iint_{\infty} (a_{\mu} E_{\mu}) \times (a_{\mu}^* H_{\mu}^*) \cdot dA = \frac{1}{2} a_{\mu} a_{\mu}^* \iint_{\infty} (E_{\mu} \times H_{\mu}^*) \cdot dA = a_{\mu} a_{\mu}^* \quad (10)$$

为了求缺陷存在情况下,入射的基模传输到波导输出端时的损耗和耦合(转移)给其他模式的功率,首先求出缺陷存在时波导输出端的输出光场 E , 和无缺陷存在时波导中所有存在导模的磁场 H_{μ} , 然后根据式(9)求出不同导模在输出光场中的振幅,最后再根据式(10)求出输出光场中含有某个导模模式的功率。为便利起见,设入射基模的功率为 1 W。根据式(10)求出第 μ 个模式的功率 P_{μ} 的值,即为基模耦合给第 μ 个模式的功率。如果第 μ 个模式为基模自身,则根据式(10)求出的功率为基模剩余的功率,则波导损耗等于 1 减去基模剩余的功率。

文中以一个芯区折射率为 1.455,包层折射率为 1.444,芯区厚度为 $5 \mu\text{m}$ 的二氧化硅半导体平面光波导为研究对象,分析波导中存在气泡或颗粒时,1 W 的 TE_0 基模光从波导一端输入时的损耗和模式耦合等问题。图 1 表示气泡(折射率为 1)和颗粒(设其折射率为 $2^{[5]}$)存在时 TE_0 模的传输情况。



(a)波导内部存在气泡时, TE_0 模的光场分布
(b)波导内部存在颗粒时, TE_0 模的光场分布

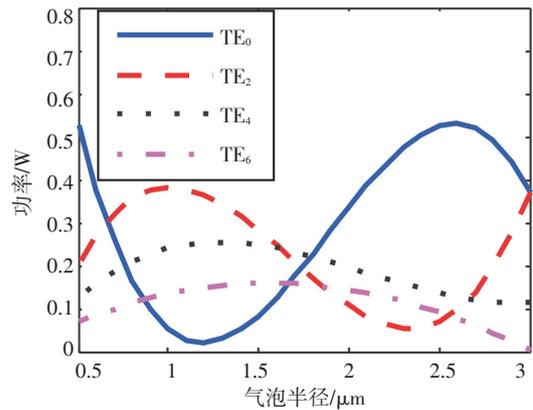
图1 波导内部存在气泡或颗粒时, TE_0 模的光场分布

由图1可以看出,由于气泡或颗粒缺陷的存在,

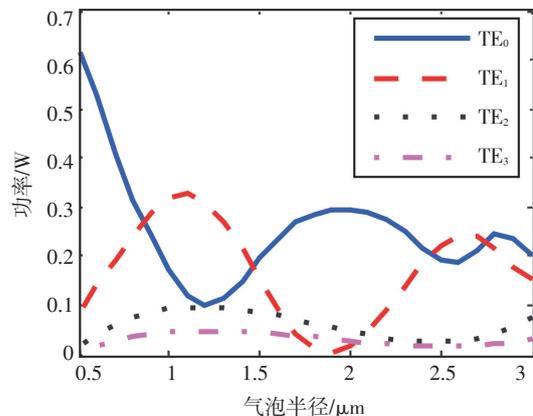
传输光波发生了散射,在气泡或颗粒的前面,形成了明显的驻波;在气泡或颗粒的后面,不再是纯粹的 TE_0 模,一部分能量从芯区进入包层,仍在芯区中传输的光波模式变成为多种模式叠加。

2.1 气泡位置及大小的影响

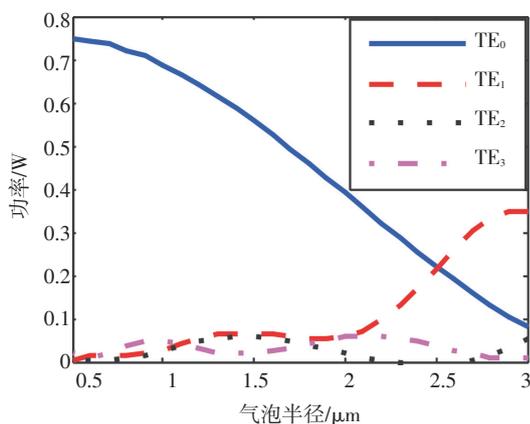
首先考虑气泡的影响。计算气泡位置在下面三种情况下波导输出端的光场分布,再进一步求出 TE_0 模的剩余功率与 TE_0 模耦合到其他模式的功率。三种情况分别是:(1)气泡中心处于芯区中心;(2)偏离芯区中心为波导厚度的 $1/4$ (距芯区中心为 $1.25 \mu\text{m}$)位置;(3)芯区衬底的分界面处(距芯区中心为 $2.5 \mu\text{m}$)。图 2 表示气泡处于上述三种不同位置时波导输出端光场中所含各模式的功率随气泡半径的变化。



(a)气泡处于波导中心,各阶 TE 模的功率随气泡半径的变化关系



(b)气泡处于偏离波导中心, $1.25 \mu\text{m}$, 各阶 TE 模的功率随气泡半径的变化关系



(c)气泡处于芯区和包层的分界面,各阶TE模的功率随气泡半径的变化关系

图2 气泡处于不同位置时,各阶TE模的功率随气泡半径的变化关系

气泡处于波导中心时,计算结果表明,入射的 TE_0 模除一部分形成辐射模之外,其余能量在波导中没有截止的偶模 TE_0, TE_2, TE_4 和 TE_6 模之间转换, TE_0 模转移到TE模的奇模与TM模的能量几乎为零,因此图2a中只有各阶TE偶模的功率变化曲线。产生这一结果的原因是气泡产生的散射场对称,只有具有对称场的TE偶模才能获得能量。另外,从图2a还可看出,随着气泡的变大, TE_0 和 TE_2 模的功率基本上交替变化,说明辐射模之外的能量,主要在 TE_0 和 TE_2 模之间相互转移。

当气泡偏离芯区中心时,各阶TE模都会获得能量,模阶数越高获得的能量越小,因此图2b和图2c仅画出了获得能量较大的前四阶TE模的功率随气泡半径的变化。这一结果的定性解释与前面的相似,即气泡偏离波导中心时,气泡产生的散射场是非对称的, TE_0 模的能量可以转移给各阶TE模。另外,随着气泡的变大,图2b中的 TE_0 和 TE_1 模的功率基本上交替变化,而图2c中的 TE_0 模的功率逐渐变小, TE_1 模的功率却逐渐增大。这说明当缺陷处于芯区边缘时,波导损耗随缺陷的变大而单调增大。比较图2中的高阶模,还可看出,气泡偏离波导芯区中心越远,高阶模得到的功率越小。

图3表示气泡处于三种不同位置时 TE_0 模变为辐射模的功率,即气泡处于波导中心(偏离波导中心为0),偏离波导中心为 $1.25 \mu\text{m}$ 和 $2.5 \mu\text{m}$ 时,辐射模的功率随气泡大小的变化。可以看出,当气泡处于波导中心时,辐射模功率随气泡大小的变化振荡变化。当气泡中心处于芯区和衬底的分界面处,辐

射模功率随气泡半径增大而增大。当气泡偏离波导中心 $1.25 \mu\text{m}$ 时,变为辐射模功率的振荡幅度介于以上两种情况之间,但总的趋势是增大的。

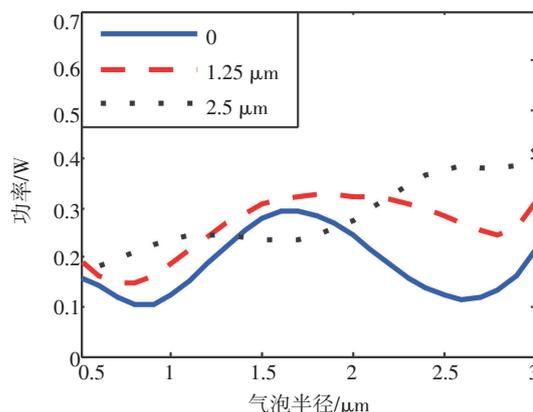


图3 气泡中心处于三种不同位置,半径不同时辐射模的功率

2.2 缺陷类型的影响

将缺陷由气泡改为颗粒,可分析不同缺陷类型对模式传输特性的影响。设颗粒折射率为 $2^{[5]}$,其他参数与气泡情形相同,得到的结果如图4所示。比较图2a与图4可以看出,图4中曲线的振荡较快,另外, TE_0 模剩余的功率除了振荡变化外,总体变大;而在颗粒超过芯区后, TE_2 模获得的功率基本不变。

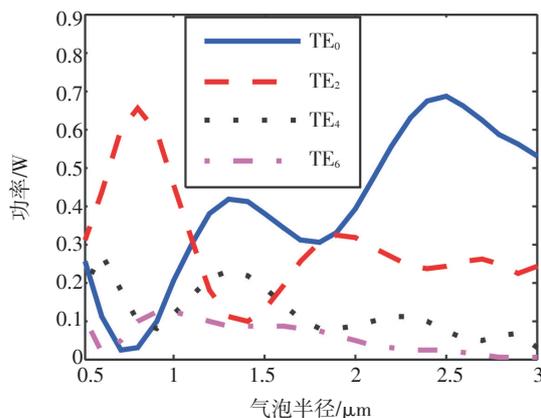


图4 颗粒位于波导中心,半径不同时TE偶模的功率

2.3 入射光波长的影响

为分析光波长的影响,假设气泡处于波导芯区中心,气泡半径分别取 $0.5, 1.3$ 和 $2.3 \mu\text{m}$ 的小、中、大三种情况,光波长取光通信频段常用范围($1260 \sim 1620 \text{ nm}$)。如图5所示。随着波长增大,

TE₀模的剩余功率振荡变化;气泡大小不同,振荡的范围不同。

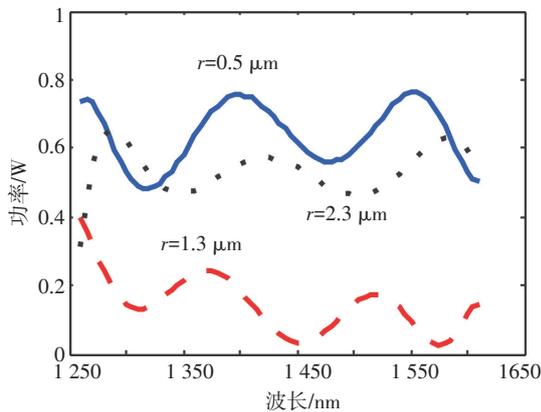


图5 波长不同时TE₀模的功率

3 结论

基于有限元法,研究了半导体光波导因内部典型工艺缺陷的存在所引入的损耗和模式耦合问题。数值仿真分析结果表明,缺陷处于波导中心时,损耗随缺陷或入射光波长的变大而振荡变化;当缺陷为折射率较大的颗粒时,损耗振荡频率较高。当缺陷移向芯区边缘时,损耗随缺陷大小振荡变化的幅度逐渐变小。当缺陷处于芯区边缘时,损耗随缺陷的变大而单调增大。传输损耗的能量,一部分形成辐射模进入半导体衬底,另一部分耦合到高阶模,其中TE₁或TE₂模获得的能量最大。因此,在缺陷存在的情况下,一般会存在多个模式,多模色散限制光信号的调制带宽。总之,波导缺陷的存在,不但会产生损耗,还会产生色散影响,降低器件的整体性能。

参考文献

- [1] Purcell E M, Pennypacker C R. Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains[J]. *Astrophys. J.*, 1973, 186(12): 705-714.
- [2] Schaubert D H, Wilton D R, Glisson A W. A tetrahedral modeling method for electromagnetic scattering by arbitrarily shaped inhomogeneous dielectric bodies[J]. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 1984, 32 (1):77-85.
- [3] Singham S B, Salzman G C. Evaluation of the scattering matrix of an arbitrary particle using the coupled dipole approximation[J]. *J. Chem. Phys.*, 1986, 84(5): 2658-2667.
- [4] Goedecke G H, O'Brien S G. Scattering by irregular inhomogeneous particles via the digitized Green's function algorithm[J]. *Applied Optics*, 1988, 27(12): 2431-2438.
- [5] 宋军, 何赛灵. 矩量法研究平面波导点缺陷引起的散射损耗[J]. *光学学报*, 2004, 24(1): 11-15.
- [6] 金建铭. 电磁场有限元法[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1998: 201-252.
- [7] 王健, 雷乃光, 余重秀. 椭圆空气孔微结构光纤限制损耗的分析[J]. *物理学报*, 2007, 56(2): 946-951.
- [8] 王健. 导波光学[M]. 北京: 清华大学出版社, 2010: 112.
- [9] Cuesta-Soto F, Martinez A, Garcia J, et al. All-optical switching structure based on a photonic crystal directional coupler[J]. *Optics Express*, 2004, 12(1): 161-167.
- [10] Kuo C W, Chang C F, Chen M H, et al. A new approach of planar multi-channel wavelength division multiplexing system using asymmetric super-cell photonic crystal structures[J]. *Optics Express*, 2007, 15(1): 198-206.
- [11] 韩博琳, 姜淑琴, 鹿文亮, 等. 新型超宽带双芯光子晶体光纤偏振分束器的研究[J]. *物理学报*, 2013, 62(24): 244202-244202.
- [12] Asano S, Yamamoto G. Light scattering by a spheroidal particle[J]. *Applied Optics*, 1975, 14(1): 29-49.
- [13] Barber P W, Yeh C. Scattering of electromagnetic waves by arbitrarily shaped dielectric bodies[J]. *Applied Optics*, 1975, 14(12): 2864-2872.
- [14] Wu T K, Tsai L L. Scattering from arbitrarily-shaped lossy dielectric bodies of revolution[J]. *Radio Science*, 1977, 12 (5): 709-718.
- [15] Wang D S, Barber P W. Scattering by inhomogeneous nonspherical objects[J]. *Applied Optics*, 1979, 18(8): 1190-1197.
- [16] Morgan M, Mei K K. Finite-element computation of scattering by inhomogeneous penetrable bodies of revolution[J]. *Antennas and Propagation, IEEE Transactions*, 1979, 27 (2): 202-214.
- [17] Singham S B, Bohren C F. Light scattering by an arbitrary particle: a physical reformulation of the coupled dipole method[J]. *Optics Letters*, 1987, 12(1): 10-12.
- [18] Saitoh K, Koshiba M. Full-vectorial imaginary-distance beam propagation method based on a finite element scheme: application to photonic crystal fibers[J]. *Quantum Electronics*, 2002, 38(7): 927-933.
- [19] Selleri S, Vincetti L, Cucinotta A, et al. Complex FEM modal solver of optical waveguides with PML boundary conditions[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2001, 33 (4-5): 359-371.