

InGaAs/InAlAs 多量子阱脊形波导及定向耦合器 光波特性准矢量分析

肖金标[†] 马长峰 张明德 孙小菡

(东南大学电子工程系光子学与光通信研究室, 南京 210096)

(2005 年 5 月 5 日收到, 2005 年 6 月 6 日收到修改稿)

提出了一种基于级数展开的三维准矢量束传播法(SE-QV-BPM)用以分析由 InGaAs/InAlAs 多量子阱构成的脊形光波导及定向耦合器. 结果表明, 刻蚀深度相同时, TM 模比 TE 模在水平方向限制性强, 且 TM 模的模场在波导角上出现畸变. 波导间距相同时, 定向耦合器 TM 波的耦合长度大于 TE 波的耦合长度, 对偏振态敏感. 分析获得了浅/深刻脊形光波导承载的准矢量 TE/TM 基模、定向耦合器承载的 TE/TM 偶/奇模的模场分布及其有效折射率. 模拟了光场在定向耦合器中的传输演变情况. 另外, SE-QV-BPM 导出矩阵小, 计算效率高. 采用正弦基函数展开, 对波导结构没有限制, 引入了变量变换, 避免了边界截断问题.

关键词: 级数展开, 准矢量束传播法, 多量子阱, InGaAs/InAlAs

PACC: 4282, 4280S, 4110H, 8160C

1. 引言

InGaAs/InAlAs 多量子阱材料在工作波长为 1.3 μm 时具有良好的量子束缚 Stark 效应(QCSE), 能在 GaAs 基片上外延生长^[1], 制作工艺成熟, 制作成本低, 是制光开关/调制器等光子器件的理想材料^[1, 2]. 分析由这类材料构成的脊形光波导及其定向耦合器是设计、制作由此为基础的其他复杂器件的重要一环. 遗憾的是, 这类波导及定向耦合器无法用解析法分析, 因此数值方法或近似方法是不可缺少的模拟分析工具. 近年来, 各种数值方法被相应地提出, 并成功地应用于各类光子器件的模拟分析中^[3, 4]. 其中, 束传播法(BPM)在计算过程中能够对导模、辐射模、模间耦合等作统一处理, 对模场的分布、畸变具有直观可知的特点, 是模拟分析光子器件的有力工具^[3]. 早期 BPM 采用快速 Fourier 变换(FFT)^[5], 收敛速度慢; 其后的有限差分(FD)^[6]及有限元(FE)^[7]算法导出矩阵大, 计算效率低. 另外, 标量 BPM 计算速度快, 但无法考虑偏振态效应^[8]; 矢量 BPM 虽然能够考虑偏振态问题, 但计算量大, 需要耗费大量的 CPU 时间^[9]; 准矢量 BPM 即能考虑偏振态效应, 同

时计算量与标量 BPM 相当, 是一种高效率的光子器件数值模拟分析方法^[10].

本文提出一种基于级数展开的三维准矢量束传播法(SE-QV-BPM), 并用它来模拟分析由 InGaAs/InAlAs 多量子阱构成的脊形光波导及定向耦合器. 级数展开法将待求电场或磁场展成一组正交完备的基函数, 如三角基函数^[11]、厄米-高斯基函数^[12]等, 最终归结为求解一阶常微分方程组, 导出矩阵小, 计算效率高. 本文采用正弦函数展开, 对波导结构没有限制, 可方便地处理脊形结构的光子器件^[11]. 在边界条件的处理上, 利用正切函数变换, 将无限平面映射成为一单位平面, 使单位平面边界上电磁场自然为零, 避免了边界截断问题^[11].

2. 理论方法

各向同性介质中电磁波的传播由如下矢量波方程决定^[1]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\nabla n^2}{n^2} \right) + n^2 k_0^2 \mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

式中 k_0 为自由空间波数, $n(x, y, z)$ 为折射率分布. 如果折射率随传播方向 z 缓慢变化, 则(1)式中

[†] E-mail: jbxiao@seu.edu.cn

关于两个横向电场分量 E_x, E_y 的波方程可以写成

$$\nabla^2 E_x + k_0^2 n^2 E_x + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left[E_x \frac{\partial \ln(n)}{\partial x} + E_y \frac{\partial \ln(n)}{\partial y} \right] = 0, \quad (2a)$$

$$\nabla^2 E_y + k_0^2 n^2 E_y + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left[E_x \frac{\partial \ln(n)}{\partial x} + E_y \frac{\partial \ln(n)}{\partial y} \right] = 0. \quad (2b)$$

令

$$E_x = e_x \exp(-jk_0 \bar{n} z), \quad (3a)$$

$$E_y = e_y \exp(-jk_0 \bar{n} z), \quad (3b)$$

式中 \bar{n} 称之为参考折射率. 将(3)式代入(2)式, 利用慢变包络近似^[7], 即

$$\left| \frac{\partial^2 e_x}{\partial z^2} \right| \ll 2k_0 \bar{n} \left| \frac{\partial e_x}{\partial z} \right|, \quad (4a)$$

$$\left| \frac{\partial^2 e_y}{\partial z^2} \right| \ll 2k_0 \bar{n} \left| \frac{\partial e_y}{\partial z} \right|, \quad (4b)$$

并忽略交叉项, 得到三维准矢量 BPM 波方程

$$2jk_0 \bar{n} \frac{\partial e_x}{\partial z} = \frac{\partial^2 e_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 e_x}{\partial y^2} + k_0^2 (n^2 - \bar{n}^2) + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left[e_x \frac{\partial \ln(n)}{\partial x} \right], \quad (5a)$$

$$2jk_0 \bar{n} \frac{\partial e_y}{\partial z} = \frac{\partial^2 e_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 e_y}{\partial y^2} + k_0^2 (n^2 - \bar{n}^2) + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left[e_y \frac{\partial \ln(n)}{\partial y} \right], \quad (5b)$$

(5a)式和(5b)式分别对应准 TE 波和准 TM 波, 实际上为考虑了偏振态效应的标量 BPM 波方程^[3].

引入如下变量变换^[8]

$$x = \alpha_x \tan \left[\pi \left(u - \frac{1}{2} \right) \right], \quad (6a)$$

$$y = \alpha_y \tan \left[\pi \left(v - \frac{1}{2} \right) \right], \quad (6b)$$

式中 α_x, α_y 为转换比例因子. 则(5)式变为

$$2jk_0 \bar{n} \frac{\partial e_x}{\partial z} = \left(\frac{du}{dx} \right)^2 \frac{\partial^2 e_x}{\partial u^2} + \frac{d^2 u}{dx^2} \frac{\partial e_x}{\partial u} + \left(\frac{dv}{dy} \right)^2 \frac{\partial^2 e_x}{\partial v^2} + \frac{d^2 v}{dy^2} \frac{\partial e_x}{\partial v} + k_0^2 (n^2 - \bar{n}^2) + 2 \left(\frac{du}{dx} \right)^2 \frac{\partial}{\partial u} \left[e_x \frac{\partial \ln(n)}{\partial u} \right] + 2 \frac{d^2 u}{dx^2} e_x \frac{\partial \ln(n)}{\partial u}, \quad (7a)$$

$$2jk_0 \bar{n} \frac{\partial e_y}{\partial z} = \left(\frac{du}{dx} \right)^2 \frac{\partial^2 e_y}{\partial u^2} + \frac{d^2 u}{dx^2} \frac{\partial e_y}{\partial u} + \left(\frac{dv}{dy} \right)^2 \frac{\partial^2 e_y}{\partial v^2} + \frac{d^2 v}{dy^2} \frac{\partial e_y}{\partial v} + k_0^2 (n^2 - \bar{n}^2)$$

$$+ 2 \left(\frac{dv}{dy} \right)^2 \frac{\partial}{\partial v} \left[e_y \frac{\partial \ln(n)}{\partial v} \right] + 2 \frac{d^2 v}{dy^2} e_y \frac{\partial \ln(n)}{\partial v}. \quad (7b)$$

这样, 无限域 $x \in [-\infty, +\infty], y \in [-\infty, +\infty]$ 转换成有限域 $u \in [0, 1], v \in [0, 1]$. 将电场 $e_x(u, v, z), e_y(u, v, z)$ 在区间 $u \in [0, 1], v \in [0, 1]$ 展开, 即

$$e_x(u, v, z) = \sum_{k=1}^{N_x \times N_y} c_k^x(z) \phi_k^x(u, v) = \sum_{p=1}^{N_x} \sum_{q=1}^{N_y} c_{pq}^x(z) \mathcal{L} \sin(p\pi u) \mathcal{L} \sin(2q\pi v), \quad (8a)$$

$$e_y(u, v, z) = \sum_{k=1}^{N_x \times N_y} c_k^y(z) \phi_k^y(u, v) = \sum_{p=1}^{N_x} \sum_{q=1}^{N_y} c_{pq}^y(z) \mathcal{L} \sin(p\pi u) \mathcal{L} \sin(2q\pi v), \quad (8b)$$

式中 N_x, N_y 分别为 u, v 方向的展开级数项, p, q 由下式决定:

$$p = \text{int} \left(\frac{k-1}{N_x} \right) + 1, \quad (9a)$$

$$q = \text{mod} \left(\frac{k-1}{N_y} \right) + 1, \quad (9b)$$

式中 int, mod 分别表示取整和求余. 这样, 电场 $e_x(u, v, z), e_y(u, v, z)$ 在区间 $u \in [0, 1], v \in [0, 1]$ 的边界上等于零, 没有边界截断问题. 注意展开系数 $c_k^x(z), c_k^y(z)$ 随 z 变化. 将(8)式代入(7)式, 两边乘以 ϕ_k , 并在区间 $u \in [0, 1], v \in [0, 1]$ 上作积分, 得到关于 $c_k^x(z), c_k^y(z)$ 的矩阵微分方程

$$R^x \frac{dC^x}{dz} - S^x C^x = 0, \quad (10a)$$

$$R^y \frac{dC^y}{dz} - S^y C^y = 0, \quad (10b)$$

式中矩阵元为

$$R_{p'q', pq}^x = 2jk_0 \bar{n} \int_0^1 \int_0^1 \phi_{p'q'}^x \phi_{pq}^x du dv, \quad (11a)$$

$$S_{p'q', pq}^x = \sum_{i=1}^4 I_i + k_0^2 \int_0^1 \int_0^1 \phi_{p'q'}^x n(u, v, z) \phi_{pq}^x du dv + I_5 + I_6 - k_0^2 \bar{n}^2 \delta_{p'p} \delta_{q'q}, \quad (11b)$$

$$R_{p'q', pq}^y = 2jk_0 \bar{n} \int_0^1 \int_0^1 \phi_{p'q'}^y \phi_{pq}^y du dv, \quad (11c)$$

$$S_{p'q', pq}^y = \sum_{i=1}^4 I_i + k_0^2 \int_0^1 \int_0^1 \phi_{p'q'}^y n(u, v, z) \phi_{pq}^y du dv + I_7 + I_8 - k_0^2 \bar{n}^2 \delta_{p'p} \delta_{q'q}, \quad (11d)$$

式中 I_i ($i = 1-8$) 为 8 个二重积分, 文献 [11] 有其解析表达式. (10) 式实际为一阶常微分方程组, 可用成熟的 Runge-Kutta 方法求解. 只要给定初始激励, 如给定 $E_x(u, v, z=0)$ 可方便快速地获得 $z > 0$ 之后的电场分布. 另外, 令 (10a) 式和 (10b) 式左边第一项等于零, 则退化为标准矩阵本征值方程 (SMEE), 可以用来求解光波导承载的本征模.

3. 结果与分析

首先验证本文方法的精确度. 考虑一个阶跃光纤^[13], 芯层折射率为 1.6, 包层折射率为 1.5, 归一化频率为 1.0, 工作波长为 $1.55 \mu\text{m}$, 级数项 $N_x = N_y = 25$, 可获得收敛解^[13]. 计算获得 TE 模和 TM 模的基模归一化有效折射率均为 0.0325, 解析解为 0.0322^[13]. 本文方法获得的解在小数点后第 3 位与解析解一致, 因此是一种高精度的数值方法.

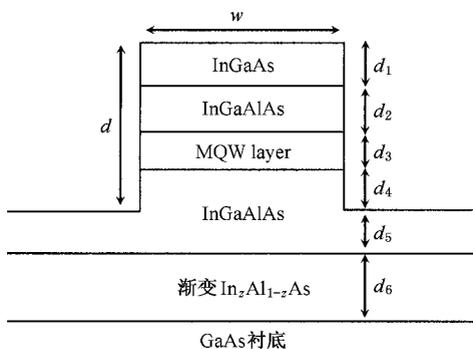


图 1 InGaAs/InAlAs 多量子阱脊形光波导结构

图 1 为本文分析的 InGaAs/InAlAs MQW 脊形光波导结构示意图. MQW 层为 10 对量子阱构成, 其中垒为 $\text{In}_{0.36}\text{Al}_{0.64}\text{As}$, 厚度为 10 nm, 阱为 $\text{In}_{0.38}\text{Ga}_{0.62}\text{As}$,

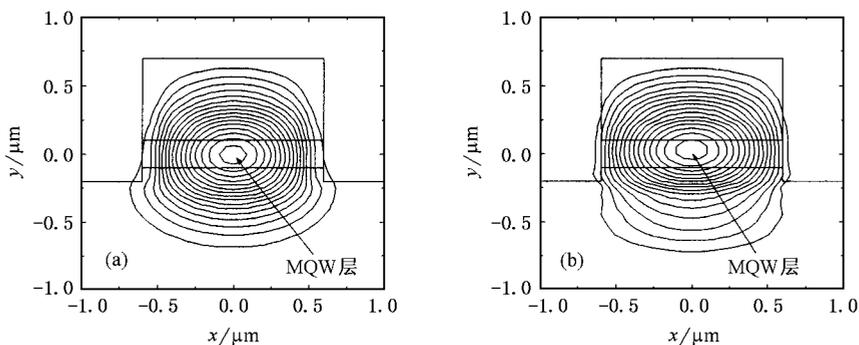


图 2 深刻蚀脊形光波导基模电场分布 (a) TE 模 (b) TM 模

厚度为 9.5 nm , 可以保证 MQW 层在工作波长为 $1.3 \mu\text{m}$ 时具有良好的量子束缚 Stark 效应^[11]. 与 MQW 相邻的两层为 $\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.32}\text{Al}_{0.32}\text{As}$, 厚度 $d_2 = d_4 + d_5 = 0.2 \mu\text{m}$. 上层为 $\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}$, 厚度 $d_1 = 0.4 \mu\text{m}$, 下层为 $\text{In}_z\text{Al}_{1-z}\text{As}$, 均分为三层, z 分别等于 0.15, 0.28 和 0.36, 厚度 $d_6 = 0.72 \mu\text{m}$, 各层在工作波长为 $1.3 \mu\text{m}$ 时的折射率采用文献 [14] 给出的数据. 用 SMEE 分析单个脊形光波导结构, 坐标原点在 MQW 层的中心, 其中 $d_4 = d_5 = 0.1 \mu\text{m}$, 因此刻蚀深度 $d = 0.9 \mu\text{m}$. 由计算结果可知, 当脊宽 $w = 1.2 \mu\text{m}$ 时为单模波导, TE 模和 TM 的有效折射率分别为 3.321 和 3.319. 基模电场分布如图 2 所示. 图 3 为浅刻蚀情况下的基模电场分布, 只刻到 MQW 层的上边沿, 即 $d_4 = 0$, $d_5 = 0.2 \mu\text{m}$, $d = d_1 + d_2 = 0.6 \mu\text{m}$. 从图中可以看出, 由于下包层采用了三层 In 组分递增的 InAlAs, 总厚度只须 $0.72 \mu\text{m}$ 可使模场大部分限制在 MQW 层, 大大减小了外延层的总厚度, 节省了制作成本. 随着深刻蚀深度 d 的增加, 模场在水平方向的约束增强, 并且对于相同的刻蚀深度, TM 模比 TE 模在水平方向的约束强. 因此, 对于多模干涉型器件, 应采用深刻蚀脊形光波导结构, 以满足这类器件的精确自镜像要求^[15]. 而对于定向耦合器型器件, 应采用浅刻蚀脊形光波导结构, 以减小耦合长度^[16]. 另外, 对于 TM 模, 模场在角上出现了畸变, 与文献 [17] 的要求一致.

接下来分析由浅刻蚀 InGaAs/InAlAs MQW 脊形光波导构成的定向耦合器, 如图 4 所示, 由两相邻的平行脊形光波导构成. 由耦合模理论可知^[18], 当模场从其中一个通道输入, 传播其耦合长度距离之后, 模场将从另一通道输出, 获得交叉态, 实现光交换功能. 传播其耦合长度一半距离时, 模场将从两通道均匀输出, 实现 3 dB 耦合器功能. 因此, 耦合长度 l_c 是

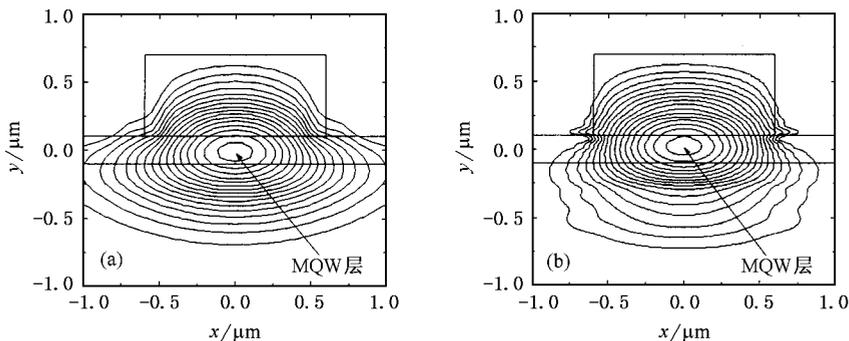


图 3 浅刻蚀脊形光波导基模电场分布 (a)TE 模 (b)TM 模

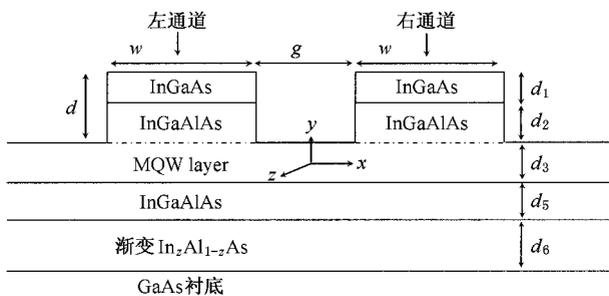


图 4 InGaAs/InAlAs 多量子阱定向耦合器结构

定向耦合器型器件的重要参数,定义为

$$l_c = \frac{\lambda}{2(n_e - n_o)}, \quad (12)$$

式中 n_e, n_o 分别为定向耦合器承载的偶模和奇模有效折射率^[18].图 5 为耦合长度 l_c 随波导间距 g 的变化关系,从图中可以看出,耦合长度 l_c 随着波导间距 g 的增加呈指数增长.因此,对于定向耦合型器件,波导间距要求有很高的加工精度.由于 TM 模比 TE 模在水平方向的约束强,从图中可以看出,对于相同的波导间距, TM 波的耦合长度大于 TE 波的耦合长度,因此这类器件对偏振态敏感.图 6 与图 7 分别为 $g = 1.0 \mu\text{m}$ 时定向耦合器承载的 TE 模和 TM

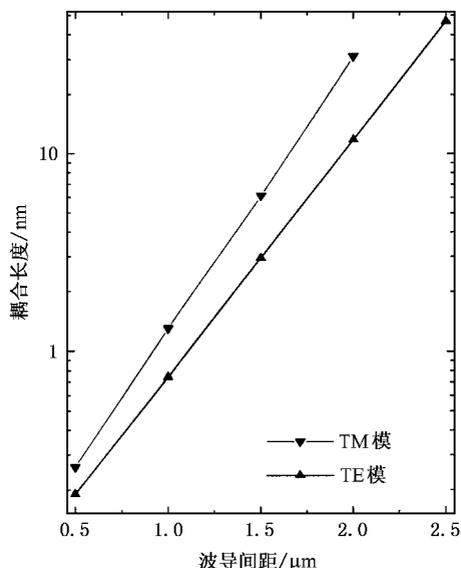


图 5 耦合长度与波导间距的关系

模的偶模与奇模电场分布,同样观察到了准 TM 模在角上的畸变.

考虑准 TE 波的情况,用脊形光波导的基模在左通道激励,其中波导间距 $g = 1.0 \mu\text{m}$.图 8 给出了初始激励在器件中的传播演变情况.由图可见,在传输过程中模场逐渐向右通道转移,传输至 $370 \mu\text{m}$

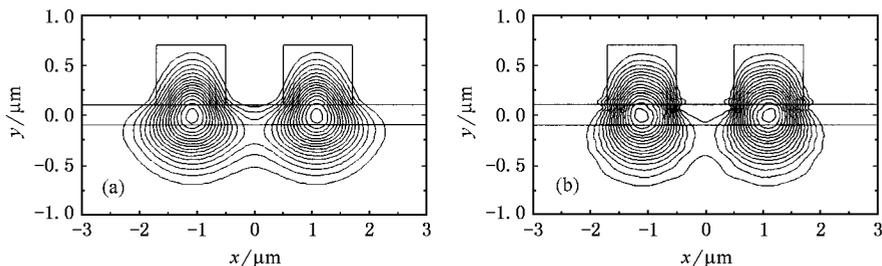


图 6 定向耦合器偶模电场分布 (a)TE 模 (b)TM 模

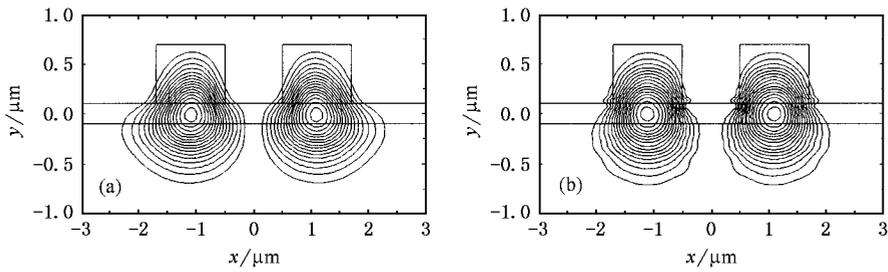


图 7 定向耦合器奇模电场分布 (a)TE 模 (b)TM 模

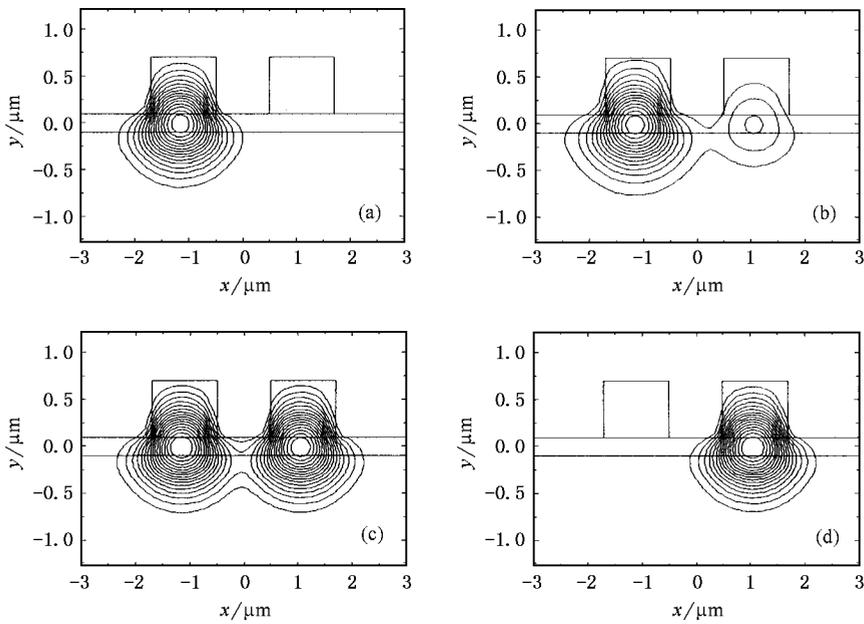


图 8 左通道承载的 TE 基模在定向耦合器中的传输演变情况 (a) $z = 0 \mu\text{m}$ (b) $z = 100 \mu\text{m}$ (c) $z = 370 \mu\text{m}$, (d) $z = 740 \mu\text{m}$

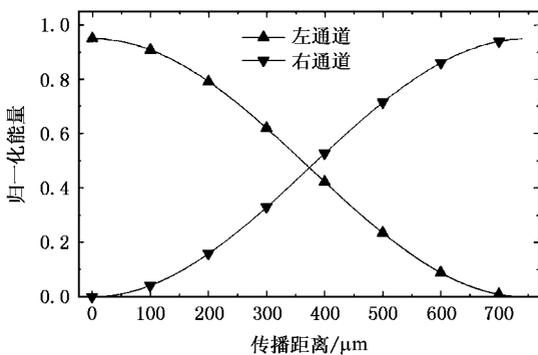


图 9 两通道中的归一化能量随传播距的变化关系

图 9 为两通道中的能量随传播距离的变化情况,可以看出,耦合效率接近 100%. TM 波的传输演变情况与此类似,只是耦合长度为 $1300 \mu\text{m}$,这里不再赘述.

4. 结 论

基于正弦基函数展开,本文提出了一种新的三维准矢量束传播法,并用它分析了由 InGaAs/InAlAs 多量子阱构成的脊形光波导及其定向耦合器.获得了两种波导结构承载的准矢量 TE/TM 模的基模电场分布及其有效折射率,并观察到了 TM 模的奇变.刻蚀深度越深,模场在水平方向越强.定向耦合器件的耦合长度随波导间距的增加呈指数增长,并且 TM 波的耦合长度大于 TE 波的耦合长度.模拟了光波

时,模场变为均匀的两束,分布在两通道中,可实现 3 dB 耦合器功能;传输至 $740 \mu\text{m}$ 时,模场已转移到右通道,可获得交叉态,说明其耦合长度为 $740 \mu\text{m}$.

在定向耦合器件中的传输演变情况,并给出了两通道的能量随传播距离的变化情况.所得结果为制作由此为基础的复杂器件奠定了基础.另外,SE-QV-BPM 计算效率高,又能考虑偏振态效应.采用正弦

基函数展开,对波导结构没有限制.引入了变量变换,没有边界截断问题,是一种有效的光子器件模拟分析工具.

-
- [1] Loi K K , Shen L , Wieder H H *et al* 1997 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9** 1229
- [2] Shao J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2534 (in Chinese) [邵 军 2003 物理学报 **52** 2534]
- [3] Scarmozzino R , Gopinath A , Pregla R *et al* 2000 *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **6** 150
- [4] Zhang T Y , Cao J C 2004 *Chin. Phys.* **13** 1742
- [5] Feit M D , Fleck J A 1980 *Appl. Opt.* **19** 1154
- [6] Yamauchi J , Nakamura S , Nakano H 2000 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12** 1001
- [7] Tsuji Y , Koshiba M , Shiraiishi T 1997 *J. Lightwave Technol.* **15** 1728
- [8] Xiao J B , Sun X H , Zhang M D 2004 *Sci. China Ser. F* **47** 34
- [9] He Y Z , Shi F G 2003 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** 1381
- [10] Liu P L , Yang S L , Yuan D M 1993 *IEEE J. Quantum Electron.* **29** 1205
- [11] Xiao J B , Sun X H , Zhang M D 2004 *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 798
- [12] Causa F , Sarma J 2000 *J. Lightwave Technol.* **18** 1445
- [13] Snyder A W , Love J D 1983 *Optical waveguide theory* (London : Chapman and Hall) p121
- [14] Linnik M , Christou A 2001 *IEEE Trans. Electron. Devices* **48** 2228
- [15] Xiao J B , Sun X H , Cai C , Zhang X F , Zhu J B , Zhang M D 2003 *Acta Electron. Sin.* **31** 1201 (in Chinese) [肖金标、孙小菡、蔡纯、张夕飞、朱建彬、张明德 2003 电子学报 **31** 1201]
- [16] Renaud M , Bachmann M , Erman M 1996 *IEEE J. Select. Topics Quantum. Electron.* **2** 277
- [17] Sudbo A S 1992 *J. Lightwave Technol.* **10** 418
- [18] Huang W P 1994 *J. Opt. Soc. Am. A* **11** 963

Quasi-vectorial analysis of the optical characteristics of rib waveguides and directional couplers based on InGaAs/InAlAs multiple quantum wells

Xiao Jin-Biao Ma Chang-Feng Zhang Ming-De Sun Xiao-Han

(*Laboratory of Photonics & Optical Communications, Department of Electronic Engineering, Southeast University, Nanjing 210096, China*)

(Received 5 May 2005; revised manuscript received 6 June 2005)

Abstract

A new three-dimensional quasi-vectorial beam propagation method based on the series expansion (SE-QV-BPM) is proposed for simulating the optical rib waveguide and directional coupler based on InGaAs/InAlAs multiple quantum wells. For the same etched-depth, the confinement of TM mode in horizontal direction is shown to be stronger than that of TE mode, and the singular behaviors for TM modes at the corners are clearly observed. For the same gap width, the coupling length of TM mode for directional coupler is larger than that of TE mode. The effective indices and modal profiles of the quasi-vectorial fundamental TE and TM modes for shallow- and deep-etched rib waveguides and directional couplers are obtained. Besides, the evolution of the injected field with propagation distance through the directional coupler is demonstrated. The calculation has good efficiency due to the small size of the resulting matrix, and the rib structures can be conveniently dealt with since the sinusoidal functions are selected as the basis functions. Moreover, the variable transformation is introduced to avoid the boundary truncation.

Keywords : series expansion, quasi-vectorial beam propagation method, multiple quantum well, InGaAs/InAlAs

PACC : 4282, 4280S, 4110H, 8160C