

文章编号: 0258-7025(2004)03-0318-05

脊形结构 LiNbO_3 光波导调制器的 扩展点匹配法分析

钱 辰¹, 祝宁华¹, 潘裕斌², 钟宝璇²

(¹ 中国科学院半导体所集成光电国家重点实验室, 北京 100083; ² 香港城市大学电子工程系, 香港)

摘要 将点匹配法扩展应用于脊形结构 LiNbO_3 光波导调制器电极的准静态分析中。将调制器各区域的势函数表示为该区域中满足 Laplace 方程的一系列基函数的级数, 匹配边界上有限个点的边界条件以确定出级数项的系数。通过势函数得到脊形结构 LiNbO_3 光波导调制器结构中电场分布的解析表达式, 利用求得的电场可以得到调制器特性阻抗及有效折射率。所得的特性阻抗和有效折射率与采用有限元法得到的结果十分吻合。这一分析方法简便快捷, 精度高, 能够处理电极有一定厚度的多层光波导调制器结构。

关键词 光纤通信技术; 点匹配法; 光波导调制器; 准静态分析; LiNbO_3

中图分类号 TN 929.1 文献标识码 A

Analysis of Ridge-Type LiNbO_3 Optical Waveguide Modulators with the Extended Point-Matching Method

QIAN Chen¹, ZHU Ning-hua¹, Edwin Yue Bun PUN², Po Sheun CHUNG²

¹State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics,
Institute of Semiconductors, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China
²Department of Electronic Engineering, City University of Hong Kong, Hong Kong, China

Abstract The point-matching method is extended to analyze a travelling-wave electrode structure for ridge-type LiNbO_3 optical modulators. The potential function is expanded in terms of a Fourier sine series, and the coefficients of the series are obtained by satisfying the boundary conditions in the contact plane at a finite, discrete set of points. The calculated fields are used to estimate the characteristic impedance and microwave effective index. This method provides a simple and fast approach to the quasi-static analysis of the multi-layered structures with finite electrode thickness. The results agree well with those obtained using the finite-element method. Some significant conclusions are made for design and optimization of modulators.

Key words optical fiber communication technique; point-matching method; optical waveguide modulator; quasi-static analysis; LiNbO_3

1 引 言

随着光纤通讯的发展, 市场对宽频带、低成本、小型化光电集成器件的需求越来越大, 其中光波导电光调制器一直是研发的热点。高速 LiNbO_3 光波导调制器必须具有尽可能高的调制效率、良好的速度匹配和阻抗匹配^[1,2]。近年来, 出现了用 LiNbO_3

薄膜取代 LiNbO_3 体材料的新设计方案^[3], 该方案能够使微波场主要集中在 LiNbO_3 光波导所在区域, 并可以大大降低器件的有效折射率, 从而更好地实现微波相速度和光波群速度的匹配。

行波电极结构的准静态解可以通过多种方法获得, 比如混合谱-空间域方法^[4], 基于模式匹配方法的分析^[5], 保角变换法^[6], 有限差分方法^[7], 有限元

收稿日期: 2002-10-09; 收到修改稿日期: 2003-07-15

基金项目: 杰出青年基金 (No. 69825109), 863 计划 (No. 2001AA312030) 和 973 课题 (No. G2000036601) 资助项目。

作者简介: 钱辰 (1978—), 男, 硕士研究生, 主要从事光电子器件研究。E-mail: chianchen@red.semi.ac.cn

方法 (FEM)^[8] 和点匹配法 (the point-matching method, PMM)^[9]。点匹配法可以方便地计算由层状介质与其上的电极构成的传输线结构中的电势与电场分布,但它只能处理无限薄电极的情况^[10]。扩展的点匹配法则能够用于分析具有多层介质、较厚电极的结构,这是一种简单精确并且适用广泛的方法^[11,12]。使用扩展的点匹配法分析具有脊形结构的 LiNbO₃ 调制器,其结构如图 1 所示。除了得到该电极中的场分布外,还求出其特性阻抗及有效折射率,并分析了这些参数与结构尺寸之间的关系。

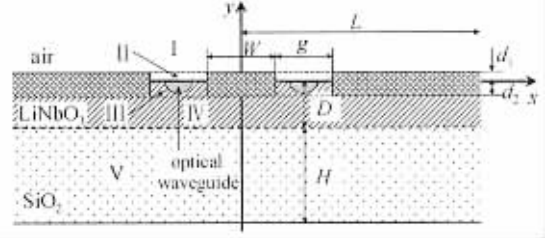


图 1 脊形结构 LiNbO₃ 光波导调制器的横截面
Fig. 1 Cross-section of the ridge-type LiNbO₃ optical modulator

2 扩展点匹配法

图 1 所示的结构可以分为五个区域。I, II 区域处于空气中 ($\epsilon_1 = \epsilon_0$); III, IV 区域处于 LiNbO₃ ($\epsilon_x = 28\epsilon_0, \epsilon_y = 43\epsilon_0$) 薄膜中; V 区域为 SiO₂ 材料 ($\epsilon_2 = 3.8\epsilon_0$), 它的厚度 H 要比 LiNbO₃ 薄膜的厚度 D 大得多。电极的厚度为 ($d_1 + d_2$), LiNbO₃ 光波导脊高度为 d_2 。电极上外加的电场将

作用于整个结构中,每个区域由此产生的电势函数都可以用傅里叶积分来精确表达,但在数值计算中,离散的正弦或余弦级数要好处理得多,因此可以把势函数展开表达成一系列正弦或余弦级数^[12]。为便于计算,将势函数截断为仅包含前 N 个级数项。由于 $x = 0$ 为理想的磁壁,因此只需计算 $0 < x < L$ 的场。本结构各个区域的势函数可以级数展开为以下形式:

$$\phi_1 = \sum_{i=1}^{N_1} a_i e^{-\frac{(2i-1)\pi}{2L}y} \cos\left[\frac{(2i-1)\pi}{2L}x\right] \quad 0 < x < L, 0 \geq d_1 \quad (1a)$$

$$\phi_2 = \frac{V_0}{g} \left(\frac{W}{2} + g - x\right) + \sum_{i=1}^{N_2} [b_i e^{-\frac{(2i-1)\pi}{2g}y} + c_i e^{\frac{(2i-1)\pi}{2g}y}] \sin\left[\frac{(2i-1)\pi}{2g}\left(x - \frac{W}{2}\right)\right] \quad \frac{W}{2} < x < \frac{W}{2} + g, 0 \leq y < d_1 \quad (1b)$$

$$\phi_3 = \frac{V_0}{g} \left(\frac{W}{2} + g - x\right) + \sum_{i=1}^{N_2} [d_i e^{-\frac{\kappa(2i-1)\pi}{2g}y} + e_i e^{\frac{\kappa(2i-1)\pi}{2g}y}] \sin\left[\frac{(2i-1)\pi}{2g}\left(x - \frac{W}{2}\right)\right] \quad \frac{W}{2} < x < \frac{W}{2} + g, -d_2 \leq y < 0 \quad (1c)$$

$$\phi_4 = \sum_{i=1}^{N_1} [f_i e^{-\frac{\kappa(2i-1)\pi}{2L}y} + g_i e^{\frac{\kappa(2i-1)\pi}{2L}y}] \cos\left[\frac{(2i-1)\pi}{2L}x\right] \quad 0 < x < L, -D \leq y < -d_2 \quad (1d)$$

$$\phi_5 = \sum_{i=1}^{N_1} h_i e^{-\frac{(2i-1)\pi}{2L}y} \cos\left[\frac{(2i-1)\pi}{2L}x\right] \quad 0 < x < L, y \leq -D \quad (1e)$$

其中 $\kappa = \sqrt{\epsilon_x/\epsilon_y}$ (1f)

V_0 为中心电极所加的电压; W 为中心电极宽度; g 为电极间距; $a_i, b_i, c_i, d_i, e_i, f_i, g_i$ 与 h_i 为待求的系数。在 $0 < x < L$ 区间,匹配点间隔都为 Δx 。在 I, IV 和 V 区域,势函数被截取 $L/\Delta x = N_1$ 个级数项; 在 II 和 III 区域,势函数被截取 $g/\Delta x = N_2$ 个级数项。

电场的解析表达式可从势函数的表达式 (1) 得到,即电场的 x, y 分量为

$$E_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (2b)$$

在各个区域的交界面,电场切向分量连续与电位移矢量法向分量连续,即 E_x 与 $\epsilon_y E_y$ 连续。在 $y = 0$ 平面,根据边界条件可以得到以下关系

$$d_i = \frac{(\epsilon_y \kappa + 1)b_i + (\epsilon_y \kappa - 1)c_i}{2\epsilon_y \kappa} \quad (3a)$$

$$e_i = \frac{(\epsilon_y \kappa - 1)b_i + (\epsilon_y \kappa + 1)c_i}{2\epsilon_y \kappa} \quad (3b)$$

这样, ϕ_3 可以表达成 b_i 与 c_i 的函数,而在 $y = -D$ 平面,利用边界条件则得到以下关系

万方数据 $E_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2a)$

$$f_i = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_1}{\kappa \epsilon_y} \right) e^{\frac{(\kappa+1)(2i-1)\pi}{2L} y} h_i \quad (4a)$$

$$g_i = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\epsilon_1}{\kappa \epsilon_y} \right) e^{-\frac{(\kappa-1)(2i-1)\pi}{2L} y} h_i \quad (4b)$$

因此, ϕ_i 可以表达成 h_i 的函数。这样, 只需求得独立系数 a_i, b_i, c_i 与 h_i 就可以得到其他的系数。系数 a_i, b_i, c_i 与 h_i 可以通过边界平面上电场切向分量连续与电位移矢量法向分量连续的边界条件求得, 即在 $y = d_1$ 平面

$$\phi_1 = V \quad 0 < x < \frac{W}{2} \quad (5a)$$

$$\phi_1 = \phi_2 \text{ 和 } \frac{\partial \phi_1}{\partial y} = \frac{\partial \phi_2}{\partial y} \quad \frac{W}{2} < x < \frac{W}{2} + g \quad (5b)$$

$$\phi_1 = 0 \quad \frac{W}{2} + g < x < L \quad (5c)$$

在 $y = -d_2$ 平面

$$\phi_1 = V \quad 0 < x < \frac{W}{2} \quad (5d)$$

$$\phi_1 = \phi_3 \text{ 和 } \frac{\partial \phi_1}{\partial y} = \frac{\partial \phi_3}{\partial y} \quad \frac{W}{2} < x < \frac{W}{2} + g \quad (5e)$$

$$\phi_1 = 0 \quad \frac{W}{2} + g < x < L \quad (5f)$$

于是系数 a_i, b_i, c_i 与 h_i 就可以通过解 $M = 2N_1 + 2N_2$ 个线性方程组得到。此系列方程可以写成矩阵形式

$$[A] \cdot [X] = [B] \quad (6a)$$

其中

$$[X] = [a_1, \dots, a_{N_1}, b_1, \dots, b_{N_2}, c_1, \dots, c_{N_2}, h_1, \dots, h_{N_1}]^T \quad (6b)$$

解此方程, 得到 $[X] = [A]^{-1} \cdot [B]$ (7)

未知参数的求解只需要做一次矩阵求逆, 因此可以很容易编程解决, 计算量也不大。当得到系数 a_i, b_i, c_i 与 h_i 之后, 利用方程(3)和(4), 就可以求出所有的待定系数。

表 1 脊形结构 LiNbO₃ 光波导调制器的特性阻抗与微波有效折射率

Table 1 Calculated characteristic impedances and microwave effective indices for the ridge-type LiNbO₃ modulator

$d_1 / \mu\text{m}$	$g / \mu\text{m}$	Z_C / Ω , our method	Z_C / Ω , Ref. [3]	n_{eff} , our method	n_{eff} , Ref. [3]
20	25	48	45	2.15	2.15
23	30	52	49	2.1	2.1

$W = 8 \mu\text{m}, d_2 = 2 \mu\text{m}, D = 5 \mu\text{m}, \epsilon_x = 28\epsilon_0, \epsilon_y = 43\epsilon_0, \epsilon_z = 3.8\epsilon_0.$

图 3 给出了特性阻抗和微波有效折射率与电极厚度 d_1 及电极间距 g 之间的关系。利用有限元法分析相同结构的特性阻抗, 所得结果见图 3(a), 可

3 特性阻抗与有效介电常数

单位长度电极的特性阻抗 Z_C 是电光器件设计中的重要参量。要求 Z_C 必须先求出单位长度电极的电容 C

$$C = \frac{Q}{\Delta V} \quad (8)$$

Q 为电极上的电荷, 它可以通过以下公式求出

$$Q = \oint \vec{n} \cdot \epsilon \vec{E} \, ds \quad (9)$$

积分路径为 x - y 平面上包围中心电极的闭合回路, \vec{n} 为指向积分路径所围区域的外法线方向单位矢量。

电容可用来定义微波有效折射率^[5]

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{C}{C_a}} \quad (10)$$

空气填充时电极单位长度电容为 C_a 。电极结构的阻抗则可以由下式导出^[5]

$$Z_C = \frac{n_{\text{eff}}}{cC} = \frac{1}{c \sqrt{C_a C}} \quad (11)$$

其中 c 为真空中的光速。

4 分析结果

对于 $W = 8 \mu\text{m}, g = 25 \mu\text{m}, d_1 = 20 \mu\text{m}, d_2 = 2 \mu\text{m}, D = 5 \mu\text{m}$ 的结构, 电场分布 E_x, E_y 如图 2 所示。可以看出, 电场的极大值总是出现在电极边缘附近。电场分量随着与电极距离的加大而逐渐减小。计算出的电场在非常接近匹配面 $y = d_1, y = -d_2$ 的地方有强烈的振荡, 这是因为本方法将级数截断为有限项相加。只要离开匹配面很小的一段距离, 振荡就立刻消失。

将本方法求出的阻抗和有效折射率与文献[3]中利用有限元法求出的值进行对比, 列于表 1。

以看出利用两种方法得到的特性阻抗偏差不大。对于相同的电极间距, 特性阻抗和微波有效折射率都随着电极厚度 d_1 的增加而降低; 而对于相同的电极

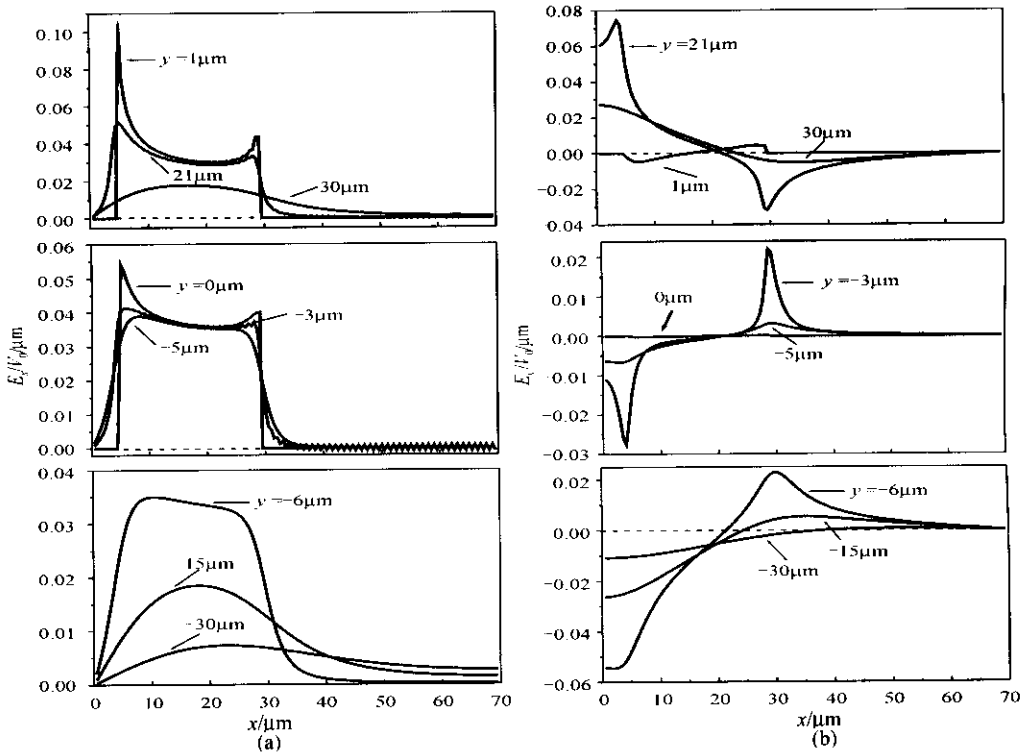


图 2 脊形结构 LiNbO₃ 光波导调制器中的电场分布

(a) E_x 分量; (b) E_y 分量

Fig. 2 Electric field components in the ridge-type LiNbO₃ modulator

(a) E_x ; (b) E_y

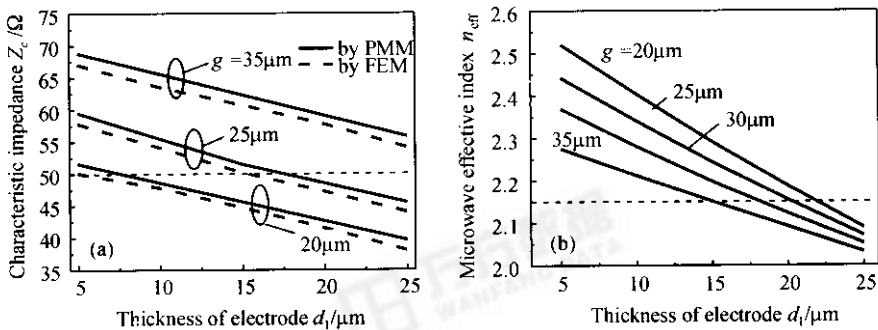


图 3 特性阻抗 Z_c (a) 和有效折射率 n_{eff} (b) 与电极厚度 d_1 的关系

Fig. 3 Characteristic impedances (a) and microwave effective indices (b) as a function of electrode thickness d_1

($W = 8 \mu\text{m}$, $d_2 = 2 \mu\text{m}$, $D = 5 \mu\text{m}$)

厚度 d_1 , 特性阻抗随着电极间距的增加而增加, 微波有效折射率则随着电极间距的增加而降低。

图 4 给出了特性阻抗和微波有效折射率与电极厚度 d_2 及 $t = D - d_2$ 之间的关系。利用有限元法分析相同结构的特性阻抗, 所得结果也画在图 4(a) 中, 可以看出利用点匹配法求出的阻抗误差不大。一般说来, 特性阻抗将随着电极厚度 d_2 的增加而降低, 微波有效折射率则随着电极厚度 d_2 的增加而增加; 而对于相同的电极厚度 d_2 , 随着 t 的增加, 特性

阻抗将降低。

当 $W = 8 \mu\text{m}$, $g = 25 \mu\text{m}$, $d_1 = 20 \mu\text{m}$, $d_2 = 2 \mu\text{m}$, $D = 5 \mu\text{m}$ 时, 可以得到特性阻抗 $Z_c = 48 \Omega$, 有效折射率 $n_{eff} = 2.15$; 而当 $W = 8 \mu\text{m}$, $g = 30 \mu\text{m}$, $d_1 = 23 \mu\text{m}$, $d_2 = 2 \mu\text{m}$, $D = 5 \mu\text{m}$ 时, 特性阻抗 $Z_c = 49 \Omega$, 有效折射率 $n_{eff} = 2.1$, 这二者都能够实现良好的速度匹配和阻抗匹配, 从而实现微波相速度和光波群速度的匹配。

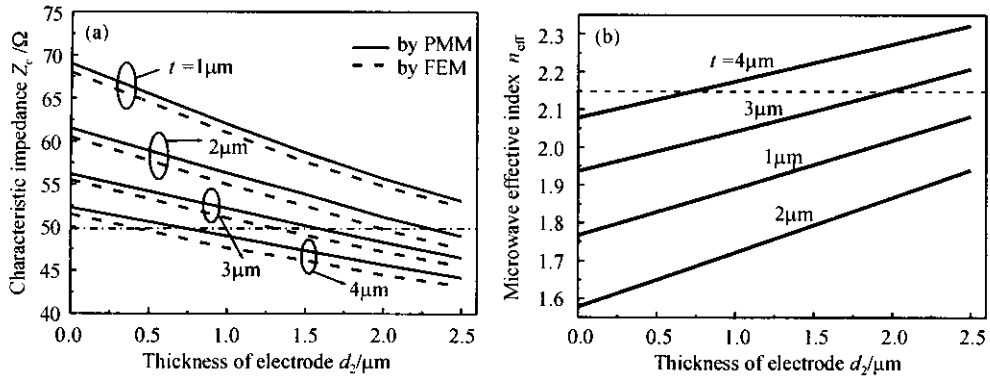


图 4 特性阻抗 Z_C (a)和有效折射率 n_{eff} (b)与电极厚度 d_2 的关系

Fig. 4 Characteristic impedances (a) and microwave effective indices (b) as a function of electrode thickness d_2
($W = 8 \mu\text{m}$, $d_1 = 20 \mu\text{m}$, $g = 25 \mu\text{m}$)

5 结 论

采用点匹配法可以得到电场分布的解析表达式。利用这样的表达式可以很容易地求出器件的电极特性参量,所得的特性阻抗和有效折射率与采用有限元法得到的结果十分吻合。在解决了电极特性参量的计算之后,就可以根据具体的设计要求,对电极的类型和尺寸进行快速优选,这在光波导调制器电极设计中是非常重要的。

扩展的点匹配法可以用于分析具有脊形光波导结构和有一定厚度的电极结构的光调制器。通过对 LiNbO_3 光波导调制器的结构参数进行优化设计,可以使微波相速度与光波群速度较为匹配,同时实现微波阻抗的良好匹配,从而实现光波导调制器的宽频带、低成本、小型化。

总的说来,由于点匹配法不需要进行复杂的积分和叠代运算,而只要求解一个线性方程组,因此与其他数值计算方法比较,它是一种十分简单的方法。

参 考 文 献

- 1 R. C. Alferness. Waveguide electrooptic modulators [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.*, 1982, **30**(8):1121~1137
- 2 Ed. L. Wooten, K. M. Kissa, A. Yi-Yan *et al.*. A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2000, **6**(1):69~82

- 3 I. L. Gheorma, P. Savi, R. M. Osgood, Jr.. Thin layer design of X-cut LiNbO_3 modulators [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, **12**(12):1618~1620
- 4 G. G. Gentili, G. Macchiarella. Quasi-static analysis of shielded planar transmission lines with finite metallization thickness by a mixed spectral-space domain method [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.*, 1994, **42**(2):249~255
- 5 H. Jing, R. Vahldieck, M. Bélanger *et al.*. A mode projecting method for the quasi-static analysis of electrooptic device electrodes considering finite metallization thickness and anisotropic substrate [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1991, **27**(10):2306~2314
- 6 W. Heinrich. Quasi-TEM description of MMIC coplanar lines including conductor-loss effects [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.*, 1993, **41**(1):45~52
- 7 H. E. Green. The numerical solution of some important transmission-line problems [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.*, 1965, **13**(5):676~692
- 8 Z. Pantic, R. Mittra. Quasi-TEM analysis of microwave transmission lines by the finite-element method [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.*, 1986, **34**(11):1096~1103
- 9 D. Marcuse. Electrostatic field of coplanar lines computed with the pointmatching method [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1989, **25**(5):939~947
- 10 S. Kossowski, F. Bögelsack, I. Wolff. The application of the point matching method to the analysis of microstrip lines with finite metallization thickness [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.*, 1988, **36**(8):1265~1271
- 11 N. H. Zhu, W. Qiu, E. Y. B. Pun *et al.*. Quasi-static analysis of shielded microstrip transmission lines with thick electrodes [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory Technol.*, 1997, **45**(2):288~291
- 12 N. H. Zhu, W. Qiu, E. Y. B. Pun *et al.*. Analysis of velocity-matched $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$ optical intensity modulators with an extended point-matching method [J]. *Optical and Quantum Electron.*, 1996, **28**:137~146