

SOI 无间距定向耦合光开关模型分析及设计

赵策洲* 刘恩科

(西安交通大学电子工程系, 西安 710049)

摘 要 提出了一种简便可行的 SOI (Silicon On Insulator) 无间距定向耦合光开关 (BOA 型——Bifurcation Optique Active) 模型分析方法。采用等离子体色散效应分析了这种光开关的电学调制机理; 而用 pn 结大注入效应分析开关的电学性质; 并根据大截面单模 SOI 脊形波导理论和上述分析, 设计了利用双模干涉机制工作的这种器件的结构参数和电学参数。

关键词 无间距定向耦合光开关, 模型。

1 引 言

在光器件中, 波导型 2×2 光开关有许多种, 其中无间距定向耦合光开关利用了最大的模色散 ($\Delta\beta$), 而不要求特殊的制造长度和长度范围, 可以得到很低的串音度 (理论上低于 -40 dB)。这种结构形式被提出来以后, 以 LiNbO_3 材料为主进行了广泛的研究。目前在 GaAs 和 Si 材料上分别研制成了这种光开关^[1,2]。但是只有 SOI 结构波导, 其波导芯 (Si) 与两侧限制层 (SiO_2 和空气或 SiO_2 和 SiO_2) 的折射率相差很大, 波导对光的限制很强, 因此波导传输损耗很小 (< 0.5 dB/cm)^[3], 开关性能好。本文针对 $1.3 \sim 1.6 \mu\text{m}$ 波长的 SOI 结构无间距定向耦合光开关进行了理论分析, 并设计了这种开关的结构。

2 理论分析

对于双模干涉机制的无间距定向耦合光开关, 当光由一端耦合入基模后, 该基模 A 传输到单模波导 1 和单模波导 2 的交叉点处, 此处波导宽度增大一倍, 如图 1(a) 所示, 其场宽也必然增大, 变成基模 B。由于基模 A 和基模 B 不满足场的连续性条件, 因此必然同时伴随着另一模式——一阶模 C 的激发。这样在 $2a$ 区域中便传输着零阶模和一阶模两个模式。这两个模式之间存在着传播常数差 $\Delta\beta_0 = \beta_{00} - \beta_{10}$, 如果 $2a$ 区域长度 L 满足

$$\Delta\beta_0 L = \pi \quad (1)$$

则这两个模式在传播到 $2a$ 区域右端后, 恰好反相, 被单模波导 3 和单模波导 4 分割成图示状况, 模场 B_1 和 C_1 叠加为零, 仅由 4 端输出模场。但是, 如果这两个模式在 $2a$ 区域内传播时,

* 现工作单位: 西安电子科技大学微电子所 710071。

收稿日期: 1993 年 10 月 4 日; 收到修改稿日期: 1993 年 12 月 6 日

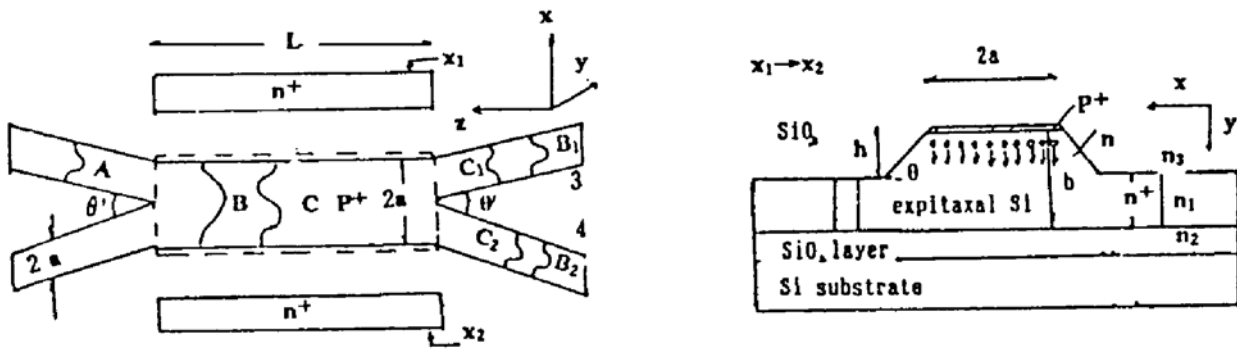


Fig. 1 SOI BOA switch sketch

(a) BOA switch operation mechanism, (b) BOA switch cross-section of the modulating region

由于空穴注入(如图 1(b))引起的等离子色散效应^[4]使得其折射率发生变化,则会引起这两个导模的附加传播常数 $\Delta\beta_{00}$ 和 $\Delta\beta_{10}$, 若

$$(\Delta\beta_{00} + \Delta\beta_{10} + \Delta\beta_0)L = 0 \text{ 或 } 2\pi \tag{2}$$

则模场将由 3 端输出, 4 端的模场在这种情况下叠加为零. 这就是利用双模干涉机制的无间距定向耦合光开关的工作原理.

目前在硅材料上实现电光调制主要利用等离子体色散效应. 最简单的方法是利用 p^+n 结构将电子空穴对从脊形波导顶部注入, 如图 1(b) 所示, 从而引起波导中折射率和导模传播常数发生变化. 按文献[5], $2a$ 区域 mn 阶模 y 方向的场分布为

$$\psi(y) = \begin{cases} B \cos(G_2b + G_4) \exp[-G_1(y - b)] & y \geq b \\ B \cos(G_2y + G_4) & 0 < y < b \\ B \cos G_4 \exp(G_3y) & y \leq 0 \end{cases} \tag{3}$$

由亥姆霍兹(Helmholtz)方程可得

$$G_1^2 - Q - k_0^2 n_2^2, \quad G_2^2 - k_0^2 n_1^2 - Q, \quad G_3^2 - Q - k_0^2 n_3^2 \tag{4}$$

式中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为真空波数, λ_0 为真空波长. 对于 E_{mn} 模, 由连续性条件可得

$$\text{tg } G_1 = -G_3/G_2, \quad \text{tg}(G_1 + G_2b) = G_1/G_2. \tag{5}$$

由于光场和载流子主要集中在 $2a \times b$ 区域, 如果 $2a$ 较大, 则可忽略它们在 x 方向的不均匀性^[6]. 当 y 方向注入空穴后, 按一阶微扰理论^[7]可得

$$\Delta\beta_{mn} = \frac{k_0^2}{\beta_{mn}} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(y)|^2 [n(y) \Delta n(y)] dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(y)|^2 dy} \tag{6}$$

$$n(y) = \begin{cases} n_3 & y \leq 0 \\ n_1 & 0 < y < b \\ n_2 & y \geq b \end{cases}$$

将(3)式代入(6)式可得^[6]

$$\Delta\beta_{mn} = \frac{k_0^2 n_1 \Delta n_1}{\beta_{mn} b} \cdot \frac{F_1 + F_2 + F_3}{F_4 + F_5 + F_6} \tag{7}$$

式中 Δn_1 为波导芯折射率的变化, 且

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= b^2/2 - [\cos(2G_1)/4G_2^2], & F_2 &= \cos(2G_2b + 2G_1)/4G_2^2, \\ F_3 &= b \sin(2G_2b + 2G_1)/2G_2, & F_4 &= b - (\cos^2 G_1/G_3), \\ F_5 &= \cos^2(G_2b + G_1)/G_1, & F_6 &= (1/2G_2) [\sin(2G_2b + 2G_1) - \sin(2G_1)] \end{aligned} \right\} \tag{8}$$

在单晶硅中, 等离子体色散效应公式^[1]可修正为^[8]

$$m = -\lambda_0^2 [3.48 \times 10^{-18} (\Delta N_h)^{0.8} + 4.63 \times 10^{-23} (\Delta N_e)^{1.05}] \quad (9)$$

式中 ΔN_h 和 ΔN_e 分别为硅中空穴和电子的浓度变化. 在实际应用中, 为了方便起见, 仍可采用线性关系, 且误差很小^[9] ($\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$ 时).

$$m = -6.2 \times 10^{-22} \Delta N_e - 1.2 \times 10^{-21} \Delta N_h \quad (10)$$

在波导芯, 由于电子空穴成对注入, 所以

$$\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m} \text{ 时} \quad \Delta n_1 = -1.82 \times 10^{-21} \Delta N \quad (11)$$

式中 ΔN 为导波层电子-空穴对的平均改变量. 当 x 方向上 n^+ 区与 p^+ 区间的距离不太大时, 由于 p^+ 层很薄 ($\ll h$), 因此 p^+n 结注入可认为纯 y 方向的扩散和漂移. 又由于波导芯厚度 b 远小于载流子的扩散长度, 因此 $y (= 0 \sim h)$ 范围内注入的载流子分布可近似为线性分布^[10]. 对于 p^+n 结, 注入的空穴浓度 $\Delta p(y)$ 为

$$\Delta p(y) = \Delta p(0)(1 - y/b) \quad (12)$$

式中, 在大注入条件下, $\Delta p(0)$ 满足

$$\Delta p(0) = n_i \exp(qV/2kT) \quad (13)$$

它是 $y = 0$ 处(结处)的注入空穴浓度. 式中, V 为 p^+n 结外加正偏压, T 为绝对温度, k 为玻耳兹曼常数, n_i 为硅的本征载流子浓度. 这时, 假设在 $y = h$ 处 $\Delta p(h) = \Delta N$, 从而

$$\Delta N = \Delta p(0)(1 - h/b) \quad (14)$$

由(12)式可知 p^+n 结大注入时的 $J-V$ 特性为

$$J = \frac{2qD_p n_i}{b} \exp(qV/kT) = \frac{2kT}{b} \frac{\mu_p n_i}{b} \exp(qV/kT) \quad (15)$$

式中, D_p 为空穴扩散系数, μ_p 为空穴迁移率.

3 SOI 结构无间距定向耦合光开关的设计举例

3.1 SOI 结构脊形单模波导设计

脊形波导理论得到了广泛的研究^[7,11], 对于只传输基模的脊形波导, 人们往往假定脊形截面尺寸与同材料的平面波导厚度尺寸相当^[6]. 若将平面波导的准则应用于 SOI 脊形波导的 y 方向, 则 SOI 波导中导波层硅的厚度 b 将小于 $0.3 \mu\text{m}$, 而一般单模光纤的尺寸约数微米, 这样使得光从光纤到波导的耦合过程中损耗很大. 幸运的是, 这一假设并不成立^[3,12], 只要适当地选择波导的宽高比 (a/b), 对截面数微米尺寸的波导, 只在其中传输基模也是可能的, 即大截面脊形波导的单模条件为^[3,12].

$$\begin{aligned} a/b &\leq 0.3 + (r/\sqrt{1-r^2}), \\ (r &\geq 0.5, a \leq 10 \mu\text{m}) \end{aligned} \quad (16)$$

式中 $r = [(b-h)/b]$, h 如图 2 所示. 在单模波导设计中, 取 $a = 6 \mu\text{m}$, $b = 8 \mu\text{m}$, 则由(16)式可确定 $h = 4 \mu\text{m}$.

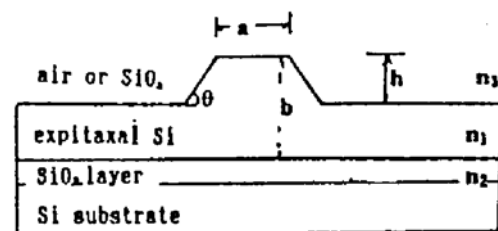


Fig. 2 SOI rib waveguide

3.2 SOI 结构无间距定向耦合光开关设计

在双模干涉区(也就是电光调制区), 梯形截面脊形波导的 E_{mn}^* 模的模方程为^[11]

$$\frac{4k_0}{R_1} [(aR_1 + 1)(n_1^2 - R_2^2 - N_{mn}^2)^{1/2}] - R_2 \operatorname{tg}^{-1} \frac{(n_1^2 - R_2^2 - N_{mn}^2)^{1/2}}{R_2} = (2m + 1)\pi \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= k_0 \operatorname{tg} \theta / [(n_1^2 - n_3^2)^{-1/2} + (n_1^2 - n_2^2)^{-1/2} + k_0 b] \\ R_2 &= (n + 1)\pi / [(n_1^2 - n_3^2)^{-1/2} + (n_1^2 - n_2^2)^{-1/2} + k_0 b] \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

式中 N_{mn} 为 mn 阶导模的有效折射率, $m, n = 0, 1, 2, \dots$ 分别为 x, y 方向上模的阶数. 由乙二醇-邻苯二酚水溶液各向异性腐蚀法, 在 $\langle 100 \rangle$ 晶向上, $\theta = 54.74^\circ$. 由于 mn 阶导模的传播常数 $\beta_{mn} = k_0 N_{mn}$, 所以 $\Delta\beta_0 = \beta_{00} - \beta_{10} = k_0(N_{00} - N_{10})$. 对(17)式进行数值计算, 并代入 SOI 结构单模脊形波导的结构参数 a, b, k, θ , 以及 $\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$, $n_1 \approx 3.505^*$, $n_2 = n_3 = 1.45$, ($\lambda_0 = 1.3 \mu\text{m}$ 时 SiO_2 的折射率), 则双模干涉区 E_{00} 模和 E_{10} 模的传播常数之差为 $\Delta\beta_0 = 2.85 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$. 因此可由(1)式得该干涉区的长度 $L = 1103 \mu\text{m}$. 又由(2)式可得实现光开关作用时, 这两个导模的附加传播常数的变化为 $\Delta\beta_{00} + \Delta\beta_{10} = -\Delta\beta_0$, 代入(7)式, 并联立(4)、(5)、(8)式, 由数值计算可得 SOI 结构无间距定向耦合光开关实现光开关作用所要求的波导芯折射率变化为 $\Delta n_1 = -5.89 \times 10^{-4}$. 因此由(11)式可得这时 p^+n 结所要注入到波导芯的平均载流子浓度为 $\Delta N = 3.24 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$.

根据(13)和(14)式可得达到 ΔN 所加于 p^+n 结和正向偏压 $V = 0.91 \text{V}$, 由(15)式可知, 这时开关电流密度为 $J = 2834 \text{A/cm}^2$ (外延层掺杂浓度 $N_D = 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 时, $\mu_p = 420 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$).

由于在注入时 p^+n 结的抛垒高度和结上压降分别为^[10]

$$qV_D = kT \ln(N_A N_D / n_i^2), \quad V_j = V/2 + (kT/q) \ln(N_D / n_i) \quad (19)$$

式中 N_A 为 p^+ 区的平均掺杂浓度, 因此 $V_D > V_j$, 即

$$N_A > (n_i^2 / N_D) \exp(qV_j / kT). \quad (20)$$

由(19)式可得 $V_j = 0.739 \text{V}$, 代入(20)可得 $N_A > 4.93 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, 不妨取 $N_A = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, 以保证 $\Delta N = 3.24 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$.

以上所述的无间距定向耦合光开关工作过程是建立在一个基本假设之上的, 即认定分支结构是一个“绝热系统”, 不存在模式的辐射^[13]. 实际上模场由分支波导进入调制区或由调制区进入波导时, 存在着模式的转换和辐射, 为了最大限度地减小损耗, 应使分支角 θ' 尽可能小, 考虑到工艺和测量方便, 选 $\theta' = 1 \sim 2^\circ$. 表 1 为 SOI 结构无间距定向耦合光开关的结构参数和电学参数. (举例: 表中 x_j 为 p^+n 结结深, 总长是指器件的总长度)

Table 1. The structural and electric parameters of the SOI BOA optical switch

parameters	a	b	h	L	N_A	N_D	x_j	J	V	θ	θ'	total length
value	6	8	4	1103	10^{15}	5×10^{18}	0.2	2.8	0.91	54.7°	$1^\circ \sim 2^\circ$	5000
	(μm)	(μm)	(μm)	(μm)	(cm^{-3})	(cm^{-3})	(μm)	(KA/cm^2)	(V)			(μm)

鉴于目前尚未见到折射率相差较大的波导(如 SOI, GeSi/Si)型无间距定向耦合光开关的研制及分析的报道, 因此直接验证本设计的可行性遇到了一定的困难. 幸运的是, 以下的研究工作可以对本文的设计进行间接验证. 首先 Schmidtchen 等人根据大截面单模脊形波导理论设计并研制成功了 SOI 结构的单模脊形波导^[3], 测得的单模传输损耗小于 0.5dB/cm , 可见其传输损耗之小. 其次刘恩科等人根据一般的脊形波导理论^[6], 等离子体色散效应设计并研制成功了全硅无间距定向耦合光开关^[2], 实现了电光调制和开关作用, 其开关电流密度为

* 由于波导芯掺杂浓度 N_D 很低, 一般为 10^{15}cm^{-3} 左右, 由(10)式可知 $n_1 \approx 3.505$

5 kA/cm². 本文仅从理论上证明了 SOI 结构无间距定向耦合光开关的可行性, 进一步的实验验证正在进行.

结 论 本文首次分析了 SOI 结构无间距定向耦合光开关模型, 并对该开关的纵向结构参数, 横向结构参数和电学参数进行了设计, 因此从理论上证明了 SOI 结构无间距定向耦合光开关的实用性和可行性.

参 考 文 献

- [1] 冯 浩, 李锡华, 王明华等, GaAs 对称定向耦合光开关的研究. 半导体学报, 1993, 14(5): 286~291
- [2] Liu Enke, Liu Yuliang, Zhang Shengliang *et al.*, 1.52 μm silicon 2 \times 2 electrooptic switch. *Photonics' 92: The 2nd IEEE international workshop on photonic networks, components, and applications*, J. Chrostowski, J. Terry, Editors. (OCRI, Ottawa, Ontario, Canada), 1992, pp 3. 10. 1~3. 10. 4
- [3] J. Schmidtchen, A. Splett, B. Schuppert *et al.*, Low loss singlemode optical waveguides with large cross-section in silicon-on-insulator. *Electron. Lett.*, 1991, 27(16): 1486~1487
- [4] Richard A. Soref, B. R. Bennett, Electrooptical effects in silicon. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, QE-23(1): 123~129
- [5] 凌德筠, 宫跃迁, 具有梯性截面凸状介质波导的色散曲线分析. 量子电子学, 1990, 7(2): 166~170
- [6] 刘育梁, 刘恩科, 梯形截面硅脊形波导的模式特性及其等离子体色散效应. 光学学报, 1991, 11(8): 727~732
- [7] M. J. Adams, S. Ritchie, M. J. Robertson, Optimum overlap of electric and optical fields in semiconductor waveguide devices. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, 48(13): 820~822
- [8] Y. Hibino, Neodymium-doped silica optical waveguide laser on silicon. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 1989, 1(11): 349~350
- [9] Linonel Friedman, Richard A. Soref, Joseph P. Lorenzo, Silicon double-injection electro-optic modulator with junction gate control. *J. Appl. Phys.*, 1988, 63(6): 1831~1839
- [10] 张屏英, 周佑谟, 晶体管原理. 上海: 上海科学技术出版社, 1985: 13~21
- [11] 马春生, 刘式墉, 高福斌, 梯形截面介质光波导的模方程. 中国激光, 1991, 18(9): 677~681
- [12] Richard A. Soref, Joachim Schmidtchen, Klaus Petermann, Large single mode rib waveguides in GeSi-Si and Si-on-SiO₂. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1986, QE-22(6): 873~879
- [13] 金 锋, 范俊清, 集成光学. 中册, 北京: 国防工业出版社, 1982: 110

Modeling Analysis and Structure Design of SOI Zero-Gap Directional Coupler Switch

Zhao Cezhou Liu Enke

(Electronic Engineering Department, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049)

(Received 4 October 1993; revised 6 December 1993)

Abstract A simple and practical modeling of the SOI (Silicon-on-Insulate) zero-gap directional coupler switch (BOA type-Bifurcation Optique Active) is proposed. The electrooptic modulating mechanism of the zero-gap directional coupler switch is investigated by using the plasma dispersion effect. The electricity character of the switch is analysed with the pn junction large injection effect. On the basis of the analyses and the theory of the single-mode optical waveguides with large cross-section, structure parameters and electricity parameters of the switch with double-mode interference mechanism are designed.

Key words BOA switch, model.