

光束传播法分析硅交叉波导 光开关的光学效应

刘育梁 段军华* 刘恩科* 罗晋生* 王启明

(集成光电子学联合实验室, 中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

摘 要 运用光束传播法对硅交叉波导全内反射光开关中的光学效应进行了详细分析。结果表明:1) 光学表面衰减波和泄漏波所引发的光隧道效应对开关特性有重要影响;2) 反射端光功率的相对大小与反射区界面位置密切相关, 其起因是古斯-汉欣(Goos-Haenschen)位移;3) 合理考虑这些因素的影响可以大大降低器件对折射率变化的要求。

关键词 开关, 光波导, 硅, 全反射.

1 引 言

半导体材料的波导光开关因可望获得较小的尺寸、能够实现单模操作、与偏振无关, 在一定范围内对波长不敏感, 且易于实现光电子单片集成, 因而受到越来越多的注意^[1~8]。但目前所研制的半导体交叉波导光开关因驱动功耗大, 插入损耗高使其无法得到实际应用。造成这种状况的一个重要原因是对于器件的工作机制与过程的认识尚未达到足够的深度。已有一些作者采用本征模的平面波展开方法对这类交叉波导全内反射光开关进行了理论研究。例如, Nayyer 等^[9,10]研究了导模的内反射现象。他们发现:1) 折射率变化约 1% 时可以获得高于 30 dB 的消光比;2) 波导的交叉角度由临界角限定;3) 电极需数百微米长。Shimomura 等^[11,12]考虑了场致折射率变化及吸收变化。他们发现折射率变化与吸收系数变化的比值 α_s 决定器件性能。当 $-\alpha_s$ 大于 10 时才可能达到低插入损耗和高消光比。这可以在量子箱结构中实现。Nayyer^[13] 等进一步提出了一种蝶形电极结构。采用这种电极可使交叉角加倍而不会对消光比和散射损耗等因素造成明显的影响。这些工作揭示了反射型光开关的光学过程。但对于发展高性能半导体全内反射光开关来说, 进一步的理论研究仍然是必要的。

本文采用光束传播法对硅交叉波导全内反射光开关的有关效应进行了详细研究。结果发现, 光隧道效应和反射区的界面位置对器件性能有重要影响, 在器件设计及研制中充分考虑这些因素的影响可望在较小的折射率变化下获得良好的开关性能。

2 分析方法

* 西安交通大学电子工程系, 西安 710049。

收稿日期:1994年4月22日;收到修改稿日期:1994年6月23日

图 1 是交叉波导光开关的结构示意图。宽度为 W , 折射率差为 $n_0 - n_1$ 的两条波导以 θ 角交叉成 X 形结构。宽度为 W_r , 长度为 L_r 的反射区位于交叉区域中, 其边界到交叉波导中心对称线的距离为 D_r 。当由于外部偏置在反射区造成折射率变化 δn 时, 从 1 端入射的光波被反射到 3 端 (反射态), 否则光波直接传输到 4 端 (传输态)。在要讨论的硅交叉波导光开关中, 折射率变化是由等离子体色散效应造成的, 伴生的吸收系数的变化非常小^[14], 所以讨论的重点放在折射率变化上而忽略吸收系数变化的影响。

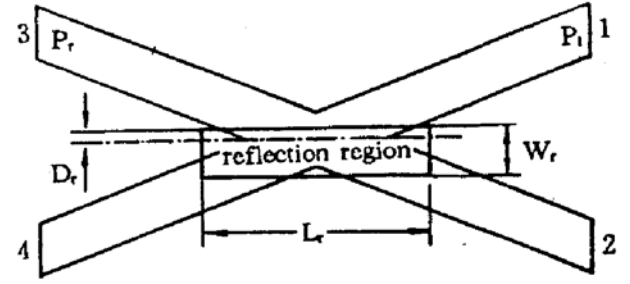


Fig. 1 Intersection waveguide optical switch with a reflection region

本文的分析基于光束传播法(BPM)^[15]。光束传播法是分析波导光器件的有力的工具, 因为: 1) 它能够在统一格式下同时处理导模和辐射模; 2) 它能够分析沿传播方向结构变化的器件; 3) 它能够给出光场在器件中的详细分布。在缓变振幅近似下, 单偏电场成份的傍轴波方程为^[16]:

$$-2ik_0n_0 \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k_0^2 [n^2(x, z) - n_0^2] E \quad (1)$$

式中 $k_0 = 2\pi/\lambda$, 为真空波数, $n(x, z)$ 是器件的折射率分布, z 为传播方向。方程(1)的光束传播法有限差分处理已在文献[17]中作了描述, 需要指出的是, (1)式虽然基于傍轴近似, 但若选定适当的参考折射率 n_0 ^[17], 也可以准确地分析广角光传输^[18]。

为了验证分析方法及计算程序的可靠性, 进行了如下三方面的数值检验:

1) 数值损耗。计算理想直波导中基模的传输损耗。若方法是准确的, 将不出现本征模的损耗。但由于数值方法本身的近似性, 总存在一定的数值损耗。本方法的损耗低于 10^{-4} dB/cm, 对于分析波导光器件, 这样小的误差可忽略不计。

2) 广角特性。模拟导模在介质界面上的全反射, 入射角为 87.5° , 界面折射率差为 2.0。结果显示, 斯内尔定律所决定的反射方向上, 以导模形式出射的光功率达 98.63%。

3) 求解窗口大小的影响。采用求重叠积分的方法提取本征模成份, 以便在有限的求解范围内获得器件的基本参数。所得到的参数不应随求解窗口的大小而变化。为此分析一个 X 型交叉波导结构的串音特性(参见下节)。这个 X 形结构的分支波导宽 $5 \mu\text{m}$, 交叉角 5° , 波导的折射率差为 6×10^{-3} 。当窗口 z 方向长度从 $300 \mu\text{m}$ 到 $750 \mu\text{m}$ 变化时, 没有观察到串音的明显变化。

3 分析结果

根据以上描述的分析方法对硅交叉波导全内反射光开关中的光学过程及效应进行分析。首先用光束传播法求解入射基模在器件中的传播过程, 获得输出端面的光场分布, 然后计算输出端波导中基模场分布与它的重叠积分以提取本征模成份。器件的外部参数是这样定义的: 反射态时, 串音为

$$C = 10 \log (P_r/P_t), \quad (2)$$

辐射损耗为

$$F = 10 \log [(P_r + P_s)/P_i], \quad (3)$$

其中 P_1 、 P_3 和 P_4 分别为 1 端、3 端和 4 端中的本征场功率。分析中涉及的基本参数为*：

$$\lambda_0 = 1.5 \mu\text{m}, \quad n_0 = 3.478, \quad n_1 = 3.476, \quad W = 8 \mu\text{m}, \quad \theta = 3^\circ, \quad L_r/W = 100$$

这些参数对应于硅交叉波导光开关, 但分析结果对其它材料的半导体光开关也是适用的, 因为半导体材料具有相近的折射率。

3.1 光学隧道效应

对上述光开关, 根据斯内尔定律, 全反射条件为:

$$\theta_i = (\pi - \theta)/2 \geq \theta_c = \sin^{-1}[(n_0 - \delta n)/n_0], \quad \delta n > 0$$

或对于固定的交叉角 θ

$$\delta n \geq \delta N_c(\theta) = n_0(1 - \sin \theta_i) = n_0[1 - \cos(\theta/2)]. \quad (4)$$

式中 θ_i 为入射角, δn 为反射区折射率变化的绝对值。 $\delta N_c(\theta)$ 为对应交叉角 θ 的发生全反射的临界折射率变化值。在光开关中, 反射区的宽度是有限的, 这将使得开关中的内反射与两种媒质界面的全反射有所不同。光束传播法结果表明, 当反射区宽度为 $4 \mu\text{m}$ 时, 约 79% 的入射光将穿透反射区进入波导 4 端。这意味着交叉波导光开关中的内反射并不是一个全反射过程, 即使满足了斯内尔定律, 仍然有光学隧道存在。

图 2 所示是 δn 分别为 0.001、0.002、0.003 和 0.004 时透射功率 P_t 和反射功率 P_r 随反射区宽度的变化。除了 $\delta n = 0.001$, 其它 δn 值都满足(4)式。增加反射区宽度将使光隧道效应受到抑制, 当反射区宽度 W_r 达到 $12 \mu\text{m}$ 时, 对于每一个 δn , 透射功率分别达到最小。

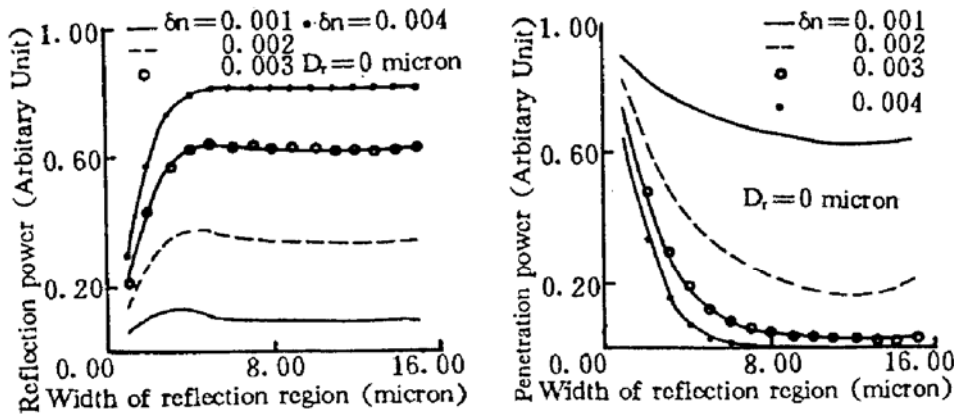


Fig. 2 (a) Reflection power versus the width of reflection region for different refractive index changes

(b) Penetration power versus the width of reflection region for different refractive index changes

根据电磁场理论, 光波在光密媒质 1 中发生全反射时, 在光疏媒质 2 中存在着表面衰减波。如果介质折射率 $N_1 \approx N_2$, 则无论是横向电场还是横向磁场, 表面衰减波的透射深度都为

$$d = (k_0^2 N_1^2 \sin^2 \theta_i - k_0^2 N_2^2)^{-1/2} \quad (5)$$

正是这种表面衰减波在全内反射光开关中引发了光学隧道。当入射光波与反射区相互作用时, 表面衰减波在反射区内形成纵向消失场, 消失场延伸到反射区外, 沟通了反射区两侧,

* 本文着重在二维空间讨论有关光学效应, 所用参数是用有效率折射率法从三维器件等效而来。实际器件的参数参见文献[17]中的表 1。

从而产生能量泄漏。如果增加反射区宽度，消失场在反射区内的衰减增大，能量泄漏就相应减弱。

光学隧道效应的另一个起因是波场分布不均匀所引起的泄漏波。在全内反射波导光开关中，入射到反射界面上的光波以本征模形式分布，不是均匀平面波；本征模还在波导交叉处发生散射，进一步引起不均匀变化，这样的光波与反射区作用时，必有一部分能量转化为泄漏波。这种泄漏波无法通过加宽反射区加以抑制，但可以通过增加反射区的折射率变化加以抑制。在图 2 中，当反射区折射率变化较小时，如 $\delta n = 0.002, 0.003$ ，无论 W_r 多大，总存在一定的透射能量。但 $\delta n = 0.004$ 时，透射能量在 $W_r \geq 10 \mu\text{m}$ 时接近于零。

3.2 反射区界面位置对反射功率的影响

研究发现，反射能量和透射能量不但与反射区宽度有关，还与反射区界面位置有关。在以上讨论中，隐含了 $D_r = 0$ 。当 D_r 变化时，反射能量和透射能量都有相应的变化。图 3 是反射功率 P_r 随界面位置 D_r 的变化规律。可以看到，对于不同的折射率变化，存在一个最佳的界面位置，使得反射能量最大。最佳界面位置与折射率变化的关系如图 4 所示。图 4 还给出了古斯-汉欣位移的变化规律(图 4 中的虚线已将平行于界面方向的古斯-汉欣位移等效到了垂直于反射界面的方向上)。

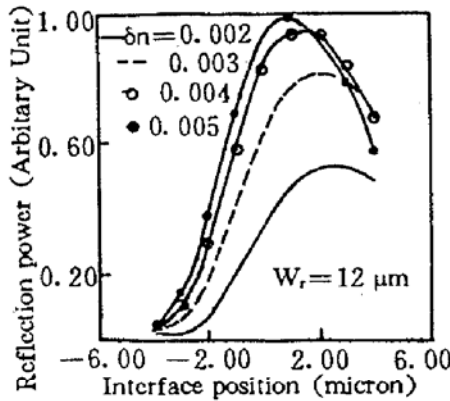


Fig. 3 Reflection power as a function of interface position of reflection region

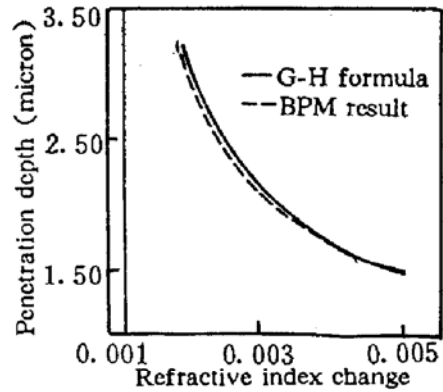


Fig. 4 Comparison between Goos-Haensch shift and BPM result

光束传播法的结果与古斯-汉欣位移的变化规律符合得相当好。这可以从图 5 得到解释。当界面位置相对于交叉波导中心对称线有一向上的位移 D_r 时，入射本征模 ψ_{in} 将产生古斯-汉欣位移，从而使反射波的模场分布与反射端导引波导所要求的本征场分布在空间上一致。如果不设置这样一个与古斯-汉欣位移相符合的位移量，则反射波场分布将偏离反射端导引波导所要求的场分布，其结果是反射光波中本征模成份减少。

图 6 是设置了最佳界面位置后透射功率随反射区宽度增大而减弱的变化规律。从图中可以看到，若要透射能量小于入射能量的 $1/e^2$ ，则所需反射区宽度远比表面衰减波的透射深度大。从研制器件的角度来说，为了将串音抑制到必要的程度，反射区宽度应比光学表面衰减波的透射深度大 4 倍以上，当然这与折射率变化有关。

3.3 实现高效光交换的最小折射率变化

图 7 是全内反射光开关设置最佳反射界面位置后，开关串音 C 和辐射损耗 F 随反射区宽度的变化。如果正确选定反射区界面位置和反射区宽度，可以在折射度变化低于 0.004 时，使串音低于 -30 dB、辐射损耗低于 0.3 dB。这个值比平面波发生全反射所需的临界值高

两倍以上。

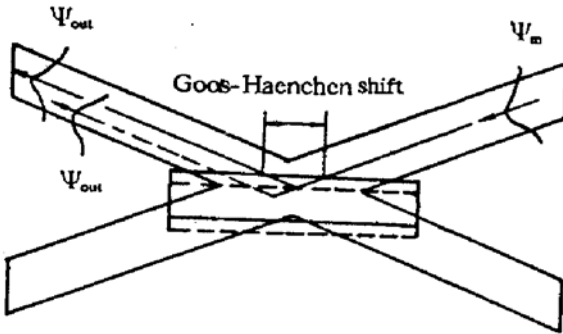


Fig. 5 The interface position of reflection region influences the distribution of reflected beam

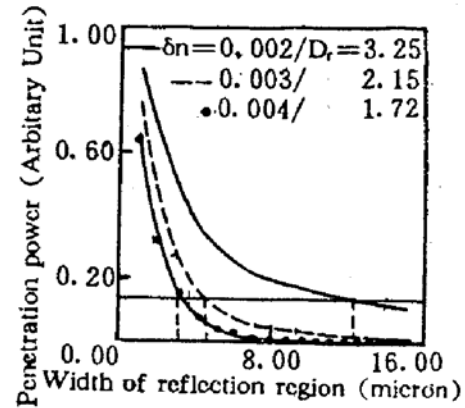


Fig. 6 Penetration power versus the width of reflection region with the interface position optimized

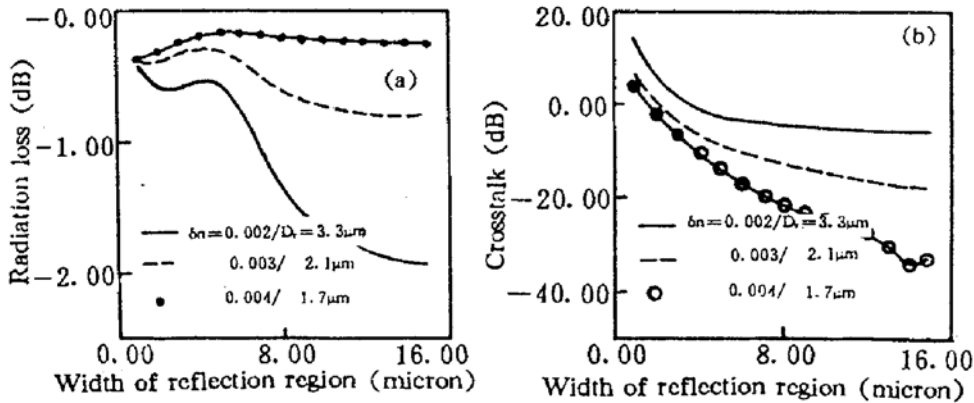


Fig. 7 (a) Radiation loss versus the width of reflection region of TIR waveguide switch. (b) Crosstalk versus the width of reflection region of TIR waveguide switch

结 论 本文运用光束传播法对硅交叉波导全内反射光开关中的光学效应进行了分析。结果表明,在这种光开关中存在着明显的光学隧道效应,其起因是发生全反射时的光学表面衰减波和泄漏波。这种效应可以导致严重的光透射,但可以通过加宽反射区和增大折射率变化加以抑制。对于反射功率随反射界面位置的变化也进行了分析,发现对某一折射率变化,总存在一个最佳的界面位置使得反射功率最大,这一最佳界面位置与古斯-汉欣位移密切相关。在器件设计中,充分考虑这些效应的影响可望在较小的折射率变化下获得良好的开关特性。

参 考 文 献

- [1] T. C. Huang, T. Hansken, K. Lee *et al.*, Depletion edge translation waveguide crossing optical switch. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1989, 1(7): 168~170
- [2] O. Mikami, H. Nakagome, Waveguided optical switch in InGaAsP/InP using free-carrier plasma dispersion. *Electron. Lett.*, 1984, 20(3): 229~230
- [3] S. Sakano, H. Inoue, H. Nakamura *et al.*, InGaAsP/InP monolithic integrated circuit with lasers and an optical switch. *Electron. Lett.*, 1986, 22(11): 594~596
- [4] K. Lshida, H. Nakamura, H. Matsumura *et al.*, InGaAsP/InP optical switches using carrier induced refractive index change. *Appl. Phys. Lett.*, 1987, 50(3): 141~142
- [5] K. G. Ravikumar, K. Shimomura, T. Kikugawa *et al.*, Switching operation in intersectional type field effect MQW optical switch. *Electron. Lett.*, 1988, 24(7): 415~416
- [6] H. Inoue, H. Nakamura, Y. Sasaki *et al.*, Eight-millimeter long nonblocking 4×4 optical switch array.

CLEO'88, 1988, Tuesday Morning/72.

- [7] I. H. White, J. J. S. Watts, J. E. Carroll *et al.*, InGaAsP $400 \times 200 \mu\text{m}$ active crosspoint switch operating at 1.5 μm using novel reflective Y-coupler components. *Electron. Lett.*, 1990, **26**(10): 617~618
- [8] T. Kirhara, S. Kashimura, H. Inoue *et al.*, Insertion loss reduction of InP based carrier-injection type optical S³ switch. *Technique Digest of 1990 International Topical Meeting on Photonic Switching*, 14D-6 (PD), pp. 31~32
- [9] J. Nayyer, Y. Suematsu, K. Shimomura, Analysis of reflection type optical switches with intersecting waveguides. *IEEE J. Light-Wave Technology*, 1988, **6**(6): 1146~1152
- [10] J. Nayyer, S. Sagavi-nains, Characteristics of reflection type optical switches with intersecting waveguides-electrode length dependency. *Trans. IEICE Japan, E*, 1990, **73**(2): 195~197
- [11] K. Shimomura, Y. Suematsu, S. Arai, Analysis of semiconductor intersectional waveguide optical switch-modulator. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(5): 883~892
- [12] K. Shimomyra, S. Arai, Y. Suematsu, Operational wavelength range of GaInAs(P)-InP intersectional optical switches using field-induced electrooptic effect in low-dimensional quantum-well structures. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, **QE-28**(2): 471~478
- [13] J. Nayyer, H. Hatami-Hanza, Optical intersecting-waveguide switches with widened angle of deflection. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1992, **4**(12): 1375~1377
- [14] R. A. Soref, B. R. Bennet, Electrooptical effect in silicon. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, **QE-23**(1): 123~129
- [15] M. D. Feit, J. A. Fleck, Jr, Light propagation in graded-index optical fibers. *Appl. Opt.*, 1978, **17**(24): 3990~3998
- [16] Youngchui Chuung, Nadir Dagli, An assessment of finite difference beam propagation method. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(8): 1335~1339
- [17] 刘育梁, 刘恩科, 刘志敏等, 大截面单模半导体脊形交叉波导传输特性. *光学学报*, 1994, **14**(3): 292~295
- [18] D. Yevick, C. Rolland, W. B. Szewski *et al.*, Fresnel studies of reflected beams. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1990, **2**(7): 490~492

Analysis of Optical Effect in Intersectional Silicon Waveguide Switch by Beam Propagation Method

Liu Yuliang Duan Junhua* Liu Enke*
Luo Jinsheng* Wang Qiming

(NIOE Lab., Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Science, Beijing 100083)

(Received 22 April 1994; revised 23 June 1994)

Abstract Optical effects in intersectional silicon waveguide switch are investigated by using beam propagation method. The results show that the optical tunneling effect caused by the surface declining wave and leaky wave heavily influences the switching characteristics. There is a strong dependence of reflection power upon the interface position of reflection region, which originates from Goos-Haenschen shift. By restraining the optical tunneling effect and fitting Goos-Haenchen shift, excellent optical switching can be achieved at a very small refractive index change.

Key words switches, optical waveguides, silicon, total reflection.

* Department of Electronic Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, 710049