

新型结构的 $1.3\mu\text{m}$ $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ MQW 波导探测器的优化设计*

刘育梁 杨沁清 王启明

(中国科学院半导体研究所 集成光电子学国家重点联合实验室 北京 100083)

摘要 本文首次提出了一种新型的环形 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 波导探测器结构。器件的主体由 $3\mu\text{m}$ 宽的环形波导构成。器件的输入端是 $8\mu\text{m}$ 宽的波导。这两部分通过劈形波导过渡连接。各部分经过优化设计，可以同时实现高的耦合效率和高内量子效率。对于器件的材料结构、电学和光学特性进行了仔细的分析与设计。结果表明，优化设计的器件其外量子效率可达 28%，比已经报道的直波导探测器的外量子效率提高 2~3 倍。而上升下降时间仍然保持在 110ps 左右。

PACC: 7280, 6865, 0762, 4280

1 引言

硅光电探测器具有优异的性能，现已获得广泛的应用。但是由于硅的禁带宽度为 1.12eV ，这类探测器的响应波长限制在 $1.1\mu\text{m}$ 以内，远低于光纤通信的两个重要窗口 $1.3\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ 。而在硅衬底上生长的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金具有较窄的能隙，因此可用于研制适用于光通信系统的硅基光探测器。这种 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 光探测器现已获得初步验证，可以对 $1.3\mu\text{m}$ 波长的光波得到一定的响应^[1~7]。然而，由于 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 合金具有类硅能带结构 ($x < 0.85$)，或类锗能带结构 ($x > 0.85$)，能隙附近的吸收系数相当小，因此不得不采用波导结构将光波限制在 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 多量子阱(MQW)波导层内传输，以获得有效的光探测。这种波导探测器需要毫米量级的长度才能达到较高的内量子效率。由此而导致的大的器件面积将限制其响应速度并导致较大的暗电流。如果要追求高的响应速度则不得不缩短光程，降低量子效率。目前报道的这类器件的内量子效率约 35%。另一方面，为了在有限的光程内获得较大的内量子效率，需要优化光场在多量子阱(MQW)波导中的分布，使得尽可能多得光能量集中层。优化的结果是整个波导层的厚度为 800nm 左右。这样，器件与光纤的耦合效率将很

* 国家自然科学基金和博士后基金资助课题

刘育梁 男，1966 年生，副研究员，现在深圳市华为技术有限公司从事光通信设备的研究与开发工作

杨沁清 男，1938 年生，副研究员，主要从事硅基发光、探测器及 HBT 等方面的研究

王启明 男，1934 年生，中国科学院院士，从事 II-V 族材料、硅基材料等光子器件方面的研究

1995 年 6 月 16 日收到初稿，1995 年 12 月 5 日收到修改稿

低,约 20%.因此总的量子效率仅 7%.

由于以上因素的影响,目前报道的器件距离实际应用尚有一定差距.为此,本文首次提出了一种新型结构的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 多量子阱波导探测器,可以避免以上诸多因素的制约,明显改善器件的性能.

2 器件基本结构

图 1 是这种新型 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 多量子阱波导探测器的基本结构. 器件的输入端是一宽度为 $8\mu\text{m}$ 的波导. 这一波导在沿光传输方向上逐渐收缩,形成劈形波导,最后宽度为 $3\mu\text{m}$. 然后,这一 $3\mu\text{m}$ 宽的波导与一环形波导通过相切的方式连接. 这样,从单模光纤耦合到输入端的光波经过劈形波导过渡到环形波导里. 光波在环形波导中重复传播,可以得到完全利用. 波导的横向限制依靠 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 与空气的折射率差. 由于这一折射率差非常大,环形波导可以具有很小的弯曲半径而不会引起明显的弯曲损耗. 这样,器件面积很小,器件可以兼具快速和高量子效率.

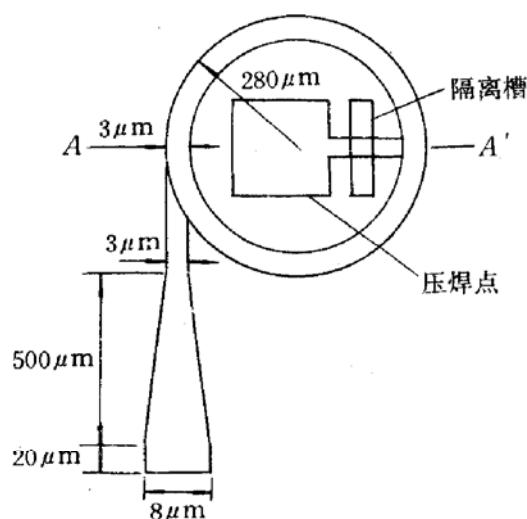


图 1(a)

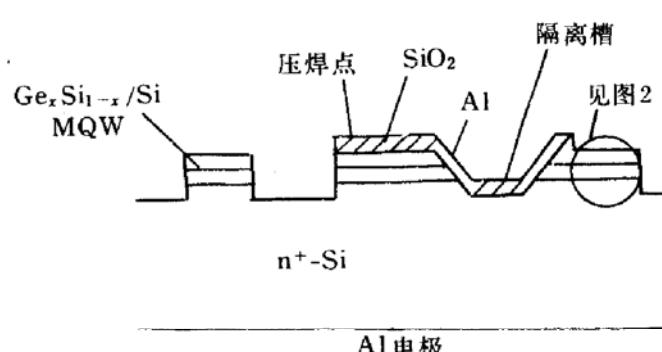


图 1(b)

3 器件的分析与设计

3.1 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 应变层的厚度与吸收系数

在上述器件中, $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层的 Ge 组分比 x 的取值应使其能隙小于 $1.3\mu\text{m}$ 波长的光子能量. 在(100)Si 上共度生长的 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 应变层在平行于表面方向上受到压缩应力,而在垂直于生长表面方向上受到伸张应力,各方向的晶格常数发生相应变化,从而使晶体由立方对称降为正方对称. 这种对称性的降低引起导带由六度简并分裂为一个四度简并态和一个二度简并态. 其中四度简并态的能带下移. 同时重空穴带上移,从而使能隙减小. 能隙 $E_g(x)$ 与组分比 x 的关系可以描述为^[8]:

$$E_g(x) = 1.12 - 0.74x \text{ (eV)} \quad (1)$$

因此,对应于 $1.3\mu\text{m}$ 波长,应有 $x > 0.22$. 适当提高组分比 x 能使 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 吸收系数 α 增加. 我们选择 $x=0.35$.

(100) Si 上共度生长 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层的临界厚度 h_c 应满足

$$h_c = \frac{1.007}{x^2} \ln \frac{h_c}{0.4} \quad (\text{nm}) \quad (2)$$

对于 $x=0.35$, $h_c=37\text{nm}$. 可以取 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层的实际厚度 $d=34\text{nm}$. 这时 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 阵的宽度很大, 量子化效应尚不明显. 计算可知, 重空穴基态比势阱底高约 1meV , 第一激发态和第二激发态比基态仅高几个 meV . 因此, 有效带隙不会明显增大. 目前尚缺乏 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 对不同波长光波的吸收系数的完整资料. Jalali 根据 Si 和 Ge 的吸收系数资料以及应变的能隙插值得到应变 $\text{Ge}_{0.29}\text{Si}_{0.71}$ 对 $1.3\mu\text{m}$ 光波的吸收系数为 42cm^{-1} . 这与实验资料大致吻合^[9]. 我们不妨也采用这种方法, 估计应变 $\text{Ge}_{0.35}\text{Si}_{0.65}$ 对 $1.3\mu\text{m}$ 波长的光的吸收系数是 $\alpha=45\text{cm}^{-1}$.

3.2 波导层中的光场分布与有效吸收

耦合入波导的光波只能以一系列分立的模式传播, 并且只有分布在 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层中的光能量才对器件的响应电流有贡献. 具体地说, 波导对光波的有效吸收系数 α_{eff} 由 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 的吸收系数和所有 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层中光场的归一化积分共同决定, 即

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha \Gamma \quad (3)$$

而

$$\Gamma = \frac{\int_{\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}} \Phi^* \Phi dx}{\int_{\infty} \Phi^* \Phi dx} \quad (4)$$

其中 $\Phi(x)$ 是光场分布, 将在下文讨论, $\Phi^*(x)$ 为 $\Phi(x)$ 的共轭函数. 在一般的直波导探测器中, 为达到较大的 Γ 值, 需要对波导的各层结构进行优化. 由于临界厚度的制约, 这种优化使得波导总厚度仅 800nm . 对于本文提出的新结构, 即使 α_{eff} 较小, 内量子效率也可以很高. 所以可以增大波导的厚度以提高光纤器件的耦合效率, 而不必过分追求高的 Γ 值. 另一方面, 增大波导的厚度将会引起光生载流子渡越时间的增大, 所以波导厚度也不宜过分增大. 可以选定 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 多量子阱波导的总厚度为 1500nm , 约为一般直波导探测器的两倍. 同时适当减小上下缓冲层的厚度, 以使总的渡越时间保持较小. 由于多量子阱的厚度较大, 相应要求有较长的生长时间. 据临界厚度的限制, 等效组分比 $x' < 0.077$. 设层数是 N , 则应有

$$x' = \frac{34\text{nm} \cdot N}{1500\text{nm}} \quad x' < 0.077 \quad (5)$$

N 最大可取 9. 则势垒层 Si 的厚度为 149nm , 实际等效组分比 $x'=0.071$.

图 2(a) 给出了 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ 多量子阱波导的结构. 波导的上下包层是作为缓冲层的本征硅, 各为 600nm . 如图 2(b), 波导中的光场 $\Phi(x)$ 可以描述为

$$\Phi(x) = \begin{cases} A_1 \exp(\gamma_1 x), & x \leq x_1 = 0 \\ A_i \exp[j\gamma_i(x-x_{i-1})] + B_i \exp[-j\gamma_i(x-x_{i-1})], & x_{i-1} \leq x \leq x_i, i = 2, 3, \dots, N-1 \\ A_N \exp[-\gamma_N(x-X_{N-1})], & x \geq x_{N-1} \end{cases} \quad (6)$$

对于 TE 模, $\Phi(x)$ 代表 $E_y(x)$, 对于 TM 模, $\Phi(x)$ 代表 $H_y(x)$. A_1, A_i, A_N, B_i 是场分布的系数. 而

$$\begin{cases} \gamma_1 = (\beta^2 - k_0^2 n_1^2)^{1/2} \\ \gamma_i = (k_0^2 n_i^2 - \beta^2)^{1/2} \\ \gamma_N = (\beta^2 - k_0^2 n_N^2)^{1/2} \end{cases} \quad (7)$$

其中 β 为传播常数; $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为光在真空中的波数. n_1, n_i 和 n_N 是多量子阱各层的折射率(见图 2(b)). 若第 i 层为光场中心, 利用 $x=x_1, x_2, \dots, x_i, \dots, x_{N-1}$ 处的边界条件可以得到特征方程

$$\gamma_i d_i - \Omega_{i-1} - \Omega_{i+1} - m\pi = 0 \quad (8)$$

$m=0, 1, \dots$ 为模阶数. d_i 是第 i 层的厚度, 见图 2(b). Ω_{i-1} 由下式得到,

$$\begin{cases} \operatorname{tg}\Omega_j = \operatorname{tg}\omega_j \operatorname{tg}(-\gamma_j d_j + \Omega_{j-1}) \\ \operatorname{tg}\omega_j = (\gamma_j / \gamma_{j+1}) (n_{j+1} / n_j)^{2p}, j \leq i + 1 \\ \operatorname{tg}\Omega_i = (\gamma_i / \gamma_2) (n_2 / n_i)^{2p} \end{cases} \quad (9)$$

Ω_{i+1} 由下式得到

$$\begin{cases} \operatorname{tg}\Omega_j = \operatorname{tg}\omega_j \operatorname{tg}(-\gamma_j d_j + \Omega_{j+1}) \\ \operatorname{tg}\omega_j = (\gamma_j / \gamma_{j-1}) (n_{j-1} / n_j)^{2p}, j \geq i + 1 \\ \operatorname{tg}\Omega_N (\gamma_N / \gamma_{N-1}) (n_{N-1} / n_N)^{2p} \end{cases} \quad (10)$$

其中 p 表征不同偏振光时边界条件的差异. 对 TE 模, $p=0$, 对 TM 模, $p=1$, d_j, n_j 是第 j 层材料的厚度和折射率.

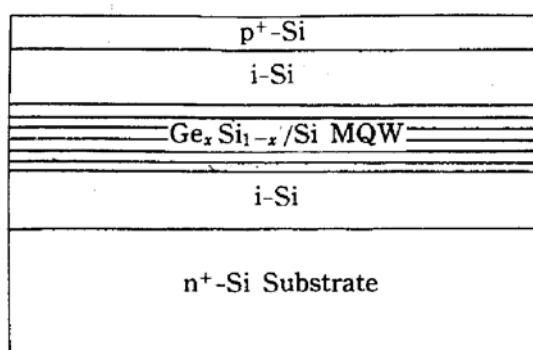


图 2(a)

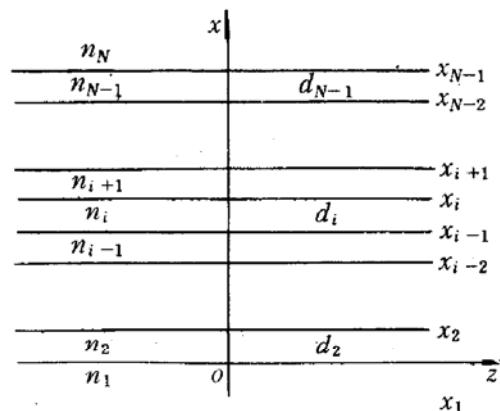


图 2(b)

由于波导有 9 个阱, 即 9 个高折射率层, 因此就 y 方向上的某一阶模而言, 存在 9 个分立的模式. 对 0 阶模, 以其模式折射率来表征, 则是 $N_{01}, N_{02}, \dots, N_{09}$. 它们可以通过求解特征方程得到. 从物理意义上讲, 如果势垒很宽, 整个波导可看成是 9 个子波导的叠合, 各个子波导互不耦合, 模式将是简并的, 即 $N_{01}=N_{02}=\dots=N_{09}$. 如果势垒宽度较窄, 子波导发生相互耦合, 模式简并退化. 对图示的波导, 在 TE 模时, 求解得到一个四度简并态和一个五度简并态. 它们的模折射率和光场分布因子 Γ 分别为:

$$N_{01} = 3.505, \Gamma_{01} = 10.1\% \text{ (4 度简并)}$$

$$N_{02} = 3.529, \Gamma_{01} = 18.2\% \text{ (5 度简并)}$$

其中五度简并态的模场集中在波导中央. 计算中采用的折射率是 $n_{\text{Si}} = 3.5$, $n_{\text{Ge}} = 4.1$, $\text{Ge}_x \text{Si}_{1-x}$ 的折射率按 Ge 组分比由线性插值得到, 应变的影响忽略不计.

由单模光纤耦合入波导的光可以分解成各种分立模式的叠加, 一般是一阶模. 各阶模的份额与耦合条件有关, 主要成分是模场集中在波导中央的那些模式. 作为粗略的估算, 假定各阶模式是等份额的, 则光场因子取平均值 14.6%, 波导的有效吸收系数为 6.6 cm^{-1} .

3.3 环形波导的弯曲半径与损耗

由于劈形波导的收缩率是 $1\mu\text{m}/100\mu\text{m}$,因此光场在波导内平滑过渡,其损耗可以忽略。而在环形波导中传输的光波除了受到 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ 层的吸收外,还存在波导弯曲引起的辐射损耗。一般可以用保角变换的方法对此进行分析^[10,11]。我们利用有效折射率法将实际的三维波导等效为二维波导,则弯曲损耗系数为^[12]

$$\alpha_{\text{curve}} = \frac{2p_2 f^2 e^{p_2 W} e^{-U}}{k_0^2 (N_1^2 - N_2^2) \beta (W + 1/p_2 + 1/p_0)} \quad (11)$$

其中

$$U = [\frac{\beta}{p_2} \ln(\frac{1 + p_2/\beta}{1 - p_2/\beta}) - 2] p_2 (R - W/2) \quad (12)$$

而

$$p_2 = (\beta^2 - k_0^2 N_2^2)^{1/2}, \quad p_0 = (\beta^2 - k_0^2 N_0^2)^{1/2}, \quad f = (k_0^2 N_1^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (13)$$

式中 N_0, N_1 和 N_2 分别是等效的弯曲波导内包层、波导芯和外包层的折射率。根据不同的传输模式, N_1 为 N_{01} 或 N_{02} ,而 N_0, N_2 是空气的折射率。 W 和 R 分别是波导宽度和弯曲半径。 β 为传播常数。由此可知,即使波导的弯曲半径小到 $20\mu\text{m}$,也没有明显的损耗。在弯曲半径很小时,光波以 Whispering Gallery 模的形式传播。为了在直波导到弯曲波导的联接处不产生大的场失配损耗,波导的宽度不应太大。这正是我们取弯曲波导的宽度 W 仅为 $3\mu\text{m}$ 的原因之一。

当直波导发生弯曲时,模折射率将逐渐减小。如果弯曲半径太小,模折射率可能小于衬底折射率,从而发生衬底泄漏。临界于这一过程的截止弯曲半径 R_c 可由下述经验公式表述^[13]

$$R_c = \frac{WN_1}{2(N_{\text{straight}} - n_s)} \quad (14)$$

其中 N_1 的意义与(12)式中的意义相同,是多量子阱波导部分在 x 方向上运用有效折射率法得到的有效折射率,亦即 N_{01} 或 N_{02} , N_{straight} 是再进一步在 y 方向上运用有效折射率法得到的模折射率, n_s 是衬底的折射率。由(5)式知,截止弯曲半径约 $260\mu\text{m}$ 。实际选定 $R = 280\mu\text{m}$ 。

通常光波由直波导耦合入弯曲波导时,由于模场偏移以及场形变化,会存在对接损耗。通过采用偏移对接可将损耗降低到 0.1dB 以下。不过对于本文所讨论的半导体波导,由于半导体-空气界面的强烈限制,对接损耗很小,所需的偏移不足 $0.1\mu\text{m}$ 。因此不必设置偏移。预计环形波导的主要损耗是波导边缘粗糙引起的辐射。这与工艺状况密切相关。Spiekman 等^[14]制作的 InGaAsP 弯曲波导在 $R=30\mu\text{m}$ 时损耗也仅 $0.2\text{dB}/90^\circ$ 。而我们设计的弯曲波导的弯曲半径比它大一个数量级,损耗也将远小于此值。

综上所述,通过细致的设计可以使光波在器件中的损失很小,光能量得到充分利用。根据目前光波导所能达到的损耗并考虑结构变化的影响,如设整个器件中平均的非有效吸收损耗为 5dB/cm ,而有效吸收系数为 6.6cm^{-1} ,即有效吸收损耗约 29dB/cm ,则内量子效率可达 85% ,按图 1 的参数,器件的 PIN 结面积却仅约 $8400\mu\text{m}^2$ 。而同样内量子效率的常规直波导探测器,PIN 结面积至少需要达到 $28000\mu\text{m}^2$ 。

3.4 器件的外量子效率

考虑单模光纤与光波导直接对接耦合，则耦合效率为

$$\eta = \frac{4}{(w_x/a + a/w_x)(w_y/a + a/w_y)} \quad (15)$$

其中 a 为单模光纤的模场直径，通常是 $10\mu\text{m}$ ， w_x 和 w_y 是矩形波导在两个方向上的等效宽度。在 y 方向上光场受到空气界面的强烈限制，等效宽度与实际宽度基本相同，即 $w_y = 8\mu\text{m}$ 。在 x 方向，等效宽度为

$$w_x = D + \frac{2}{k_0(n_1^2 - n_s^2)^{1/2}} \quad (16)$$

其中 D 为波导芯即多量子阱的厚度。所以 $w_x = 2.6\mu\text{m}$ 。则耦合效率为 47.4%。另外，Snell 反射损耗约 1.6dB，实际的耦合效率为 33%。总的外量子效率约 28%。

3.5 响应速度

影响器件响应速度的主要因素有载流子渡越时间、空穴在阱中的积累和 PIN 结电容。由于 Si 和 $\text{Ge}_{0.35}\text{Si}_{0.65}$ 的导带不连续值很小，在室温时势阱对电子几乎没有束缚作用，所以电子可以在电场作用下迅速漂移到衬底。特别是在较强的电场下，电子以饱和速度漂移，渡越时间很短。与此相反，空穴阱的深度^[8]

$$\Delta E_v = 0.75x \quad (17)$$

x 为 0.35 时， $\Delta E_v = 263\text{meV}$ ，低电场下光生空穴会发生显著的积累。不过在许多实验中，在偏置电压较大（一般在 10V 以上）时，没有观察到空穴积累效应对响应速度的影响。这可能与空穴隧穿有关。所以，在器件的实际使用条件下，PIN 结电容是制约响应速度的关键因素。我们设计的器件的 I 区总厚度为 $2.7\mu\text{m}$ ，与 Jalali^[7] 等制作的直波导探测器的区厚度基本相同，而面积大 12%。但研制的器件有额外的压焊点电容。综合来看，我们设计的器件的电容要比[7]的更小一些，所以最终响应时间也不会超过[7]报道的值，即 110ps。

4 结论

综上所述，这种新型的环形波导探测器结构有效地利用半导体材料的高折射率特性，采用多次吸收的方法弥补了 $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ MQW 材料对 $1.3\mu\text{m}$ 光的吸收较弱的缺点。器件可以同时具有高外量子效率和高响应速度。器件与 $10\mu\text{m}$ 单模光纤直接对接耦合时外量子效率可达 28%，而上升下降时间仅 110ps 左右。

致谢 感谢超晶格国家重点实验室徐士杰博士在纵向输运方面的有益的讨论，感谢集成光电子学国家重点联合实验室董文甫博士在锗硅量子阱能级计算方面提供的方便。

参 考 文 献

- [1] S. Luryi, T. P. Pearsall, H. Temkin *et al.*, IEEE Electron Device Letters, 1986, 7(2):104~107.
- [2] T. P. Pearsall, H. Temkin, J. C. Bean *et al.*, IEEE Electron Device Letters, 1986, 7(5):330~332.
- [3] H. Temkin, T. P. Pearsall, J. C. Bean *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1986, 48(15):963~965.
- [4] H. Temkin, A. Antreasyan, N. A. Olsson *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1986, 49(13):809~811.

- [5] B. Jalali, A. F. J. Levi, F. Ross *et al.*, Electron. Lett., 1992, **28**(3): 269~271.
- [6] A. Splett, T. Zinke, K. Petermann *et al.*, IEEE Photonics Technology Letters, 1994, **6**(1): 59~61.
- [7] B. Jalali, L. Naval and A. F. J. Levi, J. Lightwave Technol., 1994, **12**(6): 930~935.
- [8] Suresh C. Jain, Germanium-Silicon Strained Layers and Heterostructures, 1st ed. USA.: Academic Press, 1994.
- [9] B. Jalali, L. Naval, A. F. J. Levi *et al.*, SPIE., 1992, **1804**: 94~106.
- [10] C. Ma and S. Liu, Opt. Quantum Electron., 1987, **19**: 83~92.
- [11] Meint K. Smit, Erid C. M. Pennings and Hans Blok, J. Lightwave Technol., 1993, **11**(11): 1737~1742.
- [12] E. A. J. Marcatili, Bell Syst. Tech. J., 1969, **48**: 2103~2132.
- [13] E. C. M. Pennings, R. J. Deri and R. J. Hawkins, Electron. Lett., 1991, **27**(17): 1532~1533.
- [14] L. H. Spiekman, Y. S. Oei, E. G. Metaal *et al.*, IEEE Proc.-Optoelectron., 1995, **142**(1): 61~65.

Optimization and Design of a Novel $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ MQW Waveguide Photodetector for $1.3\mu\text{m}$ Operation

Liu Yuliang, Yang Qinling and Wang Qiming

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

Received 16 June 1995, revised manuscript received 5 December 1995

Abstract This paper presents a novel structure of $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ MQW waveguide photodetector for $1.3\mu\text{m}$ operation. The main part of this device is a ring structure composed of ring-shaped waveguide with a width of $3\mu\text{m}$. The input part is a straight waveguide with width of $8\mu\text{m}$. These two parts are connected by a taper waveguide with the width shrinking from $8\mu\text{m}$ to $3\mu\text{m}$. The device with such a structure exhibits higher coupling efficiency from fiber to the device and high internal quantum efficiency. The device layer structure, the electrical and optical characteristics are analyzed and designed carefully. The calculated results show that the external quantum efficiency of such ring waveguide photodetector can be 2 or 3 times larger than that of the traditional straight waveguide photodetectors, but the device still keeps short rise and fall time of about 110ps.

PACC: 7280, 6865, 0762, 4280