

半导体分布反馈激光器的等效耦合系数

陈昌华 陈良惠 王启明 徐俊英

(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 通过引进等效耦合系数,首次考虑了具有缓变波导和复折射率耦合 DFB 激光器中辐射与高阶分波耦合对等效耦合系数的影响.数值计算结果表明,对实折射率耦合 DFB 激光器,采用线性缓变波导能获得较大的等效耦合系数的相位,对复折射率耦合 DFB 激光器,即使是纯损耗耦合,等效耦合系数的相位也不等于 $-\pi/2$,如果实折射率耦合与损耗耦合同时存在,则在某些情况下,等效耦合系数的相位会等于零.

EEACC: 4270,4320J

1 引言

耦合系数是 DFB 激光器的关键参数^[1],对实折射率耦合和增益(损耗)耦合 DFB 激光器的耦合系数都有一些好的计算结果^[2~4],但计算时都忽略了高阶分波包括辐射分波的作用.当不考虑这些高阶耦合效应的时候,耦合系数对实折射率耦合 DFB 激光器来说是实数,而对纯增益耦合 DFB 激光器则是纯虚数.对一级光栅,这些高阶效应可以忽略,但对二级以上光栅,它们是不能忽略的. Streifer 等在考虑了高阶耦合效应后,对 DFB 和 DBR 激光器的耦合波方程做了修正^[5],除了通常的耦合系数外还引入了三个新的耦合参数以表征高阶分波的耦合作用.但他们的分析是基于三层平板实折射率微扰波导,没有考虑缓变波导或者复折射率周期微扰波导的作用.本文的目的就是要在 DFB 激光器的本征方程和色散方程的基础上引入一等效耦合系数,使之包含高阶耦合效应,并给出有缓变波导或复折射率耦合的计算实例.

2 理论

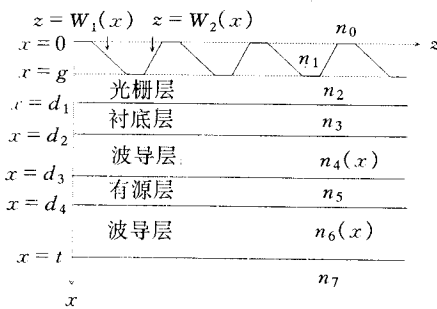
根据耦合波理论,当考虑了辐射以及其他高阶分波的耦合作用后,含 N 级光栅的 DFB 激光器有四个耦合系数 κ_{-N} 、 ζ_1 、 ζ_2 和 ζ_4 需要确定.其中 κ_{-N} 就是通常的耦合系数,而复数 ζ_1 、 ζ_2 和 ζ_4 则代表了辐射及高阶分波耦合效应,文献^[5]给出了它们的定义及详细的物理解析和意义,它们都与具体的波导结构和光栅参数有关.本文考虑如图 1 所示的波导结构,无

陈昌华 男,1969 年生,博士生,主要从事半导体量子阱光电器件研究
1996 年 10 月 24 日收到初稿,1997 年 1 月 7 日收到修改稿

微扰时的折射率分布为 $n(x)$, 它可以为复数, 以便表征复折射率耦合.

$$n^2(x) = \begin{cases} n_0^2 & x < 0 \\ n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2)[w_2(x) - w_1(x)]/\Lambda & 0 \leq x < g \\ n_2^2 & g \leq x < d_1 \\ n_3^2 & d_1 \leq x < d_2 \\ n_4^2(x) & d_2 \leq x < d_3 \\ n_5^2 & d_3 \leq x < d_4 \\ n_6^2(x) & d_4 \leq x < t \\ n_7^2 & x \geq t \end{cases} \quad (1)$$

其中 Λ, g 分别为光栅周期和深度; $s(d_2 - d_1), d(d_3 - d_2, t - d_4)$ 以及 $d_4 - d_3$ 分别为隔离层、导波层以及有源区厚度. 光栅形状由 $w_2(x)$ 和 $w_1(x)$ 描述, 本文只考虑正弦光栅, 因而可以写为:



$$w_1(x) = \frac{\Lambda}{2\pi} \arccos\left(1 - \frac{2}{g}x\right) \quad (2a)$$

$$w_2(x) = \Lambda - \frac{\Lambda}{2\pi} \arccos\left(1 - \frac{2}{g}x\right) \quad (2b)$$

而渐变波导用 $n_4(x)$ 和 $n_6(x)$ 来表征, 可表示为:

$$n_4^2(x) = n_4^2(d_3) - \frac{n_4^2(d_3) - n_4^2(d_2)}{(d_3 - d_2)^m} (d_3 - x)^m \quad (3a)$$

$$n_6^2(x) = n_6^2(d_4) - \frac{n_6^2(d_4) - n_6^2(t)}{(t - d_4)^m} (x - d_4)^m \quad (3b)$$

$m=1, 2, \infty$ 时分别表示线性缓变、抛物缓变以及普通的阶跃折射率限制波导结构.

按文献[5]的步骤可以证明当没有端面反射率时, DFB 激光器的纵模由如下本征方程(4)和色散方程(5)决定

$$\gamma^2 = -(\kappa_{-N} + \zeta_4)(\kappa_N + \zeta_2) \sinh^2(\gamma L) \quad (4)$$

$$\alpha + i\delta = [\gamma^2 - (\kappa_{-N} + \zeta_4)(\kappa_N + \zeta_2)]^{1/2} - i\zeta_1 \quad (5)$$

其中 L 是光栅长度; α 是纵模的净阈值损耗; δ 则是纵模与 Bragg 频率的偏移. 与文献[5]不同的是, 此处用 κ_N 代替了 κ_{-N}^* . 这是因为对实折射率耦合, $\kappa_N = \kappa_{-N}^*$, 而对复折射率耦合, $\kappa_N \neq \kappa_{-N}^*$.

方程(5)中 ζ_1 对所有纵模的作用都是一样的: 使所有纵模的阈值损耗都增加 $\text{Im}(\zeta_1)$ 并使它们相对 Bragg 频率移动 $\text{Re}(\zeta_1)$. 因此它对消除模式简并没有作用, 因此本文不讨论波导结构和光栅形状对它的影响.

注意到方程(4)和(5)只与 $(\kappa_{-N} + \zeta_4)(\kappa_N + \zeta_2)$ 有关, 因此可以定义一个等效耦合系数 κ_{eff} :

$$\kappa_{\text{eff}} = [(\kappa_{-N} + \zeta_4)(\kappa_N + \zeta_2)]^{1/2} = |\kappa_{\text{eff}}| e^{i\varphi} \quad (6)$$

定义该等效耦合系数的另一个原因是, $\kappa_{-N}, \kappa_N, \zeta_4$ 和 ζ_2 都与图 1 中 $z=0$ 点的选取有关, 而 $(\kappa_{-N} + \zeta_4)(\kappa_N + \zeta_2)$ 则与此无关. 一般情况下, κ_{eff} 是复数, 即 φ 不等于零. 如果我们不考虑辐射与分波耦合效应, 则 κ_{eff} 变为:

$$\kappa_{\text{conv}} = (\kappa_{-N}\kappa_N)^{1/2} = |\kappa_{\text{conv}}|e^{i\varphi} \tag{7}$$

不考虑高阶分波耦合效应时,DFB 激光器的纵模行为由 κ_{conv} 决定. 对实折射率耦合 κ_{conv} 为实数, 即其相位为零, 对纯增益(损耗)耦合, κ_{conv} 为纯虚数, 即相位为 $\pm\pi/2$.

E. Kapon 等详细讨论过复耦合系数对 DFB 激光器纵模的影响^[6], 指出当 $\varphi=0$ 时, 具有相同净阈值损耗的纵模对称分布在 Bragg 频率的两边(纵模简并), 而当 $\varphi\neq 0$ 时, 这种模式简并可以部分消除, 这也是近年来复耦合 DFB 激光器得到重视的根本原因. 特别是当 $\varphi = \pm\pi/2$ 时, 位于 Bragg 频率($\delta=0$)处的纵模具有最低的阈值损耗, 即为纯增益(损耗)耦合.

要求 κ_{eff} , 必须求得各阶分波的横向场分布, 由于一般情况下 $n(x)$ 是缓变复折射率分布, 不可能得到各横向场的解析表达, 需要采取特别的数值方法. 下面的计算中, 我们采用复打靶法来求各横向场分布进而获得 κ_{eff} .

3 数值例子及讨论

下面的计算中均只考虑 GaAs/AlGaAs 系统的 TE₀ 横模.

例 1 为具有缓变波导结构的 DFB 激光器, 折射率 $n_0, n_1, n_2, n_3, n_4(d_2), n_4(d_3), n_5, n_6(d_4), n_6(z)$ 和 n_7 分别取为 3.2、3.2、3.5、3.2、3.2、3.5、3.6、3.5、3.2 和 3.2. 光栅层的厚度为 $0.1\mu\text{m}$, 光栅深度为 $0.08\mu\text{m}$, 隔离层、有源区的厚度分别为 $0.05\mu\text{m}$ 和 $0.01\mu\text{m}$. 图 2 所示为二级光栅等效耦合系数的幅度及相位随导引层厚度的变化.

由图可以看出, 与阶跃波导相比, 缓变波导尤其是线性缓变波导不仅提高了等效耦合系数的幅度, 更重要的是它使其相位的绝对值增加, 而这正是我们所需要的. 如果我们取 $d = 0.13\mu\text{m}$, 对线性缓变波导, 由图 2 可读出 $|\kappa_{\text{eff}}| = 53.5\text{cm}^{-1}$, $\varphi = -0.265$, 则 $\kappa_{\text{eff}} = 51.6 - i14.0\text{cm}^{-1}$, 对腔长 $L =$

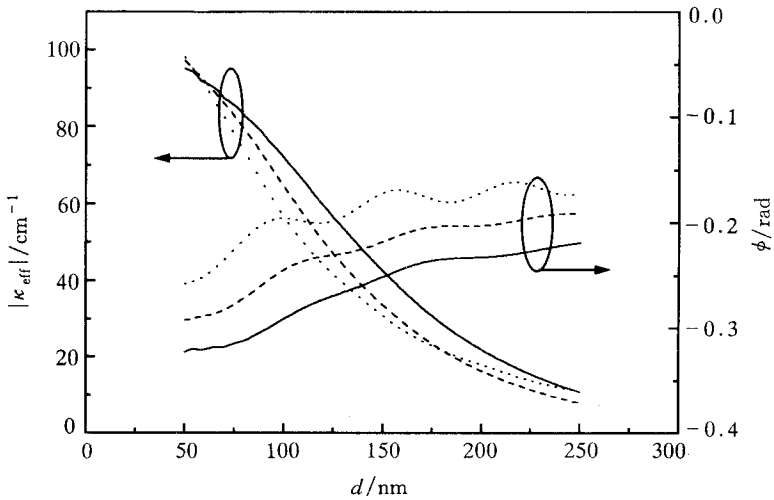


图 2 二级实折射率耦合光栅等效耦合系数随导波层厚度的变化
— 线性缓变波导, --- 抛物缓变波导, ... 阶跃折射率波导.

400 μm 的 DFB 激光器, 耦合强度 $\kappa_{\text{eff}}L$ 为 $2.06 - i0.56$, 这个值足以使 DFB 激光器获得动态单纵模工作, 并消除端面反射率的影响^[7,8].

图 2 的结果虽只是一种特例, 但更全面的数值分析表明, 采用线性缓变波导结构, 有利于获得较大的耦合幅度和绝对相位^[9].

例 2 为含损耗耦合的 DFB 激光器. 计算中 $n_0, n_4(d_3), n_5, n_6(d_4)$ 和 n_7 分别取为 3.2、

3.45、3.6、3.45和3.2.光栅层的厚度与光栅的深度均取为 $0.05\mu\text{m}$,隔离层的厚度为零,导波层和有源区的厚度分别为 $0.15\mu\text{m}$ 和 $0.05\mu\text{m}$. $m = \infty$,即为阶跃分别限制波导. $n_2 = 3.6 + i\alpha_g/k_0$,其中 α_g 为吸收系数, k_0 为自由空间波矢.损耗耦合和实折射率耦合的强度可分别

通过 α_g/k_0 和 n_1 来调整.

如果令 n_1 等于3.6,则为纯损耗耦合, κ_{conv} 的相位为 $-\pi/2$.图3给出了纯损耗耦合下一至三级光栅等效耦合系数随吸收系数的变化.由于辐射及分波耦合效应,即使为纯损耗耦合,其等效耦合系数的相位也不等于 $-\pi/2$,而且它与 $-\pi/2$ 的偏离随吸收系数和光栅级次的增加而增加.图4为二级光栅复耦合DFB激光器的等效耦合系数随 n_1 的变化.一般认为

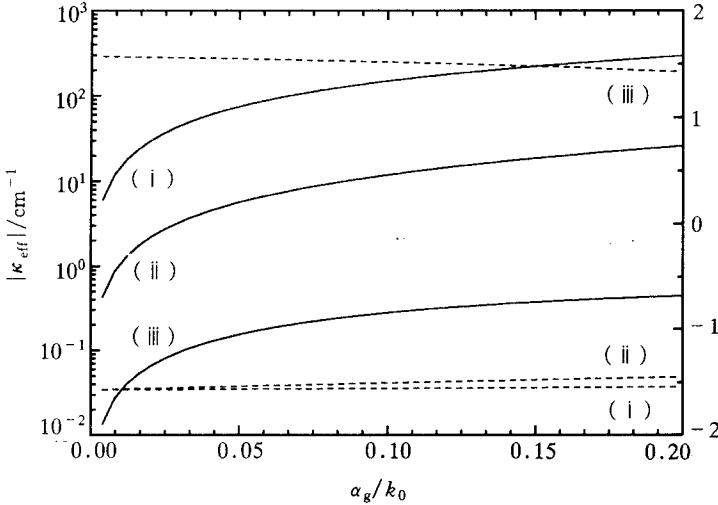


图3 纯损耗耦合光栅等效耦合系数随吸收系数的变化
(i)一级光栅,(ii)二级光栅,(iii)三级光栅;实线为 $|\kappa_{\text{eff}}|$,虚线为 φ

复折射率耦合DFB激光器能消除模式简并,但并非总是如此.如图4中垂直箭头所示点, $n_1 = 3.35, n_2 = 3.6 + i0.05$,此时实折射率耦合和损耗耦合同时存在,但等效耦合系数的相位却为零,如果实际器件采用该结构,则不能消除模式简并,即仍然有两个纵模具有相同的阈值.因此实际器件应该仔细设计,避免出现这种情况.

4 结语

在考虑了辐射与高阶分波耦合效应后,我们引进了等效耦合系数来表征DFB激光器的耦合特性.首次考虑了具有缓变波导和复折射率耦合DFB激光器中辐射与高阶分波耦合对等效耦合系数的影响.数值计算结果表明,对实折射率耦合DFB激光器,如果采用缓变波导特别是线性缓变

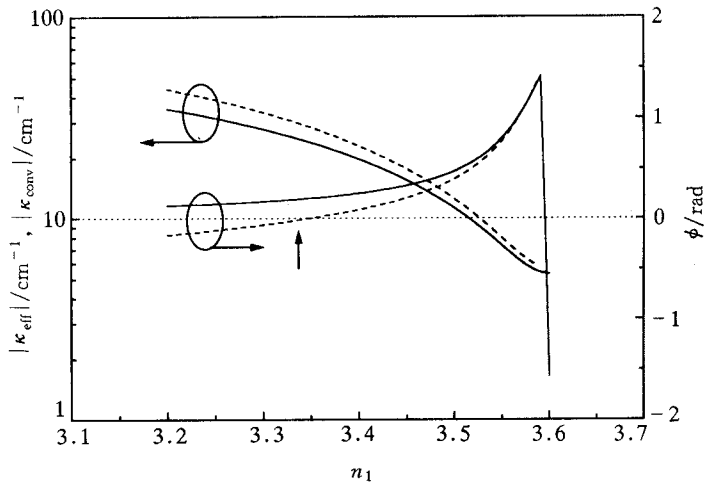


图4 二级复折射率耦合光栅等效耦合系数随 n_1 的变化
 $\alpha_g/k_0 = 0.05$,虚线为 κ_{eff} ,实线为 κ_{conv} .

波导,能获得绝对值较大的等效耦合系数的相位,有利于动态单纵模工作.对复折射率耦合DFB激光器,即使是纯损耗耦合,等效耦合系数的相位也不等于 $-\pi/2$.如果实折射率耦合与损耗耦合同时存在,则在某些情况下,由于辐射及高阶分波耦合的作用,等效耦合系数的相位会等于零,因而不能消除DFB激光器的模式简并.

参 考 文 献

- [1] H. Kogelnik and C. V. Shank, J. Appl. Phys., 1972, **43**: 2327~2335.
- [2] W. Streifer, D. R. Scifres and R. Burnham, IEEE J. Quantum Electron., 1975, **11**: 867~873.
- [3] H. L. Cao, Y. Luo, Y. Nakano *et al.*, Photonics Technol. Lett., 1992, **4**: 1099~1102.
- [4] K. David, J. Buus, G. Morthiey and R. Baets, Photonics Technol. Lett., 1991, **3**: 439~441.
- [5] W. Streifer, D. R. Scifres and R. D. Burnham, IEEE J. Quantum Electron., 1977, **13**: 134~141.
- [6] E. Kapon, A. Hardy and A. Katzir, IEEE J. Quantum Electron., 1982, **18**: 66~71.
- [7] J. Glinński and T. Makino, IEEE J. Quantum Electron., 1987, **23**: 849~859.
- [8] Y. Nakano, Y. Luo and K. Tada, Appl. Phys. Lett., 1989, **55**: 1606~1608.
- [9] C. H. Chen, L. H. Chen and Q. M. Wang, Optical and Quantum Electron. will be published.

Effective Coupling Coefficient of Semiconductor DFB Lasers

Chen Changhua, Chen Lianghui, Wang Qiming and Xu Junying

(National Integrated Optoelectronics Laboratory, Institute of Semiconductors,
The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

Received 24 October 1996, revised manuscript received 7 January 1997

Abstract An effective coupling coefficient has been introduced for semiconductor DFB lasers with GRIN waveguide and complex coupled gratings for the first time when radiation and other partial waves coupling are taking into account. Numerical results show that a linear GRIN waveguide can increase the phase of the effective coupling coefficient of real index coupled DFB lasers. In some special cases, the effective coupling coefficient phase will be equal to zero although both real index and loss coupling are presented simultaneously.

EEACC: 4270, 4320J