

双光纤光栅外腔半导体激光器相干失效研究*

黄毅泽¹⁾ 李毅^{1)2)†} 王海方¹⁾ 俞晓静¹⁾ 张虎¹⁾ 张伟¹⁾ 朱慧群¹⁾³⁾
孙若曦¹⁾ 周晟¹⁾ 张宇明¹⁾

1) (上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

2) (上海市现代光学系统重点实验室, 上海 200093)

3) (五邑大学薄膜与纳米材料研究所, 江门 529020)

(2010年7月13日收到; 2011年6月21日收到修改稿)

根据双光纤 Bragg 光栅 (FBG) 外腔半导体激光器相干失效的物理过程, 运用速率方程和双 FBG 耦合模理论, 分析了双 FBG 外腔半导体激光器相干失效产生和控制的条件, 提出了实现和控制双 FBG 外腔半导体激光器相干失效多模稳定工作的方法. 双 FBG 外腔半导体激光器在相干失效下具有多模的稳定工作状态, 相干失效长度缩短, 相干失效长度内光谱稳定. 实验测量结果表明, 外腔反射率为 3% 时, 从非相干失效状态到相干失效状态, 半峰值全宽度从 0.5 nm 突然展宽到 0.9 nm. 在相干失效状态下, 功率稳定, 边模抑制比大于 45 dB, 在 0°C—70°C 工作温度范围内峰值波长漂移小于 0.5 nm, 最小相干失效长度小于 0.5 m. 双 FBG 外腔半导体激光器相干失效的应用对提高光纤放大器和光纤激光器的性能具有重要意义.

关键词: 非线性, 半导体激光器, 双光纤 Bragg 光栅, 相干失效

PACS: 42.25.Kb, 42.55.Px, 42.60.Mi, 42.65.Sf

1 引言

从 20 世纪 70 年代中期开始, 不稳定性和混沌在光学方面的研究不断发展. 80 年代以后, 半导体激光器受外反馈所引起的不稳定现象作为光学非线性研究的热点受到了广泛的关注. 90 年代中期以来, 混沌的控制和同步性被提出并逐渐发展起来^[1,2], 其对光存储和特种通信等应用具有指导作用. 随着垂直腔表面发射激光器和高功率半导体激光器等新型半导体激光器的出现, 以及外腔光反馈性质的不同和控制方法的引入, 它在基础物理学研究和实际应用领域都具有重要的研究价值. 带光反馈的半导体激光器是混沌动力学的非线性光学的良好模型, 对它的研究已经历了从最初的噪声抑制到今天的混沌控制与应用^[3-10].

半导体激光器与其他激光器相比有一些明显

的区别, 比如半导体激光器线宽增强因子较大, 偶极子相移时间极短, 半导体激光器前端腔面反射率较低等. 一般情况下带光反馈的半导体激光器主要受到系统的 3 个参数的影响, 即外部反射率、激光器到外部反射面的距离和注入电流. 这 3 个参数对激光输出功率来说会导致典型的 Hopf 和鞍结点分岔现象. 特别是在弱外部光反馈情况下, 发生激光输出功率随着注入电流和外部光程变化, 呈现出稳定状态、周期振荡、准周期振荡和混沌之间的变化规律, 各个状态之间受到系统参数影响会突变和渐变, 各个状态的变化轨迹明显显示出状态变化的窗口^[11-17].

相干失效是具有外部光反馈的半导体激光器处于多模振荡状态时, 激光原有的相干性被摧毁的现象. 相干失效使得激光光谱突然展宽, 并且只在弱反馈的情况下才发生^[18-21]. 相干失效的重要特

* 国家高技术研究发展计划 (批准号: 2006AA03Z348)、教育部科学技术研究重点项目 (批准号: 207033)、上海市教委科学技术研究重点项目 (批准号: 10ZZ94)、上海市人才发展基金 (批准号: 2009014)、上海市研究生创新基金项目 (批准号: JWCXSL1101, JWCXSL1001) 和上海市重点学科 (批准号: S30502) 资助的课题.

† E-mail: liyi@usst.edu.cn

征是激光谱线突然变宽,且仅发生在出现混沌特征以后,即相干失效只可能发生在外部反射率至少大于1%的弱反馈情况下.因为外部反射率太高时,激光在光纤 Bragg 光栅 (FBG) 反射带宽内稳定工作;而外部反射率太低时,激光输出谱线宽度变化仅取决于反馈到激光器腔内的光相位.当外部反射率进一步提高,激光许多纵模的跳变才会出现,混沌一般要求外反射率增加至1%才能观察到.这种外反射率情况除了实现相干失效使得半导体激光器实现动态稳定,对于外腔半导体激光器的工作特性也是有益的.由于外腔半导体激光器受外腔反射率的制约,存在着边模抑制比与输出功率的一对矛盾.适当高的外腔反射率有利于边模抑制比的提高,却会降低激光功率输出效率.相关理论和实验结果表明弱反馈反射率大约在3%—8%的情况是最佳的 [22—27].需要说明的是因为外反射率是光功率的反射比率,所以更恰当的说法是外部反馈强度,这包含了激光器在提高输出功率情况下造成的光反馈增大的影响.

本文具体研究了双 FBG 外腔半导体激光器的

相干失效特性,通过对带光反馈的半导体激光器速率方程和外腔 FBG 耦合模理论的研究,定义了相干失效长度,指出了双 FBG 外腔半导体激光器相干失效产生的条件以及与系统参数的关联度.双 FBG 外腔半导体激光器相干失效与一般外腔半导体激光器相干失效的共性说明其应用绝不限于半导体激光器在光通信上抽运源的应用,对于其在带光反馈的半导体激光器所表现出混沌动力学的非线性光学理论和半导体激光器在光存储、特种通信、材料加工、医疗器械和传感器等方面的应用同样具有非常重要的意义.

2 理论分析

双 FBG 外腔半导体激光器的基本结构如图 1 所示.其中 l 为激光器内腔长度, D 为外腔长度, R_b 为激光器内腔后端面反射率, R_f 为激光器内腔前端面反射率.在双 FBG 中 FBG₁ 的反射率为 R_{g1} , 长度为 L_1 . FBG₂ 的反射系数为 R_{g2} , 长度为 L_2 . h 为两个光栅之间距离.

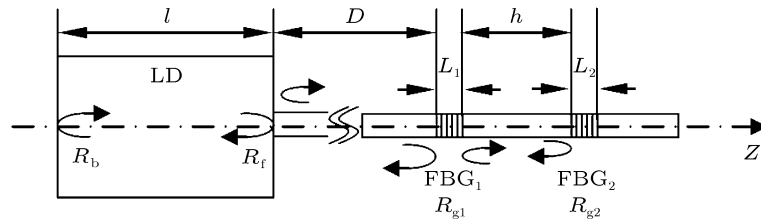


图 1 双 FBG 外腔半导体激光器示意图

假设振幅为 $E(t) = E_s$, 相位为 $\phi(t) = (\omega_s - \omega_0)t$, 载流子密度为 $N(t) = N_s$, 将它们代入速率方程 [28], 可得激光在稳定情况下的状态, 有

$$\frac{\kappa}{n_i l} \cos\left(\frac{2n_e D \omega_s}{c}\right) = \frac{1}{\tau_p} - G(N_s - N_0), \quad (1)$$

$$\omega_0 - \omega_s = \frac{c\kappa\sqrt{1+\alpha^2}}{2n_i l} \sin\left(\frac{2n_e D \omega_s}{c + \alpha \tan \alpha}\right), \quad (2)$$

$$G(N_s - N_0)E_s^2 = J - \frac{N_s}{\tau_s}, \quad (3)$$

其中 G 为线性增益系数, J 为注入电流密度, κ 为反馈系数, α 为线宽增强因子, N_0 为净增益为零时的载流子密度, τ_p 为光子寿命, τ_s 为载流子寿命, n_e 是外腔折射率, c 是真空中光速, n_i 是腔内折射率或者激光器增益介质有效折射率. 激光器振

荡角频率为

$$\omega_0 = \omega_c - \frac{\partial \omega_0}{\partial J} J, \quad (4)$$

其中 ω_c 为某个偏置电流下的角频率. 稳定状态下的带外部光反馈的激光器振荡角频率为 ω_s , 它一般有多解, 其解的个数取决于参数 C ,

$$C = \frac{\kappa n_e D}{n_i l} \sqrt{1 + \alpha^2}. \quad (5)$$

图 2 给出了激光输出角频率漂移 $\Delta\omega_s = \omega_s - \omega_0$ 和载流子密度 N_s 的关系, 相关参数取值与文献 [28] 一致. 实际的激光振荡取决于稳定时刻的相位和增益, 对于较大的 C 值, 激光就会变得不稳定. 实际的情况如图 2(c) 和 (d) 所示的激光输出角频率漂移和载流子密度成椭圆的关系. 它的稳定和

不稳定的振荡性质使激光将在允许振荡的振荡频率之间跳变 [29].

假设半导体激光器的某一个内腔纵模发生振荡, 对应线宽增强因子为常数, 此时 C 随外腔长度增大而增大, 在略大的外部反射率的情况下, 激光的相干性被破坏了, 半导体激光器存在多模振荡. 这种情况下的激光器输出功率起伏振荡周期完全取决于外部反射面到激光器前端面的距离. 外腔纵模间隔随着外腔的增长而变小, 如果外腔长度精确等于内腔长度整数倍时, 外腔模与内腔模重合, 所有内腔模被同时增强. 相反在外腔长度精确等于内腔长度整数倍加 $1/4$ 波长的长度时, 所有模被同时减弱. 输出功率中可能存在的振荡随外腔长度变化的周期可以表示为

$$T_0 = \frac{\lambda}{2i} \quad (i = 1, 2, \dots, N'), \quad (6)$$

其中 N' 为半导体激光器可能存在多模振荡的模数最大值, λ 为激光器与外部光反馈匹配后的激光输出波长. 进一步考虑折射率和不同内腔模可知, 当仅有一个激光内腔振荡模的存在, 其出现在外腔为内腔长度的 mn_i/n_e 倍时有 $\lambda/2$ 振荡的存在, m 为整数. 当有两个内腔模存在, 其出现在外腔为内腔长度的 $(m + 0.5)n_i/n_e$ 倍时有 $\lambda/4$ 振荡的存在. 同理更高阶的周期振荡更依赖于外腔位置的变化和受激的其他内腔模. 对于其他外腔长度的情况, 内

外腔模就不会同时重合, 内外腔将共同决定更有利的激光受激辐射模. 另外, 内外腔长度受温度的影响, 光纤还受外力和弯曲的影响, 所以在相干失效时激光输出功率的动态现象是确定的.

假设外腔长度 D 不变时, 带弱光反馈的半导体激光器会随着外部反射率的增加而不稳定, 由于线宽增强因子随外部反射率的增加而增大, 这现象很容易被理解为因 C 值的增加而引起的激光器输出波长的不稳定. 此时, 激光器的所有纵模 (包括外腔纵模) 受到系统参数条件影响被不同程度地激活. 在这些纵模之中, 激光会在外腔 FBG 纵模选择下在最强的光反馈附近产生最大的纵模振荡, 但是这种振荡会因为 C 值过大或因不同 FBG 外部光反馈性质产生连续纵模间的漂移和快速滑变, 并且不断重复这些过程, 从而使激光处于动态稳定的. 这种现象就是基本单外腔半导体激光器相干失效的动态稳定的物理过程, 双 FBG 外腔半导体激光器相干失效的研究将在此基础上进一步展开. 由于外腔的纵模选择不仅受外腔长度 D 影响, 同时还受到两个 FBG 的相位因子和间距 h 的影响, 因此将双 FBG 看成一体, 引入激光器前端等效透射率 T_{eff} 至速率方程, 使得等效无源外腔与有源内腔统一至上述理论, 并从光和载流子作用的角度分析双 FBG 外腔半导体激光器输出的复合模对相干失效的影响.

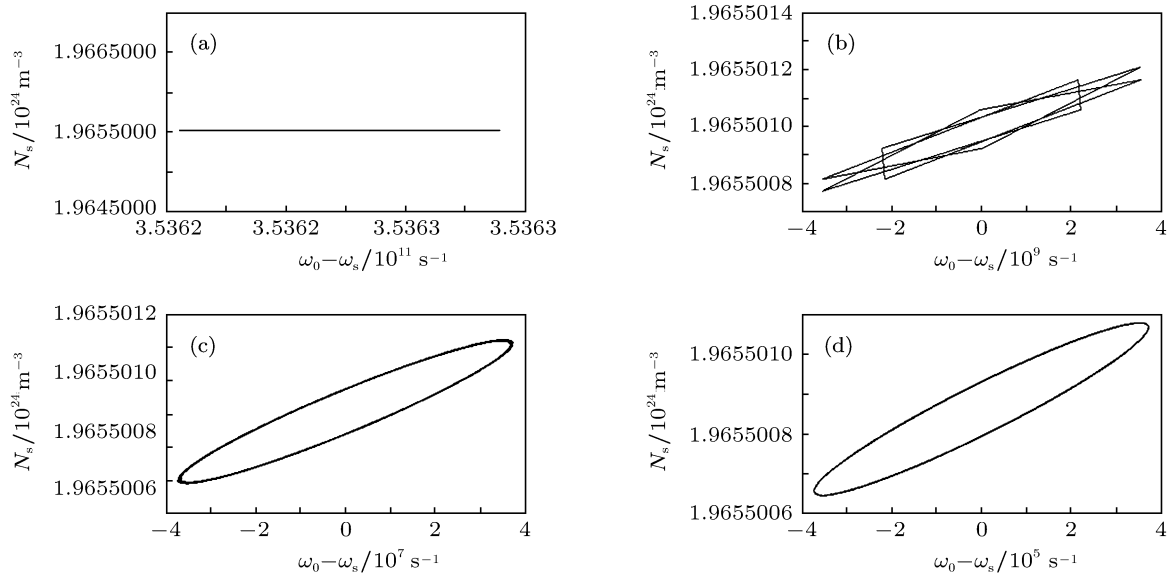


图2 激光输出角频率漂移 $\Delta\omega_s = \omega_s - \omega_0$ 和载流子密度 N_s 的关系 (a) $c = 3.7275 \times 10^{11}$; (b) $c = 3.7275 \times 10^9$; (c) $c = 3.7275 \times 10^7$; (d) $c = 3.7275 \times 10^5$

由于激光的内腔模主要是由激光芯片决定的, 相干失效的控制因素仅可能是外腔模性质对复合模的影响, 即仅考虑一般外腔反馈性质. 双 FBG 外腔的透射率 T 可以表示为

$$T = [(1 - |r_{g1}|^2)(1 - |r_{g2}|^2)] / [(1 - |r_{g1}||r_{g2}|)^2 + 4|r_{g1}||r_{g2}|\sin^2((\phi_{r1} + \phi_{r2} - 2\beta h)/2)]. \quad (7)$$

在双 FBG 中 FBG₁ 的反射系数为 r_{g1} , Bragg 波长为 λ_{B1} , 反射系数的相位因子是 ϕ_{r1} . FBG₂ 的反射系数为 r_{g2} , Bragg 波长为 λ_{B2} , 反射系数的相位因子是 ϕ_{r2} . 令 $\text{Min}\{T(\lambda)\} = T(\lambda)$ 便可求出双 FBG 中心耦合波长. 设激光器前端面 ($Z = 0$) 处在相干失效下输出的前向波为 $b(0)$, 则在 $Z = D + L_1 + h + L_2$ 处前向波 $b(D + L_1 + h + L_2)$ 应满足如下方程式:

$$\begin{aligned} & b(D + L_1 + h + L_2) \\ &= [b(0)t_{g1}t_{g2}\exp(-i\beta D - i\beta h)] / \\ & [(1 - r_{g1}r_{g2}\exp(-2i\beta h)) \\ & (1 - r_{g1}r_f\exp(-2i\beta D))], \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $|r_f|^2 = R_f$ 为激光器前端面反射率, $|r_f|$ 为激光器前端面电场振幅反射系数, t_{g1} 为 FBG₁ 的透射系数, t_{g2} 为 FBG₂ 的透射系数. 因为双 FBG 外腔半导体激光器与单 FBG 外腔半导体激光器相比不存在输出波长与 FBG 波长失谐的问题, 所以 R_f 可近似为常数. 当两个 FBG 性质完全相同时 ($R_{g2} = R_{g1} = R_g$, $L_1 = L_2 = L$, Bragg 波长和材料折射率相同), 不计透镜光纤与激光器芯片的耦合损耗, 在外腔弱反馈的情况下激光器前端等效透射率 T_{eff} 为

$$T_{\text{eff}}(\lambda) = \frac{(1 - R_g)^2}{1 - 4R_g^2 \cos(\beta D) \cos(2\varphi_r + \beta D - 2\beta h)}. \quad (9)$$

单个 FBG 的电场振幅反射系数 $|r_g|$ 可表示为^[30]

$$|r_g| = \frac{k \sinh(SL)}{(\Delta\beta^2 \sinh^2(SL) + S^2 \cosh^2(SL))^{1/2}}, \quad (10)$$

其中 $\Delta\beta = \beta - \beta_0 = 2n_e J(1/\lambda - 1/\lambda_B)$ 为失谐波矢量, $S = (k^2 - \Delta\beta^2)^{1/2}$, k 为耦合系数, λ 为入射光波波长, $\lambda_B = 2n_e \Lambda$ 为 Bragg 波长, Λ 为光栅栅距. 对于一定调制深度和周期的光栅, 其反射率 R_g 可表示为

$$R_g = |r_g|^2$$

$$= \frac{k^2 \sinh^2(SL)}{\Delta\beta^2 \sinh^2(SL) + S^2 \cosh^2(SL)} \quad (k^2 > \Delta\beta^2),$$

$$R_g = |r_g|^2 = \frac{k^2 \sin^2(QL)}{\Delta\beta^2 - k^2 \cos^2(QL)} \quad (k^2 < \Delta\beta^2), \quad (11)$$

其中 $Q = (\Delta\beta^2 - k^2)^{1/2}$, φ_r 为光栅反射系数的相位因子, 其可表示为

$$\begin{aligned} \varphi_r &= \pi + \text{atan} \left[\frac{S \cosh^2(SL)}{\Delta\beta \sinh^2(SL)} \right] \quad (\lambda \leq \lambda_B), \\ \varphi_r &= \text{atan} \left[\frac{S \cosh^2(SL)}{\Delta\beta \sinh^2(SL)} \right] \quad (\lambda > \lambda_B). \end{aligned} \quad (12)$$

把外腔弱反馈情况下的激光器前端等效透射率 T_{eff} 代入速率方程, 双 FBG 外腔半导体激光器速率方程可以表示为^[31]

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{\eta I}{qV} - (AN + BN^2 + C_A N^3) \\ &\quad - v_g \frac{dg}{dN} (N - N_0) P, \\ \frac{dP}{dt} &= \Gamma v_g \frac{dg}{dN} (N - N_0) P - \frac{P}{\tau_P} \\ &\quad + \Gamma \beta_{\text{sp}} BN^2 + (1 - T_{\text{eff}}(\lambda)) \frac{P}{\tau_m}, \end{aligned} \quad (13)$$

其中 η 为激光器内腔量子效率, I 为驱动电流, V 为激光器增益介质体积, N 为载流子密度, dg/dN 为微分增益, v_g 为增益介质中光子群速度, P 为光子密度, β_{sp} 为自发辐射因子, Γ 为束缚因子, A 为非辐射复合系数, B 为双分子复合系数, BN^2 为自发辐射速率, C_A 为 Auger 复合系数, P/τ_m 为通过外腔反射的内外腔光子损耗速度.

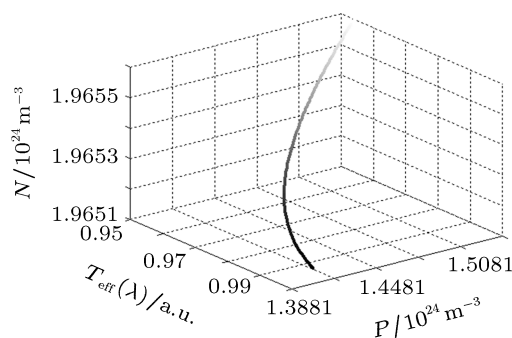


图3 载流子密度、光子密度与外腔等效透过率的数值关系

图3给出了在实际情况下一段区间上的载流子密度 N 、光子密度 P 与外腔等效透过率 T_{eff} 的数值计算结果, 相关参数取值与文献^[31]一致. 在弱外部反馈情况下, 载流子密度和光子密度会随着

反馈光强度的增大趋向螺旋式增大. 因此在这段区间上双 FBG 外腔半导体激光器表现为外腔模诱导复合模共同增强或减弱的现象, 虽然激光在 FBG 反射带宽内工作, 双 FBG 外腔纵模振荡的选择性表现出与强反馈类似的特征, 但它们的区别体现在 (1)—(6) 式表述的复合模的不稳定性方面. (7) 式的意义在于确定双 FBG 的中心波长, 而对于半峰全宽和纵模间隔仅在外腔弱反馈时有参考作用. (9) 式的意义在于将双 FBG 外腔半导体激光器相干失效现象解释为外腔长度与输出的复合模、载流子密度和光子密度的相互作用的结果. 利用外腔模诱导复合模还可以得到许多现象的解释, 值得一提的是增大反馈强度引起的激光输出波长的红移. 电流的增大使得反馈强度增大, 在外腔有效反射区间上载流子密度上升, 不同波长处的外腔等效透射率对应载流子密度下降变化的斜率不同 (如图 3 所示), 载流子密度高则外腔等效透射率增大慢, 载流子密度低则外腔等效透射率增大快, 因此在原中心波

长处的透射率最低值两边出现 2 个新的透射率最低值, 便形成了 2 个新的载流子密度峰值, 这样完成了一次中心波长的分岔. 2 个载流子密度峰值也是 2 个光子密度峰值, 电流上升导致总体光子密度上升. 由于激光功率随电流进一步增大, $L-I$ 斜率降低, 同时实际输出功率不成比例的小于原激光功率, 说明单位光子平均能量下降, 激光输出波长有向长波长漂移趋势. 2 个新的载流子密度峰值同理又会产生 4 个新的载流子密度峰值, 这种现象会不断重复下去, 每次分岔之后向长波长漂移趋势会得到进一步的加强, 这样不断演化下去, 直到不能区分载流子密度峰值为止, 中心波长整体发生了红移, 而在新的中心波长附近载流子密度被均匀化了. 理论上外反射率增大同样会引起红移现象. 双 FBG 外腔半导体激光器相干失效的发生使得反射带宽里有更多的谱线均衡的产生谐振, 载流子密度峰值变化被限制, 是抑制红移实现激光器波长稳定的有效手段.

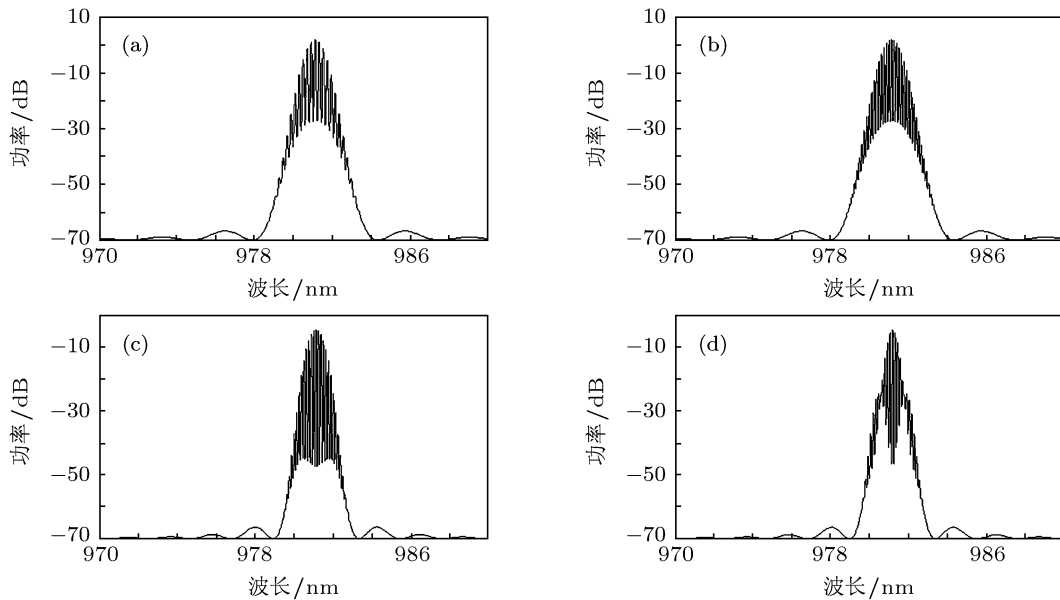


图 4 不同外腔情况下半导体激光器光谱静态模拟结果 (a) $D = 2$ m, 单 FBG 外腔反射率为 2%; (b) $D = 2$ m, 双 FBG 外腔反射率为 2%; (c) $D = 0.5$ m, 双 FBG 外腔反射率为 3%; (d) $D = 2$ m, 双 FBG 外腔反射率为 3%

图 4(a) 为外腔长度 $D = 2$ m, 外腔反射率为 2% 时带单 FBG 的半导体激光器的光谱, 图 4(b) 为外腔长度 $D = 2$ m, 外腔反射率为 2% 时带双 FBG 的半导体激光器的光谱, 图 4(c) 为外腔长度 $D = 0.5$ m, 外腔反射率为 3% 时带双 FBG 的半导体激光器的光谱, 图 4(d) 为外腔长度 $D = 2$ m, 外腔反射率为 3% 时带双 FBG 的半导体激光器的

光谱. 当如图 4(c) 所示双 FBG 外腔长度较短时, 双 FBG 外腔半导体激光器的输出光谱是多模周期振荡叠加的结果, 周期振荡的幅度比较接近, 因此不影响光谱大致轮廓. 然而, 如图 4(d) 所示当外腔长度较长时, 光谱的谱线多模周期振荡发生了显著变化, 在输出中心波长处的谐振峰值振幅较大, 中心波长两边的谐振峰值振幅减小, 光谱的

展宽便发生在中心波长两边的振幅收窄处,即发生了光谱中心谱线能量分布的均匀化.因此,外腔长度越长,光谱越接近外腔 FBG 相干失效发生的多模振荡形式.内外腔的振荡 $2\pi(n_i l + n_e D + n_e h)\Delta\lambda_{\text{ave}}/\lambda_B + \varphi_r(\lambda_B) - \varphi_r(\lambda_B + \Delta\lambda_{\text{ave}}) = \pi$ 相位关系成立,则 $\Delta\lambda_{\text{ave}} = \Delta\lambda_{\text{FWHM}}/N_f \ll c/2l$, N_f 为在半峰全宽 ($\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$) 内外腔反馈纵模数,对应的 C 值满足外腔半导体激光器在 $L-I$ 线性区域内稳定工作,光谱谱线能量分布均匀,则处于相干失效状态.利用文献 [31] 的公式

$$\tau_m = \frac{2n_i l + 2n_e(D + h)}{c \ln[1/(1 - T_{\text{eff}})]}, \quad (14)$$

由 (5) 和 (14) 式可知,此时的等效外腔长度 L_e 与 C 值相关,并且满足方程

$$L_e = -C \frac{(\tau_m c \ln(1 - T_{\text{eff}}(\lambda)) + h)}{(C + \kappa(1 + \alpha^2)^{0.5})}, \quad (15)$$

其中 τ_m 为等效光子寿命.实际情况和仿真结果一致说明当外腔长度足够长时,相干失效便会发生.由于 C 值随外腔长度缩短而减小,不妨假设存在最小的临界外腔长度 L_{e0} 恰好满足相干失效发生条件,此时通过 (15) 式可知 L_{e0} 对应的最小的临界 C 值为 C_0 ,其为系统常数且与外腔长度无关,若满足 $D \geq L_{e0}$,有

$$D \geq -C_0 \frac{(\tau_m c \ln(1 - T_{\text{eff}}(\lambda)) + h)}{(C_0 + \kappa(1 + \alpha^2)^{0.5})}, \quad (16)$$

则激光器可确定在相干失效状态工作,此时的实际外腔长度 D 为相干失效长度.

图 5 给出了 L_{e0} 外腔长度的模拟结果.其中 $C_0 = 3.7275 \times 10^5$, $\tau_m = 2 \text{ ns}$, $h = 40 \text{ mm}$, $\kappa = 1$, $\alpha = 3$.伴随相干失效的发生, $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ 增大引起 L_{e0} 长度减小,最终趋于稳定的 L_{e0} 长度约为 0.5 m .

实际上,对于一个设计为弱反馈的半导体激光器,要求在 $L-I$ 线性工作区域内,激光输出都处于相干失效状态是非常严格的条件,但是相干失效的现象在实验中却会非常明显,并且和激光正常工作的要求相匹配.相干失效动态范围的确定是由反馈强度决定的,所以不仅要考虑外腔半导体激光器系统参数,还要考虑注入电流引起的反馈的变化,因此严格的相干失效长度避免了相干失效下光谱的扰动产生的系统不稳定性,且相干失效长度可以被精确地测量和应用.

由于 FBG 相位因子的存在,随着电流的增加,

由 (4) 式可知激光器会在多种工作模式间转变,从而会使得激光的出纤耦合功率产生波动,即模式抖动.即使在相干失效长度以内,双 FBG 相位因子使激光器的模式间距相对单 FBG 的模式间距变小在反射带宽内会有更多纵横.在模式跳动的点上,激光器腔内会快速产生大量的非相干光子来抑制相干激光光子,从而使得激光器进入相干失效多模的工作状态,最终使双 FBG 组成的外腔相干失效长度大大缩短.由于在窄的带宽内大量连续纵模间的漂移和快速滑变,输出功率的模式抖动会在某种程度上被抑制.因此,在相干失效情况下激光器输出的不稳定性只可能表现在输出功率,而激光输出的光谱上是动态稳定的.

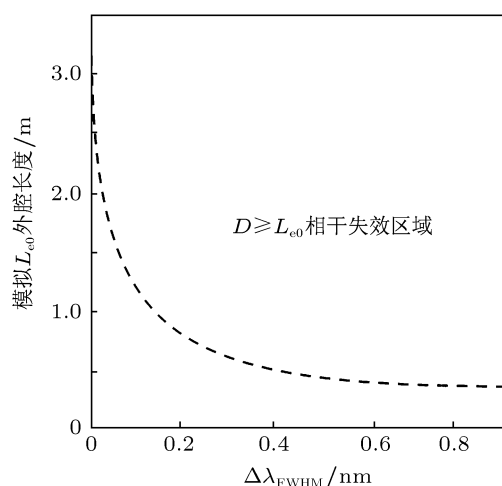


图 5 L_{e0} 外腔长度的模拟结果

3 实验结果与讨论

实验中采用双 FBG 和单 FBG 外腔 980 nm 非致冷半导体激光器.对双 FBG 外腔光纤长度从 $150\text{--}20 \text{ cm}$ 的范围内每隔 5 cm 进行逐段切割和再熔接来改变外腔长度,光纤切割面尽可能达到平整,使每次熔接损耗小于 0.2 dB .采用光功率计和光谱分析仪对双 FBG 外腔 980 nm 非致冷半导体激光器进行光电特性测试.双 FBG 外腔 980 nm 非致冷半导体激光器被置于恒温箱中,在 $0\text{--}70\text{ }^\circ\text{C}$ 的环境温度下对其光电特性进行测试,温度稳定度优于 $1\text{ }^\circ\text{C}$.测量了双 FBG 外腔 980 nm 非致冷半导体激光器输出光谱特性和功率,并与单 FBG 外腔 980 nm 非致冷半导体激光器进行比较.

图 6(a) 为外腔 $D = 0.5 \text{ m}$ 单 FBG 外腔 980 nm

非致冷半导体激光器的输出光谱, 图 6(b) 为外腔 $D = 2\text{ m}$ 单 FBG 外腔 980 nm 非致冷半导体激光器的输出光谱, 图 6(c) 为外腔 $D = 0.5\text{ m}$ 双 FBG 外腔 980 nm 非致冷半导体激光器的输出光谱. 其他条件如下: 注入电流为 50 mA, 分辨率为 0.01 nm, 外腔反射带宽 2 nm, 外部工作温度为 23 °C. 在较低的工作电流下, 有利于观测外腔半导体激光器的纵模特性, 光谱宽度变化不明显, 因此单 FBG 外腔半导体激光器的外腔 $D = 0.5\text{ m}$ 时激光输出光谱谱线宽度与外腔 $D = 2\text{ m}$ 时激光输出光谱谱线宽度基本相同, 但中心波长 (峰值) 的稳定性要差于后者,

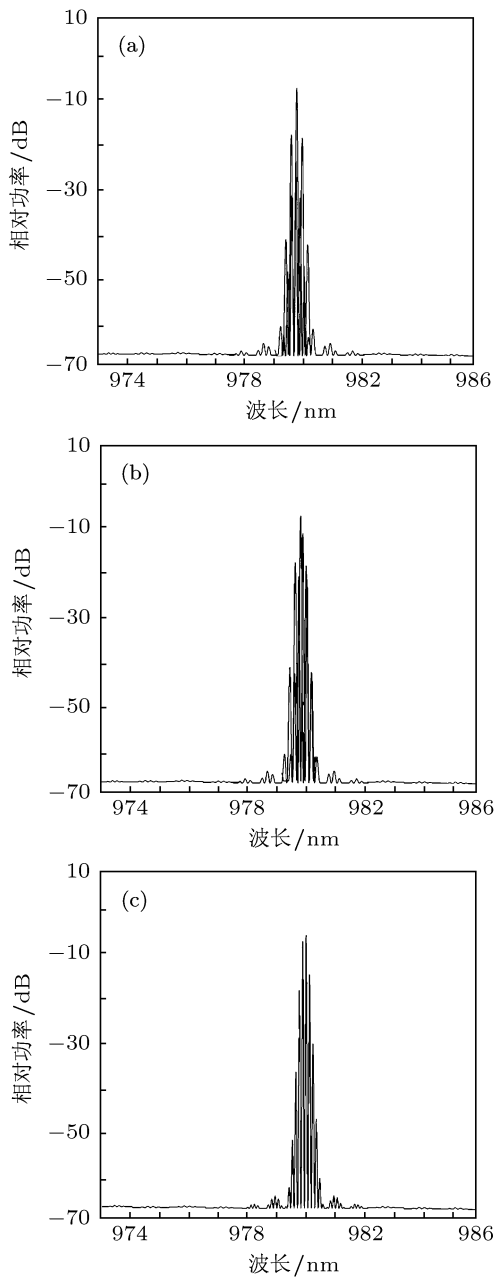


图 6 不同 FBG 外腔半导体激光器输出光谱

约有 0.04 nm 的漂移, 光谱谱线宽度小于 0.04 nm, 后者中心波长基本不变. $D = 0.5\text{ m}$ 时单 FBG 外腔半导体激光器输出光谱谱线宽度与 $D = 0.5\text{ m}$ 时双 FBG 外腔半导体激光器输出光谱谱线宽度相比, 后者在 2 nm 带宽内的光谱谱线数明显增多, 且中心波长基本不变, 光谱谱线宽度小于 0.01 nm. 图 6(b) 和 (c) 的半导体激光器随电流的增大都将处于相干失效状态, 说明双 FBG 外腔半导体激光器相干失效长度大大缩短, 同时激光器光谱状态稳定, 在稳定的峰值处, 两纵模又相互竞争, 使得彼此都不能超越不稳定阈值, 从而使更高的外腔反馈引起的纵模能实现更长期的稳定.

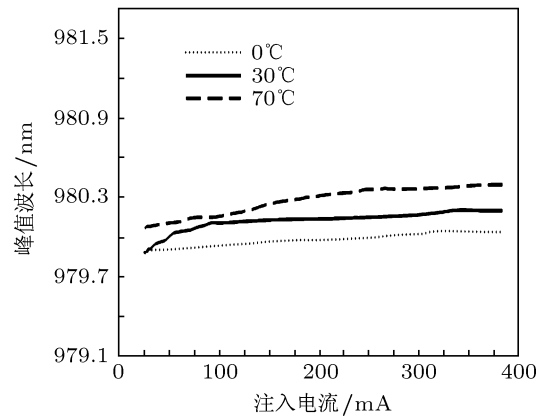


图 7 相干失效状态下双 FBG 外腔半导体激光器的峰值波长漂移

图 7 为相干失效状态下双 FBG 外腔半导体激光器的峰值波长漂移. 不同于单 FBG 外腔情况, 双 FBG 外腔半导体激光器不存在峰值波长与 FBG 波长的失谐, 峰值波长在外腔反射带宽内, 峰值波长漂移不到 0.5 nm, 激光输出波长稳定且与预期一致.

图 8 为双 FBG 外腔半导体激光器输出 $L-I$ 特性与功率抖动. 当双 FBG 外腔半导体激光器从非相干失效状态到相干失效状态时, 半峰值全宽度从 0.5 nm 展宽至 0.9 nm. 因为激光随注入电流在外腔模频率附近的频率上振荡造成了输出功率的抖动, 输出光功率中有大量噪声. 随着注入电流的增加, 反馈强度增加, 功率抖动呈现指数减小趋势.

图 9(a) 和 (b) 分别为带单 FBG 外腔和带双 FBG 外腔的半导体激光器的输出功率情况. 随着注入电流的增大, 腔内的模式数增多, 容易发生跳模现象, 模式抖动加剧, 因此外微分效率抖动也

越来越大. 从图 9(a) 可以发现在低电流情况下激光器外微分效率抖动不明显, 当电流大于 130 mA 时, 模式抖动越来越严重. 单 FBG 的反射谱带宽内谱线间距太宽, 仅稍大于激光器腔内的纵模间隔时, 由于带宽内的模式太少, 容易与带宽外的模式发生跳模现象, 激光输出功率的线性度比双 FBG 外腔的差. 在相干失效情况下, 从图 9(b) 可以发

现双 FBG 外腔使得激光器功率线性的抖动得到明显改善, 激光功率的低频振荡可以忽略. 激光器的模式被限制在光纤光栅反射带宽内, 能够更加稳定地运转, 实现动态稳定. 相同带宽内, 双 FBG 外腔的谱线间距小于单 FBG 外腔的谱线间距, 使双 FBG 外腔能够在更窄的带宽内仍然获得稳定的多模输出.

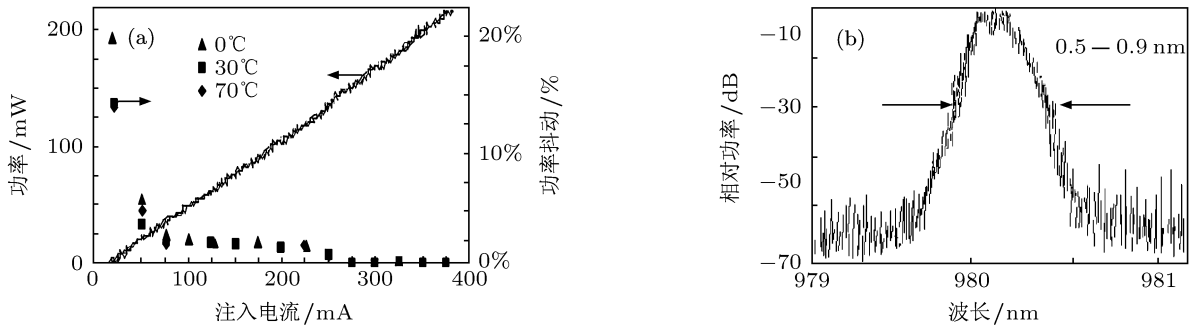


图 8 相干失效状态下双 FBG 外腔半导体激光器输出 $L-I$ 特性与功率抖动

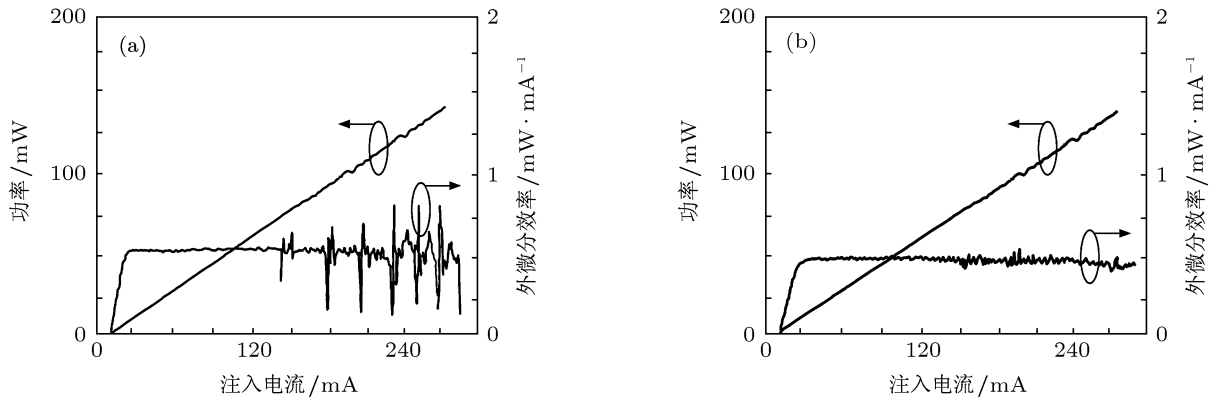


图 9 相干失效状态下单、双 FBG 外腔半导体激光器的 $L-I$ 线性特性及外微分效率特性 (a) 单 FBG 外腔; (b) 双 FBG 外腔

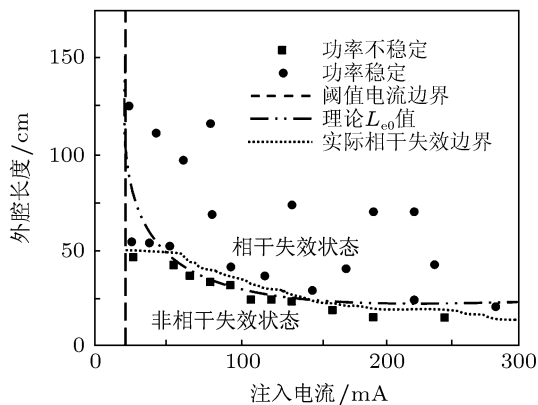


图 10 双 FBG 外腔半导体激光器的相干失效边界实验与理论比较

图 10 给出了双 FBG 外腔半导体激光器的相干失效边界实验与理论比较结果. 从中可以发现, 双 FBG 外腔半导体激光器的相干失效动态范围受到外腔长度影响远大于注入电流. 此时 (16) 式可以近似表示为

$$D \geq -\tau_m c \ln(\max(1 - T_{\text{eff}}(\lambda))/2). \quad (17)$$

通过对比不难发现实验与理论结果比较一致. 因此近似可以认为相干失效长度与 C 值、反馈系数和线宽增强因子无关, 仅与外腔性质 $T_{\text{eff}}(\lambda)$ 有关. 如果不考虑特殊半导体激光器和外腔反馈的性质, 一

一般而言,相干失效的产生和控制因素按重要性排列依次为:系统的前端有效反(透)射率、外腔长度和注入电流.

4 结论

从带光反馈的外腔半导体激光器出发,研究了双FBG外腔半导体激光器的相干失效特性.在理论上指出了外腔半导体激光器的相干失效的普遍性与双FBG外腔所决定的相干失效特殊性的区别和联系.从实验中验证了双FBG外腔半导体激光器在相干失效下具有多模的稳定工作状态,相干失效长度大大缩短,相干长度内光谱稳定,与预期比较一致.

相干失效这种出现于弱反馈半导体激光器中的非线性现象,从过去被认为不稳定而必须加以抑制,到近几年随着双FBG外腔半导体激光器在光通信上作为抽运源的应用而被重新认识和受到重视.随着下一代光记录设备的引入,对于新的光学路径和不同的半导体激光器来说,实际上不可避免地存在着来自光盘重复接入激光光源的被反射光,相干失效既可以限制又可以进一步利用这部分弱反馈光来提高光学记录设备的容量和速度,甚至用以加密和实现节能.相干失效中光谱的突然展宽说明其应用可以使得半导体激光器又是一种新型光开关和一种新型传感器.由于它受外反馈路径和电流调制,又可以用于光电编码和非物理路径中断的通信控制等.

- [1] Hirano K, Yamazaki T, Morikatsu S, Okumura H, Aida H, Uchida A, Yoshimori S, Yoshimura K, Harayama T, Davis P 2010 *Opt. Express* **18** 5512
- [2] Ermakov I V, Tronciu V Z, Colet P, Mirasso C R 2009 *Opt. Express* **17** 8749
- [3] Yan S L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2827 (in Chinese) [颜森林 2008 物理学报 **57** 2827]
- [4] Ding L, Wu J G, Xia G Q, Shen J T, Li N Y, Wu Z M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 014210 (in Chinese) [丁灵, 吴加贵, 夏光琼, 沈金亭, 李能尧, 吴正茂 2011 物理学报 **60** 014210]
- [5] Arecchi F T, Meucci R 2009 *Eur. Phys. J. B* **69** 93
- [6] Kovachev L M 2007 *Opt. Express* **15** 10318
- [7] Metcalfe M, Muller A, Solomon G S, Lawall J 2009 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **26** 2308
- [8] Zhai D Q, Liu C X, Liu Y, Xu Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 816 (in Chinese) [翟笃庆, 刘崇新, 刘尧, 许喆 2010 物理学报 **59** 816]
- [9] Guan B L, Guo X, Zhang J L, Ren X J, Guo S, Li S, Chuai D X, Shen G D 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 014209 (in Chinese) [关宝璐, 郭霞, 张敬兰, 任秀娟, 郭帅, 李硕, 揣东旭, 沈光地 2011 物理学报 **60** 014209]
- [10] Nili-Ahmadabadi H, Khorsandi A R 2011 *Chin. Phys. B* **20** 054205
- [11] Hou D X, Liu B, Shi P M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5942 (in Chinese) [侯东晓, 刘彬, 时培明 2009 物理学报 **58** 5942]
- [12] Laidig W D, Caldwell P J, Lin Y F, Peng C K 1984 *Appl. Phys. Lett.* **44** 653
- [13] Wang L R, Liu X M, Gong Y K, Hu X H, Wang Y S, Lu K Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4464 (in Chinese) [王播然, 刘雪明, 宫永康, 胡晓鸿, 王屹山, 卢克清 2009 物理学报 **58** 4464]
- [14] Adams A R 1986 *Electron. Lett.* **22** 249
- [15] Wen J H, Liu J, Zhang H, Chen J L, Huang Z Z, Jiao Z X, Lai T S 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 370 (in Chinese) [文锦辉, 刘俊, 张慧, 陈佳龙, 黄梓柱, 焦中兴, 赖天树 2010 物理学报 **59** 370]
- [16] Beernink K J, York P K, Coleman J J 1989 *Appl. Phys. Lett.* **55** 2585
- [17] Liu S B, Sun J, Xu Z Q, Liu J S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5219
- [18] Zhang X D, Liu X, Zhao P D 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4415 (in Chinese) [张晓丹, 刘翔, 赵品栋 2009 物理学报 **58** 4415]
- [19] Zhang J Z, Wang A B, Wang Y C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3793 (in Chinese) [张建忠, 王安帮, 王云才 2009 物理学报 **58** 3793]
- [20] Lee C L, Han P 2009 *Opt. Rev.* **16** 526
- [21] Barmenkov Y O, Zalvidea D, Salvador T P, Cruz J L, Andrés M V 2006 *Opt. Express* **14** 6394
- [22] Jin G X, Zhang L Y, Cao L 2009 *Chin. Phys. B* **18** 952
- [23] Noriega J M, Valle A, Pesquera L 2008 *Opt. Quant. Electron.* **40** 119
- [24] Arteaga M A, Lopez-Amo M, Hernandez J, Koltys K, Tabaka A, Thienpont H, Panajotov K 2008 *Opt. Quant. Electron.* **40** 69
- [25] Lin H H, Wang J J, Dang Z, Zhang R, Deng Y, Xu D P, Chen J, Wang C, Chen D H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1130 (in Chinese) [林宏奂, 王建军, 党钊, 张锐, 邓颖, 许党朋, 陈骥, 王超, 陈德怀 2010 物理学报 **59** 1130]
- [26] Davis M K, Ghislotti G, Balsamo S, Loeber D A S, Smith G M, Hu M H, Hong K N 2005 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **11** 1197
- [27] Wang J C, Cassidy D T 2004 *IEEE J. Quantum Electron.* **40** 673
- [28] Murakami A, Ohtsubo J, Liu Y 1997 *IEEE J. Quantum Electron.* **33** 1825
- [29] Tartwijk G H M, Agrawal G P 1998 *Prog. Quantum Electron.* **22** 43
- [30] Hu S S, Li Y, Jiang Q J, Wu B 2008 *Chin. J. Lasers* **35** 44 (in Chinese) [胡双双, 李毅, 蒋群杰, 武斌 2008 中国激光 **35** 44]
- [31] Huang Y Z, Li Y, Wang H F, Yu X J, Zhang H, Zhang W, Zhu H Q, Zhou S, Sun L X, Zhang Y M 2011 *Chin. Opt. Lett.* **9** 031403

Coherence collapse of the dual fiber Bragg grating external cavity semiconductor laser*

Huang Yi-Ze¹⁾ Li Yi^{1)2)†} Wang Hai-Fang¹⁾ Yu Xiao-Jing¹⁾ Zhang Hu¹⁾
Zhang Wei¹⁾ Zhu Hui-Qun¹⁾³⁾ Sun Ruo-Xi¹⁾ Zhou Sheng¹⁾ Zhang Yu-Ming¹⁾

1) (School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

2) (Shanghai Key Laboratory of Modern Optical Systems, Shanghai 200093, China)

3) (Institute of Thin Films and Nanomaterials, Wuyi University, Jiangmen 529020, China)

(Received 13 July 2010; revised manuscript received 21 June 2011)

Abstract

The preconditions and controlling factors of coherence collapse (CC) are analyzed by the rate equations and dual fiber Bragg grating (FBG) couple mode theory based on the physical process of dual FBG external cavity semiconductor lasers. A method of achieving and controlling CC multi-mode stable state is put forward for dual FBG external cavity semiconductor lasers. When the dual FBG external cavity semiconductor laser operates at the multi-mode stable state under the CC regime, the CC length reduces. The spectrum of the laser is relatively stable within the CC length. The experimental results show the output power of the laser is stable while the laser with the 3% external reflectivity is operating under the CC regime. The side mode suppression ratio is more than 45 dB. The full wave at half maximum broadens from 0.5 nm to 0.9 nm dramatically as soon as the laser operates from the incoherence collapse regime to the CC regime. The wavelength shift is less than 0.5 nm at the operating temperature of 0 °C—70 °C. The minimum of the CC length is less than 0.5 m. The CC application of dual FBG external cavity semiconductor lasers is vital to improve the performance of optical fiber amplifiers and fiber lasers.

Keywords: nonlinear, semiconductor laser, dual fiber Bragg grating, coherence collapse

PACS: 42.25.Kb, 42.55.Px, 42.60.Mi, 42.65.Sf

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2006AA03Z348), the Key Project of Chinese Ministry of Education (Grant No. 207033), the Key Science and Technology Research Project of Shanghai Committee (Grant No. 10ZZ94), the Shanghai Talents Developing Foundation (Grant No. 2009014), the Innovation Fund Project For Graduate Student of Shanghai (Grant No. JWCXSL1101, JWCXSL1001), and the Shanghai Leading Academic Discipline Project (Grant No. S30502).

† E-mail: liyi@usst.edu.cn