

Parity-time 对称性对电注入半导体激光器的模式控制*

王学友¹⁾²⁾⁴⁾ 王宇飞¹⁾³⁾⁴⁾ 郑婉华^{1)2)3)4)†}

1) (中国科学院半导体研究所, 中国科学院固态光电信息技术重点实验室, 北京 100083)

2) (中国科学院大学材料科学与光电技术学院, 北京 100049)

3) (中国科学院大学未来技术学院, 北京 101408)

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

(2019 年 9 月 6 日收到; 2019 年 10 月 15 日收到修改稿)

非厄米的描述对于开放系统有重要意义, 满足 parity-time 对称性的哈密顿量, 其参数在一定范围内可以使能量具有实的本征值. 本文通过模拟, 研究了损耗大小以及结构对称性对条形波导中的 parity-time 对称性的影响, 并通过实验发现了电注入条件下由 parity-time 对称破缺导致的脊条波导模式间隔加倍、模式数减半的现象.

关键词: parity-time 对称性, 电注入, 半导体激光器, 模式控制

PACS: 42.55.-f, 42.55.Px, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.69.20191351

1 引言

能量守恒对于一个闭合系统是很自然的要求, 这就会导致系统所对应的本征能量为实数, 这时所对应的算符就为厄米算符, 描述这个系统的哈密顿量的厄米性可以确保系统能量为实数, 相应的数学表达可写为 $\hat{H} = \hat{H}^\dagger$. 非厄米的哈密顿量会产生复的本征值, 这意味着系统不再么正, 这是非厄米哈密顿量无法被人们接受的原因. 但很多时候, 人们关注的只是闭合系统中一个有限的子空间. 为了唯象地描述这种开放系统, 开始有科学家们引入非厄米的描述方式. 1928 年, Gamow^[1] 使用复的能量本征值来描述粒子隧穿逃离原子核时的速度, 通过量子力学的隧道效应解释了 α 放射性衰变的随机

性. 1943 年, Dirac^[2] 提出通过使用非厄米算符和自洽内积理论来解决场论中的发散问题. 1954 年, Feshbach 等^[3] 通过引入非厄米的势来描述中子和原子核的散射相互作用. 此外还有许多通过非厄米理论来讨论实际问题的工作^[4-9].

早期的非厄米系统中, 哈密顿量的虚部通常被用来描述系统的耗散, 这只是对物理现象的一种非本质的唯象描述, 因为这样的描述并不具备么正性. 1998 年, 基于前人关于非厄米哈密顿量的研究, Bender 和 Boettcher^[10] 提出一类满足 PT 对称性的非厄米哈密顿量, PT 对称性中的 P 是 parity, 指的是空间反演变换; T 是 time, 指的是时间反演变换, 并证明在一定参数的取值范围里, 这类哈密顿量的本征能量为实数, 哈密顿量形式为 $H = p^2 + x^2(ix)^\epsilon$ ($\epsilon \geq 0$), 空间反演变换 P 的作用

* 国家重点研发计划 (批准号: 2016YFB0401804, 2016YFB0401003, 2016YFA0301102) 和国家自然科学基金 (批准号: 91852026, 61535013) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: whzheng@semi.ac.cn

是: $p \rightarrow -p, x \rightarrow -x$; 时间反演变换 T 的作用是: $p \rightarrow -p, i \rightarrow -i$. 由此可以看出, 空间反演算符 P 是线性算符, 而时间反演算符 T 是反线性的. 对于哈密顿量 H , 若其与 PT 算符满足对易关系 $[H, PT] = 0$, 则称这个哈密顿量具有 PT 对称性, 满足 PT 对称性的哈密顿量可以表达为 $\hat{H} = \hat{H}^{PT}$, 当哈密顿量对应的本征函数 ψ 也满足 PT 对称性时, 通过简单的推导可以发现, 这种情况下, 能量 E 的虚部为 0, 满足 $E = E^*$, 这样的系统具有严格的 PT 对称性. 同理, 当哈密顿量对应的本征函数不满足 PT 对称性时, 通过简单的推导可以证明, 如果哈密顿量有本征能量 E 对应本征函数 ψ , 那么存在另一个本征函数 ψ' , 其能量本征值为 E^* , 这意味着系统中的某能量会和它的复共轭同时成对地出现在能谱中. 此时, 哈密顿量依然满足 PT 对称性, 但系统中仍可能出现复的本征能量, 这种情况称为 PT 对称性的自发破缺.

通过把对哈密顿量的要求从 $\hat{H} = \hat{H}^\dagger$ 宽松到 $\hat{H} = \hat{H}^{PT}$, PT 对称理论将量子力学的相空间从原本的实空间拓展到了复空间. 后续的很多理论方面的研究也不断完善和证实了这个理论的有效性^[11-15]. 关于 PT 对称的实验实现上也有了很大进展, Guo 等^[16] 观察到了损耗诱导的 PT 对称破缺导致的光透明; Makris 等^[17] 研究了构造 PT 对称周期势的可能, 并表明周期结构可以带来例如双折射等性质; Zhen 等^[18] 通过 PT 对称性实现了能带的简并; Doppler 等^[19] 和 Xu 等^[20] 还研究了 PT 对称破缺的拓扑特性; 另外, 还有许多对于 PT 激光器的实验研究^[17,21,22], 但都是在光抽运条件下完成的. 在半导体激光器中, 可以通过对电注入水平的调节来构建 PT 对称, 从而帮助激光器实现更好的模式控制, 电注入在器件尺寸小且结构较为复杂时会比光抽运更加容易实现, 因此我们希望分析电注入条件下满足 PT 对称条件的激光器的特性.

2 实验设计和模拟分析

首先采用金属有机化学气相沉积法 (metal organic chemical vapor deposition, MOCVD) 生长了外延晶片, 其中波导层由 $\text{Al}(x)\text{GaAs}$ 材料构成, 其折射率 $n \approx 3.42$, 量子阱由 GaAs 和 $\text{GaIn}(x)\text{As}$ 材料构成, 外延片的详细条件在我们之前的工作中有相应报道^[23], 结构如图 1 所示.

P-waveguide
Active region
N-waveguide
Substrate

图 1 外延片结构图

Fig. 1. Epitaxy structure of wafers.

通过标准的光刻工艺制备条形激光器, 为了满足 PT 对称条件, 使其中一部分能够通过电注入对激光器提供增益, 作为增益区; 另一部分为了避免载流子扩散带来的影响, 将这部分区域的高掺杂层通过电感耦合等离子体 (inductively coupled plasma, ICP) 工艺刻蚀掉, 然后由 SiO_2 覆盖, 起到绝缘层的效果, 由于本征吸收的存在, 这部分吸收区可以作为损耗区, 结构如图 2 所示.

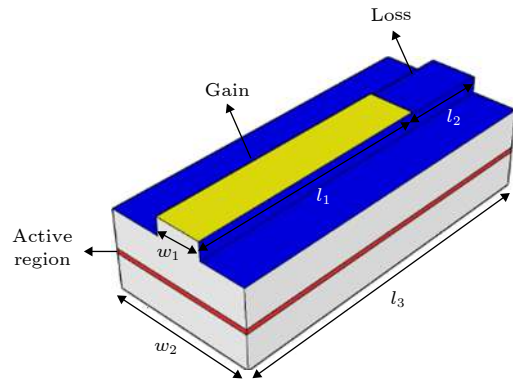


图 2 器件结构图, 其中黄色部分为增益区, 蓝色部分为损耗区

Fig. 2. Device structure diagram, the yellow part is the gain region and the blue part is the loss region.

其中脊条总长 $l_3 = 550 \mu\text{m}$ 的条形波导, 增益区长度 $l_1 = 450 \mu\text{m}$, 损耗区长度 $l_2 = 100 \mu\text{m}$, 条宽 $w_1 = 7 \mu\text{m}$, 衬底总宽度 $w_2 = 300 \mu\text{m}$, 红色区域为激光器有源区, 脊条上黄色区域为增益区覆盖电极, 脊条上蓝色部分为损耗区.

激光器测试时由夹具固定不动, 通过控制注入电流来对增益区的增益进行调节, 将产生的激光通过光纤导入光谱仪中, 记录不同电注入水平下, 激光器的光谱特性, 从而分析电注入条件下 PT 对称对模式调控带来的影响.

首先计算了条形波导有源腔和无源腔中共振模式的特征频率, 波导结构如图 3 所示. 其中黄色部分为增益区, 蓝色部分为损耗区, 模拟区域的外围通过完美匹配层对泄漏光进行吸收. 通过对共振

频率的本征值求解, 得到复数形式的特征频率 $f = f_R + if_I$, 其中 f_R 为特征频率的实部, f_I 为特征频率的虚部. 波导的折射率 $n = n_R + in_I$, 其中 n_R 为折射率实部, n_I 为折射率虚部. 可以通过对复折射率的设置, 来构建一个满足 PT 对称性的势, 即要求 $n(x) = n^*(-x)$. 分别设置增益区折射率为 $n_l = n_{Rl} + in_{Il}$, 损耗区折射率分布为 $n_r = n_{Rr} + in_{Ir}$. 由于在制备器件后, 损耗往往较为固定, 可以通过增益的调节来分析 PT 对称的性质. 因此, 设另两部分的折射率实部满足 $n_{Rl} = n_{Rr} = 3.42$, 分别固定损耗区折射率虚部为 $n_{Ir} = -0.01$ 以及 $n_{Ir} = -0.05$, 调节 n_{Il} 的大小, 计算模式的变化, 结果如图 4、图 5 所示.



图 3 条形波导模拟结构图
Fig. 3. Simulation structure of stripe waveguide.

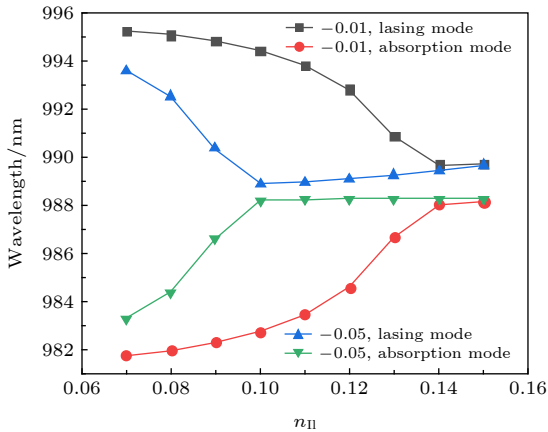


图 4 折射率虚部为 $n_{Ir} = -0.01$ 和 $n_{Ir} = -0.05$ 时, 波长与 n_{II} 的关系图
Fig. 4. Relationship between wavelength and n_{II} when $n_{Ir} = -0.01$ and $n_{Ir} = -0.05$.

图 4 和图 5 为固定损耗区虚部为 -0.01 和 -0.05 时的模拟结果, 其中图 4 为 n_{II} 和波长的关系曲线图, 图 5 为 n_{II} 和特征频率虚部的关系曲线图. 可以看到, 随着 n_{II} 的增大特征频率的虚部数值首先增大, 达到破缺点后分叉, 其中一个模式的虚部迅速减小, 演化为吸收模式 (absorption mode), 另一个模式的虚部增大, 作为发射模式 (lasing mode). 发射模式和吸收模式被主要限制在增益区和损耗区 [18]. 图中, 黑线和红线是固定虚部为 -0.01 时发射模式以及吸收模式曲线, 蓝线和绿线是固定虚部

为 -0.05 时发射模式以及吸收曲线. 根据图 4 可以看出, 随着损耗区损耗的增加, PT 对称破缺发生时所对应的 n_{II} 的数值更小, 且破缺点的模式简并度更高. 根据图 5 还可以看出, 特征频率的虚部在破缺点时的数值还会明显下降.

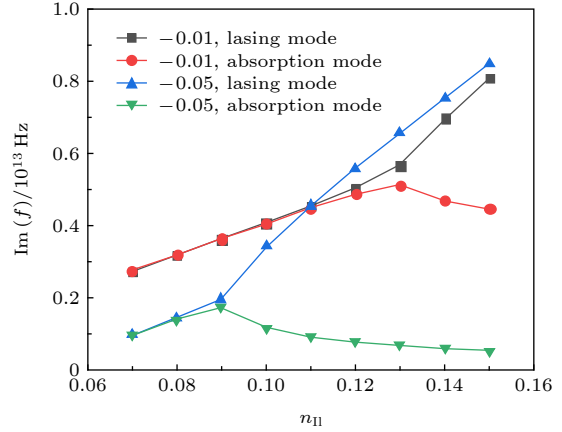


图 5 折射率虚部为 $n_{Ir} = -0.01$ 以及 $n_{Ir} = -0.05$ 时, 特征频率虚部与 n_{II} 的关系图
Fig. 5. Relationship between the imaginary part of the characteristic frequency and n_{II} when $n_{Ir} = -0.01$ and $n_{Ir} = -0.05$.

这个现象可以通过耦合模方程来理解 [24]:

$$\beta_c = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2}\right)^2 + \kappa^2}, \quad (1)$$

其中 β_c 为耦合后的传播常数, β_1 和 β_2 表示两种非耦合模式的无扰动解, κ 为耦合系数, 当损耗腔和增益腔, 除损耗外的参数全都相同时, 可得

$$\beta_c = \beta_r + i\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} \pm \sqrt{\kappa^2 - \left(\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{2}\right)^2}, \quad (2)$$

β_r 为传播常数的实部, 显然在 PT 对称破缺点时, 增益损耗 $(\gamma_1 - \gamma_2)/2$ 与耦合系数 κ 之间要满足一定的比例关系 [25,26], 使 $\pm\sqrt{\kappa^2 - \left(\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{2}\right)^2}$ 项带来的虚部刚好为 0, 当固定损耗增加时, PT 对称破缺点对应的增益数值下降. 并且破缺点处对应的虚部数值 $(\gamma_1 + \gamma_2)/2$, 由于 γ_1 数值减小以及 γ_2 的减小 (固定损耗增大), 也会明显减小.

本文还对器件结构对称性的影响进行了模拟分析, 分别模拟了增益区与损耗区长度比例为 5:5, 7:3 以及 8:2 时的结果, 如图 6—图 8 所示.

图 6 为增益区与损耗区长度比例分别为 5:5, 7:3 以及 8:2 时的结构图, 图 7 和图 8 为固定损耗

区虚部为 -0.05 时模拟结果. 其中图 7 为 n_{II} 和波长的关系曲线, 图 8 为 n_{II} 和特征频率虚部的关系曲线. 图中, 黑线和红线、蓝线和绿线、紫线和棕线分别对应增益区与损耗区长度比例为 5:5, 7:3 以及

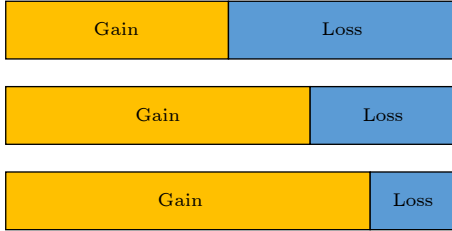


图 6 增益区和损耗区长度比为 5:5, 7:3 以及 8:2 时的结构图

Fig. 6. Simulation structure of ridged waveguide when length ratio of gain region and loss region is 5:5, 7:3, and 8:2.

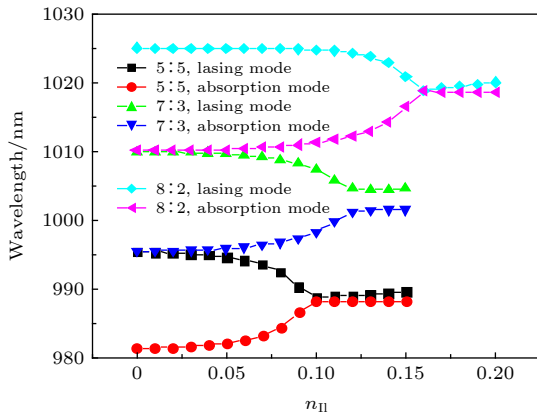


图 7 长度比为 5:5, 7:3 以及 8:2 时, 波长与 n_{II} 的关系图

Fig. 7. Relationship between wavelength and n_{II} when the length ratio is 5:5, 7:3, and 8:2.

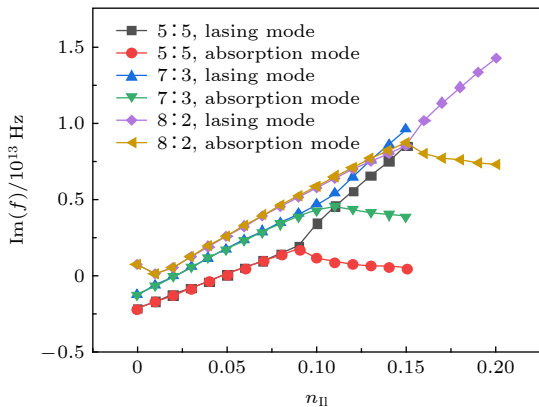


图 8 长度比为 5:5, 7:3 以及 8:2 时, 特征频率虚部与 n_{II} 的关系图

Fig. 8. Relationship between the imaginary part of the characteristic frequency and n_{II} when the length ratio is 5:5, 7:3, and 8:2.

8:2 时的发射模式以及吸收模式. 由于模拟结构的总长度不变, 非对称性的增加, 在这里可以理解为损耗腔损耗的减小, 增益腔带来的增益与损耗腔带来的损耗 $(\gamma_1 - \gamma_2)/2$ 与耦合系数 κ 之间仍然要满足耦合模方程中 PT 对称破缺点时对应的关系, 损耗的减小会导致 PT 对称破缺点处对应增益的变大, 且破缺点处对应的特征频率虚部数值变大.

3 实验结果

在激射条件下, 通过对注入电流的控制来实现增益的调制, 将激光器的输出在热电制冷器 (thermoelectric cooler, TEC) 制冷的条件下由光纤导入光谱仪中, 测试了其腔模 (非激射模) 与注入电流大小的关系, 发现当电流达到 PT 对称破缺 (约 320 mA) 后, 发生模式简并现象, 测试结果如图 9 所示.

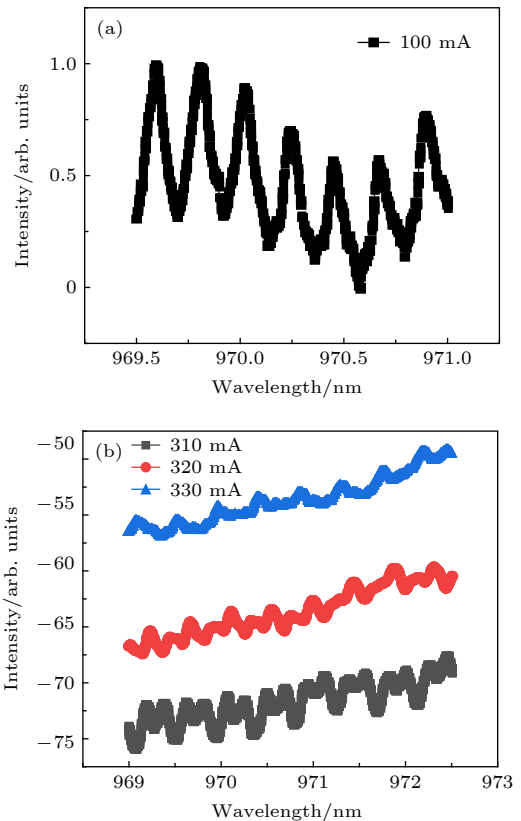


图 9 腔模强度与波长关系 (a) 注入电流为 100 mA; (b) 注入电流分别为 310 mA(黑线)、320 mA(红线) 以及 330 mA(蓝线)

Fig. 9. Relationship between the normalized intensity and wavelength of cavity modes: (a) The injection current is 100 mA; (b) the injection current is 310 mA (black line), 320 mA (red line) and 330 mA (blue line), respectively.

由图 9(a) 可以看到, 模式间隔 0.24 nm 与理论计算数值 ($\Delta\lambda \approx \lambda^2/(2nL) = 0.25$ nm) 基本匹配. 由图 9(b) 可以明显地发现, 在发生 PT 对称破缺后, 腔模模式简并, 模式间隔加倍, 并且模式数减半. 这是因为实验制备器件和模拟都是两个腔 (gain 腔和 loss 腔), 是两个腔内模式的耦合, PT

对称破缺点其实就是传播常数中 $\sqrt{\kappa^2 - \left(\frac{\gamma_1 - \gamma_2}{2}\right)^2}$ 项虚部刚好为 0 的点, 这就是两个模式简并为一个模式的原因, 表现出来的现象就是模式数减半, 相应地, 模式间隔就会加倍. 当腔的个数改变时, 有可能实现更高阶的模式简并, 比如模式数变为 1/3, 模式间隔变为 3 倍或更多的现象 [26].

4 结 论

通过模拟分别分析了损耗的大小和非对称性对于 PT 对称性的影响, 发现损耗区固定损耗的增加会导致 PT 对称破缺点所对应的 n_{II} 数值变小, 并且会使破缺点对应特征频率的虚部减小; 激光器总腔长不变的情况下, 非对称性的增加会导致 PT 对称破缺点所对应的 n_{II} 数值变大, 并且会使破缺点对应特征频率的虚部变大. 本文还通过电注入脊条波导实验, 观察到了激射条件下, 腔模发生 PT 对称破缺的现象, 即腔模的模式间隔加倍以及模式数减半. 电注入条件下 PT 对称性的引入有利于对半导体激光器实现更好的模式调控, 并且使 PT 对称性在小尺寸、复杂结构器件中的实现更为容易.

参考文献

- [1] Gamow G 1928 *Z. Für Phys.* **51** 204
 [2] Dirac P A M, F R S 1942 *Proceedings A* **180** 1

- [3] Feshbach H, Weisskopf V F, Porter C E 1954 *Nucl React* **96** 227
 [4] Brower R C, Furman M A, Moshe M 1978 *Phys. Lett. B* **76** 213
 [5] Denham S A, Harms B C, Jones S T 1981 *Nucl. Phys. B* **188** 155
 [6] Andrianov A A 1982 *Ann. Phys.-New York* **140** 82
 [7] Hollowood T J 1992 *Nucl. Phys. B* **384** 523
 [8] Scholtz F G, Geyer H B, Halne F J W 1992 *Ann. Phys.-New York* **213** 74
 [9] Caliceti E, Graffi S, Maioli M 1980 *Commun. Math. Phys.* **75** 51
 [10] Bender C M, Boettcher S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 5243
 [11] Bender C M, Dunne G V, Meisinger P N 1998 *Phys. Lett. A* **252** 272
 [12] Dorey P, Dunning C, Roberto T 2001 *J. Phys. A: Gen. Phys.* **34** L391
 [13] Ruschhaupt A, Delgado F, Muga J G 2017 *J. Phys. A: Gen. Phys.* **38** L171
 [14] Brandstetter M, Liertz M, Deutsch C, Klang P, Schöberl J, Türeci H E, Strasser G, Unterrainer K, Rotter S 2014 *Nat. Commun.* **5** 4034
 [15] Gao Z, Fryslye S T M, Thompson B J, Carney P S, Choquette K D 2017 *Optica* **4** 323
 [16] Guo A, Salamo G J, Duchesne D, Morandotti R, Volaterravati M, Aimez V, Siviloglou G A, Christodoulides D N 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 093902
 [17] Makris K G, El-Ganainy R, Christodoulides D N, Musslimani Z H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 103904
 [18] Zhen B, Hsu C W, Igarashi Y, Lu L, Kaminer I, Pick A, Chua S L, Joannopoulos J D, Marin S 2015 *Nature* **525** 354
 [19] Doppler J, Mailybaev A A, Böhm J, Kuhl U, Girschik A, Libisch F, Milburn T J, Rabl P, Moiseyev N, Rotter S 2016 *Nature* **537** 76
 [20] Xu H, Mason D, Jiang L, Harris J G E 2016 *Nature* **537** 80
 [21] Gu Z, Zhang N, Lyu Q, Li M, Xiao S, Song Q 2016 *Laser Photonics Rev.* **10** 588
 [22] Zhang N, Gu Z, Wang K, Li M, Ge L, Xiao S, Song Q 2017 *Laser Photonics Rev.* **11** 1700052
 [23] Zhao S, Qi A, Wang M, Qu H, Lin Y, Dong F, Zheng W 2018 *Opt. Express* **26** 3518
 [24] Coldren L A 2012 *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (America: John Wiley & Sons) pp335–391
 [25] Rüter C E, Makris K G, El-Ganainy R, Christodoulides D N, Segev M, Kip D 2010 *Nat. Phys.* **6** 192
 [26] Hodaei H, Hassan A U, Wittek S, Garcia-Gracia H, El-Ganainy R, Christodoulides D N, Khajavikhan M 2017 *Nature* **548** 187

Mode control of electrically injected semiconductor laser with parity-time symmetry*

Wang Xue-You¹⁾²⁾⁴⁾ Wang Yu-Fei¹⁾³⁾⁴⁾ Zheng Wan-Hua^{1)2)3)4)†}

1) (*The CAS Key Laboratory of Solid State Optoelectronics Information Technology, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*)

2) (*College of Materials Science and Opto-Electronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*College of Future Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 101408, China*)

4) (*The State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China*)

(Received 6 September 2019; revised manuscript received 15 October 2019)

Abstract

The non-Hermitian description is of great significance for open systems, and the Hamiltonian which satisfies parity-time symmetry can make the energy have real eigenvalue within a certain range. The properties of parity-time symmetry have bright application prospects in optical systems. For semiconductor lasers, the parity-time symmetry can be constructed by adjusting the level of electrical injection to help achieve better mode control. Electric injection is easier to realize than optical pump when the device size is small and the structure is complex. Therefore, we hope to analyze the characteristics of the laser that satisfies the parity-time symmetry condition under the condition of electric injection. In this paper, we simulate the effects of different set loss values on parity-time symmetry. It is found that with the increase of set loss value, the imaginary part of the refractive index of the gain cavity corresponding to the parity-time symmetry breaking point so-called exceptional point will decrease, and the imaginary part of the characteristic frequency corresponding to the exceptional point will also decrease. We also simulate the effect of structural size ratio of gain region and loss region on parity-time symmetry. On condition that the total cavity length and the imaginary part of the refractive index of the loss region remain unchanged, as the gain cavity becomes longer and the loss cavity becomes shorter, the imaginary part of the refractive index of the gain cavity corresponding to the exceptional point will increase, and the imaginary part of the characteristic frequency corresponding to the exceptional point will also increase. And we qualitatively explain the above phenomenon through the coupled mode equations. Through experiments, metal organic chemical vapor deposition (MOCVD) and standard lithography techniques are used to fabricate asymmetric ridge lasers. Under thermoelectric cooler (TEC) refrigeration and by controlling the injection level of the gain area, the doubled mode spacing and halved mode number of ridge waveguide are found for the first time due to the parity-time symmetry breaking under the condition of electric injection. We believe that the study of parity-time symmetry in ridge laser under the condition of electric injection will be of great help in implementing the mode control.

Keywords: parity-time symmetry, electric injection, semiconductor laser, mode control

PACS: 42.55.-f, 42.55.Px, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.69.20191351

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant Nos. 2016YFB0401804, 2016YFB0401003, 2016YFA0301102) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91850206, 61535013).

† Corresponding author. E-mail: whzheng@semi.ac.cn