

含间隔层的增益导引-折射率反导引平面波导激光器中高阶模式抑制研究

康达 罗斌 闫连山 潘炜 邹喜华

Suppression of higher order modes in gain-guided index-antiguided planar waveguide laser

Kang Da Luo Bin Yan Lian-Shan Pan Wei Zou Xi-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 104204 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180138

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180138>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

相位调制信号对窄线宽光纤放大器线宽特性和受激布里渊散射阈值的影响

Effect of phase modulation on linewidth and stimulated Brillouin scattering threshold of narrow-linewidth fiber amplifiers

物理学报.2017, 66(23): 234203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.234203>

用于空间碎片探测的百赫兹 3.31 J 高光束质量全固态 Nd:YAG 激光器

A 100 Hz 3.31 J all-solid-state high beam quality Nd:YAG laser for space debris detecting

物理学报.2017, 66(5): 054205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.054205>

160W 端面抽运正支混合腔板条激光器的研究

160 W laser-diode end-pumped Nd:YVO₄ slab laser with positive branch hybrid resonator

物理学报.2016, 65(19): 194206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194206>

周期极化 KTiOPO₄ 晶体和频单块非平面环形腔激光产生连续单频 589nm 黄光

Continuous-wave single-frequency 589 nm yellow laser generated from sum frequency of single-block non-planar ring cavity laser in periodically poled KTiOPO₄ crystal

物理学报.2016, 65(9): 094203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094203>

激光二极管抽运的高重频高平均功率 Nd:YAG 激光器

Laser diode pumped Nd:YAG laser with high repetition and high average power

物理学报.2014, 63(22): 224204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.224204>

含间隔层的增益导引-折射率反导引平面波导 激光器中高阶模式抑制研究*

康达 罗斌[†] 闫连山 潘炜 邹喜华

(西南交通大学信息科学与技术学院, 信息光子与通信研究中心, 成都 611756)

(2018年1月19日收到; 2018年3月14日收到修改稿)

为了抑制高功率波导激光器中的高阶模式, 改善其光束质量, 基于增益导引-折射率反导引理论, 在对称分层波导结构中添加了一层间隔层, 进一步加大了高阶模式与基模之间阈值增益系数的差异, 利用这种模式竞争抑制高阶模式. 同时从波动方程出发, 推导出各模式的本征方程, 并给出了基模和高阶模的场分布. 引入间隔层之后的高低阶模式损耗计算结果表明, 通过合理地选择间隔层参数, 可以有效地抑制高阶模式.

关键词: 波导, 本征方程, 模式损耗, 模场分布

PACS: 42.55.-f, 42.25.-p, 42.25.Bs, 42.68.-W

DOI: 10.7498/aps.67.20180138

1 引言

为了保持传统高功率波导激光器的光束质量, 通常工作在单模状态, 此时由于激光腔的横截面积较小, 当光功率增大时, 容易产生非线性效应, 不仅会降低光束质量, 而且也会对激光器造成损伤, 使激光器的输出光功率受到限制^[1]. 增大波导激光器垂直方向的波导厚度, 可以有效地降低能量密度, 抑制非线性效应, 但波导厚度太大会引起多模激射, 从而降低光束质量^[2]. 因此, 在增大波导层厚度时, 抑制高阶模式成为大模场波导激光器研究的重点.

为了在大模场情况下维持单模运转, 在满足全反射的条件下, 研究者们提出了很多方法, 如双包层波导^[3,4]、锥形波导^[5]、多模波导的自成像结构^[6]、泄露波导结构^[7,8]等. 与传统全反射波导结构不同, 2003年, Siegman教授等^[9]提出了增益导引-折射率反导引(GG-IAG)理论, 该波导结构中波导层折射率小于包层, 通过加大波导层中的增益来弥补由于反导引导致的模式泄露损耗, 与此同时, 由于高阶模式相对于基模有较大的模式

损耗, 基模在模式竞争中占有优势, 一定程度上能改善光束质量^[10]. 应用GG-IAG理论, 在光纤激光器领域, 2010年, 中佛罗里达大学光子晶体学院的Hageman等^[11,12]利用V型槽和侧面抽运的方式, 设计了纤芯直径为100 μm 的GG-IAG光纤激光器, 输出光能量为18 mJ. 在波导激光器领域, 2013年, 北卡罗来纳大学的Liu等^[13,14]设计了基于GG-IAG的Nd:YAG平面波导激光器, 在抽运功率为5.75 W的情况下得到2.25 W的激光输出; 2015年, 该课题组进一步分析了大模场GG-IAG平面波导激光器中的模式竞争机制^[15,16]. 但GG-IAG结构面临的困难是, 只有当波导层和包层折射率差很小时, 高低阶模式损耗之间的差值才较大, 有利于抑制高阶模式. 但是, 其绝对损耗也大, 对波导层中的增益要求很高. 反过来增大波导层和包层的折射率差, 各模式的绝对损耗会降低, 但又会使得高低阶模式损耗的差异变小^[10], 不利于抑制高阶模式.

针对上述问题, 本文在GG-IAG理论的基础上, 设计了一种可用于波导激光器的对称分层波导结构. 该结构的特点是: 在波导层和包层之间插入一层间隔层, 通过调节间隔层的厚度, 在保证高阶

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 61335005)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: bluo@home.swjtu.edu.cn

模的模式损耗较大的前提下,降低基模的损耗,从而增大高低阶模式损耗的差异.本文首先从波动方程出发,结合各阶模式的光场分布和边界条件,得到对应的本征方程,进而求出模式的泄露损耗.随后对波导层厚度为220 μm时基模和高阶模的模式损耗进行了数值计算,结果表明该波导结构不仅可以降低基模的阈值增益系数,提高激光器的效率,而且可以使高阶模式的阈值增益系数远大于基模,从而证明了该波导结构对于抑制高阶模式的可行性和有效性.

2 分层波导结构

图1是本文建议的新型对称分层平面波导示意图,光束沿z向传输,y向不受限,各层折射率分布由图2给出.其中,I—III层分别为波导层、间隔层和包层,波导层厚度为 $d_1 = 2a_1$,折射率为 n_1 ;间隔层厚度为 a_2 ,折射率为 n_2 ;包层折射率为 n_3 .由于波导层采用GG-IAG的方式进行导波,满足 $n_1 < n_3 < n_2$,且波导层具有增益,其复折射率^[9]满足

$$\tilde{n}_1 = n_1 + j\frac{g}{2k_0}, \quad (1)$$

式中 g 为波导层增益系数, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为真空波数, λ 为真空波长.

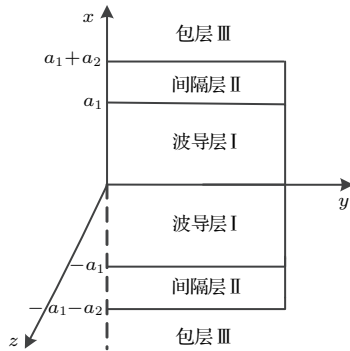


图1 对称分层波导示意图

Fig. 1. A schematic diagram of symmetrical.

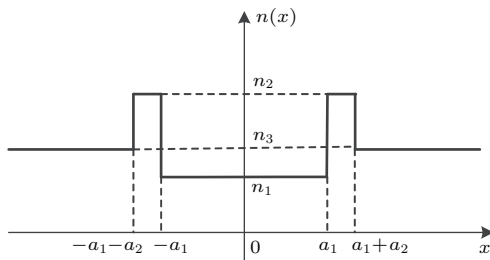


图2 折射率分布示意图

Fig. 2. A schematic diagram of refractive layered waveguide. index distribution.

由于折射率反导引,入射光在波导层和间隔层边界处不会发生全反射,会有一部分光透射进间隔层,并在间隔层中振荡,间隔层中的光有一部分会泄露到包层,另一部分返回波导层进行传输.

3 波动光学理论

3.1 模场分布

光波在复折射率为 \tilde{n} 的介质中传输时,波动方程^[15]如下:

$$\nabla^2 \mathbf{E}(x, y, z, t) + k_0^2 \tilde{n}^2 \mathbf{E}(x, y, z, t) = 0. \quad (2)$$

设光波为沿z向传输的简谐横电波(TE波),其振幅是

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}(x, y) e^{j(\omega t - \tilde{\beta} z)}, \quad (3)$$

其中 $\tilde{\beta}$ 为复传输常数^[9],满足

$$\tilde{\beta} = k_0 \left(N + j\frac{G}{2k_0} \right), \quad (4)$$

N 为等效模折射率, G 为等效模式增益系数.将(3)式代入(2)式可得:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \mathbf{E}(x, y) + [k_0^2 \tilde{n}^2 - \tilde{\beta}^2] \mathbf{E}(x, y) = 0. \quad (5)$$

对于TE波, $E_x = 0$, $E_y(x, y) = E_y(x)$,所以波导层、间隔层和包层满足的波动方程分别为:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y(x) + (k_0^2 \tilde{n}_1^2 - \tilde{\beta}^2) E_y(x) = 0, \quad |x| \leq a_1, \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y(x) + (k_0^2 n_2^2 - \tilde{\beta}^2) E_y(x) = 0, \quad a_1 < |x| \leq a_2, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_y(x) + (k_0^2 n_3^2 - \tilde{\beta}^2) E_y(x) = 0, \quad |x| > a_2. \quad (8)$$

分别定义波导层、间隔层和包层的复波导参数 \tilde{u} , \tilde{w} 和 \tilde{v} :

$$\tilde{u}^2 = k_0^2 \tilde{n}_1^2 - \tilde{\beta}^2, \quad (9)$$

$$\tilde{w}^2 = k_0^2 n_2^2 - \tilde{\beta}^2, \quad (10)$$

$$\tilde{v}^2 = k_0^2 n_3^2 - \tilde{\beta}^2. \quad (11)$$

将 \tilde{u} , \tilde{w} 和 \tilde{v} 代入波动方程(6), (7)和(8)式,可以分别得到偶函数对称的模式TE_m, $m = 1, 3, 5, \dots$ (TE₁为基模)和奇函数对称模式TE_m, $m = 2, 4, 6, \dots$ (TE₂为次高阶模)的解.利用偶函数的特性给出TE₁模式的电场分布为

$$E_y = \begin{cases} \cos(\tilde{u}|x|), & |x| \leq a_1 \\ A e^{-j\tilde{w}(|x|-a_1)} + B e^{-j\tilde{w}(a_1+a_2-|x|)}, & a_1 < |x| \leq a_2; \\ C \cdot e^{-j\tilde{v}(|x|-a_1-a_2)}, & |x| > a_2 \end{cases} \quad (12)$$

利用奇函数的特性给出 TE₂ 模式的电场分布为

$$E_y = \begin{cases} C e^{-j\tilde{v}(-x-a_1-a_2)}, & x > a_2 \\ A e^{-j\tilde{w}(-x-a_1)} + B e^{-j\tilde{w}(a_1+a_2+x)}, & a_1 < x \leq a_2 \\ \sin(\tilde{u}x), & |x| \leq a_1 \\ A e^{-j\tilde{w}(x-a_1)} + B e^{-j\tilde{w}(a_1+a_2-x)}, & -a_2 \leq x < -a_1 \\ C e^{-j\tilde{v}(x-a_1-a_2)}, & x < -a_2 \end{cases} \quad (13)$$

3.2 本征方程

因为波导对于 $x = 0$ 的平面来说是对称的, 所以只讨论上半平面 ($x > 0$) 的边界条件.

电场与磁场之间的关系^[17]为

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu H_z, \quad (14)$$

其中 ω 是角频率, μ 是磁导率. 利用 TE₁ 模电磁场切向分量 E_y 和 H_z 在 $|x| = a_1$ 和 $|x| = a_1 + a_2$ 处连续的边界条件, 可以得出:

$$\cos(\tilde{u}a_1) = A + B e^{-j\tilde{w}a_2}, \quad (15)$$

$$A e^{-j\tilde{w}a_2} + B = C, \quad (16)$$

$$-\tilde{u} \sin(\tilde{u}a_1) = -j\tilde{w}A + j\tilde{w}B e^{-j\tilde{w}a_2}, \quad (17)$$

$$-j\tilde{w}A e^{-j\tilde{w}a_2} + j\tilde{w}B = -j\tilde{v}C. \quad (18)$$

联立 (15)—(18) 式可以得到 TE₁ 模 (基模) 的本征方程 (19) 和各系数的值如 (20)—(22) 式.

$$\tilde{u} \tan(\tilde{u}a_1) = j\tilde{w} \cdot \frac{1 - \frac{\tilde{w} - \tilde{v}}{\tilde{w} + \tilde{v}} e^{-j2\tilde{w}a_2}}{1 + \frac{\tilde{w} - \tilde{v}}{\tilde{w} + \tilde{v}} e^{-j2\tilde{w}a_2}}, \quad (19)$$

$$A = \frac{\cos(\tilde{u}a_1)}{1 + \frac{\tilde{w} - \tilde{v}}{\tilde{w} + \tilde{v}} e^{-j2\tilde{w}a_2}}, \quad (20)$$

$$B = \frac{(\tilde{w} - \tilde{v}) \cos(\tilde{u}a_1) e^{-j\tilde{w}a_2}}{\tilde{w} + \tilde{v} + (\tilde{w} - \tilde{v}) e^{-j2\tilde{w}a_2}}, \quad (21)$$

$$C = \frac{2\tilde{w} \cos(\tilde{u}a_1) e^{-j\tilde{w}a_2}}{\tilde{w} + \tilde{v} + (\tilde{w} - \tilde{v}) e^{-j2\tilde{w}a_2}}. \quad (22)$$

根据本征方程 (19) 可以求出基模的传输常数 $\tilde{\beta}$, 代入 (9)—(11) 式可以得到复波导参数 \tilde{u} , \tilde{w} 和 \tilde{v} , 进而根据 (20)—(22) 式得到模场参数 A , B , C , 结合 (12) 式就可以得到基模的模场分布.

同理可以得到 TE₂ 模 (次高阶模) 的本征方程 (23) 和模场分布中各系数的值如 (24)—(26) 式:

$$-\tilde{u} \cot(\tilde{u}a_1) = j\tilde{w} \cdot \frac{1 - \frac{\tilde{w} - \tilde{v}}{\tilde{w} + \tilde{v}} e^{-j\tilde{w}a_2}}{1 + \frac{\tilde{w} - \tilde{v}}{\tilde{w} + \tilde{v}} e^{-j\tilde{w}a_2}}, \quad (23)$$

$$A = \frac{\sin(\tilde{u}a_1)}{1 + \frac{\tilde{w} - \tilde{v}}{\tilde{w} + \tilde{v}} e^{-j2\tilde{w}a_2}}, \quad (24)$$

$$B = \frac{(\tilde{w} - \tilde{v}) \sin(\tilde{u}a_1) e^{-j\tilde{w}a_2}}{\tilde{w} + \tilde{v} + (\tilde{w} - \tilde{v}) e^{-j2\tilde{w}a_2}}, \quad (25)$$

$$C = \frac{2\tilde{w} \sin(\tilde{u}a_1) e^{-j\tilde{w}a_2}}{\tilde{w} + \tilde{v} + (\tilde{w} - \tilde{v}) e^{-j2\tilde{w}a_2}}. \quad (26)$$

4 参数优化与数值分析

当光场传输常数为纯实数时, 光在波导中无损传输, 此时波导介质提供的增益在数值上刚好等于模式的泄露损耗^[18]. 根据 (4) 式可知, 传输常数的虚部 $\tilde{\beta}_i = j\frac{G}{2}$, 令等效模式增益系数 G 为 0, 利用图解法, 在模式 TE_m 本征方程两边实部和虚部分别相等的条件下, 数值计算出一组 g 和 N , 此时 N 为对应的等效模折射率, 模式泄露损耗 α_{w, TE_m} 等于 g .

在波导激光器中, 由于反射镜的存在, 会引入镜面损耗 α_m , 考虑材料损耗 α_{int} 后, 模式 TE_m 的阈值增益系数 $g_{\text{th}, \text{TE}_m}$ 满足如下关系式^[16]:

$$g_{\text{th}, \text{TE}_m} = \alpha_{\text{int}} + \alpha_m + \alpha_{w, \text{TE}_m}. \quad (27)$$

显然和普通激光器相比, GG-IAG 波导激光器增加了模式泄露损耗项. 通常情况下, 高低阶模式之间的材料损耗和镜面损耗差异可以忽略, 所以决定高低阶模阈值增益系数差异的是 α_{w, TE_m} .

为了论证本文提出方法的有效性, 通过对比有、无间隔层时 GG-IAG 平面波导中高低阶模式损耗来进行分析. 首先, 以文献 [12] 中的

波导激光器参数(由表 1 给出)为依据, 真空波长 λ 为 $1.064 \mu\text{m}$, 计算出 α_{w, TE_1} 和 α_{w, TE_2} 分别为 0.0008 cm^{-1} 和 0.0033 cm^{-1} .

由此可见, $g_{\text{th}, \text{TE}_1}$ 和 $g_{\text{th}, \text{TE}_2}$ 比较接近, 相对差值为 0.15, 因此在模式竞争中基模并没有太大优势 [15], 仍然存在高阶模式激射的问题. 在波导层厚度有明确要求时, 要想分离高低阶模式, 只能通

过减小波导层和包层折射率的差来实现 [9]. 例如, 当包层折射率取为 1.821, 计算出 α_{w, TE_1} 和 α_{w, TE_2} 分别为 0.0097 cm^{-1} 和 0.0387 cm^{-1} , 和前面结果相比, 二者差异明显增大. 基模在模式竞争中占较大优势, 但不利的是会使 α_{w, TE_1} 和 α_{w, TE_2} 均增大, 增加了激光器损耗, 对材料增益提出了更高的要求, 降低了激光器的效率.

表 1 GG-IAG 平面波导激光器参数
Table 1. Parameters of GG-IAG planar waveguide laser.

波导层折射率 n_1	包层折射率 n_3	波导层厚度 $d_1/\mu\text{m}$	镜面损耗 α_m/cm^{-1}
1.82	1.954	220	0.013

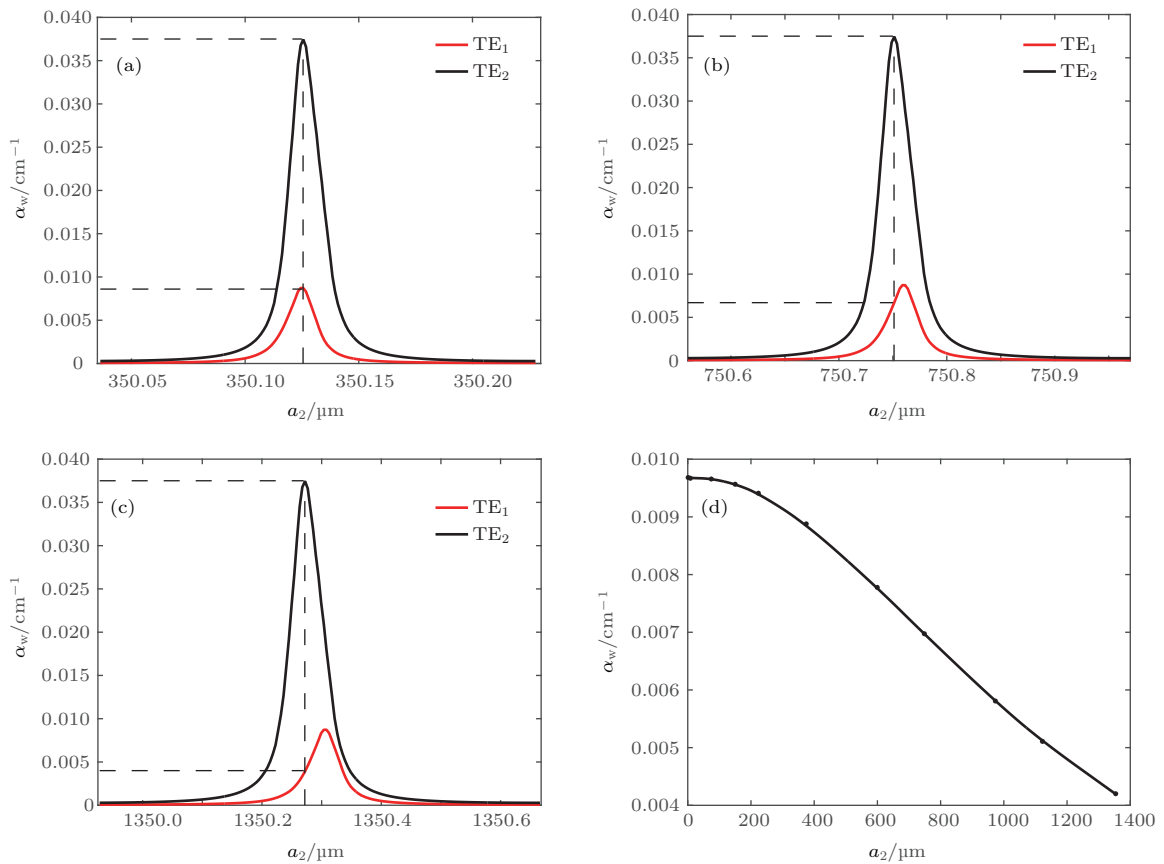


图 3 模式损耗随间隔层厚度的变化 (a) 间隔层厚度为 $350 \mu\text{m}$ 附近; (b) 间隔层厚度为 $750 \mu\text{m}$ 附近; (c) 间隔层厚度为 $1350 \mu\text{m}$ 附近; (d) 次高阶模式损耗取到极大值时, 基模的模式损耗与间隔层厚度的关系
Fig. 3. Variation curves of the mode losses with thickness of the interlayer: (a) Thickness of the interlayer is around $350 \mu\text{m}$; (b) thickness of the interlayer is around $750 \mu\text{m}$; (c) thickness of the interlayer is around $1350 \mu\text{m}$; (d) the relation diagram of the mode losses of fundamental mode with thickness of the interlayer when higher order mode's is taken to maximum.

表 2 分层波导结构参数
Table 2. Parameters of layered waveguide structure.

波导层折射率 n_1	间隔层折射率 n_2	包层折射率 n_3	波导层厚度 $d_1/\mu\text{m}$
1.82	1.954	1.821	220

再对比分析加入间隔层之后的情况, 参数列于表 2. 间隔层材料选用文献 [12] 使用的 TGG [19], 其折射率为 1.954, 同样, 真空波长 λ 为 1.064 μm .

数值计算表明, 高低阶模式损耗随间隔层厚度的改变会周期性地出现极大值, 并且给出了间隔层厚度 a_2 分别在 350, 750 和 1350 μm 附近时, α_{w, TE_1} 和 α_{w, TE_2} 的连续变化曲线, 如图 3(a)–(c) 所示. 可以看出, 高阶模式损耗的各个极大值近似相等, 基模损耗的极大值也有类似的规律, 但是分别和高阶模式损耗极大值对应的间隔层厚度是不同的, 它们的差异随着间隔层厚度的增加而越来越大. 因此, 当选择合适的间隔层厚度时, 就有可能使得在高阶模损耗为极大值时, 基模具有较小的损耗, 例如图 3(c) 中的基模损耗只有图 3(a) 中的一半, 这样就可以解决原来 GG-IAG 波导激光器中为

增加了高阶模式损耗, 使得基模损耗也同时增大的难题. 加入间隔层以后, 这种高低阶模式损耗极大值对应的间隔层厚度分离的机理, 可以从射线光学 [20] 的角度来解释. 高低阶模式从波导层射向间隔层的入射角不同, 对应着不同的等效反射系数, 决定了它们各自的模式最大泄露损耗存在差异. 另一方面, 等效反射系数随着间隔层的变化周期, 对于基模和高阶模而言, 也是不相等的, 随着间隔层厚度的增加, 这种差异经多周期积累越来越大, 图 3(c) 和图 3(a) 相比就反映了这种现象.

为了指导间隔层厚度选择, 进一步计算了在 α_{w, TE_2} 取到各个周期极大值时, 对应的多组间隔层厚度 a_2 和基模的模式泄露损耗 α_{w, TE_1} , 它们二者之间的变化关系曲线由图 3(d) 给出.

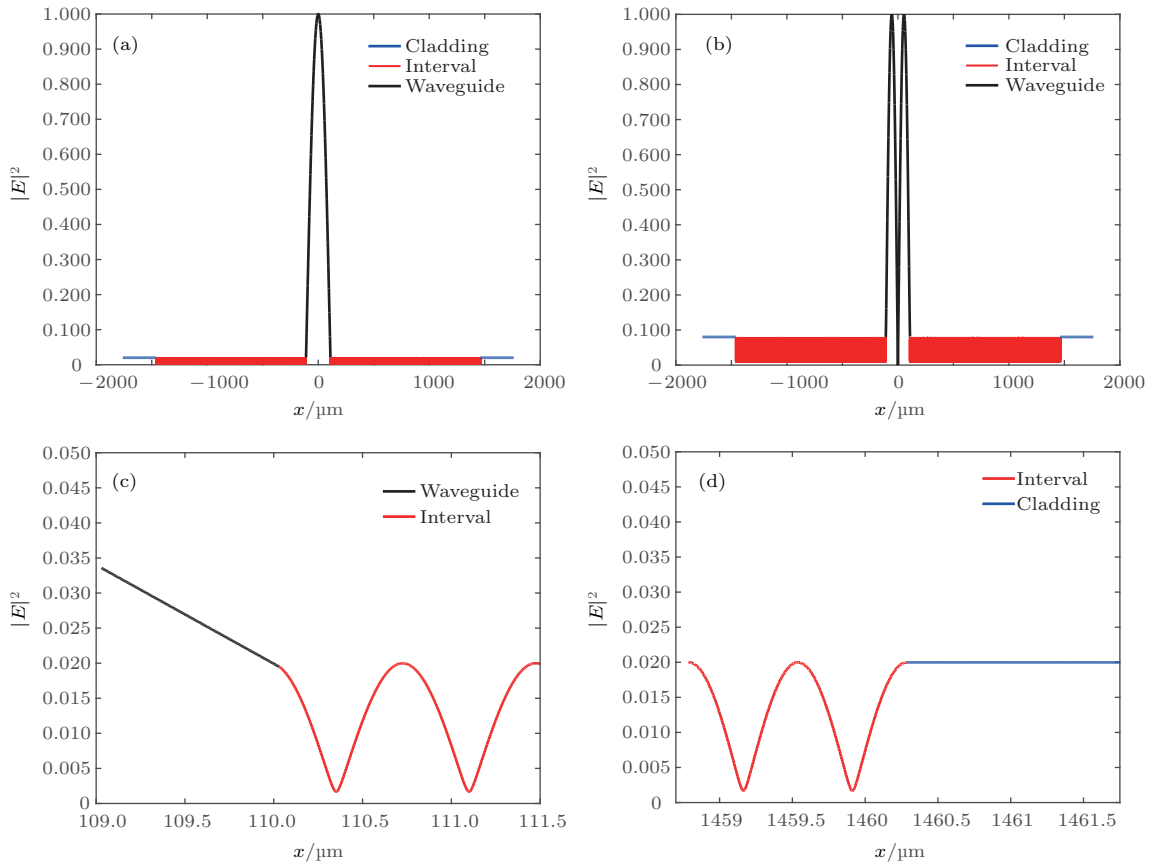


图 4 模场分布 (a) 基模; (b) 次高阶模; (c) 波导层和间隔层边界; (d) 间隔层和包层边界

Fig. 4. The field distribution of modes: (a) Fundamental mode; (b) higher order mode; (c) boundary of waveguide and interval; (d) boundary of interval and cladding.

采用表 2 中激光器的参数, 间隔层厚度为 1350.28 μm 时, 计算出基模 TE_1 和次高阶模 TE_2 的场分布分别如图 4(a) 和图 4(b) 所示, 图 4(c) 和图 4(d) 给出了基模波导层和间隔层边界处、间隔层

和包层边界处的放大图.

从图 4 可知, 基模和次高阶模均有部分能量泄露到间隔层和包层中, 这是由折射率反导引起的, 反映了 GG-IAG 的特点 [9]. 同时, 基模和次高

阶模在间隔层中的归一化强度分别为0.02和0.09,表明次高阶模较基模有更大的模式泄露损耗.

5 总 结

在增益导引-折射率反导引波导结构基础上,设计了一种对称分层波导结构. 数值计算对比了有、无间隔层时的高低阶模式泄露损耗,结果表明采用该新型分层波导结构时,在保证高阶模式阈值增益系数较大、使其受到抑制的前提下,可以降低基模损耗,从而提高激光器效率,为改善大模场平面波导激光器的光束质量提供了一种新的思路.

参考文献

- [1] Agrawal P G 2007 *Applications of Nonlinear Fiber Optics* (3rd Ed.) (New York: Academic Press) pp13–17
- [2] Ryvkin B S, Avrutin E A 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 2266
- [3] Bonner C L, Bhutta T, Shepherd D P, Tropper A C 2000 *IEEE J. Quantum Electron.* **36** 236
- [4] Mackenzie J I, Li C, Shepherd D P, Meissner H E, Mitchell S C 2001 *Opt. Lett.* **26** 698
- [5] Hettrick S J, Mackenzie J I, Harris R D, Wilkinson J S, Shepherd D P, Tropper A C 2000 *Opt. Lett.* **25** 1433
- [6] Baker H, Lee J, Hall D 2002 *Opt. Express* **10** 297
- [7] Liang W, Xu Y, Choi J M, Yariv A 2003 *Opt. Lett.* **28** 2079
- [8] Kumar A, Rastogi V, Chiang K S 2006 *Appl. Phys.* **85** 11
- [9] Siegman A E 2003 *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 1617
- [10] Siegman A E 2007 *J. Opt. Soc. Am. B* **24** 1677
- [11] Hageman W, Chen Y, Wang X, Gao L, Kim G U, Richardson M, Bass M 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 2451
- [12] Hageman W, Chen Y, Wang X, Xiong C, Kim G U, Ballato J, Richardson M, Bass M 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 191
- [13] Liu Y, Her T H, Dittli A, Casperson L W 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 2420
- [14] Wang C, Her T H, Zhao L, Ao X, Casperson L W, Lai C H, Chang H C 2011 *J. Lightw. Technol.* **29** 1958
- [15] Liu Y, Her T H, Lee C 2015 *Opt. Soc. Am.* **107** 1
- [16] Liu Y, Her T H, Wang C, Casperson L W 2016 *AIP Adv.* **6** 125206
- [17] Yariv A (translated by Chen H M) 2004 *Optical Electronics in Modern Communications* (5th Ed.) (Beijing: House of Electronics Industry Press) pp372–377 (in Chinese) [安农亚里夫 著(陈鹤鸣 译) 2004 现代通信光电子学(第五版)(北京: 电子工业出版社) 第372—377页]
- [18] Siegman A E, Chen Y, Sudesh V, Richardson M C, Bass M 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 251101
- [19] Dittli A, Her T H 2013 *SPIE* **8600** 21
- [20] Kasap S O 2003 *Optoelectronics and Photon Principles and Practices* (2nd Ed.) (Beijing: House of Electronics Industry Press) pp14–36

Suppression of higher order modes in gain-guided index-antiguidded planar waveguide laser*

Kang Da Luo Bin[†] Yan Lian-Shan Pan Wei Zou Xi-Hua

(Center for Information Photonics and Communication, School of Information Science and Technology, Southwest Jiaotong University, Chengdu 611756, China)

(Received 19 January 2018; revised manuscript received 14 March 2018)

Abstract

In order to suppress the higher order modes and improve beam quality in high power waveguide laser, based on gain-guided index-antiguidded theory, a new symmetric layered waveguide structure is designed, and an interval layer is proposed to be sandwiched between waveguide layer and cladding layer in traditional symmetric GG-IAG waveguide structure. As a result, while reducing the leakage loss of fundamental mode, the threshold gain coefficient differences between fundamental mode and higher order modes will be further increased. When the gain in waveguide layer is between threshold gain coefficient of fundamental mode and that of higher order mode, the fundamental mode will have a greater advantage in mode competition than others, so higher order modes can be suppressed and the laser can obtain a single mode output. In the meantime, the guided-mode principle of this waveguide structure is explained with the theory of wave optics in this paper, the eigen equation of each mode is derived from the wave equation, and the field distributions of fundamental mode and higher order mode are also given. Additionally, in this paper we give the solution process of the threshold gain coefficient of each mode in this waveguide structure. The mode leakage losses of fundamental mode and higher order mode, after adding the interval layer, are numerically calculated, and the parameter optimization process of the interval layer is also given in this paper. In addition, the field distributions of fundamental mode and higher order mode are numerically simulated. The calculation results show that comparing with the traditional symmetric GG-IAG planar waveguide, after adding the interval layer, the loss of fundamental mode can be greatly reduced, while ensuring that the leakage loss of higher order mode reaches a maximum value by reasonably controlling the parameters of interval layer. In this way, we can suppress higher order modes and improve laser efficiency. This paper provides a new idea for improving the beam quality of high power waveguide laser with a large mode area.

Keywords: waveguide, eigen equation, mode loss, mode field distribution

PACS: 42.55.-f, 42.25.-p, 42.25.Bs, 42.68.-W

DOI: 10.7498/aps.67.20180138

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61335005).

[†] Corresponding author. E-mail: bluo@home.swjtu.edu.cn