

光抽运垂直扩展腔面发射激光器腔内倍频理论研究^{*}

宗楠^{1,2,†} 崔大复¹⁾ 李成明¹⁾ 彭钦军¹⁾ 许祖彦¹⁾ 秦莉³⁾ 李特^{2,3)}
宁永强³⁾ 晏长岭³⁾ 王立军³⁾

¹⁾ 中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100190)

²⁾ 中国科学院研究生院, 北京 100049)

³⁾ 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所激发态物理重点实验室, 长春 130033)

(2008 年 4 月 11 日收到, 2008 年 6 月 20 日收到修改稿)

建立了计入光波在非线性晶体中走离和相位失配情况下的光泵面发射激光器腔内倍频的速率方程理论模型, 采用循环数值逼近的方法对该速率方程进行求解. 以 BBO, LBO, PPLN 等非线性晶体为例, 研究了晶体长度以及抽运功率等因素对倍频输出功率的影响. 模拟结果与实验结果符合得较好.

关键词: 光抽运, 垂直扩展腔面发射激光器, 腔内倍频, 数值模拟

PACC: 4225P, 4260B, 4265

1. 引言

垂直腔面发射激光器 (VCSEL) 的研制成功引发了半导体激光器领域的一场革命, 与近年来新兴的量子点激光器、量子级联激光器等共同成为国内外研究热点. 与传统的端发射半导体激光器相比, VCSEL 具有可单模输出、光束对称性好的突出优点, 目前高功率电泵面发射激光器已经达到瓦级输出^[1-3], 但其存在串联电阻, 容易产生大量热, 输出光束质量受到电流密度分布影响, 因此难以实现更高输出功率. 于是, 一种光束质量好而又可以高功率输出的光抽运垂直扩展腔面发射激光器 (OPS-VECSEL) 应运而生. OPS-VECSEL 是 20 世纪 90 年代后期发展起来的新型半导体激光器^[4,5], 它结合了二极管抽运的全固态激光器和 VCSEL 两者的优点, 第一次实现了直接从半导体激光器中得到高功率、衍射角小的圆对称光束. 由于其光束质量好, 在腔内插入非线性晶体、饱和吸收体 SESAM 等后, 可进行直接倍频、波长调谐、锁模等, 从而扩展了输出波长的范围, 也可得到超短脉冲输出. 目前, OPS-VECSEL 最高功率已达 30 W^[6], 波长从近紫外覆盖到中红外波段, 同时由于可实现高功率、高光束质量输出, 已应用

到天然气探测、环境监测^[7]、激光显示^[8]等诸多领域.

然而, OPS-VECSEL 的腔内倍频理论研究较少. Kim 等^[9]首次提出了 OPS-VECSEL 的腔内倍频理论模型, 但是该模型没有考虑光波在非线性晶体中的走离等因素. 而在光学非线性过程中, 特别对于腔内倍频过程, 走离效应严重影响二次谐波的转化效率. 本文计入了光波在双折射晶体中的走离效应及相位失配的影响, 建立了光泵面发射激光器腔内倍频的理论模型.

2. OPS-VECSEL 结构

图 1 是典型的 OPS-VECSEL 结构示意图. M1 为平面镜, 镀基频光和倍频光双高反膜; M2 是曲率半径为 R 的输出镜, 与 M1 一起构成谐振腔, 对基频光高反, 对倍频光高透. OPS-VECSEL 芯片是激光增益介质, 典型的芯片有源区有 13—15 个半导体量子阱, 背面生长有高反射率的布拉格式分布反射器 (DBR), 被放置在热沉上进行散热. 抽运光经聚焦后以 45°角入射到芯片上, 当达到阈值时产生基频光. 倍频晶体靠近平面镜 M1 一侧放置, 使其位于束腰处, 以增加晶体中基频光功率密度, 提高倍频转换效率.

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60636020)资助的课题.

[†] E-mail: zongnan1018@163.com

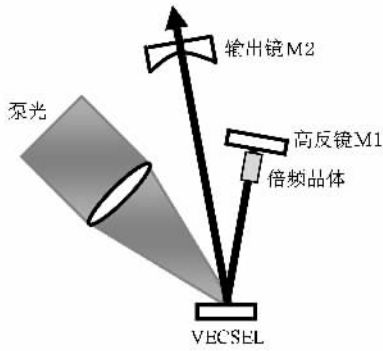


图 1 OPS-VECSEL 结构示意图

3. OPS-VECSEL 腔内倍频理论模型

腔内倍频既包括基频光的产生,又包括倍频光产生的非线性光学变换,是非常复杂的过程.为了简化理论模型,本文将在倍频过程中转换的基频光看做基频激光产生过程的非线性损耗,通过求解半导体稳态速率方程最终得到基频光腔内功率及倍频光输出功率.

假设 OPS-VECSEL 稳态运转时,倍频晶体中基频光功率密度为 S_1 ,则倍频转换效率为

$$P_2/P_1 = K(S_1 A_f),$$

对基频光而言,产生的非线性损耗为

$$K(S_1 A_f)^2,$$

其中 K 是非线性耦合系数,与晶体长度 l_{cry} 、走离角 ρ 、有效非线性系数 d_{eff} 、相位失配 Δk 等因素有关,我们将在第 4 部分对其进行详细的讨论. A_f 为倍频晶体中的基频光光斑面积.

这样,基频光速率方程可以描述为

$$\frac{dN}{dt} = \eta_{\text{abs}} \frac{(P_p - P_{\text{th}})}{h\nu_p V_g} - v_g g(N) N_p, \quad (1)$$

$$\frac{dN_p}{dt} = \Gamma v_g g(N) N_p - \frac{N_p}{\tau_p} - \frac{KS_1^2 A_f}{h\nu_1 l_g A_g}, \quad (2)$$

其中, N 为载流子密度, N_p 为基频光子数密度, η_{abs} 为泵光吸收效率, P_p 为抽运光功率, P_{th} 为阈值抽运功率, ν_p 为基频光频率, v_g 为基频光群速度, V_g 为基频光模体积, Γ 为限制因子,对于大发射面积 OPS-VECSEL 其值接近 1. l_g 为腔长, A_g 为芯片表面的光斑面积. τ_p 为光子寿命($\tau_p = l_g/c\alpha_L$, α_L 为基频光在腔内的线性损耗,包括晶体吸收、散射等) $g(N)$ 是载流子密度 N 时的增益系数.

稳态运转条件下, $\frac{dN}{dt} = \frac{dN_p}{dt} = 0$, 稳态速率方程描述为

$$\eta_{\text{abs}} \frac{(P_p - P_{\text{th}})}{h\nu_p V_g} - v_g g(N) N_p = 0, \quad (3)$$

$$\Gamma v_g g(N) N_p - \frac{N_p}{\tau_p} - \frac{KS^2 A_f}{h\nu_1 l_g A_g} = 0. \quad (4)$$

而基频光功率密度可以用光子数密度表示为

$$S_1 = N_p h\nu_1 v_g A_g / A_f. \quad (5)$$

若将 (3) (5) 式代入 (4) 式, 则稳态速率方程可化为

$$S_1^2 + \frac{1}{K} S_1 \alpha_L - \frac{\Gamma \eta_{\text{abs}} (P_p - P_{\text{th}}) \lambda_p}{K \alpha_L A_f} \frac{\lambda_p}{\lambda_1} \alpha_L = 0. \quad (6)$$

当抽运功率高于阈值功率时, 产生激光输出时, 可以得到方程的一个正实根, 即得到 S_1 的物理解

$$S_1 = \frac{-\frac{\alpha_L}{K} + \sqrt{\frac{\alpha_L^2}{K^2} + \frac{4\Gamma \eta_{\text{abs}} (P_p - P_{\text{th}}) \lambda_p}{K A_f} \frac{\lambda_p}{\lambda_1}}}{2}. \quad (7)$$

可以看出, 腔内基频光功率密度 S_1 与腔内损耗 α_L 、泵光功率 P_p 、阈值抽运功率 P_{th} 、二次谐波的非线性耦合系数 K 等因素有关. 进一步可以得到倍频光功率

$$P_2 = K(S_1 A_f)^2. \quad (8)$$

如果知道非线性耦合系数 K , 那么通过方程 (7) 就可以得到腔内基频光功率密度 S_1 以及倍频光输出功率 P_2 .

4. 非线性耦合系数 K

对于高斯光束的非线性光学过程, SHG 效率 $P_2/P_1 = KP_1$, K 为与走离角、相位失配等因素有关的非线性耦合系数, 可以表示为^[10]

$$K = \frac{8\pi d_{\text{eff}}^2}{n_1 n_2 \lambda_1^2 c \epsilon_0} \cdot l_{\text{cry}2} \cdot k_1 \cdot h(\sigma, B, \xi), \quad (9)$$

其中, k_1 为基频光波数, $l_{\text{cry}2}$ 为倍频晶体长度, $h(\sigma, B, \xi)$ 函数是与相位失配、晶体长度、走离角相关的复杂函数. σ 为相位失配参量, 与相位失配有关; ξ 为聚焦参量, 与晶体长度有关; B 为双折射参量, 与走离角等相关.

$$\sigma = \frac{1}{2} \cdot b_2 \cdot \Delta k,$$

$$\xi = \frac{l_{\text{cry}2}}{b_2},$$

$$B = \rho \cdot (l_{\text{cry}2} \cdot k_1)^{\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

要得到一般情况下的 K 值是比较困难的,但实际上,我们往往通过腔型设计使束腰位于倍频晶体中心,那么在这种情况下就可以对 h 函数进行化简

$$\begin{aligned} & h(\sigma, B, \xi) \\ &= h(\sigma, B\xi^{-0.5}, \rho, \xi, \rho) \\ &= \left(\frac{\pi^2}{\xi}\right) \cdot H(\sigma, B\xi^{-0.5}, \rho, \xi, \rho) \\ &= \left(\frac{\pi^2}{\xi}\right) \cdot \left(\frac{2}{\pi^{1/2}}\right) \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} ds \cdot |H(\sigma + 4B\xi^{-0.5}s, \rho, \xi, \rho)|^2 \cdot e^{-4s^2}, \end{aligned} \tag{11}$$

其中

$$\begin{aligned} & H(\sigma + 4B\xi^{-0.5}s, \rho, \xi, \rho) \\ &= (2\pi)^{-1} \cdot \int_{-\xi}^{\xi} \frac{dt}{1+it} \cdot e^{(\sigma + 4B\xi^{-0.5}s)t}. \end{aligned}$$

$h(\sigma, B, \xi)$ 最终由相位失配、晶体长度、基频光束腰半径、走离角等参量决定.而倍频过程的非线性耦合系数 $K = K(l_{\text{crl}}, \rho, \Delta k, \omega_f)$, 可以通过计算求得.

5. 阈值条件

在腔内,假设正、反向光强密度分别为 S_1^+, S_1^- , R_1 为输出镜对基频光的反射率,那么反向光强密度 $S_1^- = (R_1 - KS_1^+) S_1^{+ [11]}$,基频光腔内总光强密度 S_1^0 可以表示为

$$S_1^0 = (1 + R_1 - KS_1^+) \cdot S_1^+. \tag{12}$$

在阈值条件下,

$$R_1 e^{2gl_{\text{crl}} - L - KS_1^+} = 1, \tag{13}$$

其中 L 为基频光在腔内的线性损耗, l_{crl} 为激光增益介质的长度.

对于激光增益介质,增益系数

$$g = \frac{g_0}{1 + S_1^0/S_0},$$

其中 g_0 为小信号增益, S_0 是与增益介质有关的饱和系数.在 R_1 接近 1 的情况下, $\ln(1/R_1) \approx 1 - R_1$, 阈值条件可整理为

$$\frac{2g_0 l_{\text{crl}}}{1 + \frac{S_1^0}{S_0}} = L + KS_1^+ + 1 - R_1, \tag{14}$$

即

$$\frac{2g_0 l_{\text{crl}}}{1 + \frac{(1 + R_1 - KS_1^+) \cdot S_1^+}{S_0}} = L + KS_1^+ + 1 - R_1.$$

整理后可以得到关于 S_1^+ 的三次方程

$$\begin{aligned} & (S_1^+)^3 \cdot \frac{K^2}{S_0} + (S_1^+)^2 \cdot \frac{K}{S_0} \cdot (2R_1 - L) \\ &+ S_1^+ \cdot \left[K + \frac{(1 + R_1)(L + 1 - R_1)}{S_0} \right] \\ &+ L + 1 - R_1 - 2g_0 l_{\text{crl}} = 0. \end{aligned} \tag{15}$$

但是,这个三次方程很难得到解析解,我们可以利用数值逼近方法来求解,从而得到阈值条件.

若令 $KS_1^+ \sim a$, a 为常数,则方程可化为

$$\frac{2g_0 l_{\text{crl}}}{1 + \frac{(1 + R_1 - a) \cdot S_1^+}{S_0}} = L + KS_1^+ + 1 - R_1. \tag{16}$$

整理后,得

$$\begin{aligned} & (S_1^+)^3 + S_1^+ \cdot \left(\frac{L + 1 - R_1}{K} + \frac{1 + R_1 - a}{S_0} \right) \\ &+ \frac{S_0}{(1 + R_1 - a) \cdot K} \cdot (L + 1 - R_1 - 2g_0 l_{\text{crl}}) = 0. \end{aligned} \tag{17}$$

$KS_1^+ < 1$ 情况下,方程(17)有一个正实根

$$\begin{aligned} S_1^+ = \frac{1}{2} \bigg\{ & \left[\left(\frac{L + 1 - R_1}{K} + \frac{1 + R_1 - a}{S_0} \right)^2 \right. \\ & - \frac{4S_0}{(1 + R_1 - a) \cdot K} \\ & \times (L + 1 - R_1 - 2g_0 l_{\text{crl}}) \bigg]^{1/2} \\ & \left. - \left(\frac{L + 1 - R_1}{K} + \frac{1 + R_1 - a}{S_0} \right) \right\}. \end{aligned}$$

这样得到 KS_1^+ , 将其与 a 进行比较,并对 a 进行修正.通过反复修正,最终得到阈值条件下的

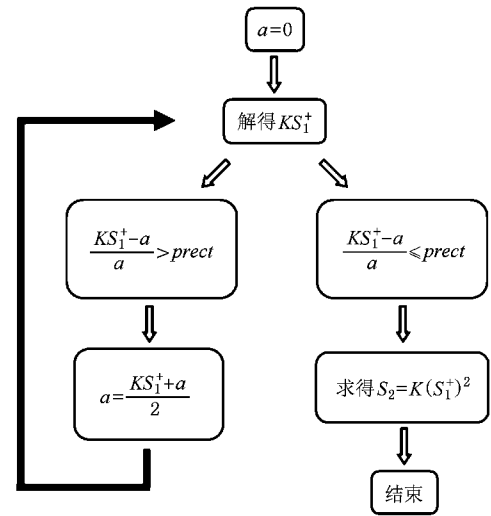


图2 数值逼近方法求解流程图

S_1^+ . 图 2 为利用数值逼近方法求解的流程示意图, 其中, $_{\text{prect}}$ 为设定的精度, 精度越高, 计算结果越接近解析解, 但运算时间相应增加.

6. 模拟结果及分析

采用以上理论模型, 我们模拟了几种不同倍频晶体的 OPS-VECSEL 输出特性, 对采用 LBO 倍频晶体情况下将理论模拟结果与实验结果^[6]进行了比较. 典型的 980 nm OPS-VECSEL 的芯片包括有源区为 14 个 InGaAs 应变量子阱和 1 个具有高反射率的 DBR. 我们用 808 nm 泵光抽运该芯片得到 980 nm 基频光, 腔内倍频后获得 490 nm 激光输出.

首先, 设定泵光功率为 20 W, 改变非线性晶体长度, 以 BBO, LBO, PPLN 三种倍频晶体为例, 研究了不同晶体的腔内倍频输出特性. 计算中, 我们采用图 1 的腔型结构, 倍频晶体的两个端面镀有对 980 和 490 nm 波长高透的增透膜, 基频光在晶体端面及芯片上的光斑半径分别为 110, 220 μm , 芯片的小信号增益 $g_0 = 2000/\text{cm}$, 抽运光吸收效率 $\eta_{\text{abs}} = 0.8$.

图 3 给出了采用 BBO, LBO, PPLN 三种倍频晶体情况下, 倍频输出功率与晶体长度的关系. 对于 BBO 晶体, 由于其有效非线性系数较大 ($d_{\text{eff}} = 2.01 \text{ pm/V}$), 在晶体长度较短情况下, 倍频效率较高, 倍频输出功率随长度的增加较快, 当晶体长度达到 2.8 cm 左右时, 就出现饱和 (7.5 W); 此后, 由于晶体的双折射走离角较大 (58.86 mrad), 光束走离效应明显, 倍频晶体越长, 倍频激光输出越低. 对 PPLN 晶体而言, 其有效非线性系数很大 (16 pm/V), 而且采用准相位匹配技术, 不存在走离, 倍频输出功率较高, 最高输出功率可达 11 W 左右; 但是, PPLN 的激光损伤阈值较低, 不利于进行高功率腔内倍频. 采用 LBO 晶体, 其长度为 7 cm 时, 可以得到 8.3 W 的 490 nm 激光输出. 相比较而言, LBO 晶体走离角较小 (4.7 mrad), 损伤阈值高, 并且生长技术成熟, 成本较低, 更适合用于高功率 OPS-VECSEL 的腔内倍频.

为此, 我们研究了用 LBO 作为倍频晶体时倍频输出功率与抽运功率的关系, 以期得到更高功率的 490 nm 激光. 图 4 中的曲线是我们采用 10 cm 长 LBO 晶体时计算的结果, 三角符号给出了 Chilla 等^[6]的实验数据. 理论计算得到的泵光阈值功率约为 13 W. 当抽运功率为 57 W 时, 倍频输出达到最大, 为 15.4 W. 继续增加泵光功率时, 由于热效应导

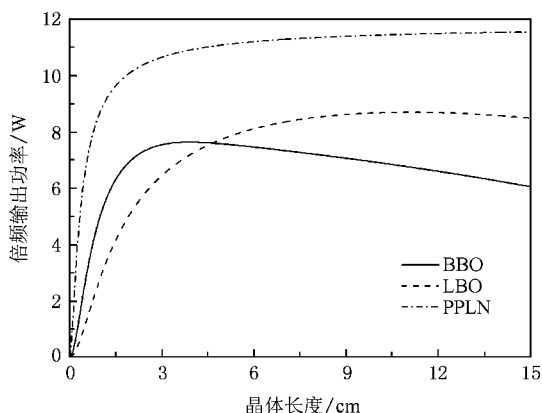


图 3 BBO, LBO, PPLN 三种情况下, 抽运功率 20 W 时, 倍频光输出功率与晶体长度的关系

致产生基频光的效率下降, 倍频输出功率随泵光强度增加呈现饱和. 可以看出, 理论模拟结果与实验数据符合得较好.

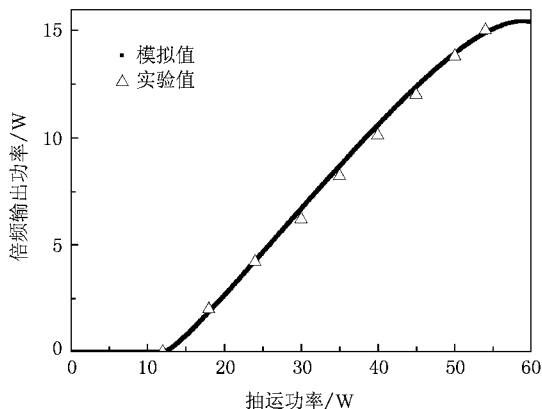


图 4 采用 LBO 晶体, 理论计算的倍频光输出功率与实验结果的比较

7. 结 论

我们考虑了走离效应、相位失配等影响, 建立了光泵面发射激光器腔内倍频理论模型, 并对 808 nm 抽运 VECSEL 芯片得到 980 nm 基频再获得 490 nm 激光输出的腔内倍频过程进行了理论模拟. 以 BBO, LBO, PPLN 等非线性晶体作为腔内倍频晶体, 研究了晶体长度以及抽运功率等因素对倍频输出功率的影响. 计算结果表明, BBO 晶体由于有效非线性系数较大, 在晶体长度较短情况下, 倍频效率较高, 但由于该晶体走离角较大, 走离效应明显, 晶体长度大于走离长度时, 倍频输出开始随晶体长度的增加而

降低。PPLN 晶体有效非线性系数较大，利用该晶体实现准相位匹配，没有走离效应，倍频效率较高，但其损伤阈值低，在高功率情况下的应用受到限制。LBO 晶体损伤阈值较高，走离角较小，有利于实现较

高倍频功率输出，模拟结果与实验结果符合得较好。这些结果为进一步优化参量、研制性能优良的光泵腔内倍频面发射激光器提供了理论依据。

[1] Miller M , Grabherr M , King R , Jager R , Michalzik R , Ebeling K J 2001 *IEEE Select. Topics Quantum Electron.* **7** 210

[2] Yan C L , Ning Y Q , Qin L , Cui D F , Liu Y , Sun Y F , Jin Z H , Li H Q , Tao G T , Wang C , Wang L J , Jiang H L 2005 *IEEE Photo. Lett.* **17** 1599

[3] Li H Q , Zhang J , Cui D F , Xu Z Y , Ning Y Q , Yan C L , Qin L , Liu Y , Wang L J , Cao J L 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2986 (in Chinese)[李惠青、张杰、崔大复、许祖彦、宁永强、晏长岭、秦莉、刘云、王立军、曹健林 2004 *物理学报* **53** 2986]

[4] Kuznetsov M , Hakimi F , Sprague R , Mooradian A 1997 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **9** 1063

[5] Zong N , Li C M , Chen Y H , Cui D F , Xu Z Y 2007 *Infrared Laser Eng.* **36** 785 (in Chinese)[宗楠、李成明、陈亚辉、崔大复、许祖彦 2007 *红外与激光工程* **36** 785]

[6] Chilla J , Butterworth S , Zeitschel A , Charles J , Caprara A , Reed M , Spinelli L 2004 *Proc. SPIE* **5332** 143

[7] Nikitichev A , Stepanov A 1999 *J. Opt. Technol.* **66** 718

[8] Chilla J , Zhou H , Weiss E , Caprara AL , Shou Q , Govorkov S V , Reed M K , Spinelli L 2005 *Proc. SPIE* **5740** 41

[9] Kim J Y , Lee J , Cho S , Yoo J , Lee S M , Kim K S , Kim G B , Hwang S M , Kim T , Park Y 2006 *19th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society LEOS* 472

[10] Boyd G D , Kleinman D A 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 3597

[11] Richard G 1970 *IEEE J. Quantum Electron.* QE-6 21

Numerical simulation of intracavity second harmonic generation for optically pumped semiconductor vertical-external-cavity surface-emitting lasers ^{*}

Zong Nan^{1,2,†} Cui Da-Fu¹⁾ Li Cheng-Ming¹⁾ Peng Qin-Jun¹⁾ Xu Zu-Yan¹⁾ Qin Li³⁾
Li Te^{2,3)} Ning Yong-Qiang³⁾ Yan Chang-Ling³⁾ Wang Li-Jun³⁾

1) (*Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100190 , China*)

2) (*Graduate School of the Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China*)

3) (*Laboratory of Excited State Processes , Changchun Institute of Optics , Fine Mechanics and Physics ,
Chinese Academy of Sciences , Changchun 130033 , China*)

(Received 11 April 2008 ; revised manuscript received 20 June 2008)

Abstract

A numerical model of intracavity second harmonic generation(SHG) is constructed considering the effect of phase mismatching and birefringent walk-off in nonlinear crystals for optically pumped semiconductor vertical-external-cavity surface-emitting laser(OPS-VECSEL). The influences of the crystal length and the pump power on the SHG output power for some nonlinear crystals , such as BBO , LBO and PPLN , are studied in detail. The results are in good agreement with the experimental data .

Keywords : optical pumping , vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor laser , intracavity second harmonic generation , numerical simulation

PACC : 4225P , 4260B , 4265

^{*} Supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No.60636020).

[†] E-mail : zongnan1018@163.com