

低阈值飞秒钛宝石激光器的理论研究^{*}

令维军 郑加安 贾玉磊 魏志义[†]

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(2004 年 6 月 28 日收到 2004 年 10 月 19 日收到修改稿)

利用数值求解的方法, 从理论上系统分析了决定钛宝石激光器锁模阈值的几个关键因素. 定量分析了腔模对克尔效应的主导作用, 并将光孤子模型引入低阈值锁模理论, 分析了色散与阈值的关系. 根据理论指导在实验上完成了一台阈值低至 390 mW 自启动飞秒掺钛蓝宝石激光器.

关键词: 低阈值, 掺钛蓝宝石激光器, 克尔透镜锁模, 光孤子

PACC: 4280W, 4260D

1. 引言

自从 Spence 等^[1]在掺钛蓝宝石激光器中实现自锁模以来, 超短脉冲激光无论是在结构方面还是在实用性方面都得到了前所未有的革命性进展, 不仅使得脉冲宽度越来越短, 而且在物理、化学、生命科学、精密加工及电子学等领域都得到了越来越广泛的应用^[2]. 但是, 飞秒激光作为一项高技术, 对于大量从事基础研究和应用基础研究的实验室而言, 依然是一种昂贵的科学工具和研究平台. 作为构成这种科学工具和研究平台的组成部分, 通常抽运源所占的成本最大. 考虑到在众多的应用研究中, 飞秒激光的输出功率并不是最关键的指标, 因此, 降低飞秒钛宝石激光的锁模抽运功率从而实现低阈值运行, 可以极大地降低飞秒激光系统的整体造价, 有利于飞秒激光的进一步推广使用. 基于这一考虑, 近年来有不少研究组进行了飞秒钛宝石激光的低阈值运行研究^[3-6], 并已将锁模所需要的 532 nm 激光的抽运功率降低到了 156 mW 的水平^[4]. 但是低阈值条件下激光的启动锁模和锁模的维持将变得十分困难, 不利于应用. 最近我们从低阈值理论出发, 通过特殊的腔型设计及半导体可饱和吸收反射镜, 实现了低阈值锁模的自启动运行, 从而使低功率条件下钛宝石激光的稳定可靠性接近到了常规抽运功率下的水平.

以前报道的低阈值腔设计, 只分析了在连续光情况下低阈值运行所满足的条件^[3-5]. 章若冰等^[6]细致分析了三镜腔结构中腔模与克尔强度的关系. 本文从克尔锁模的机制出发, 定量分析了腔模对克尔效应的主导作用, 首次将光孤子模型引入低阈值锁模理论, 系统分析了腔内色散、脉冲宽度及抽运阈值的关系. 设计了可满足低阈值运行的腔型参数. 以这些参数为指导, 实验上将可饱和吸收反射镜用于低阈值设计, 完成了一台阈值功率仅 390 mW 的自启动飞秒钛宝石激光器.

2. 影响锁模抽运阈值的物理分析

2.1. 连续激光的抽运阈值功率

在克尔透镜锁模中, 优化连续光运行是获得锁模激光振荡的基础, 因此在设计低阈值飞秒激光器时, 首先必须考虑的就是如何降低连续激光的抽运阈值. 在端面抽运的情况下, 钛宝石激光器的振荡阈值可表示为如下的形式^[7]:

$$P_{th} = \frac{(T + 2\alpha_c l + \eta)\pi^2 hc}{4\sigma\tau\lambda_p\alpha_p \int_0^l \frac{e^{-\alpha_p z}}{w_p^2(z) + w_c^2(z)} dz}, \quad (1)$$

式中, T 为输出镜的透过率, α_c 为振荡光的吸收系数, η 为振荡光在腔内往返一周的损耗, σ 和 τ 分别为钛宝石晶体的受激辐射截面和自发辐射上能级寿

^{*} 国家自然科学基金(批准号 60225005, 10227401)和国家重点基础研究专项基金(批准号 G1999075202)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: wzhy@aphy.iphy.ac.cn

命, α_p 为抽运光的吸收系数, l 为晶体的长度, $w_p(z)$ 和 $w_c(z)$ 分别为抽运光和振荡光在晶体内任意位置 z 处的光斑半径. 引入晶体的品质因数参数 (FOM) 为 α_p/α_c , 在 532 nm 波长的抽运下, 从 (1) 式可以看到: 连续运转的阈值与晶体的长度、晶体的 FOM 值、抽运光和振荡光的束腰及输出镜的透过率有关. 下面结合数值计算, 分析连续运行下抽运阈值与以上各变量之间的关系.

2.1.1. 连续抽运阈值与晶体长度和 FOM 值的关系

由于钛宝石晶体中 Ti^{3+} 掺杂浓度很低, 在纵向抽运的情况下, 为了吸收足够的抽运功率, 钛宝石晶体的长度不能太短. 但晶体内的抽运光功率随晶体的长度呈指数衰减, 晶体太长不仅所吸收的功率不再明显增加, 而且晶体对振荡光的残余吸收增大, 导致腔内损耗增大, 导致阈值的提高, 所以存在最佳的晶体长度. 如果选输出透过率为 3% 时, 抽运束腰半径为 $10\text{ }\mu\text{m}$, 振荡光束腰半径为 $20\text{ }\mu\text{m}$, 可得晶体的最佳长度为 4—6 mm 之间, 如图 1 所示. 从图 1 中我们还可以看出, 不同的 FOM 值对连续阈值的影响也十分明显, FOM 值越大抽运阈值越小, 这是因为大的 FOM 值意味着较小的吸收损耗. 对于固定的 FOM 值, 只要 $\alpha_p l$ 相同, 则对应的阈值基本上相同, 即最佳晶体长度的选择实际上也是最佳 $\alpha_p l$ 的选择.

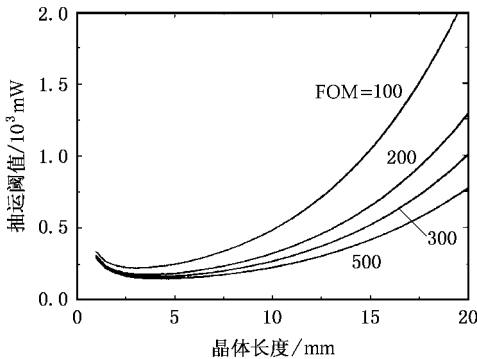


图 1 不同 FOM 值下阈值随晶体长度的变化关系

2.1.2. 连续抽运阈值与束腰半径和抽运系数的关系

振荡光束腰半径是决定阈值的一个主要因素之一, 它的大小主要由谐振腔的结构决定. 在晶体长度为 4.5 mm, 透过率 $T = 3\%$ 时, 对 (1) 式进行数值求解, 可得到不同腔束腰半径下对应的连续阈值, 如图 2 所示. 由于抽运光与振荡光存在模式匹配问

题, 我们引入抽运系数来表征振荡光与抽运光的匹配, 抽运系数 $K = w_{p0}/w_{c0}$, 其中 w_{p0} 和 w_{c0} 分别为抽运光与振荡光的束腰半径. 从图 2 可看到, 当抽运系数 $K = 0.5$ 并且振荡光束腰半径小于 $20\text{ }\mu\text{m}$ 时连续阈值最小, 这表明当抽运光为振荡光的束腰半径的一半时模式匹配最佳. 根据最佳匹配所需要的抽运光的束腰半径, 我们可以进一步确定抽运聚焦镜的焦距来满足最佳匹配条件. 但无论抽运系数如何变化, 振荡光束腰半径越大则阈值越高. 在具体的实验中, 可根据腔的条件选择振荡光束腰半径小于 $20\text{ }\mu\text{m}$.

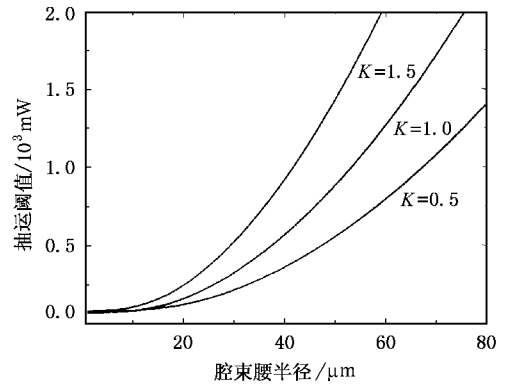


图 2 不同抽运系数下阈值与腔束腰半径的关系

2.2. 增益介质中自聚焦效应强度的优化

克尔透镜锁模要求腔内存在脉冲强度幅度的调制, 通过改变增益介质内克尔效应导致的自聚焦强度可以满足这种调制, 形成所谓的软边光阑. 为了获得强的克尔效应, 必须仔细调节腔使增益介质内的抽运光和振荡光的模式达到最佳的耦合. 增益介质内非线性自聚焦的位置和强度对克尔透镜锁模的启动和维持有很大的影响. 非线性自聚焦可以等价于一个透镜, 当一个透镜精确地放置在腔的束腰半径处, 由于透镜两侧的等价性不会对腔内光束模式产生影响, 只有当束腰半径处于晶体的一端时自聚焦效应才最大. 这种自聚焦效应可以通过屈光度来表示, 在长为 Δz 的钛宝石介质中, 屈光度可表示为

$$P_k(z) = \frac{8n_2 n_0 p_0}{\pi a w_c^4(z)} \Delta z, \quad (2)$$

式中, n_0 为线性折射率, n_2 为非线性折射率, p_0 为注入晶体中的功率, a 为修正因子 ($3 < a < 7$), 它主要考虑高斯光束导致的非线性折射率的变化. 从图 3 的计算结果可以看出, 不同大小的束腰半径聚焦

在晶体端面时,束腰半径很小的变化就会导致克尔自聚焦强度极大的变化,束腰半径越小克尔强度就越强,振荡光的束腰半径对克尔锁模有关键的主导作用. 通常用的克尔透镜锁模激光腔内,晶体一般采用布儒斯特角切割,这样可以减小整个腔的菲涅耳损耗,但是这种腔中弧矢面内的束腰和子午面内的束腰一般不重合. 为了获得锁模运转,通常将晶体偏离腔中心位置使晶体端面接近束腰半径点,以获得最大的克尔效应.

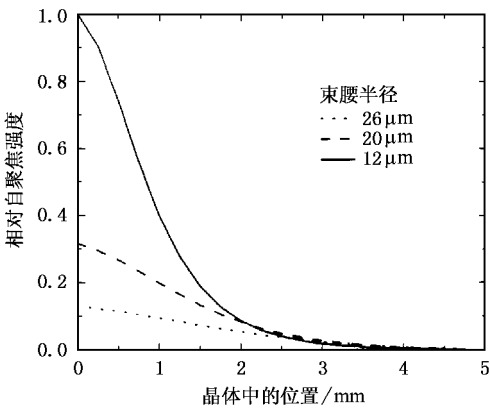


图3 不同束腰聚焦晶体端面时的自聚焦强度

2.3. 腔内色散对锁模阈值的影响

在设计飞秒低阈值激光器时,必须考虑所期望获得的脉冲宽度与腔内功率密度的关系. 一个飞秒脉冲一旦通过某种幅度扰动建立起来,经过一定次数的往返振荡后,它将最终形成一个稳态的脉冲宽度,脉冲宽度的大小由克尔透镜效应导致的自相位调制和棱镜对提供的负的群速度色散共同决定. 腔内功率密度的大小直接决定自相位调制的强弱,当棱镜间距一旦确定下来,脉冲宽度的大小就主要由腔内功率密度和棱镜的插入量来决定. 一个在四镜腔中振荡的锁模脉冲同时受到自相位调制和非线性色散效应的制约,这类似于光纤中传播的光孤子模型. 如果锁模脉冲在腔内往返一周,在色散元件中传播的长度大于色散长度 L_d 和非线性长度 L_{nl} ,可以采取^[8]

$$L_d = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \tag{3}$$

$$L_{nl} = \frac{1}{\gamma P_0} = \frac{T_0 \lambda w_{eff}^2}{En_2}, \tag{4}$$

式中, T_0 为脉冲宽度, E 为脉冲能量, n_2 为非线性折射率, w_{eff} 为有效光束半径, β_2 为锁模脉冲在四镜

腔中往返一周的净群速度散量除以往返一周经过色散元件的长度. 由于光孤子模型适于低能量脉冲,所以它对低阈值运转是有效的. 对应第 n 阶光孤子传播,具有如下的关系:

$$n = \frac{L_d}{L_{nl}}. \tag{5}$$

由于锁模脉冲宽度同时受自相位调制和群速度散的影响,故取 $n = 1$,可推出所期望的脉冲宽度下维持不同脉冲宽度所需要的脉冲能量与腔内色散的关系,

$$E = \lambda w_{eff}^2 \frac{|\beta_2|}{T_0 n_2}. \tag{6}$$

计算结果表明,在不同的脉冲宽度下,为了降低脉冲能量就必须减少腔内的净群速度色散量,低的腔内脉冲能量就意味着低的抽运功率. 图 4 间接表明了腔内色散与阈值的关系. 从(6)式可知,当 $\beta_2 = 0$ 时, $E = 0$,这在物理上是无意义的. 其实,当锁模脉冲宽度在 100 fs 以下时,在某一给定抽运功率下所获得的最短脉冲宽度将受限于三阶色散的大小. 虽然通过特殊的啁啾镜可同时补偿群速度色散和三阶色散,但由于在低阈值设计中我们更感兴趣的功率特性,故在此不再作更为深入的讨论.

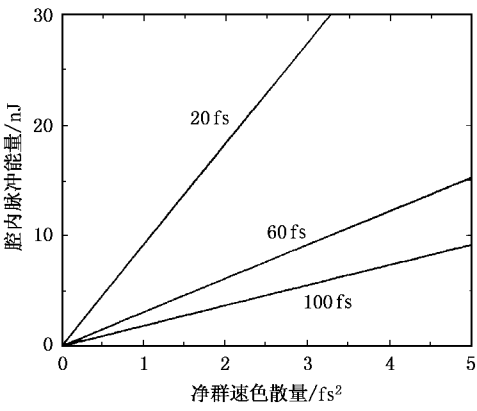


图4 不同脉冲下群速度色散与阈值的关系

3. 低阈值锁模激光器的腔型设计

综合以上分析,我们采用非对称的 Z 型腔结构,并以半导体可饱和吸收反射镜(SESAM)作为锁模启动元件,设计了一台低抽运功率运转的自启动飞秒掺钛蓝宝石激光器,光路如图 5 所示. 图 5 中, $M1-M3$ 是曲率半径为 50 mm 的高反镜, F 是焦距为 50 mm 的聚焦镜, $P1-P2$ 为熔石英棱镜, $Ti:S$ 为掺钛

蓝宝石晶体. 为了保证在较低的抽运功率下获得足以启动和维持锁模的强克尔效应, 基于上述理论计算, 振荡光的束腰半径是最为关键的因素. 为了得到很小的束腰半径 ($< 20 \mu\text{m}$), 选用谐振腔折叠镜的曲率半径为 50 mm , 在其他腔参数不变的情况下, 振荡光束腰半径将由标准腔 (折叠镜的曲率半径为 100 mm) 的 $26 \mu\text{m}$ 变为 $12 \mu\text{m}$. 这就意味着将克尔效应加强了 $(26/12)^4$ 倍, 相应的锁模阈值降低了 $(26/12)^4$. 根据上述理论, 此时对应的最佳抽运束腰半径应为 $6 \mu\text{m}$, 但由于受谐振腔排列的限制, 选用抽运聚焦透镜的焦距为 50 mm , 计算得到抽运光在晶体中束腰半径为 $8 \mu\text{m}$, 对应的抽运系数约为 0.66 , 接近最佳抽运系数 0.5 . 同时模式匹配较好的极小聚焦光斑, 也有利于提高 SESAM 上的光功率密度, 使其易达到饱和而启动锁模运转. 理论计算表明, 稳定的锁模运转通常在第二稳区的内侧^[9], 在这个稳区内激光腔短臂的长度与入射到 SESAM 表面的光斑大小呈正比关系. 这样, 较短的臂长对应较小的光斑比较容易实现吸收饱和从而启动锁模, 同时较短的臂长也会扩大连续运转的稳区, 对拓宽 SESAM 锁模的范围是有利的. 设置短臂的长度为 54 cm , 长臂的长度为 104 cm , 晶体的吸收系数为 $\alpha_p = 4 \text{ cm}^{-1}$, FOM 值为 300 , 在这种参数下我们计算得到低阈值运转所需的最佳晶体长度约为 5 mm . 考虑到晶体引入的高阶色散会稍微提高锁模阈值, 所以实验中我们选用长度略小的 4.5 mm 的钛宝石晶体 (由中国科学院上海光学精密机械研究所提供). 腔内放置了一对高阶材料色散较小的熔石英棱镜用以补偿腔内色散及自相位调制, 经计算得到当棱镜对间距为 62 cm 时, 可将二阶色散完全补偿. 这样, 极小的腔内色散量不仅可以得到极小的脉冲宽度, 而且有利于降低

锁模的阈值. 由于不同的输出耦合对应不同的腔损耗, 我们依次采用 12% 和 3% 的输出耦合镜, 分别获得了 600 和 390 mW 的锁模抽运阈值功率, 特别在 12% 的高耦合输出下, 所得阈值明显优于报道值^[3]. 实验结果证明了短焦距光学元件可降低阈值的有效性, 这与上述理论计算结果是一致的.

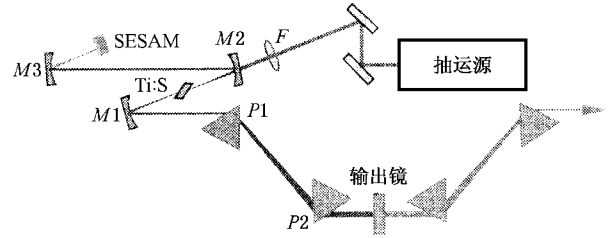


图5 低阈值腔光路示意图

4. 结 论

综上所述, 本文从理论上系统地分析了影响锁模阈值的各种因素, 包括晶体的 FOM 值、晶体的长度、振荡光和抽运光在晶体中的束腰尺寸、抽运系数、克尔效应以及腔内色散对自锁模阈值的影响. 将光孤子模型引入低阈值设计理论, 并定量分析了腔模对克尔效应的主导作用. 根据理论计算和数值模拟, 我们设计建成了一台自启动的低阈值锁模掺钛蓝宝石激光器, 得到了阈值功率远低于 1 W 自启动的稳定运行结果.

感谢张杰院士的有益讨论和对本工作的支持, 中国科学院上海光学精密机械研究所徐军教授为本实验提供了优质的钛宝石晶体, 在此一并致谢.

[1] Spence D E, Kean P N, Sibbett W 1991 *Opt. Lett.* **16** 42
 [2] Ell R, Morgner U, Kärtner F X *et al* 2001 *Opt. Lett.* **26** 373
 [3] Read K, Blonigen F, Riccelli N *et al* 1996 *Opt. Lett.* **21** 489
 [4] Kowalevich A M Jr, Schibli T R, Kärtner F X *et al* 2002 *Opt. Lett.* **27** 2037
 [5] Harrison J, Finch A, Rines D M *et al* 1991 *Opt. Lett.* **16** 581
 [6] Zhang R B, Wang Q Y, Bian Z P *et al* 2000 *Acta Phys. Sin.* **49**

756 (in Chinese) [章若冰、王清月、边自鹏等 2000 物理学报 **49** 756]
 [7] Alfrey A J 1989 *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 760
 [8] Agrawal G P 1995 *Nonlinear Fiber Optic* (London: Academic Press) p61
 [9] Pshenichnikov M S, Boeij W P, Wiersma D A 1994 *Opt. Lett.* **19** 572



Theoretical study of the Ti :sapphire laser with low pump threshold^{*}

Ling Wei-Jun Zheng Jia-An Jia Yu-Lei Wei Zhi-Yi[†]

(*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

(Received 28 June 2004 ; revised manuscript received 19 October 2004)

Abstract

In this paper, a theoretical and numerical analysis of the factors that affect mode-locked pump threshold was made. The key effect of cavity mode in Kerr-lens mode-locking was illustrated. At the same time, a soliton model showed the relation between the pump threshold and dispersion in the cavity. Based on the general analysis, a self-starting femtosecond Ti :sapphire laser with mode-locking threshold as low as 390 mW was demonstrated.

Keywords : low threshold, Ti :sapphire laser, Kerr-lens mode-locked, soliton

PACC : 4280W, 4260D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60225005, 10227401) and the Special Foundation for State Major Basic Research Program of China (Grant No. G1999075202).

[†] Corresponding author. E-mail : wzhy@aphy.iphy.ac.cn