

# 掺铒光纤环形激光器中饱和吸收光栅瞬态特性 引发跳模的实验研究\*

熊水东 徐攀<sup>†</sup> 马明祥 胡正良 胡永明

(国防科技大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

(2013年12月23日收到; 2014年2月7日收到修改稿)

在掺铒光纤环形激光器中插入饱和吸收光栅是获得稳定单纵模激光的常用方法, 但跳模难以完全避免. 通过干涉仪动态相移解调法将光频跳变实时转化为相位变化, 发现了一种由饱和吸收动态光栅的瞬态响应特性导致的跳模新机理. 实验测量了由腔长快调触发的规则跳模, 获得了跳模规律及成因. 此种跳模发生在调制曲线斜率最大值附近区域, 通常在相邻模式之间出现, 跳模前移频量约为纵模间隔. 在同等调制振幅下, 抽运功率越高, 触发跳模所需的光频调制频率越大, 所需的最小移频量也越大. 实验结果给出了振动和调制条件下激光器稳定工作的条件, 这为设计激光器的隔振封装和确定频率调制工作模式下的调制范围提供了实验依据.

**关键词:** 光纤激光器, 跳模, 饱和吸收, 动态光栅,

**PACS:** 42.55.Wd, 42.79.Dj, 42.50.Md, 42.62.-b

**DOI:** 10.7498/aps.63.134206

## 1 引言

掺铒光纤环形激光器 (erbium-doped fiber ring laser, EDFRL) 可用于产生高质量的单纵模 (SLM) 激光, 具有高功率、超窄带宽、低噪声、容易实现大范围调谐和高速调制等优良特性, 在相干光通信, 光传感、激光雷达、激光光谱学以及微波光子学等领域具有广泛的应用前景<sup>[1-7]</sup>. 虽然EDFRL具有诸多优点, 但容易出现跳模这一缺点也限制了它进一步走向应用. 为解决跳模问题, 目前人们已提出多种方案, 其中引入饱和吸收动态光栅 (saturable absorber dynamic grating, SADG) 抑制跳模是一种较好的方法<sup>[1-7]</sup>. 它的典型结构是在环形激光腔内的反馈支路中插入一段未抽运的掺铒光纤 (erbium-doped fiber, EDF) 作为饱和吸收体, 入射光和反馈光在饱和吸收体中形成稳定驻波, 通过饱和吸收效应产生复折射率空间调制的光栅<sup>[2,8,9]</sup>. SADG是起振模式诱导形成的, 它的中心频率自动

跟踪激光波长, 可始终保持起振模式具有最低损耗<sup>[1,2]</sup>. 另一方面, SADG长达米量级, 光学滤波带宽仅为MHz量级, 与环形腔纵模间隔可比拟<sup>[10]</sup>. 通过以上特性, SADG在理论上可抑制所有的非起振模式, 保证激光器始终运转在单纵模状态. 然而, 在实际应用中, 带有SADG的EDFRL虽然极大地降低了跳模概率, 但仍无法完全避免跳模的产生<sup>[1-4,11-19]</sup>.

跳模是一种常见的激光非稳定现象, 既是人们面临的技术挑战, 也是激光物理中的基础问题. 根据跳模机理的不同, 可分为由噪声源诱导的随机跳模<sup>[20-22]</sup>、非线性动力学导致的自发跳模<sup>[23,24]</sup>和参数扰动触发的受控跳模<sup>[25-27]</sup>. 对于单模激光器, 更容易出现的是受控跳模, 它由参数扰动改变纵模间的增益损耗关系而触发, 如外光反馈触发跳模<sup>[26,28]</sup>、半导体激光器中抽运调制触发跳模<sup>[27]</sup>等.

在EDFRL中引入SADG为产生受控跳模提供了新的机理. SADG虽然可自适应地实时调整原环形腔中增益损耗关系来保证单模振荡条件, 但由

\* 国家自然科学基金 (批准号:60908004, 11274384) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: [hbpanpan@gmail.com](mailto:hbpanpan@gmail.com)

于它的瞬态特性, 自适应仅在腔长慢变条件下才能发生. 在实际应用过程中, 或存在环境噪声向激光腔的耦合, 或需要施加人为的调制, 腔长的快速抖动是难以完全避免的. 明确在何种腔长抖动参数下激光器将触发不稳定性是激光器设计中的重要问题, 然而, 对于这一问题目前尚无定量和系统的研究.

本文报道一种由于 SADG 瞬态特性引发的受控跳模现象, 并系统研究其跳模规律. 当激光腔长发生快速变化使得起振模式光频快速漂移时, 根据有光注入时铒离子的响应时间  $\tau_g$  (百微秒量级), SADG 因无法即时跟随快速光频变化而在  $\tau_g$  时间内衰减这一频率失谐的光场 [29-31]. 如此, 起振模式将比边模经历更高的损耗, 触发一次跳模事件. 我们将通过实验定量测量这一跳模机理的相关规律, 为激光器的稳定性设计提供参考.

## 2 实验装置

测量结构如图 1 所示. 待测光源为带有一段未抽运掺铒光纤作为饱和吸收体的 SLM-EDFRL, 它采用全保偏结构以抑制偏振串扰, 并保证腔内仅存在沿保偏光纤一个主轴方向的偏振激光. 一个出射波长为 980 nm 的 DFB 激光器通过 980/1550 波分复用器 (WDM) 为长度为 4 m 的保偏掺铒光纤

(Coractive ER-25-05-PM) 提供抽运, 为激光形成提供增益. 偏振相关的环形器 (CIR) 既保证了光在腔内的单向传输, 也保证了光场的单偏振状态. 一段 2 m 长的未抽运 PM EDF (Fujikura, 1553 nm 处吸收系数  $\sim 2.3$  dB/m) 被用作饱和吸收体. 入射光场通过饱和吸收体后被熔接在尾部的光纤布拉格光栅 (FBG) 所反射, 反射光与入射光在饱和吸收体中形成驻波, 通过饱和吸收效应在其中产生了作为选频元件与线宽压缩装置的 SADG. 增益掺铒光纤被缠绕在压电陶瓷 (PZT) 环上, 用以引入腔长调制. 绕制时保偏光纤的一个主轴与 PZT 表面保持平行, 以避免调制时引入的偏振串扰. 激光从保偏定向耦合器的 1 个端口输出, 剩余光留在腔内运行. 在实验中, 输出耦合器可置于环形器之前或之后, 二者具有不同的稳定性和噪声特性. 耦合器与 FBG 的输出光纤都连接隔离度大于 60 dB 的双级隔离器以避免外腔反馈. 激光器等效腔长约为 15.5 m, 对应纵模间隔约为 12.9 MHz. 通过良好的封装, 自发跳模被抑制, 稳定的单纵模运转通过观察由 FP 扫描频谱仪测得的纵模结构得到证实. 激光抽运阈值  $P_{th}^p$  为 18 mW, 当抽运功率  $P^p$  固定为 56 mW 时输出功率为 1.5 mW. 在后文中, 我们采用归一化抽运参数, 即  $\Lambda = P^p/P_{th}^p$ . 1 kHz 处相对频率噪声为  $-105$  dB/ $\sqrt{\text{Hz}}$ , 测得线宽小于 1.3 kHz.

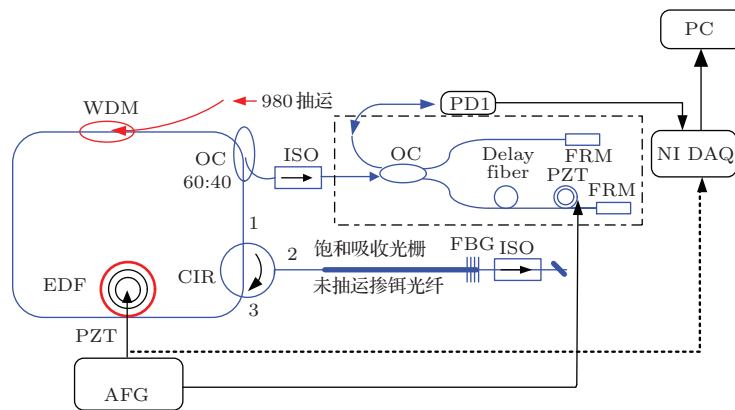


图 1 测量装置示意图 (WDM: 波分复用器; EDF: 掺铒光纤; PZT: 压电陶瓷; AFG: 模拟函数发生器; OC: 光耦合器; CIR: 光环形器; ISO: 隔离器; FRM: 法拉第旋镜; PD: 光电探测器; DAQ: 数据采集卡; FBG: 光纤光栅)

明确跳模的类别以及探明不同类型跳模的产生机理是对激光器进行优化设计以抑制跳模的前提. 之前的研究表明, 除了抽运功率对激光稳定性的基础性影响外, 腔长变化也是影响激光器稳定性和触发跳模的关键因素 [32]. 下面的实验将集中探讨腔长快速扰动下激光系统失稳规律.

跳模的实时检测使用我们之前提出的干涉仪

相位解调法进行 [33-35]. 激光器的出射光场注入到光程差 (OPD) 为 1.5 m 的迈克尔逊干涉仪, 通过检测干涉仪的输出, 可将跳模导致的频率跳变转化为干涉仪的相位突变 [33-35]. 采用相位产生载波 (PGC) 技术可将实时解调出连续的频率漂移, 并识别出模式跳变. 为引入 PGC 外调制, 将调制频率 12.5 kHz, 幅度为 7.8 V 的正弦信号加载在干涉仪

一臂中的PZT上. 如此, 频率变化  $\Delta\nu_h$  导致的相位变化  $\Delta\Phi$  满足 [33–35]

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi nl}{C} \Delta\nu_h, \quad (1)$$

这里  $C$  为真空中光速,  $nl$  为干涉仪的OPD. 连续腔长调制导致的连续频率调制产生无间断的相位纹波, 而跳模导致的离散的频率跳变也转化为相位的离散跳变.

为在实验中模拟外部信号驱动腔长下使得光频产生快速漂移的过程, 对腔内相位调制器施加高电压调制信号. 由于突变信号作用于腔长上也会产生光频率跳变, 这将给跳模判断带来困难, 在信号选择上需要避免非连续及非平滑的调制波形, 因此我们采用正弦波作为腔长驱动信号.

假设在正弦腔长调制下激光中心频率  $\nu$  按下式变化:

$$\nu = \nu_0 + \Delta f_m \cos(\omega_m t), \quad (2)$$

式中,  $\nu_0$  为未调制时激光输出频率,  $\Delta f_m$  为频率调制的振幅,  $\omega_m$  为频率调制的频率,  $\omega_m = 2\pi f_m$ . 则频率调制的速率可写为

$$\dot{\nu} = -\omega_m \Delta f_m \sin(\omega_m t). \quad (3)$$

### 3 实验结果

#### 3.1 不同调制频率下的跳模规律测试

激光器腔长发生快速漂移时, 由于激光腔往返时间远小于粒子寿命, 激光振荡可及时跟随腔的变化满足新的自洽条件, 形成的激光频率也随之发生快速移动. 根据掺铒离子的瞬态特性, SADG在快速的移频时间跨度内等效于固定光栅, 其中心频率不跟随激光频率的变化 [29–31]. 起振模式频率与SADG通光带宽的中心频率发生失配, 导致当前模式损耗增大. 而临近模式向SADG通光带宽内移动, 导致损耗减小. 若当前模式的损耗增大到大于临近模式的损耗, 则触发一次由当前模式向临近模式的跳模. 这一物理图像是清晰的, 要触发跳模, 首先需要光频以一定速率移动足够的频率范围, 这一频率范围通常会小于SADG的零点半带宽. 另一方面, 需要确定的重要问题是光频移动速率大于多少可触发跳模, 以下实验将重点回答这一问题.

固定腔长调制的振幅, 使得光频移动范围足够大, 然后逐步增大调制频率, 可直接测量不同调制频率下激光器的模式稳定性, 进而得到触发跳模时的腔长调制阈值频率. 根据之前的研究结果,

SADG的反射谱特性受抽运功率和激光腔结构的影响 [36–38]. 在实用激光功率范围内, 抽运功率越高, 注入SADG的激光功率越大, SADG的边模抑制比越低, 腔长快调越不容易触发跳模 [30]. 在激光器结构方面, 同等抽运条件下输出耦合器置于环形器之前比置于环形器之后具有更高的SADG边模抑制比 [37]. 由于输出耦合器后置式结构在高功率下更难保证稳定的单纵模振荡, 为在较宽范围内比较不同抽运功率下的结果, 我们将输出耦合器放置在环形器之前, 且输出比例为60%. 这种结构下激光器可在更宽的抽运参数范围内运行在稳定的单纵模区.

图2为固定抽运参数  $A$  为3.7, 腔长调制电压为60 V时, 不同腔长调制频率下干涉仪相位解调的输出结果, 腔长调制频率范围从5 Hz到60 Hz. 在较低调制频率时, 激光器纵模序数保持不变, 但光频移动, 非平衡干涉仪输出连续的相位波动信号, 如图2(a), (b)所示. 此时虽然腔长上施加了大幅度的驱动信号, 使得起振激光频率随之漂移, 但漂移速率较慢, 动态光栅的中心频率尚能跟随光频移动. 当腔长调制频率高于15 Hz时, 在腔长调制信号的上升段与下降段分别出现了两次相位跳变, 对应于两次跳模. 这两次跳模也可从光强信号的突然抬升得到印证(图2(c)). 之后, 随着调制频率的进一步增加, 跳模次数也增加了(图2(d)–(f)).

采用以上方法对不同抽运功率下腔长快速调制触发跳模进行重复测量, 并统计不同调制频率下的半个调制周期内的跳模次数, 结果如图3所示. 可见, 对同一抽运参数, 固定腔长调制幅度而增加调制频率, 激光器将从无跳模状态进入触发跳模状态, 且跳模次数随调制频率增加而增加. 这是因为频率调制的移频范围足够大, 跨过了多个触发跳模所需要的最小移频量, 从而连续触发多次跳模. 当调制频率进一步增大时, 移频范围内所覆盖的最小移频量达到极大, 此时跳模次数也随之饱和, 而不会增加. 图3中这一规律对于高抽运参数(5.62和4.66)尤为明显, 对于低的抽运参数(3.70和2.74)仍可看出大致的规律, 但曲线存在起伏. 这是因为当抽运参数较高时, SADG瞬态反射谱的边模抑制比降低, 腔长快调时当前模式经历的损耗增加不大, 激光器不容易响应快速调制发生跳模; 但较低的边模抑制比又降低了激光器整体的稳定性, 此时对于腔长慢漂导致的跳模抑制作用降低, 从而引入其他因素导致的跳模, 破坏了腔长快调跳模的规律性.

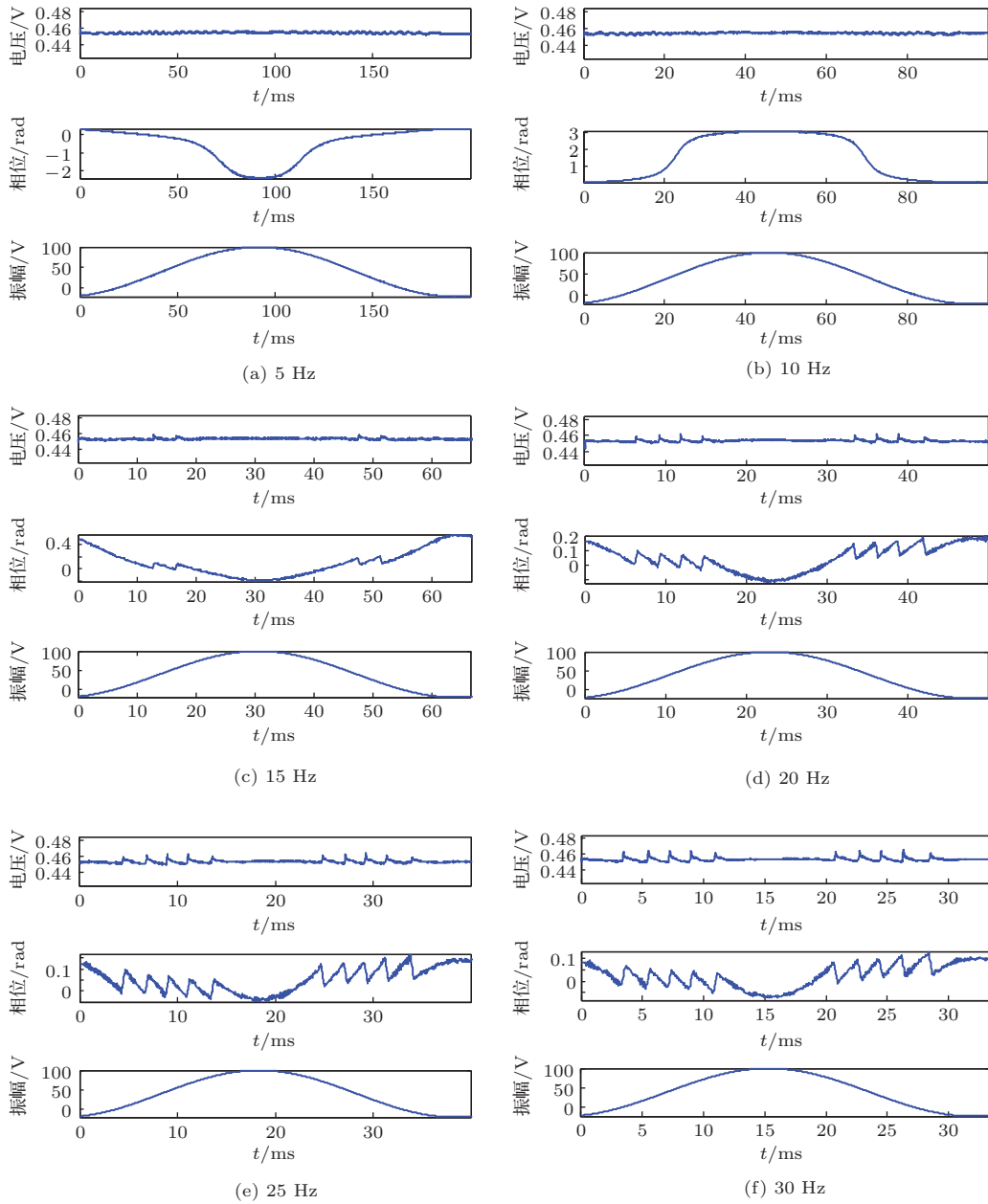


图2 调制振幅为60 V时不同调制频率下干涉仪相位响应(每一幅图中从上到下的三组曲线依次是激光器输出光强响应电压信号、干涉仪相位响应信号以及腔长调制电压振幅信号)

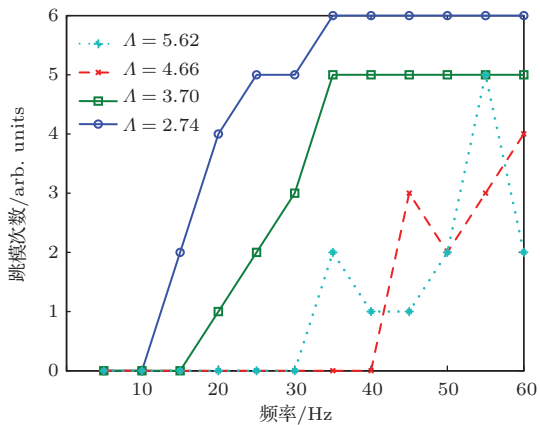


图3 不同抽运功率时单个驱动信号周期内跳模次数随调制频率变化规律

不同抽运功率下激光器对同一调制信号响应不同. 首先, 触发跳模的调制频率阈值随抽运功率的提高而增加, 这意味着较高的抽运功率下 SADG 具有较低的瞬态边模抑制比, 从而降低了激光器对腔长快速抖动的敏感性. 其次, 大的调制频率时饱和跳模次数随抽运功率增加而减少, 这同样是由高的抽运功率时 SADG 瞬态边模抑制比降低导致, 此时同等程度的频率漂移在当前起振模式上产生的损耗减小, 要触发跳模需要更多的移频量. 触发跳模所需的最小移频量增大, 而频率调制幅度不变, 总的跳模次数就会降低.



### 3.2 不同调制振幅下的跳模规律测试

在测得明确的跳模次数受腔长调制频率控制的规律基础上, 我们可进一步研究腔长调制幅度对跳模次数的影响. 腔长调制振幅对跳模的影响规律包含光频漂移范围和漂移速率两个方面. 由(2)和(3)式易知, 当固定腔长调制频率而增大腔长调制振幅时, 光频移动的范围增大, 光频调制的速率也会增加. 这一特点增大了研究的难度, 因为频率调制振幅的增大和频率变化速率的增大共同决定了跳模规律. 为获得更多的跳模信息, 我们采用了干涉仪相位解调法. 根据(1)式的相位频率对应关系, 在实验中我们可精确测量跳模前后的移频信号, 这为获取跳模事件的细节信息, 分析跳模的触发因素提供了新的手段.

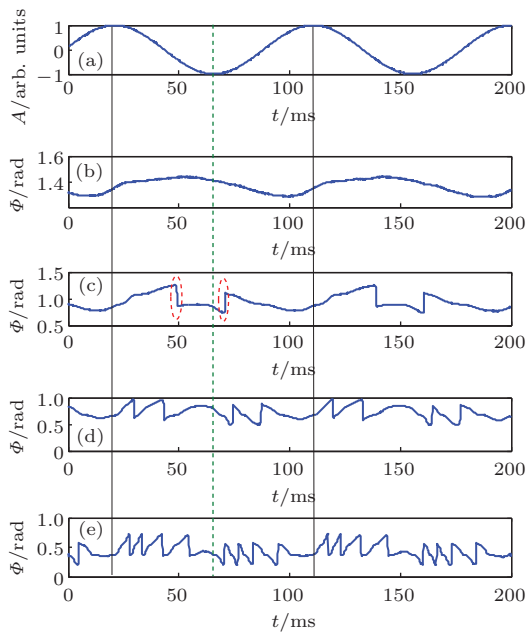


图4 腔长慢调下干涉仪相位响应 (a)腔长调制的幅度归一化波形; (b)—(e)腔长调制电压分别为9 V, 17 V, 25 V和33 V

首先研究了跳模次数随调制幅度的变化关系. 在激光腔内的PZT上加载频率为11 Hz, 幅度从0 V到40 V不等的正弦波信号, 在增大调制振幅时出现了规则的跳模信号, 且跳模明显由调制信号触发产生, 如图4和图5中所示. 图4(a)为归一化的腔长调制波形, 在调制振幅较低时, 可观察到与调制信号同周期的相位波形, 如图4(b)所示. 当调制振幅增加时, 出现了规律明显的受控跳模信号, 如图4(c)—(e)所示. 在图4(c)中, 可清楚地看到调制波形的一个周期内出现了两次跳模, 一次位于调制曲线下降段, 另一次位于上升段.

通过分析这两次跳模事件的细节, 发现它们具有近似相等的相位跳变绝对值, 但相位跳变方向相反. 这意味着振荡模式在下降段首先跳到另一模式, 然后在上升段跳回初始模式. 相位跳变值约为 $\sim 0.39$  rad, 对应频率跳变量为12.7 MHz. 这一数值接近纵模间隔12.9 MHz, 可认为跳模发生在相邻模式间. 注意到在上升段与下降段的跳模阈值是不同的, 这实际上表明了激光器输出模式受腔长调制的双稳态现象.

当调制幅度增加时跳模数目进一步增加, 如图4(d)和(e)所示. 当调制幅度为16.8 V和32.8 V时一个调制周期中分别出现了四次和八次跳模. 这些重复出现的跳模也非常有规律. 在调制曲线下降段, 在一次跳模事件之后, 新的跳模在新模式移动到上一次的跳模发生频率处被触发, 反过来也一样. 相邻两次跳模间的频率移动约为12.7 MHz, 对应于腔长移动 $0.65 \lambda_0$ . 以上定量的测量表明, 在腔长快速调制条件下, 触发的跳模往往发生在相邻的两个模式间, 且跳模前所移动的频率范围接近纵模间隔.

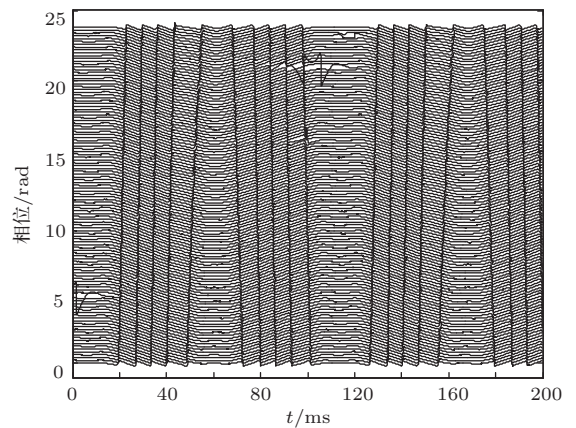


图5 调制振幅为33 V时长时间跳模测试数据

对这一具有明显规律性的触发跳模现象, 需要明确的是跳模是在一定的调制信号幅度下触发还是在一定的调制信号斜率下触发. 后者是本文所讨论的跳模现象的典型特征, 它十分确定地取决于SADG的特征时间. 当跳模是由确定的调制电压触发时, 往往是由腔内的微弱反射导致, 它将具有不同的特点, 如跳模触发位置将随着腔长的慢漂而出现漂移[38].

区分这两类跳模的一种方法是进行长时间测量, 若跳模位置随时间出现显著漂移, 那么可以确定跳模是在固定的腔长位置处触发, 此时跳模位置

是随着腔长的漂移而移动<sup>[38]</sup>. 反之, 则可确定跳模是由于快速的频率漂移所导致, 因为跳模将首先出现在调制曲线具有最大斜率的附近范围. 这一测试结果在图 5 中给出, 测试中腔长调制电压为 33 V, 调制频率为 11 Hz, 每组测试曲线间隔约 1 s, 并相对于上一组曲线以 1 rad 的偏置画出. 十分明显, 这些跳模事件的位置基本锁定在调制曲线固定斜率处, 这不同于腔长慢漂触发跳模时跳模位置随时间发生显著变化的现象.

### 4 讨论

以上实验规律直接来源于动态光栅的瞬态响应特性. 提高注入光功率可在动态光栅上产生两个效果: 1) 降低 SADG 的特征响应时间  $\tau_g$ ; 2) 降低 SADG 的边模抑制比<sup>[30]</sup>. 在同等光频率调制速率和幅度下, 它们都能降低光频率调制时光场所经历的损耗, 从而提高跳模阈值. 例如, 更短的响应时间  $\tau_g$  意味着形成动态光栅的粒子数空间分布能够更快的跟随驻波场空间周期的变化, 而减小的边模抑制比使得频率漂移将经历更小的损耗增加值. 为方便理解, 下面我们定性分析注入功率的提高对触发阈值的影响.

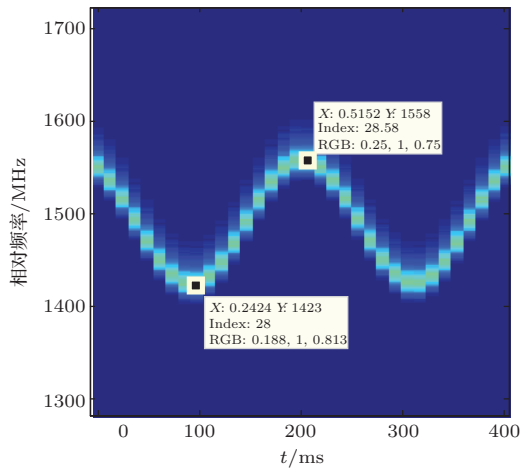


图 6 激光器单纵模工作时在正弦波腔长调制信号下激光频率的漂移, 调制频率为 5 Hz, 振幅为 60 V

首先使用 F-P 扫描干涉仪测量了激光器未发生跳模时在频率为 5 Hz, 振幅为 60 V 腔长调制正弦信号下激光频率的漂移, 结果如图 6 所示. 在这一腔长驱动信号下, 激光频率以周期为 200 ms, 峰峰值为 135 MHz 进行正弦波动, 对不同频率的驱动信号进行测试表明, 频率漂移的振幅基本保持一致.

对光频进行正弦调制时, 光频变化速率最大处将最容易触发跳模, 图 7 给出了实验测得的跳模位置, 显然跳模发生在靠近但并非严格等于光频变化速率最大值处, 因为光频需要一定的时间产生足够偏离量. 根据 (3) 式, 容易写出最大的光频漂移速率为

$$\dot{\nu}_{\max} = \omega_m \Delta f_m. \quad (4)$$

频率调制振幅越大, 调制频率越快, 越容易触发跳模. 但具有一定的光频漂移速率并不一定将触发跳模, 光场频率必须在动态光栅的响应时间内产生足够的偏移量, 才能增大当前模式的损耗, 即

$$\dot{\nu}_{\max} \tau_g \geq \varepsilon \frac{\Delta \nu_g}{2}, \quad (5)$$

式中  $\Delta \nu_g$  是 SADG 的零点带宽, 当光频偏移等于零点半带宽时即可达到损耗最大下降. 触发跳模所需要的偏移量通常小于零点半带宽, 这里引入比例系数  $\varepsilon$ , 它取决于激光器的参数, 即频率漂移使得边模瞬时损耗小于主模瞬时损耗. 这样, 可以写出触发跳模所需的最小频率漂移速率  $\nu_{\max} \geq \varepsilon \Delta \nu_g / 2 \tau_g$ . 当饱和吸收体长度一定时, SADG 带宽一定. 而  $\tau_g$  取决于 SADG 的注入光功率  $P_{in}$ . 在实验中, 移频范围  $\Delta f_m = 67.5$  MHz, 实测得到的跳模前移频量  $\varepsilon \Delta \nu_g / 2$  约为 12.7 MHz, 恰好可得到饱和情况下最大跳模次数约为 5 次, 与实验值接近.

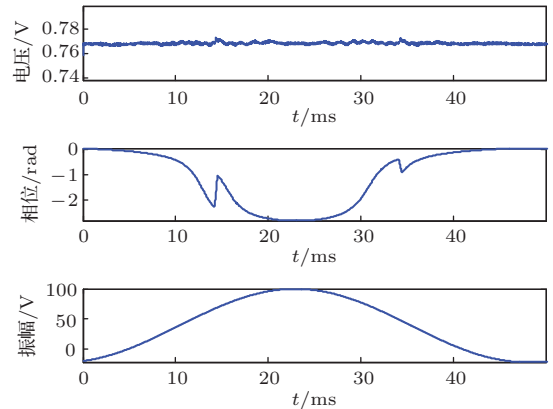


图 7 正弦波腔长调制信号下干涉仪解调相位信号, 调制频率为 20 Hz, 振幅为 60V

图 8 (a) 为实测不同抽运功率下向未抽运掺铟光纤饱和光功率归一化的注入光功率值和取  $\varepsilon = 1$ ,  $\Delta \nu_g / 2 = 30$  MHz 时, 计算得到的不同抽运功率下触发跳模的最小漂移速率. 当取  $\varepsilon = 0.3$  时, 我们同时画出由 (5) 式确定的不同调制频率下最大光频漂移速率与不同抽运功率时的触发跳模光频漂移速率, 如图 8 (b) 所示, 可见, 随抽运功率的增加, 触发

跳模的最大调制频率也随之增加,这与实验结果定性一致.当然,当抽运功率较高时理论给出的触发阈值小于实验阈值,这是因为这里仅考虑了响应时间 $\tau_g$ 一个参数.在注入功率增加时SADG的边模抑制比随之下降,触发跳模所需的频率偏移量要大于低注入功率,即高功率时 $\varepsilon$ 需要取得更大.更加准确的计算 $\varepsilon$ 需要更加复杂的激光器理论,在这里不进行讨论.

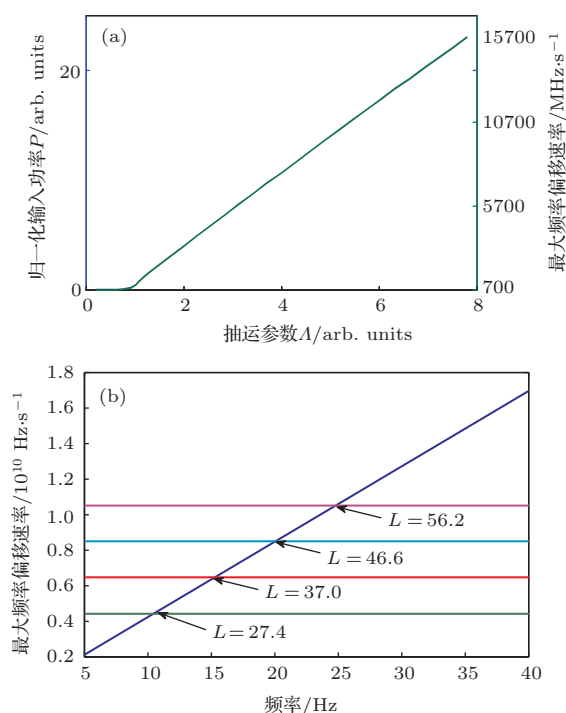


图8 不同抽运参数下的SADG注入光功率及可触发跳模的最大光频漂移速率 (a)不同抽运功率下的注入光功率值和触发跳模最小漂移速率;(b)不同调制频率下最小光频漂移速率与不同抽运功率时的触发跳模光频漂移速率

## 5 结 论

对腔长快调触发跳模现象及其规律进行了实验研究.腔长快调触发跳模来源于SADG的瞬态响应特性,即SADG的形成和破坏都需要一段特征时间.当光频率以一定速率漂移足够的偏离量,使得当前模式瞬时损耗大于其临近边模,此时将触发跳模.此种跳模通常发生在相邻模式之间,跳模前移频量接近纵模间隔,跳模的位置靠近在调制曲线斜率最大值.在同等调制振幅下,抽运功率越高,触发跳模所需的光频调制频率越大,所需的最小移频量也越大.以上实验规律符合SADG瞬态特性触发跳模模型的推断.本实验结果给出了腔长调制下无跳模工作的条件,这为设计激光器的隔振封装和确定频率调制工作模式下的调制范围提供了实

验依据.

## 参考文献

- [1] Cheng Y, Kringlebotn J T, Loh W H, Laming R I, Payne D N 1995 *Opt. Lett.* **20** 875
- [2] Meng Z, Stewart G, Whitenett G 2006 *J. Lightwave Technol.* **24** 2179
- [3] Zhang K, Kang J U 2008 *Opt. Express* **16** 14173
- [4] Kang M S, Lee M S, Yong J C, Kim B Y 2006 *J. Lightwave Technol.* **24** 1812
- [5] Liu J, Yao J, Yao J, Yeap T H 2004 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **16** 1020
- [6] Libatique N J C, Wang L, Jain R K 2002 *Opt. Express* **25** 1503
- [7] Song Y W, Havstad S A, Starodubov D, Xie Y, Willner A E, Feinberg J 2001 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **13** 1167
- [8] Yu B L, Qian J R, Luo J T, Sun Z P, Yang L H 2001 *Chinese J. Quantum Elect* **18** 345 (in Chinese) [俞本立, 钱景仁, 罗家童, 孙志培, 杨瀛海 2001 量子电子学报 **18** 345]
- [9] Frisken S J 1992 *Opt. Lett.* **17** 1776
- [10] Feuer M D 1998 *IEEE Photonic Tech. L.* **10** 1587
- [11] Frisken S J 1992 *Opt. Lett.* **17** 1776
- [12] Horowitz M, Daisy R, Fischer B, Zyskind J L 1994 *Opt. Lett.* **19** 1406
- [13] Pan S, Yao J 2009 *Opt. Express* **17** 5414
- [14] Sun J, Yuan X, Zhang X, Huang D 2007 *Opt. Commun.* **231**
- [15] Meng Z, Hu Z, Hu Y, Xiong S, Cao C 2007 *Fast-turning narrow-linewidth all polarization maintaining fiber ring laser: Laser Source Technology for Defense and Security III*, Proc. of SPIE[Z]. 2007: 6552
- [16] Wu B, Liu Y Z, Liu S, Zhang Q S 2007 *J. Optoelectronics. Laser* **7** 770 (in Chinese) [伍波, 刘永智, 刘爽, 张谦述, 代志勇 2007 光电子 **7** 770]
- [17] He X, Fang X, Liao C, Wang D N, Sun J 2009 *Opt Express* **17** 21773
- [18] Y W Song S M I S, Y Xie, A E Willner, Feinberg J 2001 *IEEE Photonic Tech. L.* **13** 2001
- [19] Chien H, Yeh C, Lee C, Chi S 2005 *Opt. Commun.* **250** 163
- [20] Ohtsu M, Teramachi Y, Otsuka Y, Osaki A 1986 *IEEE J. Quantum. Elect.* **22** 535
- [21] Willemssen M B, Khalid M U F, van Exter M P, Woerdman J P 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4815
- [22] Beri S, Gelens L, Mestre M, Van der Sande G, Verschaffelt G, Scir A, Mezosi G, Sorel M, Danckaert J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 93903
- [23] Otsuka K 2001 *Nonlinear dynamics in Optical complex system*. Boston: Kluwer Academic Publishers
- [24] Virte M, Panajotov K, Thienpont H, Sciamanna M 2013 *Nat. Photonics* **7** 60
- [25] Lang R, Kobayashi K 1980 *IEEE J. Quantum. Elect.* **16** 347

- [26] Heumier T A, Carlsten J L 1993 *IEEE J. Quantum. Elect.* **25** 2756
- [27] Sato T, Yamaoto F, Tsuji K, Takesue H, Horiguchi T 2002 *IEEE Photonics Technology Letters* **14** 1001
- [28] Tan Y D, Zhang S L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2124 (in Chinese)[谈宜东, 张书练 2007 物理学报 **56** 2124]
- [29] Stepanov S, Cota F P 2007 *Opt. Lett.* **32** 2532
- [30] Xu P, Hu Z, Jiang N, Ma L, Hu Y 2012 *Opt. Lett.* **37** 1992
- [31] Xu P, Hu Z L, Ma M X, Jiang N, Hu Y M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 174208 (in Chinese)[徐攀, 胡正良, 马明祥, 姜暖, 胡永明 2012 物理学报 **61** 174208]
- [32] Ma M X, Yang H Y, Xu P, Hu Z L, Hu Y M 2012 *Acta Opt. Sin.* **32** 314002 (in Chinese) [马明祥, 杨华勇, 徐攀, 胡正良, 胡永明 2012 光学学报 **32** 314002]
- [33] Ma M X, Xu P, Wang W, Hu Y M 2012 *Chinese J. Lasers* **39** 602013 (in Chinese) [马明祥, 胡正良, 徐攀, 王伟, 胡永明 2012 中国激光 **39** 602013]
- [34] Ma M, Hu Z, Xu P, Wang W, Hu Y 2012 *Appl. Optics* **51** 7420
- [35] Ma M, Hu Z, Xu P, Hu Y 2011 *Induced mode hopping phenomenon via resonant cavity disturbances in ultra-narrow linewidth erbium-doped fiber ring lasers* Beijing: SPIE 2011
- [36] Xu P, Hu Z L, Ma M X, Jiang N, Hu Y M 2012 *Acta Opt. Sin.* **32** 814001 (in Chinese) [徐攀, 胡正良, 马明祥, 姜暖, 胡永明 2012 光学学报 **32** 814001]
- [37] Xu P, Hu Z L, Ma M X, Jiang N, Hu Y M 2013 *Acta Opt. Sin.* **33** 120860 (in Chinese) [徐攀, 胡正良, 马明祥, 姜暖, 胡永明 2013 光学学报 **33** 120860]
- [38] Xu P, Hu Z, Ma M, Jiang N, Hu Y 2013 *Optics & Laser Technology* **49** 33

## Experimental study on mode hopping triggered by transient characteristics of saturable absorber gratings in Er-doped fiber ring lasers\*

Xiong Shui-Dong Xu Pan<sup>†</sup> Ma Ming-Xiang Hu Zheng-Liang Hu Yong-Ming

(School of Optoelectronic Science and Technology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

( Received 23 December 2013; revised manuscript received 7 February 2014 )

### Abstract

It is preferred to insert a saturable absorber grating in Er-doped fiber ring lasers for obtaining a stable single-longitudinal-mode laser operation; however, mode hopping is hardly avoided in various applications. A new mode hopping mechanism is found by utilizing the interferometric phase-demodulation method to transfer the optical frequency hops to the phase changes in real time. The regular mode hops triggered by fast cavity-length modulation are measured, and the characteristics and the origin of the mode hopping are obtained. Experimental results show that this kind of mode hopping, usually occurring between two neighboring longitudinal modes, may appear near the maximum slope of the modulation curve, and the laser frequency with shift about the space of the longitudinal modes before mode hopping. In addition, both the threshold frequency of the optical frequency modulation and the minimal frequency shift, which can triggered a mode hop, increase with the pump power at the same modulation amplitude. These experimental results can provide the stable operation condition if vibration or modulation exists, and they are helpful for optimal designing of the isolated assemblage or determining the operation range under the modulation condition.

**Keywords:** fiber laser, mode hopping, saturable absorber, dynamical gratings

**PACS:** 42.55.Wd, 42.79.Dj, 42.50.Md, 42.62.-b

**DOI:** 10.7498/aps.63.134206

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60908004, 11274384).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [hbpanpan@gmail.com](mailto:hbpanpan@gmail.com)