

膜片封装下光纤激光水听器的低频动态响应

宋文章^{1,2}, 唐波³, 黄俊斌¹, 顾宏灿^{1*}, 周璇¹, 庞彦东¹, 汪云云¹, 赵宏琳¹¹海军工程大学兵器工程学院, 湖北 武汉 430033;²中国人民解放军 91388 部队, 广东 湛江 524002;³中国人民解放军 92578 部队, 北京 100161

摘要 为了探究膜片封装光纤激光水听器中光纤激光器产生弯曲振动的机理,首先基于梁的横向振动理论建立了光纤激光器弯曲振动模型,之后根据实际的封装结构进行了有限元仿真,分析了光纤激光器的固有频率与光纤激光水听器频响之间的定量关系,最后批量封装了光纤激光水听器,进行实验验证。仿真及实验结果表明:光纤激光器两端采用一体化硬固定方式易使光纤激光器发生弯曲振动;当光纤激光器的一阶固有频率落在工作频段内时,在谐振峰附近,光纤激光器的中心波长发生非均匀漂移,此时在远离谐振峰的频段内,水听器频响的平均值约为-135 dB,谐振峰值约为-125 dB。本研究为光纤激光水听器封装工艺的后续改进提供了参考。

关键词 光纤光学;膜片封装结构;弯曲振动;光纤激光水听器;预应力

中图分类号 TN253

文献标志码 A

doi: 10.3788/CJL202249.0706005

1 引言

光纤激光器具有高激光功率输出、窄线宽、谐振腔长度短等特点,通常通过增敏封装设计成细长的圆柱结构,直径仅为 8 mm 左右,特别适合搭载在小型水下移动平台上,通过实时自主解调便可实现无人值守的水声探测^[1],因此成为光纤传感和水声工程领域交叉研究的热点^[2]。当光纤激光水听器采用轴向拉伸式封装增敏时,光纤激光器是其核心传感器件。光纤激光器为弦结构,两端由增敏元件固定;在外界声场作用下,光纤激光器易发生弯曲振动,导致光纤光栅中心波长的漂移不均匀,进而使得水听器的频响大幅波动。早在 2003 年, Tikhomirov 等^[3]就指出声波引起的光纤弯曲是光纤激光器响应的主要干扰,并在空气环境下对其理论进行了初步的实验验证。谭波等^[4]利用两端夹持夹具固定光纤激光器,对光纤激光器弯曲振动的产生机理进行了初步的理论与实验研究,但他们并未考虑具体封装结构下,光纤激光器弯曲振动的产生机理;李东明^[5]

对膜片增敏式光纤激光水听器进行了理论与实验分析,但他在有限元仿真中忽略了光纤特性对结构的影响;唐波等^[6]分析了膜片封装条件下,光纤激光器的预应力对水听器频响的影响,但他们并未考虑光纤激光器固有频率与水听器响应之间的定量关系;张海岩等^[7]利用棒的纵振动模型分析了光纤激光器封装后的整体结构,并分析了成阵条件下两端不同约束下棒的纵振动特性,但仅给出了简略的定性描述,并未给出对应的数值解。

在前人研究的基础上,本课题组基于梁的横向振动理论,根据实际封装固定方式设定边界条件,分析了光纤激光器弯曲振动的振型及固有频率;在有限元建模中,考虑到膜片封装中具体结构对光纤激光器的固定作用,分析了不同预应力下,空气介质、水介质中光纤激光器的振型及固有频率,并在流固耦合条件下进行了光纤激光水听器的谐响应分析,同时分析了光纤激光器一阶固有频率落在工作频段内的响应情况;最后,批量封装了不同预应力下的光纤激光水听器,利用振动液柱法对水听器频响进行

收稿日期: 2021-08-09; 修回日期: 2021-09-15; 录用日期: 2021-09-29

基金项目: “十三五”装备预先研究项目

通信作者: *tanktomb@163.com

了测试。仿真及实验结果表明:采用金属膜片封装时,光纤激光器两端采用的一体化硬固定方式,易导致光纤激光器发生弯曲振动;当光纤激光器的一阶固有频率落在工作频段时,在谐振峰附近,光纤激光器的中心波长就会发生非均匀漂移,水听器频响大幅波动。

2 光纤激光器弯曲振动特性的理论模型

应用于拖曳细线阵的光纤激光水听器的设计结构如图 1 所示。光纤激光水听器采用轴对称结构封装,光纤激光器位于开孔的套筒正中,激光器两端利

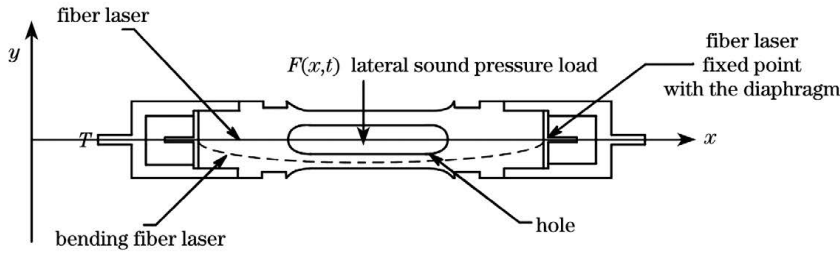


图 1 光纤激光水听器的设计结构及横向受力振动图

Fig. 1 Design structure and transverse vibration diagram of fiber laser hydrophone

在声波通过通孔作用在水听器过程中,光纤激光水听器同时受到轴向和径向的声压载荷;作为轴向拉伸式增敏结构,光纤激光器在轴向单位声压作用下的轴向位移约为 10^{-17} m 量级^[8],分析径向声压振动时可以忽略轴向位移的影响。此时,光纤激光器自身的抗弯刚度是径向弯曲变形的主要影响因素。根据图 1 所示的坐标系,利用梁的横向振动模型对光纤激光器进行建模。在预应力作用下,梁的横向振动微分方程为^[9]

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(EI \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \right) + T \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \rho A \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = F(x, t), \quad (1)$$

式中: EI 为光纤的抗弯刚度,其中光纤弹性模量 $E = 7.5 \times 10^{10}$ Pa,转动惯量 $I = \pi d^4 / 64$; T 为施加的预应力;光纤密度 $\rho = 2700$ kg/m³; A 为光纤横截面积,无涂覆层的裸光纤的直径 $d = 125 \times 10^{-6}$ m; $F(x, t)$ 为横向声压载荷; t 为时间。在自由振动情况下,振动方程的通解为^[9]

$$Y(x) = c_1 \text{sh}(\alpha x) + c_2 \text{ch}(\alpha x) + c_3 \cos(\alpha x) + c_4 \sin(\alpha x), \quad (2)$$

式中:待定常数 c_1, c_2, c_3, c_4 和特征数 α 可由对应的边界条件求解得到。

根据封装光纤激光器两端实际的固定情况设定微分方程的边界条件。忽略轴向位移的影响,固定

用不锈钢 T 字形膜片增敏,并利用环氧树脂一体化固定,在开孔的左右侧进行开槽处理,用于后续拖曳细线阵成缆固定。前期对水听器的各部件进行了优化设计,最终选定的设计参数如下:水听器长度 72 mm,外径 8 mm,膜片直径 6 mm,厚度 0.1 mm。拖曳阵的实际工作频率在 1 kHz 以下,可以确保水听器单元部件的固有频率远大于实际工作频段,避免了谐振引起的水听器的频响在工作范围内波动^[8]。光纤激光器弯曲振动引起的谐振主要发生在低频段,易导致水听器频响大范围波动^[4],故后续重点分析膜片封装下光纤激光器的低频弯曲振动特性。

在套筒端面的膜片对光纤激光器两端点径向位移的约束显然为零。在对水声等微弱信号进行探测时,光纤激光器处于弹性小变形范围,膜片限制了光纤激光器两端点径向的转角范围,故而可以认为光纤激光器的实际约束处于简支边界、固支边界两种极限设定的中间状态。推导简支边界和固支边界,并将其分别代入式(2)中求解,观察两种极限情况下梁模型的振型及固有频率。

在简支边界条件下,梁模型两端的横向位移和弯矩为零,将其代入式(2)求解,则对应的振型函数和特征频率分别为

$$Y(x) = c_i \sin\left(\frac{i\pi x}{l}\right), \quad (3)$$

$$\omega_i = \left(\frac{i\pi}{l}\right)^2 \sqrt{\frac{EI}{\rho A}} \sqrt{1 - \frac{TL^2}{i^2 \pi^2 EI}}, \quad (4)$$

式中: l 为光纤长度; i 表示阶数。

根据结构设计,梁模型对应的光纤长度 $l = 0.048$ m。在固支边界条件下,梁模型两端的横向位移和转角为零,将其代入式(2)求解,则对应的振型函数和特征频率分别为

$$Y(x) = c_j \left\{ \cos(\alpha_j x) - \text{ch}(\alpha_j x) + \frac{\sin(\alpha_j l) + \text{sh}(\alpha_j l)}{\cos(\alpha_j l) - \text{ch}(\alpha_j l)} \times [\sin(\alpha_j x) - \text{sh}(\alpha_j x)] \right\}, \quad (5)$$

$$\omega_j = \left[\frac{(2j+1)\pi/2}{l} \right]^2 \sqrt{\frac{EI}{\rho A}} \sqrt{1 - \frac{Tl^2}{j^2 \pi^2 EI}} \quad (6)$$

在预应力的作用下, 光纤激光器的波长变化量可表示为^[6]

$$T = 0.784EA \frac{\Delta\lambda}{\lambda}, \quad (7)$$

式中: $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ 为光纤激光器的波长变化量。

由于光纤激光器在实际封装过程中需保证张紧状态, 即需要施加一定的预应力, 以提高光纤激光器的抗干扰能力^[6]。对于光纤光栅, 施加预应力的的大小可以通过光谱仪测量的中心波长的变化量确定。当施加的预应力在 200~800 μm 范围内时, 可以获得相对平坦的频响曲线^[8], 而且该预应力还有利于光纤激光水听器后续的波分复用成阵。故在后续的仿真与实验分析中, 施加的预应力均在上述范围。

将上述参数分别代入式(3)~(7), 获得对应的数值解如图 2~5 所示。

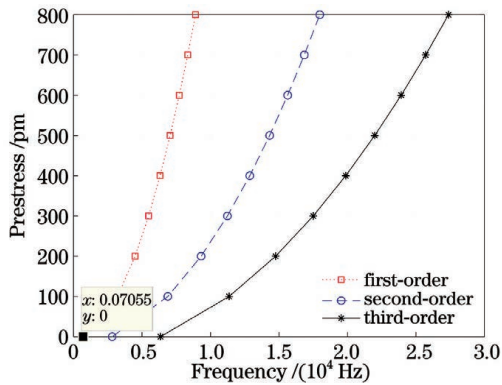


图 2 简支梁模型前三阶固有频率随预应力的变化

Fig. 2 Changes of the first three order natural frequencies of simply supported beam model with prestress

对比图 2 和图 4 可以看出: 光纤两端的封装固定形式对梁模型固有频率的影响较为明显, 在不同的预应力下, 固支梁模型的前三阶固有频率均高于简支梁模型; 随着预应力增大, 两种模型的前三阶固有频率均明显升高。由式(3)所示的简支边界振型和式(6)所示的固支边界振型可知, 预应力的施加不会改变梁模型本身的振型规律。对比图 3 和图 5 所示的不同边界下的振型图可以发现: 在简支边界下, 振动质点符合简谐振动变化, 左右具有对称性; 在固支边界下, 由于两端的转角和位移约束, 振动质点在离开两端约束点后, 其位移由小至大逐渐恢复, 且不完全对称。通过以上分析可以认为, 梁模型两端的简支边界、固支边界作为膜片封装式光纤激光水听器实际固定约束的两种极限简化假设, 可以在一定

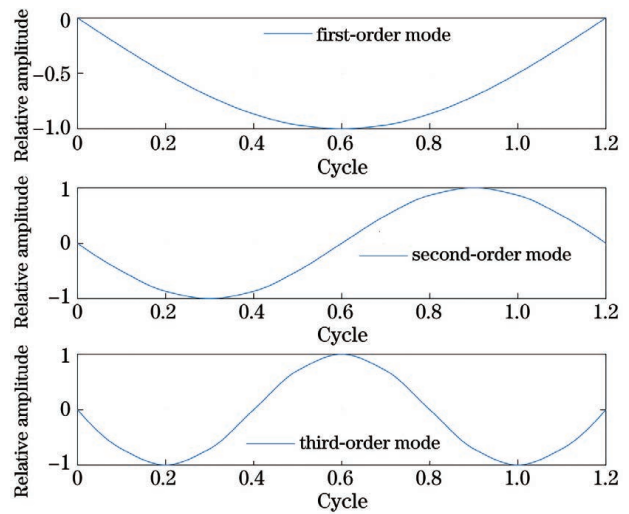


图 3 简支梁模型的前三阶振型

Fig. 3 First three order modes of simply supported beam model

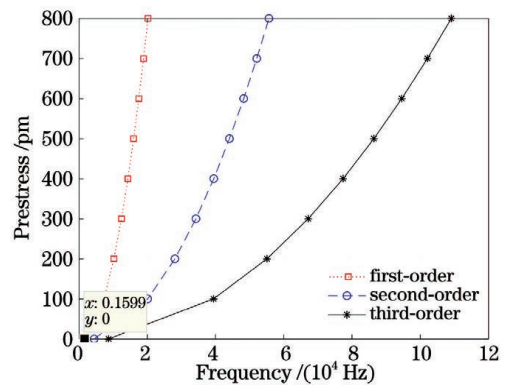


图 4 固支梁模型前三阶固有频率随预应力的变化

Fig. 4 Changes of the first three order natural frequencies of clamped beam model with prestress

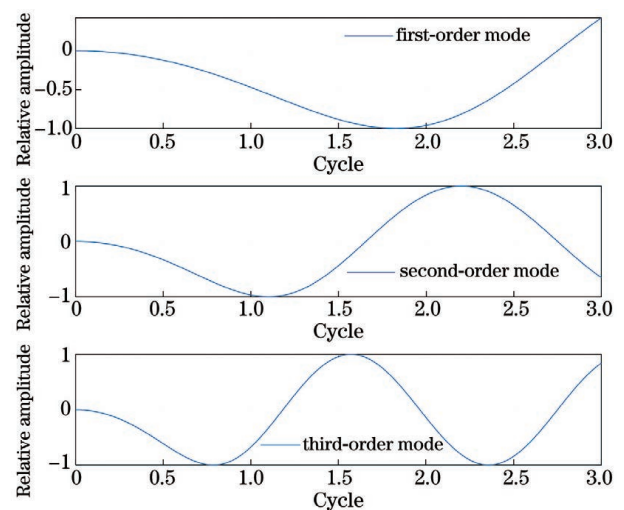


图 5 固支梁模型的前三阶振型

Fig. 5 First three order modes of clamped beam model
程度上反映光纤激光器的弯曲振动规律。接下来利

用有限元法对实际封装结构中光纤激光器的动态响应特性进行仿真。

3 膜片封装下光纤激光水听器的有限元分析

3.1 固有频率分析

根据图 1 所示的光纤激光水听器的设计结构建立有限元仿真模型,考虑到固支边界下光纤梁模型的弯曲存在一定程度的两端不对称,建模时保留仿真结构的左右两端,建立 1/2 实体计算模型,并在中心切面加入对称约束,以提高运算速度。仿真模型

中所选物性参数如下:膜片的弹性模量 $E=1.93 \times 10^{11}$ Pa,泊松比 $\nu=0.31$,密度 $\rho=7750$ kg/m³;其他部件的弹性模量 $E=1.42 \times 10^{11}$ Pa,泊松比 $\nu=0.28$,密度 $\rho=8100$ kg/m³;光纤所选参数与光纤激光器弯曲振动特性理论分析中所选参数相同。

在仿真中,给光纤激光器两端分别施加 200, 400, 600, 800 pm 的预应力,模拟实际的封装状态。由梁横向振动模型的理论分析可知,预应力的施加不会改变光纤激光器本身的振型规律,故只给出了施加 200 pm 预应力情况下,光纤激光器在膜片封装下的前三阶振型及固有频率,如图 6 所示。

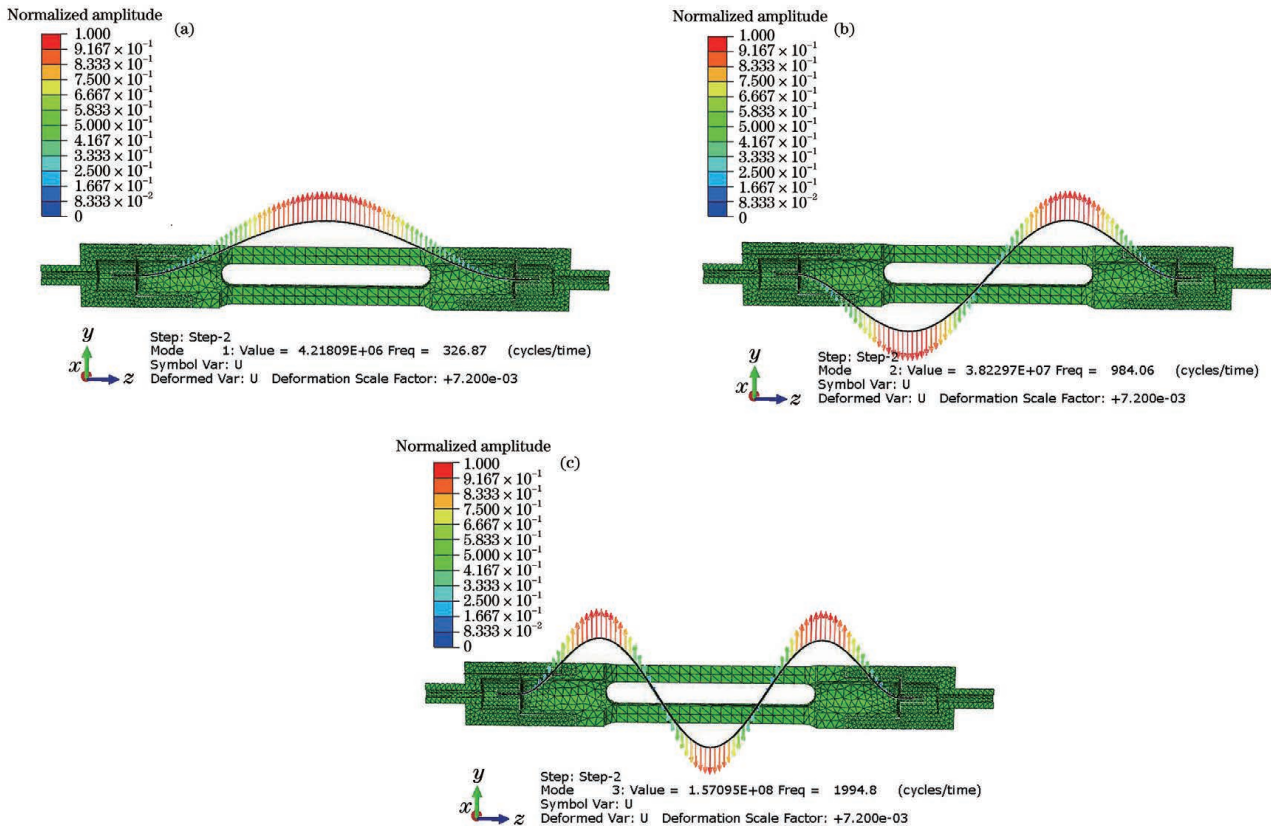


图 6 200 pm 预应力下膜片封装光纤激光器的固有频率及振型。(a)一阶固有频率及振型;(b)二阶固有频率及振型;(c)三阶固有频率及振型

Fig. 6 Natural frequency and mode of diaphragm encapsulated fiber laser under 200 pm prestress. (a) First-order natural frequency and mode; (b) second-order natural frequency and mode; (c) three-order natural frequency and mode

分析图 6 可知,在膜片封装的具体结构下,光纤激光器的前三阶振型与图 3、图 5 所示振型的整体变化规律一致。对比分析光纤激光器左右两端振动起始点处质点的变化状态可以看出,有限元仿真分析中质点起始点的振动幅度明显大于图 5 中固支边界下的振动幅度,略小于图 3 中简支边界下的振动幅度,且两端完全对称,可以认为膜片封装下的光纤激光器两端的实际约束在固支和简支边界的中间状态,且更接近简支状态。此时,光纤激光器前三阶固

有频率分别为 326.87, 984.06, 1994.8 Hz。在不同的预应力下,光纤激光器固有频率的有限元仿真结果如表 1 所示。可以看出,随着预应力增大,光纤激光器的固有频率明显增大,与建立的梁模型固有频率随预应力的变化规律一致。此外还可以发现,在不同的预应力下,有限元仿真得到的光纤的前三阶固有频率均低于简支、固支边界下梁模型固有频率的数值解。这是由于在分析梁模型的横向振动时,忽略了轴向的小位移,但实际上光纤激光器会不可

避免地受到材料泊松效应的影响,使其固有频率降低;而且,光纤梁模型两端的简支、固支约束条件与实际封装情况略有差别,封装各部件的材料、安装组合方式对光纤激光器的振动特性也一定影响。若要获得更为精确的数值解,还需要进一步深入分析。

表 1 有限元仿真得到的光纤激光器的固有频率 (不考虑流固耦合)

Table 1 Natural frequency of fiber laser obtained by finite element simulation (without fluid-structure coupling)

Prestress /pm	Natural frequency /Hz		
	First-order	Second-order	Third-order
200	326.87	984.06	1994.8
400	432.31	1125.90	2149.8
600	514.76	1250.60	2293.8
800	584.44	1362.90	2428.8

考虑到光纤激光水听器的实际使用环境,不能忽略水中流固耦合效应对光纤激光器固有频率的影响,故建立了水中流固耦合的有限元模型。光纤激光器本身为多体部件,各部件尺寸大小不一,为提高求解精度,需要调整部件与水模型交界处的网格尺寸适配。在 200 pm 预应力下,光纤激光器的一阶固有频率如图 7 所示。对比不考虑流固耦合的情况,流固耦合下光纤激光器的固有频率有所降低。流固耦合下光纤激光器的前三阶固有频率如表 2 所示,随着预应力增大,光纤激光器的固有频率增大,变化规律与建立的梁模型相符。但在不同的预应力下,光纤激光器的各阶固有频率相比空气中的有所降低,这是由于水中的流固耦合效应降低了光纤激光水听器结构中各部件的局部模态^[10]。

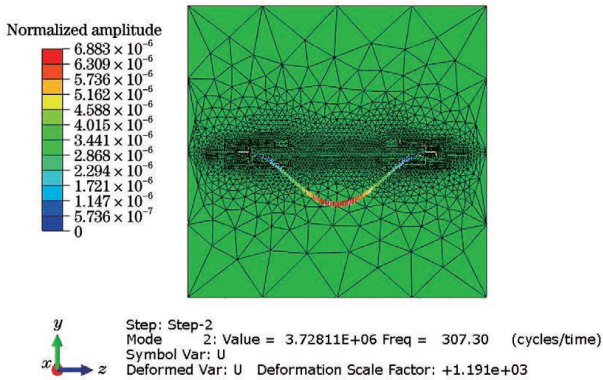


图 7 流固耦合下光纤激光水听器的一阶固有频率
Fig. 7 First-order natural frequency of fiber laser hydrophone under fluid-structure coupling

表 2 有限元仿真得到的光纤激光器的固有频率 (考虑流固耦合)

Table 2 Natural frequency of fiber laser obtained by finite element simulation (with fluid-structure coupling)

Prestress /pm	Natural frequency /Hz		
	First-order	Second-order	Third-order
200	307.30	923.93	1871.1
400	406.40	1057.10	2016.5
600	483.88	1174.10	2151.6
800	549.37	1279.50	2278.3

3.2 谐响应分析

对轴向拉伸式光纤激光水听器而言,光纤激光器在轴向应力下的应变远大于其在横向应力下的应变,一般情况下仅计算轴向应力引起的应变即可。但当光纤激光器的固有频率落在工作频段时,在横向应力的作用下,光纤激光器发生弯曲振动,此时的横向应变不能忽略。根据表 1 和表 2,在 1 kHz 以下的拖曳阵工作频段内,绝大多数情况下,仅有光纤激光器的一阶固有频率落在工作区间,故本文重点考虑光纤激光器的一阶固有频率引起的谐振,忽略二阶及以上固有频率谐振的影响。此时,光纤光栅的实际波长变化量应为轴向应变和径向应变引起的波长变化量之和。忽略波导效应,轴向声压 P_z 、径向声压 P_r 下光纤光栅波长的变化量分别如式(8)、(9)所示^[11],其中 ϵ_{z_p} 为轴向声压下光纤光栅的轴向应变, ϵ_{z_r} 为径向声压下光纤光栅的轴向应变。光纤激光水听器采用非平衡干涉仪解调,相位变化量 $\Delta\varphi$ 与波长变化量的关系如式(10)^[4]所示,其中 d 为非平衡路径长度。此时对应的光纤激光水听器的相位-声压灵敏度 (M_{DFB}) 的计算公式如式(11)所示,该公式由三部分组成:第一部分表示横向应力和纵向应力共同作用下光纤激光水听器的轴向应变,后两项均为常数。其中,初始波长 λ 取 1550 nm,光纤有效折射率 $n_{eff} = 1.456$,非平衡路径长度 d 取 100 m。上述参数可代入式(11)进行计算。

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{P_z} = 0.784 |\epsilon_{z_p}|, \quad (8)$$

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{P_r} = 1.726 |\epsilon_{z_r}|, \quad (9)$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi n_{eff} d}{\lambda} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}, \quad (10)$$

$$M_{\text{DFB}} = 20\lg\left(\frac{\Delta\varphi}{P}\right) = 20\lg\left(\frac{|0.784\epsilon_z + 1.726\epsilon_r|}{P}\right) + 20\lg\left(\frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda}\right) + 20\lg d. \quad (11)$$

径向应变 ϵ_r 与轴向应变 ϵ_z 之间的关系为

$$\frac{\epsilon_z}{\epsilon_r} = \frac{2\nu}{\nu - 1}, \quad (12)$$

式中: ν 为光纤材料的泊松比。

针对拖曳细线阵的工作频段,在 10~1000 Hz 的低频段内进行谐振响应分析。分别对两端膜片下表面施加 1 μPa 的轴向声压,计算光纤激光器的轴向应变;对光纤激光器表面施加 1 μPa 的径向声压,计算光纤激光器的径向应变。根据式(12)^[11],将此时光纤的径向应变转化为轴向应变,然后将总应变引起的中心波长变化量代入式(11),计算此时水听器的灵敏度。在分析径向声压下的应变时,光纤激光器不同位置处的应变不均匀,故以径向平均应变近似表示整体的径向应变。由图 8(a)可以看出:当远离光纤激光器一阶固有频率时,径向平均应变较为平均;当处在光纤激光器一阶固有频率附近时,光纤激光器的径向平均应变剧烈变化,且随着预应力增大,径向平均应变的谐振峰值逐渐增大,与光纤激光

器的一阶固有频率相对应。根据式(12)将径向平均应变转化为光纤激光器的轴向应变,然后将总应变引起的中心波长变化量代入式(11),计算光纤激光水听器的灵敏度。由图 8(b)可以看出:在远离光纤激光器一阶固有频率的频段内,灵敏度曲线较为平坦,其平均值约为 -134 dB;在光纤激光器一阶固有频率附近,灵敏度剧烈波动,谐振峰值约为 -125 dB。结合图 8(a)的结果分析可知:当光纤激光器径向平均应变为正时,径向声压引起的径向应变与轴向声压引起的轴向应变叠加增强;当径向平均应变为负时,径向声压引起的径向应变与轴向声压引起的轴向应变相消减弱。远离光纤激光器一阶固有频率时,径向声压引起的平均应变对灵敏度的影响较小,轴向声压引起的应变起主导作用,水听器的频响平坦。当处在光纤激光器一阶固有频率附近时,径向平均应变由于谐振的影响而剧烈变化,在影响水听器灵敏度的因素中占据了主导地位,决定了水听器频响的谐振峰。此外,随着施加预应力的增加,光纤激光器的固有频率增大(这与梁振动理论模型的规律相符),声响应的谐振峰值也对应增大,后续拟通过水听器封装实验及测试进一步进行验证。

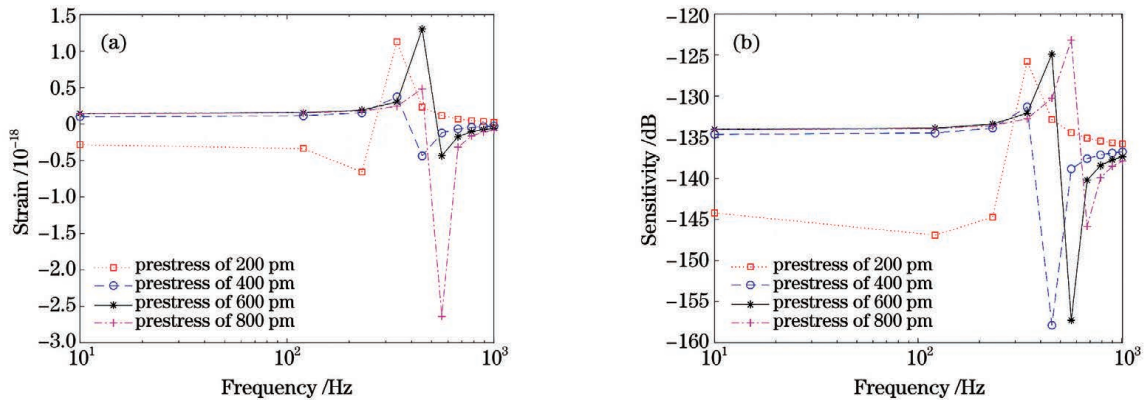


图 8 径向声压下光纤激光器的径向平均应变以及总应变下水听器的灵敏度。(a)平均径向应变;(b)水听器的灵敏度
Fig. 8 Average radial strain of fiber laser under radial sound pressure and sensitivity of fiber laser hydrophone under total strain. (a) Average radial strain; (b) sensitivity of hydrophone

4 实验分析

为了进一步分析在预应力张紧的条件下,光纤激光器的固有频率在工作频段内的变化规律,根据图 1 所示的设计结构封装光纤激光水听器。此时批量使用的光纤激光器性能稳定,一致性较好,封装前后的本底噪声、出光功率等光学性能无明显变化,在 200 mW 泵浦功率下的输出光功率约为 100 μW ,在

1 kHz 处的相位噪声级约为 -85 dB(re:1 rad/ $\sqrt{\text{Hz}}$)。对光纤激光器施加的预应力分别设定为 200, 400, 600, 800 μm ,但光纤激光器中的实际残余预应力与点胶工艺有关,且在固定封装工艺流程的前提下仍有一定波动。为保证实验的可重复性,在每个设定的预应力下分别选择两支光纤激光器进行封装。批量封装的水听器实物如图 9 所示,不同光纤激光水听器的初始波长及施加的预应力如表 3 所示。

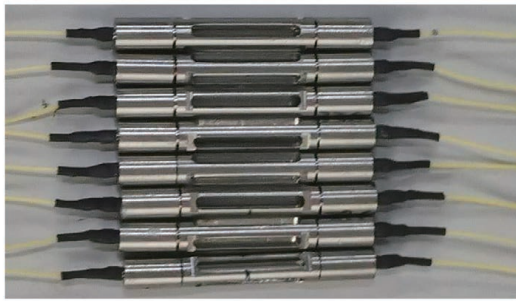


图 9 光纤激光水听器批量封装实物图

Fig. 9 Physical picture of fiber laser hydrophones after batch packaging

表 3 光纤激光水听器的初始波长及施加的预应力

Table 3 Initial wavelength and prestress of fiber laser hydrophone

Number	Initial wavelength /nm	Actual wavelength /nm	Prestress /pm
22304	1534.58	1534.815	235
22416	1536.88	1537.140	260
22417	1536.86	1537.290	430
22506	1539.32	1539.770	450
22206	1532.18	1532.810	630
22705	1544.02	1544.695	675
22804	1546.42	1547.230	810
22605	1541.64	1542.480	840

利用实验室搭建的振动液柱校准系统^[12],对 8 支光纤激光水听器在 10~1000 Hz 的频段范围内进行测试。振动液柱校准系统的原理如图 10 所示,信号发生器通过功率放大器对振动台施加单频测试信号,示波器通过电荷放大器读取加速度计的加速度信号;在光路部分,光纤激光水听器接在波分复用器(WDM)的公共端口,980 nm 泵浦光通过波分复用器 980 nm 端口进入,反射光经波分复用器的

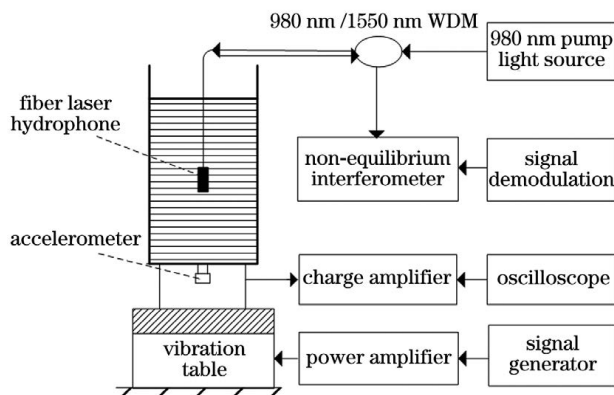


图 10 振动液柱系统校准光纤激光水听器

Fig. 10 Calibration of fiber laser hydrophone by vibrating liquid column system

1550 nm 端口射出,之后经由非平衡干涉仪进入信号解调系统。

本系统灵敏度的计算公式为

$$M_{DFB} = 20\lg \Delta\phi(t) - 20\lg U_a - 20\lg h - 20\lg \rho - 20\lg \frac{\sin(kh)}{kh \cos(kl')} - 120, \quad (13)$$

式中: $\frac{\sin(kh)}{kh \cos(kl')}$ 为波动修正系数; l' 为液柱高度; h 为待测水听器的深度; U_a 为加速度计输出的电压有效值; $\Delta\phi(t)$ 为光纤激光器的反射光经非平衡干涉仪解调出的相位变化量,对应于传统的压电型振动液柱校准系统的开路电压。

在 10~1000 Hz 的频段内对光纤激光水听器的频响进行测试,8 支水听器的灵敏度曲线如图 11 所示。可以看出:在远离水听器频响的谐振峰处,8 支水听器的灵敏度有较好的一致性,灵敏度的平均值约为 -135 dB,与有限元谐响应分析中远离光纤激光器一阶固有频率的频段内的仿真结果较为吻合;8 支水听器频率响应的谐振峰主要集中在 315,400,500 Hz 处。表 4 给出了不同预应力状态下封装水

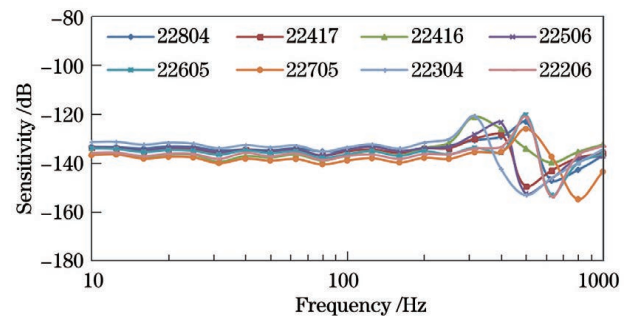


图 11 不同预应力下光纤激光水听器的灵敏度曲线

Fig. 11 Sensitivity curves of fiber laser hydrophone under different prestresses

表 4 光纤激光水听器的预应力以及灵敏度曲线对应的谐振频率

Table 4 Prestress of fiber laser hydrophone and resonance frequency corresponding to sensitivity curve

Number	Prestress /pm	Resonance frequency /Hz
22304	235	315
22416	260	315
22417	430	400
22506	450	400
22206	630	500
22705	675	500
22804	810	500
22605	840	500

听器谐振峰对应的频率(即谐振频率),可以看出,随着施加的预应力增大,谐振频率增大。这与流固耦合条件下光纤激光器的一阶固有频率与预应力的对应关系较为吻合,可以认为此时水听器的谐振频率即为光纤激光器的一阶固有频率。在谐振峰附近,水听器声响应剧烈变化,此时响应谐振峰约为 -125 dB,这与有限元谐响应分析的谐振规律较为吻合,故认为光纤激光器的一阶固有频率落在工作频段内的声响应分析是较为合理的。

5 结 论

首先,基于梁的横向振动模型,根据光纤激光水听器实际的封装固定方式设定边界条件,分析了不同预应力下光纤激光器弯曲振动的振型及固有频率;之后,利用有限元方法分析了膜片封装下具体结构对光纤激光器的固定作用,分析了空气介质、水介质中光纤激光器的振型及固有频率,并在流固耦合条件下进行了水听器的谐响应分析,计算了理论值对应的灵敏度;最后,批量封装了不同预应力下的光纤激光水听器,利用振动液柱法对水听器的频响进行测试。

仿真及实验结果表明,光纤激光器两端的固定方式对光纤激光器固有频率的影响较大,可以认为金属膜片一体化硬固定方式处于梁模型固支边界和简支边界的中间状态,且更接近简支状态。在拖曳阵 1 kHz 以下的工作频段内,光纤激光器的弯曲振动响应主要与其自身的一阶固有频率有关。在一定范围内,随着预应力增大,光纤激光器弯曲振动的一阶固有频率增大,水听器声响应的谐振峰值频率对应增大,且在谐振峰附近,水听器的声响应剧烈变化。在远离谐振峰频段,水听器频响的平均值约为 -135 dB,谐振峰值约为 -125 dB,仿真结果与实验结果吻合得较好。在光纤激光器的一阶固有频率附近,由径向声压引起的光纤激光器的平均应变剧烈变化,与轴向声压引起的应变叠加,最终导致谐振峰附近的声响应剧烈变化。

在依据梁横向振动理论所建立的理论模型中,光纤激光器的固有频率随预应力的变化规律与实际情况吻合,但在简支、固支固定边界下,光纤梁模型固有频率的数值解均明显大于实际情况。这是因为在分析梁模型的横向振动时,往往忽略轴向小位移,但光纤激光器在实际受力中会不可避免地受到材料泊松效应的影响,使得固有频率降低;同时,光纤梁模型两端的简支、固支约束条件与实际封装情况略

有差别,封装各部件的材料、安装组合方式对光纤激光器的振动特性也有一定影响。在考虑具体结构的有限元模型中,光纤激光器的固有频率与基于振动液柱法的实验结果获得了较好的对应,故后续可根据光纤激光器的固定方式及结构,结合光纤激光器的自身特性,对理论模型进行进一步细化,以获得与实际情况更为相符的数值解。

在金属膜片封装下,光纤激光器采用一体化硬固定封装方式,易使其自身发生弯曲振动。当光纤激光器的一阶固有频率落在工作频段内时,在谐振峰附近,光纤激光器中心波长的漂移不均匀,水听器的频响大幅波动。因此,为了提高光纤激光水听器响应的平坦性,应使光纤激光器的一阶固有频率远离工作频段,此时在有限元分析中可以忽略光纤激光器的影响^[8]。或者,对光纤激光器的两端采用“软芯”的固定封装方式,如膜片封装,可利用聚碳酸酯帽对光纤激光器的两端进行固定^[5],或利用高分子有机物对光纤激光器两端进行固定增敏^[13]。后续,针对不同的设计结构,拟对光纤梁模型的约束边界进行重新设定,并结合有限元仿真及实验,进一步深入研究光纤激光器两端不同的固定方式、不同的封装结构对其自身弯曲振动的影响。本文的理论及实验分析,为光纤激光水听器封装工艺的后续改进提供了参考。

参 考 文 献

- [1] Wang Y Y, Huang J B, Ding P, et al. Real-time correction homodyne symmetry algorithm to demodulate DFB fiber laser hydrophone[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(13): 1306001.
汪云云, 黄俊斌, 丁朋, 等. 实时修正零差对称算法解调 DFB 光纤激光水听器[J]. 中国激光, 2021, 48(13): 1306001.
- [2] Meng Z, Chen W, Wang J F, et al. Research progress of fiber optic hydrophone technology [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(13): 1306009.
孟洲, 陈伟, 王建飞, 等. 光纤水听器技术的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(13): 1306009.
- [3] Tikbomirov A, Foster S, Milnes M. Acoustic and vibrational response of a DFB fibre laser sensor[C]// Conference on the Optical Internet/Australian Conference on Optical Fibre Technology. Melbourne: COIN/ACOFT, 2003: 440-443.
- [4] Tan B, Huang J B, Gu H C, et al. A study of acoustically induced bending vibration of DFB fiber

- laser[J]. *Technical Acoustics*, 2008, 27(5): 775-778.
谭波, 黄俊斌, 顾宏灿, 等. DFB 光纤激光器声致弯曲振动研究[J]. *声学技术*, 2008, 27(5): 775-778.
- [5] Li D M. Research on key technology interferometric hydrophone of fiber Bragg grating [D]. Hangzhou: Zhejiang University, 2013.
李东明. 干涉型光纤光栅水听器关键技术研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2013.
- [6] Tang B, Huang J B, Gu H C, et al. Prestressing force in DFB fiber laser hydrophone: theory and experiment [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(3): 0305006.
唐波, 黄俊斌, 顾宏灿, 等. DFB 光纤激光水听器预应力理论与实验研究[J]. *中国激光*, 2016, 43(3): 0305006.
- [7] Zhang H Y, Li Z, Zhao C, et al. Effect of encapsulation on the performance of ultrafine DFB fiber laser hydrophone (invited) [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2018, 47(9): 0903002.
张海岩, 李振, 赵晨, 等. 封装对超细型 DFB 光纤激光水听器性能的影响(特邀)[J]. *红外与激光工程*, 2018, 47(9): 0903002.
- [8] Tang B, Huang J B, Gu H C, et al. Distributed feedback fiber laser hydrophone used in flank array [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(8): 0810002.
唐波, 黄俊斌, 顾宏灿, 等. 应用于舷侧阵的分布反馈式光纤激光水听器研究[J]. *中国激光*, 2016, 43(8): 0810002.
- [9] Yu K P, Zhou J X. *Structural dynamics*[M]. 3rd ed. Harbin: Harbin Institute of Technology Press, 2015.
于开平, 邹经湘. *结构动力学*[M]. 3 版. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2015.
- [10] Tang B, Huang J B, Gu H C, et al. DFB fiber laser hydrophone based on fluid-structure interaction [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2017, 46(2): 0206004.
唐波, 黄俊斌, 顾宏灿, 等. 基于流固耦合作用的分布反馈式光纤激光水听器[J]. *光子学报*, 2017, 46(2): 0206004.
- [11] Liao Y B, Li M. *Fiber optics*[M]. 2nd ed. Beijing: Tsinghua University Press, 2013.
廖延彪, 黎敏. *光纤光学*[M]. 2 版. 北京: 清华大学出版社, 2013.
- [12] Pang Y D, Zhou C M, Huang J B, et al. Calibration for acoustic pressure sensitivity of optical fiber hydrophone based on Fizeau interference [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(15): 1506003.
庞彦东, 周次明, 黄俊斌, 等. Fizeau 干涉型光纤水听器声压灵敏度校准[J]. *光学学报*, 2020, 40(15): 1506003.
- [13] Tang B, Huang J B, Gu H C, et al. Experimental research on DFB fiber laser hydrophone towed line array [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2017, 46(4): 0406004.
唐波, 黄俊斌, 顾宏灿, 等. 分布反馈式光纤激光水听器拖曳线列阵实验研究[J]. *光子学报*, 2017, 46(4): 0406004.

Low Frequency Dynamic Response of Diaphragm-Encapsulated Fiber Laser Hydrophone

Song Wenzhang^{1,2}, Tang Bo³, Huang Junbin¹, Gu Hongcan^{1*}, Zhou Xuan¹,
Pang Yandong¹, Wang Yunyun¹, Zhao Honglin¹

¹ College of Weapon Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan, Hubei 430033, China;

² 91388 Troop, Chinese People's Liberation Army, Zhanjiang, Guangdong 524002, China;

³ 92587 Troop, Chinese People's Liberation Army, Beijing 100161, China

Abstract

Objective Fiber laser has the advantages of high-power laser output, narrow linewidth, and short cavity length, among others. It is very suitable for fiber laser hydrophones designed through sensitized packages. When the optical fiber laser hydrophone adopted axial tensile type packaging sensitization, fiber laser was regarded as the core sensor, and both ends of the fixed way were fixed by the sensitizer. Under the external sound field, the bending vibration of the fiber grating easily occurs, causing uneven drift of the fiber grating central wavelength and significantly fluctuating the frequency response of the hydrophone. Therefore, this study investigated the mechanism of the bending vibration of the fiber laser hydrophone in the diaphragm packaging structure. The analysis results provided a reference for the subsequent improvement of the packaging technology of the fiber laser hydrophone.

Methods Based on the transverse vibration theory of beam, the mode and natural frequency of bending vibration of fiber laser were analyzed by setting boundary conditions according to the actual encapsulation and fixing mode. In finite element modeling, considering the specific structure of fiber laser on the diaphragm assembly fixed effect, this study analyzed air and water media of fiber laser vibration mode and natural frequency under different prestresses. Under fluid-structure interaction conditions, the harmonic response analysis was applied to optical fiber laser hydrophone to analyze fiber laser within the working frequency of the first-order natural frequency response. Finally, fiber lasers with different prestresses were packaged in batches, and the frequency response of the hydrophone was measured using the vibrating liquid column method.

Results and Discussions In the working frequency band below 1 kHz for the towed array, the influence of resonance caused by the first natural frequency of the fiber laser was mainly considered. The frequency response of the fiber laser hydrophone was determined by the uniform change of the central wavelength of the grating under axial compression and the uneven change of the central wavelength of the grating under the transverse resonance. The average strain under radial sound pressure had little influence on the sensitivity when the hydrophone was placed far away from the first natural frequency of the fiber laser. In contrast, the strain under axial sound pressure played a dominant role, and the frequency response of the hydrophone was flat. At this point, the average sensitivity was approximately -135 dB. When it was near the first-order natural frequency of the fiber laser, the average radial strain changed dramatically due to the influence of resonance. Additionally, it significantly influenced the sensitivity of the hydrophone, which determined the resonance peak of the frequency response of the hydrophone. At this point, the resonance peak sensitivity was approximately -125 dB. Table 1 shows the simulation results. Figs. 8 (a) and (b) show the harmonic response analysis of fiber laser hydrophone. The experimental results of the vibrating liquid column method (Fig. 11) are consistent with the above conclusions.

Conclusions The simulation and experimental results show that the fiber laser at both ends of the fixed way has a greater influence on the natural frequency of the fiber laser. The metal diaphragm hard fixed way of practical constraints can be considered in the middle state of the clamped and simply supported beam model boundaries, which is closer to the simply supported condition. At low frequencies below 1 kHz, the bending vibration response of the fiber laser is highly related to the first-order natural frequency. In a certain range, the first-order natural frequency of bending vibration of fiber laser increases as prestress increases, which also increases the resonant peak frequency of hydrophone acoustic response. Moreover, hydrophone acoustic response changes dramatically near the resonant peak. Subsequently, the constraint boundary of the fiber beam model can be reset for different design structures. Combined with finite element simulation and experiment, the influence of different fixing modes and packaging structures on the bending vibration of the fiber laser can be further studied.

In the beam model, the variation of the natural frequency of the fiber laser with prestress is consistent with the actual situation. However, the numerical solution of the natural frequency of the fiber beam model is larger than the actual situation under simply and fixed supported boundaries. This is because the small axial displacement is usually ignored in the transverse vibration analysis of the actual beam model. However, the natural frequency of the fiber laser is inevitably affected by the Poisson effect; it decreases the natural frequency. Additionally, the optical fiber beam model of simply and fixed supported on both ends of the constraint conditions and actual packaging are slightly different. Furthermore, packaging materials and the installation of combined components affect the vibration characteristics of fiber lasers. Considering the concrete structure finite element model, the corresponding natural frequency and vibration fluid column experiments have a good match. Therefore, the theoretical model can be refined according to the fixed mode and structure of the fiber laser, combined with the characteristics of the fiber laser to obtain a corresponding numerical solution, which is consistent with the actual solution.

Key words fiber optics; diaphragm package structure; bending vibration; fiber laser hydrophone; prestress