

干涉型光纤水听器相位载波调制 及解调方案研究

曹家年 张立昆 李绪友 周华 穆海冰
(哈尔滨工程大学光纤技术研究所, 哈尔滨 150001)

摘要 概述了直接调制光源产生相位载波的马赫-曾德尔(Mach-Zehnder)干涉型光纤水听器调制解调技术。重点在于通过严密的数学推导, 定量分析了直接调制光源伴生的调幅现象对于解调过程和结果的影响, 并有针对性地提出了解决办法。同时就采用直接调制光源的相位载波零差检测方案时, 设计中如何合理选择各相关参数, 以达到最佳匹配进行了原理性探讨。给出了有关实验结果, 这些理论分析和实验结果对于全光纤化水听器阵列的研究及检测系统的设计具有十分重要的意义。

关键词 干涉型光纤水听器, 相位载波零差检测技术, 直接调制半导体光源, 伴生调幅。

1 引 言

在多种干涉型光纤水听器的信号检测技术中, 直接调制光源的相位载波零差检测方式有利于实现传感器全光纤化和信号的远距离传输, 减小了复用技术的复杂性, 这些优点对于组成大规模光纤水听器阵列非常有利, 因此, 这种调制解调方案具有很高的研究价值和应用前景。用压电陶瓷光纤相位调制器也可以实现相位调制, 称之为外调制。由于这种调制使传感器中未能摆脱电气元件而不得不用到电缆, 使光纤水听器结构复杂, 体积增大, 不利于实现全光纤化和大规模组阵。

众所周知, 外调制时光源在得到控制情况下输出光功率是稳定的, 而直接调制光源的方式使稳定的光功率上叠加了一个交变的光功率, 即有伴生调幅出现, 这种伴生调幅的影响使得解调过程变得复杂化, 如果不能很好地消除其影响, 则将使最后解调出来的信号失真, 甚至完全失去本来面目。国外有关的文献报道都认为可以忽略这种影响^[1]。本文经过严密的数学分析和实验论证, 发现在一般情况下这种影响是不能忽略的, 而要忽略这种影响, 必然要对调制度提出限制, 这种限制又会影响到系统其它性能参数的选取。实验结果充分证明了这一结论是正确的。

2 直接调制光源的相位载波零差检测方案分析及伴生调幅的影响

实验系统的组成如图 1 所示, 这是一个基本的马赫-曾德尔光纤干涉仪加上直接调制光源的相位载波零差检测方案构成的系统。图中, LD 为激光二极管; SF 为干涉仪信号臂; RF

为干涉仪参考臂; D 为光电检测器; LF 为低通滤波器; A 为放大器; DA 为差动放大器; d/dt 为微分器; \int 为积分器; HF 为高通滤波器; \otimes 为乘法器。光源采用日本 Hitachi 公司生产的 HL8314E 半导体激光器。这类光源输出激光的波长(频率)与输出光功率有关, 即与注入激励电流有关, 具有独特的调制特性, 在一定的发光功率范围内光源输出的光频随调制电流近似线性变化, 当调制信号频率增加到某一值时, 这种效应明显减弱。每种光源都有自己特有的调制指数 $(dv/di)_0$ 和相对调制指数 $(dv/di)/(dv/di)_0$ 随频率变化的特性, 如图 2 所示(以 HLP1400 半导体激光器为例)^[2], 当调制频率为 100 kHz 时, 相对调制指数从 1 下降到 0.75, 表明存在某一截止频率, 因此, 调制信号的频率最好低于该截止频率。

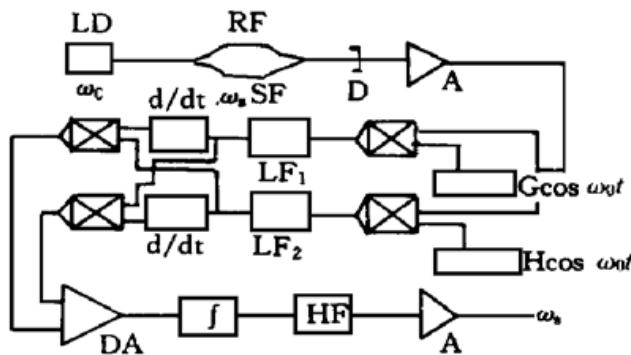


Fig. 1 Diagram of PGC homodyne detection scheme

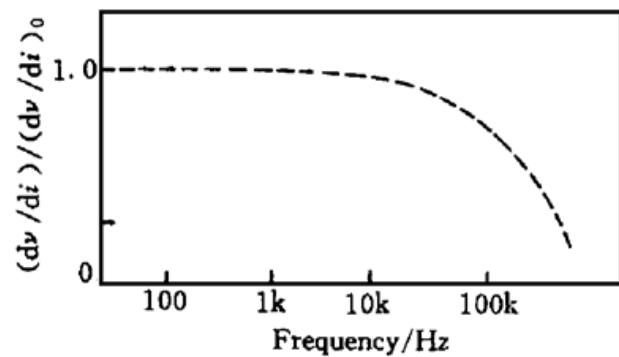


Fig. 2 Curve of relative modulated index and modulate signal frequency of a diode laser

光纤干涉仪输出光波相位差为 $\varphi = 2\pi nlv/c$, 相位差变化为:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi nlv}{c} \left(\frac{\Delta n}{n} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta v}{v} \right) \quad (1)$$

式中 c 为光在真空中的速度, nl 为光程差, v 为光频。显然光频的变化与光程差变化一样会等效地引起相位差变化而实现相位调制, 称这种调制方式为直接调制半导体光源。若用 $i = i_{om} \cos \omega_0 t$ 的调制信号来激励半导体激光器, 其中 m 为调制度, 且 $m \ll 1$, 光源输出的光功率如图 3 所示。光源在受到载波信号的调制后, 稳定的光功率上有一个随调制信号规律变化的纹波, 即在调制光波频率的同时伴生了对光功率的调幅, m 决定了纹波的大小。

压电陶瓷光纤相位调制器产生相位载波时光纤干涉仪的输出为:

$$I_0 = A + B \cos [M \cos \omega_0 t + \varphi(t)] \quad (2)$$

式中 A 、 B 为常数, 且 $B = \kappa A$, $\kappa < 1$ 为干涉条纹可见度, A 正比于激光器输出光功率, M 为相位调制幅度, ω_0 为载波角频率, $\varphi(t)$ 为待检测信号与环境噪声共同引起的相位变化。直接调制光源时马赫-曾德尔干涉仪输出光强为:

$$I = I_0(1 + m \cos \omega_0 t) \quad (3)$$

由于只存在光电转换效率的关系, 故仍然可以用上式表示光检测器得到的光电流信号, 即

$$I = A(1 + m \cos \omega_0 t) + B(1 + m \cos \omega_0 t) \cos [M \cos \omega_0 t + \varphi(t)] \quad (4)$$

把(4)式用贝塞尔函数展开可得:

$$I = A(1 + m \cos \omega_0 t) + B(1 + m \cos \omega_0 t) \times$$

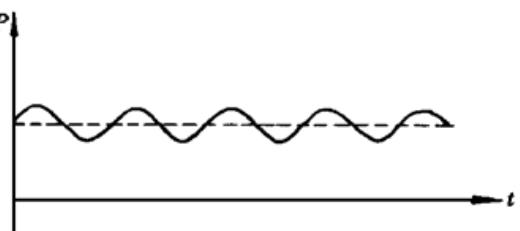


Fig. 3 Sketch map of output optical power employed direct source modulation

$$\{[J_0(M) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k J_{2k}(M) \cos 2k\omega_0 t] \cos \varphi(t) - \\ 2[\sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k J_{2k+1}(M) \cos (2k+1)\omega_0 t] \sin \varphi(t)\} \quad (5)$$

式中 $J_n(M)$ 表示宗量为 M 的第 n 阶贝塞尔函数。由图 1 所示的相位载波零差检测方案框图可得到一系列数学推导。干涉仪输出信号在乘法器与 $G \cos \omega_0 t$ 相乘, 其中 G 为常数, 经低通滤器 LF_1 后, 输出为:

$$(GA m/2) + (GBm/2)[J_0(M) - J_2(M)] \cos \varphi(t) - GBJ_1(M) \sin \varphi(t) \quad (6)$$

干涉仪输出信号在另一乘法器与 $H \cos 2\omega_0 t$ 相乘, 其中 H 为常数, 经低通滤器 LF_2 后, 输出为:

$$- HBJ_2(M) \cos \varphi(t) + \frac{HBm}{2}[J_3(M) - J_1(M)] \sin \varphi(t) \quad (7)$$

问题的关键在于(6)式中出现了直流项 $GA m/2$, 当 $m \ll 1$ 时, 这一项可以忽略, 但一般情况下, 如果简单地直接忽略该直流项的影响, 最后难以把待测信号正确地解调出来。通常可以采取有关措施消除该直流项, 本文第三节将作具体讨论。

把直流项 $GA m/2$ 的影响消除后, 经过微分交叉相乘再积分, 可以得到图 1 中积分器的输出为:

$$\{GH B^2 J_1(M) J_2(M) - \frac{GHB^2 m^2}{4}[J_0(M) - J_2(M)][J_3(M) - J_1(M)]\} \varphi(t) \quad (8)$$

而在压电陶瓷调制解调方案中, 同一点的输出表达式为:

$$GH B^2 J_1(M) J_2(M) \varphi(t) \quad (9)$$

由(8)式、(9)式可知, 与压电陶瓷调制相位载波相比, 最后解调出来的信号只存在幅度上差异, 且与载波信号的幅度 M 和光源的调幅系数 m 有关。实验表明 $M = 2.6 \text{ rad}$ 为最佳载波信号幅度^[3], 此时可以计算 $J_1(M) J_2(M) \approx 0.240$, $[J_0(M) - J_2(M)][J_3(M) - J_1(M)] \approx 0.158$, 下表给出了调幅系数 m 对解调后的信号幅度的影响。

m	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30
$(m^2/4) \delta$	0.0004	0.0016	0.0037	0.0066	0.0103	0.0148

注: 当 $M = 2.6 \text{ rad}$ 时, $\delta = [J_0(M) - J_2(M)][J_3(M) - J_1(M)]/J_1(M) J_2(M) \approx 0.158/0.240 = 0.658$ 。

由上表可知, 消除直流项 $GA m/2$ 后, 调幅系数 m 对解调出来的信号影响极小, 几乎可以忽略不计。下面就调幅系数 m 及其它有关参数对系统影响的相互关联性作简要讨论。

直接调制光源的相位载波零差检测方案, 要求干涉仪具有非零光程差, 在(1)式中单纯由光频变化而引起的相位差变化可表示为: $\Delta\varphi = (2\pi nl/c) \Delta\nu$; 在一定范围内 $\Delta\nu \propto m$, 在确定了 $\Delta\varphi$ 的幅度 $\Delta\varphi_m$ (例如 2.6 rad) 后, m 大导致 $\Delta\nu$ 的幅度 $\Delta\nu_m$ 也大, 则干涉仪两臂光程差可以设置小一些, 这样可带来两方面好的效果: 一方面使光源频率漂移引起的干涉仪相位噪声降低, 另一方面会使与 $\exp(-nl/l_c)$ 成比例关系的可见度升高, 这里 l_c 为光源在自由空间的相干长度^[6]。但是 m 的取值范围也将受到两个因素的限制, 一是 m 值过大, 会使 $\Delta\nu \propto m$ 的近似关系不再成立, 同时, 将使激光器输出光功率大幅度变化, 在调制波形的谷底处, 会造成谱线展宽使相干长度 l_c 降低。因此, 需统筹考虑。

3 伴生调幅影响的解决办法及实验结果

从以上的分析中可以看出, 选用调制指数 ($d\nu/di$) 高的半导体激光器对减小 m 值有利。

对于一般调制指数不高的激光管，减小 m 的同时又要达到所要求的相位调制幅度，则必须以增大光纤干涉仪两臂的光程差 nl 为代价，而增大光程差会大大地增加系统的相位噪声，解决问题的办法可以从系统设计和电路上着手。

1) 干涉仪合束 3 dB 耦合器两个输出端的光信号在光电转换后采用差分电路，使(4)式中的 $A(1 + m \cos \omega t)$ 消去。理论推导和实验都证明这种方法对消除伴生调幅的影响是有效的。但这种方法的缺点是会使光纤水听器多用一个光电检测器，多用一根回光光纤，对长距离传输不利，增加了系统的复杂性。

2) 采用电子学的方法，在图 1 中 LF_1 后将伴生调幅产生的直流项消去，对单个光纤水听器来说该方法简单易行，但成阵后需对每个光纤水听器输出信号幅度进行调整，补偿效果与光源的光功率及光路衰减的稳定性有关，只要这些问题解决得好，就可以收到良好的效果。

本实验研究主要采用电子学的方法，是对单个光纤水听器进行的，最后解调出来的信号如图 4 所示。其中图 4(a) 是直接调制光源未采取任何补偿措施最后解调出的波形，该波形失真严重。图 4(b) 是直接调制光源在电路上采取措施消除直流项，最后解调出的波形，该波形几乎不失真。

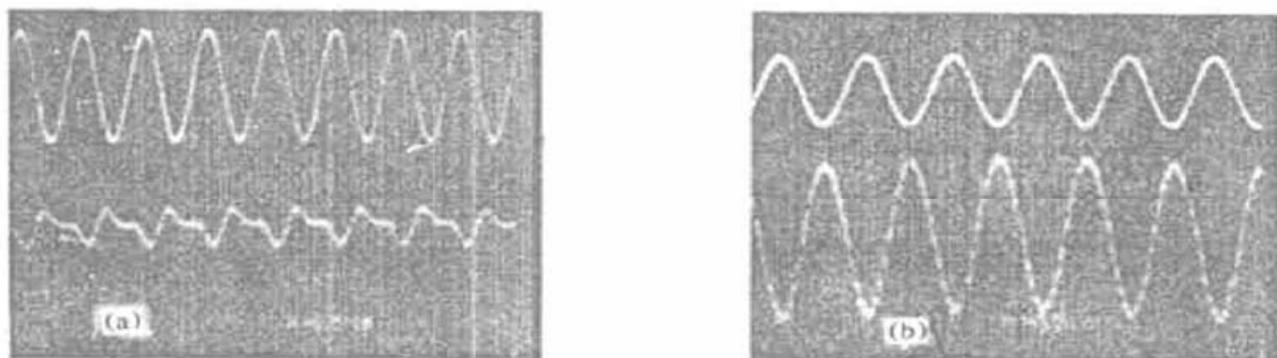


Fig. 4 Waveforms from PGC homodyne detection scheme using direct source modulation upper.

Trace is the signal waveform to be detected, lower trace is our detected signal. (a) With DC item, (b) Without DC item

结 论 直接调制光源相位载波零差检测方案中，调制信号使得光源输出光功率发生有规律的变化，即所谓“伴生调幅”，由其引起输出光频随调制信号的变化，达到相位调制的目的。只要能有效克服相位调制中伴生调幅的影响，就可以充分发挥该方案的潜在优势。可以预见，直接调制光源相位载波零差检测方案是将来构成大规模光纤水听器阵列，实现远距离信号传输的优选方案。

参 考 文 献

- [1] Dandridge A, Tveten A B, Giallorenzi T G. Homodyne demodulation schemes for fiber optic sensors using phase generated carrier. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**(10) : 1647~ 1653
- [2] Dandridge A, Goldberg L. Current-induced frequency modulation in diode lasers. *Electron. Lett.*, 1982, **18**(7) : 302~ 304
- [3] Dandridge A, Tveten A B, Kersey A D et al.. Multiplexing of interferometric sensors using phase generated carrier techniques. *J. Lightwave Technol.*, 1987, **LT-5**(7) : 947~ 952
- [4] Dakin J P, Wade C A, Henning M L. Novel optical fiber hydrophone array using a single laser source and detector. *Electron. Lett.*, 1984, **20**(6) : 53~ 55
- [5] Dandridge A, Tveten A B. Phase noise of single mode diode lasers in interferometer systems. *Appl.*

Phys. Lett., 1981, **39**(5) : 530~ 532

- [6] Kersey A D, Dandridge A. Phase-noise reduction in coherence-multiplexed interferometric fiber sensors. *Electron. Lett.*, 1986, **22**(1) : 616~ 618

Phase Modulation and Demodulation of Interferometric Fiber-Optic Hydrophone Using Phase-Generated-Carrier Techniques

Cao Jianian Zhang Likun Li Xuyou Zhou Hua Mu Haibin

(Research Institute of Fiber Optic Technology, Harbin Engineering University, Harbin 150001)

(Received 7 April 1998; revised 3 August 1998)

Abstract The phase modulation and demodulation of interferometric Mach-Zehnder fiber-optic hydrophone using phase-generated-carrier (PGC) techniques with direct source modulation are described. The additional influence of amplitude modulation in the course of phase modulation is analyzed through rigorous mathematical calculation, and the resolution is given accordingly. To select various parameters reasonably and match them well are discussed when taking this scheme. Some experimental results concerned are given. The theoretical analysis and the experimental results are important to the study of all fiber optic hydrophone arrays and the signal detection system design.

Key words interferometric fiber optic hydrophone, phase-generated-carrier homodyne demodulation technique, direct diode laser source modulation, accompanying amplitude modulation.

【编者的话】

本刊加入万方数据资源系统(ChinaInfo)数字化期刊群的声明

为实现科技期刊编辑、出版发行工作的电子化, 推进科技信息交流的网络化进程, 我刊现已入网“万方数据资源系统(ChinaInfo)数字化期刊群”, 所以, 向本刊投稿并录用的稿件文章, 将一律由编辑部统一纳入万方数据资源系统(ChinaInfo), 进入因特网提供信息服务。凡有不同意者, 请另投它刊。本刊所付稿酬包含刊物内容上网服务报酬, 不再另付。