

两维相干度调制光波的解调*

董孝义 张建忠 盛秋琴

(南开大学现代光学研究所)

提要: 本文从理论上推出, 利用 Raman-Nath 型声光调制器和两维光栅, 即可进行光波空间相干度的两维调制与解调, 从而实现信号的双路传输, 实现光波的波面复用。对两维行波型调制情况进行了实验验证。

Demodulation of optical waves with modulation degree of two dimension spatial coherence

Dong Xiaoyi, Zhang Jianzhong, Sheng Qiujin

(Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin)

Abstract: It is deduced theoretically that the degree of spatial coherence of optical waves can be modulated and demodulated by using a Raman-Nath A-O modulator and two dimension optical gratings, the optical signals can be transmitted in two channels and the wavefront multiplexing of optical waves is realized. Experiment with Raman-Nath A-O modulation of two dimension travelling-waves has been done.

由于半导体激光器和光纤技术的迅速发展, 强度调制型光纤通信较早地进入了实用化阶段。这种通信方式具有结构简单、性能可靠等优点, 但在通信容量、通信距离等方面受到限制。因此近年来对其他通信方式, 如相干光通信^[1]、波分复用通信^[2]等积极进行了研制和开发。但是, 所有这些都忽视了激光的空间相干特性。这里, 我们提出一种对空间相干度两维调制与解调的方法, 利用它可以通过一束激光传输两路信号, 起到光波波前复用的作用。

近年来的理论和实验均已证实, 相干

光经过 Raman-Nath 型声光调制后, 其空间相干度将受到超声波的调制^[3,4]。令入射光波波面上某两点间的相干度为 $r'_{12}(x'_1, y'_1; x'_2, y'_2)$, 通过声光调制器后的出射光波相应两点的相干度为 $r_{12}(x_1, y_1; x_2, y_2)$, 则声光调制器对光波空间相干度的作用可通过一相干调制因子 G_{12} 来表示, 即

$$r_{12}(x_1, y_1; x_2, y_2) = G_{12} \cdot r'_{12}(x'_1, y'_1; x'_2, y'_2)。 \quad (1)$$

对两维行波 Raman-Nath 型声光调制器, 在两维声场不相关地通过 x 和 y 方向时有^[5]

收稿日期: 1987年6月8日。

* 国家自然科学基金资助课题。

$$G_{12} = J_0 \left\{ 2v_x \sin \frac{\pi}{\Lambda_x} (x_2 - x_1) \right\} \\ \times J_0 \left\{ 2v_y \sin \frac{\pi}{\Lambda_y} (y_2 - y_1) \right\} \quad (2)$$

式中 $J_0\{\}$ 为第一类零阶贝塞耳函数, Λ_x 和 Λ_y 分别为 x 方向和 y 方向上的超声波波长, v_x 和 v_y 分别正比于 x 方向和 y 方向上的超声功率, 并称为 Raman-Nath 参数。

由(2)式可以看出, 出射光波的空间相干度 r_{12} 直接受与超声功率有关的参数 v_x 和 v_y 的控制, 当以信号调制超声功率时, 相干度就受到了信号的调制, 这样 两维信号即可载到光波上, 实现波前复用。

二

相干度调制是一种新的调制方式, 它的解调不能采用传统的解调方法。在光学领域, 空间相干度可通过干涉条纹的可见度来检测, 对于两维情况也是如此, 就是说, 对于两维相干度调制信号的解调也应借助光学双狭缝来完成。但是, 由(2)式可以看出, 相干调制因子 G_{12} 同时包含参量 v_x 和 v_y , 若将一路信号加到 v_x 上, 另一路信号加到 v_y 上, 两路信号耦合在一起, 形成 x 、 y 方向上的相干度调制波。由于存在交叉耦合, 在解调时必须设法去除这种串扰作用的影响。为此我们采用了图 1 所示的方法, 将一束光用分束器分成两束, 在各自传输的通路上放置不同取向的双狭缝, 即可分别检测 v_x 和 v_y 上的信号。在检测 v_x 信号的光路中双狭缝沿 y 轴取向, 在它产生的干涉条纹上沿 x_3 轴放置两个光电探测器, 分别对准条纹的最亮处和最暗处; 在检测 v_y 信号的光路中双狭缝则沿 x 轴取向, 在它产生的干涉条纹上沿 y_3 轴放置两个光电探测器, 分别对准条纹的最亮处和最暗处。这样, 便可计算干涉条纹的可见度。

首先分析与 v_x 对应的这路光束的可见度, 令双狭缝的间距为 $2a$, 狭缝上任意一点到接收器的距离为

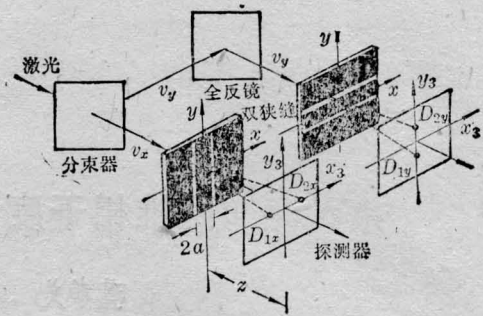


图 1 两维解调原理图

$$l = \sqrt{(x-x_3)^2 + y^2 + z^2} \\ \approx z + \frac{1}{2z} (x-x_3)^2 + \frac{1}{2z} y^2. \quad (3)$$

根据惠更斯-菲涅耳原理, 光电探测器接收到的光场振幅为

$$V = C \int_1 V(-a, y) \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} l_1 \right\} dy \\ + C \int_2 V(+a, y) \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} l_2 \right\} dy,$$

其中积分 1 和 2 分别为对双狭缝的第 1、第 2 个缝的积分, $V(x, y)$ 为狭缝处的光场振幅, l_1, l_2 分别为第 1 和第 2 个缝上的点到探测器的距离。光电探测器接收到的光强为

$$I = \langle V \cdot V^* \rangle \\ = C^2 \iint_{11} \langle V(-a, y) \cdot V^*(-a, y) \rangle \\ \times \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} (l_1 - l_1) \right\} dy dy' \\ + C^2 \iint_{22} \langle V(a, y) \cdot V^*(a, y) \rangle \\ \times \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} (l_2 - l_2) \right\} dy dy' \\ + C^2 \iint_{12} \langle V(-a, y) \cdot V^*(a, y) \rangle \\ \times \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} (l_1 - l_2) \right\} dy dy' + \text{c.c.} \\ = C^2 I_0 \iint_{11} G_{11} \cdot \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} (l_1 - l_1) \right\} dy dy' \\ + C^2 I_0 \iint_{22} G_{22} \cdot \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} (l_2 - l_2) \right\} dy dy' \\ + C^2 I_0 \iint_{12} G_{12} \cdot \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} (l_1 - l_2) \right\} \\ \times dy dy' + \text{c.c.}, \quad (4)$$

其中第1、2项积分分别为第1、2个狭缝单独在光电接收器处产生的光强，第3项积分为两狭缝的干涉项。第一项积分可计算得

$$\begin{aligned}
 I_1 &= C^2 I_0 \iint J_0 \left\{ 2v_x \sin \left[\frac{\pi}{A_x} (a-a) \right] \right\} \\
 &\quad \times J_0 \left\{ 2v_y \sin \left[\frac{2\pi}{A_y} (y-y') \right] \right\} \\
 &\quad \times \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} \left[z + \frac{(x_3+a)^2}{2z} + \frac{y^2}{2z} \right] \right. \\
 &\quad \left. - i \frac{2\pi}{\lambda} \left[z + \frac{(x_3+a)^2}{2z} + \frac{(y')^2}{2z} \right] \right\} dy dy' \\
 &= C^2 I_0 \iint J_0 \left\{ 2v_y \sin \left[\frac{2\pi}{A_y} (y-y') \right] \right\} \\
 &\quad \times \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} (y^2 - y'^2) \right\} dy dy' \\
 &= K(v_y). \tag{5}
 \end{aligned}$$

同理可得到第二项积分为

$$I_2 = I_1 = K(v_y) \tag{6}$$

第三项积分为

$$\begin{aligned}
 I_3 &= C^2 I_0 \iint J_0 \left\{ 2v_x \sin \left(\frac{\pi}{A_x} 2a \right) \right\} \\
 &\quad \times J_0 \left\{ 2v_y \sin \left[\frac{\pi}{A_y} (y-y') \right] \right\} \\
 &\quad \times \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} \left[z + \frac{(x_3+a)^2}{2z} + \frac{y^2}{2z} \right] \right. \\
 &\quad \left. - i \frac{2\pi}{\lambda} \left[z + \frac{(x_3-a)^2}{2z} + \frac{y'^2}{2z} \right] \right\} dy dy' \\
 &\quad + \text{c.c.} \\
 &= \exp \left\{ -i \frac{4\pi a}{\lambda z} x_3 \right\} \cdot J_0 \left\{ 2v_x \sin \left(\frac{2\pi a}{A_x} \right) \right\} \\
 &\quad \times C^2 I_0 \iint J_0 \left\{ 2v_y \sin \left[\frac{\pi}{A_y} (y-y') \right] \right\} \\
 &\quad \times \exp \left\{ -i \frac{\pi}{\lambda z} (y^2 - y'^2) \right\} dy dy' + \text{c.c.} \\
 &= 2 \cos \left(\frac{4\pi a}{\lambda z} x_3 \right) \cdot J_0 \left\{ 2v_x \sin \frac{2\pi a}{A_x} \right\} \\
 &\quad \times K(v_y), \tag{7}
 \end{aligned}$$

总光强为

$$\begin{aligned}
 I &= I_1 + I_2 + I_3 \\
 &= 2K(v_y) \left\{ 1 + J_0 \left[2v_x \sin \left(\frac{2\pi a}{A_x} \right) \right] \right. \\
 &\quad \left. \times \cos \left(\frac{4\pi a}{\lambda z} x_3 \right) \right\}. \tag{8}
 \end{aligned}$$

由此可见，形成了沿 x_3 轴变化的干涉条纹。

光强最大值和最小值分别为

$$\begin{aligned}
 I_{\max} &= 2K(v_y) \left\{ 1 + J_0 \left[2v_x \sin \left(\frac{2\pi a}{A_x} \right) \right] \right\}, \\
 I_{\min} &= 2K(v_y) \left\{ 1 - J_0 \left[2v_x \sin \left(\frac{2\pi a}{A_x} \right) \right] \right\}. \tag{9}
 \end{aligned}$$

可见度则为

$$\Gamma_x = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = J_0 \left[2v_x \sin \left(\frac{2\pi a}{A_x} \right) \right]. \tag{10}$$

用类似的推导可得到另一路光束含 v_y 的相应结果。

由此可得出结论，在两路光栅取向准确正交情况下，可见度 Γ_x 只与 v_x 大小有关，与 v_y 无关；而可见度 Γ_y 只与 v_y 大小有关，与 v_x 无关。说明在这种装置中可消除两路光信号的交叉耦合。

三

如上所述，由于消除了交叉耦合，我们可以对 x_3 和 y_3 方向的解调分别计算，现在以 x_3 方向为例说明之。

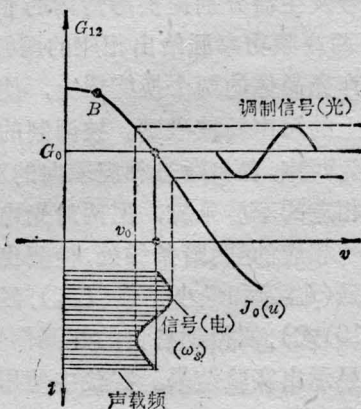


图 2

如图2所示，调制信号光随声功率按零阶贝塞尔函数变化。假定平均声功率对应的 v_0 (即偏置) 处于零阶贝塞尔函数的中点附近，并令入射声场为被信号调制的调幅波，即

$$v_x(t) = v_0(1 + M_x \sin \omega_s t), \tag{11}$$

其中 M_a 为调幅系数, ω_a 为传输信号的频率。由(10)式可得到解调信号为

$$\Gamma_a = J_0 \left\{ 2v_0 [1 + M_a \sin] \cdot \sin \left(\frac{2\pi a}{A_a} \right) \right\} \quad (12)$$

由于运用小信号, $M_a \ll 1$, 且 v_0 处于线性较好的区域, 因此可忽略高阶项, 于是 Γ_a 在 v_0 的展开式可写成

$$\begin{aligned} \Gamma_a \approx J_0 \left[2v_0 \sin \left(\frac{2\pi a}{A_a} \right) \right] \\ + J_0' \left[2v_0 \sin \left(\frac{2\pi a}{A_a} \right) \right] \\ \times \sin \left(\frac{2\pi a}{A_a} \right) \cdot 2v_0 M_a \sin \omega_a t, \quad (13) \end{aligned}$$

式中的第一项为直流分量, 第二项为交流分量, 正比于调制信号。这样, 就可将信号解调出来。用同样方法可以得到另一路解调信号。值得注意的是, 如果 v_0 偏置在非线性区域(如图2中的B点), (13)式中的高阶项, 即谐波项不容忽略, 则解调信号将失真, 并可由(13)式计算出谐波比^[7]。因此可以看出, 正确偏置 v_0 是很重要的。

图3为两维波前复用的实验原理图。两低频信号发生器分别提供待传输的信号 ω_{s1} 和 ω_{s2} , 两高频功率源给出相应的调幅波, 分别加到声光晶体的两个换能器上, 使 x, y 两个方向上的超声场被激励。被调制的光被分束器分为两束, 各自通过相应取向的双狭缝, 并用两对光电探测器分别置于相应的亮、暗条纹处, 检测出各自的最大光强 (I_{max}) 和最小光强 (I_{min}), 经运算放大(按(10)式), 便得到各自的解调信号, 并由示波器显示出实验结果。实验中使用的是氦氖激光器, 要求光束有很好的相干性, 且为基横模输出。对在使用其它激光器时, 由于这个要求均可得以满足, 因此也可完成同样实验。

图4~8给出一组实验结果。其中图4为 x 方向的调制信号, 图5为 x 方向的解调信号; 图6、图7则分别为 y 方向上的调制信

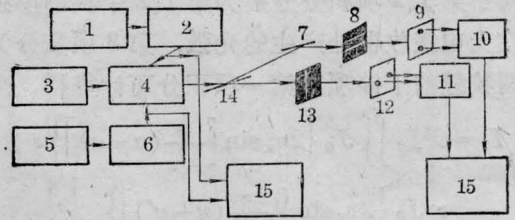


图3 实验装置原理图

1、5—低频信号源; 2、6—高频信号源; 3—He-Ne激光器; 4—晶体; 7—全反镜; 8—双狭缝1; 9—探测器1; 10—解调1; 11—解调2; 12—探测器2; 13—双狭缝2; 14—分束器; 15—示波器

号和解调信号。图8为关掉 v_a 信号后 v_y 信号对 v_x 信道的影响, 即信道间的交叉串扰情况。可以看到解调信号与调制信号相比有一定的畸变, 这是由于探测系统中有50Hz电源纹波引起的, 和实验原理无关。

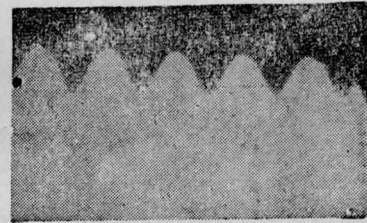


图4



图5

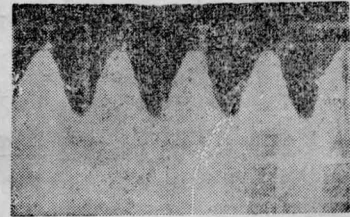


图6



图7

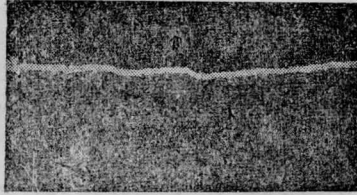


图 8

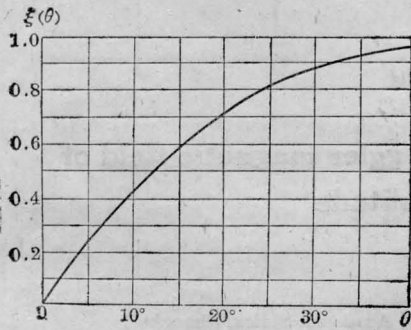


图 9

四

1. 上述理论分析与初步实验表明,通过对两维相干度调制波的解调可实现光波前复用。由于这种解调为可见度解调,因此具有相关检测的品质,与直接检测比较在信噪比(SNR)上有较大提高,而且对光源功率稳定性等方面的要求也大大降低。这些均有利于提高光纤通信系统的实际性能。

2. 和其他复用方式一样,波前复用中降低系统 SNR 的主要来源是交叉串扰,或简称串音。从上述理论分析,如式(7)、式(8)不难看出,我们在解调 v_x 信道时,已令 v_y 信道的积分为一与 v_x 无关的常数 $K(v_y)$ 。显然,仅当图 1 中的双狭缝合理配置时,这种处理才具有合理性。在这里所说的合理配置是指: v_x 信道的解调双缝取向要严格平行于 y 轴, v_y 信道的解调双缝取向要严格平行于 x 轴,或者说两个双缝要严格垂直取向。如果不是这样,例如双缝取向偏离正确方向一个 θ 角,那么, v_x 信道将对 v_y 信道有贡献,反之亦然。这样,便出现两信道间的交扰。显然,这种交扰作用应随 θ 角的增大而增大。参考图 3 可

知,空间相干度 G 可写成

$$G = G_0 + \frac{dG}{dv_x} \Delta v_x + \frac{dG}{dv_y} \Delta v_y, \quad (14)$$

系数 $\alpha = dG/dv_x$, $\beta = dG/dv_y$ 均与 θ 角有关,可作为交扰效应的量度。例如当 $\theta = 0$ 时, G 仅与 Δv_x 有关, $dG/dv_y = \beta = 0$, 即无交扰效应发生。因此可令 v_y 信道对 v_x 信道的交扰系数为

$$\xi(\theta) = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{(dG/dv_y)_{v_{oy}}}{(dG/dv_x)_{v_{ox}}} \quad (15)$$

v_x 对 v_y 信道的交扰作用可作类似的定义。图 9 是根据(15)式以及(2)、(4)式计算的结果绘制出的 $\xi(\theta) \sim \theta$ 关系曲线,它反映出交扰随 θ 的变化。对于多维情况,较两维复杂些,但也可作类似分析,并写出类似形式(有关这方面的理论和实验工作正在进行中,拟另文撰述)。

3. 近些年来,由于研制声光器件工艺水平的不断提高,特别是表面波和集成光学的飞速发展,已能使器件的工作效率大幅度提高,工作频率延伸到微波段。因此,制造具有几个 GHz 调制带宽的多维声光调制器已成为可能。图 10 是我们设计中的一种四维声光调制器,即在一个器件中对四路信号进行相干度调制。如果再与四种按规定取向的光栅相配合,即可完成四波复用通信作用。

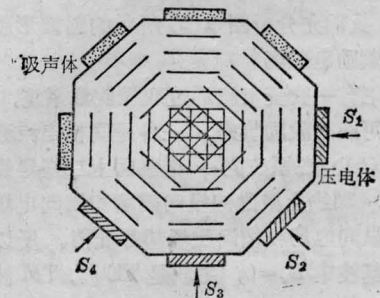


图 10 多维声光调制作用

4. 由于双缝给出的干涉条纹是多级的,而在解调时只用了其中一对条纹,因此光波能量大部分“浪费”了,这是这种解调方式的缺点。但如果使用几对探测器,由于每对干

(下转第 633 页)

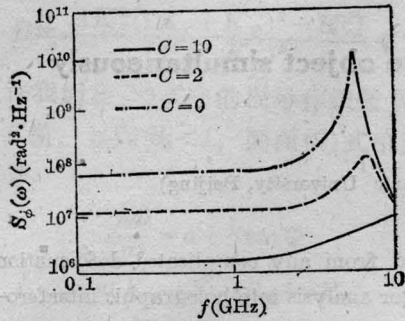
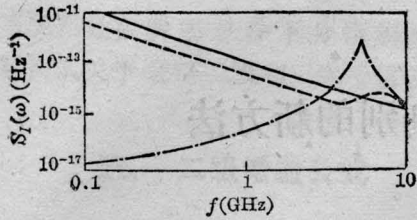


图3 环路增益对噪声的影响

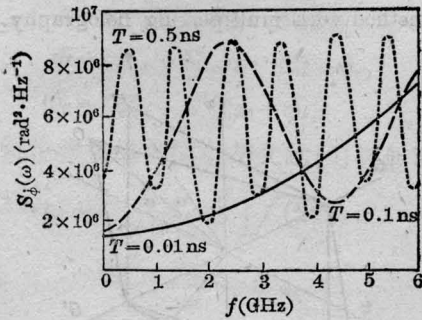


图4 环路时延对 FM 噪声的影响

为了便于和实验数据比较,图5给出了NFFB LD的线宽随环路增益变化的曲线。 $P=10\text{mW}$, $T=0.01\text{ns}$ 。由图中可知, $C=4$ 时线宽约为330 kHz。

这与目前得到的最佳数据是吻合的^[6]。

同理也可讨论反馈环路采用外差检波时的噪声特性。

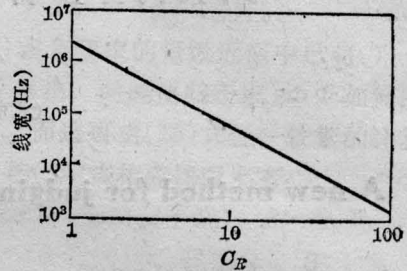


图5 NFFB LD的线宽

作者对 C. H. Henry 博士和王之光同志的有益讨论表示感谢。

参 考 文 献

- 1 Kikuchi K et al. *IEEE J. Light wave Technology*, 1984; **LT-2**: 1024
- 2 Mogensen F et al. *Electr. Lett.*, 1985; **21**: 696
- 3 Wyatt R. Proc. Conf. Opt. Fiber Commun., San Diego, CA 1985
- 4 Saito S et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1985; **46**: L256 3
- 5 Ohtsu M et al. *Japan. J. Appl. Phys.*, 1985; **24**: L256
- 6 Ohtsu M et al. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1985; **QE-21**: 1905
- 7 Yamamoto Y et al. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1985; **QE-21**: 1919
- 8 Agrawal G P. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1985; **QE-21**: 680

(收稿日期: 1987年5月13日)

(上接第619页)

涉条纹均含有相同的信息,因此可具有多通道的功能,这又是这种解调方式的潜在长处,可望得到相应的应用。

参 考 文 献

- 1 董孝义. 物理, 1986; **15**(6): 375

- 2 Mallein H F. *Fiber and Int. Opt.*, 1983; **4**(4): 339
- 3 董孝义 et al., 光学学报, 1984, **4**(3): 760
- 4 Ohtsuka Y et al., *Opt. Act.*, 1983; **29**(3): 169
- 5 董孝义 et al. 中国激光, 1986; **13**(1): 8
- 6 董孝义 et al. 通信学报, 1986; **7**(2): 83
- 7 董孝义; 光波电子学, 南开大学出版社, 天津, 1987, 第5.3节