

光纤通讯讲座

光纤传输与光学相干性

董孝义

(南开大学现代光学研究所)

光学相干性理论的研究是目前一个极为活跃的领域。而光纤传输中相干特性的变化及其规律的研究,在目前则显得更为重要和迫切,这是因为,近年来刚刚建立起来的光纤相干通信、光纤传感等重大研究课题都急需有关光纤传输中相干特性方面的知识,而在这方面,在以往一段时间里几乎没有引起人们的注意。

一、光学相干性的一般性解释

所谓光学相干性,实质上是对光扰动之间关联性的一种描述。在以往的理论中,习惯上把光学相干性划分为时间相干性和空间相干性两类。前者是用来描述光场在时间上的关联性(或称纵向关联性),它与光源的有限带宽直接发生关系;而后者则是用来描述光场在空间上的关联性(或称横向关联性),它与光源的空间有限线度直接发生关系。描述时间相干性的特征量是相干时间,它被定义为:人们可以预言光波在空间一给定点的相位不变的那段时间间隔。可见,相干时间的长短直接依赖于光场相位的时间稳定性;描述空间相干性的特征量是相干空间(如相干长度、相干面积等),它被定义为:人们可以预言光波在一给定时刻有确定相位关系的各点的那段空间线度。可见,相干空间直接依赖于光场相位的空间稳定性。因此我们还可以说,如果在给定时刻,横向分开的两点处在同一波面上,则称这些点的场是空间相干的;如果在给定时刻,纵向分开的两点处在同一波列上,则称这些点的场是时间相干的。

表征光场相干特性的数学量是互相干函数

数。令 S_1, S_2 两点的光场分别为 $\tilde{E}_1(t)$ 和 $\tilde{E}_2(t)$, 则定义它们的互相关函数^[1]

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle \tilde{E}_1(t + \tau) \cdot \tilde{E}_2(t) \rangle \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_1(t + \tau) \cdot \tilde{E}_2(t) dt$$

为光场的互相干函数,并进一步定义其归一化形式

$$\tilde{\gamma}_{12}(\tau) = \frac{\langle \tilde{E}_1(t + \tau) \cdot \tilde{E}_2^*(t) \rangle}{[\langle |\tilde{E}_1|^2 \rangle \cdot \langle |\tilde{E}_2|^2 \rangle]^{1/2}} \quad (1)$$

为复相干度。根据 Schwartz 不等式可以证明,复相干度大小范围是 $0 \leq |\tilde{\gamma}_{12}(\tau)| \leq 1$ 。其中 $|\tilde{\gamma}_{12}| = 1$ 代表光场完全相干, $|\tilde{\gamma}_{12}| = 0$ 代表光场完全不相干,介于二者之间的情况即 $0 < |\tilde{\gamma}_{12}| < 1$, 则代表光场为部分相干。

还可以进一步证明^[2],光场的相干度 $\tilde{\gamma}_{12}$ 与因光场干涉效应而产生的干涉条纹的可见度之间有直接联系。因此,测量条纹的可见度与条纹的位置,便能给出复相干度的大小及其相位值。

相干光在传播中如被无规则分布的粗糙表面所散射,则由此而产生一系列子波,这些子波相干叠加的结果便形成一个空间强度随机分布的反射光场,其结构呈颗粒状,并称之为散斑,这种现象即为相干光所特有的散斑效应^[3]。在光纤通信中使用的多为相干光源。当相干光在光纤中传播时,在芯子和包层的交界面上将经历无数次散射,对于平稳光场来说,这种情况和粗糙表面散射是类似的,因此也将产生散斑效应。

二、光纤传输的波型和模式

对光纤传输的理论分析有两种方法可供选

择。其一是所谓光线理论，它适用于纤径远大于波长的场合，例如对于纤径为波长几十到几百倍的多模光纤，光线理论可以给出很多简单明了并且颇为有用的知识。其二是所谓波动理论，它是普遍适用的分析方法，特别是当纤径接近波长量级时，光线理论失去意义，这时必须将光纤作为波导，运用波动方程对光的传输进行分析。波动理论可以给出很多实质性的知识。

目前广泛使用的光纤是圆柱体，图1是它的剖面图。芯子和包层的折射率分别为 n_1 和 n_2 ，而且 $n_1 > n_2$ 。因此光线以 θ 角入射时会出现两种情况：

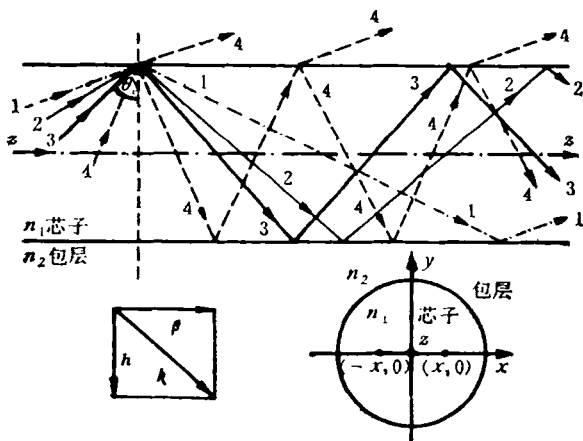


图 1

(1) 当 θ 大于临界角 $\theta_c = \sin^{-1}(n_2/n_1)$ 时，光线在芯子和包层的交界面上产生全反射，并以“锯齿”形路线沿 z 轴向前传播。这是光波在光纤中传播的唯一形式，并称之为导波。

(2) 当 $\theta < \theta_c$ 时，如图1所示，在交界面上出现折射光线，这表示光波的一部分能量被辐射掉，因此称之为辐射波。此外还有一种情况，当入射光波是非均匀平面波时，则不能按上述方法分析，这时即使以大于 θ_c 的角入射，也得不到全反射^[4]，这种光波称泄漏波。泄漏波和辐射波都不能在光纤中传播，但在光耦合等场合下，这种光波可得到实际应用。

如上所述，光以导波形式在光纤中传输，导波的行为应遵循波动理论，或者说可以根据麦克斯韦方程求出导波的传播特性。

由于光纤均为平直圆柱形，因此使用圆柱坐标较为方便。这时光纤内的电磁场可以写成^[5]

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \{E_i(r, \theta) + kE_z(r, \theta)\}e^{i(\omega t - \beta z)} \\ \mathbf{H} = \{H_i(r, \theta) + kH_z(r, \theta)\}e^{i(\omega t - \beta z)} \end{cases} \quad (2)$$

其中脚标 i 和 z 分别代表场的横向与纵向分量。将(2)式代入麦克斯韦方程，并根据光纤的折射率分布与边界条件即可求出光纤内传播光场的形式及其传播特性。经计算分析可知，在光纤内传播着以下三种光场模式：

(1) TE_{mn} (横电) 波及其模式。它对应纵向只有磁场分量而无电场分量的情况。利用麦克斯韦方程求解，可以得到此时光场的主要分量有：

$$\left. \begin{aligned} E_\theta &= R_H(r), \\ H_r &= -\frac{\beta}{\omega\mu_0} R_H(r), \\ H_z &= \frac{i}{\omega\mu_0} \left[R_H'(r) + \frac{1}{r} R_H(r) \right] \\ E_z = E_r = H_\theta &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 $R_H(r)$ 是一与折射率分布等参数有关的函数。

(2) TM_{mn} (横磁) 波及其模式。它对应纵向只有电场分量而无磁场分量的情况。经类似计算也可以得到这种情况下光场的主要分量。即

$$\left. \begin{aligned} E_r &= R_E(r), \\ E_z &= -\frac{i}{\beta} \left[R_E'(r) + \frac{1}{r} R_E(r) \right], \\ H_\theta &= \frac{\beta}{\omega\mu_0} R_E(r), \\ H_z = E_\theta = H_r &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中 $R_E(r)$ 也是一与折射率分布等参量有关的函数。在上述符号 TE_{mn} 和 TM_{mn} 的脚标中， m, n 分别表示横向电场(磁场)在 θ 方向和 r 方向上的波节数，这与微波波导情况是类似的。

(3) EH_{mn} (或 HE_{mn}) 波及其模式。这是一种混合波及其模式，它代表在纵向上既有电场分量也有磁场分量在传播，因此可以说它是 TE 波与 TM 波的混合波。如纵向电场分量占

优势, 则写成 EH 形式; 如纵向磁场分量占优势, 则写成 HE 形式. 经类似运算也可求得混合波的各分量的具体表达形式. 例如对于 EH 波有

$$\begin{aligned}
 E_{\theta} &= R_{EH}(r) \sin(m\theta + \varphi_m), \\
 E_r &= R_{EH}(r) \cos(m\theta + \varphi_m), \\
 E_z &= -\frac{i}{\beta} \left[R'_{EH}(r) + \frac{1}{r}(m+1) \right. \\
 &\quad \left. \times R_{EH}(r) \right] \cos(m\theta + \varphi_m), \\
 H_{\theta} &= \frac{\beta}{\omega\mu_0} R_{EH}(r) \cos(m\theta + \varphi_m), \\
 H_r &= -\frac{\beta}{\omega\mu_0} R_{EH}(r) \sin(m\theta + \varphi_m), \\
 H_z &= \frac{i}{\omega\mu_0} \left[R'_{EH}(r) + \frac{1}{r}(m+1) \right. \\
 &\quad \left. \times R_{EH}(r) \right] \sin(m\theta + \varphi_m). \quad (5)
 \end{aligned}$$

对于 HE 波也有类似的表达形式, 不过函数 $R_{EH}(r)$ 要改换成 $R_{HE}(r)$.

以上三种波型及其模式都是波动方程的解, 因此它们均可在光纤中以导波的形式传播. 图 2 给出了几种波型模式的光场结构. 每一种光场模式都具有自己的传播常数 β , 这一点从图 1 中也可以看出来. 以 $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \dots$ 角度 ($\theta_1, \theta_2, \theta_3, \dots$ 均大于临界角 θ_c) 入射的光线均以“锯齿”形路线沿 z 轴向前传播(即图 1 中的光线 1, 2, 3), 但它们的“锯齿”形状(即模式)不同, θ 角越大于 θ_c , 则传播光线沿 z 方向的分量越大, 亦即传播常数 β 越大. 当 $\theta \rightarrow \pi/2$ 时, 传播常数达到最大值.

从图 2 给出的几种常见光场模式结构中不难证明, HE_{11} 模的传播常数最大, 它对应的是圆形光斑, 是光纤传输中的基模. 对于 TE_{01} 模, 由于电场在纤芯中心最弱, 因此对应的光斑将在中心呈现暗区, TM_{01}, HE_{21} 与 TE_{01} 模式的情况类似, 也是在中心出现暗区. 这三种光场模式叫做次阶模, 它们的传播常数很接近, 在传输过程中可能结合起来形成简并模^[6].

描述光纤传输特性的一个重要参数是归一

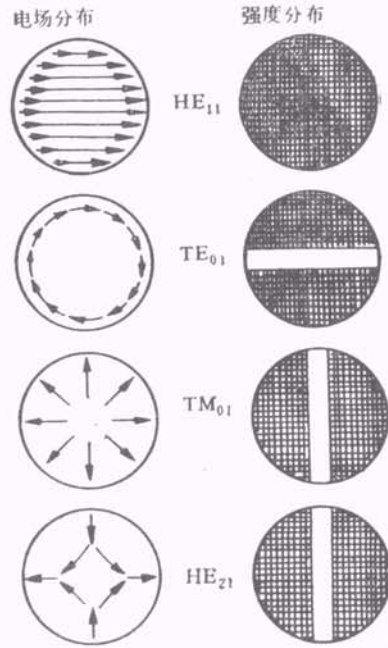


图 2

化频率, 它定义为

$$\nu = \frac{2\pi a}{\lambda} [n_1^2 - n_2^2]^{1/2}. \quad (6)$$

已经证明 ν 与归一化传播常数 β/k 的关系(即色散关系)如图 3 所示^[7]. 由图 3 可见, 每一种

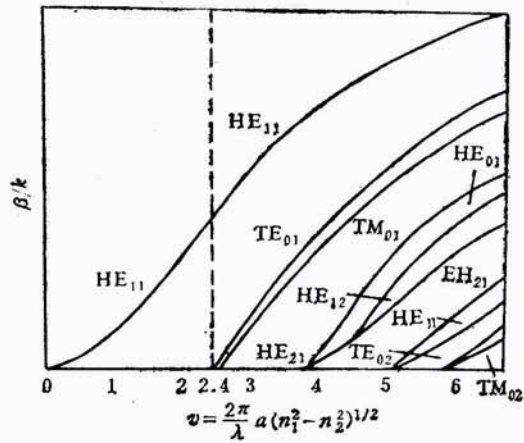


图 3

模式都有其截止频率, 唯 HE_{11} 模可以在所有频率下存在, 因此称它为基模是合理的. 当 $\nu > 2.4$ 时, 其它低阶模开始依次出现, 反之当 $\nu < 2.4$ 时, 只有基模 HE_{11} 存在, 这就是单模传输情况. 由于 $\nu \propto a$, 因此减小纤径 a 到一定值, 即可出

现单模状态,这种光纤也就是人们常说的单模光纤.同时还可以说明,只要 $\nu \gg 2.4$, 大部分模式均可存在,并在光纤中传播.对于阶跃型光纤,可传输的模式总数近似为^[7]

$$N = \nu^2/2 = 2 \left[\frac{\pi a}{\lambda} \right]^2 \cdot (n_1^2 - n_2^2), \quad (7)$$

而梯度型光纤可传输的模式总数是阶跃光纤的二分之一.

三、对光纤传输中光学相干性的理论分析

一般在相干面积小于光纤芯子截面的情况下,或者如上所述,在光纤远离截止频率的情况下,光纤内将有多个模式同时存在和传输.这时光场(只写其电矢量部分,以下同)可以用各个模式的和来表征^[8],即

$$E(r, \theta, z, t) = \sum_m a_m \mathcal{E}_m(r, \theta) e^{i\psi(r-\tau_m z)} \cdot e^{i(\omega_0 t - \beta_m z)}, \quad (8)$$

其中 $\mathcal{E}_m(r, \theta)$ 和 a_m 分别为第 m 个模的电矢量振幅及展开系数, τ_m 和 β_m 分别为第 m 个模的群延迟时间与相位常数,因此有 $\tau_m = d\omega/d\beta_m|_{\omega=\omega_0}$. 利用(1)式可以写出光纤截面上任意两点的复相干度,即

$$\tilde{\gamma}_{12}(\tau) = \frac{\langle E(r_1, t + \tau) \cdot E^*(r_2, t) \rangle}{[\langle |E(r_1, t)|^2 \rangle \cdot \langle |E(r_2, t)|^2 \rangle]^{1/2}}, \quad (9)$$

如图1所示,若选两点为 $(x, 0)$ 和 $(-x, 0)$,代人(9)式,经计算整理后得

$$|\tilde{\gamma}_{12}(\tau)| = \frac{\left| \sum_m a_m^2 \mathcal{E}_m(x) \cdot \mathcal{E}_m(-x) \right| e^{-\delta\omega|\tau|}}{\left\{ \left[\sum_m a_m^2 \mathcal{E}_m^2(x) \right] \cdot \left[\sum_m a_m^2 \mathcal{E}_m^2(-x) \right] \right\}^{1/2}}, \quad (10)$$

式中

$$e^{-\delta\omega|\tau|} = \langle e^{i[\psi(r+\tau) - \psi(r)]} \rangle \quad (11)$$

表示光场相位涨落的统计平均.如果是单模光纤,即只有一个模式传输,因此 $\tau = 0$,由(10)

式得 $|\tilde{\gamma}_{12}| = 1$. 说明单模传输时光学相干度不受影响.这和实验结果基本相符^[8].

如果光源给出的不是具有 ω_0 的单频光,例如具有一定的频谱宽度,则上面的求和运算应改变为积分运算,并得到类似的结果.

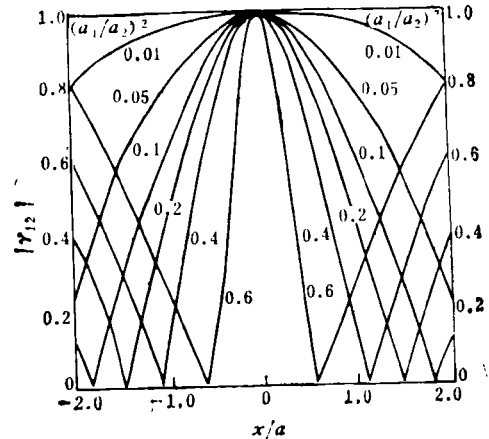


图 4

图4给出了只有两种模式 \mathcal{E}_1 (HE_{11} 模)和 \mathcal{E}_2 ($TE_{01} + TM_{01} + HE_{21}$ 简并模)传输时的相干度变化的理论曲线.从图4可以看出,只有当比值 $[a_2/a_1]^2$ 较大,即高阶模存在并较强时,相干度才有明显的变化,反之,如果 $[a_2/a_1]^2$ 较小,以至趋于零,即进入单模传输时,则相干度近似等于1,沿整个光纤截面几乎没有变化.利用这种结果,可以对光纤与半导体激光器内的光场模式进行分析,并得到有益的知识^[9].

四、散斑分析与测量方法

如上所述,在多模光纤中,由于模式间相干叠加的结果,将在纤端产生散斑图样,并可将其投射到纤端后面的屏障上,供直接观察和测量.值得注意的是,这里所说的多模,既可以从光源输入的,也可以是由于光纤弯曲等因素而从一个低阶模式激励起来的.上面已经给出多模光纤中传输的模式总数.由于散斑是模式相互干涉的结果,因此可知散斑总数应与模式总数有一定的比例关系.对于常规的圆柱型光纤,产生的散斑总数为^[10]

$$N' = \pi \left[\frac{2a}{\lambda} \right]^2 \cdot (n_1^2 - n_2^2). \quad (12)$$

与(7)式比较,则有 $N' = 2N/\pi$, 说明散斑总数与光场的模式总数大致相当。但必须记住,散斑不是模,而是模相干的结果。当模式之间的相位发生某种改变时,作为它们相干结果的散斑图样,显然也将发生相应变化。引起模式间相位变化的原因很多,例如光源的不稳定性,光纤内部的机械失真等。如果相位变化是机械失真引起的,显然这可以用来作光纤传感。但是,一般情况下,散斑的变化会导致光纤损耗的变化,当光纤传输信号时便会引起信号失真,例如光纤传输的伪调幅效应就是这一原因引起的。同时还可以看出,由于散斑的无规律变化(或称散斑的涨落)将导致一种特殊形式的噪声出现,这种噪声就是模噪声。

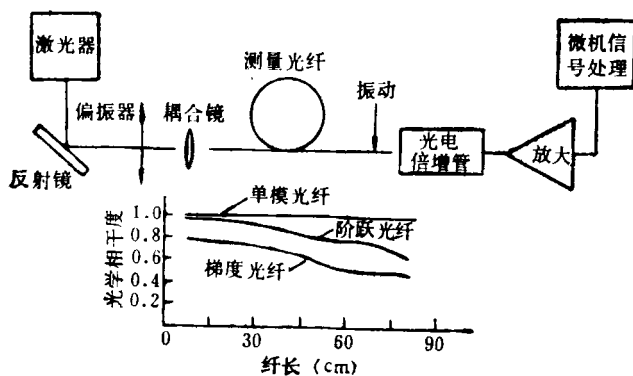


图 5

通过上述分析可知,从光纤的散斑图样及其变化的规律中我们可以获得许多有关光纤传输方面的重要数据。因此散斑分析在光纤测量方面有着广泛的应用前景。利用散斑图样的平均可见度测定光纤传输的相干度,就是散斑分析方法的一个重要例子。散斑图样的可见度可利用常规的光电空间扫描方法测定。但是对于平稳光场来说,遵循统计上的各态历经原理,空间上的统计量与时间上的统计量是等效的,因此散斑的平均可见度还可以通过时间范畴加以测量。这时平均可见度的定义为^[11,12]

$$V = \frac{[\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2]^{1/2}}{\langle I \rangle} = \frac{[\langle \Delta I^2(t) \rangle]^{1/2}}{\langle I(t) \rangle} \quad (13)$$

这里 $I(t)$ 是散斑强度的时间变化信号,它可以

用人为振动光纤的办法由光电器件给出,并可连接微机按(13)式直接打出数据。图5给出了这种测量装置及其典型的测量结果^[12,13]。结果表明,对于多模光纤,光学相干度随光纤长度的增长而迅速下降,而对于单模光纤,这种下降则不明显。这与其它方法的测量结果^[14,15]大体上是一致的,从而证明了这种方法的有效性。利用这种方法还可以对光纤的其它一些参数进行测量^[8]。

五、光学相干度的调制与解调

光学相干度既然是光波的一个特性参量,因此从原理上讲,也能象幅度、频率和相位等参

量那样被调制和解调,用以携带和传输信号。近年来已从理论和实验上证明^[16,17],相干光通过声光调制后,其相干度受到调制信号的调制。如令光波波面上两点 x'_1, x'_2 的相干度为 $\tilde{\gamma}'_{12}(x'_1, x'_2)$,经声光作用后,与 x'_1, x'_2 对应的两点 x_1, x_2 的相干度为 $\tilde{\gamma}_{12}(x_1, x_2)$,二者之间可以写成以下关系式:

$$\tilde{\gamma}_{12}(x_1, x_2) = G_{12}(u, x_1, x_2) \cdot \tilde{\gamma}'_{12}(x'_1, x'_2), \quad (14)$$

其中 $G_{12}(u, x_1, x_2)$ 是反映声光作用的系数,称为调制相干因子。 u 是声光作用 R-N 参数,与调制信号的强度成正比。对于不同类型的声光调制器,经计算得知^[16,17] G 因子的形式大致相同。为简化分析起见,我们写出它的最简单形式,即

$$G_{12}(x_1, x_2, u) = J_0 \left\{ u \sin \left[\frac{\pi}{\Lambda} (x_1 - x_2) \right] \right\}, \quad (15)$$

其中 Λ 为声波波长, J_0 为第一类零阶贝塞尔函数。当以信号调制驱动声波时, R-N 参数即被调制,令调制信号的圆频率为 ω_s , 调幅系数为 M , 于是有

$$u(t) = u_0(1 + M \sin \omega_s t), \quad (16)$$

将(16)式代入(15)式,即得到相干度被调制了的光波,其调制相干因子为^[18]

$$G_{12}(x_1, x_2, t) = J_0 \left\{ u_0(1 + M \sin \omega_s t) \cdot \sin \frac{\pi}{\Lambda} (x_1 - x_2) \right\}. \quad (17)$$

在小信号运用时, $M \ll 1$, 则 (17) 式可简化为

$$G_{12}(x_1, x_2, t) = G_{12}^0 + g_{12}(t), \quad (18)$$

如图 6 所示, 其中 $G_{12}^0 = J_0(u_0)$ 为“直流”成分, $g_{12}(t) = J_0'(u_0)u_0M \cdot \sin \omega_s t$ 为“交流”成分, 后者恰好按调制信号形式变化, 因此可以说, 光载波加进了信号信息。

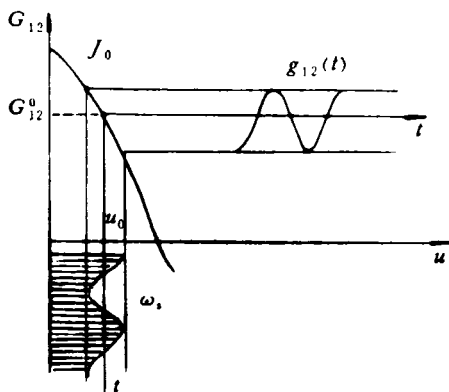


图 6

对相干度调制的光波的解调不能使用传统的解调方法, 可利用“可见度解调”完成信载分割。如上所述, 可见度与相干度有确定的关系, 而前者可通过光电探测器测量干涉条纹的亮暗处光强 (I_{\max} , I_{\min}) 直接给出。已知有^[1]

$$\left. \begin{aligned} I_{\max} &= 2I_0 + A_0 G_{12}, \\ I_{\min} &= 2I_0 - A_0 G_{12}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

将 (18) 式代入 (19) 式, 经整理后可得

$$\left. \begin{aligned} I_{\max} &= A + D \sin \omega_s t, \quad I_{\min} = B - D \sin \omega_s t, \\ \Delta I &= I_{\max} - I_{\min} = C + 2D \sin \omega_s t. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

由此可见, 差值 ΔI 包含着调制信号, 并且解调信号加倍。此外, 由于是相关检测, 故信噪比大幅度提高。图 7 给出了这种解调的一种实验装置和相应的实验结果。

这种调制解调方式在提高信噪比方面能和相干通信媲美之外, 由于 x_1, x_2 可以有多种选择, 因此还有可能实现多通道通信。由此可见, 这是一种有发展前景的光通信方式。

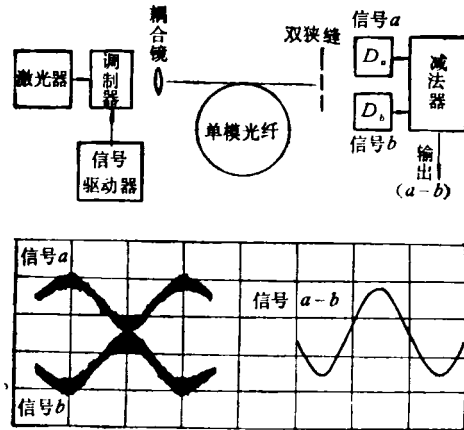


图 7

参 考 文 献

- [1] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, New York, (1975), chap. 10.
- [2] E. Hecht and A. Zajac, Optic, Addison-Wesley, New York, (1976), chap. 12.
- [3] J. C. Dainty (ed); Laser Speckle and Related Phenomena; Springer-Verlag, New York, (1975), chap. 1, 2.
- [4] 叶培大编, 光波导技术基本理论, 人民邮电出版社, (1981), 第三章.
- [5] 大越孝敬, 光ファイバの基础, オーム社, 东京, (1977), 5 章.
- [6] T. Li, Proc. IEEE 68 (1980), 1175.
- [7] 平岛利洋等, 信学论, 59-C (1976), 258.
- [8] 今井正明, 大塚喜弘, レーザ-研究, 9(1981), 222.
- [9] P. Spano, Opt. Commun., 33 (1980), 265.
- [10] R. E. Epworth, Laser Focus, 9(1981), 109.
- [11] 今井正明, 光学, 8(1979), 128.
- [12] M. Imai and T. Asakura, Optik, 48 (1977), 335.
- [13] 董孝义等, 激光与红外, No. 9 (1985), 29.
- [14] H. Takahara, Opt. Act., 10 (1982), 97.
- [15] T. Suzuki, J. JAP., 6 (1967), 348.
- [16] 董孝义等, 光学学报, 4(1984), 760.
- [17] 董孝义等, 中国激光, 13(1986), 22.
- [18] 董孝义等, 激光与红外, No. 9 (1985), 28.