

## 脉冲多普勒雷达的光学信息处理

中国科学院物理研究所光学信息处理组

### 一、引言

一个电信号的记录和再现在电子学方法中是极为方便的,示波器或磁带记录器就是最常用的仪器。Arm 和 King<sup>[1]</sup>利用全息技术提出了一种记录和再现电信号的光学方法,并企图应用于雷达信号处理<sup>[2]</sup>。粗看起来,光学方法比电子学方法要麻烦,但下面我们可以看到,光学方法具有二维处理能力,从容量、速度、设备简单等方面具有电子学方法难以比拟的优点。光学方法的原理如图 1 所示,电信号经超声光调制器变成一维空间透过率函数(可以看成是一个运动着的相位光栅),受到超声光调制器调制后的激光束具有两个衍射波(或者相当于两个边带),它们都携带有输入电信号的信息,经柱透镜一维傅里叶变换后在后焦面上形成两条与零级谱线对称的  $\pm 1$  级谱线。取其中一条一级谱线与一平面波参考光束相干涉形成傅里叶全息图,全息图记录和储存了电信号的全部信息(频率、振幅、相位),为了再现电信号,可以通过一次逆傅里叶变换来实现。平面参考波的形成,采用

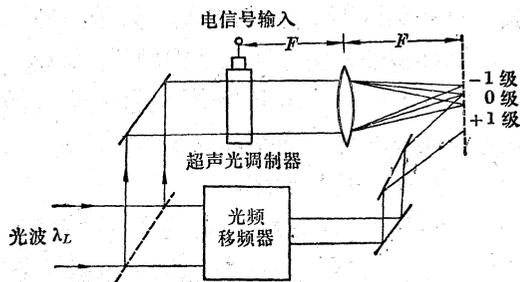


图 1

Arm 和 King 提出的部分补偿方法,在参考光束中放进一连续波激励的超声光调制器,使参考光束的光频移动一待记录电信号的频率值,以致全息图在较长曝光时间内有稳定的干涉条纹,从而降低了对激光器功率和脉宽的要求。

脉冲多普勒雷达发射一串相干脉冲列,各脉冲之间存在着固定的相位关系,因此从回波之间的相位变化可以检测目标的径向速度。多普勒分辨单元取决于对目标的观察时间,为了得到高的速度分辨率,就要求相干积累更多回波信号,这一点用光学处理系统很易实现,只要胶片的运动与雷达重复频率同步,就能记录下多目标的各次回波的全息图,这些全息图之间仍然保持着多目标回波之间的相位关系,因此用球透镜再现时,就能实现在距离—速度空间中多目标的二维显示,比较方便地实现了目前在电子系统中还难以实现的平行处理。

本文简略介绍了 Arm 和 King 的部分补偿方法,着重讨论了雷达目标在距离—速度空间中二维显示的原理,并给出了模拟信号的二维显示实验结果,最后对光学信息处理方法在脉冲多普勒雷达上应用的前景作了估计。

## 二、原 理

### 1. 薄透镜的傅里叶变换特性

光学信息处理的基本原理是基于一个理想薄透镜  $L$  的前后焦平面上光场分布满足傅里叶变换关系:

$$B(x', y') = K' \int_{-p/2}^{+p/2} \int_{-p/2}^{+p/2} G(x, y) \exp\left[-j \frac{2\pi}{F\lambda_L} (xx' + yy')\right] dx dy \quad (1)$$

其中  $K'$  是一常数,  $K' = -(j/F\lambda_L) e^{2j \frac{2\pi F}{\lambda_L}}$ ,  $\lambda_L$  是光波波长,  $F$  是透镜焦距。(1) 式成立条件是  $P \ll F, P' \ll F$ 。

如果用柱透镜代替球透镜, 则二维傅里叶变换变成一维傅里叶变换

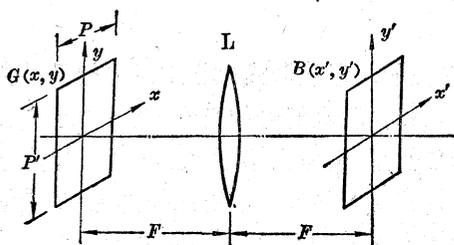


图 2

$$B(x') = K \int_{-p/2}^{+p/2} G(x) \exp\left(-j \frac{2\pi}{F\lambda_L} xx'\right) dx \quad (2)$$

其中  $K = K'^{1/2}$ , 光学信息处理系统的原理图为图 2 所示。

### 2. 脉冲多普勒雷达回波信号的表示

一般电信号可以写成:

$$v(t) = a(t) \cos[\omega t + \theta(t)] \quad (3)$$

其中  $\omega$  是载波频率,  $\theta(t)$  是相位因子,  $a(t)$  是反映振幅变化的包络。

脉冲多普勒雷达回波经混频后, 第  $i$  个回波的中频信号可以表示为:

$$v_i(t) = K_0 a_\tau [t - (i-1)T] \cos[(\omega_0 + \omega_d)t - \omega_d(i-1)T] \quad (4)$$

其中  $a_\tau$ ——脉冲包络,

$\omega_0$ ——中频频率,

$\omega_d$ ——目标运动引起的多普勒频移,

$\omega_d = \frac{-2V}{c} \omega_c$ ,  $V$ ——目标径向速度,

$\omega_c$ ——雷达发射信号的载频,

$T$ ——雷达发射重复周期,

$K_0$ ——常数。

上式忽略了二级小量,  $(\omega_0 + \omega_d)$  表示回波频率已有多普勒频移;  $\omega_d(i-1)T$  表示多普勒频移引起的相位变化, 说明运动目标除频移外, 还有相位变化。

为了方便起见, 常以复数形式表示回波信号:

$$v_i(t) = v_{1i}(t) + v_{1i}^*(t) \quad (5)$$

其中  $v_{1i}(t) = \frac{K_0}{2} a_\tau [t - (i-1)T] \exp\{j[(\omega_0 + \omega_d)t - \omega_d(i-1)T]\}$

$$v_{1i}^*(t) = \frac{K_0}{2} a_\tau [t - (i-1)T] \exp\{-j[(\omega_0 + \omega_d)t - \omega_d(i-1)T]\}$$

分别为  $v_i(t)$  的两个边带, \* 表示共轭。

### 3. 超声光调制器

当电信号  $v(t) = a(t) \cos[\omega t + \theta(t)]$  激励超声光调制器的换能器时, 在延迟介质中产生一

以声速  $s$  运动的压力行波。根据德拜效应, 压力行波引起介质折射率变化, 以致光通过介质时相位变化都与输入电信号成比例

$$\psi(x, t) - \psi_0 = K_s v \left( t - \frac{x}{s} \right)$$

其中  $K_s$  是比例常数,  $\psi_0$  是没有压力行波时介质引起的固定相移,  $\psi(x, t)$  是有压力行波时的相移。

一个透明介质光振幅透过率  $T(x) = 1$ , 所以超声光调制器可看成一相位调制器, 其透过率函数  $T_c(x, t) = \exp j\psi(x, t)$ , 或写成

$$T_c(x, t) = F(x) \exp j \left[ \psi_0 + K_s v \left( t - \frac{x}{s} \right) \right] \quad (6)$$

其中  $F(x)$  定义为空间脉冲函数(沿  $x$  方向)

$$F(x) = \begin{cases} 1 & \text{当 } |x| < \frac{1}{2} P \\ 0 & \text{当 } |x| > \frac{1}{2} P \end{cases}$$

$P$  为沿  $x$  方向的光阑长度,  $P/s$  为超声光调制器的储存时间。

在一般情况下, 为避免非线性效应引起信号间互调作用, 常在压力微小情况下运用, 即  $K_s v \left( t - \frac{x}{s} \right)$  很小, 此时

$$\exp j K_s v \left( t - \frac{x}{s} \right) \approx 1 + j K_s v \left( t - \frac{x}{s} \right)$$

所以超声光调制器的透过率函数最后可写成:

$$T_c(x, t) = F(x) \exp j\psi_0 + jF(x) K_s v \left( t - \frac{x}{s} \right) \exp j\psi_0 \quad (7)$$

经空间调制后的光振幅为

$$G(x, t) = G_p T_c(x, t) = G_p F(x) \exp j\psi_0 + G_p j F(x) K_s v \left( t - \frac{x}{s} \right) \exp j\psi_0 \quad (8)$$

(8) 式中  $G_p$  是平面波前, 第一项是常数项, 代表经调制器引起的光波固定相移, 称零级光波。第二项带有电信号  $v(t)$  信息, 如果以复数形式表示

$$v \left( t - \frac{x}{s} \right) = v_1 \left( t - \frac{x}{s} \right) + v_1^* \left( t - \frac{x}{s} \right),$$

$v_1 \left( t - \frac{x}{s} \right)$  和  $v_1^* \left( t - \frac{x}{s} \right)$  代表信号的两个边带。超声光调制器可看成是一个以速度  $s$  运动的相位光栅, 光通过这一相位光栅产生两个一级衍射光波, 每个衍射光波分别相应于边带  $v_1^* \left( t - \frac{x}{s} \right)$  和  $v_1 \left( t - \frac{x}{s} \right)$ 。

#### 4. $G(x, t)$ 的傅里叶频谱分析

利用透镜的傅里叶变换特性, 把超声光调制器放在柱透镜前焦面上, 在后焦面上就得到  $G(x, t)$  的一维空间频谱  $B(x', t)$

$$B(x', t) = K \int_{-p/2}^{+p/2} G(x, t) \exp j \left( -\frac{2\pi}{F\lambda_L} x x' \right) dx \quad (9)$$

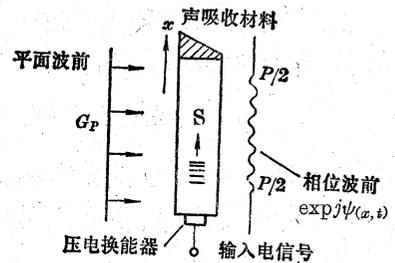


图 3

从上所述,与  $G(x, t)$  的一个零级光波,两个  $\pm 1$  级衍射光波相对应,  $B(x', t)$  有一条零级谱线和两条对称的一级衍射谱线,而且只有  $\pm 1$  级谱线中携带有电信号的信息。

现在只考虑其中一条一级谱线,它的光振幅分布为:

$$B_1(x', t) = K_1 \int_{-p/2}^{+p/2} v_1\left(t - \frac{x}{s}\right) \exp\left(-j \frac{2\pi}{F\lambda_L} \alpha x'\right) dx \quad (10)$$

其中常数  $K_1 = jK G_P F(x) K_s \exp j\psi_0$ ,  $v_1\left(t - \frac{x}{s}\right)$  为  $v\left(t - \frac{x}{s}\right)$  的一个边带。

考虑到记录时间比光调制器的储存时间要短得多,故得:

$$B_1(x', t) = K_1 \exp\left(-j \frac{2\pi}{F\lambda_L} \alpha x' t\right) A(x', 0) \exp[j\phi(x', 0)] \quad (11)$$

其中

$$A(x', 0) \exp[j\phi(x', 0)] = \int_{-p/2}^{+p/2} v_1\left(-\frac{x}{s}\right) \exp\left(-j \frac{2\pi}{F\lambda_L} \alpha x'\right) dx \quad (12)$$

为一级谱线的振幅和相位。

从(11)式我们注意到,除因子  $\exp\left(-j \frac{2\pi}{F\lambda_L} \alpha x' t\right)$  外,一级谱线的振幅分布都与时间无关,这个时间因子表明在谱线分布  $A(x', 0)$  中的不同  $x'$  处的光频移动了  $\frac{x's}{F\lambda_L}$  (赫)。

### 5. 部分补偿方法的全息记录

Arm 和 King 提出的用部分补偿方法来消除由时间因子  $\exp\left(-j \frac{2\pi}{F\lambda_L} \alpha x' t\right)$  引起的全息图干涉条纹的不稳定,实际上是在参考光束中放进一连续波激励的超声光调制器,使参考平面波作  $\omega_0/2\pi$  的频移,  $\omega_0$  是待记录回波的中频角频率。这样,参考光束可写为:

$$R(x', t) = R_0 \exp\left[j\left(\frac{2\pi}{\lambda_s}\right) \sin \alpha x'\right] \exp[j\omega_0 t] \quad (13)$$

其中  $R_0$  是一常数,代表参考光束的振幅,第一指数函数表示平面波以倾角  $\alpha$  入射在全息图平面上,第二指数函数表示该平面波还有一随时间变化的相位调制,用来补偿  $B_1(x', t)$  中的时间因子。

这两束光相干涉产生光强分布为

$$I(x', t) = |R(x', t) + B_1(x', t)|^2 \\ = R_0^2 + 2R_0 K_1 A(x', 0) \cos\left[2\pi\left(\frac{x'}{\lambda_s}\right) - \phi(x', 0) + \omega_0 t + \left(\frac{2\pi}{F\lambda_L}\right) \alpha x' st\right] \quad (14)$$

其中  $\lambda_s = \lambda_L / \sin \alpha$  是干涉条纹的空间载波波长,为了实现线性记录,上式已假定  $R_0^2 \gg [K_1 A(x', 0)]^2$ , 即参考光束比信号光束要强得多。

在胶片上总曝光量为

$$E(x') = \int_{-T_0/2}^{+T_0/2} I(x', t) dt \quad (15)$$

$T_0$  是曝光时间,求得

$$E(x') = T_0 \left\{ R_0^2 + 2R_0 K_1 A(x', 0) \frac{\sin\left(\frac{T_0}{2}\right)\left(\omega_0 + \frac{2\pi}{F\lambda_L} \alpha x' s\right)}{\frac{T_0}{2}\left(\omega_0 + \frac{2\pi}{F\lambda_L} \alpha x' s\right)} \cdot \cos\left[2\pi\left(\frac{x'}{\lambda_s}\right) - \phi(x', 0)\right] \right\} \quad (16)$$

由(16)式可见,经部分补偿后,曝光量按  $\sin u/u$  规律衰减,在中心频率  $\omega_0/2\pi$  处,由于信号光

束与参考光束频率完全匹配,因而形成完全稳定的干涉条纹,但在离谱线中心频率不同  $\alpha'$  处,就会出现与参考光束的频率失配从而引起曝光量的衰减。假设输入信号中心频率为  $\omega_0/2\pi$ , 带宽为  $B_s$ , 则最大衰减因子为

$$\sin\left(\frac{\pi B_s T_0}{2}\right) / \left(\frac{\pi B_s T_0}{2}\right)$$

当  $T_0 < 2/B_s$  时,失真就减少,所以  $T_0$  的最大允许值依赖于  $B_s$ , 以及具体应用中所要求的逼真度。

### 6. $N$ 个雷达回收信号的全息记录

(16)式是单次雷达回波信号全息图的表达式,如果在整个记录过程中胶片沿谱线方向( $y'$  方向)在( $x', y'$ )平面中移动,就可以得到多次雷达回波的全息记录,如图4所示,记录的  $N$  个全息图组成一个合成全息图,它可由下式来表述:

$$E(x', y') = \sum_{i=1}^N E_i(x') F_i(y') \quad (17)$$

其中  $E_i(x')$  是第  $i$  个回波的全息图,  $F_i(y')$  定义为  $y'$  方向的空间脉冲函数:

$$F_i(y') = \begin{cases} 0 & l(i-1) + m < y' < l_i \\ 1 & l(i-1) \leq y' \leq l(i-1) + m \end{cases}$$

$l$  是全息图间距,  $m$  是全息图宽度。

把(16)代入(17)式,得到  $N$  个全息图的曝光量:

$$E(x', y') = \sum_{i=1}^N T_0 \left\{ R_0^2 + 2R_0 K_1 A_i(x', 0) \frac{\sin\left(\frac{T_0}{2}\right) \left[ \omega_0 - \frac{2\pi x' s}{F \lambda_L} \right]}{\left(\frac{T_0}{2}\right) \left( \omega_0 - \frac{2\pi x' s}{F \lambda_L} \right)} \cdot \cos \left[ 2\pi \left( \frac{x'}{\lambda_s} \right) - \phi_i(x', 0) \right] \right\} \cdot F_i(y') \quad (18)$$

### 7. 合成全息图的再现

如图(5)所示,把合成全息图放在一球透镜前焦面上,用来再现的全息图的数目  $N$  (即采样次数),可由全息图前面的沿  $y'$  方向的光阑来控制。用再现平面波照明时,在后焦面上可以获得目标在距离—速度空间的二维显示。

为了计算方便,对(18)式作简化,因子  $\sin u/u$  是由部分补偿引起的,它反映了全息干涉条纹强度的衰减,对实现二维显示的原理并无影响,因此在下面推导中都略去了这个因子。(18)式写成:

$$E(x', y') = \sum_{i=1}^N T_0 \left\{ R_0^2 + 2R_0 K_1 A_i(x', 0) \cos \left[ 2\pi \left( \frac{x'}{\lambda_s} \right) - \phi_i(x', 0) \right] \right\} F_i(y') \quad (19)$$

假设使用胶片在  $H-D$  曲线的线性区域,则合成全息图的透过率函数正比于曝光量  $E(x', y')$ 。现在用一均匀平面波  $G'_p$  作为再现光波,则通过合成全息图后的光振幅为  $E_T(x', y') \sim G'_p \cdot E(x', y')$

$$E_T(x', y') = K_2 + 2K_3 \sum_{i=1}^N \left\{ A_i(x', 0) \cos \left[ 2\pi \left( \frac{x'}{\lambda_s} \right) - \phi_i(x', 0) \right] \right\} F_i(y') \quad (20)$$

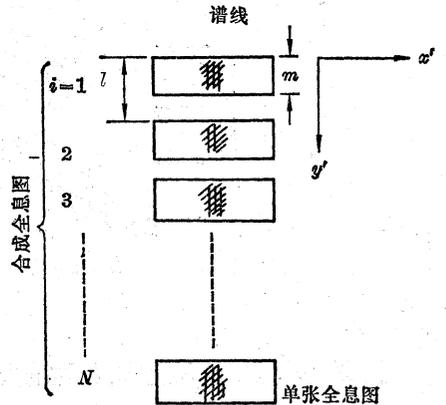


图 4

其中  $K_2 = T_0 G_p E_0^2 N$ ;  $K_3 = T_0 R_0 K_1 G_p$  都是常数。

经过球透镜进行二维傅里叶变换,在后焦面上光振幅分布为:

$$B(x'', y'') = K \int_{-Q/2}^{Q/2} \int_{-Q'/2}^{Q'/2} E_T(x', y') \exp\left[-j \frac{2\pi}{F' \lambda'_L} (x'x'' + y'y'')\right] dx' dy'$$

其中  $\lambda'_L$  是再现平面波长,  $F'$  是球透镜焦距,  $Q, Q'$  分别为合成全息图在  $x', y'$  方向上的线度(见图5)。

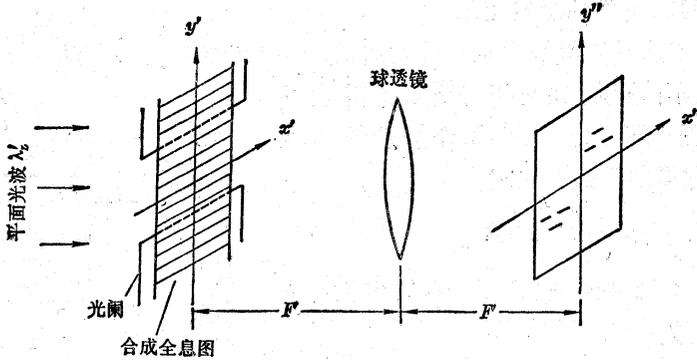


图5 再现装置

把  $E_T(x', y')$  代入上式,经过直接而繁琐的计算,得到后焦面上三项光强分布:

$$I(x'', y'') = |B(x'', y'')|^2 = I_0(x'', y'') + I_{+1}(x'', y'') + I_{-1}(x'', y'') \quad (21)$$

其中

$$I_0(x'', y'') = K_4^2 \delta^2(x'') \delta^2(y'') \quad (22)$$

这里  $K_4 = K K_2 (F' \lambda'_L)^2$ ,  $I_0(x'', y'')$  表示不带回波信息的零级光波,它会聚在  $(x'', y'')$  平面的原点  $x'' = y'' = 0$  处,形成零级光斑。

第二项  $I_{+1}(x'', y'')$  是携带信息的一个边带引起的

$$I_{+1}(x'', y'') = |B_{+1}(x'', y'')|^2 = K_5^2 a_r^2(t_0) \left( \frac{\sin \frac{2\pi y''}{F' \lambda'_L} \cdot \frac{m}{2}}{\frac{2\pi y''}{F' \lambda'_L}} \right)^2$$

$$\cdot \left( \frac{\sin \frac{N}{2} \left( \omega_a T - \frac{2\pi}{F' \lambda'_L} y'' l \right)}{\sin \frac{1}{2} \left( \omega_a T - \frac{2\pi}{F' \lambda'_L} y'' l \right)} \right)^2 \quad (23)$$

其中常数  $K_5 = K_0 K K_3 \lambda_L F$ 。

从(23)式可以看到  $B_{+1}(x'', y'')$  正比于复包络  $v_{i1}^*(t_0)$ , 只是原点移动了距离  $d$ 。因为  $t_0 = \frac{F \lambda_L}{F' \lambda'_L} \left( \frac{d - x''}{s} \right)$ ,  $F' \lambda_L / F \lambda'_L$  为放大倍数,当再现波长和球透镜焦距与记录波长和柱透镜焦距一致时,则放大倍数  $F \lambda_L / F' \lambda'_L = 1$ , 此时  $t_0 = \frac{d - x''}{s}$ , 重现原点移动距离  $d (= F' \lambda'_L \sin \alpha / \lambda_L)$  完全由参考光束的倾斜角决定。

同样我们也可以求得再现光场中第三项  $I_{-1}(x'', y'')$ , 它是由(20)式中携带信息的另一边

带引起的,即共轭项引起的,结构为

$$I_{-1}(x'', y'') = |B_{-1}(x'', y'')|^2 = K_{\frac{2}{5}}^2 a_r^2 (t_0) \left( \frac{\sin \frac{2\pi y''}{F'\lambda'_L} \cdot \frac{m}{2}}{\frac{2\pi y''}{F'\lambda'_L}} \right)^2 \left[ \frac{\sin \frac{N}{2} \left( -\omega_d T - \frac{2\pi}{F'\lambda'_L} y'' l \right)}{\sin \frac{1}{2} \left( -\omega_d T - \frac{2\pi}{F'\lambda'_L} y'' l \right)} \right]^2 \quad (24)$$

其中  $t_0 = \frac{F\lambda_L}{F'\lambda'_L} \left( \frac{d+x''}{s} \right)$  即原点移动了距离  $-d$ 。同时也看到  $B_{-1}(x'', y'')$  正比于复包络  $(t_0)_{v_{1i}}$

### 8. 距离—速度空间二维显示的一些特性讨论

(1) 有两个中心对称的再现象  $I_{+1}$  和  $I_{-1}$ , 它们各自从原点移动了  $d$  和  $-d$ 。

(2)  $I_{+1}$  和  $I_{-1}$  都正比于  $a_r^2 \left( \frac{x''}{s} \right)$ , 即再现象的强度与输入信号包络的平方成正比, 这个特性有可能用来提取目标反射截面变化的信息, 例如目标滚翻等信息。

(3) 因为显示平面  $x''$  坐标是正比于电信号在超声光调制器中的位置, 即正比于目标的时间延迟, 所以在  $x''$  方向上给出了目标的相对距离信息。

(4) 在(23)和(24)式中都包含有  $\left( \frac{\sin Nu}{\sin u} \right)^2$  的因子, 其中  $u = \frac{1}{2} \left( \pm \omega_d T - \frac{2\pi}{\lambda'_L F'} y'' l \right)$ 。

大家知道  $\left( \frac{\sin Nu}{\sin u} \right)^2$  函数有下列特性:

[i]  $u = k\pi$  时,  $k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$

$$\lim_{u \rightarrow k\pi} \left( \frac{\sin Nu}{\sin u} \right)^2 = N^2 \quad \text{有极大值}$$

[ii] 当  $\sin u \neq 0, \sin Nu = 0$  时有极小值, 极小值位于  $\pm Nu = \pi, 2\pi, \dots, (N-1)\pi, (N+1)\pi$  处。

由特性[i]知道, 再现象强度极大值位于

$$\pm \omega_d T - \frac{2\pi y'' l}{F'\lambda'_L} = 2k\pi$$

即

$$y'' = \frac{F'\lambda'_L}{l} \left[ \pm \frac{\omega_d T}{2\pi} - k \right] \quad (25)$$

其中(±)号表示  $I_1(x'', y'')$  和  $I_{-1}(x'', y'')$  的极大值分别在  $+y''$  和  $-y''$  方向位移, 位移距离与多普勒频率  $\omega_d/2\pi$  (赫)成正比。

同时由(25)式可以看出, 对应于一个目标速度, 或者对应于一个多普勒频率, 由于  $k$  的存在,  $y''$  是多值的, 这就是雷达信号的速度模糊度, 显然模糊度是雷达信号本身的问题, 在光学处理系统中也同样存在。

按照特性[i], 各模糊度都应有相等强度  $N^2$ , 但是由于(23)和(24)式中因子  $[(\sin 2\pi y''/F'\lambda'_L \cdot m/2)/2\pi y''/F'\lambda'_L]^2$  的存在, 相应各个  $k$  值的强度遵循  $(m/2)^2 (\sin W/W)^2 N^2$  的规律沿  $y''$  方向衰减, 其中  $W = 2\pi y''/F'\lambda'_L \cdot m/2$  由单张全息图的宽度  $m$  所决定。

我们还注意到, 合成全息图的再现象在  $W=0$  附近, 极大值的强度比单张全息图的再现象在强度上增加了  $N^2$  倍。因此  $N$  次采样的相干光处理系统, 相当于一个相参积累器的作用, 能改进系统的信噪比。

由特性 [ii] 知道, 函数  $\sin Nu/\sin u$  的第一个零值的宽度决定了谱线的宽度, 此宽度可用  
来定义一个可分辨多普勒频率—速度分辨单元。它的第一个零值位于  $Nu = \pi$  处, 即

$$\frac{N}{2} \frac{2\pi l}{F'\lambda'_L} y'' = \pi$$

所以

$$y'' = \frac{F'\lambda'_L}{Nl} \Delta y''_{\min} \quad (26)$$

$\Delta y''_{\min}$  称谱线宽度, 或速度分辨单元。例如: 当  $\lambda'_L = 0.6\mu$ ,  $l = 120\mu$ ,  $F' = 400$  毫米,  $N = 50$ , 则  
 $\Delta y''_{\min} = 0.04$  毫米, 即谱线在  $y''$  方向的宽度为 0.04 毫米。

把 (26) 式  $\Delta y''_{\min}$  代入到 (25) 式中得到

$$\Delta y''_{\min} = \frac{F'\lambda'_L}{l} (T \cdot f_{d\min})$$

或

$$f_{d\min} = \frac{l}{F'\lambda'_L} \frac{\Delta y''_{\min}}{T} = \frac{1}{NT} \quad (\text{赫})$$

$f_{d\min}$  是以 (赫) 为单位的最小可分辨多普勒频率, 这个结果与雷达中得到的可分辨速度单元完  
全一致。举例: 当  $N = 50$ ,  $T = 2$  毫秒, [相应雷达重复频率  $f_r = 1/T = 500$  (赫)],  $f_{d\min} = 10$  赫。

### 三、实验装置和结果

图 6 是获得合成全息图的实验装置。由激光器输出的光脉冲分成两路, 一路经准直系统

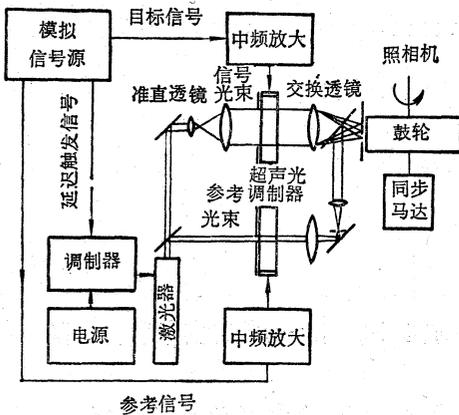


图 6 二维处理系统图

照射目标信号光调制器, 一路直接照射参考信号超  
声光调制器, 一维傅里叶变换由焦距为 400 毫米柱  
透镜来实现, 两束光在一级衍射谱线处互相干涉, 并  
用胶片记录成单张全息图, 为了获得合成全息图, 胶  
片沿谱线方向运动。

#### 1. 光源

采用脉冲 Xe 激光器, 输出波长为 5352.9 埃适  
于所采用的胶片的光谱区域, 脉宽 0.5 微秒, 在部  
分补偿条件下能记录 4 兆赫带宽的信号, 相干长度  
为几个厘米, 激光器工作电压 10~20 千伏, 脉冲电  
流  $\approx 1$  千安, 用氢闸流管作调制开关。

#### 2. 超声光调制器

换能器是 X (零度) 切割石英晶体, 厚 89 微米, 中心频率 30.3 兆赫, 电极面积: 信号调制  
器为  $20 \times 5$  毫米<sup>2</sup>, 参考调制器为  $30 \times 3$  毫米<sup>2</sup>, 延迟介质为水, 声速  $s = 1.5 \times 10^5$  厘米/秒, 信号  
调制器的光学孔径为 3 厘米, 储存时间为 20 微秒, 相应储存距离空域为 6 千米。超声调制器  
带宽为 2 兆赫, 信号调制器用德拜衍射, 入射光与超声波前平行。参考调制器用相同中频的连  
续波激励, 采用布拉格衍射, 把衍射光能集中于一个一级谱线上, 保证记录时参考光束强度比  
信号光束强得多。

#### 3. 参考光束的形成

在参考光束的一级衍射谱线平面中用光阑选取与信号光束相同光频的谱线，经过两个短焦距柱透镜再变成平行光束，并以倾角投射在胶片上。

#### 4. 雷达中频信号模拟源

目标信号和参考信号都用晶体振荡器产生。经中频放大馈至换能器。目标信号由三个独立晶体振荡体产生，利用晶体振荡器本身的频差作为多普勒频率，振荡器信号经脉冲调制器后得到四个目标模拟信号，其中有两个目标信号由同一晶体振荡器产生，因此具有相同频率，以模拟同一目标速度。四个目标信号的总长度  $< 20$  微米，脉冲持续时间为 1 微秒。当四个目标信号都进入超声光调制器后，即产生一触发脉冲与激光器光脉冲同步。模拟源的脉冲重复频率为 500 赫。

#### 5. 记录介质和传动装置

记录介质用 35 毫米缩微胶卷，分辨率约 200 条线/毫米左右，为了保证胶卷分辨率  $\geq \lambda_s$ ，例当  $\lambda_L = 0.5$  微米，倾角  $\alpha$  ( $\approx \sin \alpha = \lambda_L / \lambda_s$ ) 大约小于  $7^\circ$ 。

胶卷装在暗箱中的鼓轮上，由电动机驱动，转速为 0.16 转/分，紧挨胶卷胶面有一宽度为 120 微米(即每张全息图的宽度  $m$ ) 的狭缝，每张全息图的长度  $< 5$  毫米。

图 7 为模拟信号的实验结果：四个目标的距离—速度空间的二维显示，其中两个目标具有相同速度，在图 7 中还可看到每个目标信号在沿  $y''$  方向上出现多重显示，这就是速度模糊度，间隔为重复频率 500 赫。

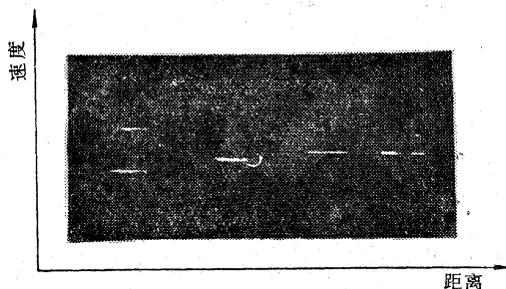


图 7 四个目标的距离—速度二维显示

## 四、讨 论

多目标的距离—速度二维处理已变成现代雷达面临的重要课题。目前电子系统(包括电子计算机)只能处理一个变量，平行处理的计算机尚在研究之中。因此，由于容量、速度的限制，即使在原则上可行但相应设备的复杂程度都使实现二维处理变得十分困难，由于光学处理系统，固有二维处理能力，在速度、容量以及设备简单这几个方面都显得比目前电子系统要优越一些。

本文介绍的二维显示原理和实验结果证实了光学系统具有的这种能力和优点，并且相信系统本身还有潜力可挖，例如系统有可能处理脉位编码雷达信号，这种信号由于它有图钉型模糊函数，能解决模糊度问题，深受大家重视。按这种编码设计，雷达将发射一串随机脉位编码脉冲列，每个脉冲的回波信号进入超声光调制器后以全息图记录之，所不同的是全息图不再是等间隔  $l$  了(见图 4)，第  $i$  个全息图离第一个全息图的距离为  $l_i = t_i^0 u$ ，其中  $t_i^0$  是第  $i$  个脉冲发射时间， $u$  是胶片运动的线速度。这样，最后合成全息图由随机脉位编码方式排列的全息图组

成。可证明在再现平面中光强分布  $I(y'')$  为:

$$I(y'') = \left( \frac{\sin \pi \frac{m}{F' \lambda_L'} y''}{\frac{\pi y''}{F' \lambda_L'}} \right)^2 \cdot \Sigma_0(y'') \quad (27)$$

$$\Sigma_0(y'') = \left| \sum_{N=1}^{50} e^{-j2\pi t_N^0 \left( \frac{u}{F' \lambda_L'} y'' - f_d \right)} \right|^2 \quad (28)$$

其中  $t_N^0$  是脉冲列发射时间。

由求和因子  $\Sigma_0(y'')$  看出, 极大值位于

$$y''_{\max} = \frac{F' \lambda_L'}{u} f_d = \frac{F' \lambda_L'}{l} \cdot \frac{\omega_d T}{2\pi} \quad (29)$$

与多普勒频率成正比, 同均匀间隔脉冲列结果(25)式相同。只要选取合适的一组  $t_N^0$  ( $N=1 \dots 50$ ) 值, 可使  $I(y'')$  分布接近图钉型, 唯一极大值位于  $y'' = y''_{\max}$  处, 其位置正比于多普勒频率, 从而解决了速度模糊度问题, 而测速精度不变。

我们设计了几组 50 个随机脉位编码脉冲列, 表 1 是其中一组, 设计中采用的脉冲间隔是

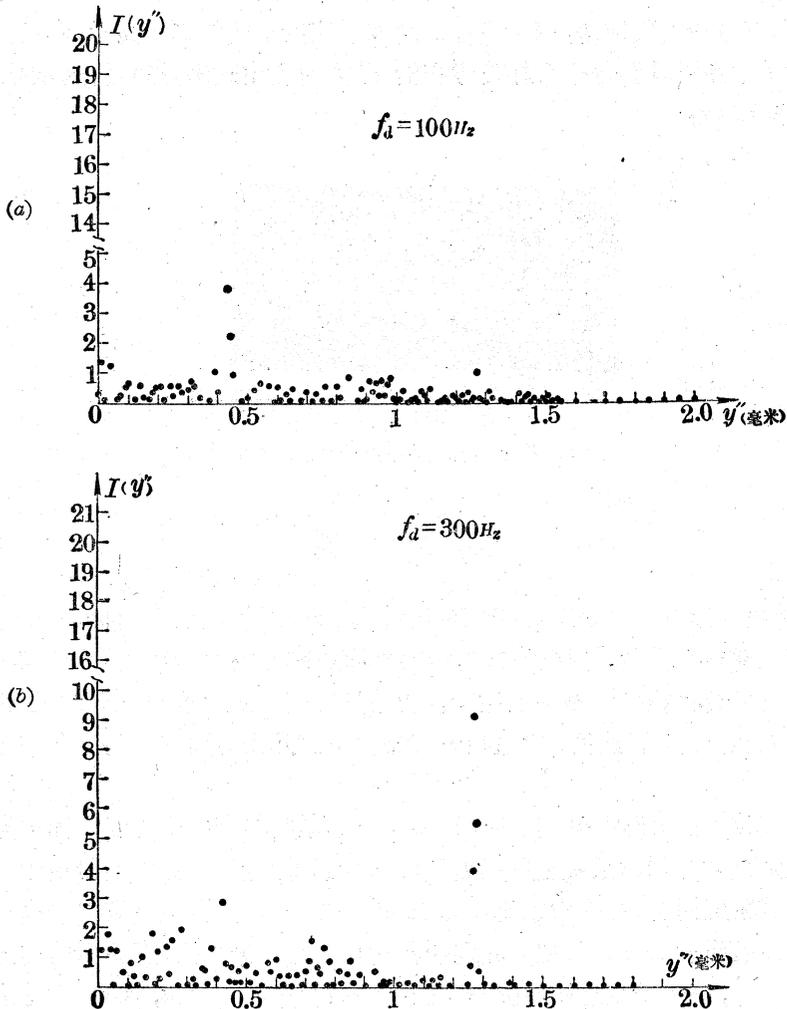


图 8

在 2 毫秒到 20 毫秒之间。脉冲列的间隔精确到 0.1 毫秒, 平均脉冲间隔 6~7 毫秒。分别对多普勒频率  $f_d=100$  赫和  $f_d=300$  赫, 用电子计算机算出在距离—速度空间中沿  $y''$  方向的光强分布, 结果表示在图 8 中, 证实了光学处理系统在脉位编码信号上的处理可能性。

最后应该提一下, 虽然这里的讨论都局限于雷达信号的处理, 但二维显示原理以及光学信息处理系统本身原则上也可以适用于其它电信号的处理, 例如对声纳系统的数据, 甚至地质勘探的数据, 都存在着对这些数据进行二维处理的可能性。

表 I 50 个脉冲的随机脉位编码列  
(各脉冲的发射时间  $t_{ij}$ (秒))

脉 冲 数	$t_{ij}$						
1	0.0066	14	0.0819	27	0.1734	40	0.2844
2	0.0156	15	0.0917	28	0.1820	41	0.2939
3	0.0201	16	0.0942	29	0.1841	42	0.3013
4	0.0246	17	0.0989	30	0.2034	43	0.3042
5	0.0321	18	0.1014	31	0.2107	44	0.3095
6	0.0402	19	0.1195	32	0.2151	45	0.3189
7	0.0451	20	0.1260	33	0.2253	46	0.3247
8	0.0435	21	0.1337	34	0.2344	47	0.3344
9	0.0569	22	0.1360	35	0.2416	48	0.3438
10	0.0610	23	0.1538	36	0.2580	49	0.3492
11	0.0631	24	0.1601	37	0.2640	50	0.3581
12	0.0682	25	0.1657	38	0.2737		
13	0.0710	26	0.1699	39	0.2804		

### 参 考 资 料

- [1] M. Arm, M. King, *Appl. Opt.*, **8**, No. 7, 1413 (1969).
- [2] *Microwave*, **8**, No. 7, 26, 85 (1969). M. King, M. Arm; *IEEE J. Q. E.*, **QE-5**, No. 6, 332(1969).
- [3] A. Vander Lugt; *IEEE Trans. Information Theory*, **IT-10**, 139(1964).
- [4] F. E. Nathanson; Radar design principles §11.3

## 利用 TEACO<sub>2</sub> 激光浓缩硫同位素

中国科学院安徽光机所三室  
中国科技大学化学物理专业

用激光分离同位素与通常的分离手段相比, 具有浓缩系数高, 成本显著降低, 分离装置简单, 建设上便于隐蔽等优点, 因此, 在国际上受到了普遍的重视。积极开展激光分离同位素研究, 不仅有着重要的经济价值, 而且具有重大的政治意义。我们于 1976 年 5 月中旬开始, 前后六十多天, 共做四轮 16 管 SF<sub>6</sub> 样品, 均见同位素浓缩效果。

### 试验原理与结果

SF<sub>6</sub> 的红外吸收光谱表明: <sup>32</sup>SF<sub>6</sub> 的  $\nu_3$  振动带在 947.9 厘米<sup>-1</sup> (10.55 微米) 处有一高的