

# 雷达目标与环境特性建模

## 5.1 概述

雷达目标特性是现代战略、战术武器系统设计、研制、定型的依据,也是目标识别、电子对抗、战场侦察、雷达系统仿真、隐身与反隐身、导弹制导、无线电引信等技术的研究基础,对雷达目标特性的建模与仿真是现代雷达电子战系统仿真的重要组成部分。当前的雷达目标特性建模方法主要有两种:一种是基于电磁学的建模;第二种是基于现象学的建模。前者主要通过电磁散射计算方法对目标散射特性进行建模,其主要优点是模型准确度高,缺点是计算较复杂,且只能对少数简单目标建模;后者主要从统计学的角度对目标散射特性进行建模,这一方法的优点是简单实用,缺点是物理解释不够,普适性欠缺。在实际应用中,也可以将两种方法结合使用。

在现代战争中,各种电磁辐射源在特定的战场空间内产生的电磁辐射形成了复杂的战场电磁环境。雷达所面临的复杂环境主要受多径传输、大气衰减以及地海杂波的影响。本章主要进行雷达目标特性建模,以及对各种复杂电磁环境建模求解。

## 5.2 自由空间目标运动特性建模

目标回波信号是雷达发射的电磁波经过大气衰减、目标散射和天线接收等一系列复杂作用后在接收机通道中感应出的电流信号,它受到雷达目标散射特性、目标大气传输特性等的影响,同时与目标的运动特性也密切相关。因此,雷达目标的运动特性建模仿真是雷达电子战仿真的重要内容。

本节以在大气层外飞行的自由空间雷达目标(导弹、卫星)为例,介绍雷达目标运动特性的建模方法。

### 5.2.1 自由空间目标运动基本方程

当雷达目标在大气层外飞行时,大气十分稀薄,可不考虑大气阻力的影响,由于不受其

他外力作用,目标的运动是相对平稳的。如果忽略各种摄动力的因素影响(例如地球形状非球形、密度分布不均匀引起的摄动力以及太阳、月球的引力等),自由空间目标的飞行轨道模型为“二体轨道模型”。二体运动是自由空间目标运动的主要形式。由理论力学可知,自由空间目标飞行轨迹位于速度矢量与地球引力矢量所决定的平面内,是一种平面运动,该平面称为弹道平面。研究导弹在该平面内的运动规律时,采用极坐标最为方便,为此,可以选取以地心  $O_e$  为坐标原点、 $c$  为初始极轴、 $r$  为极轴和  $f$  为极角的极坐标系,如图 5-1 所示。

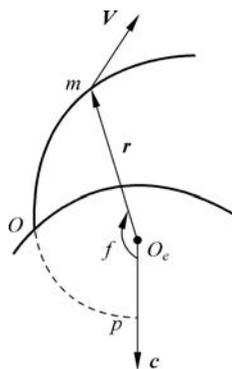


图 5-1 地心极坐标系下的弹道

顺着飞行方向,规定任一瞬时的极轴  $r$  与初始极轴  $c$  之间的极角为正,与之相反的方向为负值。根据万有引力定律,如果假设运动目标的质量为  $m$ ,某瞬时地心矢径为  $r$ ,那么地球引力  $G$  的矢量式可表示为

$$\mathbf{G} = -F \frac{Mm}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (5.1)$$

式中,  $F$  为万有引力常数,  $M$  为地球质量。根据牛顿第二定律,可以得到二体运动的基本方程为

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\frac{\mu}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r} \quad (5.2)$$

式中,  $\mu = FM = 398600.44 \text{ km}^3/\text{s}^2$  为地心引力常数。作用在目标上的地球中心引力仅与目标的质量成正比,与目标地心距的平方成反比,由引力产生的加速度幅值  $-\frac{\mu}{r^2}$  与目标的质量

无关,引力加速度的方向与地心距单位矢量  $\frac{\mathbf{r}}{r}$  的方向相反。从形式上而言,二体运动比较简单,但其精确求解较复杂。由动量矩守恒定律和机械能守恒定律,对式(5.2)进行积分,可以推导得到地心极坐标下椭圆弹道方程的表达式为

$$r = \frac{P}{1 + e \cos f} \quad (5.3)$$

式中,  $P = \frac{h^2}{\mu}$ ,  $e = \frac{c}{\mu}$ ,  $h$  为矢量  $\mathbf{h}$  的模值,  $\mathbf{h}$  为任一瞬时目标对地心的动量矩,  $c$  为  $\mathbf{c}$  的模值,  $c$  为弹道平面内的积分常矢量。

根据解析几何可知,式(5.3)为极坐标表示的圆锥截线方程,式中,  $e$  为偏心率,它决定圆锥截线的形状,  $P$  为半通径,它与  $e$  共同决定圆锥截线的大小。为导出圆锥截线参数与目标关机点参数( $k$ )的关系,不妨设飞行目标的关机速度为  $v_k$ ,地心距为  $r_k$ ,弹道倾角为  $\theta_k$ 。根据动量矩守恒定律:

$$h = r_k v_k \cos \theta_k \quad (5.4)$$

半通径为

$$P = \frac{r_k v_k \cos^2 \theta_k}{\mu / r_k} = r_k v_k \cos^2 \theta_k \quad (5.5)$$

式中,  $\nu_k = v_k^2 / (\mu / r_k)$  为能量参数, 反映了目标主动段关机点动能的 2 倍与位能的比值。由在地球引力场内运动的目标遵循机械能守恒定律, 可以推得椭圆弹道偏心率  $e$  与主动段关机点之间的关系:

$$e = \sqrt{1 + \nu_k (\nu_k - 2) \cos^2 \theta_k} \quad (5.6)$$

由式(5.5)和式(5.6)可以看出, 圆锥截线参数完全由目标主动段关机点参数决定; 相反, 当已知圆锥截线参数时, 也可相应确定目标的弹道参数。

以极坐标表示的椭圆弹道方程也能以直角坐标  $xOy$  表示, 即

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (5.7)$$

式中,  $a$  为椭圆长半轴,  $b$  为短半轴。由于地心  $O_e$  为椭圆的一个焦点,  $c$  为半焦距。根据几何知识可以得到

$$\begin{aligned} a &= \frac{P}{1 - e^2} \\ b &= a \sqrt{1 - e^2} \end{aligned} \quad (5.8)$$

若用关机点参数来表示, 则为

$$\begin{aligned} a &= -\frac{\mu r_k}{r_k v_k^2 - 2\mu} \\ b &= \sqrt{\frac{v_k}{2 - v_k} r_k} \cos \theta_k \end{aligned} \quad (5.9)$$

由式(5.9)可知, 椭圆弹道的长短半轴取决于主动段关机点的  $r_k$ 、 $v_k$  和  $\theta_k$  这 3 个参数, 其任何一个变化都会导致弹道形状的变化。

### 5.2.2 自由空间目标运动参数解算

在实际中, 自由空间目标的发射者和监控者均十分关注目标在弹道中各时刻的运动参数和姿态参数, 因此, 求出以时间  $t$  为参变量的飞行参数具有十分重要的意义。

根据天体力学中著名的开普勒第三定律, 可以得到

$$T = \frac{2\pi a^{\frac{3}{2}}}{\mu} \quad (5.10)$$

式中,  $T$  为卫星的运动周期。

由式(5.10)可知, 卫星运行周期只与其椭圆轨道的长半轴有关, 而长半轴仅是主动段终点参数  $r_k$ 、 $V_k$  的函数, 因此可以得出结论: 沿长半轴相同的不同椭圆运行的卫星, 其运行周期相同。所以弹道导弹在自由空间与卫星的轨道方程完全相同, 只不过其轨迹与地球相交, 实际中仅能得到整个轨迹中的一段。

根据开普勒运动定理, 当目标在自由空间弹道平面运行时, 在相同时间内扫掠面积相同, 得到开普勒方程为

$$M = E - e \sin E \quad (5.11)$$

式中,  $E$  为偏近点角,  $M$  为平近点角, 表示目标从近地点开始在  $t - t_p$  时间内以平均角速度  $n$  飞过的角度 ( $t$  为目标飞到弹道上某一点的时刻,  $t_p$  为目标飞经近地点的时刻), 即  $M = n(t - t_p)$ 。

由开普勒方程, 若获得偏近点角  $E$ , 便可求平近点角  $M$ , 进而求得飞行时间。但在实际

中,往往遇到的是已知  $M$  求解  $E$  的问题,这就需要反解多普勒方程。由于多普勒方程为一超越方程,难于求得解析解,在实际中常采用的方法是用迭代法获得其近似解。该方法首先初步估算出  $E$  的一个初始值  $E_0$ ,由  $E_0$  通过开普勒方程解算出对应的初始值  $M_0$ ,表达式为

$$M_0 = E_0 - e \sin E_0 \quad (5.12)$$

$M_0$  与给定的  $M$  之间的误差为  $\Delta M$ ,用  $\Delta M$  去修正初值  $E_0$ ,根据开普勒方程,可以得到

$$M = E_0 + \Delta E - e \sin(E_0 + \Delta E) \quad (5.13)$$

将式(5.13)中的正弦函数展开,由于  $\Delta M$  一般较小,可以近似  $\sin \Delta E \approx \Delta E$ ,得到

$$\Delta E = \frac{\Delta M}{1 - e \cos E_0} \quad (5.14)$$

利用  $\Delta E$  改正初值  $E_0$ ,可求出  $E$  的第一次近似值

$$E_1 = E_0 + \Delta E \quad (5.15)$$

若  $E_1$  不满足精度要求,则用  $E_1$  代替  $E_0$ ,重复以上计算方法,直到所求得的近似值满足精度要求。通过以上解算,能获得  $E$  与时间的关系,但还没能获得极角  $f$  与时间的关系,而椭圆弹道方程是以  $f$  为参变量的,因此,还需要进一步寻找  $f$  与  $E$  的关系。

借助于辅助圆的方法,不难得知  $f$  与  $E$  之间的关系:

$$\begin{aligned} \sin E &= \frac{\sqrt{1-e^2} \sin f}{1+e \cos f} \\ \cos E &= \frac{e + \cos f}{1+e \cos f} \end{aligned} \quad (5.16)$$

另一方面,对式(5.16)进行微分,可求得目标的径向速度  $v_r$  和周向速度  $v_f$ ,分别为

$$\begin{aligned} v_r &= \sqrt{\frac{\mu}{p}} e \sin f \\ v_f &= \sqrt{\frac{\mu}{p}} (1 + e \cos f) \end{aligned} \quad (5.17)$$

由式(5.17)得到目标的总速度  $v$  及弹道倾角  $\theta$ :

$$\begin{cases} v = \sqrt{v_r^2 + v_f^2} = \sqrt{\frac{\mu}{p} (1 + 2e \cos f + e^2)} \\ \theta = \arctan \frac{v_r}{v_f} = \arctan \frac{e \sin f}{1 + e \cos f} \end{cases} \quad (5.18)$$

由式(5.17)和式(5.18)可得目标飞行轨迹中任一点的运动参数与偏近点角  $E$  的函数关系式:

$$\begin{cases} v_r = \sqrt{\frac{\mu}{a}} \frac{e \sin E}{1 - e \cos E} \\ v_f = \sqrt{\frac{\mu}{a}} \frac{\sqrt{1-e^2}}{1 - e \cos E} \\ v = \sqrt{\frac{\mu}{a}} \frac{\sqrt{1-e^2 \cos^2 E}}{1 - e \cos E} \\ \theta = \arctan \left( \frac{e \sin E}{\sqrt{1-e^2}} \right) \end{cases} \quad (5.19)$$

总结以上几个步骤,得到自由空间飞行目标运动参数解算的基本流程:

- (1) 根据主动段参数  $r_k$ 、 $v_k$ 、 $\theta_k$ ，计算椭圆弹道参数  $a$ 、 $b$ 、 $P$ 、 $e$  及偏近点角  $E_k$ ；
- (2) 将  $E_k$ 、 $t_k$  代入开普勒方程求出目标飞经近地点的时间  $t_p$ 。
- (3) 根据给定的  $t$  及算出的  $e$ 、 $t_p$ ，反解开普勒方程，得到对应时刻的偏近点角  $E(t)$ ；
- (4) 应用式(5.19)，算出  $t$  时刻的运动参数。

### 5.2.3 自由空间目标运动特性实例

通过以上解算，可得到弹道上任一点目标的运动参数。根据以上方法，设定关机参数为  $v_k=5000\text{m/s}$ 、 $r_k=6471\text{km}$ （关机高度 100km），在最小能量弹道下，得到的运动参数如图 5-2 所示。

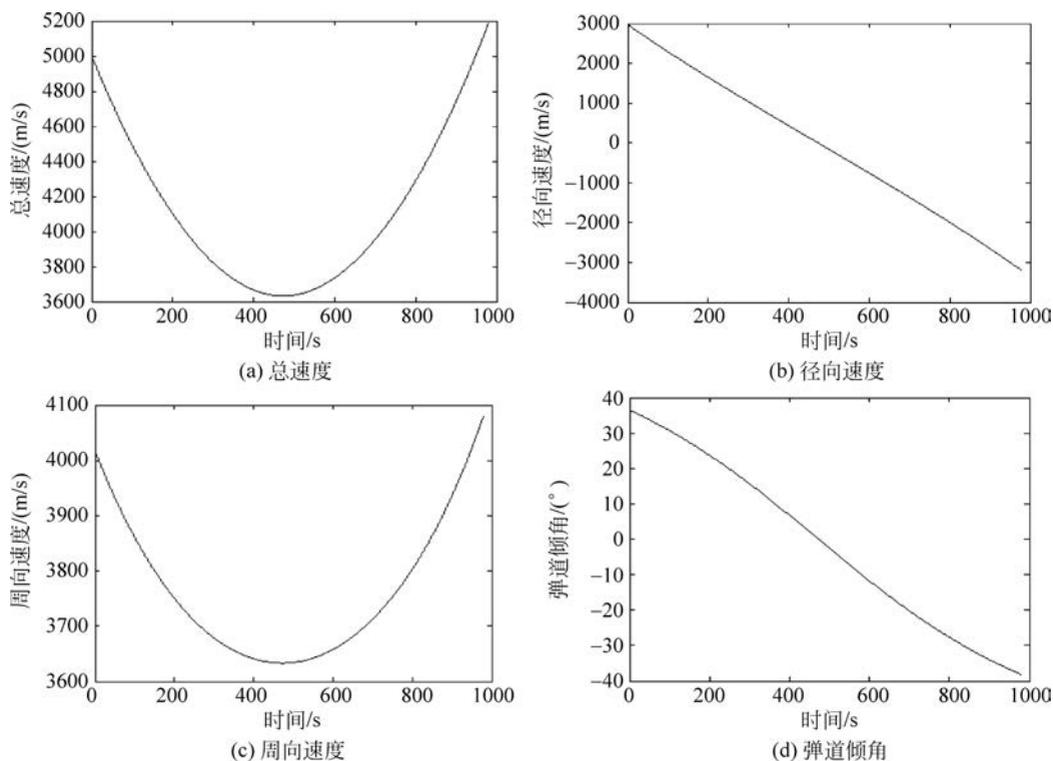
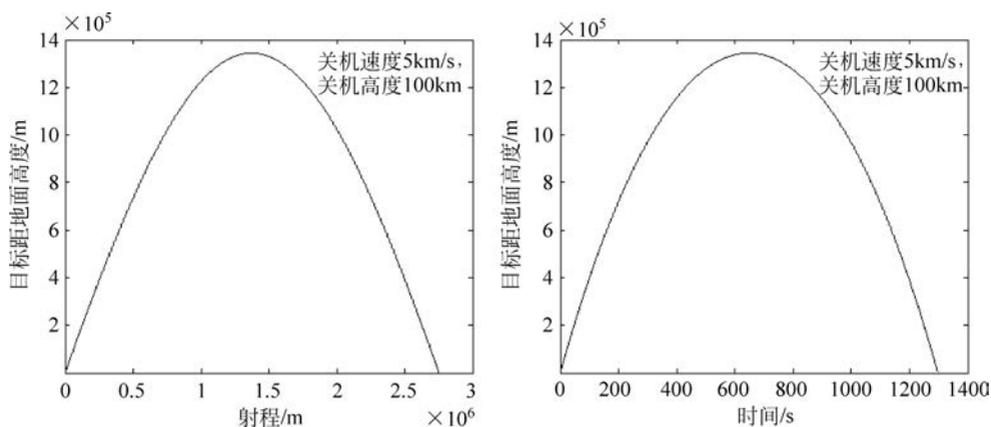
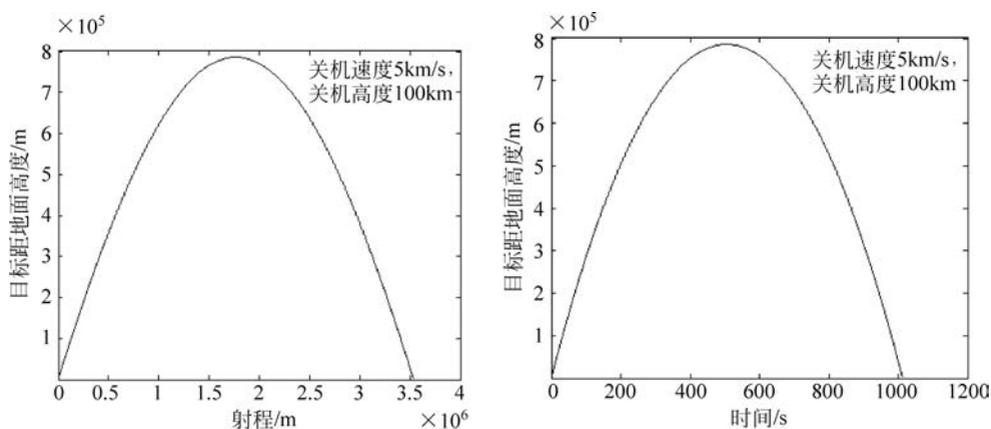
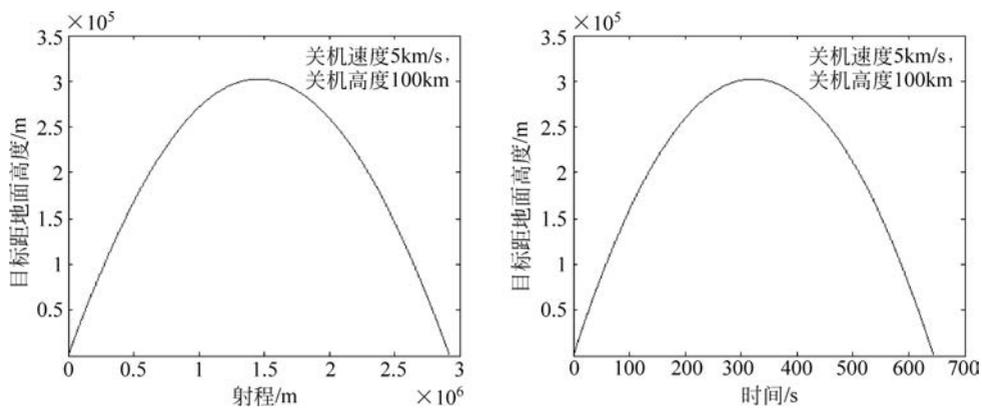


图 5-2 自由空间目标运动参数解算

由图 5-2 可看出，在不受外力作用时，自由空间目标运动参数的变化趋势较为缓慢。在达到最高点之前，目标的径向速度不断减小，在弹道最高点之后其朝地心的速度又逐渐增大；在弹道最高点，目标总速度和周向速度最小；在弹道终点目标总速度和周向速度都达到最大值。另外，在飞行过程中弹道倾角的变化也不剧烈，弹道倾角在一定程度上反映了目标的姿态信息，因此目标的姿态是慢变化的。

主动关机点的弹道倾角( $\theta_k$ )是弹道设计的重要参数，根据弹道倾角的不同，弹道可分为高弹道、最小能量弹道及低弹道。在设定相同参数的情况下，3 种弹道分别如图 5-3~图 5-5 所示(为便于观察，将关机点前的弹道作了相应延伸)。

由图 5-3~图 5-5 可以看出，设定相同的关机高度和关机速度，不同弹道倾角下导弹具有不同的射程和飞行时间。最小能量弹道具有最远的射程，高弹道具有较长的飞行时间，低


 图 5-3 高弹道(关机点弹道倾角  $\theta_k = 57.2^\circ$ )

 图 5-4 最小能量弹道(关机点弹道倾角  $\theta_k = 36.5^\circ$ )

 图 5-5 低弹道(关机点弹道倾角  $\theta_k = 18.2^\circ$ )

弹道具有较低的飞行高度。在实际应用中,它们各有所长:在推力系统威力相同的情况下最小能量弹道具有最远的射程;高弹道在再入时的速度更快,能减少大气层内拦截器的拦截时间;在弹道导弹突防中,低弹道能有效降低防御雷达的探测距离,减少防御系统探测与识别时间。关于弹道设计研究非本书讨论的问题,不再赘述。

## 5.3 雷达目标特性模型

### 5.3.1 目标 RCS 模型

目标的雷达散射截面(RCS)对目标姿态十分敏感,微弱的姿态变化可能引起 RCS 的剧烈起伏。因此,仿真中通常把目标 RCS 用一随机过程来模拟,并约束该随机过程满足特定的概率密度分布特性和相关特性。对于低分辨雷达,常用的 RCS 起伏模型主要是斯威林(Swerling) I 型~IV 型,而对于较高分辨力雷达,目前采用的模型有对数正态分布模型等。下面分别介绍斯威林起伏模型和对数正态分布模型的 RCS 数据仿真方法。

#### 1. 斯威林 I 型

斯威林 I 型为慢起伏,瑞利分布。慢起伏即认为 RCS 在一次波束驻留期间内变化缓慢,而在不同驻留期间变化。具体而言,仿真中同一个相干脉冲序列回波信号使用同一个 RCS 值,不同相干脉冲序列使用不同的 RCS 值。斯威林 I 型为指数分布,概率密度函数为

$$f(\sigma) = \frac{1}{\sigma} e^{-\frac{\sigma}{\sigma}} \quad (5.20)$$

式中, $\sigma$  表示 RCS 的平均值。用逆变换法产生瑞利分布随机数:①分布函数为  $F(\sigma) = 1 - \exp\left(-\frac{\sigma}{\sigma}\right)$ ;②设  $r$  为  $[0,1]$  区间均匀分布随机数;③令  $F(\sigma) = r$ ,得  $\sigma = -\sigma \ln(1-r)$ 。

#### 2. 斯威林 II 型

斯威林 II 型为快起伏,瑞利分布。快起伏即认为 RCS 在一次波束驻留期间内变化较快,仿真中一个相干脉冲序列中各脉冲回波使用不同的 RCS 值。RCS 数据的分布与斯威林 I 型相同,不再赘述。

图 5-6 为仿真得到的斯威林 I 型、斯威林 II 型 RCS 随机数统计分布。

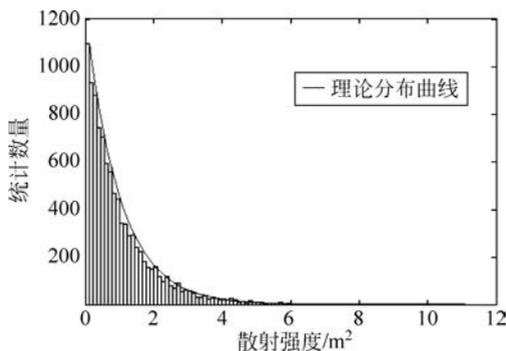


图 5-6 斯威林 I 型、斯威林 II 型 RCS 随机数统计分布

#### 3. 斯威林 III 型

斯威林 III 型为慢起伏类型,其 RCS 的概率密度函数为

$$f(\sigma) = \frac{4\sigma}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{2\sigma}{\sigma}\right) \quad (5.21)$$

仍然用逆变换法产生该分布随机数：①首先推得分布函数为  $F(\sigma) = \left(-1 - \frac{2\sigma}{\bar{\sigma}}\right) \exp\left(-\frac{2\sigma}{\bar{\sigma}}\right) + 1$ ;

②设  $r$  为  $[0, 1]$  区间均匀分布随机数；③令  $F(\sigma) = r$ , 得  $\ln(1-r) = \ln\left(1 + \frac{2\sigma}{\bar{\sigma}}\right) - \frac{2\sigma}{\bar{\sigma}}$ 。

该式为  $\sigma$  与  $r$  之间的隐性关系式, 不能直接产生  $\sigma$ , 但可以通过插值方法求得, 由上式可得  $r = 1 - \left(1 + \frac{2\sigma}{\bar{\sigma}}\right) \exp\left(-\frac{2\sigma}{\bar{\sigma}}\right)$ 。当  $r = 0$  时,  $\sigma = 0$ ;  $r = 1$  时,  $\sigma = -\frac{\bar{\sigma}}{2}$ 。对函数  $r = 1 - \left(1 + \frac{2\sigma}{\bar{\sigma}}\right) \exp\left(-\frac{2\sigma}{\bar{\sigma}}\right)$ , 在  $\left[-\frac{\bar{\sigma}}{2}, 0\right]$  区间内取若干个  $\sigma$ , 计算对应的  $r$  值, 可得一组  $\sigma$ - $r$  曲线, 通过插值求得任意  $r$  对应的  $\sigma$ 。

#### 4. 斯威林 IV 型

斯威林 IV 型为快起伏, 与斯威林 II 型类似, 仿真中一个相干脉冲序列中各脉冲回波使用不同的 RCS 值, 而 RCS 数据的分布与斯威林 III 型相同, 不再赘述。

图 5-7 为仿真得到的斯威林 III 型、斯威林 IV 型 RCS 随机数统计分布。

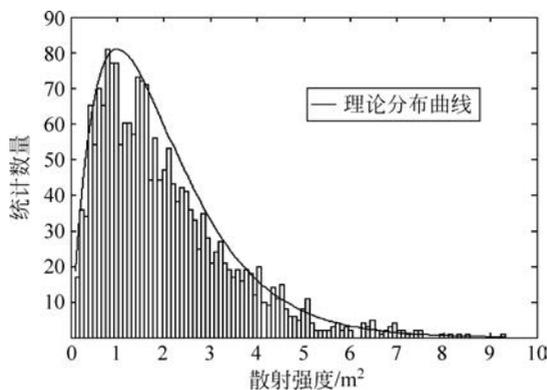


图 5-7 斯威林 III 型、斯威林 IV 型 RCS 随机数统计分布

#### 5. 对数正态分布模型

产生对数正态分布 RCS 序列的过程, 如图 5-8 所示。  $w \sim N(\ln\mu_c, \sigma_c^2)$  经非线性设备  $\exp(w)$ , 得到的  $\sigma$  服从双参数对数正态分布:

$$f(\sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_c z} \exp\left[\frac{-1}{2\sigma_c^2} \ln^2\left(\frac{z}{\mu_c}\right)\right] \quad z > 0, \sigma_c > 0, \mu_c > 0 \quad (5.22)$$

式中,  $\sigma$  为产生的 RCS 序列,  $\mu_c$  为输入的 RCS 均值,  $\sigma_c$  为  $\ln(z/\mu_c)$  的标准偏差。其产生过程如图 5-8 所示。

#### 6. 小目标起伏模型

对于小目标, 如弹头类目标, 还有一种 RCS 模型, 其 RCS 值可表示为  $\sigma = \bar{\sigma}[1 + \sin(2\pi r)V]$ , 其中  $r$  是  $[0, 1]$  区间均匀分布随机数,  $V$  为目标摆动幅度。

#### 7. 小角度窗口模型

上述几种 RCS 模型都是统计模型, 而这里的“小角度窗口模型”是基于实测 RCS 数据

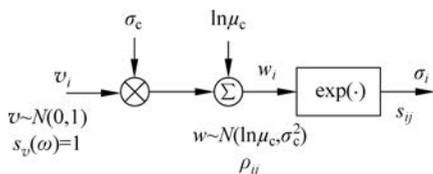


图 5-8 对数正态分布序列产生框图

和实测目标姿态数据的模型,具有更好的逼真度。

小角度窗口模型的建模思想为:根据弹头的弹道特性,预先估算弹头目标姿态可能的起伏角度窗口范围。首先,假设方位角起伏窗口为 $[\alpha_{\min}, \alpha_{\max}]$ ,俯仰角起伏窗口为 $[\beta_{\min}, \beta_{\max}]$ ,分别以合适的 $\Delta\alpha$ 和 $\Delta\beta$ 为间隔进行插值,得到一组弹头姿态 $(\alpha_i, \beta_j)$ ,其中 $i=1, 2, \dots, N, j=1, 2, \dots, M$ ;其次对于每种姿态 $(\alpha_i, \beta_j)$ ,解算出电波入射角 $\phi_k, k=1, 2, \dots, NM$ ,对每一个 $\phi_k$ ,读取实测 RCS 数据文件,查表得到对应的 RCS 值为 $\sigma_k$ ,计算这一组 RCS 值的最大值、最小值和均值分别为 $\sigma_{\max}, \sigma_{\min}, \sigma_{\text{av}}$ ;最后,根据这 3 个数据按下式计算得到当前瞬时 RCS 值:

$$\sigma = \sigma_{\text{av}} \left[ 1 + \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{\sigma_{\text{av}}} (2x - 1) \right] \quad (5.23)$$

式中, $x$ 为服从 $[0, 1]$ 均匀分布的随机数。

### 5.3.2 极化特性模型

极化信息与幅度、相位、频率一样,是电磁波的又一个重要信息。许多新型雷达都具备了多极化的发射和接收能力,对极化信息的利用也越来越充分。下面阐述目标回波与极化散射矩阵以及雷达发射、接收极化的关系,并按窄带雷达和宽带雷达两种情况分别说明。

#### 1. 窄带雷达极化回波模型

作为对入射波和目标之间的相互作用(即目标散射特性)的一般性描述,极化散射矩阵 $\mathbf{S}$ 将散射电场 $\mathbf{E}^s$ 与入射电场 $\mathbf{E}^i$ 联系起来,两者的关系可表示为

$$\mathbf{E}^s = \mathbf{S} \mathbf{E}^i \quad (5.24)$$

式中,散射场和入射场定义在目标沿雷达之间的视线方向。

在水平( $h$ )、垂直( $v$ )极化基下,将 $\mathbf{E}^s$ 和 $\mathbf{E}^i$ 用矢量形式表示为

$$\mathbf{E}^s = \begin{bmatrix} E_h^s \\ E_v^s \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}^i = \begin{bmatrix} E_h^i \\ E_v^i \end{bmatrix} \quad (5.25)$$

极化散射矩阵可以写为

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_{hh} & S_{hv} \\ S_{vh} & S_{vv} \end{bmatrix} \quad (5.26)$$

式中,散射矩阵元素与雷达散射截面(RCS)间的关系式为

$$\sigma_{ij} = |S_{ij}|^2 \quad (5.27)$$

式中, $\sigma_{ij}$ 表示在该方向上,入射 $j$ 极化并以 $i$ 极化接收时,对应的目标散射截面。

一般来说,散射矩阵具有复数形式,它随工作频率与目标姿态而变化,对于给定的频率和目标姿态取向,散射矩阵表征了目标散射特性的全部信息。

假设发射天线极化和接收天线极化在( $h, v$ )极化基下的琼斯(Jones)矢量相位描述子为 $\mathbf{h}_t = [\cos\gamma_t, \sin\gamma_t e^{j\varphi_t}]^T$ 和 $\mathbf{h}_r = [\cos\gamma_r, \sin\gamma_r e^{j\varphi_r}]^T$ ,那么目标回波的复幅度系数可表示为

$$Y = A e^{j\varphi} \quad (5.28)$$

式中,

$$A = \sqrt{\frac{2P_t G_t G_r \lambda}{(4\pi)^3 R^4 L}} |\mathbf{h}_r^T \mathbf{S} \mathbf{h}_t|^2, \quad \varphi = \Phi[\mathbf{h}_r^T \mathbf{S} \mathbf{h}_t] \quad (5.29)$$

式中,  $\Phi[\cdot]$  表示取复数的相位;  $P_t, G_t, G_r, R, L, \lambda, \mathbf{S}$  分别表示雷达发射功率, 发射、接收天线增益, 斜距, 综合损耗以及工作波长和目标极化散射矩阵。

设发射信号为  $s(t)$ , 目标时延为  $\tau$ , 多普勒频移为  $f_d$ , 则回波信号可表示为

$$s_r(t) = Y s(t - \tau) e^{j2\pi f_d(t - \tau)} = A s(t - \tau) e^{j(2\pi f_d(t - \tau) + \varphi)} \quad (5.30)$$

## 2. 宽带雷达极化回波模型

目标的散射特性与入射电磁波的波长有关, 其极化散射矩阵是雷达载频  $f$  的函数, 因此, 宽带条件下的回波仿真不能仅使用一个固定的极化散射矩阵, 而应该根据入射波的频率变化选择一组极化散射矩阵。宽带条件下, 目标散射场与入射场之间的频域关系为

$$\mathbf{E}^s(\omega) = \mathbf{S}(\omega) \mathbf{E}^i(\omega) \quad (5.31)$$

式中, 散射场和入射场定义在目标沿雷达的视线方向。将  $\mathbf{E}^s(\omega)$  和  $\mathbf{E}^i(\omega)$  用矢量形式表示为

$$\mathbf{E}^s(\omega) = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_h^s(\omega) \\ \mathbf{E}_v^s(\omega) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}^i(\omega) = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_h^i(\omega) \\ \mathbf{E}_v^i(\omega) \end{bmatrix} \quad (5.32)$$

则极化散射矩阵为

$$\mathbf{S}(\omega) = \begin{bmatrix} S_{hh}(\omega) & S_{hv}(\omega) \\ S_{vh}(\omega) & S_{vv}(\omega) \end{bmatrix} \quad (5.33)$$

图 5-9 是开缝锥球在方位角  $15^\circ$ 、俯仰角  $0^\circ$  下各极化通道 RCS 和相位随频率变化的曲线。

以上讨论了宽带条件下, 目标极化散射矩阵随频率的变化特性。然而, 从目标回波仿真的角度来看, 把这种特性建模成随时间变化的幅度调制函数更为直观和方便。因此, 下面介绍由目标频域极化散射矩阵序列得到目标时域调制函数的方法。

设发射信号为线性调频信号, 信号的瞬时频率可表示为  $f = f_0 + kt$ , 其中,  $f_0$  为起始频率,  $k$  为调频斜率,  $t$  为时间, 假设发射天线极化和接收天线极化在  $(h, v)$  极化基下的琼斯矢量用相位描述子表示为  $\mathbf{h}_t = [\cos\gamma_t, \sin\gamma_t e^{j\varphi_t}]^T$  和  $\mathbf{h}_r = [\cos\gamma_r, \sin\gamma_r e^{j\varphi_r}]^T$ , 那么, 目标回波的散射幅度系数可表示为时间的函数, 即

$$Y(f_0 + kt) = A(f_0 + kt) e^{j\varphi(f_0 + kt)} \quad (5.34)$$

式中,  $A(f_0 + kt) = \sqrt{\frac{2P_t G_t G_r \lambda (f_0 + kt)}{(4\pi)^3 R^4 L}} |\mathbf{h}_r^T \mathbf{S}(f_0 + kt) \mathbf{h}_t|^2$ ,  $\varphi(f_0 + kt) = \Phi[\mathbf{h}_r^T \mathbf{S}(f_0 + kt) \mathbf{h}_t]$ ,  $\Phi[\cdot]$  表示取复数的相位,  $P_t$  为雷达发射功率,  $G_t, G_r$  为发射、接收天线增益,  $R$  为径向距离,  $L$  为整合损耗,  $\lambda(f_0 + kt)$  为当前时刻对应的工作波长,  $\mathbf{S}(f_0 + kt)$  为当前时刻的极化散射矩阵。

这样,  $Y(f_0 + kt)$  就表示目标对发射信号的时域幅度调制函数, 则目标回波信号可表示为

$$s_r(t) = Y[f_0 + k(t - \tau)] s(t - \tau) e^{j2\pi f_d(t - \tau)} \quad (5.35)$$

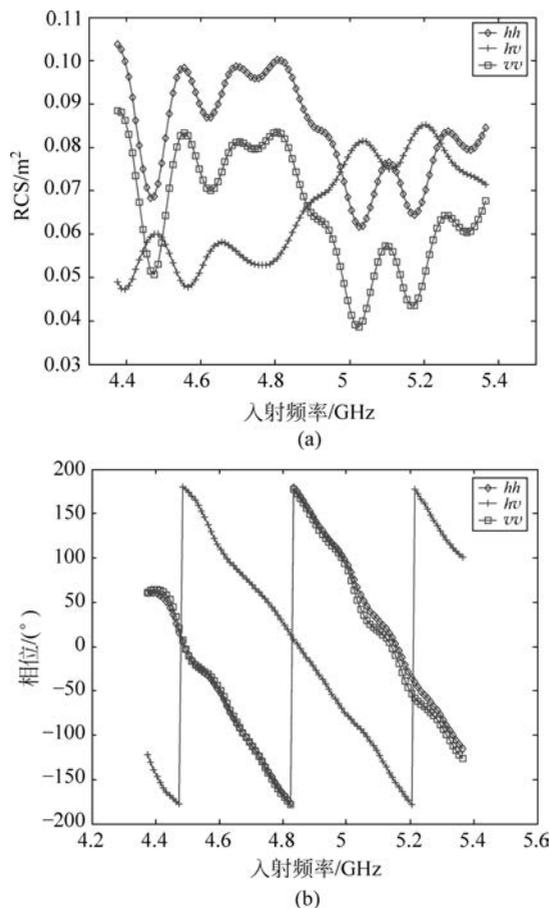


图 5-9 开缝锥球在方位角 $15^\circ$ 、俯仰角 $0^\circ$ 下各极化通道 RCS 和相位随频率变化的曲线

### 5.3.3 目标角闪烁模型

在雷达目标回波仿真中,角闪烁和雷达截面积是同等重要的两种物理量。角闪烁是雷达目标的固有特性,是造成雷达目标角度测量误差和角度跟踪误差的主要来源之一。

产生角闪烁的根本原因是当目标不能被看作点目标时,仍然按照点目标的测角方法进行测角,从而造成角度测量误差。另外,该角度测量误差对目标相对于雷达的姿态非常敏感,在实际的雷达观测中,必然存在着目标相对于雷达的姿态变化,从而引起角度测量值的快速跳跃变化,这就是角闪烁现象。

角闪烁的影响随着雷达与目标之间的距离减小而增大,此外,角闪烁还有以下几个特点:概率密度服从二自由度学生氏  $t$  分布;目标 RCS 和角闪烁相关;角闪烁和幅度起伏在时间上具有强负相关性。下面从功率流方向的偏离和相位波前的畸变两个角度来定义和描述角闪烁。

#### 1. 用坡印廷矢量描述

复杂目标的角闪烁是坡印廷矢量对径向的偏向角,即是功率流方向的偏离。在以目标中心为原点的球坐标系中,坡印廷矢量可表示为

$$\mathbf{S} = S_r \mathbf{r} + S_\theta \boldsymbol{\theta} + S_\varphi \boldsymbol{\varphi} \quad (5.36)$$

定义目标角闪烁  $\theta$  方向和  $\varphi$  方向的偏差量为  $g_\theta$  和  $g_\varphi$ , 则有

$$\begin{cases} g_\theta = \frac{r S_\theta}{S_r} \\ g_\varphi = \frac{r S_\varphi}{S_r} \end{cases} \quad (5.37)$$

式中,  $r$  为雷达与目标之间的距离。

## 2. 用波前相位梯度描述

复杂目标的角闪烁也可以看作是目标回波信号相位波前畸变而导致波阵面的倾斜, 定义目标角闪烁  $\theta$  方向和  $\varphi$  方向的偏差量为  $g_\theta$  和  $g_\varphi$ , 则有

$$\begin{cases} g_\theta = \frac{1}{k} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \\ g_\varphi = \frac{1}{k} \frac{\partial \phi}{\partial \varphi} \end{cases} \quad (5.38)$$

式中,  $\phi$  为目标回波的相位, 波数  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  为雷达的工作波长。

上述两种描述角闪烁的方法, 应用领域有所不同, 坡印廷矢量常用于理论计算, 而波前相位梯度多用于实际工程测量。但理论上可以证明, 在各向同性介质中, 当满足几何光学近似时, 两种描述是统一的。

下面探讨角闪烁的建模与仿真方法。建立一个扩展的目标模型, 可以方便地将其扩展为一个方位、俯仰和距离上都复杂的实体目标。目标模型由位于一条直线上的  $N$  个散射中心所组成, 如图 5-10 所示。

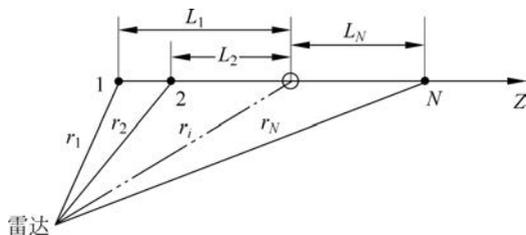


图 5-10 一种简单角闪烁模型示意图

根据电磁场理论, 图 5-10 表示的雷达目标后向散射场为

$$E = \sum_{i=1}^N A_i \exp(j\phi_i) = \sum_{i=1}^N A_i \cos\phi_i + j \sum_{i=1}^N A_i \sin\phi_i \quad (5.39)$$

式中,  $\phi_i = 2kr_i + \delta_i$ ,  $A_i$  为第  $i$  个散射体的散射场幅度,  $r_i$  为观察点到第  $i$  个散射中心的路径长度,  $\delta_i$  为第  $i$  个散射中心的固有相位。

相应地, 目标回波的相位为

$$\phi = \arctan \left( \frac{\sum_{i=1}^N A_i \sin\phi_i}{\sum_{i=1}^N A_i \cos\phi_i} \right) \quad (5.40)$$

根据角闪烁的定义可得到角闪烁参数为

$$\begin{cases} kg_{\theta} = \frac{d\phi}{d\theta} = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{r=1}^N A_i A_r 2k (dr_i / d\theta) \cos(\phi_i - \phi_r)}{\sum_{i=1}^N \sum_{r=1}^N A_i A_r \cos(\phi_i - \phi_r)} \\ kg_{\theta} = 0 \end{cases} \quad (5.41)$$

由上式可以看出,分母恰好是回波信号幅度的平方,正比于雷达目标的 RCS,这表明角闪烁与 RCS 存在一定的负相关性。

此外,式(5.41)中还要确定每个散射中心的  $\frac{dr_i}{d\theta}$ ,下面给出两种求解途径。

### 3. 几何关系途径求解 $\frac{dr_i}{d\theta}$

假设图 5-10 中第  $i$  个散射中心到目标几何中心的距离为  $L_i$ ,有

$$\begin{cases} r_i = R - L_i \cos\theta \\ \frac{dr_i}{d\theta} = L_i \sin\theta \end{cases} \quad (5.42)$$

### 4. 目标旋转途径求解 $\frac{dr_i}{d\theta}$

假设图 5-10 中目标沿直线中心在平面内旋转,绕中心旋转速度为  $\Omega(t)$ ,第  $i$  个散射中心到目标中心的距离为  $L_i$ ,那么

$$r_i = R - L_i \cos\theta(t) = R - L_i \cos\left(\int_0^t \Omega(\tau) d\tau\right) \quad (5.43)$$

从图 5-10 几何关系,可以求出第  $i$  个散射中心的径向速度:

$$v_i = \frac{dr_i}{dt} = L_i \Omega(t) \sin\left(\int_0^t \Omega(\tau) d\tau\right) \quad (5.44)$$

根据多普勒频移定义得到第  $i$  个散射中心的多普勒频移:

$$\omega_{di} = \frac{d\phi_i}{dt} = 2kv_i \quad (5.45)$$

从上两式可以得到

$$2kL_i = \frac{\omega_{di}}{\Omega(t) \sin\int_0^t \Omega(\tau) d\tau} \quad (5.46)$$

用式(5.46)对观察角求导,并应用式(5.45),可得

$$2k \frac{dr_i}{d\theta} = 2kL_i \sin\left[\int_0^t \Omega(\tau) d\tau\right] = \frac{\omega_{di}}{\Omega(t)} \quad (5.47)$$

因此把式(5.42)、式(5.47)代入式(5.41),可得到角闪烁的线偏差量。

#### 5.3.4 目标高分辨模型

在宽带条件下,雷达发射的信号为大带宽信号,其距离分辨率将小于目标尺寸,此时,雷达目标将连续占据多个距离分辨单元,因此,建立目标高分辨回波模型是十分必要的。建立

高分辨模型离不开目标多散射中心,作为目标在高频区电磁散射的基本特征之一,目标散射中心是高分辨一维、二维成像以及散射时频分析的基础,实现这些宽带雷达特征信号预测的最终目的是提取复杂目标的散射中心的分布位置和强度,以描述目标的各种散射机理,以便深入研究目标特征提取和识别方法研究,或者应用于目标隐身技术研究等。理论计算和实验测量均表明,在高频区,目标总的电磁散射可以认为是某些局部位置上的电磁散射相干合成,这些局部性的散射源称作等效散射中心,或简称散射中心。根据电磁场理论,每个散射中心相当于 Stratton-Chu 积分中的数字不连续处。从几何观点来分析,就是一些曲率不连续处与表面不连续处,但仅此还不足以全面地分析计算总的电磁场,还必须考虑镜面反射、蠕动波与行波效应引起的散射。为了分析的方便,人们把这些散射也等效为某种散射中心引起的散射。这样,散射中心的概念就被扩大了。根据目标电磁散射的特点,目标散射中心主要可分为以下几种类型: 镜面散射中心,边缘(棱线)散射中心,尖顶散射中心,凹腔体等多次反射型散射中心,行波与蠕动波类散射中心,天线型散射中心。这些类型的散射中心并不一定是一个点,如开口的腔体等,在实际应用中,通常把它们作为一个散射中心来处理,而事实上它们本身又可能包含多个散射中心。

当采用宽带信号时,可以获得目标散射中心在径向距离上的分布信息,这就是径向距离像;如果利用目标运动产生的多普勒频率信息,则可获得散射中心在横向距离上的分布,采用成像算法处理后,可以获得目标散射中心在二维平面上的分布情况。散射中心的客观存在是采用  $N$  点散射模型进行目标高分辨率回波仿真的理论基础。

目标的宽带特性测量需要耗费较多的人力和物力,对测量条件的要求也颇为严格,直接测量获取宽带特性是相对困难的。在实测数据难于获取的情况下,将目标等效为多个散射中心的合成是一种相对简单可行的方法。

目标散射中心的强弱及其空间位置分布主要依赖于所要模拟的目标散射中心特性。图 5-11 是一个弹头类目标的几个典型散射中心。

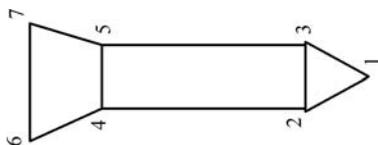


图 5-11 弹头类目标的多个散射中心模型

由图 5-11 可看出,该目标由多个散射中心构成,将该目标的散射中心空间位置和强度提取出来,就可采用散射点模型来模拟该目标的回波散射特性。

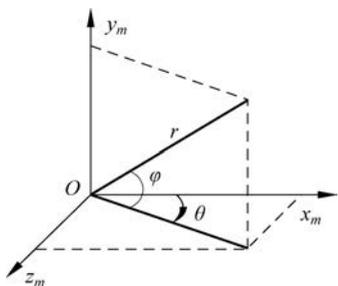


图 5-12 弹体坐标系

以弹头目标为例,采用弹体球坐标系,坐标原点选在弹体质心,以弹体纵轴为坐标系的横轴,每一散射点位置用极坐标参数  $(r, \theta, \varphi)$  表示,如图 5-12 所示。

根据弹头的实际电磁散射特性,建立了两种模型——线模型和面模型。线模型如图 5-13 所示,每个散射点的位置可以用与弹头顶点之间的相对距离表示;面模型如图 5-14 所示,每个散射点的位置可以用该点与弹头顶点的距离  $r$  以及该点与弹头顶点的连线和导弹纵轴的夹角  $\theta$  表示。

不妨设雷达发射的为宽带线性调频信号,在  $t$  时刻,第

$i$  个散射中心的回波为

$$s_i(t) = \text{rect}\left(\frac{t - \tau_i}{T}\right) \exp\left\{2j\pi\left[f_0(t - \tau_i) + \frac{1}{2}k(t - \tau_i)^2\right]\right\} \quad (5.48)$$

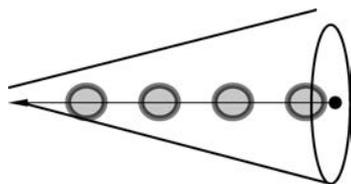


图 5-13 线模型示意图

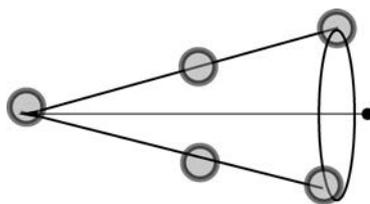


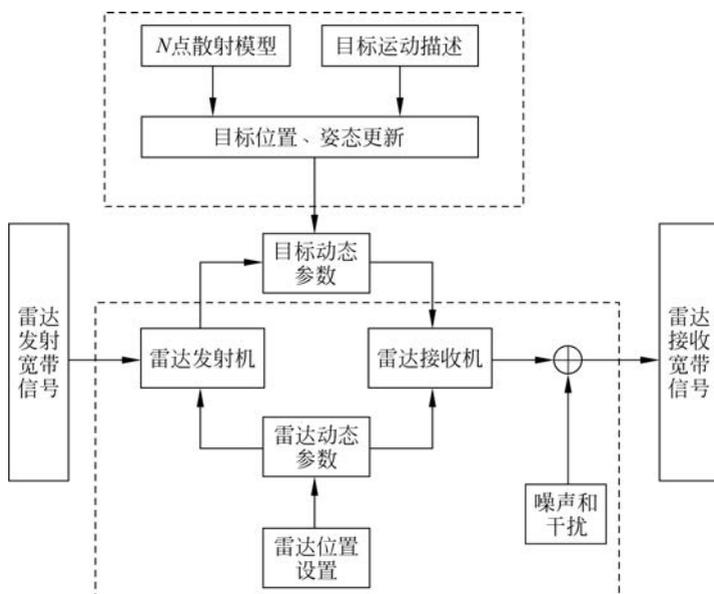
图 5-14 面模型示意图

式中,  $\text{rect}(\cdot)$  为矩形包络,  $f_0$  为起始频率,  $T$  为脉冲宽度,  $k$  为调频斜率,  $\tau_i$  为该散射中心的回波延时。设该散射中心的散射系数为  $\rho(x_i, y_i, z_i)$ ,  $x_i, y_i, z_i$  为该点在雷达坐标系中的坐标。若目标由  $N$  个散射中心构成, 目标散射回波由  $N$  个散射中心散射回波的相干叠加, 表示为

$$s(t) = \sum_{i=1}^N \rho(x_i, y_i, z_i) s_i(t) \quad (5.49)$$

目标  $N$  个散射中心的空间分布及强度可通过理论模型来构造。对于结构相对简单的目标, 也可通过理论计算获取其散射中心模型。若目标为复杂结构体, 此时通过计算获得目标散射的  $N$  点结构模型较为困难, 应通过实际测量获得。

值得一提的是, 目标的  $N$  点散射结构与其姿态有关。当雷达布站不同或目标的姿态变化时, 目标散射中心的数目和强度都会变化。尤其当目标存在翻滚、转动等三维运动时, 各个散射中心相对雷达的运动是各不相同的。因此, 在进行理论计算或静态测量时, 应当获得目标在所有可能姿态下的散射结构。在获得目标所有姿态下的宽带回波后, 按特定战情来计算目标和雷达在各个观测时刻的相对姿态, 用计算或静态测量数据得到该时刻的目标宽带回波, 完成目标运动状态时的宽带回波模拟, 建模过程如图 5-15 所示。

图 5-15 采用  $N$  点模型时运动目标宽带回波模拟

以上的宽带回波模拟没有考虑目标多普勒调制效益, 下面介绍目标多普勒调制的建模方法。不考虑目标运动时, 设雷达发射信号为线性调频信号, 当目标回波延时为  $t_r$  时, 单散

射点的目标宽带回波为

$$s_r(t) = \text{rect}\left(\frac{t - \tau_r}{T}\right) \exp\left\{2j\pi\left[f_0(t - \tau_r) + \frac{1}{2}k(t - \tau_r)^2\right]\right\} \quad (5.50)$$

下面通过理论推导来讨论运动目标回波的特点。设目标与雷达站的相对速度为  $v_r$ ，目标与雷达间的初始距离为  $R_0$ ，该  $t$  时刻收到的目标回波是在  $t - \tau_r$  时刻发射信号的散射回波，而发射信号照射到目标的时间是  $t' = t - \frac{1}{2}\tau_r$ ，这样，发射信号照射到目标时的目标距离为

$$R(t') = R_0 - v_r t' \quad (5.51)$$

$R(t')$  距离所引起的双程回波延时为  $\tau_r$ ，即有

$$\tau_r = \frac{2R(t')}{c} \quad (5.52)$$

式中， $c = 3 \times 10^8$  m/s 是光速。

可以解出

$$\tau_r = \frac{1}{c - v_r} (2R_0 - 2v_r t) \quad (5.53)$$

将  $\tau_r$  代入式(5.50)，并整理有

$$s_r(t) = \text{rect}\left(\frac{t - \tau_r}{T}\right) \exp\left\{2j\pi\left[\frac{1}{2}k \frac{(c + v_r)^2}{(c - v_r)^2} t^2 + t\left(\frac{c + v_r}{c - v_r} f_0 - \frac{2kR_0(c + v_r)}{(c - v_r)^2}\right) + \frac{2kR_0^2}{(c - v_r)^2} - \frac{2R_0 f_0}{c - v_r}\right]\right\} \quad (5.54)$$

对比式(5.50)和式(5.54)可以看出，目标运动对回波的调制作用主要体现为三项：二次相位项、一次相位项及固定相位项。由于目标运动速度远小于光速，由式(5.54)可以看出，目标运动对固定相位项的影响很小，对一次相位项的影响也不大；另外，在雷达宽带信号的去斜率混频处理后，一次相位项的影响主要体现在距离像的整体搬移，后续的包络对齐处理可消除其影响。因此，多普勒调制影响主要体现在二次相位项上。对式(5.54)化简，得到

$$s_r(t) = \text{rect}\left(\frac{t - \tau_r}{T}\right) \exp\left\{2j\pi\left[\frac{1}{2}kt^2 + k \frac{2v_r}{c} t^2 + t\left(f_0 - \frac{2kR_0}{c}\right) + \frac{2kR_0^2}{c^2} - \frac{2R_0 f_0}{c}\right]\right\} \quad (5.55)$$

比较式(5.50)与式(5.55)，在考虑多普勒信息后，回波的主要差别在于前者增加了一项  $k \frac{2v_r}{c} t^2$ 。在进行宽带回波模拟时，根据目标运动速度  $v_r$ ，可由式(5.55)进行多普勒调制。

以上是针对单散射点目标进行分析，对于由  $N$  个散射点构成的复杂目标，对每一散射点都进行类似处理，然后将所有的散射点回波相干叠加，就可仿真得到目标总回波。

### 5.3.5 雷达目标特性仿真实例

下面以空间目标为例，仿真其雷达目标特性。空间目标的形体一般较为简单，诸如锥体、圆柱体、椭球体等，可视作金属球/平板、二面角和螺旋线等的简单组合。下面给出不同正交极化基下金属球/平板、二面角以及螺旋线等典型简单形体目标的极化散射矩阵，具体如表 5-1 所示。

表 5-1 典型空间目标的极化散射矩阵

雷达目标类型	极化散射矩阵		
	水平、垂直极化基( $\hat{h}, \hat{v}$ )	左、右旋圆极化基( $\hat{l}, \hat{r}$ )	45°、135°线极化基( $\hat{m}, \hat{n}$ )
球或平板	$S_{\text{Sph}} = a \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$S_{\text{Sph}} = a \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$	$S_{\text{Sph}} = a \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
二面角	$S_{\text{Diplane}} = a \begin{bmatrix} \cos 2\psi & \sin 2\psi \\ \sin 2\psi & -\cos 2\psi \end{bmatrix}$	$S_{\text{Diplane}} = a \begin{bmatrix} 2e^{j2\psi} & 0 \\ 0 & 2e^{-j2\psi} \end{bmatrix}$	$S_{\text{Diplane}} = a \begin{bmatrix} \sin 2\psi & -\cos 2\psi \\ -\cos 2\psi & -\sin 2\psi \end{bmatrix}$
左螺旋线	$S_{\text{Left}_H} = \frac{1}{2} a e^{-j2\psi} \begin{bmatrix} 1 & j \\ j & -1 \end{bmatrix}$	$S_{\text{Left}_H} = a e^{-j2\psi} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$S_{\text{Left}_H} = \frac{1}{2} a e^{-j2\psi} \begin{bmatrix} j & -1 \\ -1 & -j \end{bmatrix}$
三面角反射器	$S_{\text{Tri}} = a \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$	$S_{\text{Tri}} = a \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}$	$S_{\text{Tri}} = a \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$

对于复杂雷达目标而言,其高频后向散射可以认为是由一组数目有限散射中心的独立散射合成,这些散射通常取决于散射中心周围一小块区域的形状和导电性质,它们主要由目标的镜面反射点以及曲率不连续处(如尖端、拐角、破口段等)等产生。由雷达目标的极化分解理论可知,复杂雷达目标的散射可以看作金属球/平板、二面角和螺旋线等几种简单形体目标散射的线性组合,因而也应具有与简单目标类似的性质。下面给出在 10GHz 的水平、垂直极化电磁波激励下半锥角锥球体极化散射的仿真计算数据,其中半锥角锥球体的示意图如图 5-16 所示。图 5-17(a)~图 5-17(c)分别给出了 HH、HV 和 VV 分量的散射截面随锥球方位角的变化曲线,其中目标方位角定义为入射波与  $x$  轴负向的夹角。

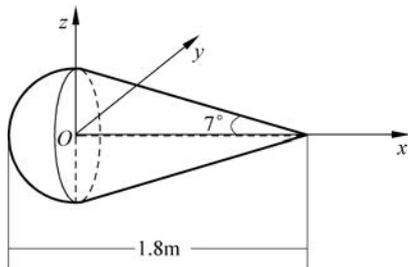


图 5-16 7°半锥角锥球体的示意图

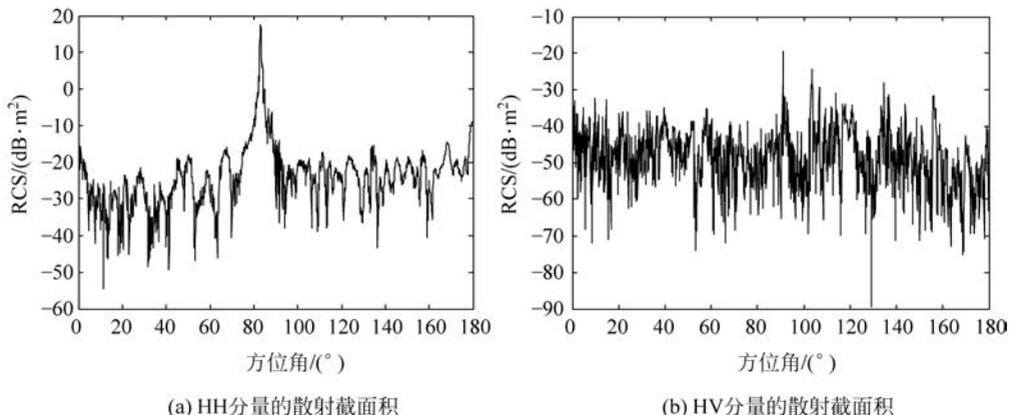
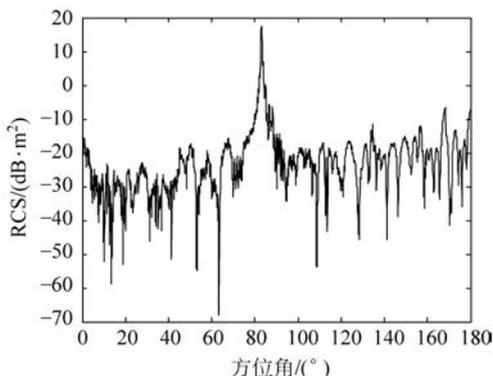


图 5-17 半锥角锥球体的极化散射仿真数据



(c) VV分量的散射截面积

图 5-17 (续)

## 5.4 多径传输特性建模

### 5.4.1 多径效应

多径效应是由地面(或海面)对雷达电磁波的反射引起的,即雷达发射的电磁波在地(海)面和目标之间经过若干次反射和散射后,恰好有一部分最终进入了雷达天线波束内。因此,与最简单的雷达-目标路径相比,到达时间和到达方向均有可能不同,所以不仅会造成虚警,更主要的是对雷达测角带来十分不利的影响。

图 5-18 是多径效应的示意图,图中只画出了—次镜像。目标在  $P$  点,雷达天线中心在  $B$  点,由图可见,雷达接收到的目标回波路径不止—条,不仅包括直接路径  $BP-PB$ ,还包括经地(海)面反射的路径,如经地(海)面—次反射的  $BP-PO-OB$  和  $BO-OP-PB$ ,以及更为复杂的地(海)面多次反射路径。由于多次反射路径的影响相对较小,并且与具体地形密切相关,因此这里只分析—次反射的情况。

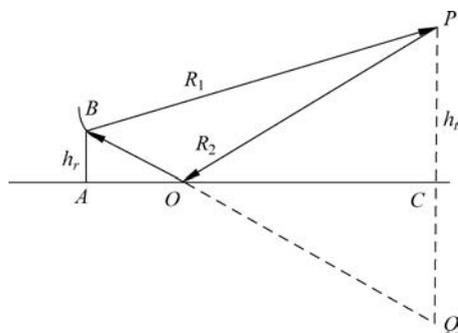


图 5-18 多径效应示意图

粗糙地面的反射由镜反射分量和散漫反射分量组成。镜反射与平坦地面的反射十分类似,镜反射分量的相位随着相对位置的变化而变化,因此是相干成分。漫散射方向性小,散射分量的相位随机变化,因此是非相干成分。漫散射波的振幅比直达波的小很多,二者形成的多径效应导致振幅和相位起伏变化,但这只是叠加在直达波上的小起伏。针对这一类小起伏引起的各种误差,通过进行平滑处理就能够很容易消除。多径干涉效应改变了直接目标回波的振幅、相位和方向,对雷达测量性能产生了影响,主要有两个方面:

(1) 引起波瓣分裂,使单个波瓣变成多个波瓣,改变场强的空间分布,影响雷达的探测性能;

(2) 对雷达的仰角、方位角及距离等参数都有影响,但影响最严重的是仰角。

反射系数(用  $R$  表示)定义为反射的电场矢量与入射的电场矢量之比,是一个复数,它的幅度一般认为在  $0\sim 1$ 。粗糙地面的反射由镜反射分量和漫散射分量组成,分别用  $R_s$  和  $R_d$  表示镜反射系数和漫散射系数。粗糙地面的反射系数是  $R_s$  和  $R_d$  之和,即

$$R = R_s + R_d \quad (5.56)$$

#### 1. 镜反射系数

镜反射系数  $R_s$  由菲涅耳反射系数  $\Gamma$ 、扩散因子  $D$ 、镜面反射因子  $r_s$  的乘积组成,即

$$R_s = \Gamma D r_s \quad (5.57)$$

式中,  $\Gamma$  是光滑表面的菲涅耳反射系数,由光滑表面的电磁特性决定,可以通过菲涅耳方程获得,与雷达发射波长、极化方式和入射余角(掠射角)  $\psi$  有关。扩散因子  $D$  是考虑地球曲率影响的结果。镜面反射因子  $r_s$  表征反射面的粗糙造成的镜面反射幅度的衰减。

#### 2. 漫散射系数

漫散射是由于粗糙表面大量的小散射元产生的。漫散射系数为

$$R_d = \Gamma r_d \quad (5.58)$$

式中,  $\Gamma$  是光滑表面的菲涅耳反射系数;  $r_d$  为漫散射因子,是入射余角  $\psi$ 、地面高度的均方偏差和波长的函数。

### 5.4.2 多径效应对测角的影响

由于雷达天线波束宽度有限,多径效应主要是在跟踪低仰角目标时对测角有较大影响,因此有时称为低角度误差。如图 5-18 所示,目标在  $P$  点,而其对地平面的镜像  $Q$  点,构成了两个回波源。

这两个回波源的路程差实际上是很小的,如对于目标距离雷达 70km,雷达天线高度为 5m,目标飞行高度为 500m 的情况,按照式(5.58),路程差仅为 7cm。并且该路程差的变化是十分缓慢的,当目标距离 60km 时,路程差约为 8cm,仅相当于 C 波段雷达的波长,即在 10km 的距离范围内,相对相位仅变化了约一个周期。从这个意义上来说,可以把这两个回波源看作是相参的,这样,镜像源引起的角度误差很容易被角度跟踪系统跟踪,从而使得角度的跟踪误差呈现稳定而有规律的变化,如图 5-19 所示。

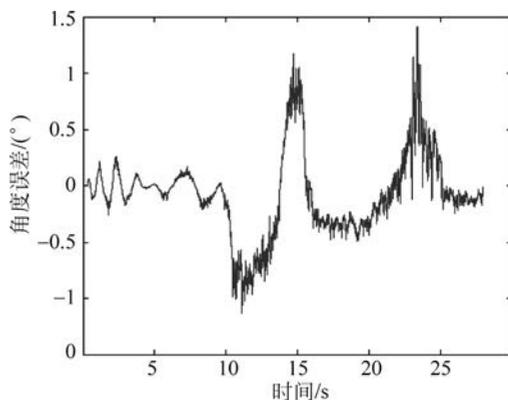


图 5-19 低仰角目标的俯仰角跟踪误差

可以把多径效应角误差影响分为三个区间加以讨论:远距离、中间区和近距离。在远距离(镜像出现在半功率点波瓣宽度之内),镜像进入天线主波瓣,误差主要是两电源的角闪烁误差,近似计算公式为

$$e = 2h \frac{\rho^2 + \rho \cos \varphi}{1 + \rho^2 + 2\rho \cos \varphi} \quad (5.59)$$

式中,  $e$  为误差,单位与  $h$  相同,为相对于目标的距离误差;  $\rho$  为表面反射系数;  $h$  为目标高

度； $\varphi$  为直接和反射路径差决定的相对相位。由该式能求出良好的误差预测值。

在近距离区(其镜像出现在副瓣中),当雷达主波束位于镜像之上,使得镜像是由差方向图的副瓣接收时,多路径角误差是周期性的,接近于正弦,其均方根值可由下式来预测:

$$\sigma = \frac{\rho\theta_B}{\sqrt{8G_{SC}}} \quad (5.60)$$

式中, $\sigma$  为仰角多路径误差的均方根值; $\theta_B$  为单程天线波瓣宽度; $G_{SC}$  为在镜像信号到达的角方向上,跟踪天线方向图峰值与差方向图峰值副瓣电平的功率比。周期变化的速率为

$$f = \frac{2hE}{\lambda} \quad (5.61)$$

式中, $\lambda$  为波长; $E$  为被雷达所测到的目标仰角变化率,单位为 rad/s。

中间区是指近距离区和远距离区之间的范围,这个区域很难计算误差,因为它处在天线方向图的非线性误差敏感部分,但是还是有一些统计分析的结果。当目标高度位于约 0.3 倍波瓣宽度处时,误差上升到一个峰值,这个峰值依赖于几个因素,包括表面粗糙度、伺服带宽以及在这个区域内的天线特性。

### 5.4.3 多径几何关系求解

由于是针对低仰角目标情况,所以地球曲面的影响必须考虑,图 5-20 是地球表面多径几何示意图。

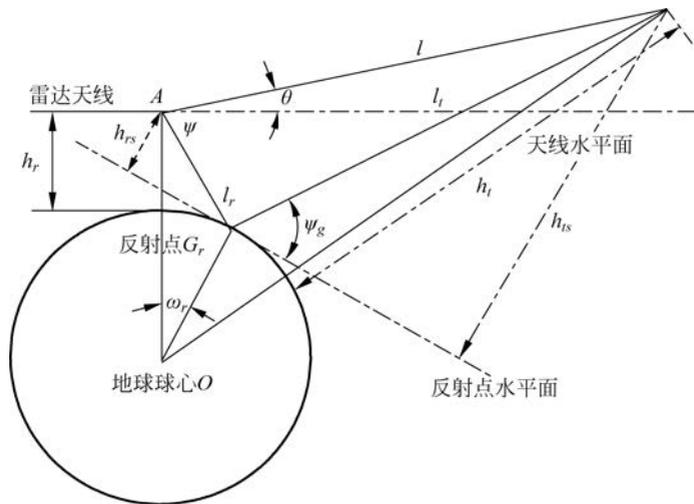


图 5-20 地球表面多径几何示意图

#### 1. 可视距离

由于雷达不能发现地平线以下的目标,因此,当限定了雷达天线和目标飞行高度后,可以计算出雷达探测到该目标的最远距离:限制雷达到目标视线为雷达到地平面的切线,此时,地(海)面反射点到天线的距离  $l_r$  和目标到反射点的距离  $l_t$  分别简化为

$$\begin{cases} l_r = \sqrt{(a + h_r)^2 - a^2} \\ l_t = \sqrt{(a + h_t)^2 - a^2} \end{cases} \quad (5.62)$$

式中, $a$  为地球半径, $h_t$  和  $h_r$  分别为目标和雷达天线中心的高度。

雷达发现该目标的最远距离为

$$R_{\max} = \sqrt{(a + h_r)^2 - a^2} + \sqrt{(a + h_t)^2 - a^2} \quad (5.63)$$

例如,天线中心高度为 5m,目标高度 500m 情况下,可视距离约为 87km。

## 2. 目标仰角和反射角

分析可知,目标对雷达天线的仰角  $\theta$  为

$$\theta = \arcsin \frac{h_t^2 - h_r^2 + 2a(h_t - h_r) - l^2}{2l(a + h_r)} \quad (5.64)$$

镜像目标对雷达天线的仰角  $\psi$  为

$$\psi = \theta - \arccos \frac{l^2 + l_r^2 - l_t^2}{2ll_r} \quad (5.65)$$

式中, $l$  为雷达到目标的距离。

## 3. 平面地球模型近似

当雷达天线高度和目标高度都较低时,由上面分析可知,可视距离很短,此时允许做工程简化,即将图 5-20 简化为平面地球模型,如图 5-18 所示。此时,目标对雷达天线的仰角  $\theta$  为

$$\theta = \arcsin \frac{h_t - h_r}{R_1} \quad (5.66)$$

镜像目标对雷达天线的仰角  $\psi$  为

$$\psi = \arcsin \frac{h_t + h_r}{R_1} \quad (5.67)$$

如图 5-18 所示,易得到在平面近似情况下,一次反射的路径长度为

$$l_r + l_t = \sqrt{l^2 + 4h_t h_r} \quad (5.68)$$

### 5.4.4 多径效应的回波模型

在对镜像回波进行仿真时,需要根据多径几何关系来计算的参数包括时延(路径长度)、到达方向以及多普勒速度。前面已经得到了近似的路径长度和反射角(镜像回波到达方向的俯仰角),下面分析镜像回波的多普勒速度。

设目标径向速度为  $v_r$ ,显然  $v_r = 2 \frac{\partial l}{\partial t}$ 。则根据多普勒速度的定义,镜像目标多普勒速度为

$$v'_r = \frac{\partial(l + l_t + l_r)}{\partial t} = \frac{v_r}{2} + \frac{\partial(l_t + l_r)}{\partial t} \quad (5.69)$$

将式(5.68)代入式(5.69),可得

$$v'_r = \frac{v_r}{2} \left( 1 + \frac{l}{\sqrt{l^2 + 4h_t h_r}} \right) \quad (5.70)$$

以上已经解决了镜像目标回波时延、多普勒速度和到达方向的计算问题,仿真实目标的仿真方法,并将回波信号乘以镜面反射复系数,就可以得到镜像目标的回波。

### 5.4.5 多径效应仿真实例

下面建立具体场景,以雷达导引头目标回波信号为例,仿真多径带来的影响。雷达导引头发射简单脉冲串信号,发射峰值功率为 20kW,波长为 3cm,脉冲重复频率为 2kHz,脉宽为  $1\mu\text{s}$ ,天线最大增益为 33dB,半功率波束宽度为  $2^\circ$ ,雷达导引头综合损耗为 3dB,雷达导引头在距离目标 50km 处开机,并以恒定高度朝目标方向飞行,雷达导引头高度为 100m,速度为 300m/s,海面目标高度为 10m,目标固定不动。雷达导引头接收到的目标回波信号如图 5-21 所示。

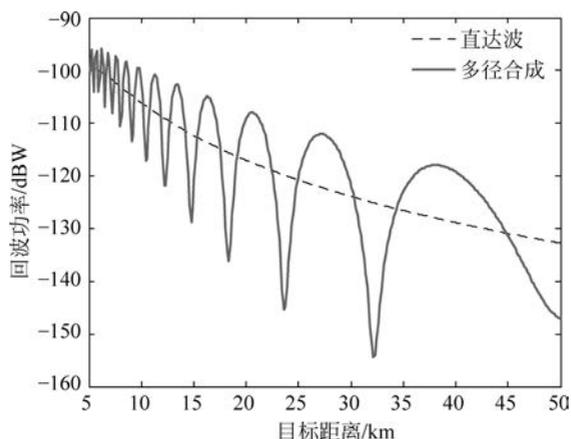


图 5-21 镜反射下雷达导引头接收信号

由图 5-21 可以看出,镜反射回波功率强,导致雷达导引头接收信号起伏较大,随着雷达导引头与目标间距离的变化,接收信号规律性地呈现出被衰减和被增强交替出现的现象,雷达导引头接收信号被增强的距离段长度是被衰减的距离段长度的两倍。接收信号功率增强最高可达 10dB,衰减最大可达 27dB。可见,低空下的镜反射效应对雷达导引头接收的目标信号影响十分明显。

## 5.5 大气衰减特性建模

大气传输损耗的主要影响是大气折射、吸收和产生热噪声。地球大气层有两个主要部分对电磁波传播有重要影响,分别是对流层和电离层。在讨论雷达电磁波的传输影响时,对流层最为重要,对流层是从地面起一直到 15km 左右的高空非电离区域。本节主要关注对流层对电磁波的折射、吸收及云雨雾的损耗建模与仿真。

### 5.5.1 对流层折射模型

对流层中,电磁波折射指数随高度增加而减小,根据斯涅尔(Snell)定律,电磁波波前在大气中水平前进时,其波前逐渐向下倾斜,这就意味着电磁波传输射线呈向下弯曲的曲线,而不是直线。下面讨论中我们假设对流层中折射指数是地面高度的平滑而单调减小的函数,这就是通常所说的“正常大气”。

大气透镜效应损耗示意图如图 5-22 所示。两相邻射线间夹角为  $\delta$ (rad),那么在  $R$  处

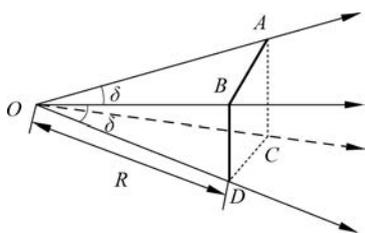


图 5-22 透镜效应损耗的电磁波射线图

的正方形电磁波波前的面积是  $\delta^2 R^2$ 。在大气中,电磁波传输由于折射的影响,射线沿曲线传输,OC、OD 略比 OA、OB 多一些,波前面积略大于  $\delta^2 R^2$ ,于是该波前内包含的功率密度略小于真空中的密度,这项额外的“扩展损失”就是透镜效应损失。用电磁波在大气中传输距离  $R$  上的波前面积  $S'$  与同一组射线在真空中同一距离上应当对应的波前面积  $S = \delta^2 R^2$  之比

$$L_{\text{Len}} = \frac{S'}{S} \text{ 计算大气透镜效应损耗。}$$

仿真计算为提高运算效率一般利用多项式拟合公式,这里采用五阶多项式拟合,表达式为

$$L_{\text{len}} = c_5 \text{rcal}^5 + c_4 \text{rcal}^4 + c_3 \text{rcal}^3 + c_2 \text{rcal}^2 + c_1 \text{rcal} + c_0 \text{ (dB)} \quad (5.71)$$

式中,rcal= $\lg(R)$ , $R$  为斜距(海里), $30\text{n mile} \leq R \leq 3000\text{n mile}$ 。仰角为  $0^\circ, 2^\circ, 4^\circ$  时的拟合结果如图 5-23 所示。

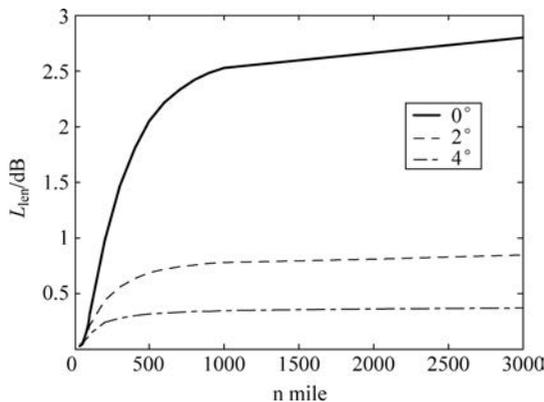


图 5-23 大气透镜效应损耗

### 5.5.2 对流层吸收模型

对流层对电磁波的吸收作用主要是由于氧和水蒸气吸收引起的,根据分子吸收理论,与吸收有关的大气参数是压力  $P$  和温度  $T$ ,对于水蒸气吸收还有水蒸气的密度函数  $\rho$ 。给定这些参数就可计算指定频率的吸收系数  $\xi$ ,进而计算出电磁波在大气中从位置  $R_1$  传输到位置  $R_2$  的吸收损耗。

在实际仿真计算时,首先利用上述数学模型计算出雷达电磁波在各个雷达天线仰角  $\theta$  和不同距离  $R$  的吸收损耗值,然后利用最小二乘法拟合一个多项式(一般取 3~5 阶多项式)以利于仿真计算。

本书利用五次多项式拟合计算吸收损耗(双程损耗),表达式为

$$L_{ab} = c_5 R^5 + c_4 R^4 + c_3 R^3 + c_2 R^2 + c_1 R + c_0 \text{ (dB)} \quad (5.72)$$

图 5-24 为 UHF 波段,仰角为  $0^\circ, 2^\circ, 10^\circ$  时的拟合结果, $0 \leq R \leq 300\text{n mile}$ 。

图 5-25 为 X 波段,仰角为  $0^\circ, 2^\circ, 10^\circ$  时的拟合结果, $0 \leq R \leq 350\text{n mile}$ 。

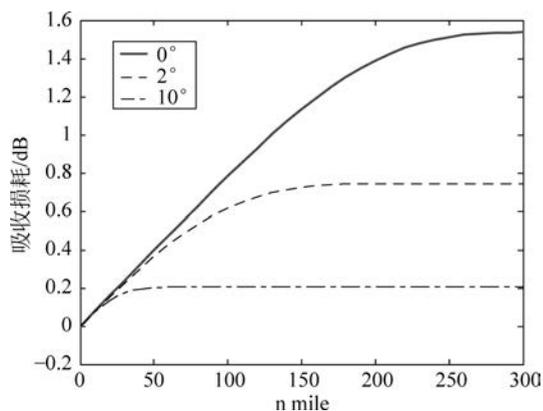


图 5-24 UHF 波段对流层吸收损耗

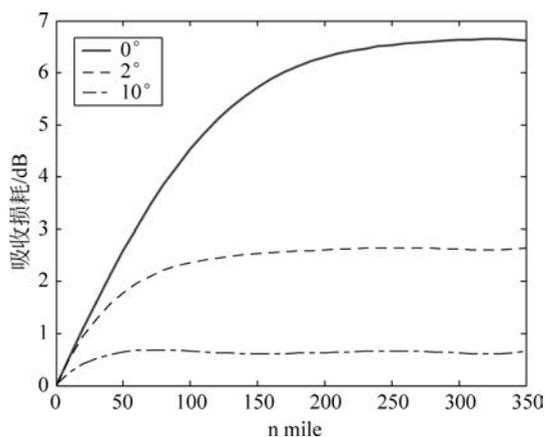


图 5-25 X 波段对流层吸收损耗

### 5.5.3 云

#### 5.5.3.1 云的物理特性

云覆盖了整个地球的 60% 以上,云特性包括云宏观特性,如云底高度、云层厚度、云量和云的范围等;还包括云的微观物理特性,如云微粒大小、浓度、冰品和液态水含量等。按云底高度不同可把云分为低层云、中层云、高层云 3 种。低层云包括层积云、层云、雨层云、积云、积雨云 5 类,云底高度一般在 2000m 以下;中层云包括高层云和高积云两类,云底高度通常为 2000~6000m;高层云包括卷云、卷层云、卷积云 3 类,云底高度通常在 6000m 以上。由于各种云的含水量、云滴谱的有效半径等云层物理特性存在较大差异,因此不同云对电磁波吸收、后向散射及透过性能差别较大。云体一般可分为浓密云体、中等浓密云体、较稀薄云体及卷云 4 类,其中浓密云体对电磁波吸收最强、透过性能最差,而卷云对电磁波吸收最弱、透过性能最好。云是由云微粒构成的,云微粒包括水粒和冰粒,因此,又可将云分为水云和冰云两种,一般来讲,低层云和中层云属于水云,高层云属于冰云。

理论分析中,需要首先建立云模型。把云微粒看作半径小于 0.01cm 的水粒或冰粒,雷达多数工作在 S、C、X 波段,其波长大于 0.5cm,这时云对电磁波的影响就不受云微粒大小分布的影响。

#### 5.5.3.2 云衰减模型

##### 1. 云层影响雷达跟踪测量目标的几种情况

制导雷达、目标、云层三者间的空间关系可分为以下几种情况:

- (1) 云层在目标之后,作为空间背景充满整个雷达视场;
- (2) 云层在目标之后占据雷达部分视场;
- (3) 在目标与雷达之间占据整个雷达视场;
- (4) 云层在目标与雷达之间占据部分雷达视场;
- (5) 目标处于云层之中。

前两种情况云仅作为背景杂波参与了对电磁波的反射和吸收,其结果是雷达接收到了云噪声,而未对目标回波造成衰减;而后三种情况都产生了云遮挡,云不仅作为背景杂波参与了对电磁波的反射和吸收,而且还对目标进行了遮挡,造成目标回波的衰减。

## 2. 云衰减模型的建立

对于云遮挡来说,云对电磁波的反射表现为雷达回波信号中包含云噪声;云吸收的电磁波转化为热能。云对电磁波的反射和吸收都造成了穿过云层的电磁波能量的衰减,因此二者可归结为云衰减。由于云微粒尺寸远小于雷达波长,雷达对于云微粒来说工作在瑞利区,且云的密度不均匀,使得精确计算衰减量值有一定困难。当雷达波长确定后,球形粒子的散射情况主要取决于粒子半径  $r$  和入射波长  $\lambda$  之比,对于  $r \ll \lambda$  的小球形粒子的散射,称为瑞利散射。

云微粒的散射和吸收特性可用瑞利散射来近似描述,云的衰减率  $\gamma_c$  (dB/km)可简化为用单位体积云含水量表示

$$\gamma_c = K_l M \quad (5.73)$$

式中,  $K_l$  表示衰减系数,单位为  $(\text{dB}/\text{km})/(\text{g}/\text{m}^3)$ ;  $M$  表示云中液态水含量,单位为  $\text{g}/\text{m}^3$ 。

分析云层对雷达的影响还应从云衰减率以及云衰减路程计算入手,进一步研究云层对雷达探测威力的影响。

## 5.5.4 雨、雪

电磁波在对流层传输过程中,不仅会受到大气不均匀介质的影响而产生折射弯曲,还会受到各种大气微粒的影响而产生衰减,主要包括气体分子的吸收效应以及大气沉降物对电磁波的散射和吸收效应。以降雨为代表的大气沉降物粒子尺寸与电磁波波长相当,会对电磁波产生严重的散射和吸收,使得电磁波传输变得复杂。雨衰减会减弱雷达回波信号,雨滴体散射造成杂波干扰,降雨的辐射还将增加接收天线的噪声温度,降低信噪比,这些对雷达探测、参数估计等性能产生严重影响。

降雨对制导雷达效能的影响是一定的。结合传统的气象雷达及降雨衰减模型基础,分析降雨对雷达电波传播的衰减特性,以及不同频率、降雨率条件下电波衰减及体杂波特性,构建降雨衰减、雨体杂波、降雨辐射等综合因素影响下的雷达探测距离具有重要意义。

当雷达工作区域内有降雨时,雷达信号检测必须考虑降雨引起的信噪比变化和雨杂波的干扰。降雨对制导雷达探测性能影响主要体现在:降雨衰减造成目标回波信号电平下降;雨滴散射产生的体杂波降低目标信号信噪比;雨介质辐射增加了天线噪声温度。

### 5.5.4.1 降雨影响因素

#### 1. 降雨衰减

电波降雨衰减与降雨衰减率和雨区路径长度有关,任意频率的雨衰减率  $\gamma_R$  (dB/km)可通过雨强  $M$  (mm/h)的幂函数关系求得

$$\gamma_R = kM^\beta \quad (5.74)$$

对于任意线性极化和圆极化波,可分别求得不同的参数  $k$  和  $\alpha$ 。

由于降雨区为非均匀媒介,其间未必全程降雨,而部分降雨区间的降雨强度可能低于计算值;因此,利用“等效路径长度”模式,将地空降雨的不均匀性用等效均匀介质代替,雨区的范围为实际雨区与距离修正因子  $r$  的乘积,则雨衰减的计算公式为

$$A_R = \int_0^{d_s} r\gamma_R dL \quad (5.75)$$

式中,  $d_s$  为地空电路通过降雨层的实际长度,地空电路仰角大于  $5^\circ$  时可直接利用几何关系

求解,但当电路仰角小于 $5^\circ$ 时,就必须考虑大气折射效应的影响,可利用经验公式求得。

雷达波束具有一定宽度,在降水区域内传播时未必填充完全,定义充塞系数 $\kappa$ 描述雷达波束内降水区域的充塞情况,当雷达波束完全处于降水或云的上下边界内时,可认为 $\kappa=1$ 。

$$\kappa = \kappa_v \kappa_h \quad (5.76)$$

式中, $\kappa_v$ 为垂直充塞系数, $\kappa_h$ 为波束内降水或云的水平尺度,则雨衰减公式修正为

$$A = \int_0^{d_s} r \gamma_R \kappa(L) dL \quad (5.77)$$

## 2. 雨体杂波

雨区是由大量水滴粒子填充而成的,当目标位于雨区范围之内时,与目标相同距离门内雨滴后向散射会对雷达接收机造成杂波干扰。

## 3. 降雨辐射噪声

当雷达工作的区域内有雨、雪、云雾等自然气象状况存在时就必须考虑因气象条件而引起的信噪比变化。

### 5.5.4.2 降雨条件下制导雷达探测距离模型

当雷达工作区域内有降雨时,应分两种情况讨论:

(1) 目标位于降雨区之外(目标在一个雷达距离波门内没有降雨),此时仅考虑降雨衰减和降雨天线噪声对雷达接收信噪比的影响;

(2) 目标位于降雨区之内(目标在一个雷达距离波门内有降雨),此时应考虑降雨衰减、降雨天线噪声和雨杂波综合因素的影响。

### 5.5.4.3 降雪对制导雷达的影响

当大地被雪覆盖时,散射主要来自雪面而不是地面。雪既是一个空间散对体,也是衰减介质。干雪的散射体积大,而潮湿雪地的散射体积由于衰减而非常小。因而当阳光融化地表雪层时, $\sigma^0$ 衰减很快。

## 5.5.5 雾

雾是一种复杂的大气过程,既是气象和大气科学研究的重要课题,也是影响雷达、制导系统性能的重要因素。

### 1. 雾衰减特性

雾是由微小水滴或冰晶悬浮在接近地面的大气中,使大气水平能见度小于1km的一种天气现象。其形成时由于降温或增湿使空气达到饱和或接近饱和状态而形成的水滴或冰晶悬浮在空气中,会导致照射在其上的电磁波被吸收、散射或折射而造成衰减。观测表明,雾滴半径通常为 $1\sim 60\mu\text{m}$ ,在厘米、毫米波波段满足 $2\pi r \leq \lambda$ ( $r$ 表示雾滴半径, $\lambda$ 为雷达电波波长),故可利用瑞利近似计算雾水滴子对电波的散射影响。根据形成雾的地域和机理,可将雾分成两大类:平流雾和辐射雾。平流雾是暖空气移到冷空气的下垫面时形成的雾,海雾通常为平流雾。辐射雾主要是由于地面辐射冷却造成的,内陆雾通常为辐射雾。辐射雾的雾滴直径通常小于 $20\mu\text{m}$ ,而平流雾的直径具有 $20\mu\text{m}$ 量级。

### 2. 雾衰减下的雷达探测距离模型

当雷达工作区域有雾存在时,需考虑雾衰减与散射对雷达接收信噪比的影响,雾衰减将减小接收信号电平,雾散射将增加天线辐射噪声温度,增大接收机噪声。

雾衰减条件下的雷达方程为

$$P_a = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \delta}{(4\pi)^3 R^4 L_s} 10^{-0.2A} \quad (5.78)$$

式中,  $P_t$  为雷达发射功率,  $G$  为天线增益,  $R$  为目标距离,  $L_s$  为天线方向图函数,  $\delta$  为雷达反射截面积,  $A$  为雾衰减, 物理意义和计算方法与式(5.77)相同。云雾增加的天线噪声温度为

$$\Delta T_a = T_m (1 - 10^{-A/10}) \quad (5.79)$$

式中,  $T_m$  为有云雾时大气介质的有效温度。

雷达系统噪声温度

$$T_s = T_a + T_e = T_a + (T_o + T_m)(F_n - 1) \quad (5.80)$$

雾引起的雷达接收端噪声功率为

$$P_s = k(T_s + \Delta T_a)BF_n \quad (5.81)$$

式中,  $k$  为玻耳兹曼常数 ( $1.38 \times 10^{-23} \text{ W} \cdot \text{s/K}$ ),  $B$  为接收机带宽,  $T_a$  为天线噪声温度 ( $40 \sim 50 \text{ K}$ ),  $T_e$  为有效输入噪声温度,  $T_o$  为标准参考温度  $290 \text{ K}$ ,  $F_n$  为接收机噪声系数。

则考虑雾衰减和天线噪声温度的综合影响, 接收机信噪比计算公式为

$$\text{SNR} = \frac{P_a}{P_s} = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \delta 10^{-0.2A}}{(4\pi)^3 R^4 k (T_s + \Delta T_a) BF_n L_s} \quad (5.82)$$

当  $(\text{SNR})_o$  为接收机最小可检测信噪比  $(S_o/R_o)_{\min}$  时, 雷达最大作用距离的计算公式为

$$r_{\max} = \left[ \frac{P_t G^2 \lambda^2 \delta 10^{-0.2A}}{(4\pi)^3 R^4 k (T_s + \Delta T_a) BF_n L_s (S_o/R_o)_{\min}} \right]^{1/4} \quad (5.83)$$

## 5.6 地海杂波特性建模

### 5.6.1 概述

对于杂波环境下的雷达检测, 最重要的杂波特性是杂波幅度分布函数及其相关特性, 在充分掌握杂波特性的基础上, 方能有针对性地采用相应方法对目标进行检测。雷达杂波特性可以从统计学角度加以描述, 关于这个问题迄今已从两个方面作了大量的研究工作: ①从大量的实验数据中研究各种环境下杂波的概率分布特性和相关特性, 进而得出各种特定背景下杂波的统计数学模型; ②对给定的雷达杂波数学模型, 研究模拟雷达杂波的方法。

杂波特性可以从时域幅度统计特性和相关特性两方面同时进行描述, 即把杂波模型简化为具有某种幅度分布的相关随机过程。最为流行和最早被采用的模型是瑞利分布, 这一模型适用于低分辨雷达以较大的入射角对成片的沙漠、戈壁等均匀地表和低海情海面进行观测时的情形。当分辨单元尺寸和擦地角都很小时, 杂波将偏离瑞利分布, 拖尾现象较为严重。对数正态分布是较早提出的一类非瑞利杂波模型, 它具有两个调制参数, 相对于瑞利分布, 其能够更好地拟合测量数据, 但是有时会出现拖尾过拟合的现象。威布尔分布函数是具有两个控制参数的杂波模型, 它可以拟合处于瑞利和对数正态分布之间的杂波测量数据, 已被用于地杂波、海杂波的建模。K 分布模型是高分辨雷达杂波建模中应用较为广泛的一类模型, 它能够较好地拟合测量得到雷达杂波数据, 更多地被用于海杂波建模。对于海杂波,

K 分布模型可以表示为一个快速变化的瑞利分布分量被一个慢速变化的 Gamma 分量调制的形式。对于杂波幅度分布特性,国内外学者结合加拿大 MacMaster 大学的 IPIX 雷达、澳大利亚国防部 DSTO 的某雷达以及我国某雷达测得的海杂波数据进行了大量分析工作。这些工作分别从海杂波幅度分布特性、时域相关性、调制分量分布特性等方面对海地杂波数据进行分析。

雷达信号照射到地面或海面时会向各个方向散射,向后返回到雷达接收机的信号,通常称为雷达回波。这种回波信号的物理尺寸比雷达分辨单元要大得多,能够污染目标信号甚至遮蔽所需目标回波,从而限制雷达的性能,因此也称为雷达杂波。其中,海表面产生的杂波称为海杂波。

## 5.6.2 海杂波

### 5.6.2.1 海杂波概述

来自海洋或陆地的杂波是一种面杂波,面杂波回波幅度与照射的面积成比例,为了度量与照射面积无关的杂波回波,通常用单位面积的杂波横截面积来描述面杂波:

$$\sigma^0 = \frac{\sigma_c}{A_c} \quad (5.84)$$

式中,  $\sigma_c$  是面积  $A_c$  上杂波的雷达横截面积,  $\sigma^0$  可称为散射系数、微分散射横截面积、归一化的雷达反射率和后向散射系数,它是一个无量纲的数,常用 dB 来表示。

### 5.6.2.2 海面状态描述

海面由大尺度并近似周期性的波浪以及叠加其上的波纹、泡沫和浪花所组成,海水具有相对稳定和均匀的电特性。海杂波与海面的几何形状、粗糙度、物理特性、海波运动方向和雷达波束的相对方位等有关。

大尺度波浪具有大尺度结构,由风浪和涌浪来描述。风浪是由本地风产生、发展和传播的海浪,迎风面波面平缓,背风面波面较陡,波浪波长较短;涌浪则由持续时间较长的远地风形成,波浪波长较长且近似于正弦波形,波面平滑、规则;小尺度波纹是叠加在大尺度波浪上的,由接近海面的阵风产生;泡沫和浪花通常由各种波浪的相互干涉引起。因此,在实际环境中和复杂条件下,海面可能呈现极不规则的状态。

描述海面状态的主要参量有波浪波高、波浪波长、波浪周期及与之相关的风速、波浪的方向等。相邻的波峰与波谷间的垂直高度差称为波高。波浪传播方向相邻的两个波峰间的水平距离称为波浪波长;波浪周期是指在观测点上相继通过两个波峰所需的时间。波浪的方向(波向)指波浪的来向,在波浪观测中以地理正北为  $0^\circ$ ,按顺时针方向用 16 个方位来划分。由于风向通常与波向相同,因此,在杂波观测中,通常以顺风、逆风和侧风来描述波束与波向的关系。

关于海况的定性描述可参考蒲氏风级表和道氏波级表。世界气象组织的海况标准见表 5-2。

海杂波的理论分析需要给出海浪的定量描述。长期以来,研究海浪的主要途径是将海浪视为平稳随机过程并用海浪谱来描述。随着非线性动力学理论的发展,部分研究人员将海面视为混沌过程和分形表面并应用于杂波研究,取得了一定的成果。

表 5-2 世界气象组织给出的海况标准

海况等级	浪高		描述
	英尺	m	
0	0	0	镜面
1	0~1/3	0~0.1	涟漪
2	1/3~5/3	0.1~0.5	微波
3	2~4	0.6~1.2	小浪
4	4~8	1.2~2.4	中浪
5	8~13	2.4~4.0	大浪
6	13~20	4.0~6.0	强浪
7	20~30	6.0~9.0	巨浪
8	30~45	9.0~14	狂浪
9	大于 45	大于 14	飓浪

### 5.6.2.3 海面杂波的散射系数

由于海面在时间上的运动和空间上具有统计均匀性和平稳性,海杂波的时间变化比地杂波大,但空间变化小。因此,散射强度与海面的风速、风向关系很大。

由于海面具有一定的准周期性变化,对应于海面频谱的特定分量,海面散射特性可用布拉格谐振现象来解释。若雷达波长为 $\lambda$ ,入射角为 $\theta$ ,由弱张力波和短重力波产生的表面波波长为 $\Lambda$ ,则布拉格谐振条件表示为

$$2\Lambda \sin\theta/\lambda = n\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.85)$$

海杂波散射系数随掠射角(入射角的余角)的变化趋势如图 5-26 所示。在高掠射角的情况下,海面接近镜面条件的小面单元具有强的后向散射方向性,根据准镜面反射机理可产生很强的回波。随着风速和波高的增大,起伏的海表面粗糙度变大,入射能量被散射到其他方向上,因此后向散射将逐渐减弱。随着掠射角的减小,谐振波长变小,杂波频谱将对应于

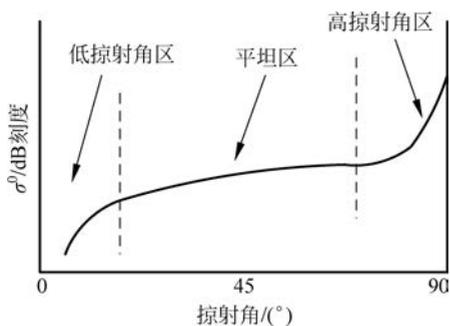


图 5-26 海杂波散射系数随掠射角的变化趋势

较大波数的海面谱密度值,实际观测和理论分析均表明,由于谱密度值随波数下降很快,因此海面的后向散射随角度变化下降较快。在近擦地角入射区域,除了风速的因素外,散射特性还会受到遮蔽和多径效应的影响。小掠射角条件下,雷达波与被照射的海面之间将有部分波浪被前面的波浪所遮挡;海面直射波与反射波之间将产生干涉。这两种现象引起散射系数在小擦地角时急剧下降,且散射系数随角度的变化比仅考虑布拉格散射还要大。图 5-26 中的曲线同样也描述了海杂波的一般特性,其中在高掠射角和低掠射角中间的部分称作平坦区。

海杂波与极化的关系在不同海况、频段和入射角时会会有所不同。一般来说,在平静海面,垂直极化散射系数往往大于水平极化;风浪较大时,垂直极化和水平极化条件下的散射系数接近相同;某些情况下,如以小掠射角投射到极粗糙海面时,水平极化散射系数可能会大于垂直极化。

雷达波长对海杂波散射系数的影响很难统一描述,现有散射系数的测量值与雷达波长之间还缺乏明显的相关性。但观测表明,垂直极化散射系数与水平极化的比值随着波长的增大而增大,当微波波段风浪较大时,垂直极化散射系数可能基本与波长无关,水平极化散射系数则随波长的增大而减小。在平坦区,散射系数与波长的关系将介于 $\lambda^{-1} \sim \lambda$ 之间。

海杂波与风速、风向、频率及入射角的关系可用下述模型来描述。

### 1. 常数 $r$ 模型

一般情况下,常数  $r$  模型可用于对海杂波平均强度的估计,常数  $r$  为风速和波长的函数,表示为

$$r = 6K_B - 10 \lg \lambda - 64 \text{ (dB)} \quad (5.86)$$

式中, $K_B$  为毕氏(Beaufort)风级数。式(5.86)未体现极化和波向的关系,只是一种平均的效果。风速稳定的状态下, $K_B$  与表面均方根偏差  $\sigma$  的近似关系为  $\sigma \approx K_B^3/300$ 。

### 2. 平坦区中等入射角的散射系数

在平坦区的中等入射角区域,海面杂波的散射系数与入射角关系可用指数函数来拟合,表示为

$$\sigma^0(\theta) = \begin{cases} \sigma^0(0)e^{-\theta/\theta_1}, & \theta \leq 12^\circ \\ \sigma^0(0)e^{-\theta/\theta_2}, & 12^\circ \leq \theta \leq 60^\circ \end{cases} \quad (5.87)$$

式中, $\theta_1, \theta_2$  为与风速有关的参数。

在一定的入射角和风速条件下,散射系数与风向的关系式为

$$\sigma^0(u, \theta, \varphi) = A + B \cos \varphi + C \cos(2\varphi) \quad (5.88)$$

式中, $u$  为风速(m/s);  $\theta$  为入射角;  $\varphi$  为雷达波入射方向与风矢量的方向夹角,  $\varphi = 0^\circ$  对应逆风,散射最强;  $\varphi = 180^\circ$  对应顺风,散射较弱;  $\varphi = 90^\circ$  或  $270^\circ$  对应正侧风,散射最小。系数  $A, B, C$  与入射角、风速和极化有关,可通过以下方法获得:

逆风、顺风和正侧风三种特定条件下,对应的散射系数可表示为

$$\begin{cases} \sigma_u^0(\theta) = s_u(\theta)u^{r_u(\theta)}, & \text{逆风} \\ \sigma_d^0(\theta) = s_d(\theta)u^{r_d(\theta)}, & \text{顺风} \\ \sigma_c^0(\theta) = s_c(\theta)u^{r_c(\theta)}, & \text{正侧风} \end{cases} \quad (5.89)$$

在不同频率情况时,能够得到不同极化、入射角和风向条件下的散射系数。于是,根据三个方向上的散射系数,可求出一定风速和入射角下的  $A, B$  和  $C$ 。

$$A = \frac{\sigma_u^0 + 2\sigma_c^0 + \sigma_d^0}{4}, \quad B = \frac{\sigma_u^0 - \sigma_d^0}{4}, \quad C = \frac{\sigma_u^0 - 2\sigma_c^0 + \sigma_d^0}{4} \quad (5.90)$$

再由已知系数和方程,获得其他方向上的散射系数。

### 3. 低掠射角的杂波 GIT 模型

低掠射角为  $1^\circ \sim 10^\circ$ ,杂波计算可参考由 Nrad 修正的 GIT 模型,修正后的模型可扩展应用于蒸发波导条件下视距外低掠射角的情形。

水平极化时,

$$\sigma_H^0 = 10 \ln(3.910^{-6} \lambda \psi^{0.4} A_i A_u A_w) \quad (5.91)$$

垂直极化时,

$$\sigma_V^0 = \sigma_H^0 - 1.05 \ln(h_{\text{avg}} + 0.02) + 1.09 \ln \lambda + 1.27 \ln(\psi + 10^{-4}) + 9.7, \quad f \leq 3\text{GHz} \quad (5.92)$$

$$\sigma_V^0 = \sigma_H^0 - 1.73 \ln(h_{\text{avg}} + 0.02) + 3.76 \ln \lambda + 2.46 \ln(\psi + 10^{-4}) + 22.2, \quad f > 3\text{GHz} \quad (5.93)$$

式中,  $\psi$  为擦地角,  $h_{\text{avg}}$  为平均波高;  $A_w$  为风速因子;  $A_i$  为干涉项;  $A_u$  为风向因子。

平均波高为

$$h_{\text{avg}} = \left( \frac{\omega_s}{8.67} \right)^{2.5} \quad (5.94)$$

式中,  $\omega_s$  为风速 (m/s)。

风速因子为

$$A_w = \left[ \frac{1.9425 \omega_s}{1 + \frac{\omega_s}{15}} \right]^{1.1(\lambda + 0.02)^{-0.4}} \quad (5.95)$$

干涉项为

$$A_i = \frac{\sigma_\varphi^4}{1 + \sigma_\varphi^4} \quad (5.96)$$

式中,  $\sigma_\varphi$  为粗糙度因子, 其表达式为

$$\sigma_\varphi = \frac{(14.4\lambda + 5.5)\psi_{\text{avg}}}{\lambda + 0.02} \quad (5.97)$$

风向因子为

$$A_u = e^{[0.2 \cos \varphi (1 - 2.8\psi)(\lambda + 0.02)^{-0.4}]} \quad (5.98)$$

式中,  $\varphi$  为雷达天线轴线和逆风向之间的夹角 ( $0^\circ \sim 180^\circ$ )。

#### 5.6.2.4 海杂波统计模型

对海杂波反射率的研究迄今已有 50 多年, 但其试验数据和理论远不能令人满意, 还不可能对海杂波的电平 (作为雷达参数和海面状态参数的函数) 作出高度准确的预测。对雷达波来说海面是极其复杂的反射体, 关键问题是建立一个描述海浪-回波依从关系的数学模型。海杂波可以看成是广义平稳随机过程, 因此有必要对它的统计特性进行研究。

海面雷达回波是各散射体后向散射强度平均的效果。当入射余角较大、雷达的波束较宽时, 每个分辨单元里包含的散射体数目较多。根据中心极限定理, 海杂波的回波可以看作由大量自由随机运动散射元 (幅度和相位都是高斯分布) 所组成的总体回波, 幅度为瑞利分布而相位为均匀分布, 许多试验都证明了这一点。

在低入射余角下、雷达的波束较窄时, 照射区面积减小, 每个分辨单元包含的散射体数目较少, 中心极限定理不再成立。此外, 这时会出现明显的遮挡效应。于是, 回波中出现明显尖峰回波的趋势就随着增加; 对水平极化波来说, 尖峰海杂波的幅度分布与瑞利分布相比, 有明显的偏移和较长的拖尾, 即高振幅回波出现的概率变大, 运用统计模型可以表征表面杂波单位横截面积或  $\sigma^\circ$  的起伏。早期采用 Rayleigh 幅度分布来表达均匀地形地物产生的杂波起伏, 而对于不同种类或非均匀表面的空间采样数据分析表明, 雷达杂波的变化经常是非 Rayleigh 型的。其主要特征表现在: 一是在高概率区域有一个较长的拖尾, 二是有一个较大的标准偏差与平均值的比值。目前, 用来解释和描述非 Rayleigh 杂波的概率分布函数主要有 Log-normal 分布、Weibull 分布和 K 分布等。Log-normal 分布和 Weibull 分布在

很多场合下得到了与实验数据相吻合的结果,但是在散射条件和两种杂波分布的参数之间还没有找到明显的关系。K 分布模型所研究的非均匀海面杂波将海面看作局部均匀面元的合成,它假设散射分量的相位随机、散射单元在空间上为 Poisson 分布,具有较好的物理意义。

### 1. 高斯分布

雷达采用复信号表示:

$$z(t) = x(t) + jy(t) \quad (5.99)$$

式中,实部和虚部分别为独立同分布的高斯随机过程。即任意给定时刻  $t$ ,  $x(t)$ 、 $y(t)$  为一正态分布的随机变量。以实部  $x(t)$  为例,其分布密度函数为

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (5.100)$$

式中,  $\mu$  为均值,  $\sigma^2$  为方差。一般认为杂波具有零均值,即  $\mu=0$ 。

### 2. 瑞利分布

当杂波服从上述高斯分布时,可以证明,杂波幅度的分布为瑞利(Rayleigh)分布。Rayleigh 分布的概率密度函数为

$$f(x | b) = \frac{x}{b^2} \exp\left(-\frac{x^2}{2b^2}\right) u(x) \quad (5.101)$$

式中,  $u(x)$  为阶跃函数,  $b$  为瑞利参数。瑞利分布的均值和方差分别为

$$E(x) = b\sqrt{\pi/2} \quad (5.102)$$

$$\text{var}(x) = \frac{4-\pi}{2}b^2 \quad (5.103)$$

对概率密度函数积分,可得瑞利分布的分布函数

$$F(x | b) = \int_0^{\infty} \frac{x}{b^2} \exp\left(-\frac{x^2}{2b^2}\right) dx = 1 - \exp\left(-\frac{x^2}{2b^2}\right) \quad (5.104)$$

图 5-27 给出了不同的瑞利参数条件下,瑞利分布的概率密度曲线。

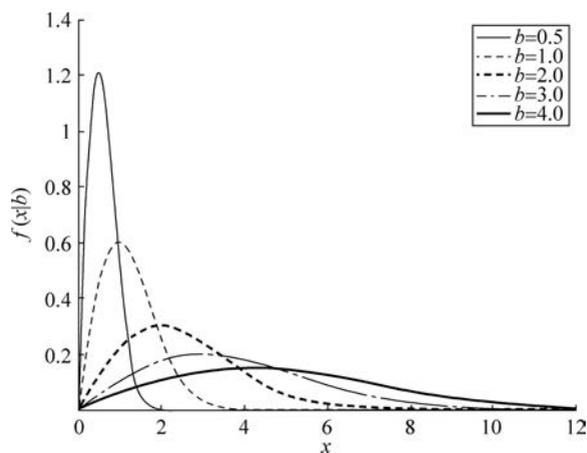


图 5-27 瑞利分布的概率密度曲线

### 3. 指数分布

可以进一步证明,当杂波服从上述复高斯分布时,杂波的功率服从指数分布。指数分布的概率密度函数可表示为

$$f(x) = \frac{1}{\mu} \exp\left(-\frac{x}{\mu}\right) I_{(0, \infty)}(x) \quad (5.105)$$

式中,  $I_{(0, \infty)}(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & \text{其他} \end{cases}$ , 该指数分布的均值为  $\mu$ , 方差为  $\mu^2$ 。图 5-28 给出了不同均值条件下,指数分布的概率密度曲线。

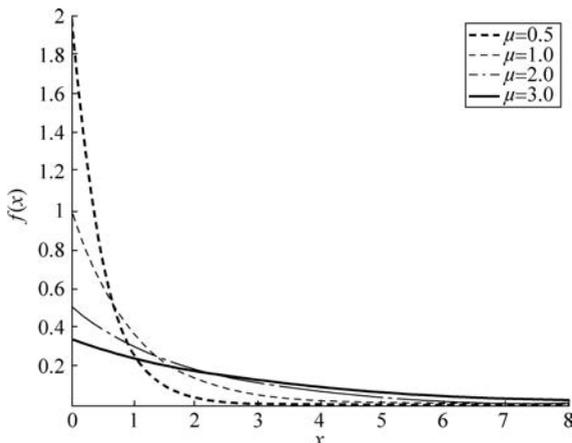


图 5-28 指数分布的概率密度曲线

### 4. 对数正态分布

随着现代高分辨雷达的出现,由于相邻散射单元的回波在时间性和空间上均存在一定的相关性,杂波满足高斯分布的假设已不成立。许多实测数据也已经证实,在低仰角或高分辨率雷达情况下,杂波分布的统计特性明显偏离高斯分布特性。用非高斯分布模型来模拟能更精确地描述实际雷达回波的统计特性。常用的非高斯分布模型主要有对数正态(Log-normal)分布、威布尔(Weibull)分布以及 K 分布等三种形式。

对数正态分布是 S. F. George 在 1968 年提出的,它是常用的描述非瑞利包络杂波的一种统计模型。其概率密度函数为

$$f(x | \mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma x} \exp\left[-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right] u(x) \quad (5.106)$$

式中,  $u(x)$  为阶跃函数,  $\mu$  为  $\ln x$  的均值(尺度参数),  $\sigma$  为  $\ln x$  的标准偏差(形状参数)。对数正态分布的均值和方差分别为

$$E(x) = \exp\left(\mu + \frac{\sigma^2}{2}\right) \quad (5.107)$$

$$\text{var}(x) = \exp(2\mu + 2\sigma^2) - \exp(2\mu + \sigma^2) \quad (5.108)$$

图 5-29 和图 5-30 分别给出了对数正态分布的概率密度随尺度参数  $\mu$  以及形状参数  $\sigma$  变化关系曲线。

### 5. 威布尔分布

与对数正态分布模型一样,威布尔分布模型也是描述非瑞利包络杂波的一种常用的统

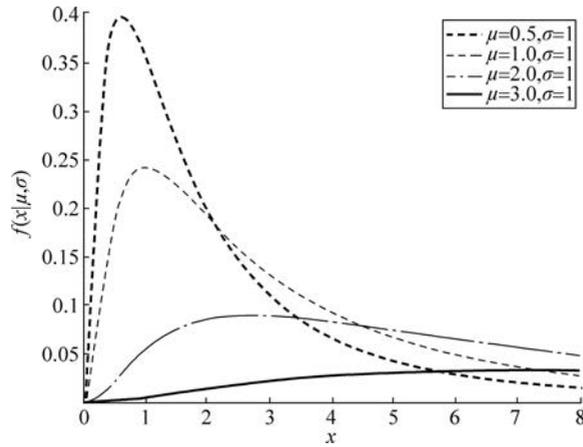


图 5-29 对数正态分布的概率密度随尺度参数  $\mu$  变化关系曲线

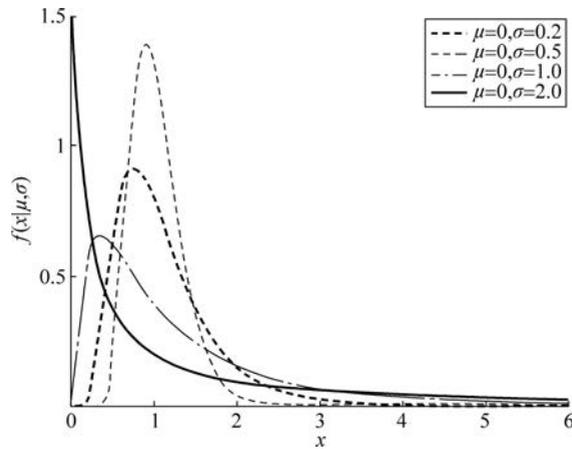


图 5-30 对数正态分布的概率密度随形状参数  $\sigma$  变化关系曲线

计模型。与瑞利分布和对数正态分布相比,威布尔分布模型能在很宽的条件很好地与实验数据相匹配。威布尔分布的概率密度表示为

$$f(x) = \begin{cases} \frac{p}{q} \left(\frac{x}{q}\right)^{p-1} \exp\left[-\left(\frac{x}{q}\right)^p\right], & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases} \quad (5.109)$$

式中,  $q > 0$  为尺度参数,  $p > 0$  为形状参数,  $p = 1, 2$  时,威布尔分布分别退化为指数分布和瑞利分布。威布尔分布也常常表示成如下形式:

$$f(x | a, b) = abx^{b-1} \exp(-ax^2)u(x) \quad (5.110)$$

对应的均值和方差分别为

$$E(x) = a^{-\frac{1}{b}} \Gamma(1 + b^{-1}) \quad (5.111)$$

$$\text{var}(x) = a^{-\frac{2}{b}} [\Gamma(1 + 2b^{-1}) - \Gamma(1 + b^{-1})^2] \quad (5.112)$$

易得

$$\begin{aligned} a &= q^{-p}, & b &= p \\ q &= a^{-\frac{1}{b}}, & p &= b \end{aligned} \quad (5.113)$$

威布尔分布的概率密度随尺度参数  $q$  和形状参数  $p$  变化关系曲线分别如图 5-31、图 5-32 所示。

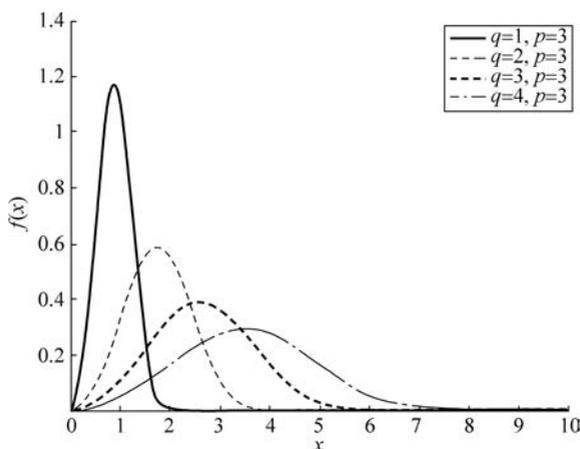


图 5-31 威布尔分布的概率密度随尺度参数  $q$  变化关系曲线

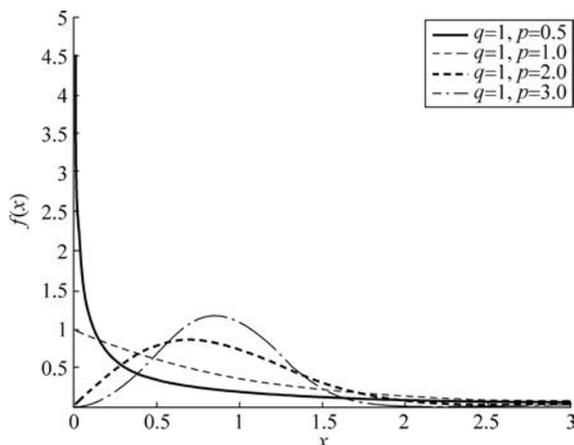


图 5-32 威布尔分布的概率密度随形状参数  $p$  变化关系曲线

## 6. K 分布

对高分辨雷达在低视角工作时获得的海杂波回波包络模型的研究表明,用 K 分布不仅可以在很宽的范围内很好地与观测杂波数据的幅度分布匹配,而且还可以正确地模拟杂波回波脉冲间的相关特性,这一性能对于精确预测回波脉冲累积后的目标检测性能是很重要的。K 分布的概率分布密度函数为

$$f(x) = \frac{2}{a\Gamma(v+1)} \left(\frac{x}{2a}\right)^{v+1} K_v\left(\frac{x}{a}\right), \quad x > 0, v > -1, a > 0 \quad (5.114)$$

式中,  $K_v\left(\frac{x}{a}\right)$  为第二类修正 Bessel 函数;  $a$  为尺度参数, 仅与杂波的平均值有关;  $v$  为形状参数, 控制分布尾部的形状。对于大多数杂波, 形状参数  $v$  的取值范围一般是  $[0.1, +\infty)$ 。当  $v \rightarrow 0.1$  时, K 分布的右拖尾较长, 可描述尖峰状杂波; 而当  $v \rightarrow \infty$  时, K 分布接近瑞利分布。有试验证明, 对于高分辨低入射余角的地杂波, 形状参数  $v$  的取值范围一般是  $[0.1, 3]$ 。

K 分布的各阶矩介于瑞利分布和对数正态分布的各阶矩之间, 一般用来模拟拖尾介于

瑞利分布和对数正态分布之间的杂波幅度统计特性。

K 分布对应的均值和方差分别为

$$E(x) = \frac{2a\Gamma\left(\nu + \frac{3}{2}\right)\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)}{\Gamma(\nu + 1)} \quad (5.115)$$

$$\text{var}(x) = 4a^2 \left[ \nu + 1 - \frac{\Gamma^2\left(\nu + \frac{3}{2}\right)\Gamma^2\left(\frac{3}{2}\right)}{\Gamma^2(\nu + 1)} \right] \quad (5.116)$$

对概率密度函数求积分,可得 K 分布的分布函数近似为

$$F(x) = 1 - \frac{2}{\Gamma(\nu + 1)} \left(\frac{x}{2a}\right)^{\nu+1} K_{\nu+1}\left(\frac{x}{a}\right) \quad (5.117)$$

K 分布的概率密度随尺度参数  $a$  和形状参数  $\nu$  变化关系曲线分别如图 5-33、图 5-34 所示。

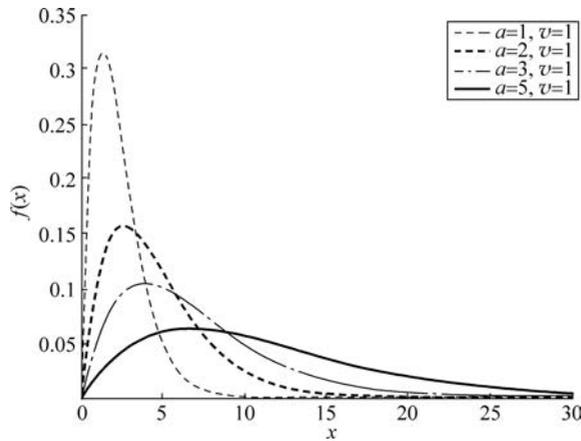


图 5-33 K 分布的概率密度随尺度参数  $a$  变化关系曲线

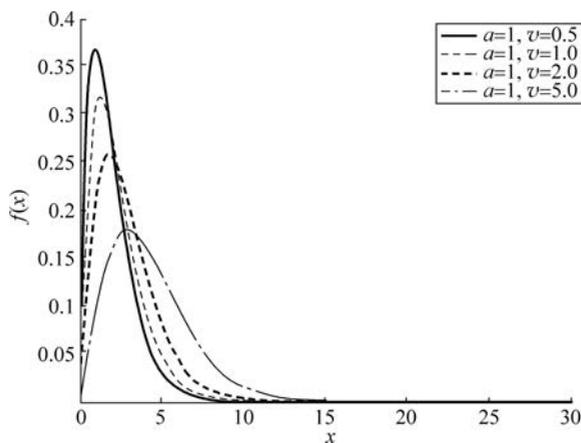


图 5-34 K 分布的概率密度随形状参数  $\nu$  变化关系曲线

### 7. Gamma 分布

一般情况下 K 分布能很好地与杂波模型相匹配,但当参数很大时(例如  $\nu > 200$ ),K 分

布就不太适合了,这时一般可用 Gamma 分布替代 K 分布。Gamma 分布的概率密度函数为

$$f(x | v, b) = \frac{\beta^v}{\Gamma(v)} x^{v-1} e^{-\beta x}, \quad x > 0 \quad (5.118)$$

式中,  $v$  为形状参数,  $\beta$  为尺度参数。对应的均值和方差分布为

$$E(x) = \frac{v}{\beta} \quad (5.119)$$

$$\text{var}(x) = \frac{v}{\beta^2} \quad (5.120)$$

Gamma 分布的概率密度随尺度参数  $a$  和形状参数  $v$  变化关系曲线分别如图 5-35、图 5-36 所示。

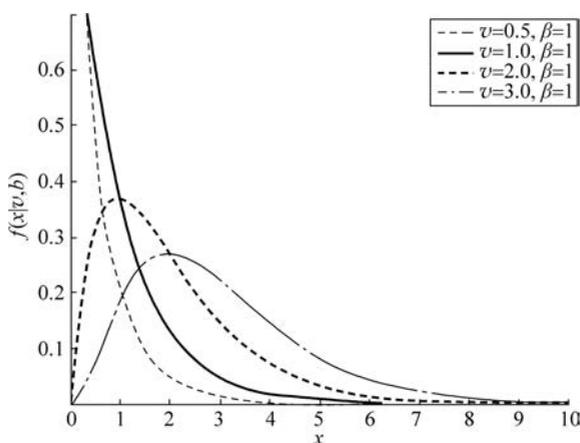


图 5-35 Gamma 分布曲线图( $\beta=1$ )

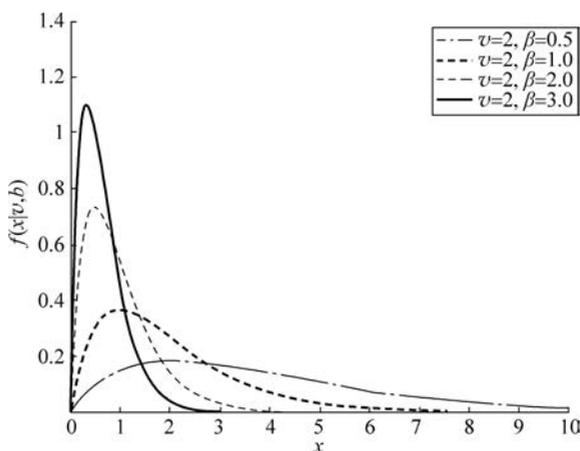


图 5-36 Gamma 分布曲线图( $v=2$ )

### 5.6.3 地杂波

#### 5.6.3.1 地杂波概述

雷达信号照射到地面或海面时会向各个方向散射,向后返回到雷达接收机的信号,通常

称为雷达地杂波。这种回波信号的物理尺寸比雷达分辨单元要大得多,能够污染目标信号甚至遮蔽所需目标回波,从而限制雷达的性能。其中,陆地表面产生的杂波称作地杂波。

### 5.6.3.2 地杂波的统计特性

由于雷达波束的空间变化或波束内地面散射体随时间的变化,陆地雷达杂波信号是分辨单元内大量随机散射中心后向散射电磁场矢量之和,杂波幅度在空间和时间上都发生变化。因此,对杂波特性的描述需要采用统计方法。

#### 1. 地杂波的幅度分布

雷达分辨率较低和掠射角较大时,杂波幅度一般用 Rayleigh 分布表示,它描述在雷达分辨单元内存在大量大小基本相等、相位在 $[0, 2\pi]$ 内均匀分布散射体的合成回波,其 I、Q 同相和正交分量呈高斯分布。当单元内有一个散射体起主要作用时,其回波比其他散射体都大得多,此时幅度为 Ricean 分布。在高分辨率和小掠射角情况下,地杂波表现为较长的“拖尾”,即有较强杂波对应于较小百分位值,从而增大雷达检测的虚警率。在这种情况下,可采用对数正态分布、威布尔分布或 K 分布,以便更好地拟合小概率分布范围的较大杂波变化趋势。

通过对部分实测数据进行分析表明,杂波特性与具体地形地物的相关性较大,宏观上基本一致的地区,在散射特性上可能具有较大的差异。但地形地物特征明显不同的区域一般也具有明显不同的杂波特征,如山区和城市散射系数较大且存在较强的起伏,与入射角的变化关系在较窄的角度范围内不明显,这说明由于自然地形和人造物体的影响,回波具有更大的随机性。由于受测试条件和设备所限,数据往往是在不同时间、不同地点和不同雷达参数下测得的,因此,对典型地面、较宽入射角范围、不同频段和不同极化杂波特性的认识还有待深入。

#### 2. 地面杂波谱

像描述其他随机起伏信号一样,杂波的频谱可用功率谱密度  $P(f)$  或自相关函数  $R(\tau)$  来表示,二者互为傅里叶变换关系,即

$$P(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{j2\pi f\tau} d\tau \quad (5.121)$$

来自雷达照射单元内大量随机运动及取向的散射体回波谱较早使用了高斯模型,即

$$P(f) = P_0 e^{-\alpha(f/f_0)} \quad (5.122)$$

式中,  $P_0$  表示功率密度平均值;  $f_0$  为雷达频率; 参数  $\alpha$  与杂波类型有关。

经过大量研究测试表明,幂函数形式的频谱更适合杂波的描述,具体为

$$P(f) = \frac{P_0}{1 + (f/f_c)^n} \quad (5.123)$$

式中,  $f_c$  表示杂波频谱的半功率点频率值;  $n$  为正实数。

此外,罗贤云等对植被的后向散射功率谱也进行了研究,得到的结果与幂函数谱很接近,形式为

$$P(f) = \frac{C}{4\pi f_d} \frac{P_0}{[1 + (f/f_d)^2]^{3/2}} \quad (5.124)$$

式中,  $f_d$  与植被叶茎摆动速率、相对风向、雷达频率及入射角有关;  $C$  为常数。

### 5.6.4 地海杂波仿真实例

下面举一个实现机载雷达相干杂波的仿真实例,输入参数包括常用参数、雷达发射信号参数、载机参数、机载雷达天线参数、地面散射系数参数和用户设置的其他参数等。

常用参数包括光速、研究电波传播问题时采用的地球半径。雷达发射信号参数包括雷达发射功率、收发综合损耗、脉冲重复频率、脉冲重复周期、雷达工作波长、雷达收发转换时间、发射信号波形(矩形脉冲、调频脉冲、调相脉冲)。载机参数包括载机高度、载机速度大小、载机偏航角、载机倾斜角、载机滚动角;天线方向图模型采用辛格函数,参数包括天线最大电压增益、零功率点波束宽度、天线偏航角、天线倾斜角。地面散射系数模型参数包括 $\sigma_{od}$ 、 $\sigma_{os}$ 和 $\phi_0$ 。用户设置的其他参数主要包括接收脉冲周期数、信号采样率、天线坐标系下的目标视线方位角和俯仰角范围限制。

仿真输出的是接收机接收期间的的时间(接收脉冲周期数)和距离二维的 I、Q 通道数据。对纵向数据进行 FFT,并求其幅度,得到距离-多普勒频率二维杂波图。

仿真主要参数设定:

主要参数:雷达发射功率:1000W;雷达工作波长:0.03m;雷达收发转换时间:1ns;发射信号形式:矩形脉冲信号;发射信号脉冲宽度:1 $\mu$ s;载机高度:3000m;载机速度:400m/s;载机偏航角:10°;载机倾斜角:-60°,载机滚动角:10°;天线最大电压增益:60;零功率点波束宽度:5°;地面散射系数参数: $\sigma_{od}=0.01$ , $\sigma_{os}=1$ , $\phi_0=5^\circ$ ;天线偏航角:0°;天线倾斜角:0°;视线方位角范围:-30°~30°;视线俯仰角范围:-30°~30°。

#### 仿真 1

脉冲重复频率:10kHz,信号长度:16个脉冲重复周期(PRI),仿真产生的距离-多普勒频率二维杂波谱见图 5-37(a)。

#### 仿真 2

脉冲重复频率:20kHz,信号长度:32个PRI,仿真产生的距离-多普勒频率二维杂波谱见图 5-37(b)。

#### 仿真 3

脉冲重复频率:40kHz,信号长度:64个PRI,仿真产生的距离-多普勒频率二维杂波谱见图 5-37(c)。

#### 仿真 4

脉冲重复频率:80kHz,信号长度:128个PRI,仿真产生的距离-多普勒频率二维杂波谱见图 5-37(d)。

#### 仿真 5

脉冲重复频率:160kHz,信号长度:256个PRI,仿真产生的距离-多普勒频率二维杂波谱见图 5-37(e)。

#### 仿真 6

脉冲重复频率:250kHz,信号长度:512个PRI,仿真产生的距离-多普勒频率二维杂波谱见图 5-37(f)。

#### 仿真结果分析:

根据仿真参数设定可知:天线轴指向方向对应的多普勒频率为 26.7kHz,雷达在天线

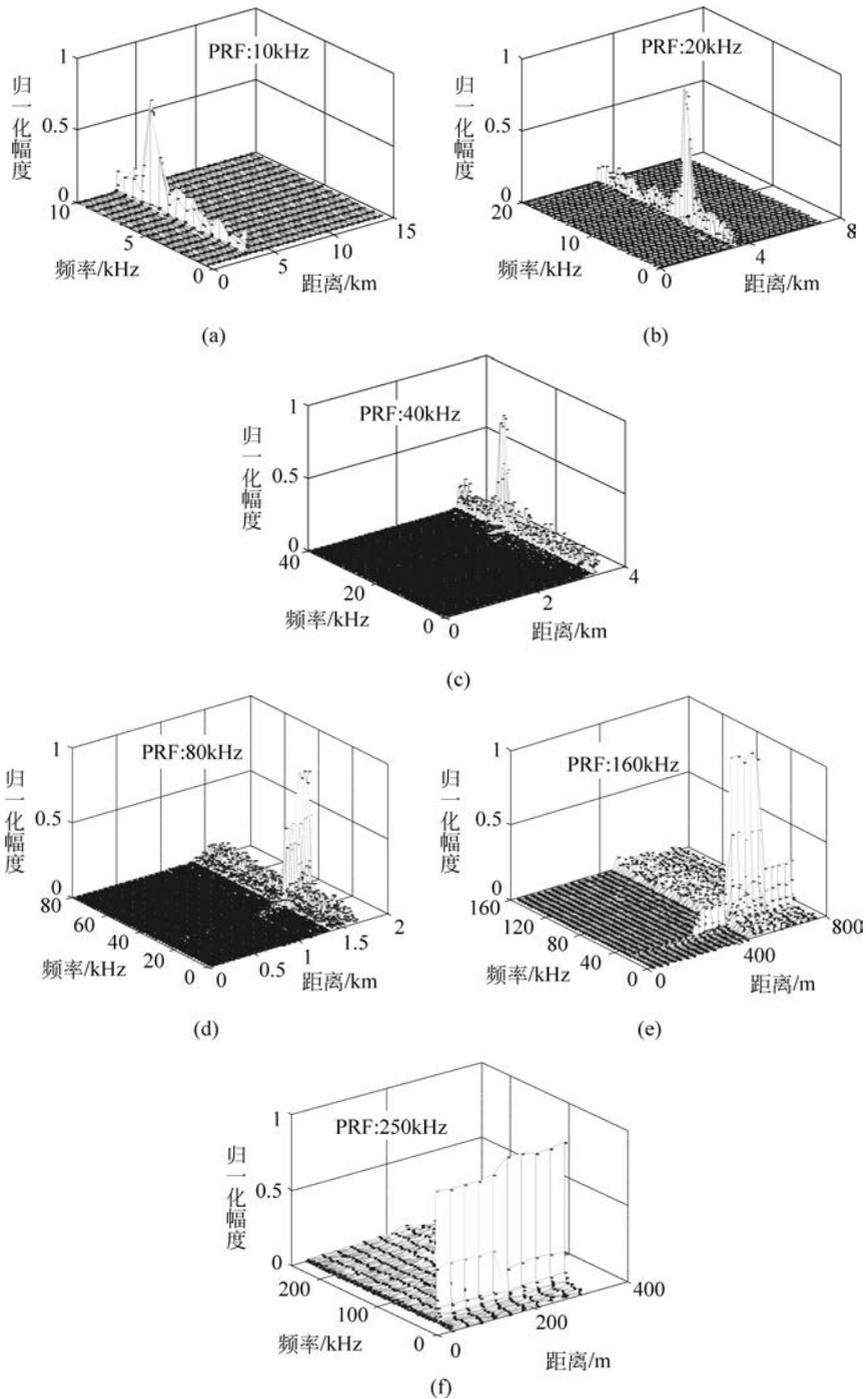


图 5-37 距离-频率二维杂波图

轴指向方向到地面的距离为 3.464km,且天线主瓣覆盖的多普勒频率和距离范围都很小。仿真 1、2 中,该多普勒频率对脉冲重复频率取模为 6.7kHz。仿真 4 中,由于距离模糊,该距离对最大不模糊距离取模后为 1.589km;仿真 5 中,该距离对最大不模糊距离取模后为 652m;仿真 6 中,该距离对最大不模糊距离取模后为 182m;且从图 5-37(a)、图 5-37(b)可

可以看出,在频率轴上,强杂波集中在 6.7kHz 附近。由于旁瓣杂波在频率上混叠,导致其他频率处的杂波很强。在距离轴上,由于该重复频率在雷达照射地面范围内对应的距离重叠不多,因此强杂波主要集中在 3.464km 处。从图 5-37(c)可知,在频率轴上,由于没有频率混叠,强杂波主要集中在 26.7kHz 附近。在距离轴上,由于该重复频率在雷达照射地面范围内对应的距离重叠增加,因此强杂波以 3.464km 为中心在距离上扩展。从图 5-37(d)、图 5-37(e)可以看出,由于没有频率混叠,在频率轴上,强杂波主要集中在 26.7kHz 附近,旁瓣杂波幅度更低。在距离轴上,由于该重复频率在雷达照射地面范围内对应的距离重叠更多,因此强杂波在分别以 1.589km 和 652m 为中心的距离上扩展的更宽。从图 5-37(f)可以看出,在频率轴上,由于没有频率混叠,强杂波主要集中在 26.7kHz。在距离轴上,由于该重复频率在雷达照射地面范围内对应的距离高度重叠,强杂波扩展到整个不模糊距离。总之,从图 5-37(a)~图 5-37(f)可看出,脉冲重复频率低时,由于频率模糊,杂波在频率上重叠,强杂波覆盖几乎全部速度门,只覆盖部分距离门。随着脉冲重复频率增高,强杂波覆盖的速度门不断减少,覆盖的距离门不断增加。当脉冲重复频率高时,由于距离模糊,杂波在距离上重叠,强杂波覆盖全部距离门,只覆盖部分速度门。总之,无论是频率维上还是距离维上仿真结果都与理论分析一致。

## 思考题

1. 请根据雷达方程,简要说明影响雷达对目标探测的因素,并由此分析,如何提高复杂环境下雷达对目标的探测能力。
2. 当目标运动时,对雷达回波的调制有哪几个方面?对雷达探测有什么影响?
3. 请简述雷达的目标特性建模包括哪几个方面。
4. 请简述多径效应产生的原理,以及其对雷达探测有何影响。
5. 当采用 P 波段预警雷达和 X 波段制导雷达探测目标时,从目标特性建模仿真的角度,两者的目标特性建模有什么区别和联系?
6. 请简述地海杂波的特点和对其建模所包含的要素。
7. 请以机载雷达探测地(海)面移动目标和地(海)基雷达探测空中目标为例,分别分析影响雷达探测目标的关键要素,以及如何提高雷达对目标的探测能力。