

· 光电工程系统技术 ·

箔条感应电流分布和散射特性研究

胡守军

(东北电子技术研究所, 辽宁 锦州 121000)

摘要: 推导了箔条雷达散射截面(RCS)的计算公式及其衍生的公式;基于矩量法和伽略金法,计算和比较了箔条散射与振子辐射的感应电流分布和远场方向图的差异,讨论了箔条空中姿态对感应电流分布及远场方向图的影响;给出了单站散射和双站散射情形单根箔条平均有效雷达截面的定义和计算公式。

关键词: 箔条散射;振子辐射;感应电流分布;雷达散射截面;平均有效雷达截面

中图分类号: TN972⁺.41

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2009)03-0020-05

Chaff Induction Current Distribution and Scattering Characteristics

HU Shou-jun

(Northeast Research Institute of Electronics Technology, Jinzhou 121000, China)

Abstract: The formula of radar cross section (RCS) of chaff and the derived formulas are deduced. Based on the moment method and the Galer Kin method, the differences between the induction current distributions of chaff scattering and Dipole radiation, and the far-field patterns are calculated and compared, and the influences of the attitude of chaff in space on induction current distributions and far-field patterns are discussed. Lastly, the definition and formulas of average effective RCS of one single chaff in the single-station and bi-station scattering conditions are given.

Key words: chaff scattering; dipole radiation; induction current distribution; radar cross section; average effective radar cross section

箔条是一种线散射体(振子),大量箔条分散在空中形成的箔条云,能够破坏雷达正常工作.从1943年首次用于干扰雷达至今,箔条仍然是主要的干扰手段之一.文中基于半波振子的电流分布推导出箔条散射的基础公式。

1897年,Pocklington建立了以波氏命名的积分方程,指出细导线的电流近似为正弦分布.应用矩量法结合伽略金法,对谐振振子、电大尺寸振子的辐射和散射效应予以计算和比较,阐述其内在机理;对箔条空中姿态导致散射方向图的变化及应用予以分析。

单根箔条的雷达截面非常小,响应频带比较窄,通常采用大量不同长度的箔条组合来干扰雷达.计算箔条云的雷达截面,简要的方法是计算单根箔条

的平均有效雷达截面,乘以一定的数量并进行加权修正.文中给出单站散射和双站散射的箔条平均有效雷达截面的定义和计算公式。

1 单根箔条雷达散射截面

1.1 垂直入射情形

半波长箔条与 Z 轴平行,中心位于原点;空间远点 P 与箔条轴向夹角为 $\theta(0\sim\pi)$,距离为 r ,垂直姿态如图1所示.构成Maxwell方程组的边界条件是:箔条上感应电场 $E_1 = -E_m$,端点电流 $I(\pm\lambda/4) = 0$ 。

以箔条为观察点, $z \in [-\lambda/4, \lambda/4]$,由天线理

收稿日期:2009-04-09

作者简介:胡守军(1963-),男,辽宁锦州人,高级工程师,主要研究方向为电子工程。

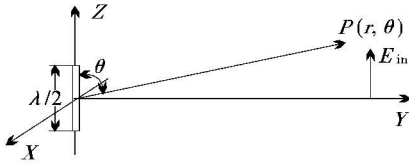


图1 箔条垂直姿态示意图

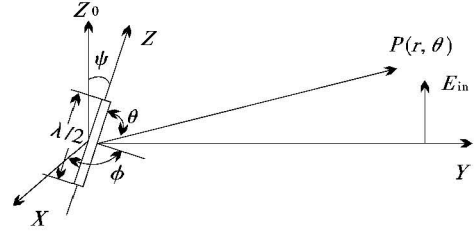


图2 箔条任意姿态示意图

论, 知半波振子的感应电流分布为^[1]

$$I(z) = I_M \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{4} - |z| \right) \quad (1)$$

箔条接收的入射功率为

$$P_1 = -\frac{1}{2} \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} \vec{I} \cdot (\vec{z}) \cdot \vec{E}_l(z) dz = \frac{E_l}{k} I_M \quad (2)$$

箔条的远场散射功率为

$$P_2 = \frac{1}{2} \oint_s (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot d\vec{S} = \frac{1}{2} |I_M|^2 R_\Sigma \quad (3)$$

式(2)和式(3)中, $R_\Sigma = 73.1$, k 为波数.

令 $P_1 = P_2$, 得

$$I_M = \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{E_l}{R_\Sigma} \quad (4)$$

已知半波振子的 E 面远场为^[1]

$$|E_{\text{far}}(r, \theta)| = \frac{60 I_M}{r} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \quad (5)$$

则雷达散射截面

$$\sigma(\theta) = 4\pi r^2 \frac{|E_{\text{far}}|^2}{|E_{\text{in}}|^2} \quad (6)$$

$$\sigma_{\frac{\lambda}{2}}(\theta) = 0.86\lambda^2 \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin^2\theta} \quad (7)$$

式(6)中, E_{in} 为入射到箔条的电场强度, E_{far} 为箔条散射出的电场强度.

在圆周角 φ 方向, 散射场依轴对称分布. 而在原入射场方向, 即后向散射 (也称单站散射, $\theta = \pi/2$) 取得最大值.

$$\sigma_{\frac{\lambda}{2}, \text{max}} = 0.86\lambda^2 \quad (8)$$

1.2 斜入射情形

同为半波长箔条, 任意姿态如图2所示. 入射电场与 Z_0 轴平行, 箔条中心位于原点; 箔条与 Z_0 轴夹角为 ψ , 与 X 轴夹角为 φ ; 空间远点 P 与箔条轴向夹角为 $\theta (0 \sim \pi)$, 距离为 r .

仍然以箔条为观察点, 在忽略幅度和相位差别的条件下, 有

$$E_l = -E_{\text{in}} \cos\psi \quad (9)$$

对于固定姿态 ($\psi = \text{Const}$), 代入式(6)则雷达散射截面

$$\begin{aligned} \sigma_{\frac{\lambda}{2}}(\theta, \psi) &= \cos^2\psi \sigma_{\frac{\lambda}{2}}(\theta) = \\ &= 0.86\lambda^2 \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin^2\theta} \cos^2\psi \quad (10) \end{aligned}$$

最大散射方向仍然在 $\theta = \pi/2$ 方向上, 而不是入射场方向, 但散射强度降低了 $\cos^2(\psi)$ 倍. 在原入射场方向 (单站散射), 令 $\theta = \pi/2 - \psi$, 代入式(10)得

$$\sigma_{\frac{\lambda}{2}}(\psi) = 0.86\lambda^2 \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \sin\psi\right) \quad (11)$$

研究发现, 文献[1]使用了电基本振子 (亦称电偶极子) 的远场公式^[1]:

$$|E_{\text{far}}(\psi)| = \frac{60 I_M}{r} \cos\psi \quad (12)$$

文献[2,3]则使用了电基本振子的方向系数公式

$$G = 1.65 \cos^2\psi \quad (13)$$

因而导出:

$$\sigma_{\frac{\lambda}{2}}(\psi) = 0.86\lambda^2 \cos^4\psi \quad (14)$$

半波振子亦称半波偶极子, 式(11)和式(14)的最大雷达截面都是 $0.86\lambda^2$, 实属巧合.

考虑入射场在箔条上的幅度和相位关系, 箔条上各点的电场值是不同的. 由于入射场是远场, 幅度变化可以忽略, 如果箔条为电大尺寸、倾斜角度比较大, 则相位因素不能忽略. 完整的边界条件为

$$E_l(z) = -E_{\text{in}} \cos\psi e^{jky_0} \quad (15)$$

$$\text{式(15)中, } y_0 = z \sin\psi \sin\varphi \quad (16)$$

精确解由 Pocklington 积分方程^[4]给出

$$-\frac{\eta}{jk} \int_{-\frac{\lambda}{4}}^{\frac{\lambda}{4}} G(z, z') I(z', \varphi, \psi) dz' = E_{\text{in}} \cos\psi e^{jky_0} \quad (17)$$

$$G(z, z') = \frac{e^{-jkr_0}}{4\pi r_0^5} [(1 + jkr_0)(2r_0^2 - 3a^2) + k^2 a^2 r_0^2] \quad (18)$$

$$r_0 = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2 + a^2} \quad (19)$$

式(17)中, a 为细导线半径. 式(18)、式(19)是 Richmond 于 1965 年的研究成果. 计算感应电流分布函数 $I(z', \varphi, \psi)$, 继而求出远场电场

$$E(r, \theta, \varphi, \psi) = \frac{-jk\eta e^{-jkr}}{4\pi r} \sin\theta \int_{-\frac{\lambda}{4}}^{\frac{\lambda}{4}} I(z', \varphi, \psi) \cdot e^{-jk|r-z'|} dz' \quad (20)$$

式(20)中, r 是空间某点到箔条中心的距离. 当 $r \gg \lambda$ 时有

$$|r-z'| = r + |z'| \sin\theta \Big|_{z' < 0} \quad (21)$$

$$|r-z'| = r - |z'| \sin\theta \Big|_{z' > 0} \quad (22)$$

将式(21)、式(22)代入式(20)后, 再将式(20)代入式(6), 得到半波长箔条的雷达截面为^[5]

$$\sigma(\theta, \varphi, \psi) = \frac{k^2 \eta^2}{4\pi} \sin^2\theta \left| \left(\int_{-\frac{\lambda}{4}}^0 I(z', \varphi, \psi) e^{jkz' \sin\theta} dz' + \int_0^{\frac{\lambda}{4}} I(z', \varphi, \psi) e^{jkz' \sin\theta} dz' \right) \right|^2 \quad (23)$$

由于入射场相位的关系, 感应电流不一定对称分布, 因此式(23)中 2 项积分不能简单合并. 当箔条为任意长度时, 只需改变式(17)~式(23)的积分区间.

由于箔条的姿态是任意的, 箔条散射电场的矢量方向与入射场并不一致. 根据雷达截面的定义, 它包含散射到某个方向上的所有场分量. 但在实际应用时, 雷达接收机只接收相同极化分量的散射能量, 存在箔条雷达截面理论和实测差异较大的现象(取决于雷达的极化特性), 因此需要考虑极化分解因素的影响^[6].

2 箔条的感应电流分布及其散射远场

式(5)是基于半波长振子的电流为正弦分布的条件下得出的, 并非严格的证明. 谐振条件下电流呈正弦分布, 与传输线理论相符合. 求解 Pocklington 积分方程得出, 辐射和散射在谐振时, 感应电流均近似为正弦分布. 研究和计算表明, 振子的散射和辐射并不存在某种对应关系, 究其机理在于边界条件不同: 散射由平面波 ($E_{in} = Const$) 激励, 而辐射由 δ 函数激励. 由于激励源不同, 两者没有必然联系.

在相同条件下, 振子辐射的积分方程为

$$\frac{\eta}{jk} \int_{-l}^l G_S(z, z') I_S(z') dz' = -1 \quad (24)$$

而箔条散射的积分方程为

$$\frac{\eta}{jk} \int_{-l}^l G_R(z, z') I_R(z') dz' = -\delta(z) \quad (25)$$

采用分段正弦函数^[7]

$$S_i(z' - c_i) = \frac{\sin[k(\Delta - |z' - c_i|)]}{\sin(k\Delta)} \Big|_{|z' - c_i| \leq \Delta} \quad (26)$$

$$S_i(z' - c_i) = 0 \Big|_{|z' - c_i| > \Delta} \quad (27)$$

振子上的电流表示为

$$I(z') = \sum_{i=1}^N I_i S_i(z' - c_i) \quad (28)$$

式(26)和式(27)中, N 为分段数; Δ 为段长度; C_i 为段中心坐标值; I_i 为待求常量. Pocklington 方程的解为^[8,9]

$$\sum_{i=1}^N I_i E_i(z) = -E_{in}(z) \quad (29)$$

$$E_i(z) = \frac{j\eta}{4\pi \sin(k\Delta)} \left\{ 2\cos(k\Delta) \frac{e^{-jkR_{0i}}}{R_{0i}} - \frac{e^{-jkR_{1i}}}{R_{1i}} - \frac{e^{-jkR_{2i}}}{R_{2i}} \right\} \quad (30)$$

式(30)中, R_{0i} 、 R_{1i} 、 R_{2i} 分别为第 i 段的中点和端点到振子柱面 z 点的距离.

采用伽略金法, 取检验函数 $W_m(z) = S_m(z - c_m)$, 对式(29)两端求内积得

$$\sum_{i=1}^N I_i \int_{c_m - \Delta}^{c_m + \Delta} S_m(z - c_m) E_i(z) dz = \int_{c_m - \Delta}^{c_m + \Delta} S_m(z - c_m) E_{in}(z) dz \quad (31)$$

式(31)对每个段均成立, 因此可以得到矩阵方程 $[Z_{i,i}] \times [I_i] = [V_i]$. 求解该矩阵得到 $[I_i]$ 及 $I(z)$. 采用分段正弦函数及伽略金法, 其优点在于利用正弦电流分布振子远场的解析表达式^[11]. 故有

$$E(r, \theta) = \frac{-jk\eta e^{-jkr}}{4\pi r} \sum_{i=1}^N I_i \int_{c_i - \Delta}^{c_i + \Delta} \sin\theta S_i(z' - c_i) e^{jkz' \cos\theta} dz' \quad (32)$$

$$E(r, \theta) = \frac{-j\eta e^{-jkr}}{2\pi r \sin\theta} \sum_{i=1}^N I_i \cdot \left[\frac{\cos(k\Delta \cos\theta) - \cos k\Delta}{\sin k\Delta} \right] \quad (33)$$

箔条的雷达散射截面分布图为

$$\sigma(\theta) = \frac{4\pi r^2 |E(r, \theta)|^2}{|E_{in}|^2} = \frac{\eta^2}{\pi \sin^2\theta} \left| \sum_{i=1}^N I_i \cdot \left[\frac{\cos(k\Delta \cos\theta) - \cos k\Delta}{\sin k\Delta} \right] \right|^2 \quad (34)$$

振子的归一化场强方向函数为

$$F(\theta) = \frac{|E(\theta)|}{|E_M|} = \frac{1}{|E_M|} \left| \frac{\eta}{2\pi \sin\theta} \sum_{i=1}^N I_i \cdot \left[\frac{\cos(k\Delta \cos\theta) - \cos k\Delta}{\sin k\Delta} \right] \right| \quad (35)$$

振子长度按波长 λ 归一化, 半径为 0.001λ , 计

算数据见表 1, 曲线见图 3~图 6. 图中 $-\triangle-\triangle-$ $\triangle-$ 代表电流实部; $-\square-\square-\square-$ 代表电流虚部; $---$ 代表远场和 RCS. 坐标说明: 电流曲线以直角坐标表示, 远场曲线以极坐标表示.

表 1 振子辐射和散射的典型数据

样本对比		振子长度			
		计算数据			
箔条直立 于 Z 轴 (散射)	谐振长度	0.468 λ ①	0.940 λ	1.480 λ	1.900 λ
	最大电流	0.004 4 ②	0.001 0	0.003 1	0.001 0
	最大截面	0.846 0 λ^2 ③	0.098 8 λ^2	0.083 31 λ^2	0.401 9 λ^2
	后向截面	0.846 0 λ^2	0.098 8 λ^2	0.083 31 λ^2	0.401 9 λ^2
箔条倾角 Z 轴 45° (散射)	最大电流	0.002 8	0.003 8	0.004 4	0.003 1
	最大截面	0.349 2 λ^2	0.736 3 λ^2	1.695 9 λ^2	0.765 2 λ^2
	后向截面	0.135 8 λ^2	0.657 2 λ^2	1.125 8 λ^2	0.581 4 λ^2
振子直立 于 Z 轴 (辐射)	谐振长度	0.468 λ	0.960 λ	1.460 λ	1.980 λ
	最大电流	0.014 4	0.001 6	0.009 9	0.001 5
	最大场强	0.837 0 λ^2	0.179 6 λ^2	0.805 9 λ^2	0.202 1 λ^2
	90°场强	0.837 0 λ^2	0.179 6 λ^2	0.566 8 λ^2	0.008 7 λ^2
备 注	①	对 0.5 λ 、1 λ 、1.5 λ 、2 λ 振子的分段数分别为 51、101、151、201.			
	②	计算精度 0.01(相对值).			
	③	最大电流与入射场强有关, 例中取入射场强为 1. 表中说明理论最大 RCS 为 0.86 λ^2 .			

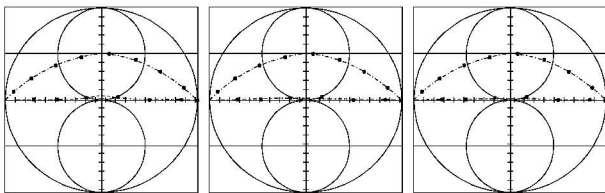


图 3 0.5 λ 辐射/散射/倾角散射的电流和远场及 RCS 分布

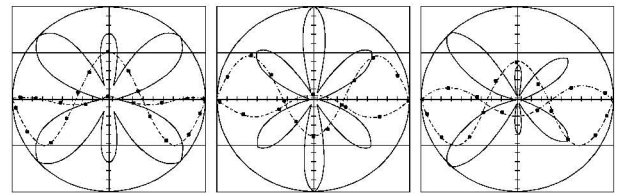


图 5 1.5 λ 辐射/散射/倾角散射的电流和远场及 RCS 分布

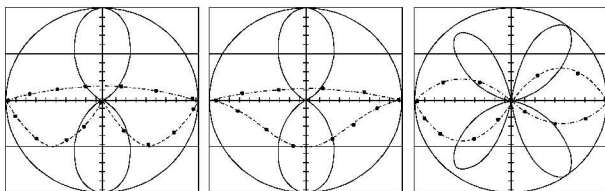


图 4 1 λ 辐射/散射/倾角散射的电流和远场及 RCS 分布

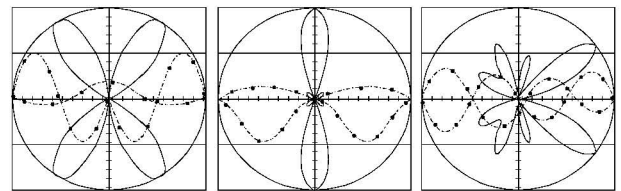


图 6 2 λ 辐射/散射/倾角散射的电流和远场及 RCS 分布

从表1的数据和图3~图6的曲线可以看出:

(1)相同条件下,振子辐射和箔条散射在感应电流分布、远场形状、远场强度完全不同,取决于激励源和振子的姿态,两者不存在对偶或互易关系。

(2)振子辐射和箔条散射的感应电流在半波长以下时符合正弦分布。谐振状态时,取得最大场强和最宽方向图。振子越长,方向图越窄、远场越弱。

(3)在大于半波长时,箔条散射性能明显下降,而箔条姿态对散射场的影响更大(相位因素),散射性能下降更迅速。

(4)由于箔条散射的感应电流分布和远场方向图不能通过测试来获得(只能测单站或小角度双站的有限点数据),数值计算是分析箔条散射性能与应用研究的有效手段。

3 单根箔条的平均有效雷达截面

对于空中大量箔条所形成的箔条云,忽略箔条间的相互作用,并假定各个箔条与接收点的相位关系一致,则箔条云的总有效雷达截面,可简单地归结为箔条根数与单根箔条的平均有效雷达截面之积。

假设箔条在空间的极化方向是任意的,且在空间等概率分布。将不同姿态的箔条在同一方向的雷达截面叠加并取平均值,得到单根箔条的平均有效雷达截面(以箔条为观察点,单站散射 $\theta = \psi$)。

$$\sigma_{\Sigma} = \sum_{i=1}^N \sigma_i = N\bar{\sigma} \quad (36)$$

(1)单站散射的二维等概率分布

$$W_2(\psi) = \frac{1}{2\pi} \quad (37)$$

$$\bar{\sigma}_2 = \int_0^{2\pi} \sigma(\psi) W_2(\psi) d\psi = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sigma(\psi) d\psi \quad (38)$$

对于半波长箔条,忽略入射场的相位,将式(11)代入式(38),得

$$\bar{\sigma}_{2, \frac{\lambda}{2}} = 0.274\lambda^2 \int_0^{2\pi} \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\sin\psi\right) d\psi = 0.3\lambda^2 \quad (39)$$

(2)单站散射的三维等概率分布

$$W_3(\Omega) = \frac{1}{4\pi} \quad (40)$$

$$d\Omega = \sin\psi d\psi d\varphi \quad (41)$$

$$\bar{\sigma}_3 = \int \int \sigma(\theta, \varphi, \psi) W_3(\Omega) d\Omega = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sigma(\psi, \varphi, \psi) \sin\psi d\psi \quad (42)$$

式中, θ 是箔条散射场的指向角; φ 和 ψ 是箔条自身的姿态角。

对于半波长箔条,忽略入射场的相位,将式(11)代入式(42),得

$$\bar{\sigma}_{3, \frac{\lambda}{2}} = 0.43\lambda^2 \int_0^{\pi} \sin\psi \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\sin\psi\right) d\psi = 0.15\lambda^2 \quad (43)$$

文献[1~3]所对应的公式是由式(14)导出的。

同理,可建立双站散射的平均有效雷达散射截面公式。当某目标被甲雷达照射、而由乙雷达接收时,箔条云的双站散射特性将发挥作用。

(1)双站散射的二维等概率分布

$$\bar{\sigma}_2(\theta) = \int_0^{2\pi} \sigma(\theta, \psi) W_2(\psi) d\psi = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \sigma(\theta, \psi) d\psi \quad (44)$$

(2)双站散射的三维等概率分布

$$\bar{\sigma}_3(\theta) = \int \int \sigma(\theta, \varphi, \psi) W_3(\Omega) d\Omega = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sigma(\theta, \varphi, \psi) \sin\psi d\psi \quad (45)$$

二维等概率分布没有实际意义。式(43)适用于谐振长度箔条,也是箔条的常规使用状态。对于电大尺寸箔条,严格计算需要从 Pocklington 积分方程出发,对任意姿态角和给定长度,先求出感应电流分布,再求单站或双站雷达截面,最后求式(45)的积分。限于篇幅不再讨论。

4 研究结论

综前所述,可以得出如下研究结论:

(1)在雷达无源干扰理论体系中,箔条雷达截面公式是箔条干扰理论的基础部分,影响到箔条理论研究结论和应用效果。

(2)关于电大尺寸箔条散射,习惯认为与振子的辐射特性类似。计算结果表明两者没有任何必然联系,必须按各自的边界条件确定各自的电磁特性。

(3)由于箔条在空中姿态是任意的,散射方向图与箔条的长度和姿态关系密切,研究结果对箔条干扰弹的配方设计具有指导意义。

(4)电大尺寸箔条散射的雷达截面小、方向图窄、副瓣多。箔条的谐振散射已获得广泛应用,箔条非谐振散射的效用尚未引起关注,可以考虑用来缩减大型目标的雷达散射特性^[10]。

参考文献

[1] 魏文元. 天线原理[M]. 北京:国防工业出版社,1985.

(下转第71页)

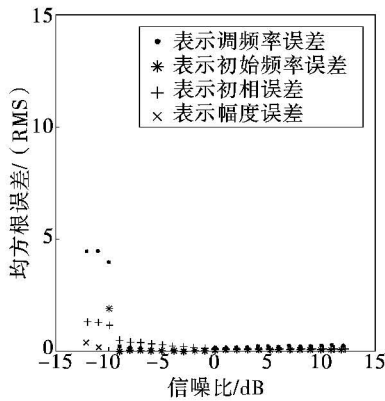


图 1 FRFT 参数估计值的均方根误差曲线图

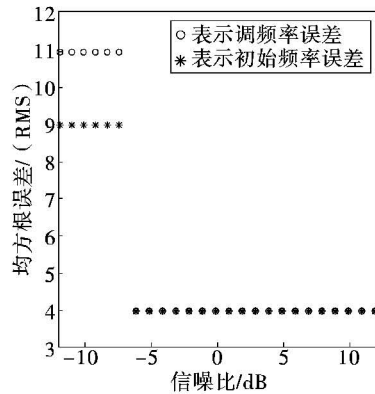


图 2 DCFT 参数估计值的均方根误差曲线图

的门限是 -10 dB,而离散调频傅里叶变换的门限是 -6 dB;(2)分数阶傅里叶变换受噪声的影响较小,参数估计精度较高,而离散调频傅里叶变换受噪声影响较大,参数估计精度较低;(3)基于分数阶傅里叶变换的自聚焦算法估计相位精度要高于基于离散调频傅里叶变换的自聚焦算法。

6 结 论

利用分数阶傅里叶变换处理 LFM 信号的优良特性,分析了在 ISAR 成像中目标非均匀转动情况下的自聚焦问题.基于分数阶傅里叶变换的自聚焦算法与基于离散调频傅里叶变换的自聚焦算法相比,不仅能够得到更精确的调频率估计值及初始频率估计值,而且还能估计出自聚焦必需的初相估计值,进而能够得出更精确的相位估计值,达到更好的自聚焦效果.尤其提出的此种算法计算量较小,可提高自聚焦的实时处理能力。

参考文献

- [1] 保铮,刑孟道,王彤. 雷达成像技术[M]. 北京:电子工业出版社, 2004.
- [2] Steinberg B D, Carlson D L, Lee W. Microwave imaging of aircraft[J]. Proceedings of the IEEE, 1988, 76: 1578 - 1592.
- [3] 韩兴斌, 胡卫东, 郁文贤, 等. 一种非均匀转动目标的 ISAR 自聚焦算法[J]. 信号处理, 2007, 23(6): 844 - 848.
- [4] 齐林, 陶然, 周思永, 等. 基于分数阶 Fourier 变换的多分量 LFM 信号的检测和参数估计[J]. 中国科学(E 辑), 2003, 33(8): 749 - 759.
- [5] Namias V. The fractional Fourier transform and its application in quantum mechanics [J]. J. Inst. Appl. Math, 1980, (25): 241 - 265.
- [6] Almeida L B. The fractional Fourier transform and time-frequency representations [J]. IEEE, Transaction on Signal processing, 1994, 42(11): 3084 - 3091.
- [7] Ozaktas H M, Arikan O, Kutay M A, et al. Digital computation of the fractional Fourier transform[J]. IEEE Trans on SP, 1996, 44(9): 2141 - 2150.

(上接第 24 页)

- [2] [苏]瓦金等. 无线电干扰和无线电技术侦察基础[M]. 北京:科学出版社, 1977.
- [3] [俄]瓦金等, [美]敦威尔. 电子战基本原理[M]. 北京:电子工业出版社, 2004.
- [4] R. Mittra, Computer Techniques for Electromagnetics, 1973.
- [5] 胡守军, 刘丽君. 箔条云极化特性与雷达散射截面测量研究[J]. 光电技术应用, 2008, 23(3): 62 - 64.

- [6] 胡守军. 毫米波多散射单元线散射体的雷达截面计算[J]. 红外与毫米波学报, 1999(4).
- [7] 林象平. 电子对抗原理(下册)[M]. 北京:国防工业出版社, 1982.
- [8] 李世智. 电磁辐射与散射问题的矩量法[M]. 北京:电子工业出版社, 1985.
- [9] R. F. Harrington. Field Computation by Moment Methods, 1968.
- [10] [美]克拉特. 雷达散射截面——预估、测量和减缩[M]. 北京:电子工业出版社, 1988.