

文章编号 1005-0388(2011)06-1158-07

电离层中危险碎片与不规则性的电磁散射分析

李江挺¹ 郭立新¹ 周卓俊¹ 马 静²

(1. 西安电子科技大学理学院, 陕西 西安 710071;

2. 航天系统仿真重点实验室, 北京 100854)

摘 要 根据电离层准抛物(QP)模型得到了电离层电子密度的分布情况,并结合微扰法和坐标的尺度变换理论推导了扰动电离层中不规则性与空间危险碎片的双站雷达散射截面。研究了电离层不规则性区域中椭球类危险碎片的电磁散射特性,分析了地基雷达探测空间危险碎片时受电离层不规则性的影响情况。结果表明:电离层不规则性将入射波大部分能量散射到前向及其附近方向,对碎片的探测造成严重影响。

关键词 空间碎片;电离层不规则性;电磁散射;尺度变换理论

中图分类号 TN011

文献标志码 A

1. 引 言

空间碎片又称轨道碎片^[1],它们是人类探空活动所产生的太空垃圾。这些人造物体长期运行在空间轨道上,并随着人类航天活动的不断深入而日益增多,严重地威胁着在轨运行航天器的安全。其中,尺寸在厘米级别(1~10 cm)的空间危险碎片危害最为严重。然而,现今的地基雷达多工作在 VHF/UHF 频段,对空间危险碎片的探测存在着一定的困难。同时,碎片的探测还受到电离层不规则性的影响。近年来,电离层不规则性的研究已经成为国内外的一个热点,且已经取得了不少的研究成果^[2-3]。大型运载火箭发射时,火箭喷焰会引起人工电离层扰动,这种扰动叠加在背景电离层上,打乱了电离层电子密度的分布格局。与此同时电离层不规则性发生在距地 200~1000 km 的高度范围内,而 1000 km 以内的电离层又是空间碎片的密集区域^[4],因此地基雷达探测空间碎片时不得不考虑电离层不规则性的影响。对于空间危险碎片,可将其看作理想导体椭球目标,而国内外已有较多学者开展了椭球目标的电磁散射研究^[5-6],但是对于不规则性电离层中椭球碎片的研究却报道较少。本文采用准抛物模型(QP)描述电离层电子密度的分布,得到

了扰动电离层的电子密度等值线分布图。进而从电离层媒质的介电常数出发利用微扰法研究了电离层不规则性的散射特性,并取电离层电子密度涨落谱为幂律谱^[7]进行了数值计算。最后,结合坐标的尺度变换理论研究了理想导体椭球类碎片的电磁散射特性,利用 Born 近似取不规则性内场为入射波,分析了不规则性区域中危险碎片的电磁散射特性,计算了危险碎片和不规则性的双站雷达散射截面(RCS),并就不规则性对碎片探测的影响做了相应的讨论。

2. 不规则性与危险碎片的散射特性

2.1 电离层的电子密度分布

背景电离层的电子密度具有空间分层结构,它随高度的变化常采用 QP 层段^[8]描述,且在各层的连接处,电子密度是相等的。QP 电离层电子密度随高度的变化可表示为^[10]

$$N_e = \begin{cases} \frac{f_c^2}{80.6} \left[1 - \left(\frac{r - r_m}{y_m} \right)^2 \left(\frac{r_b}{r} \right)^2 \right]; & r_b < r < r_m \left(\frac{r_b}{r_b - y_m} \right) \\ 0; & \text{其他} \end{cases} \quad (1)$$

式中: f_c 为电离层的临界频率(MHz); r_m 为最大电子密度处对应的高度(km); r_b 为电离层底部的

收稿日期: 2011-01-22

基金项目: 海洋公益性行业科研专项经费(编号:201005017); 中央高校基本业务费资助的课题

联系人: 李江挺 E-mail: Jtli@xidian.edu.cn

高度(km); $y_m = r_m - r_b$ 为电离层的半厚度(km)。
改写式(1)为

$$N_e = a - b(1 - \frac{r_m}{r})^2 \quad (2)$$

式中: $a = f_c^2/80.6$, $b = f_c^2 r_b^2/(80.6 y_m^2)$ 。

电离层在空间高度上由 E 层、F₁ 层(连接层)和 F₂ 层构成,各层的电子密度描述形式均可表示为式(2),即

$$\begin{aligned} N_E &= a_E - b_E(1 - r_E/r)^2 & \text{E 层} \\ N_J &= a_J - b_J(1 - r_J/r)^2 & \text{连接层(F}_1\text{ 层)} \\ N_F &= a_F - b_F(1 - r_F/r)^2 & \text{F}_2\text{ 层} \end{aligned} \quad (3)$$

式中: N_E 、 N_J 、 N_F 分别表示 E 层、连接层、F₂ 层的电子密度; a_E 、 b_E 、 a_J 、 b_J 、 a_F 、 b_F 对应于 E 层、连接层、F₂ 层的 a 、 b 的值, a_J 、 b_J 的值可由各层连接处的电子密度与梯度对应相等的关系得到; r_E 和 r_F 对应于 E 层和 F₂ 层中最大电子密度处的高度,计算中取 $r_J = r_E$ 。

当背景电离层受到火箭喷焰的影响造成扰动时,会在空间形成电子密度空洞,此时需要对式(1)进行修正。修正其中的电离层临界频率 f_c ,将其表示为随地心角 θ_e 变化的准余弦函数 $f_c(\theta_e)^{[9]}$,即

$$f_c(\theta_e) = \begin{cases} f_c(0); & \theta_e \leq \nu_1, \theta_e > \nu_3 \\ f_c(0) - \frac{2\pi x}{\nu}(\theta_e - \nu_1) + \\ x \sin(2\pi \frac{\theta_e - \nu_1}{\nu}); & \nu_1 < \theta_e \leq \nu_2 \\ f_c(0) - \frac{2\pi x}{\nu}(\nu_3 - \theta_e) + \\ x \sin(2\pi \frac{\nu_3 - \theta_e}{\nu}); & \nu_2 < \theta_e \leq \nu_3 \end{cases} \quad (4)$$

式中: ν_1 、 ν_2 、 ν_3 分别表示由发射站算起的扰动的前端、中心和后端的地心角(rad),且 $\nu = \nu_2 - \nu_1 = \nu_3 - \nu_2$; $f_c(0)$ 表示发射站顶部的临界频率; x 表示扰动区域临界频率起伏的幅度(Hz/rad)。

2.2 不规则性的散射特性

在扰动电离层中,假设不规则散射体随机地分布在某个局部的区域里,如图 1 所示。其中 T 为发射机, R 为接收点, θ 表示入射波矢和散射波矢之间的夹角, S 表示体积 ν' 中的散射体, r_1 是发射机和散射体之间的距离, r_2 是散射体和接收机之间的距离。

基于电离层小扰动不均匀性假设,将图 1 所示区域中媒质的介电常数表征为

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \langle \kappa \rangle + \Delta\epsilon(\mathbf{r}) \quad (5)$$

式中: $\epsilon_0 \langle \kappa \rangle$ 表示介电常数的平均值; $\Delta\epsilon(\mathbf{r})$ 为介电

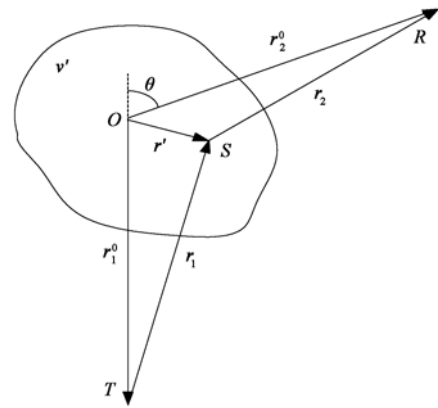


图 1 电离层不规则性散射示意图

常数的起伏部分且是位置的随机场。假设 $\Delta\epsilon(\mathbf{r})$ 是平均值为零的均匀随机场,且满足弱随机不规则性的假设 $|\Delta\epsilon| \ll \epsilon_0 \langle \kappa \rangle$ 。

如图 1 所示,线极化球面波从发射机 T 处发出,照射到体积为 ν' 的不规则性区域上。记散射体 S($\mathbf{r}'$) 处的入射电场为

$$\mathbf{E} = (\mathbf{E}_0 / r_1) e^{ikr_1} \quad (6)$$

式中: $k = \sqrt{\langle \kappa \rangle} k_0$ 表示媒质没有不规则性时的波数; r_1 是发射机 T 与散射体 S 之间的距离。求解 Maxwell 方程组,可以得到 θ 方向上散射波的远场为

$$\mathbf{E}_s = \frac{-k^2 \mathbf{E}_0}{4\pi} \sin\beta \frac{e^{ik(r_1^0 + r_2^0)}}{r_1^0 r_2^0} \mathbf{I} \quad (7)$$

式中, β 是入射波极化方向和散射波矢量 $\hat{\mathbf{k}}_s$ 之间的夹角, θ 为入射波矢量 $\mathbf{k}_i$ 与散射波矢量 $\mathbf{k}_s$ 之间的夹角,即散射角,且 $\mathbf{k}_i = -k\hat{\mathbf{r}}_1^0$, $\mathbf{k}_s = k\hat{\mathbf{r}}_2^0$, $\hat{\mathbf{r}}_1^0$ 和 $\hat{\mathbf{r}}_2^0$ 分别是 OT 方向和 OR 方向的单位矢量。计算中取近似 $1/r_1 r_2 \approx 1/r_1^0 r_2^0$ 。I 表示为

$$\mathbf{I} = \int_{\nu'} \frac{\Delta\epsilon(\mathbf{r}')}{\langle \epsilon \rangle} e^{-i\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}'} d\nu' \quad (8)$$

式中, $\mathbf{b} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i$ 为镜矢量,根据雷达散射截面的定义可得 θ 方向上单位体积、单位入射功率、单位立体角的散射截面为^[10]

$$\sigma_{\text{irr}} = (r_1^0 r_2^0)^2 \frac{|\mathbf{E}_s|^2}{|\mathbf{E}_0|^2} = \frac{k^4 \sin^2\beta |\mathbf{I}|^2}{(4\pi)^2 \nu'} \quad (9)$$

散射截面 σ_{irr} 描述了散射功率在 R 处的强弱程度。

积分式 I 是均匀随机场 $\Delta\epsilon(\mathbf{r})/(\epsilon)$ 在 $\nu' \rightarrow +\infty$ 时的傅里叶变换。由 Khinchin 定理^[11]可得

$$S_E(\mathbf{b}) = \lim_{\nu' \rightarrow \infty} \frac{|\mathbf{I}|^2}{\nu'} \quad (10)$$

可见, $S_E(\mathbf{b})$ 是均匀随机场 $\Delta\epsilon(\mathbf{r})/(\epsilon)$ 在 $\mathbf{b}$ 处的功率谱。

假设不规则性的电子密度表示为

$$N_e = N_0 + \Delta N_e(\mathbf{r}) \quad (11)$$

式中: N_0 为不规则性的平均电子密度; $\Delta N_e(\mathbf{r})$ 为电子密度的起伏量。则不规则性的介电常数^[12]可表示为

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right) - \varepsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\Delta N_e}{N_0} \quad (12)$$

式中 $\omega_{pe} = (\epsilon^2 N_0 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ 为等离子体频率。比较式(12)和式(5),可得

$$\langle \kappa \rangle = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \Delta \varepsilon(\mathbf{r}) = -\varepsilon_0 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\Delta N_e}{N_0} \quad (13)$$

由式(8)、式(9)和式(13)可得

$$\sigma_{irr} = \frac{k^4 \sin^2 \beta}{(4\pi)^2} \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^2 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)^{-2} S_N(\mathbf{b}) \quad (14)$$

式中: $S_N(\mathbf{b}) = \lim_{\nu \rightarrow \infty} \frac{1}{\nu} \left| \int_{\nu} \frac{\Delta N_e}{N_0} e^{-i\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}'} d\nu' \right|^2$, 它表示电子密度起伏 $\Delta N_e / N_0$ 的功率谱。由式(14)可知电离层不规则性的散射截面依赖于电子密度起伏的功率谱 $S_N(\mathbf{b})$ 。

根据卫星的测量实验,电子密度不规则性的谱一般满足幂律谱,Shkarofsky^[7]引入了幂律谱相关函数 $A_r(t)$ 和谱密度 $S_N(\mathbf{b})$, 分别表示为

$$A_r(t) = \frac{\delta_r^2 (\xi_0 \sqrt{t^2 + l_i^2})^{\frac{p-3}{2}} K_{(p-3)/2}(\xi_0 \sqrt{t^2 + l_i^2})}{(\xi_0 l_i)^{\frac{p-3}{2}} K_{(p-3)/2}(\xi_0 l_i)} \quad (15)$$

$$S_N(\mathbf{b}) = \frac{\delta_r^2 (\xi_0 l_i)^{\frac{p-3}{2}} l_i^3 (l_i \sqrt{\mathbf{b}^2 + \xi_0^2})^{-\frac{p}{2}}}{2(\pi)^{3/2}} \times \frac{K_{p/2}(l_i \sqrt{\mathbf{b}^2 + \xi_0^2})}{K_{(p-3)/2}(\xi_0 l_i)} \quad (16)$$

式中: δ_r 表示不规则性电子密度起伏相对于背景的标准偏差; l_i 为不规则性的内尺度; $l_0 = 2\pi\xi_0$ 为不规则性的外尺度; p 为幂律谱谱指数; $K_r(x)$ 为第二类变形虚宗量 Bessel 函数^[13]。

2.3 椭球目标的电磁散射特性

如图2所示,在坐标系 Σ 中有一个椭球目标,它的三个半轴分别为 a, b, c 。 Σ 系的直角坐标和球坐标分别表示为 x, y, z 和 r, θ, φ 。 Σ' 系是与 Σ 系相互平行的另一坐标系,对应的直角坐标和球坐标分别表示为 x', y', z' 和 r', θ', φ' 。 Σ'' 是以电磁波入射方向为 z'' 轴正向定义的第三个坐标系,对应的直角坐标和球坐标分别表示为 x'', y'', z'' 和 r'', θ'', φ'' 。图中入射波矢 $\mathbf{k}_i$ 在 YOZ 平面内,因此 $\mathbf{k}_i$ 的方位角为 $\varphi_0 = \pi/2$, θ'_0 是 θ_0 从坐标系 Σ 转换到坐标系 Σ' 的电磁波入射角。

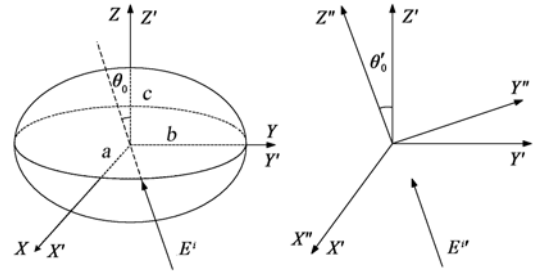


图2 椭球目标的坐标变换示意图

在坐标系中,椭球方程可表示为

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \quad (17)$$

设 $x' = \frac{x}{a}, y' = \frac{y}{b}, z' = \frac{z}{c}$, 即 $\mathbf{r}' = \mathbf{T}(a, b, c) \mathbf{r}$,

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} a^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & b^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & c^{-1} \end{bmatrix}, \text{代入式(17)可得}$$

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 = 1 \quad (18)$$

由此看出,任意形状的椭球经坐标的尺度变换^[14]可变为半径为1的球形目标,且变换过程中椭球三轴与圆球半径的单位是保持一致的。

利用转换矩阵 $\mathbf{T}$ 可得到坐标系 Σ 和 Σ' 的关系: $\sin\theta' = g\sin\theta/q, \cos\theta' = \cos\theta/cq, \sin\varphi' = \sin\varphi/bg, \cos\varphi' = \cos\varphi/ag, r' = rq$ 。其中

$$q = \left(\frac{\sin^2 \theta \cos^2 \varphi}{a^2} + \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \varphi}{b^2} + \frac{\cos^2 \theta}{c^2} \right)^{1/2},$$

$$g = \left(\frac{\cos^2 \varphi}{a^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{b^2} \right)^{1/2}.$$

在坐标系 Σ' 和 Σ'' 中任取一点,该点在 Σ' 系中的坐标记作 (x', y', z') , 在 Σ'' 系中的坐标记作 (x'', y'', z'') , 由坐标的旋转可得

$$(x'', y'', z'') = (x', y', z') \mathbf{Q}$$

$$= (x', y', z') \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta'_0 & -\sin\theta'_0 \\ 0 & \sin\theta'_0 & \cos\theta'_0 \end{bmatrix} \quad (19)$$

式中 $\mathbf{Q}$ 矩阵称为坐标的旋转矩阵。利用式(19)可得到坐标系 Σ' 和 Σ'' 之间的变换关系: $r'' = r', \cos\theta'' = \sqrt{1 - \cos^2 \theta'_0}, \cos\varphi'' = \frac{\sin\theta' \cos\varphi'}{\sin\theta''}, \sin\varphi'' = \frac{\sin\theta' \sin\varphi' \cos\theta'_0 + \cos\theta' \sin\theta'_0}{\sin\theta''}.$

电磁波以入射角 θ_0 入射,电场强度为 x 正向,利用坐标尺度变换理论可得到 Σ 系中椭球目标的散射场为

$$\begin{aligned} E_{\theta} &= (\alpha_{11} u_{11} + \alpha_{12} u_{21}) E''_{\theta''} + (\alpha_{11} u_{12} + \alpha_{12} u_{22}) E''_{\varphi''} \\ E_{\varphi} &= (\alpha_{21} u_{11} + \alpha_{22} u_{21}) E''_{\theta''} + (\alpha_{21} u_{12} + \alpha_{22} u_{22}) E''_{\varphi''} \end{aligned} \quad (20)$$

式中: $E''_{\theta''}$ 和 $E''_{\varphi''}$ 为 Σ'' 系中球形目标的散射场, 利用经典的 Mie 理论^[15] 可得到其表达式, 且 Σ'' 系中 $E''_0 = aE_0$, $k'' = k(b^2 \sin^2 \theta_0 + c \cos^2 \theta_0)^{1/2}$, k 为 Σ 系中电磁波波数。式(20)中各系数分别为

$$\begin{aligned} \alpha_{11} &= \left[\frac{1}{a} \cos \theta' \cos \varphi' \cos \theta \cos \varphi + \frac{1}{b} \cos \theta' \sin \varphi' \cos \theta \sin \varphi + \frac{1}{c} \sin \theta' \sin \theta \right] \\ \alpha_{12} &= -\frac{1}{a} \sin \varphi' \cos \theta \cos \varphi + \frac{1}{b} \cos \varphi' \cos \theta \sin \varphi \\ \alpha_{21} &= -\frac{1}{a} \cos \theta' \cos \varphi' \sin \varphi + \frac{1}{b} \cos \theta' \sin \varphi' \cos \varphi \\ \alpha_{22} &= \frac{1}{a} \sin \varphi' \sin \varphi + \frac{1}{b} \cos \varphi' \cos \varphi \\ u_{11} &= (\cos \theta' \sin \varphi' \cos \theta'_0 + \sin \theta' \sin \theta'_0) \cos \theta' \sin \varphi' + \\ &\quad (\cos \theta' \sin \varphi' \sin \theta'_0 - \sin \theta' \cos \theta'_0) (-\sin \theta') + \\ &\quad \cos \theta' \cos \varphi' \cos \theta' \cos \varphi' \\ u_{12} &= \cos \varphi' \cos \theta' \cos \theta' \sin \varphi' + \\ &\quad \cos \varphi' \sin \theta'_0 (-\sin \theta') - \sin \varphi' \cos \theta' \cos \varphi' \\ u_{21} &= \cos \theta' \cos \varphi' (-\sin \varphi') + \\ &\quad (\cos \theta' \sin \varphi' \cos \theta'_0 + \sin \theta' \sin \theta'_0) \cos \varphi' \\ u_{22} &= \sin \varphi' \sin \varphi' + \cos \varphi' \cos \theta' \cos \varphi' \end{aligned}$$

根据双站雷达散射截面的定义, 任意角 θ_0 入射时椭圆目标的双站雷达散射截面为

$$\sigma_d = \frac{4\pi r^2}{E_0^2} |d| |E''_{\theta''}|^2 + d |E''_{\varphi''}|^2 \quad (21)$$

式中: $d = d_1 d_2$,

$$\begin{aligned} d_1 &= (\alpha_{11} u_{11} + \alpha_{12} u_{21}) + (\alpha_{21} u_{11} + \alpha_{22} u_{21}), \\ d_2 &= (\alpha_{11} u_{12} + \alpha_{12} u_{22}) + (\alpha_{21} u_{12} + \alpha_{22} u_{22}). \end{aligned}$$

3. 数值计算结果和讨论

假设电离层扰动区域内有一理想导体椭圆类碎片, 由于不规则性区域的内场已取作入射场, 根据 Born 近似可得到电离层不规则性与碎片的双站 RCS 为

$$\sigma = \sigma_d + \int_V \sigma_{irr} dV \quad (22)$$

式中: 第一项是碎片散射的贡献; 第二项是电离层不规则性散射的贡献; V 表示雷达照射区域的体积, 通常为雷达波束包围的锥形空间。计算中仅考虑散射波矢 $\mathbf{k}_s$ 的方位角为 $\varphi=0^\circ$ 。

根据文献^[16], 可取电离层参数为: $r_{Eb} = 6450$ km, $r_{Em} = 6460$ km, $r_{Fb} = 6570$ km, $r_{Fm} = 6700$ km,

$f_{Ec}(0) = 2.5$ MHz, $f_{Fc}(0) = 12.4$ MHz; 取电离层扰动区域的参数为^[9]: $\nu_1 = 0.035$ rad, $\nu_2 = 0.065$ rad, $\nu_3 = 0.095$ rad, $x_F = 0.3$ MHz/rad, $x_E = 0.1$ MHz/rad。利用式(1)~(4)可以得到电离层的电子密度剖面, 如图 3 所示。

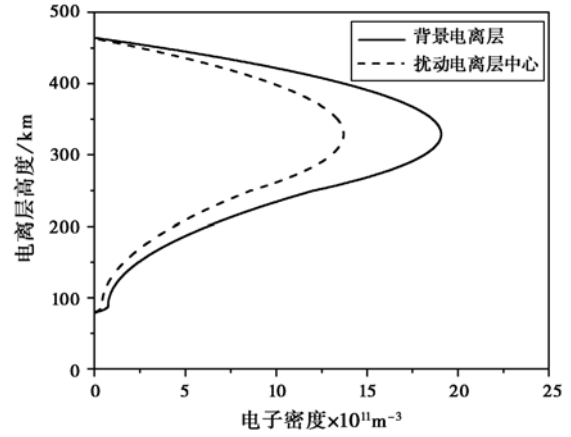


图 3 电离层电子密度剖面

图 3 中实线表示背景电离层的电子密度剖面, 虚线表示扰动电离层中心的电子密度剖面。从图中可看出, 扰动电离层中心的电子密度相对于背景电离层在最大电子密度处减小了约 30%。

图 4 中地面距离是指: 假设地面距离为 0 处是发射站, 地面上相对于发射站的距离为地面距离。由图 4 可以看出, 扰动区域的电子密度分布较背景电离层的分层结构差异很大, 且扰动区域的最大尺度约为 430 km。

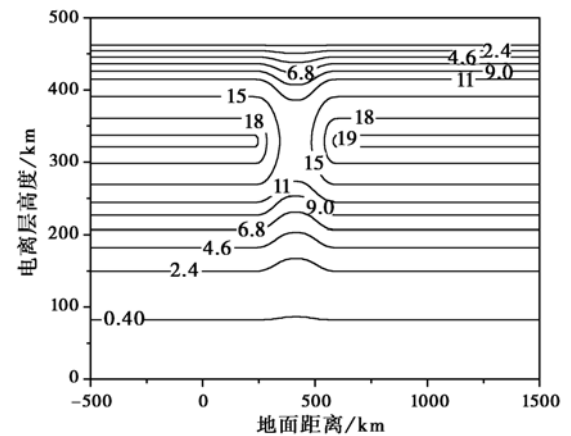


图 4 电离层电子密度 ($\times 10^{11} \text{ m}^{-3}$) 等值线分布图

根据文献^[7], 取扰动区域中不规则性的内尺度 $l_i = 2$ m, 外尺度 $l_o = 1$ km; 平均电子密度 $N_0 = 10^{12} \text{ m}^{-3}$; 幂律谱谱指数 $p = 4$, 方差 $\sigma_e^2 = 0.01$, 利用式(14)计算不同频率下单位体积不规则性的双站

RCS,如图5所示。

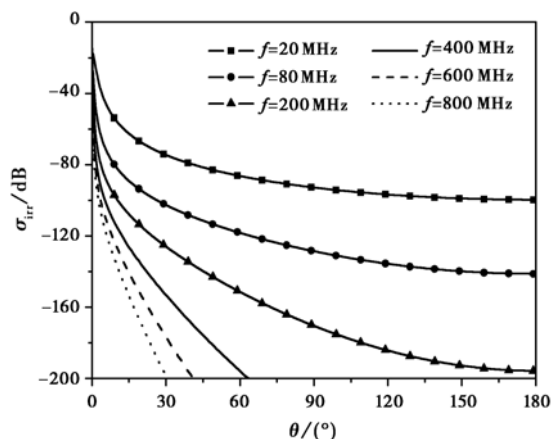


图5 不同频率下单位体积不规则性的双站 RCS

由图5可以看出,入射频率越低,不规则性的散射截面越大。这主要是由不规则性的谱决定的,它表征了电离层不规则性对电磁波的散射特性,即前向散射最大,其它方向的散射较小。

地基雷达垂直探测空间碎片时,取入射中心波束穿过扰动区域中心,波束角宽度为 6° ,并取不规则性的平均电子密度 N_0 如图4所示,幂律谱的各参数同图5,碎片尺寸 $a=5\text{ cm}$ 、 $b=3.5\text{ cm}$ 、 $c=3.5\text{ cm}$,入射角 $\theta_0=0^\circ$,利用式(22)计算不同电磁波频率下雷达照射区域内不规则性和碎片的双站 RCS,结果如图6所示。

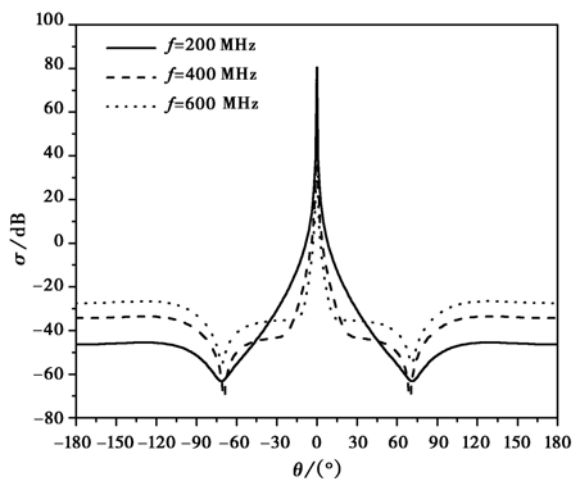


图6 不同频率下碎片与不规则性的双站 RCS

由图6可以看出,当频率增大时,RCS在前向附近是减小的,而在其它方向上 RCS 是增大的。这是因为不规则性将大部分能量散射到了前向及其附近,其它方向的散射分量大部分是由碎片散射产生的贡献,当频率增大时,碎片的散射也增强了。

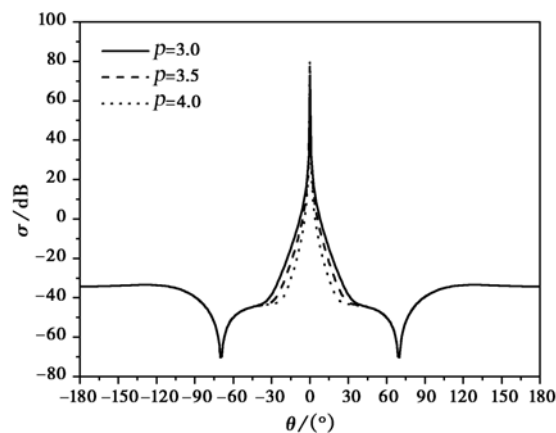


图7 不同谱指数下碎片与不规则性的双站 RCS

图7中取电磁波频率为400 MHz,其余参数同图6,计算了不同幂律谱谱指数下碎片与不规则性的双站 RCS. 由图7可以看出,谱指数的变化主要影响 RCS 的前向及其附近方向,对其它方向的影响很小;当谱指数增大时,RCS 的前向增大,前向附近减小,其它方向由于碎片的散射而变化不大。

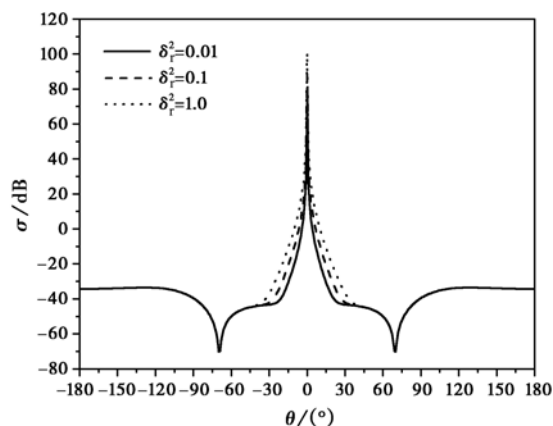


图8 不同谱方差下碎片与不规则性的双站 RCS

图8中取电磁波频率为400 MHz,其余参数同图6,计算了不同幂律谱谱方差情形下碎片与不规则性的双站 RCS. 由图8可以看出,谱方差的变化主要影响 RCS 的前向及其附近方向,对其它方向的影响很小;当谱方差增大时,前向及其附近方向的 RCS 有所增大。

当碎片受地磁等影响时,碎片的坐标系 Σ 将偏离坐标系 Σ'' 而产生夹角 θ_0 ,即入射角。取电磁波频率为400 MHz,幂律谱谱指数 $p=4$,谱方差 $\delta_e^2=0.01$,计算不同入射角情形下碎片与不规则性的双站 RCS,如图9所示。

由图9可以看出,不同的入射角导致了 RCS 在

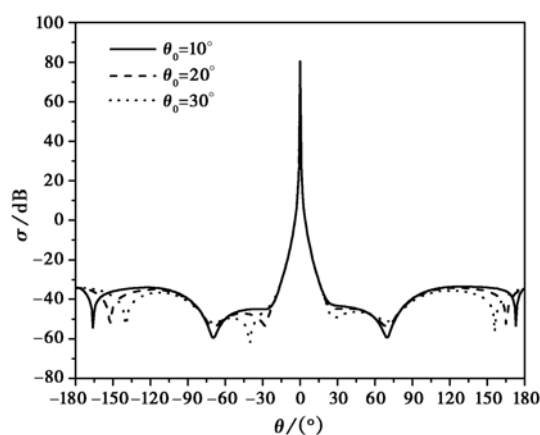


图9 不同入射角情形下碎片与不规则性的双站 RCS

除前向以外的振动形状有所改变,这主要是由碎片的散射导致的。而在前向及其附近,由于不规则性的散射,RCS的变化不大。

4. 结 论

本文在电离层准抛物模型的基础上,研究了电离层的电子密度的分布情况,得到了扰动电离层的电子密度等值线分布图。利用扰动电离层中不规则性满足幂律谱分布,从电离层媒质的介电常数出发研究了电离层不规则性的散射特性。取碎片为理想导体椭球,结合坐标的尺度变换理论分析了椭球碎片的电磁散射特性。最后利用 Born 近似取不规则性的内场为入射波,推导了扰动区域中不规则性和空间危险碎片的双站雷达散射截面计算公式,并做了相应的计算与分析。结果表明:电离层不规则性将雷达探测波的大部分能量散射到前向及其附近方向,对碎片的地基雷达探测造成极大的影响;当电磁波频率增大时,不规则性对碎片探测的影响将减小,尤其体现在除前向以外的其它方向上。本文对于空间危险碎片的研究仅考虑了电离层不规则性的影响,并未考虑其它复杂空间环境和碎片的实际形状、材料及分布等因素,且对于碎片与不规则性的相互作用问题也未曾涉及,相关理论和数值结果还有待于进一步的研究和验证。

参考文献

- [1] MARKKANEN J, LEHTINEN M, LANDGRAF M. Real-time space debris monitoring with EISCAT[J]. *Advances in Space Research*, 2005, 35(7): 1197-1209.
- [2] BOOKER H. The use of radio stars to study irregular refraction of radio waves in the ionosphere[J]. *Proceedings of the IRE*, 2007, 46(1): 298-314.
- [3] 徐继生, 罗伟华, 程光晖. 一次强磁暴期间全球电离层扰动研究[J]. *电波科学学报*, 2008, 23(4): 606-610.
XU Jisheng, LUO Weihua, CHENG Guanghui. A study of global ionospheric disturbances during a strong magnetic storm [J]. *Chinese Journal of Radio Science*, 2008, 23(4): 606-610.
- [4] SU S Y, CHEN M Q, CHAO C K, et al. Global, seasonal, and local time variations of ion density structure at the low-latitude ionosphere and their relationship to the postsunset equatorial irregularity occurrences[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2010, 115(A2): A02309.
- [5] 王蕊, 郭立新, 杨阁. 等离子体涂层椭球目标的电磁散射[J]. *西安电子科技大学学报*, 2008, 35(5): 903-909.
WANG Rui, GUO Lixin, YANG Ge. Investigation on the electromagnetic scattering from the spheroid covered with plasma [J]. *Journal of Xidian University*, 2008, 35(5): 903-909.
- [6] STEVENSON A. Electromagnetic scattering by an ellipsoid in the third approximation [J]. *Journal of Applied Physics*, 2009, 24(9): 1143-1151.
- [7] XU Z W, WU J, WU Z S. Second-order statistics of radio wave propagation through the structured ionosphere[J]. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 2004, 66(11): 971-980.
- [8] DYSON P, BENNETT J. A model of the vertical distribution of the electron concentration in the ionosphere and its application to oblique propagation studies[J]. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 1988, 50(3): 251-262.
- [9] 柳文, 焦培南, 王俊江, 等. 利用射线追踪研究电离层扰动[J]. *地球物理学报*, 2005, 48(3): 465-470.
LIU Wen, JIAO Peinan, WANG Junjiang, et al. A study of the disturbance in the ionosphere using ray tracing technology [J]. *Chinese Journal Geophysics*, 2005, 48(3): 465-470.
- [10] BOOKER H G, MILLER D C. Weak scattering theory applied to equatorial ionospheric scintillation for a wide range of parametric values [J]. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 1980, 42(3): 189-203.
- [11] KHINCHIN A. Theory of correlation of stationary stochastic processes[J]. *Uspekhi Matematicheskikh Nauk*, 1938, 5: 42-51.
- [12] BENNETT J. Complex Rays for Radio Waves in an Absorbing Ionosphere [J]. *Proceedings of the IEEE*,

2005, 62(11): 1577-1585.

- [13] ZHANG S J, JIN J M. Crandall. Computation of Special Functions [M]. New York: John Wiley & Sons Inc, 1996.
- [14] 李应乐, 黄际英. 电磁场的多尺度变换理论及其应用 [M]. 西安电子科技大学出版社, 2006.
LI Yingle, HUANG Jiying. Scales Transformation Theory of Electromagnetic Field and Its Applications [M]. Xidian University Press, 2006.
- [15] BOHREN C., HUFFMAN D. Absorption and Scattering of Light by Small Particles [M]. New York: John Wiley & Sons Inc, 1983.
- [16] JIAO Peinan, MA Tiehan, XU Guoliang, et al. Probing of the artificial hole in the ionosphere with the HF skywave radar [C]//IEEE Radar Conference, 2004: 588-592.

作者简介



李江挺 (1980—), 男, 陕西人, 西安电子科技大学理学院讲师, 在读博士生, 主要研究方向为电磁波在复杂系统中的传播和散射、计算电磁学与仿真。



郭立新 (1968—), 男, 陕西人, 1993 年在西安电子科技大学获理学硕士学位, 1999 年在中国科学院陕西天文台获理学博士学位, 2001 年至 2002 年在韩国庆北国立大学电磁波实验室作访问学者, 现为西安电子科技大学理学院教授, 博士生导师, IEEE 会员。发表学术论文 130 余篇, 获国家科技进步三等奖一项, 省部级科技进步奖五项。主要从事电磁/光波在复杂中的传播和散射、目标电磁/光散射特性研究及计算机电磁成像和非线性物理研究。



周卓俊 (1986—), 男, 贵州人, 西安电子科技大学理学院无线电物理专业研究生, 主要从事空间碎片环境分析及其电磁散射特性研究。



马 静 (1982—), 女, 宁夏人, 航天系统仿真重点实验室北京仿真中心工程师, 主要研究方向为射频仿真、仿真系统中电磁场分布仿真精度分析。

Electromagnetic scattering by dangerous debris and irregularities in ionosphere

LI Jiang-ting¹ GUO Li-xin¹ ZHOU Zhuo-jun¹ MA Jing²

(1. School of Science, Xidian University, Xi'an Shaanxi 710071, China;

2. Science and Technology on Space Simulation Laboratory, Beijing 100854, China)

Abstract Based on ionospheric quasi-parabolic (QP) model, the distribution of electronic density is obtained, and the bistatic radar cross section of ionospheric irregularities and dangerous space debris (1cm-10cm) are deduced by incorporating the perturbation method and the scaling transformation theory. The electromagnetic scattering characteristic of dangerous space debris with the shape of ellipsoid is investigated, and the effects of ionospheric irregularities are analyzed when the ground base radar is used to probe the space debris. The results show that the energy of incident wave is scattered to the forward direction and its neighboring, which may produce serious impact on space debris detection.

Key words space debris; ionosphere irregularity; electromagnetic scattering; scale transformation theory