

星载极化干涉 SAR 系统电离层去相干研究

夏东坤¹, 李 洋^{2,3}, 乞耀龙^{2,3}, 洪 文^{1,2,3}, 吴一戎^{1,2,3}

(1. 中国科学技术大学电子工程与信息科学系, 安徽合肥 230027; 2. 中国科学院电子学研究所, 北京 100190;
3. 微波成像技术国家级重点实验室, 北京 100190)

摘 要: 中低频段(UHF/VHF、P、L)星载极化干涉 SAR 系统运行于电离层之上, 会受到相位扰动、法拉第旋转等电离层效应的影响, 从而降低系统的成像质量以及参数反演的准确度. 本文从电离层造成的成像散焦和极化平面旋转角度出发, 重点分析和推导了电离层不规则体去相干以及法拉第旋转效应对相干最优的影响, 并通过仿真实验模拟了典型系统条件以及电离层状态下的干涉去相干现象. 实验结果表明, 电离层不仅会降低数据的相干性而且会减少最优相干估计过程中的极化组合数量, 从而对极化干涉应用造成不可忽略的影响.

关键词: 电离层; 去相干; 法拉第旋转; 电离层不规则体

中图分类号: TN957.52 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2011) 06-1309-06

Investigation on Ionospheric Decorrelation of Space-Borne Pol-in-SAR Systems

XIA Dong-kun¹, LI Yang^{2,3}, QI Yao-long^{2,3}, HONG Wen^{1,2,3}, WU Yi-rong^{1,2,3}

(1. Department of Electronic Engineering and Information Science, USTC, Hefei, Anhui 230027, China;

2. Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

3. National Key Lab of Science and Technology on Microwave Imaging, Beijing 100190, China)

Abstract: The space-borne polarimetric interferometric synthetic aperture radar (POLinSAR) working at UHF/VHF, P and L bands are sensitive to the ionospheric effects such as phase perturbation, Faraday rotation, etc. which will cause POLinSAR system performance deterioration in imaging and geophysical parameter inversion. This paper analyzed the image defocusing and polarization rotation decorrelation induced by ionospheric irregularities and Faraday rotation. In addition, simulations with typical system parameters and ionosphere conditions were analyzed. The results show that the ionospheric effects can both introduce decorrelations and limit the polarimetric vector space of POLinSAR systems on coherence optimization which affect POLinSAR applications significantly.

Key words: ionosphere; decorrelation; Faraday rotation; ionospheric irregularities

1 引言

在过去的二十年间, 一系列实验及实用性质的星载 SAR 系统已经成功应用于地质勘测、资源监测等领域. 例如工作于 L 波段的 SEASAT、JERS-1 以及 ALOS/PAL-SAR; 工作于 C 波段的 ERS-1/2、RADARSAT-1/2、ENVISAT; 以及工作于 X 波段的 TerraSAR 等. 然而随着全球变化、陆地水文过程以及全球碳平衡观测需求的日益上升, 现有频段系统往往无法满足植被下层与次地表层的微波观测性能要求, 因此低频波段星载 SAR 系统的设计和使用已经提上了日程, 如作为欧空局下一代地球观测任务之一的 P 波段 BIOMASS 系统已经进入了项目

筹备阶段^[1].

由于星载系统工作于电离层之上, 无线信号在穿越电离层的过程中会受到电离层效应的影响, 造成诸如信号的相位波动、群延时、多普勒频移、色散以及法拉第旋转等. Ishimaru 和 Liu 等^[2,3]通过星载 SAR 系统的点扩展函数建模, 从成像的角度研究了 200MHz ~ 2GHz 频率星载 SAR 的电离层影响. 其研究结果表明, 电离层湍流导致的折射指数起伏会严重降低其方位向分辨率. Belcher 进一步研究了电离层湍流对成像自聚焦的影响, 并从理论上推导了自聚焦算法的性能限制^[4]. Freeman^[5], Jehle^[6]等则分别借助 ALOS/PALSAR 系统, 重点研究了星载全极化 SAR 的法拉第旋转估计与校正.

作为星载 SAR 系统的一个重要技术手段,干涉及极化干涉技术在地形测绘、环境监测等领域日益发挥巨大的作用.由于星载重轨干涉 SAR 系统需要两次采集数据,因此相比于上述研究,还要面临着不同电离层环境的问题,即干涉数据之间的相对测距偏差、成像散焦以及干涉相位误差等都会对干涉相干性造成影响. Rignot^[7]使用 94 年 SIR-C 干涉数据对法拉第旋转效应进行了仿真.其研究结果显示,随着连续采集的干涉数据对之间法拉第旋转角的变化,其相位相干性会出现高达 33% 的下降,而如果法拉第旋转角的变化超过 40 度,在干涉图中则会出现相位差分信号从而损害地形变检测等应用.

在上述研究背景下,本文针对干涉及极化干涉技术,从极化平面旋转和电离层不规则体造成的成像散焦两个角度出发,进一步分析和推导了电离层不规则体去相干、多普勒频移去相干,以及法拉第旋转效应对极化相干最优的影响.并针对电离层相位超前、群时延、法拉第旋转以及不规则体扰动等对星载极化干涉 SAR 的电离层影响进行了建模和仿真,进而分析了不同系统条件及电离层状态下的去相干表现.

2 电离层扰动去相干

2.1 脉冲延时和相位超前

电离层干扰会造成穿越其中的无线信号相路径长度的变化^[8]:

$$\Delta l_p = \int_s (n-1)dl = - \int_s \Delta n dl \approx - \frac{b}{\omega^2} \cdot N_{\text{TEC}} \quad (1)$$

其中, b 是值为 1.6×10^3 (mks) 的常量, $\omega = 2\pi f$, N_{TEC} 为沿射线向的电子总含量积分. 与自由空间相比,电离层的存在使相路径变短. 同时,由于无线电信号在电离层中的折射指数小于 1,因此电离层的存在会造成信号的相位超前:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot |\Delta l_p| = \frac{b}{\omega\omega} N_{\text{TEC}} \quad (2)$$

可以看到,由于信号相位超前与载波频率成反比,因此电离层会引起信号的相位色散,从而恶化 SAR 图像分辨率. 电离层的这种色散特性还会使得电磁波以不同于相速度的群速度穿过电离层^[9]. 在高于 VHF 频段,并忽略地磁场的情况下,可以得到群折射指数 $n' \approx 1/n$ ^[8],因此信号单程附加延时可以记为:

$$\Delta t = \frac{\int_s (n' - 1)dl}{c} \cong \frac{b}{\omega\omega^2} N_{\text{TEC}} \quad (3)$$

电离层导致的信号附加时延会造成成像目标在方位向和距离向上的测距偏差.

2.2 电离层多普勒去相干

由于式(2)、(3)中相位变化与 N_{TEC} 成正比,因此相对于时间的任何形式的 N_{TEC} 变化都将会引起相位的相应变化,即观测频率的扰动^[8],因此电离层会导致路径频移:

$$\Delta f_{\text{iono-DC}} = \frac{1}{2\pi} \frac{d(\Delta\phi)}{dt} = \frac{-b}{2\pi\omega c} \frac{dN_{\text{TEC}}}{dt} \quad (4)$$

相比于自由空间,电离层的存在,一方面通过折射改变了信号传播的路径,另一方面电离层中的相速度也具有了不同的数值^[8].

结合式(4),我们将电离层导致的多普勒频移去相干定义如下:

$$|\gamma_{\text{iono-DC}}| = \begin{cases} 1 - |\Delta f_{\text{DC}}|/B_A = 1 - \left| \frac{b}{2\pi\omega c B_A} \frac{dN_{\text{TEC}}}{dt} \right|, & |f_{\text{DC}}| \leq B_A \\ 0, & |f_{\text{DC}}| > B_A \end{cases} \quad (5)$$

其中, B_A 为方位向多普勒带宽.

根据星载 SAR 系统的常规参数,取方位向多普勒带宽为 1600Hz,系统中心频率为 100MHz ~ 10GHz 内的六个频段. 由图 1 可见,即使在 $dN_{\text{TEC}}/dt = 2\text{TECU/s}$ ($1\text{TECU} = 10^{16}\text{el/m}^3$) 的强电离层环境下,对于中心频率 100MHz 的信号,其多普勒去相干也不会小于 0.98,因此,电离层的多普勒去相干效应并不会对 SAR 干涉系统造成显著影响.

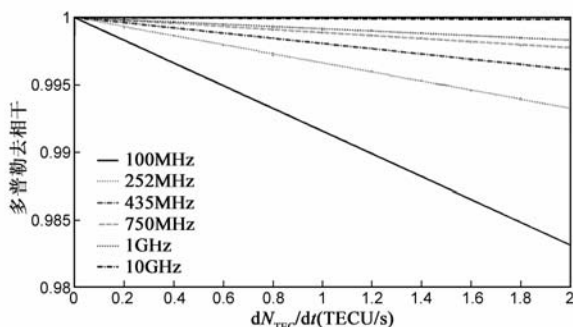


图1 多普勒去相干

2.3 电离层不规则体去相干

电离层中包含了各种尺度的不规则体结构,它们会导致卫星信号的电离层闪烁等随机波传播现象,并通过式、所描述的相位超前和群延时等效应造成回波信号的相位涨落,从而影响星载 SAR 系统的成像质量. 在针对电离层不规则体对 SAR 的影响研究中, Liu 等基于成像点扩展函数建立的模型被认为是最有效的方法之一^[2]. SAR 图像的成像特性和成像质量可以通过如下点扩展函数的一阶和二阶矩进行描述:

$$\chi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \sum_n \frac{\exp\{j\Phi_0(\omega_c)\}}{(4\pi r_n)^2}$$

$$\cdot \int \exp(j(\omega - \omega_c)\Phi_1 - (\omega - \omega_c)^2\Phi_2)d\omega \quad (6)$$

其中, SAR 聚焦于 r_0 处, r_n 为接收器到位置 r 的距离, $\omega = 2\pi f$. 当考虑如下形式的输入调频信号,

$$u_i(t) = \exp\left(-j\omega_c t - j\frac{B}{4T_0}t^2\right), |t| < T_0 \quad (7)$$

式中, B 为带宽, T_0 为脉冲持续时间. 并采取高斯近似后可以得到受电离层不规则体影响的群延时和距离向分辨率分别为^[8]

$$\Phi_1(\omega_c) = \frac{2}{c}(r_n - r_{0n}) + 2\left[k'(\omega_c) - \frac{1}{c}\right]d_i \quad (8)$$

$$\Phi_2(\omega_c) = \frac{2\pi T_0^2}{|\pi + jBT_0|^2} - jk''(\omega_c)d_i \quad (9)$$

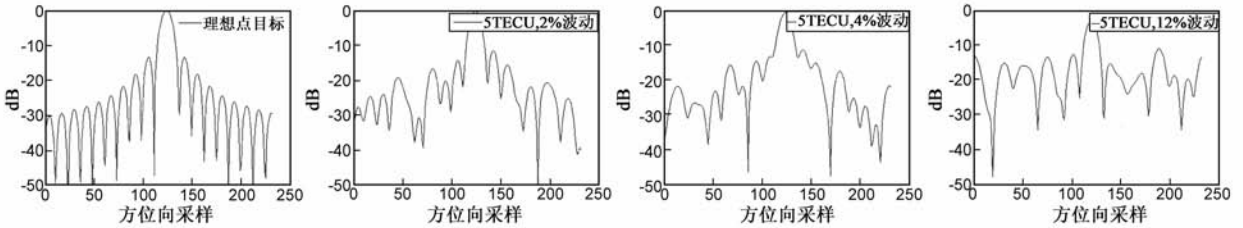


图2 电离层不规则体导致的点目标成像散焦示意(系统载波中心频率为1.27GHz, 带宽100MHz, 平台高度600km, 电离层平均峰值 N_{TEC} 为5TECU, 电离层相位屏中心高度400km, 电离层波动状态分别取为2%、4%以及12%)

3 法拉第旋转去相干

3.1 法拉第旋转

电磁波在穿越电离层的过程中会和电子以及地磁场相互作用, 从而使得电场的极化矢量旋转 Ω 角, 这种效应即称为法拉第旋转^[7], 如式(10)所示:

$$\Omega = \frac{K}{f^2} \int N_e H_m \cos \xi \sec \theta dl \quad (10)$$

其中, K 是值为 2.97×10^{-2} 的常量, f 为电磁波频率, N_e 为电子浓度, H_m 为地磁场强度, ξ 为电磁波传播法和地磁场的夹角, θ 为垂直入射角.

法拉第旋转具有较弱的频率依赖性, 一般只会造成同时获取的不同极化通道之间的相对相位关系变化, 而不会造成图像的散焦与测距偏差^[4]. 因此通常采用转换到圆极化基的方法直接从复图像中求解该值^[5,6].

3.2 法拉第旋转与相干最优

法拉第旋转效应影响下的全极化观测矩阵可以描述为:

$$\begin{bmatrix} M_{hh} & M_{hv} \\ M_{vh} & M_{vv} \end{bmatrix} = \exp\{j\phi_{iono} + \phi_0\} \cdot \begin{bmatrix} \cos\Omega & \sin\Omega \\ -\sin\Omega & \cos\Omega \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{hh} & S_{hv} \\ S_{vh} & S_{vv} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\Omega & \sin\Omega \\ -\sin\Omega & \cos\Omega \end{bmatrix} \quad (11)$$

其中, S 为真实散射矩阵; ϕ_0 为系统相位, 由于其影响恒定, 以下讨论简便忽略该项. 根据散射互易性 S_{hv}

式中 d_i 为沿射线路径的电离层厚度, $k(\omega_c)$ 为射线路径传播常数, r_{0n} 为接收器到 r_0 的距离.

图2为电离层不规则体导致的点目标成像散焦示例(电离层分布由双参数谱方法^[3]构造). 可见, 随着电离层波动的增强, 点目标成像结果出现了明显的旁瓣上升和主瓣展宽. 其中, 在4%的电离层波动之下, 峰值旁瓣比已经下降到了-11dB, 且出现了因主瓣的展宽使得旁瓣被吸收进主瓣的现象. 而在12%电离层波动之下, 主瓣与旁瓣已近于不可区分.

由式(6)及图2可见, 电离层不规则体的存在会降低 SAR 的成像质量, 并通过式(8)、(9)造成成像的散焦以及目标测距偏差. 然而, 由于散焦及测距偏差不具有极化依赖性, 因此不会对系统极化性能造成影响.

$= S_{vh}$, 对式展开后可见, 当 $\Omega \neq 0$ 时, $M_{hv} \neq M_{vh}$, 即观测矩阵不再满足互易性.

与单极化 SAR 系统相比, 全极化系统一般要通过相干最优寻找使相干系数达到最大的极化组合以增强极化干涉性能. 由于极化基之间可以容易地进行转换, 以下我们以 Pauli 基为例, 推导法拉第旋转对极化干涉相干最优的影响.

对式(11)中矩阵 S 进行基于 Pauli 基的矢量化, 并利用散射互易性得到

$$k_{4p} = \frac{1}{\sqrt{2}} [S_{hh} + S_{vv}, S_{vv} - S_{hh}, 2S_{hv}, 0]^T \quad (12)$$

$$\text{或 } k_{3p} = \frac{1}{\sqrt{2}} [S_{hh} + S_{vv}, S_{vv} - S_{hh}, 2S_{hv}]^T$$

对式(11)中观测矩阵 M 进行基于 Pauli 基的矢量化后得到

$$k_{4p}^\Omega = \frac{\exp(j\phi_{iono})}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos 2\Omega (S_{hh} + S_{vv}) \\ S_{vv} - S_{hh} \\ 2S_{hv} \\ -j\sin 2\Omega (S_{hh} + S_{vv}) \end{bmatrix} \quad (13)$$

其中, 式(12)、(13)可以通过如下矩阵 F_Ω 相联系,

$$k_{4p}^\Omega = F_\Omega \cdot k_{4p} = \exp(j\phi_{iono}) \cdot \begin{bmatrix} \cos 2\Omega & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -j\sin 2\Omega & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot k_{4p} \quad (14)$$

此时,由于观测矩阵互易性不再满足,我们使用 8×8 的 T_8 矩阵来表示图像对的散射矢量 $k_{4p}^{\Omega_1}$ 和 $k_{4p}^{\Omega_2}$ 的复乘积,则得到

$$[T_8] = \left\{ \begin{bmatrix} k_{4p}^{\Omega_1} \\ k_{4p}^{\Omega_2} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} k_{4p}^{\Omega_1 H} & k_{4p}^{\Omega_2 H} \end{bmatrix} \right\} \quad (15)$$

$$\begin{bmatrix} F_{\Omega_1} \cdot T_{11} \cdot F_{\Omega_1}^H & F_{\Omega_1} \cdot T_{12} \cdot F_{\Omega_2}^H \\ F_{\Omega_2} \cdot T_{12}^H \cdot F_{\Omega_1}^H & F_{\Omega_2} \cdot T_{22} \cdot F_{\Omega_2}^H \end{bmatrix}$$

其中,上标^H代表共轭转置, $[T_{11}] = \{k_{4p}^{\Omega_1} k_{4p}^{\Omega_1 H}\}$, $[T_{22}] = \{k_{4p}^{\Omega_2} k_{4p}^{\Omega_2 H}\}$, $[T_{12}] = \{k_{4p}^{\Omega_1} k_{4p}^{\Omega_2 H}\}$, 矩阵的秩均为 3, 因此特征值数量仍为 3. 定义两个任意正交复矢量 ω_1 和 ω_2 , 并在其上投影, 则可以得到相应的极化干涉矢量

$$\gamma = \frac{|\{\omega_1^H [F_{\Omega_1} \cdot T_{12} \cdot F_{\Omega_2}^H] \omega_2\}|}{\sqrt{\{\omega_1^H [F_{\Omega_1} \cdot T_{11} \cdot F_{\Omega_1}^H] \omega_1\} \{\omega_2^H [F_{\Omega_2} \cdot T_{22} \cdot F_{\Omega_2}^H] \omega_2\}}} \quad (16)$$

然而,由于矩阵 F_{Ω} 、 T 非满秩,式(16)将面临矩阵行列式为零的情况,因此此时必须对式(15)进行满秩处理,以获取信号的非零亚空间. 在星载应用中,一般在补偿法拉第旋转角后,需要对式(11)进行交叉极化通道的平均处理,以克服残余法拉第旋转角的影响,即 $\overline{M}_{hv} = \overline{M}_{vh} = (M_{hv} + M_{vh})/2 = \exp(j\phi_{iono}) S_{hv}$. 相应的, T 矩阵退化为非零部分 $T_{mm} = \langle k_{3p}^m \cdot k_{3p}^{nH} \rangle$, 矩阵 F_{Ω} 则退化为如下矩阵

$$F_{\Omega} = \exp(j\phi_{iono}) \cdot \begin{bmatrix} \cos 2\Omega & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (17)$$

由于星载系统的重轨干涉时间基线较长(如 PAL-SAR 间隔 46 天),一般要采用无约束的相干最优方法(如特征分解方法),因此得到

$$\begin{aligned} [F_{\Omega_2}^H]^{-1} [T_{22}]^{-1} [T_{12}]^H [T_{11}]^{-1} [T_{12}] [F_{\Omega_2}^H] \omega_2 &= \nu \omega_2 \\ [F_{\Omega_1}^H]^{-1} [T_{11}]^{-1} [T_{12}] [T_{22}]^{-1} [T_{12}]^H [F_{\Omega_1}^H] \omega_1 &= \nu \omega_1 \end{aligned} \quad (18)$$

上式中 ν 为特征值,对应了式中的 γ . 由于上式左侧经历了相似变换,所以在 F_{Ω} 满秩的情况下 ($\cos 2\Omega \neq 0$), 法拉第旋转不会对相干最优造成影响. 而在 F_{Ω} 非满秩的情况下则需要进一步求取信号的非零亚空间,因此会造成可用极化组合的减少,从而对相干最优性能造成影响.

4 实验及分析

4.1 电离层不规则体去相干

为模拟电离层不规则体扰动,我们采用双参数谱方法^[3]并结合式(2)、(3)进行电离层干扰下的星载 SAR 回波仿真,进而研究电离层不规则体对系统干涉相干性的影响.

图 3 为通过双参数谱方法^[3]生成的典型的方位向剖面电子浓度图.其中根据常规电离层状态,将平均峰值电子浓度取为 15TECU,波动为 5%,根据卡普曼模型^[3]取电离层相位屏中心高度在 400km 处.

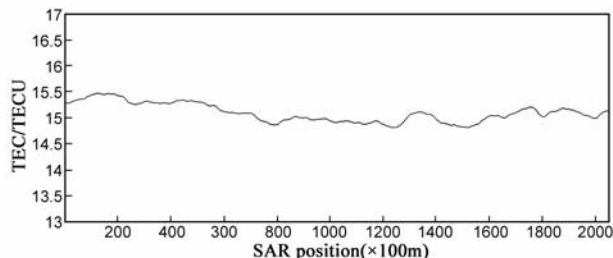


图3 方位向电子浓度分布剖面示例

为便于分析,我们假设卫星两次采集数据的过程中仅有第二次受到电离层不规则体的影响,该假设并不会改变所讨论问题的性质.

图 4、5 分别为采用逆 Stolt 插值方法^[10]的面目标干涉数据仿真结果以及相应的典型星载系统(P、L、C 以及 X 波段)和常规电离层状态下干涉相干性的变化,其中,在每种系统条件及电离层状态下进行了 100 次仿真实验并取其统计均值.可以看到,随着 N_{TEC} 值及其波动强度的增大,成像散焦不断恶化,四种频段下的相干系数均出现了不同程度的下降.而随着频率的增高,这种相干系数的下降趋势逐渐平缓.以 P 波段和 X 波段为例,在 5% 波动强度下, P 波段的相干系数已经下降到 0.7 以下,而 X 波段则依然保持在 0.986 之上.即频率越低,电离层不规则体对星载极化干涉 SAR 系统相干性能的影响越大.因此,在中低频星载极化干涉 SAR 系统的设计阶段需要对电离层状态进行评估,并尽量选择在宁静电离层状态下(太阳黑子活动不频繁时期以及夜间等)进行数据采集,或依赖于更加有效的电离层探测以及自聚焦成像算法以避免电离层效应的影响.

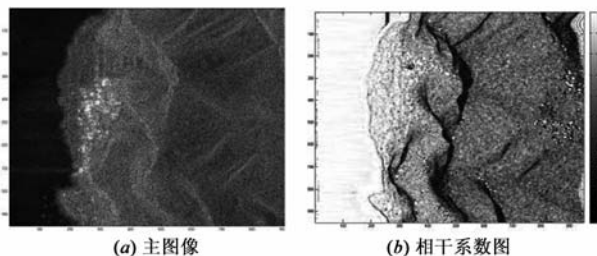


图4 面目标干涉数据仿真示意

4.2 法拉第旋转去相干

在法拉第旋转去相干实验部分,我们采用了德国 Traunstein 地区 E-SAR 系统的 P 波段机载重轨数据,由于飞行平台高度低于 10km,因此该数据完全不受电离层效应的影响.针对该数据我们进行了法拉第旋转的半物理仿真.如式所示,由 F_{Ω_1} 和 F_{Ω_2} 项的对称性,为便于分析,我们固定 Ω_1 值(取 $\Omega_1 = 0^\circ$),由于法拉第旋转

导致的相干最优变化取决与两次采集数据时刻电离层状态的差异,因此该假设并不会改变所讨论问题的性质.

随着 Ω 角的增大,在趋近于 45 度时式(18)中 F_{Ω} 会退化为 2 秩的奇异阵,进而减少可用的极化组合并相干最优的求解结果.如图 6 所示,在 10 度、20 度法拉第

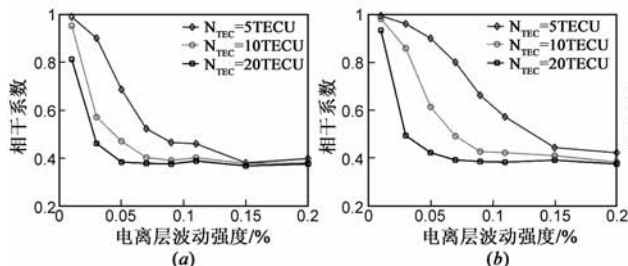


图5 电离层不规则体去相干示意.(图a-d分别对应系统载波中心频率750MHz--P波段,1.27GHz--L波段,5GHz--C波段和10GHz--X波段,卫星平台高度600km,载波带宽100MHz,电离层中心高度400km)

在常规电离层状态下,以 L 波段为例,法拉第旋转角常介于 $\pm 45^\circ$ 之间,其估计精度可以保持在 5° 之内^[6],因此,如图 6 所示,此时残余法拉第旋转角不会对极化干涉相干最优性能造成影响.然而,由于在强电离层环境下以及更低频段之下,法拉第旋转角的估计会面临

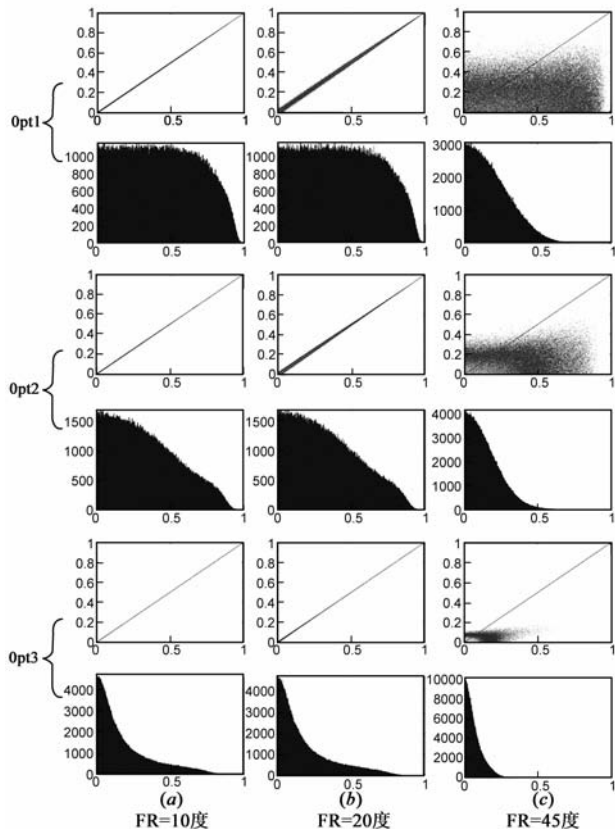
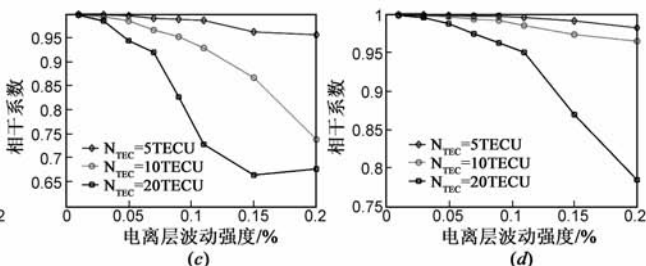


图6 电离层干扰下的极化干涉最优对比((a)、(b)、(c)列分别对应了不同的法拉第旋转角影响.行向Opt1、Opt2、Opt3分别代表了式(18)的三个相干最优求解结果.每组结果中,上一行为不同法拉第旋转角影响下的相干最优结果(纵轴)与无法拉第旋转影响下的相干最优结果(横轴)对比;下一行为相应的相干系数分布直方图)

旋转角下法拉第旋转效应并未造成明显的相干性下降,而在 45 度法拉第旋转角处,Opt1, Opt2 以及 Opt3 均出现了显著的相干性恶化(此时 F_{Ω} 完全退化为 2 秩的奇异阵).因此我们将导致 F_{Ω} 退化为奇异阵时的法拉第旋转角定义为临界角: $\Omega_{\text{crit}} = \pi/4 + n\pi/2, n \in \mathbb{Z}$.



$\pi/2$ 相位模糊问题^[5],因此此时未补偿完全的残余法拉第旋转角会接近临界角,并通过式(18)对系统性能造成严重影响.针对该问题,可以采用一维相位解缠方法求解真实法拉第旋转角值^[11].

5 结论

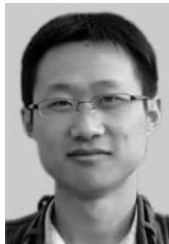
电离层对星载 SAR 系统的影响主要包括相位超前、群延时、色散以及法拉第旋转等效效应,并会通过各种尺度的不规则体结构导致卫星信号的电离层闪烁等随机波传播现象.上述效应一方面会导致系统的成像失真从而造成干涉去相干;另一方面则会造成极化平面的旋转,从而在接近临界角时对极化干涉系统的相干最优造成严重影响.因此,在星载极化干涉 SAR 系统尤其是中低频段系统的系统分析、任务设计以及数据处理阶段需要对此加以考虑,以有效避免或抑制电离层效应的影响.在下一步的工作之中,需要采取有效手段对真实数据进行处理,如对电离层状态的测量,以及极化干涉去相干源分析,以进一步研究极化干涉 SAR 系统电离层失真机理.

参考文献

- [1] Heliere F, Lin C C, et al. BIOMASS: A P-band SAR earth explorer core mission candidate [A]. Proceedings of IEEE Radar Conference' 2009 [C]. New York, USA: IEEE, 2009. 598 - 603.
- [2] Ishimaru A, Kuga Y, et al. Ionospheric effects on synthetic aperture radar at 100 MHz to 2GHz [J]. Radio Science, 1999, 34(1): 257 - 268.
- [3] Liu J, Kuga Y, et al. Ionospheric effects on SAR imaging: a numerical study [J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2003, 41(5): 939 - 947.
- [4] D P Belcher. Theoretical limits on SAR imposed by the iono-

- sphere[J]. IET Radar Sonar Navig, 2008, 2(6): 435 – 448.
- [5] Anthony F. Calibration of linearly polarized polarimetric SAR data subject to Faraday rotation[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2004, 42(8): 1617 – 1624.
- [6] Michael J, Maurice R, et al. Measurement of ionospheric Faraday rotation in simulated and real spaceborne SAR data[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2009, 47(5): 1512 – 1523.
- [7] Eric J M R. Effect of Faraday rotation on L-band interferometric and polarimetric synthetic-aperture radar data[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2000, 38(1): 383 – 390.
- [8] Zheng-Wen Xu, Jian Wu, et al. A survey of ionospheric effects on space-based radar[J]. Waves in Random Media, 2004, 14(2): S189 – S273.
- [9] 吴健, 刘瑞源. 穿过电离层电子密度不均匀体的脉冲平均到达时间[J]. 电子学报, 1996, 24(12): 1 – 5.
WU Jian, LIU Rui-yuan. Mean Arrival Time of Pulse Signal Propagating Through Ionospheric Irregularities[J]. Acta Electronica Sinica, 1996, 24(12): 1 – 5. (in Chinese)
- [10] Xiaolan Q, Donghui H, et al. A bistatic SAR raw data simulator based on inverse W-K algorithm[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2010, 48(3): 1540 – 1547.
- [11] 戚任远, 金亚秋. 星载全极化 SAR 观测 P 波段 Faraday 旋转效应分析与消除[J]. 自然科学进展, 2007, 17(7): 920 – 929.

作者简介



夏东坤 男, 1982 年 8 月出生于江苏省徐州市, 现为中国科学技术大学电子工程与信息科学系博士研究生, 主要研究方向为微波极化信息处理.

E-mail: xdk@mail.ustc.edu.cn



李 洋 男, 1983 年 6 月出生于北京市, 现为中国科学院电子学研究所微波成像技术国家级重点实验室研究实习员, 主要研究方向为微波极化信息处理.

E-mail: liyang@mail.ie.ac.cn