

星载全极化 SAR 观测 P 波段 Faraday 旋转效应分析与消除*

戚任远 金亚秋**

复旦大学波散射与遥感信息国家教育部重点实验室, 上海 200433

摘要 地面植被下层与次地表的星载微波遥感要求低频波段(如 P 波段)的合成孔径雷达(SAR)探测, 但低频 P 波段将受到电离层 Faraday 旋转(FR, Faraday rotation)效应的显著影响. 文中分析 FR 后的 P 波段全极化测量不可以直接用于地表分类, 但证明了由 FR 后的全极化测量推导无 FR 的全极化数据时存在的 $\pm\pi/2$ 模糊误差并不影响地表分类参数 u, v, H, α 的计算, 因此可以从全极化测量经无 FR 效应转换后形成的 u, v, H, α 进行地表分类; 进一步地, 根据 FR 角度随地理位置的变化不会突变, 提出一种可消除 $\pm\pi/2$ 模糊误差的方法, 而完成 FR 后全极化测量反演无 FR 的全极化数据.

关键词 Faraday 旋转 全极化 SAR 地表分类

研究植被底层与地表下层(0—5 m)的水分垂直分布对于全球变化、陆地水文过程、全球碳平衡等都具有关键影响, 这就是进行植被下层与次地表的微波观测 MOSS(microwave observation of sub-canopy and subsurface)的基本目标^[1]. SAR 遥感与对地监测大多在 L, C, X, Ku 波段, 即使低频的 L 波段也只能探测非密集的植被(生物量 $\sim 4 \text{ kg/m}^2$)与分米量级浅层地表. 为观测到植被底层(密集植被生物量达 $\sim 20 \text{ kg/m}^2$)与地表下层, 需要采用 UHF/VHF(如 435, 135 MHz), 但是, 如 UHF/VHF 波段的星载 SAR 有显著的 Faraday 旋转(FR)效应.

在 200 km 上空, 电离层对极化电磁波传播产生 FR 效应^[2,3]. 由于 FR 与波长两次方成正比, 因此在 L 波段以下的波段对于 SAR 观测产生特别明显的影响, 如: FR 使同极化区别减小、交叉极化变大, 这直接影响 SAR 数据图像的正确解释与地面信息的准确提取. 但是, P 波段等都是下层地面与土壤水分垂直分布与干旱季变化研究的理想波

段, 因为在高频波段地表覆盖植被散射很强, 将遮蔽下垫地表的散射与辐射.

在地磁场的作用下, 各向异性的电离层对极化电磁波传播产生 FR 效应. 极化波线极化基发生 FR 偏转角的大小与波长、电离层电子密度、地磁场强度、波传播方向与地磁场的夹角, 以及波的人射角有关^[2]. P 波段的 FR 角度可达几十度, SAR 观测到的极化散射强度或 Mueller 矩阵包含了 FR 后产生的各极化强度的耦合, 扭曲了地表极化散射的实际状态. 在单一极化测量中, 即使知道 FR 角度, 也无法根据 FR 后单一极化测量反推无 FR 的极化数据^[3].

在 1994 年 JPL 航天飞机 SIR-C 全极化 SAR 的实验之后, 随着 2006 年 1 月 ALOS, 2007 年 3 月 Radarsat-2 全极化 SAR 的运行, 全极化 SAR 遥感已成为一个重要的研究方向. 全极化 SAR 遥感提供了地球环境极化散射综合的丰富信息. Freeman 曾提出可由 FR 后的全极化测量的 2×2 维复散射矩阵推导无 FR 效应时的复散射矩阵. 但同时也指出

2006-10-16 收稿, 2007-01-12 收修改稿

* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 40637033, 60571050)

** 通信作者, E-mail: yqjin@fudan.ac.cn

该推导存在 $\pm\pi/2$ 的模糊误差^[4], 而这一误差仍是关键的不确定因素。

本文先分析 FR 效应后的 P 波段全极化数据不能直接用于地表分类, 接着给出由 FR 后的 4×4 维实 Mueller 矩阵推导, 证明了由 FR 的全极化测量推导无 FR 效应的全极化数据时 $\pm\pi/2$ 模糊误差并不影响地表分类参数 u, v, H, α ^[5,6] 的计算。因此可以从有 FR 的全极化测量经过转换形成无 FR 效应后得到的地表分类参数 u, v, H, α 进行地表分类, 而不用顾及仍留存的 $\pm\pi/2$ 模糊误差影响。然后, 根据 FR 角度随地理位置渐变的假定出发, 提出一种消除 $\pm\pi/2$ 模糊误差的方法, 而完成有 FR 的全极化测量反演完全无 FR 效应的全极化数据。

1 FR 效应与 P 波段 Mueller 矩阵对地表分类影响

极化电磁波通过电离层时, 由于 FR 效应而使得极化基平面旋转。频率为 f 的极化电磁波的 FR 偏转角度由下式计算^[2]

$$\Omega = \left(\frac{\pi}{cf^2} \right) \int f_p^2(s) f_B(s) \cos(\Theta_B(s)) ds \quad (1)$$

其中 f_B 是电子回旋频率, f_p 是等离子体频率, Θ_B 是电波入射方向与地磁场方向的夹角。但 Le Vine 推导(1)式是以准纵向近似为前提, 故(1)式不包含 $\Theta_B = 90^\circ$ 的情况。当 $\Theta_B = 90^\circ$, (1)式恰好满足 FR 角度为 0° 的条件^[7], 故(1)式的使用不受 $\Theta_B \neq 90^\circ$ 的限制。

假定垂直方向地磁场感应强度不变, 电磁波入射角 θ_i 在波传播过程中不变, $ds = \sec\theta_i dz$, \hat{z} 为地平面的法线。取海拔 400 km 处的地磁场感应强度代入(1)式^[2], 得 FR 偏转角由下式计算

$$\Omega_F \approx -2620\rho_e B(400)\lambda^2 \cos\Theta_B \sec\theta_i [\text{rad}] \quad (2)$$

其中 ρ_e 是垂直距离上总电子密度 (10^{16} e/m^2), $B(400)$ 是 400 km 高空的地磁场感应强度 (T)。

FR 后的散射矩阵各元素与 FR 前的散射矩阵各元素的关系为^[3] (假设交叉极化项互易):

$$\begin{aligned} S_{hh}^F &= S_{hh} \cos^2 \Omega - S_{vv} \sin^2 \Omega \\ S_{hv}^F &= S_{hv} + (S_{hh} + S_{vv}) \sin \Omega \cos \Omega \\ S_{vh}^F &= S_{hv} - (S_{hh} + S_{vv}) \sin \Omega \cos \Omega \\ S_{vv}^F &= -S_{hh} \sin^2 \Omega + S_{vv} \cos^2 \Omega \end{aligned} \quad (3)$$

式中上标 F 表示 FR 后的元素。

由(3)式, 在散射目标水平方位均匀取向而使得 $\langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle = \langle S_{hv} S_{vv}^* \rangle = 0$ 的条件下, Freeman 曾推导 FR 后 Mueller 矩阵的各元素与 FR 前的 Mueller 矩阵各元素的关系式^[8]。而实际待测目标的空间取向在水平方位上并非是均匀的, 在实际 SAR 全极化测量中所得 9 项全极化数据包含 $\langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle$ 和 $\langle S_{hv} S_{vv}^* \rangle$ 项并不为 0。保留 $\langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle$ 和 $\langle S_{hv} S_{vv}^* \rangle$ 项的 FR 后 Mueller 矩阵的各元素与 FR 前的 Mueller 矩阵各元素的关系为

$$\langle S_{hh} S_{hh}^* \rangle^F = \langle S_{hh} S_{hh}^* \rangle \cos^4 \Omega + \langle S_{vv} S_{vv}^* \rangle \sin^4 \Omega - 2\text{Re} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle \sin^2 \Omega \cos^2 \Omega \quad (4a)$$

$$\langle S_{vv} S_{vv}^* \rangle^F = \langle S_{vv} S_{vv}^* \rangle \cos^4 \Omega + \langle S_{hh} S_{hh}^* \rangle \sin^4 \Omega - 2\text{Re} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle \sin^2 \Omega \cos^2 \Omega \quad (4b)$$

$$\begin{aligned} \langle S_{hv} S_{hv}^* \rangle^F &= \langle S_{hv} S_{hv}^* \rangle + (\text{Re} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle + \text{Re} \langle S_{hv} S_{vv}^* \rangle) \sin 2\Omega + \\ &\quad (2\text{Re} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle + \langle S_{hh} S_{hh}^* \rangle + \langle S_{vv} S_{vv}^* \rangle) \sin^2 \Omega \cos^2 \Omega \end{aligned} \quad (4c)$$

$$\begin{aligned} \langle S_{vh} S_{vh}^* \rangle^F &= \langle S_{hv} S_{hv}^* \rangle - (\text{Re} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle + \text{Re} \langle S_{hv} S_{vv}^* \rangle) \sin 2\Omega + \\ &\quad (2\text{Re} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle + \langle S_{hh} S_{hh}^* \rangle + \langle S_{vv} S_{vv}^* \rangle) \sin^2 \Omega \cos^2 \Omega \end{aligned} \quad (4d)$$

$$\begin{aligned} \text{Re} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle^F &= \text{Re} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle \cos^2 \Omega + \langle S_{hh} S_{hh}^* \rangle \sin \Omega \cos^3 \Omega + \\ &\quad \frac{1}{4} \text{Re} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle \sin 4\Omega - \langle S_{vv} S_{vv}^* \rangle \sin^3 \Omega \cos \Omega - \text{Re} \langle S_{hv} S_{vv}^* \rangle \sin^2 \Omega \end{aligned} \quad (4e)$$

$$\text{Im} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle^F = \text{Im} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle \cos^2 \Omega + \frac{1}{2} \text{Im} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle \sin 2\Omega + \text{Im} \langle S_{hv} S_{vv}^* \rangle \sin^2 \Omega \quad (4f)$$

$$\begin{aligned} \text{Re} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle^F &= -\langle S_{hh} S_{hh}^* \rangle \sin^2 \Omega \cos^2 \Omega + \text{Re} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle \cos^4 \Omega + \\ &\quad \text{Re} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle \sin^4 \Omega - \langle S_{vv} S_{vv}^* \rangle \sin^2 \Omega \cos^2 \Omega \end{aligned} \quad (4g)$$

$$\text{Im}\langle S_{hh}S_{vv}^* \rangle^F = \text{Im}\langle S_{hh}S_{vv}^* \rangle \cos 2\Omega \quad (4h)$$

$$\begin{aligned} \text{Re}\langle S_{hv}S_{vv}^* \rangle^F &= \text{Re}\langle S_{hv}S_{vv}^* \rangle \cos^2 \Omega - \text{Re}\langle S_{hh}S_{hv}^* \rangle \sin^2 \Omega - \\ &\quad \langle S_{hh}S_{hh}^* \rangle \sin^3 \Omega \cos \Omega + \frac{1}{4} \text{Re}\langle S_{hh}S_{vv}^* \rangle \sin 4\Omega + \langle S_{vv}S_{vv}^* \rangle \sin \Omega \cos^3 \Omega \end{aligned} \quad (4i)$$

$$\text{Im}\langle S_{hv}S_{vv}^* \rangle^F = \text{Im}\langle S_{hv}S_{vv}^* \rangle \cos^2 \Omega + \text{Im}\langle S_{hh}S_{hv}^* \rangle \sin^2 \Omega + \text{Im}\langle S_{hh}S_{vv}^* \rangle \sin \Omega \cos \Omega \quad (4j)$$

$$\begin{aligned} \text{Re}\langle S_{hh}S_{vh}^* \rangle^F &= \text{Re}\langle S_{hh}S_{hv}^* \rangle \cos^2 \Omega - \langle S_{hh}S_{hh}^* \rangle \sin \Omega \cos^3 \Omega - \frac{1}{4} \text{Re}\langle S_{hh}S_{vv}^* \rangle \sin 4\Omega + \\ &\quad \langle S_{vv}S_{vv}^* \rangle \sin^3 \Omega \cos \Omega - \text{Re}\langle S_{hv}S_{vv}^* \rangle \sin^2 \Omega \end{aligned} \quad (4k)$$

$$\text{Im}\langle S_{hh}S_{vh}^* \rangle^F = \text{Im}\langle S_{hh}S_{hv}^* \rangle \cos^2 \Omega - \frac{1}{2} \text{Im}\langle S_{hh}S_{vv}^* \rangle \sin 2\Omega + \text{Im}\langle S_{hv}S_{vv}^* \rangle \sin^2 \Omega \quad (4l)$$

$$\begin{aligned} \text{Re}\langle S_{vh}S_{vv}^* \rangle^F &= \text{Re}\langle S_{hv}S_{vv}^* \rangle \cos^2 \Omega - \text{Re}\langle S_{hh}S_{hv}^* \rangle \sin^2 \Omega + \langle S_{hh}S_{hh}^* \rangle \sin^3 \Omega \cos \Omega - \\ &\quad \frac{1}{4} \text{Re}\langle S_{hh}S_{vv}^* \rangle \sin 4\Omega - \langle S_{vv}S_{vv}^* \rangle \sin \Omega \cos^3 \Omega \end{aligned} \quad (4m)$$

$$\text{Im}\langle S_{vh}S_{vv}^* \rangle^F = \text{Im}\langle S_{hv}S_{vv}^* \rangle \cos^2 \Omega + \text{Im}\langle S_{hh}S_{hv}^* \rangle \sin^2 \Omega - \text{Im}\langle S_{hh}S_{vv}^* \rangle \sin \Omega \cos \Omega \quad (4n)$$

$$\begin{aligned} \text{Re}\langle S_{hv}S_{vh}^* \rangle^F &= \langle S_{hv}S_{hv}^* \rangle - (\langle S_{hh}S_{hh}^* \rangle + \langle S_{vv}S_{vv}^* \rangle + \\ &\quad 2\text{Re}\langle S_{hh}S_{vv}^* \rangle) \sin^2 \Omega \cos^2 \Omega \end{aligned} \quad (4o)$$

$$\text{Im}\langle S_{hv}S_{vh}^* \rangle^F = (\text{Im}\langle S_{hh}S_{hv}^* \rangle - \text{Im}\langle S_{hv}S_{vv}^* \rangle) \sin 2\Omega \quad (4p)$$

式中上标 F 表示有 FR, 无上标 F 表示无 FR, $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均. 由(4)式可看出, FR 后的 Mueller 矩阵各元素 $\langle S_{pq}S_{rt}^* \rangle^F$ (p, q, r, t=v, h) 包含了无 FR 的各种 $\langle S_{pq}S_{rt}^* \rangle$ 耦合元素, 且 FR 效应有 FR 角度 180° 周期性.

图 1 是美国 Colorado 州 Tabernash 城镇附近区域(中心位置: $39^\circ 98'N$, $105^\circ 50'W$)的照片.

图 2 是 JPL 机载 P 波段 AIRSAR(2002 年 2 月 21 日)的 RGB 图像(红 = HH, 绿 = HV, 蓝 =

VV). 由于 AIRSAR 为机载, 不存在 FR 效应.

现假设将该 SAR 天线放到卫星上, 人为地加入 FR 效应, 看一下这样 $\langle S_{pq}S_{rt}^* \rangle^F$ 会有什么变化(其中 $\langle S_{hv}S_{hv}^* \rangle^F$ 取: $\langle S_{hv}S_{hv}^* \rangle^F = \frac{1}{2} (\langle S_{hv}S_{hv}^* \rangle^F + \langle S_{vh}S_{vh}^* \rangle^F)$). 取图 2 中 a, b 两点作分析, 观察同极化项和交叉极化项受 FR 效应的影响:

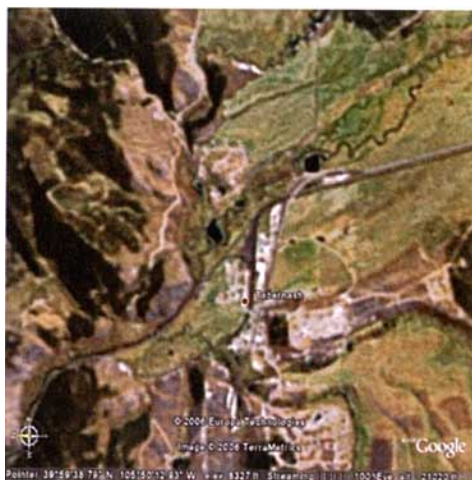


图 1 评估区域可见光照片(源自 Google earth)



图 2 AIRSAR 图像(Red=HH, Green=HV, Blue=VV)

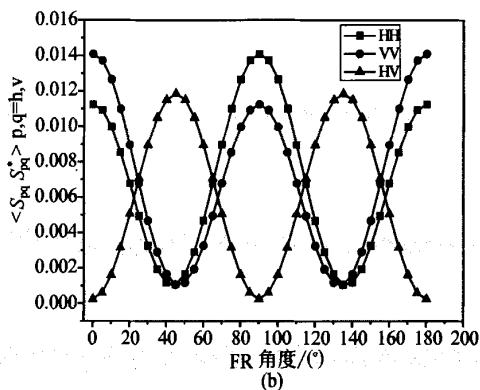
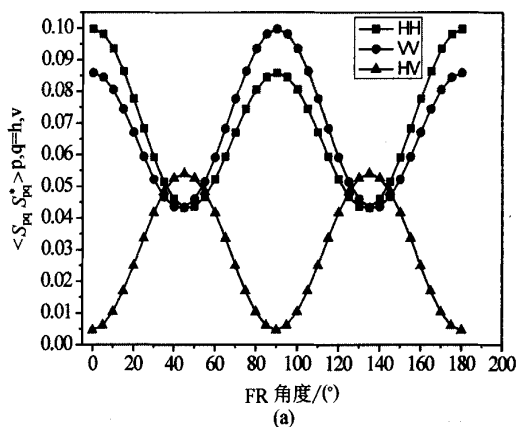


图 3 FR 之后同极化和交叉极化项与 FR 角度的关系
(a) a 点; (b) b 点

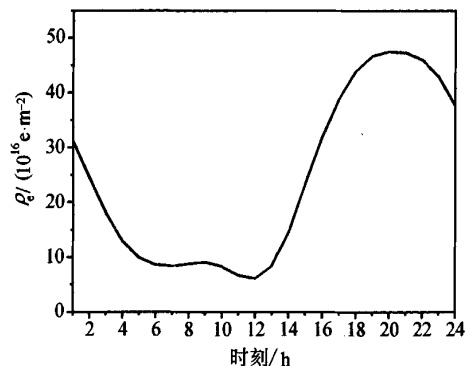


图 4 垂直距离上总电子密度 ρ_e 分布曲线

$$\cos\Theta_B = \cos\theta_i \sin\Theta + \sin\theta_i \cos\Theta \sin\Phi \quad (5)$$

其中 Θ 是磁倾角、 Φ 是磁偏角。

根据图 4, 一天内 ρ_e 的变化范围约为 $(6-47.5) \times 10^{16} \text{ e/m}^2$, 对应 FR 角变化范围约为 $16.4^\circ-129.6^\circ$ (λ 取 0.857 m)。

按(4)式计算 $\langle S_{pq} S_{pq}^* \rangle^F$, 由图 2 无 FR 的 AIR-SAR 图像变成了 FR= 30° 后的星载 SAR 的 P 波段图像如图 5。

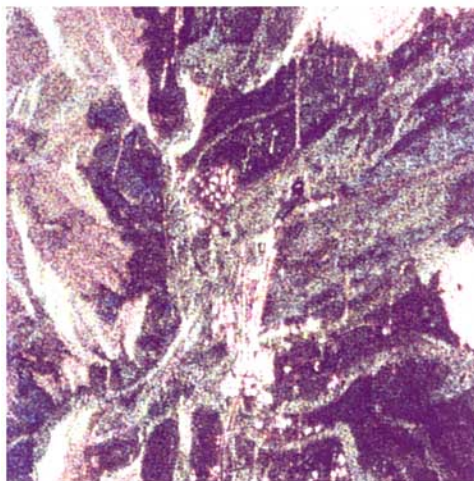


图 5 AIRSAR 图像经 FR 30° 后的图像
(颜色编码方式与图 2 相同)

假设卫星高度 675 km , 入射角 30° , 方向向东。电离层电子密度数据选自 International Reference Ionosphere (IRI 2001)¹⁾, 地磁场强度数据来源于 International Geomagnetic Reference Field (IGRF)²⁾。该天垂直距离总电子密度随时间的变化如图 4 所示。地磁感应强度 44413.1 nT , 磁偏角 10.2° , 磁倾角 66.9° 。

由图 3 可见, FR 后使同极化与交叉极化都发生显著变化, 且使得同极化项的大小关系互易, 也可使得原先较小的交叉极化项大于同极化项, 造成卫星 SAR 测量的全极化数据扭曲。

(2) 式中 Θ_B 为入射方向与地磁场矢量方向的夹角, 由下式计算:

1) 见 <http://modelweb.gsfc.nasa.gov/models/iri.html>

2) 见 <http://modelweb.gsfc.nasa.gov/models/igrf.html>

地表分类是受 FR 影响的 SAR 观测应用之一。一般地, 采用传统的分类参数: α , H , A 来进行地表分类^[6]。最近, 去取向理论^[5]提出通过散射特征矢量的旋转, 使交叉极化项最小, 凸现同极化散射特性, 从该特征矢量中提取新分类参数组 u , v , H , 进行地表的分类。

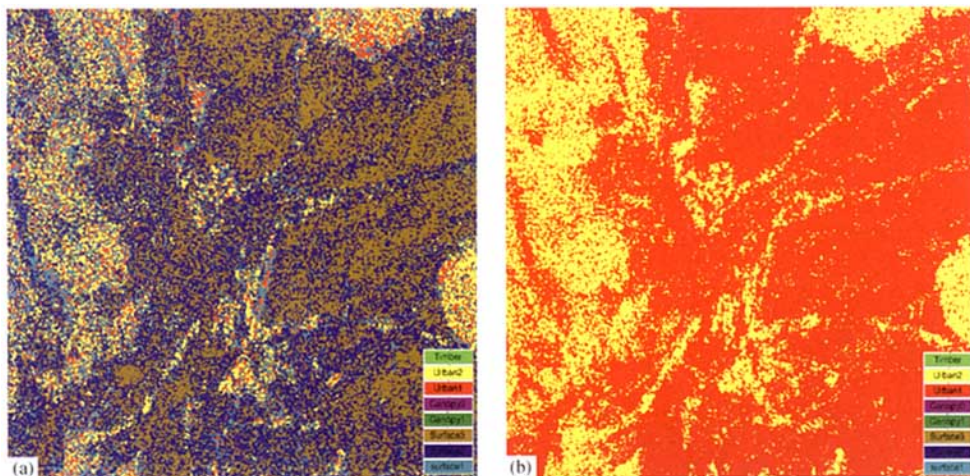


图6 地表分类结果

(a) 图2 AIRSAR; (b) 图5

为了进一步直观分析 FR 效应对地表分类参数的影响, 给出图2中b点 FR 后全极化测量计算所得分类参数 u , v , H 与 FR 角度关系曲线(图7)。由图7可见, 无 FR 效应时, $u < 0.3$, $v > 0.2$, $H < 0.5$, 根据分类决策^[5]点b属于弱散射的表面3(土壤); 当 FR 角度为 30° 时, $u > 0.7$, $v < -0.2$, $H < 0.5$, 则点b被误认为强散射的城区1。图中参

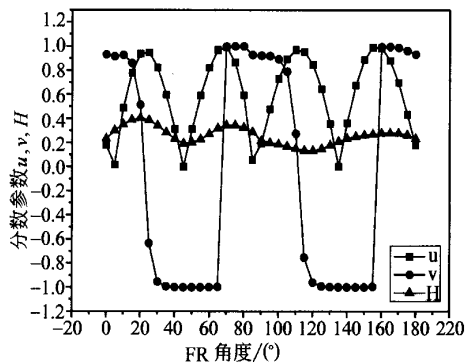


图7 分类参数 u , v , H 与 FR 角度关系曲线

在无 FR 时, 先用分类参数 u , v , H 对该评估区域进行地表面分类, 得到图6(a); 而对 FR 后的图5再次进行地表面分类得到图6(b), 两者分类结果非常不同。比如 FR 后图像中弱散射的平地土壤被误认为散射强的城区1和城区2。

数 u , v 对 FR 角度相当敏感, 变动剧烈。所以不能直接采用 P 波段星载 SAR 测量的 S_{pq}^F 和 M_{pq}^F 直接进行分类计算, 需要恢复 FR 之前的 S_{pq} 和 M_{pq} 。

2 推算无 FR 的 Mueller 矩阵及其 $\pm \pi/2$ 模糊误差

由(3)式, Freeman^[4]曾推算

$$\Omega = \frac{1}{2} \arctan \left[\frac{S_{hv}^F - S_{vh}^F}{S_{hh}^F + S_{vv}^F} \right] \quad (6)$$

由全极化散射矩阵 $[S_{pq}^F]$ 测量推导无 FR 散射矩阵数据 $[\tilde{S}_{pq}]$, $p, q = h, v$:

$$\begin{bmatrix} \tilde{S}_{hh} & \tilde{S}_{hv} \\ \tilde{S}_{vh} & \tilde{S}_{vv} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \Omega & -\sin \Omega \\ \sin \Omega & \cos \Omega \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{hh}^F & S_{hv}^F \\ S_{vh}^F & S_{vv}^F \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \Omega & -\sin \Omega \\ \sin \Omega & \cos \Omega \end{bmatrix} \quad (7)$$

则:

$$\tilde{S}_{hh} = S_{hh}^F \cos^2 \Omega - S_{vv}^F \sin^2 \Omega + \frac{1}{2} (S_{hv}^F - S_{vh}^F) \sin 2\Omega \quad (8a)$$

$$\tilde{S}_{hv} = S_{hv}^F \cos^2 \Omega + S_{vh}^F \sin^2 \Omega - \frac{1}{2} (S_{hh}^F + S_{vv}^F) \sin 2\Omega \quad (8b)$$

$$\tilde{S}_{vh} = S_{vh}^F \cos^2 \Omega + S_{hv}^F \sin^2 \Omega + \frac{1}{2} (S_{hh}^F + S_{vv}^F) \sin 2\Omega \quad (8c)$$

$$\tilde{S}_{vv} = S_{vv}^F \cos^2 \Omega - S_{hh}^F \sin^2 \Omega + \frac{1}{2} (S_{hv}^F - S_{vh}^F) \sin 2\Omega \quad (8d)$$

可消除 FR 效应. 故无 FR 交叉极化项可由更为简便的式子推导:

$$S_{hv} = S_{vh} = \frac{S_{hv}^F + S_{vh}^F}{2} \quad (9)$$

由(4)式可得, 根据 FR 后的全极化 Mueller 矩阵测量同样可以推算 FR 角度:

$$\Omega = \frac{1}{2} \arctan \left[\frac{\text{Im} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle^F - \text{Im} \langle S_{hh} S_{vh}^* \rangle^F}{\text{Im} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle^F} \right] \quad (10)$$

继而根据 FR 后的全极化 Mueller 矩阵测量可推算无 FR 的全极化 Mueller 矩阵数据:

观察(3)式发现 FR 后的两项交叉极化项相加后

$$\begin{aligned} \langle S_{hh} S_{hh}^* \rangle &= \langle S_{hh} S_{hh}^* \rangle^F \cos^4 \Omega + \langle S_{vv} S_{vv}^* \rangle^F \sin^4 \Omega - 2 \text{Re} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle^F \sin^2 \Omega \cos^2 \Omega + \\ &2 (\text{Re} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle^F - \text{Re} \langle S_{hh} S_{vh}^* \rangle^F) \sin \Omega \cos^3 \Omega - \\ &2 (\text{Re} \langle S_{hv} S_{vv}^* \rangle^F - \text{Re} \langle S_{vh} S_{vv}^* \rangle^F) \sin^3 \Omega \cos \Omega + \\ &\frac{1}{4} (\langle S_{hv} S_{hv}^* \rangle^F - 2 \text{Re} \langle S_{hv} S_{vh}^* \rangle^F + \langle S_{vh} S_{vh}^* \rangle^F) \sin^2 2\Omega \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} \langle S_{vv} S_{vv}^* \rangle &= \langle S_{vv} S_{vv}^* \rangle^F \cos^4 \Omega + \langle S_{hh} S_{hh}^* \rangle^F \sin^4 \Omega - 2 \text{Re} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle^F \sin^2 \Omega \cos^2 \Omega + \\ &2 (\text{Re} \langle S_{hv} S_{vv}^* \rangle^F - \text{Re} \langle S_{vh} S_{vv}^* \rangle^F) \sin \Omega \cos^3 \Omega - \\ &2 (\text{Re} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle^F - \text{Re} \langle S_{hh} S_{vh}^* \rangle^F) \sin^3 \Omega \cos \Omega + \\ &\frac{1}{4} (\langle S_{hv} S_{hv}^* \rangle^F - 2 \text{Re} \langle S_{hv} S_{vh}^* \rangle^F + \langle S_{vh} S_{vh}^* \rangle^F) \sin^2 2\Omega \end{aligned} \quad (11b)$$

$$\langle S_{hv} S_{hv}^* \rangle = \langle S_{hv} S_{vh}^* \rangle = \langle S_{vh} S_{vh}^* \rangle = \frac{1}{4} (\langle S_{hv} S_{hv}^* \rangle^F + 2 \text{Re} \langle S_{hv} S_{vh}^* \rangle^F + \langle S_{vh} S_{vh}^* \rangle^F) \quad (11c)$$

$$\begin{aligned} \text{Re} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle &= \text{Re} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle^F (\sin^4 \Omega + \cos^4 \Omega) - \frac{1}{4} (\langle S_{hh} S_{hh}^* \rangle^F + \langle S_{vv} S_{vv}^* \rangle^F) \sin^2 2\Omega + \\ &\frac{1}{4} (\text{Re} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle^F + \text{Re} \langle S_{hv} S_{vv}^* \rangle^F - \text{Re} \langle S_{hh} S_{vh}^* \rangle^F - \text{Re} \langle S_{vh} S_{vv}^* \rangle^F) \sin 4\Omega + \\ &\frac{1}{4} (\langle S_{hv} S_{hv}^* \rangle^F - 2 \text{Re} \langle S_{hv} S_{vh}^* \rangle^F + \langle S_{vh} S_{vh}^* \rangle^F) \sin^2 2\Omega \end{aligned} \quad (11d)$$

$$\begin{aligned} \text{Im} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle &= \text{Im} \langle S_{hh} S_{vv}^* \rangle^F \cos 2\Omega + \frac{1}{2} (\text{Im} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle^F + \text{Im} \langle S_{hv} S_{vv}^* \rangle^F - \\ &\text{Im} \langle S_{hh} S_{vh}^* \rangle^F - \text{Im} \langle S_{vh} S_{vv}^* \rangle^F) \sin 2\Omega \end{aligned} \quad (11e)$$

$$\begin{aligned} \text{Re} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle &= \text{Re} \langle S_{hh} S_{vh}^* \rangle = \frac{1}{2} (\text{Re} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle^F + \text{Re} \langle S_{hh} S_{vh}^* \rangle^F) \cos^2 \Omega - \\ &\frac{1}{2} (\text{Re} \langle S_{hv} S_{vv}^* \rangle^F + \text{Re} \langle S_{vh} S_{vv}^* \rangle^F) \sin^2 \Omega + \frac{1}{4} (\langle S_{hv} S_{hv}^* \rangle^F - \langle S_{vh} S_{vh}^* \rangle^F) \sin 2\Omega \end{aligned} \quad (11f)$$

$$\text{Im} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle = \text{Im} \langle S_{hh} S_{vh}^* \rangle = \frac{1}{2} (\text{Im} \langle S_{hh} S_{hv}^* \rangle^F + \text{Im} \langle S_{hh} S_{vh}^* \rangle^F) \cos^2 \Omega +$$

$$\frac{1}{2}(\text{Im}\langle S_{hv}S_{vv}^*\rangle^F + \text{Im}\langle S_{vh}S_{vv}^*\rangle^F)\sin^2\Omega + \frac{1}{2}\text{Im}\langle S_{hv}S_{vh}^*\rangle^F\sin 2\Omega \quad (11g)$$

$$\begin{aligned} \text{Re}\langle S_{hv}S_{vv}^*\rangle &= \text{Re}\langle S_{vh}S_{vv}^*\rangle = \frac{1}{2}(\text{Re}\langle S_{hv}S_{vv}^*\rangle^F + \text{Re}\langle S_{vh}S_{vv}^*\rangle^F)\cos^2\Omega - \\ &\frac{1}{2}(\text{Re}\langle S_{hh}S_{hv}^*\rangle^F + \text{Re}\langle S_{hh}S_{vh}^*\rangle^F)\sin^2\Omega + \\ &\frac{1}{4}(\langle S_{hv}S_{hv}^*\rangle^F - \langle S_{vh}S_{vh}^*\rangle^F)\sin 2\Omega \end{aligned} \quad (11h)$$

$$\begin{aligned} \text{Im}\langle S_{hv}S_{vv}^*\rangle &= \text{Im}\langle S_{vh}S_{vv}^*\rangle = \frac{1}{2}(\text{Im}\langle S_{hv}S_{vv}^*\rangle^F + \text{Im}\langle S_{vh}S_{vv}^*\rangle^F)\cos^2\Omega + \\ &\frac{1}{2}(\text{Im}\langle S_{hh}S_{hv}^*\rangle^F + \text{Im}\langle S_{hh}S_{vh}^*\rangle^F)\sin^2\Omega - \frac{1}{2}\text{Im}\langle S_{hv}S_{vh}^*\rangle^F\sin 2\Omega \end{aligned} \quad (11i)$$

Freeman^[4]指出由于 \arctan 的取值范围在 $\pm\pi/2$ 之间, 故(6)式推算所得 Ω 取值范围在 $\pm\pi/4$ 之间, 这样推算所得 FR 角度值为真实 FR 角度值模 $\pi/2$, 由于 FR 效应的周期性为 π , 故使用(6)式计算 FR 角度, 其结果存在 $\pm\pi/2$ 误差, 并不能完全地推算无 FR 时的 S_{pq} .

由 $\pm\pi/2$ 的模糊误差和(8)式的推算, 推导出的 \tilde{S}_{pq} 与原先无 FR 的 S_{pq} 存在不确定性(设真实 FR 角度值为 $\Omega + n\pi/2$):

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{vv} &= S_{vv} (n \text{ 为偶数}) \text{ 或 } -S_{hh} (n \text{ 为奇数}) \\ \tilde{S}_{hh} &= S_{hh} (n \text{ 为偶数}) \text{ 或 } -S_{vv} (n \text{ 为奇数}) \\ \tilde{S}_{hv} &= S_{hv} \end{aligned} \quad (12)$$

同样, (10)式推算所得 Ω 也存在 $\pm\pi/2$ 误差, 这样 FR 消除后的相干矩阵 T^\pm 与无 FR 相干矩阵 T 之间的关系式就有

$$T^\pm = \begin{bmatrix} T_{11} & \pm T_{12} & \pm T_{13} \\ \pm T_{21} & T_{22} & T_{23} \\ \pm T_{31} & T_{32} & T_{33} \end{bmatrix} \quad (13)$$

其中 T_{ij} 为无 FR 相干矩阵各元素, \pm 分别代表 n 为偶数和 n 为奇数两种情况. 矩阵 T^\pm 的特征矢量与无 FR 效应特征矢量存在关系为

$$k_{P_i}^\pm = \begin{bmatrix} \pm k_{P_{i,1}} \\ k_{P_{i,2}} \\ k_{P_{i,3}} \end{bmatrix} \quad (14)$$

这样, 用 λ_i 计算目标随机程度的参数熵 $H = -\sum_{i=1}^3 P_i \log_3 P_i$ (其中 $P_i = \lambda_i / \sum_{i=1}^3 \lambda_i$) 和表示目标各向异性程度的参数 $A = (\lambda_2 - \lambda_3) / (\lambda_2 + \lambda_3)$ 并不受 $\pm\pi/2$ 模糊误差影响.

取最大特征值对应的特征矢量为第一特征矢量 k_{P1}^\pm , 分类参数^[6]

$$\alpha^\pm = \arctan \left[\frac{\sqrt{|k_{P1,2}|^2 + |k_{P1,3}|^2}}{|\pm k_{P1,1}|} \right] = \alpha \quad (15)$$

故三参数 $\alpha-H-A$ 分类方法^[6]不受 $\pm\pi/2$ 模糊误差影响.

根据(14)式, 交叉极化项不受 $\pm\pi/2$ 模糊误差的影响, 故去取向过程^[5]也不会受影响. 将第一特征矢量 k_{P1}^\pm 去取向后得

$$k_{P1}' = \begin{bmatrix} \pm k_{P1,1} \\ k_{P1,2} \cos 2\varphi_m + k_{P1,3} \sin 2\varphi_m \\ -k_{P1,2} \sin 2\varphi_m + k_{P1,3} \cos 2\varphi_m \end{bmatrix} \quad (16)$$

其中 φ_m 为去取向时极化基旋转角度, 使得去取向旋转后的目标交叉极化项最小. 从(16)式中提取散射矩阵元素:

$$\begin{aligned} S_{hh}^\pm &= \frac{\sqrt{2}}{2}(\pm k_{P1,1} + k_{P1,2} \cos 2\varphi_m + \\ &k_{P1,3} \sin 2\varphi_m) = S_{hh} \text{ 或 } -S_{vv} \\ S_{vv}^\pm &= \frac{\sqrt{2}}{2}(\pm k_{P1,1} - k_{P1,2} \cos 2\varphi_m - \\ &k_{P1,3} \sin 2\varphi_m) = S_{vv} \text{ 或 } -S_{hh} \end{aligned} \quad (17)$$

故矩阵 T^\pm 与矩阵 T 特征值 $\lambda_i (i=1, 2, 3)$ 相同.

这样得到

$$a^{\pm} = \arctan\left(\frac{|S_{vv}^{\pm}|}{|S_{hh}^{\pm}|}\right) = a \text{ 或 } = \frac{\pi}{2} - a \quad (18)$$

$$b^{\pm} = \frac{1}{2} \arg\left(\frac{S_{vv}^{\pm}}{S_{hh}^{\pm}}\right) = \pm b \quad (19)$$

分类参数计算为

$$u^{\pm} = \text{sinc} \cos 2a^{\pm} = \pm u \quad (20)$$

$$v^{\pm} = \text{sinc} \sin 2a^{\pm} \cos 2b = v \quad (21)$$

$$\psi^{\pm} = \begin{cases} \varphi_m & u^{\pm} > 0 \\ \varphi_m + \frac{\pi}{2} & u^{\pm} < 0 \end{cases} \quad (22)$$

$$= \begin{cases} \varphi_m, \varphi_m + \frac{\pi}{2} & u > 0 \\ \varphi_m + \frac{\pi}{2}, \varphi_m & u < 0 \end{cases}$$

由于去取向分类方法不区分符号不同大小相同的 u , 故去取向分类方法三参数 $u-v-H$ 也不受 $\pm\pi/2$ 模糊误差的影响。

这样, 使用相干矩阵 T^{\pm} 计算分类参数 u, v, H, α, A 与 \pm 无关, 所以使用 P 波段全极化数据在进行计算无 FR 的转换后进行分类不存在 $\pm\pi/2$ 模糊误差。但是, $\pm\pi/2$ 模糊误差会影响方位角 ψ 的确定, 使得 ψ^{\pm} 与无 FR 效应方位角差 90° 。

3 消除 $\pm\pi/2$ 误差的一种方法

Freeman 提出 4 个建议消除 $\pm\pi/2$ 模糊误差^[4]:

(1) 在目标区域内配置一个校正目标(例如高频发射机), 其极化信息已知, 散射矩阵为 $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ 或 $\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ 。

(2) 先测试较为平坦的区域来判断此时此地 FR 角度是否超过 45° (假设平坦区域 VV 极化分量大于或等于 HH 分量)。

(3) 在太阳黑子活动不频繁的时候进行遥感测量(比如夜晚, 一般认为 L 波段 FR 角度在夜晚小于 45°)。

(4) 和先前同一区域没有 FR 效应的测量数据进行比对。

这 4 个建议都是建立在辅助信息上的, 但这些辅助信息往往不容易得到。

选取时间 1989 年 6 月 1 日早上 6 点的电离层垂直距离总电子密度和地磁场数据, 根据式(1)计算 P 波段的全球 FR 角度分布, 如图 8(a)所示。由于一般北半球地磁场方向下倾, 南半球上倾, 故电波入射方向与地磁场的夹角在北半球小于 90° 而南半球大于 90° 。根据式(2)可知北半球 FR 角度为负, 而南半球为正。图中, 随着地理经纬度位置的变化 FR 角度总是渐变的, 这是由于随着地理经纬度位置的变化, 地磁场强度及方向、电离层垂直距离总电子密度总是渐变的, 故随之变化的 FR 角度也是一个渐变量。

(6) 和 (10) 式的计算实质为 $\Omega' = 0.5 \arctan[\tan 2\Omega]$, 对图 8(a)中每一点 FR 角度值取 $0.5 \arctan[\tan 2\Omega]$ 后得到引入 $\pm\pi/2$ 误差后的全球 FR 角度分布图(图 8(b))。

比较图 8(a)与图 8(b)发现引入 $\pm\pi/2$ 误差后大多数像素点上 FR 角度值不正确。观察东经 150° 上所有真实 FR 角度值与存在 $\pm\pi/2$ 误差的 FR 角度值的关系(图 9)。发现当真实 FR 角度连续变动时, 由于反三角函数 \arctan 的性质, 存在 $\pm\pi/2$ 误差时的 FR 角度值会有一 $\pi/4$ 和 $\pi/4$ 跳跃点出现, 并且不断循环 $[-\pi/4, \pi/4]$ 这个过程, 这与 SAR 相干测量中相位缠绕问题相类似, 故可采用一维相位解缠方法(相位差积分法)求解该列各点真实 FR 角度值。

由于相位解缠方法所得结果为相对值, 故求解真实 FR 角度值需要一个基准点。由式(5)计算出电波入射方向与地磁场方向的夹角为 90° 的点集(图 8(a)中白色曲线所示), 这些点出现在赤道附近。且根据(2)式, 这些点上真实 FR 角为 0° , 故以这些点为基准点, 利用类似于相位解缠的方法可求得 SAR 全球各点真实 FR 角度。

与相位解缠中非模糊相位差条件^[9](UPDC)类似, 认为若 FR 角度不存在缠绕现象, 则相邻像素的 FR 角度差 $|\Delta\Omega| < \pi/4$ 。以基准点为基准, 采用类似一维相位解缠方法, 该列任意像素 n 上消除 $\pm\pi/2$ 误差后的 FR 角度值可由下式计算:

$$\Omega_n = \sum_{i=s}^n (\Delta\Omega_i + k_i\pi/2) + \Omega_s \quad (23a)$$

$$k_i = \begin{cases} 0 & (|\Delta\Omega| \leq \pi/4) \\ -1 & (\Delta\Omega > \pi/4) \\ 1 & (\Delta\Omega < -\pi/4) \end{cases} \quad (23b)$$

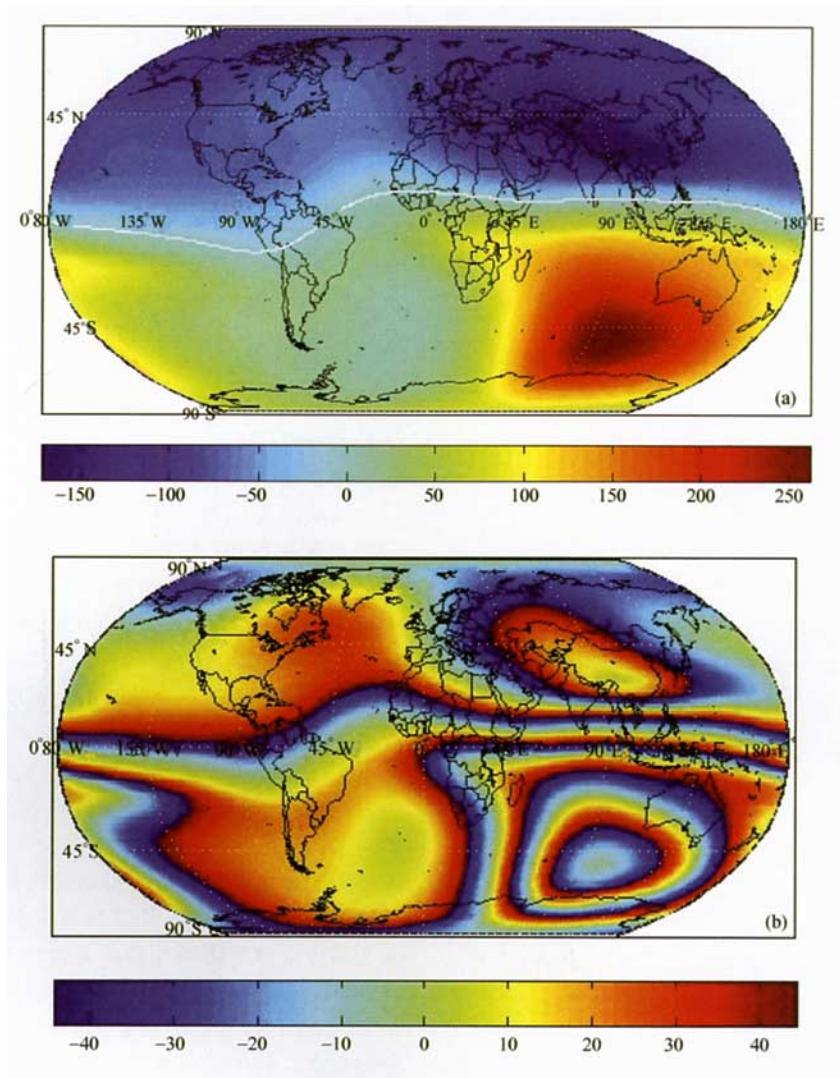


图 8 P 波段全球 FR 角度分布图
(a) 引入 $\pm\pi/2$ 前; (b) 引入 $\pm\pi/2$ 后

其中 Ω_i 为基准点 FR 角度值, $\Delta\Omega_i$ 为相邻像素上 FR 角差值(当 $n > s$ 时, $\Delta\Omega_i = \Omega_i - \Omega_{i-1}$; 当 $n < s$ 时, $\Delta\Omega_i = \Omega_i - \Omega_{i+1}$; 当 $n = s$ 时, $\Delta\Omega_i = 0$). 由 (23) 式计算所得结果与真实 FR 角度完全一致.

由于图 8(b) 中每一列都包含基准点, 可使用上述消除 $\pm\pi/2$ 模糊误差方法逐列计算真实 FR 角度值, 从而恢复全球 FR 角分布情况(与图 8(a) 完全相同), 证明上述方法可以消除 $\pm\pi/2$ 模糊误差. 实

际 SAR 测量中会受噪声等因素干扰而出现 FR 角度的突变, 同样可使用各种相位解缠方法(例如积分路径法或最小二乘法等), 来消除干扰. 图 9 给出图 8(b) 在经度 150° 上有 $\pm\pi/2$ 误差的 FR(虚线), 由上述消除 $\pm\pi/2$ 模糊误差方法计算恢复无 $\pm\pi/2$ 误差的 FR(实线), 与图 8(a) 对应位置的 FR 完全吻合.

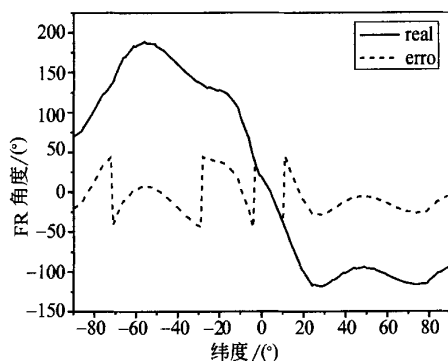


图 9 经度 150° 上随纬度变化的 FR 角度

对于不包含赤道附近区域的 SAR 图像找不到基准点时, 可以从图像中任取一点为基准, 采用二维相位解缠方法求解图像各点 FR 角度值. 虽然求解所得并非真实 FR 角度值, 求解后, 所得的 SAR 图像各像素点 FR 角度值均与真实值相差特定整数倍个 $\pi/2$ (与基准点相同), 这样推导所得全极化数据完全正确或均存在 $\pm\pi/2$ 模糊误差. 由文献[4], 一些平坦区域(如海洋)具有 $\langle |S_{vv}|^2 \rangle > \langle |S_{hh}|^2 \rangle$ 的极化特性, 由此可消除这些区域内的 $\pm\pi/2$ 误差. 以这些区域为基准, 采用二维相位解缠方法消除整幅图像的 $\pm\pi/2$ 误差, 可恢复真实全极化数据.

4 结论

(1) 低频波段(如 P 波段)全极化数据 S_{pq}^F 和 M_{pq}^F 由于 FR 效应不能用来直接计算分类参数 u , v , H , α , A .

(2) 用 FR 后的全极化数据 S_{pq}^F 和 M_{pq}^F 推算无 FR 的全极化数据 S_{pq} 和 M_{pq} 虽然存在 $\pm\pi/2$ 模糊误差, 但不影响分类参数 u , v , H , α , A 的计算及其分类.

(3) 由 FR 角度缓变特性为前提, 以赤道附近 FR 角度为 0° 点为基准, 采用类似相位解缠方法, 可消除 $\pm\pi/2$ 模糊误差, 计算 SAR 图像各点 FR 角度, 推导全球真实 FR 角度值. 这样, 根据 FR 后的 S_{pq}^F 和 M_{pq}^F 可求出真实 FR 角度值和无 FR 的全极

化数据 S_{pq} 和 M_{pq} .

(4) 处理不包含赤道附近区域的 SAR 图像时, 以某些已知极化特性区域为基准, 采用二维相位解缠方法, 可消除 $\pm\pi/2$ 模糊误差.

(5) 对于频率更低的 VHF 波段, 受到 FR 效应变化会更大, 但由 FR 后的全极化数据 S_{pq}^F 和 M_{pq}^F 推算无 FR 的全极化数据 S_{pq} 和 M_{pq} 的过程与 FR 角度大小无关, 故可使用相同的方法消除 VHF 波段的 FR 效应.

参 考 文 献

- Pierce L, Moghaddam M. A tower-based prototype UHF/VHF radar for subcanopy and subsurface soil moisture. Proceedings of International Symposium of Geoscience and Remote Sensing (IGARSS'05), Seoul Korea, June 25—28, 2005
- Le Vine DM, Abraham S. The effect of the ionosphere on remote sensing of sea surface salinity from space: Absorption and emission at L Band. IEEE Trans Geosci Remote Sensing, 2002, 40(4): 771—782
- Wright PA, Shaun Q, Nigel S, et al. Faraday rotation effects on L-Band spaceborne SAR data. IEEE Trans Geosci Remote Sensing, 2003, 41(12): 383—390
- Freeman A. Calibration of linearly polarized polarimetric SAR data subject to Faraday rotation. IEEE Trans Geosci Remote Sensing, 2004, 42 (8): 1617—1624
- Xu F, Jin YQ. Deorientation theory of polarimetric scattering targets and application to terrain surface classification. IEEE Trans Geosci Remote Sensing, 2005, 43(10): 2351—2364
- Pottier E, Lee JS. Application of the H/A/ α polarimetric decomposition theorem for unsupervised classification of fully polarimetric SAR data based on the Wishart distribution. Committee on Earth Observing Satellites SAR Workshop, Toulouse France, 1999, Oct. 26—29
- Kong JA. Electromagnetic Wave Theory. New York: John Wiley-Interscience, 1985
- Freeman A, Saatchi SS. On the detection of Faraday rotation in linearly polarized L-Band SAR backscatter signatures. IEEE Trans Geosci Remote Sensing, 2004, 40(8): 1607—1616
- Fornaro G, Pauciuolo A, Sansosti E. Phase difference based multiple acquisition phase unwrapping. Proceedings of IGARSS'03, Toulouse France, July 21—25 2003. 2: 948—950