

典型几何基元的高频散射建模方法梳理

张旭 徐丰* 金亚秋

(电磁波信息科学教育部重点实验室 复旦大学 上海 200433)

摘要: 高分辨率SAR图像中蕴含目标与环境丰富的信息,但复杂的电磁散射机制使其难以直观解译,这一直是SAR图像解译的重要研究课题。该文简单梳理了典型几何基元的高频散射建模方法,以面散射、线散射和点散射为线索简要回顾了若干高频散射机制的研究发展过程,并给出几种典型几何基元的散射机制表达式及部分仿真结果,分析了典型散射机制表征面临的难点及应用于SAR图像解译的关键科学问题,提出从几何基元出发,发展对应的散射基元,通过散射基元进行组合和相互作用以树状方式实现更完备和广泛的散射特征表征体系,最后讨论了面向SAR图像散射信息解译来构建散射机制字典的可行性。

关键词: 高频散射建模; 几何基元; 散射机制字典; 面散射; 线散射; 点散射

中图分类号: TN957.51

文献标识码: A

文章编号: 2095-283X(2022)01-0126-18

DOI: 10.12000/JR21163

引用格式: 张旭, 徐丰, 金亚秋. 典型几何基元的高频散射建模方法梳理[J]. 雷达学报, 2022, 11(1): 126-143. doi: 10.12000/JR21163.

Reference format: ZHANG Xu, XU Feng, and JIN Yaqiu. Review of high-frequency scattering model of canonical geometric primitives[J]. *Journal of Radars*, 2022, 11(1): 126-143. doi: 10.12000/JR21163.

Review of High-frequency Scattering Model of Canonical Geometric Primitives

ZHANG Xu XU Feng* JIN Yaqiu

(Key Lab for Information Science of Electromagnetic Waves (MoE), Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract: High-resolution SAR images contain rich information about targets and their surroundings, but the complex electromagnetic scattering mechanism makes intuitive interpretation difficult, leading to an important research topic in SAR image interpretation. This paper summarizes the typical geometric primitives modeling method of high-frequency scattering, which is reviewed in detail with respect to surface, wedge, and vertex scatterings. Besides the classical expressions of these typical scattering mechanisms, some simulation results are presented. The difficulties in characterizing typical scattering mechanisms and key scientific problems applied to SAR image interpretation are analyzed. Furthermore, this paper proposes a complete and extensive scattering characteristic characterization system by combining and interacting with the scattering primitives based on the corresponding geometric primitives. Finally, the feasibility of developing a scattering mechanism dictionary for use in interpreting SAR image scattering information is discussed.

Key words: High frequency scattering; Geometric primitives; Scattering mechanism dictionary; Surface scattering; Wedge scattering; Vertex scattering

收稿日期: 2021-11-04; 改回日期: 2022-01-26; 网络出版: 2022-02-24

*通信作者: 徐丰 fengxu@fudan.edu.cn

*Corresponding Author: XU Feng, fengxu@fudan.edu.cn

基金项目: 国家自然科学基金(61991422)

Foundation Item: The National Natural Science Foundation of China (61991422)

责任编辑: 赵志钦 Corresponding Editor: ZHAO Zhiqin

1 引言

随着星载和机载合成孔径雷达(Synthetic Aperture Radar, SAR)技术的快速发展, 二维SAR图像的分辨率越来越高, 目标的细节特征逐渐显现, 蕴含了更丰富的信息。SAR图像成像机理与光学图像显著不同, SAR图像解译难度更大。由于SAR图像是由复杂电磁散射进行相干累加得到的, 其蕴含着电磁波与环境与目标之间的复杂相互作用^[1], SAR图像解译就依赖对真实世界的电磁散射机制系统的研究, 从电磁散射机理上厘清SAR图像信息构成, 以此为基础可从中反演目标与环境的特征信息。因此, 电磁散射建模和典型散射机制的研究是该问题的理论基础。

目前电磁散射建模仿真方法可分为数值全波法和高频近似法, 其中数值法包括常见的时域有限差分法(Finite-Difference Time-Domain, FDTD)^[2]、矩量法(Method of Moments, MOM)^[3,4]、有限元法(Finite Element Method, FEM)^[5]等, 被认为是比较精确的方法, 而该类方法对计算能力的依赖性较高, 随着目标的电尺寸增大, 计算量会迅速增大, 故对电大尺寸目标和大场景的散射计算代价较高^[6]。对于SAR图像中的目标与环境而言, 往往电尺寸较大、构成较为复杂, 数值全波法不完全适用。

适用于SAR图像中目标特性建模的方法往往是高频近似方法, 该方法的物理机理具有较强的可解释性, 包含基于射线的几何光学(Geometrical Optics, GO)方法^[7]和基于感应电流的物理光学方法(Physical Optics, PO)^[8]等。PO将散射场表示为散射体表面上每个面元的感应电流的积分, 主要缺点是不能计算散射体上不连续的几何结构处产生的感应电流, 不考虑多次散射。为此, 物理绕射理论(Physical Theory of Diffraction, PTD)^[9]、增量长度绕射系数(Incremental Length Diffraction Coefficients, ILDC)理论^[10]等修正了表面边缘不连续处的感应电流, 弥补了该缺点。几何光学用射线和射线管的概念描述散射和能量传播机制, 其物理概念清晰、简单易算, 能准确地计算直射场、反射场和折射场, 但不能分析和计算绕射场。为此, Keller^[11]提出了几何绕射理论(Geometrical Theory of Diffraction, GTD)计算边缘、表面屏尖顶和曲面的绕射场, 在GO射线的基础上引入了绕射射线, 使得几何光学方法可以计算暗区的散射场, 然而在亮区和暗区的交界处仍然存在不连续问题。因此, Pathak等人^[12-14]在GO和GTD的基础上提出了一致性几何绕射理论(Uniform Geometrical Theory of Diffraction, UTD), 包含有劈尖边、尖顶、曲面等

的绕射, 使得散射场在这些不连续结构的亮区和暗区的交界处连续变化。

基于高频散射机制对雷达目标进行特征表征的研究主要集中在散射中心建模, 即将雷达回波或图像分解为若干个散射中心的组合, 这对应于将目标几何模型分解为若干典型几何部件。根据高频散射的局域性, 等效于将一个复杂电大目标的各个局部散射分别用这些典型几何部件的散射场独立求解, 然后将这些散射场进行相干累加可以得到该复杂目标的散射特性。随着散射计算方法的进步和SAR图像分辨率的提高, 散射中心模型经历了从一维到三维的发展变化, 构成这些典型散射机制的研究方法包含理想点散射中心模型、GTD模型、衰减指数模型、属性散射中心模型、经验模型等, 这些模型各有其优缺点。目前散射中心模型对应的几何结构有如二面角、三面角、圆柱、冒顶、球、平板等^[15], 并基于此开展以散射中心为单位的建模、识别和参数反演研究。

其中应用较为广泛的是属性散射中心模型和三维典型体散射模型, 属性散射中心模型的二维表达式是由美国俄亥俄州立大学研究团队^[16-18]基于GTD模型提出的, 三面角、顶帽、球、二面角、圆柱、直边等几何结构的散射模型均具有统一表达式, 且参数可以体现物理信息和几何结构信息。国内Ai等人^[19]将只能描述分布式散射中心均匀的二维属性散射中心拓展到了非均匀分布式散射中心模型, 之后周剑雄等人^[20,21]基于GTD模型得到了三维散射中心模型, 在考虑散射机制与频率的关系的同时, 也可以描述散射机制与方位角和俯仰角的关系。He等人^[22]根据属性散射中心构建了三维电磁散射模型的参数化表达式。此外, 三维典型体散射模型被推广得到了平板、圆盘、二面角、三面角、圆柱和圆形顶帽等6种典型模型^[23,24], 或平板、二面角、三面角、圆柱、圆形顶帽和球等6种典型的体散射模型^[25,26]。文贡坚等人^[27]基于PO和GTD提出了适用于长方体、圆柱体、方形顶帽、圆形顶帽、平面上倒圆柱、二面角、三面角等7种典型三维体散射模型, 并通过数据拟合得到了圆边浅凹体、矮顶帽和狭长二面角等三种典型的三维体散射模型。该模型通过二面角等典型几何体的仿真和实测RCS结果验证了模型的准确性。进一步地, 该模型通过仿真和暗室实测得到了典型目标的SAR图像, 并在此基础上进行几何结构反演和SAR图像重构, 实验证明该模型在成像域上也具有较好的准确性。Xing等人^[28]进一步推导并简化得到了适用于7种典型散射机制的双站散射统一表达式。而关于散射中心在SAR图

像解译方面的应用,文贡坚等人^[27,29]给出了全面的回顾,这里不再展开介绍。

综上所述,不同电磁散射建模和表征方法各有优缺点,适用范围也各有不同,模型的准确性、广泛适用性等会制约其在实际应用问题中的精度、速度和效能。在实际应用中,现有散射中心模型存在一定的局限性,比如可以表示的散射机制类型有限,难以应对混叠和干扰,参数反演不够鲁棒等。通过对高频散射建模方法进行简单梳理,不难发现其发展脉络与不同维度的几何基元关联,比如尖顶^[14]、劈尖直边/曲边^[12]、平面/曲面^[30]等典型几何基元是各种高频散射建模方法的关键所在。因此,本文从几何基元角度研究散射机制的分解、表征与建模,按点、线、面以及它们之间的相互作用来系统地表示目标不同几何结构的散射特性。而这些几何基元的散射机理在高频算法中均已有了较为成熟的研究,本文首先按这条线索重新回顾相关建模方法,梳理了点-线-面等几何基元的高频近似散射计算公式,即散射基元模型,并通过仿真对比进行了初步验证,最后对下一步研究进行了讨论,展望了以几何基元为单位构建更完备的散射机制字典。

2 高频散射建模方法的发展

本文先简要回顾经典的高频近似散射建模方法,包括GO和PO及其发展而来的GTD,PTD,UTD,ILDC等。如图1所示,最早发展的GO和PO是用于计算面散射为主,进一步发展了GTD和PTD等绕射方法解决了边缘绕射问题,在此基础上发展的UTD等则更好地描述了各种复杂情况下的一致性绕射现象。

最初的波传播模型是几何光学模型^[12],根据费马定理建模电磁波的入射、反射和折射问题,但是不能描述波在边界和光滑表面上的绕射问题,如图2所示,因此,在入射波和反射波不能到达的阴影区域,由GO得到的电磁场强度是0,然而这和

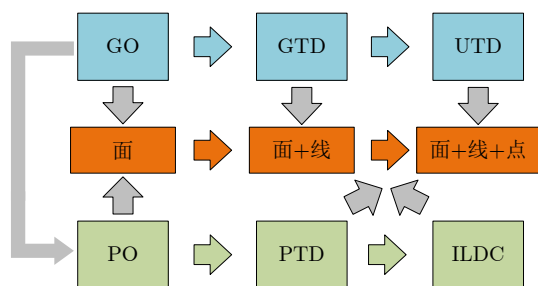


图1 高频散射发展历程示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the development of high frequency scattering

实际情况不相符。对于金属目标,其GO电场可以表示为

$$E = E^{(i)}U^{(i)} + E^{(r)}U^{(r)} \quad (1)$$

其中, E 表示总场, $E^{(i)}$ 为入射场, $E^{(r)}$ 为反射场, $U^{(i)}$ 、 $U^{(r)}$ 为阶跃函数,其分别在有入射场、反射场的区域等于1,没有时等于0,本文中 $X^{(x)}$ 均表示上标, X^x 均表示幂函数。

为解决该问题,Keller^[11]在GO的基础上引入了绕射射线,包含有GO射线场+绕射射线场,克服了在阴影区域0场强的问题。这种绕射效应是局部效应,绕射射线通常出现在物体的几何和/或电不连续处,如图2所示的劈尖边,离开绕射点的绕射射线在远场像GO一样传播。正如反射和折射中GO射线的初值用反射系数和透射系数来表征一样,绕射射线也用绕射系数来表征。此外,GTD不需要对目标表面的感应电流进行积分,这与基于积分的PO相比大大降低了计算复杂度。GTD有一个非常有用的特性,这是其他非射线方法所缺乏的,即可以用从辐射/散射物体上的几个强散射点发出的射线,来描述波散射的机制。由GTD得到的场的表达式为

$$E = E^{(i)}U^{(i)} + E^{(r)}U^{(r)} + E^{(d)} \quad (2)$$

其中, $E^{(d)}$ 为绕射场。

GTD的原始表达式在射线阴影边界和焦散位置存在奇异现象,即不连续性,为解决该问题,使得GTD可以更加广泛地应用于实际需求,Kouyoumjian和Pathak^[12]通过一致渐近方法对其进行修补,提出了UTD。通过引入过渡函数(菲涅耳函数)解决了该问题,并将绕射场推广到有几何特点的劈尖直边和曲边、曲面等结构,Albani等人^[14]将其推广到了角锥结构。在目标的散射场中,主要贡献是几何光学GO的直射波和反射波,阶次是 k^0 , k 为波数,劈尖边绕射的渐进阶次是 $k^{-1/2}$,角锥绕射的阶次是 k^{-1} ,提高了典型几何结构的散射机制的准确性和完整性。

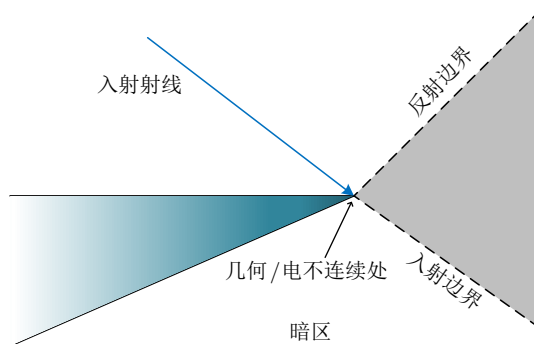


图2 几何光学波传播示意图

Fig. 2 Wave propagation diagram in GO

物理光学是通过几何光学近似得到任意目标表面上的感应电流, 然后将其进行积分得到的散射场。其特点是对局部表面采用切平面近似来得到感应电流, 适用于计算电大尺寸目标, 但准确度范围是法向量 $\pm 40^\circ$ 范围内^[31], 且只能在入射波的照射区域产生感应电流, 在不连续处和阴影区的感应电流为0。为解决该问题, 苏联学者乌菲姆切夫在物理光学的基础上提出了PTD。通过引入由二维尖劈典型问题的严格解导出的修正项, 即“不均匀”电流分量来表示由边缘以及阴影边界对散射的贡献, 增加了由目标几何不连续或间断引起的非一致性电流, 其与由物理光学得到的一致性电流相结合共同计算散射场。该方法可以计算边缘的绕射场, 且在几何光学的阴影过渡区和焦散区都是有效的。但由于其表达式中包含的积分在实际中的大多数情形下计算复杂度非常高, PTD并没有得到非常广泛的应用。ILDC进一步将PO和PTD推广到了适用于有限长劈尖的双站散射。

由于几何光学是GTD和UTD发展的基础, 是广泛应用的典型散射机制, 这里对其进行简要介绍。几何光学是用Luneberg-Kline级数^[32]将入射场和反射场进行展开后的主导项构成的, 其中入射场和反射场可以表示为

$$E \sim \exp(-jk\phi) \sum_{i=0}^{\infty} \frac{E_i}{(j\omega)^i} \quad (3)$$

其中省略掉了时间项 $\exp(-j\omega t)$, k 为波数, ϕ 为相位。

将其代入电场的矢量波动方程并积分, 令 $i=0$ 可得主导项为式(4), 即GO入射场和反射场的表达式

$$\begin{aligned} E(s) &\sim \exp[-jk\phi(s)] E_0(s) \\ &= E_0(0) \cdot \exp[-jk\phi(0)] \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} \exp[-jks] \end{aligned} \quad (4)$$

其中, s 为场沿着射线的传播距离, ρ_1, ρ_2 为参考点处波前的曲率半径, 如图3所示。

当高频电磁场入射时, 如图4所示, 参考点 Q_R 处的反射场的形式如式(5)所示, 根据边界条件可得

$$\begin{aligned} E_0^{(r)}(0) \exp[-jk\phi^{(r)}(0)] &= E^{(i)}(Q_R) \bar{\mathbf{R}} \\ &= E^{(i)}(Q_R) [\hat{e}_{\parallel}^{(i)} \hat{e}_{\parallel}^{(r)} - \hat{e}_{\perp} \hat{e}_{\perp}] \end{aligned} \quad (5)$$

$$\bar{\mathbf{R}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (6)$$

其中, $E^{(i)}(Q_R)$ 为点 Q_R 处的入射电场, $\bar{\mathbf{R}}$ 为并矢反射系数, \hat{e}_{\perp} 为垂直于入射面的单位向量, $\hat{e}_{\parallel}^{(i)}, \hat{e}_{\parallel}^{(r)}$ 为平行于入射平面的单位向量, 如图4所示。

由式(4)和式(5)可知,

$$E^{(r)}(s) = E^{(i)}(Q_R) \cdot \bar{\mathbf{R}} \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + s)(\rho_2 + s)}} \exp(-jks) \quad (7)$$

其中, $\rho_1^{(r)}, \rho_2^{(r)}$ 为反射点 Q_R 处反射波前的曲率半径, 与入射波有关。

式(7)的反射场可以根据式(3)增加反射场的阶次提高准确度, 但是计算复杂度也会相应增加。且该改进并不能纠正该理论在阴影处不存在以及反射边界处不连续性的问题。

3 面散射

本节按照由平面到曲面的顺序介绍面散射高频近似方法研究并给出通用的表达式。

3.1 平面散射

Gordon^[33]将任意形状金属平板散射场的双积分简化为沿平板边界的线积分得到了平板的散射场表达式。Ludwig^[34]用简单的线性近似了被积函数的幅值和相位, 得到了一个封闭的表达式。Vico-Bondia等人^[35]将具有开创性的工作进行了推广, 允许相位发生二次变化, 从而可以用菲涅耳重复函数来表示二重积分的内层积分。外积分的某些部分是高度振荡的, 不能用解析方法求解, 采用了路径变形技术, 利用数值求积法得到结果, 但数值方法的问题是计算量大、速度慢, 因此Zhang等人^[36]基于稳相法进行了近似求解提高了运算速度, Moschovitis等人^[37]通过稳相法得到了长方形平板的RCS。

金属任意多边形平面的RCS可表示为

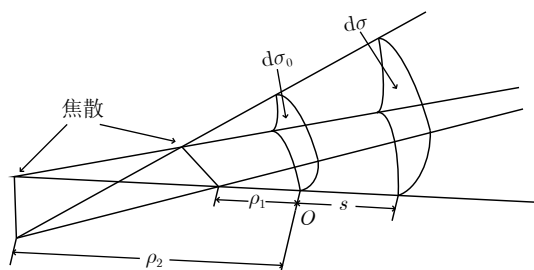


图3 射线管传播示意图

Fig. 3 Astigmatic tube of rays

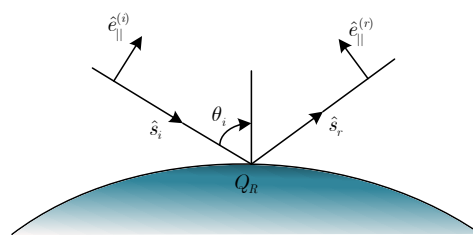


图4 几何光学示意图

Fig. 4 Schematic diagram of GO

$$\sqrt{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \hat{\mathbf{n}} \cdot (\hat{\mathbf{e}}_s \times \hat{\mathbf{h}}_i) \exp(jk(\hat{\mathbf{s}} - \hat{\mathbf{i}}) \cdot \vec{\mathbf{r}}_0) \begin{cases} \frac{\sum_{m=1}^N \exp(jk(\hat{\mathbf{s}} - \hat{\mathbf{i}}) \cdot \vec{\mathbf{r}}_m) \cdot \vec{\mathbf{p}} \cdot \vec{\mathbf{L}}_m \operatorname{sinc} \left[\frac{k(\hat{\mathbf{s}} - \hat{\mathbf{i}}) \cdot \vec{\mathbf{L}}_m}{2} \right]}{|\vec{\mathbf{p}}|^2}, & |\vec{\mathbf{p}}| \neq 0 \\ A, & |\vec{\mathbf{p}}| = 0 \end{cases} \quad (8)$$

$$\vec{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{n}} \times (\hat{\mathbf{s}} - \hat{\mathbf{i}}) \quad (9)$$

其中, 设多边形由 N 条边组成, 面积为 A , 多边形所在平面的法向为 $\hat{\mathbf{n}}$, 第 m 条边的中点相对于参考点的向量为 $\vec{\mathbf{r}}_m$, 第 m 条边的边长为 l_m , 方向为 $\hat{\mathbf{l}}_m$, 则 $\vec{\mathbf{L}}_m = l_m \hat{\mathbf{l}}_m$, $|\vec{\mathbf{p}}| = 0$ 时为镜像方向, 如图5所示。

以正六边形平板为例进行仿真, 其仿真几何示意图如图6所示, 入射波为平面波, 垂直于平板入射, 远场观测上半空间, 具体参数如表1所示, 得到的RCS曲线如图7所示, 与Feko仿真的结果基本一致。

3.2 曲面散射

曲面是构成目标表面的主要几何结构之一, 任

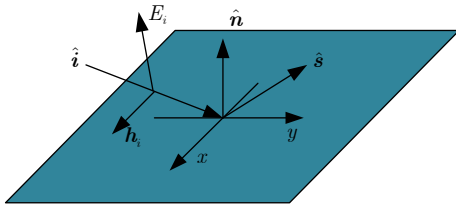


图5 多边形平板散射示意图
Fig. 5 Polygonal flat plate scattering diagram

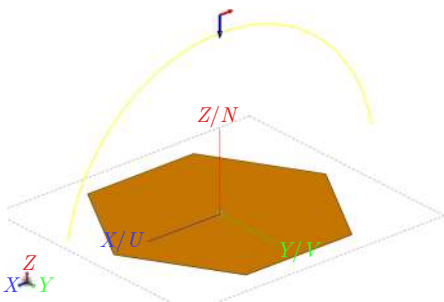


图6 正六边形平板散射仿真示意图
Fig. 6 Schematic diagram of regular hexagonal plate scattering simulation

表1 正六边形平板散射仿真参数表
Tab. 1 Scattering simulation parameters of regular hexagonal plate

参数	数值	参数	数值
频率(GHz)	1	角度间隔(°)	1
入射角(°)	0	观测距离	远场
出射角(°)	-80°~80°	外切圆半径(m)	0.8485

意曲面的局部均可以近似为二次抛物面、椭球面等, 为此很多学者研究了这些典型几何结构的散射机制。Ruck等人^[38]提出了椭球的RCS表达式, 但其双站RCS缺失了一项导致双站RCS不能退化为后向RCS表达式, Crispin等人^[39]和Bowman等人^[40]提出了长椭球的RCS表达式, Trott^[41]用PO和稳相法得到了任意椭球的双站RCS表达式, 校正了文献^[38]中的双站RCS, 且在后向角度时可以退化为文献^[38]中的后向表达式, 在长椭球几何参数下可以退化为文献^[39,40]的表达式, 在长短轴一样时可以得到球的双站RCS表达式。此外NURBS曲面也是常见的曲面类型之一, 为提高计算速度和精度, 很多人提出了稳相法、PO与数值的混合算法^[42-47], 在保证精确度的同时提高速度, 这是因为PO需要进行剖分然后分别计算每个面片再积分, 而基于稳相法的PO是解析表达式。

椭球的几何示意图如图8所示, a, b, c 分别表示椭球在 x, y, z 方向上的半轴长度, 入射俯仰角和方位角分别为 θ' 和 ϕ' , 出射俯仰角和方位角分别为 θ 和 ϕ 。RCS表达式如式(10)所示。本节以椭球和球为例, 对该方法进行了仿真验证, 其中入射波均为平面波, 椭球和球的RCS计算具体参数如表2和表3所示, 椭球的RCS计算几何示意图和计算结果分别如图9、图10所示, 球的RCS计算几何示意图和计算结果分别如图11、图12所示。此外, 对组合曲面模型进行了仿真, 其几何示意图和计算结果分

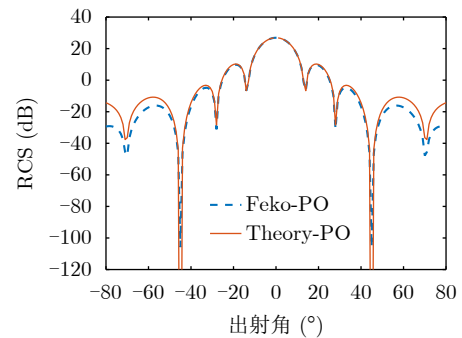


图7 正六边形平板散射仿真结果图
Fig. 7 Scattering simulation result of regular hexagonal plate

别如图13和图14所示，计算参数如表4所示。

$$\sigma = \frac{4\pi a^2 b^2 c^2 [(1 + \cos\theta^{(i)} \cos\theta) \cos(\phi - \phi^{(i)}) + \sin\theta^{(i)} \sin\theta]^2}{[a^2 (\sin\theta \cos\phi + \sin\theta^{(i)} \cos\phi^{(i)})^2 + b^2 (\sin\theta \sin\phi + \sin\theta^{(i)} \sin\phi^{(i)})^2 + c^2 (\cos\theta + \cos\theta^{(i)})^2]^2} \quad (10)$$

3.3 曲面绕射

对于曲面的绕射问题，Keller^[11,48,49]在他的GTD框架内，提出了这个问题的纯射线光学解。然而，GTD解在阴影边界附近的过渡区域失效，而该区域是绕射场起重要作用的区域。针对这一问题，Pathak等人^[50]提出了一种方便、准确、适用于工程应用的统一GTD解，从而克服了GTD在阴影边界过渡区域内的局限性。除了在阴影边界过渡区域内有效外，在远离过渡区域即GTD有效的区域内，

域是绕射场起重要作用的区域。针对这一问题，Pathak等人^[50]提出了一种方便、准确、适用于工程应用的统一GTD解，从而克服了GTD在阴影边界过渡区域内的局限性。除了在阴影边界过渡区域内有效外，在远离过渡区域即GTD有效的区域内，

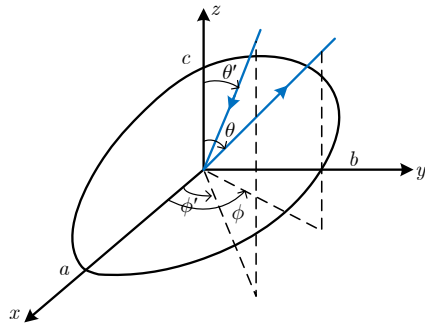


图8 椭球散射示意图

Fig. 8 Scattering schematic diagram of ellipsoid

表2 椭球散射仿真参数表

Tab. 2 Scattering simulation parameters of ellipsoid

参数	数值	参数	数值
频率(GHz)	10	角度间隔(°)	1
入射角(°)	0	观测距离	远场
出射角(°)	-100~100	半径(m)	3, 2, 2

表3 球散射仿真参数表

Tab. 3 Scattering simulation parameters of sphere

参数	数值	参数	数值
频率(GHz)	10	角度间隔(°)	1
入射角(°)	0	观测距离	远场
出射角(°)	-100~100	半径(m)	3

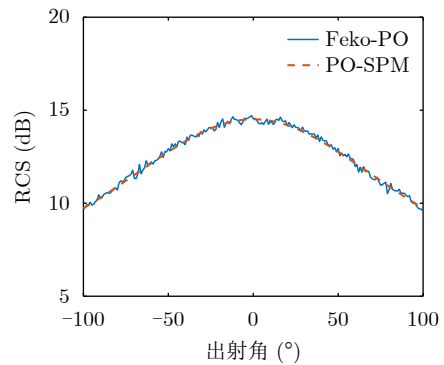


图10 椭球散射仿真结果图

Fig. 10 Scattering simulation result of ellipsoid

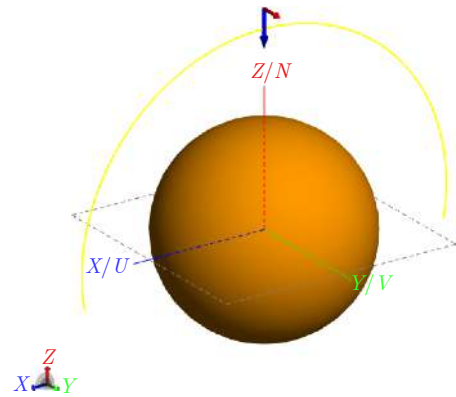


图11 球散射仿真示意图

Fig. 11 Scattering simulation schematic diagram of sphere

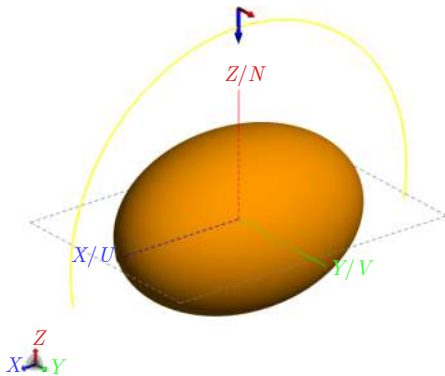


图9 椭球散射仿真示意图

Fig. 9 Scattering simulation schematic diagram of ellipsoid

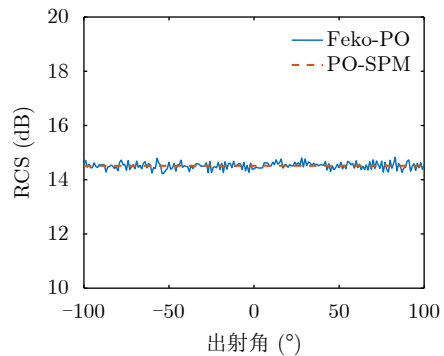


图12 球散射仿真结果图

Fig. 12 Scattering simulation result of sphere

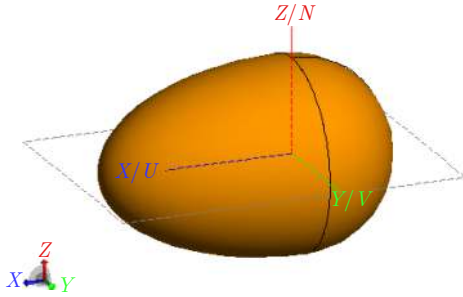


图 13 组合曲面模型后向散射仿真示意图

Fig. 13 Backscattering simulation schematic diagram of combined curved surface model

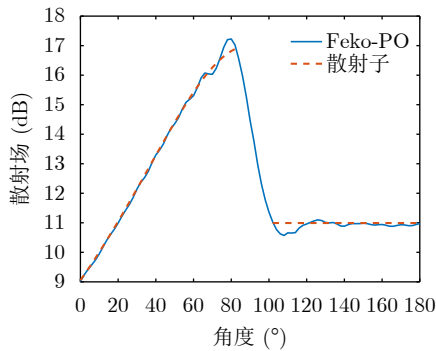


图 14 组合曲面模型仿真结果图

Fig. 14 Scattering simulation result of combined curve surface model

表 4 组合曲面模型散射仿真参数表

Tab. 4 Scattering simulation parameters of combined curve surface model

参数	数值	参数	数值
频率(GHz)	1	角度间隔(°)	2
入射角(°)	0	观测距离	远场
角度范围	0~180		

该方法会自动简化为GTD表达式进一步证明了模型的准确性。在那之后,又有一些学者基于此提出了圆柱的绕射场,包含有时域解^[51,52]和频域解^[53],有各自优缺点^[54],还有加涂层的或其他阻抗条件下的绕射场^[55-57]等。由于曲面绕射与具体几何紧密相关,且其往往发生在前向,后向观测下往往发生在大型曲面体目标,因此本文不再展开介绍。

4 边散射

劈尖是边缘的载体、是构成目标最常见的几何结构之一,研究劈尖边的散射具有重要的意义。由于GO不能表示劈尖边这种不连续性结构在阴影区的散射现象,故引入了绕射理论来研究该问题。

劈尖边绕射的发展大致依据平面边到曲面边,表面屏到有内角结构的劈尖边的发展趋势。Pauli^[58]

采用渐近展开得到了劈尖边的散射场,Keller^[11]提出了GTD,得到了金属平面屏和曲面屏的绕射场表达式,并在此基础上推导了劈尖边的二次及多次散射,通过仿真验证了其准确性。Burnside等人^[59]针对不同的介质提出了广义的GTD理论,拓宽了该理论的材质适用范围。Hutchins和Kouyoumjian^[60]采用了与Pauli^[58]不同的最速下降法Pauli-Clemmow方法得到了劈尖边的绕射场,但仅考虑了平面波垂直入射于劈尖边的标量解,没有考虑斜入射及其矢量表达式。Pathak和Kouyoumjian^[61]将该方法进一步推广得到了平面波、锥形波和球形波斜入射于金属劈尖边的矢量绕射系数,该系数是 2×2 矩阵,每个元素都是标量绕射系数,不同的边界条件对应不同的表达式,而且过渡函数在过渡区域外近似为1,此时会退化为Keller^[11]的GTD表达式,进一步证明了该理论的正确性。文献^[58,61]和文献^[40]中有关于劈尖边散射机制研究的综述,在文献^[62]和文献^[63]中有平面屏和曲面屏的曲边的标量高频近似表达式,Ahluwalia^[64]将其推广到曲面的曲边。在此过程中,有许多学者^[61,65,66]提出了许多经典的从表面边到有结构的劈尖边的模型表达式,无论是材质范围、入射波类型、适用的结构范围等都得到了很多发展。但原始的GTD存在在边界处不连续的问题,这限制了其应用,故Kouyoumjian和Pathak^[12]在GTD的基础上提出了UTD,通过引入菲涅耳函数将劈尖边绕射推广到在阴影边界处也连续的情况,得到了广泛适用于任意金属劈尖边的表达式,通过将表达式中的参数取特殊值可以退化为其他任意情况下的劈尖边散射。图15是劈尖边散射发展的示意图,箭头方向表示通过修正UTD表达式中不同的因子或参数即可将其应用于任意边缘绕射,逆着箭头方向是劈尖绕射理论的大致发展方向,从二维表面的边缘推广到三维劈尖的边缘,从无限大的曲率半径推广到有限的曲率半径,从金属材质推广到任意介质、涂层等。

4.1 直边散射

劈尖直边是构成实际物体最常见的结构,其散射的表达式为^[12]

$$E^{(d)}(s) \sim E^{(i)}(Q_E) \cdot \bar{D}(\hat{s}, \hat{s}') A(s) \exp[-jks] \quad (11)$$

$$\bar{D} = -\hat{\beta}'_0 \hat{\beta}_0 D_s - \hat{\phi}'_0 \hat{\phi}_0 D_h \quad (12)$$

其中, \bar{D} 表示并矢绕射系数, D_s 和 D_h 分别表示软边界条件(Dirichlet边界条件)和硬边界条件(Neumann边界条件)下的绕射系数, $A(s)$ 是散射场幅值随着绕射射线传播的发散因子,可表示为

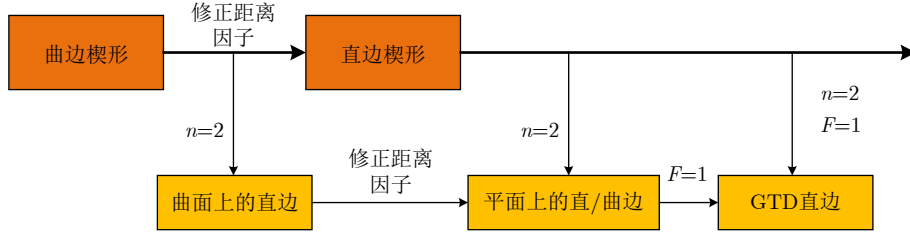


图 15 劈尖边散射发展示意图

Fig. 15 Schematic diagram of wedge scattering development

$$A(s) = \sqrt{\frac{\rho}{s(\rho+s)}} \quad (13)$$

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\rho_e^{(i)}} + \frac{1}{f} = \frac{1}{\rho_e^{(i)}} - \hat{n}_e \cdot \frac{(\hat{s}' - \hat{s})}{a \sin^2 \beta_0} \quad (14)$$

其中, $\rho_e^{(i)}$ 为 Q_E 点入射平面内入射波前的曲率半径, \hat{n}_e 为边界相应的单位法向量, \hat{s}' , \hat{s} 为入射波和绕射波方向的单位向量, $a > 0$ 表示 Q_E 点边缘的曲率半径, f 相当于焦距。当入射波为平面波、柱面波或锥形波时, $\rho_e^{(i)}$ 为无穷大, 入射波为球面波时, $\rho_e^{(i)} = s'$ 。此时, $A(s)$ 可表示为

$$A(s) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{s}}, & \text{其他情况} \\ \sqrt{\frac{s'}{s(s'+s)}}, & \text{入射波为球面波} \end{cases} \quad (15)$$

其中, 其他情况指入射波为平面波、柱面波和锥形波(锥形波时 $r = s \sin \beta_0$)。

如图16所示, 构成劈尖边的两个平面分别为 $\phi = 0$ 和 $\phi = n\pi$, 劈尖边内角为 $(2-n)\pi$, 符号 \mp 分别对应于软边界条件和硬边界条件, 入射角为 ϕ' , 出射角为 ϕ , 入射点的法向量为 \hat{n} 。

为简化讨论, 劈尖边角的范围限定为 $n \in (1, 2]$, 上述的解可适用于内角 $n \in (0, 1)$ 的劈尖边。在过渡区, 绕射场的幅值与入射场和反射场的幅值接近, 由于在过渡区入射场和反射场是不连续的, 为了保证总场的连续性, 绕射场也是不连续的。对于金属导体劈尖边, 可以保证在过渡区内均有效的并矢绕射系数为

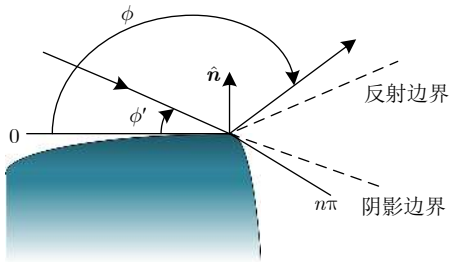


图 16 曲边劈尖边散射示意图

Fig. 16 Scattering schematic diagram of curved wedge

$$D_{s,h}(\phi, \phi'; \beta_0) = -\frac{\exp\left[-j\left(\frac{\pi}{4}\right)\right]}{2n\sqrt{2\pi k} \sin \beta_0} \times \left[\cot\left(\frac{\pi + (\phi - \phi')}{2n}\right) F[kLa^{(+)}(\phi - \phi')] + \cot\left(\frac{\pi - (\phi - \phi')}{2n}\right) F[kLa^{(-)}(\phi - \phi')] \mp \left\{ \cot\left(\frac{\pi + (\phi + \phi')}{2n}\right) F[kLa^{(+)}(\phi + \phi')] + \cot\left(\frac{\pi - (\phi + \phi')}{2n}\right) F[kLa^{(-)}(\phi + \phi')] \right\} \right] \quad (16)$$

其中, β_0 为斜入射角。

$$F(X) = 2j\sqrt{X} \exp(jX) \int_{\sqrt{X}}^{\infty} \exp(-j\tau^2) d\tau \quad (17)$$

$$a^{(\pm)}(\beta) = 2\cos^2\left(\frac{2n\pi N^{(\pm)} - (\beta)}{2}\right) \quad (18)$$

其中, $N^{(\pm)}$ 为近似满足式(19)–式(21)的整数

$$2n\pi N^{(+)} - (\beta) = \pi \quad (19)$$

$$2n\pi N^{(-)} - (\beta) = -\pi \quad (20)$$

$$\beta = \phi \pm \phi' \quad (21)$$

当 $X > 10$ 时, 式(16)中的4个过渡函数均近似为1, 式(16)也将退化为GTD的表达式。 L 为一个距离参数, 通常表示为

$$L = \frac{s(\rho_e^{(i)} + s)\rho_1^{(i)}\rho_2^{(i)}\sin^2\beta_0}{\rho_e^{(i)}(\rho_1^{(i)} + s)(\rho_2^{(i)} + s)} \quad (22)$$

当照射波类型为平面波、柱面波、锥形波或球面波时, 距离因子可表示为

$$L = \begin{cases} s \sin^2 \beta_0, & \text{平面波入射} \\ \frac{rr'}{r + r'}, & \text{柱面波入射} \\ \frac{ss'}{s + s'} \sin^2 \beta_0, & \text{锥形波和球面波入射} \end{cases} \quad (23)$$

其中, 柱面波入射时的半径为 r' , r 为场点与边缘的垂直距离。

当远场观测时, s 远大于 Q_E 点的入射波和反射

波波前的曲率半径 ρ_1 和 ρ_2 ，也远大于 Q_E 点处绕射波波前在入射方向和反射方向的曲率半径 ρ ，此时，式(22)可简化为

$$L = \frac{\rho_1 \rho_2 \sin^2 \beta_0}{\rho_e} \quad (24)$$

$a^{(\pm)}$ (β)是用来度量观测点与阴影或者反射边界的角度分离情况的因子。加号和减号分别对应于整数 $N^{(+)}$ 和 $N^{(-)}$ 。关于参数的细节描述见文献[12]。

4.2 特殊情况

如式(16)所示，函数 $F(X)$ 在该表达式计算GTD有效区时会退化为GTD表达式，其进一步说明了该表达式的正确性。该函数中的距离因子 L 包含了劈尖边结构信息和入射波类型信息，根据式(22)，修改其中的曲率半径即可按照构成劈尖边的面是平面/曲面得到相应的表达式，当曲率半径为无穷大时，该式将退化为劈尖直边的表达式。同理，根据式(22)，可以得到不同入射波类型入射时劈尖边的绕射表达式，其中典型的入射波类型如平面波、柱面波、锥形波和球面波入射时的表达式见式(23)，远场观测时的表达式见式(24)。

因子 n 代表不同内角的劈尖边的表达式，当 $n = 2$ 时代表平面屏/曲面屏的边缘绕射表达式，其可以用来求解平板的绕射场，平板的观测几何示意图如图17所示，平面波垂直于平板表面入射，观测波为平板的上半空间，具体观测信息如表5所示，仿真计算结果如图18所示，曲线关于入射方向对称，且与Feko计算结果一致。当外角等于 350° 时，本文与文献[67]进行了对比，劈尖边的观测几何示意图如图19所示，采用柱面波入射，源到入射点的距离为 r_0 ，观测点到入射点的距离为 r ，入射角为 ϕ_0 ，出射角为 ϕ ，外角为 $n\pi$ ，波长为 λ ，通过改变观测距离与波长的相对关系进行对比，详细观测信息见表6，仿真结果如图20所示，与论文中UTD及FDTD计算结果一致。此外，本文对典型的房屋模

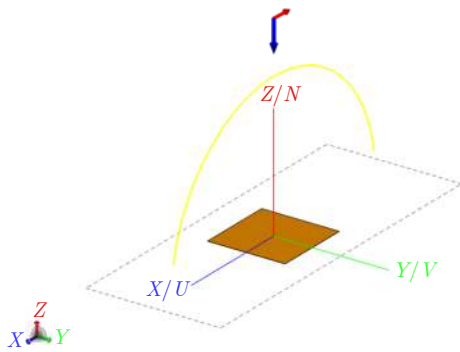


图 17 平板散射仿真示意图

Fig. 17 Scattering schematic diagram of flat plane

型进行了仿真验证，仿真示意图和结果图分别如图21和图22所示，计算参数如表7所示。

5 点散射

当观测点位于劈尖边单绕射场附近时，即劈尖边单绕射射线突然出现、突然消失的表面，仍然会导致散射场发生不连续。其次，在UTD(GO和劈尖边绕射)射线不存在的阴影区域，该方法也会失效，会导致总场为0，这与实际不符，因此，需要添加更高阶的贡献场，即角锥散射和劈尖边多次散

表 5 平板散射仿真参数表

Tab. 5 Scattering simulation parameters of flat plane

参数	数值	参数	数值
频率(GHz)	1	角度间隔($^\circ$)	1
入射角($^\circ$)	0	观测距离	300
出射角($^\circ$)	-81~79	平板边长(m)	8

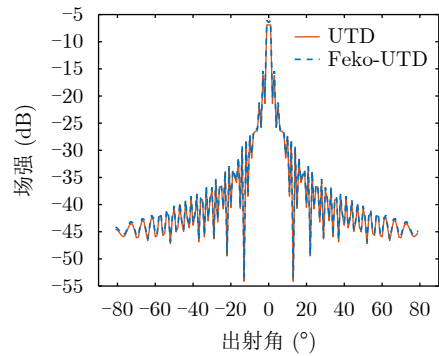


图 18 平板散射仿真结果图

Fig. 18 Scattering simulation result of flat plane

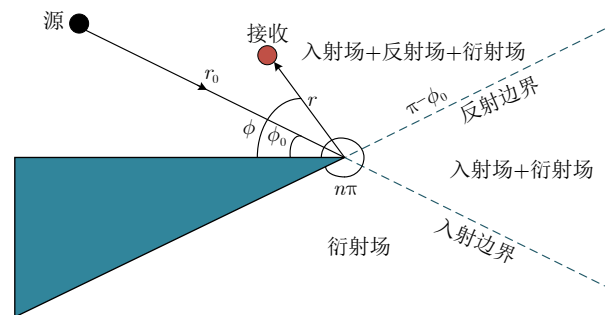


图 19 劈尖边散射仿真示意图

Fig. 19 Scattering schematic diagram of wedge

表 6 劈尖边散射仿真参数表

Tab. 6 Scattering simulation parameters of wedge

参数	数值	参数	数值
r/λ	0~1	n	0.6189
ϕ_0	45°	r_0	212.15 m
ϕ	90°	r	50 m

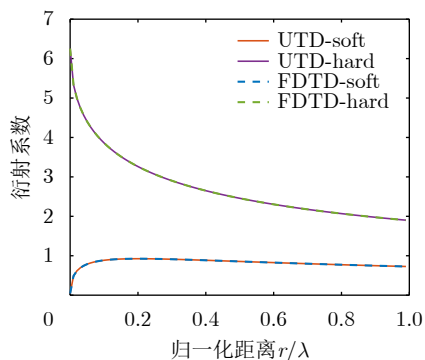


图 20 劈尖边散射仿真结果图

Fig. 20 Scattering simulation result of wedge

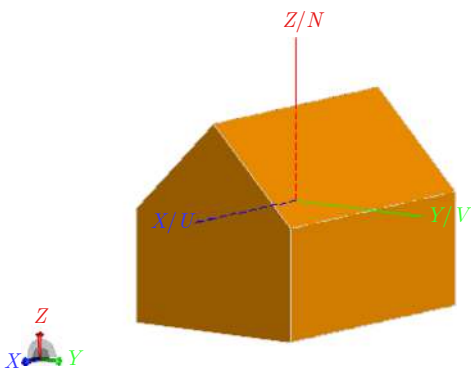


图 21 房屋模型散射仿真示意图

Fig. 21 Scattering schematic diagram of house

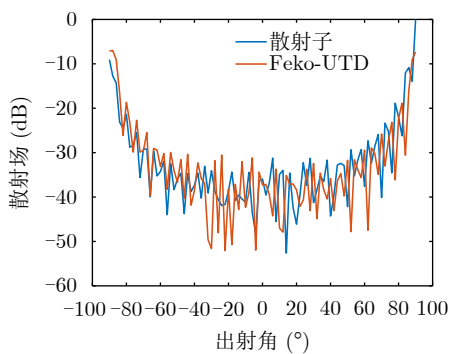


图 22 房屋模型散射仿真结果图

Fig. 22 Scattering simulation results of house

表 7 房屋模型散射仿真参数表

Tab. 7 Scattering simulation parameters of house

参数	数值	参数	数值
频率(GHz)	1	角度间隔(°)	2
入射角(°)	1	观测距离	远场
角度范围(°)	-90~90		

射的贡献，该散射场是 k^{-1} 阶，保证了场在上述描述的区域中的连续性。边缘的偶次绕射场可以参考文献[68–71]。Albani等人[68]针对多个劈尖边存在

时，当第2条边位于第1条边的过渡区域，并且在第2条边的阴影或反射边界附近计算衍射场时，由于空间的快速变化和入射场在第1个劈尖边衍射后在第2个边缘的散射是非射线光学，因此UTD会失效的问题，提出了柱状波入射时平行放置劈尖边之间的偶次散射表达式。Capolino等人[69]给出了一对共面斜边在有限距离光源照射下近区散射的高频解。Albani等人[70]对波纹厚屏的屏蔽效果进行了理论和实验研究，并给出了边缘单次及二次散射的表达式，并通过实验对其进行了仿真验证和实测验证。Albani[71]提出了适用于两个任意放置的劈尖边之间的偶次散射表达式，且符合UTD的统一框架。

角锥绕射场的计算依旧遵循从平面到立体，从直边到曲边，从特殊到一般的发展趋势。文献[72–78]中用球面波级数展开得到了平面扇形尖顶的绕射场，但用到了本征函数的计算，且在平面波远场时具有收敛性，因此不适用于用渐近射线描述。Radlow[79,80]提出了四分之一平面的尖顶平面波谱表达式，Albertsen[81]用渐近法进一步推广了该表达式。尽管Albertsen得到的表达式[81]是一个精确解，但Albani[82]证明该解不满足边界条件。为解决该问题，一系列的渐进射线解被提出，但是仅适用于平面扇形尖顶[83–89]。Sikta等人[83]提出的平面屏尖顶绕射目前仍然被广泛应用，通过简单地使用UTD过渡函数(菲涅耳函数)作为乘积描述了尖顶绕射射线在过渡区域的特点。尽管这种方法很简单，但它不能再现Michaeli[90]描述的正确过渡区域绕射场的特点。因此，Hill和Pathak[84,85]利用广义菲涅耳积分(GFI)[91–93]作为描述尖顶绕射射线在过渡区域中的特点的特殊函数，得到了一些解。Maci等人[87,88]通过在尖顶绕射中加入劈尖边的二次绕射，提高了精度。Hansen[86]、Maci等人[89]分别用混合矩量法和增量绕射理论[94]补充了PO，推导得到平面扇形尖顶边缘电流。

针对角锥绕射问题，如图23所示，Smyshlyaev等人[95,96]采用数值解析混合方法提出了一个精确的表达式，但不能得到与UTD框架一致的表达式。因此，Albani等人[13]基于文献[95,96]中的Miyamoto-Wolf矢势将尖顶的绕射场写为在构成尖顶的每条边上的场积分之和，得到了由直边构成的角锥的绕射场，平面扇形尖顶的绕射场是其特例，证明了该方法的准确性。此外，Albani等人[97]提出了基于物理光学得到的光滑曲面和曲线构成的角锥的绕射系数，由于在过渡区域内的散射仅由曲面的几何形状和相关的射线几何形状决定，因此该方法可以描述在过渡区的尖顶绕射特点。然而由于该方

法是基于PO得到的解,因此,该尖顶绕射系数在表面上不满足正确的边界条件,特别是在掠射情况下。Albani等人^[14]在文献^[13]的基础上推广得到了曲边角锥的绕射表达式,原理与劈尖直边到劈尖曲边类似,修改了距离因子等。尖顶的大致发展如图24所示。

5.1 直边点散射

如图23所示的金字塔型的尖顶,由 M 条边缘和 M 个面构成,按照逆时针顺序对边和面进行编号,面 S_m 由边 m 和 $m+1$ 构成。为描述方便,在每个边缘上建立如图23所示的坐标系,即令尖顶为原点,边缘 m 为 z_m 轴,在表面 S_m 内与 z_m 垂直的方向建立 x_m 轴,通过右手螺旋定则由 x_m 和 z_m 确定 y_m 轴,劈尖边 m 的外角为 $n_m\pi$, $\phi_m=0$ 和 $\phi_m=n_m\pi$ 为构成劈尖边的两个面 S_m 和 S_{m-1} 。

该角锥的散射可以表示为

$$E^{(\text{tot})}(P, P') = E^{(\text{GO})}(P, P') + \sum_{m=1}^M E_m^{(\text{edge})}(P, P') \cdot U(\beta'_m - \beta_m) + E^{(\text{tip})}(P, P') \quad (25)$$

其中, $E^{(\text{tip})}(P, P')$ 表示尖顶绕射场,它由 M 个劈尖边的端点散射贡献构成,可以表示为

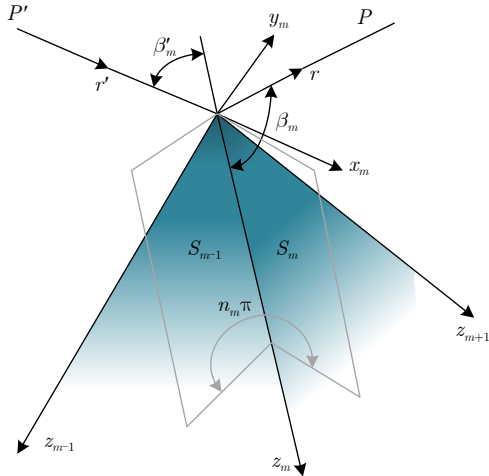


图 23 直边尖顶散射示意图

Fig. 23 Scattering schematic diagram of straight vertex

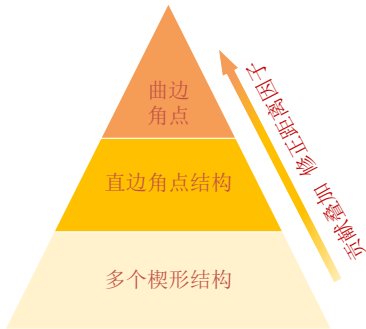


图 24 尖顶散射发展示意图

Fig. 24 Schematic diagram of vertex scattering development

$$E^{(\text{tip})}(P, P') = E^{(\text{inc})}(O, P') D^{(\text{tip})} \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (26)$$

$$D^{(\text{tip})} = \sum_{m=1}^M D_m^{(\text{tip})} \quad (27)$$

$$D_m^{(\text{tip})} = \frac{1}{2jk\pi(\cos\beta'_m - \cos\beta_m)} \cdot \left\{ \left[B(\pi + (\phi_m - \phi'_m), u_m) \cdot T_{\text{GFI}}(b_m, a_m^{(+)}(\phi_m - \phi'_m)) + B(\pi - (\phi_m - \phi'_m), u_m) \cdot T_{\text{GFI}}(b_m, a_m^{(-)}(\phi_m - \phi'_m)) \right] \mp \left[B(\pi + (\phi_m + \phi'_m), u_m) \cdot T_{\text{GFI}}(b_m, a_m^{(+)}(\phi_m + \phi'_m)) + B(\pi - (\phi_m + \phi'_m), u_m) \cdot T_{\text{GFI}}(b_m, a_m^{(-)}(\phi_m + \phi'_m)) \right] \right\} \cdot U(n_m\pi - \phi_m) U(n_m\pi - \phi'_m) \quad (28)$$

$$U(\xi) = \begin{cases} 1, & \xi > 0 \\ 0, & \xi \leq 0 \end{cases} \quad (29)$$

其中, \mp 表示软/硬边界条件下的解,

$$B(\Phi, \alpha) = -\frac{1}{2n} \frac{\sin\left(\frac{\Phi}{n}\right)}{\cos\left(\frac{\Phi}{n}\right) - \cosh\left(\frac{\alpha}{n}\right)} \quad (30)$$

Rubinowicz参数为

$$u_m = u(0) = \log\left[\tan\frac{\beta_m}{2}\right] - \log\left[\tan\frac{\beta'_m}{2}\right] \quad (31)$$

$$\beta_m = \arccos(z_m/r) \quad (32)$$

$$\beta'_m = \arccos(-z'_m/r') \quad (33)$$

过渡函数 T_{GFI} 为归一化的广义菲涅耳积分(Generalized Fresnel Integral, GFI),即

$$T_{\text{GFI}}(b, a) = 2j\sqrt{b}(b+a) \exp(jb) \int_{\sqrt{b}}^{\infty} \frac{\exp(-j\tau^2)}{\tau^2 + a} d\tau \quad (34)$$

其中, $\arg(\sqrt{b}) \in (-3\pi/4, \pi/4)$ 。

$$b_m = \frac{kr r'}{r + r'} [1 - \cos(\beta_m - \beta'_m)] \quad (35)$$

$$a_m^{(\pm)}(\Phi_m) = \frac{kr r'}{r + r'} \sin\beta_m \sin\beta'_m \cdot \left[1 + \cos(\Phi_m - 2N_m^{(\pm)} n_m \pi) \right] \quad (36)$$

其中, $N_m^{(\pm)}$ 为近似满足式(37)的整数:

$$\Phi_m - 2N_m^{(\pm)} n_m \pi = \pm\pi \quad (37)$$

式(27)–式(33)适用于源点和观测点均在有限距离处的尖顶。下面将讨论3种特殊情况: (1)平面波入射, 近场观测; (2)近场入射, 远场观测; (3)平面波入射, 远场观测(雷达散射截面(Radar Cross Section, RCS)的情况)。

平面波入射, 远场观测时, 对于单位强度的平面波入射, 令式(26)乘以因子 $4\pi r'/\exp(-jkr')$, 并在式(27)–式(33)中让 $r' \rightarrow \infty$, $E^{(\text{inc})}(O, P')$ 将变为 $E^{(\text{inc})}(O)$; 近场入射, 远场观测时, 令式(26)乘以因子 $r\exp(jkr)$, 并让 $r \rightarrow \infty$; 平面波入射, 远场观测时, $T_{\text{GFI}} = 1$ 。

5.2 曲边点散射

通过修改直边尖顶表达式(28)、式(35)、式(36)中的距离因子即可得到曲边尖顶的表达式, 式(28)修改为

$$D_m^{v,s/h} = -\frac{1}{2jk\pi(\cos\beta'_m - \cos\beta_m)} \cdot \left\{ \left[B\left(\pi + \Phi_m^{(-)}, u_m^{(i)}\right) \cdot T_{\text{GFI}}\left(kL_{\text{bm}}b_m, kL_{\text{am}}^{(i)}a_m^{(+)}\left(\Phi_m^{(-)}\right)\right) + B\left(\pi - \Phi_m^{(-)}, u_m^{(i)}\right) \cdot T_{\text{GFI}}\left(kL_{\text{bm}}b_m, kL_{\text{am}}^{(i)}a_m^{(-)}\left(\Phi_m^{(-)}\right)\right) \right] \mp \left[B\left(\pi + \Phi_m^{(+)}, u_m^{(rn)}\right) T_{\text{GFI}}\left(kL_{\text{bm}}b_m, kL_{\text{am}}^{(rn)}a_m^{(+)}\left(\Phi_m^{(+)}\right)\right) + B\left(\pi - \Phi_m^{(+)}, u_m^{(r0)}\right) T_{\text{GFI}}\left(kL_{\text{bm}}b_m, kL_{\text{am}}^{(r0)}a_m^{(-)}\left(\Phi_m^{(+)}\right)\right) \right] \right\} \cdot U(n_m\pi - \phi_m)U(n_m\pi - \phi'_m) \quad (38)$$

其中

$$u_m^{(i,r)} = \frac{\rho_{\text{em}}^{(i,r)}}{\rho_{\text{em}}^{(i,r)} + r} \sqrt{\frac{\left(\rho_1^{(i,r)} + r\right)\left(\rho_2^{(i,r)} + r\right)}{\rho_1^{(i,r)}\rho_2^{(i,r)}}} \cdot \left[\log\left[\tan\frac{\beta_m}{2}\right] - \log\left[\tan\frac{\beta'_m}{2}\right] \right] \quad (39)$$

$$L_{\text{am}}^{(i,r)} = \frac{r\left(\rho_{\text{em}}^{(i,r)} + r\right)\rho_1^{(i,r)}\rho_2^{(i,r)}\sin\beta'_m\sin\beta_m}{\rho_{\text{em}}^{(i,r)}\left(\rho_1^{(i,r)} + r\right)\left(\rho_2^{(i,r)} + r\right)} \quad (40)$$

$$L_{\text{bm}} = \frac{\rho_m r}{\rho_m + r} \quad (41)$$

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{1}{\rho_{\text{em}}^{(i)}} - \frac{\hat{\mathbf{n}}_{\text{em}} \cdot (\hat{\mathbf{r}}' - \hat{\mathbf{r}})}{a_m \sin^2\beta'_m} \quad (42)$$

$$b_m = 1 - \cos(\beta_m - \beta'_m) \quad (43)$$

$$a_m^{(\pm)}(\Psi_m) = 1 + \cos\left(2n_m\pi N_m^{(\pm)} - \Psi_m\right) \quad (44)$$

其中, $\rho_1^{(r)}, \rho_2^{(r)}$ 为反射波的曲率半径, $\rho_{\text{em}}^{(i,r)}$ 表示入射/反射波前在半圆边缘和入射/反射方向的曲率半径, $\hat{\mathbf{n}}_{\text{em}}$ 为第 m 个劈尖边指向曲率中心向外的单位法向量。

通过修改本节表达式中距离因子的代表几何曲率的值为无穷大可以将其退化为直边角锥的表达式; 通过修改距离因子中代表入射波类型的曲率因子可以得到任意入射波时的角锥散射场; 叠加次数体现了构成角锥的棱边数和面数, 修改其数量及对应角度可以得到任意几何形状的角锥的散射场表达式。该部分的仿真结果可以参考文献[13,14]。

6 讨论

目前已经有许多学者对典型散射机制进行了大量研究, 但其还存在一些问题。(1)不同的高频散射方法计算得到的准确度和适用范围不同, 没有广泛适用于实际场景的统一的散射机制建模办法; (2)对复杂场景的计算复杂度很高, 存在计算耗时与准确度低的问题; (3)如何将这典型的散射机制组成复杂的几何体或如何将复杂的几何体分解成这些典型散射机制需要进一步研究; (4)复杂几何体的一些局部结构的散射场没有得到闭式解。随着雷达技术的进步, 可以获取的SAR图像越来越多, 分辨率也越来越高, 与此同时, SAR图像解译成为极为重要的研究热点和难点, 为进一步解决这些问题, SAR图像背后的散射机制逐渐受到人们的关注。

面向SAR图像解译需要进一步完善典型散射机制字典的研究, 提高其准确性、完备性和广泛适用性。如图25所示, 典型几何结构体和部件均可分解为点、线、面及其组合, 因此我们建议从几何基元出发, 建立对应的散射基元, 基于此构建散射机制的统一表征形式, 并验证其准确性和完备性。通过

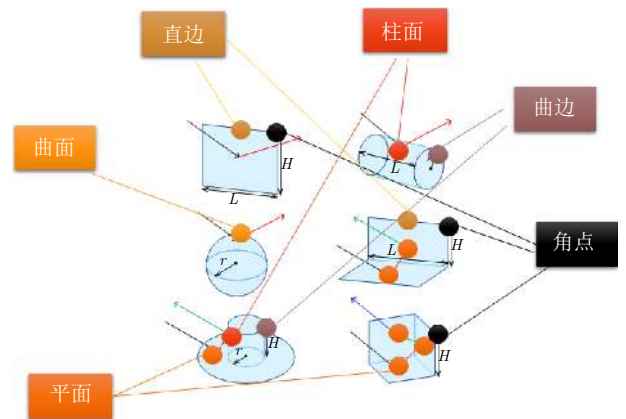


图 25 典型结构的几何基元表征

Fig. 25 Geometric primitive characterization of typical structures

点、线、面之间进行组合与相互作用以树状方式生成各种部件及其对应的散射模型,进一步由部件构造目标散射模型,由此实现更完备和广泛的散射特征表征体系,如图26所示。其中遮挡效应与入射角、出射角及其射线追踪有关,因此未在表征体系图中标出。在该树状表征体系中,涉及散射字典之间的耦合作用带来的多次散射,比如二面角、三面角等典型几何结构及其散射机制,此外,还需要考虑几何结构的轮廓连续性特点,对于这些问题,我们借鉴计算机视觉中的AND-OR表征树^[98]:

(1)将几何基元的位置等参数信息确定之后,再加入这些几何基元之间的连接信息,即是否连接;(2)引入层级结构,根据目标的几何结构逐层构造散射机制表征树,即由底向上用散射字典构造散射部件,用散射部件构造散射体;(3)考虑到组合过程存在小扰动变化,因此在每一层级内部组合结构引入随机性。该表征体系将有完备性、鲁棒性和简单易行的特点,对于发展基于散射先验知识的SAR微波视觉三维成像和目标三维重构具有重要意义。

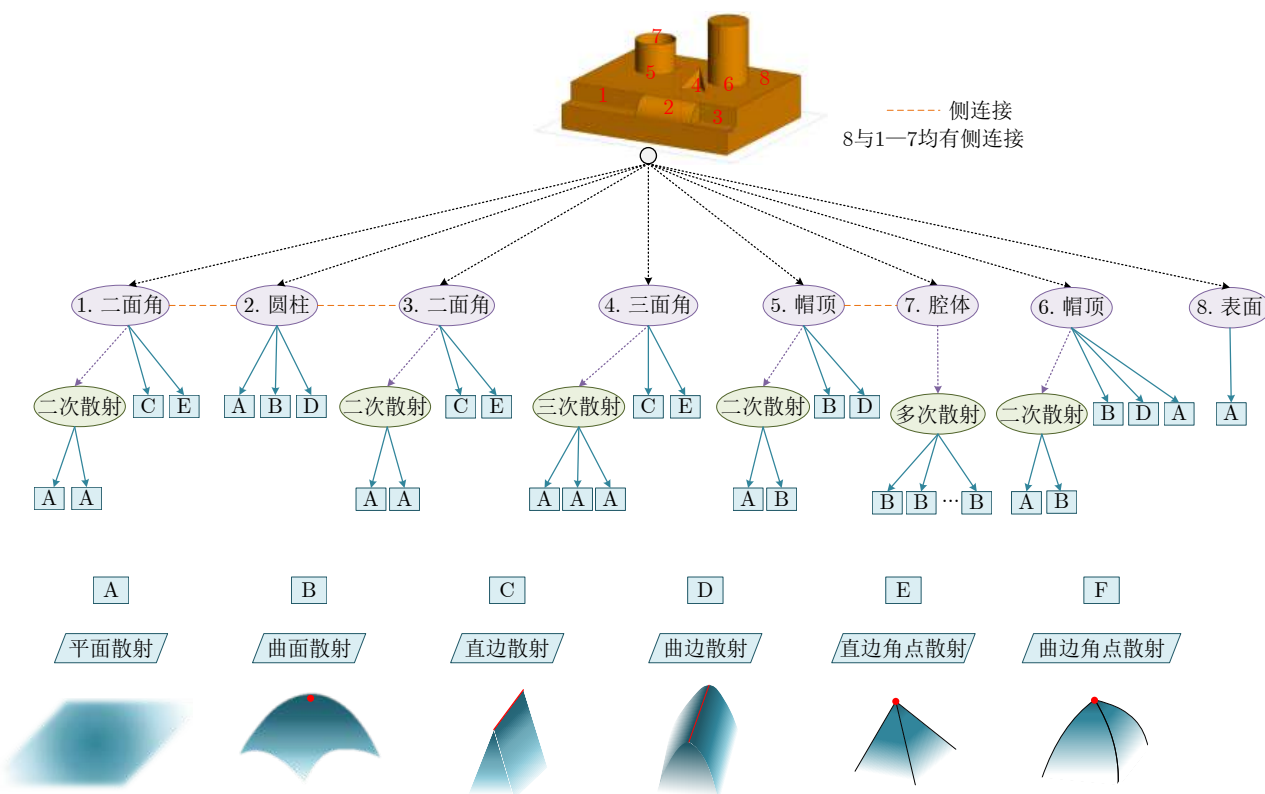


图 26 SLICY 的树状表征体系

Fig. 26 The tree representation system of SLICY

7 结束语

SAR成像及其图像解译已成为研究的热点,散射机制是产生SAR图像原始回波数据的关键要素,深入研究典型散射机制非常重要,这有利于解决SAR图像建模正问题和信息反演逆问题。本文从典型几何基元的角度回顾了高频散射机制研究的发展,并梳理了典型散射基元如点散射、边散射和面散射的目前最广泛适用的计算公式,并通过部分仿真对比进行了初步验证。未来还需要对散射基元进一步简化并对其准确性、完备性以及广泛适用性进行验证,并考虑在此基础上进一步构造表征树体系。通过本文介绍,希望能有更多研究人员加入这方面的研究。

参 考 文 献

- [1] 丁赤飏, 仇晓兰, 徐丰, 等. 合成孔径雷达三维成像——从层析、阵列到微波视觉[J]. 雷达学报, 2019, 8(6): 693-709. doi: 10.12000/JR19090.
DING Chibiao, QIU Xiaolan, XU Feng, et al. Synthetic aperture radar three-dimensional imaging—from TomoSAR and array InSAR to microwave vision[J]. *Journal of Radars*, 2019, 8(6): 693-709. doi: 10.12000/JR19090.
- [2] COIFMAN R, ROKHLIN V, and WANDZURA S. The fast multipole method for electromagnetic scattering calculations[C]. IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, Ann Arbor, USA, 1993: 48-51. doi: 10.1109/APS.1993.385405.

- [3] HARRINGTON R F. Field Computation by Moment Method[M]. New York: MacMillan, 1968.
- [4] ZHAO Zihao and YE Hongxia. Sparse matrix canonical grid method for three-dimension rough surface[C]. 2018 International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology, Chengdu, China, 2018: 1–3. doi: [10.1109/ICMMT.2018.8563853](https://doi.org/10.1109/ICMMT.2018.8563853).
- [5] FU W N, ZHAO Yanpu, HO S L, *et al.* An electromagnetic field and electric circuit coupled method for solid conductors in 3-D finite-element method[J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2016, 52(3): 7401704. doi: [10.1109/TMAG.2015.2487362](https://doi.org/10.1109/TMAG.2015.2487362).
- [6] XU Feng and JIN Yaqui. Bidirectional analytic ray tracing for fast computation of composite scattering from electric-large target over a randomly rough surface[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2009, 57(5): 1495–1505. doi: [10.1109/TAP.2009.2016691](https://doi.org/10.1109/TAP.2009.2016691).
- [7] LOANE J and LEE S W. A geometrical optics approximation for refraction at a planar interface between arbitrarily lossy media[J]. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 1987, 1(4): 349–376. doi: [10.1163/156939387X00180](https://doi.org/10.1163/156939387X00180).
- [8] ROEDDER J M. CADDSCAT version 2.3: A high-frequency physical optics code modified for trimmed IGES B-spline surfaces[J]. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 1999, 41(3): 69–80. doi: [10.1109/74.775250](https://doi.org/10.1109/74.775250).
- [9] UFIMTSEV P Y. Method of edge waves in the physical theory of diffraction[R]. FTD-HC-23-259-71, 1962.
- [10] KNOTT E. The relationship between Mitzner's ILDC and Michaeli's equivalent currents[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1985, 33(1): 112–114. doi: [10.1109/TAP.1985.1143482](https://doi.org/10.1109/TAP.1985.1143482).
- [11] KELLER J B. Geometrical theory of diffraction[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1962, 52(2): 116–130. doi: [10.1364/josa.52.000116](https://doi.org/10.1364/josa.52.000116).
- [12] KOUYOUMJIAN R G and PATHAK P H. A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface[J]. *Proceedings of the IEEE*, 1974, 62(11): 1448–1461. doi: [10.1109/PROC.1974.9651](https://doi.org/10.1109/PROC.1974.9651).
- [13] ALBANI M, CAPOLINO F, CARLUCCIO G, *et al.* UTD vertex diffraction coefficient for the scattering by perfectly conducting faceted structures[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2009, 57(12): 3911–3925. doi: [10.1109/TAP.2009.2027455](https://doi.org/10.1109/TAP.2009.2027455).
- [14] ALBANI M, CARLUCCIO G, and PATHAK P H. A uniform geometrical theory of diffraction for vertices formed by truncated curved wedges[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2015, 63(7): 3136–3143. doi: [10.1109/TAP.2015.2427877](https://doi.org/10.1109/TAP.2015.2427877).
- [15] JACKSON J A, RIGLING B D, and MOSES R L. Canonical scattering feature models for 3D and bistatic SAR[J]. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 2010, 46(2): 525–541. doi: [10.1109/TAES.2010.5461639](https://doi.org/10.1109/TAES.2010.5461639).
- [16] POTTER L C and MOSES R L. Attributed scattering centers for SAR ATR[J]. *IEEE Transactions on Image Processing*, 1997, 6(1): 79–91. doi: [10.1109/83.552098](https://doi.org/10.1109/83.552098).
- [17] GERRY M J, POTTER L C, GUPTA I J, *et al.* A parametric model for synthetic aperture radar measurements[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1999, 47(7): 1179–1188. doi: [10.1109/8.785750](https://doi.org/10.1109/8.785750).
- [18] LI Jian, WU Renbiao, BI Zhaoqiang, *et al.* Robust semiparametric method for feature extraction and SAR image formation of targets consisting of trihedrals and dihedrals[C]. Proceedings of SPIE 3721, Algorithms for Synthetic Aperture Radar Imagery VI, Orlando, USA, 1999: 92–103. doi: [10.1117/12.357627](https://doi.org/10.1117/12.357627).
- [19] AI Fazhi, ZHOU Jianxiong, HU Lei, *et al.* The parametric model of non-uniformly distributed scattering centers[C]. The IET International Conference on Radar Systems (Radar 2012), Glasgow, UK, 2012: 1–5. doi: [10.1049/cp.2012.1712](https://doi.org/10.1049/cp.2012.1712).
- [20] 周剑雄. 光学区雷达目标三维散射中心重构理论与技术[D]. [博士论文], 国防科学技术大学, 2006.
- ZHOU Jianxiong. Theory and technology on reconstructing 3D scattering centers of radar targets in optical region[D]. [Ph. D. dissertation], National University of Defense Technology, 2006.
- [21] ZHOU Jianxiong, SHI Zhiguang, and FU Qiang. Three-dimensional scattering center extraction based on wide aperture data at a single elevation[J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2015, 53(3): 1638–1655. doi: [10.1109/TGRS.2014.2346509](https://doi.org/10.1109/TGRS.2014.2346509).
- [22] HE Yang, HE Siyuan, ZHANG Yunhua, *et al.* A forward approach to establish parametric scattering center models for known complex radar targets applied to SAR ATR[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2014, 62(12): 6192–6205. doi: [10.1109/TAP.2014.2360700](https://doi.org/10.1109/TAP.2014.2360700).
- [23] RICHARDS J A. Target model generation from multiple synthetic aperture radar images[D]. [Ph. D. dissertation], Massachusetts Institute of Technology, 1996.
- [24] RIGLING B D. Signal processing strategies for bistatic synthetic aperture radar[D]. [Ph. D. dissertation], The Ohio State University, 2003.
- [25] JACKSON J A and MOSES R L. An algorithm for 3D target scatterer feature estimation from sparse SAR apertures[C]. Proceedings of SPIE 7337, Algorithms for Synthetic Aperture Radar Imagery XVI, Orlando, USA, 2009: 1–12. doi: [10.1117/12.820497](https://doi.org/10.1117/12.820497).
- [26] JACKSON J A. Three-dimensional feature models for

- synthetic aperture radar and experiments in feature extraction[D]. [Ph. D. dissertation], The Ohio State University, 2009.
- [27] 文贡坚, 朱国强, 殷红成, 等. 基于三维电磁散射参数化模型的 SAR 目标识别方法[J]. 雷达学报, 2017, 6(2): 115–135. doi: [10.12000/JR17034](https://doi.org/10.12000/JR17034).
WEN Gongjian, ZHU Guoqiang, YIN Hongcheng, *et al.* SAR ATR based on 3D parametric electromagnetic scattering model[J]. *Journal of Radars*, 2017, 6(2): 115–135. doi: [10.12000/JR17034](https://doi.org/10.12000/JR17034).
- [28] XING Xiaoyu, YAN Hua, YIN Hongcheng, *et al.* A bistatic attributed scattering center model for SAR ATR[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2021, 69(11): 7855–7866. doi: [10.1109/TAP.2021.3083817](https://doi.org/10.1109/TAP.2021.3083817).
- [29] 文贡坚, 马聪慧, 丁柏圆, 等. 基于部件级三维参数化电磁模型的 SAR 目标物理可解释识别方法[J]. 雷达学报, 2020, 9(4): 608–621. doi: [10.12000/JR20099](https://doi.org/10.12000/JR20099).
WEN Gongjian, MA Conghui, DING Baiyuan, *et al.* SAR target physics interpretable recognition method based on three dimensional parametric electromagnetic part model[J]. *Journal of Radars*, 2020, 9(4): 608–621. doi: [10.12000/JR20099](https://doi.org/10.12000/JR20099).
- [30] PHAEBUA K, PHONGCHAROENPANICH C, and LERTWIRIYAPRAPA T. On an accuracy of the modified UTD solution for a convex impedance cylinder surface[C]. 2012 9th International Conference on Electrical Engineering/Electronics, Computer, Telecommunications and Information Technology, Phetchaburi, Thailand, 2012: 1–4. doi: [10.1109/ECTICon.2012.6254270](https://doi.org/10.1109/ECTICon.2012.6254270).
- [31] 汪茂光. 几何绕射理论[M]. 2版. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1994.
WANG Maoguang. Geometrical Theory of Diffraction[M]. 2nd ed. Xi'an: Xidian University Press, 1994.
- [32] KLINE M. An asymptotic solution of Maxwell's equations[J]. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 1951, 4(2/3): 225–262. doi: [10.1002/cpa.3160040203](https://doi.org/10.1002/cpa.3160040203).
- [33] GORDON W. Far-field approximations to the Kirchoff-Helmholtz representations of scattered fields[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1975, 23(4): 590–592. doi: [10.1109/TAP.1975.1141105](https://doi.org/10.1109/TAP.1975.1141105).
- [34] LUDWIG A. Computation of radiation patterns involving numerical double integration[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1968, 16(6): 767–769. doi: [10.1109/TAP.1968.1139296](https://doi.org/10.1109/TAP.1968.1139296).
- [35] VICO-BONDIA F, FERRANDO-BATALLER M, and VALERO-NOGUEIRA A. A new fast physical optics for smooth surfaces by means of a numerical theory of diffraction[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2010, 58(3): 773–789. doi: [10.1109/TAP.2009.2039308](https://doi.org/10.1109/TAP.2009.2039308).
- [36] ZHANG Jun, YU Wenming, ZHOU Xiaoyang, *et al.* Efficient evaluation of the physical-optics integrals for conducting surfaces using the uniform stationary phase method[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2012, 60(5): 2398–2408. doi: [10.1109/TAP.2012.2189737](https://doi.org/10.1109/TAP.2012.2189737).
- [37] MOSCHOVITIS C G, KARAKATSELOS K T, PAKKELIS E G, *et al.* Scattering of electromagnetic waves from a rectangular plate using an enhanced stationary phase method approximation[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2010, 58(1): 233–238. doi: [10.1109/TAP.2009.2024015](https://doi.org/10.1109/TAP.2009.2024015).
- [38] RUCK G T, BARRICK D E, STUART W D, *et al.* Radar Cross Section Handbook[M]. New York: Plenum Press, 1970.
- [39] CRISPIN J W JR and SIEGEL K M. Methods of Radar Cross-section Analysis[M]. New York: Academic Press, 1968.
- [40] BOWMAN J J, SENIOR T B A, and USLENGHI P L E. Electromagnetic and Acoustic Scattering by Simple Shapes[M]. New York: Hemisphere Publishing Corp., 1987.
- [41] TROTT K D. Stationary phase derivation for RCS of an ellipsoid[J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2007, 6: 240–243. doi: [10.1109/LAWP.2007.891521](https://doi.org/10.1109/LAWP.2007.891521).
- [42] YUAN Haobo, WANG Nan, and LIANG Changhong. Combining the higher order method of moments with geometric modeling by NURBS surfaces[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2009, 57(11): 3558–3563. doi: [10.1109/TAP.2009.2023095](https://doi.org/10.1109/TAP.2009.2023095).
- [43] HUANG Kai, HE Zhili, and LIANG Changhong. Efficient analysis of antenna around electrically large NURBS platform with accelerating MOM-PO method[J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2010, 9: 134–137. doi: [10.1109/LAWP.2010.2044861](https://doi.org/10.1109/LAWP.2010.2044861).
- [44] GIOVAMPAOLA C D, CARLUCCIO G, PUGGELLI F, *et al.* Efficient algorithm for the evaluation of the physical optics scattering by NURBS surfaces with relatively general boundary condition[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2013, 61(8): 4194–4203. doi: [10.1109/TAP.2013.2261447](https://doi.org/10.1109/TAP.2013.2261447).
- [45] TABOADA J M and OBELLEIRO F. Including multibounce effects in the moment-method physical-optics (MMPO) method[J]. *Microwave and Optical Technology Letters*, 2002, 32(6): 435–439. doi: [10.1002/mop.10202](https://doi.org/10.1002/mop.10202).
- [46] CONDE O M, PEREZ J, and CATEDRA M P. Stationary phase method application for the analysis of radiation of complex 3-D conducting structures[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2001, 49(5): 724–731. doi: [10.1109/8.929626](https://doi.org/10.1109/8.929626).
- [47] ZHANG Yong and LIN Hai. MLFMA-PO hybrid technique

- for efficient analysis of electrically large structures[J]. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 2014, 13: 1676–1679. doi: [10.1109/LAWP.2014.2351422](https://doi.org/10.1109/LAWP.2014.2351422).
- [48] KELLER J. Diffraction of a convex cylinder[J]. *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, 1956, 4(3): 312–321. doi: [10.1109/TAP.1956.1144427](https://doi.org/10.1109/TAP.1956.1144427).
- [49] LEVY B R and KELLER J B. Diffraction by a smooth object[J]. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 1959, 12(1): 159–209. doi: [10.1002/cpa.3160120108](https://doi.org/10.1002/cpa.3160120108).
- [50] PATHAK P, BURNSIDE W, and MARHEFKA R. A uniform GTD analysis of the diffraction of electromagnetic waves by a smooth convex surface[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1980, 28(5): 631–642. doi: [10.1109/TAP.1980.1142396](https://doi.org/10.1109/TAP.1980.1142396).
- [51] ROUSSEAU P R. Time domain version of the uniform geometrical theory of diffraction[D]. [Ph. D. dissertation], The Ohio State University, 1995.
- [52] ROUSSEAU P R, PATHAK P H, and CHOU H T. A time domain formulation of the uniform geometrical theory of diffraction for scattering from a smooth convex surface[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2007, 55(6): 1522–1534. doi: [10.1109/TAP.2007.897204](https://doi.org/10.1109/TAP.2007.897204).
- [53] PATHAK P H. Techniques for High-frequency Problems[M]. LO Y T and LEE S W. Antenna Handbook: Theory, Applications, and Design. Boston: Springer, 1988: 195–311. doi: [10.1007/978-1-4615-6459-1_4](https://doi.org/10.1007/978-1-4615-6459-1_4).
- [54] CHOU H T, PATHAK P H, and ROUSSEAU P R. TD-UTD solutions for the transient radiation and surface fields of pulsed antennas placed on PEC smooth convex surfaces[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2011, 59(5): 1626–1637. doi: [10.1109/TAP.2011.2122235](https://doi.org/10.1109/TAP.2011.2122235).
- [55] KIM H T and WANG Nan. UTD solution for electromagnetic scattering by a circular cylinder with thin lossy coatings[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1989, 37(11): 1463–1472. doi: [10.1109/8.43566](https://doi.org/10.1109/8.43566).
- [56] HUSSAR P E. A uniform GTD treatment of surface diffraction by impedance and coated cylinders[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1998, 46(7): 998–1008. doi: [10.1109/8.704801](https://doi.org/10.1109/8.704801).
- [57] TOKGOZ C and MARHEFKA R J. A UTD based asymptotic solution for the surface magnetic field on a source excited circular cylinder with an impedance boundary condition[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2006, 54(6): 1750–1757. doi: [10.1109/TAP.2006.875490](https://doi.org/10.1109/TAP.2006.875490).
- [58] PAULI W. On asymptotic series for functions in the theory of diffraction of light[J]. *Physical Review Journals Archive*, 1938, 54(11): 924–931. doi: [10.1103/PhysRev.54.924](https://doi.org/10.1103/PhysRev.54.924).
- [59] BURNSIDE W and BURGNER K. High frequency scattering by a thin lossless dielectric slab[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1983, 31(1): 104–110. doi: [10.1109/TAP.1983.1143019](https://doi.org/10.1109/TAP.1983.1143019).
- [60] HUTCHINS D L and KOUYOUMJIAN R G. Asymptomatic series describing the diffraction of a plane wave by a wedge[J]. *ElectroScience Laboratory Department of Electrical Engineering*, Ohio State University, Columbus, 1969.
- [61] PATHAK P H and KOUYOUMJIAN R G. The dyadic diffraction coefficient for a perfectly-conducting wedge[R]. DTIC Document, 1970.
- [62] AHLUWALIA D S, LEWIS R M, and BOERSMA J. Uniform asymptotic theory of diffraction by a plane screen[J]. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 1968, 16(4): 783–807. doi: [10.1137/0116065](https://doi.org/10.1137/0116065).
- [63] LEWIS R M and BOERSMA J. Uniform asymptotic theory of edge diffraction[J]. *Journal of Mathematical Physics*, 1969, 10(12): 2291–2305. doi: [10.1063/1.1664835](https://doi.org/10.1063/1.1664835).
- [64] AHLUWALIA D S. Uniform asymptotic theory of diffraction by the edge of a three-dimensional body[J]. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 1970, 18(2): 287–301. doi: [10.1137/0118024](https://doi.org/10.1137/0118024).
- [65] MEIXNER J. The behavior of electromagnetic fields at edges[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1972, 20(4): 442–446. doi: [10.1109/TAP.1972.1140243](https://doi.org/10.1109/TAP.1972.1140243).
- [66] LUEBBERS R. Finite conductivity uniform GTD versus knife edge diffraction in prediction of propagation path loss[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1984, 32(1): 70–76. doi: [10.1109/TAP.1984.1143189](https://doi.org/10.1109/TAP.1984.1143189).
- [67] ÇAKIR G, SEVGI L, and UFIMTSEV P Y. FDTD modeling of electromagnetic wave scattering from a wedge with perfectly reflecting boundaries: Comparisons against analytical models and calibration[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2012, 60(7): 3336–3342. doi: [10.1109/TAP.2012.2196948](https://doi.org/10.1109/TAP.2012.2196948).
- [68] ALBANI M, CAPOLINO F, MACI S, et al. Diffraction at a thick screen including corrugations on the top face[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1997, 45(2): 277–283. doi: [10.1109/8.560346](https://doi.org/10.1109/8.560346).
- [69] CAPOLINO F, ALBANI I M, MACI S, et al. Double diffraction at a pair of coplanar skew edges[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1997, 45(8): 1219–1226. doi: [10.1109/8.611240](https://doi.org/10.1109/8.611240).
- [70] ALBANI M, PIAZZESI P, CAPOLINO F, et al. Shielding effect of a thick screen with corrugations[J]. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 1998, 40(3): 235–239. doi: [10.1109/15.709421](https://doi.org/10.1109/15.709421).
- [71] ALBANI M. A uniform double diffraction coefficient for a pair of wedges in arbitrary configuration[J]. *IEEE*

- Transactions on Antennas and Propagation*, 2005, 53(2): 702–710. doi: [10.1109/TAP.2004.841289](https://doi.org/10.1109/TAP.2004.841289).
- [72] KRAUS L and LEVINE L M. Diffraction by an elliptic cone[J]. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 1961, 14(1): 49–68. doi: [10.1002/cpa.3160140104](https://doi.org/10.1002/cpa.3160140104).
- [73] SATTERWHITE R. Diffraction by a quarter plane, the exact solution, and some numerical results[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1974, 22(3): 500–503. doi: [10.1109/TAP.1974.1140803](https://doi.org/10.1109/TAP.1974.1140803).
- [74] SAHALOS J and THIELE G. The eigenfunction solution for scattered fields and surface currents of a vertex[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1983, 31(1): 206–211. doi: [10.1109/TAP.1983.1142987](https://doi.org/10.1109/TAP.1983.1142987).
- [75] HANSEN T B. Diffraction by a plane angular sector, a new derivation[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1990, 38(11): 1892–1894. doi: [10.1109/8.102757](https://doi.org/10.1109/8.102757).
- [76] BLUME S. Spherical-multipole analysis of electromagnetic and acoustical scattering by a semi-infinite elliptic cone[J]. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 1996, 38(2): 33–44. doi: [10.1109/74.500230](https://doi.org/10.1109/74.500230).
- [77] BLUME S and KREBS V. Numerical evaluation of dyadic diffraction coefficients and bistatic radar cross sections for a perfectly conducting semi-infinite elliptic cone[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1998, 46(3): 414–424. doi: [10.1109/8.662661](https://doi.org/10.1109/8.662661).
- [78] KLINKENBUSCH L. Electromagnetic scattering by semi-infinite circular and elliptic cones[J]. *Radio Science*, 2007, 42(6): RS6S10. doi: [10.1029/2007RS003649](https://doi.org/10.1029/2007RS003649).
- [79] RADLOW J. Diffraction by a quarter-plane[J]. *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, 1961, 8(1): 139–158. doi: [10.1007/BF00277435](https://doi.org/10.1007/BF00277435).
- [80] RADLOW J. Note on the defraction at a corner[J]. *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, 1965, 19(1): 62–70. doi: [10.1007/BF00252278](https://doi.org/10.1007/BF00252278).
- [81] ALBERTSEN N C. Diffraction by a quarterplane of the field from a halfwave dipole[J]. *IEE Proceedings-Microwaves, Antennas and Propagation*, 1997, 144(3): 191–196. doi: [10.1049/ip-map:19971151](https://doi.org/10.1049/ip-map:19971151).
- [82] ALBANI M. On Radlow's quarter-plane diffraction solution[J]. *Radio Science*, 2007, 42(6): RS6S11. doi: [10.1029/2006RS003528](https://doi.org/10.1029/2006RS003528).
- [83] SIKTA F, BURNSIDE W, CHU T T, et al. First-order equivalent current and corner diffraction scattering from flat plate structures[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1983, 31(4): 584–589. doi: [10.1109/TAP.1983.1143116](https://doi.org/10.1109/TAP.1983.1143116).
- [84] HILL K C. A UTD solution to the EM-scattering by the vertex of a perfectly conducting plane angular sector[D]. [Ph. D. dissertation], The Ohio State University, 1990.
- [85] HILL K C and PATHAK P H. A UTD solution for the EM diffraction by a corner in a plane angular sector[C]. The Antennas and Propagation Society Symposium 1991 Digest, London, Canada, 1991: 2–5. doi: [10.1109/APS.1991.174758](https://doi.org/10.1109/APS.1991.174758).
- [86] HANSEN T B. Corner diffraction coefficients for the quarter plane[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1991, 39(7): 976–984. doi: [10.1109/8.86918](https://doi.org/10.1109/8.86918).
- [87] MACI S, TIBERIO R, and TOCCAFONDI A. Diffraction at a plane angular sector[J]. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 1994, 8(9/10): 1247–1276. doi: [10.1163/156939394X01028](https://doi.org/10.1163/156939394X01028).
- [88] CAPOLINO F and MACI S. Uniform high-frequency description of singly, doubly, and vertex diffracted rays for a plane angular sector[J]. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 1996, 10(9): 1175–1197. doi: [10.1163/156939396X00658](https://doi.org/10.1163/156939396X00658).
- [89] MACI S, ALBANI M, and CAPOLINO F. ITD formulation for the currents on a plane angular sector[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1998, 46(9): 1318–1327. doi: [10.1109/8.719975](https://doi.org/10.1109/8.719975).
- [90] MICHAELI A. Comments on "First-order equivalent current and corner diffraction scattering from flat plate structures"[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1984, 32(9): 1011–1012. doi: [10.1109/TAP.1984.1143436](https://doi.org/10.1109/TAP.1984.1143436).
- [91] JONES D S. A uniform asymptotic expansion for a certain double integral[J]. *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh Section A: Mathematics*, 1971, 69(3): 205–226. doi: [10.1017/S0080454100008694](https://doi.org/10.1017/S0080454100008694).
- [92] CLEMMOW P C and SENIOR T B A. A note on a generalized Fresnel integral[J]. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 1953, 49(3): 570–572. doi: [10.1017/S0305004100028723](https://doi.org/10.1017/S0305004100028723).
- [93] CAPOLINO F and MACI S. Simplified closed-form expressions for computing the generalized fresnel integral and their application to vertex diffraction[J]. *Microwave and Optical Technology Letters*, 1995, 9(1): 32–37. doi: [10.1002/mop.4650090113](https://doi.org/10.1002/mop.4650090113).
- [94] MACI S, TIBERIO R, and TOCCAFONDI A. Incremental diffraction coefficients for source and observation at finite distances from an edge[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1996, 44(5): 593. doi: [10.1109/8.496244](https://doi.org/10.1109/8.496244).
- [95] SMYSHLYAEV V P. The high-frequency diffraction of electromagnetic waves by cones of arbitrary cross sections[J]. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 1993, 53(3): 670–688. doi: [10.1137/0153034](https://doi.org/10.1137/0153034).
- [96] BABICH V M, SMYSHLYAEV V P, DEMENT'EV D B, et al. Numerical calculation of the diffraction coefficients for an arbitrary shaped perfectly conducting cone[J]. *IEEE*

Transactions on Antennas and Propagation, 1996, 44(5): 740. doi: [10.1109/8.496260](https://doi.org/10.1109/8.496260).

- [97] ALBANI M, CARLUCCIO G, and PATHAK P H. Uniform ray description for the PO scattering by vertices in curved surface with curvilinear edges and relatively general boundary conditions[J]. *IEEE Transactions on Antennas*

and Propagation, 2011, 59(5): 1587–1596. doi: [10.1109/TAP.2011.2123062](https://doi.org/10.1109/TAP.2011.2123062).

- [98] SI Zhangzhang and ZHU Songchun. Learning AND-OR templates for object recognition and detection[J]. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 2013, 35(9): 2189–2205. doi: [10.1109/TPAMI.2013.35](https://doi.org/10.1109/TPAMI.2013.35).

作者简介



张旭(1996–)，女，山西长治人，复旦大学电磁波信息科学教育部重点实验室博士研究生，主要研究方向为电磁散射建模。



徐丰(1982–)，男，浙江东阳人，复旦大学博士，教授。研究方向为SAR图像解译、电磁散射建模、人工智能。担任IEEE地球科学与遥感快报副主编、IEEE地球科学与遥感学会上海分会主席。



金亚秋(1946–)，男，上海人，美国麻省理工学院博士学位，教授，中国科学院院士。主要研究方向为复杂自然环境与目标电磁散射辐射传输、空间微波遥感和计算电磁，获国家自然科学奖二等奖、上海市科技功臣奖、IEEE GRSS杰出成就奖等奖项。

(责任编辑：仇晓兰)