

文章编号: 1000-6893(2001)S0-0S93-05

# 阻抗条缩减边缘散射优化模型研究

蒋欣, 王宝发

(北京航空航天大学 电子工程系 205 教研室, 北京 100083)

## STUDY OF OPTIMAL MODEL OF REDUCING IMPEDANCE STRIP EDGE SCATTERING

J IANG Xin, WANG Bao-fa

(Dept. of Electronic Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

**摘要:** 首先推导出二维阻抗条带的散射积分方程, 然后用矩量法求解其表面电流密度, 进而求其散射分布。通过电磁建模, 分析了条带不同阻抗分布下的电磁散射特性, 从而得到对边缘散射缩减很大的阻抗分布函数, 实现对阻抗渐变材料分布的优化, 对雷达吸波材料的设计有重要的指导意义。

**关键词:** 雷达散射截面; 雷达吸波材料; 阻抗条带; 矩量法

**中图分类号:** V 243.2 **文献标识码:** A

**Abstract:** Firstly the scattering integral equation for a two-dimensional impedance strip is presented, then surface current density is solved via the method of moments, and lastly its scattering pattern is predicted. By this method, the characteristic of electromagnetic scattering of different impedance distribution strips is analysed; the impedance distribution function for greatly reducing edge scattering and an optimal model of the impedance taper material are presented. It is helpful to the design of radar absorbing materials.

**Key words:** radar cross section; radar absorbing material; impedance strip; method of moment

由于在实际战场环境中, 雷达探测是发现目标最有效、最常规的方法, 为了提升武器平台的生存力, 实现武器平台对雷达的隐身, 就要对其雷达散射截面进行减缩(RCSR), 即减少目标对雷达接收器的能量散射总量。目前有 4 种方法可实现减缩目标 RCS 的目的: 整形、雷达吸波材料和雷达吸波结构、无源对消、有源对消<sup>[1]</sup>。其中雷达吸收体有非常吸引人的特性, 如: 可实现宽频带吸收; 在多角度范围内实现衰减; 可用于已经设计好的目标的 RCS 控制等等。所以采用雷达吸波材料是武器系统实现雷达隐身的主要手段之一。

由于飞行器产生的散射回波来源于不同的散射源, 可能包括了镜面散射、边缘绕射、多次反射、行波和爬行波等多种散射机理; 因此, 根据不同的散射机理和飞行器部件, 必须采用不同参数和构造的雷达吸波材料, 才能实现对雷达散射截面的全面减缩。本文针对飞行器上普遍存在的各种边缘绕射, 寻求用阻抗薄条加载于边缘上, 缩减边缘电磁散射的优化模型。在将吸波材料应用于复杂目标之前, 应选择一简单体, 来验证方法的有效性。本文选取一无限薄、有限宽、无限长的阻抗条带建立物理模型, 采用该模型的优点在于: (1) 易

于电磁建模和预估; (2) 可用于边缘散射机理的研究, 因为它的边缘就是内角为零的劈; (3) 便于加工和实验测量。在这里采用矩量法(MOM)进行电磁建模, 计算了常阻抗加载、渐变阻抗加载导体条带的散射, 得到了缩减边缘散射阻抗分布的优化方案。

### 1 阻抗条带的电磁散射积分方程

图 1 中入射电磁波为 E 极化, 入射角为  $\phi_0$

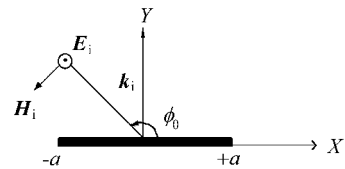


图 1 宽度为 2a 的阻抗条带截面模型

Fig 1 Model of a resistive strip 2a wide

根据图 1 电磁散射问题, 建立积分方程。总场为入射场和散射场的和

$$\vec{E}_i = \vec{E}_T - \vec{E}_s \quad (1)$$

式中: 下标为 T 的是总场; 下标为 s 的是散射场; 下标为 i 的是入射场。下面分别给出表达式。入射电场为平面波, 假设时间因子为  $e^{j\omega t}$ , 在式中被省略。E 极化入射波为

$$E_i = z E_0 e^{jk(x \cos \phi_0 + y \sin \phi_0)} \quad (2)$$

$$H_i = (-\hat{x} \sin \phi + \hat{y} \cos \phi) H_0 e^{jk(x \cos \phi + y \sin \phi)} \quad (3)$$

H 极化入射波为

$$E_i(\hat{x} \sin \phi - \hat{y} \cos \phi) E_0 e^{jk(x \cos \phi + y \sin \phi)} \quad (4)$$

$$H_i = z E_0 e^{jk(x \cos \phi + y \sin \phi)} \quad (5)$$

其中:  $\phi$  为入射平面波与  $x$  轴的加角;  $k$  为波数;  $\omega$  为入射波的角频率;  $F$  为入射波的频率;  $\lambda$  为入射波长;  $\mu_0$  为自由空间的磁导率;  $\epsilon_0$  为自由空间的介电常数;  $E_0, H_0$  分别为入射电场和入射磁场的幅度。

在很薄的条带上, 总场与总的表面电流密度  $J$  (A/m) 关系如下

$$E_{T, \tan} = \frac{J}{[\sigma + j\omega(\epsilon - \epsilon_0)]t} \quad (6)$$

其中:  $J = J_\sigma + J_\epsilon$ ;  $J_\sigma$  为感应电流 =  $\sigma E_T$ ;  $J_\epsilon$  为极化电流  $J_\epsilon = j\omega(\epsilon - \epsilon_0) E_T$ ;  $\sigma$  为导电率 ( $1/(\Omega \cdot m)$ );  $\epsilon$  为条带的介电常数  $\epsilon = \epsilon - j\epsilon = \epsilon - j(\sigma/\omega)$ ;  $t$  为条带的厚度, 因为条带很薄, 可以假设电流仅仅在条带表面流动, 并且仅仅由  $E_T$  的切向分量决定  $J$ 。

方程式(6)可写为

$$E_{T, \tan} = JR(x) \quad (7)$$

通常, 阻抗是复数。但是当  $\sigma$  很大,  $\epsilon$  可近似等于  $\epsilon_0$ , 阻抗可考虑为实数。设  $R(x)$  为

$$R(x) = \frac{J}{[\sigma + j\omega(\epsilon - \epsilon_0)]t} \quad (8)$$

归一化阻抗为

$$\eta(x) = \frac{R(x)}{Z_0} = \frac{1}{[\omega\epsilon + j\omega(\epsilon - \epsilon_0)]t} = \frac{1}{jk(\epsilon - \epsilon_0)} \quad (9)$$

式中:  $\epsilon$  是复相对介电常数。本文讨论的条带可看成是由电阻片构成,  $\epsilon$  可近似等于  $\epsilon_0$ , 因此, 式(9)可近似为

$$\eta(x) = \frac{1}{Z_0 \sigma(x)t} \quad (10)$$

在式(1)中的散射电磁场, 由磁矢量位推导出

$$E_s = -j\omega A - \nabla \nabla \cdot A \quad (11)$$

$$A = \mu_0 \int_{-a}^a J_s(x) G(\rho/x) dx \quad (12)$$

其中:  $J_s = \begin{cases} J_x \hat{x}, & \text{H 极化} \\ J_z \hat{z}, & \text{E 极化} \end{cases}$

$x = x \hat{x}$  为  $X$  轴上的源点方向;  $G(\rho/x)$  为格林函数, 等于  $H_0^{(2)}(k|\rho - x|)/4i$ ,  $H_0^{(2)}(\cdot)$  为第 2 类零阶汉克尔函数,  $\rho$  是观察点方向,  $\rho = xx + yy$ 。对于 E 极化,  $\nabla \cdot A_{zz} = 0$ , 则

$$E_s = \frac{-\omega\mu_0}{4} \int_{-a}^a J_z(x) H_0^{(2)}(k|x - x'|) dx \quad (13)$$

这样将式(2)、式(7)、式(13)代入式(1)中, 得到

$$E_0 e^{jkx \cos \phi} = \eta(x) J_z(x) + \frac{k}{4} \int_{-a}^a J_z(x') H_0^{(2)}(k|x - x'|) dx \quad (14)$$

对于 H 极化, 式(11)的第 2 项不等于零, 而是

$$\nabla \cdot A_{zz} = -\frac{1}{4j} \int_{-a}^a J_x(x') \frac{\partial}{\partial x_1} H_1^{(2)}(k|\rho - x'|) dx \quad (15)$$

$H_1^{(2)}(\cdot)$  为第 2 类一阶汉克尔函数, 并且

$$\nabla \nabla \cdot A = \frac{-k^2 x}{4j} \int_{-a}^a J_x(x') H_1^{(2)}(k|\rho - x'|) dx + \frac{-kx}{4j} \int_{-a}^a J_x(x') H_1^{(2)}(k|\rho - x'|) \frac{1}{(k|\rho - x'|)} dx \quad (16)$$

将式(12)和式(16)代入式(11), 散射场为

$$E_s = \frac{xZ_0}{4} \int_{-a}^a J_x(x') H_1^{(2)}(k|\rho - x'|) \frac{1}{(k|\rho - x'|)} dx \quad (17)$$

然后将式(4)、式(7)和式(17)代入式(1)将得到

$$\frac{E_0}{Z_0} \sin \phi e^{jkx \cos \phi} = \eta(x) J_x(x) + \frac{k}{4} \int_{-a}^a J_x(x') H_1^{(2)}(k|x - x'|) \frac{1}{(k|x - x'|)} dx \quad (18)$$

需要说明的是,  $\eta(x)$  不是常数, 本文主要是从理论上分析阻抗按一定函数规律变化时的散射特点。散射体为非良导体或被涂敷了吸波材料后, 可采用列昂托维奇边界条件<sup>[2]</sup>, 用表面阻抗来联系表面的材料特性, 并代入式(14)和式(18)求解。

用数值方法矩量法<sup>[3]</sup>求解式(14), 式(18), 将其改为算子方程

$$E_{iz} = L_E(J_z) \quad (19)$$

$$E_{ix} = L_H(J_x) \quad (20)$$

积分方程采用脉冲基点选配法求解。设

$$f = \sum_{i=1}^n \alpha_i f_i \quad (21)$$

$f_i$  为第  $i$  小段上的脉冲基函数, 权函数用  $\delta(x - x_m)$  形式的冲激函数, 则积分方程转化为下列矩量方程

$$[l_{mn}][\alpha_i] = [g_m] \quad (22)$$

式中:  $l_{mn} = \begin{cases} \delta(x - x_m), L_E(f_n) & \text{E 波} \\ \delta(x - x_m), L_H(f_n) & \text{H 波} \end{cases}$

$$g_m = \begin{cases} \delta(x - x_m), E_i & \text{E 波} \\ \delta(x - x_m), E_i & \text{H 波} \end{cases}$$

式中: 表示做内积计算。

当  $\alpha (i= 1, 2, \dots, n)$  求出后, 雷达截面宽度由

$$\sigma_2(\phi) = \lim_r \int_r 2\pi r |E_s(\phi/E_i)|^2 = \lim_r \int_r 2\pi r |H_s(\phi/H_i)|^2 \quad (23)$$

单站散射宽度可由下式求得

$$\sigma_2 = \frac{k}{4H_0^2} \left| \int_{-a}^a J_z(x) e^{jkx \cos\phi_0} dx \right|^2 \quad \text{E 极化} \quad (24)$$

$$\sigma_2 = \frac{k}{4H_0^2} \left| \sin\phi \int_{-a}^a J_x(x) e^{jkx \cos\phi_0} dx \right|^2 \quad \text{H 极化} \quad (25)$$

扩展成三维雷达散射截面可近似表示为

$$\frac{\sigma_2}{\lambda^2} = 2 \left( \frac{L}{\lambda} \right)^2 \frac{\sigma_2}{\lambda} \quad (26)$$

其中:  $L$  为阻抗条带长度。为保证计算精度, 每个波长的抽样不能少于 10 次。

## 2 阻抗加载导体条带的散射特性 (各计算图横坐标为 $\theta = \phi - 90^\circ$ )

将条带宽度  $a$  固定为  $2\lambda$ , 总长为  $4\lambda$ , 在每个波长上选取的脉冲基函数的个数为 25 个。下图为良导体条带计算和实验测量结果。

从图 2、图 3 可以看出, 计算结果和实验对比符合得非常好, 证明了算法的有效性, 并很好地预测了 H 极化的行波波峰和位置。根据行波位置公

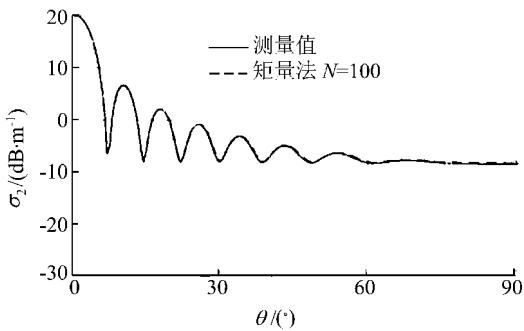


图 2 4 倍波长良导体条, E 极化散射图

Fig 2 Scattering prediction for a  $4\lambda$  perfectly conducting strip, E polarization

式  $\theta = 49.35 \sqrt{\lambda/l}$ , 即为 25 附近, 这与矩量法预估和实验测量是一致的。由于本文侧重于对边缘散射的缩减, 而 E 极化的边缘散射要远强于 H 极化, 以下均只讨论 E 极化散射特点。

### 2.1 常阻抗加载导体条电磁散射分析

常阻抗在  $x$  轴上的分布函数

$$\eta(x) = \begin{cases} 0, & |x| < 1 \\ \text{常数}, & 2 > |x| > 1 \end{cases} \quad (27)$$

图 4 和图 5 给出了  $\eta$  分别为 0.5, 1.5, 2, 4 时, 理论计算与良导体散射的对比。从图上可以看

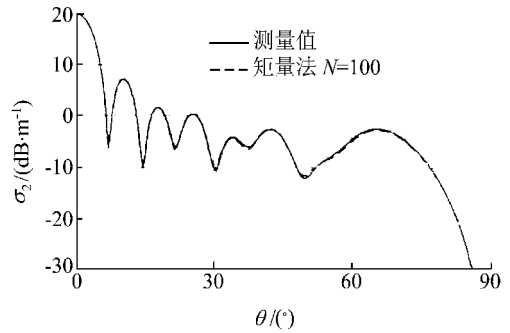


图 3 4 倍波长良导体条, H 极化散射图

Fig 3 Scattering prediction for a  $4\lambda$  perfectly conducting strip, H polarization

出, 主峰值分别减小 3dB, 4dB, 4.4dB, 5dB, 边缘缩减分别为 8.7dB, 5dB, 3.9dB, 2.2dB。所以  $\eta$  为 0.5 时, 边缘散射减缩最好。

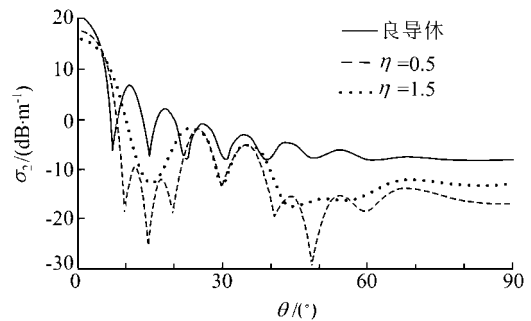


图 4 常阻抗 0.5, 1.5 散射对比图

Fig 4 Scattering comparison for conducting strip reference,  $\eta = 0.5$  and  $1.5$

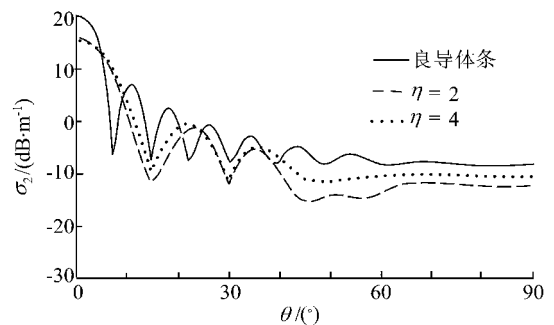


图 5 常阻抗 2, 4 散射对比图

Fig 5 Scattering comparison for conducting strip reference,  $\eta = 2$  and  $4$

### 2.2 渐变阻抗加载导体条电磁散射分析

设定阻抗在  $x$  轴上的分布函数为

$$\eta(x) = d \left( \left| \frac{x}{\lambda} \right| - 1 \right)^b \quad (28)$$

见图 6, 图 7 到图 9 分别是参数  $b$  不变, 参数  $d$  变化时理论计算与良导体散射对比图。图 7 中,  $d$  从常数 1 增加 2, 结果边缘散射与良导体散射相比

分别减小 14.4 dB 和 20.1 dB, 但主峰值散射减小很少。同时可以看出当  $d$  增加时, 边缘和旁瓣减少得更多。从图 8 和 9 图中可看出同样的趋势。特别是图 9 的  $2(|x|-1)^4$ , 边缘减少了 23.3 dB。

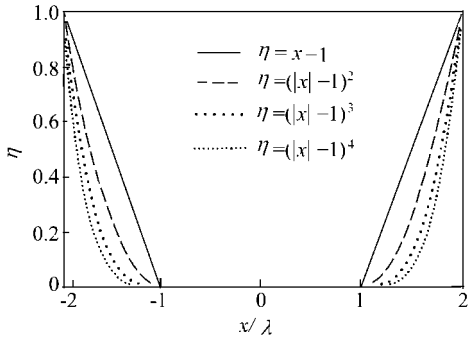


图 6 渐变阻抗分布函数,  $d$  为 1

Fig 6 Tapered resistive-loaded conducting strip comparison  $b = 1, 2, 3, 4$

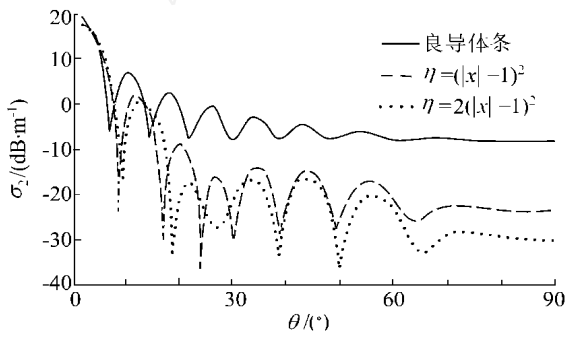


图 7  $b = 2$  散射对比图

Fig 7 Scattering comparison for  $b = 2$

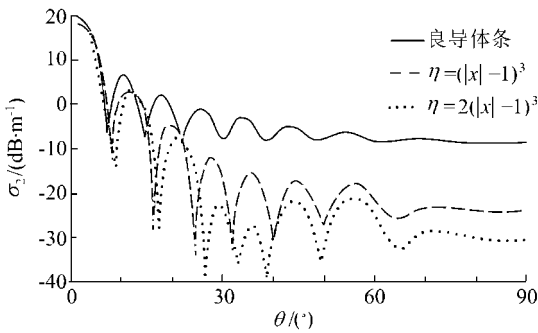


图 8  $b = 3$  散射对比图

Fig 8 Scattering comparison for  $b = 3$

图 10 到图 14 分别是参数  $b$  变化, 参数  $d$  不变的理论计算与良导体散射对比图。从这些图中我们可以看出, 当常数  $d$  较小时,  $b$  增加的影响要小些, 散射图差别也不大。当常数  $d$  变大时,  $b$  增加的影响显示出来, 散射图就有所差别。

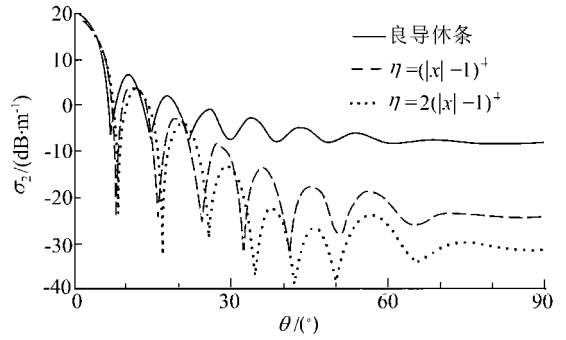


图 9  $b = 4$  散射对比图

Fig 9 Scattering comparison for  $b = 4$

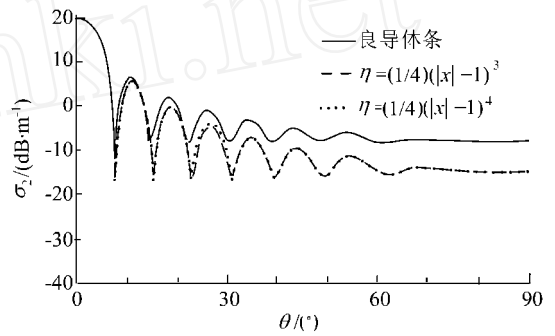


图 10  $d = 1/4$  散射对比图

Fig 10 Scattering comparison for  $d = 1/4$

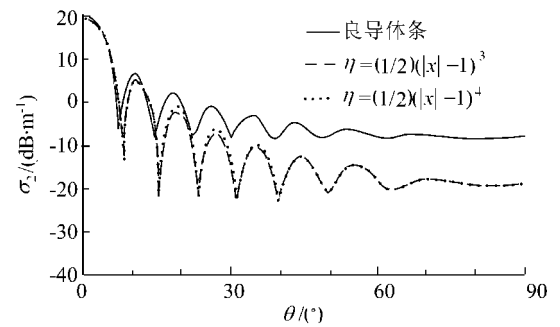


图 11  $d = 1/2$  散射对比图

Fig 11 Scattering comparison for  $d = 1/2$

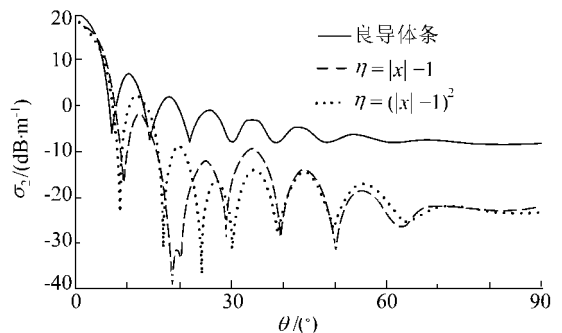
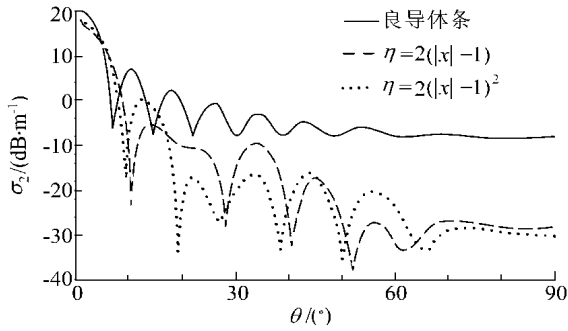
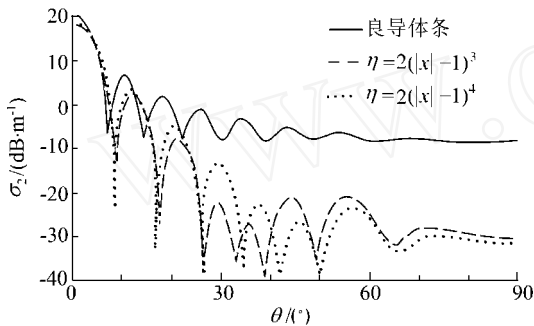


图 12  $d = 1$  散射对比图

Fig 12 Scattering comparison for  $d = 1$

图 13  $d = 2$  散射对比图Fig 13 Scattering comparison for  $d = 2$ 图 13  $d = 2, b = 3, 4$  时散射对比图Fig 14 Scattering comparison for  $d = 2, b = 3, 4$ 

### 3 结论

从以上分析可以看出, 常阻抗加载可缩减边缘 RCS 贡献, 但渐变阻抗对边缘散射的缩减作用比常阻抗要大得多, 对  $\eta(x) = d \left( \left| \frac{x}{\lambda} \right| - 1 \right)^b$  分布

的加载边缘而言, 急剧渐变阻抗对边缘散射有更大的衰减。设置不同的分布参数, 边缘以及其它空域缩减的幅值也各异。

$2(|x| - 1)^4$  渐变模式对  $30^\circ \sim 60^\circ$  的空域和边缘散射的缩减最好; 而  $2(|x| - 1)^3$ ,  $2(|x| - 1)^2$ ,  $2(|x| - 1)$  对  $0^\circ \sim 30^\circ$  空域有很好的缩减。所以根据不同的设计要求, 可选取不同的优化方案。

通过本文的计算程序, 对实际的雷达吸波材料设计有重要的指导作用。还可以发展一种优化方法, 来综合设计非连续阻抗。通过设置不连续的阻抗数目, 并设定要得到最小点的散射值, 优化出所需的阻抗值。这是需要进一步做的工作。

### 参考文献

- [1] 克拉特 E F, 等 雷达散射截面——预估、测量和缩减 [M]. 阮颖铮, 等译 北京: 电子工业出版社, 1988 189.
- [2] 汪茂光 几何饶射理论 [M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1985 186.
- [3] 哈林登 E F. 计算电磁场的矩量法 [M]. 王一平, 等译 北京: 国防工业出版社 1981.

#### 作者简介:



蒋欣(1971-), 男, 1992年毕业于电子科技大学电磁场与微波技术专业, 获学士学位, 1992年至1996年在北京目标特性与环境研究所工作, 1996年在北京航空航天大学电子工程系攻读硕士学位, 1998年转为攻读博士学位, 目前研究方向为电磁散射的数值计算和目标特性建模, 以及目标识别等。

王宝发(1939-), 男, 现为北京航空航天大学电子工程系博士生导师, 主要研究方向为目标散射特性分析和理论建模。