

当代杰出青年科学文库

军用目标雷达散射 截面预估与测量

庄钊文 袁乃昌 著
莫锦军 刘少斌

科学出版社
北京

内 容 简 介

本书在介绍雷达散射截面(简称RCS)定义及相关概念、特点的基础上,从国防科研的实际需求出发,重点讨论军用目标RCS的各种常见理论预估方法和实验测量手段。鉴于RCS预估方法的多样性,本书分别在时域方法、频域方法和高频方法等三大类方法中各选最为典型的一种进行分析,以期读者能融会贯通,它们分别是时域有限差分法、矩量法和物理光学法。实验测量方面,主要介绍RCS测量校准方法、低散射背景技术、缩比测量相似律等内容,并给出几个典型稳态和瞬态散射测量系统方案。本书理论联系实际,展示了使用各种理论原理解决实际问题的方法和技巧,具有很强的实践意义。

本书可供在雷达系统、电子对抗、目标与环境特性、隐身与反隐身、目标识别、计算电磁学等领域从事研究和开发的科技人员参考,也可作为高等院校相关专业高年级本科生和研究生的教学参考书。

图书在版编目(CIP)数据

军用目标雷达散射截面预估与测量/庄钊文,袁乃昌,莫锦军,刘少斌著. —北京:科学出版社,2007

(当代杰出青年科学文库)

ISBN 978-7-03-016763-7

I. 军… II. ①庄… ②袁… ③莫… ④刘… III. 军用雷达-散射截面-研究 IV. TN951

中国版本图书馆CIP数据核字(2006)第002005号

责任编辑:胡 凯 贾瑞娜 / 责任校对:包志虹

责任印制:赵德静 / 封面设计:王 浩

科 学 出 版 社 出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

中国科学院印刷厂 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2007年6月第 一 版 开本: B5 (720×1000)

2007年6月第一次印刷 印张: 20 3/4

印数: 1—2 000 字数: 392 000

定价: 56.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换(科印))

前 言

雷达散射截面(RCS)是雷达探测与识别、隐身与反隐身研究的重要基础,是现代军事对抗技术的主要内容。雷达散射截面可通过理论预估和实验测量两种手段获取。

RCS 理论预估的实质是求满足特定边界条件 Maxwell 方程组的解。对一些典型几何形状和结构相对简单的目标不难用解析方法得到严格的解析解,并给出合理的物理解释。当目标结构复杂时,解析方法往往无能为力,必须使用各种数值分析方法。事实上,RCS 预估是最近几十年计算电磁学发展的主要内容。

自 20 世纪 60 年代以来,已有不下几十种电磁场的数值分析方法被提出,并用来预估雷达目标 RCS。具有代表性的有:属于频域技术的有限元法、矩量法和单矩法等;属于时域技术的时域有限差分法、传输线矩阵法、时域有限元法、时域积分方程法等;此外,还有属于高频技术的几何光学法、物理光学法、几何绕射理论、物理绕射理论和等效电磁流方法等。其中,高频技术和频域数值方法均是点频(窄带)方法。高频方法早期曾被广泛应用于电磁散射和辐射等各种问题的求解,它们具有简单、高效的特点,但精度有限。随着计算机技术的发展,近年来的研究重点是矩量法和时域有限差分法等各种低频数值计算方法,这些方法名义上虽然是“低频”的,但当前的计算机软、硬件水平已使它们能从容应对各种大型、复杂的电磁问题。

RCS 预估的各种方法已在众多论文、著作中有很好的讨论。本书的目的不是发展各种 RCS 预估方法,也不打算深入论述它们的优、缺点,而是试图给出使用它们来解决实际问题的手段,同时,鉴于 RCS 预估方法的多样性,只能在时域方法、频域方法和高频方法等三大类方法中各选最为典型的一种进行分析,以期读者能融会贯通。这三种方法分别是:时域有限差分法(FDTD)、矩量法(MOM)和物理光学法(PO)。其中,因为 FDTD 方法具有宽带散射特性分析能力,符合雷达领域的发展潮流,在本书中占了较大的篇幅,并唯一地专门安排了地面目标 RCS 预估的内容。穿插在各种预估方法中的是多种导弹、飞机、航空母舰等复杂军用目标模型的 RCS 预估和测量图表。

实验测量方面,本书主要介绍了 RCS 测量分类、校准方法、低散射背景技术、缩比测量相似律等内容,并分别给出几个典型的稳态、瞬态散射测量系统方案,以期读者对 RCS 测量方法有一个概貌性的了解。

本书是作者所在课题组多年科研积累的结晶。在此,我们要向先后与我们一

起工作过的众多同事和研究生们表示衷心的感谢，特别是张光甫、王禹、张国华、徐利军和李毅等同志直接参与了本书部分内容的整理和校对，本书饱含着他们的无私付出，借此机会，一并向他们表示衷心的感谢。

本书理论联系实际，展示了使用各种理论原理解决实际问题的方法和技巧，是作者多年来在这一领域研究工作的总结，具有很强的实践意义。但是，雷达散射截面预估与测量技术涉及方方面面的科学问题，发展也日新月异，加上作者水平有限，书中错漏之处在所难免，敬请读者不吝指正。

作 者

2006年5月于长沙

目 录

前言

第 1 章 雷达散射截面	1
1.1 雷达散射截面的定义	1
1.2 雷达目标散射频率分区	4
1.3 复杂目标散射机理	7
1.3.1 镜面散射	8
1.3.2 非镜面散射	12
1.3.3 不同散射贡献的量级比较	17
1.4 雷达散射截面减缩及其意义	17
1.4.1 雷达散射截面减缩	17
1.4.2 雷达散射截面减缩的意义	21
1.5 雷达散射截面预估与测量方法	24
1.5.1 雷达散射截面预估	24
1.5.2 雷达散射截面测量	27
参考文献	29
第 2 章 时域有限差分法预估 I——算法原理	31
2.1 FDTD 方法基本原理	31
2.1.1 FDTD 方程	31
2.1.2 FDTD 的数值稳定性	35
2.1.3 FDTD 的数值色散性	38
2.2 FDTD 散射计算基本模型及关键技术	39
2.2.1 散射计算基本模型	39
2.2.2 吸收边界条件	40
2.2.3 入射波的引入	45
2.2.4 近场到远场的变换	48
2.2.5 时域到频域的变换	51
2.3 共形 FDTD	52
2.3.1 阶梯近似误差及曲线边界处理方法的演变	52
2.3.2 共形 FDTD 实现方法	55
2.3.3 与阶梯近似的精度比较	57
2.4 可节省内存的 R-FDTD 及其在散射计算中的应用	58

2.4.1	R-FDTD 基本原理	58
2.4.2	对 R-FDTD 中导体处理方法的改进	61
2.4.3	R-FDTD 用于散射计算——方法一	64
2.4.4	R-FDTD 用于散射计算——方法二	67
2.4.5	小结	71
2.5	可节省时间的 ADI-FDTD 及其在散射计算中的应用	72
2.5.1	ADI-FDTD 公式	72
2.5.2	高阶 ADI-FDTD	76
2.5.3	ADI-FDTD 中基于辅助差分方程的 PML	81
2.5.4	ADI-FDTD 中的激励源及连接边界设置	86
2.5.5	ADI-FDTD 散射计算实例	88
2.5.6	ADI-FDTD 在等离子体仿真中的应用	89
	参考文献	94
第 3 章	时域有限差分法预估 II ——网格剖分	97
3.1	三维模型的计算机表示	97
3.2	基于实体模型的自动网格剖分技术	98
3.2.1	实体模型剖分的基本方法	98
3.2.2	用八叉树分区法提高剖分效率	99
3.2.3	剖分后模型的再显示	101
3.2.4	剖分实例	103
3.3	基于面元模型的自动网格剖分技术	105
3.3.1	剖分原理	105
3.3.2	剖分实现	106
3.3.3	多边形面元的处理	108
3.3.4	剖分实例	108
3.3.5	共形网格剖分	111
	参考文献	114
第 4 章	时域有限差分法预估 III ——典型算例	115
4.1	简单目标的宽带散射特性	115
4.2	复杂常规目标的宽带散射特性——导弹模型	118
4.3	复杂隐身目标的宽带散射特性——F-117A 模型	121
4.3.1	F-117A 高频散射特性	124
4.3.2	F-117A 低频散射特性	125
4.4	锯齿截断减缩非镜面散射的宽带分析	129
4.5	等离子体覆盖减缩目标散射的宽带分析	140
4.5.1	等离子体隐身技术及其隐身机理	140

4.5.2	非磁等离子体的 FDTD 迭代式——PLRC FD ² TD 方法	147
4.5.3	等离子体覆盖导体平板的 RCS 减缩	149
4.5.4	等离子体覆盖导体柱的 RCS 减缩	152
	参考文献	156
第 5 章	时域有限差分法预估 IV——地面目标的特别处理	157
5.1	地面及地面上目标的散射模型	157
5.1.1	地面的电磁参数	157
5.1.2	起伏地面的模拟与光洁度判别	158
5.1.3	介质分界面的处理	161
5.1.4	地面的散射模型	163
5.1.5	地面目标的散射模型	165
5.2	色散介质 FDTD 方法	168
5.2.1	递归卷积法	168
5.2.2	分段线性递归卷积法	174
5.2.3	Z 变换方法	177
5.2.4	辅助差分方程法	179
5.3	吸收边界条件	181
5.4	入射波及其引入	186
5.4.1	锥形入射波	186
5.4.2	入射波的引入	187
5.5	近场到远场的变换	189
5.6	计算实例	190
5.6.1	地面的散射	190
5.6.2	地面上简单目标的散射	192
5.6.3	地面上复杂目标的散射	197
	参考文献	199
第 6 章	矩量法预估	201
6.1	矩量法的基本原理	201
6.2	三角面元剖分和 RWG 矢量三角基函数	203
6.3	矩量法解积分方程	206
6.3.1	矩量法解电场积分方程	206
6.3.2	矩量法求解磁场积分方程和混合场积分方程	210
6.3.3	阻抗矩阵计算的优化	210
6.4	奇异性积分的处理	213
6.5	快速多极子和多层快速多极子方法	216
6.5.1	基本思想	217

6.5.2	快速多极子方法的原理与实现	218
6.5.3	多层快速多极子方法的原理与实现	221
6.6	快速多极子和多层快速多极子方法应用实例	223
6.6.1	内谐振散射问题	223
6.6.2	无限大导体平面上凹槽的散射	228
6.6.3	三维导体目标的散射	232
6.7	宽角度 RCS 快速计算	234
6.7.1	面积分方程	234
6.7.2	渐近波形估计技术	237
6.7.3	计算实例	238
	参考文献	240
第 7 章	物理光学法预估	242
7.1	散射场积分公式及物理光学近似	242
7.1.1	无源区散射场的积分公式	242
7.1.2	散射场的物理光学近似	245
7.2	Gordon 面元积分法求散射场	246
7.3	涂覆介质面元的散射	249
7.4	劈的散射	252
7.4.1	物理绕射解	252
7.4.2	增量绕射系数解	254
7.4.3	等效电流法	255
7.5	多次散射	256
7.5.1	二次反射场	257
7.5.2	绕射-反射场	257
7.6	复杂目标建模	258
7.6.1	简单几何体组合模型	258
7.6.2	面元模型	259
7.6.3	参数表面模型	260
7.7	面元模型的数据结构	261
7.8	可视化显示与消隐处理	262
7.8.1	可视化显示	262
7.8.2	消隐处理	264
7.9	基于图形学的高频 RCS 预估简介	267
7.9.1	目标显示及几何信息提取	267
7.9.2	RCS 计算	268
7.9.3	图形学 RCS 预估的局限性	268

7.10 复杂目标 RCS 预估实例——航空母舰	268
7.10.1 航空母舰的散射机制	269
7.10.2 物理光学面元法 RCS 计算程序检验	270
7.10.3 航空母舰舰体散射的面元法计算	272
7.10.4 海面对航空母舰 RCS 的影响	277
参考文献	280
第 8 章 雷达散射截面测量	282
8.1 RCS 测量误差模型与校准	282
8.1.1 单极化测量误差模型	282
8.1.2 单极化测量校准方法	283
8.1.3 全极化测量误差模型	284
8.1.4 全极化测量校准	286
8.1.5 RCS 测量中的低散射背景技术	289
8.2 缩比测量的电磁相似律	291
8.2.1 相似律的基本理论	291
8.2.2 非色散无耗电磁系统的相似律	294
8.2.3 色散有耗电磁系统的相似律	295
8.2.4 缩比测量对测试系统的要求	300
8.2.5 缩比测量对模型制作的要求	300
8.3 典型 RCS 测量系统	301
8.3.1 频域 RCS 测量系统	301
8.3.2 时域 RCS 测量系统	305
8.4 瞬态散射测量	309
8.4.1 瞬态散射的时域测量方法	309
8.4.2 频域最优补偿反卷积技术	313
8.4.3 典型目标瞬态散射测量结果与 FDTD 计算结果的比较	315
参考文献	319

第 1 章 雷达散射截面

1.1 雷达散射截面的定义

当物体被电磁波照射时，能量将朝各个方向散射。散射场与入射场之和就构成空间的总场。散射能量的空间分布依赖于物体的形状、大小、结构以及入射波的频率等特性。能量的这种分布称为散射，人们用散射截面来表征，它是物体的一个假想面积。物体本身通常称为目标或散射体。

雷达散射截面(radar cross section, RCS)是基于平面波照射下目标各向同性散射的概念，在给定方向上返回或散射功率的一种量度，它用入射场的功率密度归一化。形式上，雷达散射截面的定义式为^[1]

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{S_s}{S_i} = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|\mathbf{E}_s|^2}{|\mathbf{E}_i|^2} = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|\mathbf{H}_s|^2}{|\mathbf{H}_i|^2} \quad (1.1)$$

式中 S_s 和 S_i ——雷达接收机处散射波和目标处入射波的能量密度；

\mathbf{E}_s 和 \mathbf{E}_i ——雷达接收机处的散射电场和目标处的入射电场；

\mathbf{H}_s 和 \mathbf{H}_i ——雷达接收机处的散射磁场和目标处的入射磁场。

众所周知，散射场是由于空间有散射体(目标)的存在而引起的，所以空间的总场为入射场和散射场之和，即

$$\mathbf{E}_T = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_s \quad (1.2)$$

$$\mathbf{H}_T = \mathbf{H}_i + \mathbf{H}_s \quad (1.3)$$

由式(1.1)可以看出，RCS 是一种极限，是距离 R 趋向无穷大时得到的。但是，因为假定入射波是平面波， S_i 、 \mathbf{E}_i 和 \mathbf{H}_i 均为常量， S_s 在远场条件下正比于 $1/R^2$ ， \mathbf{E}_s 和 \mathbf{H}_s 在远场条件下正比于 $1/R$ ，实际计算时，只需取 R 使雷达接收机位于目标散射的远区即可。式(1.1)同时表明，RCS 是单位立体角内目标朝接收方向散射的功率密度与从给定方向入射于该目标的功率密度之比的 4π 倍。

前面提到，RCS 是表征物体散射电磁波能力大小的一种度量，是物体的一个假想面积。从以上定义不难看出，雷达目标在给定方向散射的电磁能量可表示为目标 RCS 与入射功率密度的乘积。事实上，入射平面波的能量密度为

$$S_i = \frac{1}{2} \mathbf{E}_i \cdot \mathbf{H}_i = \frac{1}{2} Y_0 |\mathbf{E}_i|^2 \quad (1.4)$$

式中, Y_0 是自由空间导纳。

借鉴天线口径有效面积的概念, 目标截取的总功率为入射功率密度与目标等效面积(RCS) σ 的乘积, 即

$$P = \sigma S_i = \frac{1}{2} \sigma Y_0 |\mathbf{E}_i|^2 \quad (1.5)$$

假设功率是各向同性地向四周立体角散射, 则在距离目标 R 处的散射波能流密度为

$$S_s = \frac{P}{4\pi R^2} = \frac{\sigma Y_0 |\mathbf{E}_i|^2}{8\pi R^2} \quad (1.6)$$

散射波能流密度又可用散射场强 \mathbf{E}_s 来表示, 即

$$S_s = \frac{1}{2} Y_0 |\mathbf{E}_s|^2 \quad (1.7)$$

由式(1.6)和式(1.7)两式可得

$$\sigma = 4\pi R^2 \frac{|\mathbf{E}_s|^2}{|\mathbf{E}_i|^2} \quad (1.8)$$

式(1.8)中, 当距离 R 足够远时, 照射目标的入射波近似为平面波, σ 与 R 无关。与式(1.1)等效。

显然, 雷达散射截面(RCS)的量纲必然为长度的平方, 可以根据量纲是否为长度的平方判断公式正确与否。RCS 的常用单位是“ m^2 ”, 但有时也用“平方波长”来表示。

实际上, 目标的 RCS 可能很大, 大到成千上万平方米, 也可能很小, 小到几平方厘米, 变化范围太大, 表述起来不方便, 因此常用其对数形式表示, 二者之间的转换关系为

$$\text{RCS (dBsm}^2) = 10 \lg \left(\frac{\text{RCS } \text{m}^2}{1.0 \text{ m}^2} \right) \quad (1.9)$$

图 1.1 给出一些典型目标的 RCS 量级, 其中包括爬行波及行波的量级。在后续研究中将会发现, 当强散射源的散射被抑制后, 爬行波、行波这样的次散射源

便显得突出了。

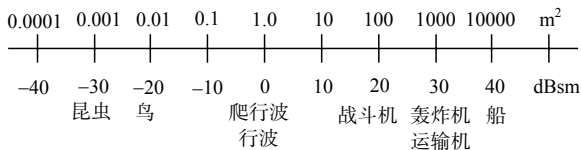


图 1.1 典型目标的 RCS 量级

RCS 是下列因素的函数。

- ① 目标结构。
- ② 电磁波的频率。
- ③ 入射场的极化形式。
- ④ 接收天线的极化形式。
- ⑤ 目标相对来波方向的角向位置。

因此，一般来说， σ 可以表示为

$$\sigma_{ij}(\theta, \varphi) \quad (1.10)$$

式中 i 和 j ——入射场和接收天线的极化方向，如水平极化和垂直极化；
 (θ, φ) ——在球坐标系下的视角。

由于目标的 RCS 不仅是雷达信号入射角的函数，而且也是接收机方位角的函数，因此就有了单站和双站之分。当源和接收机不在同一点时，称为双站散射，通常说的前向散射就是双站角为 180° 时的情况。当源和接收机位于同一点时，如同大多数雷达工作时的情况那样，则称为单站散射，又叫后向散射。本文研究的主要就是这种情况。在许多测量系统中，通常使用分离的发射天线和接收天线，严格讲，这种情况应该是双站的，不过，由于目标对两个天线的张角通常很小，测量的结果和真正的单站情形差别不大。

多数情况下，目标总的散射效果是很多部件散射共同贡献的结果，为了在 RCS 计算中保持目标上各部件散射场之间的相位关系，正确地表示干涉作用，常常还用到另一种 RCS 表示方法，即 RCS 的平方根，定义为

$$\sqrt{\sigma} = \lim_{R \rightarrow \infty} 2\sqrt{\pi R} \frac{\mathbf{E}_s \cdot \hat{\mathbf{e}}_r}{E_0} e^{-jkR} \quad (1.11)$$

式中 $\hat{\mathbf{e}}_r$ ——接收机的电场极化方向；

R ——目标到雷达接收机的距离；

\mathbf{E}_s ——目标的散射电场；

E_0 ——入射波的电场强度。

这个定义体现了散射的相位和接收机极化的影响，是一个复数量，而式(1.1)所定义的 RCS 则是一个仅表示大小的纯实数。不同散射体的 $\sqrt{\sigma}$ 可以直接相加。

为了更好地描述目标散射的极化特性，人们还引入了极化散射矩阵的概念。电磁波的极化状态可以根据电场矢量 \mathbf{E} 的方向确定。实际工作中常常根据电场矢量 \mathbf{E} 与一个相对较长的目标(如导线)或水平面的相对关系来确定， E_h 、 E_v 分别表示平行极化和垂直极化。据此，通常按下式定义极化散射矩阵，即

$$\begin{bmatrix} E_h^s \\ E_v^s \end{bmatrix} = [\mathbf{S}] \begin{bmatrix} E_h^i \\ E_v^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{hh} & S_{hv} \\ S_{vh} & S_{vv} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_h^i \\ E_v^i \end{bmatrix} \quad (1.12)$$

式中， E_h^s 表示散射场的平行极化分量，依此类推；散射矩阵 $[\mathbf{S}]$ 的每个元素都包含了相位及幅值的信息，如

$$S_{hh} = |S_{hh}| \exp(j\varphi_{hh}) \quad (1.13)$$

对单站雷达有 $S_{vh} = S_{hv}$ ，双站雷达则不存在这种关系。显然，散射矩阵元素与 RCS 的关系为

$$\sigma_{hh} = 4\pi R^2 |S_{hh}|^2 \quad (1.14)$$

式(1.14)显示，根据式(1.12)定义的极化散射矩阵是与目标和雷达间的距离 R 相关的，这个定义适合于理论计算，但不适合于绝对定标测量。利用式(1.11)，不难引入与 R 无关而只与目标相关的极化散射矩阵 $[\mathbf{S}^0]$ ，满足

$$\begin{bmatrix} E_h^s \\ E_v^s \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{4\pi R^2}} [\mathbf{S}^0] \begin{bmatrix} E_h^i \\ E_v^i \end{bmatrix} \quad (1.15)$$

1.2 雷达目标散射频率分区

同一目标对不同的雷达频率会呈现不同的电磁散射特性。根据目标特征尺寸 a 与入射波波长 λ 的相对关系，可以将散射划分为瑞利区、谐振区、光学区三种散射方式，它们之间的关系如表 1.1 所示，其中， $k = 2\pi/\lambda$ ，表示入射波的波数。

1. 瑞利区散射

这时波长较之散射体的尺寸大得多，散射是由感应偶极矩引起的，基本上是一个准静场问题，整个目标都参与了散射过程，目标的形状、细节对散射影响不大，重要的是体积。

表 1.1 三种散射方式的比较

散射分区	ka 大小	RCS 变化特点
瑞利区	$ka \ll 1$	$\sigma \propto \lambda^{-4}$, $\sigma \propto$ 体积的平方, σ 随 ka 光滑变化
谐振区	$ka \approx 1$	σ 随 ka 振荡
光学区	$ka \gg 1$	σ 随 ka 光滑变化, σ 与波长无关

确切地说, 在瑞利区, RCS 与目标体积的平方成正比, 设定一个形状因子 F 来表述目标形状的影响, 就可以得到一个估算瑞利区 RCS 的经验公式, 即

$$\sigma = \frac{4}{\pi} k^4 V^2 F^2 \quad (1.16)$$

式中 V ——目标的体积;

F ——目标的形状因子;

k ——波数。

研究表明, 球体的形状因子 $F = 1$, 与球体形状接近的光滑目标, 形状因子也近似等于 1, 其 RCS 与极化及视角无关。对于任意目标, 只要其中一个方向的尺寸远大于另一个方向上的尺寸, 该目标的形状因子 F 就不等于 1, 其 RCS 是视角及极化的函数。

下面以球为例, 证明该经验公式是可信的。

当 $ka = 0.33$ 时, 球的 RCS 精确解为 $\sigma = 0.1\pi a^2$, 而球的体积为 $V = 4\pi a^3/3$ 。设形状因子 $F = 1$, 代入式(1.16)得

$$\sigma = \frac{4}{\pi} k^4 \left(\frac{4\pi a^3}{3} \right)^2 = \frac{64}{9} (ka)^4 \pi a^2 = 0.084\pi a^2 \quad (1.17)$$

可见, 根据经验公式计算的结果与精确解十分接近。

2. 谐振区散射

这时波长和散射体的尺寸为同一数量级, 散射体的每一部分对其他各部分都产生电气影响, 散射场是这些相互影响的总效果, 虽然小尺寸的细节不那么重要, 但总的几何形状却是重要的。

一般来说, 谐振区散射具有以下特点:

- (1) 目标的形状是关键因素;
- (2) 谐振区解析解很少;

(3) 没有适用的比较简单的求解方法。

除矩量法和时域有限差分法等数值计算方法外, 谐振区问题的求解方法还有脉冲响应法; 将光学区问题求解方法扩展到谐振区, 以 $1/ka$ 为参数进行高阶级数展开等。

3. 光学区散射

这时波长远小于散射体尺寸, 散射场主要由从各个独立的散射中心产生的回波叠加而成, 每一细小的几何结构均对总散射场产生影响。

在光学区, 适用的 RCS 估算方法有几何光学法、几何绕射理论、物理光学法、物理绕射理论等。

(1) 几何光学法(GO)是在光学基础上推广而来的, 它采用菲涅尔法则描述电磁波的传播过程。在应用时有一定的约束: 几何光学法要求目标的尺寸 L 远远大于波长, 即 $L \gg \lambda$; 几何光学法忽略了绕射的影响。它对应于“光学区”, 经常涉及的概念是射线、波前及镜面反射等。其中, 镜面反射的通用计算公式为

$$\sigma = \pi \rho_1 \rho_2 \quad (1.18)$$

式中, ρ_1 、 ρ_2 是目标表面反射点的两个主曲率半径, 正确计算这两个参数是应用该公式的关键。令 $\rho_1 = \rho_2 = a$, 便得到球的光学区 RCS 计算公式, 即

$$\sigma = \pi a^2 \quad (1.19)$$

利用光学近似计算镜面反射波的主瓣及旁瓣较为准确。但是, 当目标表面出现不连续的情况(如边缘、曲率、斜率突变)时, 光学近似失效。表面不连续可以引起诸如爬行波、行波等高阶散射, 当镜面散射波被有效抑制后, 爬行波、行波等将成为主要散射源。

(2) 几何绕射理论(GTD)没有牢固的理论基础, 主要依靠尖劈散射等典型结构的严格解来确定其绕射系数, 但在实际应用中却能给出满意的结果, 因此得到广泛的应用。几何光学法不能计算的边缘、尖端、拐角、切点和阴影区散射, 几何绕射理论都能得出比较好的结果。

(3) 物理光学法(PO)涉及积分计算, 是一种求解积分的方法, 与基尔霍夫(Kirchhoff)积分法和惠更斯(Huygens)原理相似。该方法考虑了电磁波射线的波动性, 因而能够计算因绕射和干涉现象引起的功率变化。

(4) 物理绕射理论(PTD)和几何绕射理论一样, 也是在 20 世纪 50 年代出现的一种求解边缘绕射场的高频近似方法, 它也是依靠尖劈散射等典型结构的严格解来确定其绕射系数的。与 GTD 不同的是, PTD 的解中保持了近似的物理光学结果, 并找出了一种校正方法, 使之能改善物理光学近似程度。

区分上述三种散射的一个典型例子是金属球在不同频率入射波照射下产生的散射,图 1.2 是其用几何投影面积 πa^2 (a 是球的半径)归一化的后向雷达散射截面随 ka 变化的曲线。由图 1.2 可见,在频率的低端($ka < 1$),波长比球的圆周长大多得多,RCS 正比于 $(ka)^4$,产生的是瑞利区散射;当波长介于 0.1~1 个圆周长($1 \leq ka \leq 10$)时,RCS 表现出很强的振荡特性,产生的是谐振区散射;当波长小于 0.1 个圆周长($ka > 10$)时,RCS 的振荡特性逐渐消失而趋于球的投影面积 πa^2 ,产生的是光学区散射。

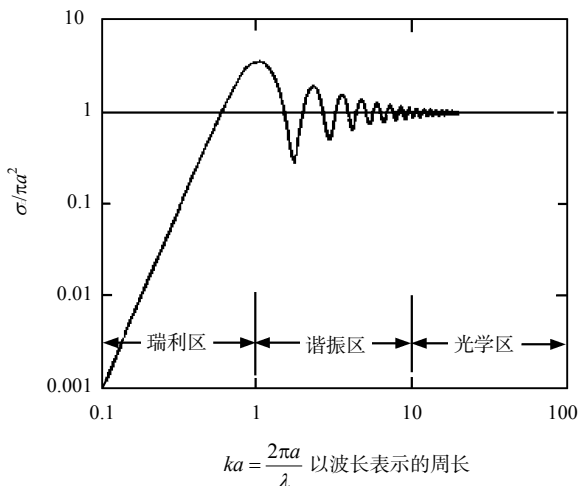


图 1.2 金属球散射的频率特性

当然,目标散射的频率分区并不是绝对的。有可能出现目标整体处于光学区,而目标的某一部件处于谐振区甚至瑞利区的情况。例如,在 X 波段,普通飞机作为一个整体产生的主要是光学区散射,但其空速管却可能正好处于谐振区而使总的 RCS 产生一定的起伏。这种现象一般称为目标的局部谐振,它的存在对隐身目标是个不利因素。

1.3 复杂目标散射机理

雷达目标的散射回波主要包括镜面散射和非镜面散射两大类。一般而言,镜面散射(包括多次反射贡献)是主要的,非镜面散射是相对次要的部分。但是,随着隐身技术的发展,隐身军事目标的镜面散射等强散射源已得到很好的抑制,非镜面散射的影响日渐重要。例如,据估计一架普通飞机的行波散射 RCS 可达 1m^2 以上^[7],这对一般要求总 RCS 低于 0.1m^2 的现代隐身飞机来说是不可忍受的。因此,能否有效地减缩雷达目标的非镜面散射已成为隐身设计更具挑战性的研究

课题。

当入射波波长远小于散射体尺寸时,将出现高频散射现象,在微波波段,大多数目标通常都满足这个条件,但也不排除构成散射体的部件尺寸与入射波波长可比拟的情况。以下一些机理的散射通常构成目标的总散射,它们按照重要程度的顺序排列如下^[1]:

- (1) 平面、单曲面和双曲面的表面法线方向指向雷达(即后向散射)时产生的镜面散射;
- (2) 两面角或三面角反射器的多次反射;
- (3) 平面和单曲面边界区回波形成旁瓣包络;
- (4) 前缘与电场方向平行,后缘与电场方向垂直时产生的边缘绕射;
- (5) 表面波散射,因平面或单曲面或导体末端不连续引起的行波,末端边缘反射波,绕曲面连续爬行的爬行波散射;
- (6) 尖端绕射;
- (7) 表面上空隙、裂缝和接头等不连续处的散射。

1.3.1 镜面散射

1. 直接镜面散射

在光学区,电磁波在光滑物体表面的散射与镜子反光的现象相似,因此被称作镜面散射。当散射体表面法线方向指向雷达时产生直接镜面散射,其上被照亮区域的表面电流产生的散射场按相位叠加结果决定总的散射强度。如果引入镜面散射有效面积 $A_{\text{有效}}$, 则

$$\sigma_{\text{镜面}} = \frac{4\pi}{\lambda^2} A_{\text{有效}}^2 \quad (1.20)$$

对平板来说,有效面积 $A_{\text{有效}}$ 就是其几何面积。对曲面而言,有效面积与曲率半径密切相关。研究表明,曲面的有效面积 $A_{\text{有效}}$ 约等于与镜面反射点相位差不超过 22.5° 或 $\lambda/16$ 区域的面积,这一区域也即所谓的“等相位区”。

如图 1.3 所示,一个曲率半径为 a 的弧线的等相位区宽度 L 可由图中所示的三角形得出

$$\frac{L}{2} = \sqrt{a^2 - \left(a - \frac{\lambda}{16}\right)^2} \quad (1.21)$$

当 $a \gg \lambda$ 时,近似得到

$$\frac{L}{2} \approx \sqrt{\frac{a\lambda}{2}} \quad (1.22)$$

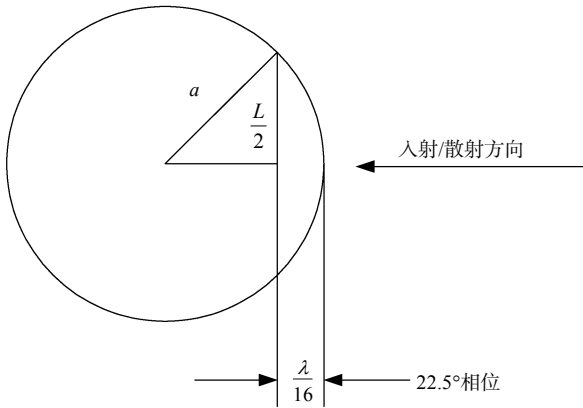


图 1.3 等相位区示意

由式(1.22)可见，等相位区随曲率半径和波长平方根的增大而增大。若曲率半径固定不变，等相位区随频率增大而变小，这也是频率越高目标散射的局部性越明显的原因。

如图 1.4(a)所示，双曲面镜面反射点处的等相位区由两个主曲面各自的等相位区合成。这个等相位区实质上是一个球冠，作为近似，可据式(1.22)中给出的 L 构成一个矩形，用它的面积作为其镜面反射的有效面积，即双曲面的镜面后向散射截面为

$$\sigma = \frac{4\pi \left(\sqrt{\frac{a_1\lambda}{2}} \sqrt{\frac{a_2\lambda}{2}} \right)^2}{\lambda^2} = \pi a_1 a_2 \quad (1.23)$$

式中， a_1 和 a_2 分别是镜面反射点处的两个主曲率半径。这个结果与频率无关，可用于所有曲率半径远大于波长的双曲面。当 $a_1 = a_2 = a$ 时，双曲面变为球面，式(1.23)给出的即为光学区球体的散射截面 πa^2 。

单曲面的镜面反射有点特殊，它的有效面积由几何长度 l 和等相位宽度 L 共同决定。例如，图 1.4(b)所示的圆柱面镜面反射为

$$\sigma_{\text{圆柱}} = \frac{4\pi \left(\sqrt{\frac{a\lambda}{2}} l \right)^2}{\lambda^2} = \frac{2\pi a}{\lambda} l^2 = ka l^2 \quad (1.24)$$

即圆柱面的 RCS 等于圆柱面周长(用波长度量)乘上长度的平方。该表达式同样能用于并非严格圆柱面的单曲面, 只需代入等效的半径和长度进行计算即可。

线极化下的镜面散射与极化方向无关。

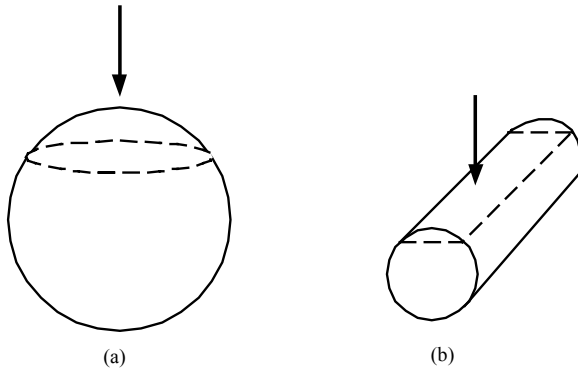


图 1.4 单曲面和双曲面的等相位区

2. 多次反射

产生多次反射的结构包括角反射器和腔体等。角反射器有二面角反射器和三面角反射器两种, 二面角反射器存在较强的二次反射, 三面角反射器存在较强的三次反射。许多复杂目标均含有此类部件, 如飞机的垂直尾翼与水平尾翼构成的二面角、舰船的船舷与海面构成的二面角、路边的路标与地面之间也可以构成二面角。三面角只比二面角多一个反射面, 经常用来人为地增大 RCS 或定标。

以二面角反射器为例, 其散射回波由三部分组成, 即平板间的二次反射、平板的散射、边缘的绕射。如图 1.5(a)所示, 设二面角反射器在 x 、 y 和 z 三个方向上的尺寸分别为 L_x 、 L_y 和 L_z , 则在忽略边缘绕射的情况下, 二面角的光学散射场可以表示为

$$E_{\text{tot}} = E_1 + E_2 + E_{12} + E_{21} \quad (1.25)$$

式中 E_1 ——平板 1 的一次散射场;

E_2 ——平板 2 的一次散射场;

E_{12} ——平板 1 镜面反射到平板 2 的二次散射场;

E_{21} ——平板 2 镜面反射到平板 1 的二次散射场。

各场分量表达式如下:

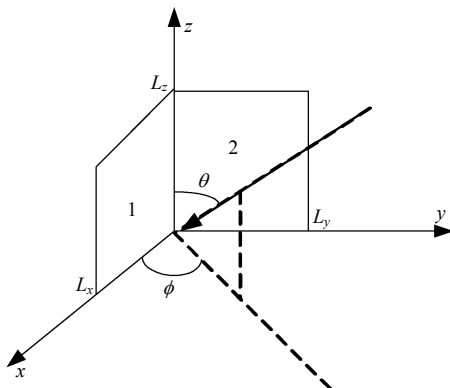
$$E_1 = \frac{-jkE_0}{2\pi r} e^{-jkr} L_x L_y e^{jkL_x \cos \phi} \frac{\sin(kL_x \cos \phi)}{kL_x \cos \phi} \sin \phi \quad (1.26)$$

$$E_2 = \frac{-jkE_0}{2\pi r} e^{-jkr} L_y L_z e^{jkL_y \sin \phi} \frac{\sin(kL_y \sin \phi)}{kL_y \sin \phi} \cos \phi \quad (1.27)$$

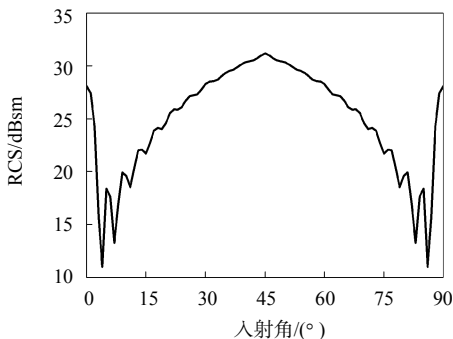
$$E_{12} = \frac{jkE_0}{2\pi r} e^{-jkr} \delta_y L_z \cos \phi \quad (1.28)$$

$$E_{21} = \frac{jkE_0}{2\pi r} e^{-jkr} \delta_x L_z \sin \phi \quad (1.29)$$

式中, $\delta_x = \min(L_y, L_x \tan \phi)$, $\delta_y = \min(L_x, L_y \cot \phi)$ 。



(a)



(b)

图 1.5 二面角及其 RCS

由式(1.25)不难根据定义求出二面角的 RCS, 如图 1.5(b)所示。由图可见, 当 $\phi = 45^\circ$ 时, 二面角的散射最强, 设 $L_x = L_y = L_z = a$, 则

$$\sigma_{\max} = \frac{8\pi a^4}{\lambda^2} \quad (1.30)$$

需要指出的是, 式(1.25)只在 $0 < \phi < 90^\circ$ 时有效, 其他方向的 RCS 值因不存在多次反射贡献, 可由平板的散射场直接给出。

复杂腔体的散射很难估算, 一般需通过射线跟踪的方法获得出射波强度。但是, 可以通过一些假设得到近似结果。例如, 可作如下假设:

- (1) 进入腔体的总能量最终都反射出来(即没有吸收)。
- (2) 腔体内的反射是足够随机化的, 从而反射能量向着雷达半空间均匀地再辐射。

那么, 假定入射波的功率密度为 $p_i(\text{W}/\text{m}^2)$, 则进入腔体的能量是 $A p_i(\text{W})$ (A 是腔体在入射波方向的投影面积)。由于假设再辐射在雷达接收机所在的半空间均匀分布, 因此, 再辐射功率密度近似为 $p_r = A \times p_i / 2\pi R^2 (\text{W}/\text{m}^2)$, 根据 RCS 是反射波

功率密度与入射波功率密度之比的定义，可得腔体的高频 RCS 预估公式为

$$\sigma_{\text{腔体}} = 4\pi R^2 \frac{P_r}{P_i} = 2A \quad (1.31)$$

即雷达散射截面正好为腔体口面投影面积的 2 倍。这是对腔体散射的一种最简单预估。

1.3.2 非镜面散射

非镜面散射包括很多不同物理机制的散射波，主要有绕射波和表面波等，其中绕射波可由边缘、尖端和曲率不连续性等产生，而表面波则包括表面行波、爬行波和导行表面波等。不过，有必要指出的是，各种散射机理并不是泾渭分明的，如此划分的非镜面散射完全有相互交叠的可能。例如，表面行波虽然主要与目标的表面电流相关，但其产生也是因为边缘不连续性的存在，甚至完全用绕射的分析方法也能很好地预估其散射特性^[8]。

1. 绕射

绕射包括边缘绕射、尖端绕射等，但最主要的是边缘绕射。以 Keller 提出的几何光学绕射锥(见图 1.6)理论为基础的现代电磁绕射理论认为，只有当电磁波入射线与边缘线垂直时才会产生最强的后向边缘绕射，并在一个很窄的角度范围内急剧下降，直至为零。关于绕射的产生机理可参阅文献[2]。

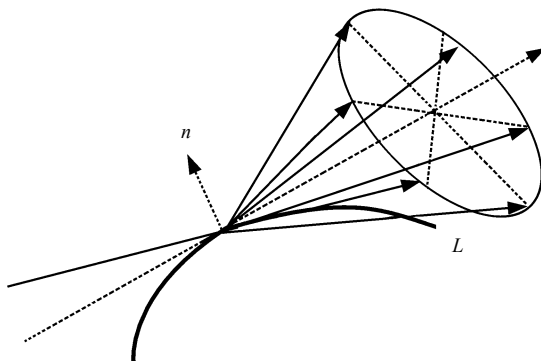


图 1.6 绕射锥

边缘绕射强度与边缘长度的平方成正比，同时与入射波的极化方向密切相关，当电场极化方向平行于边缘时，绕射回波显著高于电场极化方向垂直于边缘时的情况。在隐身设计中，如何有效减缩尺寸较长的机(弹)翼前后缘的绕射是个重点问题。

归一化的边缘绕射贡献(随劈角变化不大)可表示为

$$\sigma_{\text{边缘}} = \frac{1}{\pi} L_{\text{有效}}^2 \quad (1.32)$$

对于直边缘, 有效长度就是它的几何长度; 对于曲边缘

$$\sigma_{\text{曲边缘}} = \frac{a\lambda}{2\pi} \quad (1.33)$$

式中, a 为边缘镜面点处的曲率半径。

尖端绕射在低频下占优势, 它的强度与 λ^2 成正比

$$\sigma_{\text{尖端}} \approx \frac{\lambda^2}{16\pi} \tan^4 \alpha \quad (1.34)$$

式中, α 是尖端的半锥角。钝的尖端比尖的散射强。

2. 行波散射

表面波是对沿两种不同介质分界面传播的各种电磁波型的统称, 对常见的散射问题, 这一分界面即为目标朝向自由空间的表面。上述对表面波的划分是根据其激励条件及传播和散射机理的不同进行的, 一般情况下, 三者中行波散射产生的 RCS 贡献最为显著。

表面行波是沿目标长度方向传播的一种行波电流, 其突出的特点是在传播过程中能不断地向空间辐射电磁波。激励行波电流的源可以是射频发生器, 也可以是入射电磁波, 行波散射是后者作用的结果。

当入射平面波沿轴向以小角度入射至细长导体, 且入射电场在入射平面内具有沿细长导体轴向的分量时, 该电场分量在细长导体上感应的表面电流将沿轴向流动而形成行波电流, 产生类似行波天线辐射[见图 1.7(a)]的前向散射, 形成表面行波的双站散射贡献[见图 1.7(b)]; 当细长导体终端截断, 未能以匹配负载终结时, 前向行波电流将在到达终端后因失配反射而反向传播并产生反方向的二次辐射, 形成表面行波的单站散射贡献[见图 1.7(c)]。对行波散射而言, 被照射目标相当于一个天线与传输线的结合体, 它接收入射能量并引导它们在其表面传输, 直到在终端因失配反射而反向传输, 在此过程中能量不断地再次辐射而产生所谓的行波散射。

产生行波散射需具备两个条件: 一是目标为细长导体, 如导线、圆柱体、橄榄体、平面等; 二是入射波必须在传播方向上有电场分量。例如, 当入射波是垂直极化时, 飞机、导弹上的机(弹)翼和平尾就可能产生很强的行波散射。利用行波天线的辐射理论可以很好地理解行波散射。Peters 等就是用端射式行波天线来

类比行波散射，较好地估算了细长导体行波散射峰值的位置^[9]，但在对行波散射量值的预估上存在一定的困难，一般而言，物体的电导率、长细比及远端反射率越大则行波散射越大。

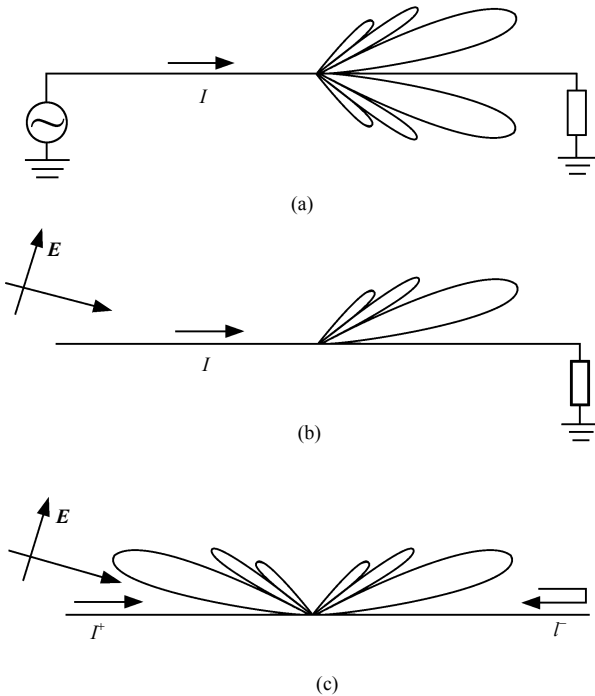


图 1.7 行波的极坐标辐射

3. 爬行波散射

爬行波又称蠕动波，它是由入射到光滑凸曲面导体上的射线场激励起的一种沿曲面传播的表面波型，其突出的特点是在传播过程中不断损失能量。爬行波的提出源于对电磁波曲面传播的几何绕射理论分析，与行波只能在照明面上传播的情况不同，爬行波是一种射线沿曲面传播的绕射现象，由于曲面的作用，电磁能量在绕射传播过程中将连续地沿曲面切线方向辐射能量，故其传播常数为复数，振幅沿传播途径呈指数规律衰减，同时产生较强的双站散射贡献。

从导体圆柱的散射回波中可以明显地看到爬行波散射的贡献，如图 1.8 所示。这一问题的解析解法作为一个典型例子在各种文献中已有很多的论述，这里不再重复，而是直接给出半径 $r = 15\text{cm}$ 的无限长圆柱的 FDTD 仿真结果。FDTD 仿真空间为 150×150 个网格，TE 极化，高斯脉冲平面波入射，时域回波和后向 RCS 频率特性分别如图 1.9 和图 1.10 所示。由图 1.9 的时域波形可见，除照亮区的镜

面回波(前边振幅大的部分)外,在约 2050 相对时间步长处还有一个小的“拖尾”,这便是爬行波,它比镜面回波滞后 1550 时间步长,换算为距离后正好约等于 $(2+\pi)r$,与图 1.8 的射线绕射路径解释完全吻合。再看图 1.10,圆柱的后向散射宽度在低频区表现出明显的振荡特性,这是镜面反射波和爬行波相互干涉的结果,随着频率的增大,圆柱半径的电尺寸也增大,爬行波在传播过程中产生的能量损失也越多,对向后 RCS 的贡献变小,圆柱的后向散射宽度趋于一个常数。由此不难得出如下结论:由于爬行波在曲面上爬行时幅度呈指数衰减,因而仅对电尺寸较小的目标后向 RCS 有大的影响,对电尺寸较大的目标来说,爬行波产生的后向 RCS 贡献一般可以忽略不计。

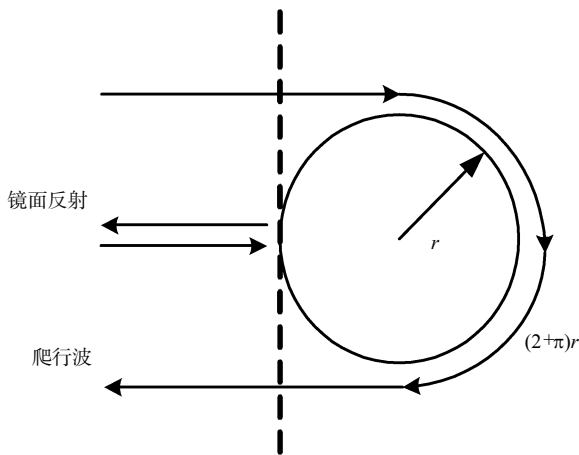


图 1.8 圆柱面上的爬行波[比镜面反射波多传播了 $(2+\pi)r$ 的距离]

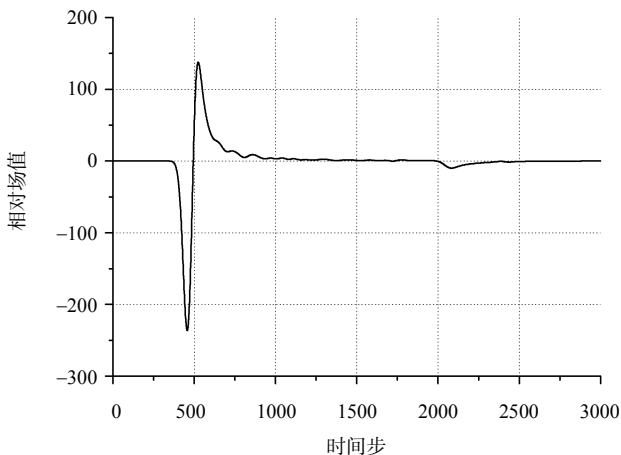


图 1.9 圆柱的时域回波

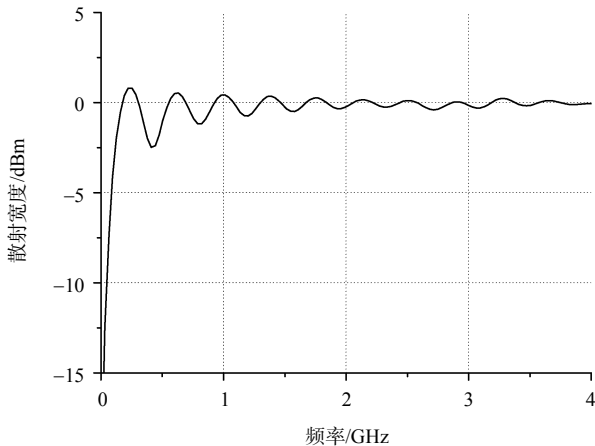


图 1.10 圆柱的归一化散射宽度

4. 导行表面波散射

导行表面波是一种沿介质目标表面或贴于导体目标的介质表面传播的表面波型，其突出特点是能量局限于介质内和介质表面附近，在空气中的场强随着离开介质表面的距离按指数律衰减。导行表面波存在的基础是电磁波由光密介质到光疏介质的全反射特性，当入射角大于全反射临界角时，电磁波能量在介质层表面之间经多次全反射而实现沿表面方向的能量传播。

存在导行表面波的一个典型例子是如图 1.11 所示的介质涂敷导体板，Collin 采用介质波导法对它进行了分析^[10]：首先按介质波导的模式假定介质内和空气中的场分布形式，然后通过解边界条件确定其参数。需要指出的是，与行波和爬行波不同，导行表面波本身是没有辐射的，只有当导行表面波遇到不连续性时才会产生端射式辐射。从电磁散射方面考虑，当入射平面波照射到目标的表面波结构上时，根据互易原理可在结构不连续处激励起导行表面波，并在其他结构不连续处产生辐射和反射，从而形成导行表面波的双站和后向散射贡献。由于导行表面波的散射较为复杂，进行定量分析有一定难度，目前尚无相关方面的文献报道，只能在材料隐身设计时尽可能地减少结构不连续性的存在。

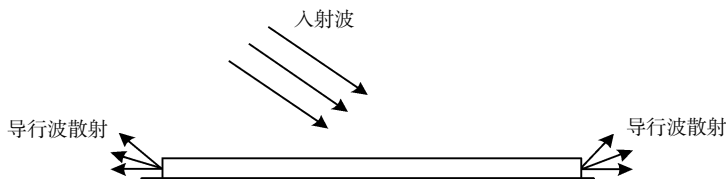


图 1.11 导行波散射示意

1.3.3 不同散射贡献的量级比较

在雷达目标特性研究中,除精确的计算和测量外,常常需对目标的 RCS 进行粗略的估算,以确定和弄清主要的散射机理,确认试验数据或分析计算结果是否合理,或者在没有其他合理数据的情况下预估目标散射。为此,表 1.2 给出了不同散射贡献的量级比较。

表 1.2 不同散射贡献的量级比较

散射机理	估算公式(量级)
镜面散射	$\sigma = 4\pi A_{\text{有效}}^2 / \lambda^2$
平面	$A_{\text{有效}} = A_{\text{几何}}$
单曲面(圆柱)	$\sigma = 2\pi a^2 / \lambda$ (a 为曲率半径)
双曲面	$\sigma = \pi a_1 a_2$ (a_1 、 a_2 为镜面点处的主曲率半径)
镜面散射波束宽度(角度)	$\theta = 57\lambda / L$ (L 为有效散射尺寸)
二面角	$\sigma = 8\pi(ab)^2 / \lambda^2$ (a 、 b 为反射面长和宽)
三面角(正方形反射面)	$\sigma = 12\pi a^4 / \lambda^2$ (a 为反射面边长)
腔体($E_{\text{入}} = E_{\text{出}}$, 随机反射)	$\sigma \approx 2A$ (A 为腔体口面投影面积)
镜面方向的边缘绕射	$\sigma = L_{\text{有效}}^2 / \pi$
直边缘	$L_{\text{有效}} = L_{\text{几何}}$
曲边缘	$\sigma = a\lambda / (2\pi)$ (a 为曲率半径)
轮缘	$\sigma = \pi a^2$ (a 为曲率半径)
尖端	$\sigma = \lambda^2 \tan^4 \alpha / (16\pi)$ (α 为尖端内角)
表面行波:	
峰值对应入射角	$\theta = 49\sqrt{\lambda} / L$ (L 为入射波方向长度)
强度幅值通常小于 $3\lambda^2$	

1.4 雷达散射截面减缩及其意义

1.4.1 雷达散射截面减缩

要提高目标的散射面积,常采用角反射器等类似的后向反射器;如果要降低目标的散射面积,实现所谓的“隐身”,目前主要有三种方法供选择,它们是隐身外形技术、雷达吸波材料技术、阻抗加载技术。

(1) 隐身外形技术：就是采取控制目标的外形及布局的方法降低目标 RCS 的技术。

(2) 雷达吸波材料技术：利用雷达吸波材料(简称 RAM)吸收电磁波能量或保持目标表面与自由空间的阻抗匹配以降低 RCS 的技术。

(3) 阻抗加载技术：在目标上特定位置设置有源或无源结构以控制目标整体 RCS 的技术。

通常情况下，军用装备主要使用前两种技术实现隐身，阻抗加载技术只在一些特殊装备和场合使用。下面对应用最为广泛的前两种技术进行简单的介绍。

1. 隐身外形技术

外形技术是实现武器系统高性能隐身最直接、有效的手段。首先要明确的是，正确考虑威胁雷达照射角度是合理设计隐身外形的一个非常重要的环节。外形技术的应用原则是，将目标强散射中心转化为弱散射中心，或将强散射中心移出受雷达威胁的主要区域。总的来看，多棱面外形和融合外形是低 RCS 外形技术的两个重要方面。多棱面外形技术将目标设计成多棱面体，使得整个目标在全空间只呈现出几个有限的窄散射峰值，而在其他宽角度范围(特别是头向、尾向等重点方向)内的 RCS 都很小，多棱面外形技术的典型应用是美军的 F-117A 隐身战斗机(见图 4.15)；融合外形技术从融合维数看主要包括平面的融合和空间的融合，如机(弹)翼外形的平面融合和翼身结合体的空间融合等，融合外形技术的典型应用是美军的 B-2 隐身轰炸机(见图 1.12)。



图 1.12 B-2 隐身轰炸机

当然，实战装备的隐身外形设计远比以上两种方法复杂，以飞行器的 RCS 减

缩为例,通常考虑的外形隐身手段包括以下几种。

(1) 进气道遮挡 可以利用机身将进气道遮挡住,如果雷达是从下向上照射,发动机安装在机翼上面将有利于对进气道进行遮挡;如果发动机性能允许,还可以用网络间距远小于波长的金属网覆盖进气道口面,以避免电磁波射入腔体内部而产生强反射。

(2) 内倾立尾 将立尾向内倾斜,使其表面法向矢量 \hat{n} 指向上方,只有雷达从上方照射且波矢量 \hat{k} 与 \hat{n} 平行时才能产生大的 RCS。另外,立尾内倾还可以避免与水平尾翼形成强反射的二面角。

(3) 尾喷管遮挡 类似于进气道遮挡,主要减缩飞机尾向的 RCS。

(4) 翼尖圆滑 根据公式 $\sigma = \pi \rho_1 \rho_2$,控制翼尖的外形使其圆滑且曲率半径 ρ_1 、 ρ_2 很小。

(5) 机身侧面倾斜 常规机身侧面近似圆柱体,如果能设计类似机身与边条融合的形状,镜面散射将变成边缘绕射,且机身表面法线矢量指向上方,很难发生波矢量 \hat{k} 与法线矢量 \hat{n} 平行的情况,可以有效降低机身的散射。

(6) 外形融合 由于在曲率、斜率不连续的地方会产生散射,因此需要使飞行器表面光滑,尽量减少表面不连续结构。

(7) 减少裂缝及拐角 外形设计应尽量减少缝隙的数量,并避免出现类似角反射器的结构。

(8) 减少外挂 对于隐身及气动方面的技术人员来说,将武器外挂放在机体内是非常满意的设计,但将外挂物放在机体内部会受到其他方面的限制,需综合考虑。

(9) 降低座舱 因战斗机飞行员要进行空间搜索,所以座舱设计必须保证飞行员具有良好的视野,但座舱是强散射源,必须加以抑制,解决方法为:一方面在满足飞行员视野要求的前提下,尽量降低座舱高度;另一方面可以在座舱上镀金属膜,避免电磁波进入座舱内部。

(10) 机翼前缘后掠 由于飞机经常受到自鼻锥方向的搜索雷达照射,因此机翼前缘后掠是降低该方向 RCS 的有效措施之一。机翼前缘后掠有两种方案:①直机翼前缘,这种情况下前缘的散射很强,但主瓣很窄,如果搜索雷达恰好不在主瓣方向,飞机不会被发现;②曲机翼前缘,这种情况下的机翼前缘散射影响的范围很宽,但峰值很小。

图 1.13 是一种概念性外形隐身飞机示意,体现了前述的主要设计理念。

必须指出的是,低 RCS 隐身外形设计的理论基础是高频散射的几何光学近似,因此外形隐身技术对频率是敏感的^[11]。在高频段,外形隐身技术很有效;在低频段,当目标各部件或整体尺寸与雷达工作波长差不多甚至更小时,改变目标外形对 RCS 的影响很小,甚至起到增强 RCS 的作用(如圆滑的翼身融合体更利于

爬行波的传播)。同时,对飞行器而言,更多的时候要在 RCS 减缩和气动性能之间作出最合理的折衷。

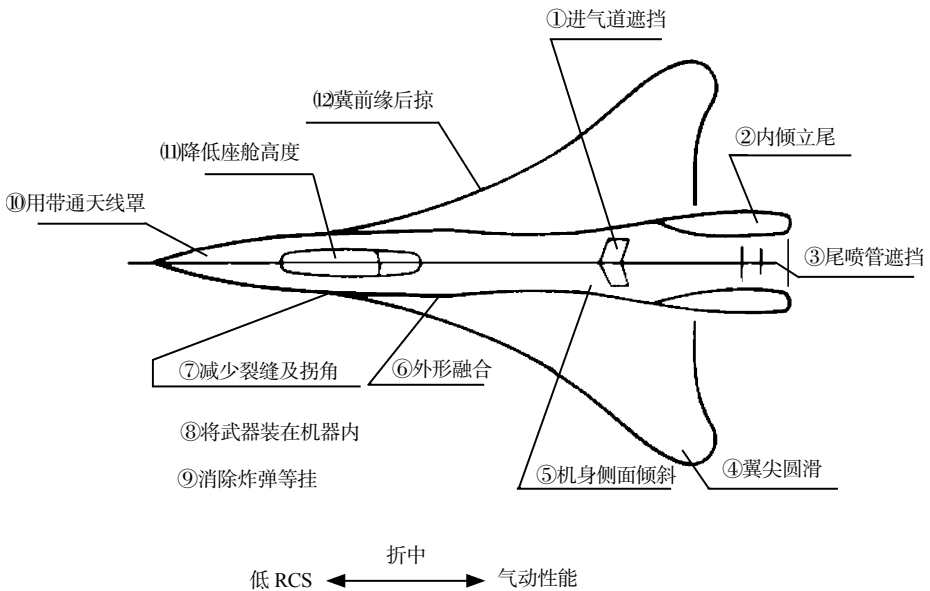


图 1.13 飞行器概念性隐身外形

2. 雷达吸波材料技术

雷达吸波材料是飞行器实现隐身的一项非常重要的具有实用价值的技术,拉克(Ruck)在《雷达散射截面手册》中进行了详细的论述^[2]。雷达吸波材料简称 RAM,按发挥作用方式划分为:①电磁波能量转化成热量,近似 I^2R 损耗;②不吸收电磁波能量,只改变入射波传播方向;③透射电磁波,尽量少地反射。自由空间的特性阻抗为 $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} \approx 377\Omega$,要实现低反射必须保证材料的阻抗与自由空间的阻抗之间是渐变的,理想情况是 $Z_1 = Z_0$ 。按吸收剂类型分有电损耗型、磁损耗型及混合型。此外,还有其他方式的划分,如谐振型(窄频带)吸收材料和宽频带吸波材料,以及涂覆型和结构型吸波材料等。涂覆型 RAM 是将吸收剂与黏结剂混合后涂覆于目标表面形成电磁波吸收涂层的方法。涂覆型吸波材料以其涂覆方便、灵活、吸收性能好等优点而被广泛应用,全世界几乎所有隐身装备上都使用了涂覆型吸波材料。而结构型吸波材料则是将吸收剂分散在特种纤维(如玻璃纤维、石英纤维等)增强的结构材料中所形成的结构复合材料,其典型特点是承载和构形的同时又可吸收电磁波,结构型吸波材料的技术含量更高,大规模使用也较晚,是吸波材料发展的一种趋势。

目前,吸波材料性能距离理想隐身需求尚有较大的差距。重点发展目标是宽频带,对极化、入射角度及入射方向不敏感的吸波材料。特别是工作频带方面,虽然人们一直在努力寻找和研制工作频带更宽的吸波材料,但目前的结果还不是很理想,具有实用意义的吸波材料均是针对窄带雷达而设计的。如图 1.14 所示。

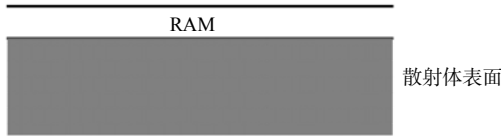


图 1.14 吸波材料

吸波材料在有效降低目标 RCS 的同时,会有力学性能、环境性能、费用、结构空间等方面的约束。例如,应用吸波材料会增加质量,导致飞行器效能降低;增加设计、安装、维护费用;材料本身具有一定厚度,要占用飞行器有限的空间;要满足力学性能要求(如应用在直升机桨叶上的吸波材料就必须具有很高的强度);要满足环境特性需要,如耐湿性、耐雨性等。

1.4.2 雷达散射截面减缩的意义

1. 对雷达的影响

目标雷达散射截面对雷达探测的影响可用雷达方程衡量。如图 1.15 所示,假定雷达发射机输出功率为 P_t ,发射天线增益为 G_t ,则位于雷达主波束内与雷达相距 R 的目标处的功率密度可表示为

$$p_1 = \frac{P_t G_t}{4\pi R^2} \quad (1.35)$$

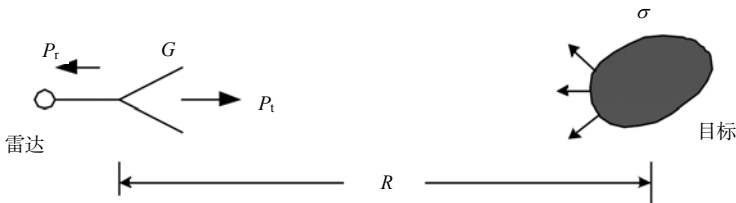


图 1.15 雷达探测示意

根据雷达散射截面的定义不难求出,雷达散射截面为 σ 的目标,在雷达接收机处产生的功率密度(为简单起见,假定接收机在发射天线附近)为