

文章编号 1005-0388(2003)04-0385-04

# IPO-FDTD 混合法计算三维复杂腔体的 RCS<sup>\*</sup>

顾长青 王 璟

(南京航空航天大学信息科学与技术学院, gucq0138@sina.com, 江苏 南京 210016)

**摘 要** 运用 IPO-FDTD 混合法计算三维复杂腔体的电磁散射特性。该方法用物理光学迭代法计算腔体前端的缓变部分, 用时域有限差分法计算含有复杂结构的腔体终端。在 IPO 和 FDTD 之间场耦合中, 通过提取“本底噪声”来提高数值精度。数值结果表明该方法是准确有效的。

**关键词** 物理光学迭代法, 时域有限差分法, 雷达散射截面, 修正的完全匹配层, 腔体  
中图分类号 TM153.1 文献标识码 A

## Hybrid IPO-FDTD method for the computation of RCS of the there dimensional complex cavities

GU Chang-qing WANG Jing

(DEPT. of Information Science and Technology, NUAA,  
guqc0138@sina.com, Nanjing Jiangsu 210016, China)

**Abstract** A hybrid IPO-FDTD method is introduced in this paper. The IPO method is used to treat the front part of the cavity, which is slowly varied, while the FDTD method is used to treat the end part of the cavity, where the complex structure is involved. For the coupling between IPO with FDTD fields, the “background noise” is picked up to improve numerical precision. The numerical results show that this method is precise and high efficient.

**Key words** iterative physical optics, finite-difference time-domain, radar cross section, modified perfectly matched layer, cavity

## 1 引 言

随着隐身技术发展, 准确预估真实复杂目标的电磁散射特性变得尤为重要。进气道是飞机的强散射源之一, 在厘米波段, 它是电大尺寸的三维复杂腔体。由于受计算机资源的限制, 用低频数值法计算其 RCS 目前还不可能。进气道末端的涡轮叶片, 又使进气道难以用高频近似法得出准确结果。因此, 高、低频法结合的混合法是精确分析进气道电磁散射特性的一条有效途径。目前用于复杂腔体分析的混合法主要有 SBR-FDTD<sup>[1]</sup>、GRE-FDTD<sup>[1,2]</sup>、SBR-FEM<sup>[3]</sup> IPO-FEM<sup>[4]</sup> 等。

基于以下考虑, 本文采用 IPO-FDTD 混合法:

第一, IPO 法能有效模拟腔体对电磁波的多次反射, 避免 SBR、GRE 等射线法中因腔体难以准确描述, 由追踪射线的积累误差而导致射线出射点位置与方向发生偏移, 甚至出射口面完全不对的问题; 第二, FDTD 法有建模简单, 节省时间与内存, 特别适合于并行计算等特点; 第三, IPO 与 FDTD 之间场耦合问题处理简单, 通过提取“本底噪声”能提高腔体 RCS 的数值精度。

## 2 IPO 法

图 1 是由理想导电壁构成的任意形状开口腔体, 若忽略腔体边缘以及外部散射贡献, 则散射来自

腔体内部,并由波在腔内多次反射产生。

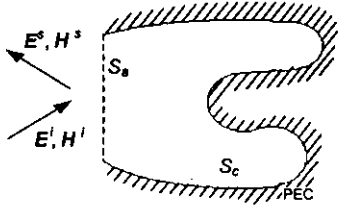


图 1 一般腔体

设一均匀平面电磁波照射图 1 所示的开口腔体,腔口面  $S_a$  上入射电磁场  $(\mathbf{E}_a^i(\mathbf{r}_a), \mathbf{H}_a^i(\mathbf{r}_a))$  之间关系为

$$\mathbf{H}_a^i(\mathbf{r}_a) = \frac{1}{\eta} \hat{\mathbf{k}}^i \times \mathbf{E}_a^i(\mathbf{r}_a) \quad (1)$$

其中  $\hat{\mathbf{k}}^i$  为入射波的单位波矢量,  $\eta$  为自由空间特性阻抗,  $\mathbf{r}_a$  为坐标原点至口面  $S_a$  上一点的位置矢量。根据场等效性原理,腔口面  $S_a$  上的场用等值电磁流  $(\mathbf{J}_a^i(\mathbf{r}_a), \mathbf{M}_a^i(\mathbf{r}_a))$  表示为

$$\mathbf{J}_a^i(\mathbf{r}_a) = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_a^i(\mathbf{r}_a) \quad (2)$$

$$\mathbf{M}_a^i(\mathbf{r}_a) = \mathbf{E}_a^i(\mathbf{r}_a) \times \hat{\mathbf{n}} \quad (3)$$

式中  $\hat{\mathbf{n}}$  是指向腔内的法向单位矢量。它们在腔内壁  $S_c$  上产生的磁场  $\mathbf{H}_c^i(\mathbf{r}_c)$  由基尔霍夫近似得到

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_c^i(\mathbf{r}_c) \approx & \int_{S_a} \mathbf{J}_a^i(\mathbf{r}'_a) \times \nabla G(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}'_a) dS'_a + \\ & \frac{1}{jk\eta} \nabla \times \int_{S_a} \mathbf{M}_a^i(\mathbf{r}'_a) \times \\ & \nabla G(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}'_a) dS'_a \end{aligned} \quad (4)$$

$k$  是自由空间波数,  $\mathbf{r}_c$  为坐标原点至腔内壁  $S_c$  上一点的位置矢量。自由空间格林函数  $G(R) = e^{-jkR} / 4\pi R$  的梯度为

$$\nabla G(R) = \left( \frac{1}{R} + jk \right) G(R) \hat{\mathbf{R}} \quad (5)$$

$\hat{\mathbf{R}}$  是矢量  $\mathbf{R}$  的单位矢量。

腔内壁  $S_c$  上感应电流  $\mathbf{J}(\mathbf{r}_c)$  满足下列磁场积分方程

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{r}_c) = & 2\mathbf{n} \times \mathbf{H}_c^i(\mathbf{r}_c) + 2\mathbf{n} \times \int_{S_c} \mathbf{J}(\mathbf{r}'_c) \times \\ & \nabla G(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}'_c) dS'_c \end{aligned} \quad (6)$$

其中  $\int_{S_c}$  表示柯西主值积分。为了得到腔内壁  $S_c$  上真实感应电流,采用迭代方法求解。

一旦求出  $\mathbf{J}(\mathbf{r}_c)$ ,它在腔口面  $S_a$  上产生的散射电磁场由基尔霍夫近似

$$\mathbf{E}_a^s(\mathbf{r}_a) = \frac{\eta}{jk} \nabla \times \int_{S_c} \mathbf{J}(\mathbf{r}'_c) \times \nabla G(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}'_c) dS'_c \quad (7)$$

$$\mathbf{H}_a^s(\mathbf{r}_a) = \int_{S_c} \mathbf{J}(\mathbf{r}'_c) \times \nabla G(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}'_c) dS'_c \quad (8)$$

得到。腔口面  $S_a$  上散射电磁场  $(\mathbf{E}_a^s(\mathbf{r}_a), \mathbf{H}_a^s(\mathbf{r}_a))$  在  $(\theta^s, \varphi^s)$  方向产生的远区散射场为

$$E_\theta^s(r, \theta^s, \varphi^s) = \frac{jk e^{-jkr}}{4\pi r} [L_\varphi(\theta^s, \varphi^s) + \eta N_\theta(\theta^s, \varphi^s)] \quad (9)$$

$$E_\varphi^s(r, \theta^s, \varphi^s) = \frac{jk e^{-jkr}}{4\pi r} [L_\theta(\theta^s, \varphi^s) - \eta N_\varphi(\theta^s, \varphi^s)] \quad (10)$$

式中

$$N_\theta(\theta^s, \varphi^s) = - \int_{S_a} [\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_a^i(\mathbf{r}_a) \cdot \hat{\boldsymbol{\theta}}^s] e^{j\hat{\mathbf{k}}^s \cdot \mathbf{r}_a} dS_a \quad (11)$$

$$N_\varphi(\theta^s, \varphi^s) = - \int_{S_a} [\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}_a^i(\mathbf{r}_a) \cdot \hat{\boldsymbol{\phi}}^s] e^{j\hat{\mathbf{k}}^s \cdot \mathbf{r}_a} dS_a \quad (12)$$

$$L_\theta(\theta^s, \varphi^s) = - \int_{S_a} [\mathbf{E}_a^i(\mathbf{r}_a) \times \hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\boldsymbol{\theta}}^s] e^{j\hat{\mathbf{k}}^s \cdot \mathbf{r}_a} dS_a \quad (13)$$

$$L_\varphi(\theta^s, \varphi^s) = - \int_{S_a} [\mathbf{H}_a^i(\mathbf{r}_a) \times \hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\boldsymbol{\phi}}^s] e^{j\hat{\mathbf{k}}^s \cdot \mathbf{r}_a} dS_a \quad (14)$$

$\hat{\boldsymbol{\theta}}^s, \hat{\boldsymbol{\phi}}^s$  分别是  $\theta^s, \varphi^s$  的单位矢量。

雷达散射截面由

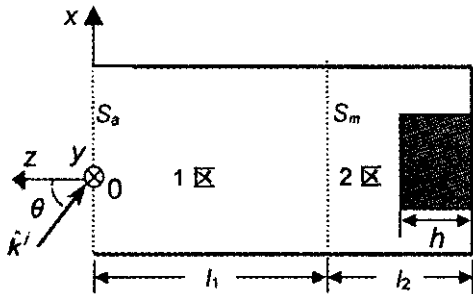
$$\sigma_{uv} = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|E_u^s|^2}{|E_v^i|^2} \quad (u, v = \theta, \varphi) \quad (15)$$

确定。其中  $|E_u^s|$  为  $u$  极化散射电场幅度,  $|E_v^i|$  为  $v$  极化入射电场幅度。

### 3 IPO 与 FDTD 间的场耦合

飞机进气道一般分为光滑缓变的进气口区、有发动机涡轮叶片的发动机区和尾喷管的排气口区三部分。从进气口射入的电磁波,大部分被发动机涡轮叶片反射回进气口后再辐射到远区,只有小部分从排气口传播出去。因此,为了突出主要问题,本文讨论图 2 终端短路的进气道简化模型,图中连接面  $S_m$  把腔分为 1、2 两个区域。首先在 1 区用 IPO 法正向计算出腔口面  $S_a$  上由入射电磁波等效的电磁流在面  $S_m$  上产生的电磁场以及腔壁上受该等效源作用而感应的电流在面  $S_m$  上产生的电磁场,将它们相加后作为 2 区 FDTD<sup>[5]</sup> 的激励。在数值计算中,考虑到 FDTD 网格单元和 IPO 网格单元大小不一致,直接将面  $S_m$  上 FDTD 网格节点的电场和距面  $S_m$  外侧半格的平面上 FDTD 网格节点的磁场变为随时间作余弦变化的时变电磁场。然后按照文献[6]求出通过面  $S_m$  的出射时变电磁场,对用内插技

术得到的面  $S_m$  上 FDTD 网格单元中心处的电磁场值做傅立叶逆变换。最后用 IPO 法反向计算出腔口面  $S_a$  上等效电磁流,从而求得整个腔体 RCS。



侧视图

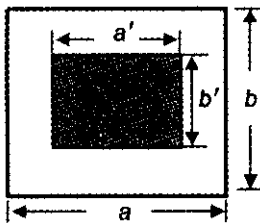


图 2 进气道简化模型

4 本底噪声的计算

在 IPO-FDTD 混合法中, FDTD 的入射场是非平面波。仿照平面波入射场引入方法,通过应用惠更斯原理在面  $S_m$  上将非平面波入射场引入总场区。在模拟无限长空心直波导中电磁波传播时,发现存在后向散射场,在这里称它为“本底噪声”。本文采用提取“本底噪声”方法减小非平面波入射场引入方法产生的误差,提高腔体 RCS 数值精度。具体的做法是:首先用非平面波入射场引入方法的 FDTD 法计算 2 区原腔体终端的散射区场,然后采用同样的 FDTD 连接面设置和入射场激励,计算 2 区腔体短路面被修正完全匹配层(MPML)替换后,腔内无其它障碍物情况下同一散射场输出边界上“本底噪声”。将第一次的计算结果和“本底噪声”相减得到 2 区腔体的真实散射场。图 3 是  $a=b=5\lambda$ 、 $l_1=9\lambda$ 、 $l_2=1\lambda$ 、 $a'=b'=h=0$  腔体运用 IPO-FDTD 混合法在提取“本底噪声”前后的 RCS 计算结果。计算中 IPO 法每平方波长 16 个面元,迭代 2 次, FDTD 法  $\Delta x=\Delta y=\Delta z=\lambda/20$ ,  $\Delta t=2.5\times 10^{-12}$  s, 总迭代次数为 400。

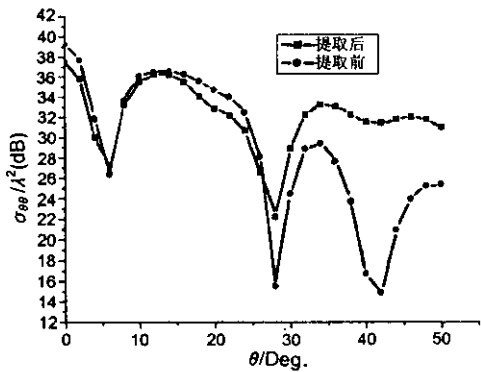


图 3 提取“本底噪声”前后的 RCS 结果

5 数值结果及讨论

为了验证 IPO-FDTD 法的正确性,首先计算了两种不同尺寸的矩形直腔体的单站 RCS。图 4 是 IPO-FDTD 混合法和文献[7]IPO 法软件计算得到的  $a=b=3\lambda$ 、 $l_1=5\lambda$ 、 $l_2=1\lambda$ 、 $a'=b'=h=0$  腔体 RCS 曲线,图 5 是 IPO-FDTD 混合法和文献[8] FEM 计算得到的  $a=b=5\lambda$ 、 $l_1=9\lambda$ 、 $l_2=1\lambda$ 、 $a'=b'=h=0$  腔体 RCS 曲线。从图中看出,数据结果有着很好的一致性,说明了 IPO 和 FDTD 间的直接场耦合技术以及提取“本底噪声”的方法是正确的。尽管数值计算中 2 区腔深取为  $1\lambda$ ,但数值实验证明 FDTD 区域大小的划分对整个计算结果影响很小,因此,可以根据腔体终端复杂度来划分 FDTD 区域,尽量用 IPO 计算缓变部分的腔体,达到降低计算机内存和运行时间的目的。

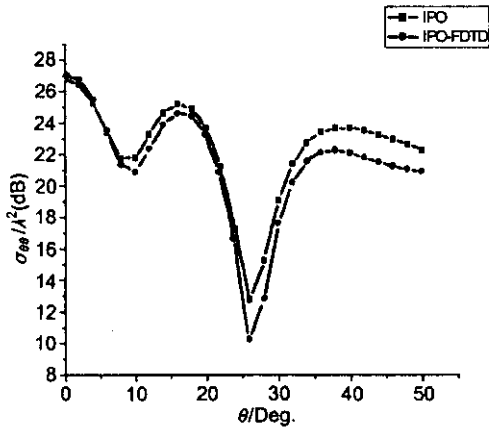
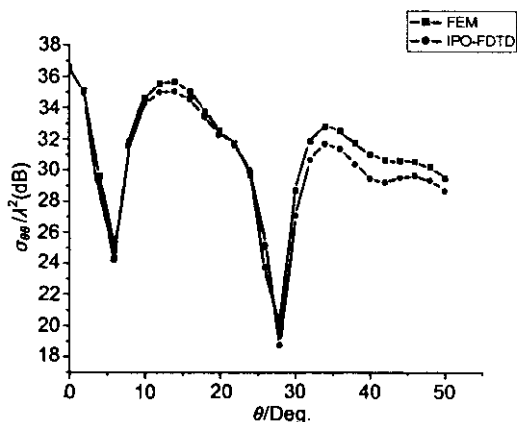
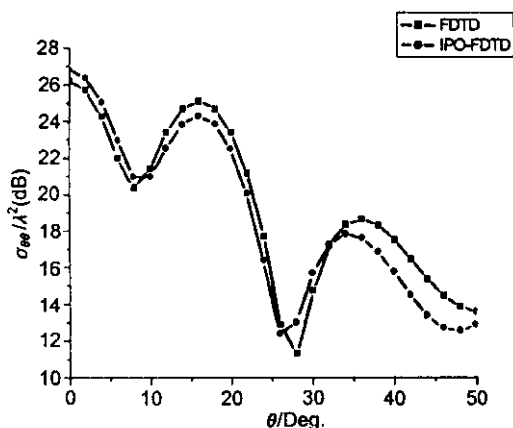
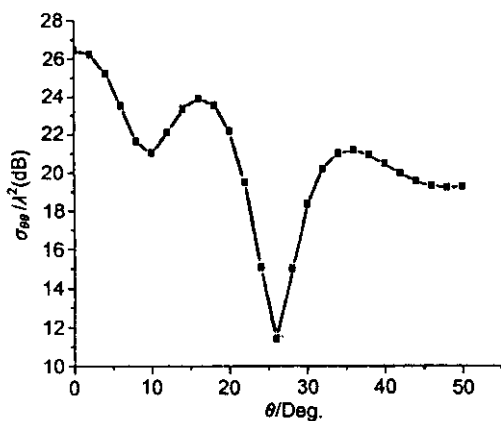


图 4  $3\lambda\times 3\lambda\times 6\lambda$  腔体 RCS

图 6 给出了  $a=b=3\lambda$ 、 $l_1=5\lambda$ 、 $l_2=1\lambda$ 、 $a'=b'=1\lambda$ 、 $h=0.5\lambda$  复杂腔体的 RCS 曲线,结果与文献[6]

图5  $5\lambda \times 5\lambda \times 10\lambda$  腔体 RCS图6 终端为  $1\lambda \times 1\lambda \times 0.5\lambda$  矩形金属台阶的  $3\lambda \times 3\lambda \times 6\lambda$  矩形直腔体 RCS图7 终端半径为  $0.5\lambda$  的半球形金属体的  $3\lambda \times 3\lambda \times 6\lambda$  矩形直腔体 RCS

FDTD 的计算结果相比有很好的—致性。将图 4 和图 6 对比可以看出终端结构对进气道 RCS 影响较大。图 7 是将图 6 中矩形金属台阶用半径为  $0.5\lambda$  半球形金属台阶替换后的 RCS 曲线。

## 6 结论

在 IPO-FDTD 混合法计算三维复杂腔体的电磁散射特性中,本文使用了 IPO 与 FDTD 间的直接场耦合技术和提取“本底噪声”方法。数据结果表明本文的 IPO-FDTD 混合法是正确有效的。

## 参考文献

- [1] R Lee, T T Chia. Analysis of electromagnetic scattering from a cavity with a complex termination by means of a hybrid ray-FDTD method[J]. IEEE Trans., on AP, 1993, 41 (11):1560~1569.
- [2] T T Chia, R J Burkholder, R Lee. The application of FDTD in hybrid methods for cavity scattering analysis [J]. IEEE Trans., on AP, 1995, 43(5):1082~1090.
- [3] J M Jin, S S Ni, S W Lee. Hybridization of SBR and FEM for scattering by large bodies with cracks and cavities[J]. IEEE Trans., on Ap, 1995, 43(10):1140~1139.
- [4] 何小祥,徐金平,顾长青. 电大尺寸复杂结构电磁散射的 IPO/FEM 混合法研究[J]. 电子与信息学报, 2003, 25(2):247~253.
- [5] 高本庆. 时域有限差分法 (FDTD Method)[M]. 北京: 国防工业出版社, 1995.
- [6] 王 璟,顾长青. 三维的时域有限差分法分析[J]. 南京航空航天大学学报, 2003, 35(4):392~394.
- [7] 顾长青,舒永泽,徐金平. 物理光学迭代法的子域连接法[J]. 电子学报, 2001, 29(3):420~422.
- [8] J Liu, J M Jin. A special high order finite-element method for scattering by deep cavities [J]. IEEE Trans., on Ap, 2000, 48 (5):694~703.



顾长青 (1958-),男,江苏人,教授、博士生导师,研究领域为电磁散射,电磁兼容,智能天线等。

王 璟 (1977-),男,福建人,研究生,研究方向为电磁散射等。

## 雷达散射截面 ( RCS ) 分析培训课程

易迪拓培训([www.edatop.com](http://www.edatop.com))由数名来自于研发第一线的资深工程师发起成立, 致力和专注于微波、射频、天线设计研发人才的培养, 是国内最大的微波射频和天线设计人才培养基地。客户遍布中兴通讯、研通高频、国人通信等多家国内知名公司, 以及台湾工业技术研究院、永业科技、全一电子等多家台湾地区企业。

雷达散射截面 ( Radar Cross Section, 简称 RCS ) 是雷达隐身技术中最关键的概念, 也是电磁理论研究的重要课题, 使用 HFSS 软件可以很方便的分析计算各种目标物体的 RCS。

由易迪拓培训推出的《HFSS 雷达散射截面分析培训课程套装》是从零讲起, 系统地向您讲授如何使用 HFSS 软件进行雷达散射截面分析的全过程。该套视频课程由专家讲授, 边操作边讲解, 直观易学。

### HFSS 雷达散射截面分析培训课程套装



套装包含两门视频培训课程, 其中: 《两周学会 HFSS》培训课程是作为 HFSS 的入门培训课程, 帮助您在最短的时间内迅速熟悉、掌握 HFSS 的实际操作和工程应用; 《HFSS 雷达散射截面(RCS)分析》培训课程是专门讲授如何使用 HFSS 来分析计算雷达散射截面, 包括雷达散射截面、单站 RCS、双站 RCS 等的定义, 实例讲解使用 HFSS 分析单站 RCS、双站 RCS 和宽频 RCS 的相关设置和实际操作等。视频课程, 专家讲授, 从零讲起, 直观易学...

课程网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/130.html>

### 更多培训课程:

- **HFSS 培训课程**

网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/>

- **CST 培训课程**

网址: <http://www.edatop.com/peixun/cst/>

- **天线设计培训课程**

网址: <http://www.edatop.com/peixun/antenna/>