

电大尺寸复杂结构腔体电磁散射的 IPO/FEM 混合法研究¹

何小祥 徐金平* 顾长青

(南京航空航天大学信息科学与技术学院 南京 210016)

*(东南大学毫米波国家重点实验室 南京 210096)

摘要 该文将物理光学迭代法 (IPO) 的子域连接法与矢量有限元法 (FEM) 相结合, 提出了一种新的混合方法用于分析计算电大尺寸复杂结构腔体目标的电磁散射特性。对于腔体内部适合用高频方法处理的部分采用 IPO 方法分析; 对于具有复杂结构和材料特性的部分, 采用矢量有限元法进行研究。利用交界面上的连续性条件实现这两种方法的耦合。为了验证理论模型的正确性, 该文对某一矩形空腔及底部加载金属台阶的腔体进行了分析, 计算结果与文献数据以及用时域有限差分法所得结果一致, 并具有很好的收敛效果。在此基础上, 对底部加载介质层的复杂结构腔体进行了分析计算, 结果表明这种混合方法对于分析电大尺寸复杂结构腔体的散射特性是行之有效的。

关键词 混合法, 物理光学迭代法, 子域连接法, 有限元法, 电磁散射
中图分类号 TN015

1 引言

在飞机、导弹等飞行器电磁散射特性研究中, 以进气道为典型代表的电大尺寸腔体是最重要的电磁散射源之一, 因此对电大尺寸复杂结构腔体电磁散射特性的研究已成为近年来电磁工程领域的重要课题。由于进气道等腔体目标的电尺寸大, 低频方法无法奏效, 所以以往大多采用高频方法^[1-3]来分析。但由于许多实际应用中的腔体内部往往带有涡轮叶片等复杂结构, 消影过程非常烦琐, 甚至无法用单纯的高频方法进行分析。近年来, 高频方法和低频方法结合的混合方法^[4-5]受到了高度重视。在这些混合方法中, 使用低频方法处理结构或材料复杂的部分区域, 而结构简单、光滑的部分仍然使用高频方法, 从而能有效地解决一些复杂的电大尺寸腔体的电磁散射问题。随着计算机技术的飞速发展, 最近出现了直接应用低频方法分析电大腔体结构, 如采用高阶有限元法 (FEM)^[6], 该文献中虽然使用了各种减少内存, 缩短计算时间的方法, 但在普通 PC 机上仍难以完成这样的计算。F. Obelleiro 等提出了一种高频迭代方法——物理光学迭代法 (IPO) 用于分析内部比较规则的电大尺寸腔体散射特性^[7]。与其他高频方法相比, IPO 方法由于考虑了腔体内的多次反射, 精度较高, 对于分析中等大小的腔体散射问题效率也较高。与其他高频方法一样, IPO 在阴影部分需要进行消影。最近, 我们对 IPO 进行了改进, 提出物理光学迭代法的子域连接法^[8], 在这种方法中, 每一段子域内没有阴影, 从而避免了复杂的消影处理过程, 简化了程序的实现。然而, 当终端存在叶片、台阶等复杂的加载物体时, 子域划分很难实现, 只能求助于低频方法。

本文首次将物理光学迭代法的子域连接法与矢量 FEM 相结合, 对腔体内部光滑的区域应用 IPO 方法分析, 而终端结构复杂部分区域应用矢量 FEM 来处理。在连接面上采用场强连续性条件实现 IPO 与 FEM 的耦合, 避免了应用吸收边界条件时网格外延所引起的内存和计算量的增加 (如文献 [9] 中的 IPO/FDTD 混合法), 很好地解决了终端含有金属台阶、介质材料等复杂结构的电大尺寸腔体的 RCS 计算问题。

¹ 2001-08-14 收到, 2001-12-21 改回
教育部“高等学校骨干教师资助计划”资助项目

2 理论模型

本节将分成 4 部分: 第 1 部分介绍物理光学迭代法的子域连接法; 第 2 部分介绍矢量 FEM; 第 3 部分论述 IPO 与 FEM 的耦合; 第 4 部分叙述矩阵存储及求解技术. 其中, IPO 与 FEM 的耦合处理是本文的核心技术.

2.1 IPO 方法

IPO 方法是一种高频方法, 它通过迭代计入电磁场在腔体内的多次反射. 本文应用了文献 [8] 的子域连接法, 使得腔体形状可以任意而无须考虑阴影遮挡问题. 考虑如图 1 所示的由理想导电壁构成的开口深腔结构, 将腔体划分成 N 段, 而在每一段所构成的子域内没有阴影, 从而方便地应用 IPO 方法.

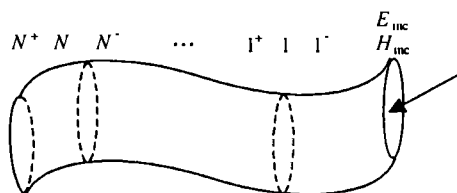


图 1 开口深腔的子域划分

设一均匀平面电磁波照射图 1 所示的开口腔体, 考虑第 I 段子腔体, 设在该子腔体右侧的 I^- 面上的入射电磁场为 $(\mathbf{E}_{I^-}(\mathbf{r}_{I^-}), \mathbf{H}_{I^-}(\mathbf{r}_{I^-}))$, 它们在腔壁 S_{cI} 上产生的电磁场由 Kirchhoff 近似公式得

$$\begin{aligned} \mathbf{H}(\mathbf{r}_c) &\approx \int_{S_{I^-}} (\hat{\mathbf{n}}' \times \mathbf{H}_{I^-}(\mathbf{r}_{I^-})) \times \nabla G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{I^-}) dS_{I^-} \\ &+ \frac{1}{jkZ} \nabla \times \int_{S_{I^-}} (\mathbf{E}_{I^-}(\mathbf{r}_{I^-}) \times \hat{\mathbf{n}}') \times \nabla G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{I^-}) dS_{I^-} \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}_c) &\approx - \int_{S_{I^-}} (\mathbf{E}_{I^-}(\mathbf{r}_{I^-}) \times \hat{\mathbf{n}}') \times \nabla G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{I^-}) dS_{I^-} \\ &+ \frac{1}{jkY} \nabla \times \int_{S_{I^-}} (\hat{\mathbf{n}}' \times \mathbf{H}_{I^-}(\mathbf{r}_{I^-})) \times \nabla G(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{I^-}) dS_{I^-} \end{aligned} \quad (2)$$

式中 k 是自由空间波数, $Z = 1/Y$ 是自由空间波阻抗, $\hat{\mathbf{n}}'$ 是腔截面 S_{I^-} 上内法向单位矢量, G 是自由空间 Green 函数, 三维情况, $G(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_{I^-}) = e^{-jk|\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_{I^-}|} / (4\pi|\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_{I^-}|)$.

腔壁 S_{cI} 上的近似真实电流分布通过迭代计算磁场积分方程 (MFIE) 获得:

$$\mathbf{J}_n(\mathbf{r}_c) = 2\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}_c) + 2\hat{\mathbf{n}} \times \int_{S_c} \mathbf{J}_{n-1}(\mathbf{r}_c) \times \nabla G(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}'_c) dS'_c, \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (3)$$

式中积分号 \int 为主值积分, N 为迭代次数, 初始电流 $\mathbf{J}_0(\mathbf{r}'_c)$ 用物理光学电流近似, 即

$$\mathbf{J}_0(\mathbf{r}'_c) = \begin{cases} 2\hat{\mathbf{n}}' \times \mathbf{H}(\mathbf{r}'_c), & \text{在照明区} \\ 0, & \text{在阴影区} \end{cases} \quad (4)$$

求得第 I 段的近似真实电流后, 利用 (1)、(2) 式就可以计算 I^- 面对 I^+ 面的作用, 利用电磁场积分方程可以计算第 I 段壁电流对 I^+ 面的作用, 从而计算出 I^+ 面的电磁场分布. 这样, 重复以上过程计算第 $I+1$ 段壁上的电流, 直到第 N 段; 再从底面向前迭代, 如此重复, 直到满足精度为止.

2.2 矢量有限元法

由于腔体 (如进气道) 目标的终端往往结构复杂, 应用高频方法不易解决且精度较低, 而低频方法则可弥补这种不足. 设终端复杂结构被划分在第 N 段. 根据等效原理, 在第 N 段与第 $N-1$ 段的交接面上用一个假想的理想电壁屏蔽, 而第 N 段对 $N-1$ 段的作用通过该电壁右侧的等效磁流来体现. 由于第 N 段结构复杂, 我们应用矢量有限元进行分析, 而其余的子域内部结构相对简单, 应用 IPO 方法分析. 在理想电壁的另一侧有一大小相等而方向相反的磁流, 所以第 N 段子域内等价泛函为

$$F(\mathbf{E}) = \frac{1}{2} \iiint_V \left[\frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \varepsilon_r \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \right] dV - jk_0 Z_0 \iint_{N^-} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{tot}} dS \quad (5)$$

其中 k_0 为自由空间波数, Z_0 为自由空间波阻抗, \mathbf{M} 为交界面上的等效磁流, 其大小可表示为 $\mathbf{M} = \mathbf{E} \times \hat{n}$, 其中 \hat{n} 为单位外法向矢量, \mathbf{H}_{tot} 为交界面上的总磁场.

这里 V 是第 N 段腔体的体积. 利用四面体单元离散第 N 段子域, 在每一个单元内使用矢量基函数展开式近似给出内部的电场矢量如下:

$$\mathbf{E}^e = \sum_{i=1}^6 N_i^e E_i^e \quad (6)$$

其中 $N_i = l_i(L_{i1}\nabla L_{i2} - L_{i2}\nabla L_{i1})$ 为矢量基函数, l_i 为四面体单元的第 i 条棱边的边长, L_{i1} , L_{i2} 为该边的起点、终点的标量基, E_i^e 为展开系数.

由于上式中的总磁场未知, 就此还不能得到 (5) 式相应的线性方程组. 通过下面介绍的 IPO 与 FEM 的耦合方法得到总磁场. 将各单元电场矢量展开式 (6) 式代入 (5) 式得到对应单元的泛函值. 对各单元的泛函贡献求和, 可得总的泛函为以所有边缘基展开系数为变量的多元函数, 应用 Ritz 法可建立相应的线性代数方程. 具体过程见以下所述.

2.3 IPO 与 FEM 的耦合

基于上面的等效原理, 第 N 段对前面的第 $N-1$ 段的作用可通过如下的总磁场体现:

$$\mathbf{H}_{\text{tot}} = \mathbf{H}_{\text{inc}} + \mathbf{H}_{\text{sc}} \quad (7)$$

其中

$$\mathbf{H}_{\text{inc}} = \mathbf{H}_{\text{IPO}}, \quad \mathbf{H}_{\text{sc}} = -jk \frac{1}{\eta} \int_{N^-} \mathbf{G}(\rho, \rho') \cdot \mathbf{M}(\rho') dl'$$

上式中 \mathbf{H}_{inc} 为入射磁场, \mathbf{H}_{sc} 为散射磁场, \mathbf{H}_{tot} 为总磁场, \mathbf{G} 为并矢格林函数. 由于腔体结构复杂, 在腔体内部的并矢格林函数没有显式解析表达式, 只能使用其级数解, 而在腔体电尺寸较大的情况下, 级数收敛很慢, 需要使用很多项才能逼近其真实情况, 这使得后面的有限元处理非常困难, 然而在腔体为电大尺寸的情况下, 可以用半空间电型并矢格林函数近似取代, 这样可大大简化程序实现, 结果表明, 作这种的近似处理是可行的.

将 (7) 式代入 (5) 式并进行化简得

$$\begin{aligned}
 F(\mathbf{E}) = & \frac{1}{2} \iiint_V \left[\frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0 \varepsilon_r \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \right] dV \\
 & - k_0^2 \iint_{S_{N^-}} [\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] \cdot \left\{ \iint_{S_{N^-}} [\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')] G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS' \right\} dS \\
 & + \iint_{S_{N^-}} \{ \nabla \cdot [\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] \} \left\{ \iint_{S_{N^-}} G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \nabla' \cdot [\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')] dS' \right\} dS \\
 & + 2jk_0 z_0 \iint_{S_{N^-}} [\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] \cdot \mathbf{H}_{\text{IPO}}(\mathbf{r}) dS \quad (8)
 \end{aligned}$$

按矢量有限元法的处理过程, 将子域 N 离散并将 (6) 式代入泛函 (8) 式可得

$$F = \frac{1}{2} \{E\}^T [K^e] \{E\} + \frac{1}{2} \{E\}^T [P^{st}] \{E\} - \{E\}^T \{b^s\} \quad (9)$$

其中

$$[K^e] = \iiint_{V_e} \left[\frac{1}{\mu_r} \{ \nabla \times \mathbf{N} \} \cdot \{ \nabla \times \mathbf{N} \}^T - k_0^2 \varepsilon_r^e \{ \mathbf{N}^e \} \cdot \{ \mathbf{N}^e \}^T \right] dV \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
 [P^{st}] = & 2 \iint_{S^s} \{ \nabla \cdot \mathbf{S}^s \} \left\{ \iint_{S^t} \{ \nabla' \cdot \mathbf{S}^t \}^T G_0 dS' \right\} dS \\
 & - 2k_0^2 \iint_{S^s} \{ \mathbf{S}^s \} \cdot \left\{ \iint_{S^t} \{ \mathbf{S}^t \}^T G_0 dS' \right\} dS \quad (11)
 \end{aligned}$$

$$\{b^s\} = -2jk_0 z_0 \iint_{S^s} \{ \mathbf{S}^s \} \cdot \mathbf{H}_{\text{IPO}} dS \quad (12)$$

在 IPO 方法中, 利用计算机对各积分方程进行离散积分时, 需要对腔体壁及各子域连接面进行离散. 而有限元方法中通过四面体离散 N 段子域时, 在 N^- 面上也相应地出现了三角形离散的网格, 这必然使得在连接面 N^- 上出现重叠网格, 而处理不同形式的重叠网格非常困难. 本文在 N^- 面上应用点匹配原理, 通过 IPO 方法直接计算出各有限元单元网格在截面 N^- 上的三角形单元重心处的入射磁场, 代入 (12) 式, 从而在计算时将入射磁场作为常量提出, 而余下的积分项可解析积出.

应用 Ritz 法, 将泛函 F 对每个 E_i 求偏导数并令其等于零, 可导出线性代数方程组

$$[A] \{E\} = \{b\} \quad (13)$$

由此解得系数矩阵 $\{E\}$, 代入 (8) 式, 可求得 N^- 面上各三角形单元重心处的电场 E_e . 通过麦克斯韦方程 $\nabla \times E = -j\omega\mu H$ 求出各三角形网格重心处的相应磁场, 如此求得第 N^- 段面上的电磁场分布. 应用 (1)、(2) 式求 $N-1$ 段子域内的场分布, 再按照第一部分往前迭代循环, 直到满足精度.

2.4 存储以及解矩阵技术

在腔体电大的情况下, 系数矩阵 $[A]$ 非常庞大, 存储很困难, 但 $[A]$ 矩阵是稀疏对称复矩阵, 故只需开一列复数组存储其下三角非零元素, 另开两列整型数组存储元素的行列地址即可, 使得内存消耗降到最低. 矩阵中的元素并非一次形成, 而是多次累加而成, 对于一般的解矩阵方法, 一个元素只能有一个地址, 所以在矩阵元素存储时需要进行搜索, 在矩阵很大时, 搜索非

常耗时。然而本文使用双共轭梯度法解矩阵, 涉及系数矩阵 $[A]$ 的运算只有 $[A]$ 与 $\{E\}$ 相乘, 从而一个元素可有多个地址, 矩阵元素的存储无需搜索、排序, 因此大大地缩短了计算时间。

有限元的系数矩阵条件数很差, 运用双共轭梯度法解矩阵迭代很慢, 且有可能引起迭代发散。选择好的初始值能加快收敛, 由于最终的 RCS 曲线随观测角变化较缓慢, 相邻点的值变化不大, 所以, 一个最为简单且有效的方法是将上一次 $\{E\}$ 值作为本次解矩阵的初始值, 结果表明, 这样可使收敛速度明显加快。

3 数值结果与分析

为了验证上述 IPO/FEM 混合法理论模型的正确性, 我们首先计算了一个长 5λ , 宽 5λ , 深 10λ 的矩形空腔的后向雷达散射截面 (RCS)。所选参考坐标系的 z 轴与腔体纵向轴线重合, 正向与开口面外法向一致。图 2 给出了计算所得 RCS 随入射角 θ 的变化曲线, 极化方式为 $\theta\theta$ 极化。腔体分为两个子域, 第 1 段 (IPO 计算) 深 9.7λ , 子域内迭代两次; 第 2 段 (FEM 计算) 深 0.3λ , 子域间迭代 3 次。图中与文献 [6] 报道的有限元结果作了对比, 其中方块点曲线为本文应用 IPO/FEM 方法计算所得结果, 圆点曲线为文献 [6] 中 FEM 计算结果, 可见两者吻合得非常好。在许多深腔结构 (如飞行器进气道) 的 RCS 计算中, 0° 到 50° 范围内的 RCS 值最重要, 且高频方法 (IPO 方法) 在角度很大时, 腔体内多次反射增加, 精度降低, 所以本文以下所有算例的入射角范围只取在 0° 到 50° 内。

文献 [6] 中提及使用 FEM 计算电磁场分布时, 网格剖分应为 20 段 / λ , 当腔体很大、很深时应为 40 段 / λ 。然而, 我们在计算过程中, 发现在截面上一个波长分 5 至 6 段, 纵向一个波长分 10 段即可得到正确的结果。图 3 给出了不同剖分密度情况下的计算结果, 其中三角点曲线为横截面上每波长分 6 段, 纵向每波长 10 段的结果; 圆点曲线为横截面上每波长分 2 段, 纵向每波长 10 段的结果; 方块点曲线为用单纯的 FEM 所得结果。可见在 θ 小于 35° 范围内, 三者几乎没有差别。而当切向剖分达 6 段 / λ 时 IPO/FEM 的结果与纯 FEM 结果在 0° 到 50° 整个范围内吻合很好。

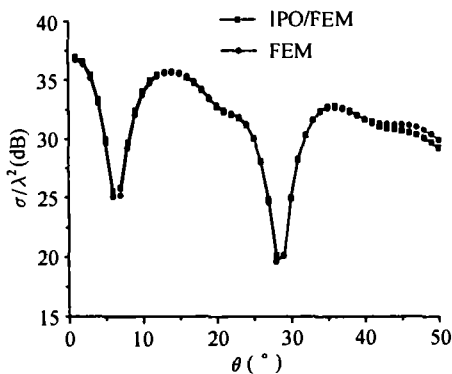


图 2 $5\lambda \times 5\lambda \times 10\lambda$ 方腔 $\theta\theta$ 极化 RCS

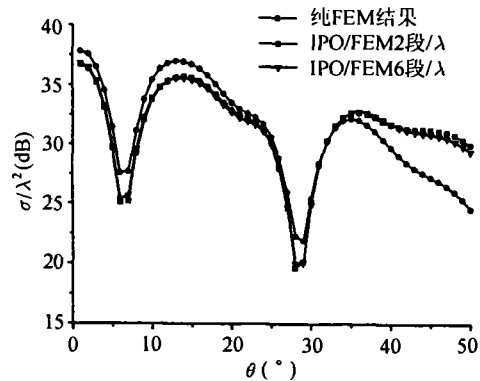


图 3 有限元不同剖分密度的结果对比

用 IPO 子域连接法在分析腔体底部加载金属台阶等复杂结构时很难进行子域划分, 而经典的消影方法又非常烦琐, 但是应用 IPO/FEM 方法分析则非常的方便。本文分析了一个在矩形腔体底部加载一矩形金属台阶的复杂腔体电磁散射问题, 其中腔体长、宽、高与图 2、图 3 所用腔体结构尺寸相同, 底部加载的矩形台阶长、宽、高为 2.5λ , 2.5λ , 0.5λ 。图 4 为此复杂腔体

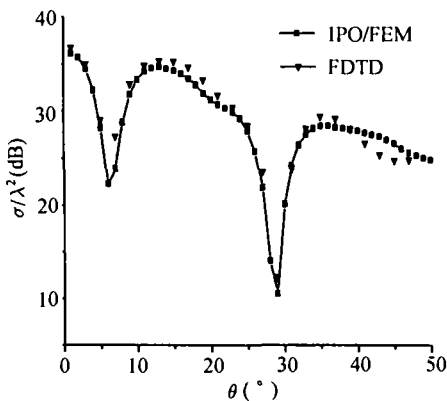


图4 方腔底部中心处加载金属台阶的 RCS 曲线

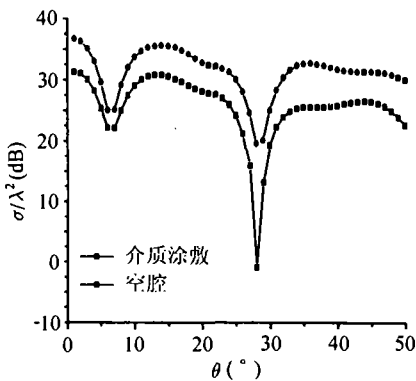


图5 底部加载三层有耗介质的 RCS 曲线

的 $\theta\theta$ 极化 RCS 随 θ 变化曲线图。方点和三角点曲线分别为应用 IPO/FEM 方法和 FDTD 软件计算得到的 RCS 曲线。从图上可以看到, 两者一致性较好, 从而再次证明了本方法的正确性及处理复杂结构腔体散射问题的有效性。比较图 2 与图 4 可见, 当腔体底部加载一小金属台阶的情况下, RCS 曲线在 0° 到 15° 范围内与未加载情况下区别不大; 当大于 15° 时, 由于腔体内直接反射作用降低而多次反射的作用增强, 因此 RCS 曲线随角度增加而明显下降。

当腔体底部加载介质层时, 用单纯的 IPO 方法很难计算, 而用 FEM 处理介质区域却非常容易。对于长、宽均为 5λ , 深 10λ 的方腔, 在底部涂覆厚度均为 0.1λ , 介电常数分别为 $\epsilon_{r1} = (4.0, -0.1)$, $\mu_{r1} = (2.0, 0.0)$, $\epsilon_{r2} = (7.0, -1.5)$, $\mu_{r2} = (1.8, -0.1)$, $\epsilon_{r3} = (3.0, -5.0)$, $\mu_{r3} = (1.5, -0.5)$ 的 3 层有耗介质时的矩形腔体结构, 用混合法计算出的 $\theta\theta$ 极化 RCS 随 θ 变化结果见图 5。由该图可见, 当底部加载有耗介质时, 在 0° 到 50° 的整个角度范围内其 RCS 整体下降 5dB 左右, 降幅明显。

4 结 论

本文将 IPO 方法与矢量有限元法相结合, 发挥了各自的优势, 很好地解决了电大尺寸腔体在底部加载介质层、金属台阶等复杂结构情况下的 RCS 分析与计算问题。文中建立了该混合方法的数学模型, 应用点匹配等一些近似技术, 使得理论模型得以简化, 容易实现编程计算。数值计算结果表明了这种新的混合方法的正确性和有效性。如果将有限元法与区域分裂法结合, 腔体内使用有限元分析的复杂结构区域则可以更大, 其优势就更为明显。

参 考 文 献

- [1] 阮颖铮, 空腔结构电磁散射分析方法研究, 电波科学学报, 1994, 9(1), 73-82.
- [2] P. H. Pathak, R. J. Burkholder, Mode, ray and beam techniques for analyzing the EM scattering by open-ended waveguide cavities, IEEE Trans. on AP., 1989, AP-37(5), 635-647.
- [3] P. H. Pathak, R. J. Burkholder, High-frequency electromagnetic scattering by open-ended waveguide cavities, Radio Sci., 1991, 26(1), 211-218.
- [4] 王树民, 李明之, 王长清, GRE-FDTD 混合法对二维矩形终端任意形状进气道 RCS 的计算, 电子学报, 2000, 28(6), 138-141.
- [5] Robert Lee, Tsc-Tong Chia, Analysis of electromagnetic scattering from a cavity with a complex termination by means of a hybrid ray-FDTD method, IEEE Trans. on AP, 1993, AP-41(11), 1560-1569.

- [6] Liu Jian, Jin Jian-ming, A special higher order finite-element method for scattering by deep cavities, IEEE Trans. on AP., 2000, AP-48(5), 694-703.
- [7] F. Obelleiro, J. Luis Rodriguez, R. J. Burkholder, An iterative physical optics approach for analyzing the electromagnetic scattering by large open-ended cavities, IEEE Trans. on AP., 1995, AP-43(4), 356-361.
- [8] 顾长青, 舒永泽, 徐金平, 物理光学迭代法的子域连接法, 电子学报, 2001, 29(3), 420-422.
- [9] Tsc-Tong Chia, Robert J. Burkholder, Robert Lee, The application of FDTD in hybrid methods for cavity scattering analysis, IEEE Trans, on AP., 1995, AP-43(10), 1082-1089.

INVESTIGATION ON EM SCATTERING BY ELECTRICALLY LARGE COMPLEX CAVITY USING IPO/FEM HYBRID METHOD

He Xiaoxiang Xu Jinping* Gu Changqing

(College of Information Science and Technology,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

**(State Key Lab of Millimeter Waves, Southeast University, Nanjing 210096, China)*

Abstract In this paper, a novel hybrid approach is proposed in which Iterative Physical Optics (IPO) subdomain splicing technique is combined with edge-based finite element method. It is applied to the analyses of electromagnetic scattering characteristics of electrically large complex cavities. IPO approach is applied for the region where it is suitable to use high frequency method; the edge-based finite element method is employed for the region where complex structures or complex materials are located. At the interface, the field continuous condition is applied to realize the coupling of the two regions. To verify the new approach, an open-ended empty rectangular cavity and cavity loaded with a metal cuboid are analyzed. The numerical results are in agreement with the published data and those obtained by FDTD. Good convergence behavior is observed. Moreover, complex cavities where three layers of lossy dielectric or a metal cuboid is loaded at the bottom are analyzed. The results show that the proposed hybrid approach is efficient for analyzing the electromagnetic scattering characteristic of electrically large complex cavity.

Key words Hybrid approach, Iterative physical optics, Subdomain splicing, Finite element method, EM scattering

何小祥: 男, 1976 年生, 博士生, 主要研究方向: 计算电磁学, 电磁散射.

徐金平: 男, 1962 年生, 教授, 博士生导师, 主要研究方向: 计算电磁学, 天线与电磁散射, 毫米波理论与技术, 电磁兼容.

顾长青: 男, 1958 年生, 教授, 主要研究方向: 天线与电磁散射, 电磁场数值计算.