

文章编号:1000-8055(2011)08-1819-05

轴对称及二元喷管 RCS 的数值模拟

杨 涛, 杨青真, 李岳锋

(西北工业大学 动力与能源学院, 西安 710072)

摘 要: 利用物理光学迭代法独立设计程序, 采用前后向算法并结合欠松弛因子加速收敛, 提高运算效率. 通过计算简单标准模型的雷达散射截面(RCS)验证了程序的可靠性. 在此基础上, 对两种不同宽高比二元喷管简化模型及轴对称喷管简化模型的 RCS 进行了计算并加以分析比较. 结果表明, 程序具有较好的计算精度和通用性, 在较大范围的姿态角内, 二元喷管简化模型的 RCS 高于轴对称喷管简化模型的 RCS.

关 键 词: 物理光学迭代法; 雷达散射截面; 二元喷管; 轴对称喷管; 欠松弛因子

中图分类号: V228.7

文献标志码: A

Numerical simulation of RCS for axisymmetric nozzles and symmetrical two-dimensional nozzle

YANG Tao, YANG Qing-zhen, LI Yue-feng

(School of Power and Energy,

Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China)

Abstract: The iterative physical optic method was used for the programming code to calculate radar cross section (RCS), while the forward-backward algorithm combined with relaxation factor was used to accelerate the convergence and improve operation efficiency. Some sample standard models were calculated to validate the reliability of the code; based on this, the RCS of two-dimensional (2-D) nozzles with different aspect ratios and an axisymmetric nozzle was computed and compared. According to the numerical results, this procedure has high accuracy and versatility, and the RCS of the 2-D nozzle is higher than that of the axisymmetric nozzle in the large angular range.

Key words: iterative physical optic (IPO) approach; radar cross section (RCS); two-dimensional nozzle; axisymmetric nozzle; under-relaxation factors

腔体结构在飞机中非常常见, 如进气道、尾喷管、座舱、角反射器等. 研究表明, 腔体结构的电磁散射非常强烈, 在简单形体的散射目标中, 电磁波在腔体壁之间经过多次相互作用, 电磁能量从口径面返回, 可在入射方向上达到十多个 dBsm 以上的雷达散射截面(RCS)影响, 形成强烈的雷达回波. 由此, 喷管等腔体成为评估隐身飞机隐身性能的关键部件. 因而, 分析计算飞行器喷管的雷达散射截面是非常必要.

早期对腔体电磁散射特性的分析, 应用模式匹配方法^[1]检验计算结果, 其优点是计算精度高, 但只适合计算规则腔体且轴向不能有大的变化, 计算时间也比较长. 后来发展了一些基于射线理论的高频近似方法, 例如弹跳射线(SBR)法^[2]、广义射线(GRE)法^[3]等射线法, 虽然 SBR 方法原理简单, 适用范围广, 但由于喷管横截面电尺寸较大, 传播模式很多, 增加了计算复杂度. SBR, GRE 法中因表面难以准确描述, 由追踪射线的积累误

收稿日期:2010-09-15; 修订日期:2011-01-04

作者简介:杨涛(1986—), 男, 山东泰安人, 硕士生, 主要从事飞行器动力系统雷达散射特性研究.

差而导致射线出射点位置与方向发生偏移的问题,使计算受到影响.物理光学迭代(IPO)法^[4-5]是在物理光学^[6]电流的基础上考虑多次散射的一种迭代方法,用光学电流与修正电流叠加来逼近导体目标表面的实际电流,相比SBR方法提高了计算精度,且计算时每平方波长仅需划分9~16块小面元就可获得较好的精度,有效地模拟金属表面之间的多次反射作用,并且不需要进行矩阵求逆运算,相比纯数值法提高了计算效率,适合于计算角反射器、腔体等物体的电磁散射.

本文采用三角形网格单元剖分模型,以达到较高的建模精度,采用前后向迭代方法加速IPO,并引入收敛因子提高收敛速度,应用编写的软件,验算了单端开口的圆形理想导体腔的RCS值.在此基础上,对比了轴对称喷管简化模型和二元喷管简化模型的雷达散射截面.

1 物理光学迭代法

飞机喷管的进口处是涡轮、燃烧室等复杂结构,仅有少部分的电磁波从进气道传播出来,因而,喷管的进口端作短路处理.图1是由理想导电壁构成的任意形状的腔体,若忽略腔体边缘绕射以及外部散射,则整个腔体的散射全部来自腔体内部,并由电磁波在腔内多次反射产生.

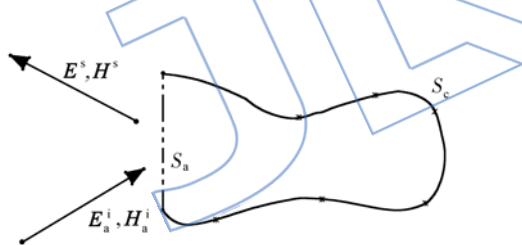


图1 开口腔体

Fig. 1 Open-ended cavity

由于雷达到目标距离非常远,因而将入射电磁波看作均匀平面电磁波,图1所示即为入射平面波入射到任意腔体的模型.口径面 S_a 面上入射电磁场为 $(\mathbf{E}_a^i(\mathbf{r}_a), \mathbf{H}_a^i(\mathbf{r}_a))$,其中 $\mathbf{r}_a$ 为口径面 S_a 上任意一点的位置矢量,根据电磁场等效原理,口径面 S_a 上的等效电磁流^[7]为

$$\mathbf{J}_a^i(\mathbf{r}_a) = \mathbf{n}_a \times \mathbf{H}_a^i(\mathbf{r}_a), \quad \mathbf{M}_a^i(\mathbf{r}_a) = \mathbf{E}_a^i(\mathbf{r}_a) \times \mathbf{n}_a \quad (1)$$

$\mathbf{n}_a$ 为 S_a 上指向腔内的法向单位矢量.

它们在腔体内壁面 S_c 上产生的磁场 $\mathbf{H}_c(\mathbf{r}_c)$ 可由基尔霍夫近似得到

$$\mathbf{H}_c(\mathbf{r}_c) \approx \int_{S_a} \mathbf{J}_a^i(\mathbf{r}_a') \times \nabla G dS_a' + \frac{1}{jkZ} \nabla \times \int_{S_a} \mathbf{M}_a^i(\mathbf{r}_a) \times \nabla G dS_a' \quad (2)$$

k 为自由空间的波数, Z 是自由空间的波阻抗, $\mathbf{r}_c$ 为腔体内壁面 S_c 上任一点的位置矢量, G 为三维空间中格林函数.由物理光学法近似求得腔体壁上的初始电流 $\mathbf{J}_0(\mathbf{r}_c)$ 为

$$\mathbf{J}_0(\mathbf{r}_c) = \begin{cases} 2\mathbf{n}_c \times \mathbf{H}_c(\mathbf{r}_c) & \text{照明} \\ 0 & \text{阴影} \end{cases} \quad (3)$$

腔体内壁面 S_c 上的真实电流分布通过磁场积分方程(MFIE)迭代计算得到

$$\mathbf{J}_n(\mathbf{r}_c) = \mathbf{J}_0(\mathbf{r}_c) + 2\mathbf{n}_c \times \text{P. V.} \int_{S_a} \mathbf{J}_{n-1}(\mathbf{r}_c) \times \nabla G(\mathbf{r}_c - \mathbf{r}_c') dS_a' \quad (4)$$

式中 $\text{P. V.} \int_{S_a}$ 为在面 S_a 上的主值积分, n 表示迭代次数, $\mathbf{n}_c$ 是腔内壁面 S_c 上指向腔体内部的法向单位矢量.结合各个单元之间存在的遮挡关系,通过式(4)的迭代过程,即实现IPO法对电磁波在腔内壁上的多次反射的计算.

直观地从迭代公式(4)看,有一个简单的Jacobi迭代形式,为此选择高斯-赛德尔迭代法作为改进,同时采用前后向算法^[8]加快收敛速度,并采用欠松弛法提高迭代的稳定性.根据经验,一般不太复杂的腔体取 $\omega=0.8 \sim 0.9$,较复杂的腔体 $\omega=0.6 \sim 0.7$ ^[9],在本文中 $\omega=0.85$.

由公式(4)得到腔体内壁面 S_c 上的感应电流 $\mathbf{J}(\mathbf{r}_c)$,根据Kirchhoff近似公式求得口径面 S_a 上散射场 $\mathbf{H}^s(\mathbf{r}_a), \mathbf{E}^s(\mathbf{r}_a)$;根据电磁场等效原理,得到口径面 S_a 上等效电磁流,进而便求得腔体在远场区任意点处产生的散射电场.利用远场条件,及 ∇ 用 $(-jk)$ 代替,便可得到散射电场 $\mathbf{E}^s$ 在球面坐标系中的相应的各个分量^[5].

最终根据雷达散射截面的定义,得到目标的RCS近似计算.

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 |\mathbf{E}^s|^2 / |\mathbf{E}^i|^2 \quad (5)$$

2 遮挡关系的判断

由于IPO公式的基础是物理光学近似,每个面元上的等效电磁流,都是其他能相互照射的面元上等效磁流辐射产生的,因而必需考虑目标各网格面元之间的相互遮挡关系.

判断任意两个面元之间的遮挡关系的思路^[10-11]如下:

- 1) 判断两面元的法向量夹角是否大于 90° ;
- 2) 判断其他所有面元所在平面是否会在两面元之间空间;
- 3) 判断两面元中心连线与 2) 中的平面的交点是否位于该平面中的面元内.

由此便得到任意两面元之间遮挡关系.

3 实例计算与分析实例

本文计算实例都是计算单站雷达散射截面. 一般单站雷达不使用交叉极化分析目标的 RCS, 因而文中只计算了发射天线与接收天线同为水平极化即 $\theta\theta$ 极化和同为垂直极化即 $\varphi\varphi$ 极化时目标的 RCS. θ, φ 分别为入射线与 x, y 轴正向夹角, 即球面坐标系下的定义方式. 默认角度单位为 $(^\circ)$.

图 2、图 3 是利用 IPO 方法计算高为 12 cm, 直径为 12 cm 圆柱腔的单站 RCS. 入射波频率 $f=10$ GHz, 角度 $\varphi=0^\circ$. 图 2 为水平极化时的 RCS, 图 3 为垂直极化时的 RCS, 与参考文献[12]结果的比较.

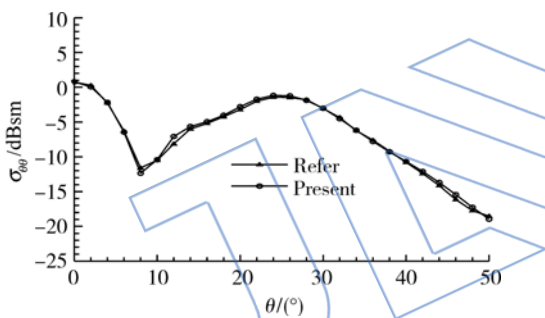


图 2 模型 1 水平极化 RCS

Fig. 2 Horizontal polarization RCS curve of model 1

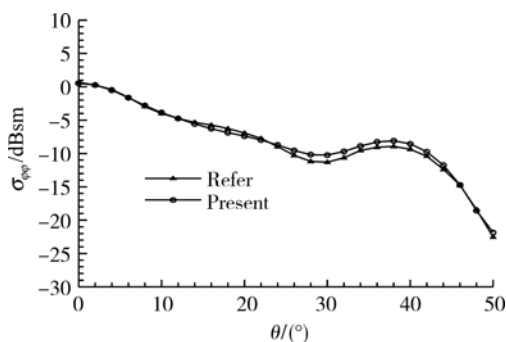


图 3 模型 1 垂直极化 RCS

Fig. 3 Vertical polarization RCS curve of model 2

图 4、图 5 是高为 30 cm, 直径为 18 cm 圆柱的单站 RCS. 其中 $\varphi=0^\circ$, 入射波频率 $f=10$ GHz, 图 4 为垂直极化时的 RCS, 图 5 为水平极化时的 RCS, 与参考文献[5]结果比较.

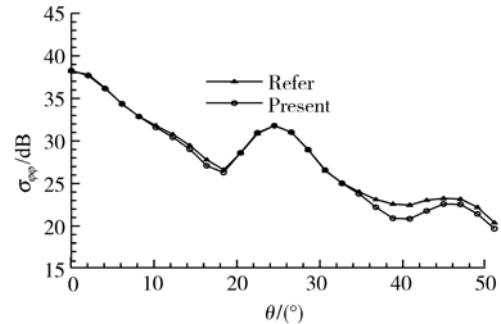


图 4 模型 2 垂直极化 RCS

Fig. 4 Vertical polarization RCS curve of model 2

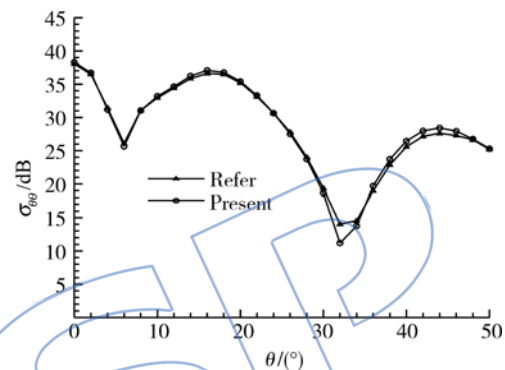


图 5 模型 2 水平极化 RCS

Fig. 5 Horizontal polarization RCS curve of model 2

图 6 是复杂形状单端开口理想导体腔模型, 尺寸单位: mm, 图中虚线表示入射波方向, 其与 x 轴夹角为 θ , 与 y 轴正向夹角为 φ , 入射波频率是 10 GHz, 角度 $\varphi=0^\circ$.

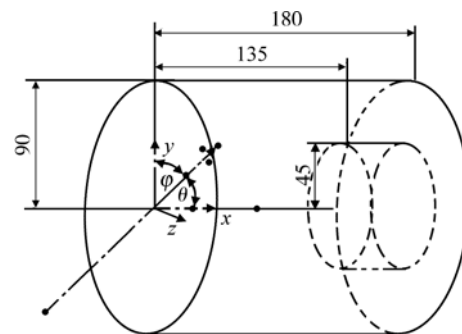


图 6 腔体模型

Fig. 6 Cavity model

由于此腔体面元之间存在遮挡关系, 在利用 IPO 法计算前要判断腔口面面元与腔体内壁面面元之间的遮挡关系及腔体壁面面元之间的遮挡关系. 图 7 和图 8 是用 IPO 法计算得到该模型两种极化方式下 RCS 值与文献值[12]比较图.

在某些方位上, 本文结果与参考数据误差较大, 原因在于网格剖分及面元遮挡关系判断上, 对

于同一区域,不同的网格剖分形式,会造成网格面元之间遮挡关系判断的差异,影响这些方位上相应面元上感应电流密度的求解,从而会产生一定的计算误差。

基于上述实例的验证,应用 IPO 方法计算以下两种喷管简化模型的 RCS,其模型及计算结果如图 9、图 10、图 11 所示,模型的进出口面积相

同,表 1 是相应模型尺寸.入射波频率 $f=6\text{ GHz}$,入射角 $\varphi=0^\circ$ 。

如图 10、图 11 为三个喷管简化模型两种极化方式的 RCS 值,图 10、图 11 中的曲线是由三次样条曲线拟合后的结果,曲线 circle, Width: Height=1:1, Width: Height=2:1 分别对应图 9 中的模型 A,B,C。

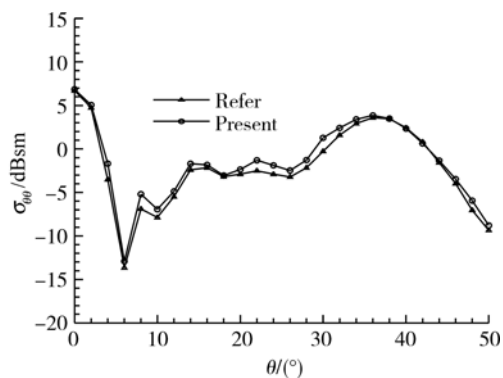


图 7 模型 3 水平极化 RCS

Fig. 7 Horizontal polarization RCS curve of model 3

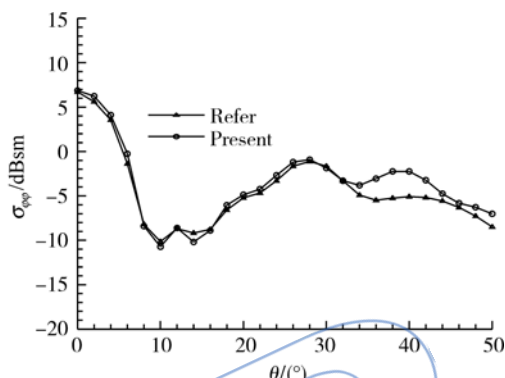


图 8 模型 3 垂直极化 RCS

Fig. 8 Vertical polarization RCS curve of model 3

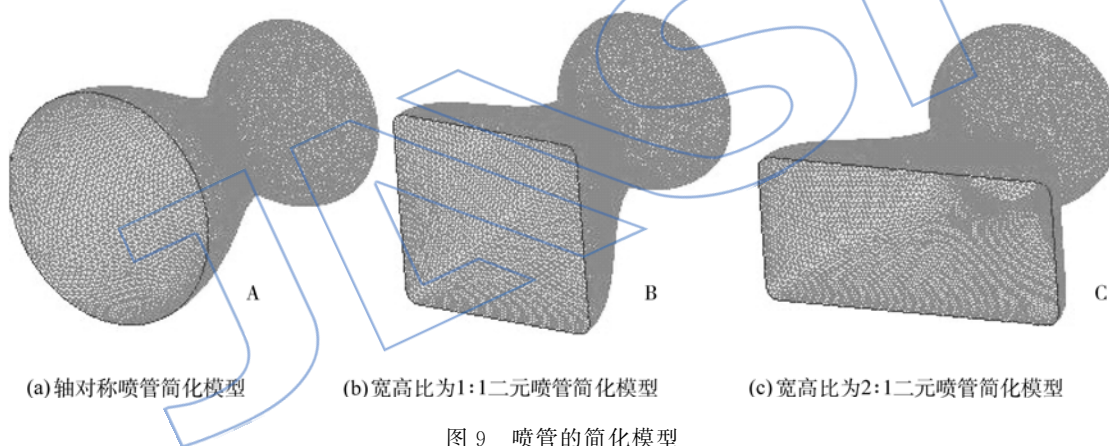


图 9 喷管的简化模型

Fig. 9 Simplified model of nozzles

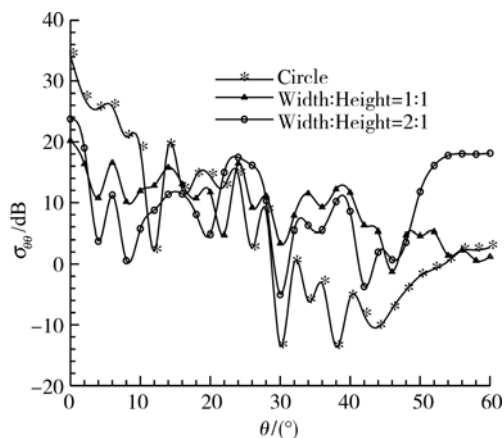


图 10 三种喷管的简化模型水平极化 RCS

Fig. 10 Horizontal polarization RCS curves of the three simplified nozzles

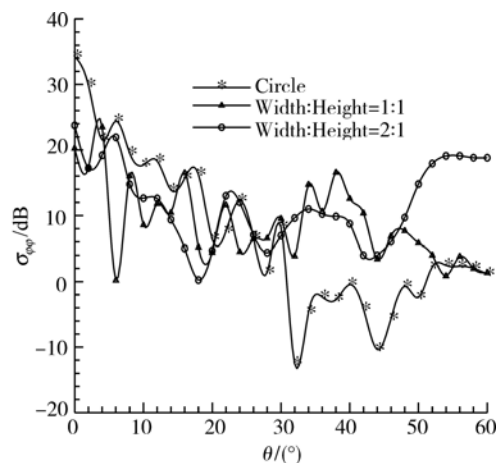


图 11 三种喷管的简化模型垂直极化 RCS

Fig. 11 Vertical polarization RCS curves of the three simplified nozzles

表 1 喷管模型数据

Table 1 Data of nozzle models

喷管 模型	进口 直径/ mm	喉道 位置/ mm	喉道 直径/ mm	出口 位置/ mm	出口直径 (出口宽)/ mm
A	600	250	379.5	1 000	758.95
B	600	250	379.5	1 000	672.59
C	600	250	379.5	1 000	951.06

由图 10、图 11 可以看出,越靠近中心轴线方向上,各模型的 RCS 值越大,这主要是因为本文将喷管进口端作短路简化,这种简化模型的进口端在中轴线附近造成很强的后向镜面反射,因而在这个方向上 RCS 值比较高.此外在该方向上,二元喷管简化模型相对于轴对称喷管简化模型 RCS 值较低.这是因为用 IPO 法计算喷管的 RCS 时,首先求解口径面 S_a 面上的等效电磁流,然后由口径面 S_a 面上的等效电磁流法计算其在 S_c 面上产生的电流密度.在这过程中,由于模型中间过渡面的遮挡,矩形口径面 S_a 上能照射到喷管进口端的网格单元的数目比圆形口径面的少.另外,由于遮挡,二元喷管内壁面 S_c 上能照射喷管进口端的网格单元相对于轴对称喷管模型也较少,因而在这个姿态角,二元喷管比轴对称喷管的 RCS 值偏小.在偏离中轴线方向约为 $25^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ 姿态角范围内,轴对称喷管比二元喷管的 RCS 值偏小,这是因为二元喷管由喉道位置的圆形截面变换成出口矩形截面时,壁面轮廓逐渐放样变化成平板,造成在这些方向上的电磁波镜面反射增强.在大角度方位角 $50^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ 上,二元喷管宽高比越大, RCS 值越大.这是因为随着宽高比的增大,二元喷管壁面轮廓由喉道到出口,壁面平面面板面积增大,在这个方位上又主要是镜面反射,因而,二元喷管宽高比越高,在大方位角上 RCS 会变大.

4 结 论

1) 应用本文设计的软件计算理想导体腔体模型的 RCS,计算结果与参考数据误差较小.因此,该软件可以较准确地计算腔体的后向 RCS.

2) 在较大范围的姿态角内,二元喷管简化模型的 RCS 高于轴对称喷管简化模型的 RCS,因而,在喷管的设计中,尽量避免出现平板金属壁面.

3) 二元喷管可以适当增加宽高比,降低重点姿态角内 RCS 值,改善其雷达隐身特性.

参考文献:

- [1] Arnor S, Rotman S R, Kopeika N S. Bandwidth maximization for satellite laser communication[J]. IEEE Trans. on Aerospace and Electronic Systems, 1999, 35(2): 675-682.
- [2] Ling H, Chou R C, Lee S W. Shooting and bouncing rays; calculating RCS of an arbitrary cavity [J]. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1989, 37(2): 194-205.
- [3] Pino A G, Obelleiro F, Rodriguez J L. Scattering from conducting open cavities by generalized ray expansion (GRE) [J]. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1993, 41(7): 989-992.
- [4] 罗威. 三维电大复杂腔体电磁散射问题的混合快速算法研究[D]. 成都: 电子科技大学, 2007.
LUO Wei. Investigations of the fast hybrid methods for scattering characteristics of three dimensional electrically large complex cavity [D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2007. (in Chinese)
- [5] 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.
GU Changqing, SHU Yongze, XU Jinping. A subdomains splicing technique for IPO approach [J]. Acta Electronica Sinica, 2001, 29(3): 420-422. (in Chinese)
- [6] 阮颖铮. 雷达截面与隐身技术 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2002.
- [7] 许小艳. 开口腔体的 RCS 计算 [D]. 西安: 西安电子科技大学, 2007.
XU Xiaoyan. Calculation of the radar cross section for open-ended cavities [D]. Xi'an: Xidian University, 2007. (in Chinese)
- [8] Robert J B, Tomas L. Forward-backward iterative physical optics algorithm for computing the RCS of open ended cavities [J]. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 2005, 53(2): 793-799.
- [9] 闫玉波, 葛德彪, 聂小春, 等. 应用改进迭代物理光学方法分析电大尺寸开口腔体散射 [J]. 微波学报, 2001, 17(1): 35-39.
YAN Yubo, GE Debiao, NIE Xiaochun, et al. An improved IPO method applied to the analysis of EM scattering from a large open-ended cavity [J]. Journal of Microwaves, 2001, 17(1): 35-39. (in Chinese)
- [10] 李争亭, 胡毕富, 席平. 腔体 RCS 计算前置处理中网格单元的相互遮挡判断 [J]. 工程图学报, 2008, 29(1): 61-66.
LI Zhengting, HU Bifu, XI Ping. Mutual occlusion evaluation of duct mesh elements in processing of RCS calculation [J]. Journal of Engineering Graphics, 2008(1): 61-66. (in Chinese)
- [11] 姬金祖, 刘战合. 基于面元分组的电磁遮挡算法及其优化 [J]. 北京航空航天大学学报, 2009, 35(4): 453-456.
JI Jinzu, LIU Zhanhe. Electromagnetic occultation algorithm based on facets grouping and optimization [J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2009, 35(4): 453-456. (in Chinese)
- [12] Fernando O, Jose L, Robert J B. An iterative physical optics approach for analyzing the electromagnetic scattering by large open-ended cavities [J]. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 1995, 43(4): 356-361.