

一种解任意横截面柱形薄壳体电磁屏蔽问题的新方法

刘宝林¹, 王映雪¹, 马信山²

(1. 清华大学计算机与信息管理中心, 北京 100084; 2. 清华大学电机工程与应用电子技术系, 北京 100084)

摘 要: 本文给出了求解任意横截面柱形薄壳体电磁屏蔽问题的一种新方法. 在平均边界条件的基础上, 利用单层标量波函数法向量导数的间断性定理, 得到了任意横截面柱形薄壳体电磁屏蔽问题的积分方程组. 利用边界元法对该积分方程组进行了求解, 通过与精确边界条件下的解比较, 发现两种结果符合很好. 本文中的方法简便易行, 足可准确描述柱形薄壳体外两侧电磁场的分布情况.

关键词: 电磁场; 柱形薄壳体; 平均边界条件; 积分方程组; 边界元法

中图分类号: TM 154.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112(2001)06-0758-04

A New Method to Solve Electromagnetic Shielding Problems for a Thin Cylindrical Shell of Arbitrary Cross Section

LIU Bao-lin¹, WANG Ying-xue¹, MA Xin-shan²

(1. Computer and Information Management Center, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

2. Department of Electrical Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: In this paper, a new method to solve the electromagnetic shielding problems of a thin cylindrical shell of arbitrary cross section is presented. On the basis of averaged boundary conditions, we use the theorem of discontinuity for the normal derivative of a single layer scalar wave function. Integral equations of electromagnetic shielding for the thin cylindrical shell of arbitrary cross section are derived, and they are solved by using the method of boundary elements. Compared with the solution obtained by using precise boundary conditions, the method presented in this paper is very simple and convenient. The distribution of electromagnetic fields in the free space outside the shell can be calculated with satisfactory accuracy.

Key words: electromagnetic field; thin cylindrical shell; averaged boundary conditions; integral equations; method of boundary element

1 引言

利用电磁场中精确边界条件处理电磁屏蔽问题是常用的方法, 但由于其数学模型的建立较为复杂, 加之运算量大, 给处理问题造成许多不便. 长期以来, 人们试图建立一种近似边界条件来取代电磁场中精确边界条件. 1948年苏联科学家里昂托维奇(Леонтович)在研究无线电波绕地球传播问题时提出了阻抗边界条件, 它是阻抗性物体表面上电场和(或)磁场所满足的一种关系式, 用 Леонтович 阻抗边界条件替代电磁场中经典边界条件, 可以大大简化许多非理想导体目标的电磁散射分析. 作者基于这种思想建立了一种新的近似边界条件, 称之为平均边界条件, 研究了其有效应用范围^[1,2], 并在此基础上得到了一些研究成果^[3,4]. 本文利用该边界条件在处理任意横截面柱形薄壳体电磁屏蔽边值问题时, 可将三个区域内的电磁场问题转化为两个区域内的电磁场问题, 大大地简化了数学模型的建立及运算步骤, 所得近似解将与利用

精确边界条件下的准确解比较, 发现两种结果符合得很好.

2 任意横截面柱形薄壳体屏蔽边值问题的建立

在均匀的各向同性的空间中有一柱形薄壳体 S_Δ , 厚度为 Δ , 母线方向与 O_z 轴平行. 为了简化边值问题的求解, 将薄壳体 S_Δ 用一理想的薄柱面 S 来替换, 使得该柱面与薄壳体 S_Δ 的中界面重合, 如图1所示, 然后在该中界面上利用平均边界条件(2). 用 Ω_1 和 Ω_2 分别表示面 S 的内外侧区域. D_1 和 D_2 表示由平面 $Z = \text{const.}$ 所截得的相应的截面, Γ 为轮廓线, 将 D_1 和 D_2 分割开来, 如图2所示. 在区域 $\Omega_j (j=1, 2)$ 内介质具有参数 $\epsilon_j = 0, \epsilon_j, \mu_j$ 的特性. 而柱形薄壳体本身的电导率、介电常数和磁导率分别为 σ, ϵ 和 μ . 在区域 Ω_j 内电磁场由 E_j, H_j 确定, 且 $E_2 = E_0 + E'_2, H_2 = H_0 + H'_2$, 其中 E_0, H_0 为位于区域 Ω_2 内的初始平面场, E'_2, H'_2 为反射场. 时谐因子假定为 $e^{-i\omega t}$.

在轮廓线 Γ 上的任意一点 P 引入单位法向量 \mathbf{n} , 方向指向 D_2 , 与 Γ 相切的单位向量 \mathbf{v} 和沿 O_z 轴方向的单位向量 \mathbf{e}_z . 向量 $(\mathbf{v}, \mathbf{n}, \mathbf{e}_z)$ 构成两两相互正交, 且遵循右手法则的单位向量基, 如图 2 所示.

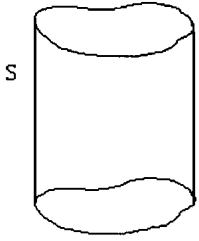


图1 任意横截面柱形薄壳体的中界面

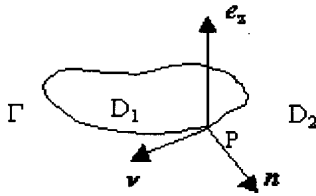


图2 所截得的轮廓线 Γ

确定场向量 $\mathbf{E}_j, \mathbf{H}_j$, 它们在区域 D_j 内满足麦克斯韦方程

$$\text{rot} \mathbf{E}_j = i\omega \mu_j \mathbf{H}_j, \quad \text{rot} \mathbf{H}_j = -i\omega \epsilon_j \mathbf{E}_j \quad (1)$$

平均边界条件

$$\begin{aligned} [(\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) \times \mathbf{n}]|_{\Gamma} &= iF[\mathbf{n} \times [(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \times \mathbf{n}]]|_{\Gamma} \\ &+ iG[\mathbf{n} \times \text{grad}(\text{rot}(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2), \mathbf{n})|_{\Gamma} \\ [(\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) \times \mathbf{n}]|_{\Gamma} &= -iN[\mathbf{n} \times [(\mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2) \times \mathbf{n}]]|_{\Gamma} \\ &- iP[\mathbf{n} \times \text{grad}(\text{rot}(\mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2), \mathbf{n})|_{\Gamma} \end{aligned} \quad (2)$$

和无穷远处的幅射条件.

其中 $N = \omega \mu \delta, P = \delta / \omega \epsilon, F = \omega \epsilon \delta, G = \delta / \omega \mu, \delta = \frac{\Delta}{2}, \epsilon = \epsilon + i \frac{\sigma}{\omega}$.

3 任意横截面柱形薄壳体电磁屏蔽问题中的积分方程组

对平行平面介质计算电磁场各个分量的问题就转化为计算仅与坐标 x, y 有关的标量波函数 u_j, v_j 的问题, 其中 $u_j = E_{jz}, v_j = H_{jz}$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_j &= [E_{jx}(x, y) \mathbf{e}_x + E_{jy}(x, y) \mathbf{e}_y + E_{jz}(x, y) \mathbf{e}_z] e^{i\beta z} \\ \mathbf{H}_j &= [H_{jx}(x, y) \mathbf{e}_x + H_{jy}(x, y) \mathbf{e}_y + H_{jz}(x, y) \mathbf{e}_z] e^{i\beta z} \quad (3) \\ \beta &= \text{const} \end{aligned}$$

下面来确定 $u_j = E_{jz}, v_j = H_{jz} (u_2 = u_0 + u'_2, v_2 = v_0 + v'_2)$.

对于引入的函数 u_j, v_j , 由方程(1)可导出方程

$$\frac{\partial^2 W_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W_j}{\partial y^2} + e_j^2 W_j = 0, \text{ 在 } D_j \text{ 内} \quad (4)$$

其中 $W_j = u_j, v_j; e_j^2 = k_j^2 - \beta^2, k_j^2 = \omega^2 \epsilon_j \mu_j$.

将平均边界条件(2)在局部坐标系 $\{\mathbf{v}, \mathbf{n}, \mathbf{e}_z\}$ 下转化为关于标量波函数 u_j, v_j 的平均边界条件, 由于函数 u_j, v_j 的二阶导数的作用较小, 在所得到的边界条件中可以忽略. 特别是, 当电磁波的传播方向与柱的轴线垂直时, 即 $\beta = 0$, 这时边值问题简化为如下形式:

$$\nabla^2 u_1 + k_1^2 u_1 = 0, \text{ 在 } D_1 \text{ 内} \quad (5)$$

$$\nabla^2 u'_2 + k_2^2 u'_2 = 0, \text{ 在 } D_2 \text{ 内}$$

$$\nabla^2 v_1 + k_1^2 v_1 = 0, \text{ 在 } D_1 \text{ 内}$$

$$\nabla^2 v'_2 + k_2^2 v'_2 = 0, \text{ 在 } D_2 \text{ 内} \quad (6)$$

和

$$u_1|_{\Gamma} = \left\{ \alpha_1 \frac{\partial u_1}{\partial \mathbf{n}} + \alpha_2 \frac{\partial u_2}{\partial \mathbf{n}} \right\}|_{\Gamma}, \quad (7)$$

$$u_2|_{\Gamma} = \left\{ \beta_1 \frac{\partial u_1}{\partial \mathbf{n}} + \beta_2 \frac{\partial u_2}{\partial \mathbf{n}} \right\}|_{\Gamma}$$

$$v_1|_{\Gamma} = \left\{ \alpha'_1 \frac{\partial v_1}{\partial \mathbf{n}} + \alpha'_2 \frac{\partial v_2}{\partial \mathbf{n}} \right\}|_{\Gamma}, \quad (8)$$

$$v_2|_{\Gamma} = \left\{ \beta'_1 \frac{\partial v_1}{\partial \mathbf{n}} + \beta'_2 \frac{\partial v_2}{\partial \mathbf{n}} \right\}|_{\Gamma}$$

$$\begin{aligned} \text{其中 } \alpha_1 &= \frac{1}{2\omega\mu_1} \left\{ \frac{1}{F} - N \right\}, \alpha_2 = -\frac{1}{2\omega\mu_2} \left\{ \frac{1}{F} + N \right\}, \\ \beta_1 &= \frac{1}{2\omega\mu_1} \left\{ \frac{1}{F} + N \right\}, \beta_2 = -\frac{1}{2\omega\mu_2} \left\{ \frac{1}{F} - N \right\}, \\ \alpha'_1 &= \frac{1}{2\omega\epsilon_1} \left\{ \frac{1}{N} - F \right\}, \alpha'_2 = -\frac{1}{2\omega\epsilon_2} \left\{ \frac{1}{N} + F \right\}, \\ \beta'_1 &= \frac{1}{2\omega\epsilon_1} \left\{ \frac{1}{N} + F \right\}, \beta'_2 = -\frac{1}{2\omega\epsilon_2} \left\{ \frac{1}{N} - F \right\}. \end{aligned}$$

将式(5)~(8)的解表示成单层标量波函数的形式

$$u_1(M) = \int_{\Gamma} \mu_1(P) G_1(M, P) dl_P \quad (9)$$

$$u'_2(M) = \int_{\Gamma} \mu_2(P) G_2(M, P) dl_P$$

$$v_1(M) = \int_{\Gamma} \mu'_1(P) G_1(M, P) dl_P \quad (10)$$

$$v'_2(M) = \int_{\Gamma} \mu'_2(P) G_2(M, P) dl_P$$

其中 $G_j(M, P) = \frac{\pi i}{2} H_0^{(1)}(k_j R_{MP})$ 为亥姆霍兹方程在区域 D_j 内的基本解, $H_0^{(1)}(\cdot)$ 为汉克尔函数, 表初始场的辐射方向; $\mu_j(P), \mu'_j(P)$ 为未知密度函数.

不难看出, 边值问题式(5)、(7)和边值问题式(6)、(8)为同一类型的问题, 用求解边值问题式(5)、(7)的方法同样可求解边值问题式(6)、(8). 因此, 下面将详细讨论边值问题式(5)、(7)的求解.

考虑到边界条件式(7), 并运用单层标量波函数法向量导数的间断性定理

$$\begin{aligned} V(M) &= \int_{\Gamma} \mu(P) G(M, P) dl_P \\ \frac{\partial V^+(P_0)}{\partial \mathbf{n}_{P_0}} &= \frac{\partial V(P_0)}{\partial \mathbf{n}_{P_0}} \pm \pi \mu(P_0), P_0 \in \Gamma \end{aligned} \quad (11)$$

上式中的 \pm 号分别表示: $+$ — 函数在区域 D_2 内的临界值; $-$ — 函数在区域 D_1 内的临界值; \mathbf{n}_{P_0} 为轮廓线 Γ 上点 P_0 处的单位外法向量.

由推导结果, 得到了有关密度函数 $\mu_j(P)$ 的积分方程组

$$\begin{aligned} \mu_1(P_0) + \int_{\Gamma} [Q_{11}\mu_1(P) + Q_{12}\mu_2(P)] dl_P &= F_1(P_0) \\ \mu_2(P_0) + \int_{\Gamma} [Q_{21}\mu_1(P) + Q_{22}\mu_2(P)] dl_P &= F_2(P_0) \end{aligned} \quad (12)$$

其中 $Q_{11} = \frac{\partial G_1(P_0, P)}{\partial \mathbf{n}_{P_0}} - \gamma_1 G_1(P_0, P),$

$$Q_{12} = -\gamma_2 G_2(P_0, P), Q_{21} = \delta_1 G_1(P_0, P),$$

$$Q_{22} = \delta_2 G_2(P_0, P) - \frac{\partial G_2(P_0, P)}{\partial \mathbf{n}_{P_0}},$$

$$F_1(P_0) = \gamma_2 u_0(P_0), F_2(P_0) = \frac{\partial u_0(P_0)}{\partial \mathbf{n}_{P_0}} - \delta_2 u_0(P_0),$$

$$y_1 = -\frac{1}{2}\omega\mu_1\left[\frac{1}{N}-F\right], y_2 = \frac{1}{2}\omega\mu_1\left[\frac{1}{N}+F\right],$$

$$\delta_1 = -\frac{1}{2}\omega\mu_2\left[\frac{1}{N}+F\right], \delta_2 = \frac{1}{2}\omega\mu_2\left[\frac{1}{N}-F\right].$$

对所得积分方程组(12)将采用边界元方法求其数值解。

4 积分方程组的求解

将周界线 Γ 分割成 n 个线性单元, 每个单元连接两个节点, 如图 3(a) 所示。

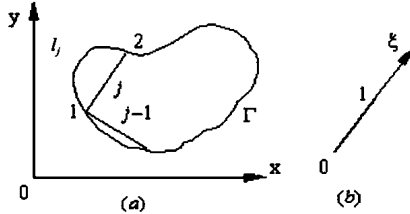


图 3 线性剖分单元

设单元 j 连接的两个节点分别为 1 和 2, 则

$$\mu_1 = N_1\mu_{11} + N_2\mu_{12}, \quad \mu_2 = N_1\mu_{21} + N_2\mu_{22}$$

其中 N_1 和 N_2 分别表示节点 1 和 2 上的形状函数, μ_{11} 和 μ_{12} 分别表示 μ_1 在节点 1 和 2 上的值, μ_{21} 和 μ_{22} 分别表示 μ_2 在节点 1 和 2 上的值。将它们代入式(12)中, 则单元 j 对点 i 产生的影响可表示为

$$\pi\mu_{1i,j} + [G_{ij}^{(1)} \quad G_{ij}^{(2)}] \begin{bmatrix} \mu_{11} \\ \mu_{12} \end{bmatrix} + [H_{ij}^{(1)} \quad H_{ij}^{(2)}] \begin{bmatrix} \mu_{21} \\ \mu_{22} \end{bmatrix} = F_{1i,j}$$

$$\pi\mu_{2i,j} + [S_{ij}^{(1)} \quad S_{ij}^{(2)}] \begin{bmatrix} \mu_{11} \\ \mu_{12} \end{bmatrix} + [T_{ij}^{(1)} \quad T_{ij}^{(2)}] \begin{bmatrix} \mu_{21} \\ \mu_{22} \end{bmatrix} = F_{2i,j} \quad (13)$$

$$\text{其中 } G_{ij}^{(1)} = \int_{l_j} Q_{11}^{ij} N_1 dl, G_{ij}^{(2)} = \int_{l_j} Q_{12}^{ij} N_2 dl, H_{ij}^{(1)} = \int_{l_j} Q_{11}^{ij} N_1 dl, H_{ij}^{(2)} = \int_{l_j} Q_{12}^{ij} N_2 dl,$$

$$S_{ij}^{(1)} = \int_{l_j} Q_{21}^{ij} N_1 dl, S_{ij}^{(2)} = \int_{l_j} Q_{22}^{ij} N_2 dl, T_{ij}^{(1)} = \int_{l_j} Q_{11}^{ij} N_1 dl,$$

$$T_{ij}^{(2)} = \int_{l_j} Q_{22}^{ij} N_2 dl.$$

节点 1 既要考虑 $j-1$ 单元对它的影响, 又要考虑单元 j 对它的影响。这样, 有

$$G_{ij} = G_{ij}^{(1)} + G_{i,j-1}^{(2)}, H_{ij} = H_{ij}^{(1)} + H_{i,j-1}^{(2)},$$

$$S_{ij} = S_{ij}^{(1)} + S_{i,j-1}^{(2)}, T_{ij} = T_{ij}^{(1)} + T_{i,j-1}^{(2)}.$$

将各单元的影响累加以后, 得到联立线性方程组

$$\pi\mu_{1i} + \sum_{j=1}^n G_{ij}\mu_{1j} + H_{ij}\mu_{2j} = F_{1i}$$

$$\pi\mu_{2i} + \sum_{j=1}^n S_{ij}\mu_{1j} + T_{ij}\mu_{2j} = F_{2i}, \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (14)$$

将局部坐标系取在剖分单元上, 取单元的端点为该坐标系的原点, 如图 3(b) 所示, 则有

$$N_1 = 1 - \xi, N_2 = \xi \text{ 和 } dl = |J| d\xi$$

$$\text{式中 } |J| = \frac{dl}{d\xi} = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi}\right)^2}, \text{ 而 } x = N_1x_1 + N_2x_2 = (1 - \xi)x_1 + \xi x_2, \text{ 故 } |J| = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2} = l_j, \text{ 式中的 } l_j \text{ 为单元 } j \text{ 的长度, 且}$$

$$-\xi)x_1 + \xi x_2, y = N_1y_1 + N_2y_2 = (1 - \xi)y_1 + \xi y_2, \text{ 故 } |J| = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2} = l_j, \text{ 式中的 } l_j \text{ 为单元 } j \text{ 的长度, 且}$$

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} H_0^{(1)}(k_p r_{ij}) = -\frac{k_p D_{ij}}{r_{ij}} H_1^{(1)}(k_p r_{ij})$$

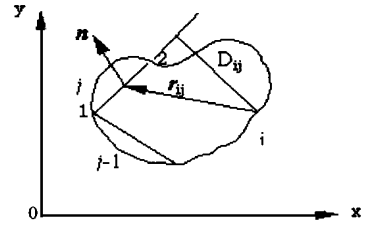


图 4 图示 D_{ij} 的位置

其中 $p = 1, 2$; $r_{ij} = \sqrt{\left(\sum_{j=1}^2 N_j x_j - x_i\right)^2 + \left(\sum_{j=1}^2 N_j y_j - y_i\right)^2}$, D_{ij} 为匹配点 i 到单元 j 的垂直距离, 如图 4 所示。

所以, 综合上式, 并将 $H_0^{(1)}(\cdot)$ 和 $H_1^{(1)}(\cdot)$ 分别用 $H_0^{(2)}(\cdot)$ 和 $H_1^{(2)}(\cdot)$ 来替换, 得

$$G_{ij}^{(1)} = \int_0^1 \left(-\frac{\pi i}{2}\right) l_j (1 - \xi) \left[\frac{k_1 D_{ij}}{r_{ij}} H_1^{(2)}(-k_1 r_{ij}) - \gamma_1 H_0^{(2)}(-k_1 r_{ij}) \right] d\xi,$$

$$G_{ij}^{(2)} = \int_0^1 \left(-\frac{\pi i}{2}\right) l_j \xi \left[\frac{k_1 D_{ij}}{r_{ij}} H_1^{(2)}(-k_1 r_{ij}) - \gamma_1 H_0^{(2)}(-k_1 r_{ij}) \right] d\xi,$$

$$H_{ij}^{(1)} = \int_0^1 \frac{\pi i}{2} l_j (1 - \xi) \gamma_2 H_0^{(2)}(-k_2 r_{ij}) d\xi,$$

$$H_{ij}^{(2)} = \int_0^1 \frac{\pi i}{2} l_j \xi \gamma_2 H_0^{(2)}(-k_2 r_{ij}) d\xi,$$

$$S_{ij}^{(1)} = \int_0^1 \left(-\frac{\pi i}{2}\right) l_j (1 - \xi) \delta_1 H_0^{(2)}(-k_1 r_{ij}) d\xi,$$

$$S_{ij}^{(2)} = \int_0^1 \left(-\frac{\pi i}{2}\right) l_j \xi \delta_1 H_0^{(2)}(-k_1 r_{ij}) d\xi,$$

$$T_{ij}^{(1)} = \int_0^1 \frac{\pi i}{2} l_j (1 - \xi) \left[\frac{k_2 D_{ij}}{r_{ij}} H_1^{(2)}(-k_2 r_{ij}) - \delta_2 H_0^{(2)}(-k_2 r_{ij}) \right] d\xi,$$

$$T_{ij}^{(2)} = \int_0^1 \frac{\pi i}{2} l_j \xi \left[\frac{k_2 D_{ij}}{r_{ij}} H_1^{(2)}(-k_2 r_{ij}) - \delta_2 H_0^{(2)}(-k_2 r_{ij}) \right] d\xi$$

表 1

$f(\text{Hz})$	$a = 0.1(\text{m})$		$a = 0.01(\text{m})$	
	$ \tilde{u}_1/u_0 $	$ u_1/u_0 $	$ \tilde{u}_1/u_0 $	$ u_1/u_0 $
10^{-10}	1.000E0	1.000E0	1.000E0	1.000E0
10^{-1}	9.880E-1	9.880E-1	9.992E-1	9.992E-1
1	7.135E-1	7.134E-1	9.880E-1	9.880E-1
10	1.221E-1	1.221E-1	7.137E-1	7.129E-1
10^2	1.425E-2	1.424E-2	1.222E-1	1.219E-1
10^3	1.670E-3	1.670E-3	1.424E-2	1.420E-2
10^4	1.822E-4	1.821E-4	1.511E-3	1.505E-3
10^5	2.974E-6	2.973E-6	2.369E-5	2.356E-5
10^6	4.451E-11	4.448E-11	3.321E-10	3.299E-10
10^7	1.745E-25	1.743E-25	1.161E-24	1.151E-24
10^8	2.996E-70	2.991E-70	1.585E-69	1.566E-69
10^9	1.913E-210	1.975E-210	1.303E-210	1.281E-210

5 任意横截面柱形薄壳体电磁屏蔽问题精确解与近似解的计算与比较

为比较屏蔽区域内的场值, 对柱形薄壳体为圆柱情形时的 u_1 进行了计算, 并与精确边界条件下的解 $\tilde{u}_1^{[5]}$ 作了比较, 发现精确解与近似解符合得很好. 现给出如下数据结果.

$a = 0.1(\text{m})$ 和 $a = 0.01(\text{m})$, $\Delta = 0.001(\text{m})$, $\mu = \mu_1 = \mu_2 = 4\pi \times 10^{-7}(\text{H/m})$, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = (1/36\pi) \times 10^{-9}(\text{F/m})$, $\sigma = 57 \times 10^6(\text{S/m})$ 初始场为平面场, 且 $u_0 = e^{ik_1 x}$; a 为圆柱中界面的半径.

计算结果表明, 本文中的方法简便易行, 足可准确描述柱形薄壳体外两侧电磁场的分布情况.

6 结论

本文在平均边界条件的基础上给出了求解柱形薄壳体电磁屏蔽边值问题的一种新的近似方法. 该方法的优点是: 在处理电磁屏蔽边值问题时, 将三个区域内的电磁场问题转化为两个区域内的电磁场问题, 大大简化了数学模型的建立及运算步骤, 给问题的分析处理带来很大的便利.

参考文献:

- [1] Ерофеев В. Т., Кравченко В. Ф., Лю Бао Линь. Дифракция плоской электромагнитной волны на вращающейся и скользящей проводящей цилиндрической оболочке [J]. Радиотехника, 1996, (3): 57-65.

- [2] 刘宝林, 袁建生, 马信山. 运动薄壳体上电磁场平均边界条件的推导 [A]. 第七届全国电工数学学术年会 [C], 乌鲁木齐, 1999: 61-66.
- [3] 刘宝林, 袁建生, 马信山. 低频磁场中旋转球形薄壳体屏蔽特性的研究 [J]. 电子学报, 1999, 27(9): 111-112.
- [4] Liu Baolin, Shen Peihua, Ma Xinsan. A New Method Obtaining Integral Equations in Problems of Electromagnetic Shielding for A Thin Cylindrical Shell of Arbitrary Cross Section [A]. ICCEA'99 [C], Beijing, 1999: 36-39.
- [5] Аполонский С. М., Ерофеев В. Т. Электромагнитные поля в экранирующих оболочках [M]. М.: университетское, 1988: 256.

作者简介:



刘宝林 男. 1964 年生于河北保定. 1997 年在国立白俄罗斯大学获博士学位. 1997 年至 1999 年在清华大学电机工程与应用电子技术系做博士后研究工作. 现为清华大学副教授. 主要研究方向为数学模型、电磁兼容及电磁场数值计算.

王映雪 女. 1946 年生于河北武强. 清华大学计算中心副教授. 主要研究方向为算法.

马信山 男. 1943 年生于河北秦皇岛. 清华大学电机工程与应用电子技术系教授. 博士生导师. 主要研究方向为电磁场理论.