第12卷第11期　　航 空 学 报　　Vol. 12No. 11
1991年11月　　ACTA AERONAUTICA ET ASTRONAUTICA SINICA　　Nov. 1991

混合技术解表面阻抗加载劈柱组合体散射

西北工业大学　任济时　俞卞章

THE HYBRID METHOD FOR SCATTERING OF OBJECT COMPOSED OF CYLINDER AND WEDGES WITH SURFACE IMPEDANCE LOADING

Northwestern Polytechmical University
Ren Jishi and Yu Bianzhang

关键词　表面阻抗，电磁散射，混合技术

Abstract A hybrid method with the GTO, PO and MM is used to analyze the scattering of an object composed of cylinder and wedges with surface impedance loading The solution of current distribution on the perfect conductive surface of the object is discussed by using high frequency method and the equivalent current distribution on the impedance loading surface is also discussed by using MM. According to current distributions, the scattering field is obtained. Compared with MM, the hybrid method has the advantages of saving memories of computer and faster speed for computation. The numerical calculation shows that the results of both methods have good agreements.

Key words hybrid method, composed scattering, surface impedance loading

近年来，随着计算技术的发展，人们对于金属外形散射体电磁散射的计算已经取得了长足的进步。然而对于具有阻扰表面的非金属外形还缺乏普遍适用的有效算法。这是因为矩量法虽可以处理复杂表面，但仅限于小尺寸外形，而对于大而复杂阻抗表面散射特性的计算是一件十分困难的工作。但在许多情况下，散射体所加表面阻扰的区域只占全部外形的一小部分，其余大部分仍为金属外形。对于凸面散射体，加载后对非加载区大部分电流分布影响不大。因此对于具有部件耦合效应的劈柱组合体散射的计算，可采用耦合效应的高频算法；对非加载的金属外形区，用矩量法；对加载区及其邻域计算时，先求解高频区域的电流分布，再考虑电流分布对加载区域的耦合作用，应用矩量法对加载区域的等效电磁流进行求解，以便求出散射场。

1. 计算模型

所研究的劈柱组合体模型如图1所示。

在入射角不大的情况下，强散射源在4个凹面和靠近劈尖的区域。一般加载部位选在这几个强散射区域。

2. 高频区电流的求解

1990年1月23日收到，1991年1月16日收到修改稿

除阻抗加载区及其邻域外均属高频区。为求解方便，将高频区分为6个区，如图1所示。其中1、3、4、6为劈面区域；2、5为柱面区域。电流分布可表示为

$$J = J_k, \qquad k = 1, 2, 3 \cdots\cdots, \quad 6$$

1、3、4、6区（劈面区域）　$J_k = J_k^{G0} + J_k^{DW} + J_k^{DS}$　（1）

其中

$$J_k^{G0} = \begin{cases} 2(\hat{n} \times H^i) & \text{照明区；} \\ 0 & \text{暗区；} \end{cases} \quad J_k^{DS} = 2(\hat{n} \times H^{DS})$$

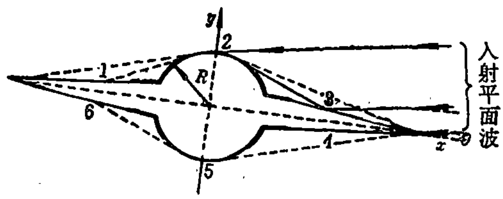

图 1　劈柱组合结构及射线示意图

粗线—加载区；细线—金属区；实线—几何光学射线；虚线—绕射射线

H^i——入射磁场；

H^{DS}——经柱面在k区产生的爬行波磁场；

J_k^{DS}——由相邻劈引起的绕射劈面电流。

2、5区（柱面区域）　$J_k = J_k^{GO} + J_k^{DW} + J_k^{SS}$　（2）

其中

$$J_k^{GO} = \begin{cases} 2(\hat{n} \times H^{GO}) & \text{照明区；} \\ 0 & \text{暗区；} \end{cases} \quad J_k^{DW} = \begin{cases} 2(\hat{n} \times H^{DW}) & \text{照明区} \\ 0 & \text{暗区} \end{cases}$$

H^{GO}——由入射和劈面反射产生的总几何光学磁场；

H^{DW}——各个劈在柱面上的绕射场；

J_k^{SS}——由总场掠入射柱面时产生的爬行电流。

求出了各个磁场、劈面电流及柱面爬行电流，即求出高频区所有电流分布。所有绕射场均由几何绕射理论[1~3]求出。

3．矩量法区等效电流的求解

对于任意形状的二维阻抗表面，如图2所示。

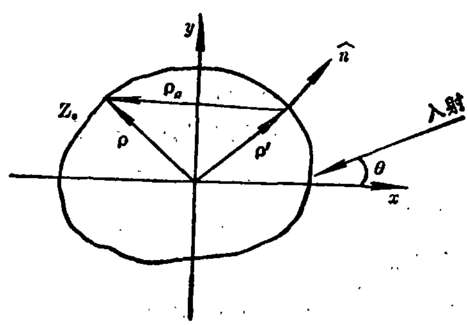

图 2　任意二维阻抗表面示意图

由等效原理[4]建立积分方程（Ⅰ为加载区；Ⅱ为高频区；　$M = E \times \hat{n}$；$J = \hat{n} \times H$；$M_z = -Z_s J_T$；$J_z = \dfrac{1}{Z_s} M_T$　）

电极化

$$\frac{1}{2}Z_s(\boldsymbol{\rho})J_z(\boldsymbol{\rho})+\frac{k\eta_0}{4}\int_{\mathrm{I}}J_z(\boldsymbol{\rho}')[H_0^{(2)}(k|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|)$$

$$+j\frac{Z_s(\boldsymbol{\rho}')}{\eta_0}H_1^{(2)}(k|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|\ \hat{\rho}_0\cdot\hat{n}]dl'$$

$$=-\frac{k\eta_0}{4}\int_{\mathrm{II}}J_z(\boldsymbol{\rho}')H_0^{(2)}(k|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|)dl'+E_z^i(\boldsymbol{\rho}) \tag{3}$$

磁极化

$$\frac{1}{2}J_T(\boldsymbol{\rho})+\frac{k}{4}\int_{\mathrm{I}}J_T(\boldsymbol{\rho}')\left[\frac{Z_s(\boldsymbol{\rho}')}{\eta_0}H_0^{(2)}(k|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|)\right.$$

$$\left.+jH_1^{(2)}(k|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|)\hat{\rho}_0\cdot\hat{n}\right]dl'$$

$$=-\frac{k\eta_0}{4}\int_{\mathrm{II}}J_TjH_1^{(2)}(k|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|)\ \hat{\rho}_0\cdot\hat{n}dl'-H_z^i(\boldsymbol{\rho}) \tag{4}$$

其中 $\boldsymbol{\rho}=x\hat{i}_x+y\hat{i}_y$ (x, $y\in$ Ⅰ区)；令 $J=\sum_{n=1}^{N}a_nP_n(\boldsymbol{\rho}')$ $P_n(\boldsymbol{\rho}')$——分段脉冲函数

则利用矩量法[5]可将积分方程化为矩阵方程：

$$[A_{mn}][a]=[g] \tag{5}$$

其中 $[a]=(a_1,\ a_2,\ \cdots\cdots,\ a_N)^T$

电极化 $A_{mn}=\frac{1}{2}Z_s(\boldsymbol{\rho}_m)+\frac{k\eta_0}{4}\left[1-\frac{2}{\pi}\ln\left(\frac{\gamma k\Delta l_n}{4e}\right)\right]\Delta l_m \qquad (m=n)$；

$$A_{mn}=\frac{k\eta_0}{4}\left[H_0^{(2)}(k|\boldsymbol{\rho}_m-\boldsymbol{\rho}_n|)+j\frac{z_s(\boldsymbol{\rho}_n)}{\eta_0}H_1^{(2)}(k|\boldsymbol{\rho}_m-\boldsymbol{\rho}_n|)\ \hat{\rho}_0\cdot\hat{n}\right]\Delta l_n$$

$$(m\neq n)$$

磁极化 $A_{mn}=\frac{1}{2}+\frac{k}{4\eta_0}Z_s(\boldsymbol{\rho}_n)\left[1-j\frac{2}{\pi}\ln\left(\frac{\gamma k\Delta l_n}{4e}\right)\right]\Delta l_n \qquad (m=n)$；

$$A_{mn}=\frac{k}{4}\left[\frac{z_s(\boldsymbol{\rho}_n)}{\eta_0}H_0^{(2)}(k|\boldsymbol{\rho}_m-\boldsymbol{\rho}_n|)+jH_1^{(2)}(k|\boldsymbol{\rho}_m-\boldsymbol{\rho}_n|)\ \hat{\rho}_0\cdot\hat{n}\right]\Delta l_n$$

$$(m\neq n)$$

$$m,\ n=1,2,3,\cdots\cdots,N$$

$$[g]=(g_1,\ g_2,\ \cdots\cdots g_N)^T$$

电极化 $g_m=-\frac{k\eta_0}{4}\int_{\mathrm{II}}J_z(\boldsymbol{\rho}')H_0^{(2)}(k|\boldsymbol{\rho}_m-\boldsymbol{\rho}'_n|)dl'+E_z^i(\rho_m)$；

磁极化 $g_m=-\frac{k}{4}\int_{\mathrm{II}}J_TjH_1^{(2)}(k|\boldsymbol{\rho}_m-\boldsymbol{\rho}'_n|)\ \hat{\rho}_0\hat{n}dl'-H_z^i(\rho_m)$

$$m=1,2,3,\cdots\cdots,N$$

$\gamma=1.781\cdots\cdots$，$e=2.718\cdots\cdots$，E_z^i，H_z^i——入射电磁场。

对5(式)解出[a]，得到加载区域等效电磁流分布，并求出此区散射场。

4. 数值计算结果及其讨论

为了验证混合技术求解的正确性，用单纯矩量法和混合技术对两种不同尺寸结构的后向散射宽度和归一化散射方向图进行了计算比较，其结果如图3、图4和图5所示。图6给出了在电极化入射40°时，用混合技术对加载和不加载的归一化散射方向图的计算结果。用混合技术求解的明显优点是占计算机内存少；计算时间不到单纯矩量法的一半。因此混合技术更适合于较大尺寸目标散射特性的求解。图6还表示出，表面阻抗加载可以有效降低后向散射。

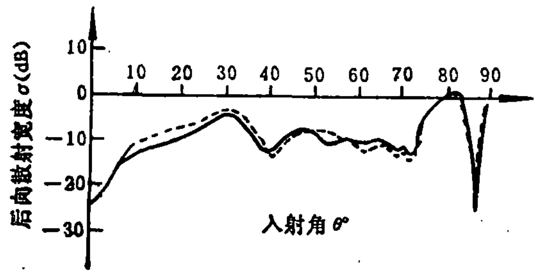

图3 磁极化后向散射宽度与入射角θ关系
———混合法，---------矩量法，$Z_s=0$，
单边劈长$=2\lambda$，半径$R=1\lambda$，劈内角$=2tg^{-1}0.1$，
劈面区域矩量法区宽度$=0.4\lambda$，矩量法区$Z_s=$0劈、柱结合区矩量法宽度$=0.7\lambda$。

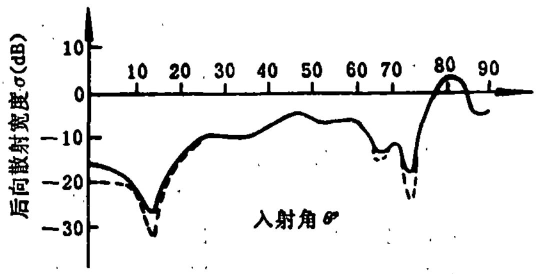

图4 电极化后向散射宽度与入射角θ的关系
结构相对尺寸同图3说明

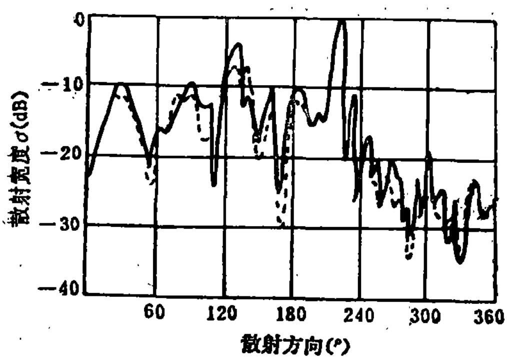

图5 归一化散射方向图（电极化）
入射角$\theta=40°$，矩法区加载阻抗$Z_s=0$，
————法合混，---------矩量法，
单边劈长$=3\lambda$，半径$R=2\lambda$，劈内角$=2tg^{-1}0.1$，
劈面区域矩量法区宽度$=0.8\lambda$，结合区矩量法区宽度$=0.7\lambda$。

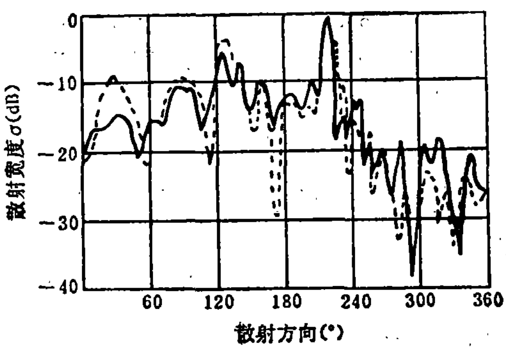

图6 加载和不加载归一化散射方向图
实线—矩法区加载表面阻抗$Z_s=0.8-j0.3$
虚线—矩法区不加载
入射角和劈柱结构相对尺寸同图5.

参 考 文 献

1 汪茂光，几何绕射理论.西北电讯工程学院出版社，1985；32～154

2 Kouyoumjian R G, Pathak P H. A uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface. Proc. IEEE, 1974; 62: (11)1448～1461

3 James G L. Geometrica Theory of Diffraction for Electro-magnetic Waves. Peter Peregrinus Lfd. England, 1981

4 Harrington R F. Time Harmonic Electromagnetic Fields, New York, 1961; 106～110

5 Harrington R F. Fields Computation by Moment Methods Marcmillan. New york, 1968; 1～125

6 Senior T B A. Impedance Boundary Conditions for Imperfectly Conducting Surfaces. J Appl Phys, 1975; 46: (8)3326～3332