

一种新的等效电磁流边缘分量表达式

赵维江, 龚书喜, 刘其中

(西安电子科技大学天线研究所, 陕西西安 710071)

摘要: 增量长度绕射系数是目前用于计算边缘绕射场的一种方法, 但对给定的人射波方向, 在某此观察方向上, 该方法会呈现出某些奇性. 为消除上述奇异性, Michaeli 推出了等效电磁流边缘分量的另外一种表达式, 该表达式除存在 Ufimtsev 奇点外在所有观察方向上均不发生奇异. 然而 Michaeli 的表达式不是增量长度绕射系数的推广, 在增量长度绕射系数不奇异的情况下, 两者的计算结果可能会有较大的差别. 本文提出了一种新的等效电磁流边缘分量表达式. 与 Michaeli 的同类表达式相比, 新表达式既能有效克服增量长度绕射系数(ILDC)方法中的某些奇异性困难, 又能与 ILDC 保持很好的一致性, 因此更具实际应用价值.

关键词: 电磁散射; 等效电磁流方法; 增量长度绕射系数

中图分类号: TN011.5 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2002) 09-1340-04

New Expressions for Fringe Current Components of Equivalent Edge Currents

ZHAO Wei-jiang, GONG Shu-xi, LIU Qi-zhong

(Institute of Antennas, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

Abstract: Incremental length diffraction coefficients (ILDC) is often used to calculate the diffraction by edges. However, ILDC displays infinities for certain combinations of observation and incidence directions. To eliminate such infinities, Michaeli derived a set of expressions for the fringe current components of equivalent edge currents, those expressions are finite for all aspects of illumination and observation, except for the Ufimtsev singularity. However, for certain non-singular aspects of ILDC, maybe there is a wide divergence between these two methods' results. In this paper, new expressions for fringe current components of equivalent edge currents are presented. Compared with those given by Michaeli, new expressions can not only eliminate the infinities in LDC effectively, but also keep good agreement with ILDC. So it is very valuable in practical applications.

Key words: electromagnetic scattering; method of equivalent currents; incremental length diffraction coefficients

1 引言

在复杂目标 RCS 的计算问题中, 增量长度绕射系数 (ILDC)^[1] 是用于计算边缘绕射场的一种主要方法. Knott 已经证明^[2], ILDC 分量与 Michaeli 的等效电磁流 (MEC)^[3] 除相差物理光学分量外是等价的, 这就是说 ILDC 分量实质上就是 MEC 的边缘分量. 由于 MEC 的奇点完全被其物理光学分量的奇点所抵消, 因此 ILDC 在过渡区保持为有限值. 尽管 ILDC 在过渡区具有良好属性, 但对给定的人射波方向, 在某些观察方向上, ILDC 仍呈现出某些奇异性^[4].

Michaeli 认为 ILDC 的上述奇异与辐射积分作渐近计算导出边缘电磁流时积分方向选择劈面内垂直边缘的方向有关, Michaeli 用劈面内的绕射射线方向替换上述方向进行积分计算后, 得到了等效电磁流边缘分量的另外一种表达式^[4], 该表达式除存在 Ufimtsev 奇点外在所有观察方向上均不发生奇异. 但我们注意到, Michaeli 的表达式并不是 ILDC 的推广, 它

与 ILDC 是两种不同的表达式, 因此实际计算时会得出不同的绕射场结果, 尤其当劈面内绕射射线方向与劈面内垂直边缘方向偏离较远时, 两者的计算结果可能会有较大的差别. 在 ILDC 不出现奇异的情况下, ILDC 的计算结果应该是可靠的. 因此 Michaeli 的表达式有可能使某些方位角区的计算结果变坏. 本文给出了一种新的等效电磁流边缘分量表达式, 它既能像 Michaeli 的表达式那样有效消除 ILDC 的奇异, 又能在 ILDC 不出现奇异时与 ILDC 保持较好的一致性.

2 新的等效电磁流边缘分量表达式的导出

2.1 ILDC 及其奇异性

虽然以并矢绕射系数给出的 ILDC 与等效电磁流在导出方法上有所不同, 但 ILDC 与等效电磁流的边缘分量实质上是等价的, 可以用等效电磁流的形式给出. 参照图 1 所示坐标系, \hat{z} 为边缘方向, \hat{x} 为劈表面内垂直边缘的方向.

收稿日期: 2001-05-14; 修回日期: 2002-04-10

基金项目: 国家部委预研基金 (No. 99J10. 1. 1. DZ0139)

按照文[4],等效电磁流 I 和 M 可分解为 $I = (I_1 - I_2)\hat{z}$, $M = (M_1 - M_2)\hat{z}$ (1) 其中 I_1 (I_2) 和 M_1 (M_2) 为劈面 1 (劈面 2) 上的表面电磁流, 下面只给出 I_1 和 M_1 的表达式, I_2 和 M_2 的表达式可从 I_1 和 M_1 经下列置换得到

$$\begin{aligned} \hat{z} &\rightarrow -\hat{z}, \beta \rightarrow \pi - \beta, \beta_i \rightarrow \pi - \beta_i, \\ \varphi_s &\rightarrow \pi - \varphi_s, \varphi_i \rightarrow \pi - \varphi_i \end{aligned} \quad (2)$$

其中 πn 为外劈角, 一般假定 $n > 1$. 按照文[2], 总的电磁流 I_1, M_1 可以分解为物理光学电磁流 I_1^o, M_1^o 和边缘电磁流 I_1^e, M_1^e

$$I_1 = I_1^o - I_1^e, M_1 = M_1^o - M_1^e \quad (3)$$

其中

$$I_1^o = \frac{-2iU(\pi - \varphi_i)}{k \sin \beta_i (\cos \varphi_i + \mu)} \left[\frac{\sin \varphi_i}{Z \sin \beta_i} \hat{z} \cdot E_0 - (\cot \beta_i \cos \varphi_i + \cos \beta_i \cos \phi_s) \hat{z} \cdot H_0 \right] \quad (4)$$

$$M_1^o = \frac{2iZ \sin \varphi_i U(\pi - \varphi_i)}{k \sin \beta_i \sin \beta_i (\cos \varphi_i + \mu)} \hat{z} \cdot H_0 \quad (5)$$

$$I_1 = \frac{-2i}{k \sin \beta_i \cos(\varphi_i/n) - \cos[(\pi - \alpha)/n]} \cdot \left\{ \frac{\sin(\varphi_i/n)}{Z \sin \beta_i} \hat{z} \cdot E_0 + \frac{\sin[(\pi - \alpha)/n]}{\sin \alpha} \cdot (\mu \cot \beta_i - \cot \beta_s \cos \varphi_s) \hat{z} \cdot H_0 \right\} - \frac{-2i \cot \beta_i}{k n \sin \beta_i} \hat{z} \cdot H_0 \quad (6)$$

$$M_1 = \frac{-2iZ \sin \varphi_i}{k \sin \beta_i \sin \beta_i} \cdot \frac{(1/n) \sin[(\pi - \alpha)/n] \csc \alpha}{\cos[(\pi - \alpha)/n] - \cos(\varphi_i/n)} \hat{z} \cdot H_0 \quad (7)$$

其中 E_0 和 H_0 分别表示在 O 点的入射电场和入射磁场, Z 为劈周围空间的媒质阻抗, $U(x)$ 为单位阶跃函数

$$U(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases} \quad (8)$$

$$\alpha = \arccos \mu \quad (9)$$

$$\mu = \frac{\sin \beta_s \cos \varphi_s}{\sin \beta_i} \quad (10)$$

按照式(1)

$$I = I_1 - I_2, M = M_1 - M_2 \quad (11)$$

式(11)给出的 I, M 表达式正是 ILDC 的等效电磁流表达式. 从式(4)~(11)可以看出, I, M 在 $\sin \alpha = 0$ 时将呈现奇异性, 而 $\sin \alpha = 0$ 对应下列情形

$$\sin \beta_s \cos \varphi_s = \pm \sin \beta_i \quad (12)$$

或

$$\hat{s} \cdot \hat{x} = \pm \hat{\sigma} \cdot \hat{x} \quad (13)$$

其中 $\hat{\sigma} = \sin \beta \hat{x} + \cos \beta \hat{z}$ 为劈面内绕射射线的方向. 对于给定的入射方向 \hat{s} , 式(13)的条件定义了两个关于观察方向的锥, 轴线方向为 \hat{x} , 半顶角为

$$\theta' = \arccos(\hat{\sigma} \cdot \hat{x}) \quad (14)$$

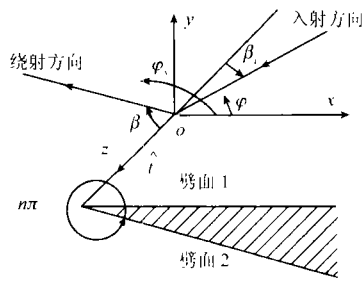


图 1 劈绕射示意图

当观察方向位于该锥上时, 由 ILDC 表达式将会得到一个奇异的结果.

2.2 Michaeli 的等效电磁流边缘分量表达式

Michaeli 指出, ILDC 的奇异性与导出边缘流的辐射积分作渐近计算时积分方向选取劈面内垂直边缘的方向 (\hat{x} 方向) 有关, 他用 $\hat{\sigma}$ 方向替换 \hat{x} 方向作积分方向后, 上述 ILDC 的奇异观察方向的锥就退化为单一方向 $\hat{s} = \hat{\sigma}$, 这时他得出了等效电磁流边缘分量的另一种表达式, 新的表达式仍然可由上面的公式给出, 只是式(10)需替换为

$$\cos \gamma = \sin \beta_i \sin \beta_s \cos \phi_s + \cos \beta_i \cos \beta_s \quad (15)$$

$$\mu = \frac{\cos \gamma - \cos^2 \beta_i}{\sin^2 \beta_i} = 1 - 2 \frac{\sin^2(\gamma/2)}{\sin^2 \beta_i} \quad (16)$$

从式(10)、(15)和(16)可以看出, 当 $\beta_i = \pi/2$ 或 $\beta_s = \beta_i$ 时, 即垂直入射或观察方向在 Keller 锥上时, 以上两种表达式趋于一致; 对于其它情况, 则为两种不同的等效电磁流边缘分量表达式, 劈面内绕射射线方向 $\hat{\sigma}$ 与劈面内垂直边缘方向 \hat{x} 偏离越远, 由两种表达式得出的结果的差异将越大.

2.3 一种新的等效电磁流边缘分量表达式

从上述两种等效电磁流边缘分量表达式的导出过程我们可以看出, 等效电磁流边缘分量表达式依赖其导出时边缘流辐射积分渐近计算的积分方向的选择. 当选择 \hat{x} 方向为积分方向时, 得出 ILDC 的表达式; 而选择 $\hat{\sigma}$ 方向为积分方向时, 得出的则是 Michaeli 的表达式. 如果我们选取劈面内其它的方向 $\hat{p} = \hat{x} \sin \beta + \hat{z} \cos \beta$ 为上述积分方向, 则会得出另外的等效电磁流边缘分量表达式. 新的表达式仍然可以由公式(1)~(11)表示, 只是式(10)应替换为

$$\cos \gamma = \sin \beta \sin \beta_s \cos \phi_s + \cos \beta \cos \beta_s \quad (17)$$

$$\mu = \frac{\cos \gamma - \cos \beta_i \cos \beta}{\sin \beta_i \sin \beta} \quad (18)$$

我们看到, 该表达式具有一般性, ILDC 和 Michaeli 的表达式可看作该表达式分别在 $\hat{p} = \hat{x}$ 和 $\hat{p} = \hat{\sigma}$ 时的特例. 另外该表达式也存在一个如 ILDC 表达式那样的奇异观察方向的锥

$$\hat{s} \cdot \hat{p} = \pm \hat{\sigma} \cdot \hat{p} \quad (19)$$

轴线方向为 \hat{p} , 半顶角为

$$\theta' = \arccos(\hat{\sigma} \cdot \hat{p}) \quad (20)$$

因此, 取劈面内除 $\hat{\sigma}$ 外的其它任何方向 \hat{p} 代替 \hat{x} 方向作上述辐射积分渐近计算时的积分方向所得出的等效电磁流边缘分量表达式都将具有与 ILDC 表达式相似的奇异性, 只不过奇异观察方向的锥的轴线方向和半顶角将有所不同. 如果在式(19)中能够用 \hat{p} 近似代替 $\hat{\sigma}$, 上述奇异观察方向的锥就会退化为单一方向 $\hat{s} = \pm \hat{p}$, 在此近似下(18)成为

$$\mu = \frac{\cos \gamma - \cos^2 \beta}{\sin^2 \beta} \quad (21)$$

为满足上述近似, 所选取的积分方向 \hat{p} 不能偏离 $\hat{\sigma}$ 方向太远. 这样, 虽然(21)式是一个近似结果, 但它保证了新的表达式中除单一特殊方向外不再产生奇异同时也使得积分方向 \hat{p} 在选择上具有了灵活性. 这样我们就可以在满足上述近似, 即保证得出的等效电磁流边缘分量表达式不发生类似 ILDC 奇异的前提下, 将积分方向 \hat{p} 选得更靠近 \hat{x} 方向, 以便与 ILDC 有

更好的一致性。

从上可知, \hat{p} 的选取既不能偏离 $\hat{\sigma}$ 方向太远, 也不能偏离 \hat{x} 方向太远, 因此 \hat{p} 应当是 $\hat{\sigma}$ 和 \hat{x} 之间的某一个方向, 根据经验, 我们将其取为

$$\beta = \beta_i + \frac{3}{4} \left(\frac{\pi}{2} - \beta_i \right) \quad (22)$$

这样, 当选择(22)确定的 \hat{p} 方向作上述辐射积分渐近计算的积分方向, 并取 $\hat{\sigma} = \hat{p}$ 的近似, 我们就得出一种新的等效电磁

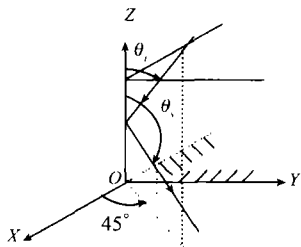


图 2 直角劈散射几何示意

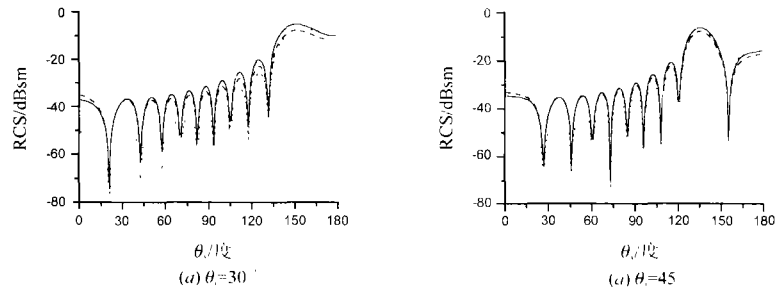


图 3 由不同的等效电磁流边缘分量表达式得出的劈边缘的 RCS 曲线比较, $\varphi_i = \varphi_s = 45^\circ$, $\hat{\phi}$ 极化, 入射频率 0.5GHz. 实线: 新表达式的结果; 虚线: ILDC 的结果; 点线: Michaeli 表达式的结果

绕射场结果基本上相同。

3 数值结果和分析

首先应用上述各等效电磁流边缘分量的表达式对直角劈边缘的双站 RCS 进行了计算和分析比较. 劈边缘散射的几何示意如图 2 所示, 边缘长 3m, θ_i, φ_i 和 θ_s, φ_s 分别为入射角和散射角. 图 3 的 (a) ~ (b) 分别给出了 θ_i 为 30° 和 45° 时由三种不同等效电磁流边缘分量表达式得出的 RCS 对比曲线, $\varphi_i = \varphi_s = 45^\circ$, θ_s 从 $0^\circ \sim 180^\circ$ 变化, $\hat{\phi}$ 极化, 入射频率为 0.5GHz, 图中实线、虚线和点线分别对应由我们推出的等效电磁流边缘分量表达式、ILDC 表达式和 Michaeli 表达式得出的 RCS 计算曲线. 从图 3 (a) ~ (b) 中可以看出, 入射角 θ_i 越小, 也就是入射方向偏离劈面内垂直边缘方向 \hat{x} 方向越远, 由 Michaeli 的表达式得出的结果与 ILDC 的结果差别就越大, 在

$\theta_i = 30^\circ$ 时, 最大差值为 25dB, 而由我们导出的表达式得出的结果则基本接近 ILDC 的结果. 随着入射角 θ_i 的增大, 由以上三种不同表达式得出的结果的差别逐渐缩小. 以上结果表明我们的计算结果更趋近 ILDC 的结果.

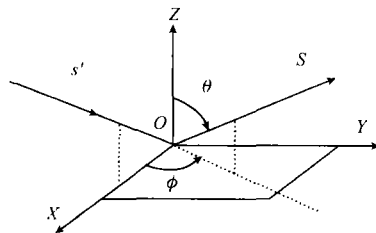
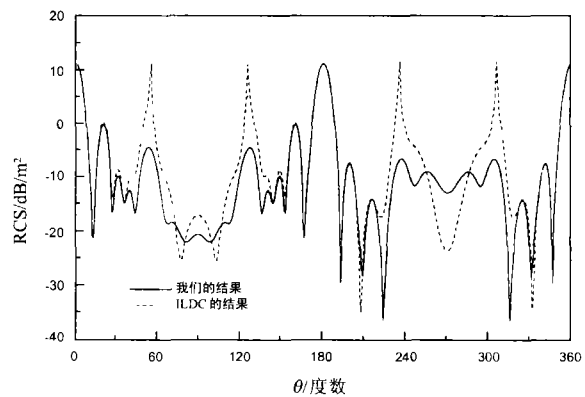


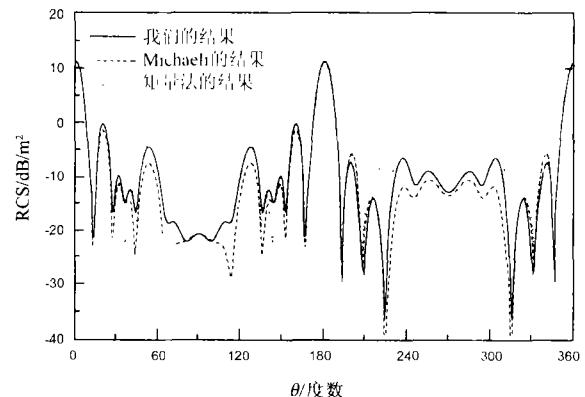
图 4 矩形平板双站散射的几何示意

接下来我们采用以上不同的等效电磁流边缘分量表达式对有限尺寸矩形平板的双站 RCS 进行了计算和分析比较, 平板的表面散射贡献我们采用物理光学方法进行了分析. 矩形平板双站散射的几何示意如图 4 所示, 平板的长和宽均为 5λ . 图 5 给出了该平板的双站 RCS 计算结果, 入射角 $\theta = 45^\circ$,

流边缘分量表达式. 新的表达式仍然可由公式(1) ~ (11) 表示, 只是需将其中的式(10)相应替换为(17)、(21)和(22). 从式(19)可以看出, 在 $\hat{\sigma} = \hat{p}$ 的近似下, 奇异观察方向的锥化为了单一的奇异方向, 新的表达式有效地消除了 ILDC 的奇异; 此外由式(22)确定的 \hat{p} 方向与 $\hat{\sigma}$ 相比更靠近 \hat{x} 方向, 并且不会偏离 \hat{x} 太远, 因此能够与 ILDC 保持较好的一致性. 当入射方向接近于边缘的垂直方向时, $\hat{\sigma}$ 方向、 \hat{x} 方向和由式(22)确定的 \hat{p} 方向三者将非常靠近, 此时由上述三种表达式得出的



(a) 我们的结果与 ILDC 的结果的比较



(b) 我们的结果、Michaeli 的结果与射线法结果的比较

图 5 $5\lambda \times 5\lambda$ 矩形平板的双站 RCS. 入射角 $\theta = 45^\circ$, $\theta' = 0^\circ$. 观察角 $\varphi = 60^\circ$, 入射电场和接受电场方向均为 $\hat{\phi}$ 极化方向, 入射频率 0.3GHz. θ' 从 $0^\circ \sim 360^\circ$ 变化, 入射电场和接受电

场方向均为 $\hat{\phi}$ 极化方向. 图 5(a) 中, 实线是由我们的表达式得到的结果, 虚线是由 ILDC 表达式得到的结果. 从该图中可以看出, ILDC 表达式在 θ 为 55° 、 125° 、 235° 和 305° 附近得到一个奇异的结果, 这是由于这些方向恰巧在 (13) 所定义的奇异观察方向的锥附近, 而由我们的表达式得到的结果在这些角度附近则不发生奇异. 图 5(b) 中, 实线是由我们的表达式得到的结果, 虚线是由 Michaeli 表达式得到的结果, 点线是由矩量法得到的结果. 从图中可以看出, 我们的表达式得到的结果与 Michaeli 表达式得到的结果相比, 从趋势和数值上更接近矩量法的结果. 图 5(b) 显示, 我们的结果与矩量法的结果在 $60^\circ \sim 120^\circ$ 和 $210^\circ \sim 330^\circ$ 附近存在差异, 这是由于我们的结果没有计入平板边缘间的多次绕射作用, 因为我们这里的主要目的不是对平板的散射进行精确计算, 而是为了比较各种不同等效电磁流边缘分量表达式用于一次边缘绕射场计算的效果.

4 结论

本文我们在分析 Mitzner 的 ILDC 表达式和 Michaeli 的表达式的基础上导出了一种新的等效电磁流边缘分量表达式, 该表达式有效地消除了 ILDC 表达式的奇异, 而且比 Michaeli 的同类表达式具有更好的计算精度, 数值结果及与矩量法结果的比较也证明了这一点. 在一些散射计算问题中, ILDC 表达式由于奇点问题而出现困难, 此时采用我们给出的等效电磁流表达式则会得出一个比较合理的边缘绕射场结果.

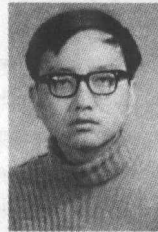
参考文献:

- [1] Mitzner K M. Incremental length diffraction coefficients [R]. USA: Aircraft Division Northrop Corp, Tech. Rep. AFAL-TR-73-296, 1974.
- [2] E F Knott. A progression of high-frequency RCS prediction technique [J]. Proc IEEE, 1985, 73(2): 252 - 264.
- [3] Michaeli A. Equivalent edge currents for arbitrary aspects of observation [J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 1984, 32(3): 252 - 258.
- [4] Michaeli A. Elimination of infinities in equivalent edge currents, part I: Fringe current components [J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 1986, 34(7): 252 - 258.

作者简介:



赵维江 男, 1967 年 8 月出生于山西, 1999 年获博士学位, 现为西安电子科技大学副教授. 主要研究方向为复杂目标 RCS 计算, 计算电磁学, 积分方程快速算法等.



姚书青 男, 1957 年 3 月出生于河北, 1988 年获博士学位, 现为西安电子科技大学教授. 主要研究方向为电磁理论, 电磁辐射, 电磁散射与隐射技术等.