

电磁导弹在任意二维金属目标 上的后向散射

文炯一 阮成礼 林为干

电子科技大学应用物理研究所, 成都 610054

1991 年 12 月 9 日收到

研究任意二维金属目标对二维电磁导弹的散射规律。研究结果表明, 当一个能量衰减速率为 r^{-s} ($0 < s < 1$) 的电磁导弹投射到金属目标后其后向散射场能量衰减速率将正比于 $r^{-s}R/(2r + R)$, 其中 R 为目标镜像点处的曲率半径。

PACC: 4110H

一、引 言

所谓电磁导弹是指能量有限的脉冲电磁波, 在远区其能量不按通常球面波规律衰减, 而是较慢, 甚至可以任意慢^[1]。电磁导弹这一独特的慢衰减特性若能加以利用将对自然科学的诸多领域产生巨大而深刻的影响。例如在现代通信和雷达中, 若采用电磁导弹作为发射脉冲可以提高通信系统的保密性能和抗多径干扰的能力, 提高雷达的接收信噪比和探测低雷达截面 (RCS) 目标的能力。在军事上, 电磁导弹也可用于电子线系统来干扰敌方电子设备或作为定向能武器摧毁敌方军事目标。因此深入探讨电磁导弹的产生机理及其传播特性有着极其重要的意义。

在文献[2—4]中详细地研究了电磁导弹在二维金属圆柱和椭圆柱上的散射问题。众所周知, 在二维空间中, 常规电磁波的能量按 r^{-1} (r 表示源到观察点处的距离) 衰减, 散射波的能量则按 r^{-2} 衰减。因此二维空间中的电磁导弹的能量衰减应该比反比律 r^{-1} 慢。我们的研究表明, 一个按 r^{-s} 衰减的电磁导弹投射到金属圆柱和椭圆柱之后, 其后散射场的能量不再象平板一样按 r^{-s} 衰减^[2], 而是以更快的速率 $r^{-(1+s)}$ 衰减, 但仍慢于常规二维散射场的衰减规律 r^{-2} 。这说明平直与非平直目标对电磁导弹的散射是有区别的。

本文研究任意横截面的二维金属目标对电磁导弹的散射问题。结果表明, 电磁导弹的后向散射场能量的衰减速率为 $\frac{R}{2r + R} r^{-s}$, 其中 R 为目标镜像点处的曲率半径。显然, 对平直目标而言, $R = +\infty$, 故平板目标对电磁导弹的散射场的能量衰减速率为 r^{-s} , 与 Myers 和 Wu 的结论一致; 对一般的非平直目标而言, 有 $2r \gg R$, 故由近似可知, 非平直目标对电磁导弹的后向散射场能量衰减速率为 $r^{-(1+s)}$, 与金属圆柱和椭圆柱对电磁导弹的散射规律完全一致。因此本文的工作是前述工作的推广和精确化。

二、入射二维电磁导弹

考虑如下非均匀平板电流分布:

$$J'(r, t) = \begin{cases} \gamma J(x) f(t) \delta(z - z_0) & -A/2 < x < A/2; \\ 0 & \text{其它,} \end{cases} \quad (1)$$

式中 $f(t)$ 代表电流密度 $J'(r, t)$ 对时间的依赖关系; $J(x)$ 表示电流密度的空间分布, 如图 1 所示.

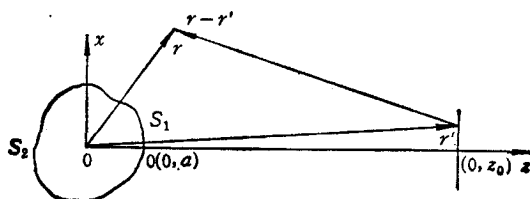


图 1 任意二维金属目标对电磁导弹的散射

电流源 $J'(r, t)$ 的 Fourier 变换定义为

$$\begin{aligned} J_\omega(r) &= \int_{-\infty}^{+\infty} J'(r, t) e^{-i\omega t} dt \\ &= \begin{cases} \gamma F(\omega) J(x) \delta(z - z_0) & -A/2 < x < A/2; \\ 0 & \text{其它,} \end{cases} \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $F(\omega)$ 表示 $f(t)$ 的 Fourier 变换.

一个任意的金属柱体的横截面示于图 1, 其周界记作 S . S 又可分作两个区域 S_1 和 S_2 , S_1 表示照明区, S_2 表示阴影区. 设坐标原点位于 S 之内, 并取 z 轴的正向为后向散射方向, z 轴与 S_1 的交点记作 $(0, a)$, 进一步可设 $(0, a)$ 处的法向 n 也为后向散射方向. 点 $(0, a)$ 称作目标的镜像点.

由源(1)式所产生的电场的 Fourier 变换可表示为

$$E^{(i)}(r) = \gamma E_g^{(i)}(r) = -\gamma \frac{\omega \mu_0}{4} \int_{-A}^A F(\omega) J(x') H_0^{(2)}(k_0 |r - r'|) |_{r'=(x', z_0)} dx', \quad (3)$$

式中 $k_0 = \omega(\mu_0 \epsilon_0)^{1/2}$, r 为观察点.

若 r 很小, 则对充分大的 z_0 , 有

$$\begin{aligned} |r - r'| &= [(x - x')^2 + (z - z_0)^2]^{1/2} \\ &\approx z_0 - z + [(x - x')^2 + z^2]/2z_0. \end{aligned} \quad (4)$$

利用 Hankel 函数的大宗量逐近公式, 有

$$\begin{aligned} H_0^{(2)}(k_0 |r - r'|) &= \left(\frac{2}{\pi k_0 z_0} \right)^{1/2} \exp\{-ik_0[z_0 - z + z^2/2z_0] + i\pi/4\} \\ &\quad \cdot \exp[-ik_0(x - x')^2/2z_0]. \end{aligned} \quad (5)$$

方程(3)可以写作

$$E_y^{(i)}(\mathbf{r}) = \left(\frac{2}{\pi k_0 z_0}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\{-jk_0[z_0 - z + z^2/2z_0] + j\pi/4\} \\ \cdot \left(-\frac{\omega\mu_0}{4}\right) F(\omega) \int_{-A}^A J(x') \exp[-jk_0(x-x')^2/2z_0] dx'. \quad (6)$$

(0, a) 处 Poynting 矢量的时间积分可近似成

$$G^{(i)}(0, a) = \frac{1}{\pi\eta_0} \int_0^\infty |E_y^{(i)}|_{r=(0,a)}^2 d\omega \\ = \frac{\mu_0^2 c}{8\pi^2 \eta_0 z_0} \int_0^\infty \omega |F(\omega)|^2 d\omega \left| \int_{-A}^A J(x') \exp[-jk_0(x')^2/2z_0] dx' \right|^2. \quad (7)$$

对于快速上升的脉冲, 可令 $|F(\omega)| \approx \omega^{-(1+\varepsilon)/2}$ ($0 < \varepsilon < 1$). 作变换 $\omega = z_0 \xi$, 最后得到

$$G^{(i)}(0, a) = z_0^{-\varepsilon} \frac{\mu_0^2 c}{8\pi^2 \eta_0} \int_0^\infty \xi^{-\varepsilon} d\xi \left| \int_{-A}^A J(x') \exp[-j\xi(x')^2/2c] dx' \right|^2. \quad (8)$$

上式表明 Poynting 矢量的时间积分慢于 z_0^{-1} , 因此由电流源(1)式所辐射的电磁脉冲是电磁导弹。顺便指出, 积分(8)式是收敛的。

三、二维后向散射场的计算

由于电流源和散射体在 y 方向都是均匀的, 故散射场沿 y 方向也是均匀的, 于是散射电场 $E_y^{(s)}$ 可表示为

$$E_y^{(s)}(\mathbf{r}) = - \int_s \left[G(k_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|) \frac{\partial E_y^{(i)}}{\partial n'} - E_y^{(i)} \frac{\partial G(k_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{\partial n'} \right] dS(\mathbf{r}'), \quad (9)$$

式中 $G(k_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|) = H_0^{(2)}(k_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)/4j$ 。为了将上述积分化成确定积分, 必须将散射体表面上的散射场与入射场联系起来, 这在通常情况下是困难的。但当散射体曲率半径不是太小时, 可采用切平面近似, 这时在照明区有如下关系式:

$$E_y^{(i)} + E_y^{(s)} = 0, \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{H}^{(i)} + \mathbf{H}^{(s)}) = 2\mathbf{n} \times \mathbf{H}^{(i)}. \quad (10)$$

考虑到关系式(10), 得到

$$E_y^{(i)} = -E_y^{(s)}; \quad \frac{\partial E_y^{(i)}}{\partial n} = \frac{\partial E_y^{(s)}}{\partial n}. \quad (11)$$

将(11)式代入(9)式并忽略阴影区中的场, 得到

$$E_y^{(s)}(\mathbf{r}) = - \int_{s_1} \left[G(k_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|) \frac{\partial E_y^{(i)}}{\partial n'} + E_y^{(i)} \frac{\partial G(k_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{\partial n'} \right] dS(\mathbf{r}'). \quad (12)$$

令 $\mathbf{r} = (0, z_0)$, 若 z_0 充分大, 则可作如下近似:

$$G(k_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|) \approx -\frac{j}{4} \left(\frac{2j}{\pi k_0}\right)^{1/2} \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^{1/2}} e^{-jk_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}, \quad (13)$$

$$\frac{\partial G(k_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{\partial n'} \approx jk_0(\hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{n}') G(k_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|), \quad (14)$$

$$\frac{\partial E_y^{(i)}}{\partial n'} \approx jk_0(\mathbf{n}' \cdot \hat{\mathbf{z}}) E_y^{(i)}(\mathbf{r}'). \quad (15)$$

将以上近似表达式代入(12)式

$$\begin{aligned} E_y^s(\mathbf{r}) &= - \int_{S_1} j2k_0(\mathbf{n}' \cdot \hat{\mathbf{z}}) E_y^{(i)}(\mathbf{r}') G(k_0|\mathbf{r} - \mathbf{r}') dS(\mathbf{r}') \\ &= - j2k_0 \left(-\frac{j}{4} \right) \left(\frac{2j}{\pi k_0} \right)^{1/2} \int_{S_1} (\mathbf{n}' \cdot \hat{\mathbf{z}}) E_y^{(i)}(\mathbf{r}') \frac{e^{-jk_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{1/2}} dS(\mathbf{r}') \\ &= - \left(\frac{k_0}{2\pi} \right)^{1/2} e^{j\frac{\pi}{4}} \int_{S_1} (\mathbf{n}' \cdot \hat{\mathbf{z}}) E_y^{(i)}(\mathbf{r}') \frac{e^{-jk_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{1/2}} dS(\mathbf{r}'). \end{aligned} \quad (16)$$

在上式等号右边分母上可进一步作近似 $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \approx z_0$, 在分子上则作近似

$$|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \approx z_0 - z' + [(x')^2 + (z')^2]/2z_0, \quad (17)$$

显然镜像点 $(0, a)$ 是(17)式的相位平稳点, (16)式中积分的主要贡献来自相位平稳点的邻域。在平稳点的邻域, 曲线 S_1 可用它的密切抛物线来代替。该密切抛物线的方程为

$$x' = s, z' = a - s^2/2R \quad (-b < s < b), \quad (18)$$

式中 s 为弧长参数, 这里假定 $s=0$ 处为镜像点所在位置, R 表示镜像点处的曲率半径。

将(17)和(18)式代入(16)式, 得到

$$\begin{aligned} E_y^s(\mathbf{r}) &= \left(\frac{k_0}{2\pi z_0} \right)^{1/2} e^{j\frac{\pi}{4}} \int_{S_0} E_y^{(i)}(\mathbf{r}') \exp\{-jk_0[z_0 - z' + [(x')^2 + (z')^2]/2z_0]\} dS(\mathbf{r}') \\ &= e^{-jk_0(z_0 - a)} \left(\frac{k_0}{2\pi z_0} \right)^{1/2} e^{j\frac{\pi}{4}} \int_{-b}^b E_y^{(i)}(\mathbf{r}') \exp[-jk_0 s^2(z_0 + R)/2Rz_0] dS(\mathbf{r}'), \end{aligned} \quad (19)$$

式中 S_0 表示 $(0, a)$ 点处的任意小邻域。

将(6)式代入(19)式, 得到

$$\begin{aligned} E_y^s(\mathbf{r}) &= \frac{\omega \mu_0}{4\pi} z_0^{-1} \exp[-jk_0(z_0 - a)] e^{j\frac{\pi}{4}} F(\omega) \\ &\quad \cdot \int_{-b}^b \exp[-jk_0 s^2(2z_0 + R)/2Rz_0] dS(\mathbf{r}') \\ &\quad \times \int_{-A}^A J(x') \exp[-jk_0(x' - x'')^2/2z_0] dx'', \end{aligned} \quad (20)$$

$(0, z_0)$ 处后向散射场 Poynting 矢量的时间积分可近似成

$$\begin{aligned} G^{(s)}(x, z)|_{z=z_0} &= \frac{1}{\pi \eta_0} \int_0^\infty |E_y^s(\mathbf{r})|_{z=z_0} d\omega \\ &= \frac{\mu_0^2}{16\pi^3 \eta_0} z_0^{-2} \int_0^\infty \omega^2 |F(\omega)|^2 \left| \int_{-b}^b \exp[-jk_0 s^2(2z_0 + R)/2Rz_0] dS(\mathbf{r}') \right. \\ &\quad \cdot \left. \int_{-A}^A J(x') \exp[-jk_0(x' - x'')^2/2z_0] dx'' \right|^2 d\omega. \end{aligned} \quad (21)$$

类似地可做变换 $\omega = z_0 \xi$ 且令 $F(\omega) = \omega^{-(1+s)/2}$, 有

$$\begin{aligned} G^{(s)}(0, z_0) &= \frac{\mu_0^2}{16\pi^3 \eta_0} z_0^{-2} \int_0^\infty \xi^{1-s} d\xi \left| \int_{-b}^b \exp[-j\xi s^2(2z_0 + R)/2Rz_0] I_s(\xi, x'') dS(\mathbf{r}') \right|^2 \\ &= \frac{\mu_0^2 z_0^{-2}}{16\pi^3 \eta_0} \int_0^\infty \xi^{1-s} d\xi |I(\xi, z_0)|^2, \end{aligned} \quad (22)$$

式中

$$I_s(\xi, x') = \int_{-A}^A J(x'') \exp[-j\xi(x' - x'')^2/2z_0] dx'', \quad (23)$$

$$I(\xi, z_0) = \int_{-b}^b \exp[-i\xi s^2(2z_0 + R)/2Rc] I_s(\xi, x') dS(r'). \quad (24)$$

为了证明积分(22)式是收敛的, 考察积分(24)式当 $\xi \rightarrow +\infty$ 时的渐近形为。根据渐近分析, 有

$$\int_{-b}^b \phi(x) e^{-i\xi x^2/L} dx = \sqrt{L} \phi(0) \left(\frac{\pi}{\xi}\right)^{1/2} e^{-i\pi/4} + O\left(\frac{1}{\xi}\right), \quad (25)$$

式中 $\phi(x)$ 是 $x=0$ 邻域内的解析函数。若 x' 处于区间 $[-A, A]$ 内, 则由(25)式可知

$$I_s(\xi, x') \propto J(x') \xi^{-1/2}. \quad (26)$$

若 x' 在区间 $[-A, A]$ 之外, 则渐近分析表明 $I(\xi, x')$ 的衰减速率将快于 $\xi^{-1/2}$ 。故将衰减最慢的情形(26)式代入(24)式并再次利用(25)式, 得到

$$|I(\xi, z_0)|^2 \propto |J(0)|^2 \xi^{-2} \left(\frac{R}{2z_0 + R}\right). \quad (27)$$

将上式代入(22)式可知积分(22)式是收敛的。

从(22)和(27)式, 得到二维金属散射体的能量衰减速率如下:

$$G^s(0, z_0) \propto z_0^{-s} R / (R + 2z_0). \quad (28)$$

若散射体在镜像点的邻域内是局部平直的, 即 $R = +\infty$, 则由(28)式可知

$$G^s(0, z_0) \propto z_0^{-s}, \quad (29)$$

该结论与 Myers 和 Wu 的关于平板散射的结论是一致的。

在通常情况下, 有 $2z_0 \gg R_0$ 。于是由(28)式作近似便知

$$G^s(0, z_0) \propto z_0^{-(1+s)}. \quad (30)$$

这与我们得到的无限长金属圆柱和椭圆柱对电磁导弹的散射规律是一致的^[2-4]。

四、结 语

本文研究表明一个能量衰减速率为 r^{-s} 的电磁导弹在任意二维金属目标上的散射规律为 $r^{-s}R/(2r + R)$, 其中 R 为镜像点处的曲率半径。这一结论是前人所做工作的推广和精确化。从这一规律, 我们进一步理解了冲击雷达反隐身的机理以及电磁导弹作为一种超宽频带技术的独特优点, 即采用电磁导弹作为发射脉冲可以提高雷达接收信噪比和作用距离。目前国内外学者正在对电磁导弹的理论和应用作深入广泛的研究, 并向电磁导弹的实用化迈进。据国外有关公司和军方估计, 采用电磁导弹的超宽带系统已为期不远。

[1] T. T. Wu, *J. Appl. Phys.*, **57**(1985), 2370.

[2] Wen Geyi, Ruan Chengli and Lin Weigan, *J. Appl. Phys.*, **70** (1991), 1.

[3] Wen Geyi, Ruan Chengli and Lin Weigan, *J. Appl. Phys.*, **70**(1991), 4053.

[4] 文炯一、阮成礼、林为干, 电子科技大学学报, (5)(1991), 456.

[5] J. M. Myers and T. T. Wu, *Proc. of SPIE*, **1226**(1990), 290.

BACKSCATTERING OF ELECTROMAGNETIC MISSILES BY A PERFECTLY CONDUCTING CYLINDER WITH ARBITRARY CROSS SECTION

WEN GE-YI RUAN CHENG-LI LIN WEI-GAN

*Institute of Applied Physics, University of Electronic Science and Technology
of China, Chengdu 610054*

(Received 9 December 1991).

ABSTRACT

In this paper, we present a general study on backscattering of electromagnetic (EM) missile by a perfectly conducting cylinder of arbitrary cross section. We find that, when an EM missile with energy decreasing as r^{-s} ($0 < s < 1$) is projected upon the conducting target the rate of energy decay of the backscattered field will be proportional to $r^{-s}R/(2r + R)$, where R is the radii of curvature at the specular point of the target.

PACC: 4110H