

膨胀石墨 3 mm 波消光数值计算*

周明善^{1)†} 徐铭²⁾

1) (云南国防工业职业技术学院化学工程学院, 昆明 650023)

2) (南京理工大学化工学院, 南京 210094)

(2012年10月24日收到; 2013年1月14日收到修改稿)

为探讨膨胀石墨作为3 mm波干扰材料的消光、散射特性及其影响因素, 基于有限长度、有限电导率圆柱状导体的电磁散射, 利用矩量法建立了膨胀石墨的消光、散射、吸收及后向散射截面(雷达散射截面RCS)的计算式。运用Mathematica编程计算并分析了膨胀石墨长度、半径、电导率、磁导率等因素与膨胀石墨消光、散射、吸收截面及RCS的关系。结果表明: 当膨胀石墨的长度为1.5 mm、半径为0.05 mm时, 具有较好的消光、散射效果; 适当增大膨胀石墨的电导率、磁导率, 有利于提高其消光、散射能力。本研究为探索增强膨胀石墨干扰3 mm波效果的技术途径提供了有价值的参考。

关键词: 膨胀石墨, 石墨层间化合物, 消光截面, 矩量法

PACS: 72.20.Dp, 72.80.Rj

DOI: 10.7498/aps.62.097201

1 引言

膨胀石墨是石墨层间化合物的高温膨化产物, 由于其独特的空腔结构^[1,2], 漂浮性好及较强的导电特性, 近年来被广泛地应用于军事领域, 作为毫米波遮蔽干扰材料。与传统的毫米波干扰材料箔条、箔片、镀铝玻璃丝等相比较, 膨胀石墨具有宽波段遮蔽干扰特性(可以同时衰减3 mm, 8 mm波)以及分散性、环境协调性方面的优势^[3]。

膨胀石墨用作宽波段烟幕剂最早始于德国Nico公司发明的一种“NG19”的多波段发烟剂中, 能有效遮蔽可见光、红外和毫米波雷达, 遮蔽时间达1 min以上^[4]。笔者以CrO₃为氧化剂、低温易分解有机物为插入剂, 利用化学氧化法在室温条件下, 制备了低温易膨胀石墨层间化合物, 并讨论了其作为烟幕剂的低能耗特性^[5,6]。文献[7,8]通过掺杂磁性材料, 制备了膨胀石墨复合材料, 材料对毫米波兼备电损耗和磁损耗, 衰减效果较好。文献[9,10]研究了石墨层间化合物插入剂种类及粒度对毫米波衰减性能的影响。总体来看, 膨胀石墨对毫米波的衰减主要取决于以下参数: 膨胀石墨的长度、

直径、电导率、磁导率等。然而, 目前国内外关于膨胀石墨干扰毫米波的研究, 主要针对其衰减毫米波性能方面的实验研究, 因此有必要根据计算电磁学理论, 研究膨胀石墨在毫米波段的消光、散射特性及其影响因素, 为提高膨胀石墨的毫米波消光能力提供理论依据。

对任意微粒的消光理论计算, 使用较多的是基于米氏理论的数值计算方法、T矩阵方法、离散偶极子近似(DDA)方法、矩量法, 上述计算方法主要针对类球形微粒、纤维状干扰材料^[11–16], 而鲜有关于膨胀石墨的毫米波消光机理计算。

本文根据计算电磁学理论, 基于矩量法建立膨胀石墨的消光、散射、吸收及后向散射(RCS)计算式, 理论计算并分析长度、半径、电导率、磁导率等因素对膨胀石墨消光、散射、吸收截面及RCS的影响。

2 积分方程的建立和矩量法求解

2.1 Pocklington积分方程

如图1, 膨胀石墨的外观形貌呈圆柱状, 其电导

* 云南省科技厅科研基金(批准号: 2011FB097)资助的课题。

† 通讯作者。E-mail: zhmingshan@163.com

率比铝箔条小得多。因此，在有限长度、有限电导率圆柱体的基础上，建立膨胀石墨消光、散射、吸收理论计算模型。

设膨胀石墨粒子的半径为 a 、长度为 $2h$ 、电导率为 σ 、相对磁导率为 μ_r 、相对介电常数为 ϵ_r 。当一平面电磁波照射到膨胀石墨时，则其表面产生感应电流 $\mu(s)$ ，该电流的辐射形成散射场，设电磁波的入射角为 θ_i 、散射角为 θ ，如图 2 所示，根据 Maxwell 方程和 Pocklington 积分方程，膨胀石墨的表面感应电流由下式给出^[17,18]：

$$\begin{aligned} E_0 \sqrt{1 - q^2} e^{isq} &= \int_{-x}^x ds' u(s') G(s, s') \\ &\quad + \int_{-x}^x ds' E(s') F(s, s'), \end{aligned} \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} q &= \cos \theta_i, \quad p = \cos \theta, \quad s = kz, \\ y &= ka, \quad x = kh, \quad k = 2\pi/\lambda, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} G(s, s') &= \left[1 + \frac{\partial^2}{\partial s^2} \right] g(s, s'), \\ F(s, s') &= \frac{y^2}{2R} \frac{\partial}{\partial R} g(s, s'), \end{aligned} \quad (3)$$

$$g(s, s') = \frac{e^{iR}}{R}, \quad R = \sqrt{(s - s')^2 + y^2}. \quad (4)$$

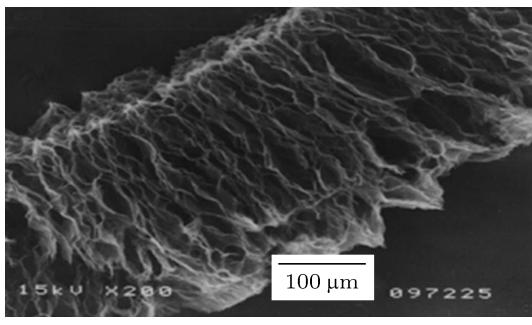


图 1 膨胀石墨形貌图

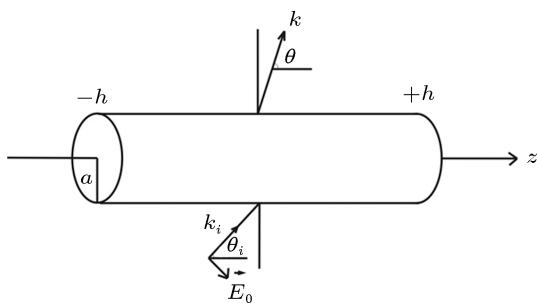


图 2 膨胀石墨相对于入射波示意图

很显然，对于有限长度的膨胀石墨来说，在粒子的末端感应电流消失，即 $u(\pm x) = 0$ 。这样方程变为

$$E_0 \sqrt{1 - q^2} e^{isq} = \int_{-x}^x ds' u(s') G(s, s') - E(s). \quad (5)$$

如果电磁波垂直入射，即 $q = 0$ 时，表面电场等于表面阻抗和表面感应电流的乘积，

$$E(s) = \eta_s u(s). \quad (6)$$

若电磁波非直角入射，表面电场与表面感应电流之间无上述线性关系，但可以通过垂直入射时的相互关系进行取代，即无论何种情况下，都是整个导体长度 $2h$ 范围内的积分，因此，对于任意角入射的电磁波来说，

$$\begin{aligned} E_0 \sqrt{1 - q^2} e^{isq} &= \int_0^x ds' u(s') [G(s, s') + \eta_s F(s, s')]. \end{aligned} \quad (7)$$

下面的问题就变成了表面感应电流的求解问题，只要求出了导体的表面感应电流，根据上述方程，就能得到由感应电流形成的散射场。

2.2 矩量法求解

将膨胀石墨沿 Z 轴方向分为 N 个小部分。然后用脉冲基函数 $P_i(s)$ 来展开未知感应电流 $u(s)$ ：

$$P_i(s) = \begin{cases} 1, & s \in i, \\ 0, & \text{其他}, \end{cases} \quad (8)$$

$$u(s) \approx \sum_{i=1}^N \alpha_i P_i(s). \quad (9)$$

将展开式代入(7)式得到

$$\begin{aligned} \sqrt{1 - q^2} e^{isq} &= \sum_{i=1}^N \alpha_i \int_{\text{cell}_i} ds' [G(s, s') + \eta_s F(s, s')]. \end{aligned} \quad (10)$$

在每小段中点做点匹配，得

$$\begin{aligned} \sqrt{1 - q^2} e^{is_j q} &= \sum_{i=1}^N \alpha_i \int_{\text{cell}_i} ds' [G(s_j, s') \\ &\quad + \eta_s F(s_j, s')], \\ i, j &= 1, 2, 3, \dots, N. \end{aligned} \quad (11)$$

由于膨胀石墨沿 Z 轴方向分为 N 个小部分，用 Δz_i 表示第 i 个单元 ($i = 1, 2, \dots, N$)，其长度为 $2h/N$ ，令

$$\begin{aligned} z_1 &= 0, \quad z_{N+1} = 2h, \\ z_i &= (i-1) \frac{2h}{N}, \quad z_{i+1} = i \frac{2h}{N}, \end{aligned} \quad (12)$$

同时

$$z_j = \frac{(j-1)h}{N}, \quad s_j = kz_j = k \frac{(j-1)h}{N}. \quad (13)$$

这是一组关于展开系数 α_i 的线性代数方程组, 方程组的系数矩阵元素为

$$\begin{aligned} l_{ji} &= \int_{\text{cell}_i} ds' [G(s_j, s') + \eta_s F(s_j, s')], \\ g_i &= \sqrt{1 - q^2} e^{is_j q}. \end{aligned} \quad (14)$$

根据 $[\alpha_i] = [l_{ji}]^{-1}[g_i]$, 经变化可以写成 $N \times N$ 的矩阵形式, 求解得到系数 α_i ,

$$\begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} l_{11} & l_{12} & \cdots & l_{1N} \\ l_{21} & l_{22} & \cdots & l_{2N} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ l_{N1} & l_{N2} & \cdots & l_{NN} \end{bmatrix}^{-1} \times \begin{bmatrix} g_1 \\ g_2 \\ \vdots \\ g_N \end{bmatrix}. \quad (15)$$

再根据(9)式求出感应电流, 将感应电流代入远场振幅;

$$\begin{aligned} f(q, p) &= \sqrt{1 - p^2} \int_{-x}^x ds \left[u(s) - \left(\frac{ka}{2} \right)^2 E(s) \right] \\ &\times \exp(-ips). \end{aligned} \quad (16)$$

根据 $E(s) = \eta_s u(s)$, 可得 $f(q, p)$ 的表达式为

$$\begin{aligned} f(q, p) &= \sqrt{1 - p^2} \left[1 - \left(\frac{ka}{2} \right)^2 \eta_s \right] \\ &\times \int_{-x}^x ds u(s) \exp(-ips). \end{aligned} \quad (17)$$

最后根据消光、散射、吸收截面定理^[19], 分别得到膨胀石墨的消光截面、散射截面、吸收截面, 以及雷达后向散射截面(RCS):

$$\sigma_e(q)/\lambda^2 = -\frac{1}{\pi} \text{Im} f(q, q), \quad (18)$$

$$\sigma_s(q)/\lambda^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 dp |f(q, p)|^2, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \sigma_a(q)/\lambda^2 &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int_{-x}^x ds E(s) u^*(s) \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Im}(\eta_s) \int_{-x}^x ds |u(s)|^2, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\sigma_b(q)/\lambda^2 = \frac{1}{\pi} |f(q, -q)|^2. \quad (21)$$

2.3 膨胀石墨计算参数确定

2.3.1 复介电常数

介电常数一般用 ϵ 表示,

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r = \epsilon_0 (\epsilon' - j\epsilon''). \quad (22)$$

根据文献[20, 21]的相关数据可以得到膨胀石墨在 94.5 GHz 处的复介电常数为

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_0 \epsilon_r = \epsilon_0 (\epsilon' - j\epsilon'') \\ &= 8.85 \times 10^{-12} \times (15.54 - j4.76). \end{aligned}$$

2.3.2 电导率

采用四探针范德堡法^[22]测得膨胀石墨在室温常态下的平均电导率约为 $1.13 \times 10^4 \text{s} \cdot \text{m}^{-1}$.

2.3.3 磁导率

磁导率是表征磁性材料动态特性的一个物理量, 由实部 μ' 和虚部 μ'' 构成, 其表达式为

$$\mu = \mu_r \mu_0 = \mu_0 (\mu' - j\mu''). \quad (23)$$

一般的膨胀石墨除碳外几乎不含其他元素, 没有磁性, 在消光、散射、吸收计算中可以近似膨胀石墨为非磁性物质, 取相对磁导率 $\mu_r = 1$.

3 计算结果与分析

根据上述矩量法求解方法及相关物理参数, 基于 Mathematica 提供的各种程序软件包及 Module 结构, 对膨胀石墨消光截面、散射截面、吸收截面及雷达散射截面理论模型进行了编程计算, 得到了膨胀石墨粒度(半径和长度)、电导率和磁导率与各种截面与之间的关系.

3.1 膨胀石墨长度的影响

膨胀石墨是石墨层间化合物高温膨胀后的产物, 在鳞片石墨厚度一定的前提下, 其长度主要是由石墨层间化合物的阶结构及插入剂种类决定的, 一般来说, 阶结构越小、插入剂热分解时气相产物量越大, 形成膨胀石墨的长度越长, 反之, 越小.

理论计算时膨胀石墨的参数分别为: 频率 $f = 94.5 \text{ GHz}$, 角频率 $\omega = 2\pi f$, 波长 $\lambda = 3.17 \text{ mm}$, 电导率 $\sigma = 1 \times 10^4 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$, 介电常数 $\epsilon = 8.85 \times 10^{-12} (15.54 - j4.76)$, 磁导率 $\mu = \mu_0 \mu_r = 4\pi \times 10^{-7}$, 半径 $a = 0.12 \text{ mm}$, 入射角 $\theta = \pi/4$, 半长度变化范围 $h = 0.3\text{—}1.8 \text{ mm}$.

计算结果如图 3. 显然, 膨胀石墨长度较短时, 其消光、散射、吸收截面都很小, 此时, 对 3 mm

波的消光以吸收为主。随着长度的增长，消光、散射、吸收截面都不断增大。当长度大于 1 mm 时，散射开始起主要作用；当长度分别为 1 mm, 1.55 mm, 1.65 mm 时，吸收、消光、散射截面分别达到最大值： $0.06128\lambda^2$, $0.16292\lambda^2$, $0.12645\lambda^2$ ，随着长度的继续增大，消光、散射、吸收截面都逐渐减小。

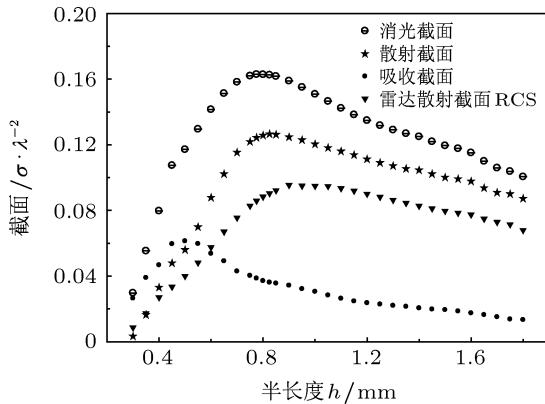


图 3 膨胀石墨 3 mm 波消光、散射、吸收、雷达散射截面和长度的关系

同时，由图可知，随着长度的增长，雷达散射截面 RCS 逐渐增大，且呈直线上升趋势。当长度为 1.7 mm 时，RCS 达到最大 $0.09551\lambda^2$ 。RCS 达到最大值之后，随着长度继续增大，RCS 呈缓慢下降趋势。

从以上的计算结果可以看出，膨胀石墨对 3 mm 波的消光符合半波长理论，即粒子在半波长时，消光能力最强。但最大 RCS 所对应的长度比半波长略长。

对于常规的箔条来说，其对电磁波的干扰是基于谐振散射理论。半波偶极子长度与之对应的第一谐振频率和偶极子截面尺寸的关系为^[23]

$$\text{ctg} k l = \frac{1}{4} \pi \left[2 \ln \left(\frac{\lambda}{\pi a} \right) + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2\pi l}{\lambda} \right) - 1.87 \right]^{-1}, \quad (24)$$

式中， $k = 2\pi/\lambda$ ； a 为圆柱形偶极子的半径； λ 为雷达的工作波长； $2l$ 为半波振子箔条长度；其中 a, λ, l 的单位均为 cm。

根据图 3，膨胀石墨对 3 mm 波的消光与箔条的全散射有所不同，吸收作用也占了一定的比例，在消光中吸收约占 38%，典型的箔条截面直径约为 $25 \mu\text{m}$, $a = 12.5 \mu\text{m}$, 3 mm 波段时长径比为 120，图 3 中膨胀石墨最大 RCS 所对应的长径比为 15，远小于箔条的长径比，而干扰偶极子的长径比 l/a 越大，偶极子长度与半波长越接近，由此导致膨胀

石墨最大雷达散射截面 RCS 对应的长度略大于半波长。

3.2 膨胀石墨半径的影响

膨胀石墨为长柱状，其粒度包括长度和半径两个参量，在影响消光性能方面，二者相互影响又相互制约。因此在考虑了长度的影响之外，必须兼顾半径的影响。

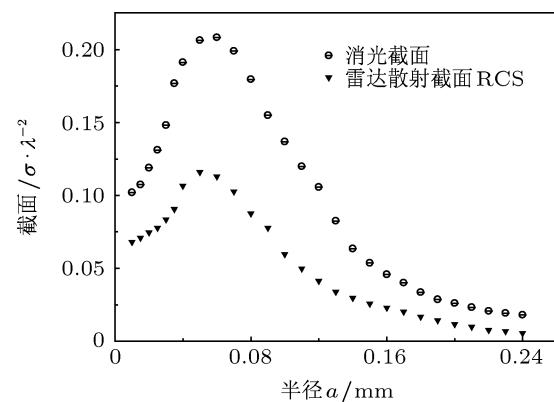


图 4 膨胀石墨 3 mm 波消光截面、RCS 和半径的关系

石墨层间化合物形成膨胀石墨的过程中，在垂直于层面的 c 轴方向能迅速膨胀数十倍到数百倍，而 a 轴方向基本保持石墨层间化合物的原始粒径不变。也就是说膨胀石墨的半径是由鳞片状原料石墨的半径所决定的。

保持 3.1 节中膨胀石墨的其他参数不变，半长度 $h = 0.75 \text{ mm}$ ，半径变化范围 $a = 0.01—0.24 \text{ mm}$ 。

消光截面及雷达散射截面 (RCS) 与半径关系如图 4 所示，从图中的变化曲线可以看出，在半径较小时，消光截面和 RCS 都随着半径的增大而增大，达到最大峰值后，继续增大半径，消光截面和 RCS 反而逐渐减小。消光截面达最大值 $0.208\lambda^2$ 及 RCS 达最大值 $0.116\lambda^2$ 对应的半径皆为 0.05 mm。

从图 4 可以看出，膨胀石墨对 3 mm 波的消光和 RCS 并不像箔条那样，半径越细消光截面和 RCS 越大，而是在半径较小时，随着半径的增大而增大，达到最大峰值时，随着半径的继续增大而减小。这主要是由于膨胀石墨对毫米波的消光中不仅包括散射的作用，吸收也占了相当一部分的比例。和箔条相比，膨胀石墨是一种具有有限电导率的干扰材料，其电导率比箔条要小几个数量级，当电磁波入射时，膨胀石墨产生电流谐振，电流沿轴向流动，半径太细时，电阻急剧增大，损耗大；半径过粗时，电

抗变化大, 以至不能谐振, 因此, 半径过细和过粗的两种情况都会造成消光截面和 RCS 的降低.

综合图 3、图 4 的计算结果, 为增强膨胀石墨干扰 3 mm 波效果, 首先要从原料石墨粒度入手, 研究石墨层间化合物粒度及插入剂种类对所形成膨胀石墨粒度参数的影响, 控制膨胀石墨的粒度分布: 长度在半波长附近, 半径在 0.05 mm 左右.

3.3 膨胀石墨电导率的影响

干扰材料对电磁波的消光是由散射和吸收两部分共同作用的结果, 而散射和吸收的强弱是由干扰材料的电磁特性以及形状和大小等因素共同决定的.

保持 3.1 节中膨胀石墨的其他参数不变, 半长度 $h = 0.75 \text{ mm}$, 电导率变化范围 $\sigma = 2.5 \times 10^2 - 1 \times 10^6 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$.

计算结果如图 5. 由图中曲线可知, 吸收截面一直是随着电导率的增大而减小, 且当电导率较小时, 膨胀石墨对 3 mm 波的消光以吸收为主. 对于消光截面、散射截面以及雷达散射截面来说, 三者都随着电导率的增大而增大, 当电导率大于 $0.5 \times 10^4 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 时, 三者的增大趋势趋于平缓.

这主要是由于导电材料的趋肤现象造成的. 电磁波在导电媒质中传播时, 电磁波的场量趋于导电媒质的表面而呈指数衰减, 导电媒质的电导率越大, 频率越高, 振幅衰减越快. 通常用趋肤深度表示电磁波在导体内的衰减快慢或电磁波在导体内的穿透能力. 趋肤深度定义为进入良导体的电磁波衰减到原值的 $1/e$ (36.8%) 所穿透的距离, 用 δ 表示^[24], 即

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{f\pi\mu\sigma}}, \quad (25)$$

式中, f 为电磁波频率 (Hz); μ 为导电媒质的磁导率 (H/m); σ 为导电媒质的电导率 (S/m).

根据理论计算参数, 电导率取 $0.5 \times 10^4 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$, 考虑一般的膨胀石墨无磁性, 即磁导率 $\mu = \mu_r \mu_0$ ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H}/\text{m}$, $\mu_r = 1$), $f = 94.5 \text{ GHz}$, 根据上述公式可以计算出膨胀石墨趋肤深度为 0.016 mm.

相关研究表明, 3 倍趋肤深度处电流密度已降到表面值的 5% 以下, 因此在小于 3 倍趋肤深度的有限直径的导体内有这样一个点, 在该点电阻最小, 效率最高, 也就是说, 存在一个最佳厚度, 这个厚度为 1.57 趋肤深度. 由趋肤深度计算结果可知, 其效率最高的厚度约为 0.26 mm, 而图 5 计算参数中膨

胀石墨的半径为 0.12 mm, 很显然, 在此情况下, 单纯增大电导率对提高膨胀石墨的毫米波消光、散射能力已影响不大.

3.4 膨胀石墨磁导率的影响

膨胀石墨对毫米波的吸收损耗是将入射电磁波转化为热能或者其他能量形式而达到衰减的目的, 按损耗机理不同可以分为: 电阻型损耗、电介质型损耗、磁损耗三种.

保持 3.1 节中膨胀石墨的其他参数不变, 半长度 $h = 0.75 \text{ mm}$, 磁导率变化范围 $\mu = \mu_0 \mu_r = (1 - 5) \times 4\pi \times 10^{-7} (\text{H}/\text{m})$.

膨胀石墨消光、散射、吸收及 RCS 与磁导率关系计算结果如图 6. 由图可知, 消光、散射、RCS 随着磁导率的增大而增大, 当相对磁导率 μ_r 大于 2 时, 这三种截面的增大趋势已不明显. 然而, 吸收截面却有所不同, 当磁导率较小时, 吸收截面几乎呈直线上升, 磁导率为 1.6 时, 吸收截面达到最大值 $0.03653\lambda^2$, 此后, 吸收截面随磁导率的增大, 呈直线下降趋势.

依据图 5、图 6 计算结果, 增大膨胀石墨的电导率和磁导率有利于得到较好的毫米波消光、散射能力. 一般的膨胀石墨为非磁性物质, 不具备磁性, 可通过在石墨层间有目的的插入磁性物质或通过物理方法在膨胀石墨中掺杂磁性物质, 以增强膨胀石墨的磁性, 提高其消光能力. 但膨胀石墨磁性越强, 其中掺杂的磁性微粒越多, 而磁性微粒的导电性较差, 这无疑会导致膨胀石墨的导电性变差, 导电性和导磁性同时影响着膨胀石墨的吸收损耗, 也就是说电损耗和磁损耗之间存在着相互制约的关系, 当电、磁损耗趋于平衡时, 总体表现为对毫米波的吸收截面达到最大.

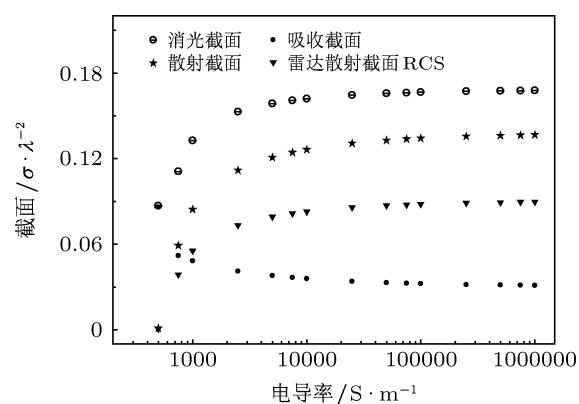


图 5 膨胀石墨 3 mm 波消光、散射、吸收、雷达散射截面和电导率的关系

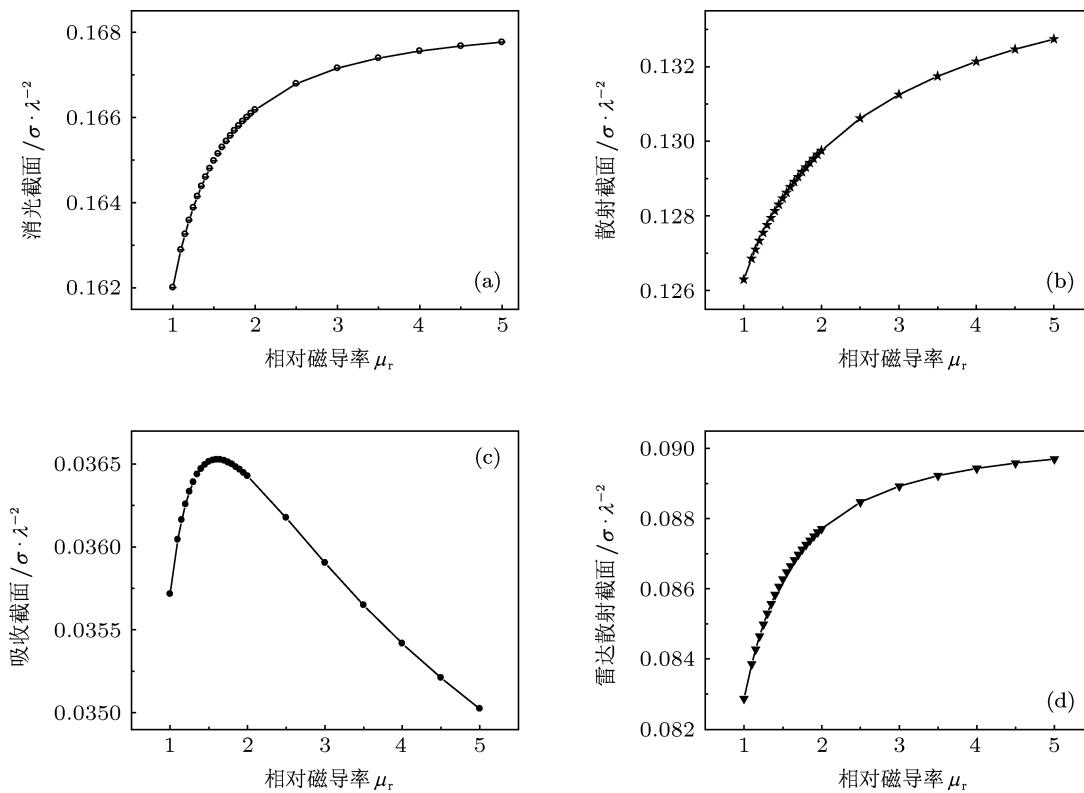


图 6 膨胀石墨 3 mm 波消光、散射、吸收截面、RCS 和磁导率的关系

4 结 论

根据有限长度、有限电导率圆柱状导体的电磁散射计算方法,采用矩量法建立膨胀石墨的消光、散射、吸收及后向散射(RCS)计算式。运用Mathematica软件编制计算程序。理论计算结果表明长度、半径、电导率、磁导率等因素与膨胀石墨3 mm 波消光、散射、吸收截面及RCS密切相关。

1. 膨胀石墨对3 mm 波的消光符合半波长理论,即粒子长度在半波长附近时,消光、散射能力

最强;膨胀石墨半径过粗或过细都会削弱其消光和散射能力,在符合半波长长度的前提下,3 mm 波的最佳消光半径是0.05 mm。

2. 膨胀石墨的毫米波消光、散射能力随着电导率、磁导率的增大而增大,但当电导率大于 $1 \times 10^4 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ 、磁导率 μ_r 大于2时,对膨胀石墨的消光、散射能力的影响已不再明显。

3. 理论计算结果表明,通过控制石墨层间化合物粒径及膨胀石墨粒度、增大膨胀石墨的电导率和磁导率,有利于增强其3 mm 波消光、散射能力。

- [1] Bian J, Xiao M, Wang S J, Lu Y X, Meng Y Z 2009 *J. Colloid Interface Sci.* **334** 50
- [2] Gyanaranjan P, Sarat K S 2012 *New Carbon Mater.* **27** 271
- [3] Afanasov I M, Shornikova O N, Kirilenko D A 2010 *Carbon* **48** 1862
- [4] Kron U, Moller K, Shulz E 1997 *U.S. Patent* 5656794 [1997-08-12]
- [5] Zhou M S, Li C J, Xu M, Tao Y 2006 *Chinese J. Inorg. Chem.* **22** 2049 (in Chinese) [周明善, 李澄俊, 徐铭, 陶勇 2006 无机化学学报 **22** 2049]
- [6] Zhou M S, Liu L M, Li C J 2010 *New Carbon Mater.* **25** 389 (in Chinese) [周明善, 刘丽梅, 李澄俊 2010 新型炭材料 **25** 389]
- [7] Zhou M S, Li C J, Xu M 2007 *J. Inorg. Mater.* **22** 509 (in Chinese) [周明善, 李澄俊, 徐铭 2007 无机材料学报 **22** 509]
- [8] Ren H, Kang F Y, Jiao Q J 2006 *New Carbon Mater.* **21** 24 (in Chinese) [任慧, 康飞宇, 焦清介 2006 新型炭材料 **21** 24]
- [9] Guan H, Pan G P, Zhou Z N 2006 *J. Nanjing University Sci. Tech. (Natural Science)* **30** 89 (in Chinese) [关华, 潘功配, 周遵宁 2006 南京理工大学学报(自然科学版) **30** 89]
- [10] Zhou M S, Xu M, Shen R Q 2009 *J. Microwaves* **25** 84 (in Chinese) [周明善, 徐铭, 沈瑞琪 2009 微波学报 **25** 84]
- [11] Waterman P C 2005 *J. Opt. Soc. Am.* **22** 2430
- [12] Sharhabeel A 2007 *Trans. Antennas Propag.* **55** 1856
- [13] Wang H X, Zhou Z R, Zhang Q H, Ma J, Liu D Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6111 (in Chinese) [王红霞, 周战荣, 张清华, 马进, 刘代志 2010 物理学报 **59** 6111]

- [14] Waterman P C 2000 *J. Opt. Soc. Am.* **17** 740
 [15] Hu B J, Rong Q N, Zhang J, Toutain S 2005 *Chin. Phys. B* **14** 2305
 [16] Du H M, Chen M S, Wu X L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 097201 (in Chinese) [杜红梅, 陈明生, 吴先良 2012 物理学报 **61**:097201]
 [17] Sharhabeel A 2006 *Ph. D. Dissertation* (New Mexico State University)
 [18] Waterman P C, Pedersen J C 1995 *J. Appl. Phys.* **78** 656
 [19] Gong Z L, Xu C H 1990 *Modern Electromagnetic Theory* (Beijing: Beijing University Press) p212 (in Chinese) [龚中麟, 徐承和 1990 近代电磁理论 (北京: 北京大学出版社) 第 212 页]
 [20] Pedersen N E, Waterman P C, Pedersen J C 1987 ADA **186105** 59
 [21] Pedersen N E, Waterman P C, Pedersen J C 1988 ADA **199873** 6
 [22] Zhou M S 2007 *Ph. D. Dissertation* (Nanjing: Nanjing University of Science and Technology) (in Chinese) [周明善 2007 博士学位论文 (南京: 南京理工大学)]
 [23] Chen J 2007 *Principles of Radar Chaff Jamming* (Beijing: National Defense Industry) (in Chinese Press) p115 [陈静 2007 箔条雷达干扰原理 (北京: 国防工业出版社) 第 115 页]
 [24] Hnadle R C, Translated by Zhou Y Q 2002 *Modern magnetic materials principles and Applications* (Beijing: Chemistry indstry Press) p97 (in Chinese) [Hnadle R C, 周永治译 2002 现代磁性材料原理和应用 (北京: 化学工业出版社) 第 97 页]

Numerical calculation of 3 mm wave extinction for expanded graphite*

Zhou Ming-Shan^{1)†} Xu Ming²⁾

1) (School of Chemical Engineering, Yunnan Vocational and Technical College of National Defense Industry, Kunming 650023, China)

2) (School of Chemical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

(Received 24 October 2012; revised manuscript received 14 January 2013)

Abstract

In order to explore the extinction and scattering characteristics of expanded graphite, which is a kind of 3 millimeter wave interference materials, the formula of extinction, scattering, absorption and backscattering cross sections (radar cross. section, RCS) are established based on the electromagnetic scattering theory of cylindrical conductor of finite length and finite conductivity by the method of moment. The extinction and scattering characteristics are calculated, and the influencing factors of the characteristics including length, radius, conductivity and magnetic permeability of the expanded graphite are analyzed using Mathematica program. Results show that the expanded graphite has excellent extinction and scattering properties when its length and radius are 1.5 mm and 0.5 mm, respectively, and the properties can be improved when the conductivity and magnetic permeability of the expanded graphite are increased properly. This research provides a valuable insight into the improvement of interference performance of expanded graphite in 3 millimeter wave.

Keywords: expanded graphite, graphite intercalation compound, extinction cross-section, method of moment

PACS: 72.20.Dp, 72.80.Rj

DOI: 10.7498/aps.62.097201

* Project supported by the Scientific Research Foundation of the Science and Technology Department of Yunnan Province, China (Grant No. 2011FB097).

† Corresponding author. E-mail: zhmingshan@163.com