

颗粒媒质等效电磁参数的研究^{* **}

贾宝富 刘述章 林为干

(电子科技大学,成都)

摘要 本文根据强扰动理论,导出了随机取向颗粒混合媒质等效电磁参数的计算方法。将这一理论应用于吸波材料的研究,找出了吸收剂粒子的最佳外形;获得了多粒子外形铁氧体吸波材料等效介电常数和等效磁导率的计算公式。测试数据表明,理论计算与实际测量值吻合得很好。

关键词 颗粒媒质;吸波材料;介电常数;磁导率;强扰动理论

一、引言

颗粒媒质是一种特殊类型的强扰动随机媒质。这种媒质是由互不相关的粒子组成的。在每一个粒子内部,媒质的介质特性是均匀的。不同粒子之间,介质特性可能存在较大的差异。每一个粒子在随机媒质内的几何位置和空间取向都具有遍历随机过程的特点。在自然界有很多物质都可以划归颗粒媒质的范畴。例如,常见的土壤、岩石、谷物、积雪、树林和农作物等。如果把粒子的概念扩大到分子,颗粒媒质几乎包括了自然界中所有物质。因此,研究颗粒媒质的等效电磁特性在工农业生产和国防建设等领域都具有十分重要的意义。

过去对颗粒媒质等效特性的研究往往都局限于单纯由电介质或单纯由磁介质组成的颗粒媒质。对由电介质和磁介质粒子组成的颗粒媒质等效特性研究的较少。近几年,随着铁氧体吸波材料的发展,人们希望通过对这类颗粒媒质等效电磁参数的研究,以便把它们用于吸波材料的设计。作者曾推出球形电磁颗粒媒质等效特性的计算公式^[1]。本文将在此基础上进一步讨论非球形颗粒媒质的计算。详细研究粒子外形、取向和线度对媒质等效特性的影响。并由此导出了多外形铁氧体吸波材料等效电磁参数的计算公式;找出了吸收剂粒子的最佳外形。本文的理论为合理选择吸波材料配方和吸收剂粒子形状提供了充分的理论基础。与 V. Varadan 等人^[2]计算吸波材料特性的方法相比,本文的方法具有计算简单、概念明晰、结果准确的特点。

二、颗粒混合媒质的等效本构矩阵

在电磁场理论中,本构矩阵是描述媒质电磁特性最基本的物理量。当媒质为单向时,

* 1988年12月26日收到,1990年2月8日修改定稿。

** 国家自然科学基金资助项目。

它与媒质介电常数和导磁率的关系可以写成矩阵形式

$$\|C\| = \begin{bmatrix} \bar{\epsilon} & 0 \\ 0 & \bar{\mu} \end{bmatrix} \quad (1)$$

如果,媒质的介电常数和磁导率是位置的随机函数。根据强扰动理论^[3],其等效本构矩阵可以由下式计算:

$$\|C_{eff}\| = \|C_s\| + j\omega \int \|R(r)\| dr \quad (2)$$

式中 $\|C_s\|$ 是随机媒质的静态本构矩阵; $\|R(r)\|$ 是相关矩阵。如果相关范围的半径比波长小得多,相关项的影响可以忽略,近似有

$$\|\bar{C}_{eff}\| \approx \|C_s\| \quad (3)$$

式中 $\|C_s\|$ 由

$$\langle \|\bar{r}(x)\| \rangle = 0 \quad (4)$$

确定。(4)式中角形括号 $\langle \rangle$ 表示系综平均; $\|\bar{r}(x)\|$ 是计算随机媒质内场强的积分核。

假如,颗粒媒质是由 N 种不同的颗粒组成的, $\|\bar{r}(x)\|$ 可以写成下面的形式^[3]。

$$\|\bar{r}(x)\| = \sum_{i=1}^N U_i(x) \|\bar{r}_i\| \quad (5)$$

式中 $U_i(x)$ 是第 i 种粒子的特征函数。

$$U_i(x) = \begin{cases} 1, & x \text{ 位于第 } i \text{ 种粒子内} \\ 0, & x \text{ 位于其它位置} \end{cases} \quad (6)$$

$$\|\bar{r}_i\| = (\|C_i\| - \|C_s\|) \cdot [\|\bar{E}\| + j\omega \|\bar{S}_i\| \cdot (\|C_i\| - \|C_s\|)]^{-1} \quad (7)$$

式中, $\|C_i\|$ 是第 i 种粒子的本构矩阵; $\|C_s\|$ 是颗粒混合媒质的静态本构矩阵; $\|\bar{E}\|$ 为单位张量矩阵。

$$\|\bar{E}\| = \begin{bmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix} \quad (8)$$

$\|\bar{S}_i\|$ 是根据第 i 种粒子外形算出的矩阵并矢格林函数奇异项,

$$\|\bar{S}_i\| = \frac{1}{j\omega} \|C_s\|^{-1} \cdot \bar{L}_i \quad (9)$$

式中 \bar{L}_i 是第 i 种粒子的极化张量。如果颗粒媒质的等效介质特性是各向同性的, \bar{L}_i 为^[3]

$$\bar{L}_i = \frac{1}{4\pi} \int_{A_i} \nabla \left(\frac{1}{r} \right) \hat{n} ds \quad (10)$$

式中,积分曲面 A_i 是第 i 种粒子的外表面; \hat{n} 是粒子表面的外法线。

通常,颗粒媒质中粒子的表面往往是不规则的。假如用粒子的真实表面计算 \bar{L}_i , 将使 \bar{L}_i 的计算变得十分复杂,甚至是不可能的。因此,一般都用与粒子外形接近的椭球代替粒子的真实表面计算 \bar{L}_i 。假如椭球体的三条半轴分别为 a_i 、 b_i 和 c_i 。在以这三条半轴为坐标轴的粒子主轴坐标中,极化张量为一个对角张量。通常,我们用 \bar{L}_{i0} 表示粒子主轴坐标系中的极化张量。

$$\bar{L}_{i0} = \begin{bmatrix} L_{ix} & 0 & 0 \\ 0 & L_{iy} & 0 \\ 0 & 0 & L_{iz} \end{bmatrix} \quad (11)$$

其中, L_{ix} 、 L_{iy} 和 L_{iz} 分别是粒子沿三个主轴方向的极化因子。表 1 是几种特殊形状粒子极化因子的计算结果。

表 1 几种特殊形状粒子的极化因子

外形分类		L_{ix}	L_{iy}	L_{iz}
球形	$a_i = b_i = c_i$	1/3	1/3	1/3
杆状	$a_i = b_i; c_i \rightarrow \infty$	1/2	1/2	0
盘状	$a_i = b_i; c_i \rightarrow 0$	0	0	1

如果, 粒子的主轴坐标系与坐标系 \mathbf{x} 之间的空间角分别为 θ_i 、 ϕ_i 和 φ_i , 极化张量在坐标系 \mathbf{x} 中可以写成

$$\bar{L}_i = \alpha_i \bar{L}_{i0} \alpha_i^T \quad (12)$$

式中, α_i 是粒子主轴坐标系与坐标系 \mathbf{x} 之间的坐标变换矩阵^[4]; α_i^T 是 α_i 的转置。

由前面的讨论可以看出, $U_i(\mathbf{x})$ 仅与粒子的几何位置有关, 而 $\bar{\mathbf{v}}_i(\mathbf{x})$ 仅与粒子的空间取向有关。在求 $\langle \|\bar{\mathbf{v}}_i(\mathbf{x})\| \rangle$ 的系综平均时, 由于几何位置与空间取向这两种随机过程之间互不相关, 所以, $U_i(\mathbf{x})$ 和 $\|\bar{\mathbf{v}}_i\|$ 乘积的系综平均可以分开。

$$\langle \|\bar{\mathbf{v}}_i(\mathbf{x})\| \rangle = \sum_{i=1}^N \langle U_i(\mathbf{x}) \rangle \langle \|\bar{\mathbf{v}}_i\| \rangle \quad (13)$$

其中, $\langle U_i(\mathbf{x}) \rangle$ 只包含对几何位置的系综平均; $\langle \|\bar{\mathbf{v}}_i\| \rangle$ 只包含对空间取向的系综平均。假如, 每一种粒子在颗粒媒质内任意位置出现的几率相等, $\langle U_i(\mathbf{x}) \rangle$ 由下式确定^[3]:

$$\langle U_i(\mathbf{x}) \rangle = \frac{1}{V} \int_V U_i(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (14)$$

式中 V 是颗粒媒质的总体积。由(6)式可以求出

$$\langle U_i(\mathbf{x}) \rangle = v_i \quad (15)$$

其中 v_i 是第 i 种粒子体积与总体积之比。如果粒子的空间取向为遍历随机过程, 即粒子在空间以任何一种方向取向的几率相同。 $\langle \|\bar{\mathbf{v}}_i\| \rangle$ 由下式求出^[3]:

$$\langle \|\bar{\mathbf{v}}_i\| \rangle = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \|\bar{\mathbf{v}}_i\| \sin \theta_i d\varphi_i d\phi_i d\theta_i \quad (16)$$

在粒子取向为遍历随机过程的条件下, 颗粒混合媒质的等效特性不可能呈现出各向异性。在这种条件下, $\|\bar{\mathbf{C}}_i\|$ 可以写成下面的形式:

$$\|\bar{\mathbf{C}}_i\| = \begin{bmatrix} \epsilon_i \bar{I} & 0 \\ 0 & \mu_i \bar{I} \end{bmatrix} \quad (17)$$

考虑到 $\|\bar{\mathbf{C}}_i\|$ 这一性质, 由(16)式可以解出

$$\langle \|\bar{\mathbf{v}}_i\| \rangle = \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_g}{3} \sum_{j=1}^3 \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_g}{\varepsilon_g + L_{ij}(\varepsilon_i - \varepsilon_g)} \bar{\mathbf{i}} & 0 \\ 0 & \frac{\mu_g}{3} \sum_{j=1}^3 \frac{\mu_i - \mu_g}{\mu_g + L_{ij}(\mu_i - \mu_g)} \end{bmatrix} \quad (18)$$

式中, 假定第 i 种粒子本身的介质特性也是各向同性的; $j = 1, 2, 3$ 分别代表第 i 种粒子的三条主轴方向。

把(15)和(18)式代入(13)式, 根据(4)式可以得到 ε_g 和 μ_g 的计算公式:

$$\sum_{i=1}^N v_i \sum_{j=1}^3 \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_g}{\varepsilon_g + L_{ij}(\varepsilon_i - \varepsilon_g)} = 0 \quad (19a)$$

$$\sum_{i=1}^N v_i \sum_{j=1}^3 \frac{\mu_i - \mu_g}{\mu_g + L_{ij}(\mu_i - \mu_g)} = 0 \quad (19b)$$

(19)式表明, 在静态条件下, 媒质粒子的介电常数和磁导率与媒质等效介电常数和等效磁导率之间不存在交叉影响。它们之间的交叉影响仅仅体现在(2)式中的相关项。

根据强扰动理论^[3], 相关矩阵可以写成下面的形式:

$$\|\mathbf{R}(\mathbf{r})\| = \langle \|\bar{\mathbf{v}}(\mathbf{x})\| \cdot P.V.\|\bar{\mathbf{G}}_g(\mathbf{r})\| \cdot \|\bar{\mathbf{v}}(\mathbf{x}')\| \rangle \quad (20)$$

式中, $\mathbf{r} = \mathbf{x} - \mathbf{x}'$ 。 $P.V.\|\bar{\mathbf{G}}_g(\mathbf{r})\|$ 是矩阵并矢格林函数的主值。把(5)式代入(20)式, 利用特征函数的正交性^[3]得

$$\|\mathbf{R}(\mathbf{r})\| = \sum_{i=1}^N v_i \langle \|\bar{\mathbf{v}}_i\| \rangle \cdot P.V.\|\bar{\mathbf{G}}_g(\mathbf{r})\| \cdot \langle \|\bar{\mathbf{v}}_i\| \rangle R_i(\mathbf{r}) \quad (21)$$

式中 $R_i(\mathbf{r})$ 是 \mathbf{x} 和 \mathbf{x}' 位于相关范围内的几率, 被称作相关函数。对于随机取向的颗粒媒质, 相关范围是以粒子最大半轴为半径的球体。如果, 粒子的相关概率密度为

$$f_i(l) = \frac{l}{2\sigma^2} \exp(-l^2/\sigma^2) \quad (22)$$

相关函数具有高斯分布的形式。

$$R_i(\mathbf{r}) = \int_r^\infty f_i(l) dl = \exp(-r^2/\sigma^2) \quad (23)$$

式中, σ 是相关半径。 $\sigma^2 = 2l_i^2/\pi$; l_i 是第 i 种粒子的平均线度。如果令

$$\|\bar{\mathbf{D}}_i\| = \int P.V.\|\bar{\mathbf{G}}_g(\mathbf{r})\| R_i(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (24)$$

颗粒混合媒质的等效本构矩阵为

$$\|\mathbf{C}_{eff}\| = \|\mathbf{C}_g\| + \sum_{i=1}^N v_i \langle \|\bar{\mathbf{v}}_i\| \rangle \cdot \|\bar{\mathbf{D}}_i\| \cdot \langle \|\bar{\mathbf{v}}_i\| \rangle \quad (25)$$

如果, 颗粒随机媒质为无限大媒质, 把无限大媒质的矩阵并矢格林函数^[3]代入(24)式得

$$\|\bar{\mathbf{D}}_i\| = j\omega D_i \cdot \begin{bmatrix} \mu_g \bar{\mathbf{I}} & 0 \\ 0 & \varepsilon_g \bar{\mathbf{I}} \end{bmatrix} \quad (26)$$

在 l_i/λ_g 比较小的条件下, D_i 近似等于

$$D_i \approx 4\pi^2 \left[\frac{4}{3} \left(\frac{l_i}{\lambda_g} \right)^2 + j\pi^2 \left(\frac{l_i}{\lambda_g} \right)^3 \right] \quad (27)$$

式中 λ_g 是电磁波在介电常数和磁导率分别为 ε_g 和 μ_g 的介质中的波长。把 (18) 式和 (26) 式代入 (25) 式, 展开后得颗粒混合媒质等效介电常数和等效磁导率的计算式:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon_g \left\{ 1 - \frac{1}{9} \sum_{i=1}^N v_i D_i \left[\sum_{j=1}^3 \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_g}{\varepsilon_g + L_{ij}(\varepsilon_i - \varepsilon_g)} \right]^2 \right\} \quad (28a)$$

$$\mu_{\text{eff}} = \mu_g \left\{ 1 - \frac{1}{9} \sum_{i=1}^N v_i D_i \left[\sum_{j=1}^3 \frac{\mu_i - \mu_g}{\mu_g + L_{ij}(\mu_i - \mu_g)} \right]^2 \right\} \quad (28b)$$

由于 D_i 的实部比例于 $(l_i/\lambda_g)^2$ 项; 虚部比例于 $(l_i/\lambda_g)^3$ 项, 所以相关性对等效介电常数和等效磁导率实部和虚部的影响也大致比例于 $(l_i/\lambda_g)^2$ 和 $(l_i/\lambda_g)^3$ 。当 $\lambda_{gi}/l \ll 1$ 时, 相关性对媒质等效特性的影响完全可以忽略。这与一般随机媒质的结论是一致的^[3]。

三、颗粒媒质等效电磁参数理论在涂敷型吸波材料研究中的应用

涂敷型吸波材料是隐身技术中常用的一种吸波材料。通常, 它是由吸收剂和粘接剂混合而成的。吸收剂粒子的线度一般只有几个微米的量级, 粘接剂的粒子线度则更小, 完全满足忽略相关性影响的条件。因此, 这种材料的等效介电常数和等效磁导率都可以用 (19) 式来计算。下面, 我们用这一理论来解决吸收剂粒子最佳外形的确定和多外形铁氧体吸波材料等效电磁参数的计算。

对于涂敷型吸波材料, 为了降低涂层厚度, 一般都希望它的等效介电常数和等效磁导率尽可能大, 损耗尽可能高。虽然, 提高吸收剂在材料中的含量可以达到这个目的, 但由于吸波材料除了电磁特性之外, 还要满足比重、强度等方面的要求, 并不能无限提高吸收剂的含量。因此, 研究吸收剂外形的影响, 确定吸收剂粒子的最佳外形具有十分重要的现实意义。

在吸波材料中, 粘接剂的粒子一般就是这种物质的分子或分子团, 它们的外形通常为球形。假如, 在吸波材料中只有一种吸收剂, 并且吸收剂的粒子外形相同。由 (19) 式得

$$9v_b \frac{\varepsilon_b - \varepsilon_g}{2\varepsilon_g + \varepsilon_b} + v_i \sum_{j=1}^3 \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_g}{\varepsilon_g + L_j(\varepsilon_i - \varepsilon_g)} = 0 \quad (29a)$$

$$9v_b \frac{\mu_b - \mu_g}{2\mu_g + \mu_b} + v_i \sum_{j=1}^3 \frac{\mu_i - \mu_g}{\mu_g + L_j(\mu_i - \mu_g)} = 0 \quad (29b)$$

式中, 下标 b 表示粘接剂; 下标 i 表示吸收剂。极化因子 L_j 满足

$$\sum_{j=1}^3 L_j = 1 \quad (20)$$

考虑到旋转椭球体的极化因子中有两个相等, 可通过 (29) 式对极化因子求偏导数。我们发现, 在极化因子的取值范围内, 球体所对应的极化因子是 ε_g 和 μ_g 的极小值点; 而盘状体所对应的极化因子使 ε_g 和 μ_g 取最大值。这说明, 在吸收剂含量相同的条件下, 片状吸

收剂制成的吸波材料性能最好。

图 1 是由石墨粉、乙炔炭黑和石墨蠕虫配制的吸波材料等效介电常数曲线。这三种材料的基本成分都是碳。电镜观察结果表明^[6]，石墨蠕虫的粒子外形以片状为主，乙炔炭黑的粒子外形以杆状为主，石墨粉多为球形。由图中可以看出，在吸收剂含量相同的条件下，用石墨蠕虫配制的吸波材料介电常数的实部和虚部都是最大。

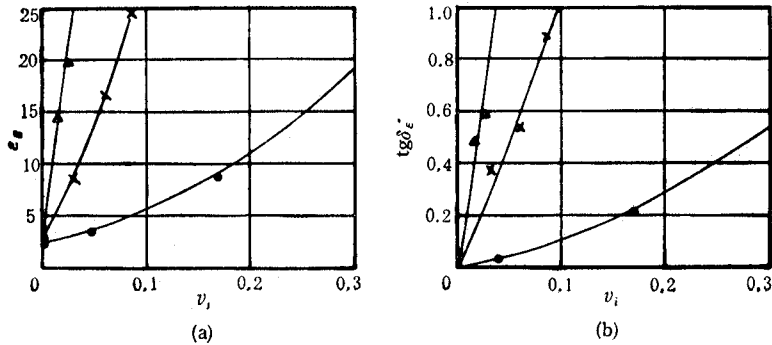


图 1 等效介电常数与吸波材料中吸收剂含量的关系曲线^[6]
(●石墨粉; ×乙炔炭黑; ▲石墨蠕虫; 测试频率 $f = 9.4\text{GHz}$)

虽然吸收剂最佳外形为盘状的结论是吸收剂为介质时得到的，实际上这一结论也可以推广到吸收剂为导体的情况。图 2 是吸收剂为铝粉时的测试结果^[6]。其中，鱼鳞状铝粉是典型的盘状体；颗粒状铝粉以球形为主。测试结果表明，鱼鳞状铝粉的效果也比颗粒状铝粉好。

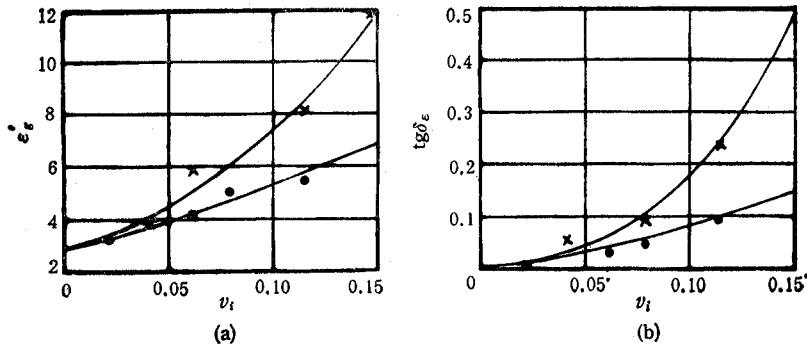


图 2 以铝粉为吸收剂的吸波材料的等效介电常数测试结果^[6]
(×鱼鳞状铝粉; ●颗粒状铝粉; 测试频率 $f = 9.4\text{GHz}$)

铁氧体吸波材料是目前使用广泛的吸波材料。由于制作工艺的限制，铁氧体吸收剂很难制成只有一种粒子外形的粉体。图 3 是铁氧体吸收剂的粉体照片。由图可见，吸收剂的粒子外形很不规则。假如以粒子外形分类，这种吸收剂粒子可以分成很多种。这就要求对多外形粒子颗粒媒质进行计算。

如果每一种介电常数和磁导率的粒子外形有很多种，(19)式中对 i 的求和可以部分地用积分来代替。



图 3 铁氧体吸收剂粉体的放大照片(×3000 倍)

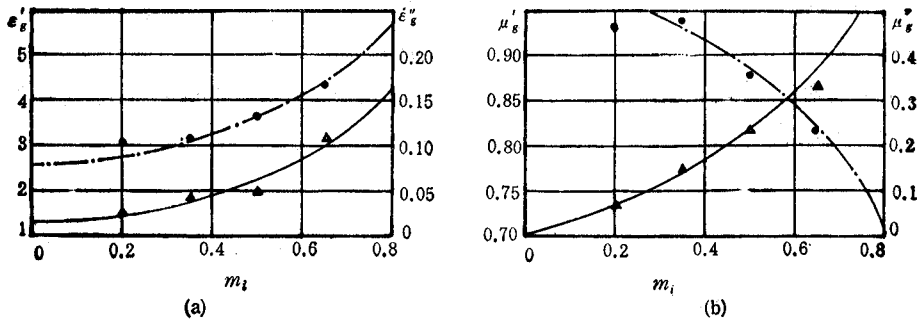


图 4 A18-1 的等效电磁参数计算值与测试值的比较

(—·— ϵ_g' 和 μ_g' 的计算值; — ϵ_g'' 和 μ_g'' 的计算值;
● ϵ_g' 和 μ_g' 的测试值; ▲ ϵ_g'' 和 μ_g'' 的测试值.)

$$\sum_{i=1}^{N_1} v_i \int_0^1 \frac{P_i(L)(\epsilon_i - \epsilon_g)}{\epsilon_g + L(\epsilon_i - \epsilon_g)} dL = 0 \tag{30a}$$

$$\sum_{i=1}^{N_2} v_i \int_0^1 \frac{Q_i(L)(\mu_i - \mu_g)}{\mu_g + L(\mu_i - \mu_g)} dL = 0 \tag{30b}$$

式中 N_1 和 N_2 分别表示粒子介电常数和磁导率的种类数。 $P_i(L)$ 和 $Q_i(L)$ 分别表示同一介质特性粒子的外形分布函数。并且

$$\int_0^1 P_i(L)dL = 1 \tag{31a}$$

$$\int_0^1 Q_i(L)dL = 1 \tag{31b}$$

实际确定外形分布函数与极化因子的函数关系是一件非常困难的事。利用积分中值定理,可以避开确定外形分布函数的麻烦。根据积分中值定理,并利用(31)式的关系,

(30)式变为

$$\sum_{i=1}^{N_1} v_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_g}{\varepsilon_g + L_{i1}(\varepsilon_i - \varepsilon_g)} = 0 \quad (32a)$$

$$\sum_{i=1}^{N_2} v_i \frac{\mu_i - \mu_g}{\mu_g + L_{i2}(\mu_i - \mu_g)} = 0 \quad (32b)$$

式中, L_{i1} 和 L_{i2} 是极化因子的中值。可以通过实验确定。

假如,吸波材料中只有一种非规则外形的吸收剂。考虑到粘接剂的粒子外形为球形,由(32)式得

$$3v_b \frac{\varepsilon_b - \varepsilon_g}{2\varepsilon_g + \varepsilon_b} + v_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_g}{\varepsilon_g + L_{i1}(\varepsilon_i - \varepsilon_g)} = 0 \quad (33a)$$

$$3v_b \frac{\mu_b - \mu_g}{2\mu_g + \mu_b} + v_i \frac{\mu_i - \mu_g}{\mu_g + L_{i2}(\mu_i - \mu_g)} = 0 \quad (33b)$$

测试结果表明,图3所示的吸收剂粉体极化因子中值 $L_{i1} = L_{i2} = 0.08$ 。图4是这种材料等效介电常数和等效磁导率测试值与(33)式计算值的比较。图中横坐标是重量比,它与体积比有如下关系,

$$m_i = v_i \rho_i / \rho \quad (34)$$

式中 ρ 是混合物比重, ρ_i 是铁氧体比重。由图可以看到,在较宽的吸收剂含量范围内,计算值与测试值吻合的很好。

四、结 语

本文从强扰动理论出发,推导了颗粒混合媒质等效电磁特性的计算方法。把这一理论用于吸波材料研究,找出了吸收剂粒子的最佳外形;确定了多外形铁氧体吸波材料的计算公式。

本文的实验工作曾得到航空航天部 621 研究所吸波材料组的大力支持。作者表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] Jia Baofu, Liu Shuzhang, Liu Weigan, The electromagnetic wave scattering by strong fluctuation random media, ISRAMT'89, Beijing, (1989), pp. 157--160.
- [2] V. Varadan, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-34** (1986)2, 251--258.
- [3] 贾宝富,强扰动理论及其在隐身用吸波材料研究中的应用,电子科技大学博士论文,1989年.
- [4] 王连祥,数学手册,人民教育出版社,1979年,第330页.
- [5] L. Tsang, J. A. Kong, *Radio Science*, **16** (1981)3,303-320.
- [6] 王俊山,材料的电磁参数及其对微波吸收材料吸收性能的影响,航空航天部第703研究所硕士论文,1988年.

(30)式变为

$$\sum_{i=1}^{N_1} v_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_g}{\varepsilon_g + L_{i1}(\varepsilon_i - \varepsilon_g)} = 0 \quad (32a)$$

$$\sum_{i=1}^{N_2} v_i \frac{\mu_i - \mu_g}{\mu_g + L_{i2}(\mu_i - \mu_g)} = 0 \quad (32b)$$

式中, L_{i1} 和 L_{i2} 是极化因子的中值。可以通过实验确定。

假如,吸波材料中只有一种非规则外形的吸收剂。考虑到粘接剂的粒子外形为球形,由(32)式得

$$3v_b \frac{\varepsilon_b - \varepsilon_g}{2\varepsilon_g + \varepsilon_b} + v_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_g}{\varepsilon_g + L_{i1}(\varepsilon_i - \varepsilon_g)} = 0 \quad (33a)$$

$$3v_b \frac{\mu_b - \mu_g}{2\mu_g + \mu_b} + v_i \frac{\mu_i - \mu_g}{\mu_g + L_{i2}(\mu_i - \mu_g)} = 0 \quad (33b)$$

测试结果表明,图3所示的吸收剂粉体极化因子中值 $L_{i1} = L_{i2} = 0.08$ 。图4是这种材料等效介电常数和等效磁导率测试值与(33)式计算值的比较。图中横坐标是重量比,它与体积比有如下关系,

$$m_i = v_i \rho_i / \rho \quad (34)$$

式中 ρ 是混合物比重, ρ_i 是铁氧体比重。由图可以看到,在较宽的吸收剂含量范围内,计算值与测试值吻合的很好。

四、结 语

本文从强扰动理论出发,推导了颗粒混合媒质等效电磁特性的计算方法。把这一理论用于吸波材料研究,找出了吸收剂粒子的最佳外形;确定了多外形铁氧体吸波材料的计算公式。

本文的实验工作曾得到航空航天部 621 研究所吸波材料组的大力支持。作者表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] Jia Baofu, Liu Shuzhang, Liu Weigan, The electromagnetic wave scattering by strong fluctuation random media, ISRAMT'89, Beijing, (1989), pp. 157-160.
- [2] V. Varadan, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-34** (1986)2, 251-258.
- [3] 贾宝富,强扰动理论及其在隐身用吸波材料研究中的应用,电子科技大学博士论文,1989年.
- [4] 王连祥,数学手册,人民教育出版社,1979年,第330页.
- [5] L. Tsang, J. A. Kong, *Radio Science*, **16** (1981)3,303-320.
- [6] 王俊山,材料的电磁参数及其对微波吸收材料吸收性能的影响,航空航天部第703研究所硕士论文,1988年.

STUDY OF EFFECTIVE ELECTROMAGNETIC PARAMETERS OF GRANULAR MEDIA

Jia Baofu Liu Shuzhang Lin Weigan

(University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu)

Abstract Based on the strong fluctuation theory, the calculating method for effective electromagnetic parameters of stochastically oriented granular media is derived. Applying the theory to study absorbed materials, the optimum shape of absorbed particles in antiradar coat-multiple shape ferrite absorbed materials is obtained. The measured results are in good agreement with the calculating ones.

Key words Granular media; Absorbed material; Permittivity; Permeability; Strong fluctuation theory