

# FDTD 法计算铁氧体微带天线的 RCS<sup>1</sup>

辛雅明 顾长青

(南京航空航天大学信息科学与技术学院 南京 210016)

**摘要** 该文采用并改进了一种将铁氧体进动方程直接离散的更有效的 FDTD 算法, 在结合其它 FDTD 算法中的新技术基础上分析计算了任意方向外加偏置磁场时铁氧体矩形微带贴片天线的 RCS 频响特性并给出了一些有用的结论。

**关键词** 微带天线, 时域有限差分法, 雷达截面, 铁氧体

**中图号** TN826, TN817

A

## 1 引言

早在 1953 年就有人提出了微带天线的概念, 但是并未引起工程界的重视。70 年代后由于微波集成技术的发展以及各种低耗介质材料的出现, 微带天线的制作工艺得到了保证; 而空间技术的发展, 又迫切需要低剖面天线, 因此新结构和高性能的微带天线不断涌现。近年来, 研究表明通过调整外加偏置磁场能够改变铁氧体微带天线的谐振频率达 40%<sup>[1]</sup>, 也能改变天线的极化方向<sup>[2]</sup> 以及减缩天线的峰值 RCS<sup>[3,4]</sup>, 因此受到人们的极大关注。文献 [3,4] 用谱域矩量法研究了铁氧体微带天线的 RCS, 但是随着外加偏置磁场的方向改变, 谱域格林函数的解析表达式要作相应地改变, 推导过程过于繁琐, 使其应用受到限制。

在磁化的铁氧体中, 磁场强度和磁化强度的关系是通过 Gilbert 进动方程来描述的。直接将进动方程和 Maxwell 方程进行差分离散得到铁氧体中的 FDTD 算法思想是文献 [5,6] 最早提出的。之后 J. A. Pereda 提出了一种能在时间和空间上准确同步的铁氧体 FDTD 算法<sup>[7]</sup>, 算法中利用了循环的 Richtmyer 差分递推式, 通过对电场强度矢量的空间内插来避开对磁感应强度矢量的内插。M. Okoniewski 提出了一种更为有效的铁氧体 FDTD 技术<sup>[8]</sup>。本文对文献 [8] 的方法作了进一步改进, 在结合 FDTD 算法中的新技术基础上分析计算了任意方向外加偏置磁场时铁氧体矩形微带贴片天线的 RCS 的频响特性并给出了一些有用的结论。

## 2 理论分析

### 2.1 铁氧体中的 FDTD 算法

在饱和磁化的铁氧体中, 电磁场由下面一组偏微分方程决定

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \quad (1a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t \quad (1b)$$

$$-\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) = \partial \mathbf{M} / \partial t \quad (1c)$$

其中  $\gamma$  是旋磁比。令  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}$ ,  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$ , 这里  $\mathbf{M}_0$ ,  $\mathbf{H}_0$  分别表示饱和磁化强度和外加偏置磁场,  $\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{h}$  表示时变的磁化强度和磁场强度。在  $|\mathbf{M}_0| \gg |\mathbf{m}|$ ,  $|\mathbf{H}_0| \gg |\mathbf{h}|$

<sup>1</sup> 2001-03-19 收到, 2001-10-10 定稿

航空科学基金 97F52042 资助项目

的小信号条件下, 考虑到  $B = \mu_0(H + M)$  和  $D = \epsilon E$  本构关系, 上式又可写成

$$\partial E / \partial t = (1/\epsilon) \nabla \times h \quad (2a)$$

$$\partial h / \partial t = -(1/\mu_0) \nabla \times E - \partial m / \partial t \quad (2b)$$

$$\partial m / \partial t \approx -\gamma(m \times H_0 + M_0 \times h) \quad (2c)$$

由于与外加偏置磁场方向垂直的平面上场分量是耦合的, 因此 (2) 式在使用 Yee 氏中心差分法时需小心对待以维持中心差分递推式的二阶精度, 即必须确保算法在时间上和空间上同步。

(2a) 和 (2b) 式的左边对时间的偏导离散有

$$(E^n - E^{n-1}) / \Delta t = (1/\epsilon) \{ \nabla \times h \}^{n-1/2} \quad (3a)$$

$$(h^{n+1/2} - h^{n-1/2}) / \Delta t = -(1/\mu_0) \{ \nabla \times E \}^n - \{ \partial m / \partial t \}^n \quad (3b)$$

如果在特定时刻所有的场分量都可以获得, 那么上面有限差分近似的引入误差为  $O[(\Delta t)^2]$ 。在指定的  $n$  时刻, 计算  $m$  的偏导需用到  $h^n$ 。为方便起见, 设  $H_0 = 0$ ,  $M_0 = M_0 \hat{y}$ , 则式 (2c) 变为

$$\{ \partial m / \partial t \}^n = -\gamma M_0 \times h^n \quad (4)$$

不幸的是,  $h^n$  并不能直接得到。简单办法是设  $h^n = h^{n-1/2}$ , 但只能保证差分精度  $O[\Delta t/2]$ 。

如果采用 (5) 式的外插式去满足 (4) 式对时间的苛求, 我们可以获得更高的精度。

$$h^n \approx h^{n-1} + \{ \partial h / \partial t \}^{n-1} \Delta t = (1/2)(3h^{n-1/2} - h^{n-3/2}) \quad (5)$$

相应地,  $m$  的时间偏导近似式可写为

$$\{ \partial m / \partial t \}^n \approx -(\gamma/2) M_0 \times (3h^{n-1/2} - h^{n-3/2}) \quad (6)$$

则可以导出式 (2b) 中  $h_x^{n+1/2}$  和  $h_z^{n+1/2}$  的差分式如下:

$$h_x^{n+1/2} = h_x^{n-1/2} - (\Delta t / \mu_0) \hat{x} \cdot \{ \nabla \times E \}^n + s(3h_z^{n-1/2} - h_z^{n-3/2}) \quad (7)$$

$$h_z^{n+1/2} = h_z^{n-1/2} - (\Delta t / \mu_0) \hat{z} \cdot \{ \nabla \times E \}^n + s(3h_x^{n-1/2} - h_x^{n-3/2}) \quad (8)$$

其中  $s = \Delta t(\gamma M_0/2)$ , 上两式是非耦合的并且可以方便地导出 FDTD 迭代方程。如果  $H_0 \neq 0$ , 直接计算场量  $h$  已不可能。这时, 必须先计算出磁化强度  $m$ , 然后将它的时间偏导用于  $h$  场的迭代。对  $y$  方向的外加偏置磁场其迭代方程如下:

$$m_x^{n+1/2} = m_x^{n-1/2} + (\Delta t/2) \gamma [H_0(3m_z^{n-1/2} - m_z^{n-3/2}) - M_0(3h_z^{n-1/2} - h_z^{n-3/2})] \quad (9)$$

$$m_z^{n+1/2} = m_z^{n-1/2} - (\Delta t/2) \gamma [H_0(3m_x^{n-1/2} - m_x^{n-3/2}) - M_0(3h_x^{n-1/2} - h_x^{n-3/2})] \quad (10)$$

$$h_x^{n+1/2} = h_x^{n-1/2} - (\Delta t / \mu_0) \hat{x} \cdot \{ \nabla \times E \}^n - (m_x^{n+1/2} - m_x^{n-1/2}) \quad (11)$$

$$h_z^{n+1/2} = h_z^{n-1/2} - (\Delta t / \mu_0) \hat{z} \cdot \{ \nabla \times E \}^n - (m_z^{n+1/2} - m_z^{n-1/2}) \quad (12)$$

用与上述相同的步骤不难推出外加偏置磁场为任意方向的通用差分式。

从 (9) 式与 (10) 式可以看出, 计算  $m_x$  时要用到  $m_z$  和  $h_z$ , 而在 Yee 氏网格中, 虽然  $m_z$  和  $h_z$  空间位置相同, 但  $m_x$  和  $h_z$  空间位置不同, 为了消除这种空间上的错位, 我们使用了内插方法。以图 1 所示的二维 FDTD 网格为例, 在  $m_x$  处的  $m_z$  近似为

$$m_{zi}(i, j + 1/2) \approx (1/2)[m_z(i - 1/2, j + 1/2) + m_z(i + 1/2, j + 1/2)] \quad (13)$$

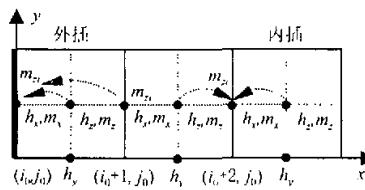


图 1 Yee 氏网格中的内插和外插表

下标  $i$  表示内插值。在材料的边界处, 上述内插表将被破坏, 这时要用外插法来代替。如在点  $i = i_0, j = j_0$  处有

$$m_{zi}(i_0, j_0 + 1/2) \approx 2m_z(i_0 + 1/2, j_0 + 1/2) - m_{zi}(i_0 + 1, j_0 + 1/2) \quad (14)$$

将插值  $m_{zi}$  代替 (9) 式与 (10) 式右边的  $m_\eta$  ( $\eta$  为  $x, y, z$ ) 并对  $h_\eta$  作同样处理就可以实现空间上的同步。

## 2.2 激励源的类型和设置

研究微带天线的 RCS 频响特性, 使用高斯脉冲平面波作为激励源是方便的。其函数形式为

$$E_i(t) = \exp[-(t - t_0)^2/T^2] \quad (15)$$

对 (15) 式做傅里叶变换得

$$|E_i(f)| = T\sqrt{\pi} \exp(-\pi^2 T^2 f^2) \quad (16)$$

计算中取  $T = 0.5/f_h$ ,  $f_h$  的选择略大于所需考察频段的最高频率, 另外考虑到源的初始条件  $E_i(t = 0) \rightarrow 0$  取  $t_0 = 4T$ 。为了在 FDTD 运算过程中“提取”出散射场, 将计算域划分成总场区和散射场区<sup>[9]</sup>, 激励源设置在总场区和散射场区的连接面上。

## 2.3 吸收边界条件

用 FDTD 求解电磁散射问题时, 由于计算机内存限制我们必须将网格界定在一个有限区域内。为了达到模拟无限区域的目的, 必须引入吸收边界条件以减小非物理原因导致的反射。本文采用了 B. Chen 和 D. G. Fang 在 J. P. Berenger 完全匹配层 (PML)<sup>[10]</sup> 基础上改进的完全匹配层 (MPML)<sup>[11]</sup>。

## 2.4 雷达截面

三维散射体的雷达截面定义为

$$\sigma = 4\pi R^2 \lim_{R \rightarrow \infty} |E_s/E_i|^2 \quad (17)$$

式中  $R$  是坐标原点到观察点间的距离,  $E_i$  是入射平面波电场分量,  $E_s$  是散射波在观察点的电场分量。用 FDTD 法分析时, 得到的只是散射体附近的近区散射场。本文运用 R. J. Luebers 提出的时域近场-远场变换方法<sup>[12]</sup> 由近区散射场计算出远区散射场值。

## 3 数值结果

图 2 所示的是图 3 铁氧体矩形微带贴片天线在不同方向的外加偏置磁场作用下  $\sigma_{\theta\theta}$  的频响特性曲线, 图中同时给出了未加偏置磁场的矩形微带贴片天线的 RCS。射频场显示表明辐射的口径场主要集中在辐射边附近很小的区域内, 介质的过多向外延伸对这种场分布没有明显影

响, 实验表明沿辐射元各边向外延伸  $\lambda_g/10$  就可以了<sup>[13]</sup>,  $\lambda_g$  为微带天线中最低模式的工作波长, 它由腔模理论直接求得。基于上述理由, 这里基片尺寸取为

$$L_x G = L_x + 0.2\lambda_g, \quad L_y G = L_y + 0.2\lambda_g \quad (18)$$

天线的其它参数为  $L_x = 0.55\text{cm}$ ,  $L_y = 0.4\text{cm}$ ,  $d = 0.06\text{cm}$ ,  $\epsilon_r = 12.8$ ,  $M_0 = 1780\text{G}$ ,  $H_0 = 360\text{Oe}$ 。计算域的设置如图 4 所示。计算中取  $\theta = 60^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ ,  $\Delta = 0.2\text{mm}$ ,  $d_x = 1.0185$ ,  $d_y = d_z = 1.0$ , 总场网格数为  $151 \times 144 \times 8$ , 散射场区厚度为 5 格, 吸收层厚度为 8 格。考虑到微带天线是高  $Q$  谐振结构, 迭代收敛缓慢, 根据经验计算总时间步数取为 32768。

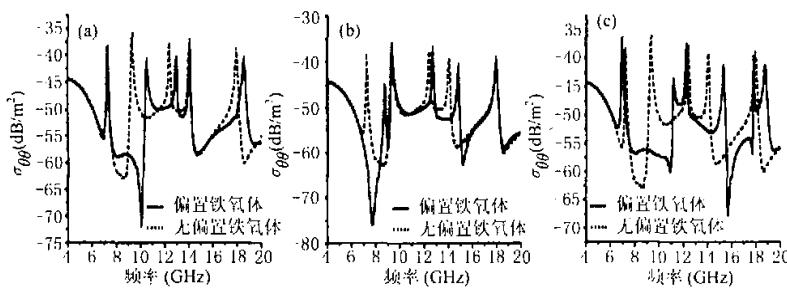


图 2 不同方向偏置磁场情况  
(a)  $y$  方向 (b)  $x$  方向 (c)  $z$  方向

由图 2(a) 知, 沿  $y$  方向外加偏置磁场不影响天线的第一个谐振频率点位置。这是因为在未加偏置磁场时, 第 1 谐振频率对应腔模中的  $\text{TM}_{10}$  模, 而在  $\text{TM}_{10}$  模中,  $H_x$  和  $H_z$  与  $H_y$  相比可以忽略,  $E_x$  和  $E_y$  与  $E_z$  相比也可以忽略。从 Maxwell 方程可知,  $H_y$  和  $E_z$  几乎不受外加偏置磁场影响。由于该天线的第 4 个谐振频率对应  $\text{TM}_{20}$  模, 基于同样的原因也不受外加偏置磁场影响。另外一些谐振点发生了频率偏移但 RCS 大小几乎不变。由图 2(b) 知, 与  $y$  方向外加偏置磁场讨论相似, 沿  $x$  方向外加偏置磁场对  $\text{TM}_{01}$  模影响很小。第 2、5 谐振频率就属于这种情况, 它们分别对应  $\text{TM}_{01}$  模和  $\text{TM}_{02}$  模, 从图上还可看出第 1 谐振频率增加了 1.2GHz 并且第 1、2 谐振频率变得很靠近 (0.6GHz)。由图 2(c) 知, 当外加  $z$  方向偏置磁场时, 第 1 谐振频率减小而第 2 谐振频率增加, 从而两个谐振频率间距大大增加。上述结论与文献 [3] 完全吻合。计算曲线与文献 [3] 中图 2, 3, 4 比较, 在第 1 谐振频率以下误差较大, 其原因有: (1) 计算模型上的差异; (2) 受计算机资源限制, 计算域和总时间步还足够地大。

图 5 给出了  $\sigma_{\theta\theta}$  的频响特性曲线。从图中可以看出, 外加偏置磁场对谐振频率偏移的效果与同极化时相同。

对于图 3 的铁氧体微带贴片天线, 在未加偏置磁场的情况下, 还探讨了有限接地平面和宽基片对天线 RCS 频响特性的影响。图 6 给出了  $1.01\text{cm} \times 0.86\text{cm}$  有限接地平面情况下天线的 RCS 频响特性曲线, 计算中取  $\theta = 60^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ ,  $\Delta = 0.1\text{mm}$ ,  $d_x = d_y = d_z = 1.0$ , 总场网格数为  $111 \times 96 \times 16$ , 散射场区厚度为 5 格, 吸收层厚度为 8 格。结果表明有限接地平面会使天线的 RCS 谐振特性变差, 并且整体下降若干分贝; 若基片很大, 可以将基片插入到吸收层中。计算中取  $\theta = 60^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ ,  $\Delta = 0.2\text{mm}$ ,  $d_x = d_y = 2.5$ ,  $d_z = 1.0$ , 总场网格数为  $101 \times 86 \times 8$ , 散射

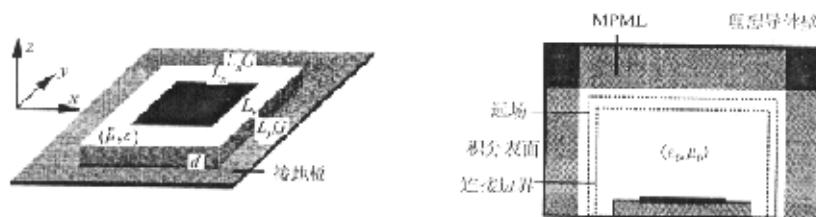


图 3 铁氧体矩形微带贴片天线

图 4 微带天线的 FDTD 计算域设置

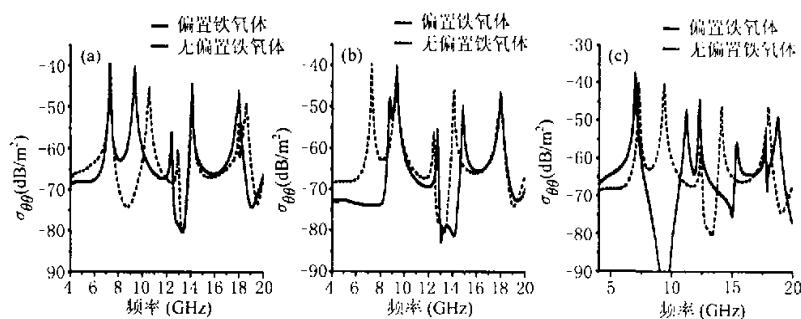
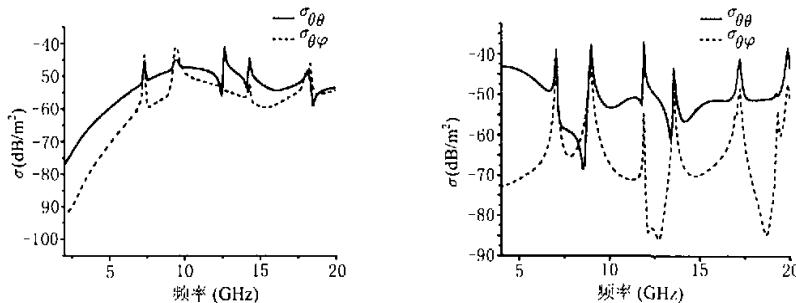
图 5 不同方向偏置磁场情况  
(a)  $y$  方向 (b)  $x$  方向 (c)  $z$  方向

图 6 有限接地板微带天线的 RCS

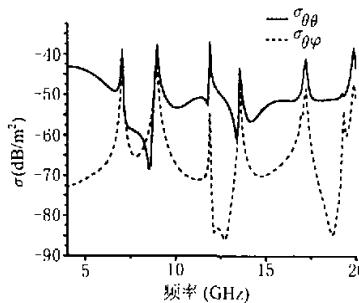


图 7 宽基片微带天线的 RCS

场区厚度为 5 格, 吸收层厚度为 16 格。计算结果见图 7, 可以看出基片在长度和宽度方向的延伸对微带天线的 RCS 影响很小。

#### 4 结 论

本文在 FDTD 法分析研究铁氧体微带天线的 RCS 频响特性中, 通过铁氧体进运动方程, 绕过了铁氧体色散媒质所导致的时域卷积而给 FDTD 法应用带来的困难。与谱域矩量法相比, 本

文 FDTD 法推导过程简单, 应用方便灵活, 既适用于任意方向的外加偏置磁场, 又适用于多层次铁氧体加载的结构形式。

### 参 考 文 献

- [1] D. M. Pozar, V. Sanchez, Magnetic tuning of a microstrip antenna on a ferrite substrate, *Electron. Lett.*, 1988, 24(12), 729-731.
- [2] P. J. Rainville, F. J. Harackiewicz, Magnetic tuning of a microstrip patch antenna fabricated on a ferrite film, *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, 1992, 2(12), 483-485.
- [3] H. Y. Yang, J. A. Castaneda, N. G. Alexopoulos, The RCS of a microstrip patch on an arbitrarily biased ferrite substrate, *IEEE Trans. on AP*, 1993, 41(12), 1610-1614.
- [4] B. Lee, F. J. Harackiewicz, The RCS of a microstrip antenna on an In-Plane biased ferrite substrate, *IEEE Trans. on AP*, 1996, 44(2), 208-211.
- [5] G. Zheng, K. Chen, Transient analysis of microstrip lines with ferrite substrate by extended FD-TD method, *Int. J. Infrared & Millimeter Waves*, 1992, 13(8), 1115-1124.
- [6] A. Reinex, T. Monediere, E. Jecho, Ferrite analysis using the finite-difference time-domain(FDTD) method, *Microwave and Opt. Tech. Lett.*, 1993, 5(13), 685-686.
- [7] J. A. Pereda, *et al.*, A treatment of magnetized ferrites using the FDTD method, *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, 1993, 3(5), 136-138.
- [8] M. Okoniewski, E. Okoniewska, FDTD analysis of magnetized ferrites: A more efficient algorithm, *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, 1994, 4(6), 169-171.
- [9] K. R. Umashankar, A. A. Taflove, Novel method to analyze electromagnetic scattering of complex objects. *IEEE Trans. on EMC*, 1982, 24(4), 397-405.
- [10] J. P. Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, *J. of Computational Physics*, 1994, 114(2), 185-200.
- [11] B. Chen, D. G. Fang, B. H. Zhou, Modified Berenger PML absorbing boundary condition for FD-TD meshes, *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, 1995, 5(11), 399-401.
- [12] R. J. Luebers, K. Kunz, M. A. Schneider, Finite-difference time-domain near zone to far zone transformation, *IEEE Trans. on AP*, 1991, 39(4), 429-433.
- [13] 张均, 刘克诚, 张贤铎, 赫崇骏, 微带天线理论与工程, 北京, 国防工业出版社, 1988, 117-118.

### THE RCS OF A MICROSTRIP ANTENNA ON AN ARBITRARILY BIASED FERRITE SUBSTRATE USING FDTD

Xin Yaming Gu Changqing

(Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

**Abstract** In this paper, a more efficient FDTD algorithm, with the Gilbert's equation of motion being discretized directly, is introduced for the analysis of the RCS of a microstrip patch on an arbitrarily biased ferrite substrate. Some new techniques are adopted. Numerical examples are given.

**Key words** Microstrip antenna, FDTD, RCS, Ferrite

辛雅明: 男, 1974 年生, 硕士生, 感兴趣研究方向为天线与电磁兼容。

顾长青: 男, 1958 年生, 教授, 主要研究方向为天线、电磁散射和电磁兼容。

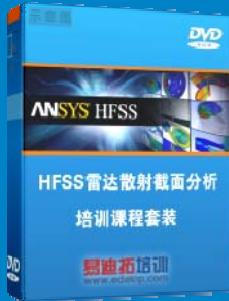
## 雷达散射截面 (RCS) 分析培训课程

易迪拓培训([www.edatop.com](http://www.edatop.com))由数名来自于研发第一线的资深工程师发起成立, 致力和专注于微波、射频、天线设计研发人才的培养, 是国内最大的微波射频和天线设计人才培养基地。客户遍布中兴通讯、研通高频、国人通信等多家国内知名公司, 以及台湾工业技术研究院、永业科技、全一电子等多家台湾地区企业。

雷达散射截面 (Radar Cross Section, 简称 RCS) 是雷达隐身技术中最关键的概念, 也是电磁理论研究的重要课题, 使用 HFSS 软件可以很方便的分析计算各种目标物体的 RCS。

由易迪拓培训推出的《HFSS 雷达散射截面分析培训课程套装》是从零讲起, 系统地向您讲授如何使用 HFSS 软件进行雷达散射截面分析的全过程。该套视频课程由专家讲授, 边操作边讲解, 直观易学。

### HFSS 雷达散射截面分析培训课程套装



套装包含两门视频培训课程, 其中: 《两周学会 HFSS》培训课程是作为 HFSS 的入门培训课程, 帮助您在最短的时间内迅速熟悉、掌握 HFSS 的实际操作和工程应用; 《HFSS 雷达散射截面(RCS)分析》培训课程是专门讲授如何使用 HFSS 来分析计算雷达散射截面, 包括雷达散射截面、单站 RCS、双站 RCS 等的定义, 实例讲解使用 HFSS 分析单站 RCS、双站 RCS 和宽频 RCS 的相关设置和实际操作等。视频课程, 专家讲授, 从零讲起, 直观易学...

课程网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/130.html>

### ● 更多培训课程:

#### ● HFSS 培训课程

网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/>

#### ● CST 培训课程

网址: <http://www.edatop.com/peixun/cst/>

#### ● 天线设计培训课程

网址: <http://www.edatop.com/peixun/antenna/>