

新型 NRD 波导漏波天线特性分析

徐善驾, 曾祥银

(中国科学技术大学电子工程与信息科学系, 合肥 230027)

摘 要: 本文利用多模网络理论结合模匹配技术对任意横截面 NRD 波导漏波天线的辐射特性作了系统的分析, 这些天线可以作为低成本的实用天线应用在毫米波系统中. 文中着重研究了结构参数的变化对天线辐射特性的影响. 这些计算结果对这类新型漏波天线的设计和确定 NRD 波导作为传输结构时的制作容差有重要的指导意义.

关键词: 漏波天线; NRD 波导

中图分类号: TN822+.6 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112(2000)06-0078-04

Analysis of Characteristics for Novel NRD-Guide Leaky Wave Antenna

XU Shan-jia, ZENG Xiang-yin

(University of Science & Technology of China, Hefei 230027, China)

Abstract: Leaky-wave characteristics of a class of NRD-guides with arbitrary cross section are systematically studied for their potential applications as low-cost millimeter-wave antenna. A numerical technique is applied to model these irregular structures, which is formulated by combining effectively a multimode network theory with a mode-matching method. Our emphasis is laid on the investigation of parametric effects on leakage properties of the NRD-guide. Extensive results are presented to derive some useful guidelines for the design of the new types of NRD-guide leaky-wave antennas.

Key words: leaky-wave antenna, NRD guide

1 引言

自从 Yoneyama 等提出 NRD 波导^[1]以来, 它被广泛地应用到毫米波电路中. 众所周知, 随着频率的升高, 到了毫米波段, 金属损耗明显增加, 并且由于波导尺寸的减小, 制作也变得越来越困难. 为了克服这些困难, 人们转而寻求结构简单、损耗较小的导波结构以适应毫米波电路的要求. NRD 波导就是一种满足上述要求的新型导波结构. 这种波导还有一个特别诱人的优点, 就是只要在它的横截面上引入某种不对称性即可简便地成为一种毫米波漏波天线. 目前已有几种形式的 NRD 漏波天线被相继提出以满足毫米波系统的实际需要^[2~5].

Oliner 等对矩形截面的 NRD 漏波天线作了深入的分析^[3]. 在那里, 通过在介质条和上金属板之间引入一层空气间隙, 从而使它工作在漏波状态. 本文系统地分析了任意截面的 NRD 漏波天线的辐射特性, 特别对梯形截面的漏波天线作了深入的分析. 因为尽管 Yoneyama 等对梯形截面的 NRD 漏波天线作了实验分析^[4], 证明它具有辐射功能, 但没有对其进行严格的理论分析^[5], 因而无法对该种漏波天线作精确设计, 更不用说进行优化处理. 同时对各种截面 NRD 波导辐射特性的分析还为该类漏波天线的设计提供了更大的灵活性. 另一方面, 当把 NRD 波导作为传输线使用时, 设计者必须知道截

面偏离标准尺寸的程度对传输特性的影响, 特别要确定这种偏离会产生多大的泄漏, 因为能量的泄漏会严重干扰电路其它部分的正常工作, 为此必须加以抑制. 因此本文的分析不仅可以指导对这种漏波天线的精确设计, 还可以用来确定 NRD 波导作为传输结构时的制作容差.

2 理论分析

众所周知对图 1 所示的任意横截面形状的 NRD 波导漏波天线是无法用严格的解析方法求解的. 为此有必要寻找一种合适的数值求解方法. 本文采用阶梯近似结合多模网络技术来解决这个问题. 首先对任意横截面形状

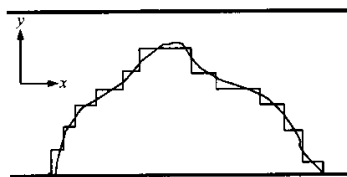


图 1 任意截面 NRD 波导的横向结构图及其阶梯近似

作阶梯近似, 使之成为一系列分层介质填充波导的组合. 显然, 当阶梯数足够多时离散的阶梯将向连续的曲线逼近. 然后利用严格的多模网络和模匹配技术得到其色散方程, 求解该方程就可得到该导引结构的传播常数, 从而确定天线的辐射特性. 实践表明, 本文方法既保持了模匹配法的精确性又有多

模网络方法的简便性.

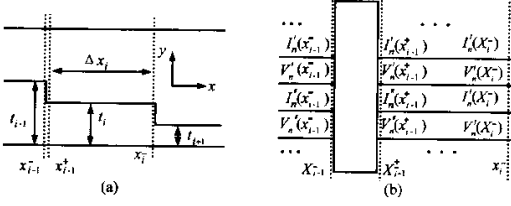


图 2 第 i 个阶梯及其多模网络表示

图 2 给出了阶梯结构中某个单元及其等效的多模网络表示. 在区域 $x_{i-1}^+ < x < x_i^-$, 电磁场的切向分量可以表示为:

$$E_y(x, y) = j \sum_{n=1}^{\infty} V_n''(t_i, x) \phi_n''(t_i, y) \frac{1}{\epsilon(t_i, y)} \quad (1)$$

$$E_z(x, y) = - \left(\sum_{n=1}^{\infty} V_n'(t_i, x) \phi_n'(t_i, y) + \sum_{n=1}^{\infty} V_n''(t_i, x) \phi_n''(t_i, y) \right) \quad (2)$$

$$H_y(x, y) = - \sum_{n=1}^{\infty} I_n(t_i, x) \phi_n(t_i, y) \quad (3)$$

$$H_z(x, y) = -j \left(\sum_{n=1}^{\infty} I_n'(t_i, x) \phi_n'(t_i, y) + \sum_{n=1}^{\infty} I_n''(t_i, x) \phi_n''(t_i, y) \right) \quad (4)$$

其中 ϕ_n' 和 ϕ_n'' 分别表示第 n 个 LSE 和 LSM 模的本征模式场, 它们可以很方便地用传输线方法来求得. 在以上表达式中, 我们使用了下面的简化标记:

$$\phi_n'(t_i, y) = \frac{k_z}{k_{un}^2} \frac{d}{dy} \phi_n(t_i, y) \quad (5)$$

$$\phi_n''(t_i, y) = \frac{k_z}{k_{un}^2} \frac{d}{dy} \phi_n''(t_i, y)$$

这里 k_{un} 和 k_{un}'' 分别代表第 n 个 LSE 和 LSM 模的传播常数. 在阶梯不连续面 $x = x_i$ 处, 切向电磁场分量 E_y, E_z, H_y, H_z 必须连续:

$$\sum_{n=1}^{\infty} V_n''(t_i, x_i) \phi_n''(t_i, y) \frac{1}{\epsilon(t_i, y)} = \sum_{n=1}^{\infty} V_n''(t_{i+1}, x_i) \phi_n''(t_{i+1}, y) \frac{1}{\epsilon(t_{i+1}, y)} \quad (6)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} V_n(t_i, x_i) \phi_n(t_i, y) + \sum_{n=1}^{\infty} V_n''(t_i, x_i) \phi_n''(t_i, y) = \sum_{n=1}^{\infty} V_n(t_{i+1}, x_i) \phi_n(t_{i+1}, y) + \sum_{n=1}^{\infty} V_n''(t_{i+1}, x_i) \phi_n''(t_{i+1}, y) \quad (7)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} I_n(t_i, x_i) \phi_n(t_i, y) = \sum_{n=1}^{\infty} I_n(t_{i+1}, x_i) \phi_n(t_{i+1}, y) \quad (8)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} I_n(t_i, x_i) \phi_n(t_i, y) + \sum_{n=1}^{\infty} I_n''(t_i, x_i) \phi_n''(t_i, y) = \sum_{n=1}^{\infty} I_n(t_{i+1}, x_i) \phi_n(t_{i+1}, y) + \sum_{n=1}^{\infty} I_n''(t_{i+1}, x_i) \phi_n''(t_{i+1}, y) \quad (9)$$

式 (6)~(9) 两边分别对 ϕ_n' 或 ϕ_n'' 作内积并利用本征模式之间的正交关系, 可以得到以下关系式:

$$\mathbf{V}' = \mathbf{P}' \mathbf{V}'' \quad (10)$$

$$\mathbf{V}' + \mathbf{R}' \mathbf{V}'' = \mathbf{Q}' \mathbf{V}' + \mathbf{S}' \mathbf{V}'' \quad (11)$$

$$\mathbf{I}' = \mathbf{P}' \mathbf{I}'' \quad (12)$$

$$\mathbf{R}' \mathbf{I}' + \mathbf{I}' = \mathbf{S}' \mathbf{I}' + \mathbf{Q}' \mathbf{I}'' \quad (13)$$

这里, 列矢量 \mathbf{V}' 和 \mathbf{I}' 的第 n 个元素分别代表第 n 个 LSE 模的等效传输线电压 $V_n'(x_i)$ 和电流 $I_n'(x_i)$, 而 \mathbf{V}'' 和 \mathbf{I}'' 则分别代表 LSM 模的等效传输线电压和电流. 上列诸式中上方带横线的量表示在不连续性右边的量. 而矩阵 $\mathbf{P}', \mathbf{Q}', \mathbf{R}'$ 以及 \mathbf{S}' 描述了在阶梯不连续性处各本征模式之间的耦合特性, 其中 \mathbf{P}' 和 \mathbf{Q}' 描述了同极化方向的模式场之间的耦合关系, 而矩阵 \mathbf{R}' 和 \mathbf{S}' 则反映了不同极化方向的模式场之间的耦合大小, 其元素分别由不连续性两边的本征模式场之间的内积确定, 其具体表达形式以及它们之间的关系可以参见文献 [6].

于是第 i 个阶梯不连续处两边的模式电压和模式电流之间的转换关系可以表示为:

$$\mathbf{V} = \mathbf{Q}_i \bar{\mathbf{V}} \quad (14)$$

$$\mathbf{I} = \mathbf{P}_i \bar{\mathbf{I}} \quad (15)$$

其中 $\mathbf{V}, \mathbf{I}, \bar{\mathbf{V}}, \bar{\mathbf{I}}, \mathbf{Q}_i$ 和 \mathbf{P}_i 分别为:

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} V' \\ V'' \end{bmatrix}, \quad \bar{\mathbf{V}} = \begin{bmatrix} \bar{V}' \\ \bar{V}'' \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\mathbf{I} = \begin{bmatrix} I' \\ I'' \end{bmatrix}, \quad \bar{\mathbf{I}} = \begin{bmatrix} \bar{I}' \\ \bar{I}'' \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$\mathbf{Q}_i = \begin{bmatrix} \mathbf{P}' & 0 \\ \mathbf{S}' - \mathbf{R}' \mathbf{P}' & \mathbf{Q}' \end{bmatrix} \quad (18)$$

$$\mathbf{P}_i = \begin{bmatrix} \mathbf{Q}'' & \mathbf{S}' - \mathbf{R}' \mathbf{P}' \\ 0 & \mathbf{P}' \end{bmatrix} \quad (19)$$

可以证明复合矩阵 \mathbf{P}_i 和 \mathbf{Q}_i 之间有以下关系:

$$\mathbf{P}_i^T \mathbf{Q}_i = \mathbf{Q}_i^T \mathbf{P}_i = \mathbf{I} \quad (20)$$

从式 (14) (15) 以及式 (20) 可以推出在平面 $x = x_i^-$ 两边阻抗变换关系:

$$\mathbf{Z}(x_i^-) = \mathbf{Q}_i \mathbf{Z}(x_i^+) \mathbf{Q}_i^T \quad (21)$$

从平面 $x = x_i^-$ 向右看的反射系数矩阵可表示为:

$$\mathbf{I}(x_i^-) = [\mathbf{Z}(x_i^-) + \mathbf{Z}_{ci} \mathbf{I} \mathbf{Z}(x_i^-) - \mathbf{Z}_{ci}] \quad (22)$$

在 x_{i-1}^+ 和 x_i^- 之间的均匀波导区, 各个本征模式场独立传播, 其特性可以用一段均匀传输线来表征. 这样经过一段传输线之后, 在 $x = x_{i-1}^+$ 处阻抗矩阵变为 [7]:

$$\mathbf{Z}(x_{i-1}^+) = \mathbf{Z}_{ci} [1 + \mathbf{H}_i \mathbf{F}_i \mathbf{H}_i \mathbf{I} 1 - \mathbf{H}_i \mathbf{F}_i \mathbf{H}_i]^{-1} \quad (23)$$

其中对角矩阵 \mathbf{Z}_{ci} 和 \mathbf{H}_i 分别代表第 i 个阶梯的各个本征模式场的特性阻抗矩阵以及相移矩阵, 它们均为对角阵, 其元素分别为

$$(Z_{ci})_{mn} = \delta_{mn} Z_{cin} \quad (24)$$

$$(H_i)_{mn} = \delta_{mn} \exp[-jk_{x,n} \Delta x_i]$$

最后, 选择一个参考面并利用以上阻抗变换关系分别求出由参考面向左看的阻抗矩阵 $\bar{\mathbf{Z}}$ 以及向右看的阻抗矩阵 $\vec{\mathbf{Z}}$. 由广义横向谐振关系得如下方程:

$$\det(\bar{\mathbf{Z}} + \vec{\mathbf{Z}}) = 0 \quad (25)$$

求解方程 (25) 可得天线的复传播常数, 从而确定漏波天线的辐射特性参数 [8].

3 数值分析及结果讨论

为了定量地说明不同截面形状对 NRD 波导漏波天线辐射特性的影响, 本文利用上述多模网络技术计算了不同结构天线的漏波特性和。首先来看看梯形截面 NRD 漏波天线的特性。对图 3(a) 所示的无间隙梯形漏波天线, 当 d 等于零时, 它退化时成标准的 NRD 波导, 此时, 没有能量泄漏; 当 d 从零逐渐增大时, 由于不对称的出现, 在空气填充区将耦合出一个类似 TEM 波的模式, 该模式在平板波导之间传播, 到达端面时将把能量辐射出去。图 4 示出了尺寸 d 对该结构辐射特性的影响。从图中可以看到三个主要特征: 第一, 当 d 等于零时, 如前所述无能量泄漏, 随着 d 的增加泄漏常数将跟着增加, 且很快达到一个极值点, 之后将逐渐减小, 这是 LSE 和 LSM 模在介质和空气分界面处相互耦合的结果。第二, 在 $d/\lambda_0 = 0.45$ ($b/\lambda_0 = 0.2$ 时) 附近泄漏常数有一个零点, 这是类似 Oliner 所指出的相干抵消的结果^[9]。第三, 泄漏常数还经历第二个极大值点。这可以这样来解释: 当到达第一个峰时, LSE 和 LSM 模的耦合尚未达到最大, 泄漏常数在第一个峰之后的下降完全是由于相干抵消的作用; 而第二个峰同样是耦合与相干抵消作用合成的结果。可以看出, 相干抵消的作用使得最大泄漏常数下降。之后随着 d 的增加泄漏常数的下降则是由于耦合能力的减弱。图 4 同时还给出了阶梯数对计算结果的影响。从图中可以看出, 只要阶梯数大于 8, 即可获得稳定收敛的数值解, 而当 d 比较小时, 甚至 4 个阶梯就足够了。从图 4 还可以看出, 当 d/λ_0 小于 0.009 时, 泄漏现象几乎可以忽略, 也就是说 d 在该范围内变化不会影响 NRD 波

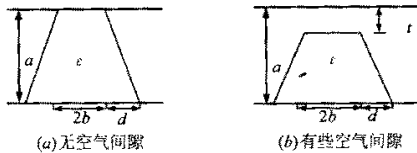


图 3 梯形截面 NRD 波导漏波天线的结构示意图

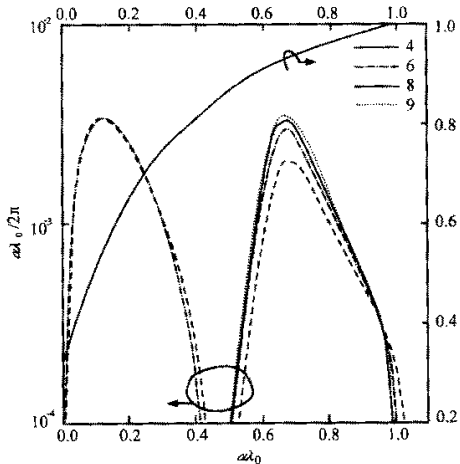


图 4 与图 3(a) 结构对应的漏波天线的辐射特性, 其中 $\epsilon = 2.56$, $a/\lambda_0 = 0.423$, $b/\lambda_0 = 0.2$

导作为一个导波结构的传输特性。另外, 无限界的色散方程 (25) 在计算时必须截断, 计算表明在模匹配过程中使用 30 个本征模就足以获得稳定收敛的数值解。这说明本文计算方法有很好的收敛特性。从图 4 中还可以看出相移常数随着 d/λ_0 的增加而增大, 这是由于有效介电常数随着 d/λ_0 增大而增大的结果。

图 5 给出了带空隙的梯形截面 NRD 漏波天线当 d/λ_0 固定时其泄漏常数随参数 b/λ_0 的变化特性。当 d 等于零时, 得到跟文献 3 完全相同的结果(用点号标示)。从该图中可以看到有两个值得注意的地方: 其一, 一般情况下, 泄漏常数随着 b 的增加而逐渐下降, 这是因为随着 b 的增加, 模式之间的耦合将逐渐变弱的结果。其二, 在某一特定的 b 值附近, 泄漏常数曲线有一个零点, 这同样是相干抵消的结果^[9]。随着 d 的增加, 零点对应的 b 值将减小, 因为 d 可以看成是对 b 的额外增加, 所以 d 越大与零点对应的 b 就越小。

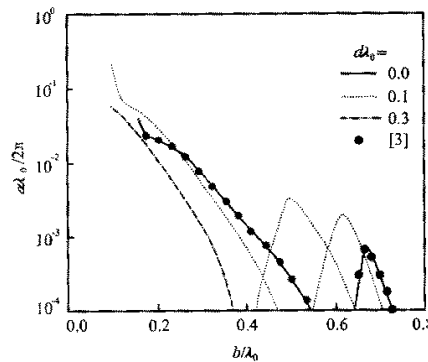


图 5 当 d/λ_0 固定时, 与图 3(b) 所示结构对应的漏波天线的泄漏常数随 b/λ_0 的变化特性, 其中 $\epsilon = 2.56$, $a/\lambda_0 = 0.423$, $t/\lambda_0 = 0.08$

图 6 和图 7 描述了截面图嵌在图 6 中的变形矩形结构漏波天线的泄漏特性。之所以选择这种截面形状是因为它可以看成是标准的 NRD 波导切去了一个小角, 这在实际中是容易实现的。图 6 给出了该漏波天线泄漏常数的频率特性及变形程度对辐射的影响。在低频区, 随着频率的增加, 曲线下落得很快, 这是截止效应的结果, 也就是说, 曲线此时表示的主要是衰减, 而不是泄漏。而当频率在 37GHz 和 43GHz 之间, 且当 $d/\lambda_c = 0.1$ 时, 泄漏常数几乎不随频率变化, 这对设计频扫

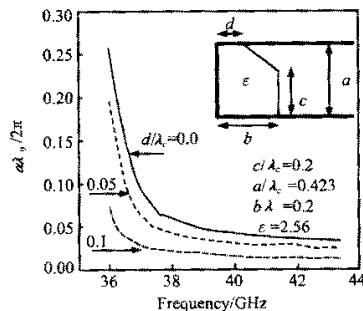


图 6 变形矩形结构漏波天线泄漏常数的频率特性

天线非常有利.图 7 绘出了 d/λ_0 的变化对泄漏常数的影响.该图说明 d 越小(也就是说结构偏离矩形越严重),泄漏常数就越大.当 $d/\lambda_0 = 0.2$ 时,结构为一标准的 NRD 波导,此时电磁场都被束缚在介质附近,没有能量泄漏.从该图中,我们还可以看出 d 对泄漏常数的影响是很大的,当 $d/\lambda_0 < 0.12$ 时,随着 d 的减小,泄漏常数几乎是线性地增加.本文中给出的曲线对设计该类漏波天线以及确定 NRD 导波结构的加工容差有着重要的指导意义.

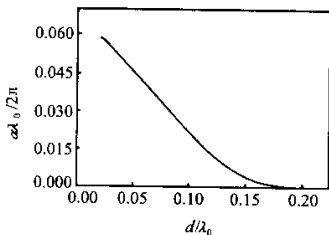


图 7 变形矩形结构漏波天线泄漏常数的随 d/λ_0 的变换特性

参考文献

- [1] T. Yoneyama and S. Nishida. Nonradiative dielectric waveguide for millimeter-wave integrated circuits. IEEE MTT Nov. 1981, MTT-29 :1188~1192
- [2] A. Sanchez and A. A. Oliner. A new leaky waveguide for millimeter waves using nonradiative dielectric (NRD) waveguide-part I : accurate theory. IEEE MTT Aug. 1987, MTT-35 :737~747
- [3] A. A. Oliner, S. T. Peng and K. M. Sheng. Leakage from a gap in NRD guide. IEEE MTT-S Int. Microwave Sysmp. Dig. 1985 :619~622
- [4] T. Yoneyama, T. Kuwahara and S. Nishida. Experiemntal study of nonradiative dielectric waveguide leaky wave antenna, Proc. 1985 Intl. Symp. Antennas Propagate. Kyoto Japan, August 1985

- [5] F. Schwering and A. A. Oliner. Millimeter-Wave Antennas. (Chapter 17, vol. 3, Antennas Handbook, edited by Y. T. Lo and S. W. Lee, New York, 1993)
- [6] S. J. Xu, X. Y. Zeng, K. Wu and K. M. Luk. Characteristics and design consideration of leaky-wave NRD-guides for use as millimeter-wave antenna. IEEE MTT Dec. 1998, MTT-46 :2450~2456
- [7] S. J. Xu, X. Z. Wu and T. Yoneyama. Scattering properties of discontinuities in NRD guide. IEE Proc. Microwave Antenna Propag. June 1994, 141(3) :204~210
- [8] S. J. Xu, J. H. Min, S. T. Peng and F. K. Schwering. A millimeter-wave omnidirectional circular dielectric rod grating antenna, IEEE AP July 1991, AP-39 :883~891
- [9] A. A. Oliner, S. T. Peng, T. I. Hsu and A. Sanchez. Guidance and leakage properties of a class of open dielectric waveguides, part II : New physical effects. IEEE MTT Sep. 1981, MTT-29 :855~869

徐善驾 中国科技大学教授,博士生导师,校学术委员会副主任,IEEE 高级会员,中国微波学会副主任,IEEE 微波和导波快报次副主编,通信学报常务编委及 IEEE 微波理论与技术汇刊等杂志编委.长期从事微波、毫米波和光波理论和技术方面的教学和科研工作.曾获中科院自然科学一等奖、光华科技基金一等奖、中科院重大科研成果二、三等奖,在国内外发表论文 280 余篇.

曾祥银 1996 年获中国科技大学电子工程与信息科学系学士学位,现为该校研究生.主要研究兴趣有复杂媒质中的波现象、电磁理论及计算方法、天线理论与设计等.

如何学习天线设计

天线设计理论晦涩高深, 让许多工程师望而却步, 然而实际工程或实际工作中在设计天线时却很少用到这些高深晦涩的理论。实际上, 我们只需要懂得最基本的天线和射频基础知识, 借助于 HFSS、CST 软件或者测试仪器就可以设计出工作性能良好的各类天线。

易迪拓培训(www.edatop.com)专注于微波射频和天线设计人才的培养, 推出了一系列天线设计培训视频课程。我们的视频培训课程, 化繁为简, 直观易学, 可以帮助您快速学习掌握天线设计的真谛, 让天线设计不再难...



HFSS 天线设计培训课程套装

套装包含 6 门视频课程和 1 本图书, 课程从基础讲起, 内容由浅入深, 理论介绍和实际操作讲解相结合, 全面系统的讲解了 HFSS 天线设计的全过程。是国内最全面、最专业的 HFSS 天线设计课程, 可以帮助你快速学习掌握如何使用 HFSS 软件进行天线设计, 让天线设计不再难...

课程网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/122.html>

CST 天线设计视频培训课程套装

套装包含 5 门视频培训课程, 由经验丰富的专家授课, 旨在帮助您从零开始, 全面系统地学习掌握 CST 微波工作室的功能应用和使用 CST 微波工作室进行天线设计实际过程和具体操作。视频课程, 边操作边讲解, 直观易学; 购买套装同时赠送 3 个月在线答疑, 帮您解答学习中遇到的问题, 让您学习无忧。

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/cst/127.html>



13.56MHz NFC/RFID 线圈天线设计培训课程套装

套装包含 4 门视频培训课程, 培训将 13.56MHz 线圈天线设计原理和仿真设计实践相结合, 全面系统地讲解了 13.56MHz 线圈天线的工作原理、设计方法、设计考量以及使用 HFSS 和 CST 仿真分析线圈天线的具体操作, 同时还介绍了 13.56MHz 线圈天线匹配电路的设计和调试。通过该套课程的学习, 可以帮助您快速学习掌握 13.56MHz 线圈天线及其匹配电路的原理、设计和调试...

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/antenna/116.html>



关于易迪拓培训:

易迪拓培训(www.edatop.com)由数名来自于研发第一线的资深工程师发起成立,一直致力和专注于微波、射频、天线设计研发人才的培养;后于 2006 年整合合并微波 EDA 网(www.mweda.com),现已发展成为国内最大的微波射频和天线设计人才培养基地,成功推出多套微波射频以及天线设计经典培训课程和 ADS、HFSS 等专业软件使用培训课程,广受客户好评;并先后与人民邮电出版社、电子工业出版社合作出版了多本专业图书,帮助数万名工程师提升了专业技术能力。客户遍布中兴通讯、研通高频、埃威航电、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。

我们的课程优势:

- ※ 成立于 2004 年, 10 多年丰富的行业经验
- ※ 一直专注于微波射频和天线设计工程师的培养,更了解该行业对人才的要求
- ※ 视频课程、既能达到了现场培训的效果,又能免除您舟车劳顿的辛苦,学习工作两不误
- ※ 经验丰富的一线资深工程师主讲,结合实际工程案例,直观、实用、易学

联系我们:

- ※ 易迪拓培训官网: <http://www.edatop.com>
- ※ 微波 EDA 网: <http://www.mweda.com>
- ※ 官方淘宝店: <http://shop36920890.taobao.com>