

# 刚性边框条件下天线反射面受载时的位移 计算和变形分析

胡靖 高普云 李东旭

(国防科学技术大学航天与材料工程学院, 长沙 410073)

**摘要:** 针对刚性边框约束条件下大口径抛物面天线反射面受载时的变形分析, 应用薄壳理论的有关解析方法研究其受载时的变形特性, 得到了轴对称载荷作用下此类反射面变形的近似解析解。应用这一解析解, 通过实际算例的计算, 分析了刚性边框条件的天线反射面变形位移场的性质, 并与同等条件下自由边框条件反射面的变形进行了比较, 总结出刚性边框约束对天线反射面变形的影响规律。

**关键词:** 天线反射面; 刚性边框; 变形; 近似解析解

中图分类号: TN803; TN823.27 文献标识码: A 文章编号: 1006-3919(2008)02-0018-06

## Displacement calculation and deformation analysis for antenna reflector with rigid edge

HU Jing GAO Pu-yun LI Dong-xu

(National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

**Abstract:** In this paper, the approximate analytical solution of displacement field about large diameter paraboloid antenna reflector with rigid edge under axis-Symmetrical load effect was solved by analytical method based on elasticity theory of thin shell. In numerical example, using this approximate analytical solution, this type antenna reflector's deformation was analyzed and compared with the deformation of the same condition but the reflector restrained by free edge, and the rule about rigid edge effect antenna reflector's displacement field relation to reflector's shape Parameter was summarized.

**Key words:** antenna reflector; rigid edge; deformation; approximate analytical solution

## 1 引言

天线的工作精度主要依赖于天线反射面的表面精度。为了在设计和使用过程中提高和保证天线的工作精度, 需要充分了解天线反射面的机械性能。历来, 关于天线结构的优化设计<sup>[1,4]</sup>和

---

收稿日期: 2007-06-18; 修回日期: 2007-12-24

作者简介: 胡靖(1985-), 男, 博士生, 研究方向: 一般力学与力学基础; (410073) 湖南长沙国防科学技术大学航天与材料工程学院军事航天系 108 教研室。

力学分析<sup>[5,8]</sup>总是围绕提高反射面精度及减小反射面因承受外界环境载荷产生的变形而展开的。然而,随着天线在诸多领域的广泛应用,天线结构的形状日趋复杂,为了适应不同情况下实际应用的需要,天线反射面的材料性质、背架结构对反射面的支撑等方面的情况也在不断发生新的变化,如为了减小变形,工程实际中出现了采取在反射面的边缘加上边框约束等措施。有必要针对这些新的情况进行进一步分析。

目前天线反射面的变形分析,大多采取实验方法<sup>[5]</sup>或者应用计算软件进行数值计算<sup>[6,8]</sup>,这些方法能够得到满足工程实际中精度需要的数值解,但是没有得到反射面变形的一般规律,不利于总体上比较和评价各种天线结构的力学性质,总结天线反射面各种参数的改变对其变形特性的影响。因此应用解析方法研究反射面的力学性质,具有不可替代的理论和实际意义。而以往应用解析方法对抛物面天线反射面变形的计算仅限于应用薄壳无矩理论简化方程,对某些简单的载荷作用和边界条件约束的天线反射面的变形进行计算<sup>[9]</sup>。对于实际应用中较为复杂的边框,无矩理论的简化假设不再成立,同时也无法完全表达出所有的边界约束对薄壳变形位移的影响。因此必须寻找新的方法,适应这些边框约束的特点,求解出与实际情况相吻合的变形位移场。

对于抛物面薄壳的变形计算,面临的问题是求解高阶偏微分方程组,而用位移法求解大口径抛物面薄壳的弹性力学方程时,方程中会出现接近为零的小参数。该文讨论由刚性边框约束的抛物面天线的反射面在轴对称载荷的作用下产生的变形,首先将偏微分方程转化为常微分方程,然后采取小参数幂级数形式的解对原方程展开进行求解,最终得到既收敛于原方程真解,又能够满足反射面变形约束条件的变形位移的级数形式近似解析解。实际算例中,应用该文的计算结果分析了刚性边框条件的抛物面天线反射面的变形性质,并将刚性边框与自由边框的反射面变形位移进行了比较,从而得到刚性边框的约束对反射面位移场的影响规律。该文的计算方法为应用解析方法分析刚性边框条件下的抛物面天线反射面变形及类似的变形问题的提供了一种新的思路,计算结果为分析此类天线结构的力学性能提供了参考数据。

## 2 抛物面天线的弹性力学方程和边界条件

设所求抛物面薄壳的整体直角坐标系下的方程为  $Z = 1/4f(x^2 + y^2)$ ,  $(0 \leq Z \leq Z_0)$ 。因为抛物面薄壳的形状绕  $Z$  轴方向旋转任意角度形状保持不变,属于回转壳结构。根据薄壳理论的有关处理方法<sup>[10]</sup>,以其经线( $\bar{\alpha}$  方向,  $0 \leq \alpha \leq \alpha_0$ )和纬线( $\bar{\beta}$  方向,  $0 \leq \beta \leq 2\pi$ )为坐标线建立二维的曲线坐标系<sup>[10]</sup>。考虑在与抛物面薄壳具有相同的轴对称性质的载荷的作用下,方程中所有未知量在纬线方向的分量及其对经度坐标的导数均为 0。此时应用位移法求解弹性力学方程,只需考虑沿经线方向的位移和薄壳中面法向的位移。将这些条件以及抛物面已知的几何参数代入一般薄壳的弹性力学方程<sup>[10]</sup>,进行消元、整理,可以得到关于径向位移和法向位移的方程组(1)。同时,刚性边框的约束使天线反射面承受载荷作用时,口径始终保持不变。即在壳边  $\alpha = \alpha_0$  处的变形的总位移在水平方向的分量为 0,同时法向位移的转角为 0。加上顶点处天线支座的固支约束,刚性边框条件下抛物面天线反射面变形的位移边界条件为:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu \sin^2 \alpha \cos \alpha u + \sin^3 \alpha \cos^2 \alpha w + (\sin^3 \alpha \cos^2 \alpha + \mu \sin^3 \alpha) w + \frac{t^2}{48f^2} [(18 \sin^4 \alpha - 7 \mu \sin^2 \alpha + 1 - 2\mu) \cos^7 \alpha w \\ + (2\mu - 1 - 9 \sin^2 \alpha) \sin \alpha \cos^8 \alpha w + \sin^2 \alpha \cos^9 \alpha w^{(3)}] = \frac{4f(1-\mu^2)}{E} \sin \alpha \int \left( \frac{\tan \alpha}{\cos^2 \alpha} Z - \frac{\tan^2 \alpha}{\cos^2 \alpha} X \right) d\alpha \\ - \cos \alpha \cot \alpha u + \cos^3 \alpha \cos 2\alpha u + \sin \alpha \cos^4 \alpha w + \sin^2 \alpha \cos \alpha (\mu - 1 - 2 \cos^2 \alpha) w + \sin \alpha \cos^2 \alpha (\cos^2 \alpha + \mu) w \\ = \frac{4f(1-\mu^2)}{E} [\cos \alpha \int \left( \frac{\tan \alpha}{\cos^2 \alpha} Z - \frac{\tan^2 \alpha}{\cos^2 \alpha} X \right) d\alpha - \tan^2 \alpha \sec \alpha X] \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left. \begin{array}{l} u|_{\alpha=0} = 0 \\ w|_{\alpha=0} = 0 \end{array} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial \alpha}|_{\alpha=0} = 0 \\ \frac{\partial w}{\partial \alpha}|_{\alpha=0} = 0 \end{array} \right\} \quad (3)$$

$$\left. \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial \alpha}|_{\alpha=0} = 0 \\ \frac{\partial w}{\partial \alpha}|_{\alpha=0} = 0 \end{array} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{array}{l} (u \cos \alpha - w \sin \alpha)|_{\alpha=0} = 0 \end{array} \right\} \quad (5)$$

$$\left. \begin{array}{l} (u \cos \alpha - w \sin \alpha)|_{\alpha=0} = 0 \end{array} \right\} \quad (6)$$

其中:  $u$ 、 $w$  分别为径向和法向位移,  $X$ 、 $Z$  分别为局部坐标系下沿经线方向和法线方向的载荷分量,  $E$ 、 $\mu$  为反射面材料的杨氏模量和泊松比。 $t$ 、 $f$  分别表示反射面的厚度和焦距。

### 3 求解方法

天线反射面的厚度  $t$  一般在 0.01m 数量级, 而对于大口径抛物面天线而言, 焦距  $f$  在 10m 左右的数量级。令  $\lambda = t^2/48f^2$ , 则  $\lambda$  为小量。如果直接令  $\lambda = 0$ , 则方程 (1) 退化为无矩理论方程, 由于刚性边框的约束作用, 反射面薄壳横截面上内力矩在边框附近产生较大变化, 无矩理论不再成立, 因此不能忽略  $\lambda$  对位移解的影响。考虑应用  $\lambda$  幂级数的形式进行求解:

令  $u = \sum_{i=0}^{\infty} u_i \lambda^i$ ,  $w = \sum_{i=0}^{\infty} w_i \lambda^i$ , 代入方程组 (1), 比较方程两边  $\lambda$  同次幂的系数, 整理可以得到

如下方程:

$$\left\{ \begin{array}{l} u_0 = \frac{4f}{E} \cos \alpha \int \frac{1}{(1-\mu^2) \sin^4 \alpha \cos^2 \alpha} [\sin^2 \alpha \tan \alpha (\cos 2\alpha + \mu) F_{(a)} + \sin \alpha \tan^4 \alpha (\cos 2\alpha - 4 - \mu) X \\ + \sin^2 \alpha (3 \cos^2 \alpha - 2) F_{(a)} - \sin^3 \alpha \tan^3 \alpha X' - \sin^3 \alpha \cos \alpha F_{(a)}] d\alpha \\ u_0 = -\tan \alpha w_0 + \frac{4f}{E} (-\sec^2 \alpha \cos \alpha (\cos 2\alpha + \mu) F_{(a)} + \sec^2 \alpha \tan^3 \alpha X + \sec \alpha F_{(a)}) \end{array} \right. \quad (7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} w_i = \cos \alpha \int \frac{-3 \cos^4 \alpha G_{i-1} + \sin 2\alpha (1 + 2 \cos 2\alpha) G_{i-1} - \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha G_{i-1}}{(1-\mu^2) \sin^4 \alpha \cos^2 \alpha} d\alpha \\ u_i = -\tan \alpha w_i + \frac{(1 + 2\mu + 3 \cos 2\alpha) \csc \alpha \csc 2\alpha}{1-\mu^2} G_{i-1} - \frac{\csc \alpha}{1-\mu^2} G_{i-1} \end{array} \right. \quad (8)$$

( $i \geq 1$ )

(其中:  $F_{(a)} = \cos \alpha \int \left( \frac{\tan \alpha}{\cos^2 \alpha} Z - \frac{\tan^2 \alpha}{\cos^2 \alpha} X \right) d\alpha$ ;

$$G_i = (18 \sin^4 \alpha - 7 \mu \sin^2 \alpha + 1 - 2\mu) \cos^7 \alpha w_i + (2\mu - 1 - 9 \sin^2 \alpha) \sin \alpha \cos^8 \alpha w_i + \sin^2 \alpha \cos^9 \alpha w_i^{(3)})$$

由(7)、(8)式解得  $w_i$ 、 $u_i$ ，( $i=0,1,\dots$ )，其解的形式如下：

$$\begin{cases} u_i = D_{i(\alpha)} + \sum_{j=0}^i c_j d_{i-j(\alpha)} \\ w_i = E_{i(\alpha)} + \sum_{j=0}^i c_j e_{i-j(\alpha)} \end{cases}$$

代入将已知载荷代入(7)式即可求解出  $H_0$  ( $H=D,E,d,e$ )，而  $H_i$  的递推关系由(8)式确定。令  $C_i = \sum_{j=0}^{n-i} c_j \lambda^j$ ，有：

$$\begin{cases} u = \sum_{i=0}^{\infty} u_i \lambda^i = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^n (D_{i(\alpha)} \lambda^i + C_i d_{i(\alpha)}) \\ w = \sum_{i=0}^{\infty} w_i \lambda^i = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^n (E_{i(\alpha)} \lambda^i + C_i e_{i(\alpha)}) \end{cases}$$

实际计算中截取  $n$  为有限值，由于  $\lambda$  为小量， $u$ 、 $w$  的解中不含常数的特解部分将很快收敛。而齐次方程的通解部分从形式上看，截取  $n$  项即能得到  $n$  个待定常数，然而要使所求的解收敛于原方程的真解，随着  $j$  的增大， $c_j \lambda^j \rightarrow 0$ ， $C_i$  必然收敛于同一个常数，因此不能认为  $C_i$  之间完全独立。下面取  $n=2$ ，得到两个独立的待定系数。代入边界条件(2)、(3)、(4)、(6)，实际计算表明当  $F_{(\alpha)}$  中的积分常数选取适当值时，可以保证(2)、(4)自然满足，由(3)、(6)式确定常数  $C_1$ 、 $C_2$ ，剩下边界条件(5)没有满足，引入下列函数：

$$\bar{w} = a \cos \alpha \sin\left(\frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\alpha - \alpha_0}{\lambda^{\frac{1}{4}}}\right) e^{\frac{\sqrt{2}(\alpha - \alpha_0)}{\lambda^{\frac{1}{4}}}}$$

易见  $\bar{w}$  满足方程： $\bar{w} = \lambda \cos \alpha \int (\sec \alpha \bar{w})^5 d\alpha$ 。而方程组(1)对应的齐次方程组整理为关于  $w$  的方程即为：

$$w = \lambda \cos \alpha \int \frac{-3 \cos^4 \alpha G + \sin 2\alpha (1 + 2 \cos 2\alpha) G' - \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha G'}{(1 - \mu^2) \sin^4 \alpha \cos^2 \alpha} d\alpha$$

在对  $\lambda$  零次近似的条件下，可以认为  $\bar{w}$  为原方程组对应的齐次方程的近似解，加入前面所求的  $w$  的解中。因为  $\bar{w}$  在  $\alpha < \alpha_0$  时迅速衰减并有  $\bar{w}|_{\alpha=\alpha_0} = 0$ ，对已经满足的边界条件均没有影响，只须代入边界条件(5)确定常数  $a$ 。

## 4 实际计算与分析

取  $X=0, Z=P, \mu=0.2, t=0.01, f=10$ ，分别对  $\alpha_0 \in (0, \frac{\pi}{2})$  取不同值进行计算。

如当  $\alpha_0 = \frac{\pi}{4}$  时，按照上述的计算方法解得：

$$\begin{cases} u = \frac{2Pf^2 \sin \alpha}{3Et} [7.91762 + (0.6 \sec^3 \alpha - 3 \sec \alpha) - 9.52426 \times 10^{-6} (35808 + 73368 \cos 2\alpha + 52564.8 \cos 4\alpha \\ + 25280.8 \cos 6\alpha + 6846 \cos 8\alpha + 756 \cos 10\alpha) - 1.98413 \times 10^{-9} \cos^3 \alpha (179.8 + 247.2 \cos 2\alpha + 45 \cos 4\alpha)] \\ w = \frac{2Pf^2 \cos \alpha}{3Et} [-7.91762 + 4.8 \sec^3 \alpha + 6.66698 \times 10^{-5} (4320 + 10968 \cos 2\alpha + 12984 \cos 4\alpha + 11524 \cos 6\alpha + 5778 \cos 8\alpha \\ + 1188 \cos 10\alpha) + 7.93651 \times 10^{-9} \cos^3 \alpha (20.8 + 82.8 \cos 2\alpha + 90 \cos 4\alpha) - 0.639151 \sin [58.8566(\alpha - \frac{\pi}{4})] e^{58.8566(\alpha - \frac{\pi}{4})}] \end{cases}$$

此时,  $u$ 、 $w$  随  $\alpha$  的变化曲线如图 1 所示: (图中的数值为  $u$ 、 $w$  除以  $\frac{Pf^2}{Et}$  的系数)

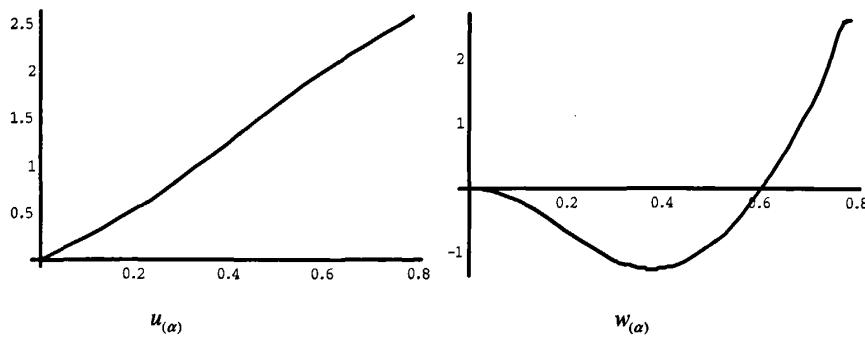


图 1  $\alpha_0 = \frac{\pi}{4}$  时位移随  $\alpha$  坐标的变化曲线

类似的, 当  $\alpha_0 = \frac{\pi}{6}$  时,  $u$ 、 $w$  随  $\alpha$  的变化曲线如图 2 所示:

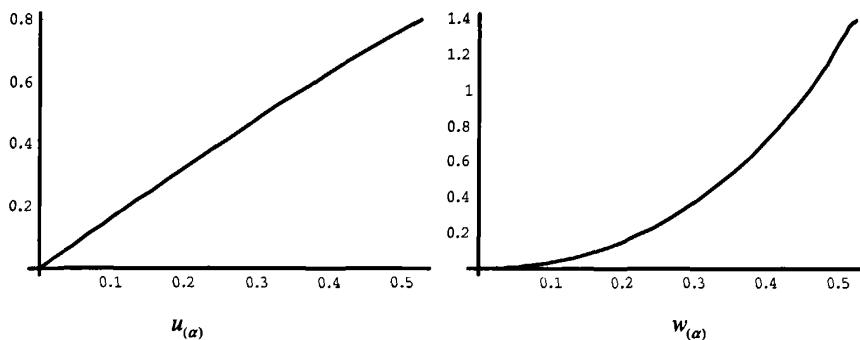


图 2  $\alpha_0 = \frac{\pi}{6}$  时位移随  $\alpha$  坐标的变化曲线

由图 1 和图 2 可以看出, 刚性边框约束的抛物面天线的反射面, 在法向均布载荷的作用下  $u$  总是随着  $\alpha$  的增大而增大,  $w$  则在  $(0, \alpha_0)$  上可能会出现一次极值。计算表明,  $w$  是否出现极值取决于  $\alpha_0$  的大小, 当  $\alpha_0$  较小时  $w$  为  $\alpha$  的单调函数, 当  $\alpha_0$  大于某一定值 (在算例给定的参数下约为  $0.19\pi$ ) 时,  $w$  在  $(0, \alpha_0)$  上出现一次极值, 此时法向位移绝对值的最大值可能出现在壳边上, 也可能出现在极值点处, 但总位移的最大值始终在壳边上。

刚性边框由于在壳边处对反射面的变形进行了位移约束, 与自由边框比较起来, 在一定条件下能够减小反射面的变形。为了反映刚性边框对反射面变形的影响, 及其与参数  $\alpha_0$  的关系, 表 1 列举出了  $\alpha_0$  取不同值时, 按照本文的计算方法求得的径向位移和法向位移的最大值, 以及总位移的最大值与同等条件下自由边框总位移 (以无矩理论计算加上边缘效应所得结果为参考) 的最大值的比值。

由表中数据可以看出, 刚性边框对天线反射面的约束在  $\alpha_0$  处于  $\pi/4$  附近时较为理想, 随着  $\alpha_0$  离开  $\pi/4$ , 刚性边框条件下的总位移最大值逐渐接近并超过相同载荷作用下自由边框条件的反射面总位移的最大值, 此时刚性边框约束已逐渐不能起到减小反射面变形的作用。采取其它的边框约束形式, 如限制边框竖直方向的位移等方法可以更有效的限制反射面的变形。

表1 刚性边框反射面位移最大值及与自由边框反射面位移最大值比较

	$\alpha_0 = \frac{\pi}{6}$	$\alpha_0 = \frac{5\pi}{24}$	$\alpha_0 = \frac{\pi}{4}$	$\alpha_0 = \frac{7\pi}{24}$	$\alpha_0 = \frac{\pi}{3}$
径向位移	$0.801202 \frac{Pf^2}{Et}$	$1.38823 \frac{Pf^2}{Et}$	$2.5769 \frac{Pf^2}{Et}$	$5.07696 \frac{Pf^2}{Et}$	$10.849 \frac{Pf^2}{Et}$
法向位移	$1.38772 \frac{Pf^2}{Et}$	$1.80917 \frac{Pf^2}{Et}$	$2.5769 \frac{Pf^2}{Et}$	$3.89569 \frac{Pf^2}{Et}$	$6.26366 \frac{Pf^2}{Et}$
总位移	95.7%	84.5%	85.3%	93.9%	110%
比值					

综上所述, 刚性边框作为天线反射面的一种约束形式, 在一定范围内能够有效地限制反射面的变形, 改变变形位移场的性质, 提高反射面的表面精度, 而具体对位移场改变的程度以及使位移最大值的减小量与反射面的形状参数  $\alpha_0$  密切相关。在天线的设计和使用过程中, 可以根据这一规律, 针对实际情况选取合适的边框类型, 以达到充分提高天线工作精度的目的。

## 5 结束语

文中应用解析方法研究抛物面天线反射面受载时的变形, 得到了抛物面天线变形位移场的近似解析解。为分析此类天线反射面变形提供了一种简便可行的计算方法。

实际算例中, 应用文中的计算结果具体分析了刚性边框条件下的抛物面天线反射面变形位移场的性质。

对同等条件下的刚性边框反射面与自由边框反射面的变形进行了比较, 从而得到刚性边框约束反射面变形位移场的规律; 证实了刚性边框在一定条件下能够有效地改善反射面的变形位移场的性质, 提高反射面的精度; 总结出了刚性边框对反射面变形的约束效果随着反射面形状参数而改变的变化规律。

## 参考文献

- [1] Saravanan U, Sivakumar S M, Kalyanaraman V. A study on the design and behavior of smart antenna [J]. Smart Materials and Structures, 2001, 10:580-598.
- [2] Yoon H S, Washington G, Theunissen W H. Analysis and design of doubly curved piezoelectric strip-actuated aperture antennas[J]. IEEE Transaction on Antennas and Propagation, 2000, 48(5):755-762.
- [3] Washington G. Smart aperture antennas [J]. Smart materials and structures, 1996(5):801-805.
- [4] Levy R. Computer-aided design of antenna structures and components [J]. Computers & Structures, 1976, 6(4/5):419-428.
- [5] 周瑞兴, 上官云信, 高永卫. 圆锥和抛物面天线的风荷载及变形特性分析[J]. 现代雷达, 2002, 24(2):76-79.
- [6] 毕明路. 风的模拟及抛物面天线的风荷响应[J]. 计算机仿真, 2003, 20(8):130-132.
- [7] 周生怀, 周芸. 力学分析、预调技术及其在工程中的应用[J]. 现代电子技术, 2003, 151(8):66-68.
- [8] 毕明路. 7m 天线的数字化建模及静、动态分析[J]. 无线电通讯技术, 2003, 29(3):34-36.
- [9] 叶尚辉, 李在贵. 天线结构设计[M]. 陕西: 西北电讯工程学院出版社, 1986.
- [10] 徐芝纶. 弹性力学[M]. 北京: 高等教育出版社, 1990.

## 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](http://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](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,一直致力于专注于微波、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](http://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>