

# NRD 波导缝隙天线中横向辐射现象的研究

曾祥银, 徐善驾

(中国科学技术大学电子工程与信息科学系, 安徽合肥 230027)

**摘 要:** 本文对 NRD 波导裂缝天线横向辐射现象进行了深入的研究. 给出了一种分析波导缝隙横向辐射能量空间分布的有效方法. 研究结果不仅对开放波导激励的缝隙天线的设计有实际意义, 而且对以缝隙作为耦合结构的集成电路的研制, 特别对抑制由横向辐射造成的干扰的研究有着重要的指导意义.

**关键词:** NRD 波导; 缝隙天线; 矩量法; 横向辐射

**中图分类号:** TN82      **文献标识码:** A      **文章编号:** 0372-2112 (2003) 03-0455-04

## Investigation on Transverse Radiation Phenomenon of NRD Guide Slot Antenna

ZENG Xiang-yin, XU Shan-jia

(University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230027, China)

**Abstract:** The transverse radiation phenomenon of the NRD guide slot antenna is deeply studied. And an efficient method is presented to obtain the power angular density of the transverse radiation. The results presented are not only useful and helpful for the design of such slot antenna, but also is of essential significance in the investigation for the integrated circuit in which slots are used to couple energy between the elements in the circuit. It is of particular significance for investigation of suppressing the interference that comes from the transverse radiation.

**Key words:** NRD guide; slot antenna; moment method; transverse radiation

### 1 引言

随着封闭矩形金属波导激励的缝隙天线的成功应用<sup>[1-2]</sup>, 人们开始研究适合毫米波波段的开放波导激励的缝隙天线的辐射特性<sup>[3-4]</sup>. 作为一种用于毫米波传输的极具潜力的 NRD 波导在刚刚提出不久就被用来激励缝隙天线. 但是其分析模型也仅仅是已成熟的封闭矩形金属波导激励的缝隙天线模型的简单延续<sup>[3,5]</sup>, 这样就把开放波导区别于封闭波导的一些固有特性, 如连续谱的存在; 以及 NRD 介质波导本身固有的其它一些特性, 如一般有多个导模同时存在等被掩盖了. 本文用矩量法构建了分析工作在 LSE<sub>00</sub> 模下的 NRD 波导激励的横向缝隙天线的数学模型, 之后重点探讨开放波导馈电带来的区别于闭波导馈电的新现象即能量的横向辐射现象, 及其能量的空间分布特性. 这在现有文献中是未见报道的.

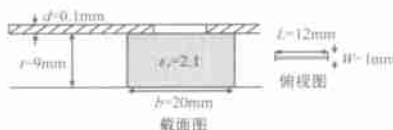


图1 NRD 波导激励缝隙天线的结构图

### 2 积分方程的建立

对图1所示的结构, 首先利用推得的格林函数来建立缝隙孔径电场的积分方程. 由等效磁流和各区域的格林函数, 可以得到各区域处的磁场, 然后根据缝隙上下两口径面上各自切向磁场的连续性, 可得到下面方程组:

$$\begin{aligned} \hat{n} \times H_i(\mathbf{r}) &= \hat{n} \times \left\{ \tilde{G}_n(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) + \tilde{G}_c(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) \right\} \cdot \hat{n} \times E(\mathbf{r}_0) \Big|_{s_l} \\ &+ \hat{n} \times \left\{ \tilde{G}_c(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) \right\} \cdot \hat{n} \times E(\mathbf{r}_0) \Big|_{s_u} \quad (1) \\ 0 &= \hat{n} \times \left\{ \tilde{G}_o(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) + \tilde{G}_c(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) \right\} \cdot \hat{n} \times E(\mathbf{r}_0) \Big|_{s_u} \\ &+ \hat{n} \times \left\{ \tilde{G}_c(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) \right\} \cdot \hat{n} \times E(\mathbf{r}_0) \Big|_{s_l} \quad (2) \end{aligned}$$

其中  $\tilde{G}_n$  为 NRD 波导内的并矢格林函数<sup>[6]</sup>,  $\tilde{G}_o$  为半自由空间并矢格林函数<sup>[7]</sup>,  $\tilde{G}_c$  为缝隙腔内的并矢格林函数<sup>[7]</sup>.  $H_i$  为入射波磁场.  $\tilde{G}_n$  中只需考虑其  $x$  分量  $G_{xx}^h$ ,

$$G_{xx}^h = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos \frac{m}{l} y_0 \cos \frac{m}{l} y}{j2 - m \mu_0} \times \left\{ (k_2^2 - q_{2m}^2) G_{mx} + \left( k_2^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \frac{e^{-jq_{2m}|x-x_0|}}{2jq_{2m}} \right\} e^{-j(z-z_0)d} \quad (3)$$

收稿日期: 2001-11-09; 修回日期: 2002-08-30

基金项目: 国家自然科学基金(No. 69871026), 国家科技部(No. 2000-026)

由于缝隙很窄,可以认为其上的电场只有沿窄边的分量,且电场沿着缝隙的窄边是均匀不变的.经验告诉我们,窄缝隙中的电场沿宽边是近似余弦分布的<sup>[1]</sup>,故我们选取三角函数基作为基函数和测试函数.于是,缝隙的上下两孔径面处的电场可表示为:

下口径处

$$E_l = \sum_{i=1}^N a f_i z \tag{4}$$

上口径处

$$E_u = \sum_{i=1}^N b f_i z \tag{5}$$

其中  $N$  是求和项数.考虑结构的对称性后

$$f_i(x) = \sin \frac{(2i-1)\left(x + \frac{L}{2}\right)}{L}, \quad i = 1, 2, 3 \dots$$

入射场分布参见文[4].

求解上面建立的方程可得到缝隙上下口径面处的等效磁流分布.有了口径处等效磁流,我们就可以利用洛仑兹互易定理求出入射波遇到缝隙不连续时的反射波  $B$  和传输波系数  $C^{[8]}$ ,

$$B = \frac{\int_{\text{slot}} (E_l \times H_x) \cdot \hat{n} ds}{2 \int_{s_1} (E_l \times H_l) \cdot z ds} = \frac{\int_{\text{slot}} (E_l \times H_x) \cdot \hat{n} ds}{2 \frac{\epsilon}{\mu_0} \int_{s_1} f^2(x) ds} \tag{6}$$

$$C = -B \tag{7}$$

以及天线的辐射效率:

$$\eta_{\text{slot}} = \frac{\int_{\text{slot}} E_u \times (\tilde{G}_0 \cdot (E_u \times \hat{n}))^* \cdot \hat{n} ds}{\int_{\text{slot}} E_y \times H_x^* \cdot z ds} \tag{8}$$

入射波能量在遇到缝隙不连续之后,一部分能量  $|B|^2$  将反射回来,一部分能量  $|1 + C|^2$  将沿着波导继续往前传播,总的能量损失为,

$$\tau = 1 - |B|^2 - |1 + C|^2 \tag{9}$$

在闭波导馈电时,入射波能量遇到缝隙之后总的损失的能量  $\tau$  将等于由缝隙辐射到上半无限大空间去的能量  $\eta_{\text{slot}}$ .然而对开放波导馈电的缝隙天线,如我们在这里研究的情形,上述结论就不再成立.图2给出了  $\tau$ ,  $\eta_{\text{slot}}$  随频率变化曲线图.从图中我们很明显的看出  $\eta_{\text{slot}}$  并不等于  $\tau$ ,而是稍稍小于  $\tau$ ,也就是说入射波在遇到缝隙之后,其能量除了一部分反射回来,一部分沿着波导继续向前传播,其余的并不是全部由缝隙辐射到上半无限大空间,而是还有一部分能量以某种形式辐射出去了.这部分能量到哪里去了呢?它又是以何种形式损失掉了呢?

我们知道,在闭波导馈电的缝隙天线中,总是假定闭波导中只有其主模才能沿着波导传播,其它高次模都工作在截止区,如矩形金属波导馈电时,只有  $H_{10}$  模是唯一的传播模式.又由于波导的其它侧壁皆为金属封闭,所以入射波在遇见缝隙不连续时,其能量只能是一部分以主模的形式反射回来,一部分能量同样以主模的形式沿着波导继续向前传播,其余的能量则以连续波的形式通过缝隙向整个上半空间辐射.然而

在开放介质波导中,由于辐射模的存在,要使只有主模才能传播变得几乎是不可能的,而且在某些开放介质波导结构中,工作模还有可能不是该结构的主模,如 NRD 波导一般不是工作在主模下. NRD 介质波导中的本征模式包括 LSE 模和 LSM 模.这些 LSE 模和 LSM 模各自都包含一些离散的表面波模和连续的辐射模<sup>[9]</sup>.当在 LSE 模激励的 NRD 波导的上金属板上横向开一道缝隙时,该缝隙对导波的影响相当于在缝隙口径面上产生一等效磁流.已有的研究告诉我们,这等效磁流在缝隙谐振附近类似余弦函数分布<sup>[1]</sup>.根据模式激发原理<sup>[10]</sup>,这类余弦分布的等效磁流必将激发起一些离散的表面波和连续的辐射模,辐射模的激发也必将带来能量的损失.在我们现在的问题中,由于 NRD 波导是工作在 LSE<sub>00</sub> 模,而且缝隙是横向对称的,由 LSE 模和 LSM 模的正交特性可知,整个问题中我们只需要考虑 LSE 模,因为 LSM 模不可能被激发起来.显然,激发起来的 LSE 辐射模将辐射到 NRD 波导两金属板之间的空气填充的空间里去,这就是我们上面发现的缝隙向上半空间辐射的能量小于入射波在遇见缝隙之后损失的总能量的原因.

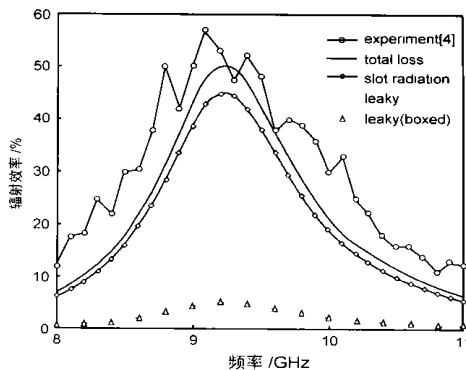


图2 理论计算的辐射效率,总损耗,泄漏能量比(NRD 波导和封闭 NRD 波导)随频率变化关系及与实验结果的比较

### 3 横向泄漏能量空间分布的计算

由于横向泄漏的能量是以连续模的形式出现,计算其能量的空间分布是一件非常复杂困难的事.在这里,我们使用文献中常用的一种技术——连续谱离散化技术将对连续谱能量的计算转化为对相应离散谱能量的计算,而对后者的计算显然要比对前者的计算简单得多.为使空间连续谱离散化,我们人为地在远离 NRD 波导介质条处平行对称地放置两金属板,其间距为  $c$ ,如图3所示.这样处理后,NRD 波导就变成了封闭 NRD 波导.当然,我们应该注意到这里的封闭 NRD 波导跟以前的闭波导馈电缝隙天线中的闭波导并不是一回事,它们根本的差别是,在闭波导馈电缝隙天线中的闭波导中,只有一

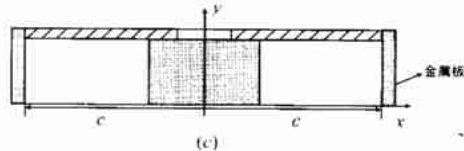


图3 封闭 NRD 波导缝隙天线的结构图

个主模能在波导中传播,其它的模式都截止,而在现在的封闭 NRD 波导中,有多个传播模式同时被激发.由于间距  $c$  较大,将 NRD 波导变成了封闭 NRD 波导后不会改变缝隙处的等效磁流的分布.

重新推导 NRD 波导内格林函数,并考虑到封闭 NRD 波导的边界条件,可以得到封闭 NRD 波导内的格林函数,它跟 NRD 波导内的格林函数具有相同的表达式,只是  $G_{mx}$  应改为

$$G_{mx} = \frac{-U U e^{-jq_2 m b} \cos q_2 m(x-x_0) - \bar{U} \cos q_2 m(x+x_0)}{jq_2 m U^2 e^{-jq_2 m b} - \bar{U} e^{jq_2 m b}} \quad (10)$$

其中

$$U = q_1 m \cos q_1 m \left\{ \frac{b}{2} - c \right\} + jq_2 m \sin q_1 m \left\{ \frac{b}{2} - c \right\}$$

$$\bar{U} = q_1 m \cos q_1 m \left\{ \frac{b}{2} - c \right\} - jq_2 m \sin q_1 m \left\{ \frac{b}{2} - c \right\} \quad (11)$$

同样可得到第  $n$  个传播模  $LS E_{n0}$  的反射和传输系数为:

$$B_n = -C_n = \frac{\text{slot} (E_t \times H_{2n}) \cdot \hat{n} ds}{2 (E_n \times H_n) \cdot z ds} \quad (12)$$

这样,用入射波功率归一化后的前向和反向传播功率为

$$\bar{P}_n = \frac{P_n}{P_{inc}} = \frac{|B_n|^2 N_n}{N_{inc}} \quad (13)$$

在这里,  $N_n$  是第  $n$  个传播模的归一化因子,其表达式为

$$N_n = \frac{1}{2} \int_{s_1} (E_{tn} \times H_n) \cdot z ds \quad (14)$$

而  $N_{inc}$  代表入射表面波的归一化因子.

之后,我们定义各传播模的传播方向角为空气区中的传播方向跟  $x$  轴的夹角,如图 4 所示,则第  $n$  个传播模的方向角为:

$$\theta_n = \arcsin\left(\frac{\beta_{zn}}{k_0}\right) \quad (15)$$

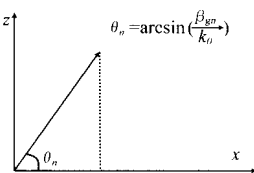


图 4 封闭 NRD 波导中各非表面波传播模传播角的定义

图 5 给出了在缝隙谐振附近 9.2GHz 时不同传播模携带的归一化功率在  $c$  等于 120mm, 320mm, 420mm, 620mm 时的分布.从图中可看出,随着  $c$  的增大,将有越来越多的传播模出现,各个传播模的能量也越来越少,但所有传播模携带的能量的总和是保持不变的,因为它们都等于 NRD 波导连续模携带的总能量.

显然,为了得到连续谱的能量空间分布情况,我们必须将这些封闭 NRD 波导离散传播模携带的功率转换成 NRD 波导连续模携带的功率.不失一般性,根据耦合模理论,我们可作以下合理的假设,即认为封闭 NRD 介质波导中第  $n$  个传播模携带的能量(方向角为  $\theta_n$ )是 NRD 介质波导中连续空间谱在方向角  $\theta_n$  处角宽度为  $\Delta\theta_n = \frac{(\theta_n - \theta_{n-1})}{2} + \frac{(\theta_{n+1} - \theta_n)}{2}$  的能量总和.作了以上假设后,我们就可求出 NRD 介质波导中横向泄漏能量的空间谱在方向角  $\theta_n$  处的归一化功率密度为  $\frac{\bar{P}_n}{\Delta\theta_n}$ .随着加入的两金属板之间的距离  $c$  逐渐增大,封闭 NRD 介质波导的传输模的数目也跟着增多,而且相邻两传输模的方向

角之间的角宽度  $\Delta\theta_n$  逐渐减小,上面的假设将更加合理,于是上面得到的连续谱密度将逼近真实的连续谱密度.实际上,当  $c$  为无穷大时,封闭 NRD 波导就变成了实际的 NRD 波导,因此我们可以预计随着  $c$  的增大,由封闭 NRD 波导离散谱功率密度经过离散化处理得到的连续谱密度,将收敛于真实的连续谱密度.图 6 给出了归一化前向功率空间谱密度随  $c$  变化的收敛特性.所得的功率密度随  $c$  的增加而很快收敛的特性反过来也说明了前面假设的正确性.从图中可以看出,当  $c$  大于十个波长时,由封闭 NRD 波导计算得到的连续谱空间密度将是理想 NRD 波导中横向泄漏能量空间分布的一个很好的近似.由于结构的对称性,反向泄漏的能量的空间分布跟前向的一样.这样,我们就得到了横向泄漏能量在整个空间的分布.

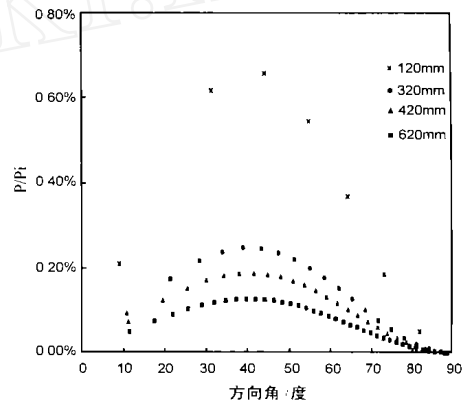


图 5 在不同的  $c$  下,各前向传播的非表面波模携带的归一化功率

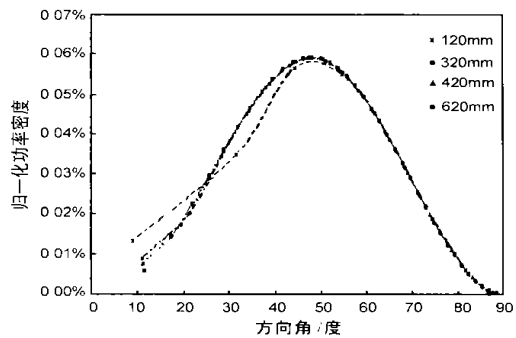


图 6 归一化功率空间分布密度随参数  $c$  的收敛特性

### 4 结论

本文用矩量法构建了严格分析 NRD 波导激励的横向缝隙天线的数学模型,并对开放波导馈电带来的区别于封闭波导馈电的新现象即能量的横向辐射现象,及其能量的空间分布特性,进行了深入探讨和定量分析.研究结果对开放波导激励的缝隙天线的设计和对有缝隙耦合结构的集成电路的研制,特别对抑制由横向辐射造成的干扰的研究有重要的指导意义.

### 参考文献:

[1] R S Elliott. An improved design procedure for small arrays of shunt

- slots [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 1983, 31(1): 48 - 53.
- [ 2 ] J Joubert. A transverse slot in the broad wall of inhomogeneously loaded rectangular waveguide for array applications [J]. IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 1995, 5(2): 37 - 39.
- [ 3 ] J A G Malherbe. The design of a slot array in nonradiative dielectric waveguide, part I: Theory [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 1984, 32(8): 1335 - 1340.
- [ 4 ] M Kisiuk, A Axelrod. Theoretical and experimental study of a novel H-guide transverse slot antenna [J]. IEEE Microwave Theory Tech, 1985, 33(5): 428 - 433.
- [ 5 ] J Reddy, A Ittipiboon, M Cuhaci. Admittance characteristics of narrow radiating slots in nonradiating dielectric waveguide [J]. IEE Proceedings-H, 1993, 140(5): 407 - 413.
- [ 6 ] KMLuk, X Y Zeng, SJ Xu. Spectral domain Green's function of magnetic type for NRD-guides and H-guides [J]. IEEE Trans on MTT, 1999, 47(10): 1975 - 1981.
- [ 7 ] R W Lyon, A J Sangster. Efficient moment method analysis of radiating slots in thick-walled waveguide [J]. IEE Proc H, Microwaves, Opt & Antennas, 1981, 128: 197 - 205.
- [ 8 ] S Silver. Microwave Antenna Theory and Design [M]. New York: McGraw-Hill, 1949.
- [ 9 ] N C Di, Frezza F, Galli A, Lampariello P, A A Oliner. Properties of NRD-guide and H-guide higher-order modes: physical and nonphysical ranges [J]. IEEE Microwave Theory Tech, 1994, 42(12): 2429 - 2434.
- [ 10 ] R E Collin. Field Theory of Guided Waves [M]. New York: IEEE Press, 1991.

#### 作者简介:

**曾祥银** 男, 1974 年 10 月生于江西省, 1996 年获中国科技大学电子工程与信息科学系学士学位, 1998 年和 2001 年分别获电磁场与微波技术专业硕士和博士学位, 主要研究兴趣为复杂媒质中的波现象, 电磁理论和计算方法, 天线理论和设计等。



**徐善驾** 男, 1939 年 7 月生于浙江省, 中国科技大学教授, 博导, IEEE 高级会员, IEEE 微波和无线元件快报次副主编, 通信学报常务编委及 IEEE 微波理论与技术汇刊等杂志编委, 曾获中科院自然科学一等奖、光华科技基金一等奖、中科院重大科技成果二、三等奖和安徽省科技二等奖, 在国内外发表学术论文 360 余篇。