

文章编号:1001-9014(2004)05-0341-04

# NRD 波导槽缝激励的严格分析

李卫海, 徐善驾

(中国科学技术大学, 安徽 合肥 230027)

**摘要:**NRD 波导的激励是平面/非平面微波混合集成电路的一个关键问题. 文中采用并矢格林函数结合矩量法严格分析了通过横向缝隙有效激励 NRD 波导  $LSE_{01}$  模的方法. 该方法具有结构简单、体积小、耦合效率高、泄漏能量小等优点, 对混合微波集成电路的设计具有重要的实际意义.

**关键词:**混合集成电路; 缝隙激励; 并矢格林函数; NRD 波导

**中图分类号:**TN454 **文献标识码:**A

## RIGIOURS EXCITATION ANALYSIS FOR NRD WAVE GUIDE WITH TRANSVERSE SLOT

LI Wei-Hai, XU Shan-Jia

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

**Abstract:**The excitation of NRD guide is a key-problem to the planar/non-planar microwave hybrid integrated circuit. An efficient excitation method of the  $LSE_{01}$  mode in NRD guide through transverse slot was rigorously analyzed by combining the vector Green's functions with the moment method. This exciting structure has many advantages of simple structure, small size, high excitation efficiency and weak energy leakage. And it is of important practical significance in the design of hybrid integrated circuits.

**Key words:**hybrid integrate circuit; slot excitation; vector Green's function; NRD wave guide.

### 引言

NRD 波导(Nonradiative Dielectric Waveguide 无辐射介质波导)由于其无辐射、易加工等优良特性, 以及便于同其它元件在两金属平面上耦合集成的特点, 在各种微波集成电路的应用中有极大的发展潜力. 近年来, 由各种平面电路和 NRD 波导组合形成的所谓平面/非平面混合微波集成电路得到广泛重视和研究. 如何严格分析通过平面/非平面元件激励 NRD 波导已成为微波集成电路的设计瓶颈<sup>[1-2]</sup>.

本文采用横向缝隙耦合方式激励 NRD 波导, 具有结构简单、体积小、耦合效率高、泄漏能量小等优点, 对平面/非平面微波集成电路的应用有很好的实际意义. 文中首先严格分析了矩形波导与 NRD 波导间的大尺寸横向缝隙耦合问题, 及 NRD 波导的侧面能量泄漏现象, 随后严格计算了半无限长导波结构的横向缝隙激励问题, 计算表明该结构的最大耦合

效率可以达到 96.4%. 文中采用的并矢格林函数分析方法具有收敛快、精度高、适应性强等优点.

### 1 缝隙耦合的格林函数法分析

缝隙耦合的等效结构可以用图 1 表示:

图中上层是源波导, 下层是被激发波导, 腔体是厚波导壁中的缝隙结构.  $\xi$  是沿缝隙长边的相对坐标. 用理想电壁填充缝隙的 2 个口面, 并在电壁 2 侧分别放置大小相等方向相反的等效面磁流  $\vec{K}_{up}$ 、

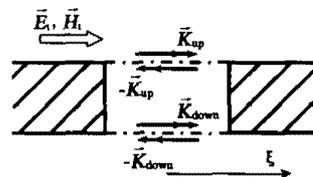


图 1 缝隙耦合的等效结构  
Fig. 1 Equivalent structure of slot coupling

收稿日期:2003-07-28, 修回日期:2004-06-15

基金项目:国家自然科学基金资助项目(60171019, 60371010)

作者简介:李卫海(1975-), 男, 辽宁大连人, 博士, 现为中国科学技术大学博士后, 主要从事混合集成电路研究.

Received date: 2003-07-28, revised date: 2004-06-15

$\vec{K}_{down}$ , 以满足口面上切向电场的连续性条件<sup>[3-4]</sup>. 再在缝隙的两个口面上分别应用切向磁场的连续性条件, 可以得到如下积分方程组:

$$\begin{cases} \hat{n} \times \left\{ \iint_{upslot} (\vec{G}_{up} + \vec{G}_i) \cdot \vec{K}_{up} ds - \iint_{upslot} \vec{G}_i \cdot \vec{K}_{down} ds \right\} = -\hat{n} \times \vec{H}_i \\ \hat{n} \times \left\{ \iint_{downslot} \vec{G}_i \cdot (-\vec{K}_{up}) ds + \iint_{downslot} (\vec{G}_i + \vec{G}_{down}) \cdot \vec{K}_{down} ds \right\} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

其中,  $\vec{G}_{up}$ ,  $\vec{G}_{down}$  和  $\vec{G}_i$  分别为源波导、激发波导和缝隙腔中的并矢格林函数,  $\vec{H}_i$  是源波导中的入射场. 在窄缝近似条件下, 用正弦函数来展开等效磁流, 可以大大加快收敛速度, 简化运算<sup>[2,4]</sup>:

$$\begin{aligned} K_{up} &= \sum_{i=1}^N a_i \sin\left[\frac{i\pi}{L}\left(\xi + \frac{L}{2}\right)\right] \\ K_{down} &= \sum_{i=1}^N b_i \sin\left[\frac{i\pi}{L}\left(\xi + \frac{L}{2}\right)\right] \end{aligned} \quad (2)$$

式(2)中,  $L$  是缝隙长度.

将式(2)代入积分方程组(1)中, 并用矩量法求解, 即可确定缝隙口面的等效面磁流分布. 再应用缝隙耦合理论, 就可以求得各激发模式的强度:

$$A_i^{\pm} = \frac{1}{2} \iint_{slot} \vec{H}_{ii}^{\mp} \cdot \vec{K}_s ds \quad (3)$$

其中,  $\vec{H}_{ii}^{\mp}$  是理想波导内沿负/正方向传播的归一化第  $i$  模在缝隙上的切向磁场.

## 2 无限长波导的横向缝隙耦合结构

图2是通过横向缝隙激励 NRD 波导的结构示意图. 源波导采用标准矩形波导 WR15, TE<sub>10</sub> 模入射, 工作频率 60GHz; NRD 波导介质条  $a = 3\text{mm}$ ,  $t = 1.4\text{mm}$ ,  $\epsilon_r = 2.1$ ; 缝隙宽  $w = 0.2\text{mm}$ , 波导壁厚度  $0.1\text{mm}$ .

通过矢量磁位<sup>[4]</sup>可推得矩形波导格林函数为:

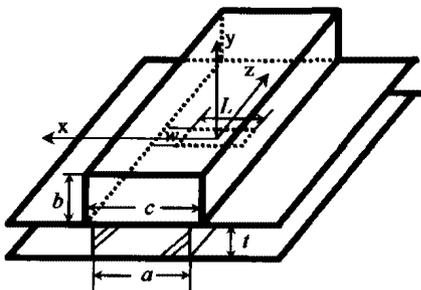


图2 横向缝隙耦合结构  
Fig.2 Coupled structure of transverse slot

$$\begin{aligned} G_{xx} &= \frac{-1}{\omega\mu_0 bc} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{2}{\gamma_n \beta} \left[ k_0^2 - \left(\frac{n\pi}{c}\right)^2 \right] \sin \frac{m\pi(x_0 + \frac{c}{2})}{c} \right. \\ &\quad \left. \sin \frac{m\pi(x + \frac{c}{2})}{c} \cos \frac{n\pi y_0}{b} \cos \frac{n\pi y}{b} e^{-j\beta|z-z_0|} \right\} \quad (4) \\ \gamma_n &= \begin{cases} 1 (n \neq 0) \\ 2 (n = 0) \end{cases} \quad k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \end{aligned}$$

矩形腔内格林函数为:

$$\begin{aligned} G_{xx} &= \frac{-1}{\omega\mu_0 Lw} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{4}{\gamma_n \beta} \left[ k_0^2 - \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 \right] \right. \\ &\quad \left. \cos\left(\frac{n\pi y_0}{w}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{w}\right) \cdot \sin \frac{m\pi(x_0 + \frac{L}{2})}{L} \right. \\ &\quad \left. \sin \frac{m\pi(x + \frac{L}{2})}{L} \frac{e^{j\beta y} + e^{-j\beta y} e^{-2j\beta z}}{1 - e^{-2j\beta z}} \right\} \quad (5) \end{aligned}$$

NRD 波导格林函数为<sup>[5]</sup>:

$$\begin{aligned} G_{xx} &= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\cos \frac{m\pi y_0}{t} \cos \frac{m\pi y}{t}}{j\pi\omega\mu_0 t \gamma_m} \int_{-\infty}^{+\infty} \{ (k_2^2 - q_{2m}^2) G_{mx} \\ &\quad + G_f \} e^{j\beta(z-z_0)} d\beta \\ G_{mx} &= \frac{(q_{2m} - q_{1m})}{jq_{2m}} \\ &\quad \frac{(q_{1m} - q_{2m}) C_- e^{-jq_{2m}a} - (q_{1m} + q_{2m}) C_+}{jq_{2m} (q_{1m} - q_{2m})^2 e^{-jq_{2m}a} - (q_{1m} + q_{2m})^2 e^{jq_{2m}a}} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} G_f &= \left( k_2^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) \frac{e^{-jq_{2m}|x-x_0|}}{2jq_{2m}} \\ C_+ &= \cos[q_{2m}(x+x_0)] \quad C_- = \cos[q_{2m}(x-x_0)] \\ q_{im}^2 &= k_i^2 - \beta^2 - \left(\frac{m\pi}{t}\right)^2 \\ k_1^2 &= \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \quad k_2^2 = \omega^2 \eta_0 \epsilon_0 \epsilon_r \end{aligned}$$

将各格林函数代入前面给出的分析方法中, 即

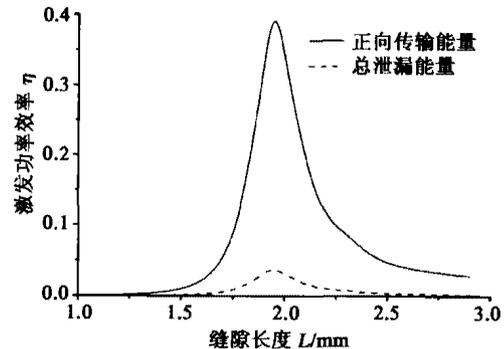


图3 NRD 波导激发效率  
Fig.3 Excitation efficiency of NRD wave guide

可得到该耦合结构中各激发模式的幅度,从而进一步求出激发效率.图 3 给出了 NRD 波导的激发效率随缝隙长度变化的曲线,其中实线表示沿正向传输的 LSE<sub>01</sub> 模能量,虚线表示沿 NRD 两侧泄漏的能量.可以看出,当耦合最强时,大约有 43.7% 的能量由矩形波导耦合到 NRD 波导中.

### 3 半无限长波导的横向缝隙耦合结构

在无限长波导耦合结构中,源波导中存在由于缝隙激励所产生的反向/正向传输模,这是影响 NRD 波导激发效率的主要因素.采用短路面反射,是削弱此因素的一个简单可行的方案.

图 4 是分别将矩形波导和 NRD 波导用理想电壁短路时的耦合结构.波导与缝隙的尺寸与图 2 中的尺寸相同.矩形波导中短路面与缝隙中心距离为  $L_s$ ,NRD 波导中短路面与缝隙中心距离为  $L_t$ .

由镜像原理易知,

$$\begin{aligned} \ddot{G}_r(z, z_0) &= \ddot{G}_{r0}(z, z_0) + \ddot{G}_{r0}(z, 2L_s - z_0) \\ \ddot{G}_n(z, z_0) &= \ddot{G}_{n0}(z, z_0) + \ddot{G}_{n0}(z, -2L_t - z_0) \quad (7) \\ A_n^- &= A_{n0}^- \cdot (1 + e^{-j\beta_n 2L_s}) \\ A_n^+ &= A_{n0}^+ \cdot (1 + e^{-j\beta_n 2L_t}) \end{aligned}$$

其中,  $\ddot{G}_r$ 、 $\ddot{G}_n$  分别是半无限长矩形波导和半无限长 NRD 波导中的并矢格林函数,  $A_n^-$ 、 $A_n^+$  分别是等效面磁流在半无限长矩形波导和半无限长 NRD 波

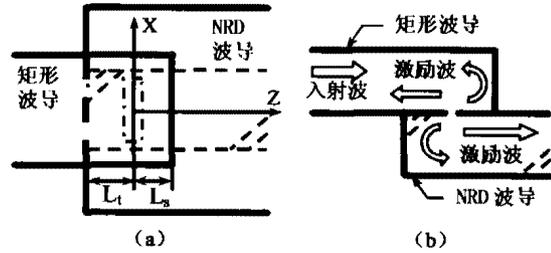


图 4 半无限长波导耦合结构 (a) 俯视图 (b) 侧视图  
Fig. 4 Coupling structure with half-infinite waveguide (a) planform (b) side elevation

导中激发的模式幅度,下标“0”表示无限长波导情况下的相应参量.  $\beta_r$ 、 $\beta_n$  分别是矩形波导和 NRD 波导中的纵向传播常数.

当矩形波导中入射波为归一化 TE<sub>10</sub> 模时,由缝隙和电壁造成的总反射波幅度为:

$$A^- = e^{-j\beta_r 2L_s} + A_r^- = e^{-j\beta_r 2L_s} + A_{r0}^- (1 + e^{-j\beta_r 2L_s}) \quad (8)$$

由式(7)和式(8)可以看出,适当地选取的  $L_s$ 、 $L_t$ ,就可以有效降低矩形波导中的反射波能量,使得尽量多的能量耦合到 NRD 波导传输模中,从而提高传输模的激发效率.

图 5 给出了不同缝隙长度下,NRD 波导激发效率随  $L_s$ 、 $L_t$  变化的等高线分布图,其中 (a) - (c) 是耦合到 NRD 波导中的总能量效率,(d) - (e) 是传输模的激发效率,两者之差就是由 NRD 波导侧面泄漏的能量效率.从图中可以看出缝隙长度及短路面

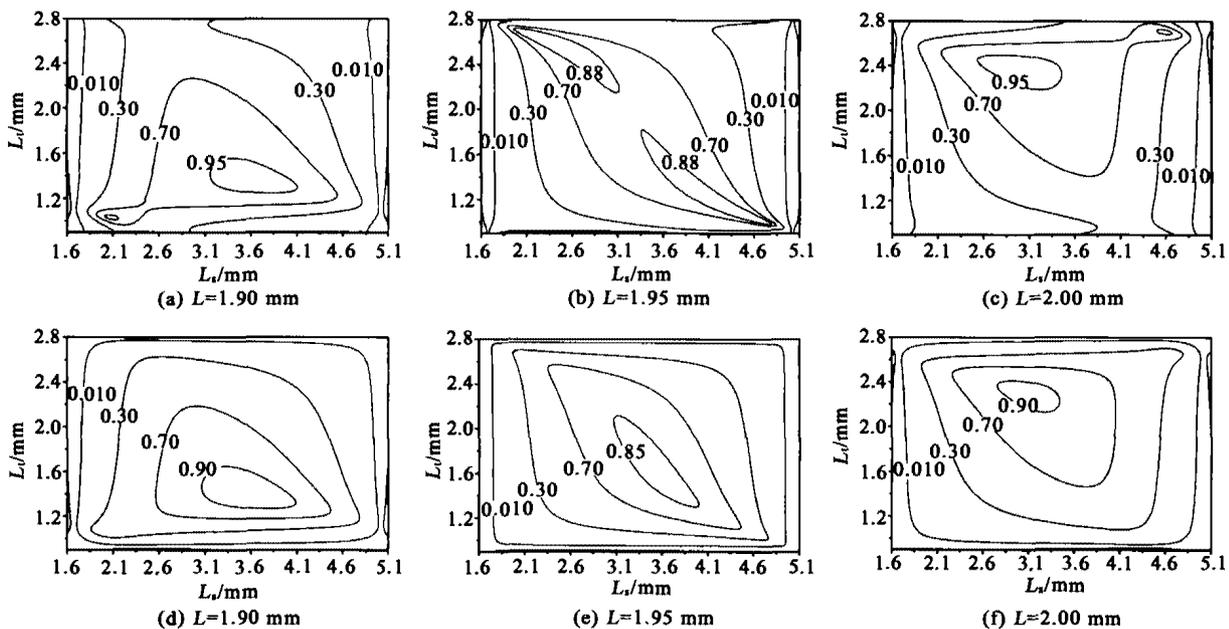


图 5 激发效率的等高线分布图 (a)(b)(c) 总耦合效率, (d)(e)(f) 传输模激发效率  
Fig. 5 Contour lines of excitation efficiency in the NRD guide (a)(b)(c) total coupling efficiency (d)(e)(f) exciting efficiency of transmission mode

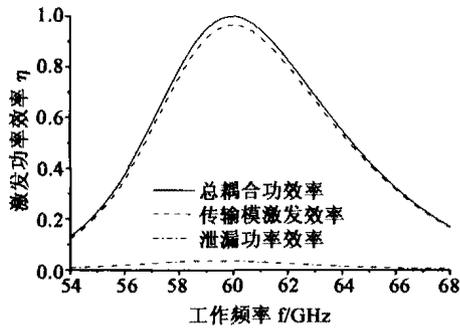


图6 半无限长导波结构的激励参数

Fig.6 Excitation parameters of half - infinite waveguide coupling structure

位置对激发效率的影响。

比较图3和图5在无限长导波结构中,当缝隙长度为1.95mm时耦合最强,而在半无限长导波结构中,当缝隙长度由此减少或增加时,各存在着一个激励效率的峰值.在两个峰值附近能量几乎都能达到全耦合,但第一个峰值处的缝隙较小,所引起的NRD波导泄漏能量少,传输模的激发效率最强,为96.4%,其余能量包括极微弱的源波导反射能量和NRD波导侧向辐射能量.相应的尺寸为 $L = 1.89\text{mm}$ ,  $L_t = 1.41\text{mm}$ ,  $L_s = 3.41\text{mm}$ ,图6是此结构尺寸下NRD波导激发效率曲线.可见传输模的3dB带宽约7.5GHz,提供了丰富的有用带宽资源.

## 4 结语

在平面/非平面混合微波集成电路中采用缝隙激励NRD波导中的LSE<sub>01</sub>基模是一个简单而有效的途径,数值试验证明可达96.4%的激励效率.此种激励方式具有结构简单,体积小,效率高,泄漏少等优点,对提高多层集成电路的集成度有重要的实际意义.文中给出的计算曲线对于混合集成电路中NRD波导激励方式的设计有很好的参考价值.

## REFERENCES

- [1] Abdallah Bacha, Ke Wu. LSE - mode balun for hybrid integration of NRD-guide and microstrip line [J], *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 1998, 8(5): 199—201.
- [2] Alberto Sanchez, Arthur A Oliner. A new leaky waveguide for millimeter waves using nonradiative dielectric (NRD) waveguide-part I: accurate theory [J], *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, 1987, 35(9): 737—747.
- [3] Roger F Harrington. *Time-Harmonic Electromagnetic Fields* [M], New York: McGraw-Hill Book Company, Inc, 1961.
- [4] Sembiam R Rengarajan. Characteristics of a longitudinal/transverse coupling slot in crossed rectangular waveguides [J], *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, 1989, 37(9): 1171—1177.
- [5] Luk K M, Zeng X Y, Xu S J. Spectral domain Green's function of magnetic type for NRD guides and H-guides [J], *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, 1999, 47(10): 1975—1981.

(上接第340页)同样,当探测器的横向偏移量 $a_0$ 趋向于零时,公式(12b)也将退化为式(19)( $\Omega_{\max} = \pi \frac{R_0^2}{f^2}$ ),而当角锥反射镜的顶点横向偏移量 $r$ 趋向于零时也一样( $\Omega_{\max} = \pi \sin^2(\theta_{\max})$ ).从公式(19)可见,傅立叶变换光谱仪在仅考虑有限视场角影响情况下,信号调制度的下降与视场立体角大小成SINC函数关系.

前面所推导出的公式的意义在于为设计傅立叶变换光谱仪、光学机械元件的大小和质量指标的提出,提供了理论依据.例如,按公式(16),就波面倾斜而言,若要保证所有频谱信号调制度下降不低于80%,要求有 $2\sigma_{\max} \text{dB} \leq 0.36$ ,也就是说在最小波长为 $8\mu\text{m}$ 、系统口径大小为4cm时,需要倾斜量 $\beta$ 小于7.4角秒.

对于红外实际应用,探测器的横向偏移的最大允许值,在设计时可由分配给的调制度允许下降值,用计算机数值计算方法来估计得到.例如,通常有最

大波数 $\sigma_{\max} \cong 2500\text{cm}^{-1}$ ,最大光程差 $x$ 约2cm,若探测器口径大小以0.1mm而系统出瞳到焦平面距离以15cm计算,要求最大波数的干涉信号在光程差为1.325cm时的调制度不低于0.85,则按公式(11)探测器的偏移量不得超过约1.1倍的探测器半径,也就是说,要小于 $55\mu\text{m}$ .

## 5 结语

本文论述傅立叶变换光谱仪干涉信号调制度的概念,研究并推导了一些影响调制度下降的原因和公式,就这些公式的实用意义作了初步分析和讨论.

## REFERENCES

- [1] HARIHARAN P. *Optical Interferometry* [M], Centrecourt, North Ryde: Academic Press Australia, 1985: 10—13.
- [2] VANASSE GEORGE A. *Spectrometric Techniques Vol. 2* [M], New York: Academic press Inc, 1981: 70—71.
- [3] BORN M, WOLF E. *Principle of Optics, Fourth Edition* [M], Oxford: Pergamon Press Ltd, 1970: 436—439.