

高阻表面交指形电容设计公式的改进

郑秋容^{1,2}, 李有权¹, 张 辉¹, 袁乃昌¹

(1. 国防科学技术大学电子科学与工程学院, 湖南长沙 410073; 2. 空军工程大学电讯工程学院, 陕西西安 710077)

摘 要: 本文采用保角变换法和电容拼接技术对交指形电容进行精确的计算, 对交指形高阻表面光子晶体设计公式进行了改进. 该计算模型适用于宽范围的介电常数和介质层厚度, 各指长度和缝隙宽度可以不同, 并且很容易扩展到多层介质以及有覆盖层的情况. 设计了三个光子晶体例子, 对其表面波特性进行了模拟和测试, 得出交指电容值, 证明本文给出的计算公式更准确.

关键词: 高阻表面; 保角变换法; 交指形电容; 表面波特性

中图分类号: TN011 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2007) 12-2319-05

Revision of Inter-Digital Capacitance of High Impedance Ground Plane Design Formulas

ZHENG Qiu rong^{1,2}, LI You quan¹, ZHANG Hu¹, YUAN Nai chang¹

(1. College of Electronic Science and Engineering, NUDT, Changsha, Hunan 410073, China;

2. Telecommunication Engineering College, Airforce Engineering University, Xi'an, Shaanxi 710077, China)

Abstract: Conformal mapping based method and partial capacitance method are given to accurately calculate inter digital capacitance and the inter digital high impedance ground plane (HIGP) design formulas are revised. The models are useful for a wide range of dielectric constants and layer thickness. Every finger length and spacing may be different; moreover, the derived formulas can easily extend to multi layer dielectric including cover layer. Three samples of the inter digital high impedance ground plane are manufactured and the surface wave propagating property of the inter digital HIGP are simulated and tested to demonstrate the potential of the models.

Key words: high impedance ground plane; conformal mapping technique; inter digital capacitance; surface wave property

1 引言

近年来交指电容作为一种集总元件已经广泛应用于微波集成电路 (MIC) 和集成光电调制器^[1-4]. 由于交指电容的品质因素 Q 值相对较高, 结构紧凑, 因此小尺寸大波长紧凑型交指形高阻表面^[5]已引起人们极大的兴趣. 特别在相控阵天线阵列中, 天线单元间距不能超过二分之一自由空间波长, 否则会在方向图中出现栅瓣. 天线单元之间只能容纳 2-3 个 sevenpiper 光子晶体单元^[6,7]. 在光子晶体的设计中, 要想降低光子晶体的频率, 可以通过增大电感和电容来实现. 但是当制备材料 (厚度, 介电常数) 确定后, 电感基本就确定了, 而电容可以通过改变周期单元的结构来实现. 交指形电容可以大大地增加单元之间的电容, 从而使谐振频率降低, 达到设计小尺寸大波长光子晶体的目的, 在相控阵天线和

各种天线接地面面积有限的场合有着广泛的应用前景. 但是单层和多层介质的交指形电容的全波分析比较复杂而且耗费时间, 并且对于微波集成电路还是集成光电调制器的设计都需要有一个闭合的解析表达式来计算交指形电容. 在文献[2,5]中, 给出的公式只限于单层均匀介质以及缝宽和指长相等的情况. 从文献[2,8]中电容公式的推导可以发现, 这些公式没有考虑交指终端的电容、电容端头宽度和有限的介质层厚度对交指电容的影响. 当交指长度与宽度可比拟时, 由文献[2,5]给出的电容公式将会产生较大误差.

本文采用保角变换法和电容拼接技术^[4,9]推导单层和多层介质上的交指电容的闭合表达式. 该方法考虑了交指间的电容和交指终端的电容. 总电容表示为交指间的电容和交指终端电容的总和. 本文的第 2 部分详细地分析了交指中电场规则分布部分 (周期结构) 的电容、

3-指部分的电容和交指终端电容. 最后本文设计了三个典型的交指形高阻表面, 对其表面波特特性进行了模拟和测试, 得到带隙中心频率所对应的电容值, 证明本文给出的计算公式更准确, 应用范围更广.

2 交指电容结构

交指电容的俯视图和截面图如图 1 所示, 所有缝隙

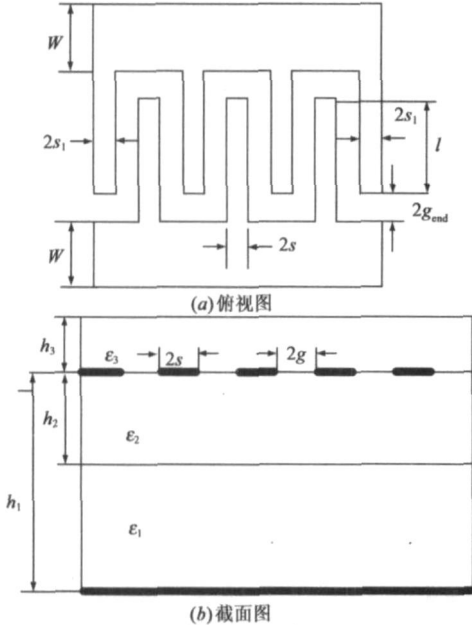


图 1 交指电容结构图

宽度设为 $2g$, 中间交指宽度为 $2s$, 电容边缘的交指宽度为 $2s_1$, 与中间交指宽度 $2s$ 不同. 电容端头宽度为 W . 在通常情况下, 交指之间缝隙宽度 $2g$ 和交指宽度 $2s$ 不同. 交指终端的缝隙 $2g_{end}$ 也可以取不同的值. 衬底 1、衬底 2 和覆盖层 3 的介电常数为 ϵ_1 , ϵ_2 和 ϵ_3 , 介质层 1 的厚度大于介质层 2 即 $h_1 > h_2$. 在图 2 中示出了指数

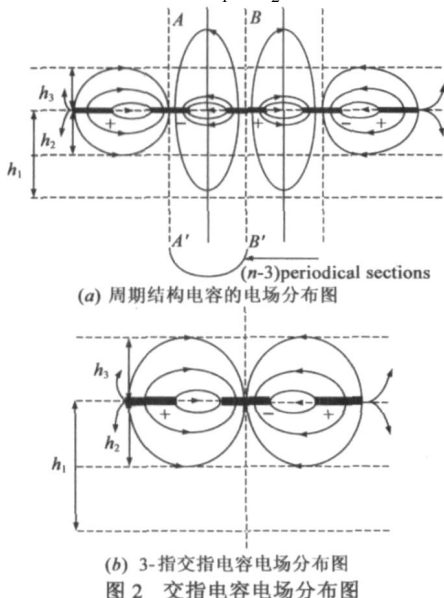


图 2 交指电容电场分布图

为 3 以及大于 3 的电场分布图. 在图 2(a) 中示出了指数为无限多的对称电场分布. 指数 $n \geq 4$ 的场分布可以认为与图 2(a) 有类似的场分布. 从图 2(a) 的场分布可以看出, 可以把所有的介质—介质, 介质—空气的界面都等效为磁壁, 并且把电壁设置在电场分布的对称面位置上, 因为这里的电场线垂直于对称面. 由于电场分布的特点, 3-指电容 C_3 (图 2(b)) 和图 2(a) 的电场结构不同, 因此 C_3 必须独立分析.

对于指数 $n \geq 3$ 的交指电容可以看成是 3-指电容和 $(n-3)$ 个周期电容 C_n (图中在磁壁 AA' 和 BB' 部分) 以及交指终端电容 C_{end} 的总和.

$$C = C_3 + (n-3)C_n + C_{end} \quad (1)$$

3 周期结构电容

3.1 单层衬底结构电容

在考虑三个衬底的周期结构电容之前, 为了简单起见, 先考虑单层衬底(厚度为 h , 介电常数 ϵ)的情况, 如图 3 所示. 由电场分布的对称性可知, 相邻交指在介质内产生的电容等于半个交指与虚拟的电壁(高度为 h , 位于 CC' , 线中 $\overline{25}$ 部分)产生的电容的两倍. 如图 3(b) 所示, 现在的问题是在 Z -平面内计算出多边形 $\overline{0256}$ 部分的微带线段 S 和 h 之间的电容. 在文献[10]中采用许瓦兹-克利斯多菲变换把多边形 $\overline{0256}$ 映射成 Z_1 平面的上半平面, 再采用一次许瓦兹-克利斯多菲变换把 Z_1 平面的上半平面变换为 w 平面的一个矩形的内部, 形成一个平行板电容. 但是这种推导方法将产生一个非常复杂的表达式, 包括雅克比椭圆函数(第一步变换)以及椭圆积分函数(第二步变换). 另一方面, 由图 3(b) 可知在线 $\overline{25}$ 上放置一个无限理想金属壁, 该结构中的场分布不会发生改变. 因此, 可以不用许瓦兹-克利斯多菲变换映射成矩形 $\overline{0256}$ 的内部, 而是将 Z -平面中的半无限空间 $\overline{3064}$ 部分映射成 T 平面的上半平面, 如图 3(c). 采用的映射函数

$$T = \cosh^2 \left(\frac{\pi Z}{2h} \right) \quad (2)$$

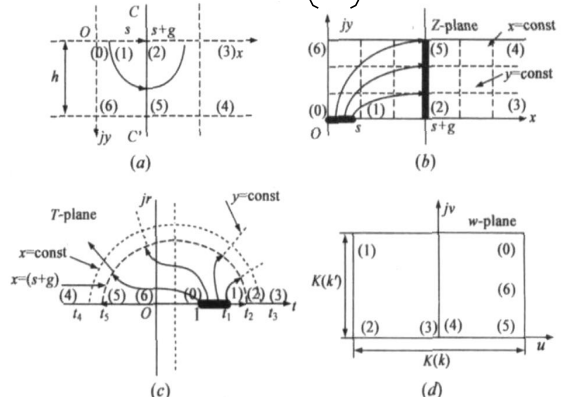


图 3 周期结构单元 (a) 与保角变换 (b)、(c)、(d)

T 函数保角变换后的电场结构如图 3(c) 所示. 图 3(b) 多边形的顶点映射到 T -平面上的坐标为:

$$t_0 = 1, t_1 = \cosh^2 \left[\frac{\pi s}{2h} \right],$$

$$t_3 = t_4 = \infty, t_5 = -\sinh^2 \left[\frac{\pi(s+g)}{2h} \right], t_6 = 0$$

第二步变换, 将 T 平面的上半平面变换为 w -平面的矩形内部区域如图 3(d) 所示, 映射函数为:

$$w = A \int_t^{t_5} \frac{dt}{\sqrt{(1-t)(t-t_1)(t-t_2)(t-t_5)}} + B \quad (3)$$

常数 A 和 B 取决于 T -平面和 w -平面的顶点坐标. 由该变换最终得到的每单位长度的电容为

$$C_{n_1} = \varepsilon_0 \frac{K(k)}{K(k')} \quad (4)$$

其中 $K(k)$ 为第一类完全椭圆积分,

$$k = \tanh(\pi s/2h) \tanh(\pi(s+g)/2h)$$

$$k' = \sqrt{1-k^2}$$

同理, 空气中每单位长度的电容只需令 $\varepsilon = 1, h = \infty$ 既可, 其表达式为

$$C_{n_0} = \varepsilon_0 \frac{K(k_0)}{K(k'_0)}, k_0 = \frac{s}{s+g} \quad (5)$$

3.2 三层衬底结构电容

由前面得到的单层衬底结构的电容, 再根据文献

[4, 9] 中采用的电容拼接技术就可得到三层结构的 $(n-3)$ 个周期结构的电容. 周期结构电容可表示为四个部分电容的总和:

空气电容 C_{n_0} , 衬底 ε_1 的电容 C_{n_1} 和衬底 ε_2 的电容 C_{n_2} 以及覆盖层的电容 C_{n_3} , 如图 4 所示.

根据电容拼接技术^[4, 9] 以及上述的保角变换方法, $C_{n_1}, C_{n_2}, C_{n_3}$ 由式(4) 得到, h_1, h_2, h_3 为衬底的厚度, 相应的等效介电常数为 $\varepsilon_1, \varepsilon_2 - \varepsilon_1, \varepsilon_3 - 1$. 相应电容为:

$$C_{n_0} = \varepsilon_0 \frac{K(k_0)}{K(k'_0)}, k_0 = \frac{\tanh \left[\frac{\pi s}{2h_0} \right]}{\tanh \left[\frac{\pi(s+g)}{2h_0} \right]} = \frac{s}{s+g} \quad (7)$$

这里令 $h_0 = \infty$

$$C_{n_1} = \varepsilon_1 \varepsilon_0 \frac{K(k_1)}{K(k'_1)}, k_1 = \frac{\sinh \left[\frac{\pi s}{2h_1} \right]}{\sinh \left[\frac{\pi(s+g)}{2h_1} \right]} \quad (8)$$

$$C_{n_2} = (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \varepsilon_0 \frac{K(k_2)}{K(k'_2)}, k_2 = \frac{\sinh \left[\frac{\pi s}{2h_2} \right]}{\sinh \left[\frac{\pi(s+g)}{2h_2} \right]} \quad (9)$$

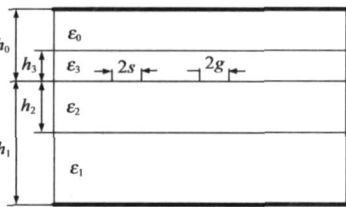


图 4 交指电容计算模型图

$$C_{n_3} = (\varepsilon_3 - 1) \varepsilon_0 \frac{K(k_3)}{K(k'_3)}, k_3 = \frac{\tanh \left[\frac{\pi s}{2h_3} \right]}{\tanh \left[\frac{\pi(s+g)}{2h_3} \right]} \quad (10)$$

$$C_n = (n-3) \varepsilon_0 \left[\frac{K(k_0)}{K(k'_0)} + \varepsilon_1 \frac{K(k_1)}{K(k'_1)} + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \frac{K(k_2)}{K(k'_2)} + (\varepsilon_3 - 1) \frac{K(k_3)}{K(k'_3)} \right] l \quad (11)$$

$k'_i = \sqrt{1-k_i^2}, i = 1, 2, 3. l$ 表示交指长度.

3.3 3 指部分的电容

由图 2(b) 可知, 3-指部分的电容的电场分布与 $(n-3)$ 周期结构的电场分布不同, 因此 3-指部分的电容必须独立计算. 三层介质上的 3-指电容可由单层介质上的 3-指电容^[9] 得到类似结果. 通常情况下, 电容边缘的交指宽度 $2s_1$ 和内部交指的宽度 $2s$ 不同. 与周期结构电容类似, 3-指电容可表示为四部分电容的总和: 空气, 衬底 1 等效介电常数为 (ε_1) , 衬底 2 等效介电常数为 $(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$ 以及覆盖层介电常数为 $(\varepsilon_3 - 1)$, 最终的电容为:

$$C_3 = 2 \varepsilon_0 \varepsilon_3 \frac{K(k'_{03})}{K(k_{03})} l \quad (12)$$

$$\varepsilon_{30} = 1 + q_{13} \frac{\varepsilon_1 - 1}{2} + q_{23} \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2} + q_{33} \frac{\varepsilon_3 - 1}{2} \quad (13)$$

$$q_{i3} = \frac{K(k_{i3})}{K(k'_{i3})} \frac{K(k_{03})}{K(k'_{03})}, i = 1, 2 \quad (14)$$

$$k_{03} = \frac{s}{s+2g} \frac{\sqrt{1 - \left[\frac{s+2g}{s+2s_1+2g} \right]^2}}{\sqrt{1 - \left[\frac{s}{s+2s_1+2g} \right]^2}} \quad (15)$$

$$k_{i3} = \frac{\sinh \left[\frac{\pi s}{2h_i} \right]}{\sinh \left[\frac{\pi(s+2g)}{2h_i} \right]} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{\sinh^2 \left[\frac{\pi(s+2g)}{2h_i} \right]}{\sinh^2 \left[\frac{\pi(s+2s_1+2g)}{2h_i} \right]}}}{\sqrt{1 - \frac{\sinh^2 \left[\frac{\pi s}{2h_i} \right]}{\sinh^2 \left[\frac{\pi(s+2s_1+2g)}{2h_i} \right]}}} \quad (16)$$

2.4 交指终端电容

对于交指较长 $l \gg 2s$ 的电容, 由以上式(11)、(12) 给出的公式可用于代替交指总电容而不用考虑交指终端的电容, 计算误差在 5% ~ 10% 之内. 但在设计光子晶体时, 与交指电容形成的光子晶体带隙是窄带的, 电容的计算将直接影响带隙的中心频率. 因此, 电容的精确计算是决定光子晶体中心频率的关键所在.

交指终端部分如图 6 所示, 其中实际的场分布非常复杂. 图中所示结构也可以采用保角变换法来计算交指终端电容, 但变换过程得到的电容公式非常复杂, 与下面得到的电容近似公式在精度方面并没有实质性的提高, 作为一阶近似, 可以将整个电场区域分为: 规则

的电场分布区和交指末端角上的两个非规则区域(在图6中的斜线阴影表示). 这样,可以在距离交指终端为 x 的地方设置一个虚拟磁壁(因为这里电场平行于磁壁),然后计算终端电容.

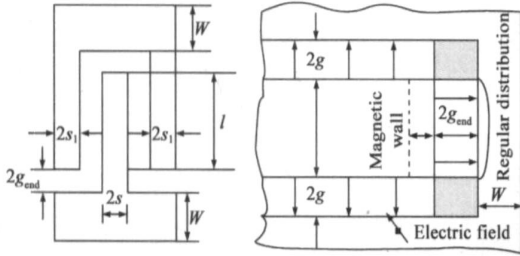


图5 3-指交指电容结构图 图6 交指终端电容结构图

终端的“规则分布”部分电容可以看成是3-指电容的一半结构,因此可以直接引用3-指电容的公式,将 $W = 2s_1$, $2x = 2s$, 以及缝隙宽度为 $2g_{\text{end}}$ 代入公式(12). 交指终端的两个角处的不规则电场产生的电容近似为将交指宽度延长 πs 长度而得到的电容^[10]. 这样 n 个交指终端的电容为:

$$C_{\text{end}} = 4ns(\pi + 2)\epsilon_0\epsilon_{\text{end}} \frac{K(k_{0\text{end}})}{K(k_{\text{end}})} \quad (17)$$

其中

$$\epsilon_{\text{end}} = 1 + q_{1\text{end}} \frac{\epsilon_1 - 1}{2} + q_{2\text{end}} \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{2} + q_{3\text{end}} \frac{\epsilon_3 - 1}{2} \quad (18)$$

$$q_{i\text{end}} = \frac{K(k_{i\text{end}})K(k_{0\text{end}})}{K(k'_{i\text{end}})K(k'_{0\text{end}})}, \quad i = 1, 2 \quad (19)$$

$$k_{0\text{end}} = \frac{x}{x + 2g_{\text{end}}} \sqrt{\frac{1 - \frac{x + 2g_{\text{end}}}{x + W + 2g_{\text{end}}}}{1 - \frac{x}{x + W + 2g_{\text{end}}}}} \quad (20)$$

$$k_{i\text{end}} = \frac{\sinh\left(\frac{\pi s}{2h_i}\right)}{\sinh\left(\frac{\pi(s + 2g_{\text{end}})}{2h_i}\right)}$$

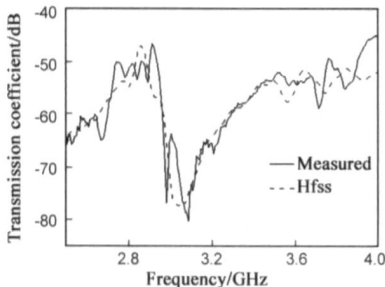


图7 交指形光子晶体带隙测试图
($h=2\text{mm}, l=3.85\text{mm}$)

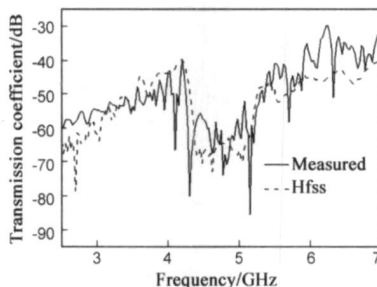


图8 交指形光子晶体带隙测试图
($h=1.5\text{mm}, l=1\text{mm}$)

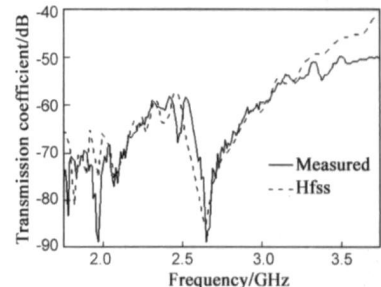


图9 交指形光子晶体带隙测试图
($h=2\text{mm}, l=1\text{mm}, h_s=2\text{mm}$)

$\epsilon_r = 2.65$. 交指的宽度和缝隙全部为 $2s = 2s_1 = 2g = 2g_{\text{end}} = 0.4\text{mm}$, 长度 $l = 1\text{mm}$, 共有 11 个交指. 此时, $l/2s = 2.5$. 根据式(22)得到的电容 $C = 0.265\text{pF}$, 对应的谐振频率为 7.125GHz , 而利用本文的公式得到的电容 $C = 0.551\text{pF}$, 其中, $C_{\text{end}} = 0.317\text{pF}$, 占总电容的 57.5%, 对

$$C = \frac{(\epsilon_r + 1)\epsilon_0 K(k)}{2K(k')} (N-1)l \quad (22)$$

如果电容边缘交指宽度与中间交指宽度一致, 只需求令 $s = s_1$ 即可.

4 测试结果

文献[2, 5]中, 给出的交指电容公式为:

$$C = \frac{(\epsilon_r + 1)\epsilon_0 K(k)}{2K(k')} (N-1)l \quad (22)$$

其中 N 为交指数, l 为交指长度. ϵ_r 为衬底的介电常数. 光子晶体带隙的中心频率 $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, $L = \mu_0 t$, μ_0 为自由空间磁导率, t 为衬底的厚度.

例1: 为了验证本文提出的设计公式的准确性, 取微波基板材料 $h_1 = 2\text{mm}$, $\epsilon_r = 2.65$. 为了简单起见, 设计的电容共有 11 个交指, 长度 $l = 3.85\text{mm}$, 交指的宽度和缝隙全部为 $2s = 2s_1 = 2g = 2g_{\text{end}} = 0.15\text{mm}$, 周期间距为 7.3mm . 此时, $l \gg 2s$. 根据公式(22)得到的电容 $C = 1.0203\text{pF}$, 对应的谐振频率为 3.1429GHz , 而利用本文的公式得到的电容 $C = 0.9917\text{pF}$, 其中, $C_{\text{end}} = 0.0807\text{pF}$, 占总电容的 8.14%, 对应的谐振频率为 3.187GHz . 实际测量结果如图7所示. 图中同时给出了采用 Hfss 软件模拟该光子晶体带隙随频率的变化曲线. 从图中可看出, 模拟结果与仿真结果能取得较好的一致. 该交指形光子晶体带隙为 $2.92 \sim 3.45\text{GHz}$, 对应的带隙中心频率为 3.185GHz , 可见, 当 $l \gg 2s$ 时, 这两个电容公式都具有较高的精度.

例2: 制作一个交指长度 l 和宽度 $2s$ 可比拟的例子, 设计的周期间距为 10.2mm , 厚度 $h = 1.5\text{mm}$,

应的谐振频率为 4.94GHz . 实际测量结果和利用 Hfss 软件模拟的光子晶体带隙的结果如图8所示, 两者一致性较好.

该交指形光子晶体带隙为 $4.22 \sim 5.82\text{GHz}$, 对应的带隙中心频率为 4.82GHz . 因此当交指长度和宽度可比

拟时, 目前使用的由文献[2, 5]给出的式(22)并不准确。这是因为当 $l \gg 2s$ 时交指终端电容在总电容中只占很小的比率。由该例子可以看出, 当交指长度和宽度可比拟时, 交指终端电容在总电容中的比率急剧上升, 此时式(22)将会产生较大的误差。

例3: 为了验证本文给出的公式应用范围的广泛性, 在材料(例1)的基板上盖一层 $\epsilon_r = 2.65$ 厚度 $h_3 = 2\text{mm}$ 的介质层。此时文献[2, 5]给出的式(22)将无能为力。根据本文的公式计算出来的结果为: 总电容 $C = 1.43\text{pF}$, $C_{\text{end}} = 0.1475\text{pF}$, 对应的谐振频率为 2.656GHz 。测试结果和模拟仿真结果如图9所示: 从图9中可以看出, 测试结果和模拟仿真结果基本一致, 证实了测试数据的可靠性; 同时可以看出当光子晶体基板上覆盖介质层后, 该交指形光子晶体带隙为 $2.54 \sim 2.90\text{GHz}$, 对应的带隙中心频率为 2.72GHz 。与例1相比, 带隙中心频率向更低的频率偏移, 而且带隙变窄。这是因为当光子晶体基板覆盖介质层后, 光子晶体单元电容变大, 因此谐振频率降低, 单元品质因素 Q 值增大, 带隙变窄。

从上面三个例子可以看出, 对于交指长度 $l \gg 2s$, 还是交指长度和宽度可比拟以及多层的情况下, 本文给出的公式都具有较高的精度。

5 结论

本文对交指形高阻表面的设计公式进行了改进, 主要把一个 $n \geq 3$ 的电容分成三部分进行计算: 3-指电容, $n-3$ 个周期结构电容以及交指终端电容。各部分的电容根据电容拼接技术采用 T 函数变换得到计算公式。设计了三个例子, 按照文献[2, 5]和本文给出的公式分别计算带隙的中心频率, 并对其表面波的传输特性进行了模拟和测试, 与两种公式得到的结果进行了对比, 证明本文所给的计算公式要更加准确, 应用范围更加广泛。

参考文献:

- [1] Lei Zhu, Ke Wu. Accurate circuit model of interdigital capacitor and its application to design of new quasi-lumped miniaturized filters with suppression of harmonic resonance[J]. IEEE Trans MTT, 2000, 48(3): 347-356.
- [2] G D Alley. Interdigital capacitors and their application to lumped element microwave integrated circuits[J]. IEEE Trans MTT, 1970, 18(12): 1028-1033.

- [3] Wu Harr Hau, Chan Yi Jen. High-Q inductors and low loss band pass filters on Al₂O₃ substrates by thin film[J]. Electronic Letters, 1999, 20(5): 322-326.
- [4] S S Gevorgian, P Liner, E Kollberg. CAD models for shielded multilayered CPW[J]. IEEE Trans MTT, 1995, 43(12): 772-779.
- [5] Y Fu, N Yuan, G Zhang. Compact high impedance surfaces incorporated with interdigital structure[J]. Electronic Letters, 1999, 20(5): 310-311.
- [6] Gonzalo R G. Coupling between patch antennas on photonic crystals[A]. Proc 24th ESTEC Antenna Workshop[C]. Noordwijk, the Netherlands, May 30 June 2001. 6-10.
- [7] Iluz Z, Shavit R, Bauer R. Microstrip antenna phased array with electromagnetic band gap substrate[J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 2004, 52(4): 1446-1453.
- [8] Dan Sievenpiper, Lijun Zhang, Eli Yabonovitch. High impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band[J]. IEEE Trans MTT, 1999, 47(12): 2059-2074.
- [9] G Ghione, C Naldi. Coplanar wave guides for MMIC applications: Effects of upper shielding, conductor backing, finite extent ground planes, and line to line coupling[J]. IEEE Trans MTT, 1987, 35(3): 260-267.
- [10] 吴万春. 微波毫米波与光集成电路的理论基础[M]. 西安: 西北电讯工程学院出版社, 1985.

作者简介:



郑秋容 男, 1973 年出生于福建仙游, 毕业于国防科技大学电磁场与微波技术专业, 博士。研究兴趣为电磁场数值计算, 波导缝隙天线, 光子晶体。E-mail: zqr1620@sina.com.cn

李有权 男, 1980 年出生于四川射洪, 博士。研究兴趣为光子晶体、电磁场数值计算。E-mail: youquanli2007@163.com

张辉 女, 1981 年出生于山东烟台, 博士。研究兴趣为光子晶体, 微带天线。

袁乃昌 男, 1965 年生, 国防科技大学电子科学与技术系主任、教授、博士生导师, 中国电子学会雷达分会天线专委会委员, 八六三 308 主题发展战略研究组成员, 美国 Advanced Science 协会会员, 美国纽约科学院院士。先后在 IEEE MTT、IEEE Proceeding H、电子学报等国内外刊物上发表论文 60 余篇, 出版专著三本。主要研究领域为微波毫米波电路、光子晶体、相控阵天线等。