

介质层对超材料太赫兹响应特性的控制规律

敖天宏, 许向东*, 黄锐, 蒋亚东, 姚洁, 何琼, 孙自强, 温粤江, 马春前

(电子科技大学 光电信息学院, 电子薄膜与集成器件国家重点实验室,
光电探测与传感集成教育部重点实验室, 四川 成都 610054)

摘要:作为超材料的重要组成部分, 介质层是影响超材料响应特性的关键因素. 固定超材料的尺寸和表层金属图形, 通过理论推导和仿真模拟详细分析了在太赫兹波段下介质层的介电常数和厚度两个参数对超材料响应特性的控制规律, 并首次确定了响应频率与介电常数的关系方程. 结果表明, 在其他参数不变的情况下, 超材料的响应频率主要取决于介质层的介电常数的实部大小, 而其吸收率则主要取决于介质层的厚度. 据此, 提出一种设计超材料的新方法: 首先将设计要求的响应频率代入频率方程计算出相应介质层的介电常数, 由此挑选合适的介质材料; 然后固定介电常数, 调节介质层厚度, 获得在特定频率具有特定吸收率的超材料.

关键词:太赫兹; 介质材料; 超材料; 频率方程; 控制规律

中图分类号:O441 文献标识码:A

Control of terahertz response properties of metamaterials by dielectric layer

AO Tian-Hong, XU Xiang-Dong*, HUANG Rui, JIANG Ya-Dong, YAO Jie, HE Qiong,
SUN Zi-Qiang, WEN Yue-Jiang, MA Chun-Qian

(School of Optoelectronic Information, University of Electronic Science and Technology of China(UESTC),
State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, Ministry of Education Key
Laboratory of Photoelectric Detection & Sensor Integration Technology, Chengdu 610054, China)

Abstract: As an important part of metamaterials, the dielectric layer is one of the key factors influencing the properties of metamaterials. When the size and surface metal-pattern of metamaterials had been fixed, control rules related to the permittivity and thickness of dielectric layer were analyzed within terahertz band. For the first time, the formula related with the frequency and permittivity was defined in this article. The results show that, with other parameters kept constant, the frequency response of metamaterials mainly depends on the real part of permittivity, while the absorption mainly depends on the thickness of the dielectric layer. According to the conclusions, we further proposed a new method for designing the metamaterials: firstly, putting the required response frequency into the deduced frequency equation and calculating the permittivity, by which suitable dielectric material in accordance with the calculation can be chosen; secondly, under the chosen frequency, the highest or desirable terahertz absorption can be obtained by adjusting the thickness of the dielectric layer. This design method can effectively predict and control the response properties of the metamaterials just by changing the parameters of the dielectric layer. Importantly, our method not only can obviously shorten the design cycle, but can also greatly reduce the difficulty in designing the metamaterials.

Key words: terahertz; dielectric materials; metamaterials; frequency formula; control rules

PACS: 87.50.U-, 78.67.Pt, 77.55.-g, 62.25.Fg

引言

超材料是英文“metamaterial”的译称, 是指具有

一般材料所不具备的超常物理性质的人工合成微结构^[1]. 这种微细结构能和特定波长的电磁辐射相互作用, 从而产生一些非常特殊的物理现象, 如负折射

收稿日期:2013-11-25, 修回日期:2014-10-28

Received date: 2013-11-25, revised date: 2014-10-28

基金项目:国家自然科学基金资助项目(61071032, 61377063)

Foundation items: Supported by National Natural Science Foundation of China (61071032, 61377063)

作者简介 (Biography): 敖天宏 (1988-), 男, 重庆铜梁人, 博士研究生, 主要研究领域为太赫兹探测与成像. E-mail: at.hong.cn@163.com

* 通讯作者 (Corresponding author): E-mail: xdxu@uestc.edu.cn

率^[2]、完美透镜^[3]、逆多普勒效应^[4]等独特性质. 2008年, Landy^[5]和 Tao等^[6]分别设计出微波和太赫兹波“完美吸收器”的超材料结构. 此类超材料的理论吸收率高达90%以上, 其吸波特性和其他自然材料, 可用于辐射热收集^[7]、隐身^[8]等领域.

近年, 随着研究的深入开展, 超材料的响应频段已经扩展到毫米波^[9]、近红外^[10-11]和可见光^[12]等波段. 如何有效地设计超材料结构, 使其具有理想的响应特性成为本领域日趋关注的一个重点问题. 为此, 前人进行了一些探索研究. 例如吴俊芳等人^[13]提出通过改变超材料单元尺寸的方法, 实现对超材料响应频率的控制. 此外, 文岐业等人^[14]将两个或多个不同的金属图形集成在一个超材料结构上, 由此制作出双频或多频响应的 THz 吸收器. 但是, 上述改变超材料的单元尺寸或金属图形的方法, 都只能控制超材料的响应频率, 而无法同时控制超材料的吸收率, 从而给超材料设计带来了不便. 所以, 需要找到更加合适的设计方法, 帮助人们快速地寻找同时具有特定的响应频率及吸收率的理想的超材料结构.

介质层作为超材料结构的重要组成部分, 探索其对超材料响应特性的控制规律具有重要的理论及现实意义. 在此之前, 前人已经进行一些相关研究. Azad 等人^[15]将介质层由石英玻璃(介电常数 $\epsilon = 3.8$)换成硅($\epsilon = 11.9$)时, 发现双开口环谐振器的响应频率从 0.8 THz 移动到 0.51 THz. 此外, Kearney 等人的实验结果^[16]表明, 当介质层的厚度在 0.35 ~ 1.66 μm 范围变化时, 由 Al/SiO_x/Al 构成的超材料吸收器的吸收率将随着介质层厚度的增加而增大. 以上成果暗示, 介质层似乎具有同时控制响应频率和吸收率的能力. 遗憾的是, 目前为止, 国内外均还未有文献总结出介质层对超材料太赫兹响应特性的控制规律. 为了解决这个关键问题, 本文在不考虑介质材料其他属性的情况下, 围绕介电常数和薄膜厚度这两个主要参数, 研究介质层对超材料响应特性的具体影响. 首先, 我们基于 LC 等效电路模型^[17]和平板电容公式, 从理论上推导出超材料的响应频率关于介电常数的频率方程. 而且, 通过系统的仿真计算和对比文献结果, 验证所推方程的正确性和适用性. 此外, 我们还固定介电常数, 仿真得到不同厚度下超材料的响应特性, 并分析了超材料的阻抗变化及影响. 研究表明, 介质层中介电常数实部主要影响超材料的响应频率, 而介质层厚度则主

要影响超材料的吸收率. 在总结介质层的介电常数和厚度对超材料响应特性的控制规律的基础上, 本文还提出了新的超材料设计方法.

1 模型建立与理论推导

超材料可以与电磁辐射产生两种形式的谐振^[18]: 电场谐振和磁场谐振. 开口谐振环(SRR)是一种典型的电场谐振结构. 但是, 与传统的 SRR 采用线形的底层金属^[19]不同, 本文的 SRR 结构的底层改用 Au 连续膜, 如图 1(a)所示. 这种结构(图 1a)对入射电磁波的透过率近似为 0, 增大了超材料对入射电磁波的吸收率, 同时避免了衬底的影响, 有利于对变量的讨论.

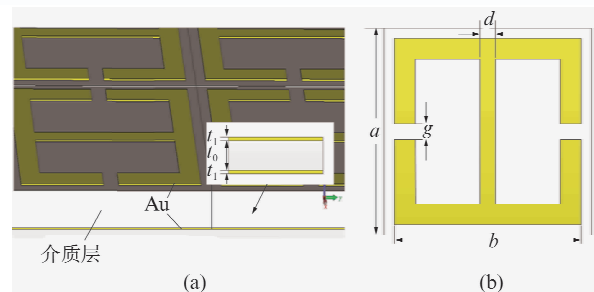


图 1 (a) 超材料由表层金图形、介质层和底层金膜组成, 插图为横截面图; (b) 表层图形及其尺寸
Fig. 1 (a) Metamaterials absorber is consisting of gold pattern, dielectric layer and gold film, inset is the side view of absorber; (b) Surface structure and size

超材料的表层谐振金属的结构参数如图 1(b)所示. 其中, $a = 20 \mu\text{m}$ 、 $b = 18 \mu\text{m}$ 、 $d = 4 \mu\text{m}$ 、 $g = 3 \mu\text{m}$, Au 膜的电导率为 $\sigma = 4.56 \times 10^7 \text{ S/m}$. 表层和底层金膜的厚度 t_1 相同、均固定为 200 nm, 而介质层厚度 t_0 在文中则作为变量进行讨论. 本文使用 CST Microwave Studio 2011 电磁仿真软件中的频域仿真器对设计模型进行仿真计算, 设定 x 和 y 方向为 (unit cell) 周期边界, 波矢 \vec{k} 沿 z 方向垂直入射. 图 1 所示的超材料结构可用 LC 等效电路模型简化分析过程, 等效电路如图 2 所示. 其中, 电磁辐射从左端口输入, 从右端口输出. L 为超材料的等效电容, C 为等效电感, 它们均与超材料的结构有关.

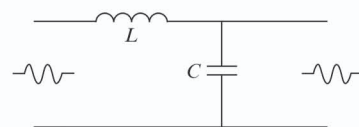


图 2 LC 等效电路模型
Fig. 2 LC Equivalent circuit model

根据等效电路模型, SRR 的响应频率存在如下关系:

$$\omega \propto \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (1)$$

公式(1)中, 等效电感 L 与金属环的尺寸大小相关. 因为本文的超材料结构是固定的, 所以认为 L 是定值. 而等效电容 C 包含多个寄生电容, 存在于表层金属图形与底层金属板之间. 由于表层金属图形不规则, 寄生电容难以准确计算. 考虑到 SRR 结构是电场谐振, 电磁辐射的电场分量作用在开口间隙处, 因此我们认为金属结构(图1)的开口间隙对电容 C 的贡献最大. 开口间隙从截面看, 类似于平板电容, 有:

$$C = A \frac{\varepsilon}{d} \quad (2)$$

其中, A 为开口间隙的截面积, ε 为介质层的介电常数, d 为间隙距离. 根据公式(1)、(2), 则有:

$$\omega \propto \frac{1}{L} \cdot \sqrt{\frac{d}{A \cdot \varepsilon}} \quad (3)$$

对于极化介质, 介电常数 ε 用复数表示, 即 $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, 代入公式(3), 有:

$$\omega \propto \frac{1}{L} \cdot \sqrt{\frac{d}{A}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\varepsilon' + i\varepsilon''}} = \frac{1}{L} \cdot \sqrt{\frac{d}{A}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon' - i\varepsilon''}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}} \quad (4)$$

其中, 介电常数的虚部 ε'' 称为介质损耗因子. 一般情况下, 介电常数的实部比虚部大两个数量级左右, 例如 BCB 的介电常数^[20]为 $\varepsilon = 2.5 + 0.0125i$. 所以, 如果忽略介电常数中虚部的影响, 主要探究实部对超材料响应频率的控制规律, 则公式(4)可以简化为:

$$\omega \propto \frac{1}{L} \cdot \sqrt{\frac{d}{A}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\varepsilon'}} \quad (5)$$

公式(5)表明, 超材料的响应频率 ω 与介电常数的实部 ε' 的平方根成反比关系. 但是, 由于模型的等效电感 L (图2)难于精确计算, 由公式(5)直接确定超材料响应频率 ω 的难度较大, 所以本文通过利用已知频率推算未知频率的方法确定超材料的响应频率方程. 假设介质层的介电常数的实部为 ε_1' 时, 通过模拟仿真或实验测试得到的超材料的响应频率为 ω_1 . 在厚度不变的情况下, 换成介电常数的实部为 ε_n' 的介质层时, 新的超材料的响应频率为 ω_n . 根据公式(5), 则 ω_1 和 ω_n 存在以下比例关系:

$$\frac{\omega_n}{\omega_1} = k \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1'}{\varepsilon_n'}} \quad (6)$$

即:

$$\omega_n = \omega_1 \cdot k \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1'}{\varepsilon_n'}} \quad (7)$$

考虑到频率方程中偏差的影响, 我们设定 k 为修正系数. 公式(7)即为我们所讨论的频率方程. 另外, 超材料的吸收率可由传输系数 S_{21} 及反射系数 S_{11} 计算得到. 由于超材料的底层采用 Au 连续膜(如图1a所示), 对 THz 的透过率为 0, 即 $S_{21} = 0$. 所以, 超材料吸收率的计算公式简化为:

$$A = 1 - R - T = 1 - |S_{11}|^2 \quad (8)$$

公式(8)显示, 若使超材料对入射电磁波的吸收率 A 增大, 应该尽量地减小结构的反射系数 S_{11} .

2 数据分析与讨论

2.1 介电常数与响应频率的关系

首先, 固定图1中超材料结构的介质厚度为 $2 \mu\text{m}$, 使介质层的介电常数 ε 从 2 逐渐地增加到 6, 仿真得到超材料不同的反射系数 S_{11} , 如图3所示. 图3显示, 当 $\varepsilon = 2$ 时, 图1所示的超材料结构在 $0.1 \sim 4 \text{ THz}$ 范围内存在 2 个响应频率, 分别为 0.97 THz 和 3.9 THz . 为便于分析, 本文把这两个响应频率分别称之为低频响应和高频响应. 从图3可以看出, 随着介质层介电常数的增大, 超材料的低频及高频响应频率均逐渐地向更低的频率方向移动, 表明介电常数变化对响应频率具有较大影响.

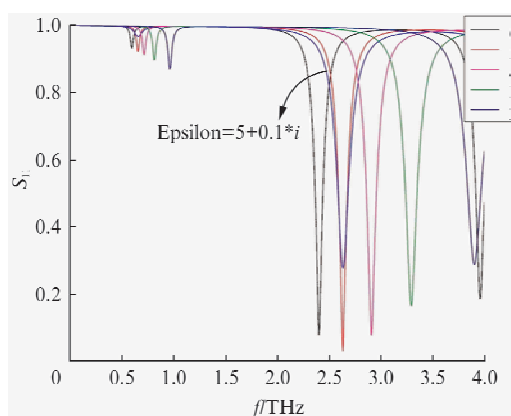


图3 不同介电常数下超材料的反射系数曲线 S_{11}
Fig. 3 The reflection S_{11} of metamaterials under different permittivities

2.1.1 确定频率方程

通过理论分析, 我们推导出了频率方程. 从公式(7)可以看出, 只要确定 k 值, 那么在无需进行仿真的情况下, 就能直接、快速地计算出与 ε_n 相对应的新的响应频率 ω_n . 接下来, 我们通过分析仿真数据

确定修正系数 k . 首先考虑 $k=1$ 的情况. 以 $\varepsilon=2$ 时得到仿真频率 0.97 THz 和 3.9 THz(图 3)作为参考频率,将 $\varepsilon=2,3,4\cdots$ 和 $k=1$ 值分别代入本文推导出的公式(7),由此估算出对应的响应频率值,该计算结果定义为估算值(calculated value、为图 4 中的下三角符号所示). 与此同时,我们还设置仿真模型中介质层的介电常数及其他的材料参数,通过仿真得到相应超材料的响应特性. 这种仿真得到的超材料的响应频率定义为仿真值(simulated value、为图 4 中的上三角符号所示). 从图 4 可以看出,在低频部分,估算值和仿真值基本吻合. 虽然在高频部分,由频率方程(7)估算出的频率值略小于仿真值,但两者的变化趋势完全一致. 为了使估算值和仿真值更加接近,将仿真值分别代入公式(7)、计算出 k ,由此获得 k 的平均值为 1.07. 确定 $k=1.07$ 之后,对结果进行了重新估算,计算结果也总结在图 4 中、如实心圆所示. 从图 4 可以看出,如果采用优化 k 值(1.07),无论低频还是高频部分,估算值与仿真值都符合得很好. 据此,则频率方程(7)可以进一步精确为:

$$\omega_n = 1.07\omega_1 \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_n}} \quad (9)$$

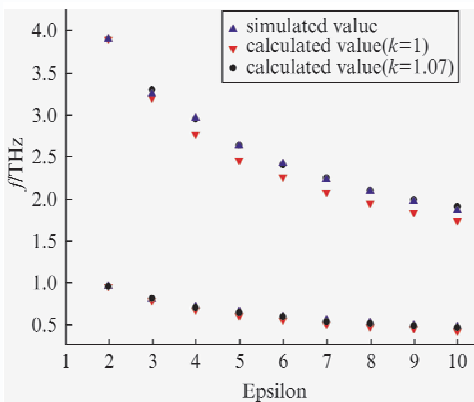


图 4 响应频率的仿真值与估算值
Fig. 4 The simulated values and calculated values of response frequencies

根据公式(9)的频率方程,我们可以通过改变介质层的介电常数,对超材料的响应频率进行定向、定量的调节,也可以通过频率方程(9)反过来计算与理想响应频率相对应的介质层应具有介电常数,从而更容易、更快速、更准确地选择介质材料.

2.1.2 频率方程的适用性讨论

为了验证以上推导的频率方程是否具有适用性,参照了 Hu Tao 等人^[21]制作的一种宽入射角的超材料吸收器,其结构如图 5 中插图所示. 和图 1 的

底层结构相似,文献[21]中超材料(图 5)的底层同样采用连续的金属薄膜,但是 Hu 等人^[21]采用的表层谐振金属的图形和尺寸(图 5 插图)均与本文(图 1)的不同. 其中,文献[21]使用的介质层的介电常数为 $2.88 + 0.09i$. 首先,我们在不改变图 5 所示超材料的金属图形和尺寸大小的情况下,将介质层的介电常数设置为 2,仿真得到响应频率为 1.8 THz 和 3.3 THz. 然后,以 $\varepsilon=2$ 时的响应频率作为参考频率,代入公式(9)中,直接估算出 $\varepsilon=2.88 + 0.09i$ 时响应频率,估算结果和文献[21]报道的响应频率值如表 1 所示. 从表 1 可以看出,低频响应的估算值和仿真值完全一致,高频部分的估算值与仿真值仅差 0.1 THz,计算结果基本符合. 同样地,我们分别仿真和估算了 $\varepsilon=3$ 时超材料的响应频率,相差仅为 0.01 THz. 此结果说明,本文推导出的频率方程(9)对于其他形式的超材料同样适用,具有普适性.

表 1 文献[21]报道的响应频率值(f)与估算频率值(f -calculated)

Epsilon	$f(\text{low})/\text{THz}$	$f(\text{high})/\text{THz}$	f -calculated (low)/THz	f -calculated (high)/THz
$\varepsilon=2$	1.8	3.3	*	*
$\varepsilon=2.88 + 0.09i$	1.6	2.8	1.6	2.9
$\varepsilon=3$	1.57	2.87	1.58	2.88

在推导频率方程(7)的过程中,我们假定忽略介电常数的虚部对超材料响应特性的影响. 为了保证结论的完整性,我们补充仿真了介电常数为 $\varepsilon=5 + 0.1i$ 时超材料的响应特性,结果如图 3 中箭头所示. 对比介电常数为 $\varepsilon=5$ 时的仿真结果,两者的低频及高频响应频率均为 0.66 THz 和 2.64 THz,数值完全相同. 说明介电常数的虚部变化对响应频率几乎没有影响,同时也验证了本文所推公式(5)的正确性. 此外,我们注意到,虚部的加入使超材料的反射系数从 0.05 增大到 0.27,对应计算出的吸收率从 99.7% 减小到 92.7%. 说明介质的损耗变化将对超材料的吸收率产生影响. 对此, Hu ChengGang 等人^[22]曾进行过详细研究,他们认为超材料介电常数的虚部对吸收率的影响具有特殊的规律性,即随着虚部的增大,吸收率先增大后减小. 本文的仿真结果与该结论相符. 但是,仿真结果还显示,介质的上述损耗变化使超材料的吸收率仅减小了 7%,其变化幅度远低于本文后面提及的介质层厚度对超材料吸收率的影响. 综合这些结果,我们认为介电常数的虚部不是影响超材料吸收率的主要因素.

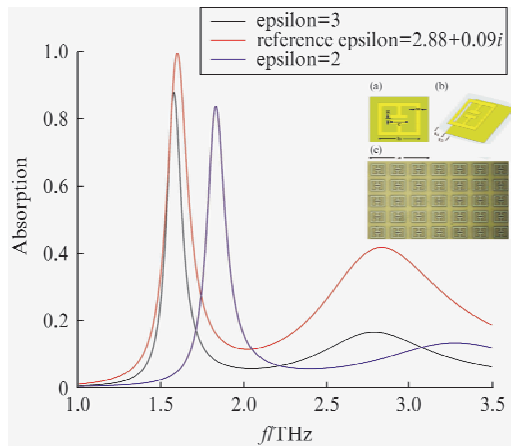


图5 仿真三个不同介电常数的吸收率. 插图为文献^[21]中超材料的结构图

Fig. 5 Simulated absorption under different permittivities. Inset is the structure in reference

2.2 介质层厚度与吸收率的关系

在获取介质层介电常数对超材料响应特性影响规律的基础上,继续探究介质层厚度变化对超材料响应特性的影响规律. 为此,固定介质层的相对介电常数为5,将介质层的厚度从2 μm 逐渐地增大到8 μm ,仿真结果如图6所示. 图6显示,相比于厚度为2 μm 的超材料的响应频率,当厚度增大到8 μm (增大了3倍)之后,超材料的响应频率从2.64 THz向低频移动到2.18 THz,仅减小了0.46 THz. 对比图4中的数据,当介电常数的实部从2增大到8(增大了3倍)时,高频响应频率由3.9 THz移动到1.84 THz,降低了2.06 THz. 由此可知,介质层的厚度变化对超材料响应频率的影响明显地小于介电常

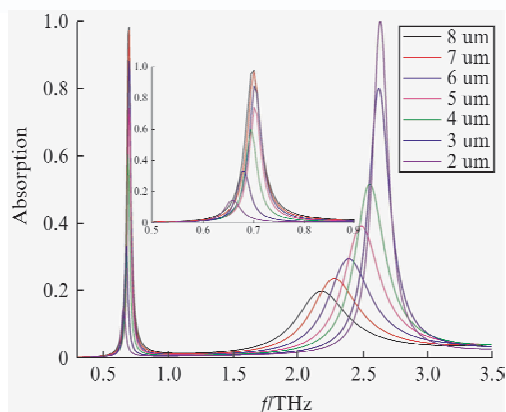


图6 不同厚度下超材料的吸收率. 插图为低频响应部分的放大图

Fig. 6 Absorption of metamaterials under different thicknesses. Inset is enlarged view of the part of low frequency

数变化对响应频率的影响. 其中,厚度增大导致的频率移动主要是由于超材料表层金属图形与底层金属层之间存在的寄生电容改变引起的. 所以,相对于介质层的厚度,介电常数对超材料的响应频率起着决定性作用.

另一方面,通过深入分析图6所示的仿真结果,我们发现:介质层的厚度对超材料吸收率的影响非常明显. 其中,当介质层厚度为2 μm 时,超材料低频响应的吸收峰值为15%,高频响应的吸收峰值为99%. 但是,当介质层厚度增大到8 μm 时,超材料低频响应的吸收峰值明显地增大到98%,而高频响应的吸收峰值则剧烈地减少到20%. 说明介质层厚度变化使超材料的高频部分与低频部分的吸收率的变化趋势恰好相反,存在明显的频率差异. 为了探究超材料吸收率变化的原因,我们对相关的阻抗变化进行了分析. 图7为超材料的输入阻抗随介质层厚度的变化情况. 图7显示,随着介质层厚度由2 μm 增大到8 μm ,图1所示超材料结构的低频响应的输入阻抗将从15.9 Ohm 逐渐地增大到300.1 Ohm,而高频响应的输入阻抗则从350.9 Ohm 逐渐地减小到52.9 Ohm. 根据阻抗匹配原理,当超材料的输入阻抗越接近空气阻抗,即 $Z = 377 \text{ Ohm}$ ^[23] 时,超材料结构的反射系数 S_{11} 将越接近于0,根据公式(8)可知,超材料的吸收率将越大. 反之,当超材料的输入阻抗越偏离空气阻抗(377 Ohm)时,超材料的吸收率将越小. 因此,我们认为介质层的厚度变化将明显地影响到超材料的吸收率. 其影响的实质是介质层厚度变化使超材料的输入阻抗发生了改变,这种变化同样具有一定的规律性.

结合前面对介电常数的分析,认为介质层的介电常数和厚度相对独立地影响着超材料的响应特性. 即在其他参数固定的情况下,介质层的介电常数主要控制超材料的响应频率;与之不同,介质层厚度则主要控制超材料对入射电磁波的吸收率. 基于本文推导的频率方程(9)、以及研究总结出的介质层对超材料响应特性的控制规律,进一步提出设计超材料的一种新的有效方法:1) 首先,根据频率方程(9)估算出特定的响应频率所需要的介质层的介电常数,据此挑选理想的介质材料以及其制备工艺;2) 然后,在固定介质层介电常数的情况下,按照吸收率随介质层厚度的变化规律调节介质层厚度,使超材料获得理想的吸收率. 结合1)及2),最终获得在特定频率具有最高吸收率或特定吸收率的理想的超材料结构.

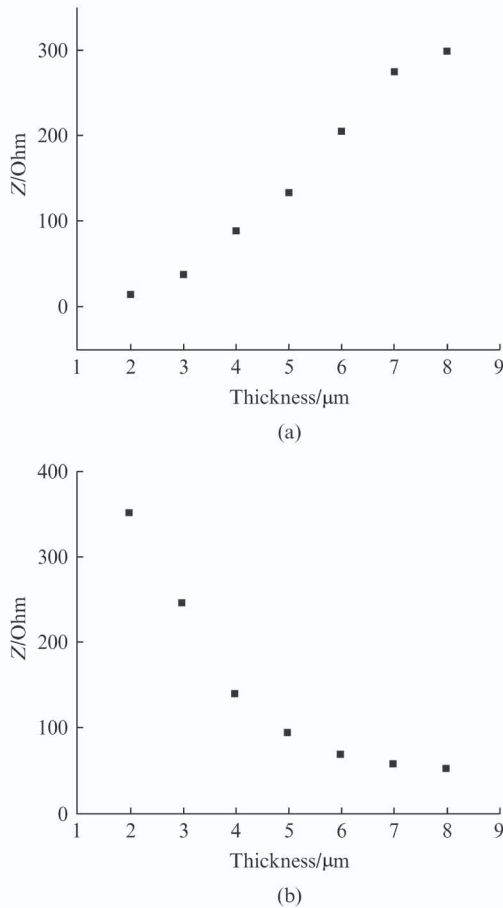


图7 输入阻抗随厚度的变化值: (a) 低频响应, (b) 高频响应

Fig. 7 Input impedances under different thicknesses: (a) low-frequency, (b) high-frequency

3 结论

通过理论分析和计算机仿真,深入地研究了介质层的介电常数和厚度两个关键参数对超材料太赫兹响应特性的控制规律.特别是,基于超材料的LC等效电路模型和平板电容公式,成功地推导出超材料的响应频率关于介质层介电常数的频率方程.按照该频率方程,则可在无需仿真或实验的条件下就可直接、快速、准确地计算出相应超材料的响应频率.此外,还系统地研究了超材料的太赫兹响应特性随介质层厚度的变化趋势.结果表明,介电常数的实部主要影响超材料的响应频率,而介质层的厚度则主要影响超材料的吸收率.根据研究结果,还提出了通过改变介质层,理性地控制超材料响应特性的一种新的设计方法.这种新的设计方法具有思路明确、简单可行、结果可靠等优点,为超材料设计及性能研究提供了重要参考.

References

- [1] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. *Sov. Hys. Usp.*, 1968, **10**(4): 509–514.
- [2] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction [J]. *Science*, 2001, **292**(5514): 77–79.
- [3] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(18): 3966–3969.
- [4] Seddon N, Bearpark T. Observation of the Inverse Doppler Effect [J]. *Science*, 2003, **302**(5650): 1537–1540.
- [5] Landy N I, Sajuyigbe S, Mock J J, et al. Perfect metamaterial absorber [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **100**(20): 207402.
- [6] H Tao, Landy N I, Bingham C M, et al. A metamaterial absorber for the terahertz regime: Design, fabrication and characterization [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(10): 7181–7188.
- [7] Maier T, Brueckl H. Multispectral microbolometers for the midinfrared [J]. *Opt. Lett.*, 2010, **35**(22): 3766–3768.
- [8] Schurig D, Mock J J, Justice B J, et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies [J]. *Science*, 2006, **314**(5801): 977–980.
- [9] Gokkavas M, Padilla W J, Vier D C, et al. Experimental demonstration of a left-handed metamaterial operating at 100 GHz [J]. *Phys. Rev. B.*, 2006, **73**(19): 3103–3106.
- [10] Dayal G, Ramakrishna S A. Design of highly absorbing metamaterials for infrared frequencies [J]. *Opt. Express.*, 2012, **20**(16): 17503–17508.
- [11] Nan Zhang, Peiheng Zhou, Dengmu Cheng, et al. Dual-band absorption of mid-infrared metamaterial absorber based on distinct dielectric spacing layers [J]. *Opt. Lett.*, 2013, **38**(7): 1125–1127.
- [12] Rockstuhl C, Menzel C, Paul T, et al. Light propagation in a fishnet metamaterial [J]. *Phys. Rev. B.*, 2008, **78**(15): 155102.
- [13] Wu Jun-Fang, Sun Ming-Zhao, Zhang Chun-Min. Thz relationship between resonant frequency band and cell size in left-handed materials [J]. *Acta Phys. Sin.*, (吴俊芳, 孙明昭, 张淳民. 左手材料的响应频段和单元尺寸关系的研究. *物理学报*), 2009, **58**(6): 3844–3847.
- [14] Wen Qi-Ye, Zhang Huai-Wu, Xie Yun-Song, et al. Dual band terahertz metamaterial absorber: Design, fabrication, and characterization [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2009, **95**(24): 241111.
- [15] Azad A K, Jianming Dai, Weili Zhang. Transmission properties of terahertz pulses through subwavelength double split-ring resonators [J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(5): 634–636.
- [16] Kearney B, Alves F, Grbovic D, et al. Al/SiO_x/Al single and multiband metamaterial absorbers for terahertz sensor applications [J]. *Opt. Eng.*, 2013, **52**(1): 013801.
- [17] Baena J D, Bonache J, Martin F, et al. Equivalent-circuit models for split-ring resonators and complementary split-ring resonators coupled to planar transmission lines [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 2005, **53**(4): 1451–1461.
- [18] Withayachumnankul W, Abbott D. Metamaterials in the Terahertz Regime [J]. *IEEE Photonics Technol. Lett.*,

- 2009, **1**(2): 99 – 117.
- [19] Schurig D, Mock J J, Smith D R. Electric-field-coupled resonators for negative permittivity metamaterials [J]. *Appl. Phys Lett.*, 2006, **88**(4): 041109.
- [20] Landy N I, Bingham C M, Tyler T, *et al.* Design, theory, and measurement of a polarization insensitive absorber for terahertz imaging [J]. *Phys Rev B.*, 2009, **79**(12): 125104.
- [21] Tao H, Bingham C M, Strikwerda A C, *et al.* Highly flexible wide angle of incidence terahertz metamaterial absorber: Design, fabrication, and characterization [J]. *Phys. Rev B.*, 2008, **78**(24): 241103.
- [22] Cheng Gang Hu, Xiong Li, Qin Feng, *et al.* Investigation on the role of the dielectric loss in metamaterial absorber [J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(7): 6598 – 6603.
- [23] Eleftheriades G V, Iyer A K, Kremer P C. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines[J]. *IEEE Microw Theory*, 2002, **50**(12): 2702 – 2712.