

基于负微分电阻碳纳米管的太赫兹波有源超材料特性参数提取*

司黎明^{1)†} 侯吉旋²⁾ 刘涌¹⁾ 吕昕¹⁾

1) (北京理工大学信息与电子学院电子工程系, 毫米波与太赫兹波技术北京市重点实验室, 北京 100081)

2) (东南大学物理系, 南京 211189)

(2012年5月23日收到; 2012年9月11日收到修改稿)

利用碳纳米管在外加静电场下可产生常温太赫兹频段负微分电阻的特性, 提出了太赫兹波频段的有源超材料设计方法以及块状有源超材料等效电磁特性参数提取方法. 对无源金属线阵进行参数提取, 证明所提出的块状有源超材料等效电磁特性参数提取方法, 可以有效解决传统参数提取中的符号与多分支选择问题. 通过对嵌入具有负微分电阻特性的碳纳米管的金属线阵进行参数提取, 发现太赫兹波有源超材料不仅具有等效介电常数虚部为负(代表电有源)的特性, 而且还具有磁性色散的特性.

关键词: 有源超材料, 太赫兹波, 参数提取, 碳纳米管

PACS: 78.67.Pt, 87.50.U-, 81.05.-t

DOI: 10.7498/aps.62.037806

1 引言

超材料具有一些自然界材料所不具备的独特的电磁特性, 受到全世界科学家和工程技术人员的广泛关注. 超材料不仅为电磁场理论的研究带来了一场革命, 同时也开拓出了许多新兴的应用领域. 基于超材料设计的天线、滤波器、谐振器、电路、完美透镜、吸波材料、电磁波存储器、隐身衣和其他转换光学等器件, 已逐渐从理论研究走向实验实现^[1-12]. 但是基于亚波长结构设计的超材料, 特别是在太赫兹等高频段, 依然面临两大局限: 高色散和高损耗. 许多学者和工程界人士认为, 将增益器件或材料嵌入到超材料, 是解决这两大局限的一个有效途径^[13-17].

在微波频段内, 晶体管、谐振隧道二极管、雪崩二极管和耿氏二极管等都是有效的增益器件^[13,14]. 在光学频段, 罗丹明是一种可用于损耗补偿的增益材料^[15]. 相对于发展较为成熟的光

学技术和微波技术, 太赫兹波技术的发展较为滞后, 虽然我们研究了具有增益放大特性的太赫兹传输线型超材料^[16], 但是对于嵌入增益元件的太赫兹波块状有源超材料尚无人报道. 碳纳米管、石墨烯等纳米量子材料具有较高的电子迁移率, 相对于传统的金属、半导体和绝缘体材料, 更加适用于研制常温下的太赫兹波频段的功能器件^[18,19]. 根据第一性原理, 碳纳米管在常温下即可表现出负微分电阻特性^[20]. Dragoman 等利用半导体特性的碳纳米管设计了工作在室温下的 1 THz 到 16 THz 的谐振隧道二极管^[21] 以及具有耿氏效应的太赫兹碳纳米管放大器^[22]. Kibis 等^[23] 利用金属特性的碳纳米管设计了连续太赫兹波信号源.

近年来, 由有效介质理论提取超材料的等效材料参数, 已经成为分析和应用超材料的关键环节. 有效介质理论的使用前提是所分析的超材料应满足均匀性条件, 即其单元尺寸和周期晶格长度远小于波导波长. 根据经验, 至少应小于四分之一波导波长. 通过平面波照射下的散射参数提取超材料等

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2010CB327506, 61372010302)、国家高技术研究发展计划(批准号: 2012AA8123012)和国家自然科学基金(批准号: 61275107)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: lms@bit.edu.cn

效参数的方法应用最为广泛^[24-27]. 该方法的理论基础是由 Nicolson, Ross 和 Weir 三人提出, 所以也常被称为 NRW 参数提取法^[28,29]. 然而, 对于有源超材料, 上述方法面临符号选择和折射率实部多分支的问题.

本文首先引入传统的材料参数提取方法, 并指出其局限性, 然后给出了一种有源有耗超材料参数提取与符号判断方法. 通过对无源超材料等效电磁特性参数进行分析和提取, 证实该方法的有效性. 通过电磁和电路的联合仿真, 分析了基于碳纳米管的块状太赫兹有源超材料.

2 块状有源超材料电磁特性参数提取

首先介绍平面波提取等效电磁特性参数方法, 然后针对其局限性, 给出了有源超材料参数符号判断和多分支选择的解决方案. Smith 等采用 NRW 参数提取方法, 由仿真或者测量的散射参数, 获得超材料等效电磁特性参数的计算公式如下^[24,25]

$$n_{\text{eff}} = n'_{\text{eff}} + in''_{\text{eff}} = \pm \frac{1}{k_0 d} \left\{ \text{Im} \left[\ln \left(X \pm i \sqrt{1 - X^2} \right) \right] + 2m\pi - i\Re \left[\ln \left(X \pm i \sqrt{1 - X^2} \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

$$z_{\text{eff}} = z'_{\text{eff}} + iz''_{\text{eff}} = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}, \quad (2)$$

这里

$$X = \frac{1 - S_{11}^2 + S_{21}^2}{2S_{21}}, \quad (3)$$

$k_0 = \omega/c_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为自由空间波数, d 为超材料的等效厚度.

麻省理工学院的 Kong 等对上述方法做了改进. 考虑到等效折射率和等效波阻抗的相互联系, 等效折射率可以通过散射参数和等效波阻抗直接获得, 免除了对等效折射率的符号判断步骤. Kong 等提出的超材料等效电磁特性参数计算式为^[27]

$$z_{\text{eff}} = z'_{\text{eff}} + iz''_{\text{eff}} = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}, \quad (4)$$

$$n_{\text{eff}} = n'_{\text{eff}} + in''_{\text{eff}}$$

$$= \frac{1}{ik_0 d} \ln \left(\frac{S_{21}}{1 - S_{11} \frac{z_{\text{eff}} - 1}{z_{\text{eff}} + 1}} \right). \quad (5)$$

得到等效折射率和等效波阻抗, 材料的等效介电常数和等效磁导率就可以通过下面的式子获得

$$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon'_{\text{eff}} + i\epsilon''_{\text{eff}} = \frac{n_{\text{eff}}}{z_{\text{eff}}}, \quad (6)$$

$$\mu_{\text{eff}} = \mu'_{\text{eff}} + i\mu''_{\text{eff}} = n_{\text{eff}} z_{\text{eff}}. \quad (7)$$

Smith 等的方法, 出现了等效折射率和等效波阻抗的符号选取问题, 如 (1) 式和 (2) 式所示. 运用该方法需要首先对等效折射率和等效波阻抗进行符号判断. 对于无源超材料, 做了如下严格限定^[24,25]:

$$n''_{\text{eff}} \geq 0, \quad (8)$$

$$z'_{\text{eff}} \geq 0. \quad (9)$$

Kong 等的方法稍做了改进, 只需对 (4) 式等效波阻抗进行符号判断, 而等效折射率通过 (5) 式直接给出. 对于无源超材料, 对等效波阻抗的实部也做了严格限定^[27]

$$z'_{\text{eff}} \geq 0. \quad (10)$$

从上面的分析可以看出, 以上两种方法仅给出无源情况下的特性参数提取方法, 但是对于有源情况, 他们都没有做进一步的讨论. 由于有源超材料仍然存在金属损耗、介质损耗、辐射损耗以及单元间的耦合损耗等等, 有源超材料可表现为增益、零损耗以及有耗三种情况, 不能像无源情况那样直接给出严格限定的条件.

同时可以发现, 基于 NRW 参数提取法获得的等效折射率的实部 n' 为周期函数, 即^[24-29]

$$n'_{\text{eff}} = \text{Re}(n_{\text{eff}}) + \frac{2m\pi}{k_0 d} = \text{Re}(n_{\text{eff}}) + \frac{m\lambda_0}{d}, \quad (11)$$

其中 m 是正整数, 可以取 0, ± 1 , ± 2 , ± 3 等值. 这导致等效折射率的实部具有多个分支.

为解决上述出现的符号选择和折射率实部多分支的问题, 下面给出了一种有源超材料参数符号判断方法和分支选择的方法. Erentok 和 Ziolkowski^[30] 通过理论分析、仿真和实验验证, 得到计算块状超材料插入损耗 L 的两种方法为

$$L = - \frac{10 \lg \left| \exp \left(\frac{-2.0 \times 2\pi f n''_{\text{eff}} d}{c_0} \right) \right|}{d} \text{ (dB/m)}, \quad (12)$$

$$L = -\frac{10 \lg \left(\frac{|S_{21}|^2}{1 - |S_{11}|^2} \right)}{d} \text{ (dB/m)}. \quad (13)$$

从上面两式可以得出, 等效折射率虚部的符号可以由以下基于散射参数的符号函数给出:

$$\begin{aligned} \text{如果 } \text{Sign} = 1 - (|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2) > 0, \\ n''_{\text{eff}} > 0, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \text{如果 } \text{Sign} = 1 - (|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2) = 0, \\ n''_{\text{eff}} = 0, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \text{如果 } \text{Sign} = 1 - (|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2) < 0, \\ n''_{\text{eff}} < 0. \end{aligned} \quad (16)$$

对于等效折射率实部多分支的问题, 最有效的解决途径是使超材料的厚度 d 远小于自由空间波长 λ_0 , 由 (11) 式可以看出, 当 $\lambda_0/d \rightarrow \infty$, 会导致不同分支之间差别非常大, 一般认为应该选择 $m = 0$ 的主分支. 但是对于由多单元构成的块状超材料, 给出如下解决途径: 对于在某一维度中由 $N(N > 1)$ 个单元组成的超材料, 需先将仿真或者实验测量得到的散射参数 (S_N) 转换为 1 单元情况下的散射参数 (S_1). 具体做法为: 首先将散射参数 (S_N) 转换为传输参数 (T_N , 也被称为 ABCD 传输矩阵), 对传输参数 T_N 开 N 次方, 得到新的 1 单元传输参数 T_1 , 再将传输参数 T_1 转换为一单元散射参数 S_1 , 之后再从这个新的一单元散射参数 S_1 进行特性参数的提取. 这样就基本保证选择折射率的实部选择 $m = 0$ 的主分支, 即使出现跳变, 也应该在保证低频段选择主分支的前提下, 高频段依据连续性选择其他分支.

为了进一步保证提取分支的正确性, 引入了一个均匀性条件. 对于单元厚度为 d 的超材料, 根据经验, 其长度至少应小于四分之一波导波长

$$d \leq \frac{\lambda_g}{4} = \left| \frac{\pi}{2k_0 n'_{\text{eff}}} \right|. \quad (17)$$

因此, 设一个有效介质理论的均匀性系数应满足的均匀性条件为

$$H_i = \left| \frac{2k_0 n'_{\text{eff}} d}{\pi} \right| \leq 1, \quad (18)$$

即只有当该系数小于等于 1 时, 超材料可看作等效均匀介质, 否则单元尺寸过大, 对电磁波主要表现为衍射和散射, 无法看作等效均匀介质. 我们知道, 对于超材料, 均匀性问题是个体非常重要的问题. (18) 式是通过 (17) 式变换而来, 它可以让我们更加直观地获得超材料的均匀性频段范围.

获得正确的等效折射率后, 运用等效折射率和等效波阻抗的关系, 获得无需符号判断的等效波阻抗, 可写为

$$z_{\text{eff}} = \frac{(1 + S_{11})e^{in_{\text{eff}}k_0 d} - S_{21}}{S_{21} - (1 - S_{11})e^{in_{\text{eff}}k_0 d}} \quad (19)$$

当等效折射率和等效波阻抗确定后, 在满足有效介质均匀性条件的频段内, 超材料的等效介电常数和等效磁导率分别由 (6) 和 (7) 式给出.

综上, 给出了一种简单有效的针对有源超材料电磁特性参数提取的方法. 值得指出的是, 上述方法尽管是为了计算有源超材料提出的, 明显地, 也可以有效应用于无源超材料的参数提取.

3 太赫兹波无源超材料

为了验证上述方法的有效性, 将其运用于太赫兹无源金属线阵电单负超材料的特性参数提取. 由金属线阵组成的超材料, 实际上是一种人工电等离子体, 是由英国物理学家 Pendry 等^[1]提出的经典人工电磁材料结构, 其特点是在特定频段内等效介电常数实部为负, 等效磁导率实部近似为 1.

对于无源情况的太赫兹波金属线阵, 其单元的三维全波有限元电磁场仿真 (Ansoft HFSS) 模型如图 1 所示.

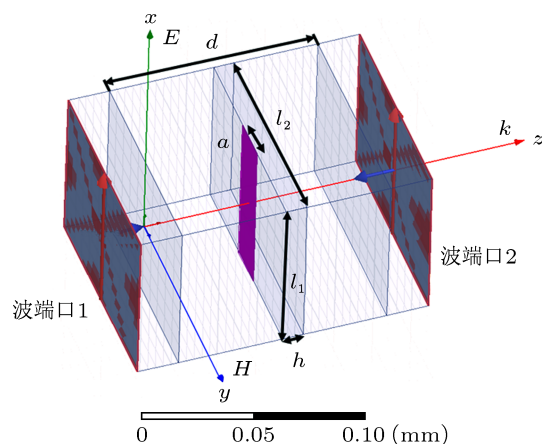


图 1 太赫兹无源金属线阵单元三维全波有限元电磁仿真模型

由图 1 的模型可以看出, 电场极化方向平行于金属线长轴. 通过两个波端口 (波端口 1 和波端口 2) 对其进行馈电, 为了使平面波垂直入射到金属线, 模型的上下面为理想电壁 (PerfE), 前后面为理性磁壁 (PerfH), 同时为了保证模式的纯度, 还对两端的

波端口进行了一段去嵌入的处理^[31].

模型中介质基板选择在太赫兹频段损耗较低,介电常数稳定的有机聚合物苯并环丁烯^[31],其介电常数为 $\epsilon_r = 2.6$, 厚度为 $h = 5 \mu\text{m}$. 选用金作为金属线的导电材料. 模型的几何尺寸分别为: $l_1 = 60 \mu\text{m}$, $l_2 = 75 \mu\text{m}$, $a = 15 \mu\text{m}$, $d = 75 \mu\text{m}$.

图 2 给出散射参数和符号函数随频率的变化关系. 从图中可以看出, 符号函数 Sign 大于零, 等效折射率的虚部应该为正, 代表损耗.

确定等效折射率虚部的符号后, 可以得到等效折射率的实部的符号, 它们的幅度值由 (1) 式计算得到. 图 3 为等效折射率随频率变化的关系. 从图中可以看出, 在小于 830 GHz 的频段内, 等效折射率仅有虚部大于零, 实部近似为零, 表现为损耗. 大于 830 GHz 的频段, 等效折射率的虚部变小, 近似为零, 实部表现为正, 为正折射率材料, 电磁波可以在其中传播.

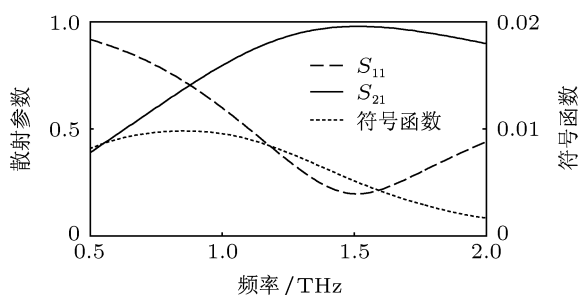


图 2 太赫兹无源金属线阵散射参数与符号函数

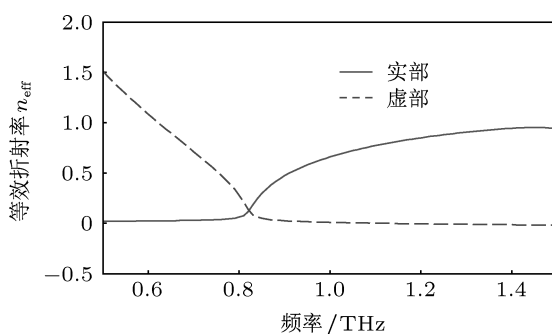


图 3 太赫兹无源金属线阵等效折射率

为了获得有效的等效介电常数和等效磁导率, 首先应考虑超材料是否满足均匀性条件. 根据 (18) 式, 得到的均匀性系数随频率的变化曲线如图 4 所示.

从该图可以看出, 在小于 1.05 THz 的频率下, 该均匀性系数小于 1, 太赫兹无源金属线阵组成的

电单负超材料满足等效介质条件, 可以等效为均匀介质. 大于 1.05 THz 提取的超材料特性参数, 提取值可能已经失效. 不过由于对均匀性条件没有一个严格的限定, 这里根据经验规定单元长度不大于四分之一波导波长, 所以在其他频段下的理论提取值有一定参考意义.

由 (19) 式可以得到等效波阻抗的频率响应, 如图 5 所示. 可以看出, 小于 830 GHz 的频段内, 等效波阻抗仅有虚部, 和自由空间严重失配, 电磁波无法在其中传播. 大于 830 GHz, 波阻抗的虚部近似为零, 实部开始趋近与自由空间波阻抗, 特别是在 1.5 THz 附近, 近似等于自由空间波阻抗, 匹配良好, 传输特性也最好.

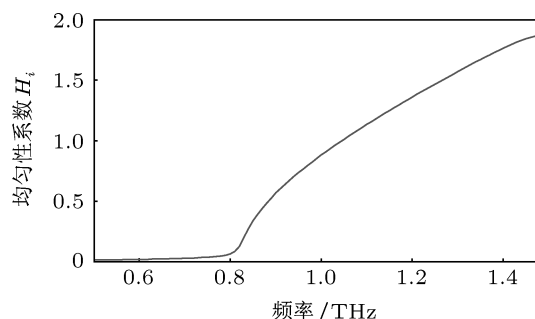


图 4 太赫兹无源金属线阵均匀性系数随频率变化关系

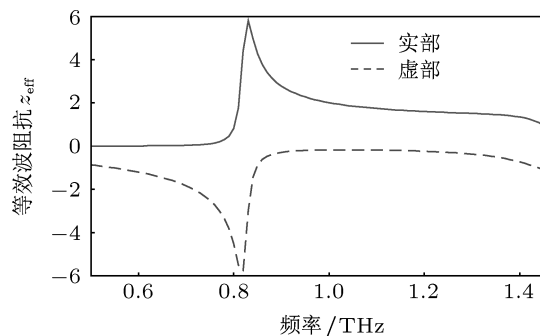


图 5 太赫兹无源金属线阵等效波阻抗

由 (6) 和 (7) 式分别算出有源超材料的等效介电常数和等效磁导率, 分别如图 6 和图 7 所示.

根据均匀性系数得到的结果, 如图 4 所示, 在小于 1.05 THz 的频率范围, 满足均匀性条件, 获得的等效介电常数和等效磁导率数值正确可靠, 大于 1.05 THz 频率范围的参数提取值, 仅具有参考意义. 大于 1.4 THz 的频段, 等效介电常数和等效磁导率发生了明显变化, 主要原因是在大于 1.4 THz 频段, 等效介质的均匀性条件远不能被满足, 完全无法看作是等效均匀介质.

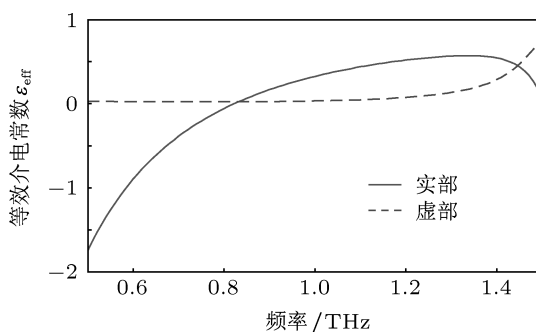


图6 太赫兹无源金属线阵等效介电常数

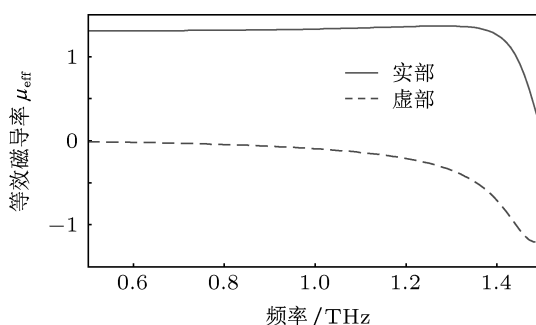


图7 太赫兹无源金属线阵等效磁导率

4 负微分电阻碳纳米管

当前使用传统材料设计太赫兹频段的增益元件还面临着许多困难和限制^[13-17]. 针对这个问题, 这里提出利用纳米量子材料获得太赫兹放大信号的方案^[18-23]. Khoo 等^[32] 实验证明了不同数目的碳纳米管结可以表现出常温下的负微分电阻特性. 为了便于在仿真软件中模拟碳纳米管的负微分电阻特性, 通过曲线拟合的方法给出碳纳米管结的伏安特性函数如下式^[16]:

$$i_{\text{CNT}}(V_{\text{CNT}}) = a(e^{qV_{\text{CNT}}/kT}) + bV_{\text{CNT}}e^{1-cV_{\text{CNT}}} + de^{V_{\text{CNT}}-e} \quad (20)$$

式中, q 为自由电子电荷量, T 为温度, k 为波尔兹曼常数. 以 C_3 碳纳米管结为例, 工作在常温下 $T = 300 \text{ K}$, 其曲线拟合系数分别为: $a = 1.3 \times 10^{-20}$, $b = 9.3 \times 10^{-6}$, $c = 2.5$, $d = 7.3 \times 10^{-8}$, $e = 0.7$. 拟合后的碳纳米管结 C_3 的伏安曲线如图 8 所示. 从拟合曲线可知, 其负微分电阻偏置电压分布在 0.4 V 到 0.75 V , 与文献中实验结果保持一致^[16,32].

利用碳纳米管的负微分电阻特性, 可设计太赫兹波有源超材料. 通过外加静电场激励, 使碳纳米

管工作在负微分电阻区, 静电场能量可以转化为太赫兹波能量, 其能量转换如图 9 所示.

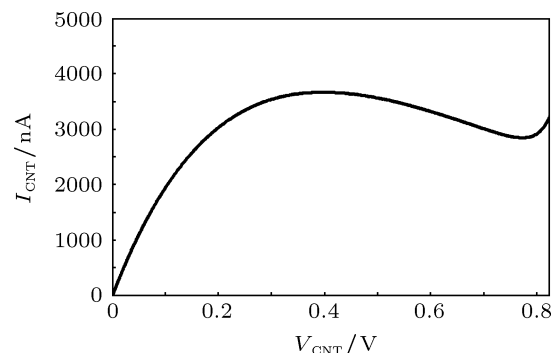


图8 碳纳米管结 C_3 的拟合伏安曲线^[16]

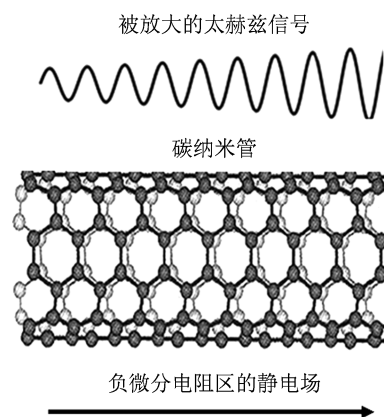


图9 负微分电阻碳纳米管用于太赫兹波信号放大示意图

管偏置电压与静电场场强的关系表示为 $V = E \times S(v)$ 为碳纳米管的长度, 单位为 m .

5 太赫兹波有源超材料

为了得到有效的工作于太赫兹波频段的块状有源超材料, 并且获得其准确的等效特性参数, 通过电磁和电路相结合的仿真方法对其进行数值建模与几何尺寸参数优化. 使用三维全波有限元电磁仿真软件 Ansoft HFSS 和电路与系统级仿真软件 Agilent ADS, 对太赫兹波有源超材料进行三维全波电磁与电路的联合仿真^[16].

电磁与电路的联合仿真中, 第一步是通过三维全波有限元电磁仿真软件 HFSS 对一单元太赫兹有源金属线阵建模、分析, 并导出一个后缀为 S3P 的 Touchstone 文件; 同样地, 如果是个 N 单元的有源金属线阵, 则可导出后缀为 SnP 的 Touchstone 文件, 这里的 $n = 2 + N$. 然后, 将三维电磁全波仿真得

到的 Touchstone 文件导入到电路与系统级仿真软件 Agilent ADS 中. 负微分电阻碳纳米管结模型的伏安特性采用 SDD (symbolically defined device) 添加方程的方法来描述, 方程曲线如图 8 所示. 利用 HFSS 和 ADS 自带的强大的参数优化功能, 设计和分析太赫兹波有源超材料. 下面详细给出设计步骤.

首先在 HFSS 中进行全波有限元电磁仿真, 在碳纳米管结连接处先以 Lumped Port 代替. 例如对于一个单元的块状太赫兹有源超材料, 在 HFSS 的仿真模型中, 除了用于激励的两个波端口外, 还有一个用于表示即将加入负微分电阻碳纳米管结的集中口, 如图 10 所示.

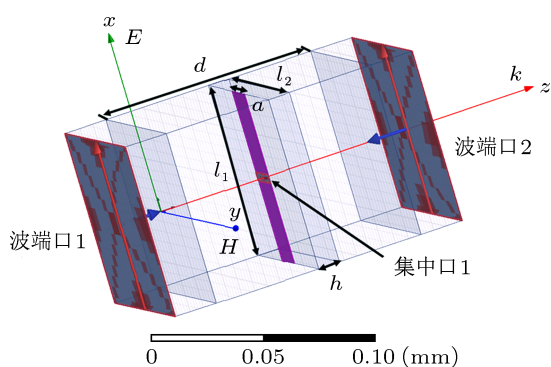


图 10 太赫兹有源金属线阵单元三维电磁仿真模型

模型中介质基板选择为有机聚合物苯并环丁烯, 加入的集中口高度为 $h_1 = 15 \mu\text{m}$. 选用金作为金属线的导电材料. 其他几何尺寸与无源情况下相同, 分别为: $l_1 = 60 \mu\text{m}$, $l_2 = 75 \mu\text{m}$, $a = 15 \mu\text{m}$ 和 $d = 75 \mu\text{m}$.

对于碳纳米管, 是通过外加静电场对其进行激励. 为了使其工作在负微分电阻区, 这里选用等效的偏置电压为 0.5 V, 因此可以得到外加激励静电场为

$$E = \frac{V}{h_1} = \frac{0.5}{15 \times 10^{-6}} = 3.333 \times 10^4 (\text{V/m}). \quad (21)$$

图 10 模型中的集中口将在 Agilent ADS 作为一个接口用于连接碳纳米管结模型, 从而实现电磁与电路的联合仿真.

太赫兹有源电单负超材料散射参数和等效折射率虚部的符号函数的频率响应, 如图 11 所示.

从图 11 的符号函数可以看出, 等效折射率虚部在 1.64 THz 以下为负值, 在 1.64 THz 以上为正值.

图 12 给出等效折射率随频率变化曲线. 从图中可以看出, 在小于 1.2 THz 的频段内, 等效折射率仅有虚部小于零, 尽管代表增益, 但是由于严重失配, 反射系数远大于传输系数. 从散射参数也可以看出, 在 0.89 THz 到 1.11 THz 反射系数大于 1. 大于 1.2 THz 的频段, 等效折射率的虚部接近于零, 实部为正, 且接近于 1, 电磁波可以在其中有效传播, 对应的散射参数同样也发生了类似的变化, 大于 1.2 THz, 传输系数渐渐增大, 反射系数渐渐变小, 电磁波表现为传输, 并且在 1.66 THz 得到传输最大值.

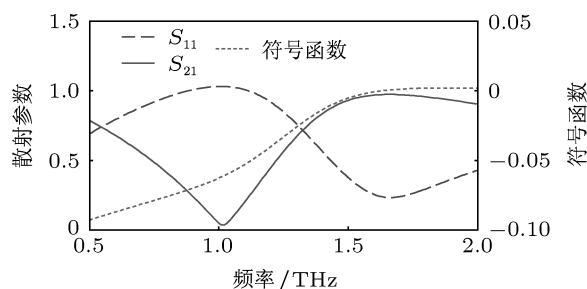


图 11 太赫兹有源金属线阵散射参数与符号函数

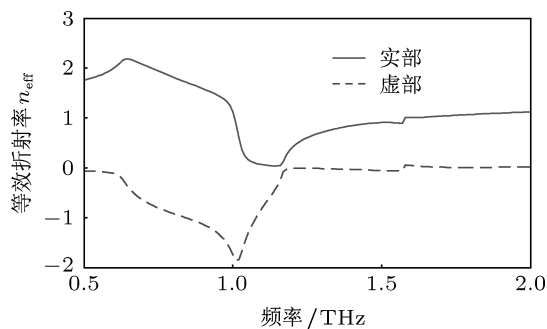


图 12 太赫兹有源金属线阵等效折射率

根据 (18) 式, 得到有源超材料的均匀性系数随频率变化曲线如图 13 所示.

从该图可以看出, 在 1.01 THz 到 1.25 THz 的频段内, 该电有源单负超材料可以看作等效为均匀介质. 与无耗情况不同, 它不是在某一频点一下的频率都满足均匀性条件, 发生这一现象的原因可能是对于有源情况, 低频段产生了振荡等非线性现象, 导致折射率的不规整 [13-16].

由 (19) 式可以得到等效波阻抗的频率响应, 如图 14 所示. 可以看出, 在 1.2 THz 有一谐振, 小于该频点的频率范围, 等效波阻抗虚部绝对值大于实部绝对值, 和自由空间严重失配, 反射系数大于传输

系数. 大于 1.2 THz, 波阻抗的实部绝对值渐渐大于虚部绝对值, 且虚部近似为零, 实部趋近与自由空间波阻抗, 在 1.66 THz 附近, 近似等于自由空间波阻抗, 匹配良好, 传输特性也最好.

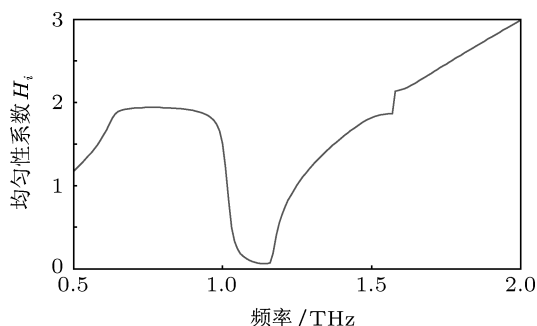


图 13 太赫兹有源金属线阵均匀性系数随频率变化关系

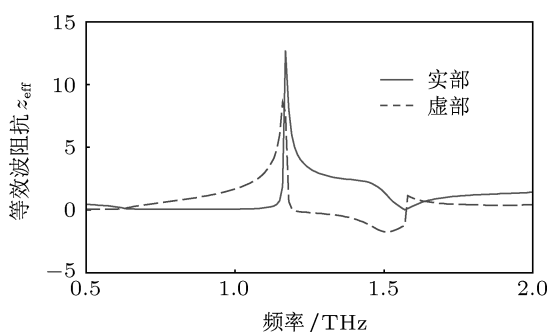


图 14 太赫兹有源金属线阵等效波阻抗

有源超材料的等效介电常数和等效磁导率由 (6) 和 (7) 式得出, 并分别如图 15 和图 16 所示. 图 15(a) 为 0.5 THz 到 2 THz 频段内的等效介电常数, 图 15(b) 给出等效介电常数在 1 到 1.3 THz 的频段内从负值演变到正值的变化曲线.

可以看出, 加入有源纳米材料后, 等效介电常数的虚部在 1.2 THz 频率以下为负值, 表现为有源介电常数, 而等效磁导率的虚部始终为正值, 表示具有磁损耗. 同太赫兹波无源超材料相比, 整体电磁特性参数发生了较大的变化, 除了上面提到的均匀性系数的变化外, 等效磁导率的变化也非常明显. 无源情况下等效磁导率实部接近于自由空间磁导率 1, 但是在有源情况下, 等效磁导率出现了较强的磁性色散特性. 产生这一现象的原因包括有源材料的非线性效应, 和在加入碳纳米管结的接口处产生的寄生的电容使上下两片金属形成了磁环, 导致空间上的磁性色散^[13-17].

从等效介质均匀性条件来看, 在 1.01 到 1.25 THz 的频率范围, 满足均匀性条件, 参数提取值正

确可靠. 当频率小于 1.01 THz 或者大于 1.25 THz 时, 均匀性条件被打破, 其适用性有待进一步验证. 引入有源材料的太赫兹超材料, 受到非线性效应和物理接口等的影响, 除了获得有源的等效负介电常数, 等效磁导率也发生了明显改变, 说明有源器件导致了磁性色散.

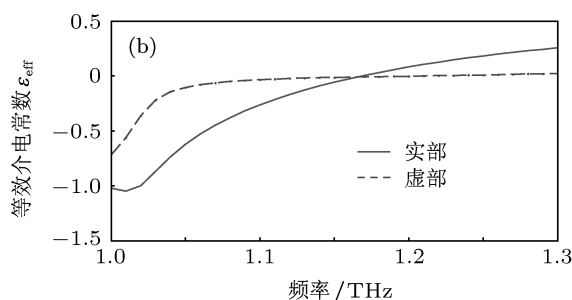
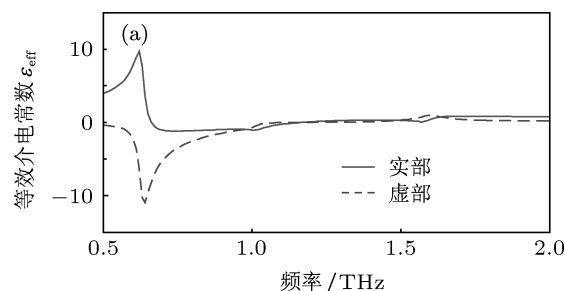


图 15 太赫兹有源金属线阵等效介电常数 (a) 0.5 THz—2 THz; (b) 1 THz—1.3 THz

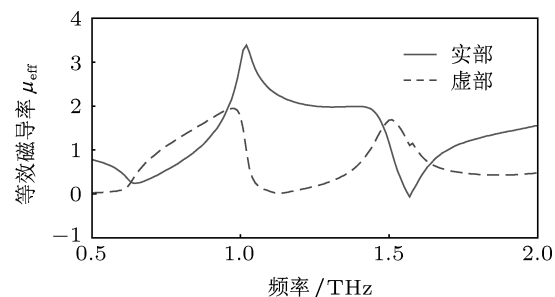


图 16 太赫兹有源金属线阵等效磁导率

6 结论

本文在理论上给出了块状有源超材料特性参数的提取方法, 还利用碳纳米管这种经典的一维纳米量子材料在外加静电场可以产生常温下太赫兹频段的负微分电阻的特性, 研究了太赫兹有源超材料的设计方法. 通过电磁和电路联合仿真的方法, 设计了金属阵组成的太赫兹电单负有源超材料. 该方法还可以应用到其他的太赫兹有源超材料的设计中去, 包括磁单负、双负超材料的设计, 比如通

过有源金属线阵与开口谐振环组合可以设计出太赫兹波有源左手材料等等. 纳米材料, 包括碳纳米管、石墨烯等在太赫兹频段具有独特的使用价值, 而太赫兹人工电磁材料对于太赫兹波具有相位调

制和损耗控制的独特优势. 基于纳米材料的太赫兹人工电磁材料在太赫兹放大器、太赫兹调制器、太赫兹天线等器件的设计中有着很好的应用前景.

- [1] Pendry J B, Holden A J, Stewart, Youngs I 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4773
- [2] Zhu W, Huang Y, Rukhlenko I D, Wen G, Premaratne M 2012 *Opt. Express* **20** 6616
- [3] Zhao D M, Shi Y L, Zhou Q L, Li L, Sun H J, Zhang C L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 093301 (in Chinese) [赵冬梅, 施宇蕾, 周庆莉, 李磊, 孙会娟, 张存林 2011 物理学报 **60** 093301]
- [4] Liu H Y, Lü Q, Luo H L, Wen S C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 256 (in Chinese) [刘虹遥, 吕强, 罗海陆, 文双春 2010 物理学报 **59** 256]
- [5] Su Y Y, Gong B Y, Zhao X P 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 084102 (in Chinese) [苏妍妍, 龚伯仪, 赵晓鹏 2012 物理学报 **61** 084102]
- [6] Zhao Y, Xiang J K, Li S, Zhao X P 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 054211 (in Chinese) [赵延, 相建凯, 李飒, 赵晓鹏 2011 物理学报 **60** 054211]
- [7] Chen W Y T, Han P Y, Kuo M L, Lin S Y, Zhang X C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 088401 (in Chinese) [陈吴玉婷, 韩鹏昱, Kuo Mei-Ling, Lin Shawn-Yu, 张希成 2012 物理学报 **61** 088401]
- [8] Si L M, Sun H, Lv X 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 034106
- [9] Wu Q, Zhang K, Meng F Y, Li L W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6071 (in Chinese) [吴群, 张狂, 孟繁义, 李乐伟 2010 物理学报 **59** 6071]
- [10] Zhu W, Rukhlenko I D, Premaratne M 2012 *IEEE Photon. J.* **4** 741
- [11] Si L M, Lü X 2008 *Prog. Electromagn. Res.* **83** 133
- [12] Lin W S, Luo S J, Huang H M, Zhang Q, Fu Y H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 164102 (in Chinese) [李文胜, 罗时军, 黄海铭, 张琴, 付艳华 2012 物理学报 **61** 164102]
- [13] Si L M, Jiang T, Chang K, Chen T, Lü X, Ran L, Xin H 2011 *Materials* **4** 73
- [14] Jiang T, Chang K, Si L M, Ran L, Xin H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 205503
- [15] Xiao S M, Drachev V P, Kildishev A V, Ni X J, Chettiar U K, Yuan H K, Shalaev V M 2010 *Nature* **466** 735
- [16] Si L M, Sun H, Lü X 2011 *Microw. Opt. Tech. Lett.* **53** 515
- [17] Zhu W, Rukhlenko I D, Premaratne M 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 031907
- [18] Dragoman D, Dragoman M 2009 *Prog. Quant. Electron.* **33** 165
- [19] Tonouchi M 2007 *Nature Photon.* **1** 97
- [20] Choi H J, Cohen M L, Louie S G 2007 *Phys. Rev. B* **76** 155420
- [21] Dragoman D, Dragoman M 2004 *Physica E* **24** 282
- [22] Dragoman D, Dragoman M 2005 *Physica E* **25** 492
- [23] Kibis O V, da Costa M R, Portnoi M E 2007 *Nano Lett.* **7** 3414
- [24] Smith D R, Schultz S, Markos P, Soukoulis C M 2002 *Phys. Rev. B* **65** 195104
- [25] Smith D R, Vier D C, Koschny T, Soukoulis C M 2005 *Phys. Rev. E* **71** 036617
- [26] Ziolkowski R W 2003 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **51** 1516
- [27] Chen X D, Grzegorzczk T M, Wu B I, Pacheco J, Kong J A 2004 *Phys. Rev. E* **70** 016608
- [28] Nicolson A M, Ross G F 1970 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **19** 377
- [29] Weir W B 1974 *Proc. IEEE* **62** 33
- [30] Erentok A, Ziolkowski R W 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 184104
- [31] Si L M, Lü X 2008 *Mod. Phys. Lett. B* **22** 2843
- [32] Khoo K H, Neaton J B, Son Y W, Cohen M L, Louie S G 2008 *Nano Lett.* **8** 2900

Extraction of effective constitutive parameters of active terahertz metamaterial with negative differential resistance carbon nanotubes*

Si Li-Ming^{1)†} Hou Ji-Xuan²⁾ Liu Yong¹⁾ Lü Xin¹⁾

1) (*Department of Electronic Engineering, School of Information and Electronics, Beijing Key Laboratory of Millimeter Wave and Terahertz Technology,*

Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

2) (*Department of Physics, Southeast University, Nanjing 211189, China*)

(Received 23 May 2012; revised manuscript received 11 September 2012)

Abstract

A strategy is presented to acquire active terahertz (THz) metamaterial by incorporating negative differential resistance carbon nanotubes. Furthermore, we propose a method of extracting active metamaterial effective parameters. This new method can effectively solve the problems of signs and multi-branches, while the traditional parameter extraction method becomes powerless for active case. Our results indicate that the active THz metamaterial with metal wires array not only has negative value of the imaginary part of the permittivity but also presents magnetic-dispersion characteristics.

Keywords: active metamaterial, terahertz wave, parameter extraction, carbon nanotubes

PACS: 78.67.Pt, 87.50.U–, 81.05.–t

DOI: 10.7498/aps.62.037806

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2010CB327505, 61372010302), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2012AA8123012) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61275107).

† Corresponding author. E-mail: lms@bit.edu.cn