



基于时间反演技术的电磁器件端口场与内部场转换方法

陈传升 王秉中 王任

Conversion method between port field and internal field of electromagnetic device based on time-reversal technique

Chen Chuan-Sheng Wang Bing-Zhong Wang Ren

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 070201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201682

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201682>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于光栅结构的远场时间反演亚波长源成像

Far-field time reversal subwavelength imaging of sources based on grating structure

物理学报. 2017, 66(4): 044101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.044101>

无线多径信道中基于时间反演的物理层安全传输机制

Secure transmission mechanism based on time reversal over wireless multipath channels

物理学报. 2018, 67(5): 050201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172134>

用于实现散射介质中时间反演的数字相位共轭的相干性

Coherence of digital phase conjugation for implementing time reversal in scattering media

物理学报. 2018, 67(5): 054201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172308>

基于经验知识遗传算法优化的神经网络模型实现时间反演信道预测

Prediction of time reversal channel with neural network optimized by empirical knowledge based genetic algorithm

物理学报. 2019, 68(17): 170503 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190327>

亚波长间距理想导体球阵列近区时间反演电磁场的快速求解

Fast solution of near-field time reversal electromagnetic field of sub-wavelength perfect conducting ball arrays

物理学报. 2018, 67(8): 084101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172508>

复动量格林函数方法对 $n-\alpha$ 散射研究

Investigation of $n-\alpha$ scattering by combining complex momentum representation and Green's function

物理学报. 2019, 68(9): 092101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182197>

基于时间反演技术的电磁器件端口场 与内部场转换方法*

陈传升 王秉中[†] 王任[‡]

(电子科技大学应用物理研究所, 成都 611731)

(2020年10月12日收到; 2020年11月11日收到修改稿)

随着电磁器件的集成化, 器件搭载的模块、实现的功能愈发多样. 各模块间的耦合难以忽略, 设计难度陡然增加, 传统设计方法逐渐力不从心, 迫切需要寻找一种新的电磁综合设计方法. 本文利用时间反演电磁波的时空同步聚焦特性, 探索了将时间反演技术应用于器件设计的可能性. 首先, 基于通用的器件逆设计流程, 利用时间反演技术、并矢格林函数及电磁学的基本原理, 提出了将器件端口场分布转换为内部场分布的方法, 并证明由端口期望场的时间反演场在空间某一位置获得的连续等效源的共轭分布可在端口处产生与期望场接近的场分布. 且在单点频逆设计过程中, 只需知道端口电场或磁场的切向分量即可完成端口场与内部场的转换. 同时, 借助格林函数的互易性对本文所提理论做适当变换后, 进行数值仿真验证, 分析讨论了不同初始信息条件下该方法的适用性. 仿真结果与理论相符, 证明了理论的正确性, 为将时间反演技术应用于电磁器件的逆设计提供了可能.

关键词: 时间反演, 逆设计, 格林函数

PACS: 02.30.Zz, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.70.20201682

1 引言

随着器件向多功能、高集成度发展, 各功能模块之间耦合数量的增多导致传统模块设计方法的设计复杂度、设计难度陡然增加. 寻找一种非模块化的新型设计方法势在必行, 正因如此逆设计问题在诸多领域都受到了国内外学者的广泛关注^[1-3]. 在纳米光学领域中有学者利用逆向方法设计了单入双出的分频器^[4], 该分频器与应用传统半解析方法设计的器件相比, 在结构上截然不同. 通过将结构的介电常数参数化至二维图像, 结合拓扑优化^[5]通过梯度下降法求出局部最优值, 再利用伴随

方法^[6]完成设计. 该课题组利用相同的方法也实现了一分三的分频器^[7], 证实了该方法的可移植性^[8]. 拓扑优化方法在微波波段同样得到了应用并取得了不错的效果^[9-11]. 随着拓扑优化这类不依赖以及其他部分依赖先验知识的设计方法的提出^[12], 学者们在逆设计的道路上迈出了第一步. 这些方法摆脱先验知识约束的同时, 在优化过程中却不可避免地引入了大量迭代操作. 为了提高效率, 学者们针对逆设计问题中应用的优化算法也做出了诸多改进^[13,14]. 诚然, 算法效率的提高是降低迭代次数的有效的手段, 但只能实现量的减少, 若能脱离迭代的桎梏, 不借助迭代优化而实现器件设计, 那么设计效率就可以有质的提高^[2,15].

* 国家自然科学基金 (批准号: 61901086)、博士后创新人才支持计划 (批准号: BX20180057)、中国博士后科学基金 (批准号: 2018M640907) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: ZYGX2019J101, ZYGX2019Z016) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: bwang@uestc.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: rwang@uestc.edu.cn

时间反演技术,是指对接收到的电磁波信号先进行时间反转处理,再发射出去,形成波矢方向反转的时间反演电磁波.时间反演电磁波并非时间倒流^[16],但是却伴有很多有趣的现象^[17],其中波的自适应空时同步聚焦特性^[18]更是被广泛地应用于无线通信、微波探测等诸多方面^[19–22].本文正是基于这种聚焦特性,根据逆设计的流程结合并矢格林函数提出了将器件端口场分布转换为器件内部区域场分布的理论方法,并给出证明.借助该理论的互易性,分别在自由空间和类波导腔体中完成了数值仿真验证,仿真结果与理论结果较为一致.考虑到在器件设计过程中,由已知参数信息往往不能得到完整的端口场分布,又在已知部分端口场分布的条件完成了数值仿真,证明了在某些条件下,仅已知部分端口场分布并不影响该方法的应用.

2 理论分析

电磁器件的逆设计的流程可概括为以下三步:第一步,由目标的端口参数出发,得到器件的端口场分布,这一步是逆设计过程中初始条件的准备工作.例如已知端口 S 参数,可以根据端口导波结构(矩形波导、微带线、或其他)的特性确定其定义 S 参数的工作模式的场的空间分布,并由 S 参数导出端面场时域/频域分布,进而推导出含有时空信息完整的端口场分布供逆设计过程使用.第二步:由器件的端口场分布推导、计算出器件内部局域场分布,这一步涉及逆设计的实质是逆设计的核心步骤,亦是本文的研究所在.第三步:将器件内部局域场分布转换为器件内部对应的结构分布完成设计,探寻场与结构的关系,这一步也是逆设计方法未来研究工作的重难点之一,目前仅有部分文章对个别特例提出了场到结构的转换方法,且方法存在一定的局限性.例如,文献^[3]在不考虑磁电耦合的情况下,由源分布计算得到对应的电磁介质参数分布,并利用 FDTD-GTSC 求解器^[23]和 3D EFIE 求解器分别在二维、三维模型上完成了正向验证,结果符合预期.在文末却也指出,这套方法虽然成功地将源分布转化为电磁介质参数分布,但如何在物理上实现这种电磁介质参数分布仍是亟待解决的问题.又如,文献^[24]通过求解金属小球阵列的等效偶极子矢量间的耦合方程组也定量地建立了场与结构的关联.

本文主要针对上述流程的第二步提出解决方法,即如何完成由端口场到内部场之间的转换.本文提出的理论表明在利用端口参数得到端口场分布后,对端口场分布施加时间反演操作获得端口反演源,端口反演源在器件内部形成一定的场分布,只要能实现该场分布的时间反演分布,便可在端口处获得期望的端口参数.本节立足于等效原理和并矢格林函数从数理模型和理论证明两个方面阐述该理论.本文所提方法与拓扑优化等逆设计方法相比,最大的优势在于避免了冗长的迭代优化过程.有必要说明,点频情况下的时间反演操作等价于频域的共轭操作,最终解为稳态场,因此本方法可适用于器件逆设计中端口场与内部场的转换.

2.1 数理模型

考虑如图 1 所示的空间拓扑关系,与逆设计的流程相对应.表面 a 作为设计域,代表着器件内部某一部分的场分布,对应器件内部的具体结构,是待求解量;表面 b 作为目标域,代表着设计过程中器件的端口场分布,在器件逆设计过程中这是已知的,其中上角标的正负符号表示紧贴该表面的一层虚拟平面.

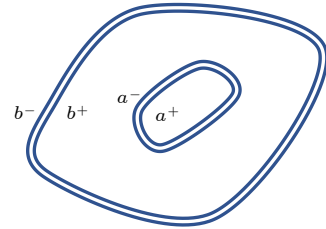


图 1 空间拓扑关系

Fig. 1. Topological relation of space.

若在表面 a 上存在着连续的面电流、磁流源 $\mathbf{J}^a, \mathbf{M}^a$, 根据电磁场格林函数和电磁场的叠加原理,可将 $\mathbf{J}^a, \mathbf{M}^a$ 在表面 b 上形成的场可以表示为 (1) 式,简写为 (2) 式:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^b &= f_E(\mathbf{J}^a, \mathbf{M}^a) = \langle \mathbf{G}^{EJ}; \mathbf{J}^a \rangle + \langle \mathbf{G}^{EM}; \mathbf{M}^a \rangle, \\ \mathbf{H}^b &= f_H(\mathbf{J}^a, \mathbf{M}^a) = \langle \mathbf{G}^{HJ}; \mathbf{J}^a \rangle + \langle \mathbf{G}^{HM}; \mathbf{M}^a \rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\mathbf{F}^b = f_F(\mathbf{J}^a, \mathbf{M}^a) = \langle \mathbf{G}^{FJ}; \mathbf{J}^a \rangle + \langle \mathbf{G}^{FM}; \mathbf{M}^a \rangle, \quad (2)$$

其中 F 是 E 或 H ,

其中 $\mathbf{G}^{PQ}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 为并矢格林函数,表示位于 \mathbf{r}' 处的 Q 源与位于 \mathbf{r} 处的 P 场之间的联系; $\langle \rangle$ 表示两个函数在公共区域上的乘积,用“,”隔开,写作“;”

表示乘积的形式为内积.

器件设计的最终目的是在设计域 a 中合理地排布结构, 使其等效电流源、磁流源在表面 b 上形成的场符合特定需求. 显然, 这是一个逆问题, 即寻找一组源分布 $\{J_{\text{design}}^a, M_{\text{design}}^a\}$, 使其在 b 面处产生的场 F_{design}^b 最大程度上与已知的期望场 F_{target}^b 相同; 即求解 $\tilde{f}_F(F_{\text{target}}^b)$ 得到 $\{J_{\text{design}}^a, M_{\text{design}}^a\}$, 使得代价函数 $C(J_{\text{design}}^a, M_{\text{design}}^a, F_{\text{target}}^b)$ (4) 式最小, $\rho_{a,b}$ 表示 a, b 两组数据的相关系数.

$$\{J_{\text{design}}^a, M_{\text{design}}^a\} = \tilde{f}_F(F_{\text{target}}^b), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & C(J_{\text{design}}^a, M_{\text{design}}^a, F_{\text{target}}^b) \\ &= 1 - \rho_{f_F(J_{\text{design}}^a, M_{\text{design}}^a), F_{\text{target}}^b}. \end{aligned} \quad (4)$$

在已知 F_{target}^b , 求解 $\tilde{f}_F(F_{\text{target}}^b)$ 的过程中, 可灵活地借助于等效源原理. 为了方便描述, 分别用上角标“+”, “-”表示紧贴该表面的内外两侧. 在等效源原理中, 闭合面 a^+ 内的电磁场是任意假定的, 因此不妨令其内部为零场 (Love 等效原理^[25]), 则有

$$J_{\text{design}}^a = H^{a-}|_t, \quad M_{\text{design}}^a = -E^{a-}|_t. \quad (5)$$

$$\begin{aligned} E_{\text{solve}}^{a-}(\mathbf{r}_a)^* &= \langle G^{\text{EJ}}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b)^*; H_{\text{target}}^{b+}(\mathbf{r}_b)|_t \rangle - \langle G^{\text{EM}}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_a)^*; E_{\text{target}}^{b+}(\mathbf{r}_b)|_t \rangle, \\ H_{\text{solve}}^{a-}(\mathbf{r}_a)^* &= \langle G^{\text{HJ}}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b)^*; H_{\text{target}}^{b+}(\mathbf{r}_b)|_t \rangle - \langle G^{\text{HM}}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b)^*; E_{\text{target}}^{b+}(\mathbf{r}_b)|_t \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} J_{\text{solve}}^a &= H_{\text{solve}}^{a-}(\mathbf{r}_a)^*|_t = \left[\langle G^{\text{HJ}}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b)^*; H_{\text{target}}^{b+}(\mathbf{r}_b)|_t \rangle - \langle G^{\text{HM}}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b)^*; E_{\text{target}}^{b+}(\mathbf{r}_b)|_t \rangle \right]|_t, \\ M_{\text{solve}}^a &= -E_{\text{solve}}^{a-}(\mathbf{r}_a)^*|_t = \left[\langle G^{\text{EM}}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_a)^*; E_{\text{target}}^{b+}(\mathbf{r}_b)|_t \rangle - \langle G^{\text{EJ}}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b)^*; H_{\text{target}}^{b+}(\mathbf{r}_b)|_t \rangle \right]|_t. \end{aligned} \quad (9)$$

(9) 式的意义在于通过引入格林函数, 利用取切向分量和频域共轭的操作, 由已知场 $E_{\text{target}}^b, H_{\text{target}}^b$ 可求解出一组位于表面 a 处源分布 $\{J_{\text{solve}}^a, M_{\text{solve}}^a\}$, 且该源分布的求解只与已知场 $E_{\text{target}}^b, H_{\text{target}}^b$ 和 a, b 平面之间的格林函数有关. 不难证明, 这组位于 a 处的源分布, 在 b 处产生的场 $E_{\text{rebuild}}^{b+}, H_{\text{rebuild}}^{b+}$ 与期望场 $E_{\text{target}}^{b+}, H_{\text{target}}^{b+}$ 一致. 理想情况下, 代价函数 $C(J_{\text{solve}}^a, M_{\text{solve}}^a, F_{\text{target}}^{b+})$ 为 0, 代价函数为 0 的物理意义是由端口期望场的时间反演场可在器件内部形成的场构建出的连续等效源, 该连续等效源的时间反演场在端口产生的场与端口期望场是一致的. 由对偶原理式 (10) 易证, 其中 c_1, c_2 为

2.2 理论证明

本小节借助并矢格林函数和等效原理, 理论证明了利用端口期望场的时间反演场可在空间某一位置获得的连续等效源, 该连续等效源可在端口处产生与期望场接近的场分布的结论, 一定程度上说明了将时间反演理论用于器件设计中是可行的.

在目标域 b 待实现特定场分布 $E_{\text{target}}^b, H_{\text{target}}^b$ 是已知的, 其时间反演场 $E_{\text{target}}^{b*}, H_{\text{target}}^{b*}$ 在 a 处产生场 $E_{\text{solve}}^{a-}, H_{\text{solve}}^{a-}$, 借助等效原理将其看作由位于表面 b 处的等效源 $J_{\text{ideal}}^b, M_{\text{ideal}}^b$ 在 a 处产生的场, 故 $E_{\text{solve}}^{a-}, H_{\text{solve}}^{a-}$ 写作 (6) 式, 其时间反演场写作 (8) 式, 其中 $J_{\text{ideal}}^b, M_{\text{ideal}}^b$ 由等效原理写作 (7) 式. (8) 式中, $E_{\text{target}}^b, H_{\text{target}}^b$ 已知, 故 $E_{\text{solve}}^{a-}(\mathbf{r}_a)^*, H_{\text{solve}}^{a-}(\mathbf{r}_a)^*$ 可求, 再利用等效原理得 (9) 式即为所求.

$$\begin{aligned} E_{\text{solve}}^{a-}(\mathbf{r}_a) &= \langle G^{\text{EJ}}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b); J_{\text{ideal}}^{b+} \rangle + \langle G^{\text{EM}}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_a); M_{\text{ideal}}^{b+} \rangle, \\ H_{\text{solve}}^{a-}(\mathbf{r}_a) &= \langle G^{\text{HJ}}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b); J_{\text{ideal}}^{b+} \rangle + \langle G^{\text{HM}}(\mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b); M_{\text{ideal}}^{b+} \rangle, \quad (6) \\ J_{\text{ideal}}^b &= H_{\text{target}}^{b+}|_t, \quad M_{\text{ideal}}^b = -E_{\text{target}}^{b+}|_t, \quad (7) \end{aligned}$$

常数, 代价函数 $C(J_{\text{solve}}^a, M_{\text{solve}}^a, F_{\text{target}}^{b+})$ 的理论值为 0.

$$\begin{aligned} E_{\text{rebuild}}^{b+} &= f_E(J_{\text{solve}}^a, M_{\text{solve}}^a) = c_1 E_{\text{target}}^{b+}(\mathbf{r}_b), \\ H_{\text{rebuild}}^{b+} &= f_H(J_{\text{solve}}^a, M_{\text{solve}}^a) = c_2 H_{\text{target}}^{b+}(\mathbf{r}_b). \end{aligned} \quad (10)$$

3 数值仿真流程

根据格林函数的互易性, 将上一节的理论推导中涉及的上角标 a, b 对换推导仍然成立. 事实上, 上角标 a, b 的调换, 可视作已知源和未知源的调换. 如图 2 所示, 第二节中理论对应的数值验证模型为图 2(a), 借助互易原理转换为图 2(b) 所示的情形, 即原有的已知源视作未知源, 原有的未知源

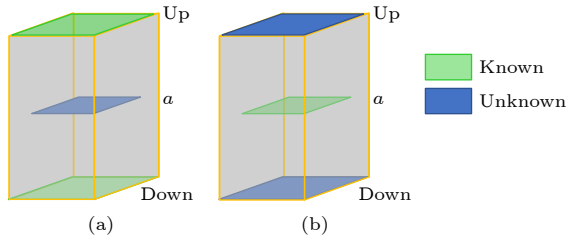


图 2 用于数值验证的问题转化示意图 (a) 数理模型对应的数值验证模型; (b) 利用互易原理转换后的数值验证模型

Fig. 2. A problem transformation diagram for numerical validation: (a) Numerical verification model corresponding to mathematical model; (b) numerical verification model converted by reciprocity principle.

视作已知源. 数值验证的目的是验证本文所提出理论的正确性, 为了得到更为直观的观察效果, 这里选用图 2(b) 所示的情况进行验证. 即对本文所提理论的数值验证问题转化为当表面 a 处为已知源, 验证 up, down 两个表面的反演源在表面 a 处生成的重建源与已知的表面 a 处的初始源的一致性. 根据上一节的理论推导, up, down 两个表面的反演源经激励会在表面 a 处生成与初始源趋势一致的

$$\begin{aligned} z_a &= 0, & D_a &= \{(x, y) | x \in [-5\lambda, 5\lambda], y \in [-5\lambda, 5\lambda]\}, \\ z_{\text{up}} &= 10\lambda, & D_{\text{up}} &= \{(x, y) | x \in [-7.5\lambda, 7.5\lambda], y \in [-7.5\lambda, 7.5\lambda]\}, \\ z_{\text{down}} &= -10\lambda, & D_{\text{down}} &= \{(x, y) | x \in [-7.5\lambda, 7.5\lambda], y \in [-7.5\lambda, 7.5\lambda]\}. \end{aligned} \quad (11)$$

定义一种变换, 记作 $\mathcal{T}_{m,n}(\mathbf{x})$, 该操作表示将连续量 $\mathbf{x}(\mathbf{x} \in \mathfrak{R}^2)$ 离散采样为 $m \times n$ 的矩阵, 通过这一变换, 将理论推导中的连续源转换为具体的矩阵, 象征离散源, 进而方便后续数值仿真处理与计算, 例如连续的面电流源 $\mathbf{J}_{\text{design}}^a$ 离散采样如 (12) 式

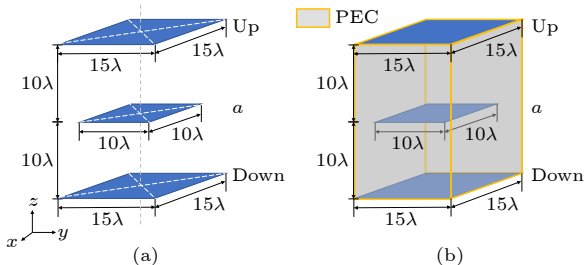


图 3 数值仿真实验示意图 (a) 自由空间验证示意图; (b) 四周为理想电导体边界的验证示意图

Fig. 3. Schematic diagram of numerical simulation experiment: (a) Schematic diagram of free space verification; (b) schematic diagram of verification of PEC boundaries around.

重建源, 两者的模值存在一定的比例关系, 代价函数应趋近 0.

数值仿真具体可分为以下三个步骤:

- 1) 表面 a 上已知初始源的获得;
- 2) 第一次仿真, 初始源激励, 由 up, down 双平面记录场并获得反演源;

3) 第二次仿真, 由不同反演源激励, 比较表面 a 处的重建源与已知初始源的异同, 并计算其代价函数.

借助达索公司的商用电磁仿真软件 CST 微波仿真实验室和 python 完成数值仿真及后续的数据分析处理. 数值仿真实验的示意图如图 3 所示, 对于图 3(a), 自由空间中存在着 up, down 和表面 a 三个有限大平面, 其平面方程为 (11) 式, D 为该平面方程对应的定义域, λ 为真空中 10 GHz 电磁波所对应的波长; 图 3(b) 与图 3(a) 尺寸相同, 唯一的区别是图 (b) 四周是与 up, down 两个平面吻合的理想电导体 (perfect electric conductor, PEC) 边界. 各平面均设有场监视器用以记录场分布, 各平面的场分布记为 $f_{\text{field}}^{\text{surface}}$, 其中 $\text{field} \in \{Ex, Ey, Ez, Hx, Hy, Hz\}$, $\text{surface} \in \{a, \text{up}, \text{down}\}$.

所示.

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{m,n}(\mathbf{J}_{\text{design}}^a) &= \begin{bmatrix} \mathbf{J}_{11}^a & \mathbf{J}_{12}^a & \cdots & \mathbf{J}_{1,n}^a \\ \mathbf{J}_{21}^a & \mathbf{J}_{22}^a & \cdots & \mathbf{J}_{2,n}^a \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{J}_{m,1}^a & \mathbf{J}_{m,2}^a & \cdots & \mathbf{J}_{m,n}^a \end{bmatrix} \\ &= (\mathbf{J}_{i,j}^a)_{m \times n}. \end{aligned} \quad (12)$$

3.1 数值仿真初始源的获得

简单起见, 数值仿真中只对 $f_{Ex}^a(x, y)$ 进行设计. 不妨将 peaks 函数作为特定函数分布, peaks 函数是通过转换和缩放高斯分布而获得的具有两个自变量的函数, 记作 $\text{peaks}_{\text{ori}}$, 将其定义域由 \mathfrak{R}^2 限制为 D_p 以获得更好的可视化效果, 具体表达式为 (13) 式, 归一化得 (14) 式, 记作 $p(x, y)$. 有必要说明, 数值仿真的目的仅在于对本文所提理论的正确性进行验证, 引入 peaks 函数作为重建标准, 是

因为该函数容易获得且有解析表达式, 利于后续进行相关性计算及定量分析; 若直接选用已有的电磁器件进行实验验证, 不易定量计算出重建场与目标场的相关性.

$$\begin{aligned} & peaks_{ori}(x, y) \\ &= 3(1-x)^2 e^{-x^2-(y+1)^2} \\ &\quad - 10\left(\frac{x}{5} - x^3 - y^5\right) e^{-x^2-y^2} \\ &\quad - \frac{1}{3} e^{-(x+1)^2-y^2}, \end{aligned}$$

$$D_p = \{(x, y) | x \in [-3, 3], y \in [-3, 3]\}, \quad (13)$$

$$p(x, y) = \frac{peaks_{ori}(x, y) - \min(peaks_{ori}(x, y))}{\max(peaks_{ori}(x, y)) - \min(peaks_{ori}(x, y))},$$

$$D_p = \{(x, y) | x \in [-3, 3], y \in [-3, 3]\}. \quad (14)$$

$f_{Ex}^a(x, y)$ 的定义域为 D_a , 而 $p(x, y)$ 的定义域为 D_p , 又因为 $D_p \rightarrow D_a$ 之间为单射, 则有 $\mathcal{K}(p(x, y)) \rightarrow \text{Re}\{f_{Ex}^a(x, y)\}$ 或 $\mathcal{K}(p(x, y)) \rightarrow \text{Im}\{f_{Ex}^a(x, y)\}$, \mathcal{K} 表示某种映射关系. 在数值仿真中, 设置了频率均为 10 GHz 点频的两种初始源, 第一种源, 其电场幅度等于 1, 电场相位分布为 $peaks$ 函数; 第二种源的电场相位同相分布, 幅度分布为 $peaks$ 函数, 两种源分别记为 $f_{ExPhase}^a(x, y)$ 和 $f_{ExAmplitude}^a(x, y)$, 简记为 $f_{Ex,\xi}^a(x, y)$, $\xi \in \{P, A\}$, 如 (15) 式所示. 需要说明的是, 在仿真过程中, 采用 $\mathcal{T}_{218, 218}(f_{Ex,\xi}^a)$ 作为第一次数值仿真中使用的激励源.

$$\begin{cases} \text{Re}\{f_{Ex,P}^a(D_a)\} = \cos(p(x, y) \cdot \pi), \\ \text{Im}\{f_{Ex,P}^a(D_a)\} = \sin(p(x, y) \cdot \pi), \\ \text{abs}(f_{Ex,P}^a(D_a)) = 1. \\ \text{Re}\{f_{Ex,A}^a(D_a)\} = p(x, y), \\ \text{Im}\{f_{Ex,A}^a(D_a)\} = 0, \\ \text{abs}(f_{Ex,A}^a(D_a)) = \text{abs}(p(x, y)). \end{cases} \quad (15)$$

3.2 第一次仿真, 获得端口场反演源

第一次数值仿真以 10 GHz 点频 $\mathcal{T}_{218, 218}(f_{Ex,\xi}^a)$ 作为激励源, 在图 3(a) 或图 3(b) 的情形下分别完成数值仿真. 在 up, down 两个平面可获得两组场的所有数据, 记作 $\mathcal{F}_{field}^{\xi,\beta}$, $\xi \in \{P, A\}$, $\beta \in \{\text{up}, \text{down}\}$, $field \in \{Ex, Ey, Ez, Hx, Hy, Hz\}$, $\mathcal{F}_{field}^{\xi,\beta}$ 为对应场的时间反演场. 由时间反演操作的频域等价性, $\mathcal{F}_{field}^{\xi,\beta}$ 可通过对记录场 $\mathcal{F}_{field}^{\xi,\beta}$ 的实部或虚部进行反

号操作获得, 若记录场为电场则虚部取反、若记录场为磁场实部取反即可, $\mathcal{F}_{field}^{\xi,\beta}$ 用作第二次数值仿真中的激励源.

3.3 不同反演源激励情况下, 重建源与初始源的异同

为了量化重建源与初始源的异同, 选取合适的代价函数是很有必要的.

$$\begin{aligned} \mathcal{C}(\mathbf{J}_{design}^a, \mathbf{M}_{design}^a, \mathbf{F}_{target}^b) &= 1 - \rho_{f_F(\mathbf{J}_{design}^a, \mathbf{M}_{design}^a), \mathbf{F}_{target}^b}, \\ &= \frac{\rho_{f_F(\mathbf{J}_{design}^a, \mathbf{M}_{design}^a), \mathbf{F}_{target}^b}}{\sigma_{f_F(\mathbf{J}_{design}^a, \mathbf{M}_{design}^a)} \cdot \sigma_{\mathbf{F}_{target}^b}}, \end{aligned} \quad (16)$$

选取相关距离作为代价函数的原因是, 由 (10) 式可知重建场与初始场只存在模值上的缩小, 其变化趋势应当一致, 而相关距离恰好是研究变量之间线性相关程度的量. 因此, 将 (12) 式代入 (16) 式得 (17) 式, 系离散情况下衡量重建场与期望场之间的代价函数, 用以衡量重建场与原场的相似程度.

$$\begin{aligned} \mathcal{C}(\mathbf{J}_{design}^a, \mathbf{M}_{design}^a, \mathbf{F}_{target}^b) &= \mathcal{C}(\mathcal{T}_{m,n}(\mathbf{J}_{design}^a), \\ &\mathcal{T}_{m,n}(\mathbf{M}_{design}^a), \mathcal{T}_{m,n}(\mathbf{F}_{target}^b)). \end{aligned} \quad (17)$$

在自由空间、四周为理想导体边界两种条件下对两种不同的初始源, 采用多种不同的信息进行重建, 并计算其代价函数. 源的选用及计算结果总结在表 1 中, 缩略词 F P/A CF (free space phase/amplitude rebuild cost function), 意为在图 3(a) 所示的自由空间条件下, 重建源与初始源 $f_{Ex,P}^a(x, y)$ 或 $f_{Ex,A}^a(x, y)$ 代价函数的计算结果; P P/A CF (space surrounded by PEC phase/amplitude rebuild cost function) 则表示在图 3(b) 所示的四周为理想导体边界条件下, 重建源和初始源的代价函数计算结果. 在 3.2 节中虽然获得了反演场的所有场信息, 但在重建过程中却并非要使用所有的反演源信息, 既可以利用两个反演源的部分信息, 也可以选用其中一个反演源的全部信息, 甚至只利用部分反演源的部分信息. 对 $\mathcal{T}_{218, 218}(f_{Ex,P}^a)$ 和 $\mathcal{T}_{218, 218}(f_{Ex,A}^a)$ 使用重建时, 反演源的选用有以下几种可能, 其代价函数计算结果总结在表 1 中, 代价函数曲线绘制在图 4 中.

表 1 数值仿真结果表
Table 1. Table of numerical simulation results.

序号	使用的反演源	Field域	FPCF	FACF	PPCF	PACF
1		$field = \{Ex, Ey, Ez, Hx, Hy, Hz\}$	0.0077	0.0647	0.0189	0.0712
2	$\mathcal{F}_{field}^{\xi, up*}$	$field = \{Ex, Ey, Ez\}$	0.0086	0.0784	0.0085	0.0735
3		$field = \{Ex, Ey\}$	0.0082	0.0750	0.0085	0.0735
4	$\mathcal{F}_{field}^{\xi, down*}$	$field = \{Ex, Ey, Ez, Hx, Hy, Hz\}$	0.0081	0.0624	0.0191	0.0735
5		$field = \{Ex, Ey, Ez\}$	0.0092	0.0703	0.0098	0.0707
6		$field = \{Ex, Ey\}$	0.0088	0.0668	0.0098	0.0707
7	$\mathcal{F}_{field}^{\xi, up*}, \mathcal{F}_{field}^{\xi, down*}$	$field = \{Ex, Ey, Ez, Hx, Hy, Hz\}$	0.0078	0.0635	0.0189	0.0713
8		$field = \{Ex, Ey, Ez\}$	0.0087	0.0747	0.0090	0.0718
9		$field = \{Ex, Ey\}$	0.0083	0.0712	0.0090	0.0718

- 1) 使用 $\mathcal{F}_{field}^{\xi, up*}$ 或 $\mathcal{F}_{field}^{\xi, down*}$ 对 $f_{Ex, \xi}^a$ 重建, 其中 $field = \{Ex, Ey\}$ 或 $field = \{Ex, Ey, Ez\}$ 或 $field = \{Ex, Ey, Ez, Hx, Hy, Hz\}$;
- 2) 使用 $\mathcal{F}_{field}^{\xi, up*}$ 和 $\mathcal{F}_{field}^{\xi, down*}$ 对 $f_{Ex, \xi}^a$ 重建, 其中 $field = \{Ex, Ey\}$ 或 $field = \{Ex, Ey, Ez\}$ 或 $field = \{Ex, Ey, Ez, Hx, Hy, Hz\}$.

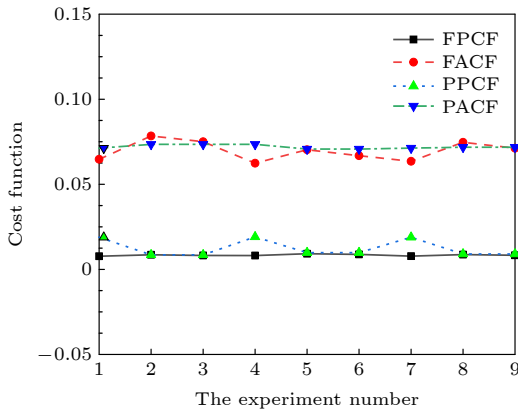


图 4 重建源代价函数计算结果

Fig. 4. The calculation results of the cost function of the re-build source.

3.4 重建结果及分析

观察表 1 及图 4 不难发现, 不论使用何种信息, 最终获得的重建源与初始源都十分接近的, 且在相同空间条件下, 对相位源的重建结果总好于幅度源. 使用两个平面的全部场信息能获得较好的重建效果, 与本文的理论分析一致; 使用两个平面的部分场信息仍能实现较好的重建效果, 是因为根据稳态电磁场中的唯一性原理“在闭合面 S 包围的区域 V 中, 当边界面 S 上的电场强度的切向分量 \mathbf{E} 或者磁场强度 \mathbf{H} 给定时, 体积 V 中任一点的电磁场由 Maxwell 方程唯一的确定.”序号为 3,

6, 9 的仿真实验的成功重建说明了这一点. 对于图 3(b) 所示的条件, 根据唯一性定理只需要知道 $\mathcal{F}_{field}^{\xi, up}, \mathcal{F}_{field}^{\xi, down}$ 的切向分量即可唯一地确定 surface a 的场分布, 因此 $field = \{Ex, Ey\}$. 对于图 3(a) 所示的空间示意图, 其四周为开放空间, 根据唯一性原理若仅知道端口平面 up, down 的切向分量在理论上是不能完整重建初始源的, 但数值仿真实验仍然实现了较好的重建效果, 分析原因可能是因为重建场的极化较为单一.

考虑仿真实验的结果较多, 因而只选取部分结果作展示. 对不同的仿真实验情况, 在实验序号为 1—6 的实验选取一个结果, 在实验序号为 7—9 的实验选取一个结果, 选取原则为选取重建结果代价函数最大的仿真实验代号作为展示. 代价函数越大代表其复原效果越差, 但即使是最差的复原效果仍得到了较完好的重建效果, 充分证明了理论的正确性.

图 6 展示了在图 3(a) 所示自由空间条件下对图 5 所示初始源 $f_{ExPhase}^a(x, y)$ 和 $f_{ExAmplitude}^a(x, y)$, 选用不同反演信息激励时得到的重建源幅相分布, 其重建结果与图 5 十分接近. 图 6(a) 和图 6(b) 是对 $f_{ExPhase}^a(x, y)$ 的重建结果展示图, 对应仿真实验序号为 5, 8, 代表了仿真实验中获得的最差重建结果, 其中主图为重建源的相位分布, 左上角为幅度分布. 图 6(c) 和图 6(d) 是对 $f_{ExAmplitude}^a(x, y)$ 的重建结果, 对应仿真实验序号为 2, 8, 其中主图为重建源的幅度分布, 左上角为相位分布. 图 6(d) 的重建幅度约为图 6(c) 的两倍是因为使用两个反演源激励时其输入功率是单个反演源激励的 2 倍, 除幅度差异外, 图 6(c) 和图 6(d) 两图的趋势一致且其重建的相位分布均为同向分布. 不难发现, 不论是

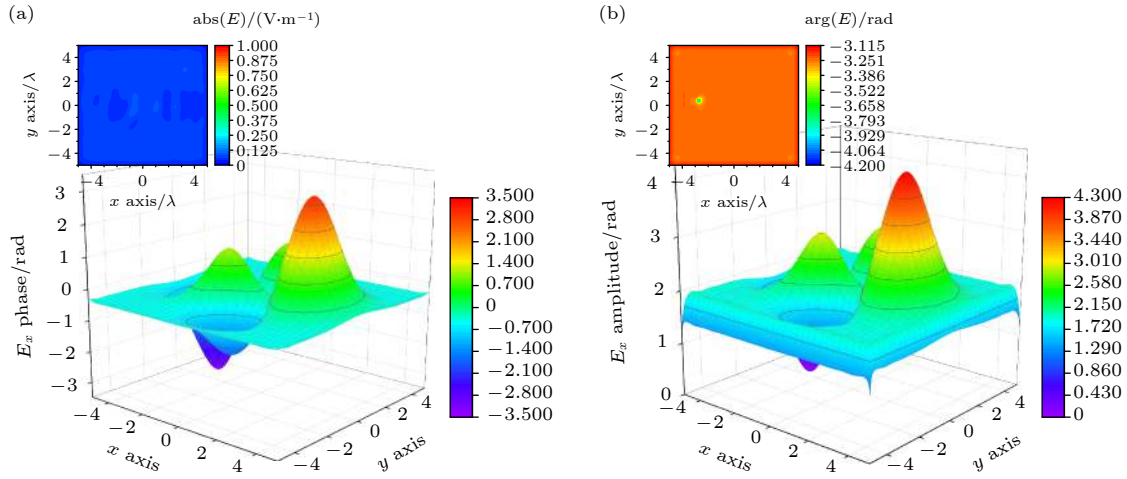


图 5 初始源幅相分布图 (a) E_x 相位分布为特定函数; (b) E_x 幅度分布为特定函数

Fig. 5. The amplitude-phase distribution of the original source: (a) The phase distribution is a special function; (b) the amplitude distribution is a special function.

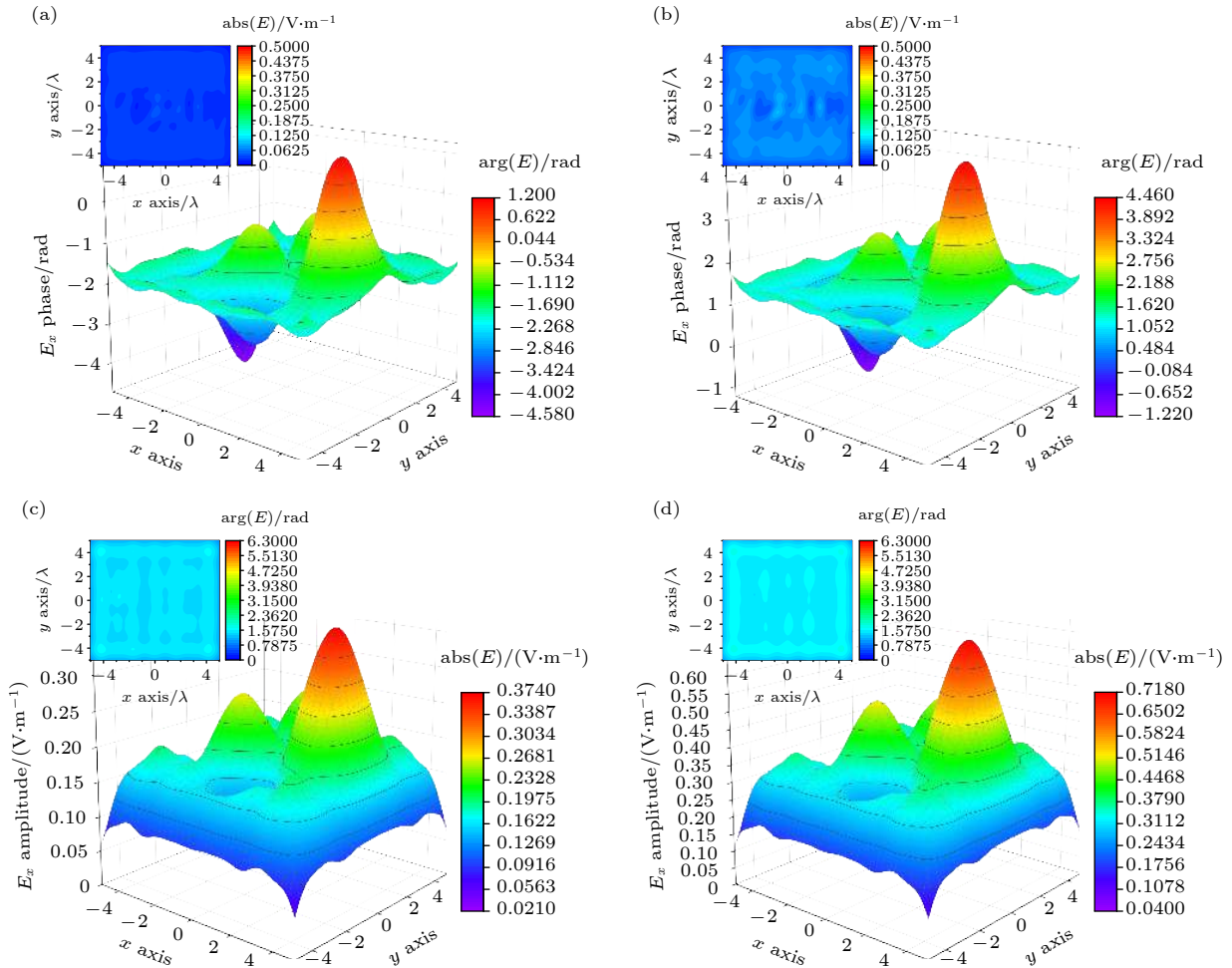


图 6 自由空间条件下重建源的幅相分布 (a) 序号为 5 的重建 $f_{E_xPhase}^a(x, y)$ 的幅相分布; (b) 序号为 8 的重建 $f_{E_xPhase}^a(x, y)$ 的幅相分布; (c) 序号为 2 的重建 $f_{E_xAmplitude}^a(x, y)$ 的幅相分布; (d) 序号为 8 的重建 $f_{E_xAmplitude}^a(x, y)$ 的幅相分布

Fig. 6. The amplitude-phase distribution of the reconstructed source in free space: (a) The amplitude-phase distribution of the reconstructed $f_{E_xPhase}^a(x, y)$ with experimental number 5; (b) the amplitude-phase distribution of the reconstructed $f_{E_xPhase}^a(x, y)$ with experimental number 8; (c) the amplitude-phase distribution of the reconstructed $f_{E_xAmplitude}^a(x, y)$ with experimental number 2; (d) the amplitude-phase distribution of the reconstructed $f_{E_xAmplitude}^a(x, y)$ with experimental number 8.

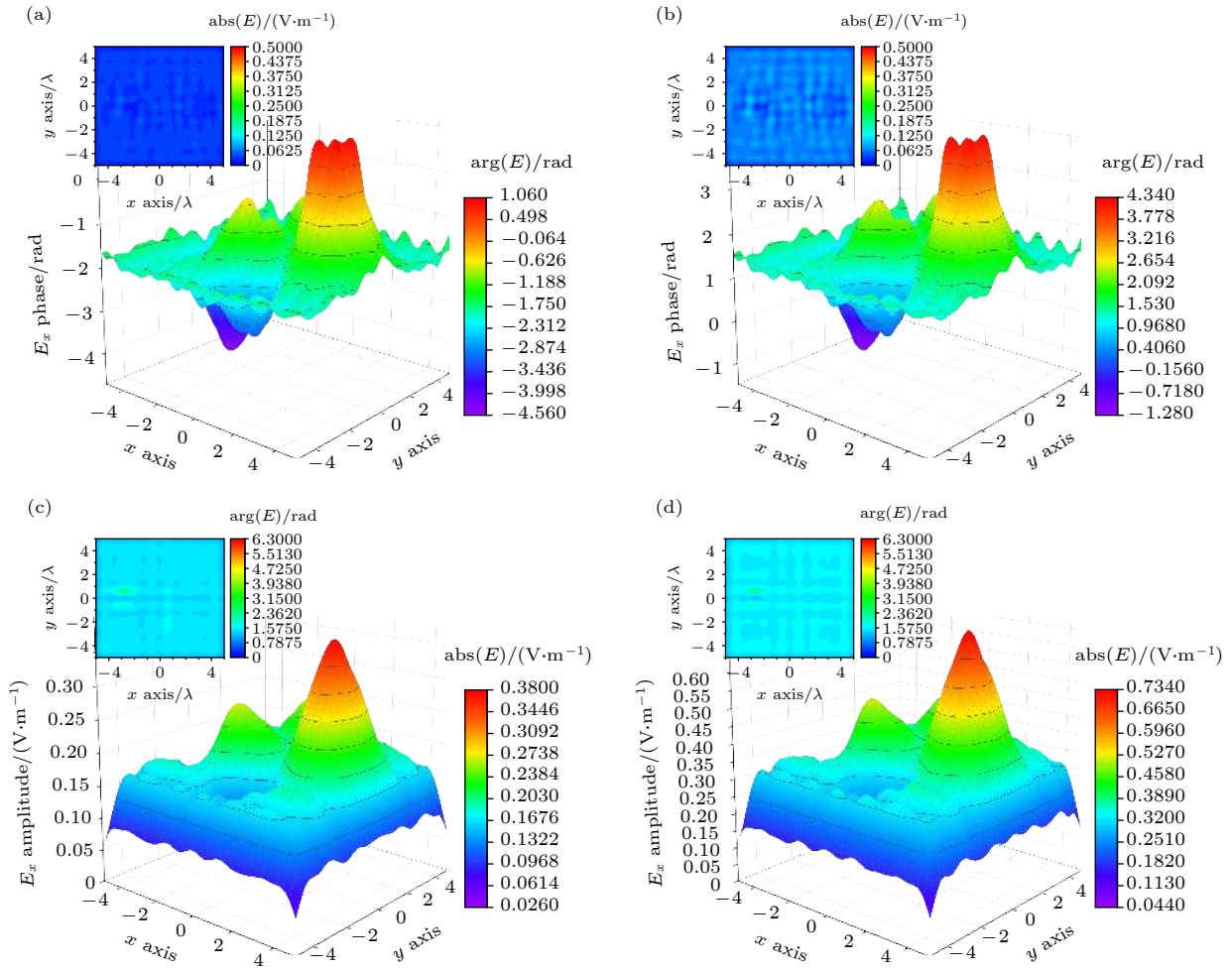


图 7 四周为理想导体条件下重建源的幅相分布 (a) 序号为 4 的重建 $f_{E_xPhase}^a(x, y)$ 的幅相分布; (b) 序号为 7 的重建 $f_{E_xPhase}^a(x, y)$ 的幅相分布; (c) 序号为 3 的重建 $f_{E_xAmplitude}^a(x, y)$ 的幅相分布; (d) 序号为 9 的重建 $f_{E_xAmplitude}^a(x, y)$ 的幅相分布

Fig. 7. The amplitude-phase distribution of the reconstructed source in PEC space: (a) The amplitude-phase distribution of the reconstructed $f_{E_xPhase}^a(x, y)$ with experimental number 4; (b) the amplitude-phase distribution of the reconstructed $f_{E_xPhase}^a(x, y)$ with experimental number 7; (c) the amplitude-phase distribution of the reconstructed $f_{E_xAmplitude}^a(x, y)$ with experimental number 3; (d) the amplitude-phase distribution of the reconstructed $f_{E_xAmplitude}^a(x, y)$ with experimental number 9.

选何种反演源信息重建何种源, 最终获得的重建源与初始源的幅相分布都是十分接近的, 其代价函数计算结果均小于 0.1, 代表着重建源与初始源十分接近.

图 7 与图 6 的不同之处仅在于其所处的仿真实验环境为图 5(b) 所示的四周为理想导体条件的环境, 重建结果展示的选取原则与图 6 一致. 图 7(a) 和图 7(b) 是对 $f_{E_xPhase}^a(x, y)$ 的重建结果展示图, 对应仿真实验序号 4, 7; 图 7(c) 和图 7(d) 是对 $f_{E_xAmplitude}^a(x, y)$ 的重建结果, 对应仿真实验序号为 3, 9. 与图 5 所示的初始源对比不难发现, 图 7 重建结果虽然与图 5 较为相似, 但多出了许多规律性斑点, 且斑点间距接近一个波长. 分析原因可能是反演源 $\mathcal{F}_{field}^{\xi, \beta}$ 的激励不仅形成了重建源, 同时也

激励出腔体自身的本征模式. 事实上, 仿真实验序号为 1, 4, 7 的重建源斑点分布较其他仿真实验代号更为明显, 分析原因可能是数值仿真中存在一定的仿真误差, 而磁场反演源的误差引入恰好激励出了更强的腔体本征模式. 在图 7 中同样可以观察到图 7(d) 图的重建幅度约为图 7(c) 的两倍, 与图 6(c) 和图 6(d) 两图存在差异的原因相同.

4 结 论

本文借助时间反演技术提出了将器件端口场分布转换为器件内部区域场分布的理论方法. 利用理论的互易性实施了系列数值仿真实验, 仿真实验结果与理论相符合, 说明了本文提出理论的正确

性. 即利用端口期望场的时间反演场可在空间某一位置获得连续等效源, 该连续等效源的共轭分布可在端口处产生与期望场接近的场分布. 从唯一性原理出发, 在点频逆设计由端口参数得到端口场分布的过程中, 不需获得全部的端口场分布, 只需知道端口的电场或磁场的切向分量即可. 此外, 本方法应用于四周为理想电导体条件的腔体时应当充分考虑腔体本征模式的影响, 如何解决腔体本征模式带来的影响, 也是后续亟待解决的问题之一.

参考文献

- [1] Molesky S, Lin Z, Piggott A Y, Jin W, Vucković J, Rodriguez A W 2018 *Nat. Photonics* **12** 659
- [2] Zhu Y, Ju Y, Zhang C 2019 *P. I. Mech. Eng. A-J. Pow.* **233** 431
- [3] Brown T, Narendra C, Vahabzadeh Y, Caloz C, Mojabi P 2020 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **68** 1812
- [4] Piggott A Y, Lu J, Lagoudakis K G, Petykiewicz J, Babinec T M, Vučković J 2015 *Nat. Photonics* **9** 374
- [5] Wang M Y, Wang X, Guo D 2003 *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* **192** 227
- [6] Lee H, Itoh T 1997 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **45** 803
- [7] Su L, Piggott A Y, Sapra N V, Petykiewicz J A, Vuckovic J 2018 *ACS Photonics* **5** 301
- [8] Su L, Vercruyse D, Skarda J, Sapra N V, Petykiewicz J A, Vučković J 2020 *Appl. Phys. Rev.* **7** 011407
- [9] Callewaert F, Aydin K 2016 *Novel Optical Systems Design and Optimization XIX.* (San Diego: International Society for Optics and Photonics) p9948
- [10] Wang J, Yang X S, Wang B Z 2017 *IET Microw. Antennas P.* **12** 385
- [11] Wang J, Yang X S, Ding X, Wang B Z 2018 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **66** 2254
- [12] Wang L, Wang G, Sidén J 2015 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **63** 3962
- [13] Pehlivanoglu Y V 2014 *Appl. Soft Comput.* **24** 781
- [14] Chen C T, Gu G X 2020 *Adv. Sci.* **7** 1902607
- [15] Salucci M, Gelmini A, Oliveri G, Anselmi N, Massa A 2018 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **66** 5805
- [16] Wigner E P 1959 *Group Theory and Its Application to the Quantum Mechanics of Atomic Spectra* (New York: Academic Press)
- [17] Wang B Z, Wang R 2019 *Time-Reversed Electromagnetics* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [王秉中, 王任 2019 时间反演电磁学 (北京: 科学出版社)]
- [18] Oestges C, Kim A D, Papanicolaou G, Paulraj A J 2005 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **53** 283
- [19] Qiu R C 2006 *IEEE Trans. Wirel. Commun.* **5** 2685
- [20] Gong Z S, Wang B Z, Yang Y, Zhou H C, Ding S, Wang X H 2017 *IEEE Photonics J.* **9** 6900108
- [21] Davy M, de R J, Joly J C, Fink M 2010 *Phys. Rev. C* **11** 37
- [22] Bacot V, Labousse M, Eddi A, Fink M, Fort E 2016 *Nat. Phys.* **12** 972
- [23] Vahabzadeh Y, Achouri K, Caloz C 2016 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **64** 4753
- [24] Gong Z S, Wang B Z, Wang R 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 084101 (in Chinese) [龚志双, 王秉中, 王任 2018 物理学报 **67** 084101]
- [25] Harrington R F 2001 *Time-Harmonic Electromagnetic Fields* (New York: Wiley-IEEE Press) pp106–110

Conversion method between port field and internal field of electromagnetic device based on time-reversal technique^{*}

Chen Chuan-Sheng Wang Bing-Zhong[†] Wang Ren[‡]

(*Institute of Applied Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China*)

(Received 12 October 2020; revised manuscript received 11 November 2020)

Abstract

With the integration of electromagnetic devices, the modules that make up into the devices and the functions that the devices needed to achieve are becoming more and more diverse. The coupling between the modules is difficult to ignore, the difficulty in designing increases sharply, and the traditional design methods gradually become incompetent. It is urgent to find a new comprehensive electromagnetic design method. This paper is to use the spatiotemporally synchronous focusing characteristics of time-reversed electromagnetic waves to explore the possibility of applying time-reversal technique to device design. First, based on the general device inverse design process, using the time-reversal technique, dyadic Green's function and basic principle of electromagnetics, a method of converting the port field distribution into the internal field distribution of the device is proposed. It is also proved that the continuous equivalent source obtained by the time-reversed field at a certain position in space can produce a field distribution close to the desired field at the port. In the single frequency inverse design process, only the tangential component of the electric field or magnetic field of the port is needed to be known. Then, with the help of the reciprocity of Green's function, the above theory is transformed to facilitate the numerical simulation. This numerical simulation realizes the reconstruction of the amplitude distribution source and the phase distribution source. It should be noted that the amplitude distribution source and phase distribution source are both randomly constructed. The numerical simulation verification is completed in two different cases and a variety of different initial conditions. All the simulation results are consistent with the theoretical results, which proves that it is feasible to apply time-reversal technique to the inverse design of electromagnetic devices.

Keywords: time-reversal, inverse design, Green's function

PACS: 02.30.Zz, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.70.20201682

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61901086), the Postdoctoral Innovation Talents Support Program, China (Grant No. BX20180057), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2018M640907), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities of Ministry of Education of China (Grant Nos. ZYGX2019J101, ZYGX2019Z016).

[†] Corresponding author. E-mail: bwang@uestc.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: rwang@uestc.edu.cn