

doi: 103969/j.issn.0490-6756.2017.03.016

半波振子天线的矩量法研究及 Matlab 模拟

吴双豆¹, 李俊杰², 滕保华², 邬劲轶², 吴昊², 阮成礼², 吴明和²

(1. 电子科技大学微电子与固体电子学院, 成都 610054; 2. 电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

摘要: 基于矩量法研究半波振子天线的电流分布. 在矩量法计算天线电流过程中, 基函数选用脉冲函数, 权函数选用局域高斯函数, 得到半波振子天线辐射的 E 面方向图. 结果显示, 该方向图与 CST 数据后处理法和天线电流驻波理论的结果完全重合, 并且矩量法比 CST 数据后处理法具有明显的节约时间的优点.

关键词: 半波振子天线; 矩量法; CST 后处理法; 天线电流驻波理论

中图分类号: TN821.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 0490-6756(2017)02-0317-04

Analysis of half wavelength dipole antenna with the method of moments and its simulation by Matlab

WU Shuang-Dou¹, LI Jun-Jie², TENG Bao-Hua², WU Shao-Yi²,
WU Hao², RUAN Cheng-Li², WU Ming-He²

(1. School of Microelectronics and Solid-state Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China; 2. School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

Abstract: The current distributions of the half wavelength dipole thin antenna along the wire are numerically calculated with our proposed Method of Moment (MOM), CST-based method, and then visualized by Matlab figures. The results on the current distributions have shown that Method of Moments (Pulse-Gaussian Method of Moments) was validated by CST-based method and standing wave method (theoretical approximation method). The radiation pattern of the antenna is drawn vividly according to the current distribution calculated by three methods. The simulated result by our MOM has a time-saving advantage over that by CST-based method with the same accuracy.

Keywords: Half wavelength antenna; Method of moments; CST-based method; Standing wave method

1 引言

半波振子天线应用非常广泛^[1], 不仅可以辐射和接收短波、超短波甚至微波, 还可作为阵元组成天线阵, 而且造价低廉, 结构简单. 如果天线为无限细且中心馈电的, 根据天线驻波理论可以得到该天线电流分布随长度的变化为余弦形式^[2,3]. 但是实

际的半波振子天线总有一定的粗细, 此时天线驻波理论只是近似成立, 因此对于真实尺寸的半波振子天线我们可以借助 CST 电磁学软件和矩量法^[3-8] 计算其电流分布.

通常矩量法采用脉冲伽略金法或者点匹配法计算半波振子天线的电流分布, 本文尝试选用脉冲函数作为基函数而高斯函数作为权函数的矩量法,

收稿日期: 2016-01-21

基金项目: 高等学校 2014 年教学研究项目 (DWJZW2014xn)

作者简介: 吴双豆 (1994-), 女, 重庆人, 研究方向为天线和电波传播. E-mail: 543733881@qq.com

通讯作者: 吴明和. E-mail: wumingheshd@sina.com

求解该对称半波振子天线的电流分布. 然后再用 CST 后处理法^[9]和极细天线的驻波理论法对比分析该天线的电流分布, 以确定上述矩量法有效性.

2 矩量法模拟半波振子天线

半波振子天线如图 1 所示^[5]. 振子天线的辐射波长 λ 为 20 cm, 天线长度 L 为 0.47λ ,

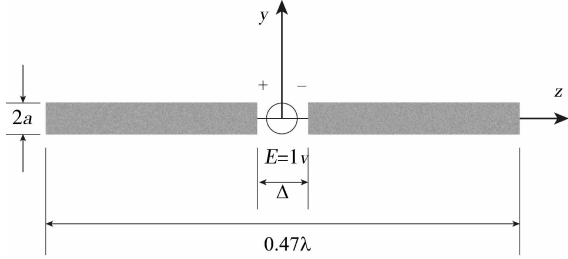


图 1 δ 间隙源激励的半波振子细天线示意图
Fig. 1 Schematic diagram on half-wavelength dipole thin antenna excited by delta gap source

天线半径 a 为 $\lambda/1000$. 振子天线的金属为良导体, 电流分布在导体表面. 周围空间为真空, 介电常数和磁导率分别用 μ, ϵ 表示. 天线用电压为 1V 的 δ 间隙源进行中心馈电并产生入射场. 天线分成 N 段 (N 为奇数), 每段的长度 Δ 为 $0.47\lambda/N$. 入射场可以用 Pocklington 方程表示为^[5,10]

$$E_z^i(z) = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \int_{-0.235\lambda}^{0.235\lambda} I_{\text{MOM}}(z') \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2 \right) \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} dz' \quad (1)$$

其中, $R = [a^2 + (z - z')^2]^{1/2}$ 为电流丝上的源点和观察点的距离. z 和 z' 分别为观察点和源点的 z 方向坐标, $\beta = 2\pi/\lambda$ 为波矢量的模. 沿着天线长度方向将待求的电流用一系列的基函数展开为

$$I_{\text{MOM}}(z') \approx \sum_{n=1}^N I_n F_n(z') \quad (2)$$

I_n 为第 n 段的待求电流, F_n 为系列正交脉冲基函数, 具体如下式.

$$F_n(z') = \begin{cases} 1, & z_n - \Delta/2 \leq z' \leq z_n + \Delta/2 \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \quad (3)$$

其中, $z_n = [n - (N + 1)/2]\Delta$.

$$\begin{bmatrix} [W_1, LF_1] & [W_1, LF_2] & \cdots & [W_1, LF_N] \\ [W_2, LF_1] & [W_2, LF_2] & \cdots & [W_2, LF_N] \\ \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ [W_m, LF_1] & [W_m, LF_2] & \cdots & [W_m, LF_N] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [W_1, E_z^i(z)] \\ [W_2, E_z^i(z)] \\ \vdots \\ [W_m, E_z^i(z)] \end{bmatrix}$$

$$LF_n = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \int_{-0.235\lambda}^{0.235\lambda} F_n(z') \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2 \right) \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} dz'$$

考虑到所取段数的有限性, 上述的近似电流和真实电流存在差异, 所导致的余量为^[5]

$$R_e = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} I_{\text{MOM}}(z') \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2 \right) \frac{e^{-j\beta R}}{4\pi R} dz' - E_z^i(z) \quad (4)$$

通常将任意分段切向电场加权余量设置为零^[5], 即在第 m 段局域范围内取 $W_m(z)$ 为权函数做加权积分^[7], 如下式.

$$\langle W_m, R_e \rangle = \int_{-0.235\lambda}^{0.235\lambda} W_m R_e dz = 0 \quad (5)$$

高斯权函数 $W_m(z)$ 为

$$W_m(z) = \begin{cases} V_b, & z_m - \Delta/2 \leq z \leq z_m + \Delta/2 \\ 0, & \text{其他} \end{cases}$$

$$V_b = \left(\frac{4.3}{\sqrt{\pi}} \right)^{1-e^{-4.3}} e^{-4.3^2 \left(\frac{z-z_m}{\Delta} \right)^2} \quad (6)$$

其中, $z_m = [m - (N + 1)/2]\Delta, m = 1, 2, \dots, N$.

这里 $W_m(z)$ 为第 m 段适用的局域高斯权函数. 可以看出, $z = z_m \pm \Delta/2$ 时的最小值是 $z = z_m$ 时的最大值的 1/100 (如图 2 所示).

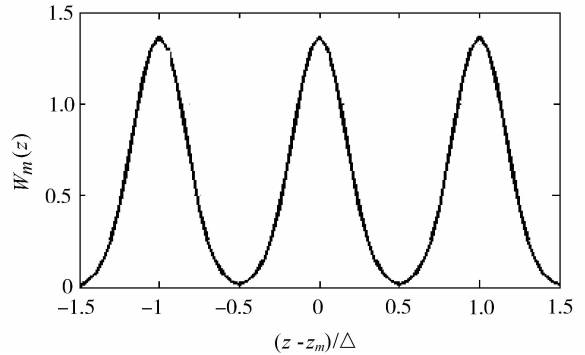


图 2 高斯权函数的全域曲线图
Fig. 2 Global curve of local Gaussian weighting function

此外, 各段局域高斯函数连接为连续的全域权函数, 进而在权函数的最大值点不但连续而且可导, 这和分段正弦权函数以及分段三角权函数是不同的, 它们的最大值点函数连续, 但不可导^[5].

将式(2)和式(4)以及式(6)代入式(5), 得到矩方程如下.

或简写为

$$[Z_{nm}][I_n] = [V_m] \quad (7)$$

其中, $[Z_{nm}]$, $[I_n]$ 和 $[V_m]$ 分别为广义阻抗矩阵, 广义电流和广义电压矩阵^[5].

电压矩阵元 V_m 为

$$V_m = [W_m, -j\omega\epsilon E_z^i(z)] = \int_{z_m - \Delta/2}^{z_m + \Delta/2} E_z^i(z) W_m(z) dz \quad (8)$$

阻抗矩阵元 Z_{nm} 为

$$Z_{nm} = P_{nm} + Q_{nm}^1 - Q_{nm}^2 \quad (9)$$

上式中的 P_{nm} , Q_{nm}^1 , Q_{nm}^2 分别为

$$P_{nm} = \frac{\beta^2}{4\pi} \int_{z_m - \frac{\Delta}{2}}^{z_m + \frac{\Delta}{2}} \int_{z_n - \frac{\Delta}{2}}^{z_n + \frac{\Delta}{2}} W_m(z) \frac{e^{-j\beta R}}{R} dz' dz$$

$$Q_{nm}^1 = \frac{1}{4\pi} \int_{z_m - \frac{\Delta}{2}}^{z_m + \frac{\Delta}{2}} W_m(z) \frac{R_1'(1 + j\beta \sqrt{a^2 + R_1'^2})}{(a^2 + R_1'^2)^{\frac{3}{2}}} e^{-j\beta \sqrt{a^2 + R_1'^2}} dz$$

$$Q_{nm}^2 = \frac{1}{4\pi} \int_{z_m - \frac{\Delta}{2}}^{z_m + \frac{\Delta}{2}} W_m(z) \frac{R_2'(1 + j\beta \sqrt{a^2 + R_2'^2})}{(a^2 + R_2'^2)^{\frac{3}{2}}} e^{-j\beta \sqrt{a^2 + R_2'^2}} dz$$

其中, $R_1' = z_m - z_n - \frac{\Delta}{2}$, $R_2' = z_m - z_n + \frac{\Delta}{2}$

最后, 求出电流为

$$[I_n] = [Z_{nm}]^{-1} [V_m] \quad (10)$$

其中, $[Z_{nm}]^{-1}$ 为阻抗矩阵的逆矩阵.

将半波天线分别划分为 81 段, 141 段, 201 段和 261 段, 并利用 Matlab 编程模拟得到电流分布如图 3 所示.

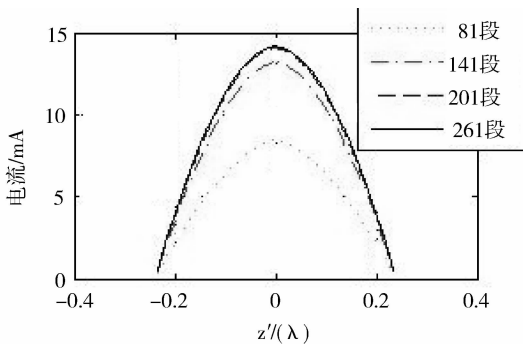


图 3 半波天线段数分别为 81(绿色点线), 141(红色实线), 201(蓝色点画线), 261(黑色虚线)时电流分布的收敛曲线

Fig. 3 Convergence curve of current distribution from the antenna if the number of its segments is 81, 141, 201, and 261, corresponding the green dot line, red dash line, blue dot line, and black dash line, respectively.

从图 3 看出, 从振子中心起 ($z' = 0$), 电流随 z' 坐标按余弦规律减少, 关于中心点对称. 随着段数增加, 电流趋于收敛. 段数达到 201 段和 261 段时, 电流几乎完全重合. 电流在中心处达到最大, 其模为 14 mA, 对应的输入阻抗为 $69.06 + j16.28 \Omega$, 这和文献^[5]的结论是一致的. 鉴于 201 段时电流分布曲线已经收敛, 下面再用 CST 后处理法和驻波理论法进一步验证 201 段时矩量法的有效性.

3 CST 后处理法和驻波理论法验证矩量法的有效性

首先用 CST 仿真半波振子天线的电流分布, 如图 4 所示. 虽然可以形象地看出振子电流的变化趋势, 但不能得到天线电流随着 z' 坐标的变化规律, 所以必须使用 CST 后处理法. 所谓 CST 后处理法, 就是根据上述仿真读取天线的辐射场点磁场强度的 H_x 和 H_y 分量, 从而计算垂直于天线轴线的圆上的磁场强度切向分量 H_φ , 即

$$H_\varphi(z') = -H_x(z') \sin \varphi + H_y(z') \cos \varphi$$

然后根据安培环路定理, 得到一定横向半径 b 处的电流随 z' 的变化规律.

$$I_{\text{cstz}}(z') = 2\pi b H_\varphi(z') \quad (11)$$

再用驻波理论计算该天线的电流分布. Hallen 和 King^[2,3,5] 用驻波理论得出了半波振子细天线电流分布的正弦表达式为

$$I_{\text{Tz}}(z') = I_m \sin\left[\beta\left(\frac{\lambda}{4} - |z'|\right)\right] \quad |z'| \leq 0.235\lambda \quad (12)$$

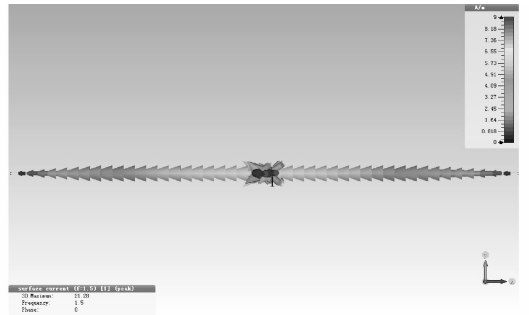


图 4 CST 仿真半波天线电流分布(箭头由粗变细表示电流减小)

Fig. 4 Electric current distribution of the antenna simulated by CST software (Decreasing size of arrows represents magnitude decrease of the current along the wire)

为了比较矩量法和 CST 后处理法以及驻波理论法得到的电流分布规律, 将矩量法算出的最大电流 14 mA 作为 CST 后处理法和驻波理论法的最大电流, 从而得到它们随着 z' 坐标的变化趋势, 如

图 5 所示(实线、虚线和点划线分别表示矩量法、CST 后处理法和驻波理论法计算的电流分布曲线). 可以看出三者的电流随着 z' 位置的变化曲线符合非常好, 从而说明了矩量法的有效性.

同时还利用 Matlab 编程模拟天线辐射 E 面方向图, 如图 6 所示.

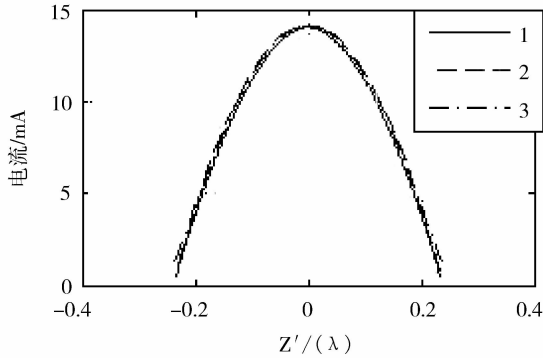


图 5 矩量法、CST 后处理法(b 取 2.2cm)和驻波理论法得到的电流分布曲线

Fig. 5 Comparison of current distribution curves from method of moments(1), CST-based treatment(2, Radius b is 2.2 centimeter) and standing wave method(3)

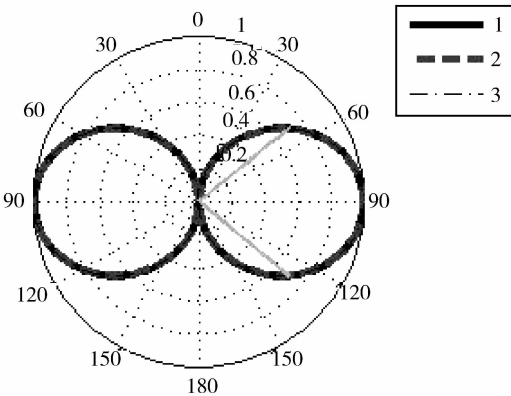


图 6 三种方法得到天线辐射 E 面极坐标图

Fig. 6 Polar diagram of E plane on the antenna radiation from method of moments(1), CST-based treatment(2) and standing wave method(3)

从图 6 可以看出, 三种办法得到的电流分布画出的天线方向图也是完全重合(矩量法、CST 后处理法和驻波理论法分别用实线、虚线和点划线表示), 三种方法得到天线主瓣的半功率宽度都是 78.5° (两条实线之间的夹角), 与理论值 78° 符合相当好^[3,5]. 但是从计算量来看, 矩量法画出天线方向图仅用了 111 s, CST 后处理法仅获得磁场数据就耗时超过 1 h, 所以矩量法^[11-13]在计算有限粗细线天线的辐射问题时精度能达到工程要求, 计算速度快.

4 结 论

区别于通常的矩量法使用的脉冲伽略金法和点匹配法, 本文基于脉冲展开函数和高斯权函数的矩量法讨论了半波振子天线的电流分布. 将该矩量法得到的电流分布和本文提出的 CST 后处理法以及已有的驻波理论法得到的电流分布进行了比较, 三者的电流分布几乎完全一致. 该矩量法计算天线电流时既能满足工程要求的精度又能节约计算时间, 具有一定的优势.

参考文献:

- [1] 张帅, 龚书喜, 关莹. 考虑互耦的半波振子线阵辐射和散射方向图综合[J]. 计算物理, 2011, 28(3): 420.
- [2] 孔金瓯. 电磁波理论[M]. 吴季译. 北京: 电子工业出版社, 2003.
- [3] Kraus J D, Marhefka R J. Antennas: for all applications[M]. 3rd ed. USA: Mc-Graw Hill, 2004.
- [4] Harrington R F. Field computation by moment methods[M]. USA: IEEE Publications, 1993.
- [5] Stutzman W L, Thiele G A. Translated by Zhu Shou zheng, An Tongyi. Antenna Theory and design[M]. 2nd ed. Beijing: Posts & Telecom Press, 2006.
- [6] Gibson W C. The method of moments in electromagnetism[M]. USA: New York, 2008.
- [7] 李会容, 赵延文, 张雪峰, 等. 基于阻抗矩阵归一化基函数的表面积分方程矩量法[J]. 四川大学学报: 自然科学版, 2013, 50(3): 550.
- [8] 徐曾春, 卢洲. 基于 HALLEN 方程法的半波天线的参数计算[J]. 微型机与应用, 2015, 34(14): 61.
- [9] 张黎明, 邓阿丽, 赵燕平. 矩量法计算半波振子天线电流分布[J]. 舰船电子工程, 2006, 26(2): 127.
- [10] Cooper R M, Volakis J L. Automatic Extraction and Visualization of NEC-2 Output Data Using MatNEC[J]. IEEE Antennas and Propagat Mag, 1996, 38(4): 73.
- [11] Werner D H, Werner P L, Breakall J K. Some computational aspects of Pocklington's Electric field Integral equation for thin wires[J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 1994, 42(4): 561.
- [12] Finlayson B A. Method of weighted residuals and variational Principles[M]. New York: Academic Press, 1972.
- [13] Wilton D R, Champagne N J. Evaluation and integration of the thin wire kernel[J]. IEEE Trans Antennas and Propagat, 2006, 54(4): 1200.