

脉冲电磁波通过偶极天线辐射的 物理过程及其数值模拟^{*}

王均宏

(北方交通大学光波技术研究所, 北京 100044)

(1998 年 7 月 15 日收到; 1998 年 10 月 28 日收到修改稿)

在讨论了基于时域有限差分法和完全匹配层技术的数值模拟方法之后, 首先从运动电荷和电力线的角度直观地描述了脉冲电磁波的辐射过程, 然后进一步从场与电荷相互作用的角度分析了天线上电荷是如何被加速以及如何维持其运动状态的, 指出了开放空间中突然出现的时变电场(位移电流)是脉冲电磁波辐射的根本原因. 文中还对局部电阻加载的天线和局部弯曲的天线进行了研究, 以进一步说明上述观点. 对多种情况下的脉冲辐射过程进行了数值模拟, 并给出了电场的等高线和空间波形图, 这些图形对理解脉冲电磁波的辐射机理非常有益.

PACC: 4110H; 4110F

1 引 言

到目前为止, 我们所研究的大多数脉冲天线都是从实用角度出发的, 例如研究如何减小辐射脉冲波形的拖尾问题, 如何对辐射脉冲进行保形问题^[1-3], 如何增强脉冲天线的方向性、提高辐射脉冲瞬时冲击值问题^[4-7], 以及如何求解复杂结构及特殊加载天线的脉冲辐射问题^[5, 8, 9]等等. 但可以说, 这些研究并没有给我们多少关于脉冲电磁波辐射机理的知识. 长期以来人们对这一问题并不太重视, 原因是这些问题无碍于较为现实的电磁辐射与散射问题的求解, 只要利用电流与场的各种方程即可求解各类辐射和散射问题. 但这样带来的弊端是人们反而不大清楚辐射产生的基本物理过程了, 甚至认为电磁波是由天线上的电流产生的. 关于正弦波天线的辐射机理, 文献[10]是很少几份进行详细研究的文献之一, 它用电场劈的方法详细分析了电力线是如何从天线上脱离出去的, 用能流线的方法分析空间能量的流向问题, 使人清楚地看到能量是直接由源经过馈线流向空间的. 天线本身并不辐射能量, 仅在馈线和开放空间之间起导波和匹配作用. 目前, 关于脉冲电磁波的辐射, 较普遍的观点认为是由电荷的加速(或减速)产生的^[11], 由此还可以推出偶极子脉冲天线的三点辐射(在馈电点和两个端点产生辐射)理论. 但这种说法存在两个问题: 一是电荷的加速是如何产生的; 二是真实物理电荷的定向运动速度是较慢的, 它如何跟上电磁波的速度. 本文打算借助数值模拟方法分析脉冲电磁波产生辐射的主要原因. 希望本

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 69601008)资助的课题.

文的工作能引起更多人对电磁波辐射机理的关注.正如文献[11]提出,即使没有其他原因,仅从能更好地理解电磁辐射的物理基础这一点来研究辐射源于何处也是值得的.

所谓数值模拟,就是用数值方法在离散化时空内构造与真实时空一致的环境、目标、边界以及数理方程,在数值源的激励下得到数值结果.数值模拟或称数值实验是计算机技术迅速发展的必然结果.高速大容量计算机的出现,促成了许多数值方法的发展和完善.如今,不少数值计算结果在某些方面已达到可与真实实验结果相媲美的程度.本文利用时域有限差分法(FDTD)结合具有良好电波吸收特性的完全匹配层(Perfectly Matched Layer,简称 PML)技术作为数值模拟方法.下面将首先介绍这一方法的基本理论.本文中给出的场都是天线 E 面内的沿天线轴向的电场分量.

2 数值模拟方法的基本理论

本文所采用的数值计算模型如图 1 所示,它由天线、自由空间区域、PML 媒质区域及最外面的良导体板组成.由于 PML 媒质的优良吸波特性的^[12],使自由空间区域内的任何向外辐射的电磁波均被吸收,从而将自由空间模拟成无限大空间的一部分,天线也就可以看成是处于无限大空间中,就像微波暗室中的天线一样.图 1 仅给出了整个区域四分之一的示意图,实际上整个区域被划分成 $28 \times 70 \times 105$ 个边长 $\Delta S = 4.5 \text{ cm}$ 的正方形子域.各子域上电磁场的设置按 Yee 提出的方法设置^[13],如图 2 所示.天线放在自由空间区域内,并使其横截面为正方形且面积正好为一个网格的面积.天线的基本长度为 2 m ,如考虑弯曲时,弯曲部分为 1 m .由于存在以电场为棱的子域和与其相交叉的以磁场为棱的子域如图 2(a)和 2(b)所示,因而在放置天线时可将其表面放置得与图 2(a)所示子域一致,也可与图 2(b)一致.计算表明,这两种放置方法所得到的空间场分布没有差别.本文中采用与图 2(b)所示子域一致的方法放置天线,这样做一方面在编

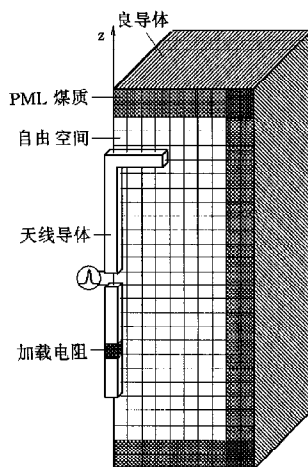


图 1 计算模型的空间划分结构

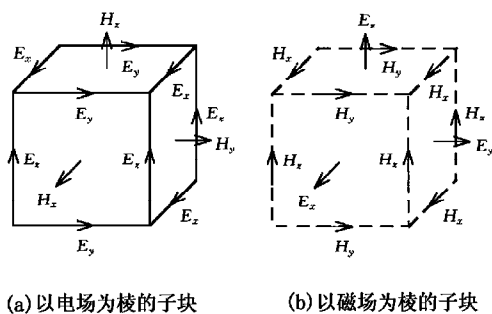


图 2 电场及磁场子块上各场量的设置方法

程上较简单;另一方面可以很容易得到天线上电流的表达式.因为这样设置后天线表面正好与磁场相切,这样由安培定律的积分形式所得到的电流 $I(z, t) = \oint_C \mathbf{H}(\mathbf{l}', t) d\mathbf{l}' = \int_S \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{z}, t)}{\partial t} \cdot d\mathbf{s}'$ 中的面积分所包围的区域正好是天线导体的横截面,其积分值因电场为零而为零,从而有 $I(z, t) = \oint_C \mathbf{H}(\mathbf{l}', t) d\mathbf{l}'$. 这样电流可直接从与天线表面相切的四个磁场分量求得.关于天线的馈电问题,我们令天线两臂间相距一个网格,并假设这一网格上均匀分布有 z 方向的电场 $\mathbf{E}_z(t) = V(t)/\Delta S$, 其中 $V(t)$ 为高斯脉冲源,表达式为 $V(t) = V_0 \exp[-g^2(t - t_{\max})^2]$, 其中 $t_{\max}$ 可由 $V(0) = 0.001 V_0$ 求得.本文中取 $V_0 = 1 \text{ V}$, $g = 2.5 \times 10^9/\text{s}$. 应当指出,以上关于天线形状、放置方法及馈电区的模拟可能对天线输入端呈现的阻抗(频域内)有一定影响,但对空间辐射场的分布规律没有影响,因而不影响对辐射机理的分析.下面将具体讨论离散化公式.

对于图 1 所示的整个区域,麦克斯韦方程组的两个旋度方程的通用形式为

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = j\omega\epsilon_0 \left(\epsilon_r + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_0} \right) \bar{\bar{\epsilon}} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega), \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -j\omega\mu_0 \bar{\bar{\mu}} \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega). \quad (2)$$

式中 σ 为媒质的电导率,在无耗媒质中 $\sigma = 0$. $\bar{\bar{\epsilon}}$, $\bar{\bar{\mu}}$ 为张量电磁系数,并可由下式表示^[12]:

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \bar{\bar{\mu}} = \begin{bmatrix} \frac{s_y s_z}{s_x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{s_x s_z}{s_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{s_x s_y}{s_z} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中

$$s_u = 1 + \sigma_u / (j\omega\epsilon_0), \quad u = x, y, z, \quad (4)$$

应当指出的是,上式中的 $\bar{\bar{\epsilon}}$ 和 $\bar{\bar{\mu}}$ 均为无量纲的张量系数,只有当它们与 $\epsilon_0 \epsilon_r$ 和 $\mu_0 \mu_r$ 结合到一起,如方程(1), (2)中所示时,才具有物理意义,表示媒质的电磁参数.(4)式中的各量也同样不带量纲,只表示数值相同的一个量.之所以这样表示,是为了与其他文献中的习惯表示法一致.此外,(3)式的存在是 PML 媒质所要求的结果.PML 媒质是为了数值计算的需要而设想的、实际上不一定存在的一种单轴各向异性媒质,根据研究^[12],它的电磁张量系数必须满足(3)式才能达到最佳的电波吸收效果.由此可见,(4)式中的 σ_u 也只有在 PML 媒质区域才存在.在 PML 媒质以外区域 $\sigma_u = 0$, 从而 $\bar{\bar{\epsilon}} = \bar{\bar{\mu}} = \bar{\bar{I}}$, 方程(1), (2)也就化为通常所见的旋度方程.在 PML 区域 $\sigma_u \neq 0$, 由于 PML 媒质区域有棱和角的交叠, σ_u 必须按如下规律选取:如果某一区域内只有单一的 PML 媒质(如壁),则只有与该 PML 媒质法向一致的 σ_u 存在,另外两个为零.例如,对于 $x = \text{常数}$ 、厚度为 W 的 PML 媒质层来说,只有一个与 x 方向一致的 σ_x 存在,另外两个 σ_y, σ_z 均为零.同样,在有两个 PML 媒质层交叠的区域(棱)内,则只有对应于两个 PML 媒质层法向的 σ_u 不为零,另一个为零.而

在有三个 PML 媒质层相交叠的区域(角),则三个方向的 σ_u 均不为零.对于天线导体的模拟,一种方法是直接令天线导体处的电场为零,另外也可以令方程(1)中的电导率为导体的实际电导率.对于良导体,两种方法的实际计算结果相同.对于天线上加载电阻的模拟,可直接将相应区域上的加载电阻换算成电导率代入方程(1)即可.由此可见,(1)至(3)式是通用式,适用于各个区域,这对编程非常好处.

为了得到具体的 FDTD 公式,必须将上面两个微分方程按 FDTD 方法离散化.这里仅以电场的 z 分量为例,其余两个分量可由同样的方法得到.将(1),(3),(4)式展开,并令

$$D_z(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon_0 \left(\epsilon_r + \frac{\sigma}{j\omega\epsilon_0} \right) / s_z E_z(\mathbf{r}, \omega), \quad (5)$$

则

$$\frac{\partial}{\partial x} H_y(\mathbf{r}, \omega) - \frac{\partial}{\partial y} H_x(\mathbf{r}, \omega) = j\omega s_z s_y D_z(\mathbf{r}, \omega). \quad (6)$$

将(5)式两边乘以 $j\omega s_z$,再将(5),(6)式展开,并进行傅氏逆变换得到

$$\frac{\partial}{\partial t} D_z(\mathbf{r}, t) + \frac{\sigma_z}{\epsilon_0} D_z(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial}{\partial t} E_z(\mathbf{r}, t) + \sigma E_z(\mathbf{r}, t), \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_y(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial}{\partial y} H_x(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} D_z(\mathbf{r}, t) + \frac{\sigma_x + \sigma_y}{\epsilon_0} D_z(\mathbf{r}, t) + \frac{\sigma_x \sigma_y}{\epsilon_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} D_z(\mathbf{r}, \tau) d\tau. \quad (8)$$

将时间和空间离散化^[12,13],并将时间偏导项用时间差分项代替,对无时间偏导的项用时间平均项代替,同时考虑到时间因果关系,即 $t < 0$ 和 $t > n\Delta t$ 时 $D_z = 0$,得到

$$E_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) = A_0 E_z^{n-1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) + A_1^+ D_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) - A_1^- D_z^{n-1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right), \quad (9)$$

$$D_z^n \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) = A_2 \left\{ [2\epsilon_0^2 - \epsilon_0(\sigma_x + \sigma_y)\Delta t] D_z^{n-1} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) - 2(\sigma_x + \sigma_y)\Delta t^2 \sum_{q=0}^{n-1} D_z^q \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) + 2\epsilon_0^2 \Delta t [H]_z \right\}, \quad (10)$$

其中 $A_0 = (2\epsilon_0\epsilon_r - \sigma\Delta t)/(2\epsilon_0\epsilon_r + \sigma\Delta t)$, $A_1^\pm = (2\epsilon_0 \pm \sigma_z\Delta t)/[\epsilon_0(2\epsilon_0\epsilon_r + \sigma\Delta t)]$, $A_2 = 1/[2\epsilon_0^2 + \epsilon_0(\sigma_x + \sigma_y)\Delta t + \sigma_x\sigma_y\Delta t^2]$,

$$[H]_z = \frac{1}{\Delta S_x} \left[H_y^{n-1/2} \left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) - H_y^{n-1/2} \left(i - \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2} \right) \right] + \frac{1}{\Delta S_y} \left[H_x^{n-1/2} \left(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - H_x^{n-1/2} \left(i, j - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) \right]. \quad (11)$$

上式中的 ΔS_x 和 ΔS_y 分别为 x 和 y 方向上的空间步长.如果子域为正方形,则 $\Delta S_x = \Delta S_y = \Delta S_z = \Delta S$.本文中时间步长按 $\Delta t = \Delta S/(2c)$ 选取, c 为光速.

磁场分量的推导可以采用与上述同样的方法,也可以采用文献[12]中的方法离散化.

(9)至(11)式是标准化的 FDTD 差分格式,并且也是通用式,只要在编程时按前述方法设置各区域内的电磁参数即可.

此外,从理论上讲,PML媒质参数可以是均匀分布,但实际上由于空间差分后虚假的阻抗加载的影响^[12],均匀分布的PML媒质会引起强反射,因此, σ_u 值的选取必须按一定的规律由PML媒质层的内表面沿法线方向向PML媒质层内部递增才能得到良好的效果.本文中我们按下式选取 σ_u 值:

$$\sigma_u = \sigma_{u\max} \left(\frac{p}{N} \right)^m, \quad p = 0, 1, \dots, N; \quad u = x, y, z, \quad (12)$$

其中 N 为PML媒质层法向方向的总网格数, p 为从PML媒质层内表面沿法线方向向外(PML媒质层内部方向)算起的网格数.本文中我们按同样规律选取 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$,并且令 $\sigma_{u\max} = 2, N = 5, m = 4$.

3 电荷及电力线运动产生脉冲辐射的直观描述

用运动电荷和电力线来解释脉冲电磁波的辐射是比较直观的,如图3所示.当电荷由源经过馈线到达天线馈电端时,受到两个力的作用:一是正负电荷之间的电场力,这种力使正负电荷相互靠近,另一个力是由变化的磁场引起的“回旋力”^[10],这种力使正负电荷

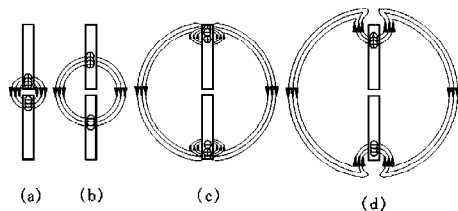


图3 脉冲电磁波的辐射过程

相互分开.在馈电初期,馈电区的磁场对时间的变化率很大,电荷所受到的“回旋力”足以克服电场力而使电荷加速,电荷开始沿天线臂向两端运动,电力线也跟着向外扩张,如图3(a)所示,馈电点也因此成为第一个辐射点.电荷离开馈电区后,所受到的电场力和磁场的“回旋力”达到平衡,因而电荷在天线臂上的运动

基本上是匀速的,因此天线臂的中间部分不产生辐射.当电荷运动到天线终端时,由于电流突变,磁场对时间的变化率再次变大,产生巨大的“回旋力”,足以在天线端点附近的导体中产生新的反向运动的电荷对,及其相应的向外扩张的闭合电力线,如图3(c)中天线两端的小圆环所示.已到达端点速度减为零的原电荷与新电荷对中移向自己的异性电荷在天线终端中和,使新产生的电力线的外端与原电力线连成一体,并脱离天线向空间辐射.新电荷对中未中和的电荷带着新产生电力线的内端向馈电点运动,如图3(d)所示.这样,天线的两个终端又成为新的辐射源点.图4是数值模拟真实情况计算得到的不对称偶极子的脉冲波辐射图,从中可以明显看出馈电点和端点产生辐射的情况.

4 脉冲电磁波的辐射源于开放空间中突然出现的时变电场(位移电流)

这里所谓开放空间,是指电磁参数已不能再约束电磁波向外辐射的空间,所谓突然出现,是指由电磁场以外的能量、如电荷的动能转化而来的,而不是电磁波在行进过程中按正常波动方程产生的.我们首先看图5(a)所示的偶极天线,当电磁场由馈线传到天线馈

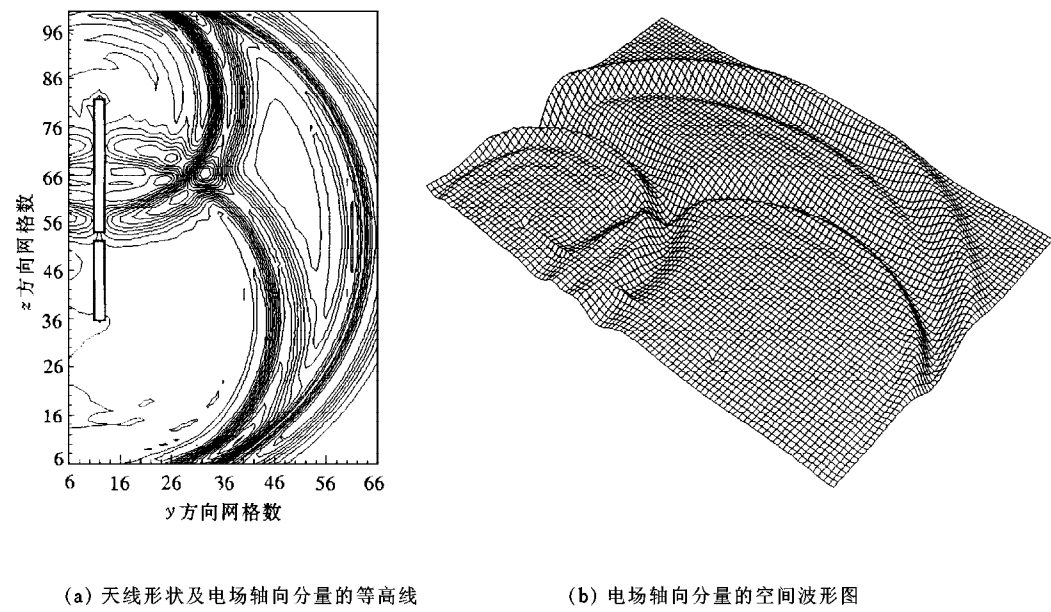


图 4 不对称偶极天线的脉冲辐射的数值模拟图

电端时,立即在自由空间产生很强的电场,并随时间按高斯规律迅速变化.图 5 是数值模拟过程中经过 9 个时间步(约 0.6 ns)后的电场等高线及空间波形图.这一时变电场必将在其周围激起时变磁场从而形成电磁波,并由此点向空间辐射出去.这一过程并不因有无天线导体的存在而改变,有无天线导体只能影响其向空间辐射能量的多少,不能阻止其辐

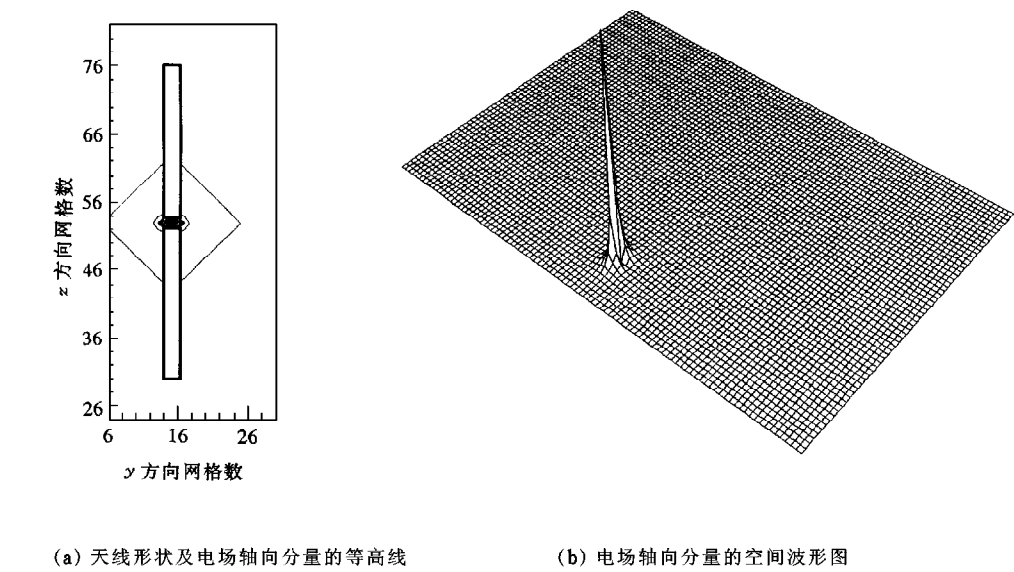
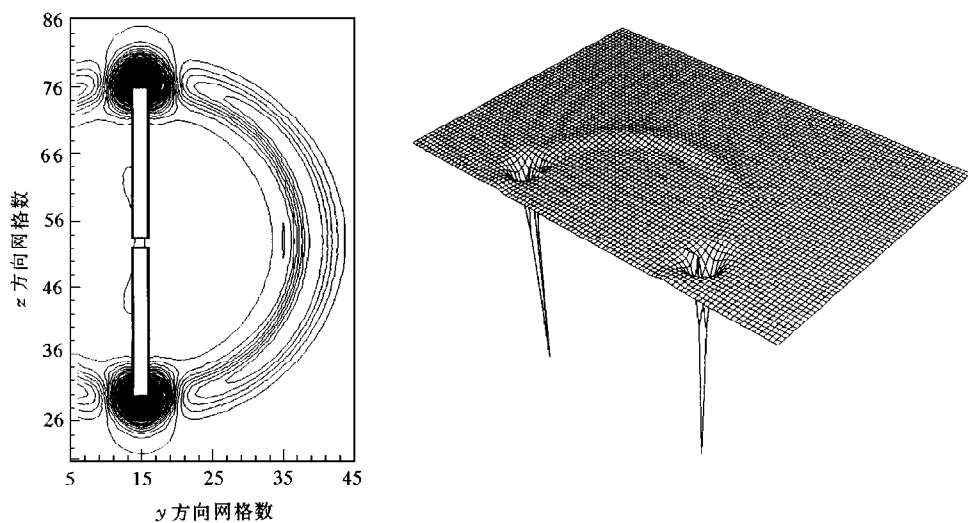


图 5 天线馈电区开始受到来自源的脉冲激励

射. 另一方面, 在脉冲波向外辐射的同时, 馈电区变化的电场所导致的变化的磁场对天线来说是外加场, 根据楞次定律, 外磁通的变化将在天线导体中产生电荷运动(电流), 以便抵抗外磁通的变化. 这种外磁通变化使电荷产生运动的力就是文献[10]中所谓的“回旋力”. 因而, 在馈电区激励源向外辐射的同时, 使跟随电磁场一起到达馈电区的电荷得到加速, 并将一部分能量交给运动的电荷. 这些电荷在天线上的“惯性”运动基本上可以看成是匀速的. 当它们运动到天线终端时, 由于天线端点外不能再产生电荷运动(传导电流)来反抗外磁通的增加, 因而只能以产生迅速随时间变化的电场(位移电流)来抵抗外磁通的增大(这也可以看成是全电流在天线终端连续的结果). 这样, 运动的电荷将它从电场获得的能量通过磁场再交给电场, 剧烈变化的电场将再次在天线的终端周围激起电磁波, 如图 6 所示. 从而产生新的辐射源, 在新源向外辐射的同时迫使电荷反向运动, 和在馈电点时一样.

因此, 电荷的加速和减速实际上是由电荷所在处的外加电磁场激发的, 它与辐射同时发生, 但辐射并不是由它决定的, 尽管它又反过来对外加场有一定的影响. 辐射的根本原因还在于空间突然出现的时变电场(位移电流), 这一点也正是麦克斯韦的重要贡献之一.



(a) 天线形状及电场轴向分量的等高线

(b) 电场轴向分量的空间波形图

图 6 脉冲电磁波行进到天线两端时空间激起的强电场

5 电荷在天线上的运动状态由电磁场来维持

正如前面已经提到的, 真实电荷或电荷团的定向运动速度是有限的, 而天线上的电荷却看似在以电磁波的速度运动, 这其中的原因仍然是电磁场的作用. 电荷的运动由电磁场激发, 同样也由电磁场来维持. 对天线上任何一处来说, 从空间过来的场, 包括由天线其他部分产生的场, 都是外加场, 外加磁场的变化将在天线上产生电荷运动(感应电流), 外磁

通增加,电荷正向加速,外磁通减少,电荷反向加速,这是由楞次定律所决定的.因此,对于天线上某一处来说,电荷先加速后减速,实际定向运动的距离很短.但电磁波到达的地方,电荷将同时以不同的定向速度运动,电磁波未到达的地方,电荷无定向运动.因此,我们所看到的是所有这些电荷运动的等效结果,这种等效的电荷运动速度与电磁波的速度一样.脉冲电磁波到达天线上某处经过一定的时间后,该处电荷的速度迅速减到零,并产生一定的过冲(反向运动).这从实际计算的天线上的电流波形图 7 可以清晰看到.这种过冲现象的详细解释需要进行天线附近电磁场的详细分析,这并不容易,但从传输线的角度却比较容易理解.天线实际上是一端打开的传输线,沿传输线的分布电容递减,因而其等效特性阻抗递增,从而使电磁波在行进过程中不断被反射.这种电荷的过冲现象也就是由反射波激发出来的.文献[11]中也有类似的观点.

天线上电荷的运动状态到底是否由行进中的电磁波维持,可以进行一个数值模拟.我们在天线两臂的中部套上金属薄套筒,如图 8(a)所示,将行进中的电磁波屏

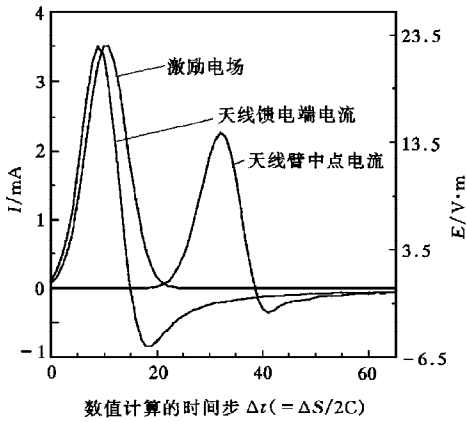
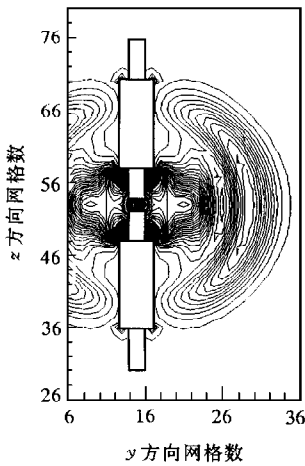
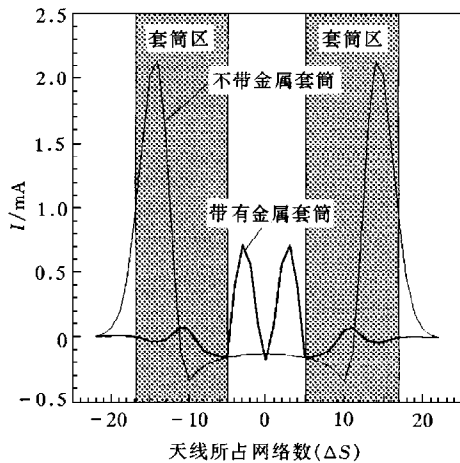


图 7 激励源的电场波形和天线上馈电点以及天线臂中点处的电流波形



(a) 天线的形状



(b) 经过 45 个时间步后天线上的电流分布

图 8 带有金属薄套筒的天线及其上某一时刻的电流分布

蔽掉一部分,再看天线上电流的情况.图 8(b)是数值计算得到的经过 45 个时间步后天线上的电流分布.对比有无套筒的情况很容易发现,套筒中天线上的电流很小,而无套筒天线上的电流很大.由于天线上的电荷是自由电荷,电场到达时所有电荷将一起运动,因而

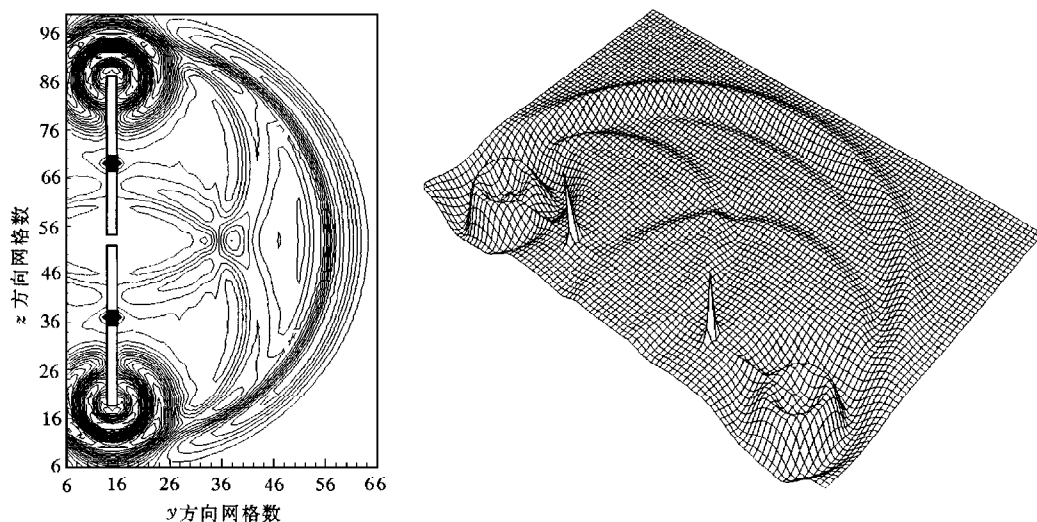
电流的大小代表了电荷的运动速度. 可见, 没有外加场的激励, 天线上的电荷运动状态很难维持.

由此可见, 天线上处处有电荷的加速和减速, 但这仅仅是在外加电磁场的激发下进行的. 而外加电磁场仍是按电磁波正常的规律产生的, 电荷在相互之间进行着能量交换, 但并没有将能量交给电场, 因而没有例外的时变电场产生, 不能形成新的辐射源.

6 天线上任何能够产生例外时变电场(位移电流)的地方均可产生脉冲辐射

为了进一步说明脉冲辐射源于例外的时变电场(位移电流), 我们分析一些平常很少研究的例子. 这里所谓的例外与上面所提到的突然出现的意义是一致的. 从前面的分析我们知道, 只要在原电荷运动方向上不能产生新的电荷运动(传导电流)或电荷不能达到足够的运动速度时, 都将由变化的电场(位移电流)来补偿, 以尽量维持“不愿”改变原来状态的磁场. 这一过程中, 运动电荷将自己的动能通过磁场交给迅速变化的电场, 这一电场就像一股暗流突然出现在已有波浪的水面, 破坏了原来空间的电磁场的动态平衡, 从而形成新的辐射源. 下面我们具体讨论两种情况加以说明, 一是电阻加载的情况, 二是天线臂发生弯曲的情况.

首先考虑电阻加载的情况, 如图 9(a) 所示, 我们在天线两臂中间进行一定量的电阻



(a) 天线形状及电场轴向分量的等高线

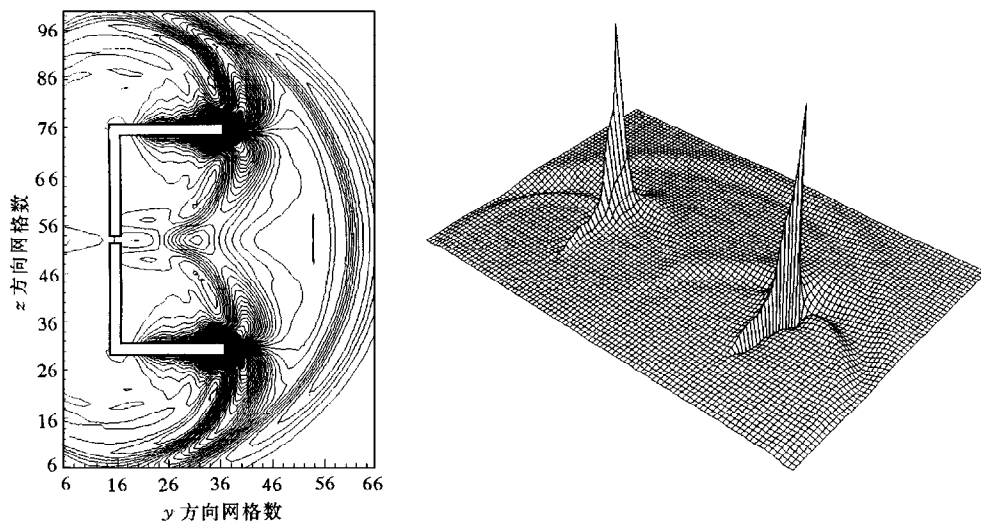
(b) 电场轴向分量的空间波形图

图 9 天线臂中点处长为 4.5 cm 的一段上加载有 6000 Ω/m 的电阻时的脉冲辐射图

加载, 当电磁场沿天线臂传播到这一段时, 由于电阻的作用, 电荷不能产生足够的速度维持周围的磁场, 因而在这一段的电阻内将产生时变电场来补充(全电流连续), 电荷将一部分能量交给电场, 从而打破了这一段及周围电磁场的平衡, 激起电磁波, 产生新的辐射源,

并在向外辐射的同时激发一部分电荷作反向运动.图 9 中给出了数值计算得到的电场等高线和空间波形.图中电阻加载系数为 $6000 \Omega/\text{m}$,加载长度为 4.5 cm ,相当于在天线臂中部接了一个 267Ω 的电阻.图中第一个大波浪是由馈电点产生的,两个交叉的中等波浪就是电波第一次行进到加载点时激发出的新的辐射源产生的.电波到达两个终端点时又激发出两个小的新波浪.图 9(b)中我们看到的两个尖峰就是加载点再次受到来自终端和另一加载点的辐射波的激发而产生的很强的电场,这预示着又将产生一次辐射.当然,如果电阻加载量太小,加载点产生的辐射将不明显.

另一种情况就是天线臂被弯曲的情况,如图 10(a)所示.当电荷运动到弯曲处时,由于在电荷原运动方向上不能再产生电荷运动来维持外磁场,因而在弯曲处原电荷运动方向上将产生变化的电场来补偿,电荷将一部分能量交给电场,从而产生新的辐射源,同时新源在辐射过程中激发一部分电荷向回运动.从图 10 的数值结果我们很清晰地看到以天线弯曲点为中心的两个辐射波.



(a) 天线形状电场轴向分量的等高线

(b) 电场轴向分量的空间波形图

图 10 天线臂成 90° 弯曲时的脉冲辐射图

其实偶极天线也可以看成是由两根弯曲成 90° 的导体组成.当电磁波由馈线传到馈电区时,由于在沿馈线的方向上不能再产生电荷运动,从而在馈电区产生强时变电场(位移电流),激起电磁波,在向外辐射的同时也使天线及馈线上的电荷加速,一部分电荷流向天线终端,另一部分电荷返回源.

可见,通常以电荷加速为基础的所谓脉冲天线的三点辐射的说法是不完全正确的.只要天线上有加载性质的不连续或天线臂产生弯曲不连续时,在不连续处都将产生新的辐射,只是不连续程度小时辐射不明显而已.

7 结 论

电荷加速产生脉冲辐射的观点虽然直观,但仅说明了影响脉冲辐射过程的一个方面,我们还必须注意到另一个起决定作用的方面,那就是电磁场在辐射过程中所起的作用.没有电磁场的作用,电荷无法产生加速,不能维持运动,更不能把能量重新交给电磁场,产生新的辐射源.因此,电磁场的作用对脉冲电磁波的产生是决定性的.另外,通常所说的偶极天线的三点辐射,只是天线为直线时的一种现象,当天线有加载或发生弯曲时,将不只是三点产生辐射,尤其是弯曲的情况,弯曲的地方均可产生辐射,只是弯曲半径太大时辐射不明显而已.

值得一提的是,PML 技术的有效性再次在本文中得到证明.本文中 PML 媒质的厚度仅为 5 个网格,但其对脉冲波的吸收效果却非常好,尽管我们在计算时将天线放置在靠近区域一壁距 PML 媒质不到 10 个网格的地方,但从给出的数值模拟图形中几乎看不出截断边界的反射情况.这正是现有其他吸收边界条件所不能比拟的地方.

- [1] 王均宏、王石安,西南交通大学学报, **39**(1992), 50 [J. H. Wang, S. A. Wang, *Journal of Southwest Jiaotong University*, **39**(1992), 50(in Chinese)].
- [2] J. G. Maloney, G. S. Smith, *IEEE Trans. on AP*, **41**(1993), 940.
- [3] K. L. Shlager, G. S. Smith, J. G. Maloney, *IEEE Trans. on AP*, **42**(1994), 975.
- [4] 王均宏,电子科学学刊, **10**(1993), 289 [J. H. Wang, *Journal of Electronics*, **10**(1993), 289(in Chinese)].
- [5] 王均宏、任 朗、简水生,通信学报, **19**(1998), 41 [J. H. Wang, L Ren, S. S. Jian, *Journal of China Institute of Communications*, **19**(1998), 41(in Chinese)].
- [6] R. E. McIntosh, J. E. Sarna, *IEEE Trans. on AP*, **30**(1982), 381.
- [7] 孙乃华,电子科学学刊, **12**(1990), 128 [N. H. Sun, *Journal of Electronics*, **12**(1990), 128(in Chinese)].
- [8] S. A. Podosenov, Y. G. Svekis, A. A. Sokolov, *IEEE Trans. on EMC*, **37**(1995), 367.
- [9] D. M. Pozar, D. H. Schaubert, R. E. McIntosh, *IEEE Trans. on AP*, **32**(1984), 633.
- [10] F. M. Landstorfer, R. R. Sacher, *Optimization of Wire Antennas* (Research Studies Press Ltd., Letchworth, 1992), p. 34.
- [11] E. K. Miller, *IEEE AP-S Magazine*, **39**(1997), 83.
- [12] S. D. Gedney, *IEEE Trans. on AP*, **44**(1996), 1630.
- [13] K. S. Yee, *IEEE Trans. on AP*, **14**(1966), 302.

PHYSICAL PROCEDURES OF THE PULSE RADIATION FROM THE DIPOLE ANTENNAS AND ITS NUMERICAL SIMULATION *

WANG JUN-HONG

(*Institute of Light Wave Technology, Northern Jiaotong University, Beijing 100044*)

(Received 15 July 1998; revised manuscript received 28 October 1998)

ABSTRACT

After the discussion of the numerical simulation method based on the FDTD method and the PML technique, the motions of the charges and the electrical field lines were first employed to describe the radiation procedures of the pulse electromagnetic waves. Then the causes of how the charges are accelerated and how the motion status of the charges are maintained were further studied from the angle of interaction of charge and field. After these analyses, it was pointed out that the pulse radiation is due to the suddenly occurred time-varying electrical field (displacement current) in the open space. This view was further evidenced by two examples: one is the partly resistance loaded antenna, the other is the partly curved antenna. The radiation procedures of the pulse electromagnetic waves of many different situations were simulated throughout this paper with the contours and waveforms of electric field given. These figures are very helpful to the understanding of the radiation mechanism of the pulse electromagnetic waves.

PACC: 4110H; 4110F

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69601008).