

微带阵列天线的时域散射特性*

张雪芹^{1)†} 王均宏²⁾ 李 铮²⁾

1) (防化研究院, 北京 102205)

2) (北京交通大学光波所, 北京 100044)

(2010年5月17日收到; 2010年6月26日收到修改稿)

本文用时域有限差分方法(FDTD)研究了微带阵列天线的时域散射场,分析了入射脉冲极化方向不同以及入射方向不同时的散射场的分布情况;讨论了时域散射场的时域波形以及频谱与微带阵列天线结构的关系;用散射场分离算法讨论了地板对于微带贴片阵列散射场的影响.研究发现,有限大地板的微带阵列天线的散射场主要是由地板的边沿电流产生的,同时微带贴片阵列的谐振频率与入射脉冲的极化方向有关,因此不同的极化方向对应于不同的散射频谱.

关键词: 时域散射, 微带天线, FDTD

PACS: 13.40.-f, 42.68.MJ

1. 引言

微带贴片阵列天线具有体积小、共形性好等特点,可贴在载体或设备的外壳上,而不占用另外的空间,因此已广泛应用于火箭和导弹等高速飞行器.它可以充分利用弹体表面空间制成满足各种方向性要求的共形阵列.具有超宽带、小型化、高增益低雷达散射截面微带天线一直是微带天线设计者的追求目标,左手介质人工电磁媒质的出现使微带天线的设计满足上述前三项成为可能^[1-4].但由于目标隐身的需要,通常还希望了解微带贴片天线的散射具有哪些特性,以及怎样减小微带贴片天线的雷达散射截面,这对研制低雷达散射截面天线具有重要意义.本文将用时域有限差分(FDTD)方法针对传统介质的平面矩形微带贴片阵列天线的瞬态散射进行研究,现在研究中,文献[5]用矩量法计算了矩形贴片的散射,并同实验结果进行了比较;文献[6]研究了介质覆盖层对于矩形贴片散射的影响;文献[7]利用矩量法计算了十字形贴片的散射;文献[8]分析了同轴馈电的矩形微带天线在脉冲照射时,阻抗以及电流密度的变化情况;文献[9]提出了一种矩形无限大微带贴片阵列天线散射的计算方法.本文的研究包括微带天线阵列散射场的峰值

方向图和能量方向图、时域波形和频谱与阵列结构参数的关系以及地板对散射场的影响等几个方面.

2. 天线结构与计算方法

本文所研究的微带天线阵列结构如图1所示.几何参数如下:贴片尺寸 $L \times W = 36.6 \text{ mm} \times 26 \text{ mm}$,贴片之间的间距 $a = 54.9 \text{ mm}$, $b = 54.6 \text{ mm}$, $c = 26 \text{ mm}$, $d = 36.6 \text{ mm}$,地板尺寸 $L_y \times L_z = 219.6 \text{ mm} \times 187.2 \text{ mm}$,介质基片的厚度 $h = 1.6 \text{ mm}$,相对介电常数 $\epsilon_r = 2.6$.天线的中心工作频率有两个(对应于两种馈电模式和极化方向),分别为2.5 GHz (y 方向极化)和3.3 GHz (z 方向极化).

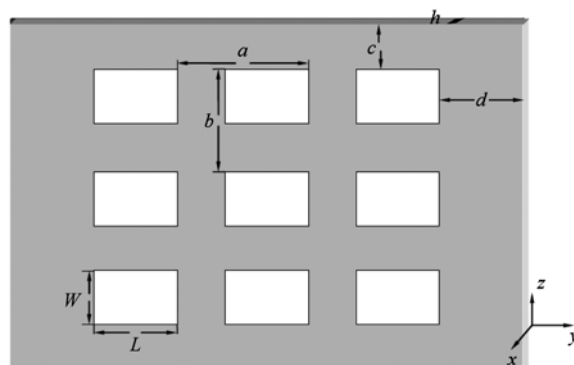


图1 微带天线阵列结构示意图

* 国家自然科学基金(批准号:60825101)资助的课题.

† E-mail: xueqin_zh@sohu.com

采用矩量法计算微带贴片的散射时使用的格林函数是无限大分层介质中的格林函数,因此计算结果实际上是贴片本身的散射场及其关于无限大基片和地板的镜像产生的辐射场之和,散射场中并不包含基片和地板本身的散射场(事实上平面波照射下,无限大地板的反射能量也为无限大,这是不现实的). 本文采用 FDTD 方法和完全匹配层

(PML)技术计算实际微带贴片天线的散射近场,通过积分等效面的电流和磁流得到散射远场,地板的尺寸只能设为有限大,这样不仅能得到微带天线整体(包括地板介质贴片)的时域散射场,而且利用微带天线整体的散射场减去仅有介质和地板存在时的散射场即可得到贴片及其镜像对散射场的贡献^[10]. FDTD 计算电磁场向量的离散化公式如下:

$$E_x^{n+1}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) = CA\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \cdot E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) + CB\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \cdot \left[\frac{H_z^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta y} - \frac{H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j, k - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z} \right], \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} & CA\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \\ &= \frac{2\varepsilon\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - \sigma\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)\Delta t}{2\varepsilon\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) + \sigma\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)\Delta t}, \\ & CB\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) \\ &= \frac{2\Delta t}{2\varepsilon\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) + \sigma\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)\Delta t}, \\ & H_y^{n+1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) \\ &= CP\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) \\ & \quad \cdot H_x^{n-1/2}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) \\ & \quad + CQ\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) \\ & \quad \cdot \left[\frac{E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k + 1\right) - E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta z} - \frac{E_z^n\left(i + 1, j, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right)}{\Delta x} \right], \quad (2) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} & CP\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) \\ &= \frac{2\mu\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - \sigma_m\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right)\Delta t}{2\mu\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) + \sigma_m\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right)\Delta t}, \\ & CQ\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) \\ &= \frac{2\Delta t}{2\mu\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) + \sigma_m\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right)\Delta t}. \end{aligned}$$

其他分量表达式可以参见文献[11].

计算时 FDTD 网格尺寸选为 $\Delta x = 0.8 \text{ mm}$, $\Delta y = 1.83 \text{ mm}$, $\Delta z = 2.60 \text{ mm}$, 时间步长为 $\Delta t = 1.33 \times 10^{-12} \text{ s}$. 入射场为高斯脉冲, 其表达式为 $E(t) = E_0 \exp[-g^2(t - t_{\max})^2]$, g 为高斯脉冲参数.

3. 微带天线阵列的散射场分布

这里主要讨论入射波从 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ 和 $\varphi = 90^\circ$ 三个平面内不同角度入射时三个平面内的散射场及其能量分布, 极化夹角分别为 $\rho = 0^\circ$ 和 $\rho = 90^\circ$ (极化角度 ρ 是电场与 θ 方向的夹角), 入射高斯脉冲参数为 $g = 10 \times 10^9/\text{s}$. 图 2、图 3、图 4 分别为三个平面内入射角度变化时的散射场峰值的归一化方向图和没有归一化的能量方向图.

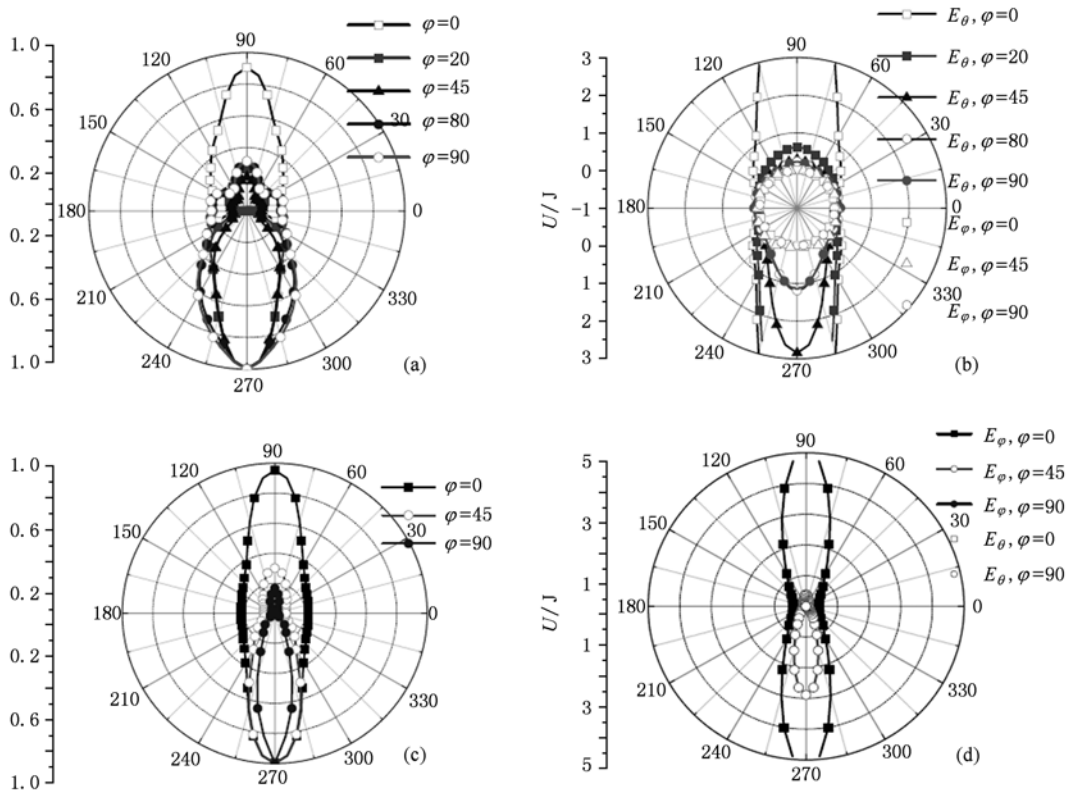


图2 入射脉冲从不同 ϕ 平面内的 $\theta = 90^\circ$ 方向入射时 ϕ 平面内的散射场峰值及能量方向图 (a) $\rho = 0^\circ$, E_ϕ 分量峰值归一化方向图; (b) $\rho = 0^\circ$, E_θ, E_ϕ 分量能量方向图; (c) $\rho = 90^\circ$, E_ϕ 分量峰值归一化方向图; (d) $\rho = 90^\circ$, E_θ, E_ϕ 分量能量方向图

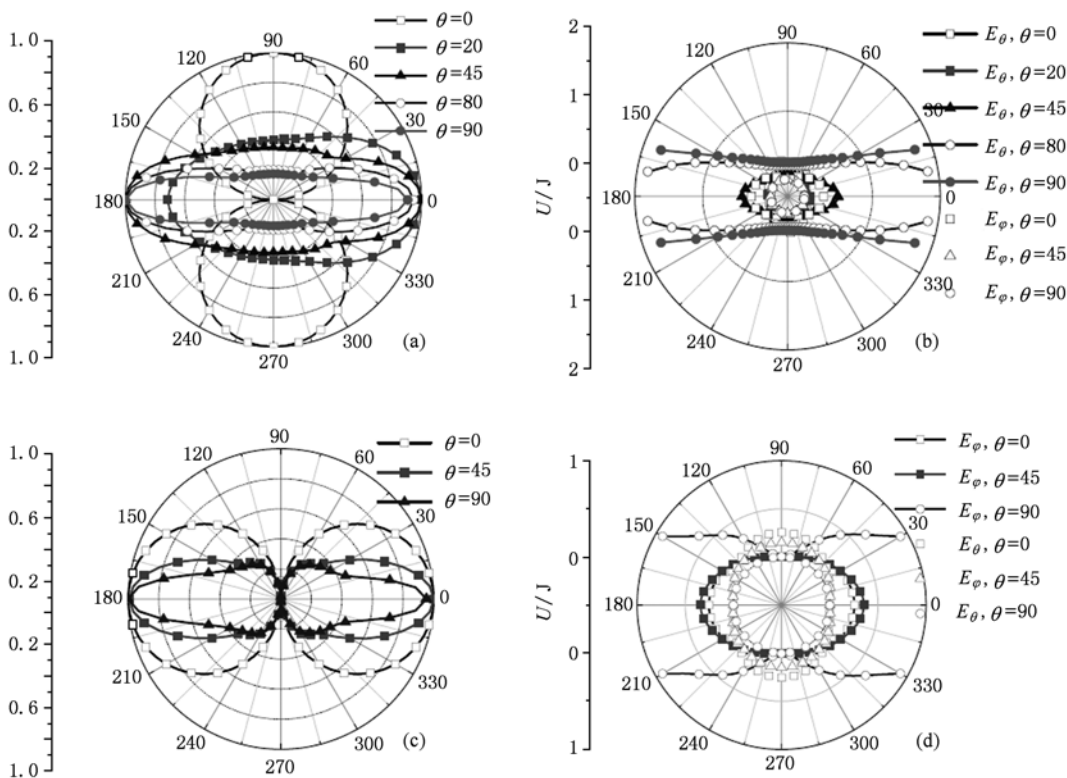


图3 入射脉冲从不同 θ 平面内的 $\phi = 0^\circ$ 方向入射时 θ 平面内的散射场峰值及能量方向图 (a) $\rho = 0^\circ$, E_θ 分量峰值归一化方向图; (b) $\rho = 0^\circ$, E_θ, E_ϕ 分量能量方向图; (c) $\rho = 90^\circ$, E_ϕ 分量峰值归一化方向图; (d) $\rho = 90^\circ$, E_θ, E_ϕ 分量能量方向图

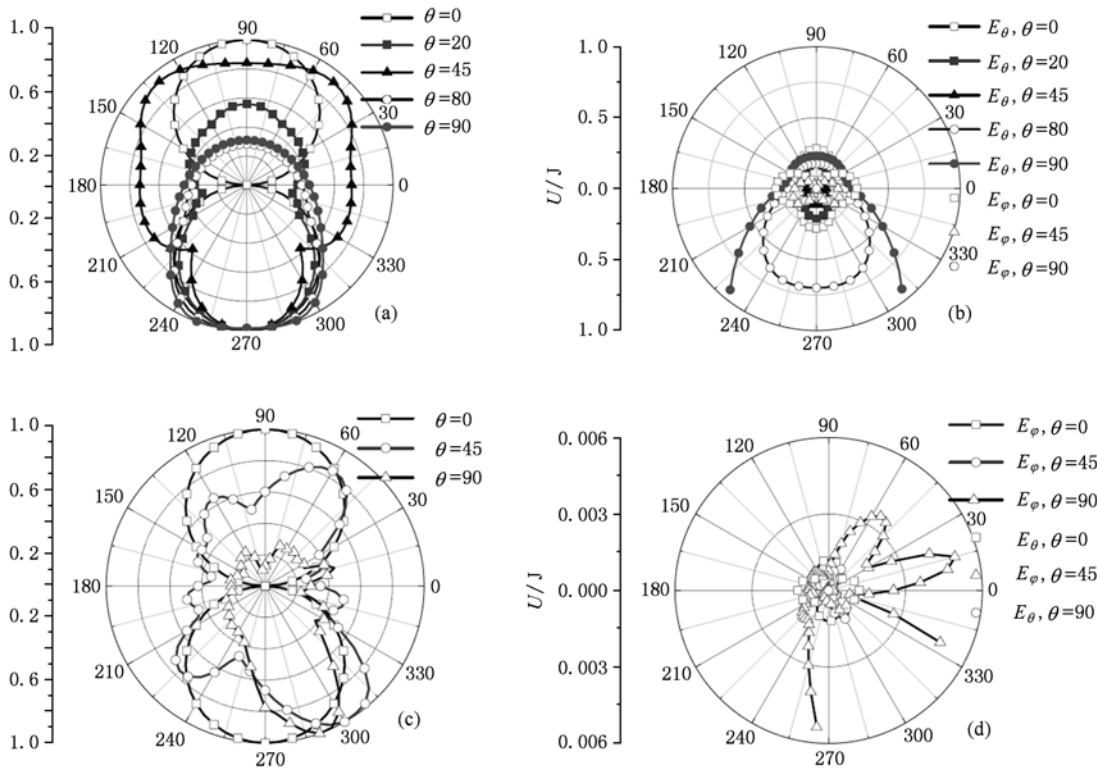


图4 入射脉冲从不同 θ 平面内的 $\varphi = 90^\circ$ 方向入射时 θ 平面内的散射场峰值及能量方向图 (a) $\rho = 0^\circ$, E_θ 分量峰值归一化方向图; (b) $\rho = 0^\circ$, E_θ, E_ϕ 分量能量方向图; (c) $\rho = 90^\circ$, E_ϕ 分量峰值归一化方向图; (d) $\rho = 90^\circ$, E_θ, E_ϕ 分量能量方向图

图2和图3显示,脉冲在 $\theta = 90^\circ$ 平面入射和在 $\varphi = 0^\circ$ 平面入射时, $\rho = 0^\circ$ 时 E_ϕ 分量远小于 E_θ 分量,散射远场主要来自 E_θ 分量,并且 E_θ 分量的能量随着 θ 角的增加而增大; $\rho = 90^\circ$ 时 E_ϕ 分量远大于 E_θ 分量,散射远场主要来自 E_ϕ 分量,并且 E_ϕ 分量的能量随着 θ 角的增加而增大.

从图4可以看出,当脉冲在 $\varphi = 90^\circ$ 平面入射时, $\rho = 0^\circ, \rho = 90^\circ$ 时 E_θ 分量和 E_ϕ 分量的能量与 θ 角的变化没有单调增大减小的关系.这与 $\theta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ$ 平面内的情况不同,因为在这两个平面内脉冲的入射方向始终与微带贴片的某一个边垂直,也就是入射脉冲的极化方向与该边或平行或垂直,这样使它的散射远场 E_θ, E_ϕ 分量有一定的变化规律.而在 $\varphi = 90^\circ$ 平面入射时,随着入射角 θ 角的变化,入射方向与微带贴片的两个垂直边的夹角不断变化,两个边产生的散射场的大小随着角度的变化而变化,所以很难找到它的远场散射规律.

4. 时域波形与结构的关系

图1所示微带贴片阵列天线的地板边沿以及贴

片边沿的散射与振子阵列天线的不同振子引起的散射相似,它们的时间延迟可以表示为^[12]

$$\Delta t = (2\Delta n d z \cos\theta + 2\Delta m d y \sin\varphi \sin\theta) / c, \quad (3)$$

其中 c 为电波传播速度. dy 和 dz 分别是 y 方向和 z 方向相邻振子中心的间距,入射方向为 (θ, φ) .两个不同振子的散射波的路径差是 $2\Delta n d z \cos\theta + 2\Delta m d y \sin\varphi \sin\theta$, Δm 和 Δn 分别表示两个振子在 y 方向和 z 方向所排序号之差.当脉冲在 $\theta = 90^\circ$ 平面入射且 $\varphi = 0^\circ$ 时, $\Delta t = 0$, $\varphi = 90^\circ$ 时 Δt 达到最大值.

图5和图6分别为入射脉冲从 $\theta = 90^\circ, \varphi = 90^\circ$ 和 $\theta = 90^\circ, \varphi = 45^\circ$ 入射时, 3×3 微带天线阵列的后向散射波形,入射脉冲高斯参数为 $g = 10 \times 10^9 / \text{s}$,极化方向为 $\rho = 0^\circ$.根据(3)式并由图1所示结构尺寸可知, 3×3 微带天线阵列的地板在 y 方向的宽度为219.6 mm,也就是地板边沿的间距为219.6 mm,那么当脉冲从侧向即 $\theta = 90^\circ, \varphi = 90^\circ$ 方向入射时,地板边沿引起的散射波形峰值时间间隔 $\Delta t = 2 \times 219.6 \times \sqrt{2.6} / 3 \times 10^{-11} = 2.36 \times 10^{-9} \text{ s}$ (这当中考虑了介电常数对于波速的影响),因此图5中的两个最强的峰值(一正一负)正好对应于地板边缘电流的散射.当脉冲从 $\theta = 90^\circ, \varphi = 45^\circ$ 方向入射

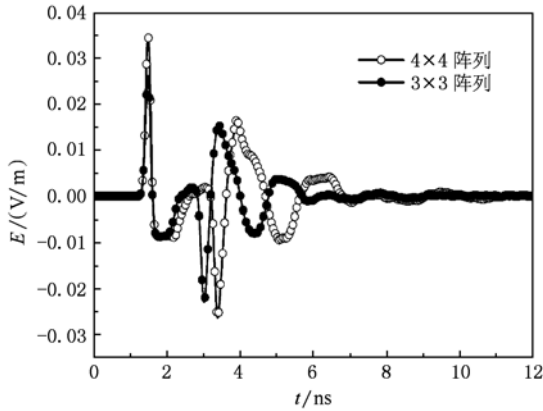


图5 脉冲入射方向为 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ 时的后向散射波形 ($g = 10 \times 10^9 / \text{s}, \rho = 0^\circ$)

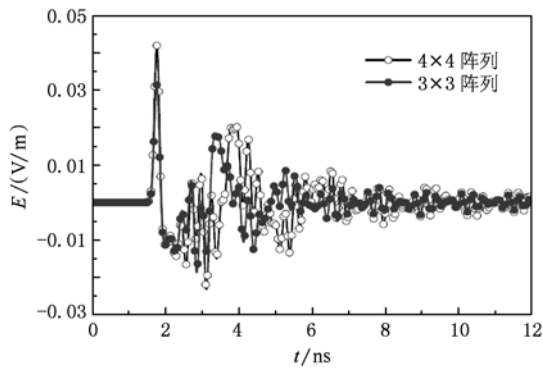


图6 脉冲入射方向为 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 45^\circ$ 时的后向散射波形 ($g = 10 \times 10^9 / \text{s}, \rho = 0^\circ$)

时,时间间隔 $\Delta t = 1.66 \times 10^{-9} \text{ s}$,这基本对应于图6中两个最强的峰值之间的时间差.从图6中还能够明显看出微带贴片散射的脉冲夹在两个包络峰值之间,微带贴片的宽度是36.6 mm,相邻散射脉冲的时间间隔大约为 $\Delta t = 2 \times 36.6 \times \sqrt{2.6}/3 \times 10^{-11} / \sqrt{2} = 0.28 \times 10^{-9} \text{ s}$,因为贴片之间的间距为18.3 mm,所以有部分小脉冲之间的时间间隔为 $\Delta t = 0.14 \times 10^{-9} \text{ s}$.

本文还对于 4×4 的微带阵列天线进行了计算,结果同样示于图5和图6,天线的结构与 3×3 的相似.只不过 4×4 的微带天线阵列的地板在 y 方向的宽度增加到274.5 mm,也就是地板边沿的间距为274.5 mm,那么根据(3)式,当脉冲从侧向即 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ 方向时,地板边沿引起的散射波形峰值时间间隔为 $\Delta t = 2 \times 274.5 \times \sqrt{2.6}/3 \times 10^{-11} = 2.95 \times 10^{-9} \text{ s}$ (同样考虑了介电常数对于波速的影响),因此出现图5中的两个强脉冲.同时图5中阵列由 3×3 变到 4×4 时,峰值为负的强脉冲在时间

上向后移动了一些,正好对应于阵列地板长度的增大.当脉冲从 $\theta = 90^\circ, \varphi = 45^\circ$ 方向入射时时间间隔为 $\Delta t = 2.08 \times 10^{-9} \text{ s}$,对应于图6中 4×4 阵列量强峰值间的时间间隔.从图6中也同样能够明显地看出 4×4 阵列中微带贴片散射的脉冲夹在两个包络峰值之间.此外, 4×4 微带阵列的散射场时间延迟稍长,这是由于阵列较大的原因.

5. 频谱与结构的关系

由阵列天线理论可知,平面阵列天线的阵因子为

$$F(\psi) = \frac{\sin(M\psi_y/2)}{M\sin(\psi_y/2)} \cdot \frac{\sin(N\psi_z/2)}{N\sin(\psi_z/2)}, \quad (4)$$

其中 M 和 N 为 y 方向和 z 方向振子的总数,并且

$$\psi_y = 2kd\sin\varphi\sin\theta, \quad \psi_z = 2kdz\cos\theta, \quad (5)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$ 为空间的电波传播常数.这里重点考虑 H 面,即 $\theta = 90^\circ$ 面内的后向脉冲散射.由(4)式可知,当 $M\psi_y/2 = n\pi$,也就是 $Mkd\sin\varphi = n\pi, n = 1, 2, 3, \dots$,并且 $n \neq M, 2M, 3M, \dots$ 时, $F(\psi)$ 等于0;而当 $n = M, 2M, 3M, \dots$ 时, $F(\psi)$ 值最大.换句话说,当

$$f = \frac{c}{\lambda} = \frac{nc}{2Md\sin\varphi}, \quad n = 1, 2, 3, \dots; \quad (6)$$

$$n \neq M, 2M, 3M, \dots$$

时后向散射场有最小值,而当 $n = M, 2M, 3M, \dots$ 时该频点的后向散射场有最大值^[12].

图7和图8为与图5和图6对应的散射脉冲的频谱图.当脉冲从振子阵列的 $\theta = 90^\circ$ 和 $\varphi = 45^\circ$ 入射时,由周期贴片在频谱上产生的频率周期为 $\Delta f = c/[2a\sin(\pi/4)] = 3 \times 10^{11}/(1.414 \times 54.9) = 3.864 \text{ GHz}$,如果考虑到介质的影响,则实际上由贴片产生的频率周期应比3.864小一些,这一频率周期对应于图8中的包络的周期,即图8中两个最强峰值之间的频率差.再看由反射板边缘引起的频谱上的频率周期为 $\Delta f_r = c/[2L\sin(\pi/4)]$,对于 3×3 的阵列有 $\Delta f_r = 3 \times 10^{11}/(1.414 \times 219.6) = 0.97 \text{ GHz}$,对于 4×4 的阵列有 $\Delta f_r = 3 \times 10^{11}/(1.414 \times 274.5) = 0.77 \text{ GHz}$,考虑到介质的影响,实际上这两个频率周期要小一些.这两个频率周期对应于图8中一系列峰值的小周期,即相邻两个峰值(不分大小)之间的频率差.的确,从图8中可以看出,小周期是随阵列大小变化的(小阵列对应于较大的小周期);而包络的大周期却是不变,因为贴片的周期在大小阵列中都是相同的.

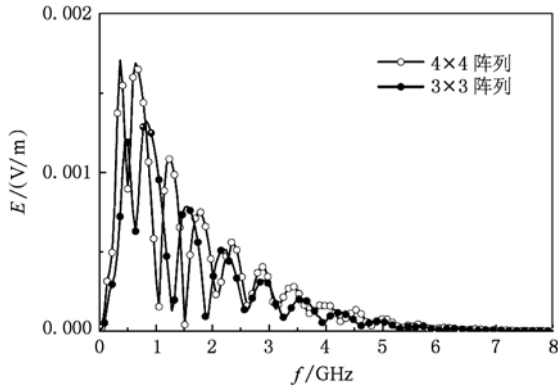


图7 脉冲入射方向为 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ 时的后向散射波形频谱图

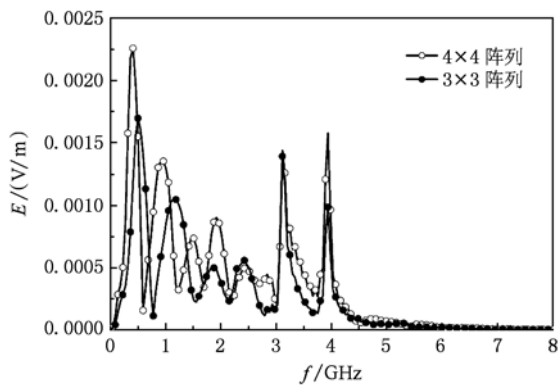


图8 脉冲入射方向为 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 45^\circ$ 时的后向散射波形频谱图

6. 地板对散射场的影响

对于脉冲从 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ 方向入射的情况无论从时域(图5)还是频域(图7)都与公式的分析有一定差距,为了能更准确具体地分析微带贴片的后向脉冲散射场,我们利用算法验证时采用过的散射

场分离算法,分别考虑地板和贴片阵列的影响.对于 4×4 的微带天线阵列,单独由地板产生的散射波形如图9(a)所示,与整个微带阵列天线产生的散射波形几乎一致,说明有限大的微带天线阵列当入射波从 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ 方向入射时的后向散射主要来自地板,不经过处理在时域和频域波形图中难以反映出微带贴片散射的情况,图9(b)是局部放大后的结果.而对于脉冲从 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 45^\circ$ 角度入射时的情况,如图10(a)所示,地板和基片的后向散射没有完全淹没微带贴片产生的小的散射峰值,所以不经过处理整个天线的散射场也能够反映出贴片的结构的信息.同时,从图9(a)和图10(a)也可以发现散射脉冲的大小的变化趋势主要是由地板散射引起的.将从 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ 方向入射时的整个天线的后向散射场减去地板的影响后,由贴片单独产生的散射波形如图11(a)和(b)所示.对比图10(b)和图11(a)可以发现, $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ 入射时单独由贴片阵列引起的散射比 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 45^\circ$ 时小近一个数量级.这是因为,从正面照射时金属板边缘的散射在后向是叠加的,这不仅是因为路程差相同,更主要的是各边缘产生的散射场在后向是同方向的;而当从侧面照射时,金属板边缘产生的散射场在后向除了时间上不同步外,场方向是反方向的.也就是说,当入射方向从 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$ 变化到 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ 时,与入射极化一致的金属板的边缘产生的后向散射场由正入射时的同方向变化到侧向入射时的反方向.因此当从侧向入射时,如果脉冲不够窄或者微带贴片之间的距离不够大,则前一个贴片的后边缘与后一个贴片的前边缘所产生的方向相反的散射场能够在时间上重叠并部分相互抵消.从图9和图10(或从 $g = 10 \times 10^9/s$ 算出)可以看出入射

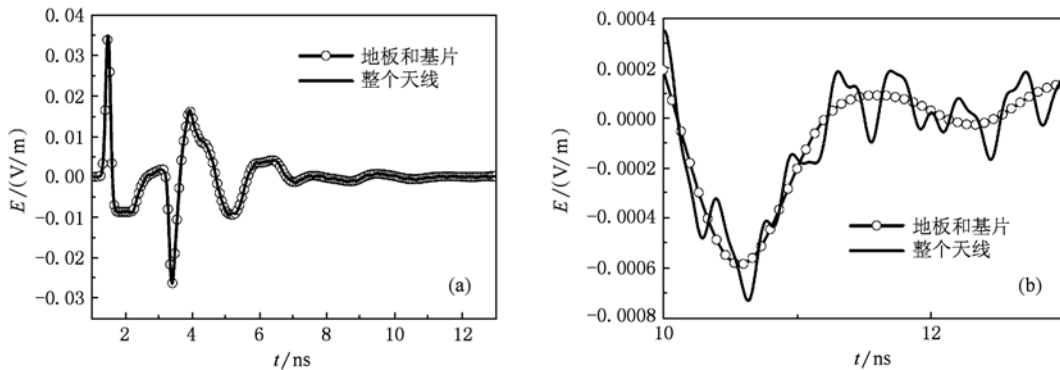


图9 脉冲从 $\theta = 90^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ 入射时 4×4 微带阵列天线仅有地板和基片时的后向散射场与整个天线的后向散射场的比较 (a) 正常波形; (b) 10—13 ns 局部放大

脉冲的时间宽度为 0.2 ns, 对应于空间距离 60 mm, 而图 1 中贴片的横向间隔仅有 18.3 mm, 因此前贴片后缘与后贴片前缘产生的散射场有部分抵消, 致使散射峰值下降, 但由于不能完全抵消, 所以从图 9 (b) 和图 11 中还是能看出贴片阵列的散射波形. 而当 $\theta = 90^\circ, \varphi = 45^\circ$ 时正好处在来自同一贴片两个边缘的散射场由同方向变到反方向的中间, 因此前贴

片后缘与后贴片前缘产生的散射场在此方向不至于像侧射那样相互抵消, 因此来自贴片的散射场比较明显. 另外, 贴片各边缘在后向产生的散射脉冲在正入射时相互重叠而在侧向入射时达到最大分离, 因此 $\theta = 90^\circ, \varphi = 45^\circ$ 入射时贴片的散射脉冲应该比 $\theta = 90^\circ, \varphi = 90^\circ$ 入射时的散射脉冲周期短, 这从图 10 (b) 和图 11 (a) 可以看出.

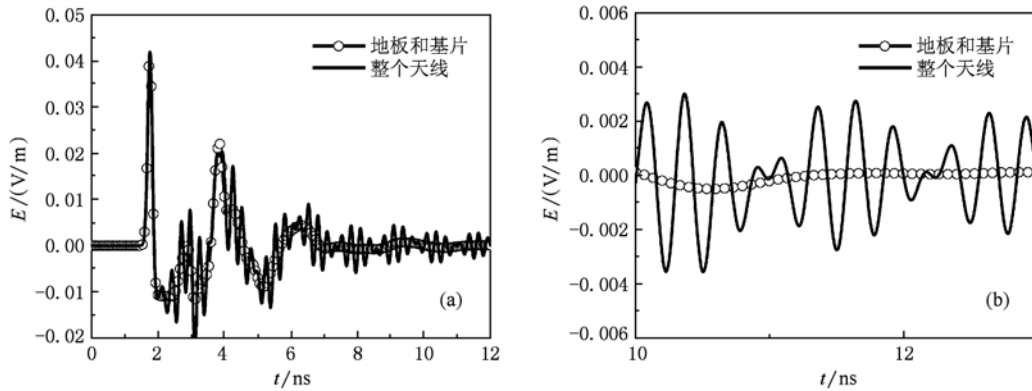


图 10 脉冲从 $\theta = 90^\circ, \varphi = 45^\circ$ 入射时 4×4 微带阵列天线仅有地板和基片时的后向散射场与整个天线的后向散射场的比较 (a) 正常波形; (b) 10—13 ns 局部放大

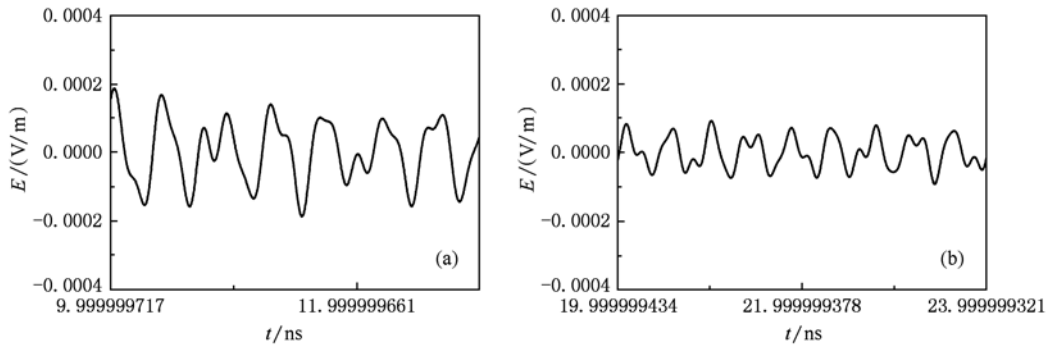


图 11 脉冲从 $\theta = 90^\circ, \varphi = 90^\circ$ 入射 4×4 微带阵列天线时贴片独自产生的后向散射场 (a) 10—13 ns; (b) 20—24 ns

7. 结 论

本文研究了微带阵列天线的时域散射特性, 分析了入射脉冲极化方向不同以及入射方向不同时的散射场各分量的峰值和能量的空间分布情况; 分析了时

域散射场的时域波形以及频谱与微带阵列天线结构的关系; 用散射场分离算法讨论了地板对于微带贴片阵列散射场的影响. 研究发现, 有限大地板的微带阵列天线的散射场主要是由地板的边沿电流产生的, 同时微带贴片阵列的谐振频率与入射脉冲的极化方向有关, 因此不同的极化方向对应于不同的散射频谱.

[1] Yang R, Xie Y J, Wang P, Yang T M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4504 (in Chinese) [杨 锐、谢拥军、王 鹏、杨同敏 2007 物理学报 **56** 4504]

[2] Wu M F, Meng F Y, Wu Q, Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6368 (in Chinese) [武明峰、孟繁义、吴 群、吴 健 2006 物理学报 **55** 6368]

- [3] Wu M F, Meng F Y, Wu Q, Wu J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5790 (in Chinese) [武明峰、孟繁义、吴群、吴健 2006 物理学报 **55** 5790]
- [4] Zhu Z K, Luo C R, Zhao X P, 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6152 (in Chinese) [朱忠奎、罗春荣、赵晓鹏 2009 物理学报 **58** 6152]
- [5] Newman E H, Forrai D 1987 *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* **35** 245
- [6] Jackson D R 1990 *IEEE Trans.* **38** 2
- [7] Rafi G Z, Moini R, Tavakoli A 1995 *IEEE Trans.* **38** 303
- [8] Seaux J P, Reineix A, Jecko B, Hamelin J H 1991 *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility* **33** 224
- [9] Ilyinsky S, Ivakhnenko V I 1990 *Proc. 20th European Microwave Conference Budapest* 1990 p1487
- [10] Li Z R, Wang J H, Jiang K B, Luo L M 2007 *Acta Electr. Sin.* **35** 1065 (in Chinese) [李增瑞、王均宏、姜开波、罗莉梅 2007 电子学报 **35** 1065]
- [11] Ge D B, Yan Y B 2002 *The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetic Waves 2* (Xi'an: Xi'dian Press) p15—17 (in Chinese) [葛德彪、闫玉波 2002 电磁场时域有限差分方法 (西安: 西安电子科技大学出版社) 第 15—17 页]
- [12] Zhang X Q, Wang J H, Li Z R 2008 *Chin. Phys. B* **17** 608

Time-domain scattering properties of microstrip array antennas^{*}

Zhang Xue-Qin^{1)†} Wang Jun-Hong²⁾ Li Zheng²⁾

1) (Research Institute of Chemical Defense, Beijing 102205, China)

2) (Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

(Received 17 May 2010; revised manuscript received 26 June 2010)

Abstract

In this paper, the scattering characteristics of microstrip antenna arrays in time domain are analyzed using finite-difference time domain (FDTD) method. The distributions of scattering field components, E_θ and E_φ , are studied when the polarization and incidence directions of the incident pulse vary. The relationship of time domain waveforms and spectra of the scattering field with the microstrip antenna array structure is analyzed. The effect of ground plane on the scattering field of microstrip patch array is investigated using the field separating approach. It was found that the scattering field of microstrip antenna array with finite ground plane is mainly generated by the edge current on the ground plane. The resonance frequency of microstrip patch array is associated with the polarization direction of the incident pulse, hence, different polarization directions correspond to different spectra of the scattering field.

Keywords: time domain scattering, microstrip antenna, FDTD

PACS: 13.40.-f, 42.68.MJ

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60825101).

[†] E-mail: xueqin_zh@sohu.com