

超宽带超低副瓣相控阵天线时域 远场辐射特性研究

王 楠, 薛正辉, 杨仕明, 刘瑞祥

(北京理工大学电子工程系, 北京 100081)

摘 要: 本文首先研究了天线时域辐射远场的基本原理, 建立了计算公式. 在此基础上, 分析了相控阵天线工作在窄脉冲条件下的时域辐射场, 发现其时域方向性 (如: 时域远场峰值方向图、时域远场平均功率方向图) 与频域方向性 (频域远场方向图) 并不一致, 这种不一致性随着天线口径的增大或脉冲宽度的变窄而愈加明显, 并且在天线注满时间之内表现得尤为突出. 文章由此指出: 对于超宽带超低副瓣相控阵天线来说, 其性能用时域指标去衡量胜于用频域指标去衡量的新观点.

关键词: 相控阵天线; 时域远场; 时域方向性

中图分类号: TN821+. 8 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2006) 09-1605-05

The Characters of Time Domain Radiated Field of Ultra Wide Band Ultra Low Side Lobe Phased Array Antenna

WANG Nan, XUE Zheng-hui, YANG Shi-ming, LIU Rui-xiang

(Department of Electronic Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract Some basic principles of time domain electromagnetic field radiated by any kind of sources, especially by phased array antenna are presented. From the principles we find the differences of radiating properties between time domain antennas and frequency domain antennas. And it is possible to describe the radiating properties of a time domain antenna using time domain signal distribution on a far field spherical face. The time domain electromagnetic fields of a ultra wide band ultra low side lobe phased array antenna have many new fashions which are very difficult to be described in frequency domain. So it is very necessary to develop time domain methods to describe an ultra wide band ultra low side lobe phased array antenna.

Key words phased array antenna; time domain; far field; time domain direction property

1 引言

以时域近场方法测量超宽带超低副瓣相控阵天线是超宽带超低副瓣相控阵天线研制的重要环节, 本文旨在为其必要性的研究提供理论上的支持.

天线的方向性可以分为频域方向性和时域方向性两种. 频域方向性即通常意义上的频域方向图, 它指的是天线工作在连续波状态时, 电场或磁场的振幅在以天线为球心, 满足远场条件的距离为半径的球面上的分布情况. 时域方向性指的是天线工作在脉冲波状态时, 电场或磁场的信号峰值或信号平均功率在以天线为球心, 满足远场条件的距离为半径的球面上的分布情况. 在超宽带超低副瓣相

控阵天线的设计中, 我们不仅希望其辐射能量在空间上集中, 而且希望其辐射能量在时间分布上也满足我们的要求, 即主瓣方向的辐射能量主要集中在前期场中, 副瓣方向的辐射能量在时间上分散. 因此, 对于一部超宽带超低副瓣相控阵天线而言, 通过频域指标衡量其性能已经过于粗糙了. 通过下面的分析我们可以看到, 以时域指标衡量天线的性能是可行的.

2 任意场源时域辐射场基本原理

设场源分布在有限体积 V 内, V 内的时域体电流密度为 $\mathbf{J}(\mathbf{r}', t)$, 时域体磁流密度为 $\mathbf{J}_m(\mathbf{r}', T)$, V 内全部场源在场点产生的电磁场为 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 和 $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$, 其中 \mathbf{r}' 为源点坐

标, r 为场点坐标.

在这一问题中, 将 $J_e(r', t)$ 和 $J_m(r', t)$ 在时间轴上延拓到 $-\infty$ 到 $+\infty$ 并对其进行 Fourier 变换, 得其频谱密度 $J_e^{(\omega)}(r')$ 和 $J_m^{(\omega)}(r')$ 为:

$$J_e^{(\omega)}(r') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} J_e(r', t) e^{-j\omega t} dt \quad (1a)$$

$$J_m^{(\omega)}(r') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} J_m(r', t) e^{-j\omega t} dt \quad (1b)$$

从场源到场点之间的电波传播链路可以看作一个线形时不变系统, 所以 $J_e(r', t)$ 和 $J_m(r', t)$ 的辐射场可以看作是其每一个频率分量 $J_e^{(\omega)}(r')$ 和 $J_m^{(\omega)}(r')$ 所辐射的简谐场的 Fourier 变换, 即下式:

$$E(r, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E^{(\omega)}(r) e^{j\omega t} d\omega \quad (2a)$$

$$H(r, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} H^{(\omega)}(r) e^{j\omega t} d\omega \quad (2b)$$

其中: $E^{(\omega)}(r)$ 和 $H^{(\omega)}(r)$ 为 $J_e^{(\omega)}(r')$ 和 $J_m^{(\omega)}(r')$ 共同产生的简谐场.

而 $E^{(\omega)}(r)$ 和 $H^{(\omega)}(r)$ 可用格林函数表示为^[1]:

$$E^{(\omega)}(r) = - \iiint_V j\omega G_0^{(\omega)}(r, r') J_e^{(\omega)}(r') + J_m^{(\omega)}(r') \times \nabla' G_0^{(\omega)}(r, r') - \frac{\rho_e(r')}{\epsilon} \nabla' G_0^{(\omega)}(r, r') dv' \quad (3a)$$

$$H^{(\omega)}(r) = - \iiint_V j\omega \epsilon G_0^{(\omega)}(r, r') J_m^{(\omega)}(r') - J_e^{(\omega)}(r') \times \nabla' G_0^{(\omega)}(r, r') - \frac{\rho_m(r')}{\mu} \nabla' G_0^{(\omega)}(r, r') dv' \quad (3b)$$

其中: $G_0^{(\omega)}(r, r') = e^{-j\omega|r-r'|}/4\pi|r-r'|$ 为非齐次标量亥姆霍兹方程的格林函数, ρ_e 、 ρ_m 分别为电荷与磁荷.

利用电流、磁流连续性方程:

$$\nabla' \cdot J_e^{(\omega)}(r') = -j\omega \rho_e(r') \quad (4a)$$

$$\nabla' \cdot J_m^{(\omega)}(r') = -j\omega \rho_m(r') \quad (4b)$$

由 (3a)、(3b) 两式可得 $E^{(\omega)}(r)$ 和 $H^{(\omega)}(r)$ 的远区场表达式为^[2]:

$$E^{(\omega)}(r) = - \frac{j\omega\mu}{4\pi r} e^{-j\omega r} \iiint_V J_e^{(\omega)}(r') - [J_e^{(\omega)}(r') \cdot \hat{e}_r] \hat{e}_r + \frac{1}{\eta} J_m^{(\omega)}(r') \times \hat{e}_r \left. e^{-j\omega r} \right. dv' \quad (5a)$$

$$H^{(\omega)}(r) = - \frac{j\omega\epsilon}{4\pi r} e^{-j\omega r} \iiint_V J_m^{(\omega)}(r') - [J_m^{(\omega)}(r') \cdot \hat{e}_r] \hat{e}_r - \eta J_e^{(\omega)}(r') \times \hat{e}_r \left. e^{-j\omega r} \right. dv' \quad (5b)$$

其中: \hat{e}_r 为 r 的单位矢量, η 为波阻抗, c 为光速.

将式 (5a)、(5b) 分别代入式 (2a)、(2b) 中得到:

$$E(r, t) = \frac{-\mu}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \left[J_e \left(r', t - \frac{r - \hat{e}_r \cdot r'}{c} \right) - \left[J_e \left(r', t - \frac{r - \hat{e}_r \cdot r'}{c} \right) \cdot \hat{e}_r \right] \hat{e}_r + \frac{1}{\eta} J_m \left(r', t - \frac{r - \hat{e}_r \cdot r'}{c} \right) \times \hat{e}_r \right] dv' \quad (6a)$$

$$H(r, t) = \frac{-\epsilon}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial t} \iiint_V \left[J_m \left(r', t - \frac{r - \hat{e}_r \cdot r'}{c} \right) - \left[J_m \left(r', t - \frac{r - \hat{e}_r \cdot r'}{c} \right) \cdot \hat{e}_r \right] \hat{e}_r + \eta J_e \left(r', t - \frac{r - \hat{e}_r \cdot r'}{c} \right) \times \hat{e}_r \right] dv' \quad (6b)$$

由式 (6a)、(6b) 我们可以得出任意场源时域远场的 3 个性质: (1) 场点时域波形不同于场源时域波形; (2) 当 r 不变而 \hat{e}_r 变化时, 由于场源的辐射波在场点的叠加关系发生了变化, 所以在一般情况下不同方向的场点时域波形是不同的; (3) 当 \hat{e}_r 不变而 r 变化时, 由于场源的辐射波在场点的叠加关系是固定的, 所以同一方向的场点时域波形是相似的, 波形幅度与传播距离成反比.

以上 3 个性质是由任意场源得出的, 自然适用于任何一种天线. 其中性质 (3) 说明, 如果我们知道了以一个天线为球心, 满足远场条件的距离为半径的球面上的时域电磁场分布, 即可知道天线时域远场的全部特征, 这使得用时域指标衡量天线的性能成为可能, 并比传统的频域远场方向图更为生动, 更为全面.

此外对于场源的远场频域性能来说, 式 (5a) 和式 (5b) 相当于场源到场点的电矢量传输函数和磁矢量传输函数, 其中的积分项相当于场源的电矢量方向函数和磁矢量方向函数. 它们的关系可以表示为:

$$T_e^{(\omega)}(r) = \frac{j\omega}{4\pi r} e^{-j\omega r} F_e^{(\omega)}(\hat{e}_r) \quad (7a)$$

$$T_m^{(\omega)}(r) = \frac{j\omega}{4\pi r} e^{-j\omega r} F_m^{(\omega)}(\hat{e}_r) \quad (7b)$$

其中: $T_e^{(\omega)}(r)$ 为电矢量传输函数, $T_m^{(\omega)}(r)$ 为磁矢量传输函数,

$$F_e^{(\omega)}(\hat{e}_r) = - \mu \iiint_V \left[J_e \left(r', t - \frac{r - \hat{e}_r \cdot r'}{c} \right) - \left[J_e \left(r', t - \frac{r - \hat{e}_r \cdot r'}{c} \right) \cdot \hat{e}_r \right] \hat{e}_r + \frac{1}{\eta} J_m \left(r', t - \frac{r - \hat{e}_r \cdot r'}{c} \right) \times \hat{e}_r \right] dv'$$

为电矢量方向函数,

$$F_m^{(\omega)}(\hat{e}_r) = - \epsilon \iiint_V \left[J_m \left(r', t - \frac{r - \hat{e}_r \cdot r'}{c} \right) - \left[J_m \left(r', t - \frac{r - \hat{e}_r \cdot r'}{c} \right) \cdot \hat{e}_r \right] \hat{e}_r + \eta J_e \left(r', t - \frac{r - \hat{e}_r \cdot r'}{c} \right) \times \hat{e}_r \right] dv'$$

为磁矢量方向函数.

场源的时域远场是通过对式 (7a) 和式 (7b) 进行 Fourier 变换而得到的, 其分母 $4\pi r$ 和指数项 $e^{-j\omega r}$ 分别表示由传播距离造成的幅度衰减和时间滞后, 如果我们只关心时域电磁场在远场球面上的相对幅度和时间, 这两项可忽略, 进而在不考虑电磁场极化方向的情况下, 式 (7a) 和 (7b) 可

改写成标量方程, 即:

$$T_e^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r) = j\omega F_e^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r) \quad (8a)$$

$$T_m^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r) = j\omega F_m^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r) \quad (8b)$$

其中: $T_e^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r)$ 为电标量传输函数, $T_m^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r)$ 为磁标量传输函数, $F_e^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r) = |F_e^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r)|$ 为电标量方向函数, $F_m^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r) = |F_m^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r)|$ 为磁标量方向函数。

在各向同性媒质中, 电标量方向函数和磁标量方向函数只相差一个常数倍, 即:

$$F_e^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r) = \eta F_m^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r) \quad (9)$$

其中: $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$ 为波阻抗。

因此在分析各向同性媒质中的辐射问题时, 可不必再区分电标量方向函数和磁标量方向函数, 而将它们统称为标量方向函数, 简称方向函数。同样也无需再区分电标量传输函数和磁标量传输函数, 而将它们统称为标量传输函数, 简称传输函数。如此式 (8a) 和式 (8b) 可写成一个统一的式子:

$$T^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r) = j\omega F^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r) \quad (10)$$

其中: $T^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r)$ 为传输函数, $F^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r)$ 为方向函数。

式 (10) 称为天线传输函数乘积原理, 它建立了天线传输函数和方向函数之间的关系, 该原理适用于任何一种天线。

3 相控阵天线的传输函数、冲击相应与脉冲响应

3.1 传输函数

有了前面的分析, 在分析相控阵天线时域远场时可以从其传输函数入手。下面根据传递函数乘积原理, 就延迟线移相器混连式相控阵天线进行讨论。

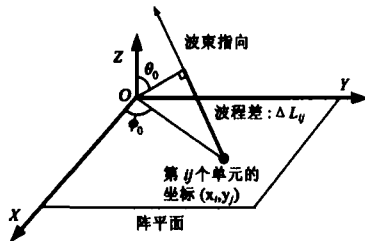


图 1 相控阵天线的坐标关系

将延迟线移相器

混连式相控阵天线的方向函数代入式 (10) 得到其传输函数, 坐标关系如图 1 所示。

$$T^{(\omega)}(\theta, \phi) = j\omega \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{m(i)} I_{ij} e^{(\omega)}(\theta, \phi) e^{j\frac{x_i \sin\theta \cos\phi + y_j \sin\theta \sin\phi}{c}} e^{-j\left(\frac{\Delta L_{ij}}{c} + \Delta\varphi_{ij}\right)} \quad (11)$$

其中: $e^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r)$ 表示单元方向函数; (x_j, y_j) 为第 ij 个单元的坐标; I_{ij} 为第 ij 个单元的归一化电流幅度; $\Delta\varphi_{ij}$ 为分配给第 ij 个单元的相移, 有 $\Delta\varphi_{ij} = \omega(x_i \sin\theta_0 \cos\phi_0 + y_j \sin\theta_0 \sin\phi_0)/c$ 其中 (θ_0, ϕ_0) 为主瓣指向; n 为阵列行数, $m(i)$ 为第 i 行的单元数; ΔL_{ij} 为第 ij 个单元的延迟长度, 有 $\Delta L_{ij} = x_i \sin\theta_0 \cos\phi_0 + y_j \sin\theta_0 \sin\phi_0$ 。

3.2 冲击响应

系统的冲击响应 $h(t, \hat{\epsilon}_r)$ 即为系统传输函数的 Fourier 变换:

$$h(t, \hat{\epsilon}_r) = \int_{-\infty}^{+\infty} T^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r) e^{j\omega t} d\omega \quad (12)$$

将式 (11) 代入式 (12), 得到延迟线移相器混连式相控阵天线的冲击响应为:

$$h(t, \theta, \phi) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{m(i)} I_{ij} e^{-j\omega_0 t} \cdot f_e \left[t + \frac{x_i \sin\theta \cos\phi + y_j \sin\theta \sin\phi}{c} - \frac{\Delta L_{ij}}{c}, \theta, \phi \right] \quad (13)$$

其中:

$$f_e(t, \hat{\epsilon}_r) = \int_{-\infty}^{+\infty} j\omega e^{(\omega)}(\hat{\epsilon}_r) e^{j\omega t} d\omega \quad (14)$$

为单元的冲击响应。

3.3 脉冲响应

系统的脉冲响应即为系统冲击响应与激励脉冲的卷积:

$$y(t, \hat{\epsilon}_r) = s(t) * h(t, \hat{\epsilon}_r) \quad (15)$$

其中: $s(t)$ 为激励脉冲; $y(t, \hat{\epsilon}_r)$ 为系统的脉冲响应。

将式 (13) 代入式 (15), 得到延迟线移相器混连式相控阵天线的脉冲响应为:

$$y(t, \theta, \phi) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^{m(i)} I_{ij} e^{j\omega_0 t} \cdot E_e \left[t + \frac{x_i \sin\theta \cos\phi + y_j \sin\theta \sin\phi}{c} - \frac{\Delta L_{ij}}{c}, \theta, \phi \right] \quad (16)$$

其中:

$$E_e(t, \hat{\epsilon}_r) = s(t) * f_e(t, \hat{\epsilon}_r) \quad (17)$$

为单元的脉冲响应。

4 对相控阵天线时域特性的仿真

为了说明注满时间内时域非稳态场对相控阵天线工作的影响, 在此我们列举将两种时域信号加注于两个不同口径的相控阵天线所得到的时域仿真结果。

4.1 仿真模型

设置两个不同口径的相控阵天线, 分别为:

(1) 相控阵 1: 21×21 单元等间距正方形阵, 单元幅度分布为 -30dB 副瓣泰勒分布;

(2) 相控阵 2: 101×101 单元等间距正方形阵, 单元幅度分布为 -50dB 副瓣泰勒分布。

以上两个相控阵天线波控方式均为延迟线式, 单元间距 0.05m , 并设图 1 中的 YOZ 平面为方位面。

设置两种不同形式的天线单元, 分别为:

(1) 全频段的理想点源;

(2) 中心频率为 3GHz 的偶极子, 偶极子的轴向平行于图 1 中的 X 轴。

设置两种不同形式的时域信号, 分别为:

(1)脉冲 1 (s1): 130ps视频脉冲;

(2)脉冲 2 (s2): 4ns矩形包络线性调频脉冲, 载波频率 2.55GHz \pm 3.45GHz

需要说明的是,其中脉冲 1 是实际天线时域近场测量系统所用的脉冲源,而选择延迟线式相控阵是因为其在主瓣扫描时有最好的前期场性能.

4.2 仿真过程

根据第 3 节的分析,我们可以按如下步骤对相控阵天线的时域前期场进行仿真.

(1)让相控阵天线分别工作在两种不同的脉冲信号下,其中偶极子单元辐射的脉冲信号由 FDTD 法算出,根据第 3 节给出的公式计算出天线的时域远场;

(2)对于脉冲 1 取时间窗宽度为 6ns 的前期场,对于脉冲 2 取时间窗宽度为 4ns 的前期场;

(3)在方位面内取每个方位角的前期场峰值构成前期场峰值方向图,前期场平均功率构成前期场平均功率方向图(前期场峰值方向图和前期场平均功率方向图统称时域方向图);

(4)将每一个相控阵天线的前期场峰值方向图和前期场平均功率方向图同其中心频率 (3GHz) 的频域远场方向图进行比较,分析结果.

4.3 仿真结果

单元辐射脉冲 1 和脉冲 2 产生的时域远场波形如图 2 和图 3 所示.

(1)相控阵 1 的仿真结果如图 4 5 所示;

(2)相控阵 2 的仿真结果如图 6 7 所示.

4.4 结果分析

从 4.3 节的仿真结果中我们可以看到,在窄脉冲工作条件下,相控阵天线的时域方向性同其频域方向性均有明显不同,主要表现为: (1) 时域方向图与信号形式密切相关; (2) 一般情况下时域方向图没有波瓣零点; (3) 时域副瓣水平要低于频域副瓣水平,并随着阵面的增大和脉冲宽度的变窄而愈加恶化; (4) 在天线的主瓣附近天线的频域方向性与时域方向性吻合得很好,但在远离主瓣的方向,天线的时域副瓣水平迅速恶化.

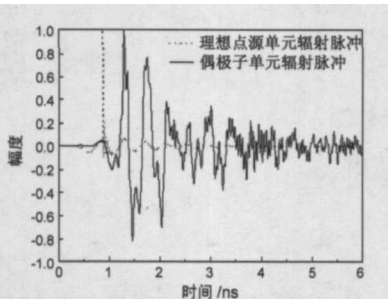


图 2 单元辐射脉冲 1 产生的时域远场波形

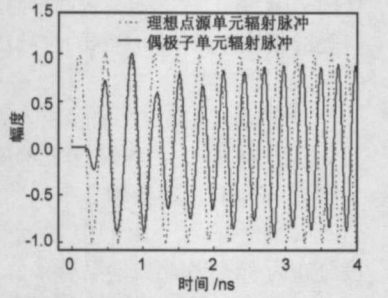


图 3 单元辐射脉冲 2 产生的时域远场波形

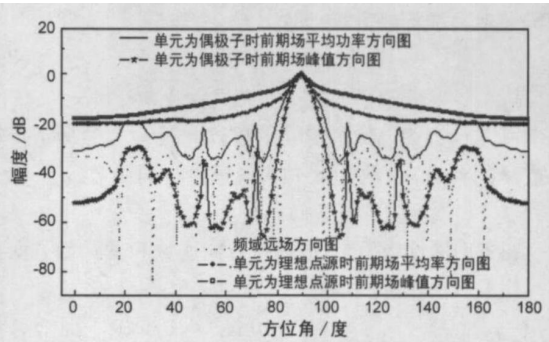


图 4 相控阵 1 辐射脉冲 1 的仿真结果

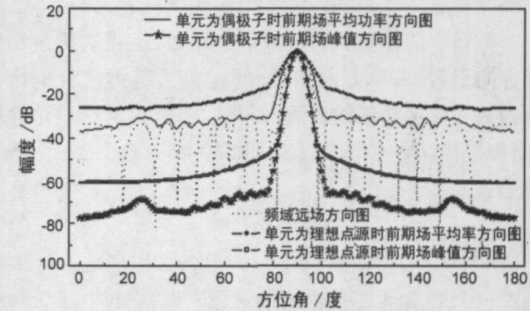


图 5 相控阵 1 辐射脉冲 2 的仿真结果

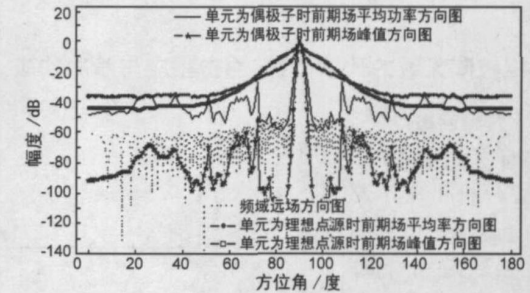


图 6 相控阵 2 辐射脉冲 1 的仿真结果

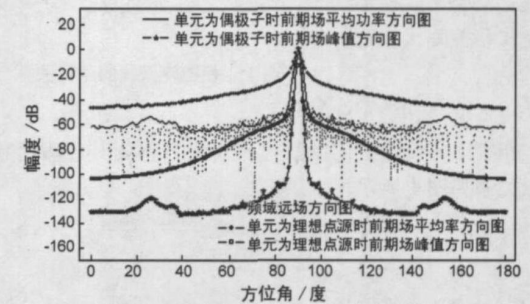


图 7 相控阵 2 辐射脉冲 2 的仿真结果

造成这些现象的原因是: 超低副瓣是天线口径面上所有场源的辐射波在天线副瓣方向的场点上相干叠加使得电力的合力接近平衡所产生的结果. 也就是说, 超低副瓣的形成需要所有场源的贡献. 而在天线副瓣方向的电磁场建立过程中, 由于注满时间的影响, 不同场源的辐射波有的先到有的后到, 在场点没有被注满之前可能会出现一个峰值很高的前期场, 我们称之为前期场的失衡过冲效应. 一般地说, 注满时间越长, 前期场失衡过冲效应越明显. 注满时间可分为绝对注满时间和相对注满时间. 天线

口径越大, 场点偏离主瓣方向越远, 绝对注满时间越长; 工作脉冲宽度越窄相对注满时间越长, 甚至场点无法被注满。当场点位于主瓣方位时, 场点注满时间很短, 此时前期场的失衡过冲效应并不明显, 时域场的信号峰值分布与频域方向图吻合得很好; 但当场点远离主瓣方位时, 场点注满时间加长, 此时前期场的失衡过冲效应开始明显, 如此则造成了时域方向图没有波瓣零点和时域副瓣水平低于频域副瓣水平。

在本文的仿真的过程, 天线辐射能量主要集中在前期场中, 因此决定天线时域场性能的也主要是前期场。所以在时间门的选取上, 对于远离波峰且又幅度很低的脉冲拖尾可以截断, 不会对分析造成很大影响。

5 结论

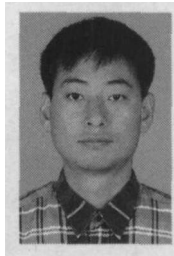
一般地说, 任何一个天线的辐射均是基于一定口径的辐射, 因此任何一个天线的频域方向性与其时域方向性之间都是有差异的。这种差异会随着天线口径的变大和脉冲宽度的变窄而愈发明显。现实世界是在时域中存在的。事实上, 通过更多的仿真计算可以发现, 一部按传统方式设计的超宽带超低副瓣相控阵天线无论其波束扫描与否, 其频域方向性与时域方向性的差异均很明显, 并且波束扫描角越大, 天线的时域方向性就越发地恶化。因此对于一部超宽带超低副瓣相控阵天线而言, 通过频域指标衡量其性能已经过于粗糙了, 而用时域指标去衡量, 正如第 2 节中所分析的, 不仅是可行的, 而且能更生动、更准确地反映天线的实际工作性能。

参考文献:

- [1] 刘鹏程. 电磁场解析方法 [M]. 第一版. 北京: 电子工业出版社, 1995. 78- 81.
- [2] 陈达章, 刘鹏程. 电磁理论 [M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1987. 273- 277.
- [3] AM R SHLVNSKI E HEYMAN. Time-domain near-field analysis of short-pulse antennas-part I: spherical wave (multipole) expansion [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1999, 47(2): 271- 279.

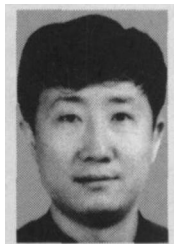
- [4] AM R SHLVNSKI E HEYMAN. Time-domain near-field analysis of short-pulse antennas-part II: reactive energy and the antenna Q [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1999, 47(2): 280- 286.
- [5] LEATHERWOOD D A, COREY L E, COTTON R B, MITCHELL B S. Time-domain properties of phased array antennas [EB/OL]. <http://ieexplore.ieee.org/ie5/6938/18642/00858895.pdf> tp = & amumber = 858895& isnumber = 18642 2000
- [6] AUMANN H, TUTTLE K, WILLWERTH F. An interpolation technique for time-domain phased array measurements [EB/OL]. <http://ieexplore.ieee.org/ie5/9253/29379/01330248.pdf> tp = & amumber = 133024& isnumber = 29379 2004

作者简介:



王楠 男, 1973年出生于天津市。北京理工大学电子工程系博士研究生, 1996年毕业于西安电子科技大学获工学学士学位, 2005年毕业于北京理工大学获工学硕士学位。现主要从事相控阵天线及天线时域近场测量的研究。

E-mail wang121612@sina.com



薛正辉 男, 1970出生于上海, 现为北京理工大学电子工程系副教授, 中国电子学会高级会员, 中国电子学会微波分会委员。1992年毕业于北京理工大学电子工程系, 1995年和 2002年在校电磁场与微波技术专业获工学硕士学位和工学博士学位。自 1995年留校任教至今, 主要从事电磁场与微波技术方面的教学和计算电磁学、微波毫米波天线及其测试技术、电磁兼容及微波毫米波技术方面的有关研究, 发表论文三十余篇。

E-mail zhxu@bit.edu.cn