

阵列瞬态电磁脉冲传输特性研究

崔海娟, 杨宏春, 阮成礼, 吴明和

电子科技大学物理电子学院, 成都 610054

E-mail: cuihaijuan@126.com

2010-10-25 收稿, 2011-03-04 接受

国家自然科学基金 (10804016) 和电磁脉冲技术研究 (RY0405) 资助项目

摘要 依据均匀圆盘电流模型辐射电磁脉冲的轴线能量解析解, 给出了单元天线轴线能量传输特性的物理实质, 在此基础上, 提出了时域天线辐射电磁脉冲的点源近似模型, 并依次解析分析了阵列天线辐射电磁脉冲波束的能量传输特性、波束宽度等特征参数. 采用基于 Blumlein 形成线的光导开关和超宽带槽天线一体化的辐射单元设计方法, 研制了 23×16 单元的阵列瞬态电磁脉冲产生系统; 在 2.5 km 范围内, 验证了瞬态电磁脉冲可以确定脉冲波形在自由空间传播、并具有场分量的相长叠加与波束聚焦特性等原理性概念; 在误差范围内, 理论计算与实验测试结果一致.

关键词

阵列瞬态电磁脉冲
点源近似模型
传输特性

无线通信技术的不断发展与射电频谱资源日益拥挤的矛盾使得超宽带电磁学研究重新回到电磁脉冲时域资源的开发与应用上^[1,2]. 开发利用电磁脉冲的时域资源面临的难点和关键技术在于: (1) 高峰值功率、极低触发抖动、快速响应、长使用寿命的宽带电磁脉冲源技术. 因为传统脉冲功率器件很难将触发动作控制在 ps 量级, 也就难以实现阵列瞬态电磁脉冲的功率合成; (2) 超宽带微波器件研制技术. 电磁脉冲时域资源利用通常要求瞬态电磁脉冲不失真地传输、辐射和接收, 这不仅需要研究超宽带微波电路与元器件, 更重要的是它们还要能够满足从低频到高频的工作要求; (3) 瞬态电磁脉冲辐射与传输规律的应用基础理论研究. 一方面, 时域天线理论指出, 基于频域概念的天线理论并不能很好描述时域天线的性能, 需要引入新的参数与理论; 另一方面, 瞬态电磁脉冲的传输理论认为, 瞬态电磁脉冲具有慢衰减、空间场分量相长合成、波束聚焦等特性, 这些特性并不完全与连续正弦电磁波的传输规律相同. 三十余年来, 国内外围绕这些关键技术开展了大量研究, 发展起新型光控光电导半导体开关技术^[3-9], 时域天线理论与技术^[10,11], 以及阵列瞬态电磁脉冲传

输理论等应用基础理论或关键技术^[12-15], 甚至已将这些研究成果应用于探地雷达^[16]、高功率微波^[9,17]、THz 技术^[7,18]、生物医学^[19,20].

根据均匀圆盘电流模型辐射电磁脉冲的轴线能量解析解, 给出了单元天线轴线能量传输特性的物理实质, 在此基础上提出了时域天线辐射电磁脉冲的点源近似模型, 解析分析了阵列天线辐射电磁脉冲波束的能量传输特性、波束宽度等特征参数. 在突破了高功率光导开关使用寿命技术等关键技术基础上^[21-23], 采用集束光纤分光的光同步激励技术、光电同步控制技术、Blumlein 形成线与异面超宽带槽天线的一体化技术和高压脉冲电源小型化技术, 设计并研制了 23×16 单元的阵列瞬态电磁脉冲产生系统; 在 2.5 km 范围内, 验证了瞬态电磁脉冲可以确定脉冲波形在自由空间传播、并具有场分量的相长叠加与波束聚焦特性等原理性概念.

1 瞬态电磁脉冲波束的传输特性分析

1.1 单元天线辐射电磁脉冲的严格解

文献[22], [24]中用瞬态电磁脉冲给蝶形天线馈电

时,天线的极化方向如图 1(a)所示,该极化方向的电场可以近似等效为由沿某一方向、均匀分布的时变电流 $j(t)$ 所产生的辐射电场;同样,置于抛物面天线焦点的蝶形天线作馈源,经抛物面天线反射后辐射的电磁波,可近似看作与抛物面天线口径相等、沿某一方向均匀分布的圆盘时变电流 $j(t)$ 所产生的电磁辐射(如图 1(b)). 经过模型抽象处理,天线的辐射场计算可以简单地由同方向、均匀分布的时变电流所产生的电磁辐射得到. 于是,抛物面天线的辐射就可以看作为圆面均匀分布的时变电流脉冲产生的辐射(如图 1(c)), 根据麦克斯韦方程组计算得到圆形单元天线轴线能量为

$$G = \frac{\eta}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[g_1 g_2 f^2 \left(t - \frac{R}{c} \right) + f^2 \left(t - \frac{z}{c} \right) \right] dt - \frac{\eta}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} (g_1 + g_2) f \left(t - \frac{R}{c} \right) f \left(t - \frac{z}{c} \right) dt, \quad (1)$$

其中

$$\eta = \frac{1}{\varepsilon c}, \quad g_1 = \frac{z}{R}, \quad g_2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{z^2}{R^2} \right) \\ R = \sqrt{l^2 + z^2}, \quad \xi = \frac{R - z}{c}, \quad (2)$$

l 为天线的半口径, $f(t)$ 为天线辐射的电脉冲波形. 从式(1)可知,圆形单元辐射器辐射的电磁脉冲可以等效为由圆心和圆周上的某点分别辐射的两列瞬态电磁脉冲独立通过轴线 z 点时的坡印亭矢量. Δt 时间内,流经轴线 z 点单位横截面积的能量,等于由圆心和圆周上的某点分别辐射的两列瞬态电磁波坡印亭矢量时间积分之和,减去它们干涉项在 Δt 时间内对该点能量的贡献. 于是,单元天线轴线能量随传输距离变化依次出现不衰减,慢衰减和快衰减段^[24].

当 $z \gg l$ 时,由(1)式和(2)式,容易证明

$$G \approx \frac{\eta}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(t) dt \cdot \frac{l^2}{z^2} \propto \frac{1}{z^2}. \quad (3)$$

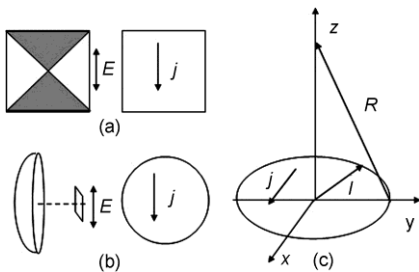


图 1 单元天线辐射模型

(a) 蝶形天线物理模型; (b) 抛物面天线模型; (c) 圆形单元天线辐射模型

(3)式正是点源天线在远场区域能量衰减遵循的规律. 因此,在远场区域,单元天线总可以看作一个点源天线辐射瞬态电磁脉冲. 而按聚焦波模理论^[12],瞬态电磁脉冲可以在自由空间中按光速依直线以三维脉冲形式向前传递,这样,阵列天线辐射瞬态电磁脉冲的理论计算就归结为若干点源天线各自辐射电磁脉冲及其在空间的叠加结果.

对单元天线,其远场区域对应的传输距离 $z_y > l^2/cT$. 如取 $T=1.8$ ns, 当 $2l=0.3$ m 时, $z_y > 0.0417$ m; 即对单元天线而言,很近的距离就可将其看作为点源天线.

1.2 点源近似模型

依(1)式的物理意义解释及聚焦波模理论,引入如下适用于时域天线的点源近似模型: (1) 瞬态电磁脉冲在自由空间中将以三维脉冲形式向外传播; (2) 瞬态电磁脉冲的场分量幅值随距离增大成反比例衰减; (3) 由 $m \times n$ 个单元天线构成的阵列,在给定点的辐射,可以等效看作为 $m \times n$ 个点源天线在该点辐射场分量的叠加; (4) 时间 t 内,通过待测点的电磁脉冲能量正比于合成脉冲场量的平方对时间的积分,合成脉冲是指各点源天线辐射电磁脉冲在待测点叠加后形成的电磁脉冲; (5) 点源近似模型不考虑各单元天线之间的耦合效应.

根据点源近似模型,天线阵列辐射电磁脉冲通过待测点的时域波形为

$$E(r_{ij}, t) = E_0 r_0 \sum_{i,j} \frac{1}{r_{ij}} f \left(t - \frac{r_{ij}}{c}, \Omega \right), \quad (4)$$

其中,第 i 行、 j 列单元天线的坐标为 $(x_i, y_j, 0)$, 待测点坐标为 (x, y, z) ; E_0 表示最大不衰减点 $r_0(0, 0, z_0)$ 处的场强; $f(r_{ij}, t, \Omega)$ 表示距离天线阵面对称中心距离为 r_{ij} 、处于立体角 Ω 、时刻 t 的波形函数.

$$r_{ij} = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_j)^2 + z^2}. \quad (5)$$

由(4)式,持续时间为 T 的电磁脉冲通过待测点 z 及参考点 r_0 处的总能量 G 之比为

$$\frac{G(r_{ij})}{G(r_0)} = \int_0^T \left[\sum_{i,j} \frac{r_0}{r_{ij}} f \left(t - \frac{r_{ij}}{c}, \Omega \right) \right]^2 dt. \quad (6)$$

1.3 点源近似模型对电磁脉冲波束参数的计算

(1) 时域天线单元间的弱耦合条件. 设单元天

线辐射电磁脉冲的半峰值宽度为 T , 天线单元间的空间间距为 d , 光在真空中传输速率为 c , 引用光学理论中两个瞬态电磁脉冲可识别的瑞利判据, 则单元天线的最小间距应该满足

$$d \geq \frac{cT}{2} \quad (7)$$

依据(7)式, 对给定脉宽的馈电脉冲, 可计算得到弱耦合条件下相邻两天线单元之间的最小间距. 采用交错布阵方式, 在满足弱耦合条件的同时, 可以增大天线单元的密度.

(2) 瞬态电磁脉冲波束的能量传输特性. 三段式传输是瞬态电磁脉冲能量传输的普遍规律^[24], 对于天线阵列, 其能量传输同样遵循该规律. 设天线阵列半口径为 l , 阵列辐射电磁脉冲在传输过程中, 在天线的近场区域, 因为轴线传播距离 z 比较小, 阵列上天线到轴线上待测点最远和最近波程之间的时间延迟 Δt 会比较大, 当 Δt 大于单元天线辐射电磁脉冲的一个周期时, 即

$$\sqrt{z^2 + l^2} - z \geq cT. \quad (8)$$

各阵元辐射电磁脉冲各自独立的通过待测点 z , 或者只有一部分在轴线 z 点实现了相长叠加, 因此对应的波束宽度很宽, 实验过程中在一段距离内通过 z 点的总能量几乎不变, 或者稍有增加. 根据式(8)可以得到

$$z \leq \frac{l^2 - c^2 T^2}{2cT}, \quad (9)$$

对应瞬态电磁脉冲能量辐射的不衰减段.

随着传输距离的增加, 在天线的中近场区域, 阵列上天线到轴线上待测点的最远和最近波程之间的时间延迟 Δt 逐渐减小, 当 Δt 小于单元天线辐射电磁脉冲的周期, 但大于该脉冲的上升沿 τ 时, 即

$$c\tau \leq \sqrt{z^2 + l^2} - z < cT. \quad (10)$$

根据瑞利判据, 此时两瞬态电磁脉冲处于可分辨与不可分辨之间, 随着 z 的增加, 阵列各单元辐射的脉冲之间时间延迟减小, 场分量同步相长叠加的效率增强, 因此脉冲波束宽度会减小; 另外根据点源近似模型, 瞬态电磁脉冲幅值会随 z 线性衰减, 对应的能量随 z 平方衰减. 因此, 该区域内合成的瞬态电磁脉冲能量随距离衰减的速率取决于上述场强随距离变化叠加效应的增强和随距离变化衰减两种效果的折衷, 结果是电磁脉冲辐射的能量随距离衰减介于 z^{-1} 和 z^{-2} 之间, 对应的

$$\frac{l^2 - c^2 T^2}{2cT} \leq z \leq \frac{l^2 - c^2 \tau^2}{2c\tau}. \quad (11)$$

这就是通常所说的慢衰减特性, 表明慢衰减的物理实质是阵列天线辐射的瞬态电磁脉冲场强在待测点同步叠加以及随距离衰减两个因素相互作用的结果.

随着传输距离继续增加, 在天线的中远场区, 当阵列上天线到轴线上最远和最近波程之间的时间延迟 Δt 小于单元天线辐射电磁脉冲的上升沿 τ , 各个阵元到达待测点的时间延迟很小, 对应的

$$\sqrt{z^2 + l^2} - z \leq c\tau \quad (12)$$

各辐射单元辐射的电磁脉冲可以被认为“完全”叠加成为了一个瞬态电磁脉冲, 合成脉冲的叠加效果随距离变化基本保持一致. 则在该区域阵列辐射瞬态电磁脉冲波束宽度保持不变, 和单元天线辐射脉冲的宽度相当, 最终合成脉冲能量随距离 z 的增加平方衰减. 即

$$z \geq \frac{l^2 - c^2 \tau^2}{2c\tau} \quad (13)$$

对应的瞬态电磁脉冲能量传输的快衰减区域.

依据点源近似模型和瞬态电磁脉冲可识别的瑞利判据, (9),(11),(13)式分别定量给出了阵列瞬态电磁脉冲能量传输的不衰减、慢衰减、快衰减段的距离范围, 与文献[22],[24]采用严格电磁理论推出的结果完全相同. 但是, 上述分析表明, 瞬态电磁脉冲的“三段式”传输特性的物理实质源自于各单元电磁脉冲的叠加特性, 而不是区别于连续电磁波传输特性之外的某种“内禀属性”. 无论是连续电磁波还是瞬态电磁脉冲, 它们都遵守经典的麦克斯韦电磁理论. 此外, 上述分析得到的“三段式”传输特性的距离范围是由物理意义得出的理论分析结果, 并不意味着各传输段之间存在明确的“突变点”. 事实上, 各传输段间是连续变化的.

(3) 瞬态电磁脉冲波束的时域方向图. 时域天线频谱分量很丰富, 不同频率成分电磁波的方向图、增益相差很大. 继续沿用频域天线的这些参数既不能方便描述阵列瞬态电磁脉冲波束的空间能量分布, 也很难描写目标区域某点的能量密度. 为此, 依据点源近似模型, 引入时域天线(阵列)的方向图参数, 可以按场分量或功率大小来定义. 对于天线阵列, 定义当与阵面中轴线夹角为 θ 处的电磁脉冲峰值电场(功率峰值), 等于与阵面距离相同的轴线 z 点处电磁脉冲峰值电场的 0.707 倍(功率峰值的一半)时对应的角

度 θ_1 , 为电磁脉冲场分量的半功率波束宽度的一半. 定义电磁脉冲场分量峰值(功率峰值)随 θ 的变化曲线为阵列天线的时域方向图.

根据点源近似模型及瑞利判据, 按场分量定义的半功率波束角宽度应满足

$$\theta_1 \leq \arcsin \frac{cT}{0.707l}. \quad (14)$$

考察(14)式, 在阵列天线布阵方式一定的情况下, 增大阵列口径, 波束宽度减小, 这就很容易理解阵列瞬态电磁脉冲的波束聚焦特性了.

2 阵列瞬态电磁脉冲产生系统

阵列瞬态电磁脉冲产生系统的原理结构如图 2 所示, 其工作原理是: 光电同步控制仪输出两路 TTL 电平信号分别控制激光器与高压脉冲电源的触发时延; 调节光电同步控制仪的触发时延, 使光导开关偏压达到峰值时, 激光器输出激光光束经 1 分 n 路集束光纤分束器分为 n 路激光 (同步精度 ps 量级) 同步激励各光导开关并产生高功率、高稳定性的瞬态电脉冲; 高功率瞬态电脉冲经 Blumlein 倍压传输线作波形整形后给超宽带天线馈电, 并形成高功率的瞬态电磁脉冲波束; 通过超宽带天线接收阵面电磁脉冲并对其传输特性作实验测试.

实验用小型高压脉冲电源^[25]采用回扫变压技术研制. 光电同步控制仪两路 TTL 信号的延时精度 1 μ s, 最大时延 1 ms^[26]. 集束光纤分束器的耦合端头采用正六边形排布方式, 当激光器输出激光光束经光匀化器后耦合进入光纤分束器的激光光能够均匀分布, 各光纤输出光脉冲的时间同步误差不超过 3 ps^[27]. 基于 Blumlein 形成线的 3 mm 缝宽、异面 Rogowski 电极形状的 GaAs 光导开关结构如图 3(a). 改进的 Blumlein 结构如图 3(b), 单层 FR4 衬底材料厚度 1.5 mm, 相对介电常数 $\epsilon_r=4.2$, Blumlein 线在瞬

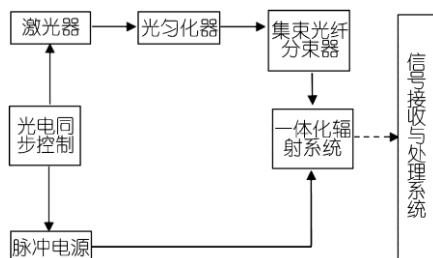


图 2 阵列瞬态电磁脉冲产生系统原理结构图

态电磁脉冲产生系统中同时起到储能(储能电容)、截波(控制电脉冲宽度)、倍压和传输线的作用. 辐射单元系统采用基于 Blumlein 形成线的光导开关与超宽带槽天线一体化的设计方案, 原理结构如图 4 所示. 辐射单元为两层介质结构, 其正面、背面分别加工有双叶槽天线中的一叶, 以及 Blumlein 线的一段微带线; 两层 FR4 介质夹层中加工 Blumlein 线的地板, 地板宽度为微带宽度的 3 倍. 槽天线的输入阻抗与 Blumlein 线的输出阻抗均为 40 Ω ; 以 6 dB 为标准, 一体化天线的辐射带宽为 240 MHz~2 GHz; 中心频点的增益 4 dBi.

图 5(a)给出辐射系统中一个子阵的结构图, 每个子阵包含交错排列的 23 个一体化辐射单元, 子阵口径 $1.8 \times 1.8 \text{ m}^2$; 整个辐射系统由 4×4 个辐射子阵构成一个方形辐射阵面(如图 5(b)).

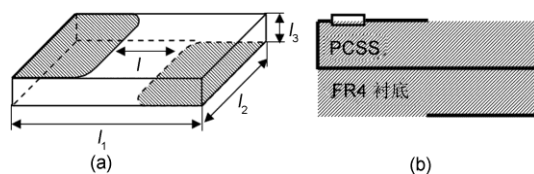


图 3 基于 Blumlein 形成线的光导开关设计
(a)Rogowski 电极结构 PCSS; (b)基于 Blumlein 线的 PCSS

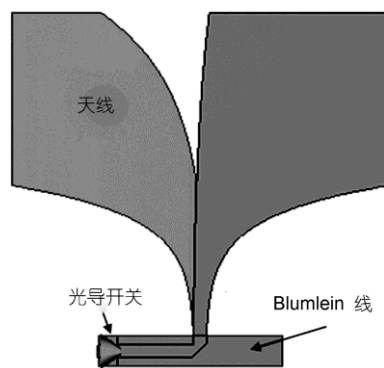


图 4 非对称结构一体化天线

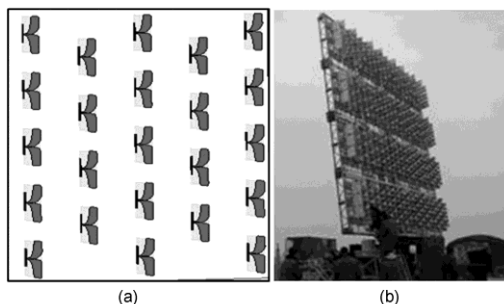


图 5 瞬态电磁脉冲波束产生系统系统
(a)辐射系统的一个子阵; (b)辐射系统的辐射阵面

3 实验测试与分析

3.1 瞬态电磁脉冲波形参数测试与分析

根据点源近似模型,随着轴线测试点 z 值的增加,由阵面中心沿半径向外的单元天线辐射的瞬态电磁脉冲间的波程差逐渐减小,并以此叠加进入一个不可分辨的合成电磁脉冲.这样,测试轴线上辐射电磁脉冲波形的脉冲宽度,必然出现合成电磁脉冲脉宽由宽变窄,并最终逼近单元天线辐射电磁脉冲的脉宽这样的实验现象.

对图5所示实验系统,图6的实验测试结果表明:在 $z=50$ m附近的轴线距离范围内,接收到的瞬态电磁脉冲脉宽迅速减小;随着轴线距离进一步增大,脉冲宽度逐步减小并趋于单元天线辐射电磁脉冲的脉宽1.8 ns($z>100$ m后的典型接收波形如图6(a)所示).图6(b)给出了采用点源近似模型计算的图5所示实验系统在不同 z 点接收到的脉冲波形变化情况;图6(c)给出了图5所示368天线阵列轴线上合成电磁脉冲脉宽随距离变化的实验测试结果和采用点源近似模型计算得到的相应数值结果.在 $z>100$ m的远场区,理论计算和实验测试结果较好符合,这证实了用点源近似模型分析阵列天线辐射电磁脉冲脉宽参数的有效性;在轴线上30~50 m范围内两者差别较大,这可能与单元天线在E面或H面的不同方位,辐射的时域脉冲波形并不相同(理论计算时未考虑这一因素);近距离点各单元天线的幅值抖动和触发时间抖动对时间同步合成的影响较大;辐射阵面与接收天线之间存在耦合效应以及计算时采用阵列天线口径的几何尺寸而非有效口径尺寸等因素有关.

3.2 能量传输特性的实验测试与分析

图7给出了图5所示实验系统轴线能量随距离变化的实验测试结果和采用点源近似模型给出的理论计算结果.图7表明:(1)阵列瞬态电磁脉冲轴线能量随距离的变化规律的确呈现不衰减、慢衰减和快衰减的“三段式”传输特性;(2)实验测得阵列瞬态电磁脉冲的不衰减段、慢衰减段和快衰减段的距离范围,与采用点源近似模型给出的(9),(11),(13)式计算结果在误差范围内较好符合(电磁脉冲波形采用高斯函数拟合,脉宽 $T=1.8$ ns,天线阵列的实际口径 $2l=7.8$ m);阵列瞬态电磁脉冲进入快衰减距离段后,理论结果能量应该按平方反比衰减,而实验测试结果能量随

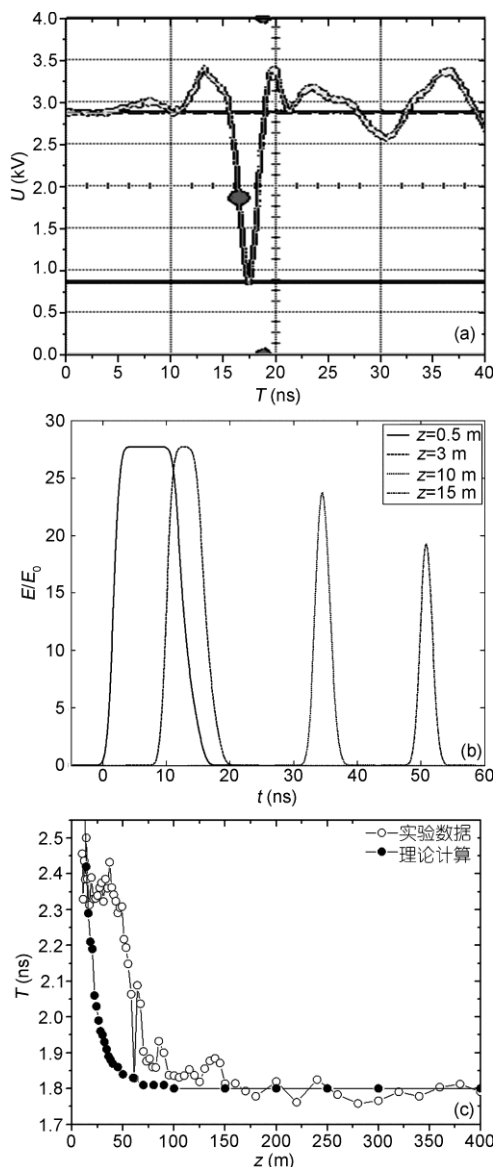


图6 瞬态电磁脉冲脉宽随距离的变化

(a) $z=100$ m处天线接收电磁脉冲波形; (b) 阵列轴线不同 z 点脉冲波形; (c) 电磁脉冲脉宽随距离变化

距离按 z^{-3} 甚至更快速的衰减,这可以由远场区的地面反射(如图8所示)加以合理解释.

设单元天线辐射电磁脉冲波形函数为 $E_0(z)$,天线辐射的电磁波经地面某点反射后传输至接收天线的时域波形为 $E_1(z)$.考虑反射时的半波损失效应,则接收天线接收到时域波形函数为

$$E(z) = E_0(z) - E_1(z) = \frac{E_0}{z} \exp\left[-\alpha\left(t - \frac{z}{c}\right)^2\right] - \frac{E_0}{(r_1 + r_2)} \exp\left[-\alpha\left(t - \frac{r_1 + r_2}{c}\right)^2\right], \quad (15)$$

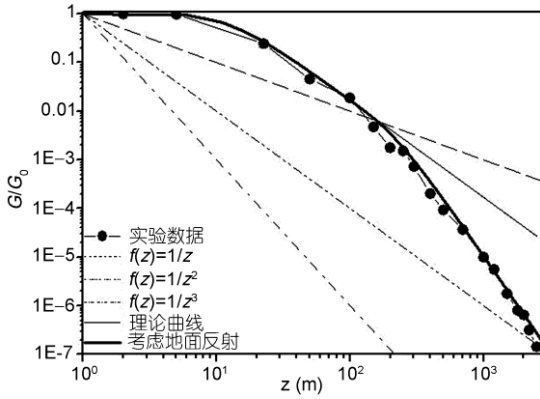


图7 瞬态电磁脉冲能量传输特性实验测试与分析

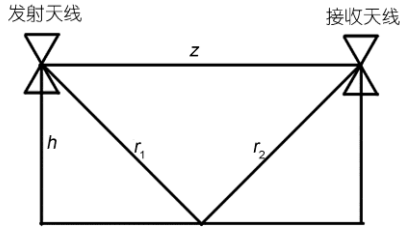


图8 地面反射对波形的影响

其中, h 为天线距地面的高度,

$$r_1 = r_2 = \sqrt{\left(\frac{z}{2}\right)^2 + h^2}.$$

设 $t=t_0$ 时对应(15)式的极值点, 依据(15)式可知 t_0 应满足如下的关系式

$$\frac{2r_1}{z} \frac{t_0 c - z}{t_0 c - 2r_1} = e^{-\frac{4ah^2}{c^2}} e^{\frac{4ah^2 t_0}{zc}}. \quad (16)$$

当 $z \gg l$, $z - 2r_1 \rightarrow 0$ 时对(15)式进行化简可以得到

$$\frac{E(z)}{E_0} = \frac{1}{z} \left(1 - e^{-\frac{4ah^2}{c^2}} e^{\frac{4ah^2 t}{zc}}\right). \quad (17)$$

$t=t_0$ 时, 将(16)式代入上式可得

$$\frac{E(z)}{E_0} = \frac{1}{z} \left(1 - \frac{2r_1}{z} \frac{t_0 c - z}{t_0 c - 2r_1}\right). \quad (18)$$

如果认为 $(t_0 c - z)/(t_0 c - 2r_1) \approx 1$ 时, 可以得到

$$\frac{G(z)}{G(0)} \propto \left[\frac{E(z)}{E_0}\right]^2 \approx \frac{4h^4}{z^6}. \quad (19)$$

(18),(19)式表明, 在存在地面反射情形下, 阵列瞬态电磁脉冲随距离 z 的衰减要快于 z^2 , 甚至可以达到 z^6 , 这正是图7测试到 z^{-3} 衰减的原因, 也可以解释其他文献测试到的 z^{-4} 衰减规律. 考虑到(18)式中 $E(z)/E_0$

对 t_0 取值敏感, 图7同时给出了依实验系统参数和(15)式的数值计算结果, 可见数值计算与实验测试结果很好符合, 表明瞬态电磁脉冲能量随传输距离变化出现 z^{-3} 甚至更快的衰减, 可以用地面反射加以解释.

3.3 瞬态电磁脉冲波束聚焦特性的实验测试与分析

文献[21]对瞬态电磁脉冲的波束聚焦特性作了详细的解析分析和数值计算. 由于阵列瞬态电磁脉冲的时域波束宽度, 直接决定冲激雷达的角向分辨率, 因而瞬态电磁脉冲的波束聚焦特性的实验测试至关重要.

在图5(b)所示的实验系统中, 实验测试了辐射阵面 H 面的时域方向图. 实验测试时, 接收天线距地面高度与辐射阵面距地面高度相同; 以辐射阵面轴线为中心轴, 在与中心轴垂直、与辐射阵面平行的直线上, 从轴线点开始, 沿阵面右侧, 每间距相同距离测试一组数据. 实验测试结果以及由点源近似模型计算得到的理论计算结果如图9所示(限于实验条件, 未对辐射阵面的 E 面时域方向图作测试). 图9表明: 阵面辐射的电磁脉冲波束的时域宽度远小于单元天线辐射电磁波束的时域角宽度; 阵面辐射电磁波束的时域角宽度与理论计算结果在误差范围内较好符合, 这就验证了阵列瞬态电磁脉冲的波束聚焦特性, 也再次验证了采用点源近似模型计算阵列瞬态电磁脉冲参数的合理性与正确性.

4 结论

论文研究工作表明: (1) 阵列瞬态电磁脉冲的确

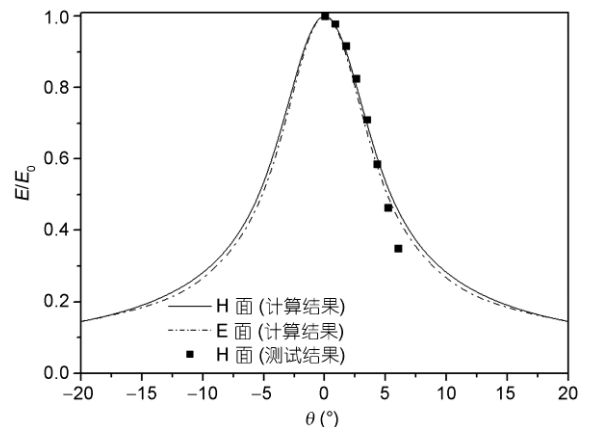


图9 368阵元天线阵时域方向图理论与实验测试结果

具有不衰减、慢衰减和快衰减的“三段式”能量传输特性,但其物理实质是瞬态电磁脉冲场分量在空间叠加的结果,而不是具有区别于连续电磁波之外的某种特殊的内禀属性;(2) 阵列瞬态电磁脉冲的确具有

波束聚焦特性;(3) 基于瞬态电磁脉冲的点源近似模型,可作为计算弱耦合条件下,大阵元数天线阵列辐射电磁脉冲波束参数的简洁、实用模型;相关参数的计算结果可以较好地与实验测试结果符合。

参考文献

- 1 Rao S M, Time Domain Electromagnetics. San Diego: Academic Press, 1999
- 2 Nicolson A M, Bennettjr C L, La-mensdorf D, et al. Applications of time-domain metrology to the automation of broad-band microwave measurements. IEEE Trans Microwave Theory Tech, 1972, 20: 3–9
- 3 Auston D H. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon. Appl Phys Lett, 1975, 26: 101–103
- 4 杨宏春, 阮成礼, 张克迪, 等. 线性 GaAs 光电导开关的饱和参数研究. 科学通报, 2008, 53: 1516–1522
- 5 刘鸿, 阮成礼. 本征砷化镓光导开关中的流注模型. 科学通报, 2008, 53: 2181–2185
- 6 Wu M H, Zheng X M, Ruan C L, et al. Photoresistances of semi-insulating GaAs photoconductive switch illuminated by 1.064 μ m laser pulse. J Appl Phys, 2009, 106: 023101
- 7 Suen J Y, Li W, Taylor Z D, Brown E R. Characterization and modeling of a terahertz photoconductive switch. Appl Phys Lett, 2010, 96: 141103
- 8 孙云卿, 杨宏春, 吴明和, 等. 微带型光导开关的电压转换效率. 强激光与粒子束, 2010, 22: 2378–2382
- 9 Doğan S, Teke A, Huang D, et al. 4H-SiC photoconductive switching devices for use in high-power applications. Appl Phys Lett, 2003, 82: 3107–3109
- 10 Allen O E, Hill D A, Ondrejka A R. Time-domain antenna characterizations. IEEE Trans Electromagn Compat, 1993, 35: 339–346
- 11 Shlivinski A, Heyman E, Kastner R. Antenna Characterization in the Time Domain. IEEE Trans Antenna Propagat, 1997, 45: 1140–1149
- 12 Brittingham J N. Focus wave modes in homogeneous Maxwell's equations: Transverse electric mode. J Appl Phys, 1983, 54: 1179–1189
- 13 Wu T T. Electromagnetic missiles. J Appl phys, 1985, 57: 2370–2373
- 14 Wang G, Wang W B, Liang C H. Beam characteristics of short-pulse radiation with electromagnetic missile effect. J Appl Phys, 1998, 83: 5040–5044
- 15 Shen H M. Electromagnetic missiles from a nonuniform aperture field. Proc SPIE, 1990, 1226: 278–289
- 16 Louberiel G M, Aurand J F, Dension G J, et al. Optically-activated GaAs switches for ground penetrating radar and firing set applications. In: 12th IEEE International Pulsed Power Conference, 1999 June 27–30, Monterey, CA. 1999. 673–676
- 17 Islam N E, Schamiloglu E, Fleddermann C B. Characterization of a semi-insulating GaAs photoconductive semiconductor switch for ultrawide band high power microwave applications. Appl Phys Lett, 1998, 73: 1998–1990
- 18 Krökel D, Grischowsky D, Ketchen M B. Subpicosecond electrical pulse generation using photoconductive switches with long carrier lifetimes. Appl Phys Lett, 1989, 54: 1046–1047
- 19 David M, Michael D U, Ronald M G, et al. Conductive versus capacitive coupling for cell electroporation with nanosecond pulses. J Appl Phys, 2009, 106: 074701
- 20 Chalise P R, Perni S, Shama G, et al. Lethality mechanisms in Escherichia coli induced by intense sub-microsecond electrical pulses. Appl Phys Lett, 2006, 89: 153902
- 21 Yang H C, Ruan C L, Lin W T. Beam scanning and decaying property of linear element planar antenna array. Chinese J Radio Sci, 2003, 18: 496–501
- 22 杨宏春, 阮成礼, 林维涛. 脉冲波形对其轴线能量传播特性影响的研究. 电子与信息学报, 2003, 25: 1430–1435
- 23 Yang H C, Cui H J, Ruan C L, et al. High power, longevity gallium arsenide photoconductive semiconductor switches. Chinese Sci Bull, 2010, 55: 1331–1337
- 24 孙云卿, 杨宏春. 瞬态电磁脉冲能量传输特性的物理实质. 电波科学学报, 2010, 25: 323–329
- 25 吴明和, 阮成礼, 杨宏春, 等. 用回扫变压器赋能的光导开关功率辐射系统. 高电压技术, 2007, 33: 143–145
- 26 曾刚, 杨啸林, 杨宏春. 一种全数字延时触发器设计. 实验科学与技术, 2008, 6: 3–4
- 27 Ruan C, Zhao W, Liu B, et al. Laser distribution by optical fiber bundle in the ultra-wideband antenna array. Opt Eng, 2008, 47: 1–6