

线元天线阵列波束扫描研究¹

杨宏春 阮成礼* 裴俊**

(电子科技大学应用物理系 成都 610054)

* (电子科技大学应用物理研究所 成都 610054)

** (四川机电职业技术学院教务处 攀枝花 617000)

摘要 由电磁场理论给出了平面线元天线阵列辐射的瞬态电磁脉冲沿径向坡印亭矢量时间积分的解析解及数值解结果, 并利用物理光学理论对所得结果作了对比分析, 得到结论: (1) 线元天线阵列辐射问题可以简洁地由光栅方程求解; (2) 被约束波束的坡印亭矢量时间积分的最大值与阵元数目的平方成正比; (3) 保持同一列辐射器元馈电同步, 而沿行方向依次作适当馈电时间延迟, 可有效将波束控制在预期的很小角域内; (4) 保持扫描的半角宽度 δ_φ , 线元天线阵列有确定的波束扫描角范围。

关键词 线元天线阵列, 电磁脉冲, 径向能量, 波束扫描

中图分类号 TN820

1 引言

平面阵列天线不仅可以具有比单元天线更为优良的慢衰减特性, 而且可以实现对电磁波束的有效控制, 从而使得阵列天线在军事和民用两方面具有广阔的应用前景。考虑到至今为止很少有关于阵列天线瞬态脉冲波束扫描的深入研究, 本文研究了 $m \times m$ 线元天线阵列的波束扫描特性。

2 线元阵列天线波束扫描公式

电动力学给出用矢量位表示的电磁场的波动方程为

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \mu\epsilon \partial^2 \mathbf{A} / \partial t^2 = -\mu \mathbf{J} \quad (1)$$

微分方程频域形式解为

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}', \omega) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{V'} \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', \omega)}{R} e^{-ikR} dV' \quad (2)$$

其中 $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, 即观察点 \mathbf{r} 与激励源 \mathbf{r}' 之间的距离。如果 \mathbf{A} 只有一个分量 A_x , 则电磁场分量成为

$$E_x = [i/(\omega\mu\epsilon)][(\partial^2 A_x / \partial y^2) + (\partial^2 A_x / \partial z^2)], \quad H_x = 0 \quad (3)$$

$$E_y = [1/(i\omega\mu\epsilon)](\partial^2 A_x / \partial x \partial y), \quad H_y = (1/\mu)(\partial A_x / \partial z) \quad (4)$$

$$E_z = [1/(i\omega\mu\epsilon)](\partial^2 A_x / \partial x \partial z), \quad H_z = -(1/\mu)(\partial A_x / \partial y) \quad (5)$$

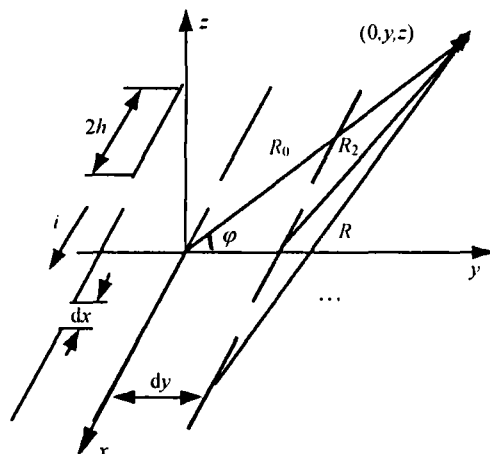
如图 1 所示 $m \times m$ 直线段线元天线阵列, 其中 $h=0.05\text{m}$, $dx=dy=0.1\text{m}$, $\varphi_0 = 60^\circ$, $d=dx+2h$ 。设每一直线段阵列元各点有沿 x 方向的同步时变电流馈电

$$\mathbf{J}(x', y', z', t) = \begin{cases} \mathbf{e}_x \delta(z') f(t), & \text{天线有电流区域} \\ 0, & \text{天线无电流区域} \end{cases} \quad (6)$$

对时变电流作傅里叶变换

¹ 2001-09-18 收到, 2002-04-18 改回

部级预研基金项目 (5143502010Z02); 国家 863 创新基金 (2002AA837030)

图1 $m \times m$ 平面线元天线阵列

$$\mathbf{J}(x', y', z', \omega) = \begin{cases} \mathbf{e}_x \delta(z') F(\omega), & \text{天线有电流区域} \\ 0, & \text{天线无电流区域} \end{cases} \quad (7)$$

其中

$$\mathbf{J}(x', y', z', \omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{J}(x', y', z', t) e^{-i\omega t} dt, \quad F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (8)$$

令

$$R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}, \quad R_2 = (y-y')^2 + z^2, \quad R_0 = \sqrt{y^2 + z^2} \quad (9)$$

由(3)~(9)式, $(0, y, z)$ 点非零电磁场分量的频域表式为

$$E_x = \frac{F(\omega)}{4\pi\epsilon\omega} \int_{\Sigma'} k \left[\frac{2}{R^2} - \frac{3[(y-y')^2 + z^2]}{R^4} \right] - i \left[\frac{2 + k^2[(y-y')^2 + z^2]}{R^3} - \frac{3[(y-y')^2 + z^2]}{R^5} \right] e^{-ikR} dx' \quad (10)$$

$$E_y = -\frac{iF(\omega)}{4\pi\epsilon\omega} \int_{\Sigma'} (x-x')(y-y') \left[\left[\frac{3}{R^5} - \frac{k^2}{R^3} \right] + \frac{3ik}{R^4} \right] e^{-ikR} dx' \quad (11)$$

$$E_z = -\frac{iF(\omega)}{4\pi\epsilon\omega} \int_{\Sigma'} z(x-x') \left[\left[\frac{3}{R^5} - \frac{k^2}{R^3} \right] + \frac{3ik}{R^4} \right] e^{-ikR} dx' \quad (12)$$

$$H_y = -\frac{F(\omega)}{4\pi} \int_{\Sigma'} z \left[\frac{1}{R^3} + \frac{ik}{R^2} \right] e^{-ikR} dx' \quad (13)$$

$$H_z = \frac{F(\omega)}{4\pi} \int_{\Sigma'} (y-y') \left[\frac{1}{R^3} + \frac{ik}{R^2} \right] e^{-ikR} dx' \quad (14)$$

对应电磁场分量的时域表达式为

$$E_x = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_{\Sigma'} \left\{ \frac{1}{c} \left[\frac{2}{R^2} - \frac{3R_2}{R^4} \right] f \left[t - \frac{R}{c} \right] + \left[\frac{2}{R^3} - \frac{3R_2}{R^5} \right] \times \int_{-\infty}^{\tau - \frac{R}{c}} f \left[\tau - \frac{R}{c} \right] d\tau - \frac{R_2}{R^3 c^2} \frac{d}{dt} f \left[t - \frac{R}{c} \right] \right\} dx' \quad (15)$$

$$E_y = \int_{\Sigma'} \frac{(x-x')(y-y')}{4\pi\epsilon} \left\{ \frac{3}{R^4 c} f \left[t - \frac{R}{c} \right] + \frac{3}{R^5} \int_{-\infty}^{+\infty} f \left[\tau - \frac{R}{c} \right] d\tau + \frac{1}{R^3 c^2} \frac{d}{dt} f \left[t - \frac{R}{c} \right] \right\} dx' \quad (16)$$

$$E_z = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_{\Sigma'} z(x-x') \left\{ \frac{3}{R^4 c} f \left[t - \frac{R}{c} \right] + \frac{3}{R^5} \int_{-\infty}^{+\infty} f \left[\tau - \frac{R}{c} \right] d\tau + \frac{1}{R^3 c^2} \frac{d}{dt} f \left[t - \frac{R}{c} \right] \right\} dx' \quad (17)$$

$$H_y = -\frac{z}{4\pi} \int_{\Sigma'} \left\{ \frac{1}{R^3} f \left[t - \frac{R}{c} \right] + \frac{1}{R^2 c} \frac{d}{dt} f \left[t - \frac{R}{c} \right] \right\} dx' \quad (18)$$

$$H_z = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma'} (y-y') \left\{ \frac{1}{R^3} f \left[t - \frac{R}{c} \right] + \frac{1}{R^2 c} \frac{d}{dt} f \left[t - \frac{R}{c} \right] \right\} dx' \quad (19)$$

于是, 平面线元天线阵列在空间 $(0, y, z)$ 点坡印亭矢量时间积分为

$$G(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{t} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\left(\sum E_y \cdot \sum H_z - \sum E_z \cdot \sum H_y \right) i - \left(\sum E_x \cdot \sum H_z \right) j + \left(\sum E_x \cdot \sum H_y \right) k \right] dt \quad (20)$$

沿 R 方向平面线元天线阵列在空间 $(0, y, z)$ 点坡印亭矢量时间积分为

$$G_R = \frac{1}{R} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[(E_{sy} H_{sz} - E_{sz} H_{sy})(x-x') - E_{sx} H_{sz}(y-y') + E_{sx} H_{sy} z \right] dt \quad (21)$$

其中

$$E_{sx} = \sum E_x, \quad E_{sy} = \sum E_y, \quad E_{sz} = \sum E_z, \quad H_{sy} = \sum H_y, \quad H_{sz} = \sum H_z \quad (22)$$

(22) 式表示各单元线元辐射器在各坐标轴方向上电磁分量的总和。

3 计算结果及讨论

设计图 1 所示线元天线阵列沿 x 方向辐射电磁波为满足 (23) 式的等腰梯形脉冲波 (如图 2)^[1], $m \times m$ 线元阵列空间排布参数如图 1 所示。

$$f(t) = \begin{cases} t/t_1, & 0 < t \leq t_1 \\ 1, & t_1 < t \leq t_1 + t_0 \\ (-t + 2t_1 + t_0)/t_1, & t_0 + t_1 < t \leq t_0 + 2t_1 \\ 0, & t < 0, t > t_0 + 2t_1 \end{cases} \quad (23)$$

现保持沿 x 方向的同一列线元的馈电时刻同步, 而沿 y 方向从 $(m-1)/2$ 至 $-(m-1)/2$ 依次作时间延迟

$$\tau = (dy/c) \cos \varphi_0 \quad (24)$$

其中 φ_0 为任意给定值。

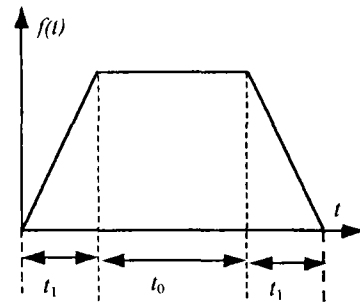


图 2 脉冲时变电流的波形

图 3 至图 4 是在 yz 平面内, 依 (21) 式对沿径向 (R_0 方向) 电磁辐射的坡印亭矢量时间积分的角分布数值解结果。考虑到由电磁场理论得到的波束扫描公式 (21) 式不能解析求解, 也得不到简洁、直观的经验公式, 且计算量较大, 不利于阵列天线的设计与研究。事实上, 阵列天线径向能量辐射与计算光栅光强情形类似, 为此, 我们类比物理光学的干涉、衍射理论, 尝试采用光栅方程求解该问题, 希望得到简洁、直观、精确的计算公式。下述分析表明, 由 (21) 式得到的计算机数值计算结果与利用光的干涉、衍射理论所作的简单解析分析得到的结果符合得很好。下面主要用光栅方程讨论或解释由 (21) 式得到的数值结果。

3.1 线元阵列在 yz 平面的光强扫描分析 依光的干涉、衍射理论, 图 1 所示线元阵列径向电磁辐射的坡印亭矢量时间积分可认为来自如下两方面的贡献: (a) 沿 x 方向的同一列 $L(L = m)$ 个线元对观察点坡印亭矢量时间积分的贡献, 该贡献包括 L 个线元之间的干涉和每一线元在观察点的衍射作用; (b) 将沿 x 方向的同一列线元作为一个整体, 再考虑沿 y 方向 m 列这样的整体对观察点光强的贡献, 此时, 只考虑这 m 列线元之间的干涉作用。

对贡献 (a), 依光的干涉、衍射理论, 容易得到光强的计算公式为^[2]

$$I_x = I_0 [\sin \alpha / \alpha]^2 [\sin(L\delta_x/2) / \sin(\delta_x/2)]^2 \quad (25)$$

其中

$$\delta_x = (2\pi/\lambda)d \sin \theta, \quad \alpha = (2\pi h/\lambda) \sin \theta \quad (26)$$

考虑到对 yz 平面的观察点 $(0, y, z)$, 衍射角 $\theta = 0$, 衍射因子 $(\sin \alpha / \alpha)^2 = 1$, 于是, (24) 式取得最大值:

$$I_{x \max} = \lim_{\theta \rightarrow 0} [\sin(L\delta_x/2) / \sin(\delta_x/2)]^2 I_0 = L^2 I_0 \quad (27)$$

I_0 为单个线元衍射光谱光强的最大值。类似地, 对贡献 (b), 因只考虑 m 列线元的干涉作用, 有

$$I_y = I_{x \max} [\sin(m\delta_y/2) / \sin(\delta_y/2)]^2 \quad (28)$$

其中

$$\delta_y = (2\pi/\lambda)dy (\cos \varphi_0 - \cos \varphi) \approx (2\pi/\lambda)dy \sin \varphi_0 \cdot \delta\varphi, \quad \varphi \rightarrow \varphi_0 \quad (29)$$

上式中所作近似可从两方面理解: 其一, 光栅的主极大谱线的角宽度是很小的; 其二, 由 (21) 式得到的数值结果表明, 作该近似是合理的。当 $\varphi = \varphi_0$ 时,

$$I_{y \max} = \lim_{\theta \rightarrow 0} [\sin(L\delta_y/2) / \sin(\delta_y/2)]^2 I_{x \max} = L^2 m^2 I_0 = m^4 I_0 \quad (30)$$

结论 1 保持沿 x 方向同一列线元馈电同步, 而沿 y 方向从 $(m-1)/2$ 至 $-(m-1)/2$ 依次作馈电时间延迟: $\tau = (dy/c) \cos \varphi_0$, 则当 $\varphi = \varphi_0$ 时, 线元阵列坡印亭矢量时间积分的最大值与线元数目的平方成正比。

这一结果与由 (22) 式进行的数值解结果符合得较好 (如图 3), 也与文献 [3-5] 在处理类似问题所得的结论相一致。这一结果有非常重要的意义, 设每一辐射元辐射的能量为 G , 则对 $m \times m$ 阵列天线而言, 在 $\varphi = \varphi_0$ 处, 扫描波束的最大能量达到 $m^4 G$, 这极大地提高了辐射效率。

3.2 线元阵列在 yz 平面的光谱线半角宽度分析 谱线的半角宽度: 定义 $I = \beta I_{y \max}$ 时对应的 $\delta\varphi$ 为谱线的半角宽度。于是有

$$[\sin(m\delta_y/2) / \sin(\delta_y/2)]^2 = \beta m^2 \quad (31)$$

将上式级数展开并作近似, 得

$$\delta_y = (1/m)\sqrt{24(1-\sqrt{\beta})} \quad (32)$$

结合 (29) 式, 有

$$\delta_\varphi = (1/2\pi)\sqrt{24(1-\sqrt{\beta})}[\lambda/(mdy \sin \varphi_0)] \quad (33)$$

令

$$\lambda = cT, \quad T \equiv t_1 + t_0, \quad \beta = e^{-1} \quad (34)$$

则上式可记为

$$\delta_\varphi = 0.49\lambda/(mdy \sin \varphi_0) \quad (35)$$

这一结论与数值解结果符合得较好, 如图 3。例: 对 $m = 11$, $T = 60\text{ps}$, $\delta\varphi = 0.53^\circ$ 。对 $m = 9$, $T = 60\text{ps}$, $\delta\varphi = 0.648^\circ$ 。对 $m = 5$, $T = 60\text{ps}$, $\delta\varphi = 1.16^\circ$ 。

由 (33) 式, 在具体应用中保持谱线的半角宽度 δ_φ 恒定, 则阵列天线辐射的电磁波束在空间有效扫描角范围为

$$|\sin \varphi_0| \geq 0.49\lambda/(mdy\delta_\varphi) \quad (36)$$

结论 2 保持沿 x 方向同一列线元馈电同步, 而沿 y 方向从 $(m-1)/2$ 至 $-(m-1)/2$ 依次作馈电时间延迟:

$\tau = (dy/c) \cos \varphi_0$, 则在 $\varphi = \varphi_0$ 附近, 线元阵列坡印亭矢量时间积分的半角宽度满足 (35) 式。

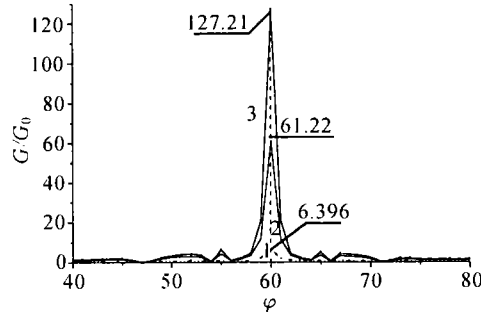


图 3 不同 $m \times m$ 线元阵列在相同点的最大光强数值解结果
 $t_0 = 50\text{ps}$, $t_1 = 10\text{ps}$, $\varphi_0 = 60^\circ$, $g_0 = 10^{-8}$
1: $m = 5$, $R_0 = 500\text{m}$ 2: $m = 9$, $R_0 = 500\text{m}$ 3: $m = 11$, $R_0 = 500\text{m}$

保持 δ_φ 恒定, 则阵列天线辐射的电磁波束在空间有效扫描角范围由 (36) 式确定。

上述分析表明, 对线元阵列天线, 适当对各线元馈电时间作延迟, 可以达到波束扫描的目的。

同时, 线元天线阵列波束扫描的相关指标可以通过简洁的光的干涉、衍射理论加以分析或计算, 这样, 不仅可解决线元天线阵列波束扫描的复杂数学计算困难, 同时, 也对面元阵列天线波束扫描计算或估计提供了方向。

顺便提及, 由线元阵列谱线最大强度随距离变化的数值解结果, 再一次证明慢衰减电磁波具有良好的慢衰减特性 (坡印亭矢量时间积分随距离的衰减慢于 R^{-2} 衰减), 如图 4。

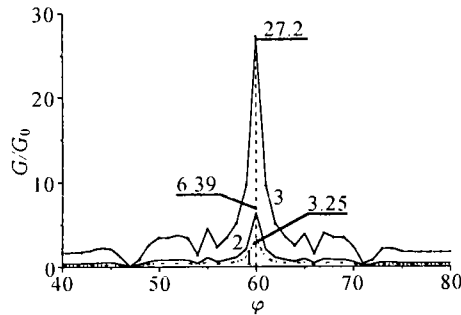


图 4 $m \times m$ 线元天线阵列谱线最大强度随距离的变化
 $t_0 = 50\text{ps}$, $t_1 = 10\text{ps}$, $\varphi_0 = 60^\circ$, $g_0 = 10^{-8}$
1: $m = 5$, $R_0 = 1000\text{m}$ 2: $m = 5$, $R_0 = 500\text{m}$ 3: $m = 5$, $R_0 = 100\text{m}$

参 考 文 献

- [1] 阮成礼, 万长华, 电磁导弹的波形条件, 科学通报, 1990, 36(10), 738-741.
- [2] 谢兴盛, 袁心平, 张涛, 大学物理教程, 成都, 电子科技大学出版社, 1997. 11, 167-168.
- [3] J. M. Myers, T. T. Wu, Electromagnetic missiles from currents on fractal sets, Proc. SPIE, 1990, 1226, 314-323.
- [4] R. W. Ziolkowski, Localized transmission of electromagnetic energy, Phys. Rev. A, 1989, 39(4), 2005-2033.
- [5] H. F. Harmuth, Radar equation for nonsinusoidal waves, IEEE Trans. on EMC 1989, 31, 138-147.

THE STUDY OF BEAM SCANNING FOR
LINEAR ELEMENT PLANAR ANTENNA ARRAY

Yang Hongchun Ruan Chengli* Pei Jun**

*(Dept. of Applied Physics, Univ. of Electronic Technology of China, Chengdu 610054, China)***(Inst. of Applied Physics, Univ. of Electronic Technology of China, Chengdu 610054, China)**** (Dean's office, Sichuan Electro-mechanical Vocational College, Panzhihua 617000, China)*

Abstract Based on electromagnetic theory, the analytical and numerical results of radial energy of linear element planar antenna array excited by electromagnetic pulse are offered at first, then, by analyzing the results with the interference and the diffraction theories, following conclusions are got: (1) The electromagnetic radiation problem of plane linear element planar antenna array can be solved by grating equation concisely. (2) The maximum energy of bounded beam is proportional to the square of the number of element of antenna array. (3) Keeping the same line elements of antenna array feeding at the same time while each row successive postpone properly, the beam can be restrained within the expected area. (4) The effective scanning angle range depends on the given half angle width.

Key words Linear element antenna array, Electromagnetic pulse, Radial energy, Beam scanning

杨宏春: 男, 1969年生, 博士生, 讲师, 发表论文10余篇, 从事电磁场与微波技术研究.

阮成礼: 男, 1944年生, 博士, 教授, 博士生导师, 发表论文180余篇, 从事电磁场与微波技术研究.

裴俊: 男, 1966年生, 硕士生, 讲师, 四川机电职业技术学院教务处工作.