

抑制穿过具有倾斜角度的介质探测成像时产生的寄生干涉条纹现象

刁其龙 黄春琳[†]

(国防科技大学电子科学与工程学院遥感信息处理实验室, 长沙 410073)

(2012年6月11日收到; 2012年7月31日收到修改稿)

进行穿透扫描探测实验时, 在回波图像中发现了由于介质具有倾斜角度产生的周期性干涉条纹, 这种干涉条纹对介质后或者介质中的目标成像有严重影响. 研究表明, 这种干涉条纹主要由介质表面反射波及透射后的层面反射波引起. 文中建立点源辐射模型分析干涉条纹现象的形成机理, 推导出薄层介质的干涉条纹间距表达式. 考虑到天线的影响, 建立了角锥喇叭天线近场模型, 并且基于该模型进行精确的电磁仿真. 商用软件 Computer Simulation Technology 的电磁仿真结果与 MATLAB 程序的数字计算结果进一步验证了干涉条纹的成因分析及其与介质倾斜角度的关系. 从推导的薄层介质干涉条纹间距表达式可以看出, 干涉条纹间距与介质倾斜角度有关, 控制影响条纹间距的因素, 可以抑制干涉条纹现象, 从而达到提高目标分辨率和成像质量的效果.

关键词: 干涉条纹, 连续波, 倾斜角度

PACS: 02.10.-v, 41.20.-q, 41.20.Jb

1 引言

利用不同频率的电磁波对介质板后的目标进行面扫描, 以研究介质对成像探测的影响. 在研究中发现不同位置的反射波会出现干涉叠加, 在回波图像上产生干涉条纹. 该干涉条纹能量强, 会抑制甚至覆盖目标回波, 影响目标的成像效果, 这对相关探测设备的性能有较大影响. 如对衣服下枪支和匕首的毫米波成像探测设备^[1], 应用于材料损伤检测、安全检测和建筑物勘察的全息成像雷达图像^[2], 以及对地下目标进行成像探测的全息探地雷达^[3].

这种干涉条纹现象目前尚未见文献报道, 相关的文献介绍了一些干涉现象, 如 SAR 雷达成像结果的相干斑^[4-6]、粗糙介质表面造成的主动毫米波雷达图像斑纹^[7]、随机介电表面的近场光学相干斑^[8,9]等. 这些相干斑纹主要由介质表面的反射引起, 由于介质表面的非均匀分布造成了在不同位置的散射点产生的电磁回波相干叠加, 在成像结果

中往往表现为位置随机变化的斑块或条斑. 本文研究发现的干涉条纹是由介质上表面和下表面的反射引起, 涉及介质的反射与透射, 以及电磁波在介质中的传播, 在成像处理之前的原始回波图像上即可观察到周期性变化的条斑, 因此, 两者的形成机理和现象都不同.

本文对干涉条纹现象及其形成机理进行研究及探讨, 第2节借鉴光学等倾干涉原理^[10-13], 分析电磁波的干涉条纹现象; 第3节利用 Computer Simulation Technology(CST) 仿真软件和 MATLAB 编程构建点源辐射模型, 对不同倾斜角度介质板的干涉条纹现象进行电磁仿真和数值计算研究; 第4节研究干涉条纹与波长、介质几何尺寸、介质电磁参数之间的关系, 推导出电磁波干涉条纹的间距公式; 第5节是结论.

2 干涉条纹现象

穿透探测实验系统采用了一对角锥喇叭天线作为发射和接收天线, 设计制作了精确

[†] E-mail: hclg@163.com

移动装置, 移动天线进行二维平面扫描. 探测对象为不同厚度的介质板, 材质为 ABS (acrylonitrile butadiene styrene) 工程塑料, 尺寸为 500 mm(长)×500 mm(宽). 实验频率选在低于 50 GHz 的电磁波波段, 以确保其穿透性. 当介质面与天线口面平行放置时, 扫描的回波图像较均匀, 没有亮条纹或亮斑块出现. 当介质板倾斜时, 回波图像出现亮暗相间的有规律条纹, 如图 1 所示, 其中图 1(a) 和 (b) 是 10 mm 厚度介质板在 10° 和 20° 两种倾斜角的原始回波幅度图像, 图 1(c)

和 (d) 是 50 mm 厚度介质板在 10° 和 20° 两种倾斜角的原始回波幅度图像. 采用不同频率的电磁波进行扫描, 回波图像都出现了这种有规律的条纹.

实验选用的 ABS 塑料介质均匀性很好, 介质内部不会引起明显的后向散射, 扫描的主要回波来自介质上表面和下表面的反射. 由于介质板表面做过处理, 光滑平整, 表面粗糙度远小于波长, 介质上表面的电磁波反射并不会形成相干斑或相干条纹. 由此推断出条纹应是上表面和下表面反射相干叠加形成的, 故称之为干涉条纹.

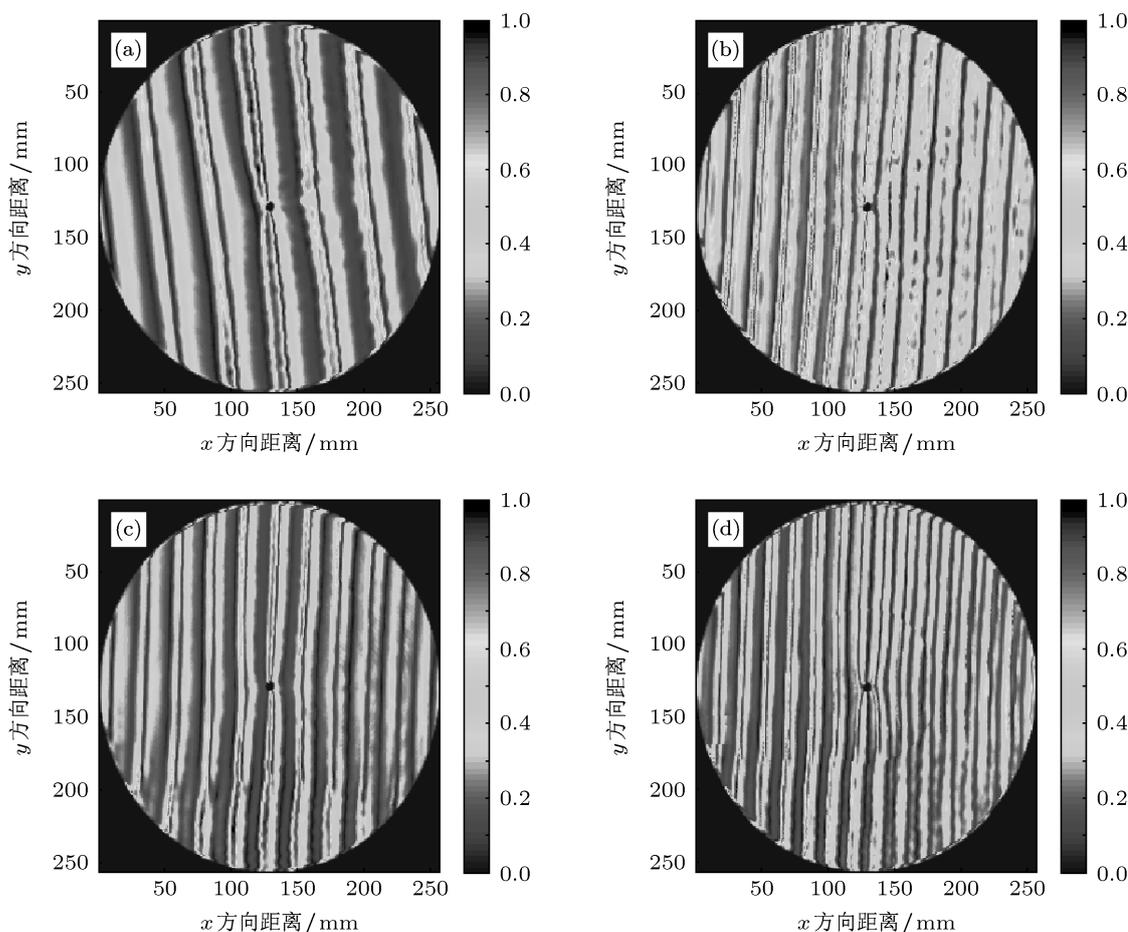


图 1 具有倾斜角度的介质板干涉条纹图像 (a) 薄介质板倾斜角度 10°; (b) 薄介质板倾斜角度 20°; (c) 厚介质板倾斜角度 10°; (d) 厚介质板倾斜角度 20°

3 基于点源辐射模型的干涉条纹分析

扫描回波主要为平整介质上下表面的反射回波, 可以借鉴光学等倾干涉分析方法建立点源辐射模型, 即忽略天线的影响, 将天线辐射近似为点源辐射, 则天线在每个位置处电磁波在均匀介质板中的传播路径如图 2 所示.

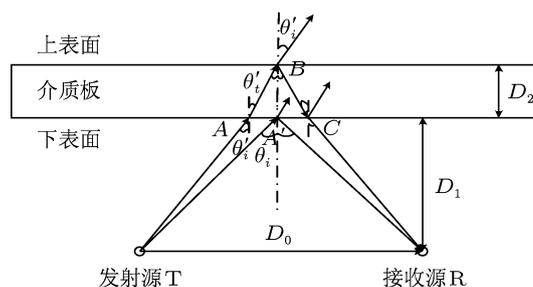


图 2 点源辐射模型的电磁波传播示意图

图中介质板均匀等厚, 厚度为 D_2 , 相对介电常数为 ϵ_r . 点源辐射的是正弦信号:

$$s(t) = A \sin(2\pi ft + \theta), \quad (1)$$

式中幅度、频率和初相分别为 A , f 和 θ . 接收信号主要有收发天线间直接耦合波、介质下表面和上表面的反射波, 故某一扫描位置处的接收回波表达式为

$$\begin{aligned} z(t) &= \sum_{k=1}^3 s_k(t) \\ &= \sum_{k=1}^3 A_k \sin(2\pi ft + \varphi_k + \theta). \end{aligned} \quad (2)$$

各波的幅度 A_1, A_2, A_3 与传播距离、介质的反射率和折射率、介质的衰减、天线增益和方向图等都有关系, 各波的相位延迟 φ_1, φ_2 和 φ_3 则主要与传播路径有关. 耦合波的 φ_1 取决于收发天线间距 D_0 , $\varphi_1 = \frac{2\pi f \cdot D_0}{c}$, 其中 c 为空气中的电磁波波速. 介质下表面回波 $s_2(t)$ 的传播路径是 $T \rightarrow A' \rightarrow R$, 入射波在 A' 处发生反射, $\varphi_2 = \frac{4\pi f}{c} \sqrt{\left(\frac{D_0}{2}\right)^2 + D_1^2} + \pi$, 其中 π 为电磁

波在空气和介质表面反射后引起的相位改变量. 介质上表面回波 $s_3(t)$ 传输路径为 $T \rightarrow A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow R$, 入射波在 A 和 B 处折射, 在 C 处反射, $\varphi_3 = \frac{4\pi f}{c} \left(\frac{D_1}{\cos \theta'_1} + \frac{D_2}{\cos \theta'_t} \cdot \sqrt{\epsilon_r} \right)$, 其中 θ'_1 和 θ'_t 为 $s_3(t)$ 的入射角和折射角. 天线接收的信号由 $s_1(t), s_2(t)$ 和 $s_3(t)$ 干涉叠加, 当天线移动时, 介质存在倾斜角度使介质表面到天线的距离 D_1 发生变化, $s_2(t)$ 和 $s_3(t)$ 的入射角和透射角也会随位置而变化, 从而引起 φ_2 和 φ_3 产生变化.

由于 $s_1(t)$ 的传播距离 D_0 固定, 相位 φ 恒定, $s_2(t)$ 和 $s_1(t)$ 之间的相位差为

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_1 &= \varphi_2 - \varphi_1 \\ &= \frac{4\pi f}{c} \sqrt{\left(\frac{D_0}{2}\right)^2 + D_1^2} - \frac{2\pi f \cdot D_0}{c} + \pi, \end{aligned} \quad (3)$$

介质倾斜时, D_1 在扫描过程中会随天线位置而改变, 故相位差 $\Delta\varphi_1$ 会随之而变, 但是相位差与介质本身的特性无关. 图 3 给出了不同天线位置的 $\Delta\varphi_1$ 变化曲线, 介质的倾斜角度分别是 10° 和 20° , 可以看出 $\Delta\varphi_1$ 的变化较明显, 即其斜率较大, 在较短的天线位置内有一个周期的 2π 变化量.

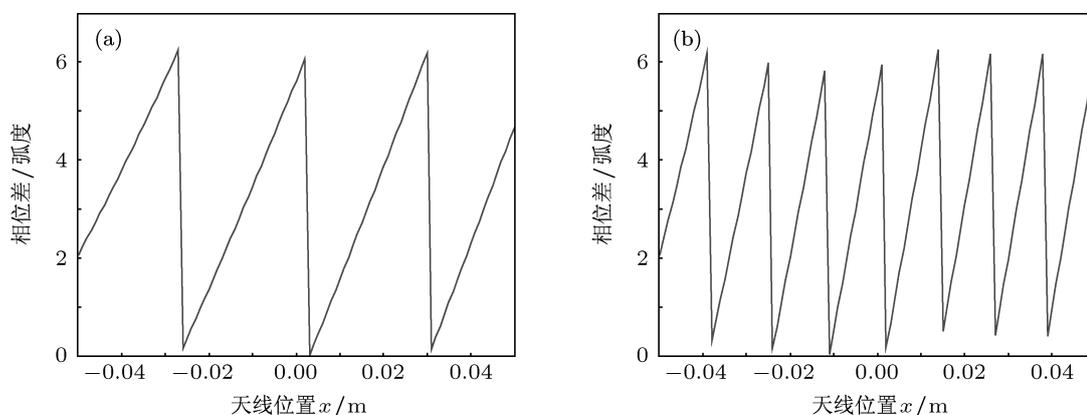


图 3 不同天线位置的相位差 $\Delta\varphi_1$ 曲线 (a) 介质倾斜 10° ; (b) 介质倾斜 20°

考虑到 $s_2(t)$ 与 $s_3(t)$ 之间的相位差:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_2 &= \varphi_3 - \varphi_2 = \frac{4\pi f}{c} \left(\frac{D_1}{\cos \theta'_1} + \frac{D_2}{\cos \theta'_t} \cdot \sqrt{\epsilon_r} \right) \\ &\quad - \frac{4\pi f}{c} \sqrt{\left(\frac{D_0}{2}\right)^2 + D_1^2} - \pi, \end{aligned} \quad (4)$$

根据 Snell 定律 $\frac{\sin \theta'_t}{\sin \theta'_1} = \frac{\sqrt{\epsilon_1}}{\sqrt{\epsilon_2}}$, 进一步可得:

$$\Delta\varphi_2 = \frac{4\pi f}{c} \left\{ \frac{D_1}{\cos \theta'_1} + \frac{D_2}{\cos[\arcsin(\sin \theta'_1 / \sqrt{\epsilon_r})]} \right.$$

$$\left. \times \sqrt{\epsilon_r} - \sqrt{\left(\frac{D_0}{2}\right)^2 + D_1^2} \right\} - \pi, \quad (5)$$

其中 θ'_1 满足以下条件:

$$\begin{aligned} D_1 \cdot \tan \theta'_1 + D_2 \cdot \tan[\arcsin(\sin \theta'_1 / \sqrt{\epsilon_r})] \\ = \frac{D_0}{2}. \end{aligned} \quad (6)$$

利用三角函数关系式, 将 (6) 式中 θ'_1 的表达式

代入 (5) 式中, 可得:

$$\Delta\varphi_2 = \frac{4\pi f}{c} \left\{ (D_1 + D_2 \cdot \varepsilon_r) \times \sqrt{1 + \left[\frac{D_0}{2(D_1 + D_2)} \right]^2} - \sqrt{\left(\frac{D_0}{2} \right)^2 + D_1^2} \right\} - \pi, \quad (7)$$

其中 $D_1 = d_1 + x \tan \alpha$, d_1 是天线移动的初始位置高度, x 是天线移动距离, α 是介质倾斜角度.

从 (7) 式可以看出相位差 $\Delta\varphi_2$ 不仅与 D_1 有关, 而且与介质板厚度 D_2 有关. D_2 会影响 $\Delta\varphi_2$ 随

天线位置的变化情况. 若 $D_2 \ll D_1$, D_2 可忽略, (7) 式的第一项和第二项近似相等, 则 $|\Delta\varphi_2| \approx \pi$, 这种情况下 $\Delta\varphi_2$ 近似于固定值, 不随天线位置而改变. 如图 4(a) 和 (b) 所示 $\Delta\varphi_2$ 随天线位置的变化曲线, 两种不同介质倾斜角度 10° 和 20° , 薄介质的相位差 $\Delta\varphi_2$ 变化都很慢, 在图中的扫描范围内基本保持不变, 即 $s_2(t)$ 与 $s_3(t)$ 相位差可视为固定值. 随着 D_2 的变大, 第一项和第二项的差异性变大, 两项不足以抵消, 则 $\Delta\varphi_2$ 仍会受 D_1 影响而随天线位置而改变. 当 D_2 足够大时, $\Delta\varphi_2$ 会有足够快的变化, 在较短的天线移动范围内出现一个周期 2π 的变化. 如图 4(c) 和 (d) 所示, 厚介质的 $\Delta\varphi_2$ 随着天线位置呈明显的周期性变化.

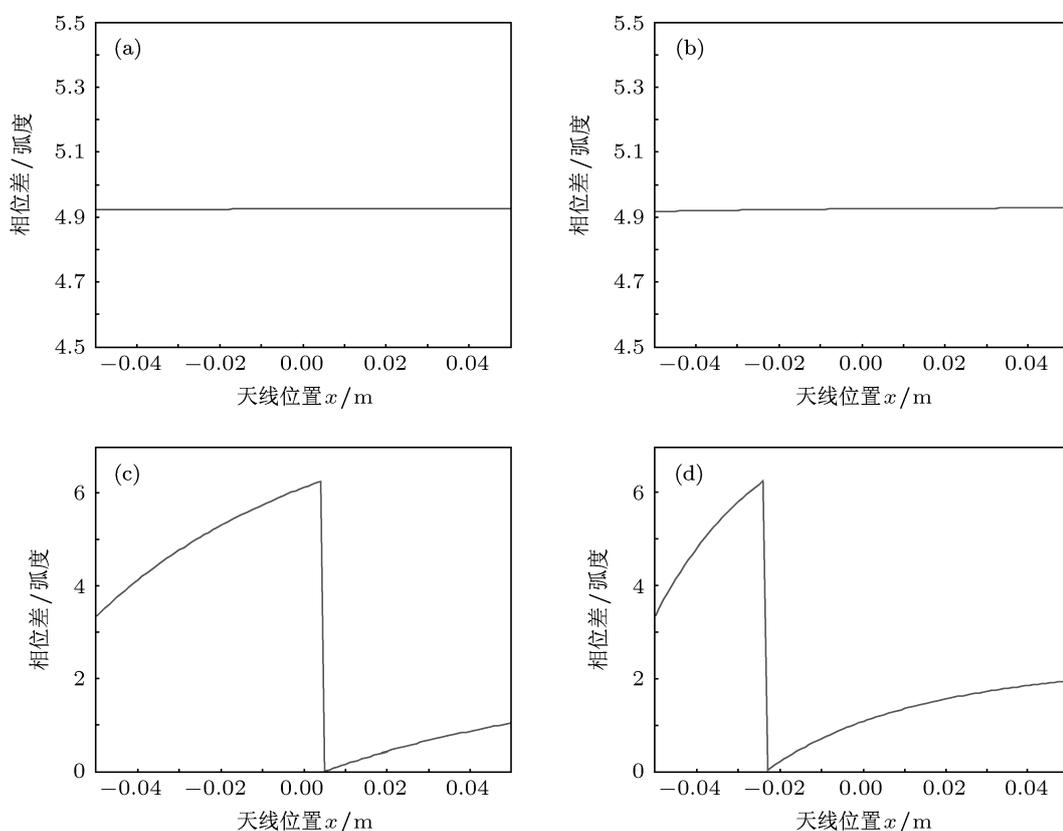


图 4 不同天线位置的相位差 $\Delta\varphi_2$ 曲线 (a) 10mm 厚度介质板倾斜 10° ; (b) 10 mm 厚介质板倾斜 20° ; (c) 50 mm 厚度介质板倾斜 10° ; (d) 50 mm 厚介质板倾斜 20°

(7) 式关于 D_1 求导, 可得 $\Delta\varphi_2$ 的斜率:

$$\frac{d\Delta\varphi_2}{dD_1} = \frac{4\pi f}{c} \left\{ \sqrt{1 + \left[\frac{D_0}{2(D_1 + D_2)} \right]^2} - \frac{D_1}{\sqrt{\left(\frac{D_0}{2} \right)^2 + D_1^2}} \right.$$

$$\left. - \frac{(D_1 + D_2 \cdot \varepsilon_r)}{\sqrt{1 + \left[\frac{D_0}{2(D_1 + D_2)} \right]^2}} \times \frac{D_0^2}{4(D_1 + D_2)^3} \right\}.$$

从图 5 可以看出, 在 $D_2 = 0.01$ m, $\frac{d\Delta\varphi_2}{dD_1}$ 发生突变.

D_2 在 0.01—0.04 范围内的变化较为明显, 在 0.04—0.1 范围内的变化趋于平稳.

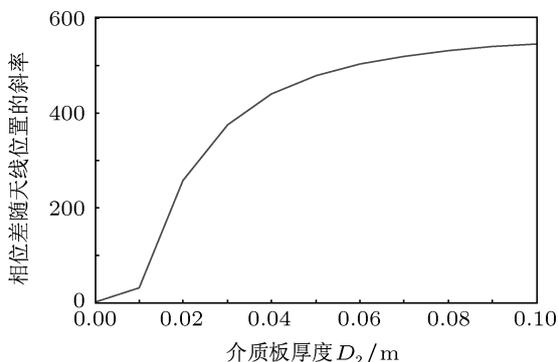


图 5 $\Delta\varphi_2$ 随着 D_1 变化的斜率与介质板厚度 D_2 的关系曲线

接收信号经 IQ 解调后的最终输出为复信号:

$$\mathbf{Z} = \sum_{k=1}^3 \mathbf{S}_k = \sum_{k=1}^3 A_k e^{j\varphi_k}, \quad (8)$$

(8) 式中忽略了解调产生的固定相位. 输出信号为耦合波、介质上下表面波的复信号之和, 可用图 6 的矢量叠加示意. 由图 6 可以得出输出复信号 \mathbf{Z} 的幅度为

$$|\mathbf{Z}| = \sqrt{A_1^2 + A_4^2 - 2A_1A_4 \cos(\Delta\varphi_1 - \theta)}, \quad (9)$$

介质上下表面波的复信号相加为 \mathbf{Z}' , (9) 式中

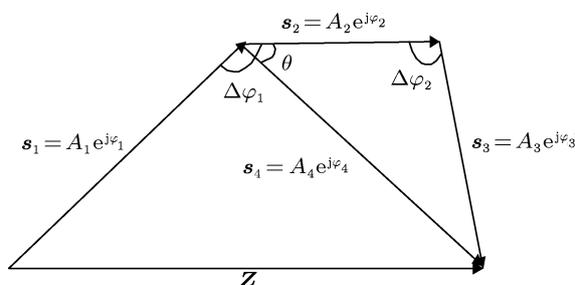


图 6 矢量叠加示意图

A_4 为 \mathbf{Z}' 的幅度, θ 为 \mathbf{Z}' 与 \mathbf{S}_2 的夹角, 分别为

$$A_4 = \sqrt{A_2^2 + A_3^2 - 2A_2A_3 \cos(\Delta\varphi_2)}, \quad (10)$$

$$\theta = \arcsin\left(\frac{A_3 \sin(\Delta\varphi_2)}{A_4}\right). \quad (11)$$

对于薄介质的情况, 即 D_2 较小, 由 (7) 式的分析可知相位差 $\Delta\varphi_2$ 基本不变, 考虑到小倾斜角的情况下介质上下表面回波的幅度 A_2 和 A_3 变化不大, 由 (10) 式可知在这种情况下 A_4 变化不大, 夹角 θ 则也相应变化不大. 此外, 耦合信号不变化, 即 A_1 不变. 因此, 在天线移动时, (9) 式输出信号幅度 $|\mathbf{Z}|$ 的变化主要由相位差 $\Delta\varphi_1$ 决定.

对于厚介质的情况, 即 D_2 较大时, $\Delta\varphi_2$ 变化较大, 如图 4(c) 和 (d) 所示, 在扫描范围内出现了明显变化. 由 (10) 和 (11) 式可知 A_4 和 θ 也会随之发生变化. 因此, 随天线移动输出信号的幅度 $|\mathbf{Z}|$ 同样会出现周期变化, 但是这种变化与 $\Delta\varphi_1$ 和 $\Delta\varphi_2$ 都有关.

薄介质情况相对简单, 容易推导出其干涉条纹间距. 如图 7 所示, 介质板倾斜角度是 α , 天线沿 X 方向移动, 接收天线与发射天线相距 D_0 , 沿 Y 方向布置, Y 与 X 垂直. 设相邻两条亮纹对应天线在 X 方向上位置是 x_1 和 x_2 , 这两条相邻亮纹的间距 $x = x_2 - x_1$. 天线位于 x_1 位置时, 天线至介质下表面的距离是 D_1 , 则天线位于 x_2 位置时, 至介质下表面的距离是 $D_1 + x \tan \alpha$. x_1 和 x_2 位置在介质表面反射回波与天线直接耦合波的相位差分别为 $\Delta\varphi_1$ 和 $\Delta\varphi_2$, 两者之差应满足: $\Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1 = 2\pi$, 将 $s_2(t)$ 的相位 $\varphi_1 = (4\pi f)/c \sqrt{(D_0/2)^2 + D_1^2} + \pi$ 和 $s_1(t)$ 的相位 $\varphi = \frac{2\pi f \cdot D_0}{c}$ 代入上式, 可得:

$$\sqrt{(D_1 + x \tan \alpha)^2 + \frac{D_0^2}{4}} - \sqrt{D_1^2 + \frac{D_0^2}{4}} = \frac{c}{2f}, \quad (12)$$

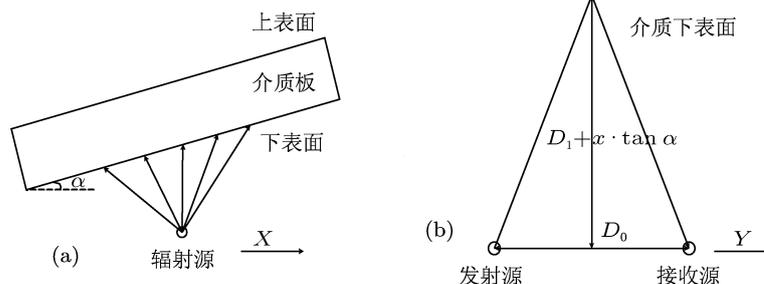


图 7 介质板倾斜的电磁波传播示意图 (a) Y 方向侧视图; (b) X 方向侧视图 (天线在 x_2 位置)

可以解出条纹间距:

$$x = \frac{\sqrt{\left(\frac{c}{2f} + \sqrt{D_1^2 + \frac{D_0^2}{4}}\right)^2 - \frac{D_0^2}{4}} - D_1}{\tan \alpha}. \quad (13)$$

图 8 是条纹间距 x 与天线到介质距离 D_1 的关系曲线, 在 λ , D_1 和 D_2 不变的情况下, 介质板倾斜角度越小, 条纹间距越大, 验证了仿真结果中介质倾斜角度越大, 条纹现象越明显. 图 8 中, 间距随着天线到介质距离的增加而减少, 在 0—10 mm 范围内曲线下落最快, 10—100 mm 曲线变化趋于平稳, 基本保持不变. 图 1 中实验结果与 (13) 式计算出的结果一致, 证明上述基于点源辐射模型的干涉条纹形成机理分析是正确的.

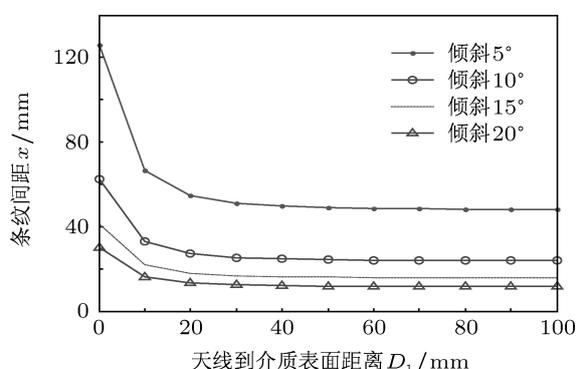


图 8 条纹间距 x 与天线到介质距离 D_1 的关系曲线 ($f = 36$ GHz, $S = 25$ mm)

4 基于角锥喇叭天线近场模型的分析与计算

点源辐射模型并未考虑天线的影响, 其分析结果相对不够精确. 为了精确分析, 采用角锥喇叭天线辐射模型, 精确分析天线的辐射影响. 主要考虑近场探测区域, 则基于麦克斯韦方程的近场区域近似求解如下.

1) 角锥喇叭天线的口径场求解

在圆柱坐标系中展开麦克斯韦方程后, 角锥喇叭口径的电场和磁场为

$$E_{ys} = E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{D}\right) e^{-j(\pi/\lambda)\left(\frac{x^2}{R_1} + \frac{y^2}{R_2}\right)}, \quad (14)$$

$$H_{ys} = \frac{E_{ys}}{\eta}, \quad (15)$$

式中 $E_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi k R_1}}$ ($k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ 是电磁波波长), D 是 x 方向的喇叭口长度; (14) 式中 R_1 和 R_2 是

从口径中心到喇叭相应两对壁面交叉线的距离, $R_1 = R_2$; (15) 式中 η 是介质阻抗.

口径场相位沿 x 轴和 y 轴按平方律分布:

$$\varphi(x, y) = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{R_1} + \frac{y^2}{R_2} \right). \quad (16)$$

2) 利用辅助源法^[14,15] 求出近场范围内自由空间的电磁场:

$$\begin{aligned} E_P = & -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_S J_S^e \varphi ds + \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon_0} \\ & \times \int_S [(J_S^e \cdot \nabla) \nabla \varphi] ds \\ & - \frac{1}{4\pi} \int_S (J_S^m \times \nabla \varphi) ds, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} H_P = & -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_S J_S^m \varphi ds + \frac{1}{4\pi j\omega\mu_0} \\ & \times \int_S [(J_S^m \cdot \nabla) \nabla \varphi] ds \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_S (J_S^e \times \nabla \varphi) ds, \end{aligned} \quad (18)$$

(17) 和 (18) 式中 ω 是时变电磁场的角频率, ϵ_0 和 μ_0 均是空气中的介电常数和磁导率, J_S^e 和 J_S^m 是面电流密度和面磁流密度, φ 是标量位函数, 且 $\varphi = \frac{e^{-jkR}}{R}$, 则:

$$\begin{aligned} \nabla \varphi = & \nabla \left(\frac{e^{-jkR}}{R} \right) \\ = & -\hat{r}_0 \left(jk + \frac{1}{R} \right) \cdot \frac{e^{-jkR}}{R}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} (J \cdot \nabla) \nabla \varphi = & (J \cdot \nabla) \nabla \left(\frac{e^{-jkR}}{R} \right) \\ = & - \left(k^2 - \frac{2jk}{R} - \frac{2}{R^2} \right) \\ & \times \frac{e^{-jkR}}{R} (J \cdot \hat{r}_0) \hat{r}_0. \end{aligned} \quad (20)$$

辐射电磁波波长大约在 0—10 mm 范围内, R 在 200 mm 以内变化, 满足 $jk \gg \frac{1}{R}$, $k^2 \gg \frac{2jk}{R}$, $k^2 \gg \frac{2}{R^2}$, 则

$$\nabla \varphi \approx -\hat{r}_0 jk \cdot \frac{e^{-jkR}}{R}, \quad (21)$$

$$(J \cdot \nabla) \nabla \varphi \approx -k^2 \frac{e^{-jkR}}{R} (J \cdot \hat{r}_0) \hat{r}_0. \quad (22)$$

电磁场的源点算子与场点算子的关系为

$$\nabla \varphi = -\nabla' \varphi, \quad (J \cdot \nabla) \nabla \varphi = (J \cdot \nabla') \nabla' \varphi. \quad (23)$$

将运算符'去掉,再将(23)式及 $k^2 = \omega^2 \mu \epsilon_0$ 代入(17)和(18)式可得:

$$E_P = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_S [\hat{r}_0 \times (J_S^e \times \hat{r}_0)] \varphi ds + \frac{jk}{4\pi} \int_S (J_S^m \times \hat{r}_0) \varphi ds, \quad (24)$$

$$H_P = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_S [\hat{r}_0 \times (J_S^m \times \hat{r}_0)] \varphi ds - \frac{jk}{4\pi} \int_S (J_S^e \times \hat{r}_0) \varphi ds. \quad (25)$$

根据等效原理^[16,17]: $J_S^e = -\hat{n} \times H$, $J_S^m = -\hat{n} \times E$, (24)和(25)式可以写成:

$$E_P = -\frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_S \{ \hat{r}_0 \times [(\hat{n} \times H) \times \hat{r}_0] \} \varphi ds - \frac{jk}{4\pi} \int_S [(\hat{n} \times E) \times \hat{r}_0] \varphi ds, \quad (26)$$

$$H_P = \frac{j\omega\mu_0}{4\pi} \int_S \{ \hat{r}_0 \times [(\hat{n} \times E) \times \hat{r}_0] \} \varphi ds - \frac{jk}{4\pi} \int_S [(\hat{n} \times H) \times \hat{r}_0] \varphi ds. \quad (27)$$

在口径面 S 上的电磁场: $H = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\hat{S} \times E)$,

其中 \hat{S} 是喇叭天线口径上电磁波传播方向的单位矢量.且在口径面处满足: $\hat{s} = \hat{n}$, $\hat{n} \times (\hat{s} \times E) = -E$, 则(26)式又可写为

$$E_P = -\frac{jk}{4\pi} \hat{r}_0 \times \left(\int_S (\hat{r}_0 \times E) \varphi ds - \int_S (\hat{n} \times E) \varphi ds \right). \quad (28)$$

将(28)式在直角坐标系中展开可以解出观察点处总场:

$$E_P = \frac{j e^{-jkr}}{2\lambda r} [\hat{\theta}(1 + \cos\theta)(N_x \cos\varphi + N_y \sin\varphi) + \hat{\varphi}(1 + \cos\theta)(-N_x \sin\varphi + N_y \cos\varphi)], \quad (29)$$

式中

$$N_x = \int_S E_{xs} e^{j(kx \sin\theta \cos\varphi + ky \sin\theta \sin\varphi)} dx dy,$$

$$N_y = \int_S E_{ys} e^{j(kx \sin\theta \cos\varphi + ky \sin\theta \sin\varphi)} dx dy.$$

为了方便计算,假设天线在口径相位中心辐射,接收源也是在接收天线的相位中心.将角锥喇叭口径场代入(29)式,可得到 $\varphi = \frac{\pi}{2}$ 处场点的总场:

$$E_P = \frac{j e^{-jkr}}{2\lambda r} \hat{\theta}(1 + \cos\theta)$$

$$\times \int_S E_{ys} e^{jky \sin\theta} dx dy, \quad (30)$$

式中 $E_{ys} = E_0 \cos\left(\frac{\pi x}{D_1}\right) e^{-j(\pi/\lambda)(\frac{x^2}{r_1^2} + \frac{y^2}{r_2^2})}$, r 是口径面的惠更斯元到观察场点的距离, θ 是惠更斯元与观察场点的夹角.

介质倾斜,导致垂直极化的电磁波斜入射到介质表面,在介质表面处电场强度切向分量和磁场强度切向分量需满足连续的边界条件,由此推出了在介质与空气分界面处的反射系数和透射系数.

$$\text{反射系数: } \Gamma = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\eta_2 \cos\theta_i - \eta_1 \cos\theta_t}{\eta_2 \cos\theta_i + \eta_1 \cos\theta_t}, \quad (31)$$

$$\text{透射系数: } T = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\eta_2 \cos\theta_i}{\eta_2 \cos\theta_i + \eta_1 \cos\theta_t}, \quad (32)$$

其中 η_1 和 η_2 分别是空气和介质的波阻抗, θ_i 和 θ_t 是电磁波在介质表面的入射角和透射角.

利用上面的天线近场解析求解公式求出点在介质表面的电磁场数值大小,利用反射系数和透射系数,分别求出在介质上表面和下表面反射回波的幅度大小,推导了天线在不同位置处的回波幅度和介质倾斜角度之间的关系,在求解过程中我们假设电磁波在空气中传播无能量损耗.

5 干涉条纹的电磁仿真结果分析

在实验结果中看出电磁波叠加相干波与倾斜角度有关,利用点源模型给出了相干波和倾斜角度的关系式.由于模型误差,关系式存在一定的误差,但是反映出大致的关系.为进一步验证这种关系及点源模型关系式的准确性,基于上述推导的角锥喇叭口径近场辐射公式, MATLAB编程求解数学解析解.为了对比,利用 CST电磁仿真软件对相同的场景进行了仿真.

仿真计算模拟求解了天线在 -50 mm到 $+50$ mm移动范围内对 10 mm厚度介质的反射波数值大小,介质倾斜角度分别为 10° 和 20° 的两种情况,这与图1的实际测量实验一致.介质的介电常数为 2.2 ,天线以 1 mm为间隔进行移动扫描.

介质板倾斜 10° 的仿真计算结果如图9所示,图中 CST仿真和 MATLAB编程求解结果相互符合.由图9可以看出相邻峰值位置间距大约为 24 mm,回波幅度呈现规律性的周期变化,这与前面的亮条纹间距分析结果一致.当天线位于 x 处(x 取值范围为 -50 — 50 mm),介质下表面反射波 $s_2(t)$ 的传播距离: $S(x) =$

$2\sqrt{(D_1 + x \times \tan 10^\circ)^2 + (D_0/2)^2}$ (D_1 是 $x = 0$ 处天线与介质板间的最短距离, D_0 是天线间距), 则天线位于 $x = 0, 12, 24$ mm 时, $s_2(t)$ 传播距离差: $S(12) - S(0) = \lambda/2, S(24) - S(0) = \lambda$. 当天线位

于 12 mm 偶数倍位置处, 叠加干涉波出现幅度高峰, 这对应于面扫描的亮条纹. 天线在 12 mm 奇数倍位置处, 叠加波出现幅值低峰, 这对应于面扫描的暗条纹.

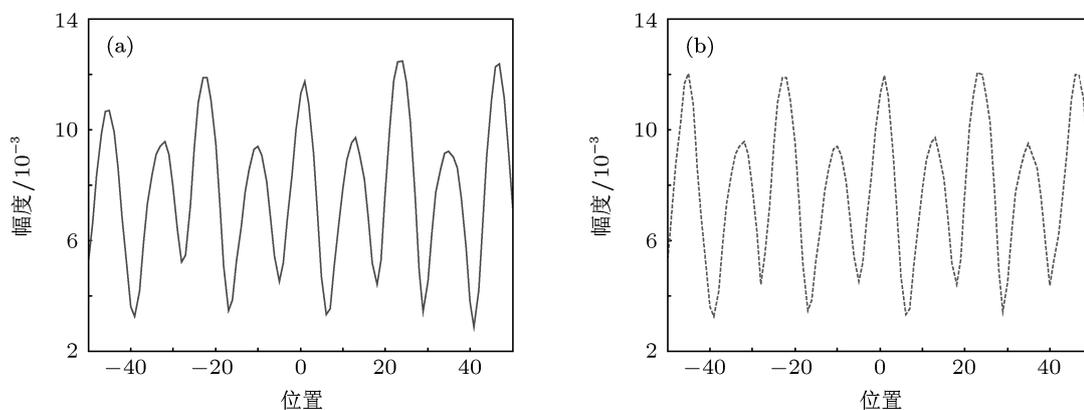


图9 介质板倾斜 10° 的反射波幅度图 (a) CST 仿真结果; (b) MATLAB 编程求解结果

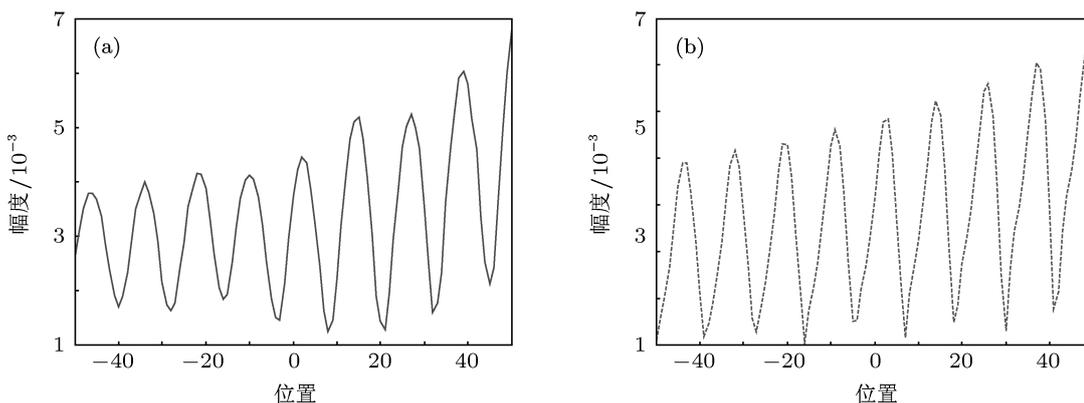


图10 介质板倾斜 20° 的反射波幅度图 (a) CST 仿真结果; (b) MATLAB 编程求解结果

由图 10 可以看出介质倾斜 20° 后, 图像中条纹比倾斜角 10° 增多, 条纹间距变小. 在图 10 可以看出 CST 仿真与 MATLAB 编程求解结果基本一致. 图中回波幅值呈正弦震荡形式逐渐递增, 峰值间距仍大致相同, 即面扫描回波图像会呈现亮暗相间的有规律条纹, 且条纹间距相同. 由仿真结果可知峰值间距为 12 mm, 与 (13) 式亮纹间距公式一致. 天线位于 0, 12, 24 mm 位置时, 叠加波幅度出现峰值, 这对应于面扫描的亮条纹. 天线在位置 6, 18 mm 位置处, 幅值出现低峰, 这对应于面扫描的暗条纹. 此外, 由图 10 可以看出天线位置从 -50 mm 向 +50 mm 移动时, 峰值呈现逐渐递增趋势, 即干涉条纹的强度在递增. 此时收发天线与介质板的间距 D_1 变大, 由于天线间距 D_2 不变, 入

射角 $\theta_i = \arctan(D_2/D_1)$ 会变小. 由 Snell 定律可知折射角 θ_t 也将变小, 则反射系数 Γ_{12} 变大 [18], 如图 11 所示, 故回波峰值会逐渐增大.

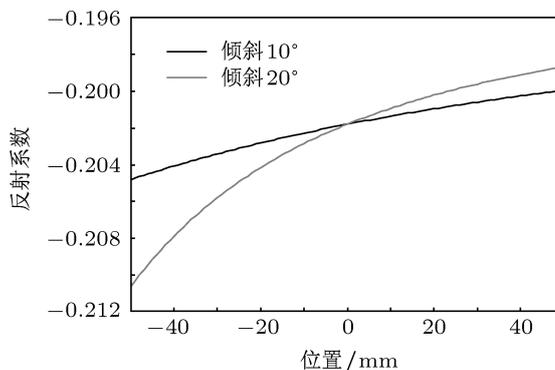


图11 反射系数

6 结论

本文研究在扫描成像实验中发现的干涉条纹现象. 由于所采用的电磁波穿透性较好, 存在介质的反射和透射, 回波的相干现象的成因复杂, 除介质表面反射波外, 还有介质穿透后的层面反射波

也会产生影响. 基于点源辐射模型的推导和基于角锥喇叭天线近场模型的电磁仿真和数值计算验证了这种干涉条纹现象. 从间距公式可以看出, 干涉条纹间距与介质倾斜角度有关, 若能够控制影响条纹间距的因素, 理论上来说抑制干涉条纹现象是可行的.

-
- [1] David M S, Douglas L M, Thomas E H 2007 *Proc. SPIE* **6548** 654809
 - [2] Ivashov S, Razevig V, Sheyko A, Vasilyev I, Zhuravlev A, Bechtel T 2008 *12th International Conference on Ground Penetrating Radar* Birmingham, UK, June 16–19, 2008 p185
 - [3] Koleikin V V, Popov A V 2000 *Radiophys. Quantum El.* **43** 202
 - [4] Li Y, Gong H, Feng D, Zhang Y 2011 *IEEE T. Geosci. Remote.* **49** 3105
 - [5] Zhang W G, Zhang Q, Yang C S 2011 *Electron. Lett.* **47** 286
 - [6] Salim C, Amrane H, Boualem S 2002 *Signal Process.* **82** 69
 - [7] Joenathan C, Torroba R, Henao R 2001 *Optics.* **112** 163
 - [8] Cheng C F, Ren X R, Liu C X, Zhang N Y, Teng S Y, Xu Z Z 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1057
 - [9] Wang L W, Wu J, Jiang J S 1996 *Electron. Lett.* **27** 47 (in Chinese) [王丽巍, 吴季, 姜景山 1996 电子学报 **27** 47]
 - [10] Wang X G, Zhao D M 2012 *Appl. Optics* **51** 686
 - [11] Wang L H 1975 *Acta Phys. Sin.* **24** 317 (in Chinese) [魏乐汉 1975 物理学报 **24** 317]
 - [12] Kozhevatorov I E, Silin D E 2009 *Radiophys. Quantum El.* **52** 67
 - [13] Alvin M 1978 *Appl. Optics* **17** 2779
 - [14] Said M M, Yahia M M A 2011 *IEEE T. Antenn. Propag.* **59** 4691
 - [15] Said M M, Yahia M M A 2011 *IEEE T. Antenn. Propag.* **59** 4706
 - [16] Monzon J C 1993 *IEEE T. Microw. Theory* **41** 1995
 - [17] Chen K M 1989 *IEEE T. Microw. Theory* **37** 1576
 - [18] Pasquale I, Antonio I, Daniele R 2009 *IEEE T. Antenn. Propag.* **57** 1481

Restraining parasitic interference fringe phenomenon in detection imaging through the medium with inclined angle

Diao Qi-Long Huang Chun-Lin[†]

(School of Electronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 11 June 2012; revised manuscript received 31 July 2012)

Abstract

Some periodic interference fringes due to medium with inclined angle are found in the echo image when the medium plate is inclined in the penetrating experiment. These interference fringes have serious influence on the imaging result of the interesting target. The study indicates that the interference fringes are caused by the reflected waves, which mainly come from the surface and below layer of the medium plate. To analyze the interference fringe phenomenon, a point source model is constructed in the paper, and the expression of the spacing between the adjacent interference fringes is derived. When the factor about antenna is taken into account, the pyramid horn near-field model is constructed. Based on it, the accurate electromagnetic simulations are performed. The results of the commercial software CST and MATLAB calculation both confirm the analysis about the interference fringes and the relation with the inclined angle of the medium plate. From the expression of the thin medium, the spacing between the adjacent interference fringes is related to incline degree of the medium. Controlling the influence factors of the spacing between fringes can restrain the interference fringe phenomenon in order to improve the target resolving power and imaging quality.

Keywords: interference fringes, continuous wave, inclined angle

PACS: 02.10.-v, 41.20.-q, 41.20.Jb

[†] E-mail: hclg@163.com