

电磁波在无回波室中物理现象的分析计算

张 忠 彭

(贵州凯山 286 信箱)

1981 年 2 月 9 日收到

提 要

本文讨论了无回波室中,吸收材料对电磁波吸收和反射、极化偏转、多波干涉以及由于干涉而形成复杂的驻波分布。文中以直射波为参考波束,只考虑在直射波极化方向上各反射波的场分量,从而给出了多波干涉情况下的场强、反射电平、交叉极化特性、通路损耗均匀性的表示式以及用于工程设计的固有反射电平计算曲线。最后,给出了部分典型实验结果。

一、引 言

电磁波在无回波室中的物理现象是错综复杂的。当它投射到壁面上时,将有反射、折射、散射和绕射等发生。其中折射波的一部分能量在构成壁面的介质中被吸收了,另一部分在厚度有限的介质界面间多次反射和折射后又回到空间,形成出射波束。由于室中空间尺寸远大于工作波长,因此只要介质吸收材料不能全部吸收时,出射波和其他波束都可能其中传播,于是无回波室实际上是个复杂的多波干涉的有限空间。

二、反射与吸收

当电磁波从自由空间投射到由各向同性均匀介质做成的尺寸足够大的壁面时,其电压反射系数为^[1]

$$R_v = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}, \quad (2.1)$$

透射系数为

$$\tau = 1 + R_v, \quad (2.2)$$

式中 Z_1, Z_2 分别为自由空间和介质的波阻抗。对于水平极化波 (\mathbf{E} 在入射面)

$$Z_1^H = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cos \theta_i; \quad (2.3)$$

垂直极化波 (\mathbf{E} 垂直入射面)

$$Z_1^V = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sec \theta_i. \quad (2.4)$$

根据 Snell 折射定律且当 $\frac{\sigma}{\omega} \ll 1$ 时,相应有

$$Z_2^{\parallel} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \sqrt{1 - \frac{\mu_0 \epsilon_0}{\mu_2 \epsilon_2} \sin^2 \theta_i}, \quad (2.5)$$

$$Z_2^{\perp} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\mu_0 \epsilon_0}{\mu_2 \epsilon_2} \sin^2 \theta_i}}, \quad (2.6)$$

式中 μ_0 和 ϵ_0 分别为真空中磁导率和介电常数; μ_2 , ϵ_2 和 σ 分别为介质的磁导率、介电常数和电导率; ω 为角频率; θ_i 为入射角。

令 $\mu_2 \approx \mu_0$, 则可得与自由空间接触的电介质以 θ_i 表示的电压反射系数, 对于水平极化波

$$R_{\parallel}^{\perp} = \frac{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{\epsilon_r}} - \sqrt{\epsilon_r} \cos \theta_i}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{\epsilon_r}} + \sqrt{\epsilon_r} \cos \theta_i}; \quad (2.7)$$

垂直极化波

$$R_{\perp}^{\perp} = \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{\epsilon_r} \sec \theta_i}{1 + \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_i}{\epsilon_r}} \cdot \sqrt{\epsilon_r} \sec \theta_i}, \quad (2.8)$$

式中 ϵ_r 为介质相对介电常数, 它是 ω 和 σ 的函数。可见: (1) $\theta_i = 0$ 时, $R_{\parallel}^{\perp} = R_{\perp}^{\perp}$; (2) R_{\perp}^{\perp} 的值随着 θ_i 增大而增加到 $\theta_i = 90^\circ$ 时的 1, 而 R_{\parallel}^{\perp} 随着 θ_i 增大而减小, 到 $\theta_i = \arccos(1/\sqrt{\epsilon_r + 1})$ 时为最小, 然后又迅速增加到 $\theta_i = 90^\circ$ 时的 1; (3) 给定 θ_i , R_{\perp}^{\perp} 和 R_{\parallel}^{\perp} 随着 ϵ_r 减小而减小。当 $\epsilon_r \approx 1$ 时, $R_{\perp}^{\perp} = R_{\parallel}^{\perp} \approx 0$, $r \approx 1$, 即匹配。

透射部分, 假设单位时间通过介质面积为 S 的能量为 W_T , 单位长度体积为 $V = S \times 1$, 吸收功率为 W_d , 则衰减常数为

$$\alpha = \frac{W_d}{2W_T}, \quad (2.9)$$

其中

$$W_T = \frac{1}{2Z_i} \iint_S E_i^2 dS; \quad W_d = \frac{\sigma}{2} \iint_S E_i^2 dS.$$

所以

$$\alpha = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \pi \operatorname{tg} \delta \cdot \sqrt{\mu_r \epsilon_r} / \lambda, \quad (2.10)$$

式中 $\operatorname{tg} \delta = \sigma / \omega \epsilon$ 为介质损耗角正切; μ_r 为介质相对磁导率, λ 为工作波长。

(2.10) 式还不足以说明 α - λ 的关系, 因此, 从另外角度推导 α 的表示式。一般介质 $\epsilon' = \epsilon - j \frac{\sigma}{\omega}$, 而 $K = K' + ja$, $K = \omega \sqrt{\mu \epsilon'}$, 其中 K' 为传播常数。当 $\frac{\sigma}{\omega \epsilon} \ll 1$ 并且介质极化损耗相对欧姆损耗可以忽略时, 可求得在 MKSA 单位制中 α 的另一表示式

$$\alpha = \frac{3\pi\sigma}{5} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left(1 - \frac{162 \times 10^{18} \pi^2 \sigma^2}{\omega^2 \epsilon^2} \right). \quad (2.10')$$

若介质厚度为 d 时能把 W_T 损耗完, 则有

$$d = \frac{1}{2\alpha}, \quad (2.11)$$

即需要介质厚度等于该介质衰减常数二倍的倒数. 从上述式子可知: (1) 给定频率, σ 增大, 则 α 增大, d 可减小; (2) 给定介质, λ 增长, 则 α 减小, d 就增大. 然而增大 σ 以增大能量损耗速率、减小厚度, 这和要求介质与自由空间相匹配, 就必须减小 σ 增大其厚度相矛盾. 为了解决这个问题, 通常把构成壁面的介质做成各种不同类型, 如图 1 所示.

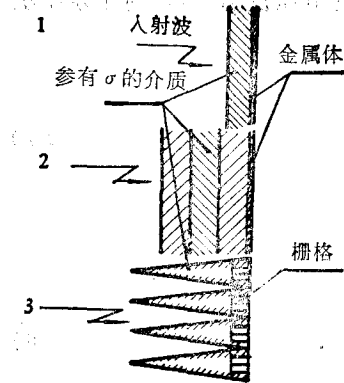


图 1 壁面介质外形举例
1—薄板干涉型; 2—多层平板型;
3—尖劈型

(1) 薄板干涉型——介质厚度为四分之一介质波长的奇数倍, 在介质底面紧贴金属体, 使之反射与介质表面的反射相差为 π . 这样就使在介质中吸收未完的出射波与表面一次反射波部分相消, 从而在该频率上达到反射最小. 当频率变化或入射角增大时, 反射将增大.

(2) 多层平板型——把介质分成 n 层, 各层厚度依次为 d_1, d_2, \dots, d_n ; 相应介电常数分别为 $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_n$; 相应磁导率分别为 $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n$; 相应电导率分别为 $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$. 各层满足下列条件:

$$120\pi > \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} > \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_2}} > \dots > \sqrt{\frac{\mu_n}{\epsilon_n}} = Z_n, \\ 0 < \frac{\sigma_1}{\omega\epsilon_1} < \frac{\sigma_2}{\omega\epsilon_2} < \dots < \frac{\sigma_n}{\omega\epsilon_n} = \operatorname{tg} \delta_n \quad (2.12)$$

其中相邻两层即第 i 与 $i-1$ 层之间关系为

$$Z_i = Z_{i-1} - \Delta Z, \quad \Delta Z \ll Z_i, \\ \operatorname{tg} \delta_i = \operatorname{tg} \delta_{i-1} + \Delta \operatorname{tg} \delta, \quad \Delta \operatorname{tg} \delta \ll 1 \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (2.13)$$

这时第 i 与 $i-1$ 层界面垂直入射的电压反射系数^[2]

$$R_{Vi} \approx \frac{\Delta Z}{2Z_i} + j \frac{\Delta \operatorname{tg} \delta}{4}. \quad (2.14)$$

而整个介质表面总的反射系数

$$R_V \approx R_1 + (1 - R_1^2)R_2 \exp(-jk_1 2d_1 \cos \theta_1) \\ + (1 - R_1^2)(1 - R_2^2)R_3 \exp(-jk_1 2d_1 \cos \theta_1) \exp(-jk_2 2d_2 \cos \theta_2) \\ + \dots, \quad (2.15)$$

式中 R_1, R_2, \dots, R_n 分别为各层表面的反射系数; $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$ 分别为各层的入射角; k_1, k_2, \dots, k_n 分别为波在各层的传播常数. 由此可见, 层数越多阻抗匹配越好; 从自由空间入射的电磁波依次深入各层, 损耗依次增大.

(3) 尖劈型——如锥、楔、柱和栅格等型号, 通过介质几何外形的渐变过渡实现与空间阻抗匹配和能量吸收. 令相邻锥间距为 a , 当 $a \leq \lambda$ 时, 对于电波的投射与多层平板型相类似, 其等价介电常数^[3]

$$\epsilon_e = \left(1 + f \frac{\epsilon' - \epsilon}{\epsilon' + \epsilon}\right) / \left(1 - f \frac{\epsilon' - \epsilon}{\epsilon' + \epsilon}\right), \quad (2.16)$$

式中 ϵ 和 ϵ' 分别为锥间介质和锥形介质的介电常数; f 为锥形介质在一定深度的横截面积占总面积的百分比。而当 $a \gg \lambda$ 时, 电波的投射基本上服从几何光学反射定律。经过锥间 n 次反射后, 出射波相对入射波的反射系数为

$$R_r = \frac{E_{rn}}{E_i} \approx r^n, \quad (2.17)$$

式中 E_i 为入射波场强; E_{rn} 为经过 n 次反射出射波场强; r 为给定入射角范围内锥面反射系数平均值。对于电波朝锥底垂直入射而言, $n = 180^\circ/\alpha$, α 为锥角。

在工程应用中, 力求壁面介质(下面称吸收材料)能最大限度地吸收投射到其上的电磁波能量而反射甚微。有关吸收材料的研究, 国内外已发表许多专著。

三、多波干涉的分析计算

电磁波投射到如上所述壁面时, 除了反射外, 还有散射、绕射和多次反射等形式波束, 尖劈之类吸收材料构成的壁面, 绕射尤为严重。由推广费马原理可知, 绕射波束沿最短路程传播, 其能量衰减很快。实践证明, 如果吸收材料性能良好, 分布均匀、连续, 并且壁面足够大时, 则在空间中, 除了一次反射外, 其他形式波束很微弱, 似乎仅能在壁面附近形成复杂的杂波层, 而传播到离壁面较远处的波束, 可认为主要是从夫费涅耳区(尤其是反射部位周围第一夫费涅耳区)来的反射。如果吸收材料铺设不均匀、不连续, 如门、窗、拐角或金属显露之处, 将构成新的反射面, 产生新的反射。这些情况在工程中是不希望出现而应设法避免的。

各反射波与直射波之间不仅其极化、相位和幅度可能不同, 而且, 不同极化波每次反射后极化方向改变也可能不同。为便于分析, 我们做下列假设: (1) 室中空间介质均匀, 直射波在传播过程中极化方向保持不变。我们以它作为参考极化方向, 只考虑在该极化方向上各反射波分量; (2) 在给定接收点上反射波束是有限的。因为满足反射角等于入射角的条件是唯一的, 并且只考虑一次反射, 其他微弱波束忽略; (3) 忽略吸收材料外形对反射波极化方向的影响, 认为电磁波有如从空气投射到平板形理想介质或半导体电介质一样, 垂直极化波每次反射, 极化方向近似改变 180° ; 水平极化波每次反射, 极化方向近似改变 $(180^\circ - 2\theta_i)$, θ_i 为入射角。同时还认为无论何种极化波, 壁面的反射并未改变其传播情况。

因此, 对吸收材料铺设均匀、连续, 结构匀称的矩形室而言, 天线在室轴一端辐射, 如果对侧壁(左、右、前、后)来说是垂直极化波, 则对顶棚和地板来说就是水平极化波; 反之亦然。在室轴上不论辐射的是垂直极化或水平极化波, 这六个壁面的反射波极化都在直射波的极化面内, 方向有正有负。如果该矩形室横截面为正方形, 则其中上、下、左、右壁面的反射将是程差相等同时到达室轴, 合成后场幅度将部分相消。同时由于空间衰减, 使反射波能量随着远离壁面而减小。所以, 在轴线周围将形成一个场幅度起伏最小、直射波极化纯度最好的区域, 通常称之为静区(或无回波区)。材料性能高、结构匀称、空间较大的矩形室, 满足性能要求的静区就比较大。

1. 一般表示式

如图 2 所示, 辐射天线 T 照射接收点 R 和某些反射面 P_n , 则 R 处场强 E_R 等于路径为 l 的直射场 E_d 和路径为 l'_n 的反射场 $E_{r,n}$ 的矢量和。实际上我们所关心的一般是 E_d 极化方向上的反射场分量, 因此有

$$E_R = E_d + \sum_{n=1}^k E_{r,n} \cos \alpha_n e^{-i\Delta\phi_n} \quad (k = 1, 2, 3, \dots, n), \quad (3.1)$$

式中 $\Delta\phi_n$ 为 R 处 $E_{r,n}$ 与 E_d 因程差而引入的相位差; α_n 为 R 处 $E_{r,n}$ 极化方向与 E_d 极化方向的夹角(下面称极化差角)。

在自由空间中, R 处接收功率 W_R 与 T 处辐射功率 W_T 有如下关系^[4]:

$$W_R = \left(\frac{\lambda}{4\pi l}\right)^2 W_T G_T G_R, \quad (3.2)$$

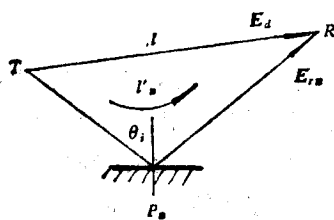


图 2 直射波与反射波合成

式中 G_R 和 G_T 分别为收发天线在直射波路径方向的增益系数; l 为收发天线距离; λ 为工作波长。其对应场表示式

$$E_R = \frac{\lambda E_T}{4\pi l} \cdot \sqrt{G_T G_R}, \quad (3.3)$$

从而可得 R 处 E_d 极化方向上总场强

$$E_R = \frac{\lambda E_T}{4\pi} \left[\frac{\sqrt{G_T G_R}}{l} + \sum_{n=1}^k \frac{\sqrt{G'_{Tn} G'_{Rn}}}{l'_n} \cos \alpha_n |R_V(\theta_{in})| e^{-i\Delta\phi_n} \right], \quad (3.4)$$

式中 G'_{Rn} 和 G'_{Tn} 分别为收发天线在反射波路径方向的增益系数; $|R_V(\theta_{in})|$ 为反射点 P_n 入射角为 θ_{in} 时电压反射系数模。

由(3.4)式计算因多波干涉而出现的许多强弱不均、间距不等的波复和波节分布, 即驻波分布。我们定义沿着某一方向在 $R - R'$ 处的驻波系数为

$$S_{R-R'} = \frac{E_{\max}}{E_{\min}}, \quad (3.5)$$

式中 E_{\max} 和 E_{\min} 分别为 R 处出现的波复值和与其相邻的 R' 处出现的波节值。而场幅度均匀性

$$m_{R-R'} = 20 \log E_{\max} - 20 \log E_{\min}. \quad (3.6)$$

显然, $S_{R-R'}$ 和 $m_{R-R'}$ 都是位置的函数, 前者表示驻波场强弱按顺序, 一般指纵、横、竖三个方向不同位置的分布; 后者表示在该方向上不同位置场幅度起伏的程度。当 $|R_V \theta_{in}| \downarrow$, $\frac{l}{l'_n} \downarrow$, 则 $m_{R-R'} \downarrow$; 而当 $\alpha_n = 90^\circ$ 时, 则 $m_{R-R'} = 0$, 即 E_d 幅度不受该反射波的影响。

若以 ρ_R 表示 R 处反射波合成场强与直射波场强之比定义为 R 处电压反射系数, 则

$$\rho_R = 1 + \sum_{n=1}^k \frac{l}{l'_n} \sqrt{\frac{G'_{Tn} G'_{Rn}}{G_T G_R}} \cos \alpha_n |R_V(\theta_{in})| e^{-i\Delta\phi_n}. \quad (3.7)$$

而反射电平为

$$\eta_R = 20 \log \rho_R. \quad (3.8)$$

可见, ρ_R 正比于 l/l'_n , $R_V(\theta_{in})$, 同时与天线增益、壁面造型都有关系。当 $\alpha_n = 90^\circ$, 则

$\rho_R = 1$. 必须指出, 这里指的 R 处功率反射系数 $\rho_P = \rho_k^2$, 不一定是该处全部反射功率与直射功率之比, 这是与传输线理论中所指的功率反射系数有不同含义之处.

当收发天线为全向性, 即 $G_T = G'_{Tn}$, $G_R = G'_{Rn}$ 时, 则(3.7)式可写成

$$\rho_{R0} = 1 + \sum_{n=1}^k \frac{l}{l'_n} \cos \alpha_n |R_V(\theta_{in})| e^{-i\Delta\phi_n}. \quad (3.9)$$

可见 ρ_{R0} 仅由无回波室结构决定, 我们称之为固有电压反射系数. 而把 $\eta_{R0} = 20 \log \rho_{R0}$ 称为固有反射电平.

如图 3 所示, 令 xyz 为定系, $x'y'z'$ 为动系, 辐射源固定在动系原点 o' 上, 并且以 x' 轴为极化方向, 无回波室纵轴与 z' 轴相重合.

当辐射源 E_T 的极化连同动系绕 z' 轴转过角度 ϕ 时, 则有 $E_{Tx} = E_T \cos \phi$, $E_{Ty} = E_T \sin \phi$. 在接收点 R 处合成场强分量为

$$E_{Rx'} = E_d + \sum_{\substack{n=1 \\ E_{Tx-x'}}}^k E_{rn} + \sum_{\substack{n=1 \\ E_{Ty-x'}}}^k E_{rn}, \quad (3.10)$$

$$E_{Ry'} = 0 + \sum_{\substack{n=1 \\ E_{Tx-y'}}}^k E_{rn} - \sum_{\substack{n=1 \\ E_{Ty-y'}}}^k E_{rn}, \quad (3.11)$$

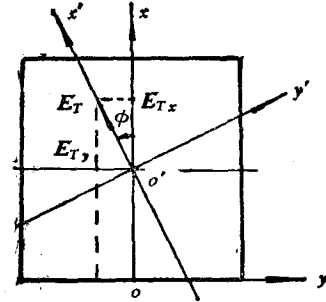


图 3 E_T 在 xy 平面内绕 z' 轴转过 ϕ 时的矢量分解

式中的和式下标 $E_{Tx-x'}$ 表示该和式为 E_{Tx} 在 R 处所有反射场合成在 x' 轴上的分量; 同理得其他和式下标之含义. 从而可得在结构匀称矩形室轴线上交叉极化特性表示式

$$C_R = 20 \log \left| \frac{\frac{1}{2} \sin 2\phi \left[\sum_{\substack{n=1 \\ E_{Tx-y'}}}^k \frac{1}{l'_n} \cos \alpha_n |R_V(\theta_{in})| e^{-i\Delta\phi_n} - \sum_{\substack{n=1 \\ E_{Ty-y'}}}^k \frac{1}{l'_n} \cos \alpha_n |R_V(\theta_{in})| e^{-i\Delta\phi_n} \right]}{\frac{1}{l} + \cos^2 \phi \sum_{\substack{n=1 \\ E_{Tx-x'}}}^k \frac{1}{l'_n} \cos \alpha_n |R_V(\theta_{in})| e^{-i\Delta\phi_n} + \sin^2 \phi \sum_{\substack{n=1 \\ E_{Ty-x'}}}^k \frac{1}{l'_n} \cos \alpha_n |R_V(\theta_{in})| e^{-i\Delta\phi_n}} \right|}. \quad (3.12)$$

由此可见: (1) $\phi = 0$ 或 $\phi = 90^\circ$ 即辐射源相对各壁面是水平或垂直极化时, 则不存在交叉极化; 当 $0 < \phi < 90^\circ$ 时, 只有无回波室结构 (包括吸收材料性能) 匀称, 这时 E_{Tx} 和 E_{Ty} 对应各反射波在 y' 轴上分量将有一一对应相等关系, 才不存在交叉极化; 否则存在, 并且是在 $\phi = 45^\circ$ 时为最大; (2) 任何不对称的反射将使交叉极化更严重; (3) $\frac{l}{l'_n} \downarrow$, $R_V(\theta_{in}) \downarrow$, 则 $C_R \downarrow$. 而当 $R_V(\theta_{in}) = 0$ 时, 则不存在交叉极化.

如果极化相同的收发天线在室轴上绕 z' 轴同步旋转, 将可看到接收信号在变化, 严重者将使原来是圆极化波传输到接收点变成了椭圆极化波. 它意味着在室中不同极化波有不同的传输特性, 通常称之为通路损耗均匀性. 在结构匀称的矩形室轴线上, 其表示式为

$$P_R = 20 \log \frac{E_{Rx'\phi}}{E_{Rx'\phi_0}} = 20$$

$$\times \log \left[\frac{\frac{1}{l} + \cos^2 \phi \sum_{n=1}^k \frac{1}{l'_n} \cos \alpha_n |R_V(\theta_{in})| e^{-j\Delta\phi_n} + \sin^2 \phi \sum_{n=1}^k \frac{1}{l'_n} \cos \alpha_n |R_V(\theta_{in})| e^{-j\Delta\phi_n}}{E_{Tx-x'}}}{\frac{1}{l} + \cos^2 \phi_0 \sum_{n=1}^k \frac{1}{l'_n} \cos \alpha_n |R_V(\theta_{in})| e^{-j\Delta\phi_n} + \sin^2 \phi_0 \sum_{n=1}^k \frac{1}{l'_n} \cos \alpha_n |R_V(\theta_{in})| e^{-j\Delta\phi_n}}{E_{Ty-x'}}} \right], \quad (3.13)$$

式中 $E_{Rx'\phi}$ 和 $E_{Rx'\phi_0}$ 分别表示天线在 $0-360^\circ$ 范围里同步旋转任意角度 ϕ 和参考角度 ϕ_0 时的接收场强。可见: (1) P_R 随着 $\frac{l}{l'_n}$ 和 $R_V(\theta_{in})$ 的减小而减小; (2) 当 $R_V(\theta_{in}) = 0$ 或 $\alpha_n = 90^\circ$ 时, 则 $P_R = 0$; (3) 对于结构和吸收材料性能匀称、横截面为方形的矩形室而言, 在室轴上 P_R 值为最小。任何不对称反射将使 P_R 值增大。

2. 近似计算式

上述各式的计算相当麻烦。我们已知在静区范围内反射场幅度相对其周围壁面附近的要小些。所以室内某个位置的反射电平可近似用最接近的一个(或邻近几个)壁面的反射电平来表示。同时, 在实际工程应用中, 被试天线一般都具有方向性, 这将使这种近似计算法在工程设计中更加切合实际。

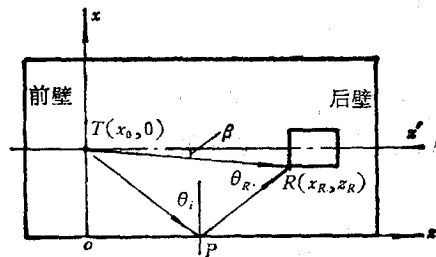


图4 斜入射坐标图示

斜入射情况, 收发天线在结构匀称室中的位置坐标如图4所示。这时

$$\eta_{R0} = \eta_t + \eta_m + \eta_p \quad (\text{dB}), \quad (3.14)$$

其中

$$\eta_t = 10 \log \left[\frac{z_R^2 + (x_R - x_0)^2}{z_R^2 + (x_R + x_0)^2} \right], \quad (3.15)$$

$$\eta_m = 20 \log |R_V(\theta_i)|, \quad (3.16)$$

$$\eta_p = 20 \log |\cos \alpha|. \quad (3.17)$$

η_t 的正值为空间衰减(率)电平; η_m 为吸收材料反射(率)电平; η_p 的正值为极化偏离损失电平。

图5表示各不同 x_0 值时以 x_R 为变量的 η_t-x_R 关系。由此可见, η_t 正值随着 x_0, x_R 的增大或者在给定 x_0, x_R 时随着 x_R 的减小而增大。图6表示 $\eta_p-\alpha$ 关系, 对某个壁面而言, 辐射天线若是垂直极化, 则 $\alpha = 180^\circ$, $\eta_p = 0$; 若是水平极化, 则 $\alpha = 180^\circ - 2\theta_i + \beta$, β 为收发天线连线与通过 z' 轴并且和 E_i 极化面成正交的平面的夹角。接收天线在该平面上, $\beta = 0$; 以此为准靠近壁面者, β 为正; 远离壁面者, β 为负。所以, 水平极化 $\eta_p \leq 0$ 。而 η_m 由所选用波段的吸收材料的 $\eta_m-\theta_i$ 关系曲线(生产厂提供)查得。入射角 θ_i 的表示式

$$\theta_i = \arctg \frac{z_R}{x_0 + x_R}. \quad (3.18)$$

垂直入射情况如图7所示, 这时不论何种极化波, $\eta_p = 0$ 。所以相应有

$$\eta_m = 20 \log |R_V(0)|, \quad (3.19)$$

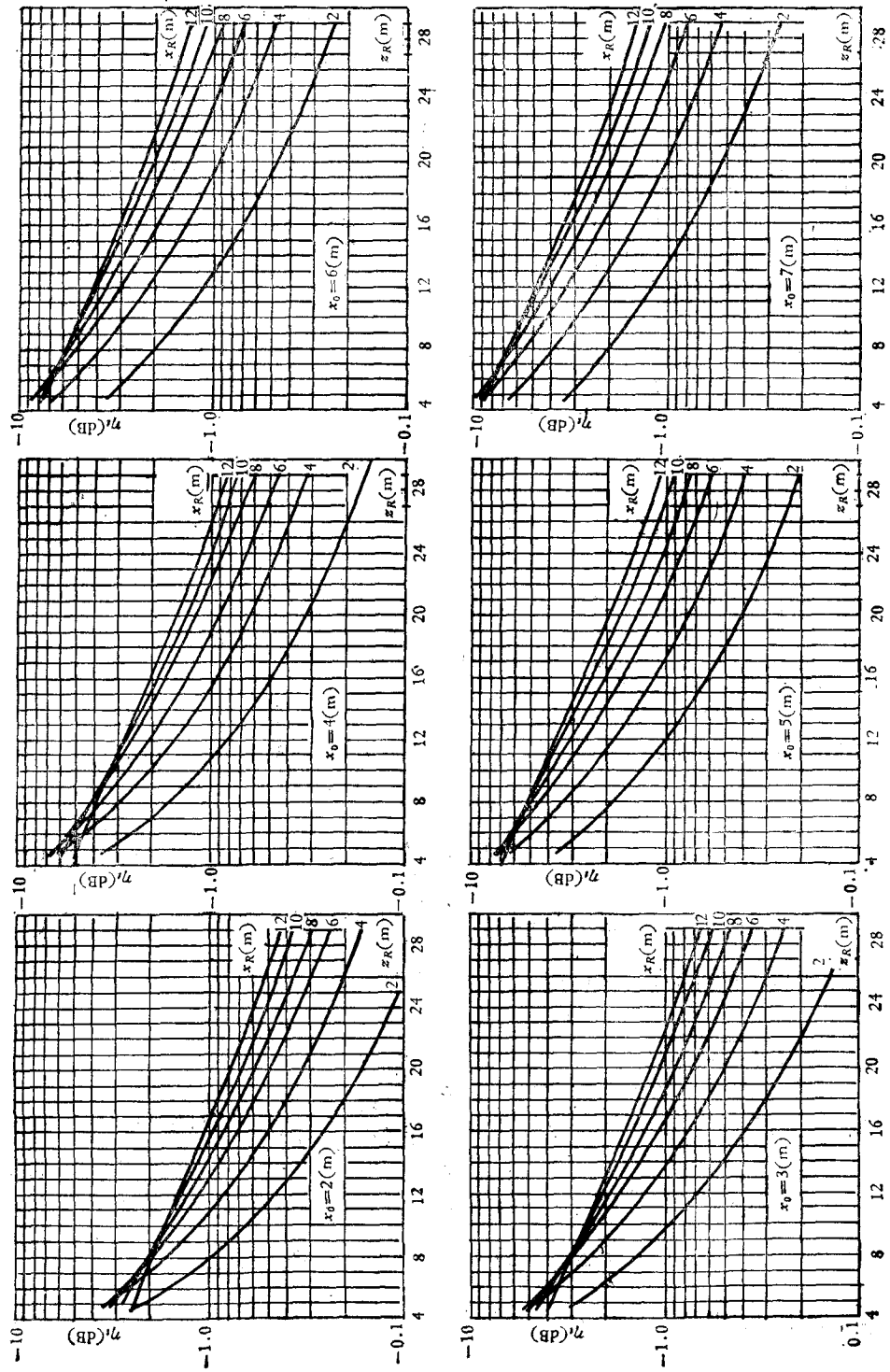


图5 斜入射时,以 x_R 为参变量的 η_r-z_R 关系曲线

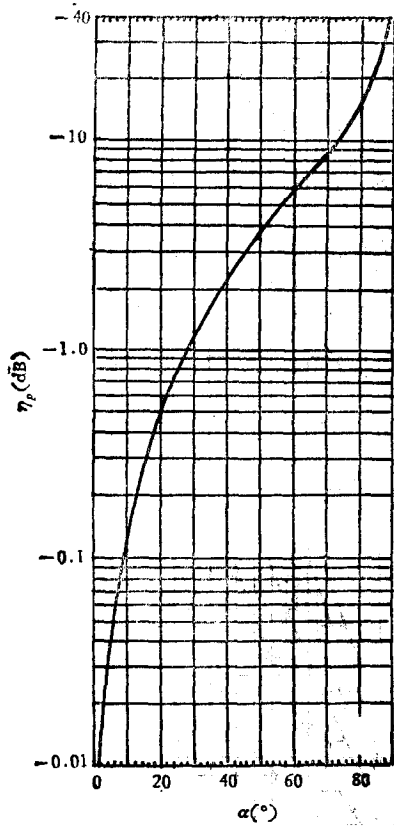
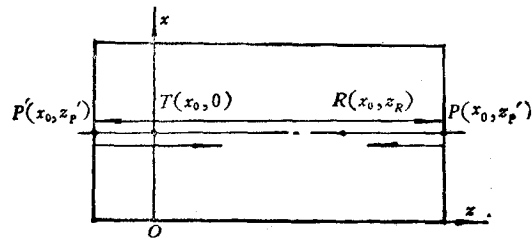
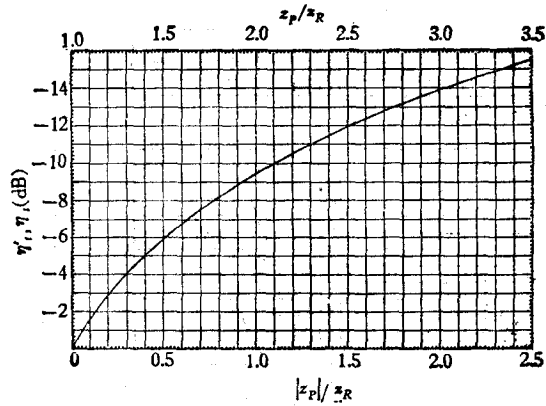
图6 η_p - α 关系曲线

图7 垂直入射坐标图示

图8 垂直入射时, η_i - (z_p/z_R) ,
 η_i' - $(|z_p|/z_R)$ 关系曲线

$$\eta_i = -20 \log \left(\frac{2z_p}{z_R} - 1 \right), \quad (3.20)$$

$$\eta_i' = -20 \log \left(\frac{2|z_p|}{z_R} + 1 \right). \quad (3.21)$$

同样,可得壁面前驻波场近似表示式。斜入射情况,

$$E_R = \frac{\lambda E_T}{4\pi \sqrt{z_R^2 + (x_R - x_0)^2}} \times \sqrt{1 + \frac{z_R^2 + (x_R - x_0)^2}{z_R^2 + (x_R + x_0)^2} \cos^2 \alpha R_V^2(\theta_i) + 2 \left(\frac{z_R^2 + (x_R - x_0)^2}{z_R^2 + (x_R + x_0)^2} \right)^{\frac{1}{2}} \cos \alpha |R_V(\theta_i)| \cos \Delta \phi}, \quad (3.22)$$

式中

$$\Delta \phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l, \quad \Delta l \approx \frac{2x_0 x_R}{z_R} \left(1 - \frac{x_0^2 + x_R^2}{2z_R^2} \right).$$

当 $\frac{x_0^2 + x_R^2}{2z_R^2} \ll 1$ 时,则

$$\Delta l \approx \frac{2x_0 x_R}{z_R}.$$

由于波节位置

$$x_{R'} \approx \frac{\lambda z_R}{2x_0} n, \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots).$$

所以, 无论垂直极化波或水平极化波, 相邻波节(或波腹)之距离, 横向都是

$$L_x \approx \frac{\lambda z_R}{2x_0}. \quad (3.23)$$

纵向垂直极化波节距

$$L_z^\perp \approx -\frac{2x_0 x_R}{\lambda(n+1)n} \quad (n = 1, 2, \dots). \quad (3.24)$$

水平极化波节距

$$L_z^{\parallel} \approx -\frac{8x_0 x_R}{\lambda(2n+3)(2n+1)}. \quad (3.25)$$

对于以室轴为对称的横截面为正方形暗室而言, 垂直横向和水平横向得到对应相同的结果。

垂直入射情况, 后壁面反射相应为

$$E_R = \frac{\lambda E_T}{4\pi z_R} \sqrt{1 + \left(\frac{z_R}{2z_P - z_R}\right)^2} \cdot R_V^2(0) - \frac{2z_R}{2z_P - z_R} |R_V(0)| \cos \frac{4\pi(z_P - z_R)}{\lambda}, \quad (3.26)$$

$$L_x = \frac{\lambda}{2}. \quad (3.27)$$

前壁面反射相应为

$$E_R = \frac{\lambda E_T}{4\pi z_R} \sqrt{1 + \left(\frac{z_R}{2z_{P'} + z_R}\right)^2} \cdot R_V^2(0) - \frac{2z_R}{2z_{P'} + z_R} |R_V(0)| \cos \frac{4\pi z_{P'}}{\lambda}, \quad (3.28)$$

$$L_x = \frac{\lambda}{2} \quad (-z_{P'} \sim 0), \quad (3.29)$$

$$L_x = \infty \quad (0 \sim z_R). \quad (3.30)$$

从(3.23)式可得

$$L_x \approx \frac{\lambda}{\sin \theta_R} \quad (0 < \theta_R < 90^\circ). \quad (3.31)$$

这是大家熟知的公式, 其中 θ_R 为反射波与直射波方向的夹角。

通过测量室中不同方向行程线上的驻波分布, 从其 L_x 或 L_z 值的大小可知反射波方向以及产生之部位; 从 L_x 或 L_z 值大小变化可知, 由某个部位的反射波过渡到或叠加了另一部位的反射波。

四、实验结果

在矩形无回波室中, 采用增益约为 18dB, 频率为 9400Mc 的喇叭天线实测的驻波分布如图 9 所示。其中 (a) 从右到左表示发射天线在室轴一端, 接收天线取向角为 180° 从后壁面前 5m 处沿轴线平动到 5.5m 的记录曲线。由于侧壁面反射干涉的结果, 使后壁面反射引起的相邻波节距为 $\lambda/2$ 的驻波曲线上出现间距不等的调制; (b) 表示天线取向角

为 70° ，垂直极化，在通过室轴的水平横线上从一边平动到另一边的记录曲线。由此可见，在室轴附近的幅度起伏最小（即静区），远离室轴的幅度起伏增大，相邻波节距约为

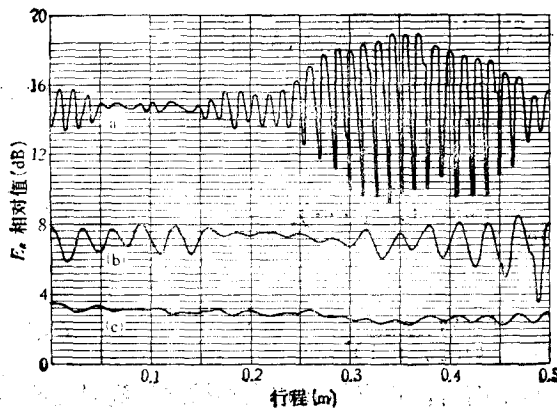


图 9 实测驻波曲线

- (a) $\theta_R = 180^\circ$ ，轴向分布；
 (b) $\theta_R = 70^\circ$ ， \perp 极化，水平横向分布；
 (c) $\theta_R = 70^\circ$ ， \parallel 极化，水平横向分布

(1) 尽管壁面是由 MA 型角锥材料铺设而成，其最大反射主要来自侧壁面和后壁面的夫费涅耳区（尤其是第一夫费涅耳区）；(2) $10-70^\circ$ 范围内，水平极化波的反射电平比垂直极化波的要大。而在 $70-180^\circ$ 内则反之，并且除了 $160-180^\circ$ 外，两者差值较大，在 90° 附近水平极化波的反射电平实测值比垂直极化波的小 6dB 左右。这些现象都可以从前面所述的反射波极化偏转得到完满解释；(3) 在 10° 和 120° 附近附加了壁面不连续的拐角反射，使反射电平测量值有所增大；(4) 从吸收材料的反射电平看，后壁面的 MAII 型比侧壁面的 MAI 型小。

五、小 结

(1) 电磁波投射到壁面上，其大部分能量被构成壁面的吸收材料所吸收，其余部分以反射、散射、绕射和多次反射等形式，似乎在壁面附近形成复杂的杂波层，而传播到离开壁面较远之处者主要是夫费涅耳区来的一次反射波。各壁面来的反射相互干涉，因此，无回波室实际上是个复杂的多波干涉的有限空间。

(2) 对于壁面铺设连续、结构匀称的矩形室而言，天线辐射相对左右壁面是垂直极化

$\frac{\lambda z_R}{2x_0}$ ；(c) 表示水平极化，其他条件同

(b) 的记录曲线。比较 (b)，(c)，显然，在横向上两种极化波的波节距都一样，而前者的幅度起伏比后者大，因为后者反射波极化方向非与直射波极化同方位，即极化差角非 0 或 180° 。

我们在给定静区范围内，采取上述方法，令接收天线取向角由 0 到 90° 每隔 10° 测一条横向驻波曲线，由 90° 到 180° 每隔 10° 测一条轴向驻波曲线，取每条曲线幅度起伏最大值以及此时天线分辨率，计算各不同取向角下的反射电平如图 10 所示。可见：

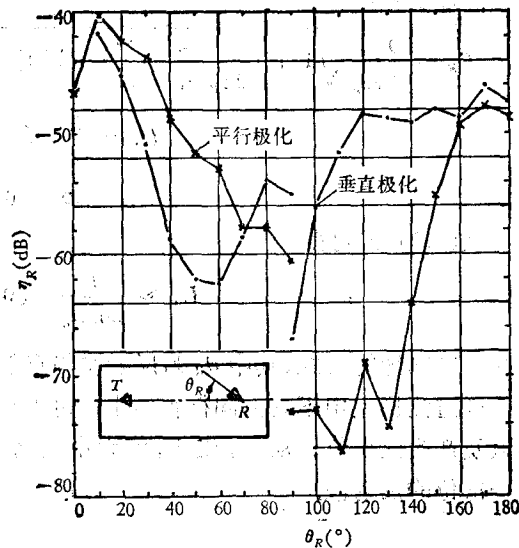


图 10 静区内各个取向角方向的反射电平

(实测值)

天线 $G_T = 6\text{dB}$, $G_R = 18\text{dB}$, $f = 6\text{Gc}$

波,则相对顶棚和地板就是水平极化波;反之亦然。垂直极化波的反射,极化方向近似改变 180° ; 水平极化波的反射,极化方向近似改变 $(180^\circ - 2\theta_i)$, θ_i 为入射角。在轴线上,其反射波的极化都在直射波的极化面内,方向有正有负。为了达到部分相消等目的,矩形室的横截面最好是正方形。

(3) 多波干涉形成许多大小不均、间距不等的驻波分布。不管何种极化波,横向驻波分布主要是侧壁面的反射引起,其相邻波节距 $L_x \approx \lambda z_R / 2x_0$, 随着 z_R 增大而增大; 纵向分布主要是后壁面反射引起,其相邻波节距 $L_z = \lambda/2$, 同时还有侧壁反射的纵向分量叠加的出现。由于壁面吸收材料的吸收、空间衰减以及轴线上各反射波部分相消特性,以致在轴线附近存在一个驻波幅度起伏最小、直射波极化纯度最好的所谓静区。一般情况下,沿静区的横向或纵向越靠近壁面,幅度起伏将是波浪状的越来越大。

(4) 在结构匀称的无回波室轴线上,交叉极化最小,通路损耗均匀性最好。任何不对称的反射或收发天线之一偏离轴线,将使这两个参数变坏。

(5) 通常被试天线都具有方向性,因此,文中所述反射电平等近似计算式较为切合实际。提高吸收材料性能和结构匀称性以及适当增大无回波室几何尺寸,有利于静区性能的提高。

作者对国防科技大学无回波室鉴定小组肖明等同志以及严仁威、高宗俭等同志提供有关实验数据深表谢意。

参 考 文 献

- [1] 拉姆·惠勒,近代无线电中的场与波,第七章。
- [2] 村上,山崎,菅,電波無反射壁材の研究と電波無響室の建設,NHK 技术研究,昭 41. 第 18 卷,第 5 号, p. 338.
- [3] AD-29920.
- [4] S. Yonezawa, DR. Eng and N. Tanaka, DR. Eng, Microwave Communication, (1965), p. 27.

ANALYSIS AND CALCULATION ON THE PHYSICAL PHENOMENON ABOUT ELECTROMAGNETIC WAVES IN THE ANECHOIC CHAMBER

ZHANG ZHONG-PENG

(P. O. Box 286, Kaishan, Guizhou Province)

ABSTRACT

In this paper, we discuss some physical phenomena occurred in the anechoic chamber—the absorption and reflection of an electromagnetic wave by the absorbing materials, the deflection of the reflected wave polarization, the interference of waves and the complex distribution of the voltage standing waves due to this interference. The direct wave is used as reference of all the reflected wave, only the portion of every reflected wave in the direction of the direct wave polarization is considered. Then, in the case of multi-wave interference, we obtained the equations of the field amplitude, reflectivity level, cross-polarization characteristics, path loss uniformity as well as the curves of natural reflectivity level, which may be used in engineering design. Finally, some typical experimental results are presented.