

开孔矩形腔体电磁泄漏特性的解析研究*

焦重庆[†] 李月月

(华北电力大学, 新能源电力系统国家重点实验室, 北京 102206)

(2014年4月27日收到; 2014年5月26日收到修改稿)

本文提出了一种用于计算开孔矩形腔体电磁泄漏场的解析理论模型. 该理论模型先基于模式展开法求解封闭腔场, 进而依据 Bethe 小孔耦合理论将泄漏场与封闭腔场用等效偶极子关联. 该模型可以考虑波频率、场源位置、开孔位置及场强观测点位置等因素的影响, 计算结果与全波仿真结果一致. 本文计算分析了相关因素对电磁屏蔽效能的影响规律, 并给出了物理解释. 结果表明近场屏蔽效能小于远场屏蔽效能, 且近场区电场屏蔽效能与磁场屏蔽效能并不相同.

关键词: 电磁泄漏, 电磁屏蔽, 小孔耦合, 矩形腔体

PACS: 41.20.-q, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.63.214103

1 引言

随着电子技术的快速发展和无线通信技术的广泛应用, 电磁环境变得更为复杂. 特别是, 当大量具有不同抗扰度和发射水平的设备共处同一有限空间时, 它们之间存在电磁影响的可能性剧增. 因此, 电磁干扰防护措施作为电磁兼容技术领域的一个重要分支方向得到了广泛关注^[1-4].

电磁屏蔽是抑制空间电磁干扰的主要技术措施. 通过对骚扰源或敏感设备加装金属外壳, 可有效降低电磁发射水平或提高抗干扰能力. 完整封闭的金属屏蔽体具有很高的电磁屏蔽效能. 实际屏蔽体上存在的开孔或接缝提供了电磁耦合的通道, 能明显削弱屏蔽体的屏蔽效能. 因此, 开孔屏蔽体的电磁场问题是电磁屏蔽方向的主要课题, 相关研究已产出大量数值^[5-8], 解析^[9-12]和实验结果^[13-15].

根据场源的位置不同, 开孔屏蔽体的电磁场问题可分为两类: 一类是场源位于屏蔽体外, 求解屏蔽体内的场分布; 另一类是场源位于屏蔽体内, 求解屏蔽体外的场分布. 目前, 对第一类问题的研究

较多. 这或许与实际测试的配置有关, 因为相关标准通常要求场源(发射天线)位于屏蔽体外, 场强观测点(接收天线)位于屏蔽体内^[16,17]. 第二类问题在实际中虽也大量存在, 但相关研究偏少^[18,19]. 针对同轴电缆馈电的带细缝的矩形屏蔽体, 文献^[18]用有限差分法计算分析了其电磁泄漏特性; 文献^[19]综合运用品质因数、功率平衡原理及 Bethe 小孔耦合理论给出了泄漏场上限的估计式, 但所得结果明显偏大. 原则上, 两类问题可基于互易原理转化. 然而, 泄漏场更关注近场特性, 这与第一类问题(通常假设场源为平面波)无法等效.

本文针对内置电偶极子激励下的开孔矩形屏蔽体, 提出了一种计算其电磁泄漏场的解析理论模型, 并分析了位置和频率等因素对屏蔽效能的影响规律. 虽然现今专业电磁数值计算软件功能全面、适用范围广, 但由于计算速度慢、占用空间大, 特别是计算结果与使用人员的建模经验有较大关系, 因此发展计算效率高、物理意义清晰且易于实施的解析模型仍具有实际意义. 本文假设场源为电偶极子天线, 虽较简单, 但具实用价值. 一方面, 偶极子是最基本的辐射单元, 可以组成更复杂的辐射源; 另一方面, 对于小尺寸屏蔽体屏蔽效能的测试, 常采

* 国家自然科学基金(批准号: 51307055)和中央高校基本科研业务费(批准号: 2014ZP02)资助的课题资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: cqjiao@ncepu.edu.cn

用电小偶极子型的场源或探头作为电磁发射/接收设备.

2 解析模型

图 1 所示为一开孔矩形金属屏蔽体. 屏蔽体 x , y 和 z 方向的尺寸分别为 x_e , y_e 和 z_e . 圆形小孔位于 $x = x_e$ 面, 其中心坐标为 (x_e, y, z) , 直径为 d . 内置的场源 (电偶极子天线) 位于源点 (x_s, y_s, z_s) 处, 且沿 z 方向放置. 本文假定腔壁是理想导体, 且其厚度可忽略.

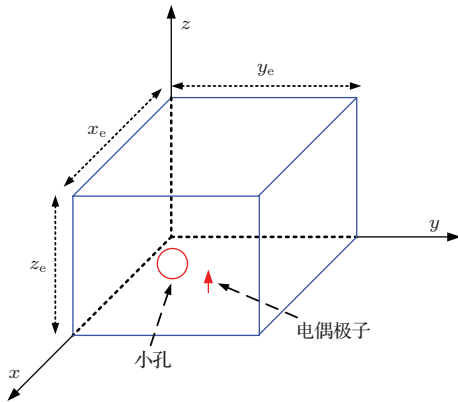


图 1 电偶极子激励下的开孔矩形金属屏蔽体

依据 Bethe 小孔耦合理论, 当开孔尺寸远小于电磁波长时, 泄漏到屏蔽体外的场分布可用位于开孔中心处的等效电偶极矩 \mathbf{p} 和等效磁偶极矩 \mathbf{m} 产生的场表示^[20-23]. 其中, 电偶极矩垂直于开孔面, 磁偶极矩平行于开孔面. \mathbf{p} 和 \mathbf{m} 的强度分别正比于未扰电场 \mathbf{E}_u 和未扰磁场 \mathbf{H}_u . 其中, 未扰指屏蔽体上不存在开孔 (完全封闭) 的情况. 对于图 1 所示模型, 等效偶极矩和未扰场的关系为

$$\begin{aligned} \mathbf{p} &= \alpha_e \varepsilon_0 \mathbf{E}_{u,x} \mathbf{e}_x, \\ \mathbf{m} &= -\alpha_{my} H_{u,y} \mathbf{e}_y - \alpha_{mz} H_{u,z} \mathbf{e}_z, \end{aligned} \quad (1)$$

式中, ε_0 为真空介电常数; \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y 和 \mathbf{e}_z 分别为 x , y 和 z 方向的单位矢量; $E_{u,x}$, $H_{u,y}$ 和 $H_{u,z}$ 分别为 \mathbf{E}_u 的 x 分量, \mathbf{H}_u 的 y 和 z 分量; 电极化系数 α_e , 磁极化系数 α_{my} 和 α_{mz} 的表达式取决于开孔的形状和尺寸, 对于圆形、矩形及椭圆等形状有解析公式可用. 对于任意形状的开孔, 理论上可以借助数值计算获得其极化系数 (准静态处理). 本文中直径为 d 的圆孔的极化系数表达式为

$$\alpha_e \approx d^3/6, \quad \alpha_{my} = \alpha_{mz} = d^3/3. \quad (2)$$

通过本征模展开方法^[20,24], 可导出矩形屏蔽体的未扰电场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_u(\mathbf{r}) &= \frac{j\omega\mu_0}{k^2} I dl \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s) \mathbf{e}_z - \frac{j\omega\mu_0}{k^2} I dl \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_{0n} \varepsilon_{0m} \varepsilon_{0l} \sin \frac{n\pi x_s}{x_e} \sin \frac{m\pi y_s}{y_e} \cos \frac{l\pi z_s}{z_e}}{x_e y_e z_e [k^2 - (n\pi/x_e)^2 - (m\pi/y_e)^2 - (l\pi/z_e)^2]} \\ &\times \left\{ \left[\left(\frac{n\pi}{x_e} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_e} \right)^2 \right] \sin \frac{n\pi x}{x_e} \sin \frac{m\pi y}{y_e} \cos \frac{l\pi z}{z_e} \mathbf{e}_z \right. \\ &\left. - \frac{m\pi}{y_e} \left(\frac{l\pi}{z_e} \right) \sin \frac{n\pi x}{x_e} \cos \frac{m\pi y}{y_e} \sin \frac{l\pi z}{z_e} \mathbf{e}_y - \frac{n\pi}{x_e} \left(\frac{l\pi}{z_e} \right) \cos \frac{n\pi x}{x_e} \sin \frac{m\pi y}{y_e} \sin \frac{l\pi z}{z_e} \mathbf{e}_x \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

式中, \mathbf{r} 表示场点 (x, y, z) 的位置矢量, \mathbf{r}_s 表示源点 (x_s, y_s, z_s) 的位置矢量, j 为虚数单位, ω 为角频率, μ_0 为真空磁导率, k 为自由空间波数, I 和 dl 分别代表偶极子天线的电流强度和长度, n , m 和 l 均为模式指数. 当 $n = 0$ 时, $\varepsilon_n = 1$; 当 $n \neq 0$ 时, $\varepsilon_n = 2$. ε_m 和 ε_l 的定义与 ε_n 类似. 由于 δ 函数的表达式仅当 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_s$ 时取非零值, 故在后续推导中被忽略.

(3) 式为三重级数, 其收敛速度很慢. 借助数学恒等式^[25]

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos nx}{n^2 - a^2} = \frac{1}{2a^2} - \frac{\pi \cos(x - \pi)a}{2a \sin \pi a},$$

$$(0 \leq x \leq 2\pi), \quad (4)$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \sin nx}{n^2 - a^2} = \frac{\pi \sin(x - \pi)a}{2 \sin \pi a}, \quad (0 \leq x \leq 2\pi). \quad (5)$$

以 x 为自变量, 对等式右边在 $0-2\pi$ 区间进行三角级数展开, 可验证以上二式的正确性. 运用 (4), (5) 式, (3) 式中的 l 指数可被合并, 且 (3) 式被简化为二重级数

$$\begin{aligned} E_{u,z}(x, y, z) &= \frac{-j\omega\mu_0 I dl}{k^2 (x_e y_e z_e)} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \Gamma_{nm} \left(\frac{z_e}{2k'} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \{ \cos k'(z + z_s - z_e) + \cos k'(|z - z_s| - z_e) \} \\ & \times (\sin k'z_e)^{-1}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & E_{u,y}(x, y, z) \\ & = \frac{-j\omega\mu_0 I dl}{k^2(x_e y_e z_e)} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \Gamma'_{nm} \left(\frac{z_e}{2} \right) \\ & \times \{ \sin k'[z_e - (z + z_s)] \\ & + \operatorname{sgn}(z - z_s) \sin k'(z_e - |z - z_s|) \} \\ & \times (\sin k'z_e)^{-1}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} & E_{u,x}(x, y, z) \\ & = \frac{-j\omega\mu_0 I dl}{k^2(x_e y_e z_e)} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \Gamma''_{nm} \left(\frac{z_e}{2} \right) \\ & \times \{ \sin k'[z_e - (z + z_s)] \\ & + \operatorname{sgn}(z - z_s) \sin k'(z_e - |z - z_s|) \} \\ & \times (\sin k'z_e)^{-1}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中, $\operatorname{sgn}(x)$ 为符号函数,

$$k' = \sqrt{k^2 - (n\pi/x_e)^2 - (m\pi/y_e)^2}, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_{nm} & = \varepsilon_{0n} \varepsilon_{0m} \left[\left(\frac{n\pi}{x_e} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{y_e} \right)^2 \right] \sin \frac{n\pi x}{x_e} \\ & \times \sin \frac{n\pi x_s}{x_e} \sin \frac{m\pi y}{y_e} \sin \frac{m\pi y_s}{y_e}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \Gamma'_{nm} & = \varepsilon_{0n} \varepsilon_{0m} \left(\frac{m\pi}{y_e} \right) \sin \frac{n\pi x}{x_e} \sin \frac{n\pi x_s}{x_e} \\ & \times \cos \frac{m\pi y}{y_e} \sin \frac{m\pi y_s}{y_e}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \Gamma''_{nm} & = \varepsilon_{0n} \varepsilon_{0m} \left(\frac{n\pi}{x_e} \right) \cos \frac{n\pi x}{x_e} \sin \frac{n\pi x_s}{x_e} \\ & \times \sin \frac{m\pi y}{y_e} \sin \frac{m\pi y_s}{y_e}. \end{aligned} \quad (12)$$

相应的未扰磁场分量可以通过法拉第电磁感应定律微分形式导出:

$$\begin{aligned} & H_{u,x}(x, y, z) \\ & = \frac{I dl}{x_e y_e z_e} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \Gamma'_{nm} \frac{z_e}{2k'} \\ & \times \{ \cos k'[z_e - (z + z_s)] + \cos k'(z_e - |z - z_s|) \} \\ & \times (\sin k'z_e)^{-1}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & H_{u,y}(x, y, z) \\ & = -\frac{I dl}{x_e y_e z_e} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \Gamma''_{mn} \frac{z_e}{2k'} \\ & \times \{ \cos k'(z + z_s - z_e) + \cos k'(|z - z_s| - z_e) \} \\ & \times (\sin k'z_e)^{-1}. \end{aligned} \quad (14)$$

通过坐标轮换, 上述公式也适用于场源沿 x 或 y 方向放置的情况. 进而, 基于叠加原理, 该模型可被推广到场源沿任意方向放置的情况. 随着 n 和 m 的增加, k' 将变成一个幅值越来越大的纯虚数. 因此, (6)—(8) 及 (13)—(14) 式中分母位置的正弦函数将转换为指数增长函数, 从而保证上述级数的快速收敛. 然而, 当场点和源点的 z 坐标接近时, 分母和分子具有相同的指数增长率, 级数的收敛速度显著变慢. 此时, 应增加 m 和 n 的取值直至达到级数收敛. 虽然本文只考虑了一个开孔的情况, 但如果相邻孔间的耦合效应不是很强, 则通过场叠加方式可容易的将本模型推广到多孔情况.

取屏蔽体尺寸 $x_e = y_e = z_e = 1$ m, 场源位置 $x_s = y_s = z_s = 0.5$ m, 偶极子电流元 $I dl = 1$ A·m. 图 2 给出了三种不同频率下, 当场点沿线段 $x = 0.5$ m, $z = 0.4$ m, 0.5 m $< y < 1$ m 移动时的电场和磁场分布 (实线), 同时给出了去除屏蔽体后电偶极子的自由空间场分布 (虚线). 可以看出, 当场点离偶极子比较近时, 屏蔽体场与自由空间场符合, 这从一个侧面表明了本文所列计算公式的可信性. 当场点靠近腔壁时, 由于边界效应, 两种场分布的差异逐渐显现.

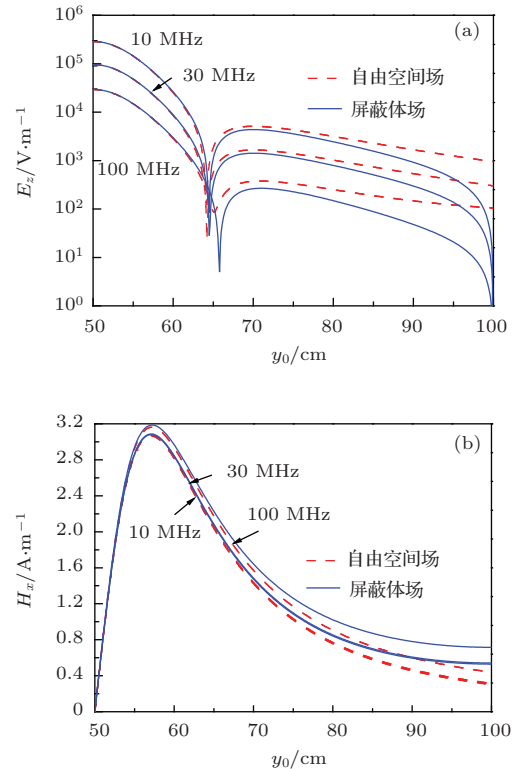


图 2 (网刊彩色) 电偶极子激励下的屏蔽体场分布与自由空间场分布的比较 (虚线为电偶极子自由空间场, 实线为屏蔽体内电磁场) (a) 电场强度 E_z ; (b) 磁场强度 H_x

3 结果与讨论

接下来, 假定 $x_e = 300$ mm, $y_e = 300$ mm, $z_e = 120$ mm, 圆孔半径 5 mm. 并且, 本文采用实际中常用的屏蔽效能这一指标来衡量电磁泄漏状况. 考虑到电场的 z 分量占主, 故电场屏蔽效能 S_E 定义为 $20\log_{10}(E_{z0}/E_{zs})$, 其中 E_{z0} 和 E_{zs} 分别对应不存在和存在屏蔽体时, 在同一场点处的电场强度的 z 分量. 同理, 磁场屏蔽效能 S_H 以 y 方向磁场分量的比值为参考.

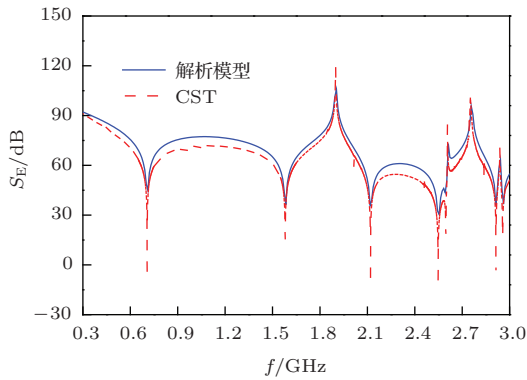


图3 (网刊彩色) 电场屏蔽效能随频率的变化 ($r = 400$ m)

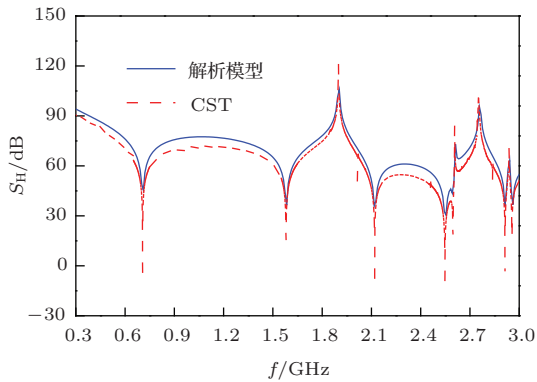


图4 (网刊彩色) 磁场屏蔽效能随频率的变化 ($r = 400$ mm)

对于 $x_s = 150$ mm, $y_s = 150$ mm, $z_s = 20$ mm, 以及开孔位于 $x = x_e$ 壁中心位置的情况, 图3和图4分别给出了 S_E 和 S_H 随波频率的变化曲线. 其中, 场点坐标取 (700 mm, 150 mm, 60 mm), 即场点位于开孔正前方且二者距离 $r = 400$ mm. 可以看出, 解析结果和基于全波仿真软件 CST 的频域求解器得出的结果, 在腔体电磁模式从欠模直至高度过模的状态下均具有很好的一致性. 比较图3和图4, 可以看出 S_E 和 S_H 很接近, 原因是该场点已位于场源及等效偶极子的远场区. 在 0.71

GHz, 1.58 GHz, 2.12 GHz 和 2.55 GHz 等频点附近, 屏蔽效能急剧减少, 通过谐振频率的计算可知它们分别源于 TM_{110} , TM_{310} , TM_{330} 和 TM_{510} 模式的腔体谐振效应. 其中, TM 代表横磁模式, 在本文中特指磁场 z 分量为零的模式; 三个下标分别对应 n , m 和 l 这三个模式指数的值. 值得注意的是, 某些模式的谐振效应没有呈现. 例如, 谐振频率为 1.12 GHz 的 TM_{210} 模式. 原因在于该模式的 E_z 分量在场源所在位置为零, 因此该模式不能被场源激发. 此外, 还可以发现, 屏蔽效能在某些频点附近急剧增加. 这种现象可解释为场源或开孔的位置正好处在屏蔽体场的节点 (零点) 上.

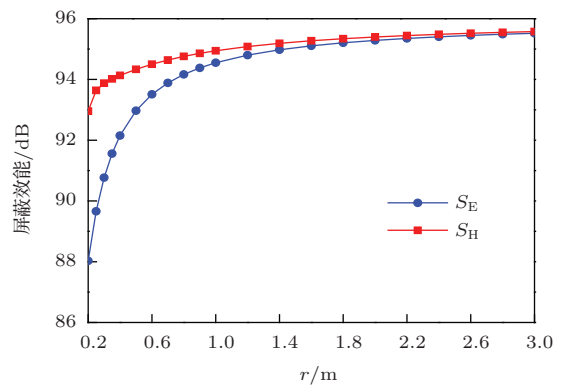


图5 $f = 0.3$ GHz 时屏蔽效能随场点-开孔距离 r 的变化

图5同时给出了 S_E 和 S_H 随 r (场点到开孔距离) 的变化情况. 频率 f 取 0.3 GHz. 可以看出, 随着 r 的增加, S_E 和 S_H 也相应增大, 即远场屏蔽效能比近场屏蔽效能更大. 当 r 约大于 1 m 时, S_E 和 S_H 趋于一个相同的稳定值, 即远场区的电场屏蔽效能和磁场屏蔽效能相同. 当 r 小于 1 m 时, 电场屏蔽效能和磁场屏蔽效能不同, 且 S_H 大于 S_E . 为了解释上述变化规律, 需要理解波阻抗随场点-场源距离 r 的变化行为. 当 r 较大时, 无论相对于场源还是开孔位置的等效偶极子, 场点处的波阻抗均与平面波阻抗 (约 377 Ω) 相等; 当 r 较小时, 场点的波阻抗和平面波阻抗不相等. 特别地, 对于图5所对应的距离参数, 计算可知在场点处泄漏场 (主要由开孔位置的等效磁偶极子产生) 比场源 (电偶极子) 的自由空间场有更大的波阻抗, 这便是 S_H 大于 S_E 的原因. 应当指出, 该结论不是普遍性的, 既然通常电偶极子场比磁偶极子场的波阻抗大. 然而, 详细计算后不难发现, 磁偶极子场存在波阻抗大于平面波阻抗的特殊区域; 另一方面电偶极子场也有波阻

抗小于平面波阻抗的特殊区域.

图6和图7用于描述开孔位置变化对屏蔽效能的影响. 计算时取 $f = 1$ GHz, $r = 400$ mm. 并且, 假定场点位置随开孔位置同步变化, 以始终保持场点位于开孔正前方. 从图6可以看出, 开孔位置沿 z 方向移动时, 屏蔽效能基本保持不变. 图7则表明, 开孔位置沿 y 方向变化对屏蔽效能有明显影响. 通过对未扰场的计算分析表明, 未扰场主要由 $m = 1, l = 0$ 的模式系列组成. 这些模式的场分布沿 y 轴遵循正弦函数, 沿 z 轴保持不变. 这种分布特点解释了图6和图7所观测到的变化规律.

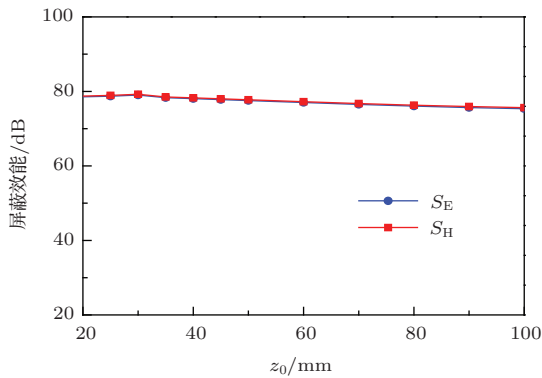


图6 (网刊彩色) $f = 1$ GHz, $r = 400$ mm 时开孔位置沿 z 方向变化对屏蔽效能的影响

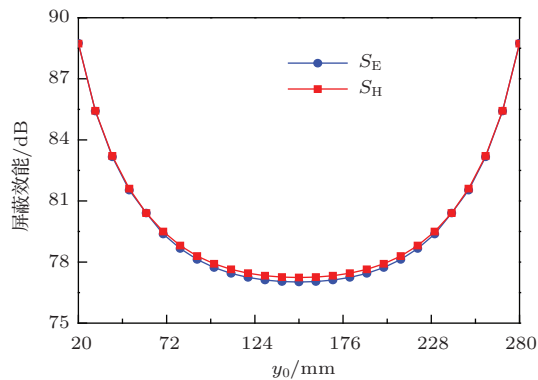


图7 (网刊彩色) $f = 1$ GHz, $r = 400$ mm 时开孔位置沿 y 方向变化对屏蔽效能的影响

图8至图10分别给出了屏蔽效能随场源沿 x, y 和 z 方向移动的变化曲线. 其中, $f = 1$ GHz, $r = 400$ mm, 开孔位于 $x = x_e$ 壁的中心. 从图8可以看出, 在 $x_s = 173$ mm处 S_E 有一个最大值, 解释如下: $f = 1$ GHz时, 腔内电场的分布主要是 $m = 1$ 和 $l = 0$ 的腔模的叠加 (对 n 的值没有限定). 此叠加效应相当于 TE_{10} 波导模式沿 x 轴方向传播. 该波导模式具有截止频率 $f_c = 0.5$ GHz, 因此其

沿 x 轴的轴向波数为 $(2\pi/c)(f^2 - f_c^2)^{1/2} = 18.14$ rad/m, 对应轴向波长 (波导波长) 约 346 mm. 因此, $x_s = 173$ mm (离 $x = 0$ 导电边界正好半个波导波长距离) 处是 E_z 分量的节点 (零点). 在该点处, 场源对屏蔽体场的激励作用变得很弱, 泄漏场变得很小, 因而屏蔽效能达到一个极大值. 从图9可以看出, 屏蔽效能随 y_s 的变化规律类似图7中屏蔽效

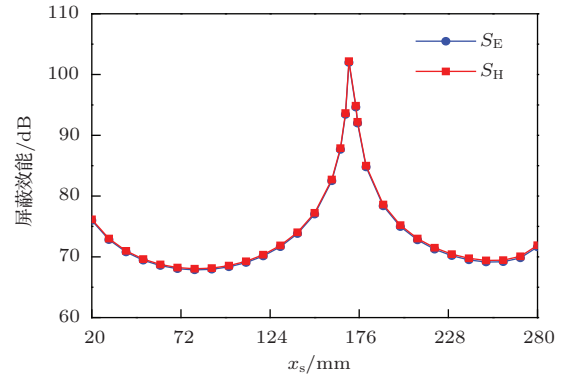


图8 (网刊彩色) $f = 1$ GHz, $r = 400$ mm 时电偶极子位置沿 x 方向变化对屏蔽效能的影响

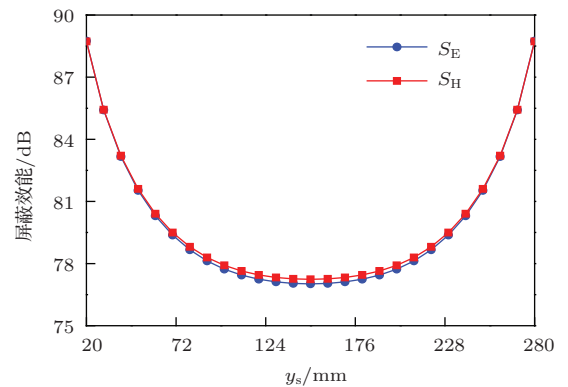


图9 (网刊彩色) $f = 1$ GHz, $r = 400$ mm 时电偶极子位置沿 y 方向变化对屏蔽效能的影响

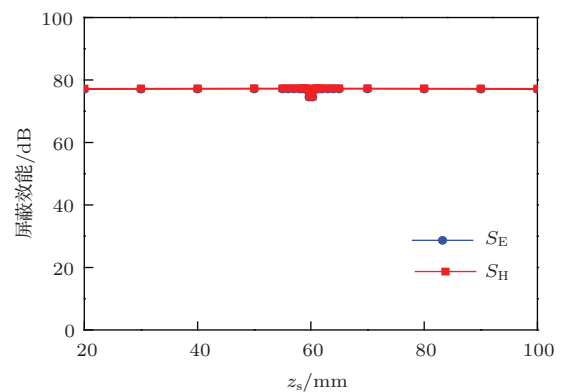


图10 (网刊彩色) $f = 1$ GHz, $r = 400$ mm 时电偶极子位置沿 z 方向变化对屏蔽效能的影响

能随 y_0 的变化规律. 同时, 图 10 中屏蔽效能随 z_s 的变化规律类似图 6 中屏蔽效能随 z_0 的变化规律. 这种类似关系的出现同样归因于上面提到的屏蔽体场在 y 和 z 坐标方向的分布特点. 需要指出的是, 图 10 中屏蔽效能曲线在 $z_s = 60$ mm 处出现了下降的尖点, 原因是 z_0 等于 z_s 导致方程 (14) 的收敛性变差.

4 结 论

本文提出了一种计算内置电偶极子场源激励下开孔矩形腔体电磁泄漏场的解析理论模型, 并通过与全波仿真结果比较检验了该模型的有效性. 该解析模型包括三个部分: 首先, 通过模式展开法导出封闭腔的场分布; 其次, 依据 Bethe 小孔耦合理论, 获得开孔位置的等效偶极矩; 最后, 通过等效偶极子场表征泄漏场. 计算结果表明, 场源位置、观察点和开孔的位置, 波频率及腔体谐振效应等因素均能明显影响电磁屏蔽效能; 近场区屏蔽效能小于远场区屏蔽效能, 且在近场区电场屏蔽效能与磁场屏蔽效能不相等; 当观测点远离屏蔽体约一个波长距离后, 屏蔽效能达到稳定, 且电场屏蔽效能等于磁场屏蔽效能. 通过对封闭腔场分布特点的分析, 可以对屏蔽效能随上述因素的变化规律给出清晰的物理解释. 本文模型可以容易推广到多孔及其他形状开孔的情况, 其局限性是要求开孔尺寸远小于波长.

参考文献

- [1] Henry W O 2009 *Electromagnetic Compatibility Engineering* (1st ed) (New York: Wiley Interscience)
- [2] Zhou B H 2003 *EMP and EMP Protection* (1st ed) (Beijing: National Defense Industry Press) (in Chinese) [周璧华 2003 电磁脉冲及其工程防护 (北京: 国防工业出版社)]
- [3] He J L 2010 *Introduction to Electromagnetic Compatibility* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [何金良 2010 电磁兼容概论 (北京: 科学出版社)]
- [4] Gomory F, Solovoyov M, Souc J, Navau C, Prat-Camps J, Sanchez A 2012 *Science* **335** 1466
- [5] Ali K M, Dehkhoda P, Mazandaran R M, Hesamedin S H 2010 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **52** 230
- [6] Chen J, Wang J G 2007 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **49** 354
- [7] Dehkhoda P, Tavakoli A, Azadifar M 2012 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **54** 792
- [8] Chen J, Wang J G 2013 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **55** 1239
- [9] Shim J J, Kam D G, Kwon J H, Kim J 2010 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **52** 566
- [10] Jiao C Q, Zhu H Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 084101
- [11] Robinson M P, Benson T M, Christopoulos C, Dawson J F, Ganley M D, Marvin A C, Porter S J, Thomas D W P 1998 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **40** 240
- [12] Fan J Q, Hao J H, Qi P H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 014104 (in Chinese) [范杰清, 郝建红, 柴培华 2014 物理学报 **63** 014104]
- [13] Wang J G, Liu G Z, Zhou J S 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 1093 (in Chinese) [王建国, 刘国治, 周金山 2003 强激光与粒子束 **15** 1093]
- [14] Zhou J S, Liu G Z, Peng P, Wang J G 2004 *High Power Laser and Particle Beams* **16** 88 (in Chinese) [周金山, 刘国治, 彭鹏, 王建国 2004 强激光与粒子束 **16** 88]
- [15] Tait G B, Hager C, Slocum M B, Hatfield M O 2013 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **55** 231
- [16] IEEE Std 299-2006, *IEEE standard method for measuring the effectiveness of electromagnetic shielding enclosures*
- [17] GB/T 12190-2006, *Method for measuring the shielding effectiveness of electromagnetic shielding enclosures* (in Chinese)[GB/T 12190-2006, 电磁屏蔽室屏蔽效能的测量方法]
- [18] Li M, Nuebel J, Drewniak J L, DuBroff R E, Hubing T H, VanDoren T P 2000 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **42** 29
- [19] Li M, Drewniak J L, Radu S, Nuebel J, Hubing T H, DuBroff R E, VanDoren T P 2001 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **43** 295
- [20] Jiao C Q, Qi L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 134104 (in Chinese) [焦重庆, 齐磊 2012 物理学报 **61** 134104]
- [21] Bethe H A 1944 *Phys. Rev.* **66** 163
- [22] Nitsch J B, Tkachenko S V, Potthast S 2012 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **54** 1252
- [23] Jiao C Q, Niu S 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 114102 (in Chinese) [焦重庆, 牛帅 2013 物理学报 **62** 114102]
- [24] Rahmat S Y 1975 *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.* **23** 762
- [25] Robert E Collin 1960 *Field Theory of Guided Waves* (New York: McGraw-Hill) p581

Analytical formulation for electromagnetic leakage from an apertured rectangular cavity*

Jiao Chong-Qing[†] Li Yue-Yue

(State Key Laboratory of Alternate Electrical Power System with Renewable Energy Sources, North China Electric Power University, Beijing 102206, China)

(Received 27 April 2014; revised manuscript received 26 May 2014)

Abstract

An analytical formulation has been developed for the electromagnetic leakage from an apertured rectangular cavity excited internally by an electric dipole. The leakage fields are represented by the equivalent electric and magnetic dipoles located at the aperture center with their dipole moments related to the “closed cavity” field within the framework of the Bethe’s small aperture coupling theory. The “closed cavity” field is obtained by using the mode-expansion method. In this formulation, the leakage field can be expressed as a function of the frequency, the source point, the field point, and the position of the aperture. The formulation then is employed to analyze the influences of the above factors on the shielding effectiveness and the corresponding physical mechanisms are also illuminated. Comparison with the full wave simulation software CST has verified the formulation over a very broad frequency range. It is shown that the near-field shielding effectiveness is smaller than the far-field one, and the electric shielding effectiveness is different from the magnetic one in the near-field zone.

Keywords: electromagnetic leakage, electromagnetic shielding, aperture coupling, rectangular cavity

PACS: 41.20.-q, 41.20.Jb

DOI: [10.7498/aps.63.214103](https://doi.org/10.7498/aps.63.214103)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51307055), and in part by the Fundamental Research Funds for the Central Universities in China (Grant No. 2014ZP02).

† Corresponding author. E-mail: cqjiao@ncepu.edu.cn