

开孔矩形腔体的近场电磁屏蔽效能研究*

焦重庆[†] 牛帅

(华北电力大学新能源电力系统国家重点实验室, 北京 102206)

(2012年12月9日收到; 2013年2月1日收到修改稿)

基于扩展的等效电路方法, 建立了电偶极子和磁偶极子天线近场照射下开孔矩形腔体电磁屏蔽效能计算的近似解析模型, 计算分析了场源—腔体距离对电场和磁场屏蔽效能的影响规律. 结果表明在近场区, 屏蔽效能随场源—腔体距离的减小而明显减小, 近场屏蔽效能小于远场屏蔽效能. 基于 Bethe 小孔耦合理论, 得出了描述近场和远场屏蔽效能关系的解析公式, 并用该公式检验了等效电路方法计算结果的可信性.

关键词: 电磁屏蔽, 矩形腔体, 近场, Bethe 理论

PACS: 41.20.-q, 41.20.Jb, 84.32.-y

DOI: 10.7498/aps.62.114102

1 引言

无线通信技术的飞速发展和高速电路的广泛应用, 使得电磁环境越来越复杂. 几乎所有的电子设备都不可避免处于周围电磁场的潜在影响之中. 因此, 电磁干扰的防护问题受到广泛的关注^[1-6]. 电磁屏蔽是抑制电磁干扰的最基本方法之一, 其常见形式是用金属材料制成的屏蔽壳体将敏感设备隔离起来, 以阻碍外来电磁骚扰的进入或抑制内生电磁骚扰的外泄.

完全封闭的金属壳体对除低频磁场以外的电磁干扰都具有很高的屏蔽效能. 在实际中, 出于通风、散热及观测等需要, 屏蔽体上不可避免存在大量开孔. 一般来说, 直接穿透金属壳体的电磁信号可以忽略不计. 因此, 屏蔽体上的开孔才是屏蔽体内外区域电磁耦合的主要途径, 是影响屏蔽体电磁屏蔽效能的关键因素.

开孔金属腔体电磁屏蔽效能的计算分析是电磁兼容领域的研究热点之一. 已有大量基于数值技术或解析方法的研究论文发表^[7-12]. 这些研究主要侧重于分析平面波照射下开孔的形状、尺寸和数量等因素对屏蔽效能的影响. 实际上, 除了开孔本身以外, 骚扰源的性质对屏蔽效能也有一定影响.

由于大量电子设备不得不共存于一个紧凑的空间或系统之中, 使得敏感电子设备常常处于骚扰源的近场区内. 在近场区, 电磁场强度随场—源距离的增加迅速衰减, 即使在一个很小的空间区域(如屏蔽体内)也呈现出明显的不均匀性. 此外, 近场区的波阻抗也呈现出明显的空间不均匀性. 与场强在近场区始终随距离的增加而减小不同, 波阻抗在近场区可以随距离的增加而减小, 如电偶极子近场区; 也可以随距离的增加而增加, 如磁偶极子近场区. 然而, 远场区电磁波的场强和波阻抗随距离的变化均很缓慢, 即使在较大空间范围内也可近似成均匀平面波. 上述差异的存在会导致同一屏蔽体在近场区和远场区呈现出不同的电磁屏蔽效能. 目前, 近场情况下的研究论文相对很少. 其中, 文献[13, 14]理论研究了无限大的金属平板对偶极子近场的屏蔽效能, 文献[15]理论研究了各向异性材料构成的无限大平板对偶极子近场的屏蔽效能, 文献[16, 17]分析了偶极子近场通过无限大平板上的开孔阵列的耦合特性, 文献[18]基于近似解析理论和实验测量讨论了金属笼对偶极子近场的屏蔽效能, 文献[19]则基于矩量法计算分析了腔体外泄电磁场的近场分布特性. 上述研究均表明, 近场屏蔽效能低于远场屏蔽效能.

与上述研究不同, 本文着重分析外部偶极子近

* 国家自然科学基金(批准号: 51037001)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: cqjiao@ncepu.edu.cn

场通过开孔向屏蔽体内透射的特性,也就是开孔腔体对外来近场波的电磁屏蔽特性.为此,我们推广了已有的平面波等效电路模型,使之能考虑偶极子近场波.等效电路模型是一种近似解析方法,最早由 Robinson 等人提出^[10],后经多次扩展适用范围扩大到多孔、斜入射及多模情况^[11,12,20,21],具有物理意义清晰、易于实施及计算速度快的优点,其在平面波照射下的有效性也得到了实验结果和全波数值计算结果的检验.基于该等效电路模型,本文分别计算分析了开孔矩形腔体对电和磁偶极子近场的电场和磁场屏蔽效能,发现无论是电或磁屏蔽效能,均会在近场区下降.为了解释这一现象,本文运用 Bethe 的小孔耦合理论^[22-25],得出了描述近场与远场屏蔽效能关系的解析公式,而该公式与等效电路模型计算结果有很好的 consistency,从而支撑了等效电路模型在近场区使用的可信性.

2 等效电路模型

如图 1 所示,开孔矩形金属腔体的长度、高度和深度分别为 b, a 和 d .坐标系原点为 o ,三个坐标轴分别与腔体的三个边平行.腔体的左壁($z=0$)的中心开有长 l 、宽 w 的矩形孔.在开孔正前方距离 s 的点 P_1 处,有沿 x 方向放置的极矩为 p 的电偶极子,作为外来电磁骚扰的场源. P_3 为腔内屏蔽效能观测点,其离开孔中心点 P_2 的距离为 R .

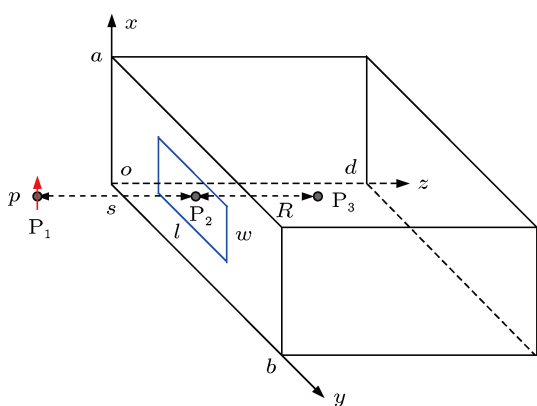


图 1 偶极子场照射下开孔矩形腔体示意图

依惯例,点 P_3 处的电场屏蔽效能可以定义成

$$S_E = 20 \log_{10} \left| \frac{E_0}{E_s} \right| \quad (\text{dB}), \quad (1)$$

式中 E_0 代表不存在屏蔽体时上述电偶极子在点 P_3 处产生的电场强度的幅值, E_s 代表存在屏蔽体时点 P_3 处的电场强度幅值.类似地,点 P_3 处的磁场屏蔽

效能可以定义成

$$S_H = 20 \log_{10} \left| \frac{H_0}{H_s} \right| \quad (\text{dB}), \quad (2)$$

式中 H_0 和 H_s 分别代表不存在和存在屏蔽体时的磁场强度幅值. E_0 和 H_0 的表达式在一般微波技术或天线理论的教科书即可查到,它们在时谐情况 ($e^{j\omega t}$) 下的复矢量形式为^[26,27]

$$E_0(P_3) = \frac{\eta_0 k^2 p}{4\pi} \left[\frac{j}{k(s+R)} + \frac{1}{k^2(s+R)^2} - \frac{j}{k^3(s+R)^3} \right] e^{-jk(s+R)} e_x, \quad (3)$$

$$H_0(P_3) = \frac{k^2 p}{4\pi} \left(\frac{j}{k(s+R)} + \frac{1}{k^2(s+R)^2} \right) e^{-jk(s+R)} e_y. \quad (4)$$

其中, $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ 为自由空间波阻抗, $k = 2\pi/\lambda$ 为自由空间波数, λ 为自由空间波长. $s+R$ 表示点 P_1 和 P_3 之间的距离.由于腔壁厚度 t 远小于 s 和 R ,故在上式中予以忽略.

E_s 和 H_s 的表达式可以通过图 2 所示的等效电路模型来计算.该模型提出的本意是为了分析平面波照射下开孔矩形腔体的电磁屏蔽效能^[10].其中,电压源 U_0 和内阻抗 Z_0 分别代表入射平面波的电场振幅和波阻抗.并联阻抗 Z_{ap} 代表开孔的影响,其物理含义是把开孔看成沿 y 轴方向且两端 ($y = (b+l)/2, y = (b-l)/2$) 短路的共面波导传输线时该传输线中心 ($y = b/2$) 处的输入阻抗,具体表达式为^[10]

$$Z_{ap} = \frac{j l}{2 a} 120 \pi^2 \left[\ln \left(\frac{2 \left(1 + 4 \sqrt{1 - (w_c/b)^2} \right)}{1 - 4 \sqrt{1 - (w_c/b)^2}} \right) \right]^{-1} \times \tan \frac{kl}{2}, \quad (5)$$

式中 $w_c = w - (5t/4\pi) [1 + \ln(4\pi w/t)]$ 代表开孔的等效宽度.

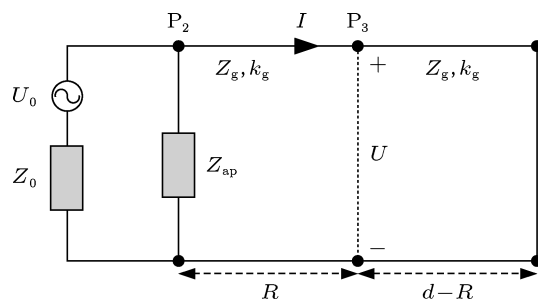


图 2 开孔腔体电磁屏蔽的等效电路模型

腔内的波过程用沿 z 方向传播的波导模式的等效传输线来描述, 该传输线在终端 ($z = d$ 处) 短路, 特征阻抗 Z_g 和传播常数 k_g 分别等于波导模式的横向波阻抗和传播常数. 当外来电磁骚扰的频率低于该矩形波导 (长度 b , 宽度 a) 的第二截止频率时, 可以认为腔内为单模状态 — 最低阶的 TE_{10} 模式. 当波频率更高时, 则需要考虑多模叠加. 若只考虑 TE_{10} 模, 则

$$Z_g = \eta_0 / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}, \quad k_g = k \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}.$$

可以看出, 在该模型里面入射场的影响仅体现在电压源 U_0 和内阻抗 Z_0 上. 如果外来入射场为偶极子场, 则 U_0 和 Z_0 应分别为偶极子场在开孔处的电场幅值和波阻抗. 与平面波不同, 偶极子场在近场区有很强的空间分布不均匀性. 如果进一步假设开孔的尺寸远小于波长, 则偶极子场的幅值和波阻抗在开孔面上分布的不均匀性可以近似忽略, 也就是说可以用开孔中心点 P_2 处的幅值和波阻抗分别表示 U_0 和 Z_0 ,

$$U_0 = |E_0(P_2)|$$

$$= \left| \frac{\eta_0 k^2 p}{4\pi} \left[\frac{j}{ks} + \frac{1}{k^2 s^2} - \frac{j}{k^3 s^3} \right] e^{-jks} \right|, \quad (6)$$

$$Z_0 = \eta_0 \left[1 - \frac{j}{ks(1+jks)} \right]. \quad (7)$$

上述假设在实际设计和应用中一般都能成立. 利用上述等效电路模型可计算出点 P_3 处的电压 $U(P_3)$ 和电流 $I(P_3)$, 而该点处的电场强度幅值和磁场强度幅值则分别为 $2U(P_3)$ 和 $2I(P_3)$.

当场源为磁偶极子天线时, 假设其偶极矩为 m , 在点 P_1 处沿 y 方向放置 (此时该偶极子在点 P_2 处的电场仍沿 x 方向, 与电偶极子电场同向). 此时, 上述等效电路模型中的 $E_0(P_3)$, $H_0(P_3)$, U_0 以及 Z_0 应分别替换成

$$E_0(P_3) = j \frac{\omega \mu_0 k^2 m}{4\pi} \left(\frac{j}{k(s+R)} + \frac{1}{k^2(s+R)^2} \right) e^{-jk(s+R)} e_x, \quad (8)$$

$$H_0(P_3) = j \frac{\omega \mu_0 k^2 m}{4\pi \eta_0} \left(\frac{j}{k(s+R)} + \frac{1}{k^2(s+R)^2} - \frac{j}{k^3(s+R)^3} \right) e^{-jk(s+R)} e_y. \quad (9)$$

$$U_0 = E_0(P_2)$$

$$= j \frac{\omega \mu_0 k^2 m}{4\pi} \left(\frac{j}{ks} + \frac{1}{k^2 s^2} \right) e^{-jks}, \quad (10)$$

$$Z_0 = \eta_0 \left[1 - \frac{j}{ks(1+jks)} \right]^{-1}. \quad (11)$$

2 计算结果

在接下来的计算中, 假设腔体尺寸 $a = 30$ cm, $b = 12$ cm, $d = 30$ cm, $t = 1.5$ mm, 开孔尺寸 $l = 5$ mm, $w = 5$ mm. 波频率在 1GHz 以下, 低于波导模的第二截止频率 (TE_{20} 模式, 截止频率 1 GHz). 针对不同的偶极子 — 腔体距离 s 及平面波情况 (在图中用 PW 表示), 图 3 给出了该腔体对电偶极子电场的屏蔽效能 S_E 随频率的变化曲线. 其中, 图 3(a) 中屏蔽效能观测点位于 $R = 15$ cm, 即腔体中心点处; 图 3(b) 中屏蔽效能观测点位于 $R = 3$ cm, 离开孔较近. 一般定义离场源 $\lambda/2\pi$ 以内的区域为近场区, 对于 0.3 GHz 和 1 GHz, 该距离分别约为 16 cm 和 5 cm. 从图 3 中可以看出: 1) 离偶极子越近, 屏蔽效能越低; 2) 波频率对屏蔽效能也有很大影响, 在某些频点会出现急剧的降低或升高; 3) 在不同的观测点, 会得出不同的屏蔽效能. 图 3(a) 和 (b) 中屏蔽效能最低点的频率约 0.707 GHz, 对应于 TE_{10} 波导模的第一个轴向 (z 向) 谐振模式 (TE_{101} 腔模) 的谐振频率, 因此腔谐振效应会导致屏蔽效能的急剧降低. 图 3(b) 中屏蔽效能最高点的频率约 0.748 GHz, 对应驻波场分布的零点. 也就是说, 在 0.748 GHz 时, 点 $R = 3$ cm 处是电场强度沿 z 轴呈驻波分布的一个零点 (波节点).

图 4 给出了该腔体对电偶极子磁场的屏蔽效能 S_H 随频率的变化曲线. 同样可以看出屏蔽效能近场区下降的规律. 此外, 在图 4(a) 中, 屏蔽效能曲线比较光滑, 在 0.707 GHz 这一谐振频率处不再存在屏蔽效能急剧降低的现象, 这是由于磁场驻波分布的零点效应导致的屏蔽效能升高与谐振效应导致的屏蔽效能降低同时出现而相互抵消所致. 在图 4(b) 中, 两个极高频点的频率分别为 0.572 GHz 和 0.972 GHz, 其来源的物理机理也是驻波场的零点效应.

图 5 和图 6 分别给出了该腔体对磁偶极子的电场和磁场屏蔽效能随频率的变化曲线. 从中仍然可以看出, 屏蔽效能随偶极子 - 腔体距离的减小而减小, 而图中的极点也可以用谐振效应或零点效应解释.

针对 0.4 GHz, 0.7 GHz 和 1 GHz 三个不同的频点, 图 7 至图 10 分别给出了该屏蔽体对电和磁偶极子的电场及磁场屏蔽效能随偶极子—腔体距离 s 的变化情况. 可以看出, 当 s 小于 20 cm 时, 屏蔽效能基本上随 s 的减小而降低; 当 s 大于 20 cm 时,

屏蔽效能将趋于稳定在平面波屏蔽效能上. 由于所考虑的最高频率 1 GHz 对应波长 (30 cm) 也大于 20 cm, 因此在本文电磁屏蔽问题中可以将离偶极子 1 个波长以外的区域算作屏蔽效能达到稳定的“远场区”.

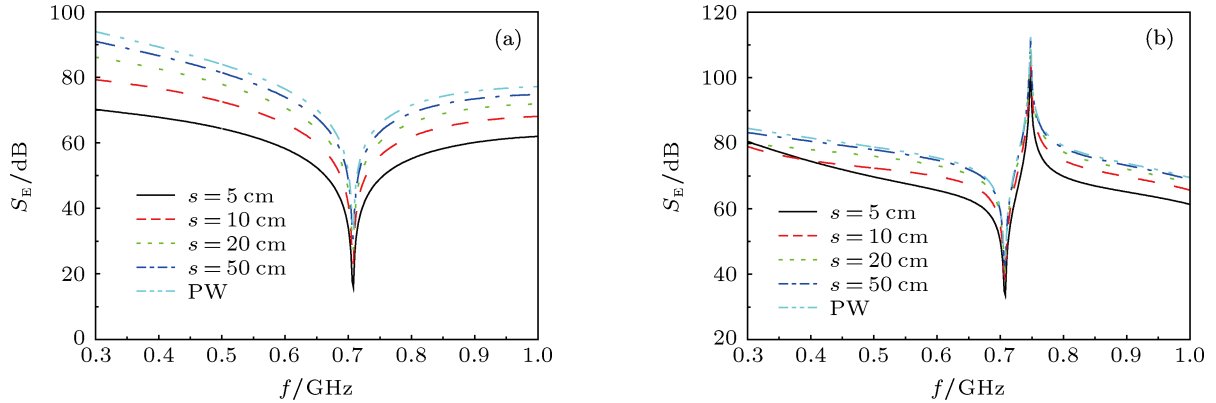


图 3 开孔矩形腔体对电偶极子电场的屏蔽效能 (a) $R = 15$ cm; (b) $R = 3$ cm

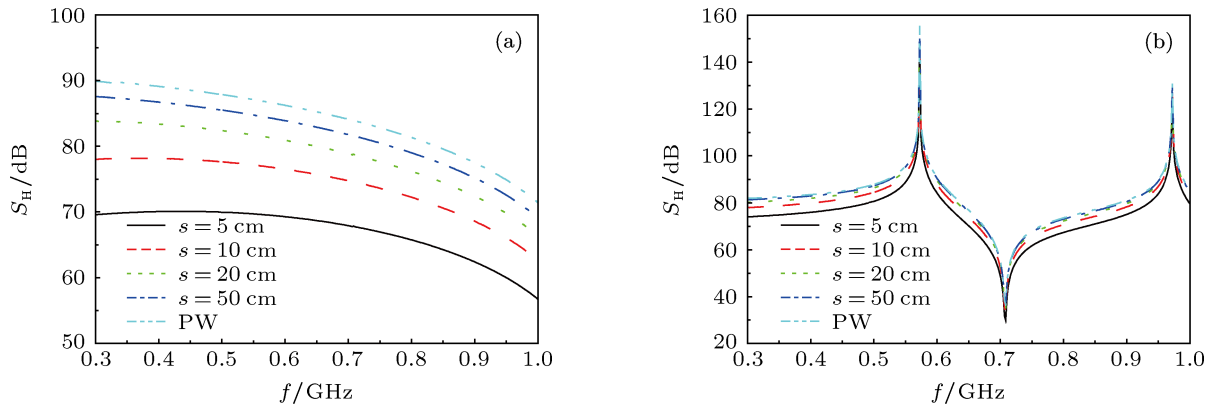


图 4 开孔矩形腔体对电偶极子磁场的屏蔽效能 (a) $R = 15$ cm; (b) $R = 3$ cm

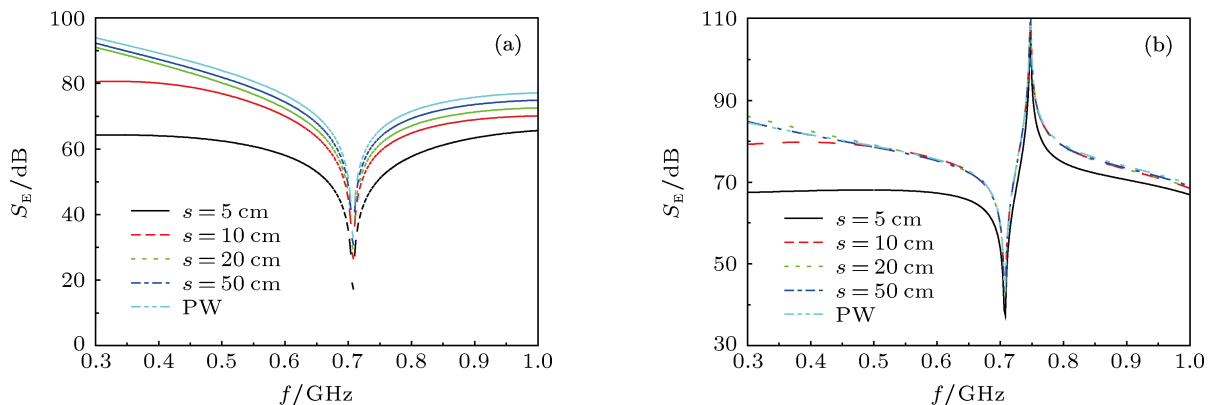


图 5 开孔矩形腔体对磁偶极子电场的屏蔽效能 (a) $R = 15$ cm; (b) $R = 3$ cm

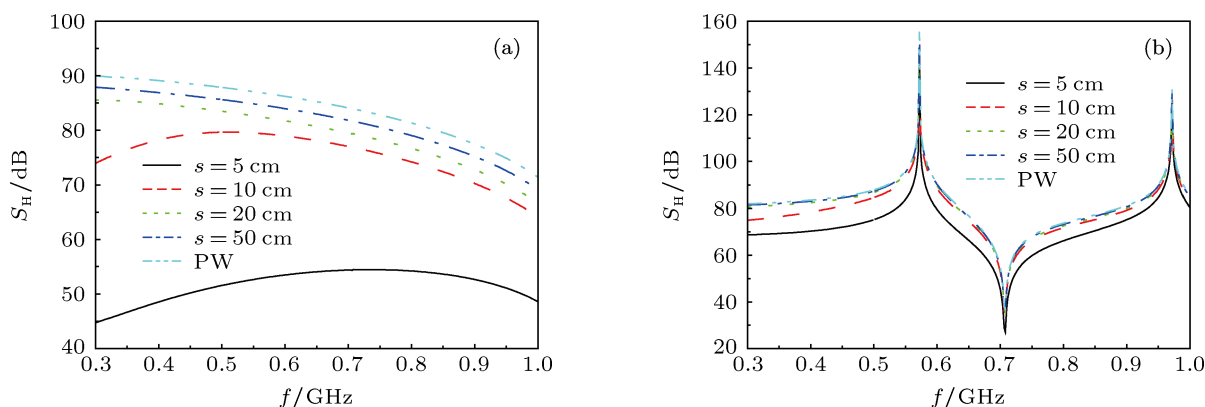


图6 开孔矩形腔体对磁偶极子磁场的屏蔽效能 (a) $R = 15$ cm; (b) $R = 3$ cm

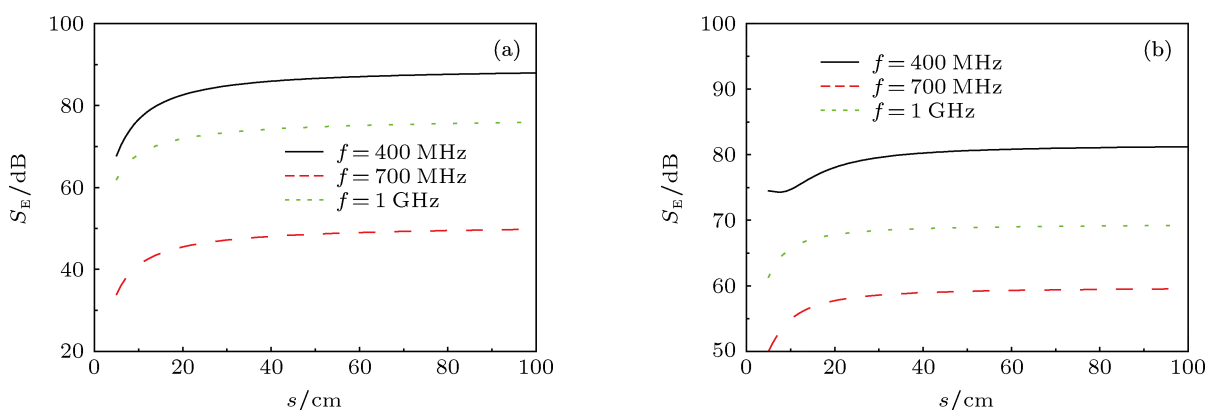


图7 电偶极子电场屏蔽效能随偶极子—腔体距离的变化 (a) $R = 15$ cm; (b) $R = 3$ cm

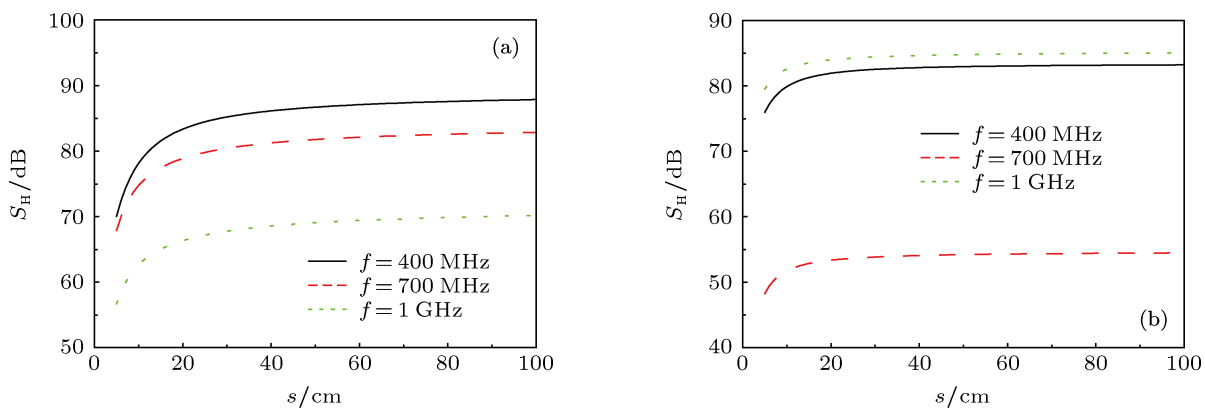


图8 电偶极子磁场屏蔽效能随偶极子—腔体距离的变化 (a) $R = 15$ cm; (b) $R = 3$ cm

3 讨论

依据 Bethe 小孔耦合理论^[22-24], 当开孔尺寸远小于波长时, 从开孔耦合到腔内的电磁场可近似用位于开孔中心的等效电偶极子和磁偶极子对腔体的激发场来描述. 其中, 等效电偶极子的极矩正比于照射场沿开孔面法向的电场强度, 等效磁偶极子的极矩正比于照射场沿开孔面切向的磁场强度.

比例系数由开孔的形状和尺寸决定. 对图 1 所示情况, 电偶极子场在开孔中心处只有 y 方向磁场和 x 方向电场. 从而, 腔内电磁场仅与 H_y 成正比, 并可表示成

$$E_s(\mathbf{P}_3) = C_1 H_y(\mathbf{P}_2) = C_1 \frac{k^2 p}{4\pi} \left(\frac{j}{ks} + \frac{1}{k^2 s^2} \right) e^{-jks}, \quad (12)$$

$$H_s(P_3) = C_2 H_y(P_2) = C_2 \frac{k^2 p}{4\pi} \left(\frac{j}{ks} + \frac{1}{k^2 s^2} \right) e^{x-jks}. \quad (13)$$

上式中 C_1 和 C_2 为比例系数, 它们不仅与开孔尺寸和形状, 还应与腔体的尺寸和形状及参数 R 有关, 但却与参数 s 无关. 将 (12) 式和 (3) 式代入 (1) 式, 将 (13) 式和 (4) 式代入 (2) 式, 不难导出 P_3 点的电场和磁场屏蔽效能可分别表示为

$$S_E = SP_E$$

$$+ 20 \log_{10} \left| \frac{\left(\frac{j}{k(s+R)} + \frac{1}{k^2(s+R)^2} - \frac{j}{k^3(s+R)^3} \right)}{\left(\frac{j}{ks} + \frac{1}{k^2 s^2} \right)} \right|, \quad (14)$$

$$S_H = SP_H + 20 \log_{10} \left| \frac{\left(\frac{j}{k(s+R)} + \frac{1}{k^2(s+R)^2} \right)}{\left(\frac{j}{ks} + \frac{1}{k^2 s^2} \right)} \right|. \quad (15)$$

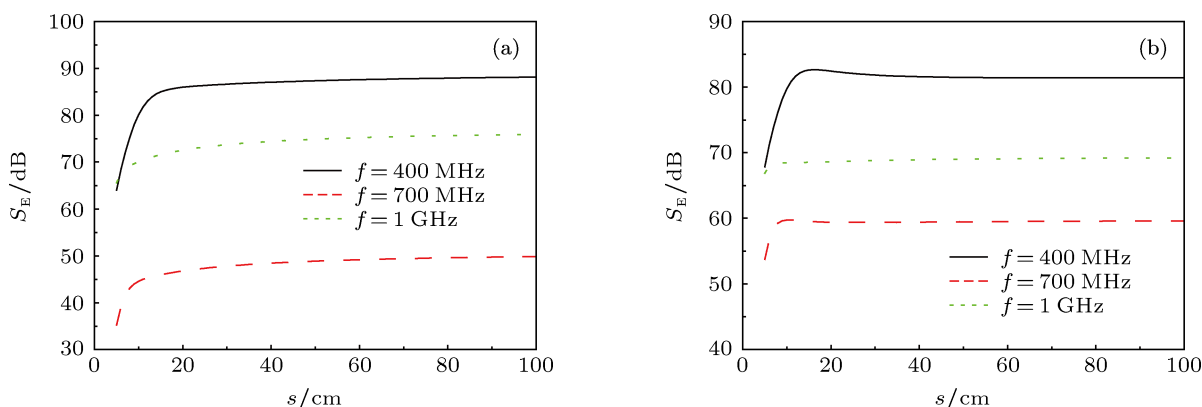


图9 磁偶极子电场屏蔽效能随偶极子—腔体距离的变化 (a) $R = 15$ cm; (b) $R = 3$ cm

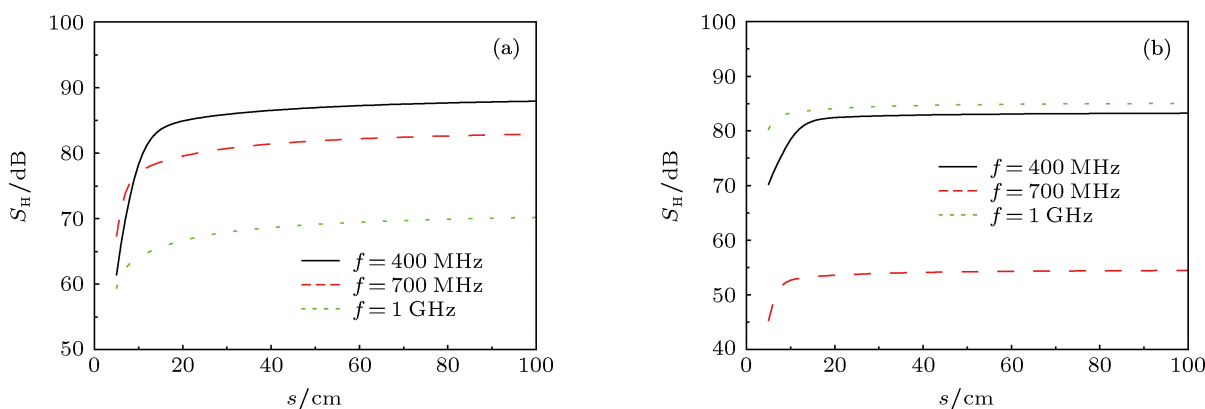


图10 磁偶极子磁场屏蔽效能随偶极子—腔体距离的变化 (a) $R = 15$ cm; (b) $R = 3$ cm

上式中 SP_E 和 SP_H 的值与系数 C_1 和 C_2 , k 和 p 的大小有关, 但却独立于参数 s . 当参数 s 趋向无穷大时, (14) 和 (15) 式中的最后一项趋于零. 相应地, S_E 和 S_H 分别趋向于 SP_E 和 SP_H . 因此, SP_E 和 SP_H 实际上代表的是远场 (平面波) 屏蔽效能.

对于前述的磁偶极子场源情况, 同样在开孔中心处只有 y 方向磁场和 x 方向电场存在. 同理, 可分别导出如下近场 - 远场屏蔽效能关系

$$S_E = SP_E$$

$$+ 20 \log_{10} \left| \frac{\left(\frac{j}{k(s+)} + \frac{1}{k^2(s+R)^2} \right)}{\left(\frac{j}{ks} + \frac{1}{k^2 s^2} - \frac{j}{k^3 s^3} \right)} \right|, \quad (16)$$

$$S_H = SP_H + 20 \log_{10} \left| \frac{\left(\frac{j}{k(s+R)} + \frac{1}{k^2(s+R)^2} - \frac{j}{k^3(s+R)^3} \right)}{\left(\frac{j}{ks} + \frac{1}{k^2 s^2} - \frac{j}{k^3 s^3} \right)} \right|. \quad (17)$$

(14)—(17) 式中最后一项代表了近场和远场屏蔽效能的差值项. 因此, (14)—(17) 式实际上给出了一种间接检验等效电路模型计算结果可信性的思路: 先用等效电路法计算 S_E 和 S_H , 再用 (14)—(17) 式计算出 SP_E 和 SP_H 的值; 既然 SP_E 和 SP_H 代表了远场屏蔽效能, 则 SP_E 和 SP_H 的值均应独立于参数 s . 若果真如此, 则等效电路法与 Bethe 小孔耦合理论符合. 在图 11(a) 和 (b) 中, 分别给出了电和磁偶极子情况下按上述思路计算出的 0.4 GHz 时在点 $R = 30$ mm 和 $R = 150$ mm 处的 SP_E 和 SP_H 随参数 s 的变化曲线. 可以看出, 参数 s 的变化基本不影响 SP_E 或 SP_H 的值. 因此, 可以得出结论, 等效电路方法获得的结果与 Bethe 理论预测的近场 - 远场关系符合. 此外, 图 11(a) 中的曲线与图 11(b) 中的相应曲线也完全一致, 这是因为电和磁偶极子的远场区均殊途同归到平面电磁波. 图 12(a) 和 (b) 给

出了 0.7 GHz 时的相应曲线, 同样可以看出 SP_E 和 SP_H 的值均独立于参数 s .

从 (14)—(17) 式的差值项可看出近场区屏蔽效能降低的物理机理. 该差值项的分子与观测点 P_3 处的未屏蔽场强相关, 分母与开孔点 P_2 处的未屏蔽场强相关. 由于近场区场强分布不均匀 (随离偶极子的距离的增加而快速减小), 开孔处相对于观测点离偶极子更近, 受到了更强的照射. 故分子小于分母, 该差值项在近场区为负值. 实质上, 与远场情况相比, 近场时从开孔耦合进去的场相对更强或者说观测点处的未屏蔽场相对更强, 使得未屏蔽场与屏蔽场的比值降低, 从而导致近场区屏蔽效能的下降. 可以想象, 如果开孔位置反过来背对偶极子天线, 则此时的近场屏蔽效能应大于远场屏蔽效能. 因此, 近场区和远场区屏蔽效能存在差异的主要原因是近场区场强的空间衰减特性.

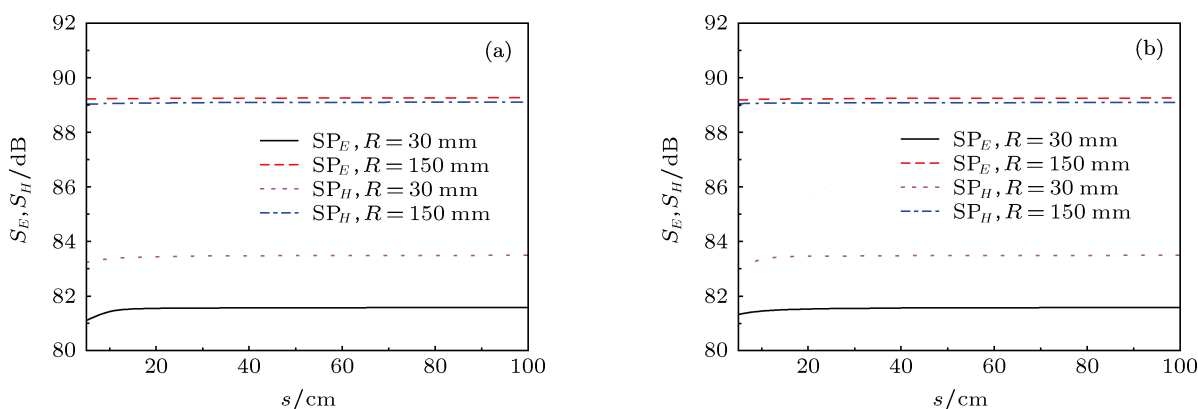


图 11 结合等效电路模型和 Bethe 理论导出的 0.4 GHz 时的平面波屏蔽效能随参数 s 的变化 (a) 电偶极子辐射源; (b) 磁偶极子辐射源

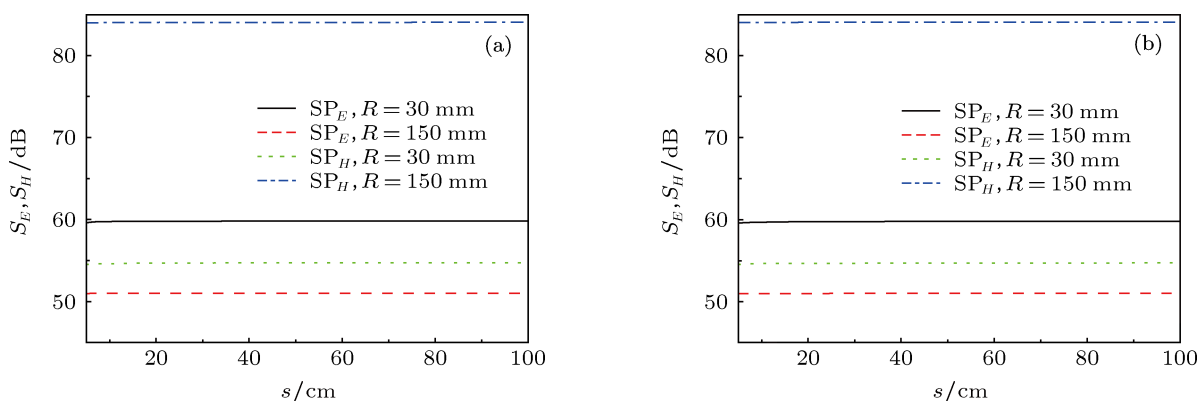


图 12 结合等效电路模型和 Bethe 理论导出的 0.7 GHz 时的平面波屏蔽效能随参数 s 的变化 (a) 电偶极子辐射源; (b) 磁偶极子辐射源

4 结论

通过用近场区场强和波阻抗替换平面波场强

和波阻抗, 将用于平面波照射下开孔矩形腔体电磁屏蔽效能分析的等效电路模型扩展到电和磁偶极子近场照射情况. 计算结果表明, 当电或磁偶极子

天线离屏蔽体距离在一个波长以内时, 电场和磁场屏蔽效能均会下降; 距离在一个波长以上时屏蔽效能基本保持不变. 从 Bethe 小孔耦合理论出发, 导出了描述偶极子场照射下近场区和远场区电磁屏蔽效能差值的数学公式. 计算结果发现等效电路模型的计算结果与上述数学公式有很好的-一致性, 从而

间接检验了等效电路模型计算结果的可信性. 近场区屏蔽效能下降的物理机理是场强在近场区的快速衰减特性. 等效电路模型和近场-远场屏蔽效能关系式具有物理意义清晰、易于实施的优点, 对计算分析近场区屏蔽腔体的电磁耦合机理和屏蔽效能有指导意义.

- [1] 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)]
- [2] Gomory F, Solovyov M, Souc J, Navau C, Prat-Camps J, Sanchez A 2012 *Science* **335** 1466
- [3] Wang J G, Zheng X S, Yang J, Zhao Y, Zhang Q L, Yuan T, Zhou J J, Feng G L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1968 (in Chinese) [王建国, 郑秀书, 杨静, 赵阳, 张其林, 袁铁, 周筠珺, 冯桂力 2008 物理学报 **57** 1968]
- [4] Zhang S Q, Wu Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 029202 (in Chinese) [张少卿, 吴群 2013 物理学报 **62** 029202]
- [5] Jiao C Q 2012 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **54** 696
- [6] Zhang S Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 065101
- [7] Chen J, Wang J G 2007 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **49** 354
- [8] Audone B, Balma M 1989 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **31** 102
- [9] Wallyn W, Zutter D D, Rogier H 2002 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **44** 130
- [10] 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
- [11] Dehkhoda P, Tavakoli A, Moini R 2008 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **50** 208
- [12] Azaro R, Caorsi S, Donelli M 2001 *Microwave and Optical Tech. Lett.* **28** 289
- [13] Moser J R 1988 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **30** 202
- [14] Bannister P R 1968 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **10** 2
- [15] Chiu H K, Lin M S, Chen C H 1997 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **39** 332
- [16] Ali S, Weile D, Clupper T 2005 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **47** 367
- [17] Criel S, Martens L, Zutter D D 1994 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **36** 161
- [18] Wilson P 1995 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **37** 126
- [19] Audone B, Balma M 1989 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **31** 102
- [20] Dehkhoda P, Tavakoli A, Moini R 2008 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **50** 208
- [21] Shim J J, Kam D G, Kwon J H, Kim J 2010 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **52** 566
- [22] Bethe H A 1944 *Phys. Rev.* **66** 163
- [23] Collin R E 1990 *Field Theory of Guided Waves* (2nd Edn.) (New York: Wiley-IEEE Press)
- [24] 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]
- [25] Solin J R 2011 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **53** 82
- [26] Paul C R 2006 *Introduction to Electromagnetic Compatibility* (2nd Edn) New Jersey: John Wiley & Sons, Inc.
- [27] Ren L 1980 *Antenna Theory Foundations* (Beijing: Posts & Telecom Press) (in Chinese) [任朗 1980 天线理论基础 (北京: 人民邮电出版社)]

Shielding effectiveness of an apertured rectangular cavity against the near-field electromagnetic waves*

Jiao Chong-Qing[†] Niu Shuai

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

(Received 9 December 2012; revised manuscript received 1 February 2013)

Abstract

The shielding effectiveness of an apertured rectangular cavity against the near-field waves of both electric and magnetic dipoles is investigated theoretically by using an extended equivalent circuit method. Both electric and magnetic shielding effectivenesses are calculated as functions of distance between the dipoles and the enclosure. It is shown that the near-field shielding effectiveness is lower than the far-field (plane-wave) shielding effectiveness. Also, in the near-field region, the shielding effectiveness will reduce obviously with the decrease of the source-to-enclosure distance. Based on Bethe's small aperture coupling theory, analytical formulas are presented to describe the quantitative relation between the near-field and the far-field shielding effectivenesses. It is shown that the results from equivalent circuit method are in good agreement with the relation obtained from the Bethe's theory.

Keywords: electromagnetic shielding, rectangular cavity, near field, Bethe's theory

PACS: 41.20.-q, 41.20.Jb, 84.32.-y

DOI: 10.7498/aps.62.114102

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51037001).

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