

一种内置条状金属板的双层金属腔体屏蔽效能的理论模型

郝建红 公延飞 范杰清 蒋璐行

An analytical model for shielding effectiveness of double layer rectangular enclosure with inner strip-shaped metallic plate

Hao Jian-Hong Gong Yan-Fei Fan Jie-Qing Jiang Lu-Hang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 044101 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.044101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高浓度纤维增强材料介电特性计算方法

An approach to characterize dielectric properties of fiber-reinforced composites with high volume fraction

物理学报.2016, 65(2): 024102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.024102>

左手介质对谐振腔谐振频率的影响

Influence of left-handed material on the resonant frequency of resonant cavity

物理学报.2015, 64(12): 124103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.124103>

高增益相对论速调管放大器相位特性的模拟与实验研究

Simulation and experimental study of phase characteristics in high-gain relativistic klystron amplifier

物理学报.2015, 64(8): 084102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.084102>

介质涂覆位置对双S弯排气系统电磁散射特性影响研究

Electromagnetic scattering characteristics of double S-shape exhaust nozzle with different coating medium parts

物理学报.2015, 64(2): 024103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024103>

开孔矩形腔体电磁泄漏特性的解析研究

Analytical formulation for electromagnetic leakage from an apertured rectangular cavity

物理学报.2014, 63(21): 214103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.214103>

一种内置条状金属板的双层金属腔体屏蔽效能的理论模型^{*}

郝建红[†] 公延飞 范杰清 蒋璐行

(华北电力大学电气与电子工程学院, 北京 102206)

(2015年10月19日收到; 2015年11月9日收到修改稿)

针对复杂屏蔽腔体往往是由多个空间构成的实际情况, 本文构建了内置条状金属板的双层金属腔体物理解析模型, 将外层腔体的近场电磁干扰等效为电偶极子, 基于 Bethe 小孔耦合理论并利用推广的腔体格林函数推导了内腔体的电磁场分布的近似表达式. 利用该解析模型计算分析了条状金属板的位置和方向对屏蔽效能的影响. 通过计算结果与全波仿真软件 CST 仿真结果的对比, 证实了本文所建理论模型的有效性, 为复杂腔体屏蔽效能的快速计算提供了理论参考.

关键词: Bethe 小孔耦合理论, 格林函数, 双层金属腔体, 屏蔽效能

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

DOI: 10.7498/aps.65.044101

1 引言

科学技术的快速发展导致电子设备几乎均工作在复杂电磁环境中. 因此, 电磁骚扰的防护与屏蔽一直受到科研和工程技术人员的关注. 实际工程中, 为提高电子设备在复杂电磁环境中的抗干扰能力, 通常在关键设备和器件外部都加装金属屏蔽腔体, 起到电磁屏蔽和保护作用. 然而, 电子设备上的散热孔缝破坏了屏蔽腔体的整体性, 降低了腔体的屏蔽效能 (shielding effectiveness, SE).

有孔腔体屏蔽效能的分析通常采用数值模拟和解析分析两种方法. 数值模拟计算是一种常用的分析方法, 但当研究对象为较大的复杂结构时, 仿真模型的网格划分变得较为困难, 将给计算平台带来巨大压力. 解析方法作为一种快速、有效的近似方法, 主要包括有 Bethe 小孔耦合理论^[1,2]、电路解析方法^[3,4]和 BLT 方程^[5,6]等. 多年来, 人们对带有各种孔缝的单层腔体屏蔽效能进行了广泛研究^[7-10]. 考虑到实际中往往用金属隔板将屏蔽腔

体分成若干个空间, 近年来人们开始关注双层腔体屏蔽效能的研究, 文献^[11, 12]研究了外部平面波照射下双层金属空腔体孔缝耦合的屏蔽效能. 但实际工程中, 为了方便器件或者线路的安置, 屏蔽腔体内部会存在一些金属挡板, 其存在改变了腔体内电磁场的分布, 影响了腔体的屏蔽效能. 本文以此实际结构出发, 建立了内置条状金属板的内外双层金属腔体物理模型 (见图 1). 通常金属隔板上为走线需要往往开有一些孔缝, 考虑到一方面外部电磁干扰经过外层腔体通过孔缝耦合到内层腔体, 另一方面外层放置电路的电磁辐射经过孔缝也会耦合到内层腔体中, 所以模型中将这种近场干扰等效为电偶极子放置在外层腔体中, 将隔板上的孔缝分别等效为磁偶极子和电偶极子. 利用推广的腔体格林函数求解内腔体场分布的近似表达式, 建立了一种内置条状金属板的双层金属腔体屏蔽解析效能的理论模型. 利用该模型计算分析了内腔体条状金属板位置的变化对目标点场分布的影响, 获得了相应的腔体屏蔽效能变化规律. 通过对相同的电磁问题的 CST 仿真, 验证了本文构建模型和分析方法的

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 61372050) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: jianhonghao@ncepu.edu.cn

有效性和可行性, 为研究和工程人员分析双层腔体屏蔽效能提供指导和参考.

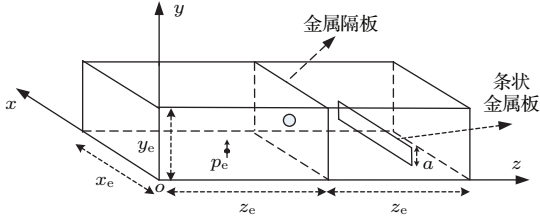


图1 电偶极子激励下的内置条状金属板的双层屏蔽腔体 (条状金属板垂直于 xoz 平面)

Fig. 1. Double-layer shielding enclosure with inner strip-shaped metallic plate excited by electric dipole (the strip-shaped metallic plate is perpendicular to the xoz plane).

2 物理模型的分析与建立

2.1 内置条状金属板的双层腔体的物理模型

图1所示为双层金属屏蔽体, 腔体在 x , y 和 z 轴方向的尺寸分别为 x_e , y_e , $2z_e$. 在 $z = z_e$ 处的金属隔板上有一直径为 d 、圆心坐标为 (x_0, y_0, z_0) 的圆形小孔. 外层腔体中放置一电偶极子作为激励源, 它的中心点坐标为 (x_s, y_s, z_s) ; 在内层腔体中放置一个与 xoz 平面垂直且与腔体侧壁连接的条状金属板, 它的宽度为 a 且距 xoy 平面、 xoz 平面距离分别为 $z_1 + z_e$ 和 y_1 .

根据 Bethe 小孔耦合理论, 电偶极子激励的场可以由小孔中心的电偶极矩 $\mathbf{p}$ 和磁偶极矩 $\mathbf{m}$ 等效, 其中电偶极矩平行于 z 轴, 磁偶极矩平行于小圆孔平面.

$$\mathbf{p} = \alpha_e \varepsilon_0 E_{u,z} \mathbf{e}_z, \quad (1)$$

$$\mathbf{m} = -\alpha_{mx} H_{u,x} \mathbf{e}_x - \alpha_{my} H_{u,y} \mathbf{e}_y. \quad (2)$$

对于圆形小孔, 其极化系数 $\alpha_e \approx d^3/6$, $\alpha_{mx} = \alpha_{my} = d^3/3$; 外层腔体的未扰场 (外层腔体独立存在且完全封闭时电偶极子在其中激励的场) $H_{u,y} = 0$, $E_{u,z}$ 和 $H_{u,x}$ 的表达式为 [13,14]

$$\begin{aligned} E_{u,z}(x, y, z) &= \frac{-j\omega\mu_0 I dl}{k^2(x_e y_e z_e)} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \Gamma_{nl} \left(\frac{y_e}{2} \right) \\ &\times \left(\sin[k_1(y_e - (y + y_s))] \right) + \text{sgn}(y - y_s) \\ &\times \sin[k_1(y_e - |y - y_s|)] \times \sin(k_1 y_e)^{-1}, \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{u,x}(x, y, z) &= \frac{-I dl}{k^2(x_e y_e z_e)} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \Gamma_{nl} \left(\frac{y_e}{2k_1} \right) \\ &\times \left\{ \cos[k_1(y + y_s - y_e)] \right. \\ &\left. + \cos[k_1(|y - y_s| - y_e)] \right\} \sin(k_1 y_e)^{-1}, \quad (4) \end{aligned}$$

式中,

$$k_1 = \sqrt{k^2 - (n\pi/x_e)^2 - (l\pi/z_e)^2}$$

($n, l = 0, 1, 2, \dots$), I 和 dl 分别为电偶极子天线的电流强度和长度;

$$\begin{aligned} \Gamma_{nl} &= \varepsilon_{0n} \varepsilon_{0l} \left(\frac{l\pi}{z_e} \right) \cos \left(\frac{l\pi z}{z_e} \right) \sin \left(\frac{l\pi z_s}{z_e} \right) \\ &\times \sin \left(\frac{n\pi x}{x_e} \right) \sin \left(\frac{n\pi x_s}{x_e} \right). \end{aligned}$$

其中 $\varepsilon_{0n} \varepsilon_{0l}$ 为诺黎曼常数, 当 $n(l) = 0$ 时, $\varepsilon_{0n(l)} = 1$, 当 $n(l) \neq 0$, $\varepsilon_{0n(l)} = 2$.

2.2 孔缝等效为磁偶极子时内腔体电场的计算

依据条状金属板放置的方位可以将隔板上的圆形孔缝等效为磁偶极子或者电偶极子 [15,16]. 我们首先讨论条状金属板垂直于 xoz 面时 (如图1所示), 其隔板上的孔缝可以等效为磁偶极子.

如果内腔体中放置的条状金属板距离腔体四周不是很近, 则对内腔体中电场的分布影响不会太大, 我们将其看作微扰, 将腔体的格林函数修正为 $G_m = G_{m0} + G_{ms}$, G_{m0} 为内腔体空置时的腔体格林函数, G_{ms} 为放置条状金属板时的修正项. 其中

$$\begin{aligned} G_{m0} &= - \sum_m \sum_n \left(\frac{\varepsilon_{0m} \varepsilon_{0n}}{x_e y_e} \right) \left[\frac{\sin(k_x x_0) \cos(k_y y_0)}{k_{mn} \sin(k_{mn} z_e)} \right] \\ &\times \sin(k_x x) \cos(k_y y) \left\{ \cos[k_{mn}(|z + z_0| - z_e)] \right. \\ &\left. + \cos[k_{mn}(|z - z_0| - z_e)] \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

式中, $k_x = m\pi/x_e$, $k_y = n\pi/y_e$, $k_{mn} = \sqrt{k^2 - (m\pi/x_e)^2 - (n\pi/y_e)^2}$ ($m, n = 0, 1, 2, \dots$), 其中 k 为真空中的波数.

当内腔体中的条状金属板垂直于 xoz 面时, 参照文献 [17] 的分析可以推导出内置条状金属板时格林函数修正项为

$$\begin{aligned}
 G_{ms} &= - \sum_{n \neq \sigma}^{\infty} \left\{ \sum_{\nu}^{\infty} \sum_{\sigma}^{\infty} \sum_{\tau}^{\infty} \left(\frac{a^4 c^2}{y_e^3 z_e^3} \right) \varepsilon_{0\nu} \varepsilon_{0\sigma} \varepsilon_{0\tau} \right. \\
 &\quad \times \frac{\tau^2}{\omega_{mnp}^2 - \omega^2} \cos \left(\frac{\sigma \pi y_1}{y_e} \right)^2 \cos \left(\frac{\tau \pi z_1}{z_e} \right)^2 \\
 &\quad \times \sin \left(\frac{\nu \pi x_0}{x_e} \right) \sin \left(\frac{\nu \pi x}{x_e} \right) \cos \left(\frac{n \pi y_0}{y_e} \right) \\
 &\quad \times \cos \left(\frac{n \pi y}{y_e} \right) \frac{\sin(k_n z_1) \cos[k_n(z_e - z)]}{\sin(k_n z_e)} \left. \right\}, \quad (6)
 \end{aligned}$$

式中, ω 为角频率,

$$\omega_{mnp} = \frac{\sqrt{(m\pi/x_e)^2 + (n\pi/y_e)^2 + (p\pi/z_e)^2 - k^2}}{c^2},$$

其中 c 为光速,

$$k_n \cong k_{n\sigma} = \sqrt{(\tau\pi/z_e)^2 + (\sigma\pi/y_e)^2 - (n\pi/y_e)^2}$$

($\tau, \sigma, n = 0, 1, 2 \dots$) 且 $n \neq \sigma$.

为了化简公式, 节省计算时间提高级数收敛的速度, 利用公式

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

($0 \leq x \leq 2\pi$) 对 (6) 式进行化简, 得到

$$\begin{aligned}
 G_{ms} &= - \sum_{n \neq \sigma}^{\infty} \sum_{\sigma}^{\infty} \sum_{\tau}^{\infty} \left(\frac{a^4}{y_e^3 z_e^3} \right) \varepsilon_{0n}^2 \varepsilon_{0\sigma} \varepsilon_{0\tau} \\
 &\quad \times \left[\frac{\tau^2}{k_{\sigma\tau} \sin(k_{\sigma\tau} x_e) \sin(k_n z_e)^2} \right] \\
 &\quad \times \cos \left(\frac{\sigma \pi y_1}{y_e} \right)^2 \cos \left(\frac{\tau \pi z_1}{z_e} \right)^2 \cos \left(\frac{n \pi y_0}{y_e} \right) \\
 &\quad \times \cos \left(\frac{n \pi y}{y_e} \right) \sin(k_n z_1) \cos[k_n(z_e - z)] \\
 &\quad \times \left\{ \cos[k_{\sigma\tau}(|x + x_0| - x_e)] \right. \\
 &\quad \left. - \cos[k_{\sigma\tau}(|x - x_0| - x_e)] \right\}, \\
 &\quad z \geq z_1 + z_e, \quad (7)
 \end{aligned}$$

式中 $k_{\sigma\tau} = \sqrt{k^2 - (\tau\pi/z_e)^2 - (\sigma\pi/y_e)^2}$.

最终根据格林函数可以推导得到内腔体内的微扰电场分量

$$\begin{aligned}
 E_{msy}(x, y, z) &= -j\omega\mu_0\alpha_{mx}H_{u,x} \sum_{n \neq \sigma}^{\infty} \sum_{\sigma}^{\infty} \sum_{\tau}^{\infty} \left(\frac{a^4}{y_e^3 z_e^3} \right) \varepsilon_{0n}^2 \varepsilon_{0\sigma} \varepsilon_{0\tau} \\
 &\quad \times \left[\frac{(n\pi/y_e)\tau^2 \sin(n\pi/y_e)}{k_{\sigma\tau} \sin(k_{\sigma\tau} x_e) \sin(k_n z_e)^2} \right] \cos \left(\frac{\sigma \pi y_1}{y_e} \right)^2 \\
 &\quad \times \cos \left(\frac{\tau \pi z_1}{z_e} \right)^2 \cos \left(\frac{n \pi y_0}{y_e} \right) \sin \left(\frac{n \pi y}{y_e} \right) \\
 &\quad \times \sin(k_n z_1) \cos[k_n(z_e - z)]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &\times \left\{ \cos[k_{\sigma\tau}(|x + x_0| - x_e)] \right. \\
 &\quad \left. - \cos[k_{\sigma\tau}(|x - x_0| - x_e)] \right\}, \\
 &\quad z \geq z_1 + z_e, \quad (8)
 \end{aligned}$$

$E_{msz}(x, y, z)$

$$\begin{aligned}
 &= -j\omega\mu_0\alpha_{mx}H_{u,x} \sum_{n \neq \sigma}^{\infty} \sum_{\sigma}^{\infty} \sum_{\tau}^{\infty} \left(\frac{a^4}{y_e^3 z_e^3} \right) \varepsilon_{0n}^2 \varepsilon_{0\sigma} \varepsilon_{0\tau} \\
 &\quad \times \left[\frac{\tau^2 k_n}{k_{\sigma\tau} \sin(k_{\sigma\tau} x_e) \sin(k_n z_e)^2} \right] \cos \left(\frac{\sigma \pi y_1}{y_e} \right)^2 \\
 &\quad \times \cos \left(\frac{\tau \pi z_1}{z_e} \right)^2 \cos \left(\frac{n \pi y_0}{y_e} \right) \cos \left(\frac{n \pi y}{y_e} \right) \\
 &\quad \times \sin(k_n z_1) \sin[k_n(z_e - z)] \\
 &\quad \times \left\{ \cos[k_{\sigma\tau}(|x + x_0| - x_e)] \right. \\
 &\quad \left. - \cos[k_{\sigma\tau}(|x - x_0| - x_e)] \right\}, \\
 &\quad z \geq z_1 + z_e. \quad (9)
 \end{aligned}$$

通过上述分析可以得到内置条状金属板垂直于 xoz 平面时的电场分量, 即 $E_{my} = E_{m0y} + E_{msy}$, $E_{mz} = E_{m0z} + E_{msz}$, 其中 E_{m0y} , E_{m0z} 为将圆形孔缝等效为磁偶极子时空置内腔体的电场分量.

2.3 孔缝等效为电偶极子时空腔体电场的计算

图2为条状金属板平行于 xoz 平面时的示意图. 可以将隔板上的圆形孔缝等效为电偶极子, 同理可知腔体格林函数 $G_e = G_{e0} + G_{es}$, 其中

$$\begin{aligned}
 G_{e0} &= \sum_m^{\infty} \sum_n^{\infty} \left(\frac{\varepsilon_{0m} \varepsilon_{0n}}{x_e y_e} \right) \left[\frac{\cos(k_x x_0) \cos(k_y y_0)}{k_{mn} \sin(k_{mn} z_e)} \right] \\
 &\quad \times \cos(k_x x) \cos(k_y y) \\
 &\quad \times \left\{ \cos[k_{mn}(|z + z_0| - z_e)] \right. \\
 &\quad \left. - \cos[k_{mn}(|z - z_0| - z_e)] \right\}. \quad (10)
 \end{aligned}$$

与2.2节相同的分析, 可以推导出内腔体的微扰格林函数

$$\begin{aligned}
 G_{es} &= - \sum_{n \neq \sigma}^{\infty} \sum_{\sigma}^{\infty} \sum_{\tau}^{\infty} \left(\frac{a^4}{y_e^3 z_e^3} \right) \varepsilon_{0n}^2 \varepsilon_{0\sigma} \varepsilon_{0\tau} \\
 &\quad \times \left[\frac{k_n \tau^2}{k_{\sigma\tau} \sin(k_{\sigma\tau} x_e) \sin(k_n z_e)^2} \right] \\
 &\quad \times \cos \left(\frac{\sigma \pi y_1}{y_e} \right)^2 \sin \left(\frac{\tau \pi z_1}{z_e} \right)^2 \cos \left(\frac{n \pi y_0}{y_e} \right) \\
 &\quad \times \cos \left(\frac{n \pi y}{y_e} \right) \sin(k_n z_1) \cos[k_n(z_e - z)]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \left\{ \cos[k_{\sigma\tau}(|x+x_0|-x_e)] \right. \\ & \left. + \cos[k_{\sigma\tau}(|x-x_0|-x_e)] \right\}, \\ & z \geq z_1 + z_e. \end{aligned} \quad (11)$$

同理根据格林函数可以推导出内腔体内微扰电场的各分量

$$\begin{aligned} & E_{esx}(x, y, z) \\ = & -j\omega\alpha_e\varepsilon_0^2 E_{u,z} \sum_{n \neq \sigma} \sum_{\sigma} \sum_{\tau} \left(\frac{a^4}{y_e^3 z_e^3} \right) \varepsilon_{0n}^2 \varepsilon_{0\sigma} \varepsilon_{0\tau} \\ & \times \left[\frac{\tau^2 \sin(n\pi/y_e)}{k_{\sigma\tau} \sin(k_{\sigma\tau}x_e) \sin(k_n z_e)^2} \right] \\ & \times \cos\left(\frac{\sigma\pi y_1}{y_e}\right)^2 \sin\left(\frac{\tau\pi z_1}{z_e}\right)^2 \cos\left(\frac{n\pi y_0}{y_e}\right) \\ & \times \cos\left(\frac{n\pi y}{y_e}\right) (k_n k_{\sigma\tau}) \sin(k_n z_1) \sin[k_n(z_e - z)] \\ & \times \left\{ \sin[k_{\sigma\tau}(|x+x_0|-x_e)] \right. \\ & \left. + \operatorname{sgn}(x-x_0) \sin[k_{\sigma\tau}(|x-x_0|-x_e)] \right\}, \\ & z \geq z_1 + z_e. \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & E_{esy}(x, y, z) \\ = & -j\omega\alpha_e\varepsilon_0^2 E_{u,z} \sum_{n \neq \sigma} \sum_{\sigma} \sum_{\tau} \left(\frac{a^4}{y_e^3 z_e^3} \right) \varepsilon_{0n}^2 \varepsilon_{0\sigma} \varepsilon_{0\tau} \\ & \times \left[\frac{(n\pi/y_e)\tau^2 \sin(n\pi/y_e)}{k_{\sigma\tau} \sin(k_{\sigma\tau}x_e) \sin(k_n z_e)^2} \right] \\ & \times \cos\left(\frac{\sigma\pi y_1}{y_e}\right)^2 \sin\left(\frac{\tau\pi z_1}{z_e}\right)^2 \cos\left(\frac{n\pi y_0}{y_e}\right) \\ & \times \sin\left(\frac{n\pi y}{y_e}\right) \times k_n \sin(k_n z_1) \sin[k_n(z_e - z)] \\ & \times \left\{ \cos[k_{\sigma\tau}(|x+x_0|-x_e)] \right. \\ & \left. + \cos[k_{\sigma\tau}(|x-x_0|-x_e)] \right\}, \\ & z \geq z_1 + z_e, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & E_{esz}(x, y, z) \\ = & -j\omega\alpha_e\varepsilon_0^2 E_{u,z} \sum_{n \neq \sigma} \sum_{\sigma} \sum_{\tau} \left(\frac{a^4}{y_e^3 z_e^3} \right) \varepsilon_{0n}^2 \varepsilon_{0\sigma} \varepsilon_{0\tau} \\ & \times \left[\frac{\tau^2 \sin(n\pi/y_e)}{k_{\sigma\tau} \sin(k_{\sigma\tau}x_e) \sin(k_n z_e)^2} \right] \\ & \times \cos\left(\frac{\sigma\pi y_1}{y_e}\right)^2 \sin\left(\frac{\tau\pi z_1}{z_e}\right)^2 \cos\left(\frac{n\pi y_0}{y_e}\right) \\ & \times \cos\left(\frac{n\pi y}{y_e}\right) k_n^2 \sin(k_n z_1) \cos[k_n(z_e - z)] \\ & \times \left\{ \cos[k_{\sigma\tau}(|x+x_0|-x_e)] \right. \\ & \left. + \cos[k_{\sigma\tau}(|x-x_0|-x_e)] \right\}, \\ & z \geq z_1 + z_e. \end{aligned} \quad (14)$$

通过上述分析可以得到内置条状金属板平行

于 xoz 平面时的电场分量, 即 $E_{ex} = E_{e0x} + E_{esx}$, $E_{ey} = E_{e0y} + E_{esy}$, $E_{ez} = E_{e0z} + E_{esz}$, 其中 E_{e0x} , E_{e0y} , E_{e0z} 为将圆形孔缝等效为电偶极子时空置内腔体的电场分量.

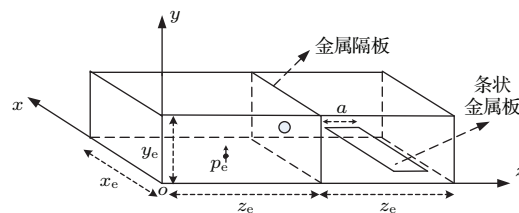


图2 电偶极子激励下的内置条状金属板的双层屏蔽腔体 (条状金属板平行于 xoz 平面)

Fig. 2. Double-layer shielding enclosure with inner strip-shaped metallic plate excited by electric dipole (the strip-shaped metallic plate is parallel to the xoz plane).

3 模型的验证

为了验证模型的有效性, 我们采用屏蔽效能数值SE作为参考标准. 屏蔽效能数值SE的公式为

$$SE = -20 \log \left(\frac{|E|}{|E_0|} \right), \quad (15)$$

式中, E 为内腔体中目标点的电场强度振幅, E_0 为自由空间中电偶极子在目标点激励的电场强度振幅.

基于叠加原理, 当条状金属板中轴线平行于 xoy 平面时, 可以在内腔体中沿任意方向放置, 只要将条状金属板在 x 轴和 y 轴方向上进行分解并分别把孔缝耦合等效为磁偶极子和电偶极子就能计算出内腔体中任一目标点的电场分量, 从而得到该点的屏蔽效能.

3.1 条状金属板垂直于 xoz 平面

我们假定金属腔体尺寸参数为 $x_e = 300$ mm, $y_e = 120$ mm, $z_e = 300$ mm; 圆形孔缝的直径 $d = 10$ mm, 孔缝中心点的坐标为 $(150, 60, 300)$, 条状金属板的宽度 $a = 15$ mm, 且距离 $z_1 = 130$ mm, $y_1 = 40$ mm; 激励源电偶极子中心点的坐标为 $(150, 60, 20)$; 场点的坐标为 $(150, 60, 450)$.

图3给出了内腔体中条状金属板垂直于 xoz 面时的SE曲线. 可以看出, 本文方法计算结果与CST仿真的结果符合较好, 且准确预测出了腔体的3个谐振点, 即在频率为0.71, 1.58和2.12 GHz

处, 对应腔体的模式分别为 TE_{101} , TE_{310} 和 TE_{330} 模式.

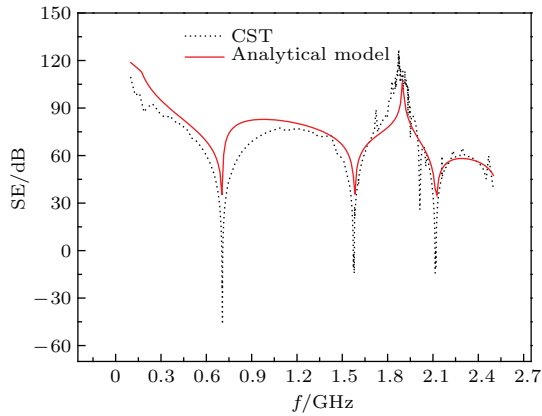


图3 条状金属板垂直于 xoz 平面时的屏蔽效能

Fig. 3. Calculated SE when the strip-shaped metallic plate is perpendicular to the xoz plane using the proposed analytical model and the result from a full-wave simulation tool (MicroWave Studio, CST).

3.2 条状金属板平行于 xoz 平面

其他参数条件不变, 当内腔体中放置的条状金属板平行于 xoz 平面时, 内腔体中目标点的SE曲线如图4所示. 可以看出, 本文解析方法计算结果与CST仿真结果符合度较高, 在准确预测出腔体的三个谐振模式的同时, 与图3相比解析模型还消除了1.65—2.1 GHz频域范围内曲线上急剧变化的“毛刺”, 从而使曲线更加光滑. 这是由于条状金属板的存在“相对”改变了激励源或者开孔的位置, 使它们正好远离屏蔽体场的零点.

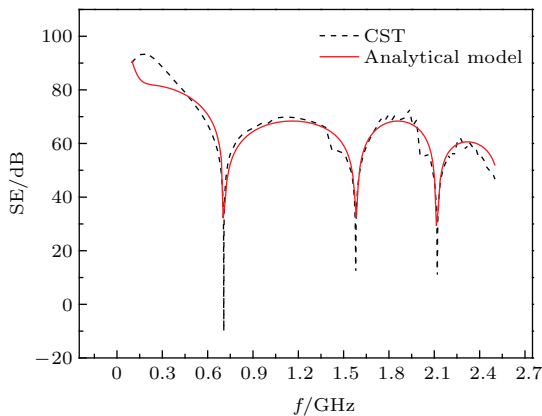


图4 条状金属板平行于 xoz 平面时的屏蔽效能

Fig. 4. Calculated SE when the strip-shaped metallic plate is parallel to the xoz plane using the proposed analytical model and the result from a full-wave simulation tool (MicroWave Studio, CST).

解析模型的最大优势是一方面可以体现出更多的物理意义, 另一方面就是大幅度提高计算的效率. 本文计算所用计算机的配置为Inter Core i5-4300 M处理器, 运算速度为2.6 GHz, 内存为4 G, 使用软件版本分别为Matlab2013a 和 CST2011. 通过对比表明, 对于相同的问题, 本文所建立的理论解析模型比软件CST在计算时间上大幅度缩减, 其中CST完成该模型的平均耗时大约为36620 s, 而该解析模型仅耗时135 s, 计算效率提高将近271倍, 这为实现复杂腔体电磁问题的快速计算和准确分析提供了一种有效方法. 下面我们就利用所建的理论解析模型, 对内置条状金属板位置对SE的影响进行分析.

4 内置条状金属板的位置对SE的影响

图5和图6给出了条状金属板垂直于 xoz 平面时其位置对腔体SE的影响曲线. 由(8)和(9)式可知, 参数 y_1 , z_1 变化时, 内腔体电场计算与函数 $|\cos(\sigma\pi y_1/y_e)^2|$ 和 $|\cos(\sigma\pi z_1/z_e)^2|$ 有关, 当参数 y_1 和 z_1 分别在0—60 mm和0—150 mm范围内时函数为单调减函数, 即 y_1 , z_1 数值越大, 该函数数值越小, 内腔体的电场强度数值越小, 腔体屏蔽效能越高. 从图5和图6可以看出条状金属板到 xoy 和 xoz 平面侧壁的距离越大, 腔体屏蔽数值越大, 这与理论分析一致, 证明了该模型的正确性.

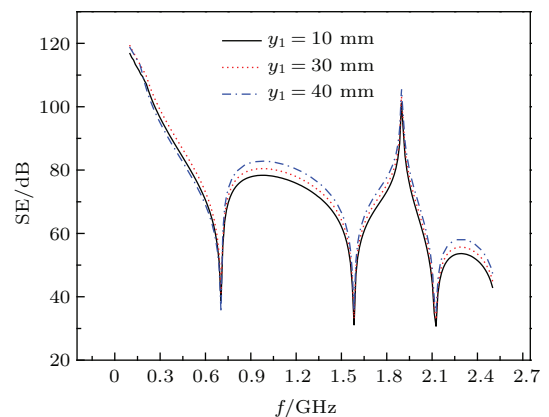


图5 (网刊彩色) 条状金属板垂直于 xoz 平面时屏蔽效能随参数 y_1 的变化

Fig. 5. (color online) Comparison of SEs calculated as the parameter y_1 changes when the strip-shaped metallic plate is perpendicular to the xoz plane.

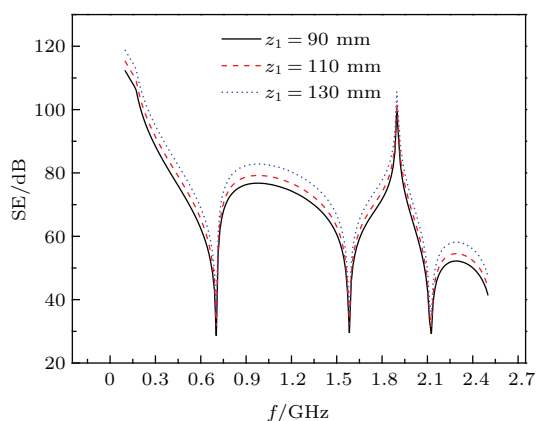


图6 (网刊彩色) 条状金属板垂直于 xoz 平面时屏蔽效能随参数 z_1 的变化

Fig. 6. (color online) Comparison of SEs calculated as the parameter z_1 changes when the strip-shaped metallic plate is perpendicular to the xoz plane.

图7和图8为条状金属挡板平行于 xoz 平面时其位置对腔体屏蔽效能的影响曲线. 由(12)—(14)式可知, 当参数 y_1, z_1 的数值改变时, 腔体屏蔽数值分别与函数 $|\cos(\sigma\pi y_1/y_e)^2|$ 和 $|\sin(\sigma\pi z_1/z_e)^2|$ 有关, 函数 $|\cos(\sigma\pi y_1/y_e)^2|$ 在参数取值范围内 (y_1 取值 0—60 mm 时) 为减函数, y_1 数值越大函数数值越小, 从而内腔体电场数值越小, 屏蔽效能越高; 同理函数 $|\sin(\sigma\pi z_1/z_e)^2|$ 为减函数 (z_1 取值 0—150 mm 时), 当 z_1 增大时函数值也增大, 从而电场数值变大, 则 SE 呈现降低的趋势. 从图7可以看出, y_1 的数值越大, 相应的 SE 数值也就越大. 图8描述的腔体 SE 变化规律与图7相反, 总体上当 z_1 越大时 SE 的数值越小, 以上两个图形呈现的曲线变化规律与对(12)—(14)式的分析一致, 验证了该解析模型的可靠性. 同时也注意到, 当 $z_1 = 100$ mm 时解析模型多预测出在频点 1.346 GHz 附近的 TE_{110} 模式; 当 $z_1 = 70$ mm 时解析模型预测出了在频点 2.411 GHz 附近的 TE_{411} 模式. 这是因为当改变条状金属板位置时, 这些模式的电场分量在激励源所在位置不再为零, 从而 TE_{110}, TE_{411} 模式能重新被电偶极子所激励.

图9为条状金属板与 xoz 平面分别呈 $30^\circ, 45^\circ$ 和 60° 的示意图, 其中条状金属板的宽度为 15 mm, 旋转轴到 y 轴和 z 轴距离分别为 445 和 40 mm; 目标点仍为内腔体中心点. 图10为条状金属板在不同角度位置时的 SE 变化曲线, 可以看到条状金属板在三个不同角度位置时都预测出了腔体的 TE_{101}, TE_{310} 和 TE_{330} 模式. 此外条状金属板在 30° 位置时多预测出了 TE_{110} 模式; 在 45° 和

60° 位置多预测出了 TE_{441} 模式, 且 60° 位置时在 1.65—2.10 GHz 频域范围内有屏蔽效能急剧增加的数值. 这是因为条状金属板在不同角度位置时改变了内腔体中场的分布, 从而造成了同一个目标点处呈现出不同的屏蔽效能变化.

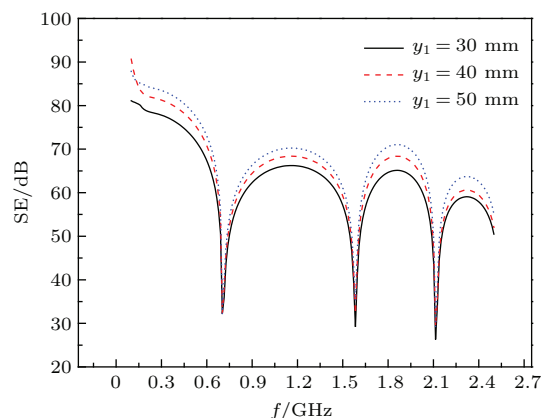


图7 (网刊彩色) 条状金属板平行于 xoz 平面时屏蔽效能随参数 y_1 的变化

Fig. 7. (color online) Comparison of SEs calculated as the parameter y_1 changes when the strip-shaped metallic plate is parallel to the xoz plane.

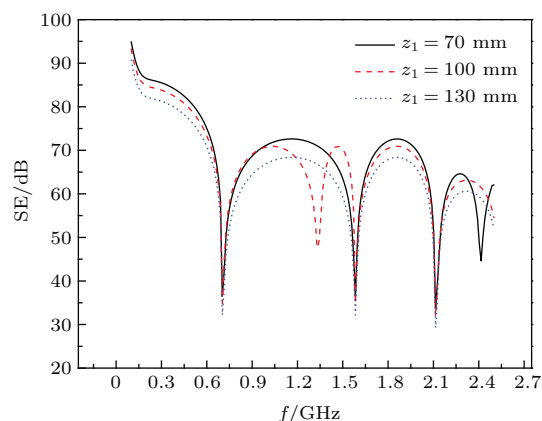


图8 (网刊彩色) 条状金属板平行于 xoz 平面时屏蔽效能随参数 z_1 的变化

Fig. 8. (color online) Comparison of SEs calculated as the parameter z_1 changes when the strip-shaped metallic plate is parallel to the xoz plane.

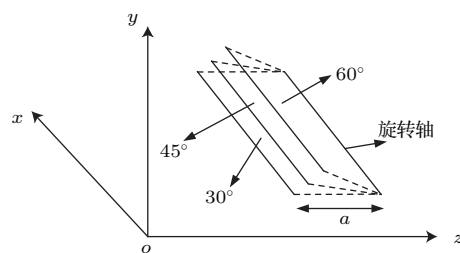


图9 条状金属板在不同角度位置时的示意图

Fig. 9. Schematic diagram of the strip-shaped metallic plate in different angle position.

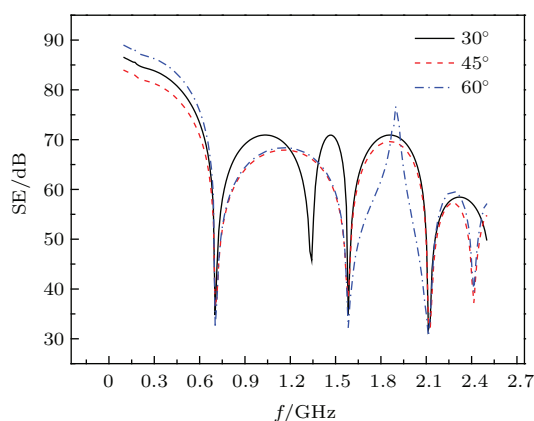


图 10 (网刊彩色) 条状金属板在不同角度位置时的屏蔽效能
Fig. 10. (color online) Comparison of SEs calculated as the angle of the strip-shaped metallic plate changes.

5 结 论

本文将外部电磁干扰以及周围电路的电磁辐射等效为外腔体中的电偶极子, 根据 Bethe 小孔耦合理论和推广的腔体格林函数建立了一种内置条状金属板的双层金属腔体屏蔽效能的理论模型. 通过与全波仿真软件 CST 的计算结果进行对比, 验证了本模型的有效性. 同时, 与 CST 软件相比, 利用所建理论模型在对相同问题进行计算时, 计算效率得到大幅度提高. 利用该解析模型实现了内置条状金属板不同位置对双层腔体屏蔽效能影响的快速计算. 结果表明: 内腔体中条状金属板的放置方向以及与侧壁的距离都对腔体内场的分布产生较为明显的影响, 这种影响主要体现在两个方面: 1) 目标点处屏蔽数值随内置金属板的位置变化呈现规律性的改变; 2) 条状金属板在内腔体中平行于 xoz 平面时, 腔体谐振点处的模式发生较大变化. 本文所建的解析模型虽然仅仅讨论了腔体中放置条状金属板时的情况, 但是可以为以后计算腔体中存在更为复杂的物体时的屏蔽效能提供可借鉴的思路.

参考文献

- [1] Nitsch J B, Tkachenko S V, Potthast S 2012 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **54** 1252
- [2] Bethe H A 1944 *Phys. Rev.* **66** 163
- [3] Robinson M P, Benson T M, Christopoulos C, Dawson J F, Ganley M D, Marvin A C, Poster S J, Thomas D W P 1998 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **40** 240
- [4] Nie B L, Du P A 2015 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **57** 357
- [5] Kang W J, Lee V O, Mun S K, Chung Y S, Cheon C Y 2010 *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium* Toronto, Canada, July 11–17, 2010 pp1–4
- [6] Xie H Y, Wang J G, Fan R Y, Liu Y N 2011 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **53** 185
- [7] Liu E B, Du P A, Nie B L 2014 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **56** 589
- [8] Jiao C Q, Zhu H Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 084101
- [9] Dehkoda P, Tavakoli A, Azadifar M 2012 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **54** 792
- [10] Solin J R 2012 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **54** 188
- [11] Hao C, Li D H 2014 *Chinese Journal of Radio Science* **29** 114 (in Chinese) [郝翠, 李邓化 2014 电波科学学报 **29** 114]
- [12] Liu B, Liu Q, Kan Y, Zhao X, Zhou H J, Yan L P 2015 *High Power Laser and Particle Beams* **27** 053203 (in Chinese) [刘备, 刘强, 阚勇, 赵翔, 周海京, 闫丽萍 2015 强激光与粒子束 **27** 053203]
- [13] Jiao C Q, Li Y Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 214103 (in Chinese) [焦重庆, 李月月 2014 物理学报 **63** 214103]
- [14] Tesche F M, Ianoz M V, Karlsson T (translated by Lü Y H, Wang X Y) 2009 *EMC Analysis Methods and Computational Models* (Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications Press) p92 (in Chinese) [特奇 F M, 艾诺茨 M V, 卡尔松 T 著 (吕英华, 王旭莹 译) 2009 EMC 分析方法与计算模型 (北京: 北京邮电大学出版社) 第 92 页]
- [15] Song H, Zhou D F, Hou D T, Hu T, Lin J Y 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 1892 (in Chinese) [宋航, 周东方, 侯德亭, 胡涛, 林竞羽 2008 强激光与粒子束 **20** 1892]
- [16] Rao Y P, Song H, Zhou D F 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 1327 (in Chinese) [饶育萍, 宋航, 周东方 2008 强激光与粒子束 **20** 1327]
- [17] Morse P M, Feshbach H 1953 *Methods of Theoretical Physics* (Vol. II) (New York: McGraw-Hill Press) pp1435–1440

An analytical model for shielding effectiveness of double layer rectangular enclosure with inner strip-shaped metallic plate^{*}

Hao Jian-Hong[†] Gong Yan-Fei Fan Jie-Qing Jiang Lu-Hang

(School of Electrical and Electronic Engineering, North China Electric Power University, Beijing 102206, China)

(Received 19 October 2015; revised manuscript received 9 November 2015)

Abstract

An analytical model for double-layer shielding metallic enclosure with inner strip-shaped metallic plates is proposed for analyzing the shielding effectiveness of complex enclosures containing multiple spatial structures, based on the actual situation that the circuit systems in each spatial region are inevitably interfered by the electromagnetic penetration of those in adjacent spatial regions through slots, cables, and other transmission channels. The near-field electromagnetic interference of the external layer of the enclosure is represented by the equivalent electric dipoles, and the internal layer of it is regarded as the target point of shielding effectiveness, the analytical formulas of the internal layer's electromagnetic field then are derived based on Bethe's small aperture coupling theory and generalized Green's function. The model is employed to analyze the influences of some parameters of the strip-shaped metallic plate on the shielding effectiveness. It is shown that the position and direction of the strip-shaped metallic plate have obvious influence on the shielding effectiveness of the target point of the internal layer, embodied by the shielding values over some frequency ranges and different resonant modes, and at the same time the corresponding physical mechanisms are also given in detail. Comparison with the full wave simulation software CST has verified the model over a very broad frequency range, which provides a theoretical reference for the rapid calculation for shielding effectiveness of complex enclosures.

Keywords: Bethe's aperture coupling theory, Green's function, double layer enclosure, shielding effectiveness

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

DOI: 10.7498/aps.65.044101

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61372050).

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