

文章编号: 2095-4980(2016)05-0763-05

雷电脉冲透射非规则圆柱腔体耦合分析

陈 亮, 余志勇, 滕向如, 刘 栋, 文 刚

(第二炮兵工程大学, 陕西 西安 710025)

摘 要: 针对雷电间接效应圆柱腔体耦合场表征中透射方法在非规则圆柱腔体情况下误差较大的问题, 在规则圆柱腔体透射场原理分析的基础上, 对 Richard 时域转移阻抗模型进行调整, 提出基于腔体表面曲率半径的时域转移阻抗模型。该模型考虑了腔体半径变化的影响, 能同时有效表征规则圆柱腔体和非规则圆柱腔体的时域转移阻抗。在验证试验中成功地将非规则圆柱腔体透射场与内部场的误差从 10.83% 缩小到 4.9%, 解决了透射法在非规则圆柱腔体雷电场耦合中的适用性问题。本文工作为雷电脉冲透射非规则圆柱腔体耦合分析提供一个适用范围更广的方法。

关键词: 圆柱腔体; 雷电间接效应; 时域转移阻抗; 耦合

中图分类号: TN78; TM930.124 **文献标识码:** A **doi:** 10.11805/TKYDA201605.0763

Coupling of lightning impulse into an irregular cylindrical cavity

CHEN Liang, YU Zhiyong, TENG Xiangru, LIU Dong, WEN Gang

(The Second Artillery Engineering University, Xi'an Shaanxi 710025, China)

Abstract: For the big error of characterizing the field coupling into cylindrical cavity of lightning indirect effects by using transmission method under the condition of irregular cylindrical cavity, the Richard time domain model of transfer impedance is improved. A new time domain model of transfer impedance basing on curvature radius of cavity surface is presented based on the analysis of the principle of regular cylindrical cavity's transmission field. This model considering the influence of the radius's change of cylindrical cavity can characterize the time domain transfer impedance of both the regular and irregular cylindrical cavities. The error between the transmission field and internal field of irregular cylindrical cavity decreases from 10.83% to 4.9% in the confirmatory experiment, and the suitability problem of transmission method used in the lightning field coupling into irregular cylindrical cavity is solved. This work provides a more widely applicable method for coupling of lightning impulse into an irregular cylindrical cavity.

Key words: cylindrical cavity; lightning indirect effects; time domain transfer impedance; coupling

以圆柱结构为主的飞行器在空中容易受到雷电影响, 需要研究雷电脉冲与飞行器之间的透射耦合问题^[1-5]。对此, 以 Richard B. Stern 为代表的广大学者借助同轴传输线求瞬态耦合场分析的思想对圆柱形金属屏蔽体展开电场耦合研究, 重点就转移阻抗进行讨论, 指出屏蔽体内部场可以通过导体表面电流透射得到^[6-10]。由于实际飞行器大多具有非规则圆柱结构, 而 Richard 的研究是基于规则圆柱进行的, 研究结果存在较大误差。本文在规则圆柱腔体透射耦合研究的基础上, 提出基于腔体表面曲率半径 ρ 的时域转移阻抗模型, 并通过试验验证了改进模型的可行性。

1 规则圆柱透射场

屏蔽腔体的透射场表示分为直流和交流 2 种情况。

当屏蔽体表面电流 I_s 时变时,

$$\tilde{E}_z = Z_T(\omega)I_s + (Z_T(\omega) - Z_i(\omega))I_c \quad (1)$$

式中: $Z_T(\omega)$ 和 $Z_i(\omega)$ 分别表示转移阻抗和内部阻抗; I_c 为芯线电流。

当屏蔽体厚度相对腔体半径可看作薄壁时, $Z_T(\omega)$ 和 $Z_i(\omega)$ 存在简洁的解析形式

$$Z_T(\omega) = \frac{1}{2\pi a \sigma} \frac{\sqrt{i\omega\mu\sigma}}{\sinh(d\sqrt{i\omega\mu\sigma})} \quad (2)$$

$$Z_i(\omega) = \frac{\sqrt{i\omega\mu\sigma}}{2\pi a \sigma} \coth(d\sqrt{i\omega\mu\sigma}) \quad (3)$$

式中: a, d, σ 和 μ 分别表示腔体半径、壁厚、电导率和磁导率; i 为虚数单位。当 d 足够小时可以不用区分内外半径, 否则 a 取内外半径的几何平均。

式(1)涉及的参数仍然很多, 计算起来十分复杂。但是对大部分频率而言, $(Z_T(\omega) - Z_i(\omega))$ 是相当小的, 而当频率足够高, 以致 $(Z_T(\omega) - Z_i(\omega))$ 不容忽视时, I_c 却十分小, 式(1)可以更简单地表示为:

$$\tilde{E}_z = Z_T(\omega) I_s(z, \omega) \quad (4)$$

式中 z 为沿腔体的位置。

透射场的时域形式可以通过 Fourier 反变换得到, 且由卷积定理得

$$\tilde{E}_z(z, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} Z_T(t - \tau) I_s(z, \tau) d\tau \quad (5)$$

求解 Maxwell 方程得到 $I_s(z, \tau)$ 。 $Z_T(\omega)$ 的时域形式表示为:

$$Z_T(t) = \begin{cases} -\frac{\pi}{a\sigma^2 d^3 \mu} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n n^2 \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 t}{\sigma \mu d^2}\right), & \text{if } t > 0 \\ 0, & \text{if } t \leq 0 \end{cases} \quad (6)$$

以半径 28.5 mm、厚 0.3 mm 的铝管为例, 其 $\sigma = 3.54 \times 10^7$, $\mu = 1$, $Z_T(t)$ 的变化如图 1 所示。对于双指数函数的雷电流, 所包含的频率从低到高, 但主要集中在低频部分, 大部分分布在小于 10^5 Hz 的范围内^[11]。通过趋肤深度的定义可以计算, 对于 0.3 mm 厚的铝管, 当入射电磁场频率小于 8×10^4 Hz 时, 可以进入柱体产生内部透射场。

定义 $\tau_s = \sigma \mu d^2$ 为透射时间, 它表征了磁场透射进入屏蔽体的时间特性。对于以上算例, 其 τ_s 为 3.186 s, 从图 1 可以发现, 当 $t < 0.03\tau_s$ 或 $t > 0.63\tau_s$ 时 $Z_T(t)$ 趋近于 0, 即可忽略不计。

再次观察式(6)。当 $t < 0$ 时, $I_s(z, \tau)$ 为 0, $Z_T(t - \tau)$ 在 $t < 0$ 的时间段内也等于 0, 故式(6)只需计算从 $\tau = 0$ 到 $\tau = t$ 的积分即可。根据 $Z_T(t)$ 的变化趋势, 数值计算时 $t - \tau$ 的范围为 $0.03\tau_s$ 到 $0.63\tau_s$ 。

以某柱体模型为研究对象, 利用基于传输线矩阵法(Transmission Line Matrix method, TLM)的 3-D 电磁计算软件 CST 对其 1:10 缩比模型进行雷电场平面 A 波辐照下表面电流的计算, 利用得到的表面电流和式(6)进行透射场计算^[12]。其中, 该柱体模型材料为铝板, 平面 A 波入射方向为 X 轴上仰 30° , 极化方向为 Z 轴方向, 激励源位于柱体对称轴 X 轴并且距离腔体前端部位 900 mm 处, 峰值电流为 200 kA, 作用积分 2×10^6 A²·s, 初始上升率 1.4×10^5 A/ μ s, 0.5μ s 时的上升率为 10^5 A/ μ s。得到表面电流分布如图 2 所示。从图 2 中可以发现, 表面电流有相似的变化规律, 对其数据进行函数拟合, 得到了 4 个双指数函数, 如表 1 所示。除了初始电流参数(I_0)不同以外, 该柱体模型头舱、前舱和中舱有相同的衰减参数(α, β), 尾舱的衰减参数则不尽相同。

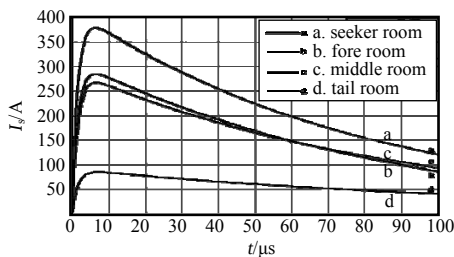


Fig.2 Surface current of cylindrical model
图 2 某柱体模型表面电流

表 1 拟合的表面电流
Table1 Surface current by fitting

position	$I(t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$		
	I_0 / A	α / S^{-1}	β / S^{-1}
seeker room	397.294	11 354	647 265
fore equipment room	303.198	11 354	647 265
engine room	285.668	11 354	647 265
tail room	90.602	7 242	647 265

通过式(6)计算得到的该柱体内部透射电场如图 3 所示。从图中可以看出, 透射场的变化也呈现出类似 $Z_T(t)$ 的规律(但经过拟合发现差异较大), 各个舱段的场强峰值都比较小。另外, 透射场从该柱体模型头部到尾部呈逐渐减小的变化规律, 这与其表面电流的变化规律是相一致的。从统计的数据看, 规则圆柱腔体的前舱和中舱

的内部场分别是 17.8 V/m 和 16.3 V/m，透射场与之的误差分别是 5.18%和 2.45%。前舱的误差较中舱大，主要是因为前舱离头舱更近，受非规则圆柱腔体内部场的影响更大。但是就数据本身来说，在误差允许的范围内，在规则圆柱腔体部分，透射场是可以用来对内部场进行表征的。

2 时域转移阻抗模型调整

从第 1 节的分析结果和公式(6)可以明显发现，时域转移阻抗 $Z_T(t)$ 集中反映了腔体的几何结构和材料特性，在表面电流一定的情况下， $Z_T(t)$ 决定着透射场的性质。因此，正确、合适的时域转移阻抗模型在圆柱腔体透射耦合计算中起到了至关重要的作用。下面以某柱体模型为研究对象，利用 CST 对非规则圆柱腔体进行大电流注入仿真试验，就雷电间接效应中 Richard 模型透射场计算的误差进行分析，并在此基础上提出基于腔体表面曲率半径 ρ 的时域转移阻抗模型，模型材料同样为铝板，大电流注入路径设置为从前方击入，从垂直尾部击出。

2.1 Richard 模型透射场误差分析

2.1.1 某柱体模型内部场分布

某柱体模型如图 4 所示，图 5 为该模型的腔体空间电磁场分布示意图，表 2 记录了腔体不同位置内部电场峰值的分布情况。

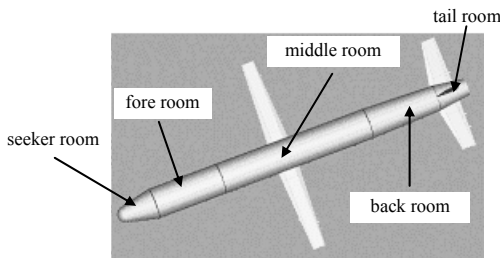
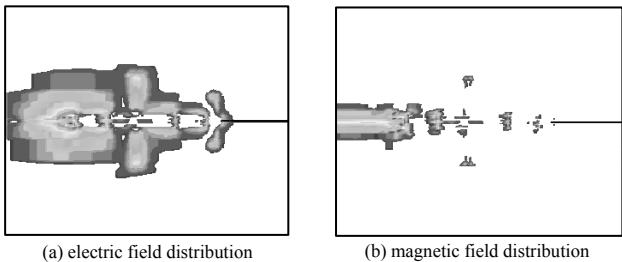


Fig.4 Cylindrical model
图 4 某柱体模型



(a) electric field distribution (b) magnetic field distribution
Fig.5 Internal field distribution of the cavity
图 5 腔体内部场分布

由图 5 可以看出，在头舱、中舱两翼和尾舱两翼等边缘(尖端)部位电场强度较大，经过仿真计算数值上达到 50 kV/m 量级，这个现象可以用“尖端效应”理论进行解释。不同于电场分布，磁场强度受电流分布的影响较大，在电流通道附近的强度较大，和腔体外表面感应电流的分布特征较相似。从表 2 中可以看出，腔体内部电场从腔体前端到尾部分布不尽相同：头舱最大，前舱和中舱大致相同，后舱相比前舱和中舱有所增大。

表 2 腔体内部电场峰值分布

Table2 Peak value distribution of the internal electric field of the cavity

position	fore equipment room	battle room	oil room	back equipment room
$E/(kV \cdot m^{-1})$	98.979	9.908	10.831	29.963

2.1.2 Richard 模型透射场误差分析

在上面的仿真中，结合腔体外表面电流的时域波形，应用第 1 节中的透射场计算公式可以得到腔体内部场的理论分布，如图 6 所示。

将图 6 与表 2 进行对比可以发现，从场沿腔体分布规律来看，透射计算得到透射场和仿真结果是相似的。但是从数值大小来看，头舱和尾舱部位二者的差异较大，在 10 kV/m 左右，前舱和中舱也存在大约 1 kV/m~2 kV/m 的差异。造成差异的原因是其透射场计算是基于规则圆柱形结构的，而该柱体模型头舱、后舱和尾舱的半径却是变化的，这样的计算明显是不合适的。由式(6)和式(7)可知，腔体半径越小，转移阻抗越大，透射场越大，图 6 是以最大半径代入计算得到的，而仿真结果考虑到了腔体半径的变化，所以出现了上述的较大差异。为了应用透射法对腔体内场分布进行计算，有必要对时域阻抗模型进行调整。

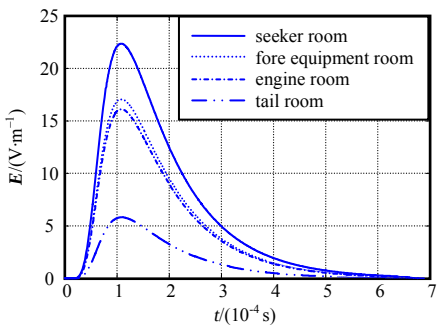


Fig.3 Transmission electric field of cylindrical model
图 3 某柱体模型透射电场

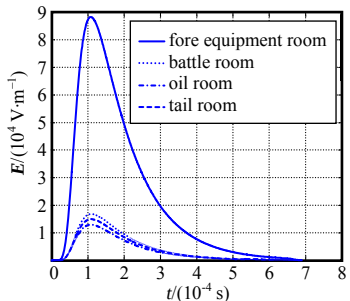


Fig.6 Transmission electric field distribution of the cavity
图 6 腔体透射场分布

2.2 时域转移阻抗模型调整及验证

从上面的分析可知,造成差异的原因在于带弧表面腔体部分没有考虑半径的变化,所以应该对这部分转移阻抗模型中的半径参数 a 进行调整。半径变化是因为这部分腔体表面是带弧度的,所以可以用表面曲率半径 ρ 对 a 进行表征。

假设 a_0 为腔体前端半径, a_1 为后端半径(仅锥台形腔体有此参数), ρ 为腔体表面曲率半径, L 为腔体长度, $P(x,y)$ 为腔体上某点,建立直角坐标系如图 7 所示。

1) 锥形腔体

在图 7(a)所示的直角坐标系中,当 P 点横坐标为 x 时,解圆方程可得其纵坐标如下:

$$y = \frac{1}{\rho} + \sqrt{\left(\frac{1}{\rho}\right)^2 - x^2} \quad (8)$$

式中: $0 \leq x \leq L$, y 的取值范围为 $(0, a_0)$ 。

若 $a^{(1)}$ 表示 P 点位置的腔体半径,则

$$a^{(1)} = y = \frac{1}{\rho} + \sqrt{\left(\frac{1}{\rho}\right)^2 - x^2} \quad (9)$$

从式中可以看出, ρ 越大,半径越小,这点从图 7(a)也可以很直观地看出来: ρ 越大,半径减小越快,相同位置的点半径越小。特别定义其边界值:在腔体顶点处 $a^{(1)} = 0$ 。

此时,时域转移阻抗 $Z_T(t)$ 变换为如下形式:

$$Z_T(t)_1 = \begin{cases} -\frac{\pi}{a^{(1)} \sigma^2 d^3 \mu} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n n^2 \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 t}{\sigma \mu d^2}\right), & \text{if } t > 0 \\ 0, & \text{if } t \leq 0 \end{cases} \quad (10)$$

2) 锥台形腔体

参照上面的计算思路,在图 7(b)所示的直角坐标系中,设圆弧所对应的圆的圆心为 (x_0, y_0) 。解得 P 点的纵坐标如下:

$$y = y_0 + \sqrt{\left(\frac{1}{\rho}\right)^2 - (x - x_0)^2} \quad (11)$$

式中: x_0 和 y_0 都是关于 ρ 的函数, $0 \leq x \leq L$, y 的取值范围为 (a_1, a_0) 。若 $a^{(2)}$ 表示 P 点位置的腔体半径,则

$$a^{(2)} = y = y_0 + \sqrt{\left(\frac{1}{\rho}\right)^2 - (x - x_0)^2} \quad (12)$$

为 $a^{(2)}$ 定义边界条件:当 $\rho \rightarrow \infty$ 时,锥台形腔体退化为规则腔体,有 $a_0 = a_1$,此时 $a^{(2)} = a_0$ 。

此时,时域转移阻抗 $Z_T(t)$ 再次变换为:

$$Z_T(t)_2 = \begin{cases} -\frac{\pi}{a^{(2)} \sigma^2 d^3 \mu} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n n^2 \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 t}{\sigma \mu d^2}\right), & \text{if } t > 0 \\ 0, & \text{if } t \leq 0 \end{cases} \quad (13)$$

总之,圆柱腔体透射场计算时域转移阻抗模型调整为下面的形式:

$$Z_T(t) = \begin{cases} Z_T(t)_1, & \text{锥形腔体} \\ Z_T(t)_2, & \text{锥台形腔体} \end{cases} \quad (14)$$

式中 $Z_T(t)_1$ 和 $Z_T(t)_2$ 分别由式(10)和式(13)表示。

以头舱距前端 300 mm 处的透射场计算为例验证本时域转移阻抗模型的效果。调整前后的透射场分布如图 8 所示。从图 8 与表 2 的数据对比来看,调整前透射场与腔体内部场的差异为 10.83%,转移阻抗模型调整之后,差异为 4.9%,精确度提高了 5.93%。

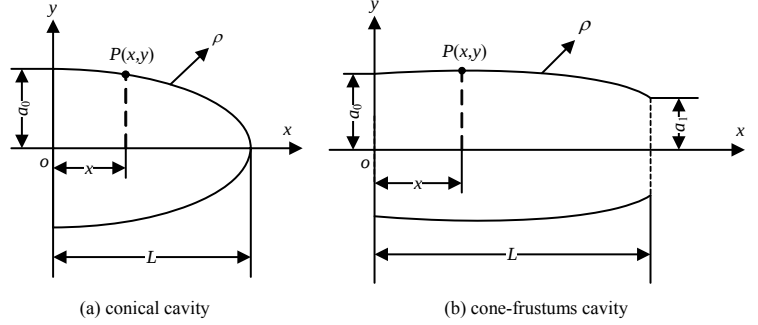


Fig.7 Rectangular coordinate system of transfer impedance
图 7 转移阻抗模型直角坐标系

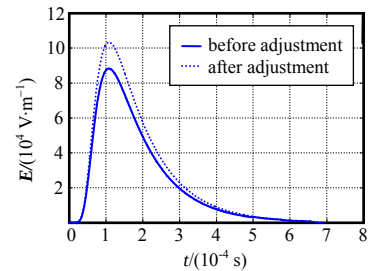


Fig.8 Adjustment effect of transfer impedance
图 8 转移阻抗调整效果

以上试验验证了调整的时域阻抗模型有效性。同时,新的转移阻抗模型对腔体结构的反映更全面,适用范围更广。

3 结论

针对非规则圆柱腔体雷电透射耦合计算中应用 Richard 模型误差较大的问题,在分析规则圆柱雷电透射耦合的基础上对 Richard 模型进行改进,提出基于腔体表面曲率半径的时域转移阻抗模型,并在试验中对其精确度进行了验证。通过研究可得出:a) Richard 模型适用于规则圆柱腔体,而对于非规则圆柱腔体的表征误差较大;b) 基于腔体表面曲率半径的时域转移阻抗模型,相比一般商用计算程序所给出的仿真数值解,理论上找到解决半径渐变圆柱腔电磁耦合问题的另一种解析方法,因而在满足透射计算精确度要求的同时适用范围更广。

参考文献:

- [1] 郑立伟,张兵. 2011 年国外运载火箭发射事故[N]. 中国航天报, 2012(10). (ZHENG Liwei,ZHANG Bing. The 2011 launch vehicle accidents abroad[N]. Chinese Space News, 2012(10).)
- [2] 陆希成,王建国,韩峰,等. 复杂腔体本征电磁场空间分布的统计方法[J]. 强激光与粒子束, 2011,23(8):2167-2173. (LU Xicheng,WANG Jianguo,HAN Feng,et al. Statistics method of eigen-electromagnetic field spatial distribution in complex cavities[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2011,23(8):2167-2173.)
- [3] KIRAWANICH P,GUNDA R,KRANTHI N,et al. Electromagnetic topology analysis: small apertures and lightning interactions[C]// IEEE International Symposium on Antennas and Propagation Society. Washington:IEEE, 2004:3859-3862.
- [4] WARNE L K,JORGENSEN R E,MARTINEZ L E,et al. Electrical coupling of lightning through a hole in a metal barrier[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2012,40(3):925-935.
- [5] LEONE M,MONICH G. Coupling of apertures in enclosures to external cabling structures[J]. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2004,46(1):107-110.
- [6] RICHARD B S. Time domain calculation of electric field penetration through metallic shields[J]. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 1988,30(3):307-311.
- [7] BERGSMAN J G,VAN L B,MELENHORST M J E,et al. Effectiveness of cable transits, and how it is easily void[C]// IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility(EMC EUROPE). Brugge,Belgium:IEEE, 2013:16-19.
- [8] TKATCHENKO S,RACHIDI F,IANOZ M. Electromagnetic field coupling to a line of finite length: theory and fast iterative solutions in frequency and time domains[J]. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 1995,37(4):509-518.
- [9] IANOZ M. Review of new developments in the modeling of lightning electromagnetic effects on overhead lines and buried cables[J]. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2007,49(2):224-236.
- [10] SERGEY V T,RONALD R,JÜRGEN B N. Electromagnetic field coupling to a thin wire located symmetrically inside a rectangular enclosure[J]. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2013,55(2):334-341.
- [11] 陈娜娜. 雷电流数学模型的对比分析[J]. 电气开关, 2011(3):82-84. (CHEN Nana. Contrast and analysis of the mathematical model of lightning currents[J]. Electrical Switching, 2011(3):82-84.)
- [12] GUENNADI A K. Applications of Advanced Electromagnetics Components and Systems[M]. New York:Springer Heidelberg New York Dordrecht London Express, 2013:221-290.

作者简介:



陈亮(1988-),男,陕西省宝鸡市人,在读硕士研究生,主要研究方向为电磁环境效应测试技术.email:chenlianggcdx@163.com.

余志勇(1972-),男,湖北省恩施州人,博士,教授,主要研究方向为电磁环境效应、智能仪器与自动化系统.

滕向如(1989-),男,四川省射洪县人,在读硕士研究生,主要研究方向为电磁环境效应及电磁防护技术.

文刚(1991-),男,甘肃省武威市人,在读硕士研究生,主要研究方向为核电电磁脉冲理论与技术研究.

刘栋(1991-),男,安徽省蚌埠市人,在读硕士研究生,主要研究方向为电磁环境效应及电磁防护技术.