

AIN 超声换能器声场的仿真分析

陈继明,马希直,李响

(南京航空航天大学 机电学院,江苏 南京 210016)

摘要:超声换能器声场性能是换能器优劣的一个重要指标,对声场中的一系列理论进行了分析推导,分别对换能器声场进行频域和瞬态分析。频域分析中研究了声压、声压级随频率变化规律、油液区域中声场的分布、衰减的问题。瞬态分析中展示了声波在油液域的传播过程,对比了声信号在换能器两侧的传播,分析声波在各个反射界面的强度变化。结果与理论分析一致性较好,为后续利用设计制作换能器提供一定的依据。

关键词:AIN;换能器;声波;声场

中图分类号:TB552 **文献标志码:**A **文章编号:**1671-5276(2020)02-0108-05

Simulation Analysis of Acoustic Field of AIN Ultrasonic Transducer

CHEN Jiming, MA Xizhi, LI Xiang

(College of Mechanical and Electrical Engineering, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The sound field performance of an ultrasonic transducer is its important index. A series of theories in the sound field are analyzed and derived, and then the frequency domain and transient analyses of its sound field are performed. In the frequency domain analysis, it shows the sound pressure level change with frequency, and distribution and attenuation of the sound field in the oil region. The transient analysis shows the propagation process of sound waves in the oil domain. The propagation of the sound signals on both sides of the transducer is compared. The intensity changes of the sound waves at various reflection interfaces are analyzed. The results are in good agreement with the theoretical analysis. A basis is provided for designing and manufacturing the transducer.

Keywords: AIN; transducer; acoustic wave; sound field

1 不同介质中的声传播理论

声压 p 、质点速度 u 和媒介密度变化量 ρ' 是声场中的 3 个最基本的物理量^[1]。在小振幅情况下,进行线性化近似,它们之间的关系可通过下述 3 个物理定律进行描述:

声压 p 与质点速度 u 之间的关系可通过运动方程(牛顿第二定律)来表示:

$$\rho \frac{du}{dt} = -\text{grad } p \quad (1)$$

质点速度 u 和媒介密度变化量 ρ' 之间的关系可通过连续性方程(质量守恒定律)来表示:

$$-\text{div}(\rho u) = \frac{\partial \rho'}{\partial t} \quad (2)$$

声压 p 和媒介密度变化量 ρ' 之间的关系可通过物态方程(热力学定律)来表示:

$$p = c^2 \rho' \quad (3)$$

其中 c 为声波传播的速度。

由于流体与固体介质在结构与性质上有着明显的差异,因此,描述它们中声波传播的基本波形及波动方程也

不同^[2]。

1.1 流体中的波动方程

假设流体无损耗且绝热,忽略黏性效应,并使用线性等熵状态方程,对式(1)~式(3)进行处理,消去 u 和 ρ' 可以推导出波动方程:

$$\frac{1}{\rho_0 c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \nabla \cdot \left(-\frac{1}{\rho_0} \nabla p \right) = 0 \quad (4)$$

式中 ∇ 为梯度 grad 的符号。

利用下面的数学关系:

$$\text{div}(\text{grad } p) = \nabla \cdot (\nabla p) = \nabla^2 p \quad (5)$$

式中 ∇^2 称为拉普拉斯算符。

利用式(5)对式(4)进行化简得到波动方程:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \nabla^2 p \quad (6)$$

声学问题经常包括简单的简谐波,比如正弦波。一般情况下,任何信号都可以由傅里叶变换转换为一系列谐波成分,波动方程可以在频域上一次求解一个频率。谐波一般形式如下:

$$p(x, t) = p(x) \sin(\omega t)$$

基金项目:国家自然科学基金资助项目(51475229)

第一作者简介:陈继明(1995—),男,安徽滁州人,硕士研究生,主要从事超声油膜厚度测量系统的研究。

其中空间项 $p(x)$ 和时间项 $\sin(\omega t)$ 是分离的^[3]。为了运算的方便,压力可以更广义地写成复数变量:

$$p(x, t) = p(x) e^{i\omega t} \quad (7)$$

实际声压的(瞬时)物理值是式(7)的实数部分^[4]。对声压做上述假设后,将式(7)代入式(6),瞬态的波动方程就变成了 Helmholtz 方程:

$$\nabla^2 p(x) + k^2 p(x) = 0 \quad (8)$$

其中 $k = \frac{\omega}{c}$, 为角波数。

1.2 流体中的平面波

在直角坐标系中,有 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, 因此在均匀介质中,只考虑沿 x 轴正向传播的平面波时, Helmholtz 方程变为:

$$\frac{\partial^2 p(x)}{\partial x^2} + k^2 p(x) = 0 \quad (9)$$

对式(9)进行求解,可以得到沿 x 轴方向传播的平面波:

$$p(x, t) = P_0 e^{i(\omega t - kx)} \quad (10)$$

将式(10)代入式(1)运动方程中,可以得到质点的速度为

$$u(x, t) = u_0 e^{i(\omega t - kx)} \quad (11)$$

其中: $P_0 = j\omega\rho_0 A$ 表示波的振幅; $u_0 = jkA$ 表示质点速度幅值; A 表征传播过程中振幅的任意量。可以看出平面波的声压和质点速度是同相的。同时,可以得到平面波的声阻抗率 $Z_s = p/u = \rho_0 c_0$, 其中 ρ_0 、 c_0 分别为声介质的密度和声速^[5]。

1.3 固体中的波动方程

固体与流体不同,除了体积弹性之外,它们还具有剪切弹性。流体不可避免有静压力,作为逾量压强的声压是个标量,其波动方程也采用标量形式,而固体中没有静压力,但其中的应力、应变和弹性需要用矢量和张量表示,数学上较为复杂^[6]。

对于各向同性的理想弹性固体,根据其力矩平衡条件和弹性常数的对称性,已经证明,其独立的弹性常数只有两个,即梅拉常数 λ' 和 μ' , 与其杨氏模量 E , 泊松比 σ 、体积弹性模量 B 有下述关系:

$$E = \frac{\mu'(3\lambda' + 2\mu')}{\lambda' + \mu'}, \quad \sigma = \frac{\lambda'}{\lambda' + \mu'}, \quad B = \lambda' + \frac{2}{3}\mu' \quad (12)$$

反过来,用 E 、 σ 表示 λ' 和 μ' 公式为:

$$\lambda' = \frac{E\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}, \quad \mu' = \frac{E}{2(1+\sigma)} \quad (13)$$

利用这两个独立的弹性常数,结合牛顿第二定律及广义胡克定律可得到固体中的波动方程:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = (\lambda' + 2\mu') \nabla(\nabla \cdot \xi) - \mu' \nabla \times (\nabla \times \xi) \quad (14)$$

或

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = (\lambda' + \mu') \nabla(\nabla \cdot \xi) - \mu' \nabla^2 \xi \quad (15)$$

其中 ξ 为质点振动位移矢量,且有:

$$\nabla \cdot \xi = \text{div} \xi = \frac{\partial \xi_x}{\partial x} + \frac{\partial \xi_y}{\partial y} + \frac{\partial \xi_z}{\partial z}$$

$$\nabla \times (\nabla \times \xi) = \text{rot rot} \xi = \nabla(\nabla \cdot \xi) - \nabla^2 \xi$$

1.4 固体中的压缩波

由波动方程式(14)可以看出,在等号右边有两个与空间变化有关的项。第一项含有位移矢量的散度 $\nabla \cdot \xi$, 第二项含有位移矢量的旋度 $\nabla \times \xi$ 。作为第一种情况,设 ξ 为无旋矢量,即 $\nabla \times \xi = 0$, 此时波动方程为:

$$\frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \nabla^2 \xi \quad (16)$$

式中 $c_l = \sqrt{\frac{\lambda' + 2\mu'}{\rho}}$, 为压缩波传播速度。

式(16)是固体中压缩波的波动方程。它与流体中的波动方程具有相同的形式,只是声速用固体中压缩波的声速表达式而已^[7]。由此可知,与流体中的情况相对应,固体中的压缩波也应存在平面、球面及柱面3种基本波型。

当质点只有 x 方向位移时,式(16)变为

$$\frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \xi_x}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \xi_x}{\partial x^2} \quad (17)$$

这就是沿 x 方向传播的平面纵波波动方程,因为式(17)的解 $\xi_x(x, t)$ 是质点沿 x 方向的振动位移,与平面波传播方向一致^[8]。同时表明,平面纵波的传播速度就等于压缩波的声速。

2 频域分析

2.1 建立有限元模型

频域分析中,缩小换能器的尺寸,油液尺寸相对增加,建立电-固-声耦合有限元模型如图1所示,油液区域为1/4圆,将下部换能器放大如左图所示。这部分采用声学模块下的声-压电相互作用(频域)接口进行仿真,扫频范围为10 MHz~30 MHz,频率间隔为0.1 MHz。压力声学油域设置上边界为球面波辐射条件,不使其声波进行反射以获得超声换能器产生的原始声压的数据;固体力学域设置好不锈钢、电极材料和硅基的阻尼,另外还有不锈钢横向边界的固定约束;静电学域设置上电极边界条件为100 V电压,下电极边界条件设置为接地^[9]。

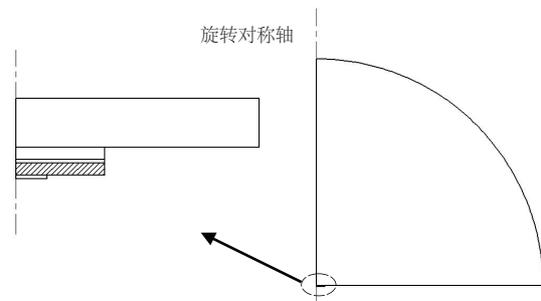


图1 有限元模型

2.2 结果分析

1) 声压分析

超声换能器的上下振动导致空气压强的变化,由此产生声压。图 2 是超声换能器中心点在油液中所产生的声压随频率变化的曲线,由图可以看出声压在 17.6 MHz 时达到极大值,即在此时,超声换能器发生共振,而在其他位置,换能器只是受迫振动,所产生的声压远远小于共振点的声压。如图 3 所示,声压级也在此处达到最大值。

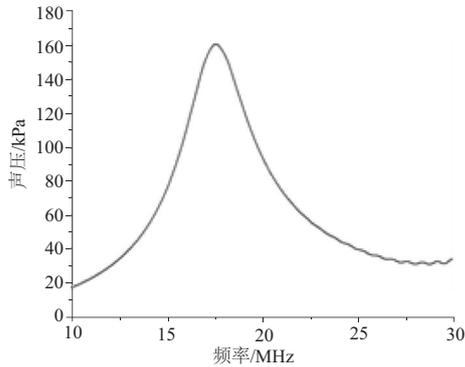


图 2 声压随频率变化曲线

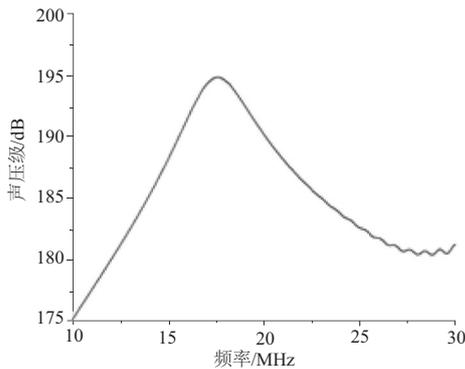


图 3 声压级随频率变化曲线

2) 声场分析

超声换能器的大小和无限大声场相比可以看成 1 个点,所以在 17.6 MHz 的正弦波激励下,换能器产生的声波在油液中以球面波形式传播。图 4 和图 5 分别是声压场二维图和二维高度图,由图可以看出声压最大值出现在换能器表面,沿传播方向逐渐衰减,而且先衰减较快后衰减较慢。

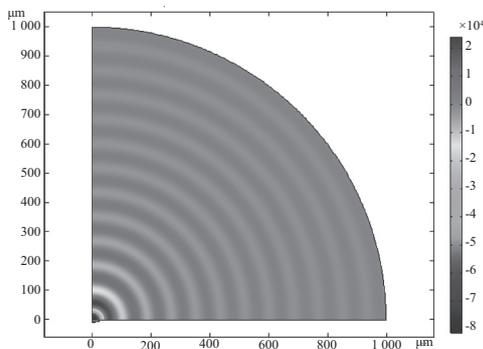


图 4 共振频率处的二维声压图

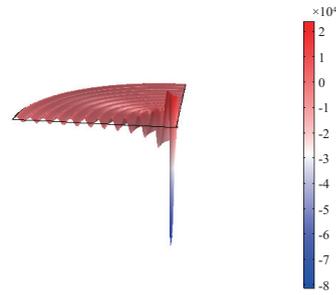


图 5 共振频率下的声压二维高度图

图 6 是共振频率下的声压级二维图,可以看出最大声压级也是出现在换能器表面,大小在 195 dB 左右,这和图 3 中换能器中心点的最大声压级相符。

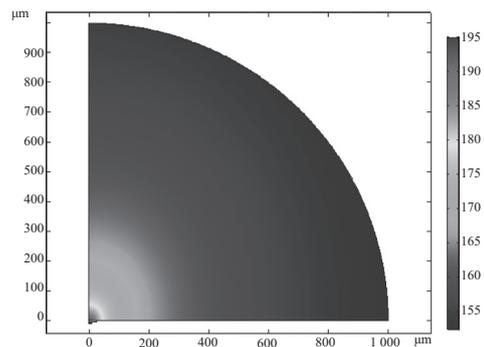


图 6 共振频率下的声压级二维图

图 7 是沿超声换能器与油液交界面声压的变化曲线,由图可以看出换能器中心点声压最大,沿表面逐渐减小,这是由于换能器中心点振动幅度最大。图中心点最大声压约为 160 kPa,这与图 2 相符合。

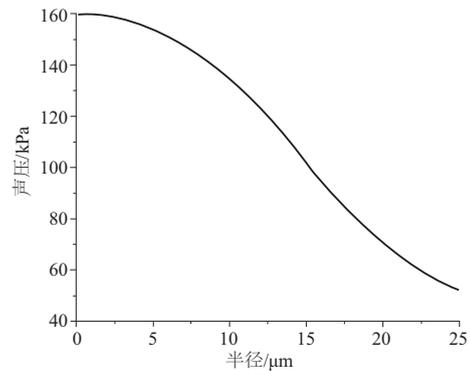


图 7 声压沿换能器表面的变化曲线

3 时域分析

同样,为了节省计算时间,模型整体设置二维旋转对称,时域分析时模型采用换能器的实际尺寸,建立电-固-声耦合模型如图 8 所示,换能器结构与之前基本一致,中间换能器从上到下依次为不锈钢、硅片、上电极(铝)、AIN 和下电极(铝),上方长方形是油液区域。由于要验证声波在油液中的传播过程,这里油液长度设置为 10 个波长,方便观察和计算;下方小正方形是空气域,用于对比油液

中的声波强度。

油液上边界设置为硬声场边界条件,声波在此边界上全部反射;空气域下边界设置为平面波辐射,声波在此边界上全部吸收。不锈钢右边界设置为固定约束,压电层与上电极接触面设置 200 V 的正弦电压,压电层与下电极接触面设置接地。

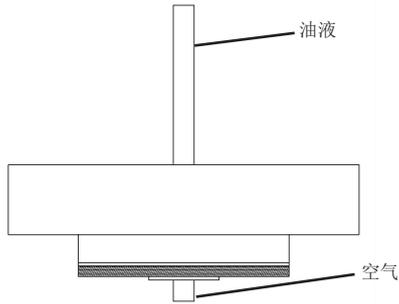


图 8 有限元模型

超声换能器在 7.3 MHz 激励电压的激励下向油液中传播声波,1 个周期约为 $0.137 \mu\text{s}$,如图 9 中分别对应声波传播 5 个周期、10 个周期、15 个周期和 20 个周期时声场的分布,由激励信号可知声场中有 5 个周期的声波在传播,图 9 中可以看出 5 个周期的声波在油液中传播,声波在 $0.69 \mu\text{s}$ 时全部进入油液区域,在 $1.37 \mu\text{s}$ 时到达反射界面,在 $2.06 \mu\text{s}$ 是全部反射,在 $2.74 \mu\text{s}$ 时到达换能器表面,与理论解析结果一致。

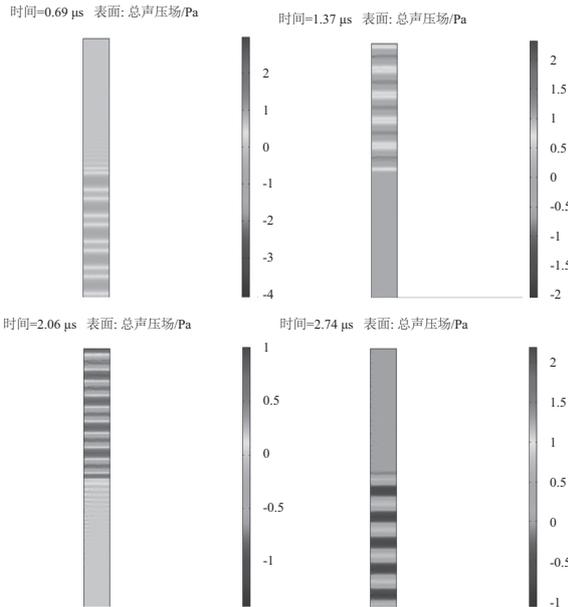


图 9 不同时间的声场分布

为了模拟更加真实的情况,对不锈钢和电极材料添加了阻尼系数,对压电层添加了阻尼系数和介电损耗。图 10 是换能器与油液域交界面声压随时间变化曲线,前 5 个周期的声压和激励信号大致一致,到 $2.74 \mu\text{s}$ 左右时,声波经过反射回到换能器表面,此时声压幅值是之前的两倍,这是由于声压又在此表面发生了反射, $2.74 \mu\text{s}$ 之后的 5 个周期换能器与油液交界面的声压是返回后的

声压与再次反射的声压的叠加。图 11 是上方油液域上边界的声压随时间变化曲线,声波在 $1.37 \mu\text{s}$ 时到达反射界面,此时声压幅值也是发射声压的两倍,原因与之前一样,油域反射界面处的声压是入射声压与第 1 次反射声压的叠加。

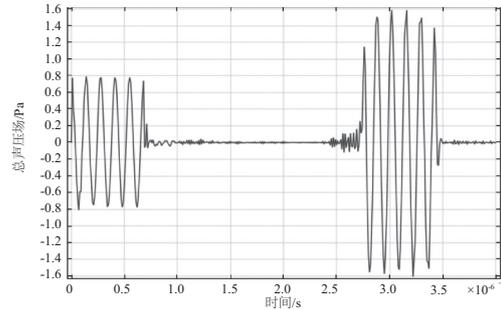


图 10 换能器与油液域交界面声压随时间变化曲线

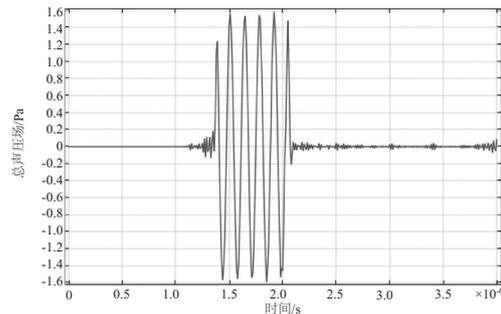


图 11 油域反射界面声压随时间变化曲线

图 12 是换能器与空气域交界面声压随时间变化曲线,前 5 个周期声压与激励电压相符,但这里的声压幅值明显大于油液域的发射声压幅值,这是由于换能器被衬材料的阻尼不同所导致的。前段发射声压的被衬材料是空气或者说是没有被衬材料,而后端发射声压的被衬材料是不锈钢。不锈钢的阻尼远远大于空气的阻尼,所以换能器高频振动所产生的声压更多的是向后端空气中发射,这是不愿意看到的现象,也是此种应用的一个弊端。后期可以适当地添加更好的被衬材料来达到更加理想的效果。 $0.68 \mu\text{s}$ 之后的声压显得有点杂乱无章,这是由于设置的平面波辐射界面不是理想的无反射边界,有一定的声波反射,空气区域设置较小,声波来回反射导致的。

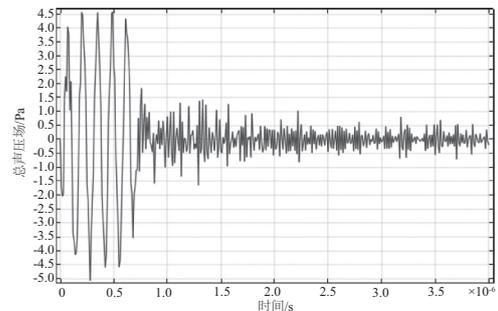


图 12 换能器与空气域交界面声压随时间变化曲线

4 结语

本文在声学理论的基础上,描述了换能器在不同介质中声传播方程,建立了电-固-声耦合分析频域与时域模型。对 AIN 超声换能器整体结构进行了频域分析,求解出了其声学共振频率,并分析了共振频率下的声压、声压级。通过瞬态求解,分析了换能器在脉冲激励下的声传播过程,对声信号的发射、反射接收信号作了解析。

参考文献:

[1] 庄海军. 多相流分相流量井下超声检测方法研究[D]. 大庆:大庆石油学院,2007.

[2] 杨永明,江帆,王远,等. 局部放电超声波在电机定子中传播的仿真分析[J]. 压电与声光,2011(3):399-402.

[3] 郑倩雪. 基于 FDTD 的防电磁辐射服装局部区域屏蔽效能研究[D]. 郑州:中原工学院,2015.

[4] 廖思安. 水听器阵列在冲击波回波定位中的应用[D]. 杭州:中国计量大学,2016.

[5] 樊振军. 通用超声检测系统检测过程仿真技术研究[D]. 太原:中北大学,2012.

[6] 呼剑. 基于超声衰减谱法的纳米颗粒和水煤浆的粒度表征研究[D]. 上海:上海理工大学,2011.

[7] 沙正晓. 奥氏体不锈钢焊缝中超声传播路径的模拟[D]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学,2010.

[8] 李健根. 测量切向应力的 LCR 波发射、传播过程研究[D]. 成都:电子科技大学,2010.

[9] 支珊. 短间隙空气流注放电数值模拟研究[D]. 太原:太原理工大学,2014.

[10] 郝淑娟. 用于医学超声诊断的新型阵列超声换能器的宽带基阵设计方法[D]. 西安:陕西师范大学,2007.

收稿日期:2019-01-07

(上接第 91 页)

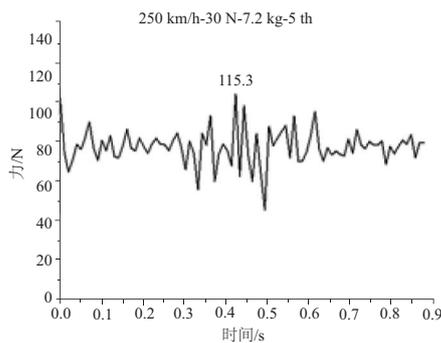


图 16 5 号吊弦振动载荷图(30 N)

由图 17 可看出随着弓网静态接触力的增大,吊弦下末端的抬升高度会随之增加,吊弦的冲击力也随之增大,此仿真所得到的结论和王伟^[9]在台架试验得出的结论具有一致性,证明本文仿真结果的正确性。在本文所采用的弓网静态接触力的仿真范围内,吊弦所承受的最大冲击力值相对于静态接触力值呈线性增加的状态。由以上仿真结果可得静态接触力的增加会增加吊弦的抬升高度,从而增加吊弦最大冲击力的大小,且存在一定的线性关系。

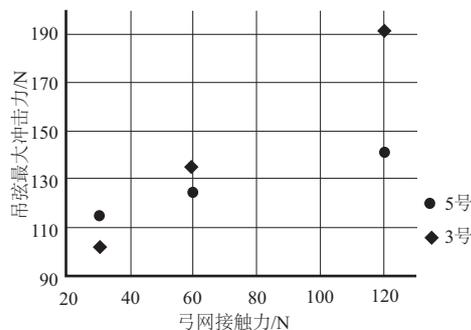


图 17 不同位置吊弦的冲击力

4 结语

通过参考解析数值分析方法中接触线和受电弓的定义分析方式,在软件 LS-DYNA 中建立起弓网接触作用的模型,并进行了吊弦的冲击载荷分析,能够得到以下结论:

- 1) 基于解析计算方法的弓网接触模型可以用于计算弓网的接触分析。
- 2) 随着静态接触力的减小,吊弦冲击力的变化范围明显变窄,峰值和谷值都在向静态轴向力附近靠近。
- 3) 通过对 3 种不同大小的静态接触力获得的吊弦冲击力进行对比,可知随着静态接触力的增大吊弦的冲击力也增大。

参考文献:

[1] 于万聚. 高速电气化铁路接触网[M]. 成都:西南交通大学出版社,2003.

[2] 蔡成标,翟婉明. 高速铁路受电弓-接触网系统动态性能仿真研究[J]. 铁道学报,1997(5):39-44.

[3] 唐相营. 基于 ADAMS+ANSYS 的弓网仿真研究[D]. 成都:西南交通大学,2013.

[4] 江晓禹. 材料力学[M]. 成都:西南交通大学出版社,2010:109-110.

[5] 郭凤仪,陈明阳,陈忠华,等. 弓网滑动电接触摩擦力特性与建模研究[J]. 电工技术学报,2018,33(13):2982-2990.

[6] 孙智. 受电弓/接触网参数的动力学研究[D]. 成都:西南交通大学,2017.

[7] DIN EN 50318-2003, Railway applications-current collection systems-validation of simulation of the dynamic interaction between pantograph and overhead contact line [S].

[8] 陈诚. 跨座式单轨弓网耦合动力学仿真研究[D]. 重庆:重庆交通大学,2016.

[9] 王伟,吴积钦,关金发,等. 高速铁路接触网吊弦疲劳试验台[J]. 高速铁路技术,2014(3):22-25.

收稿日期:2019-01-16