



典型覆冰导线气动绕流计算及动态特性分析

肖良成^①, 李新民^②, 江俊^{①*}, 卢军^①^① 西安交通大学机械结构强度与振动国家重点实验室, 西安 710049;^② 中国电力科学研究院, 北京 102401

*联系人, E-mail: jun.jiang@mail.xjtu.edu.cn

收稿日期: 2012-08-23; 接受日期: 2012-10-22

国家自然科学基金资助项目(批准号: 50908218)

摘要 本文首先运用 ADINA 有限元软件的流固耦合模块针对新月形、翼形、扇形和 D 形四种典型覆冰导线冰形的气动力特性进行了模拟计算. 得到了四种典型冰形在不同冰厚, 来流风速下的扭转、升力以及阻力系数曲线. 然后, 在与相应的风洞实验结果进行比较且论证了计算结果正确性的基础上, 对相同冰厚、不同冰形, 以及相同冰形、不同冰厚的气动系数特性进行了对比分析. 最后, 依据流场压力分布特性对气动系数随攻角变化出现尖峰突跳现象的机理进行了分析.

关键词 覆冰导线, 气动力系数, 风洞实验, 绕流气动计算, 舞动

PACS: 47.85.Gj, 47.10.ad, 47.11.Df, 47.27.E-

doi: 10.1360/132012-718

1 引论

在工程实际中存在大量风载荷作用下的气动绕流问题, 如输电线路, 桥墩, 斜拉桥的悬索结构、塔架等. 在风载荷激励下的工程结构会发生流致振动或流弹失稳现象, 直接危害结构的安全, 逐渐引起了社会的重视. 在日本, 加拿大, 美国以及俄罗斯等国, 由于有较多的地区出现输电导线舞动, 且输电导线失稳舞动直接危害着大电网的安全运行, 于是 20 世纪 30 年代人们就开始了导线舞动机理的相关研究^[1,2]. 到目前为止, 针对覆冰导线的舞动问题形成了三种较为公认的舞动机理. Hartog^[3]于 1932 年首次从理论上系统地阐述了导线舞动发生的过程和原因, 其理论称为横向激发模式, 导线舞动的失稳条件为: 当横

向振动方程的阻尼项

$$2m\xi_y\omega_y + \frac{1}{2}\rho UD\left(\frac{\partial C_L}{\partial \theta} + C_D\right) < 0, \quad (1)$$

即系统出现所谓负阻尼, 此时导线将产生垂直自激振动. 这时无论在何种激励下, 舞动均会发生. 式(1)中 U 为风速, D 为迎风尺寸, 此处为导线直径, ρ 为流体密度, θ 为攻角, C_L , C_D 分别为升阻力系数和阻力系数, ω_y 和 ξ_y 分别是 y 方向的振动角频率和阻尼比.

20 世纪 70 年代 Nigol 又提出了扭转激发模式理论^[4-6]. 其失稳条件为: 当扭转振动方程的阻尼项

$$2I\xi_t\omega_t + \frac{1}{2}\rho U^2 D^2 \cdot \frac{\partial C_M}{\partial \theta} \frac{R}{U} < 0, \quad (2)$$

系统将产生扭转自激振动. 这时, 无论在何种激励下, 是否存在横下振动, 系统均会失稳. 但是, 扭振并不

引用格式: 肖良成, 李新民, 江俊, 等. 典型覆冰导线气动绕流计算及动态特性分析. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2013, 43: 500–510
Xiao L C, Li X M, Jiang J, et al. Simulation and analysis on aerodynamic characteristics of iced-conductors in typical shapes (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2013, 43: 500–510, doi: 10.1360/132012-718

是舞动, 只有当它通过耦合而激发大幅度的横向振动时, 舞动才会发生.

人们还发现: 即使在横向振动和扭转振动可能均是稳定的情形, 由于偏心惯性作用而引起攻角变化, 也可以使相应的升力对横向振动形成正反馈, 使横向振动能量逐渐积累, 最后形成大幅度舞动^[7].

从上面三种舞动机理可以看出, 对于导线舞动的研究以及防舞的控制, 掌握导线在风载下的气动力参数至关重要, 然而我国至今在这方面的实验和计算数据非常缺乏. 因此, 对不同覆冰截面导线绕流气动力系数的研究很有必要.

在绕流气动的计算与实验问题的研究上, Walther^[8]用离散涡的方法研究了高雷诺数下二维钝体绕流问题; 李万平等人^[9]分别对三分裂导线在新月形和扇形覆冰下的气动力进行了测试; Chabart 等人^[10]对具有梭形截面的单导线进行了风洞实验, 得到了不同攻角下的气动力系数; 姚育成等人^[11]利用流函数-涡量法在二维空间对新月形截面绕流流场结构、涡的变化及气动力进行数值模拟; 顾明等人^[12]通过风洞实验测试了准椭圆形和扇形两种典型覆冰导线的气动力特性并进行了稳定性分析; 马文勇^[13]、李万平等人^[14]进行了准椭圆覆冰导线的气动力特性实验研究. 但是, 对于导线的气动力系数, 还缺乏不同冰形, 不同冰厚以及在不同风载下, 比较全面、系统的实验和数值计算的分析与研究工作.

本文为了进一步澄清典型覆冰导线气动特性的典型特征, 特运用 ADINA 有限元计算软件的 ADINA-FSI 流固耦合模块, 选择合适的湍流模型, 建立了四种常见覆冰导线冰形(新月形、翼形、扇形和 D 形)的流固耦合有限元模型, 通过模拟计算得到了相应的气动力特性. 在仿真的同时, 进行了相应的风洞实验, 得出了和数值计算一一对应的实验结果. 比较后, 两种结果相互印证, 相似度极高, 充分验证了工作的正确和准确性. 随后, 开展了相同冰形、不同冰厚的气动特性分析; 相同冰厚、不同冰形的气动特性; 以及气动系数随攻角变化出现尖峰突跳现象的机理分析. 最后, 给出本文的结论.

2 气动绕流的计算模型

2.1 基本方程

本文根据覆冰导线绕流问题的特点, 将采用基

于 Spalart-Allmaras 湍流模型进行模拟. 整个流体控制方程包括不可压缩流体 N-S 方程和 S-A 湍流模型方程.

N-S 方程为

$$\frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_i}{\partial t} + V_j \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(v + v_t) \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \right] = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

S-A 湍流模型方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{v}}{\partial t} + V_j \frac{\partial \hat{v}}{\partial x_j} = c_{b1} (1 - f_{t2}) \hat{S} \hat{v} \\ - \left[c_{\omega 1} f_{\omega} - \frac{c_{b1}}{\kappa^2} f_{t2} \right] \left(\frac{\hat{v}}{d} \right)^2 \\ + \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((v + \hat{v}) \frac{\partial \hat{v}}{\partial x_j} \right) + c_{b2} \frac{\partial \hat{v}}{\partial x_i} \frac{\partial \hat{v}}{\partial x_i} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

式(4)中的湍流涡黏度 v_t 可通过下式计算:

$$v_t = \rho \hat{v} f_{v1}. \quad (6)$$

其中, $f_{v1} = \chi^3 / (\chi^3 + c_{v1}^3)$, $\chi = \hat{v} / \nu$, ρ 是气体密度, $\nu = \mu / \rho$ 是运动黏度系数, μ 为动力黏度系数.

式(5)中的 $\hat{S} = \Omega + \hat{v} f_{t2} / (\kappa^2 d^2)$ (其中 Ω 为涡量, d 为流场中点到最近壁面的距离), $c_{b1} = 0.1355$, $f_{t2} = 1 - \chi / (1 + \chi f_{v1})$, $f_{\omega} = g[(1 + c_{\omega 3}^6)(g^6 + c_{\omega 3}^6)]^{1/6}$, $g = 2\beta$, $\beta = c_{\omega 2} / (r + c_{\omega 2})$, $r = \min[\hat{v} / (\hat{S} \kappa^2 d^2), 10]$, $c_{\omega 3} = 2$, $f_{t2} = c_{t3} \exp(-c_{t4} \chi^2)$, $c_{b1} = 0.1355$, $\kappa = 0.41$, $c_{\omega 2} = 0.3$, $c_{v1} = 7.1$, $c_{t3} = 1.2$, $c_{t4} = 0.5$, $c_{\omega 1} = c_{b1} / \kappa^2 + (1 + c_{b2}) / \sigma$.

2.2 有限元模型的建立

固体模型(导线和冰)均采用四节点平面单元. 导线泊松比取 0.3, 弹性模量 7.3×10^{10} , 导线密度 7000 kg/m^3 , 冰的密度为 900 kg/m^3 . 在导线中心设置三个弹簧单元, 弹簧刚度为 50000, 分别约束两个横向 y , z -displacement 和一个扭转 x -rotation 自由度. 在采用 ADINA 流固耦合模块进行覆冰导线绕流气动特性模拟计算时, 采用合理的时间步长非常重要. 时间步长太大, 非线性迭代步数多, 计算反而会很慢, 甚至会出现计算发散现象. 因此, 对于给定冰形和覆冰厚度以及来流速度, 最好先进行几次试算, 以确定合理的步长. 在阻力, 升力和扭矩取值时, 首先要略去其瞬态响应, 然后取其平稳响应的平均值.

图 1 给出了不同覆冰导线的有限元模型. 覆冰导线以水平位置为 0° 攻角, 如图 1 中扇形、D 形和翼形所示. 模型逆时针旋转, 确定不同的攻角. 如图 1 中新月形所示为 45° 攻角. 在计算时, 每转动 15° 建一个有限元模型. 由于在 15° 附近, 新月形和翼形的升力系数出现突跳现象, 所以, 在 0° – 30° 间每 5° 攻角建立一个有限元模型.

在建立流场模型时, 流场的宽度设置为导线直径的 7–10 倍, 尾流也保持足够的长度. 计算来流风速分别取 10 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 空气为密度 1.205 kg/m^3 , 黏度 1.79×10^{-5} . 流体也采用四节点平面单元, 并且, 为了保证计算的精度, 采用了 AIDINA 的 FCBI-C 单元. 流体上下边界设为无滑动的 WALL 约束, 左侧施加风载, 初始条件定义为整个流场内的相同风载. 由于空气和覆冰导线的耦合在实际中是无限大的空间内, 所以选择不可压缩流场. 网格划分使用渐变式, 越靠近导线, 网格越细. 流场的有限元模型如图 2 所示.

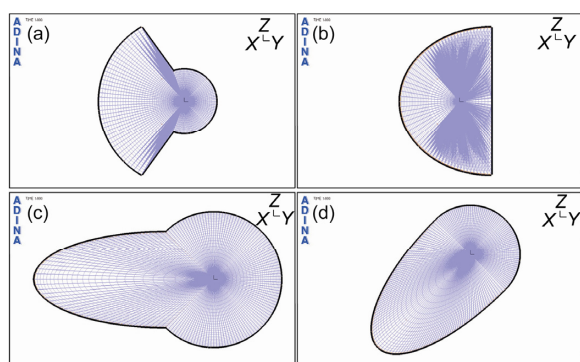


图 1 (网络版彩图)覆冰导线的有限元模型

(a) 扇形; (b) D 形; (c) 翼形; (d) 新月形(旋转 45°)

Figure 1 (Color online) Finite element model of iced conductors. (a) Fan-shaped; (b) D-shaped; (c) alary-shaped; (d) crescent-shaped (angle of attack is 45°).

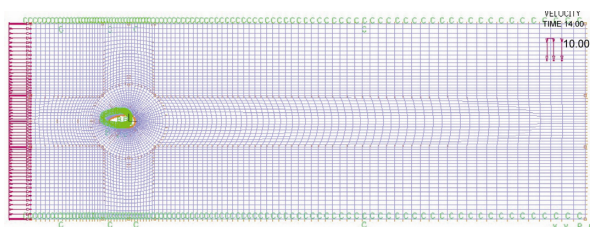


图 2 (网络版彩图)攻角为 0° 时新月形流体模型

Figure 2 (Color online) The mesh model of fluid for the crescent-shaped iced-conductor when the angle of attack is 0° .

2.3 覆冰导线的风洞实验

为了深入了解典型覆冰导线的气动特性, 我们同时开展了针对不同冰形和不同冰厚的覆冰导线空气动力系数的风洞实验. 风洞实验主要针对 5 种规格导线和 4 种冰形, 每种冰形又取 3 种厚度. 冰形是由硬木加工而成, 测试风速为 10 m/s, 20 m/s 和 30 m/s, 共测试了 1080 种工况. 实验采用三分量天平测试升力、阻力及扭矩. 实验中通过圆盘的旋转调整攻角, 攻角每间隔 5° 取一个值. 实验装置的测试用天平及支撑均安放在风洞实验段之外, 这样最大程度地降低了附属装置对流场和导线受力的干扰. 图 3 展示了硬木加工的冰形和风洞中的实验导线段.

3 绕流气动计算及动态特性分析

3.1 计算结果与实验结果的比较

在覆冰导线绕流气动特性的计算中, 可以看出: 流体出现了明显的涡街脱落现象. 图 4 给出攻角为 45° 时新月形覆冰导线的流场云图.

由导线的有限元模型可以导出覆冰导线所受的

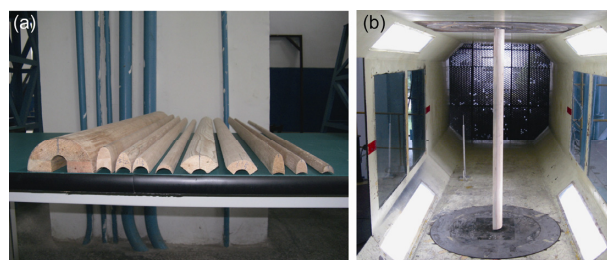


图 3 (网络版彩图)实验模型和风洞照片

(a) 硬木加工的不同冰形; (b) 风洞中的实验导线

Figure 3 (Color online) Photos of test models and wind tunnel. (a) Ice shapes made from hard wood; (b) test conductor in the wind tunnel.

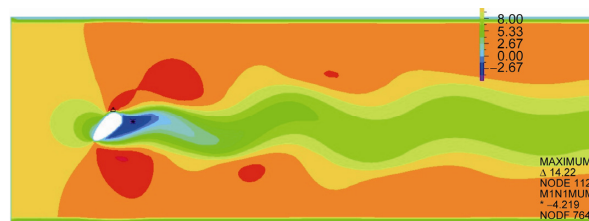


图 4 (网络版彩图)攻角为 45° 时新月形覆冰导线的流速场云图

Figure 4 (Color online) The velocity field of flow around a crescent-shaped iced-conductor when the angle of attack is 45° .

升力, 阻力以及扭矩, 采用式(7)可计算得出覆冰导线的升力, 阻力以及扭转气动力系数

$$C_L = \frac{2F_L}{\rho U^2 D}, \quad C_D = \frac{2F_D}{\rho U^2 D}, \quad C_M = \frac{2M_\alpha}{U^2 D^2 \rho}. \quad (7)$$

其中 C_L , C_D , C_M 分别是升力系数、阻力系数、扭转系数; F_L , F_D , M_α 分别是升力、阻力、扭矩; ρ 为空气密度, U 为风速, D 为导线直径(此处没有取迎风面的特征尺寸, 主要为了与风洞实验数据采用相同的归一化方法, 以便进行比较).

在计算中发现: 风速从 10 m/s 变化到 30 m/s 所得气动力系数曲线几乎完全一致, 表明式(7)的归一化在计算条件下得到保证. 在实验条件下, 风速为 20 m/s 和 30 m/s 所得的结果也基本一致, 风速为 10 m/s 时的结果曲线平滑性较差, 主要是流场不稳定因素较强.

本文将主要介绍导线直径为 24 mm, 来流风速为 30 m/s 时四种典型冰形覆冰导线的气动参数特性. 图 5–8 首先展示了四种典型冰形(新月形、翼形、扇形和 D 形)在一种冰厚下扭转系数、升力系数和阻力系数的实验结果与计算结果比较.

从上述结果的对比可以看出: 计算结果和实验结果在三种气动系数的总体趋势上吻合较好. 说明依据数值计算结果可以对覆冰导线的气动特性进行合理的定性分析.

但从计算结果和实验结果的对比也可以看到: 气动系数的局部特征(在特定攻角附近)有着较明显差别. 首先是在 15° 攻角附近, 新月形和翼形的实验升力系数和扭转系数均出现明显的尖峰突跳现象, 而在计算结果中该现象并不特别突出. 另外, 在阻力系数最大值附近(新月形和翼形在 90° 攻角, 扇形和 D 形在 0° 和/或 180° 攻角时)计算值一般大于实验值.

对于前者误差的原因将在后面专门进行探讨. 对于后者误差的原因目前还没有很好的解释. 一个有趣的现象是: 对于翼形覆冰导线, 冰厚为 10 mm 时的阻力系数的计算值和实验值几乎一致; 而冰厚为 20 mm 时, 最大值处误差在 15% 左右; 当冰厚为 30 mm 时, 阻力系数最大值处的误差可达 28% 左右(如图 6 所示). 由此推断: 随着冰厚的增加和受力的加大, 计算模型对实验导线真实工况的模拟可能出现了差异.

另外, 从图 5–8 还可以看到: 新月形和翼形截面具有良好的流线型, 气动力系数随攻角的变化相对平滑. 而扇形和 D 形截面具有较多凹凸尖锐处, 由

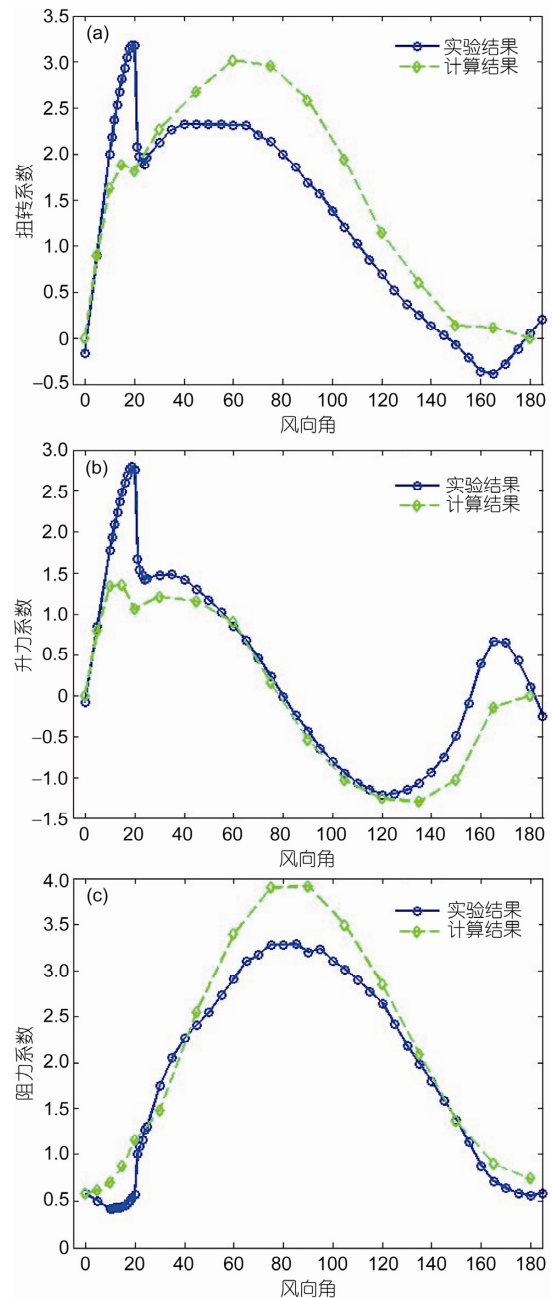


图 5 (网络版彩图)新月形冰厚 30 mm 时气动力系数实验与计算结果对比

(a) 扭转系数; (b) 升力系数; (c) 阻力系数. 实线圆点为实验结果, 虚线菱形点为计算结果. 下同, 不再说明

Figure 5 (Color online) Aerodynamic coefficients: comparison between the experimental and calculated results for a crescent-shaped iced-conductor with 30mm ice thickness. (a) Torsion coefficient; (b) lift coefficient; (c) drag coefficient. circle-solid curve stands for test results, diamond-dashed curve for computation results. The same for the following figures.

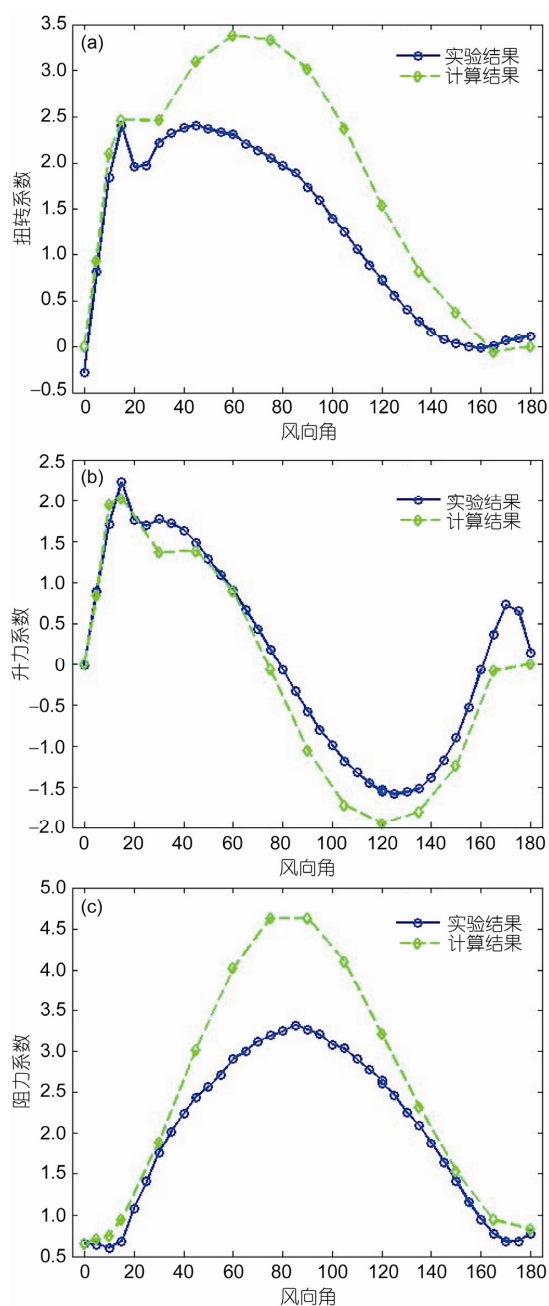


图6 (网络版彩图)翼形冰厚30 mm时气动力系数实验与计算结果对比

Figure 6 (Color online) Aerodynamic coefficients: comparison between the experimental and calculated results for an alary-shaped iced-conductor with 30 mm ice thickness.

此也导致气动系数曲线的光滑性较差。

3.2 相同冰形、不同冰厚气动系数的特点

导线在极端天气下产生覆冰后,冰厚会随着时

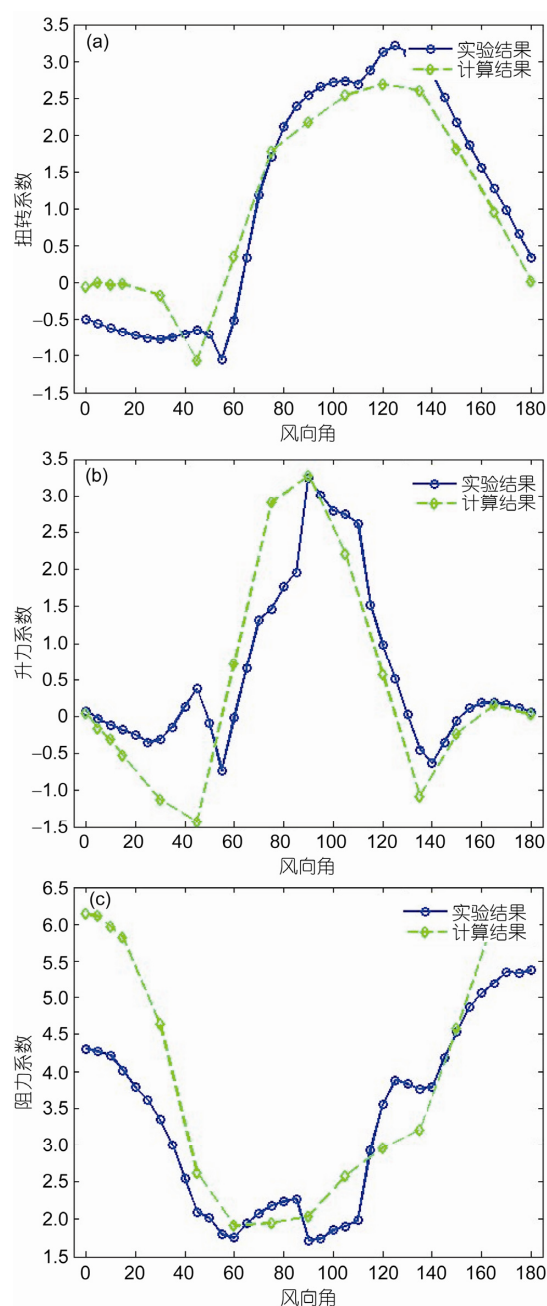


图7 (网络版彩图)扇形冰厚30 mm时气动力系数实验与计算结果对比

Figure 7 (Color online) Aerodynamic coefficients: comparison between the experimental and calculated results for a fan-shaped iced-conductor with 30 mm ice thickness.

间的变化而变化,另外,由于导线跨度大,地形差异等因素的影响,导线覆冰厚度也不尽相同.因此,认识不同冰厚相同冰形的气动力系数特性有着现实意义。

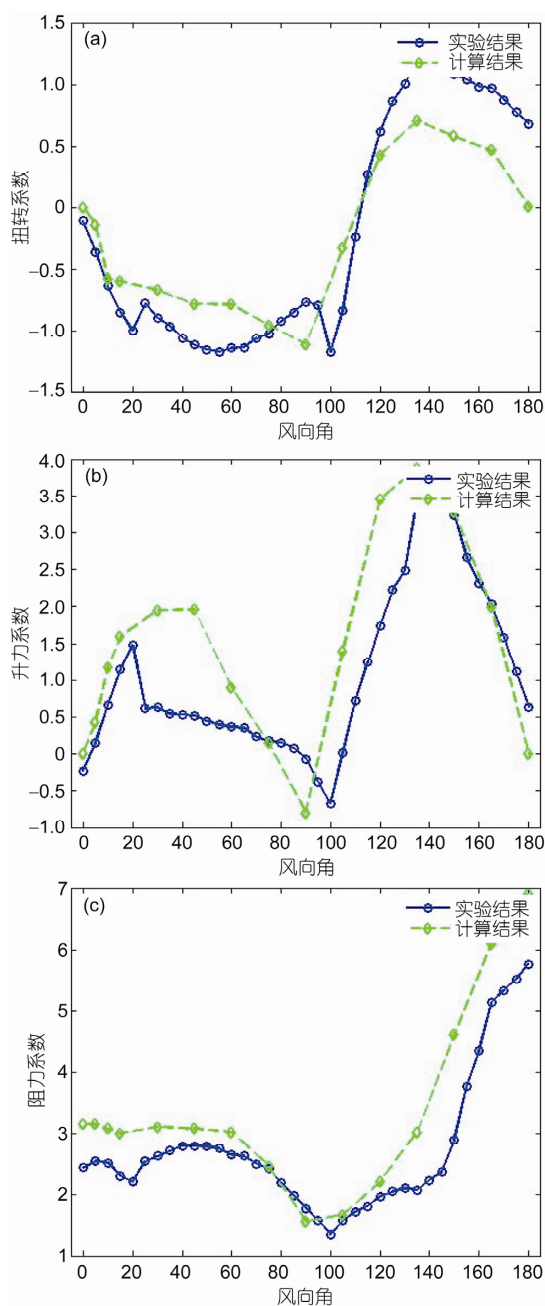


图 8 (网络版彩图) D 形冰厚 12 mm 时气动力系数实验与计算结果对比

Figure 8 (Color online) Aerodynamic coefficients: comparison between the experimental and calculated results for a D-shaped iced-conductor with 12 mm ice thickness.

图 9-12 分别给出了新月形、翼形、扇形和 D 形四种典型覆冰导线在不同冰厚下各气动力系数的计算曲线. 由图可以看出: 冰厚的变化对覆冰导线的气动力系数曲线的总体趋势几乎没有影响. 但是, 随

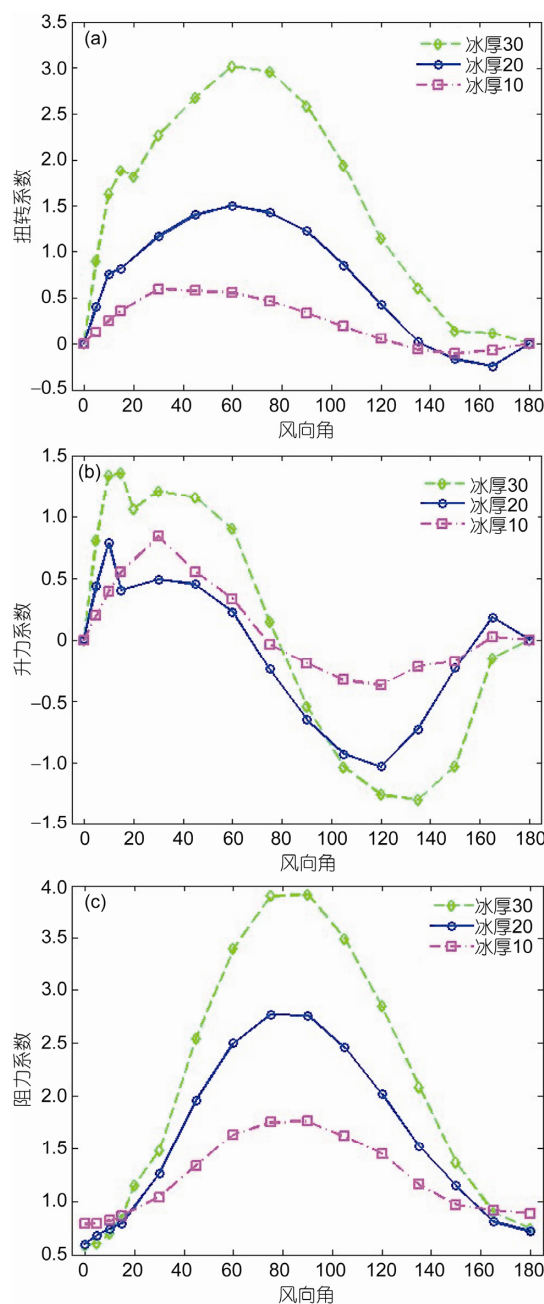


图 9 (网络版彩图) 新月形不同冰厚计算结果的对比

Figure 9 (Color online) Aerodynamic coefficients: comparison between the experimental and calculated results for a crescent-shape iced-conductor with different ice thickness.

着冰厚的增加, 气动力系数数值增加明显, 特别在极值点处(采用迎风面特征尺寸进行归一化, 幅值相差减小, 但下面有相同的结论). 由此表明: 随着冰厚的增加, 覆冰导线所受的各种气动力幅值增大.

值得一提的是: 小冰厚覆冰导线的气动系数曲

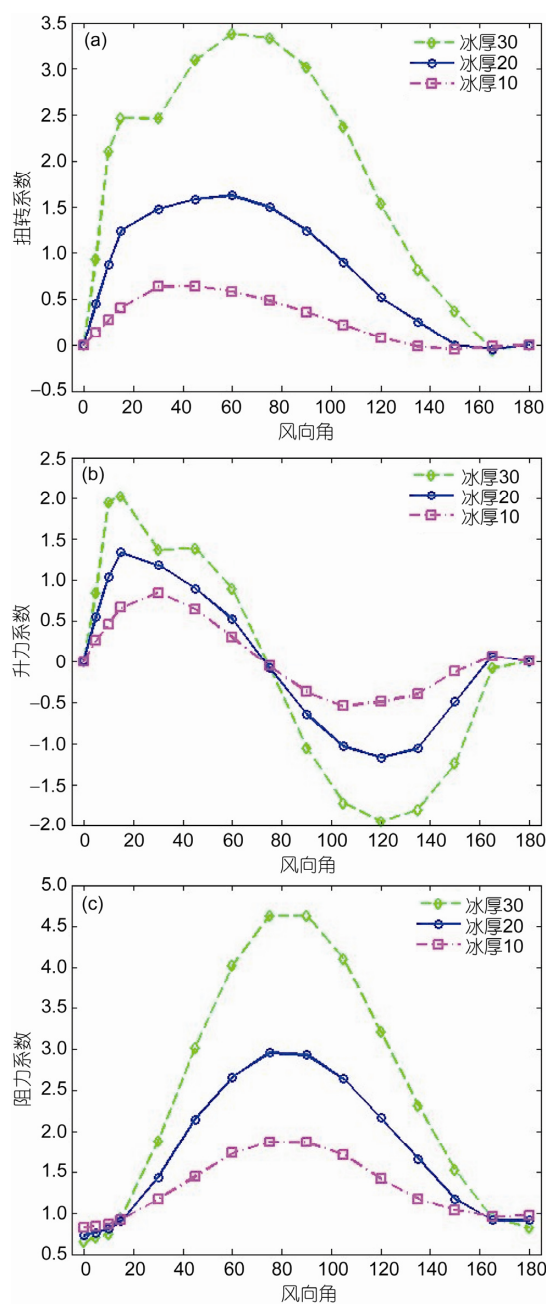


图 10 (网络版彩图)翼形不同冰厚计算结果的对比

Figure 10 (Color online) Aerodynamic coefficients: comparison among calculated results for an alary-shape iced-conductor with different ice thickness.

线变化平缓, 相对光滑. 随着冰厚的增加, 气动系数曲线变化率增加, 特别反映在曲线的负斜率变的更为陡峭. 这也论证了文献[8]中所提到的大截面(厚覆冰)导线更容易起舞的观点.

再有就是, 随着冰厚的增加, 个别气动系数曲线

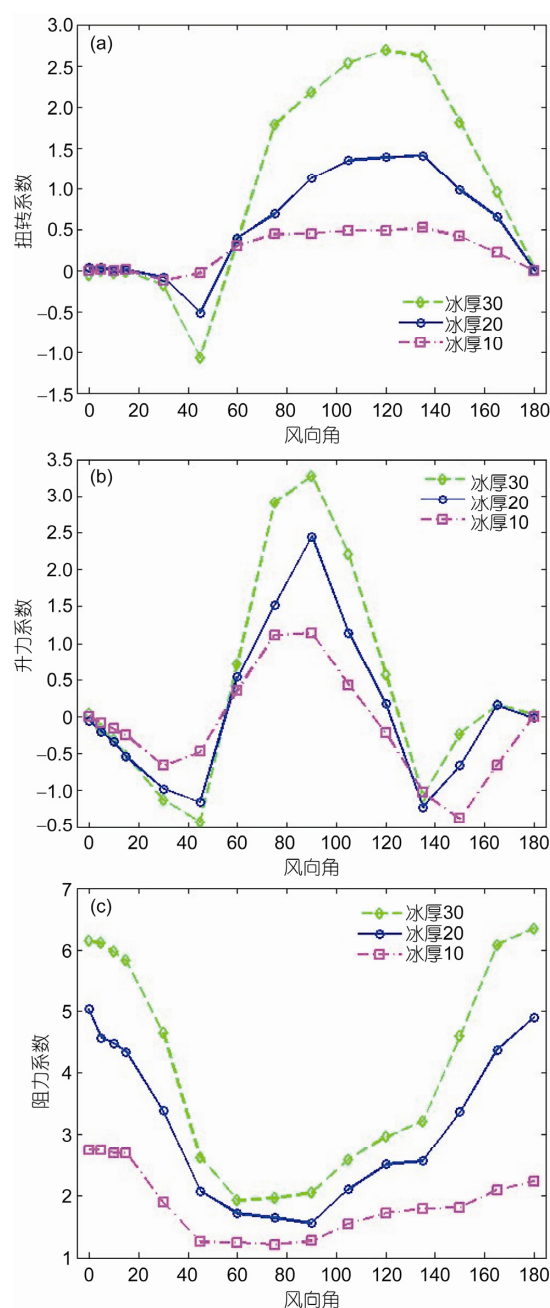


图 11 (网络版彩图)扇形不同冰厚计算结果的对比

Figure 11 (Color online) Aerodynamic coefficients: comparison among calculated results for a fan-shape iced-conductor with different ice thickness.

会出现奇异性突出点. 比如对于新月形和翼形覆冰导线, 当冰厚达到 20 mm 以上, 其升力气动系数在攻角为 15°附近就会出现突跳现象(前面讨论表明: 实验结果该现象更为突出). 这说明: 当冰厚达到一定厚度时, 在某些攻角附近更容易发生舞动现象.

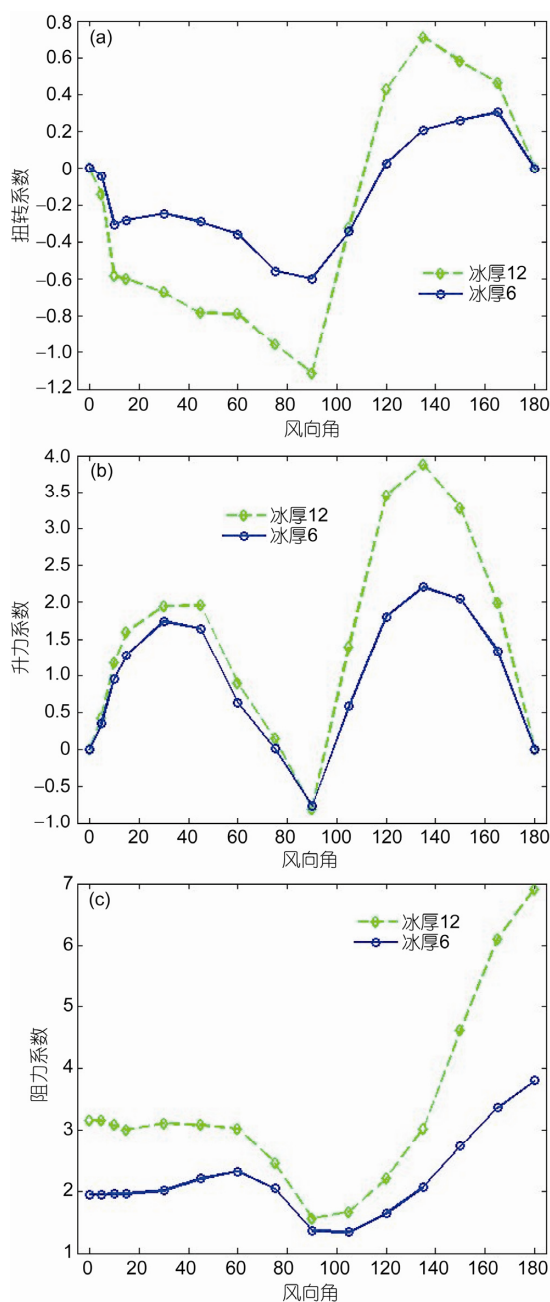


图 12 (网络版彩图) D 形不同冰厚计算结果的对比

Figure 12 (Color online) Aerodynamic coefficients: comparison among calculated results for a D-shape iced-conductor with different ice thickness.

3.3 相同冰厚、不同冰形气动系数的特点

在导线覆冰形成过程中, 由于风向等自然因素的改变, 导线覆冰的形状也会随时间而改变. 通常, 结冰时覆冰形状的改变过程是由细长冰形向粗大冰

形的转变. 例如, 在极端气候的持续作用下, 翼形向新月形转变以及扇形向 D 形转变的可能性都是很大的. 另外, 翼形和新月形向扇形和 D 形的转变也是可能的. 在融冰过程中, 上述提到的覆冰导线的冰形转变过程也可能是可逆的. 因此, 对相同冰厚、不同冰形气动系数的对比研究也有着积极的现实意义.

为了和实际工程保持一致, D 形覆冰形状和其他三种出入较大, 冰最厚点不同于其他三种的中间位置, 而出现在两侧端部(如图 1 所示). 又因其形状的特殊性, 对其冰厚的选择也不相同, 所以图 13 的比较中未将 D 形的数据画入.

通过对新月形, 扇形, 翼形三种冰形气动系数曲线的对比, 由图 13 可以看出: 翼形和新月形各种气动系数曲线的走势非常相似, 在相同冰厚情形下, 翼形的气动力系数的大小要比新月形的气动力系数略大. 而扇形的气动力系数曲线与两者差别很大, 特别是极值点位置有很大的差别, 表明扇型覆冰导线与新月形和翼形覆冰导线的起舞角度有很大的不同(0° 攻角如图 1 所示).

由上面讨论可知: 在冰厚相等的前提下, 若翼形冰形发展成为新月形冰形, 对覆冰导线的气动系数特性影响不显著. 但若由新月形或翼形冰形发展成为扇形冰形, 则覆冰导线的气动系数特性将会发生非常大的改变. 这种变化会给覆冰导线的防舞设计带来很大的困难, 因为每一种防舞器都是在特定地区针对一种或一系列覆冰导线而设计的, 而覆冰导线冰形的改变很容易导致防舞器的失效.

3.4 气动系数曲线出现的尖峰突跳现象

在 3.1 节的介绍中已经提到风洞实验得到的翼形和新月形的升力系数和扭转系数曲线, 都在攻角为 15° 附近时出现了突跳的尖峰现象. 在 ADINA 计算结果中也发现这种现象(但不像实验曲线那样突出), 且与文献中的实验结果^[14]和计算结果^[15]类似.

为了阐明出现这种现象的可能机理, 下面分析 ADINA 计算结果的流场压力分布云图. 由图 14 左图可以看到: 当攻角在 15° 左右时, 新月形覆冰导线的端部刚好阻挡了来流, 这时在覆冰导线的下端背风面, 空气流速突然发生改变, 并出现回流涡^[16]. 由此产生大范围的负高压区, 其压强绝对值甚至超过了迎风面的正压强值, 出现强大的吸力作用. 此时, 由于覆冰导线的攻角较小, 导线表面总压力值在竖直

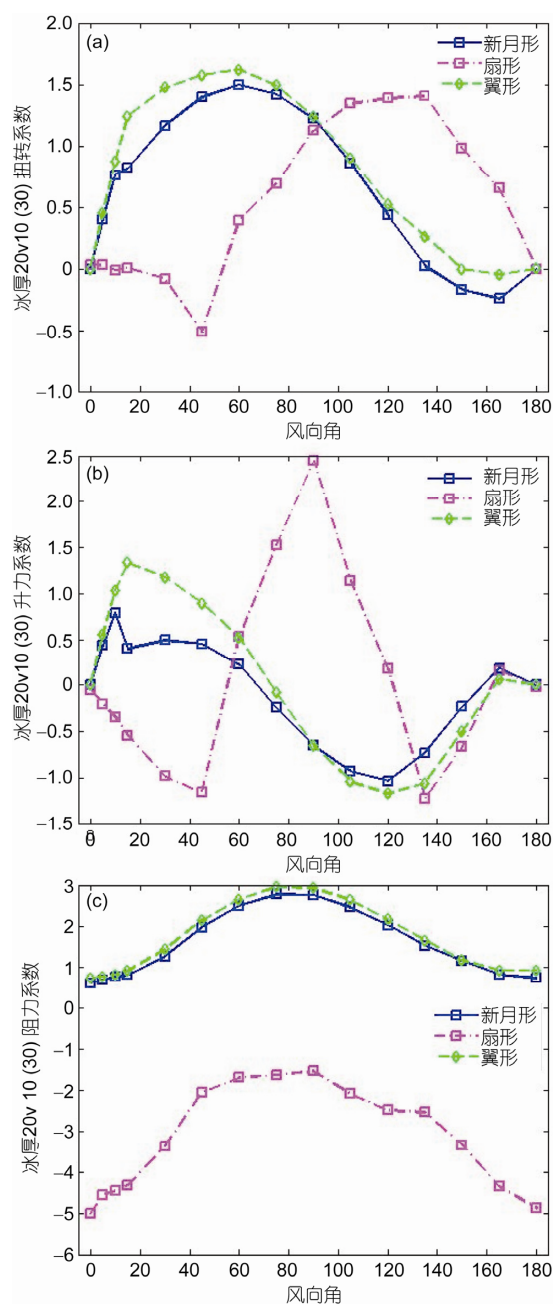


图 13 (网络版彩图)不同冰形在冰厚 20 mm 时气动系数对比

Figure 13 (Color online) Aerodynamic coefficients: comparison among calculation results of different ice shape conductors in 20 mm ice thickness.

方向的分量较大, 即导线的升力绝对值突然变大。

当覆冰导线的攻角转过一定的角度后(如图 14(b)), 虽然迎风面的正压区范围增大, 但是因攻角变大, 背风面负压区范围迅速减小, 使得覆冰导线表

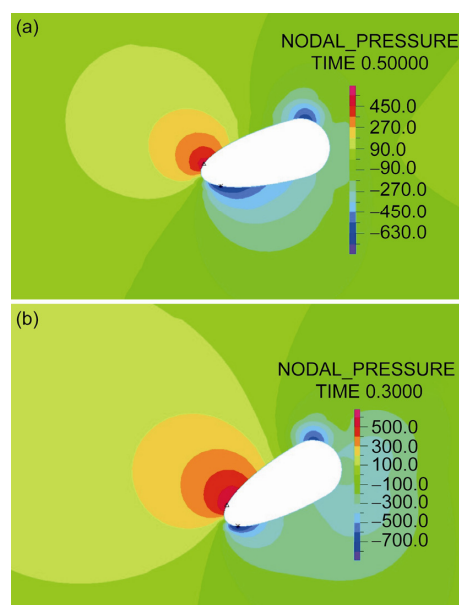


图 14 (网络版彩图) 30 mm 冰厚时新月形覆冰导线附近的流场压力分布云图

(a) 攻角 15°; (b) 攻角 30°

Figure 14 (Color online) The pressure field of flow for a crescent-shaped iced-conductor in 30 mm ice thickness. (a) The angle of attack is 15°; (b) the angle of attack is 30°.

面在竖直方向的总压力分量(升力)反而会快速减小, 由此形成了升力值突跳的尖峰现象。

尖峰现象的出现, 新月形覆冰比翼形覆冰表现的更明显, 覆冰厚度大比覆冰厚度小表现的更明显。扇形和 D 形覆冰导线气动系数曲线出现尖峰突跳现象不明显。对于计算结果中没有得到如实验结果中那样突出的尖峰, 一方面是计算模型攻角间隔大一般每 15°计算一个值, 虽然在 15°攻角附近也采用了每 5°计算一值, 但还是有可能错过最大值点(实验一般采用每 5°测一个值, 在此区域还采用了更密集的测点, 如图 5 所示)。另一方面, 由于在该特殊点附近, 气动力变化的高度敏感性, 计算模型与实验模型的某些微小细节差别, 均可能导致两者结果的明显差异。

4 结论

本文利用 ADINA 的流固耦合模块, 通过采用 S-A 湍流模型建立了四种典型覆冰导线在风载作用下的绕流气动耦合模型。通过数值计算的气动系数曲线与风洞实验所测得的气动系数曲线比较, 验证

了计算气动系数结果的合理性.

基于上述结论, 文章进一步采用数值计算的方法对相同冰形、不同冰厚以及相同冰厚、不同冰形下覆冰导线气动力系数的特点进行了分析, 得出如下结论. (1) 随着冰厚的增加, 气动力系数数值明显增加, 特别在极值点处. 且随着冰厚的增加, 气动系数曲线变化率增加, 特别反映在曲线的负斜率变的更为陡峭, 表明厚的覆冰导线更容易起舞. (2) 发现相同冰厚情形下, 翼形和新月形各气动系数曲线的趋

势基本一致, 而扇形的气动力系数曲线与两者差别很大, 特别是极值点位置有很大的差别, 表明扇型覆冰导线与新月形和翼形覆冰导线的起舞角度有很大的不同. 上述讨论, 对于认识冰厚和冰形变化对防舞造成困难以及防舞器适应性低的原因有所帮助. (3) 通过对流场压力分布云图的分析, 阐明了气动系数在某些攻角下(一般在 15° 附近)出现尖峰突跳的现象的原因. 同时分析了数值计算结果与风洞实验结果在这些点附近出现明显差异的主要原因.

参考文献

- 1 Wang S H, Jiang X L, Sun C X. Study status of conductor galloping on transmission line (in Chinese). *High Voltage Eng*, 2005, 31(10): 11–14 [王少华, 蒋兴良, 孙才新. 输电线路导线舞动的国内外研究现状. *高电压技术*, 2005, 31(10): 11–14]
- 2 Keutgen R, Lilien J L. Benchmark cases for galloping with results obtained from wind tunnel facilities validation of a finite element model. *IEEE Trans Power Deliv*, 2000, 15(01): 367–374
- 3 Hartog J P D. Transmission line vibration due to sleet. *Trans AIEE*, 1932, 51: 1074–1076
- 4 Nigol O, Clarke G J, Havard D G. Torsional stability of bundle conductors. *IEEE Trans Power Appa Syst*, 1977, 96: 1666–1674
- 5 Nigol O, Ontario H, Buchan P G. Conductor galloping part I: Den Hartog mechanisim. *IEEE Trans Power Appa Syst*, 1981, PAS-100(2): 699–707
- 6 Nigol P G B. Conductor galloping part II: Torsional mechanism. *IEEE Trans Power Appa Syst*, 1981, PAS-100(2): 708–720
- 7 郭应龙, 李国兴, 尤传永. 输电线路舞动. 北京: 中国电力出版社, 2003. 26
- 8 Walther J H. Discrete Vortex Method for Two-Dimensional Flow Past Bodies of Arbitrary Shape Undergoing Prescribed Rotary and Translation Motion. Dissertation for Doctoral Degree. Lyngby: Technical University of Denmark, 1994
- 9 Li W P, Yang X X, Zhang L Z. Static aerodynamic characteristics of the galloping of bundled iced power transmission lines (in Chinese). *Acta Aerodyn Sin*, 1995, 13(4): 427–434 [李万平, 杨新祥, 张立志. 覆冰导线群的静气动力特性. *空气动力学学报*, 1995, 13(4): 427–434]
- 10 Charbart O, Lilien J L. Galloping of electrical lines in wind tunnel facilities. *J Wind Eng Ind Aerodyn*, 1998, 74-76: 967–976
- 11 Yao Y C, Li W P, Li L J. Numerical simulation of flow around a bluff body at high Reynolds number (in Chinese). *J Huazhong Univ Sci Technol (Nat Sci)*, 2003, 31(2): 106–108 [姚育成, 李万平, 李良军. 高雷诺数情况下钝体绕流的数值模拟. *华中科技大学学报(自然科学版)*, 2003, 31(2): 106–108]
- 12 Gu M, Ma W Y, Quan Y, et al. Aerodynamic force characteristics and stabilities of two typical iced conductors (in Chinese). *J Tongji University(Natural Science)*, 2009, 37(10): 1328–1332 [顾明, 马文勇, 全涌, 等. 两种典型覆冰导线气动力特性及稳定性分析. *同济大学学报(自然科学版)*, 2009, 37(10): 1328–1332]
- 13 Ma W Y, Gu M, Quan Y, et al. Testing study on aerodynamic force characteristics of quasi-oval shape iced conductors (in Chinese). *J Tongji Univ (Nat Sci)*, 2010, 38(10): 1409–1413 [马文勇, 顾明, 全涌, 等. 准椭圆形覆冰导线气动力特性试验研究. *同济大学学报(自然科学版)*, 2010, 38(10): 1409–1413]
- 14 Li W P, Huang H. Aerodynamic characteristics of heavily iced conductors (in Chinese). *J Huazhong Univ Sci Technol*, 2001, 29(8): 84–86 [李万平, 黄河. 特大覆冰导线气动力特性测试. *华中科技大学学报*, 2001, 29(8): 84–86]
- 15 滕二甫, 段忠东, 张秀华. 新月形覆冰导线气动力特性的数值模拟. *低温建筑技术*, 2008, 1: 86–88
- 16 Lu Y. Study on Aerodynamic Charicteristics and Numerical Simulation of Iced-Conductors. Dissertation for Master Degree. Hangzhou: Zhejiang University, 2008. 33–36 [吕翼. 覆冰导线气动力特性的数值模拟研究. 硕士学位论文. 杭州: 浙江大学, 2008. 33–36]

Simulation and analysis on aerodynamic characteristics of iced-conductors in typical shapes

XIAO LiangCheng¹, LI XinMin², JIANG Jun^{1*} & LU Jun¹

¹ *School of aerospace, Xi'an Jiaotong university, Xi'an 710049, China;*

² *China Electrical Power Research Institute, Beijing 102401, China*

In this paper, ADINA is used to calculate the aerodynamic characteristics of iced-conductors in typical shapes, namely, crescent-shaped, alary-shaped, fan-shaped and D-shaped, under different wind speeds and with different ice thicknesses. The obtained aerodynamic torsion coefficient, lift coefficient and drag coefficient are compared with the experimental results in wind tunnel tests and the validity of the numerical results is proved. Then, the effects of ice shapes and ice thickness on the aerodynamic characteristics are discussed. Finally, the mechanism for the appearance of sudden peak in the aerodynamic coefficient curves vs. attack angle is investigated.

iced-conductors, aerodynamic characteristics, wind tunnel test, cross-flow simulation, galloping

PACS: 47.85.Gj, 47.10.ad, 47.11.Df, 47.27.E-

doi: 10.1360/132012-718