

文章编号:1000-582X(2009)07-0787-06

一种模拟覆冰双分裂导线舞动的数值方法

严 波¹,李文蕴¹,张宏雁²,周 松³

(1. 重庆大学 资源及环境科学学院,重庆 400030;2. 四川电力试验研究院,四川 成都 610071;
3. 四川省电力工业调整试验所,四川 成都 610016)

摘 要:给出一种覆冰双分裂导线舞动的数值模拟方法。用 Hamilton 变分原理建立系统的动力学平衡方程,利用罚函数法引入子导线上间隔棒连接点的运动约束条件。采用 Newmark 法进行时间积分,Newton-Raphson 迭代求解非线性方程,实现对双分裂导线舞动的数值模拟。数值模拟了垂直双分裂和水平双分裂覆冰导线的舞动,验证了方法的正确性。利用该方法能考虑由于迎风侧子导线尾流对背风侧子导线的影响而出现的在两子导线上的空气动力载荷不同的情况,为分裂导线舞动的深入研究提供了一种有效的途径。

关键词:双分裂导线;导线舞动;罚函数法;数值模拟

中图分类号: TM75; O39

文献标志码: A

Numerical method for galloping of icing twin bundle conductors

YAN Bo¹, LI Wen-yun¹, ZHANG Hong-yan², ZHOU Song³

(1. College of Resources and Environmental Science, Chongqing University, Chongqing 400030, P. R. China;
2. Sichuan Electric Power Test & Research Institute, Chengdu 610071, P. R. China;
3. Sichuan Electric Power Industry Commission & Test Institute, Chengdu 610016, P. R. China)

Abstract: The dynamic balance equation of the system is set up by means of the Hamilton variational principles with the constraint conditions of the clamp points of spacers in the sub-conductors by the penalty function. The numerical simulation for galloping of twin bundle conductors is achieved with the time integral by Newmark method and the Newton-Raphson iteration solution for nonlinear equation. The validity is approved with simulation for the galloping of horizontal and vertical icing twin bundle conductor. The difference of aerodynamic loads, which is due to the impacts of wake flow of windward sub-conductor on lee sub-conductor, on the individual sub-conductors can be considered with the proposed approach. It is appropriate for further study in the field of bundle conductor galloping.

Key words: twin bundle conductor; galloping; penalty function method; numerical simulation

输电导线的舞动是覆冰导线在风激励下产生的一种低频、大幅度自激振动。舞动发生时导线会产生垂直、水平和扭转 3 个方向的耦合振动,且持续时间较长,对高压输电线路造成极大的破坏作用。自 20 世纪 30 年代发现架空输电线路舞动现象以来,这

一问题便引起了人们的广泛关注,目前国际上普遍接受的有 Den Hartog 垂直舞动理论^[1]和 O Nigol 扭转舞动理论^[2]。对覆冰单导线舞动的研究已经取得了较好的成果。统计表明,覆冰分裂导线比单导线更易发生舞动现象^[3],然而这方面的研究还很不

收稿日期:2009-03-12

基金项目:重庆市自然科学基金资助项目(CSTC, 2006BB6149);国家电网公司科技项目(2007-1-77)

作者简介:严波(1965-),男,重庆大学教授,博士生导师,主要从事固体力学和工程力学研究,(Tel)023-65102561;

(E-mail)boyan@cqu.edu.cn。

欢迎访问重庆大学期刊社 <http://qks.cqu.edu.cn>

成熟。在舞动数值模拟研究方面, Yu 和 Desai 等人提出了三自由度模型^[4], 之后 Desai 又提出了一种基于摄动法的舞动数值算法^[5]。国内杨文兵等采用有限元法, 利用梁单元模拟覆冰单导线的舞动^[6]。Simpson 利用传递矩阵法和动刚度法分析了多分裂导线的动态特性^[7]。何程等人则对大跨越分裂导线的静力平衡进行探讨, 推导了多档导线的静态构形和张力的解析计算公式之后^[8], 又采用振型叠加法的思想建立了分裂导线舞动的数学模型, 并对中山口大跨越三分裂导线的舞动进行了数值分析^[9-10]。此外, Desai 等人采用三节点等参单元研究了导线的舞动^[11], Wang 等人在研究导线舞动时考虑了分裂导线整体的扭转刚度和单导线扭转刚度的不同^[12]。Popplewell 等人建立了一个混合模型研究分裂导线的舞动^[13]。然而, 在这些研究模型中, 几乎都将分裂导线等效为一根导线。这种简化处理不能计入各子导线所受空气动力作用的不同, 可能是目前这一问题没有得到很好解决的原因之一。事实上, 对于分裂导线, 由于迎风侧子导线的尾流效应作用于背风侧子导线, 可能产生尾流诱发的振动^[14]。笔者在 Popplewell 等人提出的分裂导线舞动混合模型^[13]的基础上, 利用罚函数法引入间隔棒和子导线的约束关系, 提出了一种可以分别考虑各子导线运动的方法, 该方法可以在各子导线上施加由风洞试验确定的不同的空气动力载荷, 从而在模拟分裂导线的舞动过程中计入尾流效应。

1 导线舞动的数学模型

图 1 所示是一典型的双分裂导线, 相邻档导线的影响用等效弹簧描述。为建立简化模型, 提出如下假设: 1) 相邻塔和导线可简化为沿轴向的弹簧; 2) 输电塔为刚性支撑; 3) 导线的垂跨比很小; 4) 间隔棒为刚性体; 5) 忽略沿跨度方向的阻尼; 6) 仅考虑两子导线具有同一阶模态的情况。

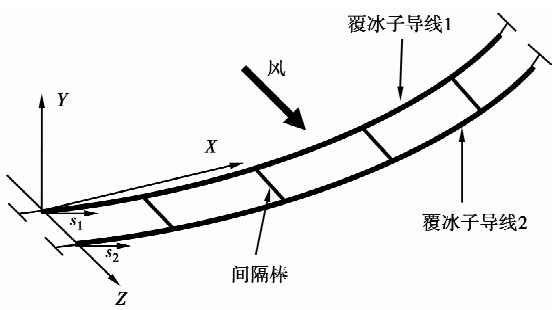


图 1 水平双分裂导线

1.1 位移关系

在两子导线截面中心分别建立 2 个局部坐标系 x_1, y_1, z_1 和 x_2, y_2, z_2 , 如图 2 所示, 其中 x_1, x_2 沿导线切线方向。 s_1 和 s_2 分别为沿两子导线轴线的自然坐标, 子导线上任意点 (s_1, y_1, z_1) 和点 (s_2, y_2, z_2) 在 t 时刻的位移可以表示为

$$\left. \begin{aligned} u_1(s_1, y_1, z_1, t) &= U_1(s_1, t), \\ v_1(s_1, y_1, z_1, t) &= V_1(s_1, t) - z_1 \Theta_1(s_1, t), \\ w_1(s_1, y_1, z_1, t) &= W_1(s_1, t) + y_1 \Theta_1(s_1, t), \\ u_2(s_2, y_2, z_2, t) &= U_2(s_2, t), \\ v_2(s_2, y_2, z_2, t) &= V_2(s_2, t) - z_2 \Theta_2(s_2, t), \\ w_2(s_2, y_2, z_2, t) &= W_2(s_2, t) + y_2 \Theta_2(s_2, t), \end{aligned} \right\} (1)$$

式中: U_1, V_1, W_1 和 U_2, V_2, W_2 分别是两子导线截面中心点 O_1 和 O_2 在整体坐标系 X, Y, Z 中的位移; Θ_1 和 Θ_2 是子导线关于各自轴线的转角。

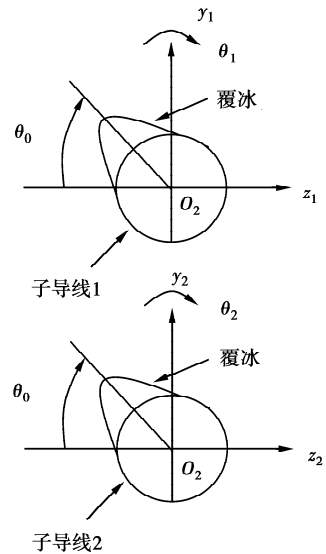


图 2 覆冰子导线截面示意图

沿导线方向的位移很小, 可以忽略, 故只需要考虑导线在水平、垂直和扭转 3 个方向的运动。根据现场观察, 导线发生舞动时, 一般以一阶振型模式运动, 故按振型分解法, V_i, W_i 和 Θ_i ($i=1, 2$) 可以表示为

$$\left. \begin{aligned} V_i(s_i, t) &= q_{iv}(t) f_{iv}(s_i), \\ W_i(s_i, t) &= q_{iw}(t) f_{iw}(s_i), \\ \Theta_i(s_i, t) &= q_{i\theta}(t) f_{i\theta}(s_i), \end{aligned} \right\} (2)$$

式中: $q_{iv}, q_{iw}, q_{i\theta}$ 和 $f_{iv}, f_{iw}, f_{i\theta}$ 分别是广义位移和模态形状函数。

若考虑一档内只有一个波形, 且认为子导线的模态相同, 模态形状函数 f_v, f_w, f_θ 的解析解为^[15]

$$\left. \begin{aligned} f_v &= 1 - \tan \frac{\gamma}{2} \sin \frac{\gamma^s}{L} - \cos \frac{\gamma^s}{L}, \\ f_w &= f_\theta = \sin \frac{\pi^s}{L}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

其中 γ 由式(4)计算

$$\left. \begin{aligned} \tan \frac{\gamma}{2} &= \frac{\gamma}{2} - \frac{4}{\lambda^2} \left(\frac{\gamma}{2} \right)^3, \\ \lambda^2 &= L_x \left(\frac{AE}{HL} \right) \left(\frac{p_y L_x}{H} \right)^2, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式(3)、(4)中: L 是导线的线长; L_x 是水平档距; A 和 E 分别是裸导线的截面面积和弹性模量; H 是覆冰子导线自重作用下的水平拉力; p_y 是作用在子导线单位长度上的垂直荷载。

1.2 运动方程

文献[13]利用 Hamilton 变分原理建立了分裂导线等效为单导线的运动方程

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta(U - T - W_{nc}) dt = 0, \quad (5)$$

式中: T 和 U 分别是总的动能和应变能; W_{nc} 是非保守力所做的外力功。

这里将各子导线分别考虑,忽略导线纵向惯性力的影响,动能表示为

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{2} \int_0^L \int_{A_1} \rho (\dot{v}_1^2 + \dot{w}_1^2) dA ds_1 + \\ &\quad \frac{1}{2} \int_0^L \int_{A_2} \rho (\dot{v}_2^2 + \dot{w}_2^2) dA ds_2 + \\ &\quad \frac{1}{2} \sum_{k=1}^p [m_{sk} \dot{V}_{spk}^2(s_{lk}, t) + m_{sk} \dot{W}_{spk}^2(s_{lk}, t) + \\ &\quad I_{sk} \dot{\Theta}_{spk}^2(s_{lk}, t)], \end{aligned} \quad (6)$$

其中: ρ 是覆冰导线的等效密度; A_T 是覆冰导线的横截面积,两根子导线的截面参数相同; m_{sk} 和 I_{sk} 分别是第 k 根间隔棒的质量和惯性矩; s_{lk} 是第 k 根间隔棒所在位置的子导线自然坐标; p 是间隔棒根数; V_{spk} 、 W_{spk} 和 Θ_{spk} 分别是第 k 根间隔棒在整体坐标系下的垂直位移、水平位移和转角。

此外,在导线运动过程中,由同一根间隔棒连接的两分裂子导线夹持点之间的距离保持不变,且导线夹持点处关于各自轴线的转角也一致,参见图3。

间隔棒相对于导线的刚度很大,可简化为刚性体。间隔棒中心点的位移可表达为

$$\left. \begin{aligned} V_{spk} &= \frac{1}{2} [V_1(s_{1lk}, t) + V_2(s_{2lk}, t)], \\ W_{spk} &= \frac{1}{2} [W_1(s_{1lk}, t) + W_2(s_{2lk}, t)], \\ \Theta_{spk} &= \Theta_1(s_{1lk}, t) = \Theta_2(s_{2lk}, t). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

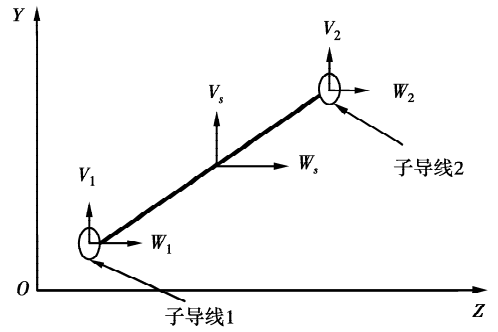


图3 间隔棒与子导线的位移关系

两子导线上由同一根间隔棒连接的两点之间的距离始终等于间隔棒的长度 h ,即

$$h = [(X_2 + U_2 - X_1 - U_1)^2 + (Y_2 + V_2 - Y_1 - V_1)^2 + (Z_2 + W_2 - Z_1 - W_1)^2]^{\frac{1}{2}},$$

式中 X_1, Y_1, Z_1 和 X_2, Y_2, Z_2 为子导线上间隔棒夹持点在整体坐标系下的初始坐标。

不考虑导线轴线方向的运动,上式可简化为

$$h = [(Y_2 + V_2 - Y_1 - V_1)^2 + (Z_2 + W_2 - Z_1 - W_1)^2]^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

此外,两子导线在间隔棒夹持点的转角也相等,即

$$\Theta_1 = \Theta_2. \quad (9)$$

第 k 根间隔棒连接处,自然坐标存在以下关系 $s_{1lk} = s_{2lk} = s_{lk}$,则以上两条件可写成

$$B_{1k} = [(Y_2(s_{lk}) - Y_1(s_{lk}) + V_2(s_{lk}) - V_1(s_{lk}))^2 + (Z_2(s_{lk}) - Z_1(s_{lk}) + W_2(s_{lk}) - W_1(s_{lk}))^2]^{\frac{1}{2}} - h = 0, \quad (10)$$

$$B_{2k} = \Theta_1(s_{lk}) - \Theta_2(s_{lk}) = 0. \quad (11)$$

用罚函数法将上述约束条件引入到变分原理中,得到

$$\int_{t_1}^{t_2} \delta(U - T - W_{nc}) dt + \delta \left(\frac{1}{2} \beta \right) \times \int_{t_1}^{t_2} \sum_{k=1}^p (B_{1k}^2 + B_{2k}^2) dt = 0, \quad (12)$$

这里 β 是罚因子,取足够大的正数。

系统的总应变能的变分为^[13]

$$\delta U = \sum_{i=1}^2 \int_0^L [AE \delta \epsilon_{is} \epsilon_{is} + B_T (\delta \epsilon_{is} \epsilon_{i\theta} + \epsilon_{is} \delta \epsilon_{i\theta}) + GJ \delta \epsilon_{i\theta} \epsilon_{i\theta} + T \delta \epsilon_{is} + M_i \delta \epsilon_{i\theta}] ds_i, \quad (13)$$

其中 ϵ_{is} 是 Lagrange 轴向应变($i=1, 2$),

$$\epsilon_{is} = \frac{\partial y_i}{\partial s_i} \frac{\partial V_i}{\partial s_i} + \frac{\partial z_i}{\partial s_i} \frac{\partial W_i}{\partial s_i} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial V_i}{\partial s_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial W_i}{\partial s_i} \right)^2 \right]; \quad (14)$$

导线的扭转应变 $\epsilon_{i\theta}$ 为

$$\epsilon_{i\theta}(s_i) = \frac{\partial \Theta_i(s_i)}{\partial s_i}. \quad (15)$$

方程(13)中的 T 是导线的静态张力; M_i 是导线的初始扭矩, 它是由偏心覆冰引起的。 GJ 是裸导线的扭转刚度; B_T 是轴向-扭转耦合刚度。一般两根子导线的初始形状及其物理参数是相同的, 因此静态张力和初始扭矩相等, 取相同的值。

外力功的变分^[13]

$$\delta W_{nc} = \int_0^L [F'_{1y}(s_1)\delta V_1 + F'_{1z}(s_1)\delta W_1 + F'_{1\theta}(s_1)\delta\Theta_1]ds_1 + \int_0^L [F'_{2y}(s_2)\delta V_2 + F'_{2z}(s_2)\delta W + F'_{2\theta}(s_2)\delta\Theta_2]ds_2 - \delta \mathbf{q}^T \mathbf{C}^T \dot{\mathbf{q}}, \quad (16)$$

式中: F'_{iy} 、 F'_{iz} 、 $F'_{i\theta}$ ($i=1, 2$) 是作用在子导线单位长度上的 y 、 z 、 θ 方向的空气动力载荷; \mathbf{C} 是阻尼矩阵。

方程(16)中的 \mathbf{q} 是对应于式(2)中的广义位移向量

$$\mathbf{q}^T = (q_{v1} \quad q_{w1} \quad q_{\theta 1} \quad q_{v2} \quad q_{w2} \quad q_{\theta 2})。 \quad (17)$$

将方程(1)-(7)和(10)-(17)代入到方程(12)可以得到分裂导线的运动方程

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{q}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{q}} + (\mathbf{K} + \beta\mathbf{K}')\mathbf{q} = \mathbf{F} + \beta\mathbf{P}, \quad (18)$$

式中 \mathbf{P} 和 \mathbf{K}' 是由于引入罚函数而产生的相关的向量和矩阵, 它们与 \mathbf{q} 有关。 \mathbf{F} 是空气动力荷载列向量, 其形式为

$$\mathbf{F}^T = (F_{y1} \quad F_{z1} \quad F_{\theta 1} \quad F_{y2} \quad F_{z2} \quad F_{\theta 2})。 \quad (19)$$

空气动力载荷是攻角的非线性函数, 子导线的攻角分别为

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \Theta_1 - \frac{d}{2U_z}\dot{\Theta}_1 - \frac{\dot{V}_1}{U_z}, \\ \alpha_2 &= \Theta_2 - \frac{d}{2U_z}\dot{\Theta}_2 - \frac{\dot{V}_2}{U_z}, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

其中: d 是导线的直径; U_z 是风速。

2 动力方程的求解

非线性动力方程(18)需要迭代求解。现采用 N-R 法进行迭代, 时间积分采用 Newmark 法, 对动力方程进行求解的递推迭代公式为

$$\begin{aligned} & \left({}^t\mathbf{K}^* + \frac{1}{\alpha\Delta t^2}\mathbf{M} + \frac{\delta}{\alpha\Delta t}\mathbf{C} \right) \Delta\mathbf{q}^{(l)} = \\ & {}^{t+\Delta t}\mathbf{Q} - {}^t\mathbf{R}^{(l)} - \mathbf{M} \left[\frac{1}{\alpha\Delta t^2}({}^{t+\Delta t}\mathbf{q}^{(l)} - {}^t\mathbf{q}) - \right. \\ & \quad \left. \frac{1}{\alpha\Delta t}\dot{\mathbf{q}} - \left(\frac{1}{2\alpha} - 1 \right) \dot{\mathbf{q}} \right] - \\ & \mathbf{C} \left[\frac{\delta}{\alpha\Delta t}({}^{t+\Delta t}\mathbf{q}^{(l)} - {}^t\mathbf{q}) - \left(\frac{\delta}{\alpha} - 1 \right) \dot{\mathbf{q}} - \right. \\ & \quad \left. \left(\frac{\delta}{2\alpha} - 1 \right) \Delta t \dot{\mathbf{q}} \right], \quad (21) \end{aligned}$$

其中:

$$\begin{aligned} {}^t\mathbf{K}^* &= \mathbf{K} + \beta{}^t\mathbf{K}', \quad {}^{t+\Delta t}\mathbf{Q} = {}^{t+\Delta t}\mathbf{F} + \beta{}^{t+\Delta t}\mathbf{P}, \\ {}^{t+\Delta t}\mathbf{R}^{(l)} &= ({}^{t+\Delta t})\mathbf{K}^*({}^{(l)}\mathbf{q}^{(l)}); \end{aligned}$$

α 、 δ 是积分参数; l 是迭代次数。

3 算例

模拟舞动的导线物理参数取自文献[13], 如表1所示。

表1 导线的物理参数

参数	数值
裸导线直径 D/m	0.028 6
弹性模量 $E/(\text{N} \cdot \text{m}^{-2})$	4.78×10^{10}
轴向-扭转耦合刚度 $B_T/(\text{N} \cdot \text{m} \cdot \text{rad}^{-1})$	0
扭转刚度 $GJ/(\text{N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{rad}^{-1})$	101
转动惯量 $I/(\text{kg} \cdot \text{m})$	0.333×10^{-3}
导线初始状态水平拉力 H/N	30 000
Y 方向偏心距 e_y/mm	2.05
Z 方向偏心距 e_z/mm	-0.63
覆冰横截面积 A_T/mm^2	594.48
裸导线截面面积 A/mm^2	423.24
单位长度导线质量 $m/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-1})$	2.379
y, z 方向阻尼比 ξ_y, ξ_z	0.515×10^{-3}
θ 方向阻尼比 ξ_θ	0.308
档距 L_x/m	125.88

两根子导线的物理参数相同, 初始形状也相同。只考虑单档的情况, 导线线长 125.93 m, 在自重作用下其弧垂为 1.54 m。沿导线方向均匀布置 3 根间隔棒, 每个间隔棒的质量为 1.2 kg, 子导线之间的间距为 0.4 m。假设覆冰沿线均匀分布, 初始静态攻角为 40° 。模拟中采用文献[13]给出的导线空气动力参数。下面是数值模拟水平双分裂和垂直双分裂导线的舞动。

3.1 水平双分裂导线

由于缺乏试验数据, 现仅给出在两根子导线上施加相同空气动力载荷的舞动模拟结果。此时, 两根子导线的运动轨迹完全相同, 运动是同步的。图4给出了其任意一根子导线中点的响应和运动轨迹。图5给出了水平双分裂导线两根子导线中点和第1根间隔棒连接点的运动轨迹。

笔者计算得到的子导线中点的运动轨迹形状与文献[13]中将其等效为单根导线的结果一致, 得到的垂直最大振幅为 0.176 m, 水平最大幅值为 0.010 m, 文献[13]的结果分别为 0.167 和 0.011 m。表明该方法的正确性。

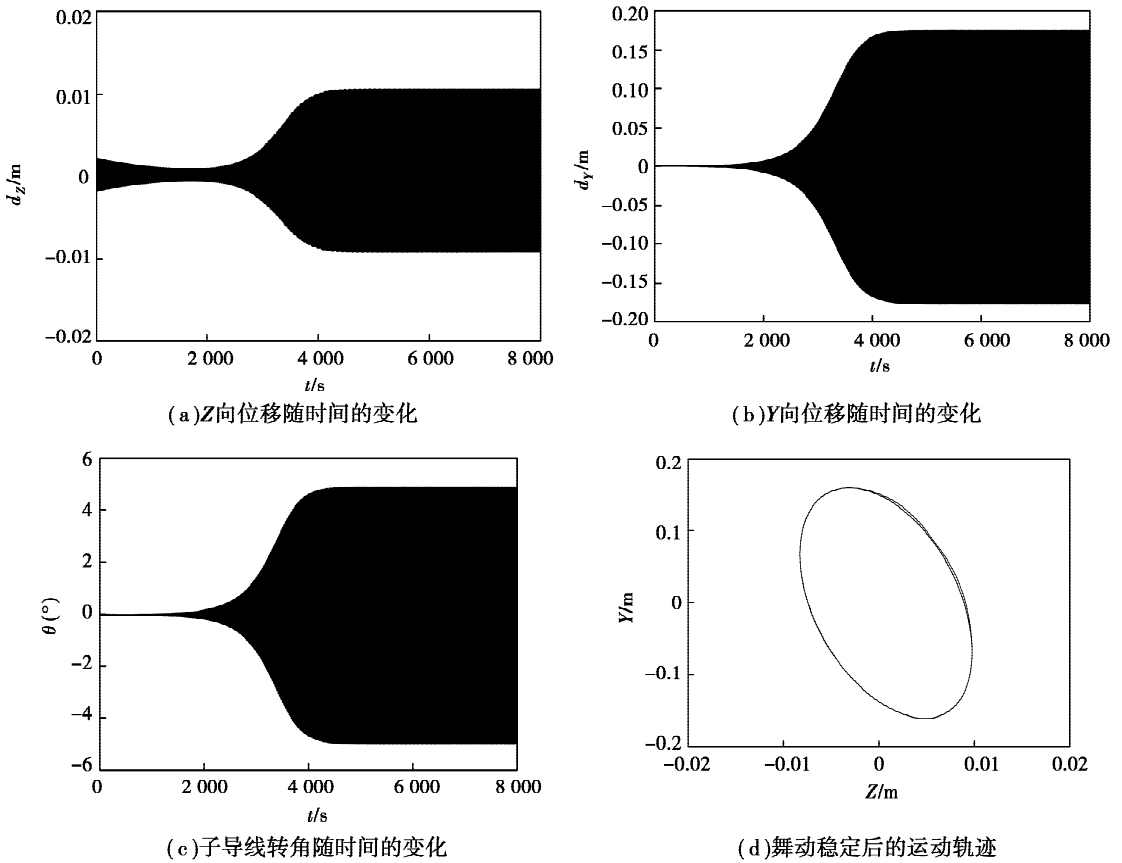


图 4 子导线中点的位移时程和运动轨迹

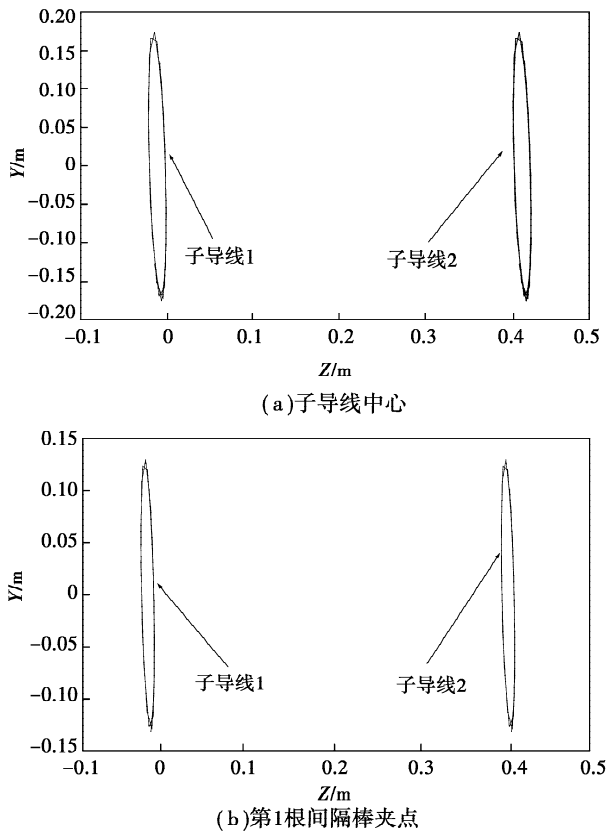


图 5 水平双分裂导线的舞动轨迹

3.2 垂直双分裂导线

下面计算垂直双分裂导线的情况。导线物理参数和空气动力系数同水平双分裂导线一致。图 6 所示为导线运动达到稳定后的轨迹。与水平双分裂导线计算结果比较,由于 2 个模型施加的空气动力载荷完全一样,故各子导线的舞动响应也一致。

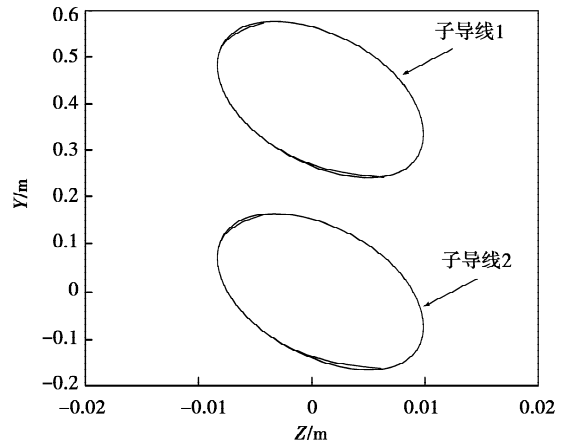


图 6 垂直双分裂导线的舞动轨迹

目前,笔者正在进行分裂导线空气动力参数的风洞试验,当获得考虑子导线尾流影响的空气动力参数

后,即可采用该方法计算模拟两子导线在不同空气动力载荷作用下的舞动。

4 结 论

提出了将分裂导线各子导线分别考虑的方法,能反映作用于迎风侧和背风侧子导线上载荷的不同。算例结果验证了算法的正确性。在通过风洞试验测试覆冰分裂导线各子导线上不同的空气动力参数后,即可利用该方法模拟双分裂导线的舞动问题。提出的算法为分裂导线舞动问题的深入研究提供了一种有效的途径。

参考文献:

- [1] DEN HARTOG J P. Transmission line vibration due to sleet[J]. AIEE Transactions, 1932, 51(6): 1074-1086.
- [2] NIGOL O, CLARKE G J. Conductor galloping and control based on torsional mechanism[C]// IEEE Power Engng Society Meeting, 1974, New York. [S. l.]:IEEE, 1974: 4-31.
- [3] 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[J]. 高电压技术, 2005, 31(10): 11-14.
WANG SHAO-HUA, JIANG XING-LIANG, SUN CAI-XIN. Study status of conductor galloping on transmission line[J]. High Voltage Engineering, 2005, 31(10): 11-14.
- [4] YU P, DESAI Y M, SHAH A H, et al. Three-degree-of-freedom model for galloping, part I: formulation[J]. Journal of Engineering Mechanics, 1993, 119(20): 2404-2425.
- [5] DESAI Y M, SHAH Y A H, POPPLEWELL N. Perturbation-based finite element analyses of transmission line galloping[J]. Journal of Sound and Vibration, 1996, 191(4): 469-489.
- [6] 王丽新,杨文兵,杨新华,等. 输电线路舞动的有限元分析[J]. 华中科技大学学报:城市科学版, 2004, 21(1): 76-80.
WANG LI-XIN, YANG WEN-BING, YANG XIN-HUA, et al. Finite element analysis for galloping process of transmission lines[J]. Journal of HUST: Urba Science Edition, 2004, 21(1): 76-80.
- [7] SIMPSON A. Determination of the natural frequencies of multi-conductor overhead transmission lines [J]. Sound & Vibration, 1974, 20(4): 417-449.
- [8] 何程,赵高煜,李上明. 大跨越分裂导线的静力求解[J]. 中国电机工程学报, 2001, 21(11): 34-37.
HE ZENG, ZHAO GAO-YU, LI SHANG-MING. Static analysis and computation of longspan multi-conductor transmission lines [J]. Proceedings of the CSEE, 2001, 21(11): 34-37.
- [9] 何程,钱天虹. 覆冰三分裂导线扭控舞动的分析计算[J]. 华中理工大学学报, 1998, 26(10): 16-18.
HE ZENG, QIAN TIAN-HONG. The computation of overhead and iced multiconductor galloping with torsional mechanism[J]. Journal of Huazhong University of Science & Technology, 1998, 26(10): 16-18.
- [10] 何程,赵高煜. 分裂导线扭转舞动分析的动力学建模[J]. 工程力学, 2001, 18(2): 126-134.
HE ZENG, ZHAO GAO-YU. On galloping of bundled conductors in an overhead transmission line with large torsional motion [J]. Engineering Mechanics, 2001, 18(2): 126-134.
- [11] DESAI Y M, YU P, POPPLEWELL N, et al. Finite element modelling of transmission line galloping [J]. Computers & Structures, 1994, 57(3): 407-420.
- [12] WANG J W, LILIE J L. Overhead electrical transmission line galloping: a full multi-span 3-DOF model, some applications and design recommendations[J]. IEEE Transactions on Power Delivery, 1998, 13(3): 909-916.
- [13] ZHANG Q, POPPLEWELL N, SHAH A H. Galloping of bundle conductor [J]. Sound and Vibration, 2000, 234(1): 115-134.
- [14] 范钦珊,官飞,赵坤民,等. 覆冰导线舞动的机理分析及动态模拟[J]. 清华大学学报:自然科学版, 1995, 35(2): 34-40.
FAN QIN-SHAN, GUAN FEI, ZHAO KUN-MIN, et al. The mechanism analysis and dynamic simulation of iced conductor galloping [J]. Journal of Tsinghua University: Science & Technology, 1995, 35(2): 34-40.
- [15] IRVINE H M. Cable structures[M]. Cambridge: MIT Press, 1981.

(编辑 李胜春)