

多维温度场对光纤环 Shupe 效应误差影响的理论分析

卓超 杜建邦

Shupe effect of fiber sensing coils in multidimensional thermal field

Zhuo Chao Du Jian-Bang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 010701 (2018) DOI: 10.7498/aps.20170271

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20170271>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[长距离多站点高精度光纤时间同步](#)

High-precision long-haul fiber-optic time transfer between multi stations

物理学报.2017, 66(20): 200701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.200701>

[新型长周期光纤光栅的设计与研制进展](#)

Recent progress in design and fabrication of novel long-period fiber grating

物理学报.2017, 66(7): 070704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070704>

[分立式与分布式光纤传感关键技术研究进展](#)

Advances of some critical technologies in discrete and distributed optical fiber sensing research

物理学报.2017, 66(7): 070705 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070705>

[基于相干光时域反射型的光纤分布式声增敏传感研究](#)

Research on improving detection sensitivity to acoustic based on coherent-OTDR distributed fiber-sensing system

物理学报.2017, 66(7): 070706 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070706>

[分布式本征型法布里-珀罗传感器的研究](#)

Research on distributed intrinsic Fabry-Perot sensors

物理学报.2015, 64(5): 050704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.050704>

多维温度场对光纤环Shupe效应误差影响的理论分析*

卓超[†] 杜建邦

(北京航天自动控制研究所, 宇航智能控制技术国家级重点实验室, 北京 100854)

(2017年2月15日收到; 2017年9月5日收到修改稿)

光纤环作为干涉型光纤陀螺的核心敏感元件, 易受时变温度环境引起的Shupe非互易性相移的影响, 进而严重降低对于惯性空间转动的测量精度. 本文推导了目前广泛应用的四极绕法光纤环的温度效应误差模型, 分析了沿光纤环径向、轴向与圆周方向多维温度场对于零偏漂移的影响机理并进行了仿真验证. 研究结果表明, 径向与轴向的瞬态温场引起的零偏误差正比于光纤环各层外内壁温变速率之差的加权和, 并且随着接近光纤进出的顶层, 其所占份额将线性增大. 圆周方向的零偏误差则取决于光纤进出端与长度中点连线两侧温变速率空间分布的对称性, 并且当不均匀的温度场分布远离进出端时, 其影响将减小. 以上发现可为复杂温度环境下工作的陀螺仪表与惯性导航系统的热结构设计提供理论指导与工程参考.

关键词: 多维温度场, Shupe效应, 光纤环, 四极绕法

PACS: 07.60.Vg, 42.81.Pa, 42.88.+h, 44.05.+e

DOI: 10.7498/aps.67.20170271

1 引言

光纤陀螺是利用多层光纤环中沿正反方向传播光束的相位差来检测相对惯性空间的转动^[1]. 作为惯性导航系统的核心仪表, 光纤陀螺测量精度目前已达到战略级水平, 引领了惯性技术的发展方向^[2]. 然而, 光纤环易与使用环境中多种物理量^[3-6](湿度, 电磁, 气压, 温度)相互作用而导致精度下降的特点已成为制约其性能进一步提高的瓶颈问题. 因此, 将环境变量对于光纤环的作用机理进行建模与分析有助于定位关键误差源并降低相关因素的影响.

在诸多影响因素中, 温度效应作为影响光纤环性能的首要因素受到研究者的广泛重视. Shupe^[7]首先阐释了瞬态温度变化会引起光纤折射率改变并导致非互易性相移, 从而造成陀螺零偏漂移的产生. 其中一个重要推论是如果能严格保持温变分

布关于光纤长度中点的对称性, 就可以消除Shupe效应误差. 基于此, 研究人员提出了以四极绕法为代表的多种光纤环绕制方法^[8-10]并分析了瞬态温度场对于不同绕线方式下陀螺零偏漂移的影响模式^[11-14]. 文献^[15]推导了沿光纤环径向传播的热传导模型, 并与漂移相结合, 揭示了热源分别位于陀螺内外部时引起不同零偏响应的本质原因. 文献^[16]则进一步考虑了四极绕法光纤环在径向温度梯度作用下非等长绕线误差并给出了非对称长度的辨识方法. 从公开发表文献来看, 目前多数研究工作都是在只有径向温度变化的假设下开展, 很少关注多维温度场的情况, 文献^[17]仅半定量讨论了轴向温变速率的影响. 这对于Shupe效应误差机理的描述不够完善, 且很难适用于实际复杂的工作温度条件. 本文系统地推导了沿径向、轴向与圆周方向温度场引起四极绕法光纤陀螺零偏漂移的表达式, 并分析了热源空间分布对于温度效应误差的影响, 为导航仪表及系统的热设计与结构优化提供

* 国家自然科学基金(批准号: 61603365)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: ngjyzc@126.com

了理论基础与工程指导.

2 Shupe 效应误差理论分析

2.1 光纤环零偏误差模型

温度变化会引起光纤环中沿正反方向传播的两束光产生附加相移而造成零偏漂移误差 Ω_E , 其表达式^[15]为

$$\Omega_E(t) = \frac{n}{DL} \frac{\partial n}{\partial T} \cdot \int_0^L \dot{T}(z, t)(L - 2z)dz, \quad (1)$$

式中, L 为光纤长度; T 表示温度; \dot{T} 为温度的时间导数, 即温变速率; n 为光纤折射率; $\partial n/\partial T$ 为折射率温度系数; D 为光纤环平均直径. 令

$$\omega_E(t) = \int_0^L \dot{T}(z, t)(L - 2z)dz, \quad \text{则}$$

$$\omega_E(t) = \int_0^{L/2} \dot{T}(z, t)(L - 2z)dz + \int_{L/2}^L \dot{T}(z, t)(L - 2z)dz. \quad (2)$$

对等式右边第二项做变量替换, 令 $x = L - z$, 变换后将 x 再替换回 z , 有

$$\omega_E(t) = \int_0^{L/2} \dot{T}(z, t)(L - 2z)dz - \int_0^{L/2} \dot{T}(L - z, t)(L - 2z)dz. \quad (3)$$

(3) 式适用于不同绕制类型的光纤环, 下面就四极绕法这一典型绕制形式展开针对性推导.

四极绕法侧视剖面示意图见图 1. 设光纤环沿轴向 a 的层数为 M , 所包含的四极单元(图中细实线框内的部分称为一个四极单元)总数为 N , 故沿径向 r 的光纤环总数为 $4N$. 将 (1) 式中积分的下限 $z = 0$ 定义为光纤进入端, 它同时也是环中沿某方向传播光线的起点, 这里不妨设为从径向最外环光纤开始; 相邻倒数第二环的终点则作为上限 $z = L$, 记为输出端. 相应靠近光纤进出端的第一层称为顶层, 第 M 层则为底层. \times 状圆圈表示 $z < L/2$ 部分的光纤, 而点状圆圈表示 $z > L/2$ 部分的光纤, 由于两部分光纤紧密排列, 使得温度效

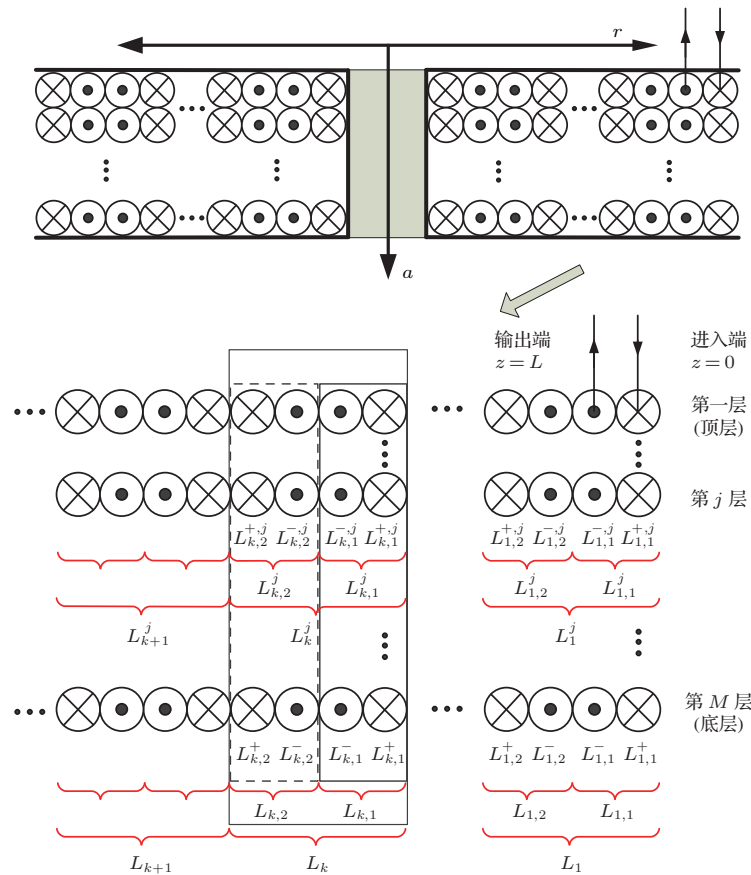


图 1 四极绕法侧视剖面图

Fig. 1. Cross section of the quadrupole winding design.

应能够相互抵消^[18]. 由光纤进入端自外径向内径方向第 k 个四极单元所包含的光纤集合记为 L_k (细实线方框内), 再将 L_k 分为两部分 $L_{k,1}$ 与 $L_{k,2}$. $L_{k,1}$ 为 L_k 中 $z < L/2$ 部分光纤相比 $z > L/2$ 部分光纤更靠近外径的光纤集合 (粗实线方框内); $L_{k,2}$ 则正好相反 (虚线方框内). 最后将 $L_{k,1}$ 与 $L_{k,2}$ 中 $z < L/2$ 的光纤与 $z > L/2$ 的光纤再分别用上标“+”、“-”加以区分. 另一上标“ j ”则表示针对第 j 层的相应部分.

根据上述记法约定, $\omega_E(t)$ 可表示为

$$\begin{aligned} \omega_E(t) &= \sum_{k=1}^N \left[\int_{L_{k,1}^+} \dot{T}(z,t)(L-2z)dz \right. \\ &\quad + \int_{L_{k,2}^+} \dot{T}(z,t)(L-2z)dz \\ &\quad - \int_{L_{k,1}^-} \dot{T}(L-z,t)(L-2z)dz \\ &\quad \left. - \int_{L_{k,2}^-} \dot{T}(L-z,t)(L-2z)dz \right] \\ &= \sum_{k=1}^N \left[\sum_{j=1}^M \int_{L_{k,1}^{+,j}} \dot{T}(z,t)(L-2z)dz \right. \\ &\quad + \sum_{j=1}^M \int_{L_{k,2}^{+,j}} \dot{T}(z,t)(L-2z)dz \\ &\quad - \sum_{j=1}^M \int_{L_{k,1}^{-,j}} \dot{T}(L-z,t)(L-2z)dz \\ &\quad \left. - \sum_{j=1}^M \int_{L_{k,2}^{-,j}} \dot{T}(L-z,t)(L-2z)dz \right]. \quad (4) \end{aligned}$$

由于 $\dot{T}(z,t)$ 与 $\dot{T}(L-z,t)$ 关于长度中点 $z = L/2$ 对称分布, 因此对于 $L_{k,1}$ 与 $L_{k,2}$ 中紧密排列的光纤, 其积分限有

$$\int_{L_k^{1,j}} \dot{T} \doteq \int_{L_{k,1}^{+,j}} \dot{T} \approx \int_{L_{k,1}^{-,j}} \dot{T}, \quad \int_{L_k^{2,j}} \dot{T} \doteq \int_{L_{k,2}^{+,j}} \dot{T} \approx \int_{L_{k,2}^{-,j}} \dot{T}.$$

于是将 (4) 式改写为

$$\begin{aligned} \omega_E(t) &\approx \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^N \left(\int_{L_k^{1,j}} (\dot{T}(z,t) - \dot{T}(L-z,t))(L-2z)dz \right. \\ &\quad \left. + \int_{L_k^{2,j}} (\dot{T}(z,t) - \dot{T}(L-z,t))(L-2z)dz \right). \quad (5) \end{aligned}$$

2.2 径向与轴向温度场情况

当温变速率 \dot{T} 只是光纤环径向距离 r 和轴向距离 a 的函数时, 由于是线积分, 在 (5) 式中做变量

代换, 得

$$\begin{aligned} \omega_E(t) &\approx \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^N \left(\int_{L_k^{1,j}} (\dot{T}(r_{k,1}^+, a_j, t) - \dot{T}(r_{k,1}^-, a_j, t)) \right. \\ &\quad \times (L-2z)dz + \int_{L_k^{2,j}} (\dot{T}(r_{k,2}^+, a_j, t) \\ &\quad \left. - \dot{T}(r_{k,2}^-, a_j, t))(L-2z)dz \right), \quad (6) \end{aligned}$$

因为径向距离 $r_{k,1}^+ > r_{k,1}^-$, $r_{k,2}^+ < r_{k,2}^-$, 且 $r_{k,1}^+ - r_{k,1}^- = r_{k,2}^- - r_{k,2}^+$. 当一个四极单元各光纤紧密排列时, 其温度时间导数的径向空间梯度大致相等, 即

$$\begin{aligned} &\frac{\dot{T}(r_{k,1}^+, a_j, t) - \dot{T}(r_{k,1}^-, a_j, t)}{r_{k,1}^+ - r_{k,1}^-} \\ &\approx \frac{\dot{T}(r_{k,2}^-, a_j, t) - \dot{T}(r_{k,2}^+, a_j, t)}{r_{k,2}^- - r_{k,2}^+} \\ &\approx \frac{\dot{T}(r_{k,1}^+, a_j, t) - \dot{T}(r_{k,2}^+, a_j, t)}{r_{k,1}^+ - r_{k,2}^+}. \quad (7) \end{aligned}$$

将 (7) 式代入 (6) 式, 提出与积分无关的温度变量, 有

$$\begin{aligned} \omega_E(t) &\approx \frac{1}{2} \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^N (\dot{T}(r_{k,1}^+, a_j, t) - \dot{T}(r_{k,2}^+, a_j, t)) \\ &\quad \times \left(\int_{L_k^{1,j}} (L-2z)dz - \int_{L_k^{2,j}} (L-2z)dz \right). \quad (8) \end{aligned}$$

如果不考虑由于半径变化所引起的各四极单元光纤环长度变化, 可以证明:

$$\begin{aligned} S_j &= \int_{L_1^{1,j}} (L-2z)dz - \int_{L_1^{2,j}} (L-2z)dz \\ &= \cdots = \int_{L_N^{1,j}} (L-2z)dz - \int_{L_N^{2,j}} (L-2z)dz \\ &= \frac{L^2}{8(MN)^2} (2M-2j+1) \quad (9) \end{aligned}$$

对 $j = 1, 2, \dots, M$ 成立, 同时 $S_1 > S_2 > \cdots > S_M > 0$.

综合 (8) 和 (9) 式得到

$$\omega_E(t) \approx \frac{1}{2} \sum_{j=1}^M (\dot{T}(r_{1,1}^+, a_j, t) - \dot{T}(r_{N,2}^+, a_j, t)) S_j. \quad (10)$$

可以看到, 当光纤环只受到径向与轴向的瞬态温变作用时, 温度引起的四极绕法零偏误差是光纤环各层外内壁温度时间导数之差的加权和, 并且越靠近光纤进出的顶层, 其所占份额越大, 且这种增

大呈线性. 顶层加权系数 S_1 近似为底层 S_M 的 $2M$ 倍. (10) 式的符号由起始点位置确定, 若以最外环相邻的倒数第二环起始点作为光纤进入端, 则需要反号, 零偏误差将为各层内外壁温变速率之差的加权和.

当温度变化率只与径向 r 有关时, 对任意 j , 有 $\dot{T}(r_{1,1}^+, a_j, t) - \dot{T}(r_{N,2}^+, a_j, t) = \dot{T}(r_{1,1}^+, t) - \dot{T}(r_{N,2}^+, t)$. (10) 式可化简为

$$\begin{aligned} \omega_E(t) &\approx \lambda \sum_{k=1}^N (\dot{T}(r_{k,1}^+, t) - \dot{T}(r_{k,2}^+, t)) \\ &= \lambda (\dot{T}(r_{1,1}^+, t) - \dot{T}(r_{N,2}^+, t)), \end{aligned} \quad (11)$$

式中, $\lambda = (L/4N)^2$. 此时, Shupe 效应误差只与光纤环外内壁的温度时间导数差值成正比.

2.3 圆周方向温度场情况

进一步分析当圆周方向存在温度变化时, Shupe 效应误差对零偏漂移的影响. 四极绕线方式的俯视示意图见图 2. 其中, 图 2(a) 表示 N 个四极单元所组成的光纤环. 定义光纤环中沿顺时针方向传播的光线起点为光纤进入端 (最外环光纤起始端), 图中箭头表示光的传播方向. 与侧视图 1 相同, \times 状圆圈表示 $z < L/2$ 部分的光纤, 而点状圆圈表示 $z > L/2$ 部分光纤. P 表示光纤长度的中点, 即 $z = L/2$ 的位置. 光纤进出端与长度中点的连线称为对称中心线 S (点划线表示). S 与靠近进出端的交线记为 S_R , 称作近端交线; 另一侧交线记为 S_F ,

称作远端交线. 图 2(b) 将 N 个四极单元简化为一个, 用于说明四极绕制方式. 它其实是将中点 P 固定于骨架上, $z < L/2$ 部分的光纤 (粗实线表示) 绕骨架逆时针缠绕, 而 $z > L/2$ 部分的光纤 (虚线表示) 则顺时针缠绕. 这里的箭头表示绕制的方向. 四极绕线方式将造成光线传播距离 $z (z < L/2)$ 与 $L - z$ (相距光纤输出端距离为 z) 关于中心线 S 两侧对称.

此时如果温度变化在圆周方向 (φ 方向) 也存在空间不均匀性, 适用于径向与轴向的 (10) 式在此情况下不能成立. 原因是由于对称线两侧等距离位置 z 与 $L - z$ 在多数情况下相距较远, 无法形成径向方向上的紧密相邻, 故 (6) 和 (7) 式不成立. 这里利用 (5) 式, 以

$$w_k^{1,j}(t) = \int_{L_k^{1,j}} (\dot{T}(z, t) - \dot{T}(L - z, t))(L - 2z) dz$$

为例进行推导. 设 $b_k^{1,j}$ 与 $a_k^{1,j}$ 分别为积分限 $\int_{L_k^{1,j}}$ 的上下界, 中点记为 $c_k^{1,j}$, 即 $c_k^{1,j} = (b_k^{1,j} + a_k^{1,j})/2$, 可以得出

$$\begin{aligned} w_k^{1,j}(t) &= \int_{a_k^{1,j}}^{c_k^{1,j}} (\dot{T}(z, t) - \dot{T}(L - z, t))(L - 2z) dz \\ &\quad + \int_{c_k^{1,j}}^{b_k^{1,j}} (\dot{T}(z, t) - \dot{T}(L - z, t))(L - 2z) dz. \end{aligned} \quad (12)$$

再将区间 $[a_k^{1,j}, b_k^{1,j}]$ 离散划分为 $2N_L$ 个小区间, 则 (12) 式的极限形式为

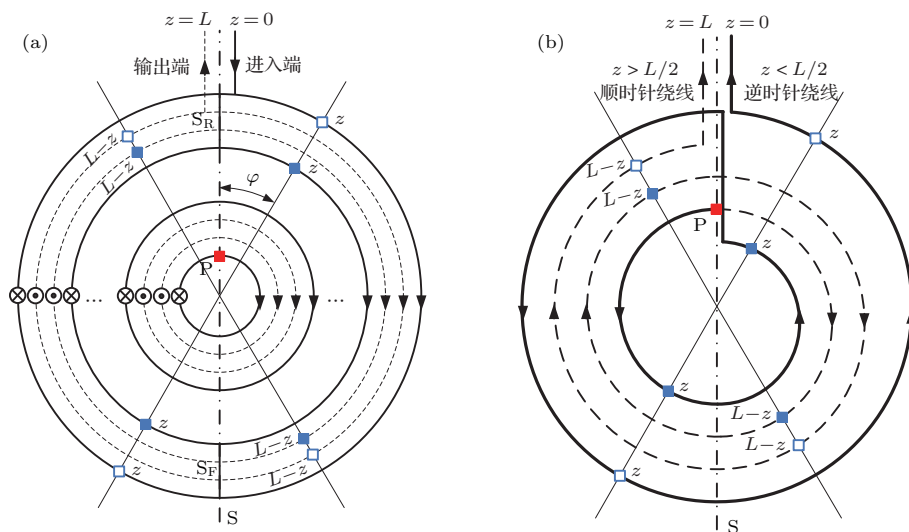


图 2 四极绕法俯视图 (a) 四极单元示意图; (b) 绕线方式示意图

Fig. 2. Top view of the quadrupole winding: (a) Schematics of quadrupole sets; (b) schematics of the coiling pattern.

$$\begin{aligned}
 w_k^{1,j}(t) &= \lim_{N_L \rightarrow \infty} \sum_{m=0}^{N_L-1} \left[\dot{T} \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m, t \right) - \dot{T} \left(L - \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m \right), t \right) \right] \\
 &\quad \times \left(L - 2 \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m \right) \right) \cdot \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \\
 &+ \lim_{N_L \rightarrow \infty} \sum_{m=0}^{N_L-1} \left[\dot{T} \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot N_L + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m, t \right) \right. \\
 &\quad \left. - \dot{T} \left(L - \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot N_L + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m \right), t \right) \right] \\
 &\quad \times \left(L - 2 \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot N_L + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m \right) \right) \cdot \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \\
 &= \lim_{N_L \rightarrow \infty} \sum_{m=0}^{N_L-1} \left[\dot{T} \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m, t \right) - \dot{T} \left(L - \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m \right), t \right) \right] \\
 &\quad \times \left(L - 2 \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m \right) \right) \cdot \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \\
 &+ \lim_{N_L \rightarrow \infty} \sum_{m=0}^{N_L-1} \left[\dot{T} \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot N_L + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot (N - m - 1), t \right) \right. \\
 &\quad \left. - \dot{T} \left(L - \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot N_L + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot (N - m - 1) \right), t \right) \right] \\
 &\quad \times \left(L - 2 \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot N_L + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot (N - m - 1) \right) \right) \cdot \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L}. \tag{13}
 \end{aligned}$$

由图 2(a) 可见, 除靠近交线 S_R 与 S_F 的少部分区域, 存在如下近似:

$$\begin{aligned}
 &\dot{T} \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m, t \right) - \dot{T} \left(L - \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m \right), t \right) \\
 &\approx - \left[\dot{T} \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot N_L + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot (N - m - 1), t \right) \right. \\
 &\quad \left. - \dot{T} \left(L - \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot N_L + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot (N - m - 1) \right), t \right) \right]. \tag{14}
 \end{aligned}$$

将 (14) 式代入 (13) 式, 得到

$$\begin{aligned}
 w_k^{1,j}(t) &\approx \lim_{N_L \rightarrow \infty} \sum_{m=0}^{N_L-1} \left[\dot{T} \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m, t \right) - \dot{T} \left(L - \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m \right), t \right) \right] \cdot \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \\
 &\quad \times \left\{ L - 2 \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m \right) \right. \\
 &\quad \left. - \left[L - 2 \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot N_L + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot (N - m - 1) \right) \right] \right\} \\
 &= \lim_{N_L \rightarrow \infty} \sum_{m=0}^{N_L-1} \left[\dot{T} \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m, t \right) - \dot{T} \left(L - \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m \right), t \right) \right] \cdot \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \\
 &\quad \times 2 \left(a_k^{1,j} + b_k^{1,j} - \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} - 2 \left(a_k^{1,j} + \frac{b_k^{1,j} - a_k^{1,j}}{2N_L} \cdot m \right) \right) \\
 &= 2 \int_{a_k^{1,j}}^{a_k^{1,j}} (\dot{T}(z, t) - \dot{T}(L - z, t))(a_k^{1,j} + b_k^{1,j} - 2z) dz. \tag{15}
 \end{aligned}$$

考虑到 $w_k^{2,j}(t) = \int_{L_k^{1,j}} (\dot{T}(z, t) - \dot{T}(L - z, t)) (L - 2z) dz$ 形式相同, 所以当径向、轴向及圆周方向同时存在温

变空间不均匀时, Shupe 效应误差的一般形式为

$$\omega_E(t) \approx 2 \sum_{j=1}^M \sum_{k=1}^N \left(\int_{a_k^{1,j}}^{c_k^{1,j}} (\dot{T}(z, t) - \dot{T}(L - z, t))(a_k^{1,j} + b_k^{1,j} - 2z) dz + \int_{a_k^{2,j}}^{c_k^{2,j}} (\dot{T}(z, t) - \dot{T}(L - z, t))(a_k^{2,j} + b_k^{2,j} - 2z) dz \right). \quad (16)$$

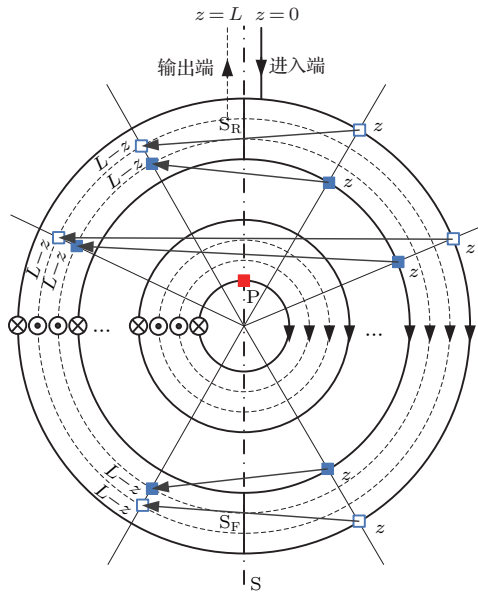


图3 对称中心线两侧温变分布对于零偏误差的影响

Fig. 3. Influence of the thermal distribution in both sides of the symmetric centerline on the bias error.

上述公式的物理意义如图3所示, 误差输出是每一组四极单元中位于线S两侧对称位置 $z(z < L/2)$ 与 $L - z$ 处温变速率空间差值的加权和, 图中箭头表示两位置温变速率作差. 加权系数为 $a_k^{i,j} + b_k^{i,j} - 2z \in [0, b_k^{i,j} - a_k^{i,j}] \approx [0, L/4MN] \geq 0, i = 1, 2$. 对任意 i, j , 加权系数为 z 的线性减函数, 其上界为一匝线圈的长度, 下界为

零. 可以看到, 图中总是右半平面“+”部分光纤 ($z < L/2$) 的温变速率减去左半平面对称位置“-”部分 ($z > L/2$) 的温变速率, 因而当不存在径向与轴向温度梯度时, 圆周方向的温度不均匀仍然会产生 Shupe 效应误差. 但如果此时不均匀关于中心线对称, 则可以消除由于周向温度梯度引起的漂移误差. 当径向、轴向和圆周方向的空间温度梯度耦合在一起时, 由于光纤环圆周方向相比于轴向和径向跨越了更大的空间尺度, 因而更易引起较大的温度不均匀, 且这部分误差并不能够像径向误差一样被四极绕法所抵消, 故可能成为零偏漂移的主要因素. 因而利用结构设计和材料选取保证温度分布关于线S的对称性, 将有助于减小 Shupe 效应误差的产生.

3 数值仿真与分析

鉴于空间温度场的解析求解相对困难, 这里采用有限元方法计算光纤环瞬态温度场, 进而获得温变速率, 并结合 Shupe 效应误差方程以模拟零偏漂移的变化情况. 以某型光纤陀螺为参考, 采用 135 型光纤, 设置光纤环几何结构为内径 97 mm, 外径 112 mm, 高度 12 mm, 轴向层数 $M = 89$, 径向环数 $4N = 56$. 光纤环材料参数列于表 1 [11,15].

表1 光纤环材料参数

Table 1. Material parameters of the fiber coil.

光纤折射率 n	折射率温度系数 $\partial n / \partial T / K^{-1}$	密度 $\rho / kg \cdot m^{-3}$	导热系数 $k / W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	比热 $C_p / J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$
1.452	1.6×10^{-5}	1300	0.33	1302

3.1 热量沿径向与轴向传导时的仿真结果

在仿真沿光纤环径向与轴向传递的热量所引起的陀螺零偏误差时, 为比较轴向温变梯度对于漂移的影响, 分别设置光纤环内壁表面上半部分(其临近光纤进出端的顶层)与下半部分(临近底

层)存在功率为 1.5 W 的均匀热源(图 4(a), (c)中的深色所示), 其余表面设置为绝热, 光纤环初始温度为 20 °C. 两种条件下, 计算得到的温度场分布 ($t = 100$ s 时) 如图 4(b), (d) 所示; 零偏误差随时间的变化对比如图 5 所示.

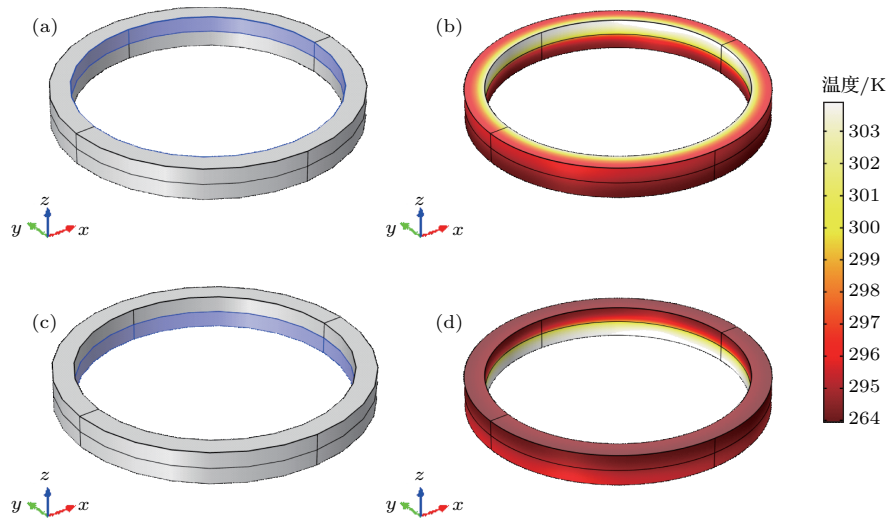


图4 热量沿径向与轴向传导时温度场仿真结果 (a), (b) 热源位于内壁上半部时光纤环示意图及相应 $t = 100$ s 时的温度分布图; (c), (d) 与 (a), (b) 类似, 但热源位于内壁下半部

Fig. 4. Simulation results of the thermal field when the heat propagates along radial and axial directions: (a), (b) Representation of the fiber coil when the heat source is located at the upper half of the inner side and the corresponding temperature distribution at $t = 100$ s; (c), (d) same as (a), (b) with heat source located at lower half.

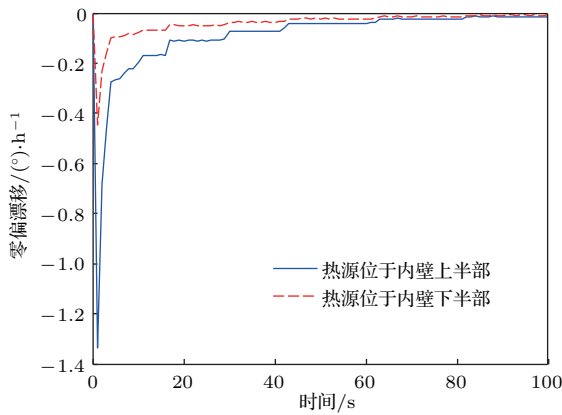


图5 热源分别位于光纤环内壁上下表面时零偏误差对比
Fig. 5. Comparison of bias errors with heat sources located at upper and lower surfaces of the ring's inner side respectively.

图5中蓝色实线为热源位于内壁表面上半部时, 陀螺漂移输出; 红色虚线则为热源位于内壁表面下半部时相应结果. 可以看到, 当热源更靠近光纤进出端的顶层时, 所引起的零偏漂移大于热源靠近底层的情形. 因而在设计及使用中避免光纤陀螺进出纤的顶面接近热源.

3.2 热量沿圆周方向传导时的仿真结果

为讨论圆周方向存在不均匀温度场的情况, 光纤环初始温度同样设置为 $20\text{ }^{\circ}\text{C}$, 内外壁与上下表面采用绝热边界条件, 再分两种情况设置沿顺时针

方向与对称中心线 S 成 φ 角的光纤环横截面 A_1A_2 与 B_1B_2 的温度边界条件, 参见图6.

- 1) 设置单截面 A_1A_2 为 $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ 恒温边界条件, 称作“单边条件”;
- 2) 设置双截面 A_1A_2 与 B_1B_2 为 $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ 恒温边界条件, 称作“双边条件”.

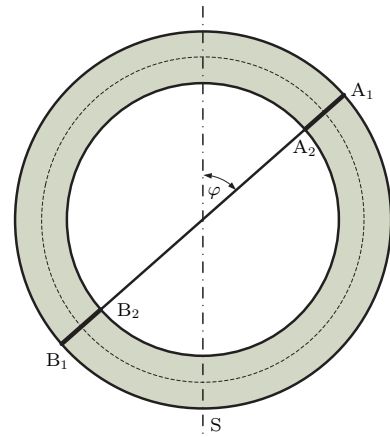


图6 圆周方向不均匀温度场下光纤环几何示意
Fig. 6. Geometry of the fiber coil in the circumferentially nonuniform thermal field.

如此设置是考虑到光纤环内外直径相差较小, 通过改变横截面与线 S 的夹角 φ , 并取环中心温度代表周向温度, 就可以近似模拟不同周向温度场在光纤环上的分布, 仿真结果如图7和图8所示.

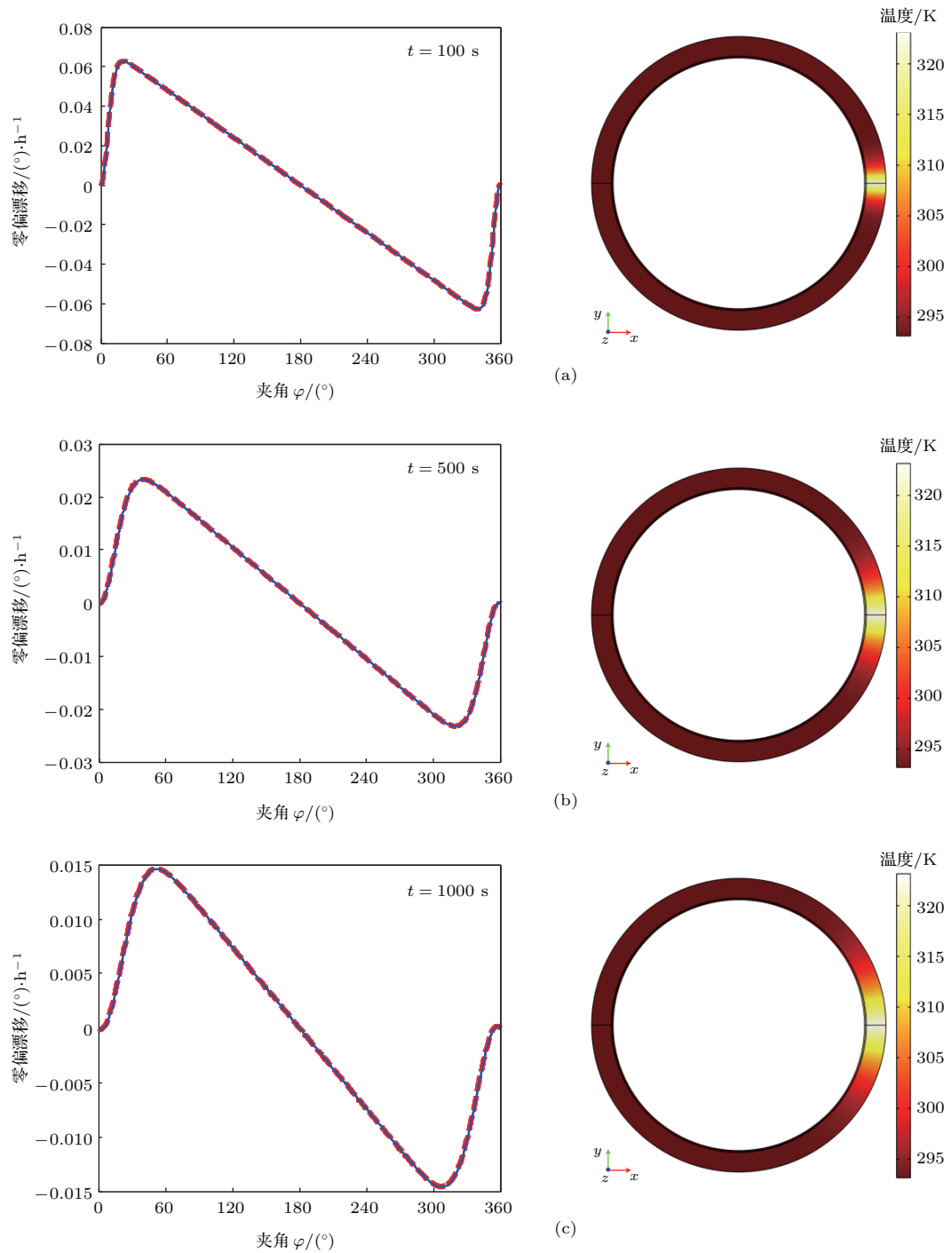


图7 (a), (b), (c) 图示左边为单边条件下, $t = 100\text{ s}$, 500 s , 1000 s 时零偏误差随夹角 φ 的变化情况; 右边为对应时刻 $\varphi = 90^\circ$ 时光纤环温度分布

Fig. 7. Left parts of (a), (b), (c) are bias errors as a function of angle φ at $t = 100\text{ s}$, 500 s , 1000 s under single-sided condition; right parts are temperature distributions of the fiber coil at corresponding time when $\varphi = 90^\circ$.

图7中左边三幅图展示了“单边条件”下, 对应 $t = 100\text{ s}$, 500 s , 1000 s 时, 陀螺零偏误差随夹角 φ 的变化规律, 其中红色虚线与蓝色实线分别为利用原始(1)式与近似(16)式的计算结果, 两者几乎重合, 说明了推导公式的合理与正确性; 右边三幅则

为相应时刻, 当 $\varphi = 90^\circ$ 时, 光纤环的温度分布. 从左边三幅图中可以看到周向温变梯度引起了较大的漂移输出, 并且误差曲线存在两个零点, 分别对应 $\varphi = 0^\circ$ 与 $\varphi = 180^\circ$, 这恰好为周向温度不均匀(横截面 A_1A_2 的位置)构成了关于线S的对称条件.

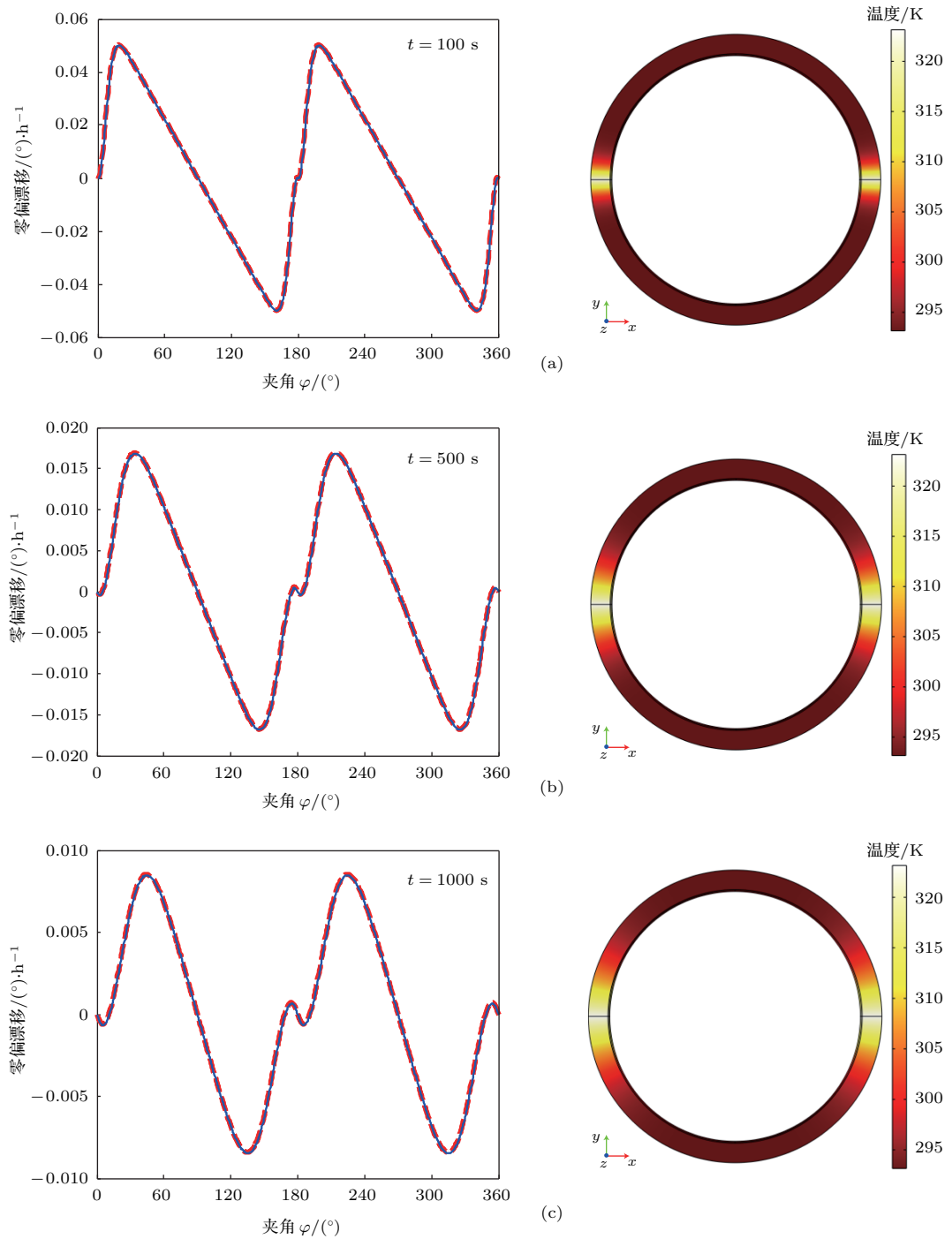


图8 (a), (b), (c) 图示左边为双边条件下, $t = 100\text{ s}$, 500 s , 1000 s 时零偏误差随夹角 φ 的变化情况; 右边为对应时刻 $\varphi = 90^\circ$ 时光纤环温度分布

Fig. 8. Left parts of (a), (b), (c) are bias errors as a function of angle φ at $t = 100\text{ s}$, 500 s , 1000 s under dual-sided condition; right parts are temperature distributions of the fiber coil at corresponding time when $\varphi = 90^\circ$.

当 $\varphi < 180^\circ$ 时, 误差输出为正, 这是由于正向温度不均匀位于 S 右半平面, 因而 $\dot{T}(z, t) - \dot{T}(L - z, t) > 0$, 结合非负的加权系数使得积分 (16) 式为正. 当 $\varphi > 180^\circ$ 时, 相应 $\dot{T}(z, t) - \dot{T}(L - z, t) < 0$, 因而输出为负. 还可以观察到: 当 $\varphi < 180^\circ$ 时, 误差输出经历了快速增大, 再缓慢下降的过程; $\varphi > 180^\circ$ 时,

情况则正好相反. 同时随着时间延长, 光纤环温度逐渐升高, 温变的不均匀区域相应扩大, 极值点出现的位置偏离光纤进出端的角度增大, 但两个极值点都大约出现在温度不均匀全部离开近端交线 S_R 的位置. 上述现象是因为随着横截面 $A_1 A_2$ 顺时针旋转, 从 $\varphi = 0^\circ$ 的位置偏离光纤进出端, 将破坏左

右平面的对称性, 使得 $\dot{T}(z, t) - \dot{T}(L - z, t)$ 快速增大, 当不均匀基本移出 S_R 时, 误差输出将达到最大值, 此后加权项 $a_k^{i,j} + b_k^{i,j} - 2z$ 开始起到主导作用, 随着角度 φ 的继续增大, 加权项的线性减小将造成输出误差的线性减小. 当 $\varphi > 180^\circ$ 时则经历了相反的过程. 因此, 在光纤陀螺的热设计中应尽量保证周向温度不均匀关于中心线对称, 同时还应让不均匀的位置尽量远离光纤进出端而分布在靠近远端交线 S_F 的位置. 这样不但能够减小误差输出, 还有助于降低漂移随角度 φ 变化的敏感性.

图 8 为“双边条件”下的仿真结果. 类比于单边情况, 圆周方向瞬态温度分布在 $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 90^\circ$, $\varphi = 180^\circ$ 和 $\varphi = 270^\circ$ 存在四个位置关于线 S 对称, 故在相应夹角处陀螺漂移输出存在四个零点. 当 φ 偏离 0° 与 180° 时, 零偏漂移的绝对值将迅速增

大, 这是由于在这两个位置, 都存在一个温度不均匀(截面 A_1A_2 或 B_1B_2) 位于光纤进出端附近. 而在 $\varphi = 90^\circ$ 和 $\varphi = 270^\circ$ 时, 主要的不均匀位置都等距分布在距离进出端 $\pm 90^\circ$ 处, 而相距其较远.

进一步考虑径向与周向温度梯度耦合的情形, 这也更接近于实际的工作环境. 为减小计算量, 不考虑轴向温变的影响. 在光纤环内壁对应环心 O 的圆心角为 30° 范围内放置热源, 相应功率设为 0.5 W . 光纤环初始温度为 20°C , 其余表面为绝热边界. 陀螺零偏误差随夹角 φ 的变化及 $t = 100 \text{ s}$ 时, 对应温度分布如图 9 所示. 可以看到, 即使存在径向与周向耦合, 由于圆周方向的温度不均匀相比径向跨越了更大的空间尺度而起到主导作用, 故误差输出结果与上述单边条件相类似.

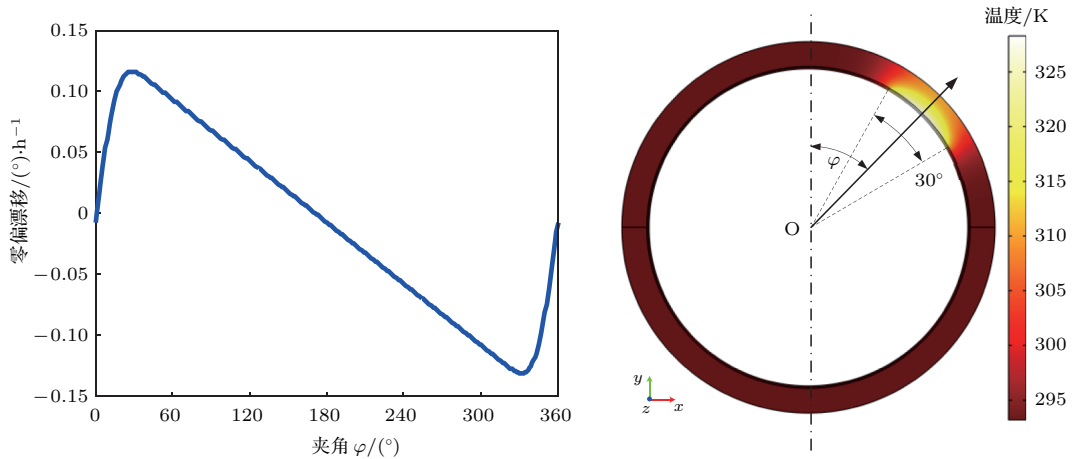


图 9 径向与周向温度梯度耦合条件下, 零偏误差随夹角 φ 的变化(左)及 $t = 100 \text{ s}$, $\varphi = 45^\circ$ 时相应温度分布(右)
 Fig. 9. Bias error versus angle φ with the coupling of thermal gradients in radial and circumferential directions (left) and temperature distribution at $t = 100 \text{ s}$, when $\varphi = 45^\circ$ (right).

4 结 论

通过本文的理论分析与仿真验证, 得到多维温度场对光纤环 Shupe 效应影响的主要结论如下.

1) 当只存在沿径向与轴向的环境温变作用时, 零偏误差正比于光纤环各层外内壁温度时间导数之差的加权和, 并且所占份额将随着其接近光纤进出的顶层而线性增大. 仿真结果表明热源位于光纤环内壁上表面时所引起零偏误差最大值是热源位于下表面的 3 倍. 因此应尽量避免热源靠近进出光纤的陀螺顶面区域.

2) 当圆周方向的温变空间分布关于光纤进出

端与长度中点连线对称时, 可以消除其所引起的漂移误差. 同时应尽量使温度不均匀的位置远离光纤进出端而分布在远端交线附近, 这将有助于减小漂移的产生并降低随角度变化的敏感性.

对于实际光纤惯导系统结构设计而言, 可以首先通过整机的热仿真预先确定光纤环上温度梯度的产生位置, 之后利用其结构上的旋转对称性, 调整安装指向或直接改变光纤进出端的位置, 使得进出端远离温度不均匀区域, 并结合温度场优化设计使其尽量关于中心线成对称分布. 当需要对光纤陀螺的温度漂移进行建模补偿时, 为了更好地获得输出信号与温度的相关性, 测温点的布置可

以重点关注进出光纤的顶层与靠近光纤进出端的附近区域.

参考文献

- [1] Vali V, Shorthill R W 1976 *Appl. Opt.* **15** 1099
- [2] Paturel Y, Honthaas J, Lefevre H, Napolitano F 2014 *Gyroscopy and Navigation* **5** 1
- [3] Webber M, Willig R, Raczkowski H, Dineen A 2012 *J. Lightwave Technol.* **30** 2356
- [4] Wen F, Wu B J, Li Z, Li S B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 130701 (in Chinese) [文峰, 武保剑, 李智, 李述标 2013 物理学报 **62** 130701]
- [5] Jin J, Li Y, Zhang Z C, Wu C X, Song N F 2016 *Chin. Phys. B* **25** 084213
- [6] Lü X Q, Huang X Y, Gao F, Wang X F 2015 *J. Chin. Inertial Technol.* **23** 399 (in Chinese) [闰晓琴, 黄鑫岩, 高峰, 王学锋 2015 中国惯性技术学报 **23** 399]
- [7] Shupe D M 1980 *Appl. Opt.* **19** 654
- [8] Frigo N J 1983 *Proc. SPIE* **412** 268
- [9] Dyott R B 1996 *Electron. Lett.* **32** 2177
- [10] Williams M R 2008 *US Patent* 2008/0130010
- [11] Tirat O F J, Euverte J M 1996 *Proc. SPIE* **2837** 230
- [12] Zhang C X, Du S S, Jin J, Zhang Z G 2011 *Optik* **122** 20
- [13] Zhang Y G, Gao Z X, Wang G C, Gao W 2014 *IEEE Photo.Tech. Lett.* **26** 18
- [14] Ling W W, Li X Y, Xu Z L, Zhang Z Y, Wei Y H 2015 *Opt. Commun.* **356** 290
- [15] Mohr F 1996 *J. Lightwave Technol.* **14** 27
- [16] Li Z H, Meng Z, Liu T G, Yao X S 2013 *Opt. Express* **21** 2521
- [17] Sawyer J, Ruffin P B, Sung C C 1997 *Opt. Eng.* **36** 29
- [18] Lefevre H C 2014 *The Fiber-Optic Gyroscope* (2nd Ed.) (Boston, London: Artech House) pp98–99

Shupe effect of fiber sensing coils in multidimensional thermal field*

Zhuo Chao[†] Du Jian-Bang

(National Key Laboratory of Science and Technology on Aerospace Intelligent Control, Beijing Aerospace Automatic Control Institute, Beijing 100854, China)

(Received 15 February 2017; revised manuscript received 5 September 2017)

Abstract

Optical fibers have a wide range of applications and constitute the core of fiber-optic gyroscope which is revolutionizing the ancient inertial rotation detection. However, fiber coils in these instruments are susceptible to surrounding physical quantities, which can seriously deteriorate their accuracy. And the thermally induced parasitic effect is one of the most critical factors leading to the bias drift. This drift error is due to the nonreciprocity phase shift in the counter-propagating optical loops when a thermal gradient passes through the fiber coil as described by Shupe. The quadrupole winding patterns along with other coiling schemes have been proposed to reduce the Shupe effect by maintaining fiber parts at equal distances from the coil center beside each other. Many researchers have investigated the thermal effect on this drift on the assumption that the temperature transient propagates only radially along the fiber coil, while little attention has been paid to the case of the multidimensional thermal field. This can hardly satisfy completeness of the theory, and be applied to certain complicated working conditions. In this paper, we develop theoretical models that describe drift signals caused by radially, axially and circumferentially transmitted thermal effects on the quadrupole winding fiber coil. The obtained findings indicate that the bias error excited by the thermal flow in radial and axial directions is proportional to the weighted sum of the difference in temperature changing rate between outer and inner sides of the fiber ring. And the share of the sum linearly grows when approaching to the top surface near the input and output end (I/O end) of the fiber. Thus, it is suggested that it should be avoided to place heat sources in the neighboring area. For the circumferentially distributed temperature field, the drift depends on the symmetry of the thermal gradients on both sides of the centerline connecting the fiber midpoint and the I/O end. This circumferential thermal effect can be dominant, since it tends to cover a larger spatial scale than its counterparts in radial and axial directions. And besides making a good symmetrical design of the temperature distribution with respect to the centerline, it can be suppressed by arranging the nonuniformity of the thermal field in the opposite direction of the fiber coil to the I/O end, which is also beneficial to reducing its sensitivity to the angular change. Our results can help better understand the mechanisms for the thermal error formation and guide us in optimizing and facilitating the thermo-structure design of both fiber gyroscopes and navigation systems.

Keywords: multidimensional thermal field, Shupe effect, fiber coil, quadrupole winding

PACS: 07.60.Vg, 42.81.Pa, 42.88.+h, 44.05.+e

DOI: 10.7498/aps.67.20170271

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61603365).

[†] Corresponding author. E-mail: ngjzyc@126.com