

子午线轮胎有限元分析

第9讲 子午线轮胎温度场分析

洪宗跃, 吴桂忠

(北京橡胶工业研究设计院, 北京 100039)

中图分类号: U463.341⁺.6; O241.82 文献标识码: E 文章编号: 1006-8171(2006)06-0377-05

子午线轮胎是由多种材料组成的复杂结构体。轮胎在周期性载荷的作用下, 橡胶和骨架材料的滞后损失、橡胶与骨架材料之间的摩擦等因素会导致生热, 使轮胎温度升高。轮胎的使用温度很大程度上决定着轮胎的使用寿命。轮胎所用材料的力学性能和耐疲劳性能与温度密切相关, 使用时温升越高, 性能下降就越大, 过高的温升甚至会导致材料性能严重下降, 使轮胎迅速损坏。因此, 轮胎设计人员在积极寻求一种能够有效降低轮胎滚动生热、延长使用寿命的方法, 轮胎滚动内部温度场一直是国内外研究的一个热点。

1 轮胎应力/应变与温度的关系

影响轮胎生热和温升的因素主要包括轮胎的工作条件(滚动速度、径向负荷、充气压力、路面、气温)及轮胎的结构和材料。就轮胎特性而言, 轮胎应力/应变分析与轮胎温度状态分析是一致的。

假设给橡胶粘弹性材料施加周期性应变, 则

$$\epsilon = \epsilon_0 \cos \omega t \quad (1)$$

式中, ϵ 和 ϵ_0 分别为瞬时应变和最大应变。

应力(σ)可表示为

$$\sigma = \epsilon_0 (E' \cos \omega t + E'' \sin \omega t) \quad (2)$$

式中, E' 和 E'' 分别为贮能弹性模量和损耗弹性模量。

此时每个周期对物体所做的功(W)可以用下式表示:

$$W = \int_0^{2\pi\omega t} \sigma \frac{d\epsilon}{dt} dt \quad (3)$$

将式(1)和(2)代入式(3), 得

$$W = \pi \epsilon_0^2 E'' \quad (4)$$

这即为每个周期消耗的能量, 该能量转变为热能而使轮胎温度上升。由此可以得到轮胎在接地滚动时每滚动1周所产生的热量(Q):

$$Q = \pi \epsilon_0^2 E'' = \pi E' \epsilon_0^2 \frac{E''}{E'} = 2\pi \left(\frac{1}{2} E' \epsilon_0^2 \right) \tan \delta \quad (5)$$

式中, $\tan \delta$ 称为损耗因子。它是表征轮胎能量损失的重要参数, 其值越小, 轮胎的生热愈低, 与轮胎所用材料的性能有关。从式(5)可以看出, 生热量等于变形能量($\frac{1}{2} E' \epsilon_0^2$)与 $\tan \delta$ 之积。另外

$$T = T_0 + \frac{QL}{\lambda St} \quad (6)$$

式中 T ——轮胎温度;

T_0 ——环境温度;

L ——轮胎厚度;

λ ——导热系数;

S ——散热面积;

t ——时间。

从上述推导过程可以看出, 作用于轮胎上的变形能量转变成热量, 导致温升。因此, 轮胎的应力/应变与温升有着密切的关系。

2 轮胎稳态温度场的基本原理

2.1 温度场的刚度和热载荷

由于橡胶和帘线有粘滞特性, 在周期性运动中存在滞后损失, 加上橡胶与帘线间的摩擦等因素, 轮胎内部有热量产生, 因此这是一个有内热源的热传导问题。根据能量守恒原理, 对于轮胎中任意一个微元体, 单位时间内导入微元体的热量

与微元体内生成的热量之和等于微元体内能的增量与导出微元体的热量之和。根据热传导原理可以写出微分方程

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c\rho}(\lambda_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \lambda_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}) + \frac{q}{c\rho} \quad (7)$$

式(7)也可以写为

$$\lambda_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \lambda_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + q - c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (8)$$

自然边界条件为

$$(\lambda_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \lambda_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}) + \alpha(T - T_0) = 0 \quad (9)$$

式中 $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$ ——材料沿 x, y, z 三个方向的导热系数;

c ——材料比热容;

q ——单位体积热生成率;

α ——内外边界曲面的换热系数;

ρ ——材料密度。

式(8)和(9)可以通过求泛函数(J_H)在初始条件为已知时的极值曲面 $T(x, y, z)$ 而得到。

$$J_H = \int_V [\frac{\lambda_x}{2}(\frac{\partial T}{\partial x})^2 + \frac{\lambda_y}{2}(\frac{\partial T}{\partial y})^2 + \frac{\lambda_z}{2}(\frac{\partial T}{\partial z})^2 - qT + c\rho \frac{\partial T}{\partial t}] dx dy dz + \int_S (\frac{1}{2}\alpha T^2 - \alpha T_0 T) dS \quad (10)$$

对泛函数中的各项积分可以分别记为

$$J_1 = \int_V [\frac{\lambda_x}{2}(\frac{\partial T}{\partial x})^2 + \frac{\lambda_y}{2}(\frac{\partial T}{\partial y})^2 + \frac{\lambda_z}{2}(\frac{\partial T}{\partial z})^2] dx dy dz \quad (11a)$$

$$J_2 = \int_V -qT dx dy dz \quad (11b)$$

$$J_3 = \int_V \rho c \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz \quad (11c)$$

$$J_4 = \int_S (\frac{1}{2}\alpha T^2 - \alpha T_0 T) dS \quad (11d)$$

则总泛函数为

$$J_H = J_1 + J_2 + J_3 + J_4 \quad (12)$$

单元内的温度场形函数为 $\{N_i\}$, 则

$$T = \sum_{i=1}^n N_i T_i = \mathbf{N} \mathbf{T}^e \quad (13)$$

式中

$$\mathbf{N} = [N_1 : N_2 : N_3 : \cdots N_n]$$

$$\mathbf{T}^e = [T_1, T_2, T_3, \cdots, T_n]^T$$

$\mathbf{T}^e$ 为节点温度向量。由此, 式(11a)可以写为

$$J_1 = \int_V \frac{1}{2} \mathbf{T}_D^T \boldsymbol{\lambda} \mathbf{T}_D dx dy dz \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \text{式中} \quad \mathbf{T}_D^T &= (\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial T}{\partial y}, \frac{\partial T}{\partial z}) \\ \boldsymbol{\lambda} &= \begin{bmatrix} \lambda_x & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_y & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_z \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (15)$$

根据式(13), 则

$$\mathbf{T}_D^T = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}) \mathbf{N} \mathbf{T}^e = \mathbf{F}^T \mathbf{T}^e \quad (16)$$

$$\text{式中} \quad \mathbf{F}^T = (\frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x}, \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial y}, \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial z})$$

将式(16)代入式(14), 则有

$$J_1 = \int_V \mathbf{T}^{eT} \mathbf{F}^T \boldsymbol{\lambda} \mathbf{F} \mathbf{T}^e dV = \mathbf{T}^{eT} H_1 \mathbf{T}^e \quad (17)$$

$$\text{式中} \quad H_1 = \int_V \mathbf{F}^T \boldsymbol{\lambda} \mathbf{F} dV \quad (18)$$

从式(11b)可以得到

$$J_2 = \int_V -q \mathbf{N} \mathbf{T}^e dV = -P_1 \mathbf{T}^e \quad (19)$$

式中, P_1 为节点等效热载荷:

$$P_1 = \int_V q \mathbf{N} dV \quad (20)$$

从式(11c)可以得到

$$J_3 = \int_V c\rho [\frac{\partial(\mathbf{N} \mathbf{T}^e)}{\partial t}]^T (\mathbf{N} \mathbf{T}^e) dV = (\frac{\partial \mathbf{T}^e}{\partial t})^T H_T \mathbf{T}^e \quad (21)$$

$$\text{式中} \quad H_T = \int_V c\rho \mathbf{N}^T \mathbf{N} dV \quad (22)$$

从式(11d)可以得到

$$J_4 = \frac{1}{2} \int_S \alpha (\mathbf{N} \mathbf{T}^e)^T (\mathbf{N} \mathbf{T}^e) dS - \int_S \alpha T_0 (\mathbf{N} \mathbf{T}^e) dS = \mathbf{T}^{eT} H_2 \mathbf{T}^e - P_2 \mathbf{T}^e \quad (23)$$

$$\text{式中} \quad H_2 = \frac{1}{2} \int_S \alpha \mathbf{N}^T \mathbf{N} dS \quad (24)$$

$$P_2 = \int_S \alpha T_0 \mathbf{N} dS$$

由式(17), (19), (21)和(23)可知, 总泛函数为

$$J_H = \mathbf{T}^{eT} H_s \mathbf{T}^e + (\frac{\partial \mathbf{T}^e}{\partial t})^T H_T \mathbf{T}^e \quad (25)$$

式中

$$H_s = H_1 + H_2 = \int_V (\mathbf{F}^T \mathbf{K} \mathbf{F} + \frac{1}{2} \alpha \mathbf{N}^T \mathbf{N}) dV \quad (26)$$

$$P_T = P_1 + P_2 = \int_V q \mathbf{N} dV + \int_S \alpha T_0 \mathbf{N} dS \quad (27)$$

对式(25)取极值, $\frac{\partial J_H}{\partial \mathbf{T}^e} = 0$, 则有

$$H_s \mathbf{T}^e + \frac{\partial (\mathbf{T}^e)}{\partial t} H_T = P_T \quad (28)$$

式(28)中含时间微分项, 采用差分处理, 可以写成

$$H \mathbf{T}^e = P \quad (29)$$

式中, H 是单元的刚度, P 是单元节点等效热载荷, 对于3种不同的差分形式, 可以分别表示如下。

(1) 向后差分格式

$$H = H_s + \frac{H_T}{\Delta t}$$

$$P = P_T|_t + \frac{H_T}{\Delta t} \mathbf{T}^e|_{t-\Delta t}$$

(2) Grank-Nicolson 格式

$$H = H_s + \frac{12H_T}{\Delta t}$$

$$P = P_T|_t + P_T|_{t-\Delta t} + (\frac{2H_T}{\Delta t} - H_s) \mathbf{T}^e|_{t-\Delta t}$$

(3) Galerkin 格式

$$H = H_s + \frac{3H_T}{\Delta t}$$

$$P = 2P_T|_t + P_T|_{t-\Delta t} + (\frac{3H_T}{\Delta t} - H_s) \mathbf{T}^e|_{t-\Delta t}$$

式中, Δt 为选定的时间步长。

由式(29)即可得到进行分析的弱形式的平衡方程式。

2.2 轮胎中复合材料的热学性能

对复合材料来说, 基体与增强材料的热学性能各不相同, 根据不同的体积分数得到不同的单层增强材料的热学性能, 采用混合律可以得到

$$\begin{aligned} c &= c_f \phi_f + c_m \phi_m \\ \lambda &= \lambda_f \phi_f + \lambda_m \phi_m \end{aligned} \quad (30)$$

式中, c_f 和 c_m 分别为纤维和基体的比热容, ϕ_f 和 ϕ_m 为纤维与基体的体积分数, $\phi_f + \phi_m = 1$ 。

轮胎中复合材料的材料主方向相对于固定参考坐标系都是变化的, 因此, 要将其统一到固定的

参考坐标系下, 必须得到任一角度的导热系数。在平面变换时, 一般认为任一方向的导热系数可以按椭圆法则得到, 如图1所示。

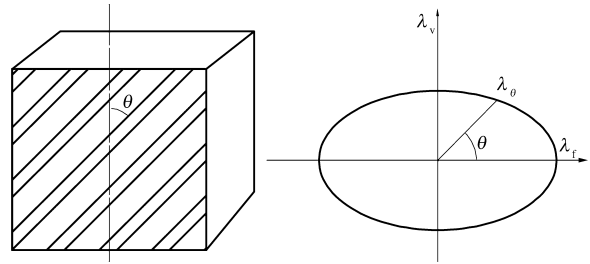


图1 导热系数的椭圆图

$$\lambda_\theta = \left(\frac{\lambda_v^2 \lambda_f^2}{\lambda_v^2 \cos^2 \theta + \lambda_f^2 \sin^2 \theta} \right)^{1/2} \quad (31)$$

或写为

$$\lambda_\theta = \frac{1}{\left[\left(\frac{\cos \theta}{\lambda_f} \right)^2 + \left(\frac{\sin \theta}{\lambda_v} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (32)$$

式中 λ_f ——沿帘线方向的导热系数;

λ_v ——垂直帘线方向的导热系数;

λ_θ —— θ 方向的导热系数。

对于三维变换, 可以采用椭球法则来得到任一角度的导热系数。

3 轮胎稳态滚动时的温度场研究

3.1 温度场分布

轮胎在运动过程中反复发生变形, 引起材料产生滞后损失而转变为热能, 所产生的热量从轮胎内表面向内部空气、从轮胎外表面向周围环境和通过轮辋向周围环境散出。

由于轮胎规格、结构及使用条件的不同, 所产生的热量也不一样。刚开始滚动时轮胎的温度与周围环境相同; 继续滚动, 由于滞后损失和与地面的摩擦, 轮胎温度会逐步提高; 到一定时间后, 轮胎生热与散热达到动态平衡, 此时轮胎断面上各点的温度并不完全一样, 而是呈一定规律分布。

3.2 轮胎温度场的研究方法

3.2.1 直接测量法

由于轮胎结构复杂和复合材料的非线性, 过去一直采用直接测量法来获得轮胎的温度场分布。直接测量法包括接触法和非接触法两种方法, 适用于任何轮胎。

(1) 接触法

接触法主要用于测量轮胎的内部温度,分为静态法和动态法两种。20世纪50年代西方和苏联开始应用接触法来测定轮胎的内部温度。

静态法是在试验停止后对轮胎进行测量,主要用于测量胎冠和胎肩处的温度。采用探针式热电偶,通过导轮控制,探针可以自动插入既定的测温点,插入深度为12~16 mm,以插入胎体与胎面交界处为宜。采用此法不仅测温快捷,而且能准确测量试验后的温度。

动态法是在轮胎滚动时测量。首先在轮胎内部开孔,轮胎行驶后插入热电偶测量轮胎的内部温度。如果测量行驶中轮胎的温度,则需将热电偶预先埋入轮胎,或者将热电偶由气门嘴插入,通过滑环装置将其引出,测定轮胎内部空气的温度。采用动态法需在轮胎上开孔,轮胎在受力滚动时,必然会产生应力集中,测出的温度与实际温度存在误差,因此,需要对测量结果加以修正。

(2) 非接触法

非接触法测温一般采用红外线测温仪。该方法是通过测定被测物体的红外线辐射量,确定被测物体的表面温度,其最大优点是不用接触即可测得被测物体的表面温度分布。随着红外线测温仪的发展,目前不仅可测定表面温度,而且借助计算机可对等温线和同一温度的面积比例进行分析,还能对故障探测和故障增长等进行研究。也有人从导热的角度对滚动中轮胎内部空气的流动进行了研究。非接触法比接触法前进了一大步,为数学分析预测轮胎整体温度分布和热分布提供了条件。

3.2.2 数学物理法

数学物理法是根据材料的性能、几何尺寸和使用条件用数学物理方程定量预测轮胎的温升。人们早在20世纪40年代就进行了这方面的工作,但橡胶材料和橡胶-帘线复合材料的非线性和不可压缩性等使这种努力收效不大。

3.2.3 数值算法

随着计算机的飞速发展及数值算法的日益成熟及普及,采用数值算法分析轮胎内部的温度场分布成为可能。有限差分法和有限元法是广泛应用的两种近似方法。

国内外许多研究人员对轮胎温度场分布采用有限元法分析进行了大量研究,主要步骤是先建立模型,再进行有限元网格划分,最后利用数学物理方程式进行数值计算。计算结果的准确性主要取决于边界条件及轮胎复合材料物理性能参数的准确性。

3.2.4 其它方法

利用硫化胶的粘弹性也可预测轮胎滚动时的温度。对于胎体和带束层骨架材料为人造丝的185SR14轮胎,Willett根据轮胎耐久性试验数据,通过回归计算导出了胎肩温度方程,预测温度与实测温度具有良好的相关性。

4 子午线轮胎温度场分析实例

目前,许多大型轮胎企业和科研单位已成功地运用Algor, Marc和Ansys等大型有限元软件研究了轮胎温度场的分布状况,并且取得了一定的效果。下面以165SR15轮胎为例介绍子午线轮胎温度场的研究。

不考虑胎面花纹的影响时,轮胎各断面的温度分布情况是一样的,且断面左右对称,因此,计算可以取半个截面。

假设初始时刻轮胎各部位的温度一致且为环境温度,根据不同的热交换形式可以把轮胎断面边界分为五部分。第1部分为位于断面对称轴上的胎冠部位,因不与外界接触,且轮胎断面左右对称,因此热传导动态平衡,即流进和流出的热量相等;第2部分是胎冠部位,与大气作热交换(对流换热)和辐射换热,因辐射换热相对小得多,可以忽略,当胎冠与路面接触时,与路面有热传导;第3部分是胎肩和胎侧部位,与外界存在对流换热及辐射换热,同样忽略辐射换热;第4部分是轮胎胎圈与轮辋接触部位,考虑到轮辋是热的良导体,可认为轮辋温度均匀;第5部分是轮胎的内表面与内腔气体作对流换热,由于内腔气体是封闭的,体积有限,而且气体的比热容很小,因此可以认为内腔气体温度随轮胎内表面温度的变化而变化,这样轮胎内表面与内腔气体所作的对流换热和辐射换热都可忽略。

165SR15轮胎有2层钢丝带束层和2层人造丝胎体帘布,另外还有6种橡胶材料和钢丝圈等。

网格划分与应力/应变计算时一样,划分的原则是同种材料划分为一层单元。计算条件为:轮胎下沉量 20 mm,轮胎速度 $100\text{ km}\cdot\text{h}^{-1}$,充气压力 200 kPa,环境温度 $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ 。计算结果如图 2 和 3 所示。

试验采用红外线测温仪对轮胎进行测量。从图 3 可以看出,计算和测量结果的变化趋势是一样的,胎肩和胎圈部位各有一个温度峰值。胎肩部位正好是带束层钢丝帘线末端所处位置,在轮胎滚动过程中反复屈挠,是应力/应变的集中区。胎圈部位受轮辋的装配作用力,在轮胎负载滚动中也是应力集中的部位,温度场出现峰值也是可以理解的。对比结果表明,计算结果能够定性和相对定量地反映轮胎温度分布情况。

5 结语

由于轮胎材料的非线性及轮胎受力的复杂性,对轮胎温度场及其相关问题的研究是个非常复杂的课题。通过几年的工作,我们已对轿车子午线轮胎稳态温度场进行了较为全面的研究。

当前的研究一般都没有考虑摩擦生热,但是当轮胎与路面间产生相对滑动,特别是滑动速度较高时,摩擦使轮胎接地面温度升高很快,传热的非稳态性强烈地影响着摩擦牵引力的瞬态值。这对着陆的飞机、急转弯和急剧变速的汽车来讲是极为重要的,这时摩擦产生的热量不容忽视。

为保证轮胎行驶安全,考虑轮胎周期性弹性变形滞后生热和胎面与地面间摩擦生热,建立其

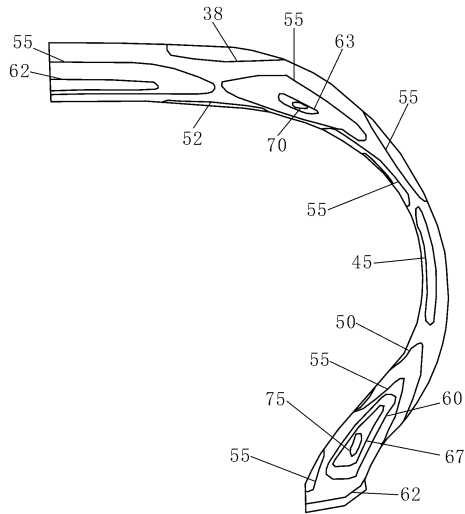


图 2 轮胎温度场等温线($^{\circ}\text{C}$)

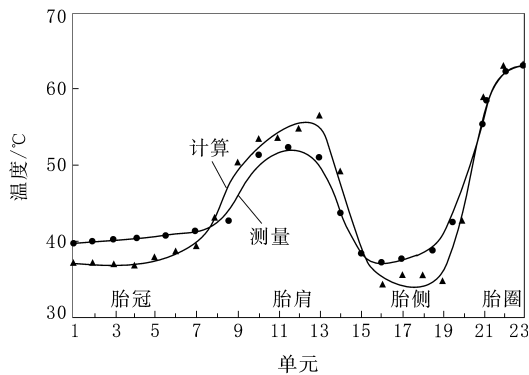


图 3 计算和测量结果对比

温度场计算的物理数学模型,同时对相关问题,如胶料的热物性和热边界条件等进行研究,形成完整的轮胎温度场模拟计算方法,将对轮胎热学研究的发展起积极的作用。

一步法轮胎胶囊注射成型机通过鉴定

中图分类号:U463.341+.6 文献标识码:D

青岛科技大学承担的“十五”国家重大技术装备研制项目——一步法轮胎胶囊注射成型机通过了中国石油和化学工业协会组织的鉴定。

专家认为,一步法轮胎胶囊注射成型机项目完成了螺杆旋转(一步法)注射成型机、电动螺旋锁模硫化机、热油循环恒温硫化装置、注射机热水循环恒温装置、直流调速与变频调速装置以及自动检测控制装置等的设计、制造、调试和整合工作,经用户使用考核,一步法轮胎胶囊注射成型机

达到了设计和使用要求。该项成果采用了具有自主知识产权的一步法注射成型和电动螺旋锁模硫化两大核心技术,突破了诸多理论和技术难点,解决了传统注射技术的容量、定量和压力问题,极大地扩展了注射成型技术的应用范围;提高了注射塑化质量,进而提高了制品的使用性能;该设备具有结构简单、紧凑,高效节能,操作方便,易于维护保养等优点,在胶囊注射成型领域达到了国际领先水平。专家建议进一步设计多工位设备和扩展系列,以满足市场的不同需求。

(摘自《中国化工报》,2006-04-14)