

文章编号: 1000-7598-(2008) 增-550-05

基于温度测量的分布式光纤渗漏监测技术机理探讨

肖衡林^{1, 2}, 蔡德所³

(1. 中国科学院武汉岩土力学研究所 岩土力学与工程国家重点实验室, 武汉 430071; 2. 湖北工业大学 土木工程与建筑学院, 武汉 430068;
3. 广西大学 土木建筑工程学院, 南宁 530004)

摘 要: 在简述分布式光纤传感技术测温原理的基础上, 从三维微元体传热过程出发, 推导了具有渗漏和内热源的多孔介质传热微分方程, 给出了基于温度测量的分布式光纤渗漏监测技术的不同监测方法的监测方程。最后, 从持续线热源的角度, 阐述了分布式光纤监测渗漏的基本原理。

关 键 词: 分布式光纤; 渗漏监测; 温度

中图分类号: TV 689.1

文献标识码: A

Discussion on mechanism of distributed fiber optical leakage monitoring technology based on temperature measurement

XIAO Heng-lin^{1, 2}, CAI De-suo³

(1, State Key Laboratory of Geomechanics and Geotechnical Engineering, Institute of Rock and Soil Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China; 2, School of Civil Engineering and Architecture, Hubei University of Technology, Wuhan 430068, China;
3, School of Civil and Architectural Engineering, Guangxi University, Nanning 530004, China)

Abstract: The principles of distributed fiber optic temperature sensing technology are described briefly. From heat-transfer process of micro-body, a heat-transfer differential equation of porous medium with seepage and internal heat source is deduced. The monitoring equations of different monitoring methods are given. Based on persistent line heat-source, the basic principle of distributed fiber optic sensing technology for leakage monitoring is expounded.

Key words: distributed optical fiber; leakage monitoring; temperature

1 引 言

针对现代岩土工程越来越复杂的研究对象, 传统监测技术很难满足复杂环境要求, 分布式光纤传感技术作为传感监测方面的一种高新技术运用而生, 它具有阻燃、防爆、抗腐蚀、抗电磁干扰, 耐高压、长距离、能实现实时快速分布式测量并定位等优点, 在工程应用领域已经初步体现其优良性能, 具有非常广阔的应用前景。渗漏监测作为其应用的一方面国内外均处于试验阶段, 与传统监测仪器相比, 虽然其具有诸多优点, 但对其工作机制一直是困扰工程师们的难题, 限制了它的发展和应用。本文从微元体传热过程着手, 推导了三维空间具有内热源的多孔介质传热方程; 从线热源理论的角度,

阐述了分布式光纤监测渗漏的基本原理, 为基于温度测量的分布式光纤渗漏监测技术机理研究奠定了一定基础。

2 分布式光纤传感技术测温原理

分布式光纤温度传感系统测温的原理是: 依据后向拉曼散射温度效应, 当激光脉冲在光纤中传播的过程中与光纤分子相互作用, 发生多种形式的散射, 如瑞利 (Rayleigh) 散射、布里渊 (Brillouin) 散射和拉曼 (Raman) 散射等。拉曼散射属非线性散射, 易受温度的变化而改变其强度。它是由于光纤分子的热振动和光子相互作用发生能量交换而产生的, 具体地说, 如果一部分光能转换成为热振动, 那么将发出一个比光源波长长的光, 称为 Stokes

收稿日期: 2008-07-23

基金项目: *国家“948”项目资助 (No.200109)。

作者简介: 肖衡林, 男, 1977 年生, 博士, 主要从事渗漏监测、土工合成材料应用及地下工程等方面的教学和研究。E-mail: bluesilence110@163.com

光, 如果一部分热振动转换为光能, 那么将发出一个比光源波长短的光, 称为 Anti-Stokes 光。拉曼散射光就是由这两种不同波长的光组成的, 其波长的偏移由光纤组成元素的固定属性决定, 因此拉曼散射光的强度与温度有关, 通过系统测量的反射回来的光信号就可以得到光纤的沿程温度。为了消除激光管输出的不稳定、光纤弯曲、接头的损耗等影响, 提高测温准确度, 在系统设计中, 采用双通道双波长比较的方法, 即对 Anti-Stokes 光和 Stokes 光分别进行采集, 利用二者强度的比值解调温度信号, 在测温系统标定之后, 通过测定二者的光强之比, 就可以确定沿光纤各测量点的温度值^[1]。光纤测温原理如图 1 所示。

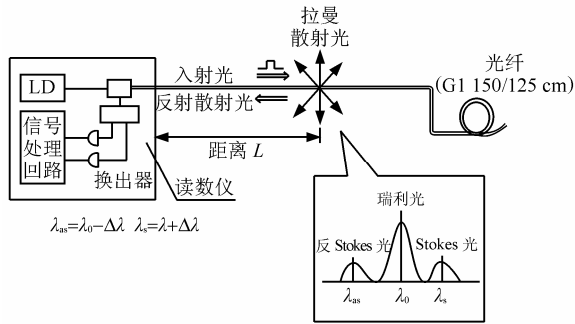


图 1 光纤测温原理示意图
Fig.1 Sketch map about principles of distributed fiber optic temperature sensing

3 渗漏传热微分方程

为了研究光纤渗漏水体之间的传热过程, 将光纤视为多孔介质的一部分, 假定所研究的物体是各向同性的连续介质, 其导热系数为 λ 、比热容为 c , 密度为 ρ , 且物体内部具有内热源, 内热源的强度为 q_v (W/m^3)。基于以上假定, 再从导热物体中分割出一个微元体 $dV = dx dy dz$, 微元体的 3 边分别平行于 x 、 y 和 z 轴, 如图 2 所示。

根据能量守恒和转移定律, 对微元体进行热平衡分析, 那么在 $d\tau$ 时间内热传导的净热量, 加上渗漏夹带的热量与内热源的发热量, 应该等于微元体热力学能的增加^[2], 即

$$Q_I + Q_{II} + Q_{III} = Q_{IV} \quad (1)$$

式中: Q_I 为微元体发生热传导的净热量; Q_{II} 为微元体内渗漏夹带的热量; Q_{III} 为微元体内内热源的发热量; Q_{IV} 为微元体热力学能的增加。

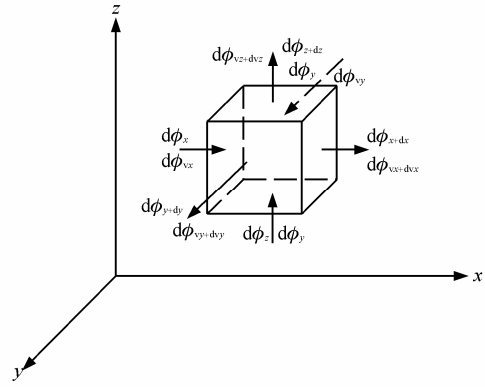


图 2 微元体传热示意图
Fig.2 Sketch map about heat-transfer process of micro-body

下面分别计算式 (1) 中的 $Q_I \sim Q_{IV}$ 。

导入和导出微元体的净热量可以由 x 、 y 和 z 3 个方向的导入和导出微元体的净热量相加得到。在 $d\tau$ 时间内, 沿 x 轴方向, 经过 x 表面流入的热量为

$$d\Phi_x = q_x dy dz d\tau \quad (2)$$

式中: q_x 为 x 方向的热流密度, 经过 $x+dx$ 表面流出的热量为

$$d\Phi_{x+dx} = q_{x+dx} dy dz d\tau \quad (3)$$

而

$$q_{x+dx} = q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx \quad (4)$$

在 $d\tau$ 时间内, 沿 x 轴方向流入与流出微元体的净热量为

$$d\Phi_x - d\Phi_{x+dx} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} dx dy dz d\tau \quad (5)$$

同理, 在此时间内, 沿 y 轴方向和 z 轴方向, 导入和导出微元体的净热量分别为

$$\left. \begin{aligned} d\Phi_y - d\Phi_{y+dy} &= -\frac{\partial q_y}{\partial y} dx dy dz d\tau; \\ d\Phi_z - d\Phi_{z+dz} &= -\frac{\partial q_z}{\partial z} dx dy dz d\tau \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

将 x 、 y 和 z 三个方向导入和导出的微元体的净热量相加得到:

$$Q_I = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) dx dy dz d\tau \quad (7)$$

又有 $q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}$, $q_y = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y}$, $q_z = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z}$, 进一步得到如下方程式:

$$Q_I = \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) \right) dx dy dz d\tau \quad (8)$$

渗漏夹带至微元体的净热量可以由 x 、 y 和 z 3 个方向流入和流出微元体的净热量相加得到。在 $d\tau$ 时间内, 沿 x 轴方向, 经过 x 表面流入的热量为 $d\Phi_{ux} = q_{ux} dy dz d\tau$ [3]。经过 $x + dx$ 表面流出的热量为

$$d\Phi_{ux+dx} = q_{ux+dx} dy dz d\tau \quad (9)$$

而 $q_{ux+dx} = q_{ux} + \frac{\partial q_{ux}}{\partial x} dx$ 。在 $d\tau$ 时间内, 沿 x 轴方向流入与流出微元体的净热量为

$$d\Phi_{ux} - d\Phi_{ux+dx} = -\frac{\partial q_{ux}}{\partial x} dx dy dz d\tau \quad (10)$$

$$\text{因} \quad q_{ux} = c_w \rho_w u_x t \quad (11)$$

式中: u 为渗漏流速 (m/s); t 为微元体的温度 (K); c_w 为渗漏介质的比热容; ρ_w 为渗漏介质的密度。

将 q_{ux} 的表达式代入方程得到:

$$d\Phi_{ux} - d\Phi_{ux+dx} = -\frac{\partial}{\partial x} (c_w \rho_w u_x t) dx dy dz d\tau \quad (12)$$

同理, 在此时间内, 沿 y 轴方向和 z 轴方向, 流入和流出微元体的净热量分别为

$$\left. \begin{aligned} d\Phi_{uy} - d\Phi_{uy+dy} &= -\frac{\partial}{\partial y} (c_w \rho_w u_y t) dx dy dz d\tau; \\ d\Phi_{uz} - d\Phi_{uz+dz} &= -\frac{\partial}{\partial z} (c_w \rho_w u_z t) dx dy dz d\tau \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

将 x 、 y 和 z 三个方向流入和流出的微元体的净热量相加得到:

$$Q_{II} = - \left[\frac{\partial}{\partial x} (c_w \rho_w u_x t) + \frac{\partial}{\partial y} (c_w \rho_w u_y t) + \frac{\partial}{\partial z} (c_w \rho_w u_z t) \right] dx dy dz d\tau \quad (14)$$

即

$$Q_{II} = -c_w \rho_w \left(t \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_x \frac{\partial t}{\partial x} + t \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_y \frac{\partial t}{\partial y} + t \frac{\partial u_z}{\partial z} + u_z \frac{\partial t}{\partial z} \right) dx dy dz d\tau \quad (15)$$

在 $d\tau$ 时间内, 微元体中内热源的发热量为

$$Q_{III} = q_v dx dy dz d\tau \quad (16)$$

在 $d\tau$ 时间内, 微元体中热力学能的增量为

$$Q_{IV} = c \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} dx dy dz d\tau \quad (17)$$

将各分热量代入总热量方程, 消去两边的 $dx dy dz d\tau$, 有

$$\begin{aligned} c \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) - \\ &\frac{c_w \rho_w}{c \rho} \left(t \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_x \frac{\partial t}{\partial x} + t \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_y \frac{\partial t}{\partial y} + \right. \\ &\left. t \frac{\partial u_z}{\partial z} + u_z \frac{\partial t}{\partial z} \right) + q_v \end{aligned} \quad (18)$$

当热物性参数 λ 、 ρ 和 c 均为常数时, 式 (18) 可以简化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial t}{\partial \tau} &= \frac{\lambda}{c \rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) - \frac{c_w \rho_w}{c \rho} \left(t \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_x \frac{\partial t}{\partial x} + \right. \\ &\left. t \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_y \frac{\partial t}{\partial y} + t \frac{\partial u_z}{\partial z} + u_z \frac{\partial t}{\partial z} \right) + \frac{q_v}{c \rho} \end{aligned} \quad (19)$$

即为非稳定渗漏作用下三维空间具有内热源的温度场传热方程。

在均匀介质中, 当渗漏稳定之后, 且内热源可以看成线性的时候, 不妨把三维问题简化成一维导热问题来处理, 这时渗漏速度保持不变, 导热方程简化成

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c \rho} \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} - \frac{c_w \rho_w}{c \rho} u \frac{\partial t}{\partial x} + \frac{q_v}{c \rho} \quad (20)$$

即为 DTS 监测渗漏的基本的能量方程, 采用梯度法和电热法时, 各项的取舍有所区别。

当采用梯度法时, $q_v = 0$ 。同时, 温度场为稳定温度场, 即 $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$, 方程简化为

$$0 = \frac{\lambda}{c \rho} \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} - \frac{c_w \rho_w}{c \rho} u \frac{\partial t}{\partial x} \quad (21)$$

当采用电热法时, q_v 即是外接电源所产生的热量。当光纤和周围的传热稳定之后, 这时光纤温度保持不变, 温度场处于稳定状况, 温度不再是时间的函数, 此时方程化为

$$0 = \frac{\lambda}{c \rho} \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} - \frac{c_w \rho_w}{c \rho} u \frac{\partial t}{\partial x} + \frac{q_v}{c \rho} \quad (22)$$

4 基于线热源理论渗漏监测机理

4.1 瞬时线热源函数

将光纤视为一无限大物体, 初始温度为常数 t_i , 在 $x = x'$ 和 $y = y'$ 处的一条无限长的线热源。时间 $\tau = 0$ 时, 光纤热源释放能量为 Q_{li} , 在物体中引起二维非稳态导热, 如图 3 所示^[4]。

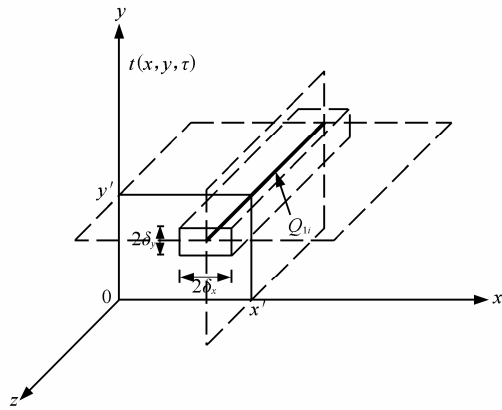


图 3 无限大物体中的瞬时线热源

Fig.3 Instantaneous line heat-source in infinite body

上述线热源可以表示成分布内热源的形式, 其发热率为

$$q_v(x, y) = Q_{li} \delta(x - x') \delta(y - y') \delta(\tau) \quad (23)$$

根据瞬时热源与初始温度分布之间的等价关系可知, 瞬时线热源 Q_{li} 等价于下列初始温度分布:

$$F(x, y) = t_i + I \delta(x - x') \delta(y - y') \quad (24)$$

式中: I 为瞬时线热源强度, $I = Q_{li} / (\rho c)$ 。

该问题的数学描述为

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} \quad (25)$$

当 $\tau = 0$ 时, 有

$$\theta = I \delta(x - x') \delta(y - y') \quad (26)$$

式中: $\theta = t - t_i$, 为物体的过余温度。

显然, 上述问题描述的定解问题是齐次的, 且初始温度分布是单个空间变量函数 $\delta(x - x')$ 和 $\delta(y - y')$ 的乘积, 符合纽曼乘积定理的 2 个条件, 故其解可以用 2 个对应一维问题解的乘积表示。这 2 个对应的一维问题是: 2 个无限大物体分别在 x 方向和 y 方向上一维导热, 温度分布分别为 $\theta_1(x, \tau)$ 和 $\theta_2(y, \tau)$, 初始温度分布分别为

$$\left. \begin{aligned} F_1(x) &= I \delta(x - x'); \\ F_2(y) &= I \delta(y - y') \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

已知初始温度分布为 $F(x)$ 的无限大物体 ($-\infty < x < \infty$) 在时间 $\tau > 0$ 时的温度分布 $t(x, \tau)$ 的表达式, 即

$$t(x, \tau) = \frac{1}{\sqrt{4\pi a \tau}} \int_{-\infty}^{\infty} F(x') \exp\left[-\frac{(x - x')^2}{4a\tau}\right] dx' \quad (28)$$

再利用狄拉克 δ 函数的性质, 可得 $\theta_1(x, \tau)$ 和 $\theta_2(y, \tau)$ 的表达式为

$$\left. \begin{aligned} \theta_1(x, \tau) &= I \frac{1}{\sqrt{4\pi a \tau}} \exp\left[-\frac{(x - x')^2}{4a\tau}\right]; \\ \theta_2(y, \tau) &= \frac{1}{\sqrt{4\pi a \tau}} \exp\left[-\frac{(y - y')^2}{4a\tau}\right] \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

于是有

$$\theta(x, y, \tau) = \theta_1(x, \tau) \theta_2(y, \tau) =$$

$$I \frac{1}{4\pi a \tau} \exp\left[-\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{4a\tau}\right] \quad (30)$$

即为瞬时线热源函数, 是随着时间而变化、温度场的变化函数。

4.2 持续线热源作用下渗漏监测机理

下面再来看持续作用线热源的问题。

设从时间 $\tau = 0$ 起持续地释放热量, 发热率为 $q_l(\tau)$ 。将 $0 \sim \tau$ 的整个时间过程分割成无数个微小的时间间隔, 则持续线热源可以看作在不同时刻 t_i 的 $d\tau_i$ 瞬时释放热量 $q_l(\tau_i) d\tau_i$ 的无穷多个顺序排列的瞬时线热源的集合。取 τ' 时刻的瞬间 $d\tau'$ 来分析。该时刻的瞬时线热源在其后一段时间 $\tau - \tau'$ 内, 将在物体中引起微小温度变化 $d\theta$ 。根据前面瞬时线热源函数, 可得

$$d\theta = \frac{q_l(\tau') d\tau' / (\rho c)}{4\pi a (\tau - \tau')} \exp\left[-\frac{R^2}{4a(\tau - \tau')}\right] \quad (31)$$

式中: R 为点 (x, y) 与线热源之间的距离, $R^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2$ 。

持续线热源在物体中造成的温度场, 是 $0 \sim \tau$ 时间内顺序发热的无穷多瞬时线热源共同作用的结果, 故

$$\theta(R, \tau) = \frac{1}{4\pi a} \int_0^\tau \frac{q_l(\tau')}{(\tau - \tau')} \exp\left[-\frac{R^2}{4a(\tau - \tau')}\right] d\tau' \quad (32)$$

式中: $\phi_l(\tau)$ 为持续线热源强度, $\phi_l(\tau) = \frac{q_l(\tau)}{\rho c}$, 线热源强度 q_l 为常数时, ϕ_l 就为常数。并引入新变量 $\eta = R^2 / [4a(\tau - \tau')]$, 则式 (32) 变为

$$\theta(R, t) = \frac{q_l}{4\pi\lambda} \int_{R^2/(4\pi\tau)}^{\infty} \frac{1}{\eta} \exp(-\eta) d\eta = -\frac{q_l}{4\pi\lambda} Ei\left(-\frac{R^2}{4a\tau}\right) \quad (33)$$

式中

$$-Ei(-x) \equiv Ei(x) = \int_x^{\infty} \frac{1}{\eta} \exp(-\eta) d\eta = \int_1^{\infty} \frac{1}{\xi} \exp(-x\xi) d\xi, \quad (x > 0)$$

称为指数积分, 可查相关书籍计算其相应的值。

通过持续线热源法, 建立光纤及光纤周围介质的温度与加热功率(内热源强度)、多孔介质导热系数以及长度等变量表示出来。如果温度、内热源强度以及其他光纤尺寸已知, 便可以得到多孔介质的导热系数, 导热系数与多孔介质中的渗流速度有直接联系, 因此可以建立渗流流速和温度、内热源强度及其他光纤尺寸之间的关系式, 通过测量光纤及

其光纤周围温度, 便可以得知渗流流速的大小, 这便是基于线热源理论的分布式光纤监测渗漏的基本理论。

5 结 论

(1) 通过对 3 维微元体传热过程的分析, 推导了具有渗流和内热源的多孔介质传热微分方程, 给出了基于温度测量的分布式光纤渗漏监测技术的不同监测方法的监测方程。

(2) 以瞬时线热源为基础, 阐述了在持续热源作用下分布式光纤监测渗漏的基本原理。

参 考 文 献

- [1] 肖衡林. 渗漏监测的分布式光纤传感技术的研究与应用[博士论文 D]. 武汉: 武汉大学, 2006.
- [2] 林瑞泰. 多孔介质传热传质引论[M]. 北京: 科学出版社, 1995.
- [3] 朱伯芳. 大体积混凝土温度应力与温度控制[M]. 北京: 中国电力出版社, 1999.
- [4] 章熙民, 任泽霖, 梅飞鸣. 传热学[M]. 北京: 中国建筑工业出版社, 2001.
- [9] LAVROV A, VERVOORT A. Theoretical treatment of f tangential loading effects on the Brazilian test stress distribution[J]. **International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences**, 2002, 39: 275—283.
- [10] CHAU K T, WEI X X. A new analytic solution for the diametral point load strength test on finite solid circular cylinders[J]. **International Journal of Solids and Structures**, 2001, 38: 1 459—1 481.
- [11] CLAESSEON J, BOHLOLI B. Brazilian test: stress field and tensile strength of anisotropic rocks using an analytical solution[J]. **International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences**, 2002, 39: 991—1 004.
- [12] CAI M, KAISER P K. Numerical simulation of the brazilian test and the tensile strength of anisotropic rocks and rocks with pre-existing cracks[J]. **International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences**, 2004, (41): 450—451.
- [13] 李春光, 郑宏等. 复杂应力条件下脆性材料的受拉破坏准则[J]. 力学与实践, 2006, 28(2): LI Chun-guang, ZHEN Hong, et al. Discussion on tensile failure criterion of brittle material under complex stress state[J]. **Mechanics in Engineering**, 2006, 28(2):
- [14] 汤安民, 韩星明. 脆性材料破坏与莫尔库仑存在的问题[J]. 力学与实践, 2004, 26(2): TANG An-min, HAN Xing-ming. Brittle material damage and mohr's theory[J]. **Mechanics in Engineering**, 2004, 26(2):

上接 549 页