

磁流体磁光特性的研究及其应用

潘学礼

潘应天

(武汉水利电力大学物理课部, 武汉 430072) (吕贝克激光中心, 德国 23562)

摘 要 研究稀磁液磁致双折射效应与磁液各参量及磁场的关系, 并基于其磁光弛豫特性与载液粘度的关系(爱因斯坦方程), 初步分析磁液光纤磁光粘度特性及其应用的可行性。

关键词 磁液, 磁致双折射效应, 粘度测量.

1 引 言

作者曾研究报道了浓磁液磁光效应的微观物理机制^[1], 并在此基础上, 进行了磁液光纤磁场、电流传感器以及磁光双稳、调制器件的研究, 取得了良好的结果^[2,3]。本文将侧重讨论稀磁液磁光特性的研究, 并在此基础上, 进行光纤磁光粘度计的可行性研究, 此新型光纤粘度计具有测量快速、简单等特点, 该方法无损, 不须外加机械辅助装置, 且可实现所谓的“本地”粘度的实时测量, 适应性强。最后本文还探讨了磁液中磁粒分布对粘度测量的影响。

2 磁液磁致双折射效应

在外磁场 H 中, 外磁场及磁粒间磁偶相互作用使磁粒沿 H 方向转向和排列形成有序结构, 磁液成超顺磁性。由于磁粒粒径 $D \ll \lambda$ (光波波长), 磁液为光学均匀介质, 其在外磁场中的光学性质可近似为单轴晶体光学各向异性:

$$\epsilon(H) = \begin{pmatrix} \epsilon(H) & i\epsilon_a(H) & 0 \\ -i\epsilon_a(H) & \epsilon(H) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0(H) \end{pmatrix} \quad (1)$$

当光沿垂直于 H 方向入射时, 产生磁致双折射效应及磁致二向色性。与磁光晶体材料产生磁光效应的微观机理不同, 它是由场致粒子有序分布(磁粒取向和缔结成链过程)所诱导的形成光学异性。

分析表明^[4], 对于稀磁液, 磁粒间磁偶极相互作用较弱, 磁液体系可近似为无相互作用或弱相互作用的粒子体系, 此时, 外磁场 H 的作用主要是使粒子沿 H 方向发生布朗有序转向运动。因此, 如图 1 所示, 任意磁粒的磁致转向运动对磁液磁致双折射效应的贡献为^[5]

$$\Delta n(H) = (\pi Q n_0) (g_{\perp} - g_{\parallel}) [3 \overline{\cos^2 \theta} - 1] \quad (2)$$

式中 $\Delta g = (g_{\perp} - g_{\parallel})$ 为非球粒子的光极化率,

$$g_i = \operatorname{Re} \left[\frac{(n/n_0)^2 - 1}{1 + [(n/n_0)^2 - 1]N_i} \right] \quad (i = \perp, \parallel) \quad (3)$$

式中 N_i 为退极因子。 n_0 为载液折射率， φ 为磁相体积比浓度。 整理后(见附录)， 可以得到理想稀磁液磁致双折射效应理想模型为

$$\Delta n(H) = [2\pi Q \delta(q)(g_{\perp} - g_{\parallel})/n_0][1 - 3p(\xi)/\xi] \quad (4)$$

式中 $\delta(q)$ 为磁耦合函数。 $p(q) = \coth \xi + 1/\xi$ 为经典朗之万函数。 在弱磁场区， 亦即 $\xi = \mu H/kT \ll 1$ ， $[1 - 3p(\xi)/\xi] \rightarrow \xi^2/15$ ， 故上式为

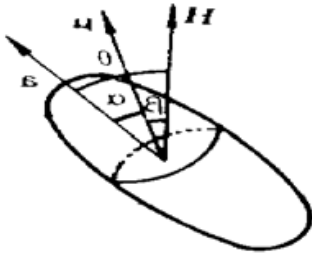
$$\Delta n(H) = CH^2 \quad (C \text{ 为常数}) \quad (5)$$

亦即弱磁场作用下， 磁液磁致双折射效应与外磁场的平方成正比。

由于稀磁液磁致双折射效应很弱， 特别是小磁场区， $\Delta n \ll$

10^{-7} ， 即使采用 $d = 1 \text{ cm}$ 厚样品， 磁致双折射相位差 $\theta_m \ll 0.06$

Fig. 1 Single-axis balanced-magnetic particle coordinate system



rad. 为准确测量， 文中采用横向电光调制法， 对基频光电小信号波

检测， 分辨率 $\Delta\theta$ 优于 0.005 rad 。 检测系统框图如图 2 所示， 线偏光

经磁液样品后， 横向电光调制器对其相位交流调制， 通过检偏器格林-汤姆逊(Glan-Thompson)棱镜， 再由探测器接收。 锁定放大器对基频光电调制信号处理后， 得到磁致双折射相位角 θ_m 。

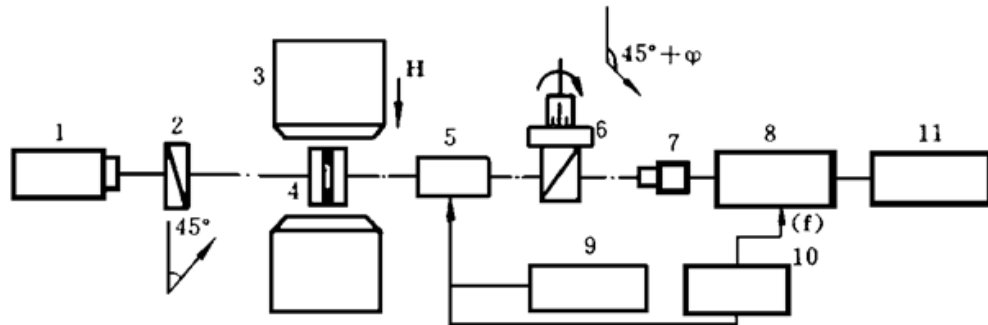


Fig. 2 Measure device of magneto-birefringence

1; He-Ne optical laser; 2, 6; biased optical prism; 3; electric-magnetic iron; 4; ferrofluid sample pool; 5; electro-optical transistor; 7; detector; 8; lock amplifier; 9, 10; Ac drive, DC drive; 11; computer

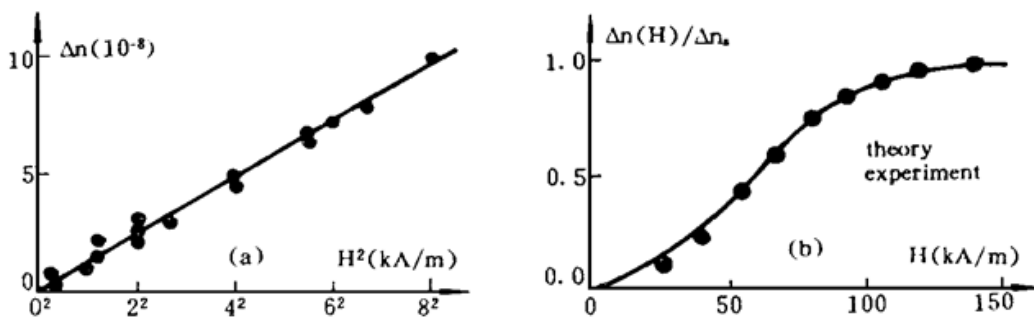


Fig. 3 Related curve of magneto-birefringence with external magnetic field (Fe_3O_4)
(a) weak field situation; (b) mediate field curve

水基 Fe_3O_4 磁液 ($D = 10 \text{ nm}$) 磁致双折射曲线如图 3 所示。 图 3(a) 表明弱磁场区 Δn 正比于 H^2 ， 与理论模型(4)、(5)式一致。 图 3(b) 中， 理论模型曲线略低于实验曲线， 这是由于实际磁液中， 磁粒间存在磁偶相互作用使磁粒间发生缔结、 媾合等现象引起与理想(无相互作用)情况的偏差， 它可以通过弱相互作用模型来校正。

3 稀磁液粘度的磁光检测

以上讨论了稀磁液磁致双折射效应与外磁场等的关系。在外加静磁场中,稀磁液中非球磁粒由于外磁场与粒子磁矩间静磁相互作用,沿外磁场方向有序排列诱导光学各向异性,因此,稀磁液磁光效应的动态特征本质上是超微磁粒子布朗转向弛豫过程。即如果磁场骤然降至零,磁液中磁粒子通过布朗热运动使其磁矩返回热平衡态下随机分布, $\Delta n(t \rightarrow \infty) = 0$ 。

根据流体力学理论(爱因斯坦扩散方程),可以导出,其磁致双折射衰减至零的动态弛豫过程之特征时间*^[6]

$$\tau_{th} = 2V_0\eta / 3kT(2\ln 2 - 1) \tag{6}$$

式中, η 为载液的粘度,系数项是假设磁粒为准球粒得到的。这样,根据(6)式通过测量稀磁液磁致双折射效应的动态弛豫时间,即可确定稀磁液的粘度。由于稀磁液浓度 $\varphi \ll 10^{-3} \sim 10^{-4}$,且(6)式中 η 与滴入磁液浓度 φ 无关,故该方法所测 η 实际上就是载液的粘度,这就是磁液磁光式粘度计原理。

磁液光纤磁光式粘度计实验装置原理框图如图 4 所示^[7],He-Ne 激光器输出 5 mW 激光束经 10 倍显微物镜耦合到芯径 $\Phi 200 \mu\text{m}$ 多模光纤中。传感器探头长约 25 mm,其入、出端光纤通过一对自聚焦透镜耦合,起偏器和检偏器为一对偏振方向互为正交置放的格林-汤姆逊棱镜,且测量中两者偏振方向与外磁场呈 $\pm 45^\circ$ 偏角。稀磁液样品通过一对小孔注入到样品池中,脉冲磁场由脉冲放大器驱动一对高匝数线圈产生,磁场强度 H 可高于 5 kA/m。暂态磁光信号经宽带数据放大器处理后,由存贮示波器显示,记录随时间的变化关系。

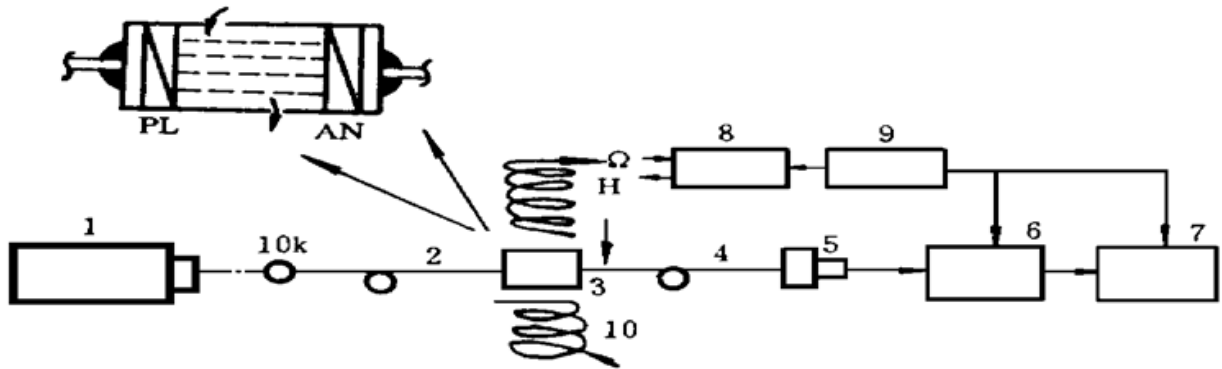


Fig. 4 Diagram of Fiber-optic viscometer

1: He-Ne optical laser; 2, 4: $\Phi 200 \mu\text{m}$ multiple layer model optical fiber; 3: sensor; 5: detector; 6: signal process circuit; 7: memory indicator; 8: pulse current drive; 9: single pulse electric power supply

如果忽略稀磁液磁二向色性的影响,系统输出的磁光信号可导出为:

$$I = I_0 \sin^2(\theta_{-m} / 2) \tag{7}$$

式中 I_0 为起偏器、检偏器偏振方向相同时的输出光强。于是可以得到

$$dI / dt = (1/2) I_0 \sin \theta_{-m} (d\theta_{-m} / dt) \tag{8}$$

亦即,由于 $d\theta_{-m} / dt = \theta(0) e^{-t/\tau}$,可以得到

$$I(t) = I(0) e^{-t/\tau} \tag{9}$$

* 该关系仅适于稀磁液

$I(0)$ 为脉冲下沿起始时刻($t = 0$) 的输出光强。因此, 通过测量系统输出光强随时间的衰变, 由(6) 式即可得到载液的粘度。

4 实验结果及讨论

采用如图 4 所示模拟测量装置对几种液体样品的粘度进行测试。实际测量更为简单, 无需样品池, 只需将少量 ($\varphi \ll 10^{-4}$) 磁液滴入待测液体, 再将光纤传感器探头插入液体测量。

烃基稀磁液在脉冲磁场下沿的磁致双折射动态弛豫特性曲线如图 5 所示。样品的物理特性参数为: $\varphi = 2.5 \times 10^{-4}$, $M = 1.9 \times 10^{-4} \text{ T}$, 烃基 Fe_3O_4 磁液(烃类混合液), 静态饱和磁致双折射相位角 θ_{sm} 为 0.102 rad 。对图 5 所测实验曲线(实点) 拟合可以得到特征时间 $\tau = 0.374 \text{ ms}$ (实线), 代入(6) 式计算, 可以得到实测烃基载液粘度为 0.41 PI , 与传统的毛细管式粘度计所测粘度 $\eta = 0.464 \text{ PI}$ 基本吻合。因此, 实验表明, 该光纤传感器可用于液体粘度检测。与传统的毛细粘度计相比, 其优点是实施简单, 适于实时测量。随着传感器探头设计的改善, 探头体积进一步缩小, 它还可用于液体加热、流动等非均匀分布状态下的粘度场分布的测量。

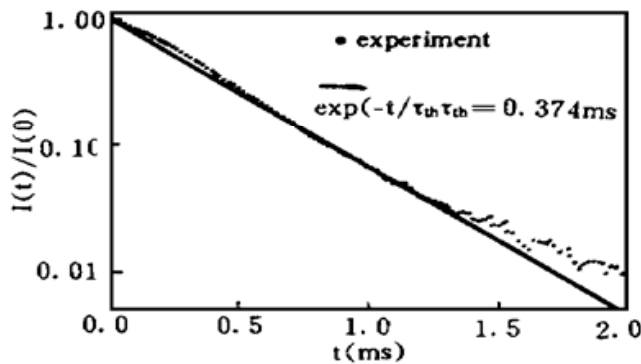


Fig. 5 Transient magneto-birefringence curve of diluted magnetic fluid (Fe_3O_4)

导致两种测量方法结果的偏差除实验误差外, 目前磁液磁光粘度计的主要误差是由于(6) 式是对单分散系磁液成立的。然而, 实际磁液为多分散系, 磁粒直径 D 满足对数正态分布

$$P(D) = \exp[-(\ln D - \ln \bar{D})^2 / 2\sigma^2] dD \quad (10)$$

图 5 中实验曲线在 $t = 0$ 附近偏离指数衰减关系即与之有关, 其动态磁致双折射效应实为多参量弛豫过程, 因此, 必须对(6) 式磁粒体积加以修正。最简单的校正方法可将(10) 式代入(4) 式或朗之万函数, 对静态磁致双折射 $\Delta n \sim H$, 磁化

曲线 $m-H$ 拟合得到其分布(\bar{D}, σ)。该方法由于附加测量步骤在实际应用中显得不便, 此外, 它也难以校正粒子形状各向异性以及由于磁液稀释所引起的粒子聚集状态变化(动平衡过程)。一种更为有效的校正方法为, 沿与脉冲磁场 H 垂直的方向加另一强磁场 H_s (静磁场), 这样磁粒在脉冲磁场后沿的弛豫过程不是朝粒子磁矩的随机分布, 而是向 H_s 方向转向磁粒体系达到 H_s 所对应的平衡分布。

可以证明^[8], 根据磁粒磁各向异性的强弱, 如果 $H_s \ll H_K$ (磁各向异性等效场), 亦即 $KV_0 \gg \mu H_s \gg kT$, 特征时间 τ 为

$$\tau = V_0 \eta / \mu H_s \quad (11)$$

而当 $H_s \gg H_K$, 亦即 $\mu H_s \gg KV_0 \gg kT$, 其特征时间 τ 可表述为

$$\tau = V_0 \eta / KV \quad (12)$$

以上分析表明, 如果加一垂直偏置磁场 H_s , 无论是软磁、硬磁粒子情况下, 其弛豫过程的特征时间 τ 、 τ 均与载液粘度成正比, 而基本与粒子体积无关。这是因为 $\mu = I_b V$, I_b 为体型 Fe_3O_4 材料磁化强度, V 为粒子磁体积(磁化测量体积), 以上两式中 V_0 通过粒子磁体积, 亦即 μH_s 和 KV 进行归一化。这一方案技术实施简单, 只需在光纤传感器探头上固定一对小永磁铁。

参 考 文 献

- [1] Y. T. Pan *et al.*, An effective correction to the theoretical curve of magneto-birefringence of magnetic fluid. *J. Appl. Phys.*, 1992, **71**(8): 3937~ 3939
- [2] Y. T. Pan *et al.*, Fiber-optic magnetic field and current sensor, using M-B of dense ferrofluid thin films. *Proc. SPIE*, 1991, **1572**: 477~ 482
- [3] Y. T. Pan *et al.*, Magneto-optical bistability of ferrofluids. *Chin. Phys.*, **1992**, **12**(1): 132~ 137
- [4] R. W. Chanfrell, Birefringence of weakly interacting fine particles. *J. Appl. Phys.*, 1985, **57**(1): 4268~ 4271
- [5] 潘应天, 刘贤德, 磁性液体光学, 武汉, 华中理工大学出版社, 1995, 第三章
- [6] E. Fredericq, C. Houssier, Electric dichroism and electric birefringence, Oxford University Press: 1973 Chap. 1
- [7] 潘应天, 刘贤德, 磁性液体光学, 武汉, 华中理工大学出版社, 1995, 第二章
- [8] M. A. Mantsenynk, Yu L. Raiker, M. I. Shliomis, *Sov. Phys. JETP.*, 1994, **38**: 413~ 418

[附 录]

$$\overline{\cos^2\theta} = \frac{1}{z} \iiint_0^{2\pi\pi} \cos^2\theta \exp(-\mu_0/KT) \sin\alpha \sin\beta \, d\alpha d\beta d\mathcal{V} \quad (A1)$$

其中 z 为配分函数

$$z = \iiint_0^{2\pi\pi} \exp(-\mu_0/kT) \sin\alpha \sin\beta \, d\alpha d\beta d\mathcal{V} \quad (A2)$$

 \mathcal{V} 为方位角($\theta - 2\pi$), α, β 见图 1. k, T 为玻尔兹曼常数和绝对温度; μ_0 为外磁场作用下, 粒子取向能

$$\mu_0 = KV_0 \sin^2\alpha - \mu H \cos\beta \quad (A3)$$

 μ 为粒子磁矩, V_0 为粒子体积($V_0 = \pi D^3/6$). K 为磁粒各向异性常数, 它主要包括磁晶各向异性和形状各向异性两部分的贡献. 令 $\xi = \mu H/kT$, $q = KV_0/kT$, 上式可表示为

$$\begin{aligned} \overline{\cos^2\theta} &= \frac{1}{z} \iiint_0^{2\pi\pi} \cos^2\theta \exp(-q\sin^2\theta + \xi\cos\theta) \sin\alpha \sin\beta \, d\alpha d\beta d\mathcal{V} \\ &= (1/3) \{1 + 2\delta(q) [1 - 3p(\zeta/\xi)]\} \end{aligned} \quad (A4)$$

其中 $\delta(q)$ 为磁耦合函数

$$\delta(q) = \int_0^1 x^2 \exp(qx^2) dx / \int_0^1 \exp(qx^2) dx \quad (A5)$$

Characteristics of Magneto-Fluid and Its Applitation

Pan Xueli

(Department of Physics, Wuhan University of Hydraulic and Electric Engineering, Wuhan 430072)

Pan Yingtian

(L. buck Optical Center, Germany 23562)

(Received 24 February 1995; revised 24 November 1995)

Abstract The relationship of magneto-birefringence with ferrofluid parameters and external magnetic field is studied. On the basis that the magnetically induced birefringence relaxes to zero with a characteristic time constant propotional to the carrier viscosity, a fiber-optic viscometer is established. And the initial experiments show its potential applications for nondestructive viscosity measurements.

Key words magnetic fluid, magneto birefringent effect, viscometer.