

超声波在磁性液体中的传播特性

都有为 童兴武 钟 伟 王挺祥

南京大学固体微结构物理国家实验室, 南京, 210008

千昌明 章肖融

南京大学声学研究所, 南京, 210008

1991 年 1 月 28 日收到

本文报道超声波在磁性液体中的传播特性。首先研究了磁化状态建立与消失的弛豫过程, 弛豫时间约 20 min, 为了保证平衡状态下进行测量, 所有数据均为附加磁场 60 min 后进行的测量, 然后在 $f = 0.7 \text{ MHz}$ 下, 测量了 $\phi = 0, \pi/2$ 的声速与磁场的关系, 声速与磁性液体中磁性颗粒浓度的关系, 并有关理论进行了解释。

PACC: 7550M; 4335; 7590

一、引 言

磁性液体是由超细的强磁性颗粒, 包覆一层长链有机分子后, 高度弥散于一定基液中构成的稳定的液体。它的磁化状态随外磁场而改变, 从而影响声波、光波在其中的传播特性。钟溢等人^[1]对超声波在磁性液体中的传播速度与衰减的各向异性进行过一系列的实验。Parsons^[2], Tarapor^[3] 等人对超声波在磁化的磁性液体中的传播特性进行了理论上的分析。超声波在固体与液体中的传播特性已有许多的研究。相比之下在磁性液体中传播特性的研究尚感不足。由于涉及到磁化状态对超声波传播的影响, 除具有一定的基础研究意义外, 对开拓新颖的磁控超声波器件, 无疑会起着启示与奠基作用。

二、实 验

实验装置如图 1 所示。当脉冲信号通过磁性液体后会产生一定的延迟位相, 设延迟时间为 τ , 为了测定延迟时间, 采用声频信号发生器来调节脉冲频率 F , 使发射波与通过样品的接收波的波形完全重合, 此时 $F = 1/\tau$, 因 $\tau = L/V$, 其中 L 为超声波通过磁性液体的长度, V 为在磁性液体中的传播速度, 所以通过频率变化的精确测定, 可以测量超声波在磁性液体中速度的相对变化: $\Delta V/V_0 = \Delta F/F_0$, 其中 V_0 为外磁场为零、样品处于退磁状态下的超声波传播速度, $\Delta V = V - V_0$, 由于磁化状态变化所引起的速度改变。

磁性液体的容器为有机玻璃圆筒, 两边是换能器探头, 磁性液体选用自制的水基磁性液体, 改变磁性颗粒 Fe_3O_4 浓度可以改变磁性液体的饱和磁化强度。

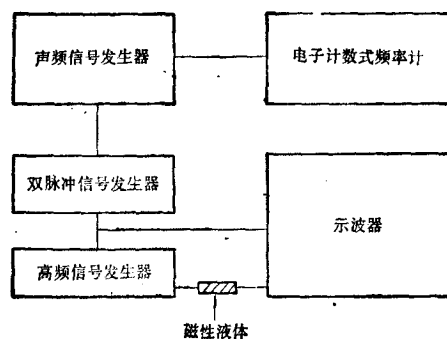


图1 测定超声波传播速度的实验装置

三、实验结果

1. 弛豫过程的研究

磁性微颗粒悬浮于液体中,在退磁状态将在热扰动作用下经历无规的布朗运动,当附加外磁场后,颗粒的易磁化轴将趋于与外磁场相一致的方向,从而使颗粒经历二类弛豫过程:其一,颗粒克服液体的粘滞作用而转动,其弛豫时间与液体的粘滞系数 η 成正比,称之为布朗旋转弛豫时间,可表述为 $\tau_B = 3V\eta/kT$;其二,颗粒内部磁化矢量的旋转,这时主要克服颗粒内的磁晶各向异性性能的位垒。对单易磁化轴的颗粒,据 Néel 理论,弛豫时间可表述为

$$\tau_N = \tau_0 x^{-1/2} \cdot \exp x,$$

其中 $x = KV/kT$, $\tau_0 = M_s/8\pi\alpha\gamma K$, α 为阻尼系数, γ 为旋磁比。磁性颗粒在外磁场作用下,通常在液体中构成链状的团簇,随着磁场增强,链的长度亦随之增大,由于颗粒间存在长程的静磁相互作用,以致磁性颗粒链的形成与消失过程是比单个颗粒更为复杂的弛豫过程。有些文献中提到超声波在磁性液体中的传播特性是与磁化历史有关的复杂过程,但未能对弛豫过程进行过细的实验研究,以致实验的结果与测量过程的快慢有关,未能反映平衡状态情况。我们对弛豫过程进行了研究,例如在 $H = 230\text{Oe}$ 磁场下 $\Delta V/V_0$ 随时间变化的弛豫曲线见图2。设为单频弛豫过程, $\Delta V/V_0 = A(1 - \exp(-t/\tau))$,可求得磁化过程的弛豫时间 τ 约为20min。为了保证测量所反映的是平衡状态,每次测量均取附加磁场60min后所测定的数据。由图2显见,退磁过程的弛豫曲线与磁化过程的弛豫曲线并不重合,这意味着当外磁场为零后,磁化过程所形成的磁性颗粒的链状团簇并不立即消失,而是一个较长的弛豫过程。保证平衡状态下的测量是使实验数据可信、可重复的必要条件。

2. 传播速度与外磁场、磁性颗粒浓度的关系

磁性液体在退磁状态为各向同性介质。当沿一定方向在外磁场中被磁化时就成为各向异性介质。超声波在其中传播时,传播速度与衰减系数均将与磁化状态以及传播方向与外磁场的夹角有关。设夹角为 ϕ ,按 Parsons^[2]理论,其关系式为

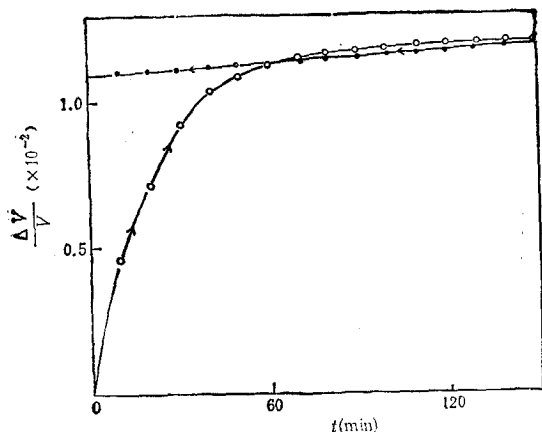


图2 超声波在磁性液体中的传播速度与磁化状态相关的弛豫过程

$H = 230 \text{ Oe}$; $f = 4 \text{ MHz}$; ○ 为磁化过程的弛豫曲线;
● 为退磁过程的弛豫曲线

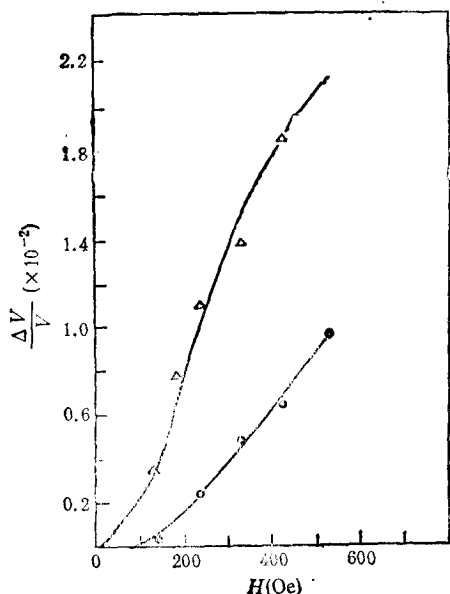


图3 超声波沿磁场方向传播时的 $\Delta V/V-H$ 曲线

$\phi = 0^\circ$; $f = 4 \text{ MHz}$; Δ 为 3%, ○ 为 1.2%

$$\Delta = (V - V_0)/V_0 = K \sin^2 \phi / [1 - K \sin^2 \phi]^1,$$

其中

$$K = \frac{1}{8} \frac{c_0 \lambda^2 \gamma}{\omega_0 V_0} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \right) \omega^2 \tau / \left[\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \right)^2 + \omega^2 \tau^2 \right],$$

显然相对于 $\phi = 0^\circ, \pi/2$, Δ 将呈现极小值, 而且二者相同, 此外, $\omega = \omega_c$ 时将呈现共振型的频散现象, 在 $\omega \tau$ 甚大的情况下将呈现弛豫型的频散现象。

在 Parsons 的理论模型中, 将团链状的磁性颗粒团簇看作类似于向列型液晶的空间构型, 从而借用液晶理论中的一些处理方式。而 Tarapov^[3] 理论主要考虑浓度的起伏对声波传播的影响, 其理论公式可表述为

$$|\Delta V/V_0| = F_1 - \sin^2 \phi F_2 / [1 + F_3 \sin^2 \phi],$$

ΔV 的角度依赖性上有别于 Parsons 理论, 当 ϕ 为零, π 值时, ΔV 呈极大值, 当 $\phi = \pi/2$ 时, 呈极小值。此外在较强的磁场下 ($H \gg kT/m_0$), 可获得 $\Delta V/V$ 与浓度 c 的近似式为抛物线方程: $\Delta V/V = Ac^2 + Bc$ 。为了了解超声波在磁性液体中的传播特性, 以及磁化状态对传播特性影响的机制, 我们首先在 $f = 4 \text{ MHz}$ 频率下, 分别测量了 $\phi = 0^\circ, \pi/2$ 角度下的 $\Delta V/V-H$ 曲线, 见图 3 和图 4, 外磁场分别由螺线管与电磁铁产生。二者进行对比, 显然 $\phi = \pi/2$ 情况下的 $\Delta V/V_0$ 值在相同磁性颗粒浓度与磁场下比 $\phi = 0^\circ$ 的情况为低。按 Parsons 的理论, 对 $\phi = 0^\circ, \pi/2$ 的情况, Δ 应为零。而按 Tarapov 理论, $\phi = 0^\circ$ 时, $\Delta V/V_0$ 随外磁场的变化应是反映 F_1 是磁化状态的函数。

1) 该式原文为 $\Delta = K \sin^2 \phi$, 推导中有误, 现更正为此式。

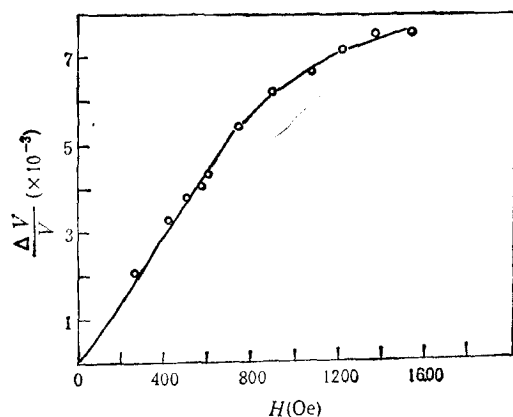


图4 超声波垂直于外磁场方向传播时的 $\Delta V/V-H$ 曲线 $\phi = 90^\circ$; $f = 4\text{MHz}$; $\circ$ 为 1.2%

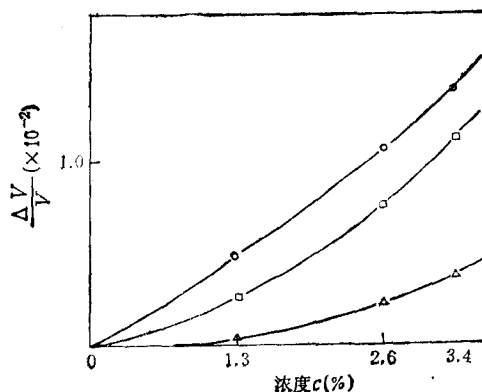


图5 $\Delta V/V$ 与磁性液体中磁性颗粒浓度 c 的依赖关系 $\phi = 0^\circ$; $f = 4\text{MHz}$; $\square$ 为 130Oe; $\triangle$ 为 230Oe; $\circ$ 为 330Oe

为了进一步验证 Tarapov 理论的适用性,我们测量了 $\Delta V/V$ 对磁性颗粒浓度 c 的依赖性。图5表明 $f = 4\text{MHz}$, 外磁场分别为 130, 230 以及 330Oe 条件下, $\Delta V/V$ 与浓度 c 的依赖关系。由图5显见, $\Delta V/V$ 近似按浓度 c 的平方规律变化,与 Tarapov 理论相一致。

我们亦测量了 $\Delta V/V$ 与超声波频率的依赖性,发现在所测量的频率范围内, $f = 4-10\text{MHz}$, 并未发现明显的频散现象。Shriyastava 等人^[4]对超声波在 DOA12 磁性液体中传播的频率依赖性作了研究,发现剧烈的频散现象,二者的差异可能源于磁性液体的粘滞系数不同,导致不同的弛豫频率。我们的样品弛豫时间较长,弛豫频率低,当 $\omega \gg \omega_c$ 时,应当没有明显的频散现象。

本课题得到中国科学院磁学开放研究实验室的部分资助。

- [1] D. Y. Chunz (钟溢) and W. E. Isler, *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-14**(1978), 984; *J. Appl. Phys.*, **49**(1978), 1809; 1812.
- [2] J. D. Parsons, *J. Phys. D*, **8**(1975), 1219.
- [3] I. E. Tarapov, N. F. Patsegon and A. I. Phedonko, *J. Magn. Magn. Mat.*, **39**(1983), 31.
- [4] R. Shriyastara, S. P. Vaidya, J. M. Patel and R. V. Mehta, *J. Colloid and Interface Science*, **124**(1988), 248.

PROPAGATING CHARACTERISTICS OF ULTRASONIC WAVE IN THE MAGNETIC LIQID

DU YOU-WEI TONG XING-WU ZHONG WEI WANG TING-XIANG

National Laboratory of Solid State Microstructure, Nanjing University, Nanjing, 210008

GAN CHANG-MING ZHANG XIAO-RONG

Institute of Acoustics, Nanjing University, Nanjing 210008

(Received 28 January 1991)

ABSTRACT

Here we report experimental results of propagating characteristics of ultrasonic wave and explain it in light of existing theories. First, we study the relaxation process after magnetic field built up. It is known that the particles form chain-like clusters when the magnetic field is applied. The process of the cluster formation is a relaxation process. The ultrasonic velocity v as a function of magnetic field at field angle $\theta=0$ and $\pi/2$ at 4MHz were measured. We have studied the dependence of velocity on concentrations of the magnetic particles and frequency. The experimental results can be explained by Tarapov's theory rather than the approach used by Parsons.

PACC: 7550M; 4335; 7590