

# 声悬浮过程的激光全息干涉研究<sup>\*</sup>

张琳 李恩普<sup>†</sup> 冯伟 洪振宇 解文军 马仰华

(西北工业大学理学院应用物理系, 西安 710072)

(2004 年 8 月 24 日收到, 2004 年 9 月 23 日收到修改稿)

利用二次曝光全息干涉术实现了对单轴式声悬浮声压场的研究. 分别拍摄了悬浮不同物体和不同输出功率情况下声悬浮场的多幅全息图, 并进行了对比分析. 结果表明, 实验中获得声压分布图样与由声波动方程获得的理论声压分布基本一致, 其相应中轴线的强度分布也具有很好的一致性. 与以往的声场测量方法相比, 二次曝光法非接触、无干扰及全场测量的优势在声悬浮场测量中得以充分体现, 该方法的引入不但简化了声悬浮场测量的实际操作, 而且可以更直观地获得全场信息, 为优化声悬浮系统提供了实验依据.

关键词: 全息干涉术, 二次曝光法, 声悬浮, 谐振

PACC: 4240, 4335

## 1. 引言

自 1866 年 Kundt 发现谐振管中的声波能够悬浮起灰尘颗粒以来, 对声悬浮的研究和改进从未间断. 声悬浮场是利用超声换能器产生的悬浮力对物体进行悬浮的强驻波声场. 其物理特性(声压分布、声强及声辐射功率等)是衡量声悬浮性能的重要标志, 它们的确定可以提高声悬浮能力, 为优化声悬浮装置提供理论依据. 到目前为止, 对声悬浮场的研究工作多集中于数值计算的完善, 并已趋于成熟<sup>[1-8]</sup>; 但由于引入测量器件影响声悬浮场的实际操作及全场测量的难于实现, 现有的测量方法(力学、热学、电学、光学法<sup>[9-11]</sup>)实用性不强. 本文结合激光全息干涉术非接触、无干扰、简便及全场测量等优点, 对谐振态单轴式轴对称声悬浮场进行二次曝光研究, 并将获得的声压分布图样与利用声波动方程获得的理论声压分布<sup>[8]</sup>进行对比, 从而实现对声悬浮场空间分布的研究.

## 2. 实验原理与装置

### 2.1. 实验原理

二次曝光法<sup>[12]</sup>是在同一张全息干板上, 对物场

变化前后作二次曝光记录, 并将被测物场在两次曝光间状态的改变作为永久信号记录下来. 当用原参考光波照射全息干板, 根据衍射原理, 可同时再现出两个物场的复振幅信息. 相干叠加后在原物场位置可观察到因变形而附加的干涉条纹. 通过分析条纹可以获得波面的变化信息. 如令一束相干平面波穿过存在声场变化的介质空间, 由于压力波引起空气折射率的变化, 透射光波将携带受声场调制的介质折射率(压力)分布信息.

设物光光线沿  $z$  轴传播, 到达干板平面的参考光波为  $r(x, y) = R_0 \exp[j\varphi_R(x, y)]$ , 初始物光波为  $\alpha(x, y) = O_0(x, y) \exp[j\varphi_0(x, y)]$ , 变化以后的物光波  $\alpha'(x, y) = O'_0(x, y) \exp\{j[\varphi_0(x, y) + \Delta\varphi_0(x, y)]\}$ . 若两次曝光时间均为  $t$ , 线性记录条件下, 全息图的振幅透射系数  $\tau_H$  与曝光量成正比, 即

$$\begin{aligned} \tau_H(x, y) &\propto t(|\alpha + r|^2 + |\alpha' + r|^2) \\ &= t\{O_0^2 + R_0^2 + O_0 R_0 \exp[j(\varphi_0 - \varphi_R)] \\ &\quad + O_0 R_0 \exp[-j(\varphi_0 - \varphi_R)]\} \\ &\quad + t\{O_0'^2 + R_0^2 + O_0' R_0 \exp[j(\varphi_0 + \Delta\varphi_0 - \varphi_R)] \\ &\quad + O_0' R_0 \exp[-j(\varphi_0 + \Delta\varphi_0 - \varphi_R)]\}. \end{aligned} \quad (1)$$

用原参考光波再现, 则再现光波为

$$\begin{aligned} i &= t\{O_0^2 + R_0^2\}r + O_0 R_0^2 \exp[j\varphi_0] \\ &\quad + O_0 R_0^2 \exp[-j(\varphi_0 - 2\varphi_R)] \} \end{aligned}$$

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号 50271076)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: lienpu@nwpu.edu.cn

$$+ t \{ O_0^2 + R_0^2 \} r + O_0' R_0^2 \exp[j\varphi_0 + \Delta\varphi_0] + O_0' R_0^2 \exp[-j(\varphi_0 + \Delta\varphi_0 - 2\varphi_R)] \}, \quad (2)$$

式中第一、四项为直射光,二、五项为原始像项,三、六项为共轭像项.只考虑原始像,其复振幅为

$$A = t \{ O_0 R_0^2 \exp[j\varphi_0] + O_0' R_0^2 \exp[j(\varphi_0 + \Delta\varphi_0)] \}. \quad (3)$$

由于位相场对物光波振幅影响不大,近似认为两束光的振幅相等,忽略常数项,则光强有

$$\Phi \propto 1 + \cos[\Delta\varphi_0(x, y)]. \quad (4)$$

测试的声悬浮场为轴对称场,声场中光线的轨迹如图1所示,选取某一  $yz$  截面,则由声场引起的位相差与折射率分布存在关系<sup>[12]</sup>

$$\Delta\varphi_0(x_0, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int [n(x_0, y, z) - n_0] dz. \quad (5)$$

等熵条件下,由格拉斯通-戴尔(Gladstone-Dale)公式得到如下关系<sup>[13]</sup>:

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^r \text{ 或 } \frac{P}{P_0} = \left(\frac{n-1}{n_0-1}\right)^r, \quad (6)$$

式中  $P_0$  和  $P$ ,  $\rho_0$  和  $\rho$ ,  $n_0$  和  $n$  分别为扰动前后气体的压力、密度和折射率,其中  $r = 1.4$ .

由上述讨论可知,干涉条纹的形貌完全取决于位相差函数  $\Delta\varphi_0(x, y)$ .通过分析干涉条纹,可获得折射率调制信息,再结合(5)(6)式,可反推得到该切面声压分布,进而获得全场信息.

## 2.2. 实验装置

实验光路如图2所示.由 He-Ne 激光器( $\lambda = 632.8\text{nm}$ )出射的细激光束,经半透半反镜 BS 分为两束,透射光束经由  $M_3$  反射和倒装望远镜  $T_2$  扩束准直后成为平行光,穿过待测声场,并携带一定的声场折射率分布信息,作为物光垂直照射到全息干板上;反射光束经由  $M_2$  反射和倒装望远镜  $T_1$  扩束准直后,作为参考光与物光成一定夹角照射到全息干板上,两束光在干板平面上发生干涉.对扰动前后的声场进行二次曝光,当利用原参考光进行再现时,就可获得反映物场变化的干涉条纹.

## 3. 实验结果与讨论

### 3.1. 超声换能器输出电流 $I = 50\text{mA}$ , 三谐振模式下的情况

图3(a)(b)(c)分别为超声换能器输出电流  $I = 50\text{mA}$  情况下,获得的三谐振模式未悬浮物体、悬浮聚合物小球、悬浮水滴时的全息图.干涉场亮暗强

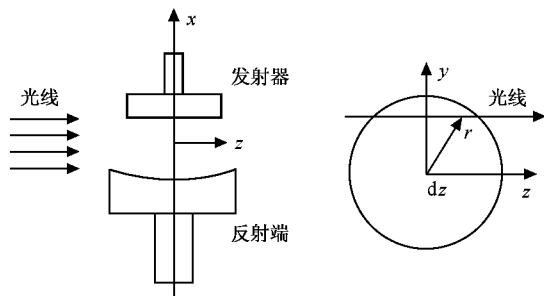


图1 光线在声悬浮场中的轨迹

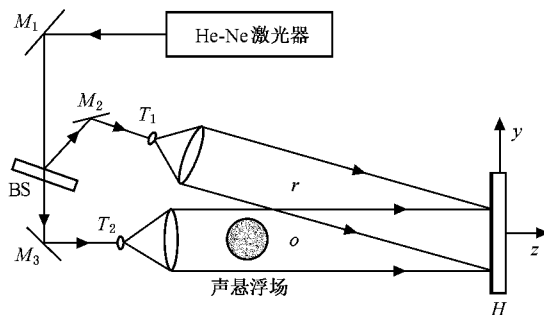


图2 实验光路

度的变化反映了声压的变化.图3(b)中,聚合物小球悬浮于亮条纹处,说明在驻波波节处形成亮条纹,即声压最小.综合分析(a)(d)两幅图发现,实验获得的干涉图样与通过计算声波动方程获得的理论分布<sup>[8]</sup>基本一致.由图3(e)可见,未悬浮物体声场中轴线声压强度实验曲线与理论曲线也具有很好的一致性;其相邻两峰值的距离为半波长,与理论值一致.对比悬浮固体前后的图(a)和图(b),可以看出声场条纹无明显变化,说明悬浮该固体对声场分布影响不大,悬浮水滴时声场分布条纹变得模糊,可能是由于水滴雾化蒸发造成的.

### 3.2. 超声换能器输出电流 $I = 25\text{mA}$ , 谐振模式不同时的情况

图4(a)(b)(c)分别为保持电流  $I = 25\text{mA}$  时,获得的三种谐振模式下的全息图.由图可见,在单谐振模式中最大声压区存在两条条纹,在二谐振模式中最大声压区出现一个多条纹,在三谐振模式中最大声压区仅存在不到一条条纹.这是由于随着模式数的增加,声场引起的位相差及折射率随之降低,当位相差小于  $2\pi$  时,最大声压区条纹数将达不到一条.同时由(6)式可知,这种位相差随着模式数的增加而减小,反映了声压峰值的降低.

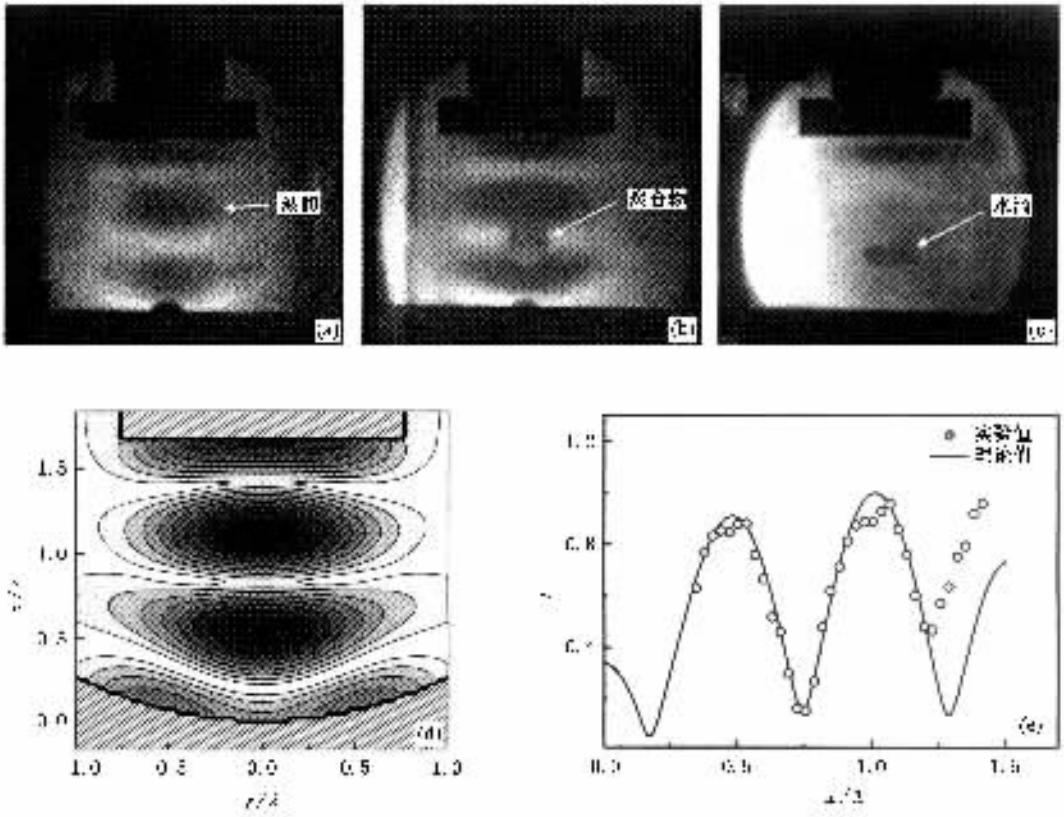


图 3 三谐振模式下理论与实验结果 (a)未悬浮物体 (b)悬浮聚合物小球 (c)悬浮水滴 (d)三谐振模式理论声压强度分布 ; (e)强度对比

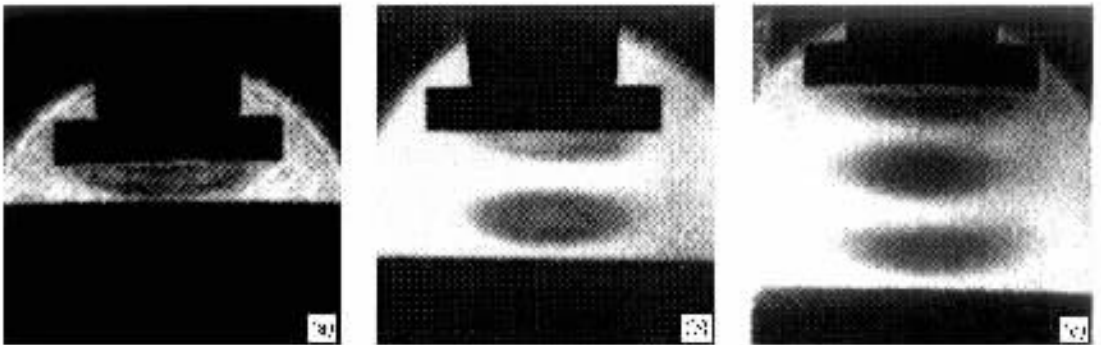


图 4 电流  $I = 25\text{mA}$  时不同谐振模式的全息图 (a)一模式 (b)二模式 (c)三模式

### 3.3. 四谐振模式 , 超声换能器输出电流不同的情况

图 5 (a)(b) 分别为四谐振模式、保持发射端与反射端距离恒定时 , 改变超声换能器输出电流获得

的两幅全息图 . 图 5 (c) 为这两幅全息图中轴线的强度对比 , 由此可见 , 随着电流的增加 , 声场强度依然呈周期性变化 , 但条纹的深度及对比度增强 , 反映为声压峰值强度的增加 . 并且在距反射端的第二个波腹产生最大声压 .

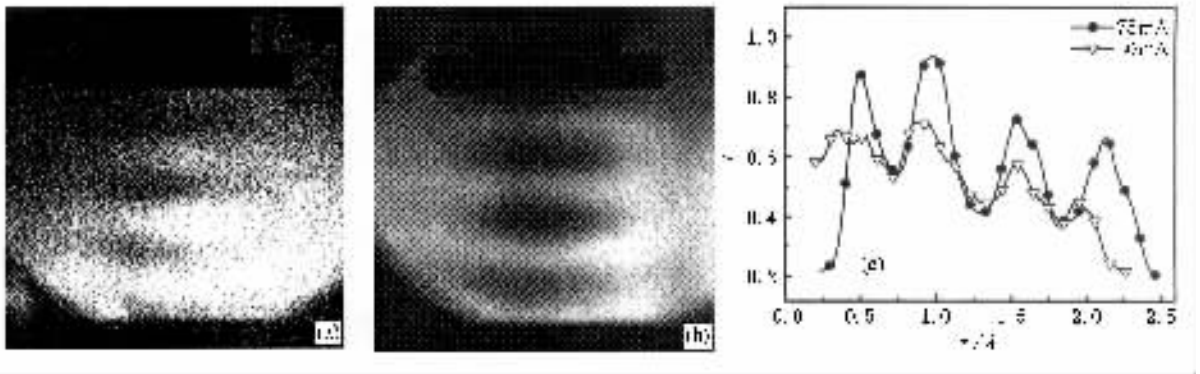


图 5 四谐振模式电流不同情况 (a)  $I = 50\text{mA}$  (b)  $I = 75\text{mA}$  (c) 强度分布对比

## 4. 结 论

本文利用二次曝光全息干涉术实现了对声悬浮声压场的全场无干扰研究,直观反映了物体在声悬浮场中的悬浮位置.结果表明,利用二次曝光法获得的声压分布图样与利用声波波动方程获得的理论声压分布,及其相应中轴线的强度分布都具有很好的一致性.电流不变时,声压峰值随着模式数的增加而降低,谐振模式相同时,声压峰值随着输出电流的增大

而增加.二次曝光全息干涉术的引入不但简化了声悬浮场测量的实际操作,而且使获得的信息更加的全面和直观,为优化声悬浮系统提供了实验保证.

如将数字全息术引入声悬浮场测量,不但可以避免复杂的后期处理工作,而且可以提高测量精度.用 CCD 记录两次物光波,通过位相相减以获得场的位相差信息,并结合一定的算法反推获得折射率变化信息,从而得到空间声压信息,可实现对声悬浮场的定量研究.结合相位倍增原理则可进一步提高测量的精度.

- [ 1 ] King L V 1934 *Proc. Roy. Soc.* **212** A147
- [ 2 ] Yosioka K and Kawasima 1955 *Acustica* **5** 167
- [ 3 ] Embleton T F W 1962 *J. Phys.* **34** 275
- [ 4 ] Su Y H and Feng Z C 1996 *J. Acoust. Soc. Am.* **99** 2799
- [ 5 ] Xie W J, Cao C D and Wei B B 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 250 [ in Chinese ] 解文军、曹崇德、魏炳波 1999 物理学报 **48** 250 ]
- [ 6 ] Doinkov A A 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 143
- [ 7 ] Xie W J and Wei B B 2000 *Chin. Phys. Lett.* **18** 68
- [ 8 ] Xie W J and Wei B B 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 881
- [ 9 ] Pitt T A et al 2001 *IEEE Transactions on Ultrasonic, Ferroelectric, and Frequency Control* **48** 1686
- [ 10 ] Krämer B et al 1999 *Journal of Chemical Physics* **111** 6521
- [ 11 ] Glathe A and Wozniak G 1996 *Flow Meas. Instrum.* **7** 281
- [ 12 ] Shakher C and Nirala A K 1999 *Optics and Lasers in Engineering* **31** 451
- [ 13 ] LI X D, Schedin S and Gren P 1998 *Acta Optica Sinica* **18** 1669 [ in Chinese ] 李喜德、S. Schedin P. Gren 1998 光学学报 **18** 1669 ]

# A study of acoustic levitation process based on laser holographic interferometry<sup>\*</sup>

Zhang Lin Li En-Pu<sup>†</sup> Feng Wei Hong Zhen-Yu Xie Wen-Jun Ma Yang-Hua

( *Department of Applied Physics , Northwestern Polytechnical University , Xi 'an 710072 , China* )

( Received 24 August 2004 ; revised manuscript received 23 September 2004 )

## Abstract

By using double-exposed holographic interferometry , the distribution of sound pressure in the acoustic levitation field is analyzed. The holograms under different conditions are obtained and compared with each other. It is shown that the measured holograms are consistent with the theoretical ones , and the intensity distributions along their central axis are identical. Compared with other methods , double-exposed holographic interferometry has the merits of non-contact , non-intrusive and whole-field measurement ; and it provides a more convenient and more intuitionistic approach to realize acoustic field and guarantees the optimization of acoustic levitation system.

**Keywords** : holographic interferometry , double-exposed holographic interferometry , acoustic levitation , resonant mode

**PACC** : 4240 , 4335

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China( Grant No. 50271076 ).

<sup>†</sup> E-mail lienpu@nwpu.edu.cn