

· 研究报告 ·

超声驻波场粒子二维运动控制机理与模型研究^{*}

杨贤龙[†] 吴立群 巢炎

(杭州电子科技大学 机械工程学院 杭州 310018)

摘要 为了将正交超声驻波技术用于多晶硅陷光结构网格化微加工,以达到均匀加工的目的,本文从理论、模拟和实验等方面研究了粒子由无规则排列到超声作用后形成二维网格状排列的运动过程,网格化控制机理,并建立了二维运动方程。计算机仿真结果与实验结果一致,表明应用超声驻波进行网格化微纳加工设想是可行的。

关键词 正交超声驻波,粒子控制,多晶硅,网格化微加工

中图分类号: TB559

文献标识码: A

文章编号: 1000-310X(2014)03-0258-06

DOI:10.11684/j.issn.1000-310X.2014.03.010

Particles motion controlling and modeling in two-dimensional ultrasonic standing waves

YANG Xianlong[†] WU Liqun CHAO Yan

(School of Mechanical Engineering, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China)

Abstract In order to achieve the uniform processing on the surface of multi-crystalline silicon (mc-Si) solar cell, this paper presents orthogonal ultrasonic standing wave to manufacture regular morphology on the surface of mc-Si to improve the light trapping. The theory of particle motion formatting the grid-like arrangement in the field of ultrasonic standing wave was studied, and a two-dimensional model of motion was established. The process of particle motion was programmed and simulated. A experiment has been designed to test the efficiency of particle motion controlling and modeling, and the result illustrates that the application of ultrasonic standing wave grid micromachining is feasible to control particle motion.

Key words Orthogonal ultrasonic standing wave, Particle control, Multicrystalline silicon, Grid micromachining

1 引言

处于声场中的粒子会受到声辐射力的作用,这

种力是由声场的非线性现象而产生。这种现象在19世纪末期首先由 Kundt 和 Lehman^[1] 所描述,然后由 Rayleigh^[2] 进行了一些细节上的研究。1934年 King^[3] 经过严密推导,首次计算了驻波场中刚性

2013-06-05 收稿;2013-07-19 定稿

^{*} 国家自然科学基金项目(51175134);浙江省自然科学基金项目(Y1100335);浙江省科技厅公益性项目(2010C31058);杭州电子科技大学机械工程学院优硕论文基金项目(JX13LW06)

作者简介:杨贤龙(1988-),男,湖北武汉人,硕士研究生,研究方向:硅表面微结构设计与加工。

吴立群(1965-),男,教授。巢炎(1971-),男,副教授。

[†] 通讯作者:杨贤龙, E-mail: yangxl1412@163.com

小球所受的声辐射力。1955年 Yosioka 和 Kawasima^[4]发展了 King 的理论使其适用于可压缩性小球。1962年 Gor'kov^[5]推导出了声辐射力势的表达式。

声辐射力对粒子的作用表现出了广泛的应用前景,如声悬浮^[6]、微粒子操纵技术^[7]和生物医疗^[8]等。超声对粒子的控制在微系统方向有着越来越深入的发展,微流体系统便是基于超声对粒子的作用发展成的一种集成为芯片的超声控制系统,它对微粒子有着各种控制作用,主要表现在粒子的捕获、排列、分选等方面^[9-10]。超声控制在空间维度上有着一定的发展,从一维、二维到三维的控制正在有着不断深入的研究^[11-12]。

本文希望将正交驻波场控制粒子技术运用到多晶硅陷光结构加工上。为此,研究粒子在超声作用下运动原理是十分有必要的。本文建立一维和二维超声驻波场中粒子的运动方程,分析粒子的受力运动情况,用计算机进行模拟,并做实验加以验证。

2 驻波场中粒子的运动理论模型

本文考虑流体中水平方向上的二维驻波场对中性浮升粒子的控制作用。中性浮升粒子的重力与浮力大致平衡且在竖直方向上,因此不予考虑,主要考虑粒子水平方向所受的驻波场的声辐射力、流体的粘滞阻力和虚拟质量力。

2.1 一维驻波场中粒子的运动模型

设粒子材料特性各向同性,受力产生形变各向均匀,所处环境是连续理想介质,受力过程绝热,同时超声波为小振幅,环境温度为室温。依据 King 的理论^[3],声压的一般表达式为

$$\delta p = \rho_m \dot{\phi} + \frac{1}{2} \frac{\rho_m}{c^2} \dot{\phi}^2 - \frac{1}{2} \rho_m u_p^2, \quad (1)$$

其中: p ——声压; ρ_m ——介质密度; ϕ ——速度势; c ——超声波在介质中传播速度; u_p ——粒子速度;当粒子处于不同声场中时,结合相应的自然边界条件可得到粒子所受辐射力。

声驻波的一般表达式为

$$y = A \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda} + \frac{\varphi}{2}\right) \sin\left(\frac{2\pi t}{T} + \frac{\varphi}{2}\right), \quad (2)$$

其中: y ——质点位移; x ——质点位置; t ——时间; λ ——波长; T ——周期; A ——振幅; φ ——两行波相位差。

将其写成声压的形式为

$$p = p_0 \sin(kx) \cos(\omega t), \quad (3)$$

其中: p_0 ——压力振幅; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; $\omega = \frac{2\pi}{T}$ 。平面驻波场中,入射波速度势为

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \frac{1}{2} A [e^{-ik(z+x)} + e^{ik(z+x)}] \\ &= A \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) \cos\left(kx + \frac{1}{2} n\pi\right) \Psi_n(kr) (kr)^n P_n(\mu), \end{aligned} \quad (4)$$

其中: $\Psi_n(kr) (kr)^n$ ——球面贝塞尔函数; $P_n(\mu)$ ——勒让德函数, $\mu = \cos\theta$;结合声压一般表达式和自然边界条件能得出辐射力表达式。本文直接引用 Yosioka 和 Kawasima^[4]提出的声辐射力理论,驻波场中颗粒所受辐射力可表达为

$$F_r = - \left(\frac{\pi p_0^2 V_p \beta_m}{2\lambda} \right) \phi(\beta, \rho) \sin(2kx), \quad (5)$$

$$\phi(\beta, \rho) = \frac{5\rho_p - 2\rho_m}{2\rho_p + \rho_m} - \frac{\beta_p}{\beta_m}, \quad (6)$$

其中: V_p ——粒子体积; ρ_p ——粒子密度; ρ_m ——介质密度; β_p ——粒子可压缩系数; β_m ——介质可压缩系数。

流体介质中的粘滞阻力表达为

$$F_v = -6\pi\eta a u_r, \quad (7)$$

其中: η ——介质粘度; a ——粒子半径; u_r ——相对速度。

颗粒相对于流体做加速运动时,不但颗粒速度越来越大,颗粒周围流体速度也会加大。故要使颗粒加速,需要附加使其周围流体加速的力,即虚拟质量力。表达为

$$F_{um} = -\frac{1}{2} \rho_m V_p \frac{du_r}{dt}. \quad (8)$$

加入超声驻波的流体环境中的压力可表示为

$$P_l = P_0 + p_0 \cos(\omega t) \sin(kx), \quad (9)$$

其中: P_0 ——流体中初始压力。

由(9)式可得液体速度为

$$u_l = -\frac{kp_0}{\omega\rho_m}\sin(\omega t)\cos(kx), \quad (10)$$

粒子速度: $u_p = \frac{dx}{dt}, \quad (11)$

相对速度: $u_r = u_p - u_l, \quad (12)$

故粒子的运动方程为

$$m_p \frac{d^2x}{dt^2} = F_r + F_v + F_{um}, \quad (13)$$

即

$$m_p \frac{d^2x}{dt^2} = -\left(\frac{\pi p_0^2 V_p \beta_m}{2\lambda}\right)\phi(\beta, \rho)\sin(2kx) - 6\pi\eta a u_r - \frac{1}{2}\rho_m V_p \frac{du_r}{dt}. \quad (14)$$

由(3)式和(5)式可知声驻波压力的周期为声辐射力的 2 倍,声辐射力方向与粒子和介质的声比因子有关,即(6)式。假定声比因子为正,则可画出声辐射力与驻波场压力的关系示意图如图 1 所示。

图中虚线代表驻波场压力,实线代表声辐射力。从图中可看出在驻波压力节点和压力腹点辐

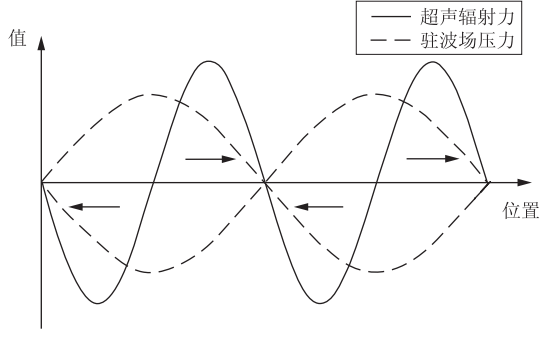


图 1 一维驻波场中声辐射力与压力的关系示意图
Fig. 1 Schematic diagram of relationship between acoustic radiation force and acoustic pressure in one-dimensional standing wave

射力均为零,整个声驻波场中声辐射力指向压力节点。故粒子会向压力节点运动。同理,若声比因子为负,则粒子向压力腹点运动。

2.2 二维驻波场中粒子的运动模型

当施加相互垂直的两驻波场时,粒子受辐射力的作用便会向压力节线(或腹线)的交点运动。在这两个方向上粒子运动情况相同,本文独立考虑两方向上的运动,再将其运动情况叠加。因此将两个方向上的运动方程联立即为二维驻波场中粒子的运动模型,运动方程为式(15)。

$$\begin{cases} m_p \frac{d^2x}{dt^2} = -\left(\frac{\pi p_0^2 V_p \beta_m}{2\lambda}\right)\phi(\beta, \rho)\sin(2kx) - 6\pi\eta a u_r - \frac{1}{2}\rho_m V_p \frac{du_r}{dt}, \\ m_p \frac{d^2y}{dt^2} = -\left(\frac{\pi p_0^2 V_p \beta_m}{2\lambda}\right)\phi(\beta, \rho)\sin(2ky) - 6\pi\eta a u_r - \frac{1}{2}\rho_m V_p \frac{du_r}{dt}. \end{cases} \quad (15)$$

同样假定声比因子为正,即声辐射力指向压力节点。此时,可以做出粒子在二维平面上的受力示意图(图 2)。图中由实线和虚线构成的网格是二维的声驻波场,实线为压力节线,其交点用圆圈标出。围绕一压力节线交点图中标出了 4 个区域,即 I ~ IV 区域。相互垂直的两方向上粒子受力情况由图中表示出,两方向受力相同。两方向上粒子受力运动方向都指向压力节线,故综合作用后总体运动方向指向压力节线交点,即图中圆圈处。图中画出了区域 I 中的粒子受力情况。同理可分析出区域 II、III、IV 中粒子受力情况,可知这三个区域中粒子运动均是指向压力节线交点的。故通过分析,可发现在二维驻波场中的粒子均向着压力节线交点运动,最终聚集在各个交点,即粒子会形成规则的

网格状排列,分布在图中各圆圈处。

3 粒子运动模拟

操纵粒子选择聚苯乙烯颗粒,其半径 $a = 2 \mu\text{m}$, 密度 $\rho_b = 1.05 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 声速 $c_b = 2331 \text{ m/s}$ 。液体介质选择水,其密度 $\rho_m = 1.00 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 20°C 时声速 $c_m = 1482 \text{ m/s}$, 20°C 时粘度 $\eta = 1.002 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 。驱动超声频率 $f = 7.41 \text{ MHz}$, 驱动声压幅值 $p_0 = 27.6 \text{ Mpa}$, 可计算出声波在水中波长 $\lambda = 200 \mu\text{m}$ 。在 $0 \sim 200 \mu\text{m}$ 范围内取初始位置间隔 $10 \mu\text{m}$ 的粒子,粒子初始时静止,用 4 阶龙格-库塔方法解运动方程,模拟一维驻波情况下的运动,如图 3 所示。

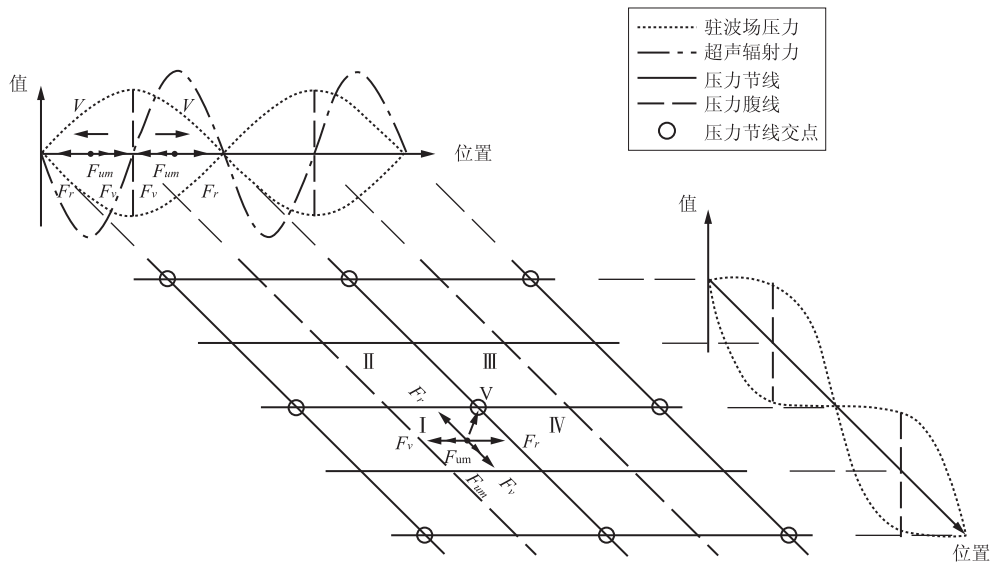


图2 二维驻波场中粒子的受力情况示意图

Fig.2 Schematic diagram of forces on fluidic particle in two-dimensional acoustic standing wave

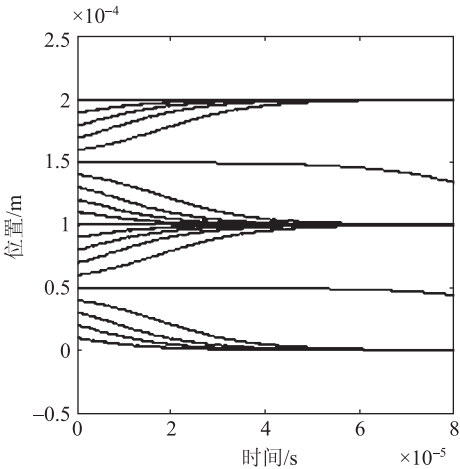


图3 一维驻波场中粒子的运动模拟

Fig.3 Simulation of particle motion in one-dimensional ultrasonic standing wave

图中取了一个波长的范围, $x = 0, 100, 200 \mu\text{m}$ 处为压力节点处。由图中可以看出, 初始位置不同的非压力腹点处的粒子均向着离自己最近的压力节点运动, 最终聚集在压力节点处。另外, 初始位置位于压力腹点的粒子开始一段时间保持静止, 一段时间后也开始向压力节点运动。

对于二维驻波场的情况, 本文在 $50 \sim 250 \mu\text{m} \times 50 \sim 250 \mu\text{m}$ 范围内随机选取了 20 个粒子初始点, 初始时静止。然后分别在 x 和 y 两个方向上计算其运动情况, 每经过一定时间间隔, 记录一次粒子的坐标值并将其画出。在粒子基本运动到压力节点

的时间段内选取了 9 个时间点, 模拟出了其运动轨迹, 如图 4。

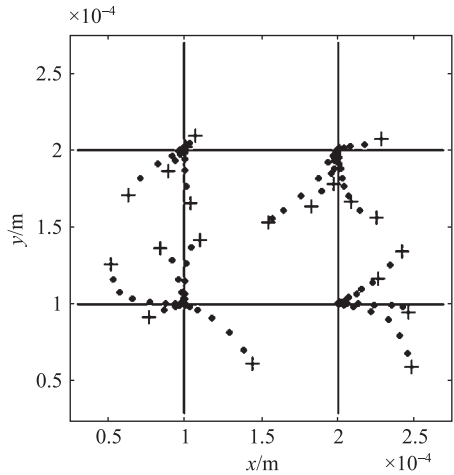


图4 二维驻波场中粒子的运动模拟

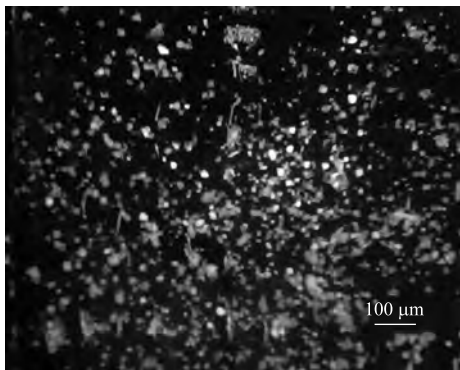
Fig.4 Simulation of particle motion in two-dimensional ultrasonic standing wave

图中直线为压力节线, 十字标记代表粒子初始位置, 黑色点为粒子运动轨迹, 两相邻黑点的时间间隔相等。由图中可以看出, 与一维情况相同, 各粒子同样向着与自己最近的压力节点运动, 最终聚集在了压力节线交点处。由图中粒子运动轨迹可以分析出, 初始位置靠近压力腹点处时, 粒子在对应方向上运动较慢, 随着粒子不断靠近压力节点, 运动加快, 当接近压力节点时, 运动又慢下来。这

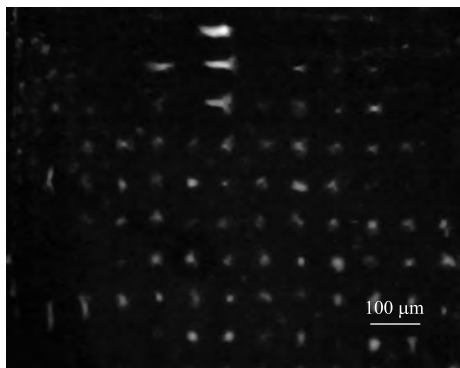
与粒子在压力腹点与压力节点间所受声辐射力为正弦函数情况相符合。综合两坐标来看,粒子弧形运动轨迹也与其两方向上受力情况相符合。综合两次模拟结果来看,本文的模拟结果与理论分析结果相一致。

4 二维驻波场中粒子控制实验

为了验证水平二维正交驻波场对粒子控制作用是否与模拟的结果相符,本文进行了相关实验。实验中控制的粒子为半径 $2\text{ }\mu\text{m}$ 的聚苯乙烯颗粒,颗粒放置于水中,在水平面上相互垂直的两方向施加频率为 7.41 MHz 的超声波,经反射端反射后形成驻波场,作用于粒子之上。给出超声驻波场开启前后的实验效果对比图,如图 5(a)、图 5(b)。



(a) 超声作用前粒子分布



(b) 超声作用后粒子分布

图 5 二维超声驻波场粒子控制实验图片

Fig. 5 Photograph of particles controlling experiment in two-dimensional ultrasonic standing wave

由图 5(a)、图 5(b)可知,二维正交超声场作用之前粒子呈自由分布,无明显规律,而超声场作用之后,粒子在声辐射力作用之下聚集到压力节

线的交点处,与前文的理论分析及模拟的结果相一致。

5 结论

本文将正交超声波的力学特性应用到微结构加工控制中,通过理论分析、模拟仿真和实验验证得到如下研究结果:

(1)网格化运动控制理论和模型符合实际,正交超声驻波控制技术可用于分布式周期性微结构加工。

(2)应用中性能稳定,可靠性好,加工精度可以达到微米级乃至更高。

(3)本文结果能为进一步研究超声对粒子的控制条件,以及研究出新运动控制方法提供理论分析基础和模拟方法。

参 考 文 献

- [1] KUNDT A, LEHMAN O. Longitudinal vibrations and acoustic figures in cylindrical columns of liquids [J]. Ann. Phys. Chem, 1874, 153: 1-11.
- [2] RAYLEIGH L. XXXIV. On the pressure of vibrations[J]. Lon. Edinb. Dub. Philos. Mag. J. Sci., 1902, 3(15): 338-346.
- [3] KING L V. On the acoustic radiation pressure on spheres[J]. Proc. R. Soc. London, Ser. A, Math. Phys. Sci., 1934, 147(861): 212-240.
- [4] YOSIOKA K, KAWASIMA Y. Acoustic radiation pressure on a compressible sphere[J]. Acustica, 1955, 5: 167-173.
- [5] GOR'KOV L P. On the forces acting on a small particle in an acoustical field in an ideal fluid[J]. Sov. Phys. Dokl, 1962, 6: 773-775.
- [6] VANDAELE V, DELCHAMBRE A, LAMBERT P. Acoustic wave levitation: Handling of components[J]. J. Appl. Phys., 2011, 109(12): 124901-124901-7.
- [7] NAM J, LIM H, SHIN S. Manipulation of microparticles using surface acoustic wave in microfluidic systems; a brief review [J]. Korea-Aust. Rheol. J, 2011, 23(4): 255-267.
- [8] RYCHAK J J, KLIBANOV A L, HOSSACK J A. Acoustic radiation force enhances targeted delivery of ultrasound contrast microbubbles; in vitro verification[J]. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, 2005, 52(3): 421-433.
- [9] JO M C, GULDIKEN R. A label-free cell separation using surface acoustic waves [C]. Eng. Med. Biol. Soc, EMBC, 2011 Annu. Int. Conf. IEEE, 2011: 7691-7694.
- [10] MENG L, CAI F, JIN Q, et al. Acoustic aligning and trapping of microbubbles in an enclosed PDMS microfluidic device[J].

Sens. Actuators, B, 2011, 160(1): 1599-1605.

[11] WOOD C D, CUNNINGHAM J E, ORORKE R, et al. Formation and manipulation of two-dimensional arrays of micron-scale particles in microfluidic systems by surface acoustic waves [J]. Appl. Phys. Lett, 2009, 94 (5):

054101-054101-3.

[12] KOZUKA T, TUZIUTI T, MITOME H, et al. Three-dimensional acoustic micromanipulation using four ultrasonic transducers [C]. Micromechatr. Hum. Sci, MHS 2000. Proc. 2000 Int. Symp., IEEE, 2000: 201-206.

· 声学新闻和动态 ·

头相关传递函数测试新方法

头相关传递函数(Head-related transfer function, HRTF)描述了自由声场的声波从声源发出传播到双耳的过程中由于人体反射和散射引起的信号频谱改变。HRTF 在双耳定位、虚拟声像合成以及串音消除的研究中发挥着重要的作用。在有关 HRTF 的研究工作中,HRTF 数据库的获取是一个重要的问题。HRTF 是高度个性化的。为了使得测试数据具有足够的空间分辨率,需要在一系列的仰角和方位角进行测试。很多 HRTF 数据库的测试是在预先设定好的方位上进行的,例如 CIPIC 测试了 1250 个方位,MIT 测试了 710 个方位。在很多应用如运动声源的模拟中,需要更高精度的 HRTF 数据。

HRTF 的测试最常用的信号是最大长度序列(Maximum length sequences, MLS)和扫频信号(Sine sweeps)。测试过程为对每个空间采样点,播放测试信号的同时记录下接收信号,利用这两个信号计算出被试者在这个空间点的 HRTF 数据。MLS 信号具有对瞬态噪声鲁棒的特性。实验中通过发送周期 MLS 序列以获得周期的系统响应,将测试结果取平均作为最终数据。扫频信号在某个时间间隔仅有一个频率的信号,因而可以辨识非线性失真并将其移除。扫频法还避免了解卷积的不稳定性问题。但是这些测试方法需要花费很多时间和精力,不便于 HRTF 数据的快速获取。

最近一种基于自适应滤波的 HRTF 测试方法被提出来,其基本思想是用白噪声作为激励信号,利用 NLMS(Normalized least mean square)算法自适应的辨识系统的传递函数。在测试中,如果每个测量对象的每个空间采样点

都遵循发送测试信号和记录响应信号的模式进行测试,该方法和前面的两种方法一样属于静态测试法。德国波鸿大学的科学家 G. Enzner 等人在“The Technology of Binaural Listening”一书中撰写了一个章节,系统论述了他们提出的一种 HRTF 动态测试方法:声源连续的发送探测信号,同时以均匀的角速度转动被测对象或人工头,这样就可以获取该水平面整个圆周的 HRTF 数据。G. Enzner 提出了一种时变模型来提取 HRTF 数据。慕尼黑工业大学的研究者在 JASA 发表了论文对前面所提及的几种测试方法进行了客观和主观实验评价[1]。他们得出结论:动态测试法获得的 HRTF 测试数据信噪比要稍低于静态测试法的数据,但是主观实验表明被试对象并不能区分不同测试方法得到的 HRTF 数据。对水平面方位角精度 1°的 HRTF 数据静态测试需要花费 50 分钟,而动态测试法仅需要 2 分钟。动态测试法为个性化 HRTF 数据的快速获取提供了一种新思路。

(杨飞然 编译自[1] ROTHBUCHER M, VEPREK K, PAUKNER P, et al. Comparison of head-related impulse response measurement approaches [J]. J. Acoust. Soc. Am., 2013, 134 (2): EL223-EL229. [2] BLAUERT J. The technology of binaural listening[M]. Berlin Heidelberg: Springer, 2013: 57-92.)