

纪念应崇福院士诞辰 100 周年

## 声空化泡对声传播的屏蔽特性\*

陈伟中†

(南京大学声学研究所 近代声学教育部实验室 南京 210093)

**摘要** 该文介绍了声空化液体中声波被反常吸收的现象,即驱动声压越大,吸收越强,远场声压越低。研究给出其物理机理是高声压导致强空化,空化泡吸收驱动能量辐射高次谐波,高频声波更易被液体吸收,最终形成更低的远场声压。为了克服空化屏蔽,改善声空化的均匀性,提出了改变工作液体的空化阈值的思路。并就简单的双层液体系统进行了计算和实验,结果证实这种思路的正确性。

**关键词** 声空化,空化泡,空化屏蔽,空化阈值

中图法分类号: O422.7

文献标识码: A

文章编号: 1000-310X(2018)05-0675-05

DOI: 10.11684/j.issn.1000-310X.2018.05.011

## Cavitation bubbles screen the acoustic propagation

CHEN Weizhong

*(Institute of Acoustics and Modern Acoustics Laboratory, Nanjing University, Nanjing 210093, China)*

**Abstract** An abnormal absorption of sound has been reported in cavitation screening. The stronger driving sound is, the lower output we gets in far-field. The physical mechanism is that (i) the higher driving sound makes liquid be stronger cavitation, (ii) the pulsation of cavitation bubbles transfers energy from the fundamental to harmonics, and (iii) the stronger absorption from the liquid for the harmonics causes the output sound is lower finally. For overcoming the cavitation screening and homogenizing the cavitation, an approach with the changing cavitation threshold of the host liquid has been proposed. And its feasibility has also been proved by the numerical simulation and experiment based on a simple two-layer liquid model.

**Key words** Acoustic cavitation, Cavitation bubble, Cavitation screening, Cavitation threshold

2018-06-08 收稿; 2018-07-03 定稿

\*国家自然科学基金项目 (11574150, 11334005)

作者简介: 陈伟中 (1959-), 男, 浙江人, 教授, 研究方向: 强声学与非线性声学。

† 通讯作者 E-mail: wzchen@nju.edu.cn

## 1 引言

声波的传播导致媒质内部物质振动,形成密度、压力起伏。足够强的声波进入液体后,在声波稀疏、负压相,拉伸作用使得液体内部分子键链断裂,形成空腔;空腔在表面张力的作用下形成气泡。这就是声空化 (Acoustic cavitation)<sup>[1]</sup>,形成的气泡尺度在微米和毫米之间,称之为空化泡 (Cavitation bubble)。理论上可以通过具体液体的键能来估计空化所需要的最小声压幅度,即空化阈值 (Cavitation threshold)。结果显示液体比如纯水的空化阈值在  $10^5$  bar 量级,这是一个很大的声压,很难通过电声转换方式获得。实际上,地球表面的水都富含气体,水生动物可以在水下呼吸到氧气。这些溶解在水中的气体,构成了水中的结构缺陷,使得声空化阈值显著下降,一般不足 1 bar。为了区别这两种不同空化阈值的声空化,前者称之为理想声空化,后者就是有核声空化,溶在液体中的气体称为空化核。几乎所有的声空化研究都指的是有核声空化。由于声波的含义可以延伸到任何形式的压力波,包括连续波和脉冲波,因此,声空化实际上是很常见的,比如我们将一瓶饮用水摔在桌上激发了很多气泡。

声空化的研究可以追溯到 100 年前的 Rayleigh 爵士<sup>[2]</sup>关于螺旋桨空蚀的研究。它能够一直吸引人们的注意力,主要原因是空化泡的高效聚能能力。自从 1990 年, Crum 等<sup>[3]</sup>观察到了单个悬浮空化泡的稳态发光现象,即单泡声致发光 (Single bubble sonoluminescence) 之后,基于单气泡的动力学测量取得了实质性的进展。人们发现,在常规声压 (bar 量级) 驱动下,空化泡脉动的最大半径和最小半径之比,即半径压缩比,可达 100 量级,相应的体积压缩比是  $10^6$  量级。而随时间的演化过程是非线性的,绝大多数时间处于膨胀过程,压缩过程极其短暂。对一个  $10^4$  Hz 量级超声波驱动下的空化泡,声周期在  $10 \mu\text{s}$  量级,而气泡塌缩时间在 100 ps 量级,时间压缩比为  $10^5$ ,时空总压缩比高达  $10^{11}$ 。因此,声波驱动下的空化泡是一个优秀聚能系统。可以将很低的声能量密度提升到可见光的量级,实现声致发光。Taleyarkhan 等<sup>[4]</sup>进一步提升声驱动强度,尝试声致聚变 (Sonofusion)。声致聚变存在很大争议,但空化泡内部具有极端高温高压已是不争的事实<sup>[5]</sup>。声空化研究一直是我国声学研究方向之一,早

在 1964 年,汪承灏院士等<sup>[6]</sup>就开展了瞬态单一空化泡的研究。改革开放之后,刹管法空化泡脉动和发光一直是应崇福院士等<sup>[7]</sup>感兴趣的研究课题之一。1995 年,稳态声致发光成了魏荣爵院士课题组<sup>[8]</sup>的主要研究方向。国家自然科学基金委连续三次重点项目资助声空化相关研究,取得了一系列成果。

目前,人们正在各个领域中的应用或者尝试应用声空化效应,比如,超声清洗、超声粉碎、超声降解、超声萃取以及超声手术刀等。声空化已经在小空间或者实验室里成功地应用,然而,当超声空化进入大规模应用的时候,人们遇到了实质性的困难。当声波从换能器辐射面发射进入液体,在辐射面附近具有最大的声压幅度,产生最强的声空化,大量的空化泡聚集于辐射面附近,对声波进行强烈的散射和吸收,导致声波能量的局域化,这种现象称之为空化屏蔽 (Cavitation screening)。空化屏蔽阻碍了声空化的大规模应用。应崇福先生<sup>[9]</sup>曾经多次发文呼吁开展声空化产业化应用的基础研究。在应先生 100 周年诞辰之际,介绍我对空化屏蔽的研究以及大规模应用空化效应的可能性探索,以感谢应先生生前对声空化研究的鼓励和推动。

## 2 声空化液体中的反常衰减

声空化效应在实验室里非常显著,但大规模应用存在困难。其主要原因是空化泡对声传播的屏蔽作用。为了研究这种屏蔽作用,我们构建了一个高精度的一维空化液体声压测量系统 (见图 1)。

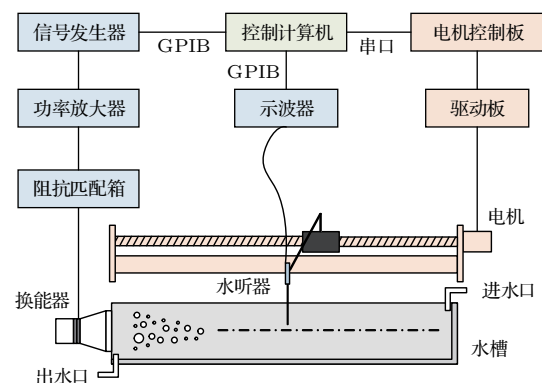


图 1 声压测量实验系统框图

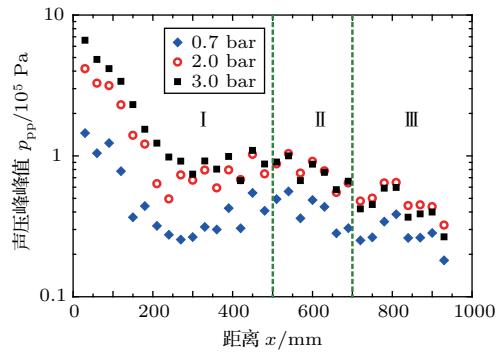
Fig. 1 Schematic diagram of the pressure measurement system

工作液体为纯水,装在一个 1000 mm 长的水平放置的方形水槽中。水槽里面的工作液体和外界液

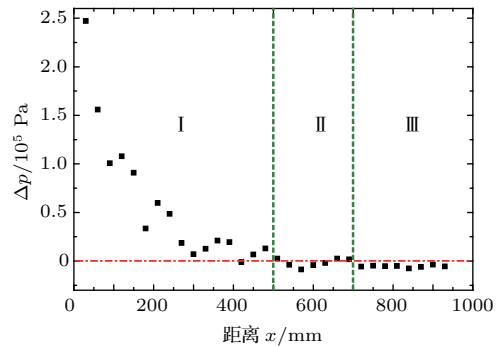
体库循环,以保证在整个实验过程中液体的温度和含气量保持不变。水槽的一端(左)贴有功率超声换能器。为了减少断面的反射,在水槽的另一端(右)放置吸声棉。控制计算机通过 GPIB 总线控制函数发生器(33250A, Agilent, US)发出 40 kHz 的单频正弦信号,经过功率放大器(2716, B&K, Denmark)放大,再经阻抗匹配后,驱动换能器,在水中形成声场。测量器件为一支低频水听器(TC4013, Teledyne RESON A/S, Denmark)。水听器的输出信号由数字示波器(Infiniium 54810, Agilent, US)读出和记录,其采样频率设为 2.4 MHz。采集到的水听器时域信号被转换为频域信号,然后利用水听器的频率响应曲线进行校正,输出声压。我们在水槽长度方向平行地放置一根长度也为 1000 mm 的导轨,导轨上安装滑块,并将水听器固定在该滑块上,以测量液体中沿换能器中心轴线(图 1 中的点划线)上的声场。控制计算机经串口控制步进电机,可将滑块精确地移动到指定位置。

图 2 给出了我们的测量结果。当声压低于空化阈值(大约 0.8 bar),比如,声压幅值为 0.7 bar 时,水槽中的液体并未发生空化现象,其声压分布总体随传播距离增大而衰减(见图 2(a) 中菱形点)。尽管在容器右端放置了吸声材料,但是槽中的声压仍有较大的驻波成分(见图 2(a))。当我们增大声压幅值,声空化发生。图 2(a) 中给出两种典型的有空化情形,即低幅度驱动(2.0 bar, 空心圆点)和高幅度驱动(3.0 bar, 实心方点)。我们根据声压对驱动声压的响应情况,将空间分为 3 个区域,即 I、II 和 III。在 I 区,由于高驱动(实心方点)产生了高于低驱动(空心圆点)的声压分布,这是容易理解的。而在 III 区,我们发现,高驱动产生了比低驱动更低的声压分布。换句话说,在远场,驱动声压越高,输出的声压越低。这出乎我们的意料,我们把它称为反常衰减。为了比较高低驱动下的声压分布,我们定义高、低驱动下的声压幅度差(声压差) $\Delta p$ 。图 2(b) 给出了声压差的空间分布。容易看出,在 I 区,  $\Delta p > 0$ , 是正常衰减;而在 III 区,  $\Delta p < 0$ , 是反常衰减;II 区是正常和反常衰减的竞争区域。

为了理解这种反常衰减,我们测量了水槽中声场的频谱,计算出基波能量对总能量的比值。对于纯基波,比值为 100%,随着谐波成分的增加,基波比下降。图 3 给出了上述 3 种典型驱动下的基波比分布



(a) 驱动声压幅值分别为 0.7 bar (无空化), 2.0 bar 和 3.0 bar 时声压分布



(b) 两种有空化驱动的声压差分布

图 2 水槽中声压和声压差的分布

Fig. 2 Distributions of the pressures and pressure different in trough

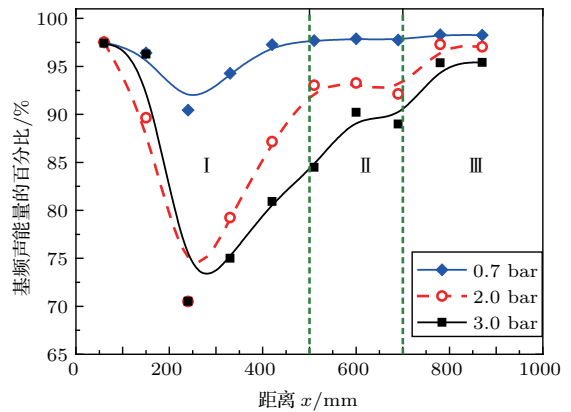


图 3 基频声能量与总能量比分布

Fig. 3 Distribution of the ratio of the fundamental and total energies

布。对于无空化驱动(0.7 bar),声能量基本上都在基波上。但在 250 mm 附近,仍观察到有谐波滋生,但这是其他非线性效应所致,和空化无关。在高低空化驱动下,在 I 和 II 区有显著的谐波滋生,最低基波比下降至 70%。而在 III 区声能量基本上都是基波能量。这说明在 I、II 区产生的高次谐波已经被液体吸收,并未进入 III 区。根据图 3,我们可以给出反常

衰减的物理机理。当声压足够高,超过空化阈值,换能器辐射端面附近首先出现空化现象,产生空化泡,空化泡的脉动是高度非线性的,激发出丰富的高次谐波,导致近场基波比下降;而且驱动声压越高,近场空化越强,高次谐波越丰富,基波比越低;在高次谐波和基波一起向远端传播过程中,由于媒体的衰减系数和频率相关,高频声波的衰减系数高于低频声波,因此,高次谐波比基波衰减得快,而且含有越多高次谐波的声波衰减得越快。最终导致高驱动激发的远场声压不及低驱动的远场声压。简言之,空化泡的出现,把声波能量转移到了高次谐波,高次谐波更容易被媒体吸收,导致了反常衰减。空化液体中的反常衰减也出现在基于二相流体理论的数值计算之中<sup>[10]</sup>。

### 3 分段液体改善空化均匀性

前面的研究表明,由于存在空化屏蔽,尤其是它具有反常特性,即驱动声压越高,远场声压越低,我们不能期望增大驱动声压来实现大规模的声空化。考虑到空化现象的出现条件是驱动声压幅度大于工作液体的空化阈值,因此,我们可以通过改变工作液体的空化阈值,使得空化条件继续得以满足,以达到增大空化范围的目的。图4给出了两种不同空化阈值液体耦合而成的一维液体系统。液体I具有高的空化阈值 $Q_1$ ,而液体II的空化阈值 $Q_2$ 较低,即 $Q_1 > Q_2$ 。当声波从液体I传播到液体II,由于各种阻尼的作用,尤其是液体I中出现的空化泡的屏蔽作用,声波幅度显著下降,进入液体II后,声压可能已经低于液体I的空化阈值 $Q_1$ ,但由于液体II的空化阈值 $Q_2$ 较低,有可能继续维持空化,这样就实现了液体I和II的同时空化,扩大了空化的区域。相对单一液体,近场显著空化,远场无空化,空化的空

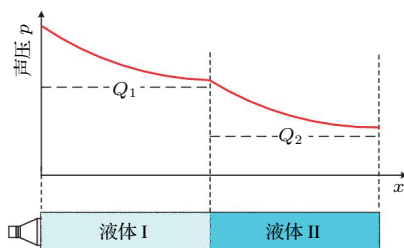


图4 双层不同空化阈值液体中声压分布示意图

Fig. 4 Sketch of sound pressure distribution in two layers of liquids with different threshold

间均匀性得到了改善。为了检验我们的想法,我们进行了数值仿真和实验测量。

我们将伴随空化的流体视为一种特殊的二相流体,其二相体积比 $\beta(p)$ 为一个与声压 $p$ 相关的参数,这不同于一般的常二相体积比流体。通常我们认为声波在二相流体中满足变系数Helmholtz方程<sup>[11]</sup>:

$$\nabla^2 p + k_m^2 p = 0, \quad (1)$$

其中, $p$ 为声压幅值。假定液体中气泡平衡半径均为 $R_0$ 且均匀分布,则复波数可以表示为<sup>[12]</sup>

$$k_m^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 + \frac{4\pi c^2 n_b R_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2ib\omega} \right), \quad (2)$$

式(2)中, $n_b$ 为空化泡数密度, $c$ 为纯液体的声速, $\omega$ 为驱动声波的角频率, $\omega_0$ 为平衡半径为 $R_0$ 的气泡的谐振角频率, $b$ 为阻尼系数。为了方便表达,我们进一步地把复波数拆分为实部和虚部,即

$$k_m = \frac{\omega}{c_m} - i\alpha_b, \quad (3)$$

其中, $c_m$ 为空化液体中的声速, $\alpha_b$ 为空化泡引起的声衰减。这里我们忽略液体自身对声波造成的衰减。 $\alpha_b$ 应该依赖于空化液体的气液体积比:

$$\beta = \frac{4\pi}{3} n_b R_0^3. \quad (4)$$

而体积比是因为空化所致,如果局域声压 $p(x)$ 低于该位置液体的空化阈值 $Q(x)$ ,即 $p(x) < Q(x)$ ,则液体未发生空化, $\beta = 0$ ,对应于纯液体状态;反之,如果 $p(x) > Q(x)$ ,液体发生空化,则空化流体 $\beta > 0$ 。显然,局域声压越大,空化越激烈, $\beta$ 越大。我们简单假设,

$$\beta(x) = \begin{cases} 0, & p(x) < Q(x), \\ B[p(x) - Q(x)], & p(x) \geq Q(x), \end{cases} \quad (5)$$

其中, $B$ 是一个模型参数。对于双层流体耦合的一维液体柱,空化阈值也是一个阶跃函数,

$$Q(x) = \begin{cases} Q_1, & 0 < x < L/2, \\ Q_2, & L/2 \leq x < L, \end{cases} \quad (6)$$

其中, $L$ 为水槽总长度。

基于上述空化液体模型(1)~(6),我们数值模拟了 $Q_1 = 0.4$  bar, $Q_2 = 0.1$  bar的两种液体的空化情况,其他液体参数选纯水的参数。图5给出空化泡数密度 $n_b$ 的分布。从图5中可以看出,如果液体I和II具有相同的空化阈值,那么,空化泡数按照

虚线继续衰减,在液体II空化泡数密度下降一个量级。如果适当降低驱动声压,可以使得液体II不再空化。而降低液体II的空化阈值后,可以重新提升空化泡数密度,达到和液体I中的空化泡数密度相当(见图5实线)。

实验上,我们用两种不同浓度的酒精水溶液进行了实验,确实可以改善空化的均匀性,扩大空化范围,定性地证实了上述数值模拟结果。

原则上,可以进一步分为多层,或者构建连续渐变空化阈值的工作液体,更好地改善空化均匀性和扩大空化区域。在研究过程中发现,这种变空化阈值工作液体中的声传播具有空间反射不对称现象<sup>[12]</sup>,即当前人们普遍感兴趣的声整流现象<sup>[13]</sup>。

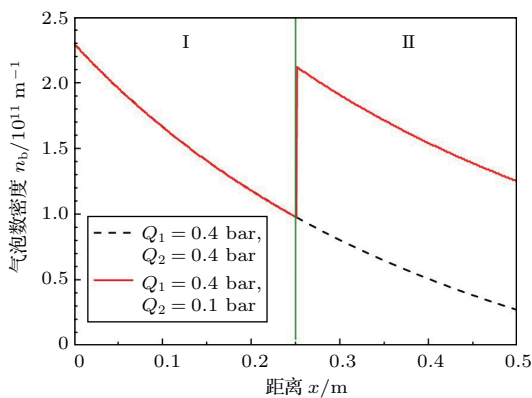


图5 双层不同空化阈值液体中空化泡数分布

Fig. 5 Distribution of number density of cavitation bubbles in two-layer liquids

#### 4 结论与讨论

本文报道了空化屏蔽的一种奇特性质,远场声压随着驱动声压增大而下降,换言之,驱动声压对远场声压具有负效应。其原因是高声压导致强空化,空化泡的非线性脉动吸收驱动能量后,辐射高次谐波;液体对高次谐波的吸收能力高于基波,导致高次谐波快速衰减,最终形成对远场声压的负效应。空化屏蔽的驱动负效应,加剧了空化能量的局域化,我们不能期望增大驱动声功率来扩大空化区域,使得大规模应用更加困难。声空化的工程应用绝不是实验室的简单放大,其中存在实质性的科学问题。为了改善声空化的均匀性,扩大声空化的区域,我们提出了改变工作液体的空化阈值的思路。并且,就简

单的双层液体系统进行了计算和实验,结果证实这种思路的正确性。当然,简单地将工作液体分层,会对工业生产上带来不便,液体之间失去了可流通性。遵循该思路,有应用价值的处理方法正在探索之中,我们将另文报道。

#### 参 考 文 献

- [1] 陈伟中. 声空化物理[M]. 北京: 科学出版社, 2014.
- [2] Lord Rayleigh O M F R S. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity[J]. *Phil. Mag.*, 1917, 34: 94–98.
- [3] Crum L A. Sonoluminescence[J]. *Physics Today.*, 1994, 47: 22–27.
- [4] Taleyarkhan R P, West C D, Cho J S, et al. Evidence for nuclear emissions during acoustic cavitation[J]. *Science*, 2002, 295: 1868–1873.
- [5] Chen W Z, Huang W, Liang Y, et al. Time-resolved spectra of single-bubble sonoluminescence in sulfuric acid with a streak camera[J]. *Phys. Rev. E*, 2008, 78(2): 035301(R).
- [6] 汪承灏, 张德俊. 单一空化气泡的电磁辐射和光辐射[J]. *声学学报*, 1964, 1(2): 59–68.  
Wang Chenghao, Zhang Dejun. Electromagnetic and optical radiations of single cavitation bubble[J]. *Acta Acustica*, 1964, 1(2): 59–68.
- [7] Ying C F, Li C, Xu D L, et al. The pressure field in the liquid column in the tube-arrest method[J]. *Chin. Phys. B*, 2008, 17(7): 2580–2593.
- [8] Chen W Z, Wei R J. Dynamic casimir effect in single bubble sonoluminescence[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 1999, 16(10): 767–769.
- [9] 应崇福. 关于液体内大规模声处理中空化研究的几点思考——再论声空化工程[J]. *应用声学*, 2008, 27(5): 333–337.  
Ying Chongfu. Some thoughts on the behaviors of cavitation used in large-scale ultrasonic treatment in liquids—A second discussion of cavitation engineering[J]. *J. Appl. Acoust.*, 2008, 27(5): 333–337.
- [10] Wang X, Chen W Z, Yang J. Negative effect of driving power on far-field sound energy density in cavitation liquids[J]. *J. Appl. Phys.*, 2018, 123(22): 214904.
- [11] Jamshidi R, Pohl B, Peuker U A, et al. Numerical investigation of sonochemical reactors considering the effect of inhomogeneous bubble clouds on ultrasonic wave propagation[J]. *Chem. Eng. J.*, 2012, 189–190(2): 364–375.
- [12] Wang X, Chen W Z, Liang S D, et al. Asymmetric transmission of sound wave in cavitating liquids[J]. *Phys. Rev. E*, 2017, 95(3): 033118.
- [13] Liang B, Yuan B, Cheng J C. Acoustic diode: rectification of acoustic energy flux in one-dimensional systems[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103(10): 104301.