

基于主动声学超材料的圆柱声隐身斗篷设计研究*

沈惠杰[†] 温激鸿 郁殿龙 蔡力 温熙森

(国防科技大学装备综合保障技术重点实验室, 长沙 410073)

(2011年10月24日收到; 2011年11月25日收到修改稿)

基于多层复合材料结构的二维声隐身斗篷设计思想, 利用主动隔膜声学空腔有效密度可以任意控制这一特性, 设计了主动声学超材料下的无限长圆柱声隐身斗篷. 给出了主动隔膜声学空腔单元的声电元件类比模拟电路图和具体的有效密度控制方法. 进行了主动声学超材料声隐身斗篷的结构建模, 并对平面入射波入射下此圆柱隐身斗篷周围声压分布场进行仿真计算. 结果表明, 平面波在一定频率范围内可以毫无阻碍地透过圆柱斗篷, 似乎不存在这种障碍物, 达到声隐身效果. 同时, 计算了主动声材料斗篷下总散射截面随频率变化曲线, 研究了此斗篷隐身效果随频率的变化特性. 本文从主动控制角度探讨实验实现隐身斗篷的技术问题, 有望给声隐身斗篷实验设计提供一条新的技术途径.

关键词: 圆柱斗篷, 声学超材料, 主动控制, 声隐身

PACS: 43.30.-m, 43.35.-d, 62.60.-v, 77.65.-j

1 引言

电磁隐身斗篷概念一提出, 便引起了广大学者的浓厚兴趣. 通过变换光学理论和人工电磁材料设计, 可以设计出电磁隐身斗篷, 从而可实现完全隐身. Pendry 等人设计出了可以隐藏任意物体的电磁隐身斗篷, 并在理论与实验上进行了验证^[1-3]. 类比于电磁隐身斗篷电磁特异材料的新型人工结构材料, 同样可以通过特殊结构或材料(超材料)来实现对弹性波的人为调控^[4], 设计出声隐身斗篷. 声隐身斗篷以其丰富的物理内涵和潜在的广阔应用前景, 受到各国科研机构的高度关注^[5,6].

当前, 隐身斗篷的研究热点更偏向于其宽频带隐身可行性研究和复杂目标的隐身应用研究^[7-14]. Cheng 等人^[7]和 Torrent 等^[8]对多层均质材料声隐身斗篷的有效隐身频带进行了优化研究. 任春雨等^[11]和王新华等^[12]研究了带窗口的复杂形状隐身斗篷的散射特性, 并进行了仿真验证. 但无论是宽频斗篷还是复杂声隐身斗篷, 其研究的最终落脚点是在实验上实现隐身斗篷. 电磁斗篷已实现了实验上的验证, 而全方位声隐身斗篷的实验研究鲜有报告. 声隐身斗篷的实验实现依赖于声学超

材料的设计与实现. 声隐身斗篷要求超材料有着各向异性的密度及标量的体积弹性模量, 且随半径按一定规律变化^[14,15], 要求十分苛刻. 目前为止, 在自然界中, 尚未发现有满足这种要求的天然材料, 因此, 必须通过人工设计声学超材料来实现声隐身斗篷. 为此, 广大学者为之做出了不懈的努力. Torrent^[15]和 Cheng 等^[16]人提出了多层复合材料结构的二维声隐身斗篷设计思路, 其思想就是将斗篷离散化成很多层复合超材料层, 每一层复合超材料层由两种等厚度但不同材料的各向同性声学材料组成, 用两层各向同性复合材料的等效参数去逼近能满足理想声隐身斗篷的各向异性材料参数, 并给出了数值仿真结果, 从理论上证实了这一方法的可行性, 显著降低了在实验上真正实现全方位声学隐身斗篷的技术难度. 尽管如此, 满足这种要求的各向同性声学材料的物理实现难度依然比较大. 特别是 Torrent^[15]在文中假设每一层复合材料中两种不同声学材料的声速却是一样, 这个在实验中实现比较困难. 近年来, 压电材料的迅猛发展给声学超材料的实现带来了新的契机, 通过适当的控制可以使压电超材料实现有效负密度和有效负体模量, 为声隐身斗篷超的物理实验提供了可能. Lee^[17]从理论和实验上证实了黏贴弹性薄片的各向同性声学

* 国家自然科学基金(批准号: 11004250, 10902123)资助的课题.

[†] E-mail: huijiemcgill@gmail.com; huijie.shen@mail.mcgill.ca

空腔超材料有效负密度的物理存在. 但是其负密度变化范围太小, 不足以满足声隐身斗篷对超材料密度随半径大范围变化的需求. Baz^[18] 进一步研究了黏贴主动压电薄片下的各向同性平面声学空腔 (主动声学超材料) 有效负密度的变化特性, 指出此该主动声学超材料的有效密度在适当的电压控制下可以满足声隐身斗篷对声学超材料密度的需求.

本文基于多层各向同性复合材料等效各向异性材料的设计思想, 设计了主动声学超材料下的无限长圆柱声隐身斗篷结构. 给出了主动隔膜声学空腔单元的声电元件类比模拟电路图, 并通过反馈控制量频率曲线对主动声学超材料进行适当控制, 得到满足声隐身斗篷需要的各层材料的有效密度. 然后, 构建了 15 层复合主动声学超材料斗篷有限元模型, 利用声学计算软件 Actran, 计算了该圆柱隐身斗篷在平面声波入射下的声压场图, 在理论上验证该圆柱声隐身斗篷的隐身效果. 最后, 计算了此圆柱斗篷的总散射截面, 研究其隐身效果随频率的变化特性.

2 主动声隐身斗篷设计

根据 Cummer 和 Schurig^[14] 的研究, 声隐身斗篷要求其组成材料 (图 1 中 $a \leq r \leq b$ 所示部分) 有着各向异性密度和标量体积模量, 而且这些参数必须随半径按一定规律变化. 其材料参数的变化规律可用下列式子表示:

$$\frac{\rho_r}{\rho_0} = \frac{r}{r-a}, \quad \frac{\rho_\theta}{\rho_0} = \frac{r-a}{r},$$

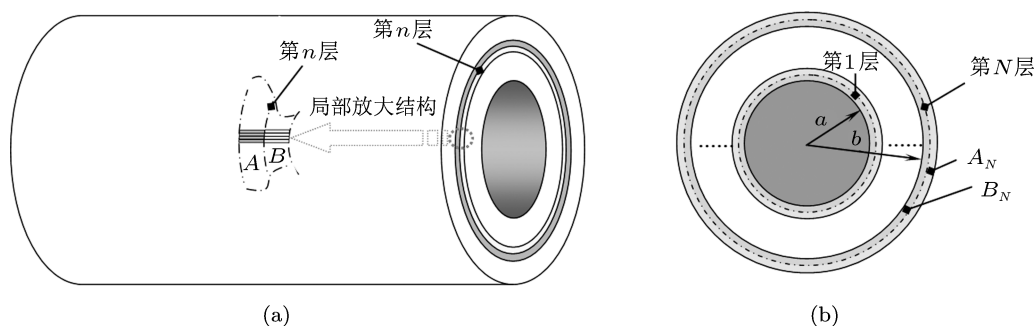


图 1 无限长圆柱声隐身斗篷示意图

其中, a 和 b 为圆柱隐身斗篷的内外径; ρ_r 为半径 r 处沿半径方向的密度, ρ_θ 角度 θ 处的沿切线方向的密度; κ 为隐身斗篷的体积模量; ρ_0 和 κ_0 为斗篷周围液体的密度和体积模量. 根据 Schoenberg 和 Sen 的研究^[19], 双层均质复合材料可等效成具有各向异性密度和标量体积模量的声学超材料. 假设双层均质材料由材料 A 和 B 组成, 每一层厚度为 d_A 和 d_B , 那么, 其等效参数的计算式子如下:

$$\begin{aligned} \rho_r &= \frac{\rho_A + \eta\rho_B}{1 + \eta}, \\ \rho_\theta &= \frac{(1 + \eta)\rho_A\rho_B}{\eta\rho_A + \rho_B}, \\ \kappa &= \frac{(1 + \eta)\kappa_A\kappa_B}{\eta\kappa_A + \kappa_B}, \end{aligned} \quad (2)$$

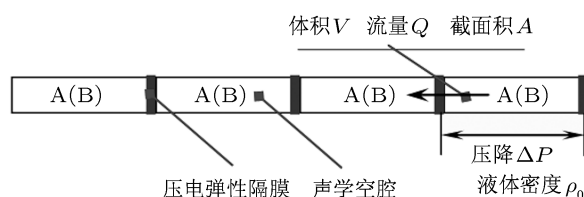


图 2 多层主动声学超材料圆柱声隐身斗篷结构示意图

其中, $\eta = d_B/d_A$, $\kappa_{A(B)} = \rho_{A(B)}c_{A(B)}^2$, $c_{A(B)}$ 为材料 A(B) 的声速. Torrent 等^[15] 和 Cheng 等^[16] 利用这种复合超材料特性, 将其应用到声隐身斗篷的设计中去, 设计了多层复合超材料的声隐身斗篷(如图 2(a), (b) 所示, 其共由 N 层复合材料组成, 每一层复合材料由材料 A_n 和 B_n ($1 \leq n \leq N$) 组成), 并在一定频带上对斗篷的隐身效果进行了仿真计算, 从理论上验证了多层复合超材料声隐身斗篷设

计的可行性. 声隐身斗篷理想超材料(具有各向异性密度和标量体积模量的声学超材料) 在自然界中, 目前为止, 尚未有发现符合要求的材料. 用多层均质声材料去复合成满足声隐身斗篷需求的理想超材料, 这给实验上如何真正实现声学隐身提供了新的技术途径, 在一定程度上降低了技术难度. 那么, 接下来就是如何构建每一层复合材料中均质材料 A 和 B 的问题.

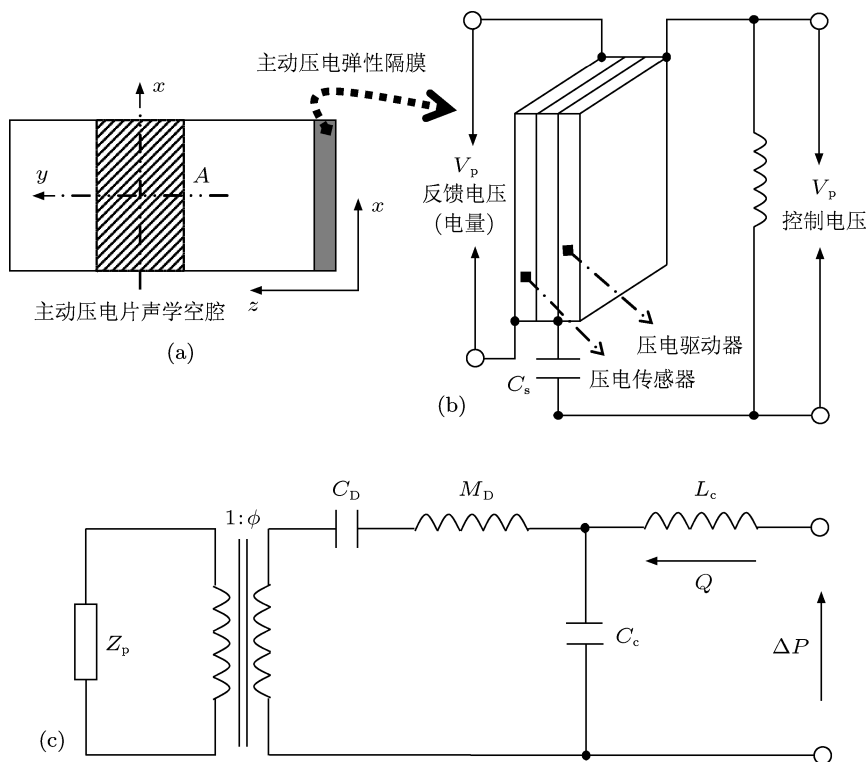


图 3 主动隔膜声学空腔电路模块模拟图

近年来, 迅猛发展的主动声学超材料具有的有效负密度、有效负杨氏模量等材料特性给多层复合超材料声隐身斗篷研究带来新的契机. Lee^[17] 已从理论和实验上验证了贴有弹性隔膜声学空腔有效负密度的有效性. Baz^[18] 对贴有主动弹性隔膜声学空腔的等效负密度特性进行了研究, 文中指出, 主动隔膜声学空腔的有效负密度变化范围足以满足声隐身斗篷对材料密度的变化范围的需求. 得益于以上研究, 本文设计出基于主动声学超材料的声隐身斗篷, 其结构如图 2 所示, 图 2(a) 为整体结构示意图, 图 2(b) 为截面示意图, 图 2(c) 为第 n 层的主动隔膜声学空腔结构示意图, 它用于构建声学材料 A 或 B. 对于图 2(c) 中每个主动隔膜声学空腔单元, 其动力学原理可以用声电元件类比法, 用电路元件模拟声学元件, 如图 3 所示. 压电片的压电

方程如下^[12]:

$$\begin{Bmatrix} S \\ D \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} s^E & d \\ d & \epsilon^T \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} T \\ E \end{Bmatrix}, \quad (3)$$

式中, T, S 为压电片长度方向的应力和应变, D, E 为压电片表面电位移和电场强度; s^E 为弹性柔度常数, d 为压电应变常数, ϵ^T 为自由介电常数. 方程 (3) 可重新写成:

$$\begin{Bmatrix} \Delta V_{ol} \\ q \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} C_D & d \\ d & 1/(Z_p s) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta p_p \\ V_p \end{Bmatrix}, \quad (4)$$

其中, ΔV_{ol} 为压电片的体积改变量, q 为电量; Δp_p 为压电片表面的压强, V_p 为电压, s 为拉普拉斯变量; $C_D = A/(lk_D)$ 为压电片隔膜的柔度系数, k_D 为压电片隔膜的刚度; Z_p 为压电及外接并联电感 L_p 和

串联电容 C_s 的等效阻抗, 其表达式如下:

$$Z_p = L_p s / (1 + L_p C_p C_s s^2 / (C_p + C_s)), \quad (5)$$

式中, $C_p = A\epsilon/t$ 为压电片的固有电容, t 为压电片厚度.

如果压电片采用自感应驱动, 那么, 对于图中的短路压电传感器, 可以由式 (4) 第二列得

到 $q = d\Delta p_p$, 再将所获电量经过功率放大器反馈于驱动压电片上, 得到如下表达式:

$$V_p = -Gd\Delta p_p, \quad (6)$$

式中, G 为反馈控制量. 至此, 可以得到压降 ΔP 关于流速 u 的表达式 [12]

$$\frac{\Delta P}{l} = -\rho_0 \left[1 + \frac{(C_D - Gd^2)T + 1}{L_C s^2 \{C_D - Gd^2 + C_C [(C_D - Gd^2)T + 1]\}} \right] su, \quad (6a)$$

$$T = M_D s^2 + Z_P \phi^2, \quad (6b)$$

由式 (6), 我们可以得到主动隔膜声学腔体的无量纲有效密度 [17,18]:

$$\rho_R = \frac{\rho_{\text{eff}}}{\rho_0} = 1 + \frac{(C_D - Gd^2)T + 1}{L_C s^2 \{C_D - Gd^2 + C_C [(C_D - Gd^2)T + 1]\}}, \quad (7)$$

调节式 (7) 中的反馈控制量 G 就可以得到任意值的无量纲有效密度. 满足式 (1) 的声隐身斗篷的理想声学超材料, 其各向异性密度 (径向密度、切向方向密度) 和标量体积模量的无量纲值如图 4 的粗实线、粗点划线和粗双点划线所示, 图中取 $a/b = 1/2$. 而对于多层复合超材料斗篷, 若 d_A 等于 d_B 时, 且每一层材料 A 和 B 的声速相同情况下 (对于主动声学超材料, 每一层可用同种材料, 相同的声速条件自然满足), 则可由式 (1), (2) 求得可构建声隐身斗篷的每一层复合材料的材料 A 和 B 参数:

$$\rho_{RA_n} = \rho_0 \left(\frac{r_n}{r_n - a} - \sqrt{\frac{2a}{r_n - a}} \right), \quad (8a)$$

$$\rho_{RB_n} = \frac{\rho_0(r_n - a)}{r_n + \sqrt{2a(r_n - a)}}, \quad (8b)$$

$$c_n = \frac{1}{2} \frac{r_n}{r_n - a} c_0. \quad (8)$$

图 4 所示的细实线、细点划线和细双点划线分别为 15 层复合声学超材料层中材料 A 和 B 的密度值、声速值随半径变化的情况. 每一层的密度值可以调节反馈控制量 G 达到. 比如最大的两个无量纲密度 38.75, 15.73 和最小的两个无量纲密度 0.0258, 0.0635, 其相应的反馈控制量 G 频率曲线可以由图 5 所示的控制曲线达到. 计算中, 取斗篷内径 $a = 0.3$ m, 外径 $b = 0.6$ m, 为了避免在计算中出现奇异值, r 的取值近似为 $0.31 \sim 0.6$ m. 主动控制电路参数取和文献 [18] 一样的值, 它们分别为: $\phi = 138.3$ Pa/V, $C_D = 1.5243 \times 10^{-13}$ m⁴·s²/kg, $d_A = -2.018 \times 10^{-11}$ m³/V, $M_D = 13456$ kg/m⁴, $L_C = 24069$ kg/m³, $C_p = 21.155$ nF, $C_c = 1.8466 \times$

10^{-15} m⁴s²/kg, $L_p = 30$ H, $C_s = 2.1$ pf. 假设主动声学超材料斗篷放置于无限水域中, 水中声速为 1500 m/s, 密度为 1000 kg/m³, 每一层声速满足式 (8c), 基于上述参数, 在有限元仿真软件 MSC.patran 中对本文所设计的主动声学超材料斗篷进行有限元建模, 再利用声学计算软件 Actran 计算此圆柱声隐身斗篷在平面波入射下的声压分布图, 如图 6 所示. 对比图中圆柱散射体和主动声学超材料斗篷在平面波入射下的声压分布图, 可以直观明显地看出, 平面入射波打到圆柱散射体上, 声压场明显地受到散射体影响, 使平面入射声波不再是平面波. 而对于主动声学超材料斗篷, 平面波在一定频率范围内可以毫无阻碍地透过圆柱斗篷, 似乎不存在这种障碍物, 达到隐身效果. 而且仿真计算中仅使用 15 层主动声学复合超材料就可以实现隐身效果, 这又在一定程度上降低了实验实现隐身斗篷的技术难度.

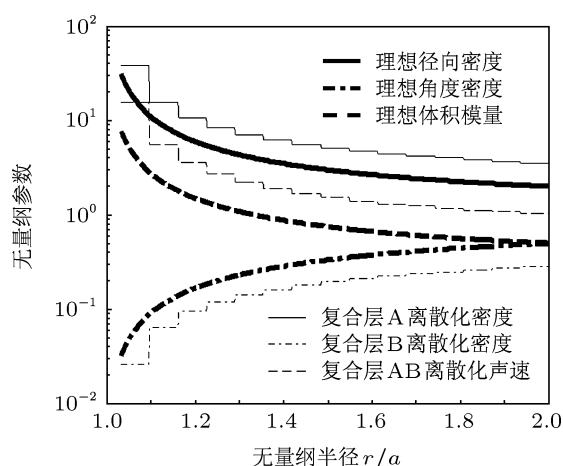


图 4 隐身斗篷理想参数与有限复合层材料参数

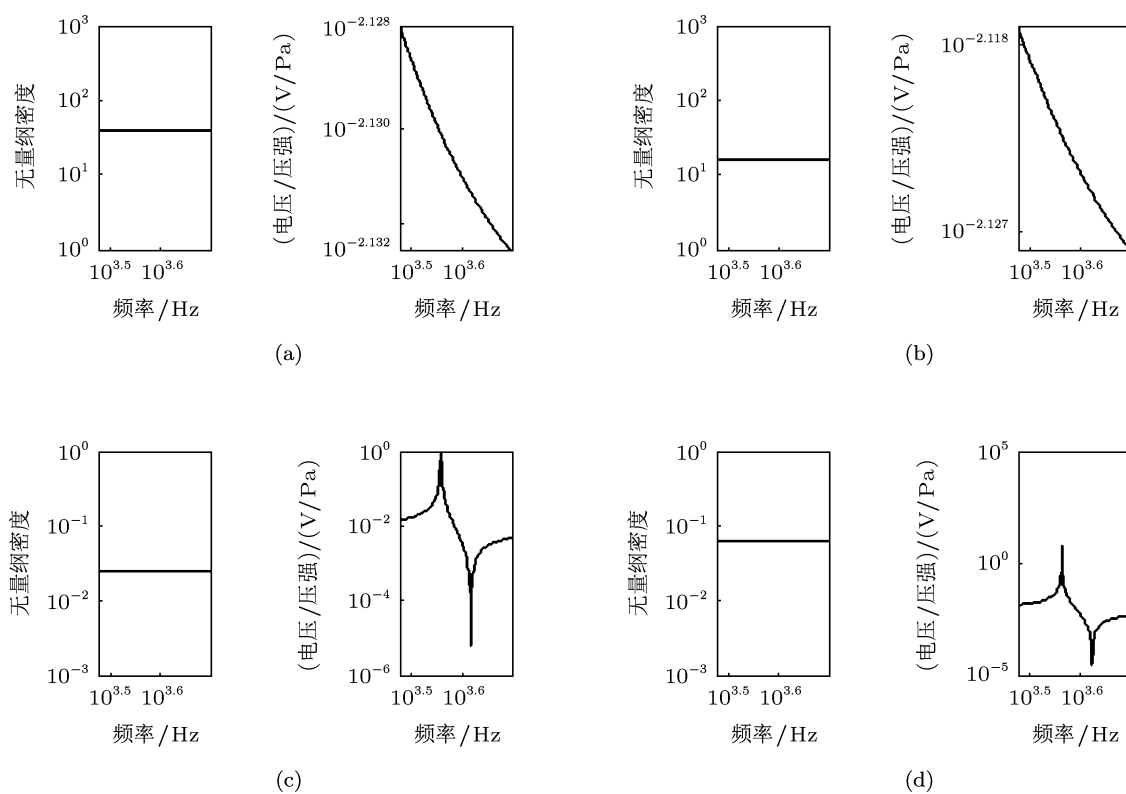
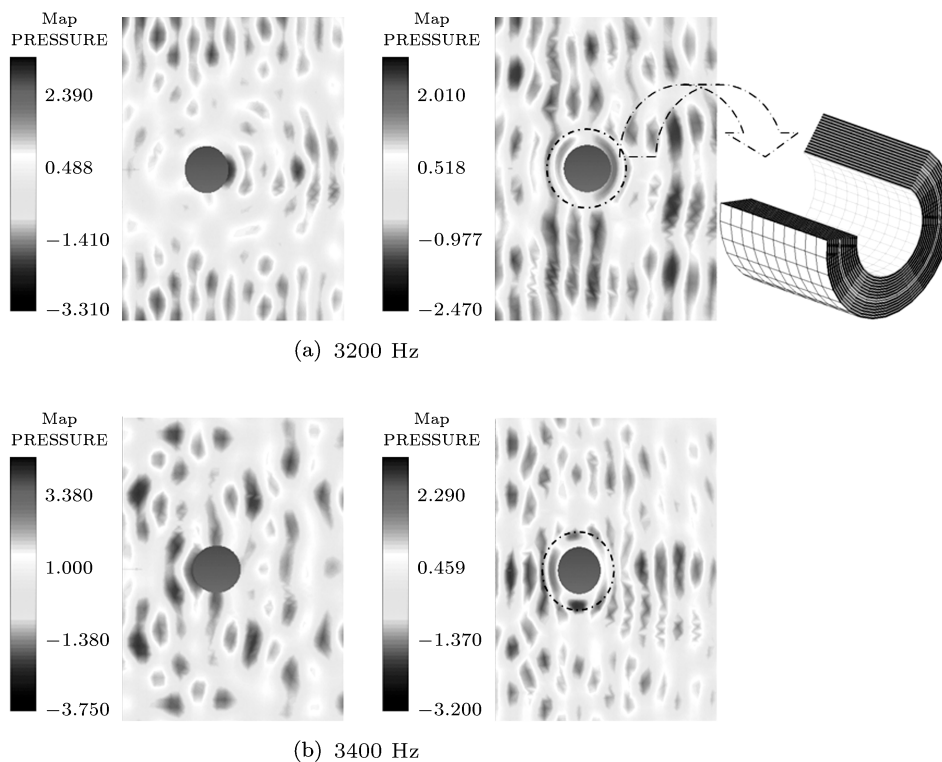


图 5 最大的两个无量纲密度 38.75, 15.73 和最小的两个无量纲密度 0.0258, 0.0635 的反馈控制量 G 频率曲线 (a) 左图: 相对密度值 38.75, 右图: 相应的反馈控制量 G 频率曲线控制; (b) 左图: 相对密度值 15.73, 右图: 相应的反馈控制量 G 频率曲线控制; (c) 左图: 相对密度值 0.0258, 右图: 相应的反馈控制量 G 频率曲线控制; (d) 左图: 相对密度值 0.0635, 右图: 相应的反馈控制量 G 频率曲线控制



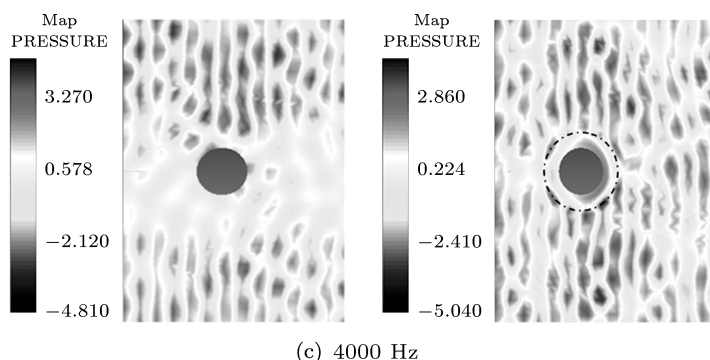


图 6 主动声学超材料下的无限圆柱声隐身斗篷与圆柱散射体在平面波入射下的声压分布图 (a) 左图: 入射平面波频率为 3200 Hz 下圆柱散射体情况, 中图: 同频率下隐身斗篷情况, 右图: 主动声学超材料圆柱声隐身斗篷有限元模型; (b) 左图: 入射平面波频率为 3200 Hz 下圆柱散射体情况, 右图: 同频率下隐身斗篷情况; (c) 左图: 入射平面波频率为 3200 Hz 下圆柱散射体情况, 右图: 同频率下隐身斗篷情况

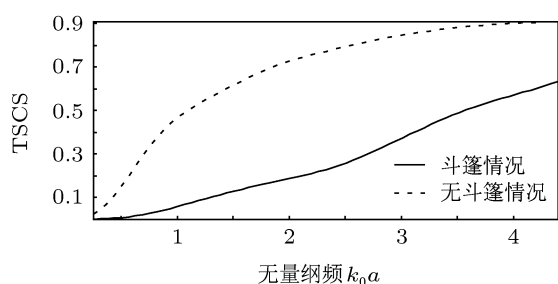


图 7 主动声学超圆柱声隐身斗篷的总散射截面

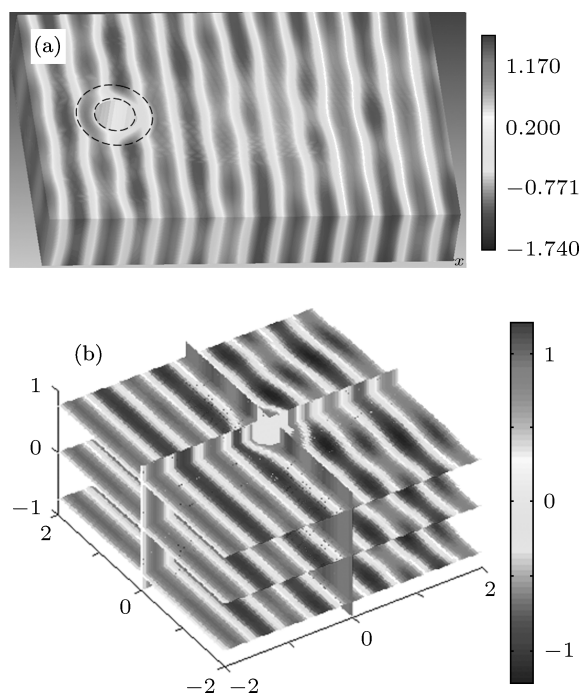


图 8 主动声学超圆柱声隐身斗篷在频率 1670 Hz (无量纲频率 2.111) 处的声场分布 (a) 对应 Actran 仿真计算, (b) 对应散射算法程序计算

进一步, 研究此主动声学超材料圆柱声隐身斗

篷的隐身效果随频率变化情况, 计算其总散射截面 (TSCS) 曲线, 如图 7 所示. 图中实线和虚线分别对应有包覆斗篷材料和无包覆斗篷材料下圆柱体的总散射截面曲线. 对比图中实线和虚线, 我们可以清楚地看出, 此圆柱声隐身斗篷在相当宽的频段内具有较小的散射系数, 即其在相当宽的频率范围内都有良好隐身效果. 同时, 观察图中实线, 可以发现, 隐身斗篷的隐身性能随着频率的升高而逐渐减弱. 同样的结论可以由对比图 8 的声场分布与图 6 的声场分布容易地得出. 图 8 所示的声场几乎不受圆柱斗篷的影响, 平面波穿过斗篷就像其不存在一样, 而图 6 的平面波声场分布就受到散射体的一些影响. 图 8(b) 中还给出了基于散射算法计算的主动圆柱声隐身斗篷周围声场分布, 可以看出, 图 8 (a) 与图 8(b) 的声场分布几乎相同, 这有力地证明了本文主动圆柱声隐身斗篷建模的正确性.

3 结论

本文利用主动压电薄片下声学空腔有效负密度可以任意控制这一特性, 基于 Torrent^[15] 和 Cheng^[16] 等人提出了多层复合材料结构的声隐身斗篷设计思想, 设计了主动声学超材料下的无限长圆柱声隐身斗篷结构, 给出了主动隔膜声学空腔单元的声电元件类模拟电路图和具体的有效密度控制方法.

研究发现, 经过适当的负反馈控制量, 可以得到各种不同的有效密度, 将得到的密度值, 用于主动声学超材料声隐身斗篷的结构建模, 并进行平面入射波入射下此圆柱隐身斗篷周围声压分布场的有限元仿真计算, 结果表明平面波在一定频率范围内可以毫无阻碍地透过圆柱斗篷, 似乎不存在这种

障碍物, 达到隐身效果. 而且仿真计算中仅使用 15 层主动声学复合超材料就可以实现隐身效果, 这又在一定程度上降低了实验实现隐身斗篷的技术难度. 文中还计算了圆柱斗篷的总散射截面曲线, 发现其隐身性能随频率升高而逐渐减弱, 但在相当宽的频率范围内都有良好隐身效果.

本文的研究工作还可进一步拓展到复杂形状斗篷设计和宽频隐身斗篷研究以及相应的实验研究设计, 这也是下一步需要努力的工作. 当然本文中研究工作尚有诸多不足, 权当引玉之砖, 还望各位同仁斧正.

-
- [1] Pendry J B, Schurig D, Smith D R 2006 *Science* **312** 1780
- [2] Cummer S A, Popa B-I, Schurig D, Smith D R, Pendry J B 2006 *Phys. Rev. E* **74** 036621
- [3] Schurig D, Mock J J, Justice B J, Cummer S A, Pendry J B, Starr A F, Smith D R 2006 *Science* **314** 977
- [4] Cheng J C, Zou X Y 2009 *Tech. Acoust.* **28** 11 (in Chinese) [程建春, 邹欣晔 2009 声学技术 **28** 11]
- [5] Cummer S A, Popa B I, Schurig D, Smith D R, Pendry J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 024301
- [6] Chen H Y, Chan C T 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 183518
- [7] Cheng Y, Xu J Y, Liu X J 2009 *Piers Online* **5** 177
- [8] Torrent D, Sánchez-Dehesa J 2009 *Wave Motion* **48** 497
- [9] Ma H, Qu S B, Xu Z, Wang J F 2009 *Chin. Phys. B* **18**(03) 1123
- [10] Ma H, Qu S B, Xu Z, Wang J F 2009 *Chin. Phys. B* **18**(01) 179
- [11] Ren C Y, Xiang Z H, Cen Z Z 2011 *Chin. Phys. B* **20** 114301
- [12] Wang X H, Qu S B, Xia S, Xu Z, Ma H, Wang J F, Gu C, Wu X, Lu L, Zhou H 2010 *Chin. Phys. B* **19** 064101
- [13] Cheng Y, Liu X J 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 071903
- [14] Cummer S A, Schurig D 2007 *New J. Phys.* **9** 45
- [15] Torrent D, Sánchez-Dehesa J 2008 *New J. Phys.* **10** 063015
- [16] Cheng Y, Yang F, Xu J Y, Liu X J 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 151913
- [17] Lee S H, Park C M, Seo Y M, Wang Z G, Kim C K 2009 arXiv: 0812.2954v3 [cond-mat-mtrl-sci]
- [18] Baz A 2009 *Proceedings of the ASME 2009 Conference on Smart Materials, Adaptive Structures and Intelligent Systems*, Oxnard, California, USA September 21-23, 2009 p1
- [19] Schoenberg M, Sen P N 1983 *J. Acoust. Soc. Am.* **73** 61

Research on a cylindrical cloak with active acoustic metamaterial layers*

Shen Hui-Jie[†] Wen Ji-Hong Yu Dian-Long Cai Li Wen Xi-Sen

(Key Laboratory of Science and Technology on Integrated Logistics Support, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 24 October 2011; revised manuscript received 25 November 2011)

Abstract

Enlightened by the tunable properties of effective density of the active acoustic metamaterial, we design an active infinite cylinder acoustic cloak according to the idea of the multilayer structured acoustic cloak with homogeneous isotropic materials. Utilizing the electrical analog, the dynamical equation of the acoustic cavity with Piezo-Diaphragm is presented. By analyzing the circuit diagram, the control strategy of achieving various effective densities which are used for constructing the acoustic cloak is given. Based on the necessary parameters such as the wide range values of the relative densities gained by active control, and the acoustic speed of each composite layer, the acoustic pressure field of the plane wave incident on the cloak is calculated, via the FEM model. Also the pressure map of a rigid cylinder scatterer with surrounded fluid is performed for comparison. Results show that outside the cloaking shell, the plane wave field is almost undisturbed. However inside the shell, the plane wavefronts are gradually deflected, and guided around the cloaked domain, returning to the original plane shape with small perturbation. This phenomenon making the cloak acoustically invisible in some frequency ranges has useful values in engineering applications. Finally, the total scattering cross section of the cloak is calculated to investigate the invisible effect according to the frequency domain. The total number of the composite active metamaterial layers is 15, which is much easier to realize in experiment.

Keywords: cylindrical cloak, acoustic metamaterial, active control, acoustic invisible

PACS: 43.30.-m, 43.35.-d, 62.60.-v, 77.65.-j

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11004250, 10902123).

[†] E-mail: huijiemcgill@gmail.com; huijie.shen@mail.mcgill.ca