

# 一种基于声子晶体的水声隐身结构设计

裴东亮<sup>1,2</sup>, 杨 洮<sup>1,2</sup>, 徐文帅<sup>1,2</sup>, 闫 阔<sup>3</sup>, 刘 宇<sup>1,2</sup>, 刘瑞霞<sup>1,2</sup>,  
陈 猛<sup>1,2</sup>, 姜 恒<sup>1,2</sup>, 王育人<sup>1,2</sup>

(1. 中国科学院大学, 北京 100049; 2. 中国科学院力学研究所, 微重力实验室, 北京 100190;  
3. 哈尔滨工程大学, 材料科学与化学工程学院, 哈尔滨 150001)

**摘要:** 本文提出了一种可以应用于水声隐身的声子晶体结构。首先介绍声子晶体的结构与组成, 然后通过有限元软件计算得出结构的能带图。从图中发现在结构布里渊区的中心点存在四重简并点。接着利用此点处结构的有效折射率接近于零的特性, 本文设计了一种由 14x6 个基本结构组成的长方形“隐身区”。通过模拟发现, 这种结构对“方形”与“船形”物体具有良好的隐身效果。

**关键词:** 声子晶体; 水声隐身; 四重简并

**中图分类号:** TB564

**文献标识码:** A

## 1 引言

隐身自古以来就是人类的梦想, 从西方的希腊神话, 到东方的西游记, 古人们通过天马行空的想法“实现”了各种物体的隐身。2006年, 英国爵士 Pendry 利用麦克斯韦方程组在坐标变换下形式不变的性质, 构造了一个“隐身斗篷”<sup>[1]</sup>。这种隐身斗篷的实现需要的条件比较苛刻, 包括一些天然不存在的零和无穷大的奇异材料。通过各向异性的材料来构造的这种斗篷, 能够让波沿着斗篷传播而不会进入到斗篷内部, 进入斗篷的波再出射时与波经过自由空间出射波一样, 这样从出射方向看来, 在本来物体存在的空间, 物体是不存在的, 实现了物体的隐身。除了使用前面这种隐身斗篷实现隐身外, 有学者提出“远程隐身”<sup>[2]</sup>的概念, 与上面通过控制波的传播路径不同的是, 这里的隐身利用了波的干涉相消原理。通过在被隐身的物体的旁边放置一个器件, 使器件与物体的散射光相互抵消, 从而实现物体的远处隐身。2008年 Norris 提出了将五模超材料用于水声隐身斗篷设计的思路<sup>[3]</sup>。作者提出使用五模材料的纵波类似于水的特性, 通过在空间布置密度或者模量各向异性的五模材料, 从而为声隐身斗篷的物理实现提供了一条新途径<sup>[4-7]</sup>。2006年, 美国宾夕法尼亚大学的 Silverinha 和 Engheeta 首先发现如果在波导管中填上零折射率的材料 (ZIM), 电磁波可以完全从这个波导管中传播, 即便这个波导管是弯弯曲曲、任意形状的<sup>[8]</sup>。这种特殊的传播性质是由零折射率材料本身的性质所决定的。2014年 Yan 通过在水中按三角形晶格的形式布置一种核壳结构, 计算表明在其布里渊区中心的双重狄拉克点处声波的透射系数为 1, 透射声波的波形几乎没有变化。他们通过这种具有四重简并点的结构实现了水中物体的隐身<sup>[9]</sup>。

## 2 结构设计

本研究设计了一种二维的应用于水声的蜂窝形晶格结构, 如图一中 a 所示, 其最简布里渊区如 b 中的灰色区域所示。晶格常数为 a 为 43mm, 晶格基矢  $a_1 = a_1 i, a_2 = -0.5a_1 i + \sqrt{3}/2 a_1 j$ 。在结构的每个角位

置布置一个类似于“花瓣”的三角形散射体。首先在晶格的中心构建一个直径为 6mm 的圆柱，然后沿着中心与六边形顶点的连线将圆柱移动到这段长度 1.1 倍的位置，然后将这个圆柱绕着顶点旋转 120 度与 240 度，形成三个圆柱相交于顶点的情形，形成一个花瓣。再将这个花瓣绕着六边形的中心旋转到每一个顶点，最终形成“花瓣”结构胞元。结构中的花瓣使用的是钢制材料制成，由于钢与水的阻抗失配很大，因此在使用有限元软件 **Comsol** 进行模拟的时候可以忽略结构中的剪切波的影响<sup>[10-12]</sup>，研究结构中的纵波传播特性。

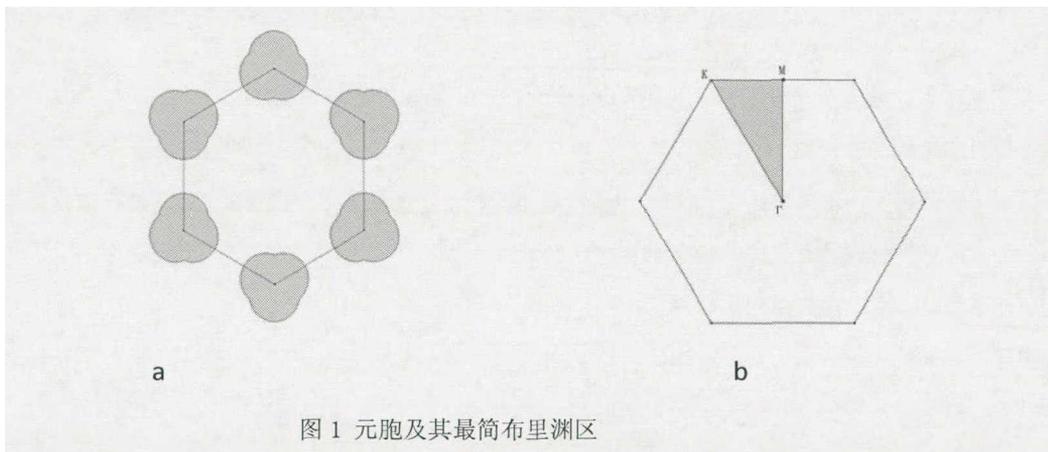


图 1 元胞及其最简布里渊区  
Fig.1 The cell and its minimalist Brillouin zone

然后选择声子晶体的单胞，四周设置周期性的边界条件，来计算结构的能带特性，得到结构的能带如图二所示。从图中可以看出在中心点  $\Gamma$  的位置处第 2—5 条能带简并在一起形成了一个线性的四重简并点。进一步地从图二 b 中简并点的声压场分布可以看出下边两个属于四极子态，上边两个属于二极子态。类似于文献中所提出的双重狄拉克简并态<sup>[13-16]</sup>。在双狄拉克点附近，布洛赫波矢量  $k$  的幅度非常小，这意味着，在这种声子晶体内部传播的声波，即使在长距离传播之后，声波的累积相位变化也应该很小。换句话说，所设计的声子晶体在简并点处的有效折射率应接近零。

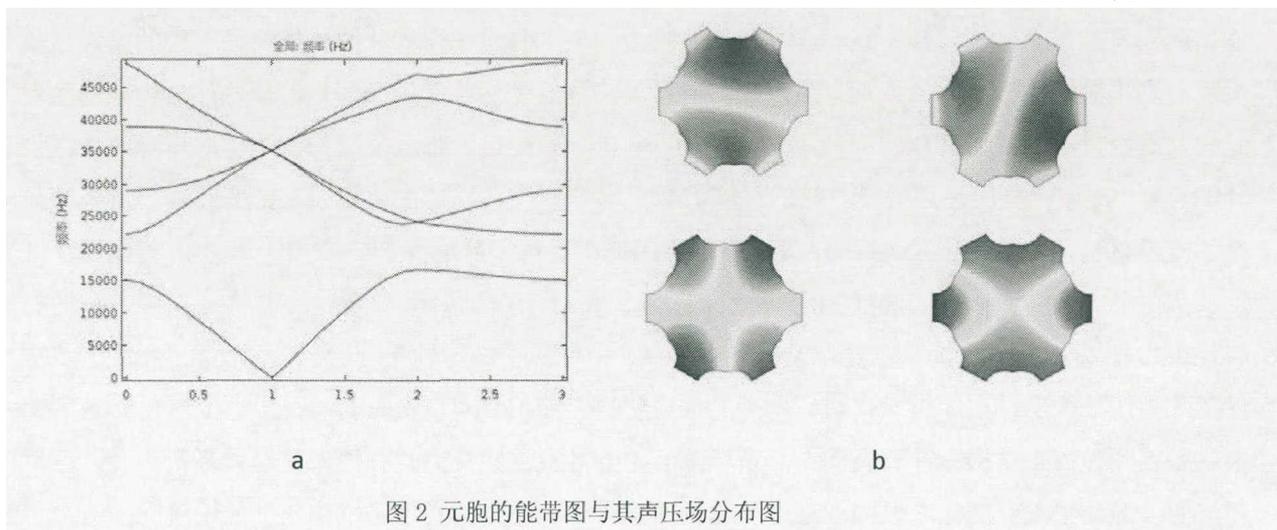


图 2 元胞的能带图与其声压场分布图  
Fig.2 Energy band diagram of the cell and its sound pressure field distribution

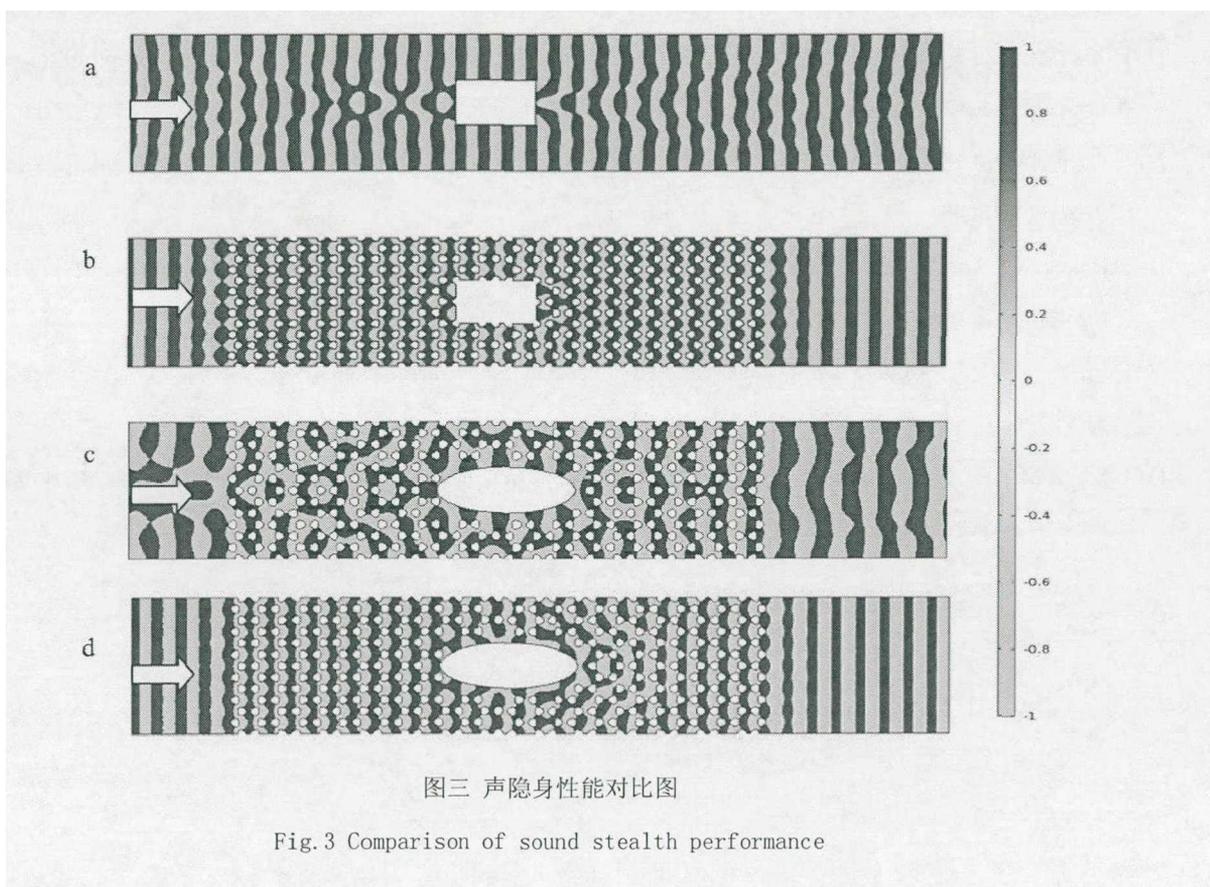
### 3 水下声隐身的实现

接着使用此结构设计了一个 14x6 的长方形结构，如图三所示。长方形声通道的左右两端设置

为平面波辐射条件，表示声波可以从左端以平面波的形式入射进来，从右端面没有几乎反射的透射出去。结构四周及图中的白色花瓣与白色的矩形代表硬质散射体。通过对图三中放置花瓣的 a 与未放置花瓣的 b 进行对比分析可以看出：同样是在左端入射频率为 35000Hz 的平面波的情况下，a 中的平面声波由于中间的长方形散射体的影响导致入射与出射的声波波形发生了严重的扭曲变形，不能保持平面状态。b 中左右两个端面的声波依然能保持平面波的形式，放置的白色花瓣与长方形散射体对波形的散射并没有起到扰乱平面波形的作用。对于入射与透射声波波形来说，这些“硬块”发生了隐身。进一步的我们将长方形散射体变换为一种类似于“船舶”的椭圆形散射体，观察结构是否有隐身效果。图三 c 中的入射平面声波频率为 25000Hz，可以看出由于散射体的存在，声波波形发生了严重变形，出射的声波不能继续保持平面。d 中的散射体与 c 中的相同，不同的是将入射频率改为了能带图中的四重简并点附近的 35000Hz，从中可以看出：虽然在花瓣形散射体的内部声波变形很严重，特别是在接近船形“尾部”的地方，波形扭曲最大。但是随着远离尾部波形又逐渐恢复成平面，导致最终出射的波形为平面波，实现了船形的隐身。由此通过实现“方形”与“船形”物体在特定频点的隐身效，表明使用花瓣形声子晶体设计的长方形隐身区具有良好的隐身效果。

## 4 结 论

本文提出了一种可以应用于水声隐身的花瓣形蜂窝声子晶体结构。经过计算模拟发现所设计的结构在布里渊区的中心具有双重狄拉克简并的特性。接着我们利用声子晶体在简并点处的有效折射率应接近零的特点，设计了一种能实现“方形”与“船形”物体隐身的隐身区，并通过数值模拟验证了结构良好的隐身效果。



## 参 考 文 献

- [1] Pendry J B. Controlling Electromagnetic Fields[J]. Science, 2006, 312 (5781): 17 80-1782.
- [2] Yang T , Chen H , Luo X. Superscatterer: Enhancement of scattering with complementary media[J]. Optics Express, 2008.
- [3] Norris A N, Nagy J A. 2011 Phononics 2011: First International Conference on Phononic Crystals, Metamaterials and Optomechanics Santa Fe, New Mexico, USA, May 29–June 2, 2011 p112.
- [4] 陈毅, 刘晓宁. 五模材料及其水声调控研究[J]. 力学进展, 2016, 46(1).
- [5] 陆智淼, 蔡力, 温激鸿, 温熙森. 基于五模材料的圆柱声隐身斗篷坐标变换设计[J]. 物理学报, 2016, 65 (17):289-296.
- [6] Torrent D , José Sánchez-Dehesa. Acoustic cloaking in two dimensions: A feasible approach[J]. New Journal of Physics, 2008, 10(6):063015.
- [7] Smith J D , Verrier P E . The effect of shear on acoustic cloaking[J]. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2011, 467(2132):2291-2309.
- [8] Silveirinha M G , Engheta N . Theory of supercoupling, squeezing wave energy, and field confinement in narrow channels and tight bends using epsilon near-zero metamaterials[J]. Physical Review B Condensed Matter & Materials Physics, 2007, 76(24).
- [9] Dai H , Liu T , Jiao J , et al. Double Dirac cone in two-dimensional phononic crystals beyond circular cells[J]. Journal of Applied Physics, 2017, 121(13):135105.
- [10] 王健, 吴世巧, 梅军. 二维声子晶体中简单旋转操作导致的拓扑相变[J]. 物理学报, 2017, 66(22):58- 65.
- [11] Li Y , Wu Y , Mei J . Double Dirac cones in phononic crystals[J]. Applied Physics Letters, 2014, 105(1):014107.
- [12] Xia B Z , Liu T T , Huang G L , et al. Topological phononic insulator with robust pseudospin -dependent transport[J]. Phys.rev.b, 2017, 96(9).
- [13] Chen Z G , Ni X , Wu Y , et al. Accidental degeneracy of double Dirac cones in a phononic crystal[J]. Scientific Reports, 2014,4.
- [14] Huang X , Lai Y , Hang Z H , et al. Dirac cones induced by accidental degeneracy in photonic crystals and zero-refractive-index materials[J]. NATURE MATERIALS, 2011, 10(8):582-586.
- [15] Li Y , Mei J . Double Dirac cones in two-dimensional dielectric photonic crystals[J]. Optics Express, 2015, 23(9):12089.
- [16] Smith M J A , Mcphedran R C , Meylan M H . Double Dirac cones at  $k=0$  in pinned platonic crystals[J]. Waves in Random and Complex Media, 2013, 24(1):35-54.