

三角晶格磁振子晶体带结构的优化研究*

胡晓颖^{1)†} 呼和满都拉¹⁾ 曹永军²⁾

1)(集宁师范学院物理系, 集宁 012000)

2)(内蒙古师范大学物理与电子信息学院, 呼和浩特 010002)

(2014年1月26日收到; 2014年3月25日收到修改稿)

用平面波展开法数值计算了椭圆柱散射体正三角排列的二维磁振子晶体带结构. 结果显示, 同样的填充率下, 带隙的宽度和中心频率随着椭圆两半径之比 s 的变化出现明显的变化, 椭圆柱散射体在三角晶格中可以打开低频带隙或使低频带隙加宽.

关键词: 磁振子晶体, 带隙, 平面波展开法

PACS: 75.30.DS, 75.70.Cn, 75.40.Gb

DOI: 10.7498/aps.63.147501

1 引言

磁振子晶体是继半导体超晶格、光子晶体和声子晶体之后成为人工微结构领域中的又一研究热点^[1-15], 它是一种铁磁材料周期性地排列在另一铁磁材料中形成的复合材料. 当自旋波在磁振子晶体中传播时, 频率落在带隙范围内的自旋波将会受到抑制, 不能在磁振子晶体中传播. 磁振子晶体有广阔的应用前景, 可制作微波滤波器、导波器等器件. 已有研究表明, 散射体的形式和排列方式及磁参数之比对磁振子晶体带隙有着重要影响^[3-5]. 在已有的文献中, 散射体的形状多为圆柱体或正多面体, 排列方式多为正方排列或长方排列^[11-15]. 本文用椭圆柱散射体构造了三角晶格磁振子晶体, 与相同填充率下以圆柱作为散射体的磁振子晶体相比较, 讨论了椭圆截面形状对磁振子晶体带隙的影响.

2 模型与计算方法

二维磁振子晶体结构如图 1(a) 所示, 椭圆材料 A 以正三角点阵排列在另一铁磁材料基底 B 中,

晶格常数为 a . 当椭圆柱取向不发生变化时, 不考虑以椭圆柱为散射体时晶体的对称性降低对不可约布里渊区的影响^[16], 选用如图 1(b) 所示的第一布里渊区, 不可约布里渊区为 ΓXM 区.

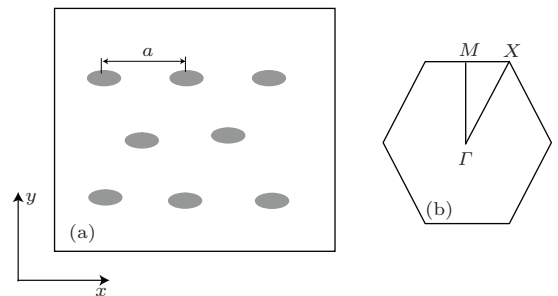


图 1 (a) 椭圆柱散射体三角晶格二维磁振子晶体示意图; (b) 第一布里渊区

自旋波在铁磁材料中的传播可以用 Landau-Lifshitz 方程描述为^[2]

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = -g \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

其中 g 是旋磁比 ($g > 0$), $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$ 为作用于磁化强度矢量 $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ 上的有效场. 有效场可表示为

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0 z + \mathbf{h}(\mathbf{r}, t) + \frac{2}{\mu_0 M_s} \left(\nabla \cdot \frac{\mathbf{A}}{M_s} \nabla \right) \mathbf{M}(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

* 国家自然科学基金(批准号: 11264028)和内蒙古自治区高等学校科学技术研究项目(批准号: NJZY13281)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: 759626040@qq.com

其中 \mathbf{H}_0 是将磁性复合材料系统沿 z 方向饱和磁化的外磁场; $\mathbf{h}(\mathbf{r}, t)$ 为动力学偶极场, 依赖于空间位置矢量 $\mathbf{r}(x, y)$, 并且满足 $\mathbf{h}(\mathbf{r}, t) = -\nabla\psi$, $\psi(\mathbf{r})$ 为静磁势; 最后一项描述交换场; μ_0 是真空磁导率.

将磁化强度 $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ 写为

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = M_s z + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

其中, $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ 为磁化强度矢量 \mathbf{M} 在 x - y 平面内的动态分量, 且有 $\nabla(\mathbf{h}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t)) = 0$. 可设系统中的传播模式为时谐的平面自旋波, 即

$$\begin{aligned} \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{m}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} \\ \mathbf{h}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{h}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}, \end{aligned} \quad (4)$$

ω 为磁振子晶体的频率.

将 (2), (3) 和 (4) 式代入 (1) 式中, 可得

$$\begin{aligned} i\Omega \mathbf{m}_x(x, y) + (\nabla \cdot \mathbf{Q}\nabla) \mathbf{m}_y(x, y) - \mathbf{m}_y(x, y) \\ - \frac{M_s}{H_0} \frac{\partial \psi(x, y)}{\partial y} = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} -(\nabla \cdot \mathbf{Q}\nabla) \mathbf{m}_y(x, y) + \mathbf{m}_x(x, y) + i\Omega \mathbf{m}_y(x, y) \\ + \frac{M_s}{H_0} \frac{\partial \psi(x, y)}{\partial x} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $\Omega = \frac{\omega}{gH_0}$, $\mathbf{Q} = \frac{2A}{M_s \mu_0 H_0}$.

在周期结构的系统中, $\mathbf{m}(\mathbf{r})$, $\mathbf{Q}(\mathbf{r})$ 和 $M_s(\mathbf{r})$ 都是空间位置矢量的周期性函数. 可在倒格矢 \mathbf{G} 空间将其做傅里叶级数展开, 代入 (5), (6) 式可得如下本征方程:

$$\begin{aligned} & i\Omega \mathbf{m}_{xk}(\mathbf{G}) \\ &= \sum_{\mathbf{G}'} \frac{M_{sG-G'}}{H_0} \frac{(\mathbf{k}_x + \mathbf{G}'_x)(\mathbf{k}_y + \mathbf{G}'_y)}{|\mathbf{k} + \mathbf{G}'|^2} \\ & \times \mathbf{m}_{xk}(\mathbf{G}') \\ &+ \sum_{\mathbf{G}'} \left[1 + \mathbf{Q}_{G-G'}(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}') \right. \\ & \left. + \frac{M_{sG-G'}}{H_0} \frac{(\mathbf{k}_y + \mathbf{G}'_y)(\mathbf{k}_y + \mathbf{G}'_y)}{|\mathbf{k} + \mathbf{G}'|^2} \right] \\ & \times \mathbf{m}_{yk}(\mathbf{G}'), \quad (7) \\ & i\Omega \mathbf{m}_{yk}(\mathbf{G}) \\ &= - \sum_{\mathbf{G}'} \left[1 + \mathbf{Q}_{G-G'}(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}') \right. \\ & \left. + \frac{M_{sG-G'}}{H_0} \frac{(\mathbf{k}_x + \mathbf{G}'_x)(\mathbf{k}_x + \mathbf{G}'_x)}{|\mathbf{k} + \mathbf{G}'|^2} \right] \\ & \times \mathbf{m}_{xk}(\mathbf{G}') \\ & - \sum_{\mathbf{G}'} \frac{M_{sG-G'}}{H_0} \frac{(\mathbf{k}_x + \mathbf{G}'_x)(\mathbf{k}_y + \mathbf{G}'_y)}{|\mathbf{k} + \mathbf{G}'|^2} \end{aligned}$$

$$\times \mathbf{m}_{yk}(\mathbf{G}'), \quad (8)$$

式中傅里叶展开系数 $\mathbf{Q}(\mathbf{G})$ 和 $M_s(\mathbf{G})$ 可以表示为如下形式:

$$F_{\mathbf{G}} = \begin{cases} F_A f + F_B(1-f) & \mathbf{G} = 0 \\ (F_A - F_B)P(\mathbf{G}) & \mathbf{G} \neq 0 \end{cases}, \quad (9)$$

其中 A 是散射体, B 为基底, f 是填充率. $P(\mathbf{G})$ 称为结构常数, 仅与组分 A 的几何形状有关.

对于椭圆柱散射体

$$P(\mathbf{G}) = 2f \frac{J_1\left(\sqrt{(r_x \mathbf{G}_x)^2 + (r_y \mathbf{G}_y)^2}\right)}{\sqrt{(r_x \mathbf{G}_x)^2 + (r_y \mathbf{G}_y)^2}}, \quad (10)$$

其中填充率 $f = 2\pi r_x r_y / (\sqrt{3}a^2)$, J_1 为一阶第一类贝塞尔函数, r_x, r_y 分别为椭圆沿 x 方向和 y 方向上的两个半轴. 对给定的一个布里渊波矢 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 值, 通过数值求解本征方程 (7) 和 (8) 就可求得磁振子晶体的带结构 $\Omega_n(\mathbf{k})$.

3 结果与讨论

为了取得较好的收敛性, 本文取 $2601(-25 \leq n_x, n_y \leq 25)$ 个倒格矢. 晶格常数和外磁场分别取 $a = 100 \text{ \AA}$ 和 $\mu_0 H_0 = 0.1 \text{ T}$. 以无限长的铁 (Fe) 椭圆柱 (交换常数 $A = 2.1 \times 10^{-11} \text{ J}\cdot\text{m}^{-1}$, 饱和磁化强度 $M_s = 1.752 \times 10^6 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$), 正三角排列在无限大的氧化铈 (EuO) 基底中 (交换常数 $A = 0.1 \times 10^{-11} \text{ J}\cdot\text{m}^{-1}$, 饱和磁化强度 $M_s = 10910 \times 10^6 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$), 令椭圆柱横截面半径之比 $s = \frac{r_x}{r_y}$.

图 2 为相同填充下两种散射体的能带结构图.

图 2(a) 为 $f = 0.4$, 椭圆半径比 $s = 1.3$ 的磁振子晶体能带图, 图 2(b) 为 $f = 0.4$, $s = 1.0$ (截面为圆形) 的磁振子晶体能带图. 由图 2 可知, 椭圆半径比为 $s = 1.3$ 时, 带隙有 5 条, 半径比 $s = 1.0$ (截面为圆形) 时, 带隙只有 3 条. 也即在同样是填充率 $f = 0.4$ 的情况下, $s = 1.3$ 的椭圆柱散射体获得了更多的带隙, 且带隙涉及的范围更广. 对比了椭圆柱散射体与圆柱散射体的第一带隙, 第一带隙是指频率最低的带隙. 因为对于磁振子晶体的实际应用来说, 低频范围内的带隙更有实用价值. $s = 1.0$ 的第一带隙的宽度 $\Delta\Omega = 3.94$; $s = 1.3$ 的第一带隙的宽度为 $\Delta\Omega = 5.355$. 说明在同样填充率下, 椭圆柱散射体拓宽了第一带隙.

图3表示椭圆截面的半径之比改变时, 最低的第一带隙宽度的变化情况. 如图所示, 同样的填充率下, 半径之比 $s < 1$ 时, s 越小, 带隙宽度越小, 且带隙宽度小于 $s = 1$ (圆形截面) 的第一带隙宽度; 半径之比 $s > 1$ 时, 第一带隙的宽度大于 $s = 1$ (圆形截面) 的第一带隙宽度, 说明当 $s > 1$ 时, 可以有效地扩宽第一带隙.

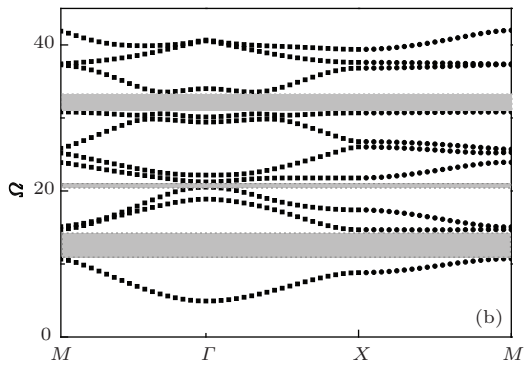
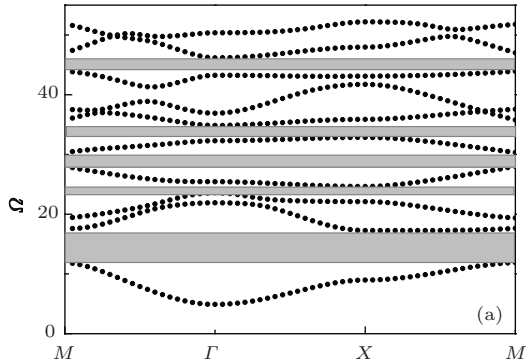


图2 (a) $f = 0.4, s = 1.3$ 圆柱的能带结构示意图; (b) $f = 0.4, s = 1.0$ 圆柱的能带结构示意图

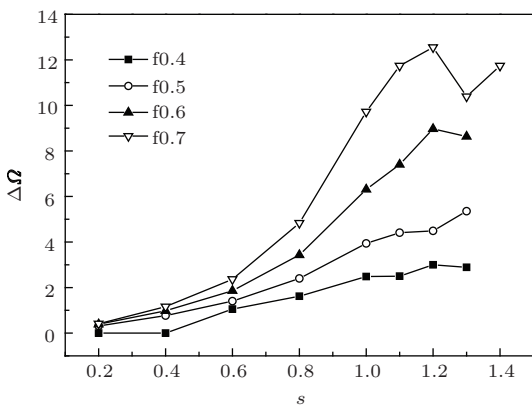


图3 随椭圆半径之比改变的第一带隙宽度

而当 $s < 1$ 时, 虽然第一带隙的宽度随 s 的减小而越来越窄, 但我们研究了第一带隙的中心位置随椭圆截面的半径之比 s 的变化情况, 因为带隙虽然不能加宽, 但打开范围如果是在更低的频率范围

打开, 同样具有重要的意义. 图4显示了不同 s 值时第一带隙的中心位置. 结果表明, 同样的填充率下, s 越小, 第一条带隙的中心位置越小, 也即同样的填充率下, s 越小, 虽然第一带隙越窄, 但是有利于更低频率带隙的打开.

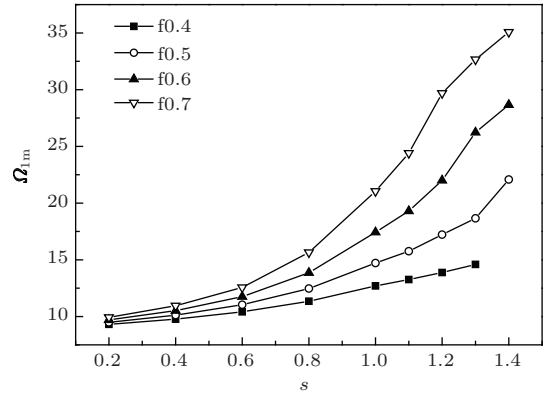


图4 随椭圆半径之比改变的第一带隙中心位置

4 结论

本文以无限长的铁椭圆柱散射体正三角排列在无限大的 EuO 基底中所构成的二维磁振子晶体作为研究对象, 利用平面波展开法数值计算了磁振子晶体的带结构. 与以往常见的圆柱散射体相比较, 当椭圆柱散射体椭圆截面两半径之比 $s < 1$ 时, 磁振子晶体可以在更低的频带范围内打开带隙; 当 $s > 1$ 时, 磁振子晶体带结构中的带隙范围比圆柱散射体的带隙范围要广, 频率最低的第一带隙要比圆柱散射体的第一带隙更宽. 利用这一性质可以在同样的填充率下, 使三角晶格的二维磁振子晶体获得更宽的低频带隙或在更低的频率范围内打开带隙.

参考文献

- [1] Krawczyk M, Puzzkarski H 2008 *Phys. Rev. B* **77** 054437
- [2] Puzzkarski H, Krawczyk M 2003 *Solid State Phenom.* **94** 125
- [3] Tacchi S, Duerr G, Klos J W, Madami M, Neusser S, Gubbiotti G, Carlotti G, Krawczyk M, Grundler D 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 137202
- [4] Mamica S, Krawczyk M, Klos J W 2012 *Adv. Cond. Mat. Phys.* **2012** 161387
- [5] Krawczyk M, Klos J W, Sokolovskyy L, Madami M 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 093909
- [6] Wang Z K, Zhang V L, Lim H S, Ng S C, Kuok M H, Jain S, Adeyeye A O 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 083112

- [7] Wang Z K, Zhang V L, Lim H S, Ng S C, Kuok M H, Jain S, Adeyeye A O 2010 *ACS Nano*. **4** 643
- [8] Kuchko A N, Sokolovskii M L, Kruglyak V V 2005 *Physica B* **370** 73
- [9] Kruglyak V V, Sokolovskii M L, Tkachenko V S, Kuchko A N 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 08C906
- [10] Kruglyak V V, Kuchko A N 2001 *Phys. Met. Metallogr.* **92** 211
- [11] Cao Y J, Yun G H, Narsu 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 077502 (in Chinese) [曹永军, 云国宏, 那日苏 2011 物理学报 **60** 077502]
- [12] Cao Y J, Tan W, Liu Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 117501 (in Chinese) [曹永军, 谭伟, 刘燕 2012 物理学报 **61** 117501]
- [13] Wang L Y, Cao Y J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 097501 (in Chinese) [王立勇, 曹永军 2011 物理学报 **60** 097501]
- [14] Yang H, Yun G H, Cao Y J 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 455001
- [15] Cao Y J, Yun G H, Liang X X, Ban N 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 305005
- [16] Dong H F, Wu F G, Xu Z L, Zhang X 2011 *Sci. China G: Phys. Mech. Astron.* **41** 775 (in Chinese) [董华锋, 吴福根, 许振龙, 张欣 2011 中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学 **41** 775]

Band-structure optimization of triangular lattice magnonic crystals*

Hu Xiao-Ying^{1)†} Huhemandula¹⁾ Cao Yong-Jun²⁾

1) (Department of Physics, Jining Teacher's College, Jining 012000, China)

2) (College of Physics and Electronic Information, Inner Mongolia Normal University, Hohhot 010002, China)

(Received 26 January 2014; revised manuscript received 25 March 2014)

Abstract

In this paper, band structure of two-dimensional magnonic crystal composed of elliptic rods triangularly arranged is calculated by using the plane-wave expansion method. The results show that under the condition of the same filling ratio, the width and central frequency of band gap obviously change with the ratio between two radii of ellipse, and that elliptic cylinder scattering body can open the lower frequency band gap or widen the low frequency band gap.

Keywords: magnonic crystals, band gap, plane-wave expansion method

PACS: 75.30.DS, 75.70.Cn, 75.40.Gb

DOI: 10.7498/aps.63.147501

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11264028), the Higher School Science and Technology Research Projects of Inner Mongolia, China (Grant No. NJZY13281).

† Corresponding author. E-mail: 759626040@qq.com