

二维复式晶格磁振子晶体的带隙结构

刘艳玲 刘文静 包佳美 曹永军

Band-gap structures of two-dimensional magnonic crystals with complex lattices

Liu Yan-Ling Liu Wen-Jing Bao Jia-Mei Cao Yong-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 157501 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.157501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.157501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I15>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

正交各向异性双层交换弹簧薄膜的磁矩分布

Magnetization distribution in exchange spring bilayers with mutually orthogonal anisotropies

物理学报.2016, 65(12): 127502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.127502>

隧穿磁电阻效应磁场传感器中低频噪声的测量与研究

Measurement and study of low-frequency noise in TMR magnetic field sensor

物理学报.2016, 65(5): 057501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.057501>

耦合电磁场对石墨烯量子磁振荡的影响

The coupled electromagnetic field effects on quantum magnetic oscillations of graphene

物理学报.2016, 65(2): 027502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.027502>

磁场作用下超导圆环的涡旋演化

Evolution of vortex configuration for superconducting ring in the presence of an externally applied field

物理学报.2014, 63(24): 247501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.247501>

基于不敏粒子滤波的水中非合作磁性目标实时磁定位方法

A real-time magnetic localization method of underwater non-cooperative magnetic targets based on unscented particle filter

物理学报.2014, 63(22): 227502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227502>

二维复式晶格磁振子晶体的带隙结构*

刘艳玲 刘文静 包佳美 曹永军†

(内蒙古师范大学物理与电子信息学院, 呼和浩特 010022)

(2016年4月15日收到; 2016年5月23日收到修改稿)

提出了一种复式晶格磁振子晶体的模型, 该模型由两种铁磁材料散射体周期排列在另一种铁磁材料基底中构成. 应用超原胞的思想拓展了平面波展开法, 用于数值计算研究自旋波在复式晶格磁振子晶体中的本征性质. 本文数值计算了由两种大小不同的铁(Fe)-铁(Fe)圆柱体交替正方排列在氧化铈(EuO)基底材料中构成的二维复式晶格磁振子晶体的带结构, 研究了带隙宽度随体积填充率的变化行为, 并与同一铁(Fe)圆柱体正方排列在氧化铈(EuO)基底材料中构成的简单晶格磁振子晶体的带隙结构随体积填充率的变化行为进行了比较. 结果表明, 利用复式晶格可以优化或调节自旋波带隙的宽度和频率位置.

关键词: 磁振子晶体, 复式晶格, 带隙, 超原胞平面波展开法

PACS: 75.70.Cn, 75.40.Mg, 75.75.-c

DOI: 10.7498/aps.65.157501

1 引言

磁振子晶体是一种新型的人造周期复合磁性材料^[1,2], 它和声子晶体, 光子晶体类似, 都是人工晶体. 磁振子晶体会表现出自旋波带隙的特性, 研究自旋波带隙材料的主要目的是实现自旋波的可控操作, 在微波器件领域具有潜在的应用价值. 但是, 近年来许多关于磁振子晶体带隙结构的研究工作主要集中在简单晶格领域内^[3]. 由固体物理可知, 若一个原胞内包含有两种或两种以上原子的晶体称为复式晶格晶体. 对人造晶体亦如此, 只不过这里所指的“原子”是一种人造的被称之为散射体的铁磁材料. 若原胞内包含有两种或两种以上的散射体, 将它们在另一种铁磁材料基底中周期排列, 即可构成复式晶格的磁振子晶体材料. 据我们所知, 磁振子晶体领域内很少有复式晶格的工作报导. 类似的研究工作在光子晶体和声子晶体领域中已有较多报导^[4-8]. 仇高新等^[4]利用复式晶胞的方法实现了简单晶格所没有的二维光子晶体完全带隙. 年秀芝等^[5]提出了一种能够产生完全带隙

的二维复式晶格光子晶体, 并且引入了点缺陷, 通过调控一些参量, 可以改变缺陷态的频率位置, 为光子晶体谐振腔的制作奠定了基础. 赵芳和苑立波^[6]通过二维固/气组成的声子晶体研究发现, 相比于简单格子而言, 复式格子产生的带隙一般在低频区, 并且在一定的体积填充率范围内复式格子产生的带隙更宽; Chen等^[7]提出的利用多重散射方法研究三维NaCl型的声子晶体, 其实就是一种复式晶格的声学周期复合材料, 研究发现复合材料出现了不同的带隙, 这些带隙在简单晶格声子晶体中不存在; Xu等^[8]证明了声子晶体的带隙通过在二维水/汞单原胞的合适位置添加一个柱体材料能够增大带隙的宽度. 对于磁振子晶体而言, 目前只有Wang等^[9]通过引入不同尺寸的同种材料柱体到原始简单晶格破坏其对称性, 可以产生较大的带隙宽度. 本文的研究是在不破坏其原来晶格对称性的情况下, 提出了复式晶格磁振子晶体的模型, 期望复式晶格磁振子晶体产生的带隙要比简单晶格结构的磁振子晶体带隙更宽, 或者可以调节带隙产生的频率位置, 从而达到自旋波带隙的优化或调节的

* 国家自然科学基金(批准号: 11264028)、内蒙古自治区自然科学基金(批准号: 2015BS0106)和内蒙古师范大学2015年度研究生创新基金(批准号: CXJJS15076)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: phyjcao@imnu.edu.cn

目的.

提出复式晶格的磁振子晶体模型之后, 如何计算研究其中自旋波传播的本征性质, 是理论研究磁振子晶体的一个重要工作. 本文在课题组前期工作的基础上^[10], 利用超原胞的思想, 推导了平面波展开法中结构常数的表达式. 利用此方法, 可数值计算研究复式晶格磁振子晶体中自旋波的色散关系和本征态的场分布等物理性质. 此计算方法, 可以拓展到三维复式晶格系统. 本文数值计算了由大小不同的铁(Fe)-铁(Fe)圆柱体正方排列在氧化铕(EuO)基底材料中构成的二维复式晶格(简称Fe-Fe复式晶格)磁振子晶体的自旋波能带结构, 并与由同一Fe圆柱正方排列在EuO基底材料中构成的简单晶格(简称Fe简单晶格)二维磁振子晶体的情况进行比较, 研究了带隙结构随体积填充率的变化行为和规律.

2 模型与计算方法

本文的研究对象是上述提出的二维复式晶格磁振子晶体系统, 由大小不同的Fe-Fe圆柱体交替正方排列在EuO基底材料中构成, 图1(a)为二维正方晶格的第一布里渊区和高对称线, 图1(b)为二维复式晶格磁振子晶体结构示意图. A和B两种无限长圆柱体分别代表大小不同的Fe和Fe圆柱材料, 相距为 a , 它们交替排列构成一个 $2a \times 2a$ 的超原胞, 再以 $2a$ 的晶格常数正方排列在EuO基底材料C中. 标号(1)–(4)标明了四个柱体材料在超原胞内的位置, 方便下述计算方法中的公式推导使用. 在这个二维复式晶格磁振子晶体中, 每1个Fe柱子周围有4个最近临的大小不同的Fe柱子. 若Fe柱的大小相同, 即为二维Fe简单晶格磁振子晶体, 其带结构性质可见于本课题组早期的工作报导中^[10].

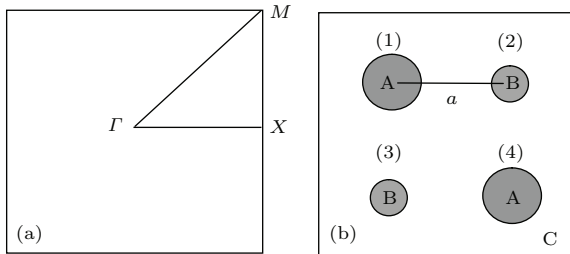


图1 (a) 正方排列的第一布里渊区; (b) 二维复式晶格磁振子晶体结构示意图

Fig. 1. (a) The first Brillouin zone of square; (b) schematic diagram of two-dimensional magnonic crystals with complex lattice arrangement.

铁磁材料中自旋波的传播行为可由Landau-Lifshitz方程表示^[3]:

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

(1)式中的 g 表示磁旋比;

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0 + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\alpha_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \right),$$

表示作用在磁化强度矢量 $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ 上的有效场, α_0 为铁磁材料的交换作用系数, 外磁场 \mathbf{H}_0 沿圆柱子轴向将复合铁磁系统饱和磁化. 若晶格常数仅在纳米数量级内, 有效场可只包括外磁场和交换作用场两项^[10,11]. 利用本课题组提出的改进平面波展开法^[10], 最后导出的倒格矢 \mathbf{G} 空间内的本征方程为

$$\Omega m(\mathbf{G}) = \sum_{\mathbf{G}'} [\mu_0 H_0 \delta(\mathbf{G} - \mathbf{G}') + (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}') \alpha(\mathbf{G} - \mathbf{G}')] m(\mathbf{G}'), \quad (2)$$

(2)式中 $\Omega = \mu_0 \omega / g$ 为自旋波的约化本征频率, μ_0 为真空磁导率, \mathbf{k} 为布里渊波矢, $\alpha(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 为交换作用系数在倒格子空间的傅里叶展开系数, 其计算如下

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{G}) &= \frac{1}{S_C} \int \alpha(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} d^2 \mathbf{r} \\ &= \frac{1}{S_C} \int_C \alpha_C e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} d^2 \mathbf{r} \\ &\quad + \sum_{i=(1),(4)} \left[\frac{1}{S_C} \int_A \alpha_A e^{-i\mathbf{G} \cdot (\mathbf{r}_0^i + \mathbf{r})} d^2 \mathbf{r} \right] \\ &\quad + \sum_{j=(2),(3)} \left[\frac{1}{S_C} \int_B \alpha_B e^{-i\mathbf{G} \cdot (\mathbf{r}_0^j + \mathbf{r})} d^2 \mathbf{r} \right] \\ &\quad - \sum_{i=(1),(4)} \left[\frac{1}{S_C} \int_A \alpha_C e^{-i\mathbf{G} \cdot (\mathbf{r}_0^i + \mathbf{r})} d^2 \mathbf{r} \right] \\ &\quad - \sum_{j=(2),(3)} \left[\frac{1}{S_C} \int_B \alpha_C e^{-i\mathbf{G} \cdot (\mathbf{r}_0^j + \mathbf{r})} d^2 \mathbf{r} \right] \\ &= \alpha_C \frac{1}{S_C} \int_C e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} d^2 \mathbf{r} + (\alpha_A - \alpha_C) \\ &\quad \times \sum_{i=(1),(4)} \left[\frac{1}{S_C} \int_A e^{-i\mathbf{G} \cdot (\mathbf{r}_0^i + \mathbf{r})} d^2 \mathbf{r} \right] \\ &\quad + (\alpha_B - \alpha_C) \\ &\quad \times \sum_{j=(1),(4)} \left[\frac{1}{S_C} \int_B e^{-i\mathbf{G} \cdot (\mathbf{r}_0^j + \mathbf{r})} d^2 \mathbf{r} \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

当 $\mathbf{G} = 0$ 时, (3) 式代表晶体磁参数的一种平均效应, 其结果如下:

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{G}) = & \alpha_C + (\alpha_A - \alpha_C) \times \frac{1}{S_C} \times 2S_A \\ & + (\alpha_B - \alpha_C) \times \frac{1}{S_C} \times 2S_B, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 $S_C = 4a^2$ 是复式晶格超原胞的面积, $f_A = S_A/a^2$ 为单原胞下的 A 柱体的体积填充率, $f_B = S_B/a^2$ 为单原胞下 B 柱体的体积填充率. 超原胞中 Fe 圆柱散射体的总体积填充率为

$$f = \frac{2S_A + 2S_B}{4a^2} = \frac{f_A + f_B}{2}.$$

将 A 和 B 的体积填充率代入 (4) 式, 可得傅里叶级数公式,

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{G}) = & \frac{1}{2} [\alpha_A f + \alpha_C (1 - f) + \alpha_B f_B \\ & + \alpha_C (1 - f_B)]. \end{aligned} \quad (5)$$

当 $\mathbf{G} \neq 0$ 时, (3) 式代表磁参数的散射效应, 可得:

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{G}) &= (\alpha_A - \alpha_C) \sum_{i=(1),(4)} \left[\frac{1}{S_C} \int_A e^{-i\mathbf{G} \cdot (\mathbf{r}_0^i + \mathbf{r})} d^2\mathbf{r} \right] \\ &+ (\alpha_B - \alpha_C) \sum_{j=(1),(4)} \left[\frac{1}{S_C} \int_B e^{-i\mathbf{G} \cdot (\mathbf{r}_0^j + \mathbf{r})} d^2\mathbf{r} \right] \\ &= \frac{1}{4} (\alpha_A - \alpha_C) \sum_{i=(1),(4)} e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}_0^i} \frac{1}{a^2} \int_A e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} d^2\mathbf{r} \\ &+ \frac{1}{4} (\alpha_B - \alpha_C) \sum_{j=(2),(3)} e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}_0^j} \frac{1}{a^2} \int_B e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} d^2\mathbf{r}, \end{aligned} \quad (6)$$

其中, 定义 $P(\mathbf{G}) = \frac{1}{a^2} \int_A e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} d^2\mathbf{r}$ 为单原胞下的散射体结构因子, 它只取决于散射体本身的形状, 与其排列方式没有关系. 这里把 $P(\mathbf{G}) = \frac{1}{a^2} \int_A e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} d^2\mathbf{r}$ 作为 A 柱体材料的结构因子, $P_B(\mathbf{G}) = \frac{1}{a^2} \int_B e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}} d^2\mathbf{r}$ 作为 B 柱体材料的结构因子. 对于圆柱体的结构因子 [3] $P(\mathbf{G}) = 2f \frac{J_1(Gr)}{Gr}$. 所以现在只需计算 $\sum_{i=(1),(4)} e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}_0^i}$ 和

$\sum_{j=(2),(3)} e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}_0^j}$. 在图 1 (b) 中, 如果将坐标系的原

点选在超原胞的中心处, 容易得到超原胞内各柱体的中心位置为:

$$\mathbf{r}_0^{(1)} = \frac{a}{2} (-\mathbf{i} + \mathbf{j}),$$

$$\mathbf{r}_0^{(2)} = \frac{a}{2} (\mathbf{i} + \mathbf{j}),$$

$$\mathbf{r}_0^{(3)} = \frac{a}{2} (-\mathbf{i} - \mathbf{j}),$$

$$\mathbf{r}_0^{(4)} = \frac{a}{2} (\mathbf{i} - \mathbf{j}).$$

$2a \times 2a$ 超原胞的复式晶格中, 倒格矢 $\mathbf{G} = (\pi/a)(n_x \mathbf{i} + n_y \mathbf{j})$. 所以

$$\begin{aligned} \sum_{i=(1),(4)} e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}_0^i} &= 2 \cos\left(\frac{\pi}{2}(n_x - n_y)\right), \\ \sum_{j=(2),(3)} e^{-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}_0^j} &= 2 \cos\left(\frac{\pi}{2}(n_x + n_y)\right). \end{aligned}$$

将其代入方程 (6), 整理可得

$$\alpha(\mathbf{G}) = \begin{cases} \frac{1}{2} [\alpha_A f + \alpha_C (1 - f) + \alpha_B f_B + \alpha_C (1 - f_B)], \\ \quad (\mathbf{G} = 0), \\ \frac{1}{2} \{ (\alpha_A - \alpha_C) \left[\cos \frac{\pi}{2} (n_x - n_y) \right] P(\mathbf{G}) \\ + (\alpha_B - \alpha_C) \left[\cos \frac{\pi}{2} (n_x + n_y) \right] P_B(\mathbf{G}) \}, \\ \quad (\mathbf{G} \neq 0). \end{cases} \quad (7)$$

3 结果与讨论

利用上述平面波展开法, 对如图 1 (b) 所示的二维复式晶格磁振子晶体, 数值求解本征方程 (2), 即可得到磁振子晶体的带结构. 计算中, 磁参数选取如下 [3]: Fe 的磁参数为交换作用系数 $A_{\text{Fe}} = 2.1 \times 10^{-11} \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$, 自发磁化强度 $M_{\text{s,Fe}} = 1.752 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$; EuO 的磁参数为 $A_{\text{EuO}} = 1.0 \times 10^{-10} \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$, $M_{\text{s,EuO}} = 1.910 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$. 晶格常数 $a = 100 \text{ \AA}$, 外磁场为 $\mu_0 H_0 = 0.1 \text{ T}$, 倒格矢 $\mathbf{G} = \frac{2\pi}{2a} (n_x \mathbf{i} + n_y \mathbf{j})$, 取 $N = 25$, 并且 $-N \leq n_x, n_y \leq N$, 也就是选取 $(2N + 1)^2 = 2601$ 个平面波展开数, 数值计算结果收敛性满足精度要求.

图 2 为在体积填充率 $f = 0.5$ 的情况下, 同一 Fe 圆柱正方排列在 EuO 基底中构成的二维磁振子晶体带结构, 其中图 2 (a) 和图 2 (b) 分别为利用单原胞和 $2a \times 2a$ 超原胞下的平面波展开法数值计算得出的带结构图. 比较发现, 两种情况下带隙出现的位置和宽度是一致的, 只是图 2 (b) 中的能带比图 2 (a) 中的能带数目要多. 这是因为超原胞的选取, 导致布里渊区边界缩小一半, 能带发生折叠

的缘故. 它们的一致性, 证明了上述计算方法是正确的.

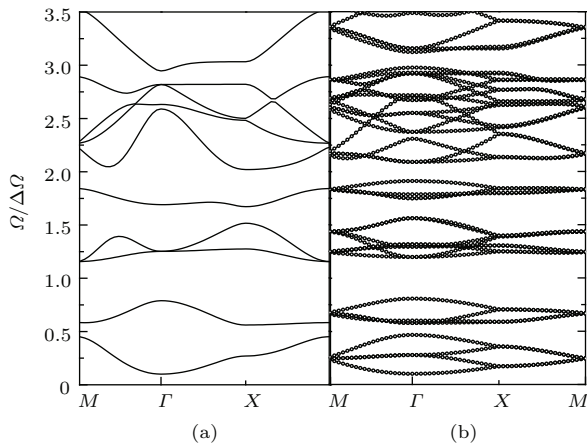


图2 Fe简单晶格磁振子晶体在体积填充率 $f = 0.5$ 时的带结构, 其中 (a) 和 (b) 分别为利用单原胞和超原胞计算所得结果

Fig. 2. Band structures of Fe simple lattice magnonic crystal when $f = 0.5$, in which (a) and (b) are the results calculated from the single-cell and super-cell, respectively.

由文献 [11] 的研究结果可知, 磁振子带隙主要是由于自旋波在周期晶格中发生布拉格散射的缘故所致, 故称为布拉格带隙. 人造晶体不同于天然晶体, 布拉格带隙的变化行为既与晶格结构有关, 又与散射体的形状、大小以及材料参数等多种因素均有关. 本文为了突出研究复式晶格对磁振子带隙的影响问题, 这里只考虑散射体是同种材料却有不同尺寸所致的复式晶格, 如图 1(b) 所示, 而不考虑散射体材料参数的不同所致的复式晶格. 下面首先计算如图 1(b) 所示的二维 Fe-Fe 复式晶格磁振子晶体的带结构, 计算中保持散射体的总体积填充率为 $f = (f_A + f_B)/2 = 0.5$. 其中, 当 $f_A = 0.6$, $f_B = 0.4$ 时带结构如图 3 所示, 发现在本征频率 Ω 为 0—3.5 范围内, 出现了三个不同宽度的自旋波带隙, 如图中的阴影部分. 引入标号 $B_{n,m}$ 表示第 n 条

能带与第 m 条能带之间的带隙. 以此类推, 图 3 中低频范围内的前两个较大的带隙分别表示为 $B_{4,5}$ 和 $B_{8,9}$. 明显可见, $B_{8,9}$ 带隙要宽于 $B_{4,5}$ 带隙. 具有带隙特性的磁振子晶体材料, 可为自旋波传播提供一定的局域环境, 该性质在自旋波器件的制作材料领域具有潜在的应用价值.

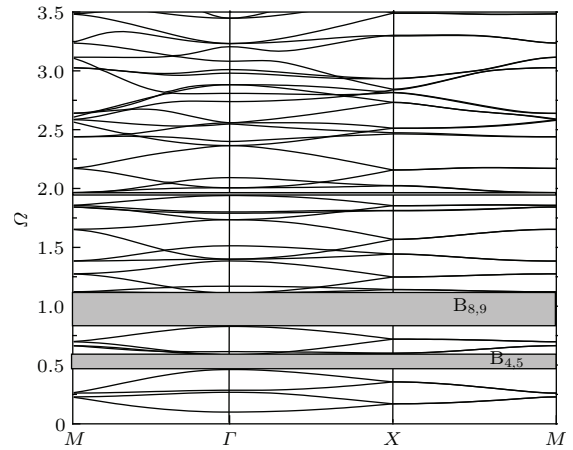


图3 Fe-Fe 二维复式晶格磁振子晶体的带结构图, $f = 0.5$

Fig. 3. Band structure of 2 D Fe-Fe magnonic crystal with complex lattice, $f = 0.5$.

引入复式晶格的思想后, 可否对磁振子晶体的带隙宽度起到优化或调节的作用? 很明显, 在保持总体积填充率 $f = 0.5$ 不变的情况下, 超原胞中 A, B 散射体的大小可有不同的组合. 经过计算得到几种不同组合下的归一化带隙宽度 $\Delta\Omega/\Omega_g$ 的数据, 列于表 1 中. 其中 $\Delta\Omega$ 表示带宽, Ω_g 表示带隙的中心频率. 分析表 1 中的数据, 发现复式晶格磁振子晶体带隙的变化行为各异. 其中带隙 $B_{4,5}$ 随着复式晶格中两种 Fe 圆柱体大小不匹配程度 (f_A/f_B) 的增加而增宽, 带隙 $B_{8,9}$ 是逐渐变小的, 而带隙 $B_{16,17}$ 只在 Fe 简单晶格 (即 $f_A = 0.5$, $f_B = 0.5$) 中产生, 在其他三种复式晶格中均消失. 随着超原胞中两种铁柱子大小不匹配程度的增加, 又产生了新

表 1 Fe-Fe 复式晶格二维磁振子晶体在 $f = 0.5$ 下, 不同散射体大小情况下的带隙宽度
Table 1. The width of band gaps of 2D Fe-Fe magnonic crystal, $f = 0.5$.

总体积填充率	各散射体 体积填充率	$B_{4,5}$ $\Delta\Omega/\Omega_g$	$B_{8,9}$ $\Delta\Omega/\Omega_g$	$B_{12,13}$ $\Delta\Omega/\Omega_g$	$B_{16,17}$ $\Delta\Omega/\Omega_g$
$f = \frac{1}{2}(f_A + f_B) = 0.5$	$f_A = 0.5, f_B = 0.5$	0.21568	0.39049	0	0.11296
	$f_A = 0.6, f_B = 0.4$	0.24075	0.29282	0	0
	$f_A = 0.7, f_B = 0.3$	0.30920	0.12803	0.18780	0
	$f_A = 0.75, f_B = 0.25$	0.35327	0.03246	0.24638	0

的带隙 $B_{12,13}$. 对波长较长的处于带隙 $B_{4,5}$ 位置处的自旋波而言, 随着原胞内两个散射体间的不匹配程度增加, 自旋波在晶格中的多重散射效应也增大, 故带隙也在增宽. 而带隙 $B_{8,9}$ 对应的自旋波随着原胞内二个散射体间不匹配程度的增加, 却表现出相反的行为.

当 Fe-Fe 二维复式晶格磁振子晶体中散射体总体积填充率变化时, 将带隙宽度的变化行为与 Fe 简单晶格二维磁振子晶体的对应情况进行比较, 其变化行为汇总在图 4 中. 图 4 (a) 和图 4 (b) 分别为带隙 $B_{4,5}$ 和 $B_{8,9}$ 的变化图, 其中实心三角点线代表复式晶格的情况, 空心三角点线代表简单晶格的情况. 在计算图 4 中, 所用到的各体积填充率列于表 2 中.

表 2 二维磁振子晶体在不同体积填充率下的带隙宽度

Table 2. The width of band gaps of 2D magnonic crystals with the different filling fraction of volume.

总体积填充率 ($f = \frac{1}{2}(f_A + f_B)$)	各散射体体积填充 (简单晶格)	各散射体体积填充 (复式晶格)
0.1	$f_A = f_B = 0.1$	$f_A = 0.2, f_B = 0$
0.2	$f_A = f_B = 0.2$	$f_A = 0.3, f_B = 0.1$
0.3	$f_A = f_B = 0.3$	$f_A = 0.4, f_B = 0.2$
0.4	$f_A = f_B = 0.4$	$f_A = 0.5, f_B = 0.3$
0.5	$f_A = f_B = 0.5$	$f_A = 0.6, f_B = 0.4$
0.6	$f_A = f_B = 0.6$	$f_A = 0.7, f_B = 0.5$
0.7	$f_A = f_B = 0.7$	$f_A = 0.75, f_B = 0.65$
0.75	$f_A = f_B = 0.75$	$f_A = 0.785, f_B = 0.715$

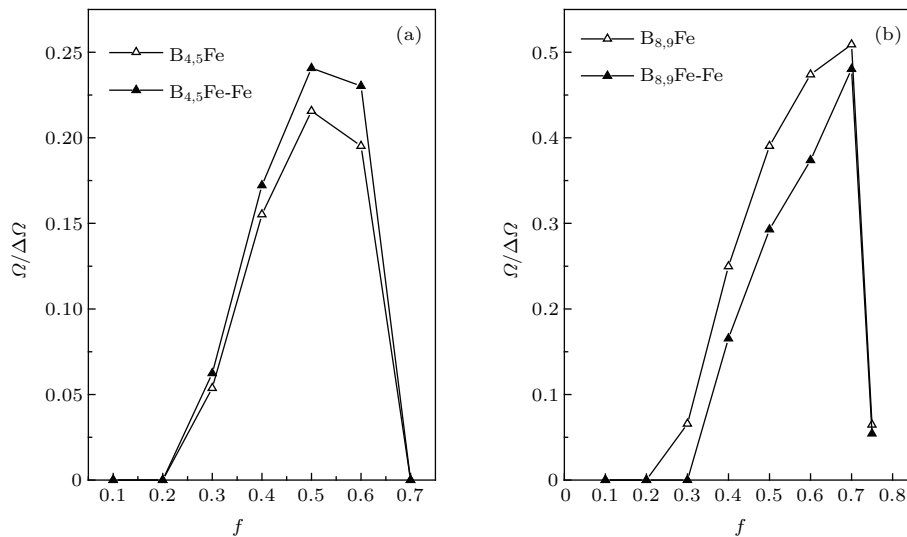


图 4 Fe-Fe 复式晶格和 Fe 简单晶格中带隙宽度随体积填充率的变化行为, 其中 (a) 和 (b) 分别为带隙 $B_{4,5}$ 和 $B_{8,9}$ 的比较图

Fig. 4. Comparison of the behavior of gaps changing as the filling fraction of volume between Fe-Fe complex lattice and Fe simple lattice, in which (a) and (b) are the results of gap $B_{4,5}$ and $B_{8,9}$, respectively.

分析图 4 可见, 并不是在所有的体积填充率下都有带隙. 带隙 $B_{4,5}$ 在复式晶格下, $f = 0.5$ 处时达到最大 $\Delta\Omega/\Omega_g = 0.24075$; 带隙 $B_{8,9}$ 却在简单晶格下 $f = 0.7$ 处有最宽带隙为 $\Delta\Omega/\Omega_g = 0.50913$. 这些自旋波带隙随体积填充率变化行为的理论研究结果, 可为实际设计复式晶格磁振子晶体带隙材料提供一定的依据. 同时, 也可清晰地发现 Fe-Fe 复式晶格磁振子晶体产生的带隙与简单晶格 Fe 磁振子晶体的带隙随体填充率的变化行为是一致的, 均是先增大后减小的行为, 且最大宽度对应的体积填充率是一致的. 说明这些一致性行为并不取决于散射体的材料属性, 只是取决于晶体的结构. 另外, Fe-Fe 复式晶格磁振子晶体产生的带隙的大小不同

于 Fe 简单晶格磁振子晶体的带隙. 对带隙 $B_{4,5}$, 复式晶格的值均要大于简单晶格; 但对带隙 $B_{8,9}$ 而言, 却表现出相反的行为. 这样就实现了通过 Fe-Fe 相间正方排列这种复式晶格的方式来优化或调节磁振子带隙的目的. 如前文所述, 磁振子晶体中自旋波布拉格带隙的产生, 既取决于晶体中晶体的结构, 又与散射体的大小、形状等多种因素有关. 通过调节复式晶格中散射体的大小, 带隙增宽, 说明该频段下的自旋波布拉格散射强烈; 带隙变小, 说明散射效应减弱. 人造晶体复合材料的重要应用价值正是利用它具有带隙可“裁剪性”的特征, 在一些器件的制造领域内具有巨大的应用前景. 总之, 本文提出的通过构造复式晶格的办法为磁振子晶体带

隙结构工程材料的设计和 optimization 提供了又一种有效的途径.

4 结 论

本文提出了一种复式晶格磁振子晶体的模型. 利用基于超原胞思想的平面波展开法数值计算了 Fe-Fe/EuO 二维复式晶格磁振子晶体的带结构, 研究了带隙随体积填充率的变化行为. 研究发现, 通过复式晶格可以产生较之于简单晶格更宽或新的自旋波带隙, 这一研究为磁振子晶体带隙工程材料的设计和制作提供了一种有效的途径和方案.

参考文献

- [1] Puzzkarski H, Krawczyk M 2003 *Solid State Phenomena* **94** 125
- [2] 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
- [3] Vasseur J O, Dobrzynski L, Djafari-Rouhani B 1996 *Phys. Rev. B* **54** 1043
- [4] Chou G X, Lin F L, Li Y P 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 600 (in Chinese) [仇高新, 林芳蕾, 李永平 2003 物理学报 **52** 600]
- [5] Nian X Z, Chen H M 2009 *Opt. Optoelectron. Technol.* **7** 23 (in Chinese) [牟秀芝, 陈鹤鸣 2009 光学与光电技术 **7** 23]
- [6] Zhao F, Yuan L B 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4511 (in Chinese) [赵芳, 苑立波 2005 物理学报 **54** 4511]
- [7] Chen H Y, Luo X D, Ma H R 2007 *Phys. Rev. B* **75** 024306
- [8] Xu Z L, Wu F G, Mu Z F, Zhang X, Yao Y W 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 5584
- [9] Wang Q, Zhong Z Y, Jin L C, Tang L C, Li X, Bai F M, Zhang H W 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 153905
- [10] 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]
- [11] Cao Y J, Yun G H, Liang X X, Bai N 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 305005

Band-gap structures of two-dimensional magnonic crystals with complex lattices*

Liu Yan-Ling Liu Wen-Jing Bao Jia-Mei Cao Yong-Jun[†]

(College of Physics and Electronic Information, Inner Mongolia Normal University, Huhhot 010022, China)

(Received 15 April 2016; revised manuscript received 23 May 2016)

Abstract

Magnonic crystals with spin waves as information carriers are the magnetic counterparts of photonic and phononic crystals. The studies of spin waves or magnons in magnonic crystals have attracted increasing attention, especially for the characteristics of band gaps. However, most of the previous work has paid attention to the magnonic crystals with simple lattices. In this paper, the model of magnonic crystals with complex lattices which is composed of two different scatterers of ferromagnetic materials periodically embedded in another kind of ferromagnetic matrix material is proposed for the first time. Then, the plane-wave expansion method is developed by using the idea of super cells, in which the Fourier coefficient of exchange constant α in the space of reciprocal lattice vector is analytically derived, and this method can be used to numerically investigate the eigen-properties of spin waves in magnonic crystals with complex lattices. Of course, it can be applied to the fields of other artificial crystals with complex lattices after the corresponding process, such as photonic crystals and phononic crystals.

Band structures of two-dimensional magnonic crystal with complex lattices consisting of two different sizes of Fe cylinders alternately arranged in EuO matrix, are numerically calculated by using the above plane-wave expansion method. The behaviors of band gaps of spin waves changing with the total filling fraction of volume f and also with the mismatch of the filling fraction of volume of two Fe cylinders in EuO matrix are numerically studied. The results of magnonic crystals with complex lattices are compared with those of magnonic crystal with simple latticeic. Some conclusions are summarized as follows. In the same filling fraction of volume f , the width of band gap $B_{4,5}$ in the magnonic crystal with complex lattice is always larger than that with the simple lattice, but the width of band gap $B_{8,9}$ in the complex lattice is less than that in the simple lattice. When $f = (f_A + f_B)/2 = 0.5$, the width of band gap $B_{4,5}$ increases as the mismatch between f_A and f_B increases, but the behavior of the gap $B_{8,9}$ is opposite. Moreover, some new spin-wave gaps can be generated by changing the mismatch between f_A and f_B . This is because the gaps in our studied systems result from the mechanism of Bragg scattering of spin wave in periodic ferromagnetic materials. When the mismatch between f_A and f_B increases, the multiple scattering effects become stronger. All of these results show that the width or the frequency of band gap can be optimized or tuned by using the complex lattice. Such an approach through fabricating complex lattices may open a new scope for engineering and designing the band gaps of magnonic crystals.

Keywords: magnonic crystal, complex lattice, band gap, plane-wave expansion method with super cell

PACS: 75.70.Cn, 75.40.Mg, 75.75.-c

DOI: 10.7498/aps.65.157501

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11264028), the Natural Science Foundation of Inner Mongolia Autonomous Region, China (Grant No. 2015BS0106), and the Inner Mongolia Normal University Graduate Students' Research & Innovation Fund, China (Grant No. CXJJS15076).

[†] Corresponding author. E-mail: phyjcao@imnu.edu.cn