

双模随机晶场对纳米管上 Blume-Capel 模型磁化强度和相变的影响

李晓杰 刘中强 王春阳 徐玉良 孔祥木

Effects of bimodal random crystal field on the magnetization and phase transition of Blume-Capel model on nanotube

Li Xiao-Jie Liu Zhong-Qiang Wang Chun-Yang Xu Yu-Liang Kong Xiang-Mu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 247501 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.247501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.247501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于交换作用的纳磁逻辑电路片上时钟结构研究

[On-chip clocking for exchange-interaction-based nanomagnetic logic circuits](#)

物理学报.2014, 63(22): 227503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.227503>

Fe_3O_4 纳米颗粒/聚二甲基硅氧烷复合材料磁电容效应的研究

[Effect of magnetic capacitance in the \$\text{Fe}_3\text{O}_4\$ nanopartides and polydimethylsiloxane composite material](#)

物理学报.2014, 63(5): 057501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.057501>

CoFe_2O_4 和 MnFe_2O_4 纳米复合介质的制备及其磁性研究

[Synthesis and magnetic properties of \$\text{CoFe}_2\text{O}_4\$ and \$\text{MnFe}_2\text{O}_4\$ nano composites](#)

物理学报.2012, 61(20): 207502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.207502>

双模随机晶场对纳米管上 Blume-Capel 模型磁化强度和相变的影响^{*}

李晓杰 刘中强 王春阳 徐玉良 孔祥木[†]

(曲阜师范大学物理系, 山东省激光偏光与信息技术重点实验室, 曲阜 273165)

(2015 年 5 月 21 日收到; 2015 年 9 月 8 日收到修改稿)

近年来, 磁性纳米管的物理性质和相关应用得到了人们的广泛关注. 利用有效场理论研究了纳米管上双模随机晶场中 Blume-Capel 模型的磁化强度和相变性质, 得到了系统的磁化强度与温度和随机晶场的关系及其相图. 结果表明: 系统在稀释晶场、交错晶场和同向晶场中会表现出不同的磁学性质和相变行为; 稀释晶场和交错晶场会抑制系统的磁化强度, 导致其基态饱和值小于 1, 而同向晶场则不会; 随着随机晶场参量的变化, 系统存在多个相变温度, 并呈现出三临界现象和重入现象.

关键词: 随机晶场, Blume-Capel 模型, 纳米管, 有效场理论

PACS: 75.10.Hk, 75.75.-c, 73.63.Fg

DOI: 10.7498/aps.64.247501

1 引言

1966 年, Blume 和 Capel 在 Ising 模型的基础上提出了一个新的模型^[1,2], 被称为 Blume-Capel (BC) 模型. 随后人们利用平均场近似、有效场理论、Monte Carlo 模拟和集团变分等多种方法对 BC 模型的磁学性质和相图进行了研究, 发现其呈现出丰富的物理现象^[3-7], 如三临界现象和重入现象. 目前, BC 模型仍被广泛地用于研究磁性系统中的物理问题, 如磁热性质、相变及磁滞行为.

近年来, 磁性纳米管逐渐成为科学研究的一个焦点, 实验和理论研究都取得了一定的进展. 实验上, 文献^[8]中发现 FeNi 磁性纳米管具有各向异性^[8]; Davis 等^[9]证实了一定条件下 CoNiFe/Cu 磁性纳米管会表现出巨磁阻效应. 理论上, Kaneyoshi^[10]讨论了铁磁和亚铁磁情况下纳米管系统的磁化率, 发现外壳层和内壳层最近邻自旋间交换相互作用的强弱会影响系统的磁化

率; 文献^[11-13]分别研究了纳米管中纯自旋系统和混合自旋系统的磁热性质和相图, 讨论了晶场对系统的影响, 发现系统存在一级相变和二级相变. 最近, 人们在多种晶格上考虑晶场、交换相互作用或外磁场满足随机分布时的 BC 模型, 得到了更为丰富的磁热性质和相变行为. Albayrak^[14-16]分别研究了稀释晶场中 Bethe 晶格和正方晶格上 BC 模型的相变行为, 发现晶场的稀释程度会影响系统的三临界点. 文献^[17]研究了交换相互作用服从稀释分布时蜂巢晶格的相变性质^[17], 发现横场、晶场和自旋间交换相互作用影响系统的相变并且系统出现重入现象; 文献^[18]研究了稀释晶场对蜂巢晶格系统磁学性质和相图的影响^[18], 结果显示晶场稀释分布对系统的相变没有影响, 并且系统不存在三临界点. 文献^[19]探究了晶场和交换相互作用满足稀释分布时简立方晶格上 BC 模型的磁化特性^[19]. Zaim 小组^[20,21]研究了外磁场服从三模分布时纳米管上 spin-1 Ising 模型的磁热性质和相图, 结果

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 11275112, 11302118)、教育部博士点专项科研基金 (批准号: 20123705110004) 和山东省自然科学基金 (批准号: ZR2011AM018, ZR2013AQ015) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: kongxm@mail.qfnu.edu.cn

表明纳米管外壳层和内壳层自旋间交换相互作用比值和外磁场影响系统的磁热性质和相变. 据我们所知, 迄今人们还没有研究随机晶场对纳米管系统磁学性质和相变的影响.

为了弄清楚双模随机晶场对纳米管系统临界性质的影响, 本文利用BC模型对纳米管系统的磁化强度进行了研究, 给出了系统的磁化强度随温度的变化曲线和相图. 本文结构如下: 第二部分给出系统磁化强度的自洽方程, 第三部分分析双模随机晶场对系统磁化强度和相变性质的影响, 最后总结全文, 给出结论.

2 模型与方法

无限长纳米管由内壳层和外壳层两部分组成, 见图1. 图1(a)为纳米管的立体示意图, 图1(b)给出其横截面示意图. 为了更清晰地显示不同格点上具有相同配位数的磁性原子, 用圆圈、方块和三角形分别代表配位数为5, 6和7的磁性原子. 每个磁性原子的自旋为1, 图中原子间的连线代表最近邻磁性原子之间存在交换相互作用, 它们的大小分别为 J_1 , J_2 和 J .

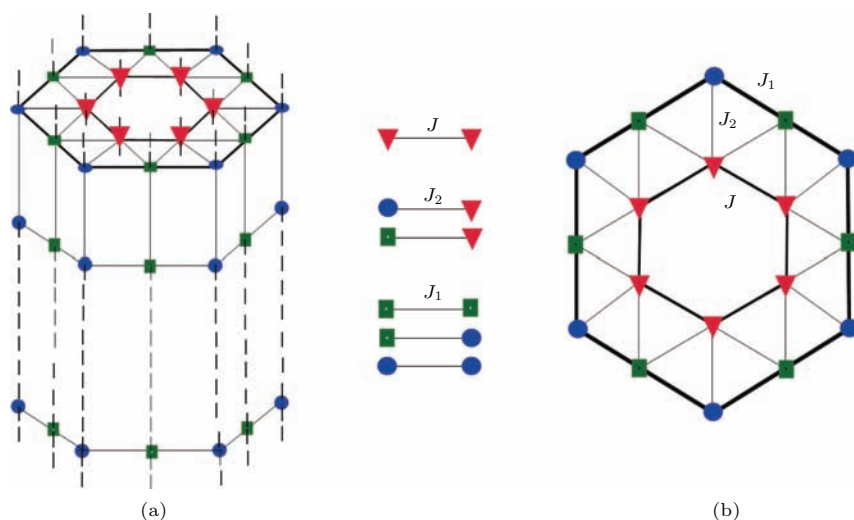


图1 (网刊彩色) 纳米管示意图 (a) 立体图; (b) 截面图. 圆圈和方块代表外壳层磁性原子, 三角代表内壳层磁性原子, 实线表示最近邻自旋间的交换相互作用

Fig. 1. (color online) The schematic picture of nanotube: (a) Perspective view of the cylindrical nanotube; (b) the cross section. The circles and squares respectively represent magnetic atoms at the surface shell. The triangles are magnetic atoms constituting the core shell. The bonds connecting the magnetic atoms represent the nearest-neighbor exchange interactions.

纳米管上BC模型的哈密顿量可写为

$$H = -J_1 \sum_{\langle ij \rangle} S_i S_j - J_2 \sum_{\langle kl \rangle} S_k S_l - J \sum_{\langle mn \rangle} S_m S_n - \sum_i D_i S_i^2, \quad (1)$$

其中 S_i 取值为 $-1, 0, +1$, J_1 代表外壳层最近邻自旋间的交换相互作用, J 代表内壳层最近邻自旋间的交换相互作用, J_2 代表外壳层和最近邻的内壳层自旋间的交换相互作用, D_i 代表作用在格点 i 上的随机晶场, 它们都满足双模分布

$$P(D_i) = p\delta(D_i - D) + (1-p)\delta(D_i - \alpha D), \quad (2)$$

其中 $p(0 \leq p \leq 1)$ 表示随机晶场取值为 D 的概率, $1-p$ 代表随机晶场取值为 αD 的概率,

$\alpha(-1 \leq \alpha \leq 1)$ 为一无量纲参数, 代表晶场强度的比值. 当 $p=1$ 或 0 时, 含双模随机晶场的BC模型退化为含恒定晶场的BC模型.

利用有效场理论可以得到外壳层格点自旋磁化强度 m_1 和 m_2 , 内壳层格点自旋磁化强度 m_c 的自洽方程^[22-24]:

$$\begin{aligned} m_1 &= [m_2^2 \cosh(J_1 \nabla) + m_2 \sinh(J_1 \nabla) + 1 - m_2^2]^2 \\ &\quad \times [m_1^2 \cosh(J_1 \nabla) + m_1 \sinh(J_1 \nabla) \\ &\quad + 1 - m_1^2]^2 [m_c^2 \cosh(J_2 \nabla) + m_c \sinh(J_2 \nabla) \\ &\quad + 1 - m_c^2] F(x)|_{x=0}, \quad (3a) \\ m_2 &= [m_2^2 \cosh(J_1 \nabla) + m_2 \sinh(J_1 \nabla) + 1 - m_2^2]^2 \\ &\quad \times [m_1^2 \cosh(J_1 \nabla) + m_1 \sinh(J_1 \nabla) \end{aligned}$$

$$+1 - m_1^2]^2 [m_c^2 \cosh(J_2 \nabla) + m_c \sinh(J_2 \nabla) + 1 - m_c^2]^2 F(x)|_{x=0}, \quad (3b)$$

$$m_c = [m_2^2 \cosh(J_2 \nabla) + m_2 \sinh(J_2 \nabla) + 1 - m_2^2]^2 \times [m_1^2 \cosh(J_2 \nabla) + m_1 \sinh(J_2 \nabla) + 1 - m_1^2] \times [m_c^2 \cosh(J \nabla) + m_c \sinh(J \nabla) + 1 - m_c^2]^4 F(x)|_{x=0}. \quad (3c)$$

其中函数 $F(x)$ 定义为

$$F(x) = \int P(D_i) f(x, D_i) dD_i = pf(x, D) + (1-p)f(x, \alpha D), \quad (4)$$

函数 $f(x, D_i)$ 的表达式为

$$f(x, D_i) = \frac{2 \sinh(\beta x)}{2 \cosh(\beta x) + e^{-\beta D_i}}, \quad (5)$$

其中 $\beta = 1/(k_B T)$, T 是绝对温度, k_B 是玻尔兹曼常数. 另外, 为了整体上描述系统的磁学性质可引入平均磁化强度^[25], 它的定义为

$$M_T = \frac{1}{18}(6m_1 + 6m_2 + 6m_c) = \frac{1}{3}(m_1 + m_2 + m_c). \quad (6)$$

3 磁化强度与相图

为了便于将本文的结果与文献^[11]的结果相比较, 不特别说明, 以下内容中 $J_1/J = J_2/J = 1$. 为了不失一般性, 设晶场强度 D 和等效温度 $k_B T$ 以 J 为单位, 通过求解方程 (3) 和 (6), 给出了双模随机晶场中系统磁化强度随温度的变化曲线 (见图 2—图 4), 并在此基础上得到了系统的相图 (见图 5).

3.1 磁化强度

图 2(a)—(f) 给出了晶场服从稀释分布 ($\alpha = 0$) 时, 系统磁化强度随温度的变化曲线. 图 2 表明不同稀释晶场 (p 不同) 会使系统表现出不同的磁学性质. 当 $p = 0$ 时, 磁化强度基态饱和值 $M_T^{\text{gss}} = 1$. 图 2(a) 显示当 $D/J = -10.0$ 时 (D/J 表示晶场约化参数), 随着 p 逐渐增大, M_T^{gss} 不断减小. 这是因为 p 越大, 不断增强的负晶场对系统磁化强度的阻碍作用就越明显. 图 2(b) 表明随着 D/J 增大 (如 $D/J = -3.87$), 当 $0 \leq p \leq 0.71$ 时, $M_T^{\text{gss}} = 1$; 当 $p \geq 0.72$ 时, $M_T^{\text{gss}} < 1$ 且随着 p 的增大 M_T^{gss} 逐渐减

小. 我们认为导致前述现象的物理机理是基态时较强负晶场驱使部分自旋态由 $S = \pm 1$ 态向 $S = 0$ 态转变, 因而削弱了系统的磁化强度, 使得 $M_T^{\text{gss}} < 1$.

从图 2(b) 还可以看出, 当 $p = 0.78$ 时, 系统的磁化强度随温度的变化曲线存在三个相变温度, 一个铁磁相变温度 (正方形标注) 和两个顺磁相变温度 (三角形标注), 对应的相图出现重入现象 (图 5(a)). 而图 2(c) 显示当 $D/J = -3.45$ 且 $p = 0.84$ 时, 系统存在两个相变温度; 当 $p \geq 0.84$ 时, 系统发生一级相变. 当 $D/J \geq -2.99$ 时, 见图 2(d) 和图 2(f), 重入现象消失. 随着 D/J 继续增大, 见图 2(e) 和图 2(f), 系统仅存在二级相变.

不同的原子掺杂会使作用在自旋上的晶场不同^[26], 双模随机 BC 模型中不同的晶场强度比值 α 能够定性抓住其中的物理本质. 如 $\alpha = 0, 0.5, -1.0$ 和 -0.5 分别代表四种典型的随机晶场分布: 稀释晶场分布、同向双模晶场分布、类对称交错晶场分布和类非对称交错晶场分布. 在仔细分析以上四种晶场分布对系统磁化强度影响之前, 先对后两者给出说明. $\alpha = -1.0$ 代表双模晶场有两个大小相等方向相反的可能取值, 因为当 $p = 0.5$ 时磁性原子处于对称交错晶场中, 所以我们称当 p 取其他值时磁性原子处于类对称交错晶场中. 读者可仿照前面分析类似地理解类非对称交错晶场分布.

为了清楚地展示不同晶场分布下系统磁化强度随温度的变化情况, 图 3 和图 4 分别给出了 $p = 0.5$ 和 0.85 时, $\alpha = 0, -1.0, -0.5$ 和 0.5 四种典型的随机晶场分布下磁化强度随温度变化的曲线.

图 3 显示当 $p = 0.5$ 时稀释晶场和交错晶场对系统磁化强度产生的影响类似, 而同向晶场的影响则完全不同. 从图 3(a)—(c) 中可以看出, 当 $p = 0.5$ 且 $D/J < -4.6$ 时, $M_T^{\text{gss}} < 1$. 也就是说, 稀释负晶场和交错晶场的强度足够强时会使得部分自旋转向, 进而导致系统的磁化强度减小. 然而图 3(d) 表明, 当 $\alpha = 0.5$ 且 $-3.939 \leq D/J \leq -3.9354$ 时, 系统存在两个相变温度: 铁磁相变温度 (正方形标注) 和顺磁相变温度 (三角形标注), 并且顺磁相变温度高于铁磁相变温度; 另外, 系统存在一级相变和二级相变.

结果表明, p 较大时 (如 $p = 0.85$), 系统的磁化强度与 p 较小时 (如 $p \leq 0.5$) 不同, 如图 4 所示. 比较图 4(a)—(d) 可知, p 较大时稀释晶场、交错晶

场和同向晶场对系统磁化强度的影响明显不同: 图4(a)表明稀释晶场能驱使系统表现出一级相变和二级相变, 当 $\alpha = 0$ 且 $-3.44323 \leq D/J \leq -3.39$ 时系统存在两个相变温度; 图4(b)和图4(c)表明交错晶场中, 当 $\alpha = -1.0$ 且 $-3.9 \leq D/J \leq -3.487$, $\alpha = -0.5$ 且 $-3.7462 \leq D/J \leq -3.476$

时, 系统也存在两个相变温度, 但系统只存在二级相变; 图4(d)表明同向晶场中系统存在一级相变和二级相变, 但是不存在两个相变温度. 比较图3和图4中 $D/J = -2.8$ 对应的磁化强度随温度变化的曲线可知 p 越大, 负晶场对磁化强度阻碍作用越明显, 系统的相变温度就越低.

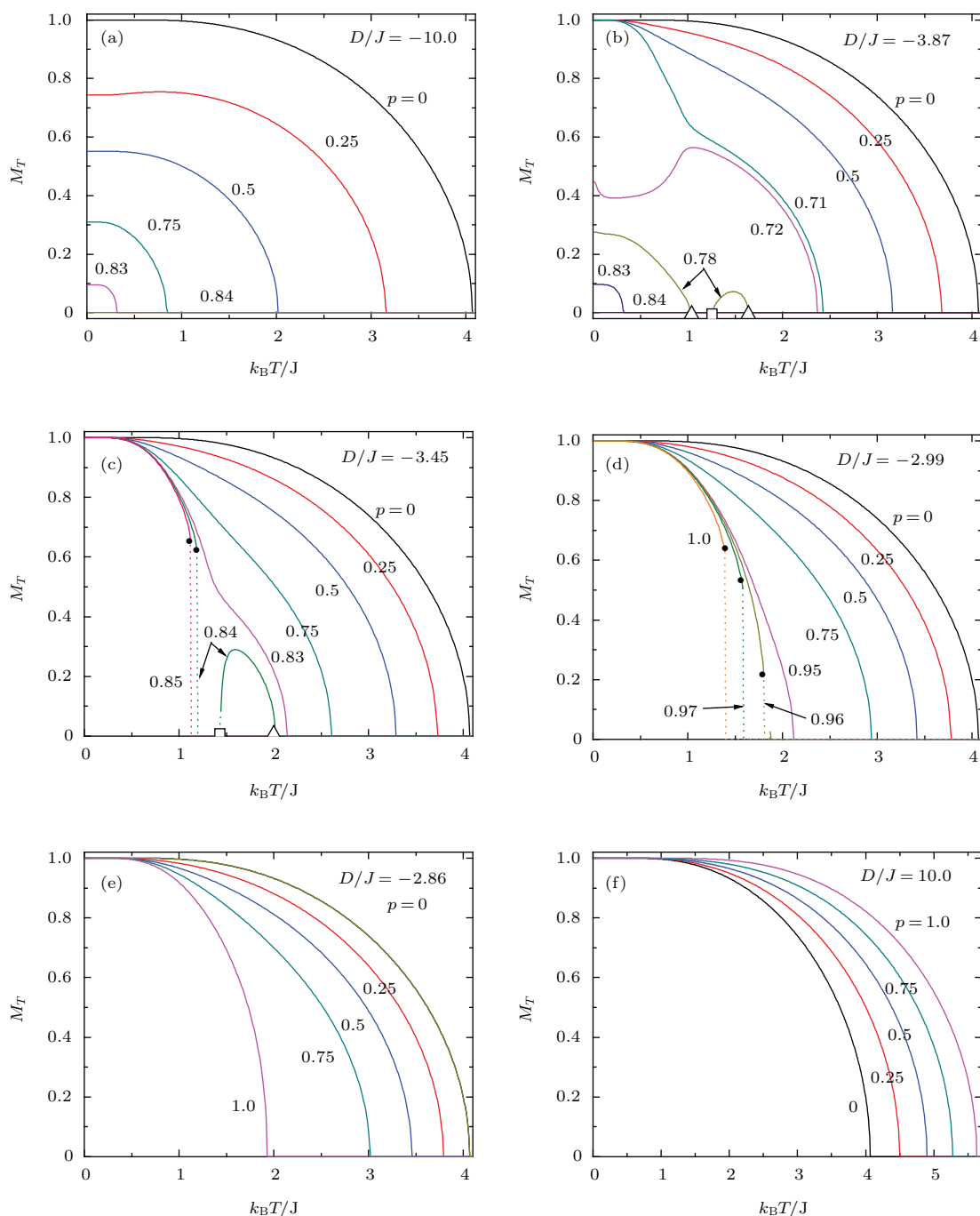


图2 (网刊彩色) 晶场参数 D/J 分别为(a) -10.0 , (b) -3.87 , (c) -3.45 , (d) -2.99 , (e) -2.86 , (f) 10.0 时, 系统磁化强度随温度的变化曲线, 曲线上的值为随机晶场概率 p

Fig. 2. (color online) The temperature dependence of the magnetization is presented with some selected values of crystal field D/J (a) -10.0 , (b) -3.87 , (c) -3.45 , (d) -2.99 , (e) -2.86 , (f) 10.0 . The real number on each curve denotes the value of p .

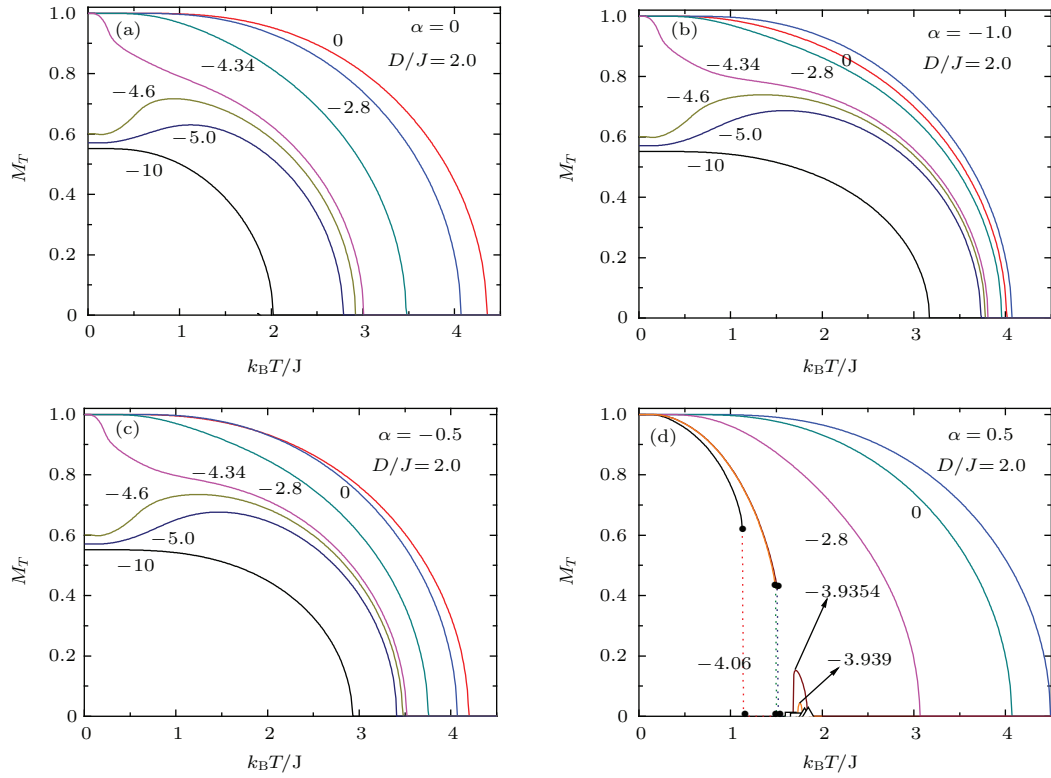


图3 (网刊彩色) 随机晶场概率 $p = 0.5$, 晶场强度比值分别为 (a) 0, (b) -1.0 , (c) -0.5 , (d) 0.5 时, 系统磁化强度随温度的变化曲线, 曲线上的值为晶场参数 D/J

Fig. 3. (color online) The temperature dependence of the magnetization is presented with $p = 0.25$, for (a) 0, (b) -1.0 , (c) -0.5 and (d) 0.5 with several values of D/J .

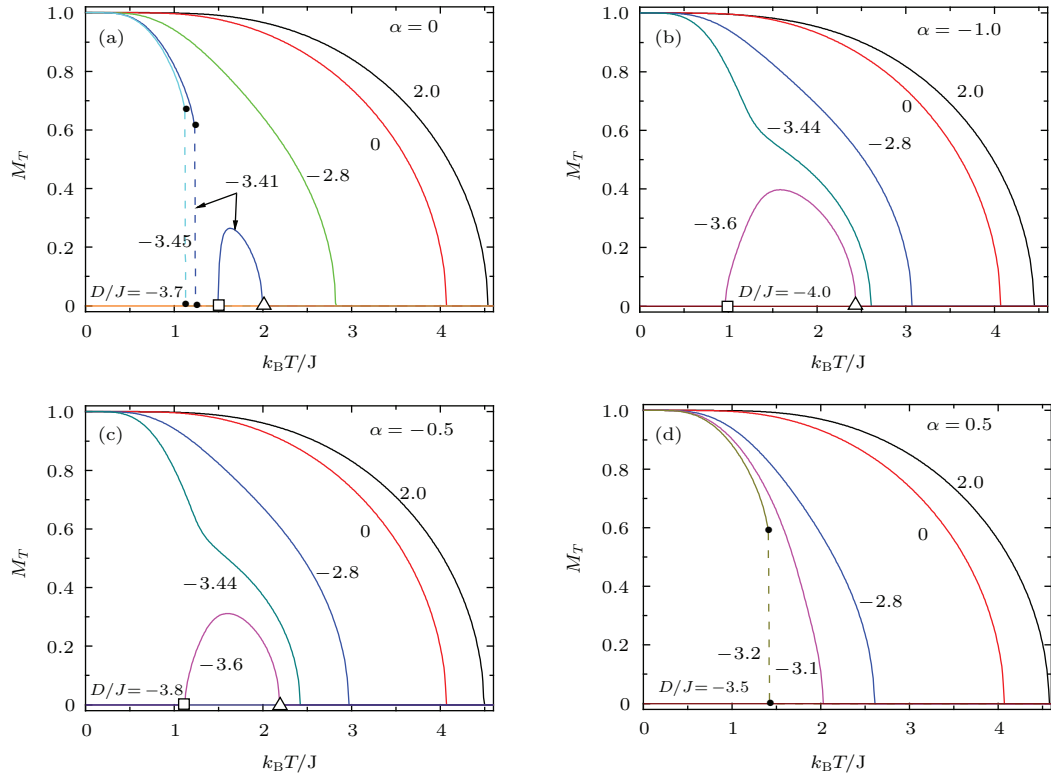


图4 (网刊彩色) 随机晶场概率 $p = 0.85$, 晶场强度比值分别为 (a) 0, (b) -1.0 , (c) -0.5 , (d) 0.5 时, 系统磁化强度随温度变化的曲线, 曲线上的值为晶场参数 D/J

Fig. 4. (color online) The temperature dependence of the magnetization is presented with $p = 0.85$, for (a) 0, (b) -1.0 , (c) -0.5 and (d) 0.5 with several values of D/J .

3.2 相 图

前文分析表明系统的磁化强度与随机晶场分布(2)式中的参量 p , α 和 D 密切相关. 随着这些参量的变化, 系统会出现三临界现象和重入现象. 为了更清楚地了解系统的相变性质, 图5给出了 $\alpha = 0, -1.0, -0.5$ 和 0.5 四种典型情况下 p 取不同值时系统的相图. 图中系统的相变温度 $k_B T_C/J$ 随晶场参量 D/J 的变化曲线(相变线)将 $k_B T_C/J$ - D/J 空间分成两个区域: 顺磁区域(见图5中的PM)和铁磁区域(见图5中的FM). 相图中的虚线和实线分别代表系统的一级相变线和二级相变线, 它们之间的实点代表系统的三临界点.

从相图中可以看出, 所有的二级相变线相交于同一个点($D/J, k_B T_C/J$) = (0, 4.07), 这是因为当 $D/J = 0$ 时, 随机晶场作用的BC模型变成Ising模型, 此时系统的相变温度 $k_B T_C/J = 4.07$ ^[11]. 当 $D/J < 0$ 时, p 越大, $k_B T_C/J$ 越低; 然而当 $D/J > 0$ 时, p 越大 $k_B T_C/J$ 越高.

图5(a)给出稀释晶场($\alpha = 0$)中系统的相图.

从图中可以看出, 当 $p = 0$ 时, 系统的二级相变线是一条水平线($k_B T_C/J = 4.07$), 这和 $D/J = 0$ 时的结果一致. 当 $0.79 \leq p \leq 1.0$ 时, 系统存在三临界点; 当 $0.79 \leq p \leq 0.96$ 时, 系统出现重入现象, 这是因为晶场的无序性导致了系统的重入行为^[27]; 当 $p < 0.79$ 时, 系统只存在二级相变, 并且 $D/J \rightarrow -\infty$ 时系统的临界温度趋于非零的有限值. 这是因为当 $p < 0.79$ 时, 低温时在负晶场影响下系统中的自旋形成团簇, 这些团簇处于 $S = \pm 1$ 的确定状态, 即使作用于系统的晶场趋于负无穷, 也无法改变它们的状态^[5]. 当温度超过某一非零的有限值时, 系统才会由铁磁相向顺磁相转变.

结果表明, 在交错晶场中($\alpha < 0$), 系统出现三临界点和重入行为时对应 p 的取值范围较稀释晶场中的情况有所缩小. 图5(b)和图5(c)显示, 交错晶场的对称性决定了相变曲线的对称性. 当 $0.84 \leq p \leq 1.0$ 时, 系统存在三临界点; 当 $0.84 \leq p \leq 0.98$ 时, 系统出现重入现象; 当 $p < 0.84$ 时, 系统只发生二级相变, 并且 $D/J \rightarrow -\infty$ 时系统的临界温度趋于非零的有限值.

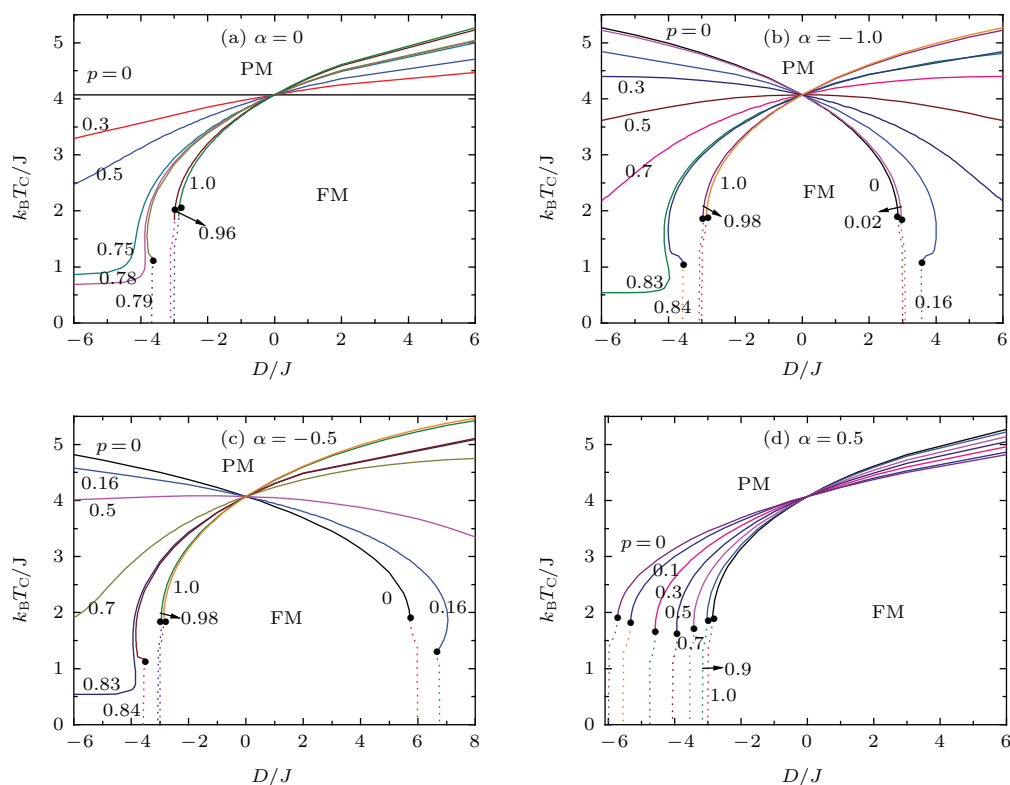


图5 (网刊彩色) 晶场强度比值 α 分别为(a) 0, (b) -1.0 , (c) -0.5 , (d) 0.5 时系统的相图, 虚线和实线分别代表一级和二级相变线, 曲线上的值为随机晶场概率 p .

Fig. 5. (color online) The phase diagrams of the nanotube are presented for four typical values of α , (a) 0, (b) -1.0 , (c) -0.5 , (d) 0.5 . Dashed and solid curves represent the first-order and second-order phase transitions, respectively. The real number on each curve denotes the value of p .

图 5(d) 给出了同向晶场中 (如 $\alpha = 0.5$) 系统的相图. 同向正晶场中系统只存在二级相变, 只有同向负晶场足够强时系统才会表现出二级相变向一级相变的转变. 图 5(d) 还表明当 $0 \leq p \leq 1$ 时, 系统始终存在三临界点. 通过计算双模随机晶场的平均值 $\bar{D}$, 我们发现 $\bar{D} \doteq -3$ 时, 系统存在三临界点. 换句话说, 随机晶场的平均值为负值是系统存在三临界点的必要条件.

通过比较纳米管上含双模随机晶场和含恒定晶场^[11]两种 BC 模型的磁化强度和相图, 我们发现两者存在如下差异: 双模随机晶场中, 负晶场会减弱系统的磁化强度而导致 $0 \leq M_T^{\text{gss}} < 1$, 而在恒定晶场中 $M_T^{\text{gss}} = 1$ 或 0 (负晶场足够强); 双模随机晶场中, 系统的磁化强度随温度的变化曲线可存在多个相变温度 (顺磁相变温度和铁磁相变温度), 而恒定晶场中, 系统的磁化强度随温度的变化曲线只存在一个顺磁相变温度; 双模随机晶场中系统存在重入行为, 而在恒定晶场中系统不存在重入行为; 双模随机晶场中引入晶场强度比值参数能够研究不同掺杂原子对系统磁学性质和相变行为的影响.

4 结 论

本文利用有效场理论研究了纳米管中双模随机晶场作用下 BC 模型的磁化强度和相图. 结果表明, 系统的磁化强度和相图与刻画双模随机晶场的参量: 随机晶场的取值概率 p 、晶场强度比值 α 和晶场强度 D 密切相关. p , α 和 D 等诸多因素相互竞争, 使系统表现出比含恒定晶场的 BC 模型更丰富的磁学性质和相变行为: 系统的磁化强度随温度的变化曲线存在多个相变温度; 负晶场会减弱系统的磁化强度, 导致 $M_T^{\text{gss}} < 1$; 双模随机晶场的平均值 $\bar{D} \doteq -3$ 时, 系统存在三临界点.

参考文献

- [1] Blume M 1966 *Phys. Rev.* **141** 517
- [2] Capel H W 1966 *Physica* **32** 966
- [3] Keskin M, Cankö O, Temizer Ü 2005 *Phys. Rev. E* **72** 036125
- [4] Xu L, Yan S L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1691 (in Chinese)
[许玲, 晏世雷 2007 物理学报 **56** 1691]
- [5] Yan S L, Zhu H X 2006 *Chin. Phys.* **15** 3026
- [6] Masrour R, Bahmad L, Hamedoun M, Benyoussef A, Hlil E K 2013 *Solid State Commun.* **162** 53
- [7] Albayrak E 2013 *Physica A* **392** 552
- [8] Zhou D, Cai L H, Wen F S, Li F S 2007 *Chinese J. Chem. Phys.* **20** 821
- [9] Davis D M, Moldovan M, Young D P 2006 *Solid State Lett.* **9** 153
- [10] Kaneyoshi T 2011 *J. Magn. Magn. Mater.* **323** 1145
- [11] Cankö O, Erdinç A, Taşkın F, Atışb M 2011 *Phys. Lett. A* **375** 3547
- [12] Cankö O, Erdinç A, Taşkın F, Yıldırım A F 2012 *J. Magn. Magn. Mater.* **324** 508
- [13] Taşkın F, Cankö O, Erdinç A, Yıldırım A F 2014 *Physica A* **407** 287
- [14] Albayrak E 2011 *Physica A* **390** 1529
- [15] Albayrak E 2013 *Solid State Commun.* **159** 76
- [16] Albayrak E 2013 *Chin. Phys. B* **22** 077501
- [17] Akıncı Ü, Yüksel Y, Polat H 2011 *Physica A* **390** 541
- [18] Yigit A, Albayrak E 2013 *J. Magn. Magn. Mater.* **329** 125
- [19] Xing L Y, Yan S L 2012 *J. Magn. Magn. Mater.* **324** 3641
- [20] Magoussi H, Zaim A, Kerouad M 2013 *J. Magn. Magn. Mater.* **344** 109
- [21] H Magoussi, Zaim A, Kerouad M 2013 *Chin. Phys. B* **22** 116401
- [22] Kaneyoshi T, Fittipaldi I P, Honmura R, Manabe T 1981 *Phys. Rev. B* **24** 481
- [23] Kaneyoshi T, Tucker J W, Jaščur M 1992 *Physica A* **186** 495
- [24] Kaneyoshi T 1993 *Acta Phys. Pol. A* **83** 703
- [25] Keskin M, Şarlı N, Deviren B 2011 *Solid State Commun.* **151** 1025
- [26] Kaneyoshi T 1991 *J. Phys. Condens. Matter* **3** 4497
- [27] Kaneyoshi T, Mielnicki J 1990 *J. Phys. Condens. Matter* **2** 8773

Effects of bimodal random crystal field on the magnetization and phase transition of Blume-Capel model on nanotube^{*}

Li Xiao-Jie Liu Zhong-Qiang Wang Chun-Yang Xu Yu-Liang Kong Xiang-Mu[†]

(Shandong Provincial Key Laboratory of Laser Polarization and Information Technology, Department of Physics, Qufu Normal University, Qufu 273165, China)

(Received 21 May 2015; revised manuscript received 8 September 2015)

Abstract

Recently, the physical properties and applications of the magnetic nanotube have attracted a great deal of theoretical and experimental attention. The magnetization and phase transition of spin-1 Blume-Capel model on a cylindrical Ising nanotube with bimodal random crystal fields are investigated by using the effective field theory. Employing numerical calculations, we obtain the phase diagrams and the magnetization, which depend on the temperature and the parameters of random crystal fields. Our obtained results are as follows. (i) Changing the probability (p) and the ratio of the crystal fields (α), the bimodal random crystal fields may describe different doped atoms acting on spins. Especially, for $p = 0.5$, choosing $\alpha = 0, -1.0, -0.5$ and 0.5 , the bimodal random crystal fields can respectively degrade four typical distributions of random crystal fields, i. e., the distribution of diluted crystal fields, the distribution of symmetry staggered crystal fields, the distribution of non-symmetry staggered crystal fields, and the distribution of same-direction crystal field. (ii) The system exhibits different magnetic properties and phase transition behaviors in the diluted, staggered and same-direction crystal field. The diluted and staggered crystal fields may reduce the magnetization of the system, resulting in the ground state saturation value of magnetization, which is less than 1, while the same-direction crystal fields cannot result in a similar behavior. (iii) The system shows several phase transition temperatures, i.e., first-order and second-order phase transitions and reentrant phenomenon as the parameters of bimodal random crystal fields change. The tricritical point and reentrant phenomenon do exist for certain values of the probability, the negative crystal field and the ratio of the crystal fields in the system. The relevant experiment is needed to verify the above-mentioned theoretical results.

Keywords: random crystal field, Blume-Capel model, nanotube, effective field theory

PACS: 75.10.Hk, 75.75.-c, 73.63.Fg

DOI: 10.7498/aps.64.247501

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundations of China (Grant Nos. 11275112, 11302118), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education, China (Grant No. 20123705110004), and the Natural Science Foundations of Shandong Province, China (Grant Nos. ZR2011AM018, ZR2013AQ015).

[†] Corresponding author. E-mail: kongxm@mail.qfnu.edu.cn