

随机外磁场对一维 Blume-Capel 模型动力学性质的影响*

李银芳 申银阳 孔祥木†

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

(2011 年 5 月 6 日收到; 2011 年 10 月 11 日收到修改稿)

近几十年来, 量子自旋系统的动力学性质引起了人们的广泛关注, 随着研究的不断深入, 随机自旋系统的性质受到了人们的重视. 利用递推关系式方法研究了高温极限下随机外磁场中自旋 $s = 1$ 的一维 Blume-Capel 模型的动力学性质, 通过计算自旋自关联函数和相应的谱密度, 探讨了外场对系统动力学行为的影响. 研究表明, 在无晶格场的情况下, 当外场满足双模分布时, 系统的动力学性质存在从中心峰值行为到集体模行为的交跨效应. 当外场满足 Gauss 分布, 标准偏差较小时, 系统也存在交跨效应; 标准偏差足够大时, 系统只表现为无序行为. 另外还研究了晶格场对系统动力学性质的影响, 发现晶格场的存在减弱了系统的集体模行为.

关键词: 关联函数, Blume-Capel 模型, 随机外磁场, 递推关系式方法

PACS: 75.10.Jm, 75.10.Pq, 75.40.Gb

1 引言

量子自旋系统是理论物理和凝聚态物理中研究的热点问题之一. 近几十年来, 人们对量子 Ising 模型进行了广泛的研究. 1966 年和 1967 年, Blume^[1] 和 Capel^[2] 在 Ising 模型的基础上提出了一个新的重要模型, 被称为 Blume-Capel (BC) 模型. 在这个模型中, 不仅考虑了近邻自旋之间的交换相互作用, 还考虑了晶格内部存在的单离子各向异性, 并将这种各向异性等效为一种场, 称为晶格场. 随后人们用多种方法如平均场近似、Monte Carlo 模拟等方法对其磁滞性质和相变性质进行了研究, 发现与简单的自旋 $s = 1/2$ Ising 模型相比较, BC 模型的物理现象更加丰富, 如存在三临界点现象^[3-6]. 目前, BC 模型已被成功地用于解释许多物理问题, 如磁性系统, ^3He - ^4He 混合系统及一元、二元或三元液体等.

虽然人们对自旋系统的平衡态性质进行了大

量的研究, 但其动力学性质的研究却相对较少, 且研究的多为自旋 $1/2$ 的系统, 在一些复杂材料中, 通常自旋大于 $1/2$ 且要考虑晶格场的作用. 一些研究也表明, 自旋量子数和晶格场对系统的动力学行为产生重要的影响. 1993 年, Bohm 和 Leschke^[7] 研究了高温极限下自旋量子数 s 对系统动力学性质的影响, 发现随着 s 的增大, 系统的动力学行为收敛于 $s = \infty$ 时的行为. 之后, Barreto^[8] 通过分析纵向弛豫函数的连分式系数研究了横场中 BC 模型在高温极限下的动力学性质, 发现晶格场作用对系统的动力学性质具有重要的影响.

近年来, 人们对随机量子自旋系统的动力学性质产生了浓厚的兴趣, 目前仍处于发展阶段. Florencio 和 Barreto^[9] 研究了一维随机横向 Ising 模型在高温极限下的动力学, 发现当交换耦合参量或外场分别满足双模分布时, 系统动力学都存在中心峰值行为与集体模行为的交跨效应. 紧接着 Barreto 等^[10-12] 又研究了四自旋相互作用的

* 国家自然科学基金 (批准号: 10775088)、教育部博士点专项科研基金 (博导类) (批准号: 20103705110001) 和山东省自然科学基金 (批准号: ZR2011AM018) 资助的课题.

† E-mail: kongxm@mail.qfnu.edu.cn

一维横向 Ising 模型, 结果表明随机分布也影响系统的动力学性质. 2003 年, Nunes 和 Florencio^[13] 研究了随机 XY 自旋链, 发现系统的长时动力学行为取决于强交换耦合参量. 随后他们还研究了外场中随机 XY 自旋链和 XY 自旋梯子, 发现系统的动力学性质只依赖于外场的随机程度, 与强度无关. 近年来, 人们相继讨论了自旋为 1/2 的一系列随机自旋模型的动力学行为, 如一维量子横场 Ising 链^[14,15]、XY 系统^[16]、考虑次近邻相互作用的 Ising 系统^[17,18] 和二维 Ising 系统^[19] 等.

为了更深入地研究 BC 模型的性质, 探究随机外场对系统动力学性质的影响, 本文研究了自旋 $s = 1$ 的一维 BC 系统的动力学性质, 通过计算系统自旋的自关联函数和相应的谱密度, 研究随机分布对系统动力学性质的影响.

2 模型与方法

2.1 模型

考虑一维晶格上自旋 $s = 1$ 的 BC 模型, 系统的 Hamilton 量可写为

$$H = -J \sum_i^N S_i^z S_{i+1}^z - D \sum_i^N (S_i^x)^2 - \sum_i^N B_i S_i^x, \quad (1)$$

其中 $S_i^\alpha (\alpha = x, y, z)$ 为格点 i 上的自旋算符, J 是近邻自旋交换相互作用参量, D 为晶格场作用常数, B_i 表示所加外场, 其值满足一定的概率分布.

多粒子系统的动力学性质可以通过其关联函数来研究, 其中自旋系统的自旋自关联函数又是研究的热点. 自关联函数指同一算符在不同时刻的关联, 可定义为 $C(t) = \langle A(t)A(0) \rangle - \langle A(t) \rangle \langle A(0) \rangle$, 其中 $\langle \rangle$ 代表统计平均, 任意一个 Hermite 算符在初始时刻和 t 时刻可表示为 $A = A(0)$ 和 $A(t)$. 在高温极限下自关联函数的表达式为 $C(t) = \langle A(t)A(0) \rangle$. 若考虑到随机分布, 自关联函数应表示为平均自关联函数, 其表示形式为

$$C(t) = \overline{\langle A(t)A \rangle}, \quad (2)$$

其中 $\overline{\langle \rangle}$ 表示先求统计力学平均后再求无序平均.

因为可以通过中子散射等实验手段直接测量自关联函数的谱密度, 从而可通过实验数据验证理论推导和计算的正确性, 所以谱密度的研究也很重要. 谱密度的计算可由自关联函数 (2) 式的 Fourier 变换的极限形式求解, 即 $\phi(\omega) =$

$\int_{-\infty}^{+\infty} dt C(t) e^{-i\omega t}$. 但在求解谱密度时, 为了使计算方便, 一般用 (2) 式的 Laplace 变换的极限形式来求解, 可写为

$$\phi(\omega) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} [\text{Re} \int_0^\infty dt C(t) e^{-zt}]. \quad (3)$$

2.2 递推关系式方法

凝聚态理论中常用严格求解法、级数展开法、Green 函数法和递推关系式方法等研究多体系统的动力学特性, 其中递推关系式方法是计算自旋自关联函数非常有效的方法之一. Lee 在 1982 年提出递推关系式方法, 最初用其解广义 Langevin 方程^[20-22], 后来用于研究自旋系统的动力学性质^[9,14,16-19]. 递推关系式方法的核心是把一个动力学量按正交基矢展开, 在这里是把与时间有关的 Hermite 算符 $A(t)$ 按正交基矢展开,

$$A(t) = \sum_{\nu=0} a_\nu(t) f_\nu, \quad (4)$$

其中 $a_\nu(t)$ 为一组依赖于时间的函数, f_ν 为 d 维 Hilbert 空间的正交基矢. 要构建一组完备的正交基矢, 首先要在 Hilbert 空间定义两个任意的基矢 X 和 Y , 并且它们满足 Kubo 内积的形式

$$(X, Y) = \beta^{-1} \int_0^\beta d\lambda \langle X(\lambda) Y^+ \rangle - \langle X \rangle \langle Y^+ \rangle, \quad (5)$$

其中 $X(\lambda) = e^{\lambda H} X e^{-\lambda H}$, $\langle XY \rangle = \text{Tr}(e^{-\beta H} XY) / \text{Tr} e^{-\beta H}$, $\beta = (k_B T)^{-1}$, H 为系统的 Hamilton 量, k_B 为 Boltzmann 常数. 如果在高温极限下考虑无序平均, 则内积 (5) 式可简化为

$$(X, Y) = \overline{\langle XY^+ \rangle}. \quad (6)$$

其次, 在动力学的 Hilbert 空间构建一组非正交的完备基矢 $\alpha = \{A^{(0)}, A^{(1)}, A^{(2)}, \dots, A^{(\nu)}, \dots\}$, 且 $A^{(\nu)} = (iL)^\nu A$, $\nu \geq 0$, 其中 L 为 Liouville 算符, 满足 $LA = [H, A] = HA - AH$, 且若 $|\nu - \mu| = 2k + 1$, $\nu, \mu \geq 0$, 则 $((iL)^\nu A, (iL)^\mu A) = 0$. 在非正交基矢组 α 的基础上构造一组正交基矢 $f = \{f_0, f_1, f_2, \dots, f_\nu, \dots\}$, 使之满足内积 (5) 式.

如果选择零阶基矢 $f_0 = A$, 可以得到一组满足如下的递推关系式的正交基矢,

$$f_{\nu+1} = iL f_\nu + \Delta_\nu f_{\nu-1}, \nu \geq 0, \quad (7)$$

其中 i 为虚数单位, $\Delta_\nu = (f_\nu, f_\nu) / (f_{\nu-1}, f_{\nu-1})$ 称为连分式系数 (或递推因子), 且 $\nu \geq 1$, $f_{-1} \equiv 0$, $\Delta_0 \equiv 1$.

对 (4) 式两边同时和 A 取内积, 再由公式 (6) 可得

$$a_0(t) = \overline{\langle A(t) A \rangle}, \quad (8)$$

而 (4) 式 $a_\nu(t)$ 满足第二个递推关系式,

$$\Delta_{\nu+1} a_{\nu+1}(t) = -\frac{da_\nu(t)}{dt} + a_{\nu-1}(t), \quad \nu \geq 0, \text{ 其中 } a_{-1}(t) \equiv 0. \quad (9)$$

对 (9) 式进行 Laplace 变换 $a_\nu(z) = \int_0^\infty e^{-zt} a_\nu(t) dt$, ($z = \varepsilon + i\omega$, $\varepsilon > 0$) 可得

$$\Delta_0 a_1(z) = 1 - za_0(z), \quad \nu = 0, \quad (10)$$

$$\Delta_{\nu+1} a_{\nu+1}(z) = -za_\nu(z) + a_{\nu-1}(z), \quad \nu \geq 1, \quad (11)$$

由 (10) 和 (11) 式可得 $a_0(z)$ 的连分式为

$$a_0(z) = \frac{1}{z + \frac{\Delta_1}{z + \cdots}} \quad (12)$$

$$\cdots + \frac{\Delta_{\nu-1}}{z + \Delta_\nu \Gamma_\nu(z)}$$

其中 $\Gamma_\nu(z)$ 为连分式 $a_0(z)$ 的第 ν 阶截断函数. 由于计算的复杂性, 故只能求得有限个连分式系数, 所以要对 (12) 式采取 Gauss 截断 [9,14,16], 从而求出 $a_0(z)$. 在推导过程中由 (2) 式和 (7) 式可看出, $a_0(t)$ 即是所要求的自关联函数 $C(t)$. 那么 (3) 式便可写为

$$\phi(\omega) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} [\text{Re} a_0(z)], \quad (13)$$

这样我们就将 $a_0(z)$ 与 $\phi(\omega)$ 联系起来了, 从而简化了计算过程.

求解自关联函数时, 可以将 $C(t)$ 按矩展开为

$$C(t) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{(-1)^\nu}{(2\nu)!} M_{2\nu} t^{2\nu}, \quad (14)$$

其中 $M_{2\nu} = \frac{1}{Z} \text{Tr} A(t) [H, [H, \cdots [H, A(t)] \cdots]]$ 为 $C(t)$ 的第 2ν 阶矩. 利用连分式系数 Δ_ν 和矩 $M_{2\nu}$ 的关系,

$$\Delta_\nu = M_{2\nu}^{(\nu)}, M_{2\nu}^{(-1)} = 0, M_{2\nu}^{(0)} = M_{2\nu},$$

$$M_{2\nu}^{(\nu-1)} = \Delta_{\nu-1} M_{2\nu}^{(\nu)} + \frac{\Delta_{\nu-1}}{\Delta_{\nu-2}} M_{2\nu-2}^{(\nu-2)}, \quad (15)$$

可求得有限个矩, 再构造 $C(t)$ 的最高阶 Padé 逼近式 [9,14,16], 就可得到自关联函数的近似解.

3 结果与讨论

选择 BC 模型的自旋算符 $S_i^z(t)$ 为上述递推关

系式方法中的 Hermite 算符 $A(t)$, 即 $S_i^z(t) = A(t)$, $S_i^z = S_i^z(0) = A$. 由 (2) 式可得自旋自关联函数的表达式为

$$C(t) = \overline{\langle S_i^z(t) S_i^z(0) \rangle}. \quad (16)$$

我们研究的自旋 $s = 1$ 模型的自旋算符之间的对易关系为 $\hat{S} \times \hat{S} = i\hbar \hat{S}$, $(S^x)^2 + (S^y)^2 + (S^z)^2 = 2\hbar^2$, 与自旋 $s = 1/2$ 模型的对易关系 $(\hat{S} \times \hat{S} = i\hbar \hat{S}, (S^x)^2 = (S^y)^2 = (S^z)^2 = \frac{1}{4}\hbar^2)$ 截然不同, 从而在推导基矢时变得很复杂, 计算工作量大幅增加, 在有限的计算机内存条件下得到的基矢更是有限. 选择零阶基矢 $f_0 = S_i^z$, 由自旋算符之间的对易关系及递推关系式 (7) 可计算出所有的基矢. 这里只给出基矢 f_1 的推导过程 (其中令 $\hbar = 1$):

$$f_1 = iL f_0 + \Delta_0 f_{-1}$$

$$= iL f_0 = i[H, S_i^z],$$

$$[H, S_i^z] = -\sum_j^N D_j \{S_j^x [S_j^x, S_i^z] + [S_j^x, S_i^z] S_i^x\}$$

$$- \sum_j^N B_j [S_j^x, S_i^z]$$

$$= iD S_i^x S_i^y + iD S_i^y S_i^x + iB_i S_i^y,$$

所以 $f_1 = i[H, S_i^z] = -D S_i^x S_i^y - D S_i^y S_i^x - B_i S_i^y$. 同理可得

$$f_2 = -2B_i D S_i^x S_i^z - 2B_i D S_i^z S_i^x$$

$$+ B_i J S_{i-1}^z S_i^x + D J S_{i-1}^x S_{i-1}^z S_i^x$$

$$- D J S_{i-1}^y S_{i-1}^z S_i^y + D J S_{i-1}^z S_i^x S_i^x$$

$$- D J S_{i-1}^z S_i^y S_i^y + B_i J S_i^x S_{i+1}^z$$

$$+ D J S_i^x S_i^z S_{i+1}^z + D J S_i^x S_{i+1}^z S_i^x$$

$$- D J S_i^y S_i^y S_{i+1}^z - D J S_i^y S_{i+1}^z S_i^y$$

$$+ (\Delta_1 - B_i^2 - D^2) S_i^z.$$

相应的内积为

$$(f_0, f_0) = \frac{2}{3}, (f_1, f_1) = \frac{8}{9} D^2 + \frac{2}{3} B_i^2,$$

$$(f_2, f_2) = \frac{2}{3} \Delta_1^2 - \frac{4}{3} \Delta_1 B_i^2 + \frac{4}{3} B_i^4$$

$$- \frac{4}{3} \Delta_1 D^2 + \frac{44}{3} B_i^2 D^2 + \frac{2}{3} D^4$$

$$+ \frac{8}{9} B_i^2 J^2 + \frac{64}{9} D^2 J^2.$$

由 $\Delta_\nu = (f_\nu, f_\nu)/(f_{\nu-1}, f_{\nu-1})$ 得到相应的连分式系数. 利用连分式系数与自关联函数以及谱密度的

关系,求得自关联函数及谱密度.

3.1 双模分布

为使研究结果不失一般性,我们分别讨论离散分布和连续分布两种情况. 首先讨论 (1) 式中近邻交换耦合参量取值 $\sqrt{2}/2$, 外场满足离散分布 - 双模分布的情况, 取第 i 个格点的外场满足的概率分布函数为

$$P(B_i) = p\delta(B_i - B_1) + (1 - p)\delta(B_i - B_2),$$

其中 $B_1 = 1.6$, $B_2 = 0.4$. 通过 (14)–(16) 式求得 $C(t)$, 再利用 (12) 和 (13) 式计算 $\phi(\omega)$. 晶格场作用常数 D 分别取 0, 1.0 时系统的自关联函数及谱密度的数值解在图 1 中给出. 插图为相应的连分式系数.

从图 1(a) 中可以看出, 当 $D = 0$ 时, 随着 p 的逐渐增大, 外场的平均值也不断增强, 此时自关联函数曲线由单调递减 (黑实线) 逐渐变为阻尼振荡形式 (虚线); 图 1(b) 中相应的谱密度最大值所对应的频率也由 $\omega = 0$ 处移至 $\omega = 1$ 附近. 这说明该系统的动力学性质经历了从中心峰值行为到集体模行为的交跨效应. 具体解释为: 当 $p = 0$ 时, 自旋

受外场的作用与自旋之间的相互作用相比弱得多, 这时自旋间相互作用对系统起决定作用, 所以系统表现为中心峰值行为. 随着外场平均值的逐渐增大, 自旋受外场的作用逐渐占据主导地位, 系统的动力学由中心峰值行为演变为集体模行为. $D = 1.0$ 时, 见图 1(c) 和 (d), 系统的动力学受 p 值变化表现出从中心峰值行为到无序行为的交跨. 外场较小时, 自旋之间的相互作用较强, 系统的中心峰值行为表现明显. 当外场的平均值逐渐增强, 此时晶格场作用常数也较大, 使自旋受外场的影响较强, 系统自旋出现杂乱无序的状态, 即无序行为. 也就是说, D 值的存在, 使系统的集体模行为减弱, 中心峰值行为为相对增强.

由以上分析可看出系统的动力学性质取决于近邻交换耦合参量与外场的相对强度. 通过分析近邻交换耦合参量和磁场频率有关的内场均方根得到系统的动力学性质, 在高温极限下, 内场可表示为

$$\begin{aligned} \langle G_{i,j}^2 \rangle &= \sum_{j,k} J_{i,j} J_{i,k} \langle S_i^z S_j^z \rangle \\ &= \sum_j J_{i,j}^2 \langle (S_i^z)^2 \rangle = 2J^2. \end{aligned} \quad (17)$$

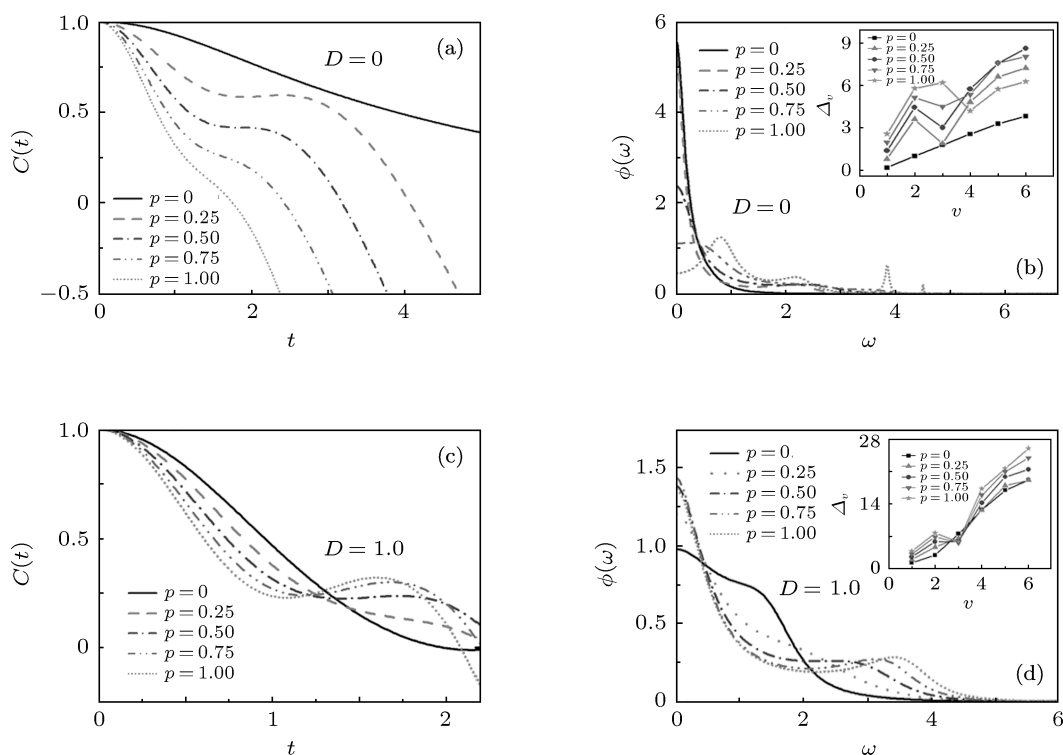


图 1 外场满足双模分布, 晶格场作用常数分别为 0, 1.0 时的自关联函数和谱密度

可看出内场的均方根与 $\sqrt{2}J$ 成正比. 具体地说, 当外场的平均值小于 $\sqrt{2}J$ 时, 系统的动力学行为由自旋间的相互作用来支配, 表现为中心峰值行为. 在外场的平均值较大时 ($B > \sqrt{2}J$), 系统的动力学行为表现为独立自旋在磁场中的旋进, 而内场则导

致旋进自旋以阻尼振荡的形式衰减, 且谱密度的曲线展宽, 系统动力学表现为集体模行为. 因此, 当外场满足双模分布时, 随着外场平均值的增大, 系统的动力学行为存在从中心峰值行为到集体模行为的交跨.

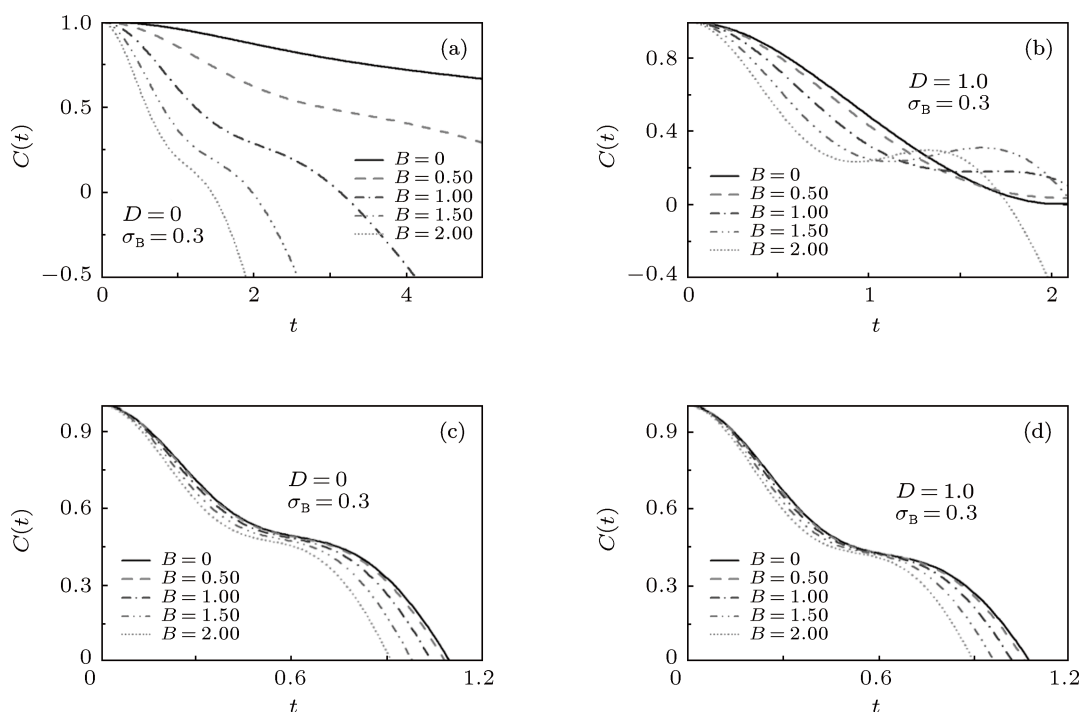


图2 外场满足 Gauss 分布 (标准偏差取 0.3 和 3.0), 晶格场作用常数为 0, 1.0 时的自关联函数

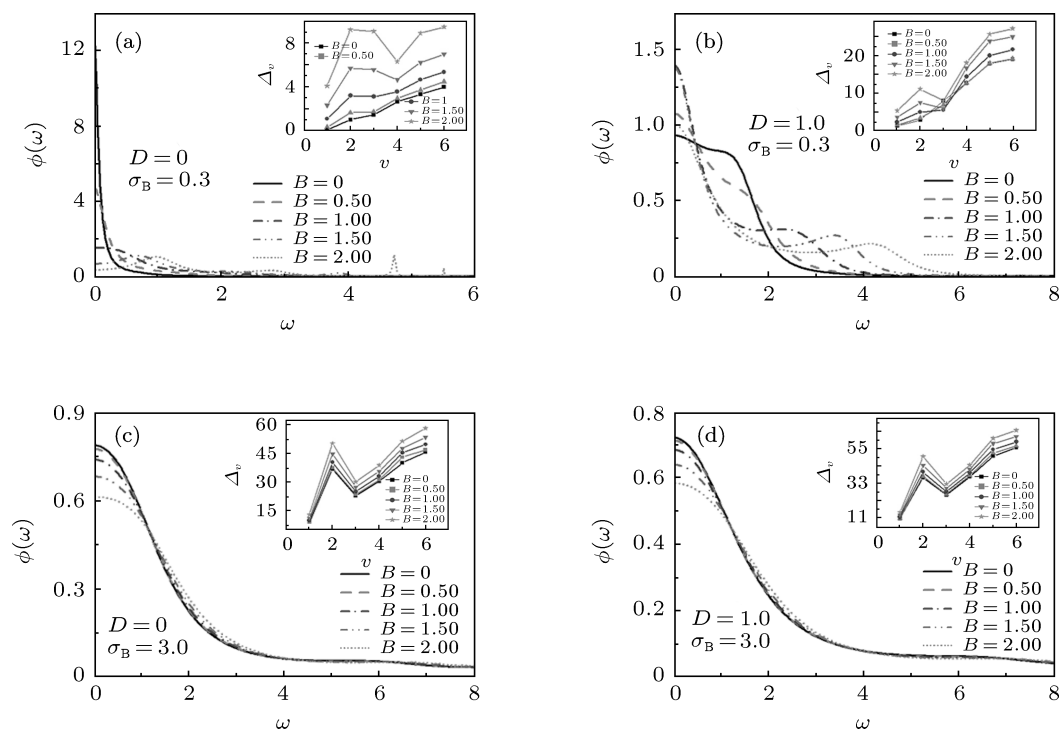


图3 外场满足 Gauss 分布 (参数值同图 2) 时的谱密度

3.2 Gauss 分布

接下来讨论近邻交换耦合参数 $J = \sqrt{2}/2$, 外场满足 Gauss 分布的情况. 取第 i 个格点的外场满足的概率分布函数为

$$P(B_i) = \frac{1}{\sigma_B \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(B_i - B)^2}{2\sigma_B^2} \right], \quad (18)$$

σ_B 为标准偏差, B 为随机变量 B_i 的均值, 在这里分别取 0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0. 图 2 给出了标准偏差 σ_B 分别取 0.3 和 3.0 时的自旋自关联函数, 相应的谱密度在图 3 中给出, 插图为相应的连分式系数.

图 2(a) 和 (c) 给出的是 $D = 0$ 的结果. 从图中可以看出, 当 $\sigma_B = 0.3$ 时, 系统的动力学行为随外场均值的增大存在从中心峰值行为到集体模行为的交跨效应. 容易看出, 当 $\sigma_B = 3.0$ 时, 自关联函数曲线既不是阻尼振荡形式, 也不是单调递减形式, 系统的动力学表现为一种介于集体模行为和中心峰值行为之间的复杂无序状态. 图 2(b) 和 (d) 为 $D = 1.0$ 的结果. 当 $\sigma_B = 0.3$ 时, 系统动力学也表现出了交跨效应, 和图 2(a) 进行比较容易发现, 晶格场作用的存在, 使得系统的集体模行为减弱. 而当 σ_B 取值 3.0 时, 系统动力学始终表现出了无序行为, 这与图 2(c) 的结果类似. 也就是说, 当外场的标准偏差足够大时, 晶格场对系统的动力学性质的影响很小, 这是因为此时外场的取值范围很大, 自

旋和外场的作用模式很多, 使得系统中自旋的取向趋于无序, 从而系统的动力学交跨效应消失, 只表现出无序行为. 以上说明, 随标准偏差的增大, 无序行为替代了交跨效应, 晶格场作用常数减弱了系统的集体模行为. 同时还发现与自旋为 1/2 系统一样, 系统的动力学性质与所满足的随机分布没有关系.

4 结 论

利用递推关系式方法研究了高温极限下随机外场对一维 BC 模型动力学性质的影响. 计算了外场满足不同随机分布 (双模分布, Gauss 分布) 时系统内自旋自关联函数和相应的谱密度. 结果发现, 在无晶格场的情况下, 当外场满足双模分布时, 系统的动力学存在从中心峰值行为到集体模行为的交跨效应. 当外场满足 Gauss 分布, 标准偏差较小时, 系统动力学也存在两种动力学行为的交跨效应; 标准偏差足够大时, 系统动力学只表现为无序行为. 有晶格场作用的情况下, 在外场满足双模分布时, 系统动力学表现出从中心峰值行为到无序行为的交跨; 在外场满足 Gauss 分布, 且标准偏差较小时, 系统动力学也表现为交跨效应, 而标准偏差足够大时, 系统动力学性质表现出与无晶格场时一致的行为.

- [1] Blume M 1966 *Phys. Rev.* **141** 517
- [2] Capel H W 1967 *Physica* **33** 295
- [3] Ekiz C, Keskin M 2003 *Physica A* **317** 517
- [4] Kornis G, Rikvold P A, Novotny M A 2002 *Phys. Rev. E* **66** 056127
- [5] Buendia G M, Hurtado N 2000 *Phys. Status Solidi B* **220** 959
- [6] Deviren S A, Albayrak E 2011 *Physica A* **390** 3283
- [7] Bohm M, Leschke H 1993 *Physica A* **199** 116
- [8] Barreto F C S 1994 *Braz. J. Phys.* **24** 819
- [9] Florencio J, Barreto F C S 1999 *Phys. Rev. B* **60** 9555
- [10] Boechat B, Cordeiro C, Florencio J, Barreto F C S, Bonfim O F A 2000 *Braz. J. Phys.* **30** 693
- [11] Boechat B, Cordeiro C, Florencio J, Barreto F C S, Bonfim O F A 2000 *Phys. Rev. B* **61** 14327
- [12] Boechat B, Cordeiro C, Bonfim O F A, Florencio J, Barreto F C S

- 2000 *J. Phys. Soc. Jpn.* **30** 693
- [13] Nunes M E S, Florencio J 2003 *Phys. Rev. B* **68** 014406
- [14] Liu Z Q, Kong X M, Chen X S 2006 *Phys. Rev. B* **73** 224412
- [15] 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]
- [16] Xu Z B, Kong X M, Liu Z Q 2008 *Phys. Rev. B* **77** 184414
- [17] Yuan X J, Zhao B Y, Chen S X, Kong X M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1499 (in Chinese) [袁晓娟, 赵邦宇, 陈淑霞, 孔祥木 2010 物理学报 **59** 1499]
- [18] Yuan X J, Kong X M, Xu Z B, Liu Z Q 2010 *Physica A* **389** 242
- [19] Chen S X, Shen Y Y, Kong X M 2010 *Phys. Rev. B* **82** 174404
- [20] Lee M H 2000 *Phys. Rev. E* **62** 1769
- [21] Lee M H 1982 *Phys. Rev. B* **26** 2547
- [22] Lee M H 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 1072

Effects of random external fields on the dynamics of the one-dimensional Blume-Capel model*

Li Yin-Fang Shen Yin-Yang Kong Xiang-Mu[†]

(Shandong Provincial Key Laboratory of Laser Polarization and Information Technology, Department of Physics,

Qufu Normal University, Qufu 273165, China)

(Received 6 May 2011; revised manuscript received 11 October 2011)

Abstract

The dynamical properties of quantum spin systems have received a great deal of theoretical and experimental attention in the past decades. Only recently, has much attention been paid to the random quantum spin systems. In this paper the effect of random external field on the dynamics of one-dimensional Blume-Capel model with $s = 1$ in the high-temperature limit is investigated by using the recurrence relations method. The spin autocorrelation function as well as the corresponding spectral density of the system is calculated in the presence of the field that satisfies two types of distributions. When the single-ion anisotropy takes 0, for the bimodal distribution, the dynamics of the system behaves as a crossover from a central peak behavior to a collective mode one. For the Gaussian distribution, when the standard deviation is small, the dynamical behavior of the system also exhibits a crossover; when the standard deviation is large enough, the system only shows a disordered behavior. We also discuss the effect of the single-ion anisotropy on the dynamical property of the system, and find that the collective-mode behavior becomes weaker as the single-ion anisotropy exists.

Keywords: correlation function, spectral density, Blume-Capel model, random fields, recurrence relations method

PACS: 75.10.Jm, 75.10.Pq, 75.40.Gb

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10775088), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education, China (Grant No. 20103705110001), and the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2011AM018).

[†] E-mail: kongxm@mail.qfnu.edu.cn