

# 铁磁纳米阵列膜温度稳定性的损伤扩散研究<sup>\*</sup>

郭子政<sup>†</sup> 宣志国 张院生 安彩虹

(内蒙古师范大学物理与电子信息学院, 呼和浩特 010022)

(2008 年 2 月 12 日收到, 2008 年 2 月 29 日收到修改稿)

利用损伤扩散方法研究了三角点阵量子磁盘的温度稳定性问题. 为建立实际体系的伊辛模型, 我们作了三方面考虑: 1) 计入自旋间的长程相互作用; 2) 考虑纳米线阵列中纳米线长度的不一致性; 3) 推导出矫顽力与自旋交换常数间的关系并利用矫顽力量估算出自旋交换常数的数值. 模拟结果表明, 自旋间的作用范围越长, 损伤扩散越难, 即稳定性越好, 而纳米线的长度混乱度越大, 温度稳定性越差.

关键词: 量子磁盘, 温度稳定性, 损伤扩散方法

PACC: 7510H, 7540M, 7550S

## 1. 引 言

随着信息技术的不断发展, 人们对信息存储密度的要求不断提高. 研究和开发新一代超高密度磁记录材料已经得到了人们的普遍关注<sup>[1, 2]</sup>. 就磁存储而言, 由于巨磁阻磁头等技术的应用, 磁存储密度在 2000 年已经达到 60 Gbit/in<sup>2</sup> (1 in = 2.54 cm). 但随着磁粒尺寸的减小, 磁化的热稳定性下降, 发生超顺磁化, 容易使磁化转变变得容易, 这将导致存储数据的丢失. 为解决这一问题, 人们对纳米尺度的磁阵列给予了广泛的重视和研究. 近年来对一维磁性纳米丝的研究发展很快, 材料可以是单一金属、合金、化合物、复合物和多层膜. 利用一维纳米丝制备纳米量子存储介质, 是高密度、低噪音硬盘介质的发展方向之一. 近年来, 将磁性金属或合金注入非磁性介质中而得到相互隔离的量子点阵薄膜, 已成为此领域的研究热点. 这种方法的基本思路是: 先生产出具有高孔密度和长径比可控的模板, 然后在其微孔内注入磁性金属或复合磁性材料, 从而得到非常有序的纳米线阵列. 由于膜上的纳米磁性单元彼此分离, 具有这种阵列结构的阵列膜也被称为量子磁盘结构 (QMD). 与常规磁盘比较, QMD 所具有优点包括: 1) 每一位的磁矩自发量化; 2) 量子化的写入过程减少了对写头的要求和写头的精确定位; 3) 小、平滑的隔

离传输区域使得记录密度很高并且传输噪音近似为 0<sup>[4]</sup> 能精确定位读写头, 克服了超顺磁极限. 1997 年以来报道的量子磁盘的记录密度可以达到 400 Gbit/in<sup>2</sup> 或更高<sup>[3, 4]</sup>.

目前量子磁盘等纳米结构材料已经成为超高密度信息存储器件的重要可选对象. 已问世的纳米线阵列有很多种, 但是, 随着实验和理论研究的深入, 纳米结构磁性材料的安全性问题、抗干扰问题, 特别是其被用于信息存储时的安全性问题也引起了人们的关注. 实际的纳米尺寸的低维系统总是有缺陷的. 在外部电磁场、温度的条件影响下, 缺陷可能扩散, 然后处于另一稳定态. 一个小的缺陷或干扰会不会造成整个存储系统的崩溃或信息的混乱? 作为信息存储器件来说, 信息写入必须是稳定的, 即它必须能够抗噪声, 它的局部改变(损伤)不能放大. 但实际上, 阵列中各磁单元之间具有磁相互作用, 一个磁单元上的磁动量改变可导致其他磁单元磁取向的相应改变. 这种效应就是损伤扩散. 如果这种损伤随时间增长, 则写入的信息就不能持久.

研究并回答这些问题无疑具有重要实际意义的. 目前对高密度磁记录介质稳定性的研究很少, 数值模拟工作更少, 特别是缺少行之有效的数值模拟方法. 本文将尝试利用损伤扩散 (damage spreading, DS) 技术, 利用伊辛模型来模拟纳米尺度的磁阵列的稳定性问题. 为此, 首先要建立与实际体系比较接

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 10765003)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: phzzguo@126.com

近的伊辛模型. 利用伊辛模型来研究磁系统的性质虽然已经有很长的历史, 但模型与实际体系存在较大差距. 以下将从三个方面入手建立实际体系的伊辛模型. 1) 考虑长程相互作用. 纳米丝阵列目前主要采用模板法制造, 对于非磁性模板, 由于各磁单元是孤立的, 近邻的交换相互作用相对较弱而长程的静磁相互作用相对较强, 因此计算中必须考虑长程的静磁相互作用, 这时不能用最近邻的伊辛模型. 2) 推导矫顽力与自旋作用常数间的关系, 利用矫顽力定量计算自旋作用常数. 3) 考虑实际纳米线阵列中纳米线长度的不一致性及其效应. 在此基础上, 我们计算三角形点阵纳米线阵列的损伤扩散性质.

本文将介绍损伤扩散的概念以及利用 DS 方法研究量子磁盘稳定性的思想; 考虑长程相互作用计算三角形点阵上的损伤扩散, 利用矫顽力与自旋作用常数间的关系, 给出损伤扩散相变温度的实际数量级的估计, 并讨论体材料与纳米材料中损伤扩散相变温度的差别, 还将考虑实际纳米线阵列中纳米线长度的不一致及其效应.

## 2. 高密度磁记录介质稳定性的损伤扩散研究

### 2.1. 损伤扩散方法

DS 方法<sup>[5,6]</sup>通过比较处于相同热噪声的两个系统(A, B, 开始时存在微小差别)的时间演化的差别来研究影响系统演化的关键因素. DS 技术的核心思想是通过两个系统上节点或单元(cell)的差别(或节点或单元上自旋的差别)来定义损伤, 它的主要测度是系统的损伤密度, 即 Hamming 距离(一般为平均值).

考虑用伊辛模型来描写磁自旋系统, 系统的哈密顿可表示为

$$H = - \sum_{i,j} J_{ij} s_i s_j, \quad (1)$$

式中  $J_{ij} > 0$  是格点  $i$  和  $j$  之间铁磁相互交换常数(交换积分). 我们首先让系统 A 经一定时间演化后达到平衡态, 然后由 A 复制一个系统 B. 在  $t = 0$  的时刻让系统 B 中心处一个单元(称为固定点)上的自旋被翻转(损伤), 这个翻转后的自旋状态不再随时间变化. 比较这两个体系在相空间中的自旋位形, 可以计算 Hamming 距离

$$D(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (1 - \delta_{s_i^A(t), s_i^B(t)}), \quad (2)$$

式中  $\{s_i^A(t)\}$  和  $\{s_i^B(t)\}$  是同样条件下的两个体系的自旋位形,  $N$  是所研究的点阵上自旋的总数.

损伤扩散研究中自旋系统常用的动力学有热浴(Glauber, Kawasaki, 混合 Glauber-Kawasaki 等). 对于实际磁系统的研究, 目前经常采用标准的蒙特卡罗(Monte Carlo)方法, 即用 Metropolis 动力学描写系统位形的演变. 对于损伤扩散, 研究表明 Glauber 动力学和 Metropolis 动力学给出的结论类似, 而热浴动力学给出的结论与 Glauber 动力学和 Metropolis 动力学给出的相反<sup>[7]</sup>. 这里我们主要关注温度对稳定性的影响, 因此采用 Glauber 动力学, 则单位时间内  $s_i$  翻转的概率为

$$w_i(s) = \min \left[ 1, \exp \left( - \frac{\Delta E_i}{k_B T} \right) \right], \quad (3)$$

式中  $\Delta E_i$  是指自旋  $i$  翻转时对应的系统的能量改变. 我们用  $D$  表示不同随机系列的 Hamming 距离的平均值.

DS 方法随机涨落不敏感, 因而有时比传统的蒙特卡罗方法更优越. 研究表明, 对于铁磁伊辛系统, 平均 Hamming 距离随温度变化发生突变, 表明 DS 存在由有序到无序的相变, 而相变温度接近为居里温度. 目前人们已经研究了各种可能影响 DS 过程的因素, 包括自旋间的相互作用(铁磁、反铁磁、自旋玻璃等), Monte Carlo 规则(热浴, Glauber, Kawasaki, 混合 Glauber-Kawasaki 等), 点阵几何(正方形、三角形、六角形等)以及外部影响(如施加磁场等)<sup>[8]</sup>. 近年来, 随着复杂网络研究的不断发展, 建立在复杂网络上的各种磁模型的 DS 研究也有许多报道<sup>[9]</sup>. 另外 DS 方法目前已经被用于更多领域, 包括对凝聚态物理(如库仑玻璃<sup>[10]</sup>, 表面生长模型<sup>[11]</sup>)以及经济和各种社会现象(如 opinion 动力学<sup>[12]</sup>)的研究.

### 2.2 高密度磁记录介质稳定性的定义

量子磁盘实际上是一个纳米阵列模, 因而可以在二维点阵框架下讨论. Kaczanowski 等<sup>[13]</sup>提出可以利用 DS 技术讨论量子磁盘这样的磁结构的稳定性问题. 模拟采用 Pardavi-Horvath 算法. 在  $(\sigma, H_a)$  平面上考虑稳定性问题, 这里  $\sigma$  表征矫顽力分布范围,  $H_a$  是某一施加外场(缓变振荡磁场)的强度(振幅). 考虑相同的阵列 A 和 B, 它们处于相同的缓变振荡磁场中. 翻转一个阵列中某个单元的磁矩, 然后观察 A 和 B 磁状态的差异, 并在组态空间把这种差异用 Hamming 距离表示出来. 这里 Hamming 距离表示的是 A 和 B 中具有相反磁矩的单元的数目. 如果

Hamming 距离随时间增大就说明系统不稳定,一个磁矩的翻转就可以毁掉整个阵列的磁状态.

Kaczanowski 等人<sup>[13]</sup>计算了正方形和三角形点阵上损伤扩散的相图,发现这些相图的结构是相同的.在  $(\sigma, H_a)$  平面上,损伤扩散的区域是一个三角形.另外,存在一条饱和线,当施加的外场强度足够大时,样品的磁化出现饱和.在此线上,存储的信息不能持久.他们的工作还说明,损伤扩散的区域较小.在大部分区域,损伤扩散受到限制,原因是存在无序钉扎现象.Kaczanowski 等人只考虑了外场的作用,本文将进一步考虑温度的影响.为研究温度稳定性,可用 Glauber 动力学控制自旋的翻转.我们的讨论将集中在三角形纳米点阵上.

### 3. 长程作用下三角形纳米点阵的损伤扩散

如前所述,磁纳米线阵列模拟中不能用最近邻的伊辛模型而必须考虑长程的静磁相互作用.许多作者采用偶极子<sup>[14]</sup>或直棱柱近似( rectangular prism approximation )<sup>[15]</sup>直接计算静磁相互作用能,但显然比较烦琐.实际上伊辛模型也可以计入自旋间的长程相互作用<sup>[14,16]</sup>.这只要突破最近邻相互作用的限制即可.我们曾研究一种 4—8 格点上的损伤扩散过程<sup>[16]</sup>.计算中考虑次近邻相互作用.结果表明,自旋的长程相互作用的计入可使损伤扩散变得更加困难.

孙敬伟等<sup>[17]</sup>利用蒙特卡罗方法研究二维磁畴结构的形成过程.他们利用伊辛模型,但考虑了自旋的长程相互作用.自旋间的相互作用常数即交换积分采用 RKKY 类型的长程势形式:

$$J_{ij} = J \cos(kr_{ij}) (kr_{ij})^{-\alpha},$$

其中  $r_{ij}$  是格点  $i$  和  $j$  之间的距离,一般以晶格长度为单位长度.考虑自旋的长程相互作用对磁模型进行模拟时,这种 RKKY 类型的作用形式经常被采用<sup>[17,18]</sup>.但应注意的是,RKKY 作用只适用金属材料,在非金属材料中的表现并不明显.由于交换积分随距离增大而减小,在伊辛模型下考虑长程作用时,还经常取  $J_{ij} = J(r_{ij})^{-\alpha}$  或  $J_{ij} = J e^{-\beta |r_{ij}|}$  的形式,其中  $\alpha$  和  $\beta$  为可调参数.

下面我们计算正三角形点阵(尺度为  $N \times N$ ,见图 1)上的损伤扩散.自旋间的交换积分常数取  $J_{ij} = J(r_{ij})^{-\alpha}$  的形式.设正三角形点阵的晶格常数为  $a$ ,自旋的最近邻作用常数为  $J$ ,则对于任一自旋  $s_0$  ( $\circ$ ),最近邻有 6 个( $\blacksquare$ ),与  $s_0$  间距为  $a$ ,作用常数

为  $J$ ;次近邻有 6 个( $\square$ ),与  $s_0$  相距  $\sqrt{3}a$ ,作用常数为  $J(\sqrt{3})^{-\alpha}$ ;第三近邻有 6 个( $\blacktriangle$ ),相距  $2a$ ,作用常数为  $J/2^\alpha$ ;第四近邻有 12 个( $\star$ ),相距  $\sqrt{7}a$ ,作用常数为  $J(\sqrt{7})^{-\alpha}$ ;第五近邻有 6 个( $\bullet$ ),相距  $3a$ ,作用常数为  $J/3^\alpha$ .当  $\alpha$  足够大时,作用常数随距离下降很快,所以我们计算中只取到第五近邻.

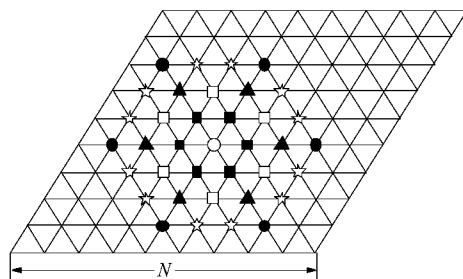


图 1 计算用三角形点阵对于自旋“ $\circ$ ”,图中标出了其近邻自旋的位置(至第五近邻)

图 2 和图 3 给出了  $N = 20, 50$  时平均 Hamming 距离随温度的变化曲线.图 2 是 50 次组态(configuration)平均的结果而图 3 中组态平均的次数为 30—50.图 2 和图 3 都显示了明显的相变特征.另外,自旋间的作用范围越长,则损伤扩散的相变温度  $T_d$  越大,说明损伤扩散越难,即稳定性越好.只考虑最近邻时,我们算得损伤扩散的相变温度为  $T_d \approx 3.6$ ,这与文献 7 中的结果符合.

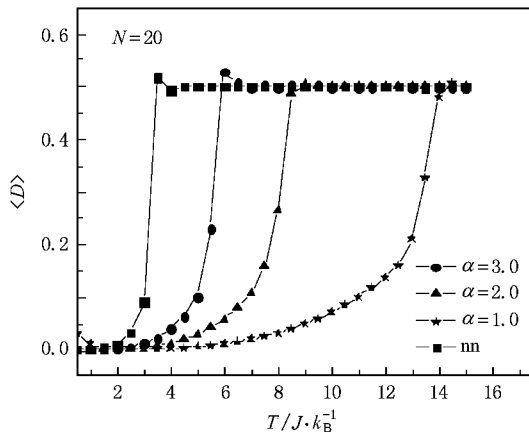


图 2  $N = 20$  时平均 Hamming 距离随温度的变化(nn 表示只考虑最近邻的情况)

图 2 和图 3 还说明:阵列尺度增加,即  $N$  增大时, $T_d$  随之提高.即  $T_d$  是阵列尺度的函数.但  $N$  增大时,低温区,  $D$  的涨落比较明显.另外, $N$  增大时,损伤扩散的相变温度  $T_d$  随自旋间的长程作用的变化趋势并不改变.

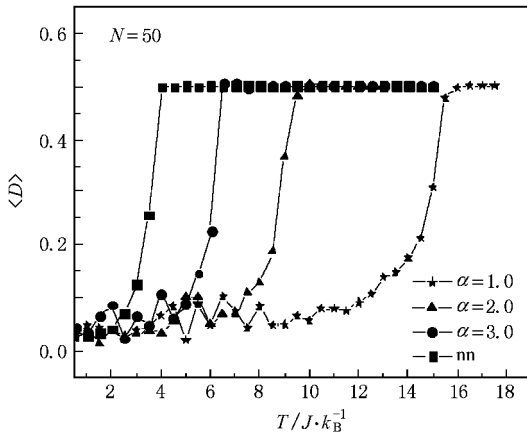


图3  $N=50$  时平均 Hamming 距离随温度的变化( $nn$  表示只考虑最近邻的情况)

#### 4. 矫顽力和交换积分的关系

上面计算中温度以  $J/k_B$  为单位, 其中  $J$  为交换积分. 对于体材料, 最近邻作用常数约为  $10 \times 10^{-23} \sim 60 \times 10^{-23} \text{ J}^{[19]}$ , 则  $T_d = 3.6J/k_B \approx 360 \text{ K}$ . 研究表明, Glauber 动力学下损伤扩散的相变温度接近但略小于居里温度 $^{[20, 21]}$ . 实际材料的居里温度在  $400 \sim 600 \text{ K}$  之间 $^{[19]}$ . 所以我们的结果在数量级上是符合的.

伊辛模型的主要参数是交换积分  $J$ . 为使模拟尽可能接近实际情况,  $J$  的取值也应具有实际意义. 但是, 对于纳米线阵列来说, 最常用也是最重要的可观测量之一却是每个磁单元的矫顽力  $H_c$ . 作为磁信息存储载体的磁单元或磁系统, 其矫顽力大小是一个重要参数. 为使伊辛模型更接近实际情况, 我们可以建立  $J$  与  $H_c$  之间的关系. 换句话说, 我们可以根据磁单元矫顽力  $H_c$  大小决定交换积分  $J$  的值. 在此基础上我们可以给出损伤扩散温度的实际数量级的估计, 并讨论体材料与纳米材料的损伤扩散温度的差别.

建立矫顽力和交换积分的关系的方法如下 $^{[22]}$ : 设采用伊辛模型描述磁系统, 在某一时刻向上自旋的空间平均自旋数为  $\bar{N}_+$ , 向下自旋的空间平均自旋数为  $\bar{N}_-$ , 每个自旋对应的磁矩为  $\mu$ . 根据磁化强度的定义, 有

$$M = (\bar{N}_+ - \bar{N}_-) \mu. \quad (4)$$

另外, 系统的矫顽力即当外场使系统剩余磁化强度为零时加于系统的反向外场. 由(4)式, 当磁化强度为零时,

$$\bar{N}_+ = \bar{N}_-. \quad (5)$$

根据文献 $^{[23]}$ ,  $\bar{N}_+$ ,  $\bar{N}_-$  应分别正比于它们各自的配分函数. 下面我们采用 Bethe-Peierls 近似. 设任意自旋  $s_0$  受到  $q$  个近邻作用, 而这些近邻与格点中其他自旋的相互作用可看成平均场  $B'$  附加到外磁场上. 在此近似下由(5)式可得

$$e^{2\alpha} = \frac{[\cosh(\alpha + \alpha' - \gamma)]^q}{[\cosh(\alpha + \alpha' + \gamma)]^q}, \quad (6)$$

式中  $\alpha = \mu \frac{H_c}{k_B T}$ ,  $\alpha' = \mu \frac{B'}{k_B T}$ ,  $\gamma = \frac{J}{k_B T}$ . 由于  $s_0$  的任意性, 根据自旋自洽条件  $\bar{s}_0 = \bar{s}_i$  有

$$e^{2\alpha'} = \frac{[\cosh(\alpha + \alpha' + \gamma)]^{q-1}}{[\cosh(\alpha + \alpha' - \gamma)]^{q-1}}. \quad (7)$$

由(6)和(7)式可得

$$H_c \approx -q \frac{B'}{q-1}. \quad (8)$$

在常温下对(7)式做近似

$$e^{2\alpha'} \approx e^{-2(q-1)\gamma}. \quad (9)$$

由(9)式可得常温下系统的平均场  $B' = -(q-1)J/\mu$ , 代入(8)式即得

$$H_c \approx q \frac{J}{\mu}, \quad (10)$$

或

$$J \approx \frac{H_c \mu}{q}. \quad (11)$$

(11)式中  $q = \langle \text{三角格子} \rangle$ , 自旋磁矩  $\mu$  一般为玻尔磁子的量级. 对于纳米线阵列来说, 每个磁单元的矫顽力的平均值约为  $710 \text{ Oe}^{[24]}$  ( $1 \text{ Oe} = 79.5775 \text{ A/m}$ ), 我们计算的三角点阵的单元个数为  $50 \times 50$ , 所以总矫顽力约为  $710 \times 80 \times 50 \times 50 \approx 10^8 \text{ A/m}$ , 代入(13)式得  $J = 2 \times 10^{-21} \text{ J}$ , 这样对纳米线阵列  $T_d = 3.6J/k_B \approx 360 \times 2 \text{ K}$ . 可见对于纳米线阵列, 其损伤扩散的相变温度约为体材料的 2 倍. 原因是纳米材料的矫顽力相对体材料和薄膜材料大大提高了.

#### 5. 自旋作用常数按纳米线长度的分布

纳米线间的相互作用可以看作是磁荷的相互作用. 设  $J_{ij}$  是磁单元间的作用常数. 当纳米线阵列整齐排列时, 纳米线的直径为常数, 这时纳米线间的相互作用只与纳米线的长度有关, 即  $J_{ij}$  只是纳米线长度的函数,  $J_{ij} \propto l_j$ , 其中  $l_j$  是纳米线的长度 $^{[25]}$ . 在纳米线的制备过程中, 由于各种干扰的存在, 生长的纳米线长度很难完全一致, 而是围绕某个平均值具有某种分布. 这里我们取最简单的情况, 即假设每根纳

米线长度为

$$l_i = l_0(1 + pr), \quad (12)$$

式中  $l_0$  为纳米线的平均长度,  $p$  为描述纳米线长度不均匀程度的参数, 称之为长度混乱度, 模拟过程中, 纳米线长度的混乱度  $p$  取不同的值以体现纳米线阵列长度的不同分布,  $r$  是一个均匀分布于区间  $(-1, 1)$  的一个随机数. 这样,  $J_{ij}$  可以写成

$$J_{ij} = J_0(1 + pr), \quad (13)$$

式中  $J_0$  是最近邻作用常数的平均值.

图4显示了  $N = 20$  时各种长度混乱度下平均

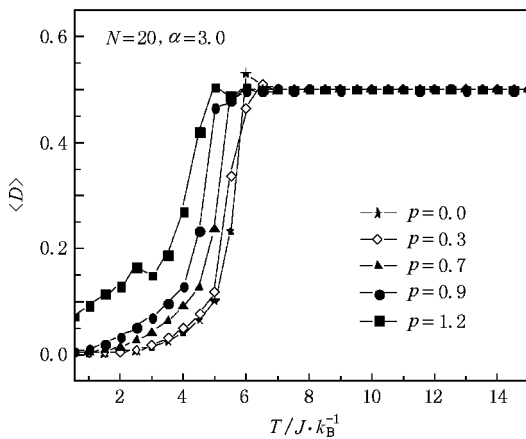


图4  $N = 20$  时各种长度混乱度下平均 Hamming 距离随温度的变化

Hamming 距离随温度的变化. 图4表明, 纳米线的长度混乱度越大, 损伤扩散的相变温度  $T_d$  越小, 说明损伤扩散变得容易, 温度稳定性越差.

以上计算中我们将固定点或损伤点取在点阵的中心. 数值实验指出, 固定点位置对损伤扩散的相变温度影响不大. 比如, 把固定点取在边界上时可以得到与上面类似的结果.

## 6. 结 论

DS 方法是一种应用十分广泛的计算机模拟方法. 利用 DS 方法研究磁结构的稳定性问题充分体现了 DS 方法的核心思想. 利用这种方法研究磁结构的稳定性问题的关键是建立与实际体系尽量符合的模型. 本文考虑长程相互作用以及实际纳米线阵列中纳米线长度的不一致及其效应, 研究了量子磁盘上的损伤扩散. 建立了矫顽力与自旋作用常数间的关系, 利用矫顽力定量计算了自旋作用常数. 尽管如此, 模型中还是有一些参量无法直接确定, 比如长程相互作用中的  $\alpha$  以及长度混乱度等. 这些参数需要进一步结合实验结果给出符合实际的数值. 计算结果表明, 自旋间的作用范围越长, 损伤扩散越难, 即稳定性越好. 而纳米线的长度混乱度越大, 温度稳定性越差. 这些结果与前人的研究都定性一致.

[1] Wu H M, Song Y L, Zhao T, Jiang L, Gao H J 2002 *Prog. Nat. Sci.* **12** 1246 (in Chinese) [吴惠萌、宋延林、赵彤、江雷、高鸿钧 2002 自然科学进展 **12** 1246]

[2] Cao Y, Du J, Tao C Y, Liu Z H 2007 *Piezoelect. & Acoustoopt.* **29** 648 (in Chinese) [曹渊、杜军、陶长元、刘作华 2007 压电与声光 **29** 648]

[3] Chou S Y, Krauss P R, Kong L 1996 *J. Appl. Phys.* **79** 6101

[4] Ross C A, Smith Henry I, Savas T, Schattenburg M, Farhoud M, Hwang M, Walsh M, Abraham M C, Ram R J 1999 *J. Vac. Sci. Technol. B* **17** 3168

[5] Kauffman S A 1969 *J. Theor. Biol.* **22** 437

[6] Anjos A S, Moreira D A, Mariz A M, Nobre F D 2006 *Phys. Rev. E* **74** 016703

[7] Nobre F D, Mariz A M, Sousa E S 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 13

[8] Guo Z Z, Wu X W, Wang C A 2006 *Pramana-J. Phys.* **66** 1067

[9] Guo Z Z, Szeto K Y 2007 *Physica A* **374** 471

[10] Wappler T, Vojta T, Schreiber M 1997 *Phys. Rev. B* **55** 6272

[11] Kim Y 2001 *Phys. Rev. E* **64** 027101

[12] Fortunato S 2005 *Physica A* **348** 683

[13] Kaczanowski A, Kuakowski K 2005 *Microelectron. Eng.* **81** 317

[14] Sampaio L C, Sinnecker E H C P, Cernicchiaro G R C, Knobel M, Vazquez M, Velazquez J 2000 *Phys. Rev. B* **61** 8976

[15] Hwang M, Farhoud M, Hao Y, Walsh M, Savas T A, Smith H I, Ross C A 2000 *IEEE Trans. Magn.* **36** 3173

[16] Guo Z Z, Wu X W 2008 *Int. J. Mod. Phys. B* **22** in press.

[17] Sun J W, Li S Q, Zhang M H 2006 *Inf. Rec. Mater.* **7** 32 (in Chinese) [孙敬伟、李世强、张美华 2006 信息记录材料 **7** 32]

[18] Yamaguchi K, Yamada K, Takagi T 2002 *IEEE Trans. Magn.* **38** 865

[19] Gao S X, Du J, Tang C C, Meng L Q, Wu G H, Zhan W S, Li Y X, Qu J P, Xu G Z 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1751 (in Chinese) [高书侠、杜江、唐成春、孟丽琴、吴光恒、詹文山、李贤赞、曲静萍、徐桂芝 1999 物理学报 **48** 1751]

[20] Xavier Jr M M, Nobre F D, Mariz A M, da Costa F A 2000 *Phys. Lett. A* **267** 127

[21] Puzzo M L R, Albano E V 2001 *Physica A* **293** 517

- [ 22 ] Zhang K Y , Yuan M , Zheng R L 2004 *J. At. Mol. Phys.* **21** 637 [ in Chinese ] 张可言、袁 敏、郑瑞伦 2004 原子与分子物理学报 **21** 637 ]
- [ 23 ] Zhang X W 1991 *Quantum Statistical Mechanics* ( Hefei : The University of Science and Technology of China Press ) p243 ( in Chinese ) [ 张先蔚 1991 量子统计力学 (合肥 :中国科技大学出版社) 第 243 页 ]
- [ 24 ] Kaczanowski A , Kuakowski K 2004 *Physica B* 351 1
- [ 25 ] Wang Q F , Yan H Y , Song Q G 2006 *J. Civil Aviat. U. Chin.* **24** 52 ( in Chinese ) [ 王秋芬、严慧羽、宋庆功 2006 中国民航学院学报 **24** 52 ]

## Research on the temperature stability of triangular ferromagnetic nanowire arrays using the damage spreading method<sup>\*</sup>

Guo Zi-Zheng<sup>†</sup> Xuan Zhi-Guo Zhang Yuan-Sheng An Cai-Hong

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

( Received 12 February 2008 ; revised manuscript received 29 February 2008 )

### Abstract

The temperature stability of the quantum magnetic disk constructed on a triangular nanowire array is studied by the damage spreading method. Three aspects are considered in order to make the Ising model more realistic. Firstly, we include the long-range interaction between spins. Secondly, we take into account the disorder of the nanowire lengths. At last, we present an estimation of the spin interaction constant through the system coercive force by deriving the relation between the spin interaction constant and the coercive force. It is shown that the longer the spin interaction acts, the more stable the system becomes. On the other hand, the system has greater temperature instability when the disorder degree of the nanowire lengths is increased.

**Keywords** : quantum magnetic disk , temperature stability , damage spreading method

**PACC** : 7510H , 7540M , 7550S

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10765003 ).

<sup>†</sup> E-mail : phzzguo@126.com