

自旋 $S=1$ 座稀释蜂窝格子的伊辛模型*

王 振 林 李 振 亚

苏州大学物理系, 苏州, 215006

1989 年 11 月 7 日收到

本文对于自旋 $S=1$ 的淬灭座稀释蜂窝格子的伊辛模型, 在约束条件 $\exp(K) \cosh(J)=1$ 下, 求得了系统的临界温度和磁化强度与自旋浓度之间的关系.

PACC: 7510H; 0550

一、引 言

自旋 $S=1$ 的 Blume, Emery 和 Griffiths (简称 BEG) 模型的哈密顿量为

$$-\beta H = \sum_{\langle i,j \rangle} J S_i S_j + \sum_{\langle i,j \rangle} K S_i^2 S_j^2 + \Delta \sum_i S_i^2, \quad (1)$$

式中 $S_i (=0, \pm 1)$ 为格点 i 上的自旋; $\sum_{\langle i,j \rangle}$ 表示对所有最近邻的自旋关联对求和; J, K, Δ 分别为两个、四个自旋交换作用及晶场作用参数. 自从 Blume, Emery 和 Griffiths^[1] 为描述 $^3\text{He}-^4\text{He}$ 混合系统的相分离和超流序提出这个模型之后, 许多作者对它进行了研究, 但均未求得严格解. 近来 Horiguchi^[2] 在约束条件

$$\exp(K) \cosh(J) = 1 \quad (2)$$

下严格求得了蜂窝格子 BEG 模型的配分函数. Urumov^[3] 求出了相应的磁化强度. Wu^[4] 则用一种相对简洁的方法获得了严格解. Shankar^[5] 的研究表明: 如果存在与自旋耦合的复外场^[6], 那么当复外场取特殊值时, 在同样的约束条件 (2) 式下, 也可以严格求得系统的配分函数. Wu 和 Wu^[7] 得到了此模型处于任意外场时的临界线. 唐坤发^[8] 利用自由费密近似, 在约束条件 (2) 式下求得了平方格子 BEG 模型的临界温度.

对于无规稀释伊辛系统的研究一直是人们比较感兴趣的问题, 这是因为这类问题相对于纯系统来说更具有实际意义. 无规稀释伊辛问题有两类模型^[9], 即淬灭模型和退火模型, 前者已有实验报道^[10], 后者在实验中则较少遇到. 退火模型比较容易处理, 通常用平衡统计力学的方法, 一般可以严格求解^[10-16], 最近 Urumov^[17] 在约束条件 (2) 式下严格求解了蜂窝格子 BEG 模型的退火座稀释问题. 然而对于二维和三维的淬灭问题, 虽然已有多种近似处理方法, 如级数展开^[18]、相干势近似^[19]、重整化群方法^[20]等, 但到目前为止还没有找到严格解.

* 国家自然科学基金资助的课题.

是否可以建立这两类模型之间的关系呢? 人们已注意到键无规退火模型以及缀饰座无规退火模型的解与相应的淬灭极限解是很接近的^[14]. 近来 McGurn^[21] 首次找到了自旋 $S = 1/2$ 淬灭座无规蜂窝格子伊辛模型与自旋 $S = 1/2$ 淬灭座无规缀饰蜂窝格子伊辛模型之间的映象关系, 应用退火模型近似求得了淬灭座无规蜂窝格子伊辛系统在整个温度区域内的热力学性质. 这个方法也成功地扩展到 $S = 1/2$ 座-键均稀释的系统^[22,23]. 由于处理淬灭无规问题的复杂性, 就我们所知尚未见有关于自旋 $S = 1$ 淬灭无规问题的报道. 在本文中将其映象到 $S = 1$ 和 $S = 1/2$ 混合自旋淬灭座无规缀饰格子, 再应用退火模型近似研究了淬灭座无规蜂窝格子各向同性 BEG 模型在参数子空间 (2) 式的热力学性质.

二、模 型

蜂窝格子如图 1(a) 所示. 假设这个系统已无规地移去了部分格点上的自旋原子, 使得自旋原子的浓度为 x . 这个淬灭座无规系统的哈密顿量为

$$-\beta H^{(s)} = \sum_{\langle i,j \rangle} J c_i c_j S_i S_j + \sum_{\langle i,j \rangle} K c_i c_j S_i^2 S_j^2, \quad (3)$$

式中 c_i 为自旋的占据算符: 如果格点 i 被自旋原子占据, $c_i = 1$; 否则 $c_i = 0$. S_i 取 $0, \pm 1$.

相应地, 建立一个缀饰格子, 如图 1(b) 所示. 缀饰格子中用符号 $\times$ 表示的位置上都有自旋 $\mu = \pm 1$ 的自旋原子, 用符号 $\circ$ 表示的是原来蜂窝格子上的格点, 其上的自旋 S 是淬灭无规稀释的, 浓度为 x .

缀饰系统的哈密顿量为

$$-\beta H^{(d)} = \sum_{\langle i,j \rangle} \left[J' (c_i S_i \mu_j + c_j S_j \mu_i) - \frac{\delta}{3} (c_i S_i^3 + c_j S_j^3) \right], \quad (4)$$

式中 μ_i 取 ± 1 , J' 为 S 和 μ 之间的交换耦合常数, 参量 δ 实际上为缀饰系统中自旋 S 的晶场作用参数.

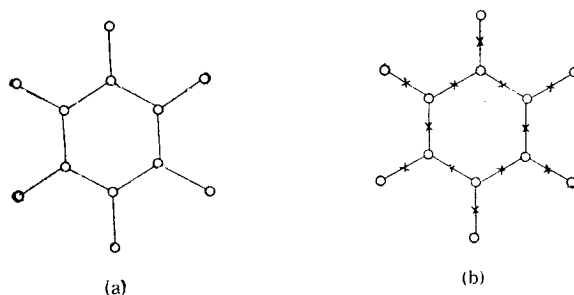


图 1

(a) 蜂窝格子 格点 $\circ$ 上的自旋 $S (=0, \pm 1)$ 是淬灭无规稀释的 (b) 缀饰蜂窝格子 格点 $\circ$ 上的自旋 $S (=0, \pm 1)$ 是淬灭、无规稀释的; 格点 $\times$ 上的自旋 $\mu (= \pm 1)$ 是非稀释的

缀饰格子模型的配分函数为

$$Z^{(d)}(J', \delta) = \text{Tr}_{(S, \mu)} \exp(-\beta H^{(d)}) = \text{Tr}_{(S, \mu)} \left[\prod_{(i, j)} \exp(-\beta H_{ij}^{(d)}) \right], \quad (5)$$

式中

$$-\beta H_{ij}^{(d)} = J'(c_i S_i \mu_i + c_j S_j \mu_j) - \frac{\delta}{3} (c_i S_i^2 + c_j S_j^2). \quad (6)$$

对于缀饰系统, 每条键 $(-\beta H_{ij}^{(d)})$ 有如下 4 种可能构型, 如图 2 所示.

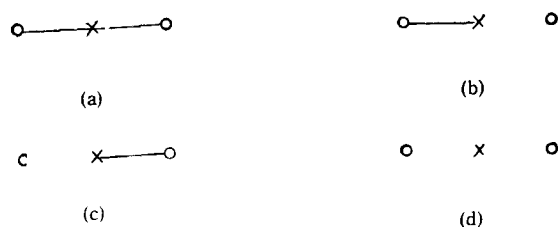


图 2 键的 4 种不同的构型 仅当两个格点上的自旋均存在时, 其间的交换耦合才存在, 并用实线表示. (a) 为两个自旋均存在; (b) 和 (c) 为有一个自旋不存在; (d) 为两个自旋都不存在

在图 2 中每种构型出现的概率分别为: (a) 为 x^2 ; (b), (c) 均为 $x(1-x)$; (d) 为 $(1-x)^2$. 对每种构型中的自旋 μ_i 求迹, 得到

1. 对于图 2(a) 有

$$\begin{aligned} \text{Tr}_{\mu_i = \pm 1} \exp(-\beta H_{ij}^{(d)}) &= 2 \exp \left[\frac{\delta}{3} (S_i^2 + S_j^2) \right] \cosh[J'(S_i + S_j)] \\ &\equiv A \exp(JS_i S_j + KS_i^2 S_j^2), \end{aligned} \quad (7)$$

式中

$$A = 2, \quad (8)$$

$$J = \frac{1}{2} \ln \cosh(2J'), \quad (9)$$

$$K = \ln [\sqrt{\cosh(2J')} / \cosh^2(J')], \quad (10)$$

$$\delta = 3 \ln \cosh(J'). \quad (11)$$

由 (9), (10) 和 (11) 式可以验证 J, K 自然地满足约束条件 (2) 式.

2. 对于图 2(b) 和 (c) 有

$$\text{Tr}_{\mu_i = \pm 1} \exp(-\beta H_{ij}^{(d)}) = 2. \quad (12)$$

这里已利用了关系式 (11).

3. 对于图 2(d) 有

$$\text{Tr}_{\mu_i = \pm 1} \exp(-\beta H_{ij}^{(d)}) = 2. \quad (13)$$

对于方程 (5) 中的所有缀饰自旋 μ 求迹得到

$$Z^{(d)}(J', \delta) = 2^{3N/2} Z^{(s)}(J, K). \quad (14)$$

这里 $Z^{(s)}(J, K)$ 为系统 (3) 式的配分函数.

三、退火模型近似

座无规稀释的混合自旋缀饰蜂窝格子在退火极限下可以严格求解。退火模型的哈密顿量可写为^[21]

$$-\beta H_{\text{an}}^{(d)} = \sum_{(i,j)} \left[J' c_i S_i \mu_j - \frac{\delta}{3} c_i S_i^2 + \xi_1 c_i / 3 + \xi_2 (1 - c_i) / 3 \right], \quad (15)$$

相应的配分函数为

$$Z_{\text{an}}^{(d)}(J', \delta) = \text{Tr}_{(c, S, \mu)} \left\{ \prod_{(i,j)} \exp \left[J' c_i S_i \mu_j - \frac{\delta}{3} c_i S_i^2 + \frac{c_i}{3} \xi_1 + \frac{(1 - c_i)}{3} \xi_2 \right] \right\}, \quad (16)$$

式中乘积 $\prod_{(i,j)}$ 是对缀饰格子中所有 S 和 μ 组成的最近邻对进行。 ξ_1 和 ξ_2 为化学势, 它们的选取将要求 $\langle c_i \rangle = x$ 和 $\langle 1 - c_i \rangle = 1 - x$ 。

为了计算配分函数 (16) 式, 对 (16) 式中的 c 和 S 求迹, 应用 y - Δ 变换得到

$$Z_{\text{an}}^{(d)}(J', \delta) = R^N Z_K(Q), \quad (17)$$

式中

$$R^4 = \{ \exp(\xi_1) [1 + 2 \exp(-\delta) \cosh(J')] + 3 \exp(\xi_2) \}^4 \cdot \{ \exp(\xi_1) [1 + 2 \exp(-\delta) \cosh(3J')] + 3 \exp(\xi_2) \}, \quad (18)$$

$$\exp(4Q) = \frac{\exp(\xi_1) [1 + 2 \exp(-\delta) \cosh(3J')] + 3 \exp(\xi_2)}{\exp(\xi_1) [1 + 2 \exp(-\delta) \cosh(J')] + 3 \exp(\xi_2)}, \quad (19)$$

N 为蜂窝格子总的格点数, $Z_K(Q)$ 为自旋 $\mu = \pm 1$, Kagome 格子纯伊辛系统的配分函数, Q 为自旋之间的耦合常数。

消去化学势后可得到如下的关系式:

$$4x = [\cosh(3J') - \cosh(J')]^{-1} \cdot \{ [\exp(4Q) - 1][\exp(\delta)/2 + \cosh(J')][3 - 3e_K(Q)] + [1 - \exp(-4Q)] \cdot [\exp(\delta)/2 + \cosh(3J')][1 + 3e_K(Q)] \}, \quad (20)$$

式中 $e_K(Q)$ 为 Kagome 格子上最近邻自旋的关联函数, 其具体表达式的推导见附录。

用退火模型来近似计算淬灭无规缀饰系统 (4) 式的配分函数, 即用退火缀饰系统 (15) 式的配分函数近似代替淬灭缀饰系统 (4) 式的配分函数, 然后利用映象关系 (14) 式求得 $S = 1$ 淬灭座无规蜂窝格子的临界温度。

由 (14) 及 (17) 两式得到

$$\begin{aligned} Z^{(S)}(J, K) &= Z^{(d)}(J', \delta) / 2^{3N/2} \approx Z_{\text{an}}^{(d)}(J', \delta) / 2^{3N/2} \\ &= R^N Z_K(Q) / 2^{3N/2}. \end{aligned} \quad (21)$$

J 和 Q 之间的关系由下式给出:

$$\tanh(J) = \frac{3\{[1 - 3e_K(Q)][\cosh(4Q) - 1] + 2\sinh(4Q)\}}{16x + 6[1 + e_K(Q)][\cosh(4Q) - 1] - 12e_K(Q)\sinh(4Q)}. \quad (22)$$

当 $e_K(Q)$ 和 Q 取临界值时可得到系统 (3) 式的依赖于自旋原子浓度 x 的临界温度表达式。

对于 Kagome 格子^[11], 在临界点有

$$Q_c = \frac{1}{4} \ln(3 + 2\sqrt{3}),$$

$$e_K(Q_c) = \frac{1}{6} (1 + 2\sqrt{3}), \text{ 则}$$

$$J_c(x) = \frac{1}{2} \ln \frac{2(4x-1) + 3\sqrt{3}}{2(4x-1) - 3\sqrt{3}} \quad (23)$$

和

$$T_c(x)/T_c(1) = J_c(1)/J_c(x). \quad (24)$$

(23) 式在非稀极限下与严格解^[2,4]是一致的。图 3 给出 $T_c(x)/T_c(1)$ 随自旋原子浓度增加而变化的曲线。

从 (23) 式可得渗流阈值

$$x_c = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{3}{2} \sqrt{3} \right) = 0.8995.$$

这是一个新的结果。

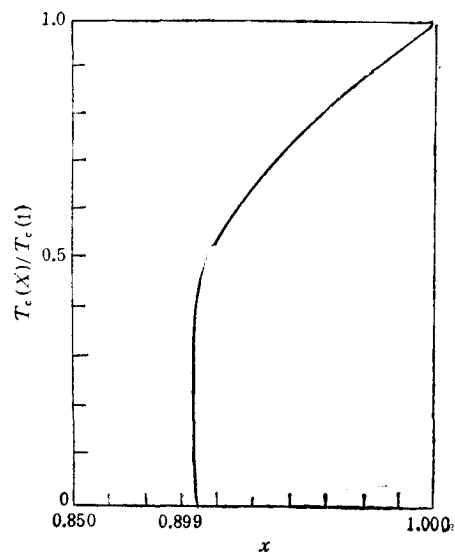


图 3 $T_c(x)/T_c(1)$ 随 x 的变化曲线

四、磁化强度

淬灭缀饰模型 (4) 式的磁化强度为

$$M^{(d)}(J', \delta, x) = \frac{1}{N} \frac{\sum_{(S, \mu)} \text{Tr} [S_k \exp(-\beta H^{(d)})]}{\text{Tr} \exp(-\beta H^{(d)})}. \quad (25)$$

应用映象关系 (14) 式得到

$$M^{(d)}(J', \delta, x) = M^{(s)}(J, K, x) \quad (26)$$

式中 $M^{(s)}(J, K, x)$ 为系统 (3) 式的磁化强度。

根据 (21) 式有

$$M^{(d)}(J', \delta, x) \approx M_{\text{an}}^{(d)}(J', \delta, x), \quad (27)$$

式中 $M_{\text{an}}^{(d)}(J', \delta, x)$ 为退火缀饰模型 (15) 式的磁化强度,

$$M_{\text{an}}^{(d)}(J', \delta, x) = \frac{1}{N} \frac{\sum_{(c, \mu, S)} \text{Tr} [S_k \exp(-\beta H_{\text{an}}^{(d)})]}{\text{Tr} \exp(-\beta H_{\text{an}}^{(d)})}. \quad (28)$$

应用前面计算配分函数 $Z_{\text{an}}^{(d)}(J', \delta)$ 的同样方法可得到

$$M_{\text{an}}^{(d)}(J', \delta, x) = AR^{-1} \langle \mu \rangle_K(Q) + BR^{-1} \langle \mu_1 \mu_2 \mu_3 \rangle_K(Q), \quad (29)$$

式中

$$AR^{-1} = \frac{3}{2} \exp(Q - \delta) \sinh(J') \left[\frac{\sinh(3J')}{\sinh(J')} \exp(-4Q) + 1 \right] / E, \quad (30)$$

$$BR^{-1} = \frac{3}{2} \exp(Q - \delta) \sinh(J') \left[\frac{\sinh(3J')}{\sinh(J')} \exp(-4Q) - 1 \right] / E, \quad (31)$$

$$E = [1 + 2\exp(-\delta)\cosh(J') + 3\exp(\xi_2 - \xi_1)]^{3/4} \cdot [1 + 2\exp(-\delta)\cosh(3J') + 3\exp(\xi_2 - \xi_1)]^{1/4}, \quad (32)$$

$\langle \mu \rangle_K(Q)$ 为 Kagome 格子的磁化强度^[3], $\langle \mu_1 \mu_2 \mu_3 \rangle_K(Q)$ 为 Kagome 格子中处在三角形基元上的三自旋关联函数^[3].

消去 (32) 式中的化学势 ξ_1, ξ_2 后得到

$$AR^{-1} = \frac{3}{4} [1 - \exp(-4Q)] \frac{\sinh(3J') + \exp(4Q)\sinh(J')}{\cosh(3J') - \cosh(J')}, \quad (33)$$

$$BR^{-1} = \frac{1}{4} [1 - \exp(-4Q)] \frac{\sinh(3J') - 3\exp(4Q)\sinh(J')}{\cosh(3J') - \cosh(J')}. \quad (34)$$

联系 (26), (27) 和 (29) 式有

$$M^{(3)}(J, K, x) = AR^{-1} \langle \mu \rangle_K(Q) + BR^{-1} \langle \mu_1 \mu_2 \mu_3 \rangle_K(Q). \quad (35)$$

图 4 给出 4 种浓度下磁化强度随温度的变化曲线. 当浓度低于渗流阈值时, 对所有的温

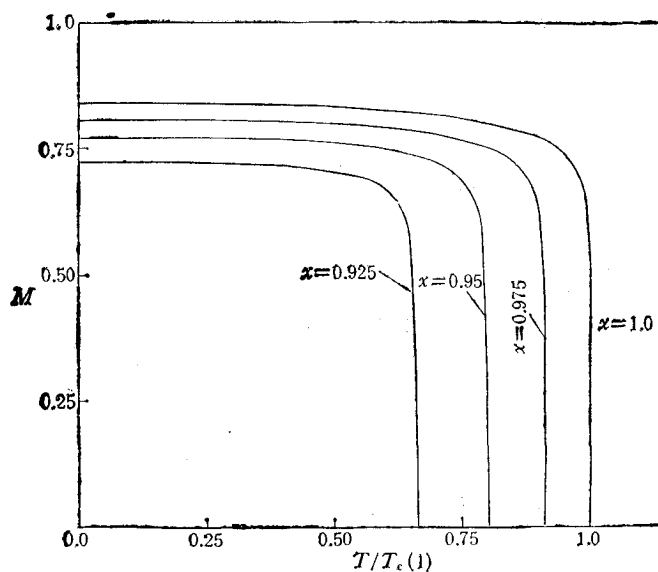


图 4 磁化强度随 $T(x)/T_c(1)$ 的变化曲线 4 条曲线所取浓度分别为 1.0, 0.975, 0.95 和 0.925

度, 磁化均为零. 注意到当浓度 $x=1$ 时, 在低温极限下我们的结果与文献 [3] 的结果有些差别. 注意到文献 [3] 中方程的推导是严格的, 但是经验算, 详细的数值计算结果表明饱和磁化强度应为 0.8395. 这一数值也与基于方程 (35) 所作数值计算在非稀释极限下得到的结果是一致的, 因此可以相信这一数值更为准确.

五、结 论

本文就自旋 $S=1$ 淬灭座无规的蜂窝格子, 在参数子空间 $\exp(K)\cosh(J)=1$ 将其

映象到 $S=1$ 和 $S=1/2$ 的混合自旋缀饰格子(应该说这种映象并不限于蜂窝格子)应用退火模型近似,求得了系统的临界温度、磁化强度与自旋浓度的关系以及渗流阈值。所有结果在浓度 $x=1$ 时与严格解是一致的。为了阐明所用技术的特点,暂且略去晶场效应。至于晶场效应对系统热力学性质的影响以及座-键均稀释(淬灭无规情形)的临界性质的讨论,将另文报道。

附 录

关联函数 $\epsilon_K(Q)$ 的计算

Kagome 点阵上最近邻自旋关联函数 $\epsilon_K(Q)$ 为

$$\epsilon_K(Q) = \frac{\text{Tr}_{(\mu)} \{ \mu_1 \mu_2 \exp[-\beta H_K(Q)] \}}{\text{Tr}_{(\mu)} \exp[-\beta H_K(Q)]}, \quad (\text{A.1})$$

式中 $H_K(Q)$ 为自旋 $\mu = \pm 1$, 自旋交换耦合常数为 Q 的 Kagome 格子的哈密顿量。

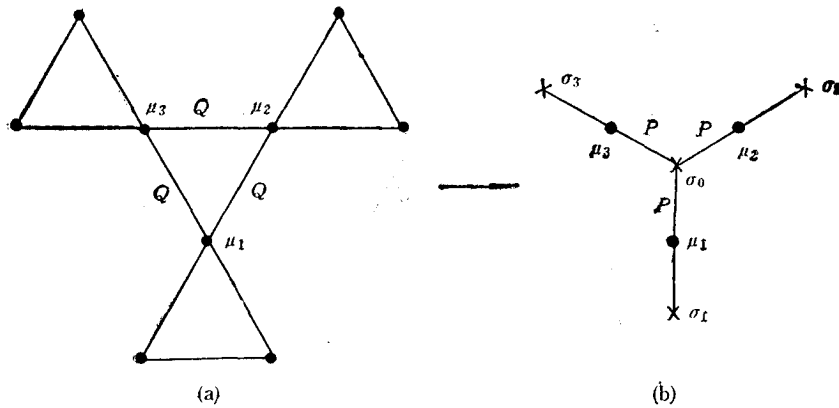
运用 $y-\Delta$ 变换(附录图 1 所示)易得

$$\exp(4Q) = 2 \cosh(2P) - 1, \quad (\text{A.2})$$

$$\epsilon_K(Q) = \epsilon'(P), \quad (\text{A.3})$$

$$\epsilon'(P) = \frac{\text{Tr}_{(\mu, \sigma)} \{ \mu_1 \mu_2 \exp[-\beta H_H^{(d)}(P)] \}}{\text{Tr}_{(\mu, \sigma)} \exp[-\beta H_H^{(d)}(P)]}, \quad (\text{A.4})$$

式中 $H_H^{(d)}(P)$ 为缀饰蜂窝格子的哈密顿量, 缀饰自旋 $\sigma = \pm 1$, 自旋交换耦合常数为 P 。



附录图 1

(a) Kagome 格子 格点 $\bullet$ 上的自旋 $\mu = \pm 1$ (b) 缀饰蜂窝格子 格点 $\bullet$ 上的自旋 $\mu = \pm 1$; 格点 $\times$ 上的自旋 $\sigma = \pm 1$

对 (A.4) 式中的自旋 μ 求迹, 有

$$\epsilon'(P) = \left(\frac{G}{2F} \right)^2 [1 + 2 \langle \sigma_0 \sigma_1 \rangle_H(R) + \langle \sigma_1 \sigma_2 \rangle_H(R)], \quad (\text{A.5})$$

式中

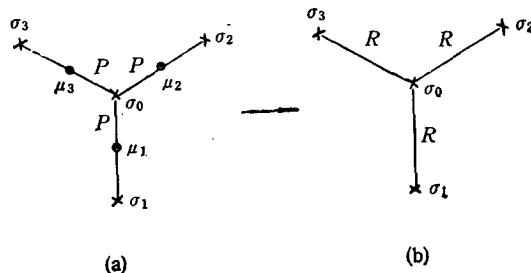
$$\exp(2P) = \cosh(2P), \quad (\text{A.6})$$

$$G/F = \tanh(2P), \quad (\text{A.7})$$

$$\langle \sigma_0 \sigma_1 \rangle_H(R) = \frac{\text{Tr}_{(\sigma)} \{ \sigma_0 \sigma_1 \exp[-\beta H_H(R)] \}}{\text{Tr}_{(\sigma)} \exp[-\beta H_H(R)]}, \quad (\text{A.8})$$

$$\langle \sigma_1 \sigma_2 \rangle_H(R) = \frac{\text{Tr}_{(\sigma)} \{ \sigma_1 \sigma_2 \exp[-\beta H_H(R)] \}}{\text{Tr}_{(\sigma)} \exp[-\beta H_H(R)]}, \quad (\text{A.9})$$

$H_H(R)$ 为自旋 $\sigma = \pm 1$ 蜂窝格子的哈密顿量, 自旋交换耦合常数为 R , 变换如附录图 2 所示.



附录图 2

(a) 缀饰蜂窝格子 格点 $\bullet$ 上的自旋 $\mu = \pm 1$; 格点 $\times$ 上的自旋 $\sigma = \pm 1$

(b) 蜂窝格子 格点 $\times$ 上的自旋 $\sigma = \pm 1$

对 (A.8) 和 (A.9) 式运用 y - Δ 变换(附录图 3 所示), 得到

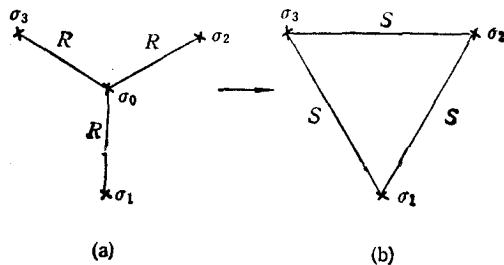
$$\langle \sigma_1 \sigma_2 \rangle_H(R) = \epsilon_i(S), \quad (\text{A.10})$$

$$\langle \sigma_0 \sigma_1 \rangle_H(R) = \frac{1}{4} [\tanh(R) + \tanh(3R)] + \frac{\sinh(2R)}{2\cosh(2R) - 1} \epsilon_i(S), \quad (\text{A.11})$$

$$\exp(4S) = 2\cosh(2R) - 1, \quad (\text{A.12})$$

$$\epsilon_i(S) = \frac{\text{Tr}_{(\sigma)} \{ \sigma_1 \sigma_2 \exp[-\beta H_i(S)] \}}{\text{Tr}_{(\sigma)} \exp[-\beta H_i(S)]}, \quad (\text{A.13})$$

式中 $H_i(S)$ 为自旋 $\sigma = \pm 1$ 的三角格子的哈密顿量, 自旋之间的交换耦合常数为 S , $\epsilon_i(S)$ 为三角格子上最近邻自旋关联函数.



附录图 3

(a) 蜂窝格子 格点 $\times$ 上的自旋 $\sigma = \pm 1$ (b) 三角格子 格点 $\times$ 上的自旋 $\sigma = \pm 1$

$\epsilon_i(S)$ 的具体表达式为^[12]

$$\epsilon_i(S) = \frac{2}{3\pi} \coth(S) \left[\frac{\pi}{2} + \frac{\exp(4S)[\exp(4S) - 3]E(k)}{[\exp(4S) - 1](y^2 - 3 + 2\sqrt{3 + 2y})^{1/2}} \right], \quad (\text{A.14})$$

式中

$$y = \frac{\exp(8S) + 3}{2[\exp(4S) - 1]}, \quad (\text{A.15})$$

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}}, \quad (\text{A.16})$$

$$k^2 = \frac{4\sqrt{3 + 2y}}{y^2 - 3 + 2\sqrt{3 + 2y}}. \quad (\text{A.17})$$

综合上面的公式就可以将 $e_K(Q)$ 表示成 Q 的函数.

- [1] M. Blume, V. J. Emery and R. B. Griffiths, *Phys. Rev.*, **A4** (1971), 1071.
- [2] T. Horiguchi, *Phys. Lett.*, **A113** (1986), 425.
- [3] V. Urumov, *J. Phys. C*, **30**(1987), 1875.
- [4] F. Y. Wu, *Phys. Lett.*, **A116** (1986), 245.
- [5] R. Shankar, *Phys. Lett.*, **A117** (1986), 365.
- [6] S. Kivelson, C. Kallin, D. Arovas and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 873.
- [7] X. N. Wu and F. Y. Wu, *J. Stat. Phys.*, **50**(1988), 41.
- [8] Kun-Fa Tang, *Phys. Lett.*, **A133** (1988), 183.
- [9] R. B. Stinchcombe, Phase Transition and Critical Phenomena, vol. 7, ed. C. Domb and J. L. Lebowitz, Academic Press Inc., London, (1983), p. 152.
- [10] M. Suzuki and H. Ikeda, *J. Phys. C*, **11**(1978), 3679.
- [11] I. Syozi, *Prog. Theor. Phys.*, **34**(1965), 189; Phase Transition and Critical Phenomena, vol. 1, ed. C. Domb and M. S. Green, Academic Press Inc., (1972), p. 269.
- [12] I. Syozi and S. Miyazima, *Prog. Theor. Phys.*, **36**(1966), 1083.
- [13] J. W. Essam and H. Garelick, *Proc. Phys. Soc.*, **92**(1967), 136.
- [14] M. F. Thrope and D. Beeman, *Phys. Rev.*, **B14**(1976), 188.
- [15] F. Y. Wu, *J. Stat. Phys.*, **23**(1980), 773.
- [16] L. Turban, *J. Phys. C*, **13**(1980), L13.
- [17] V. Urumov, *J. Phys.: Condens. Matter*, **1**(1989), 1159.
- [18] G. S. Rushbrooke and D. J. Morgan, *Molec. Phys.*, **4** (1961), 1.
- [19] A. B. Harris, *J. Phys. C*, **9**(1976), 2515.
- [20] J. Yeomans and R. B. Stinchcombe, *J. Phys. C*, **12**(1979), 347.
- [21] A. R. McGurn, *J. Phys. C*, **13**(1980), 1655.
- [22] A. R. McGurn, *J. Phys. C*, **16**(1983), 5023.
- [23] Zhen-ya Li (李振亚) and Chuang-zhang Yang (杨传章), *Phil. Mag.*, **B52**(1985), 1165.

A SPIN-ONE DILUTED ISING MODEL ON A HONEYCOMB LATTICE

WANG ZHEN-LIN LI ZHEN-YA

Department of Physics, Suzhou University, Suzhou, 215006

(Received 7 November 1989)

ABSTRACT

In this paper, the randomly site-diluted (quenched case) spinone Ising model on a honeycomb lattice is investigated under the constraint $\exp(K)\cosh(J)=1$. The critical temperature and the magnetization as functions of concentration of spins and the percolation critical value are obtained.

PACC: 7510H; 0550