



Представлено исследование методами Монте Карло критического поведения ультратонких магнитных пленок на основе модельных статистических систем. Продemonстрирован размерный переход от поведения двумерной модели Изинга к поведению трехмерной модели Гейзенберга с ростом толщины пленки. Проведено исследование неравновесного критического поведения изингоподобных тонких пленок.

МОДЕЛЬ

Гамильтониан системы [1]:

$$H = -J \sum_{i,j} [(1 - \Delta)(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) + S_i^z S_j^z] \quad (1)$$

где $\vec{S}_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$ – это трехмерный единичный вектор в узле i , $J > 0$ характеризует обменное взаимодействие ближайших спинов, носящее ферромагнитный характер, Δ – константа анизотропии ($\Delta = 0$ – изотропная модель Гейзенберга, $\Delta = 1$ – модель Изинга).

[1]. K. Binder, D.P. Landau, Phys. Rev. B 13, 1140 (1976).

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ ПОДЛОЖКИ

Выбор константы анизотропии для различных размеров пленки осуществлялся пропорционально температуре соответствующей критической для пленок Ni(111)/W(110) различной толщины [2].

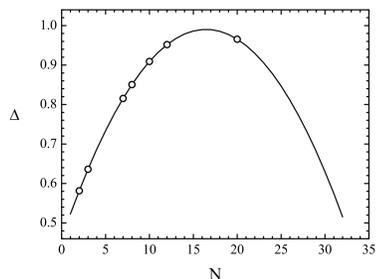


Рис. 1. Зависимость константы анизотропии от толщины пленки

[2]. Y. Li, K. Baberschke, Phys. Rev. Lett. 68, 1208 (1992).

РАССЧИТЫВАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

$$m = \left\langle \left[\frac{1}{N_s} \left(\sum_i S_i^x \right)^2 + \left(\sum_i S_i^y \right)^2 + \left(\sum_i S_i^z \right)^2 \right]^{1/2} \right\rangle \quad (2)$$

$$m_z = \left\langle \left[\frac{1}{N_s} \sum_i S_i^z \right] \right\rangle, \quad (3)$$

$$m_{||} = \left\langle \left[\frac{1}{N_s} \left(\sum_i S_i^x \right)^2 + \left(\sum_i S_i^y \right)^2 \right]^{1/2} \right\rangle \quad (4)$$

где $N_s = L \times L \times N$, $L \times L$ – число спинов в одном слое, N – толщина пленки (число слоев).

ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

- ▶ Простая кубическая решетка: $L \times L \times N$;
- ▶ Линейный размер: $L = 32, 48, 64$;
- ▶ Периодические граничные условия в плоскости пленки;
- ▶ Толщина пленки: $N = 1 \div 31$;
- ▶ Диапазон температур: $T = 0.01 \div 5.01 J/k_B$;
- ▶ Алгоритм Свендсена-Ванга.

КРИТИЧЕСКИЙ СКЕЙЛИНГ

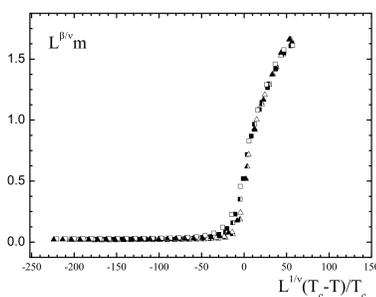


Рис. 2. Зависимость $f(m) = L^{\beta/\nu} m$ от $L^{1/\nu} (T_c - T) / T_c$

НЕРАВНОВЕСНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ИЗИНГОПОДОБНЫХ ПЛЕНОК

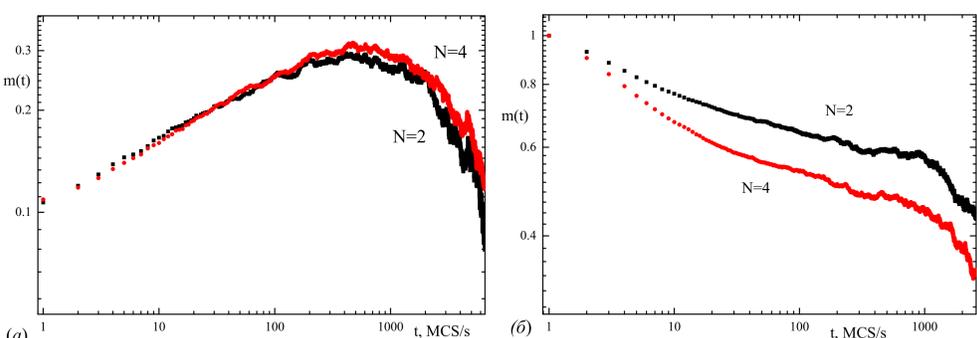


Рис. 9. Эволюция намагниченности $m(t)$ из начальных неравновесных состояний $m_0 \ll 1$ (а) и $m_0 = 1$ (б) изингоподобных пленок для $N = 2$: $T_c = 3.2076$ и $N = 4$: $T_c = 3.8701$ [6]

[6]. P.V. Prudnikov, A.S. Elin, M.A. Medvedeva. J. Phys.: Conf. Ser. (2014).

РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

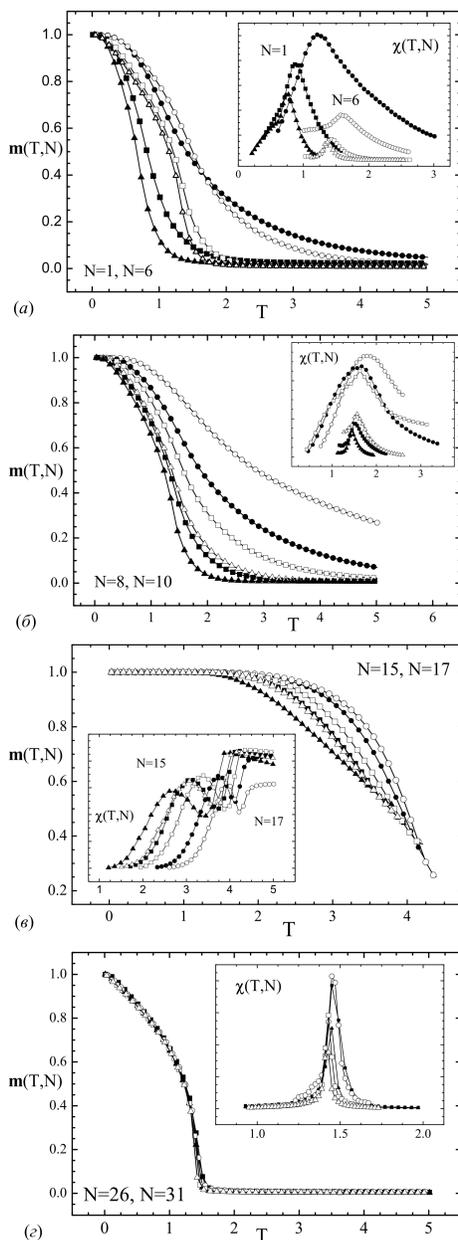


Рис. 3. Температурная зависимость намагниченности и восприимчивости тонких пленок различных размеров $N = 1 \div 31$

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА

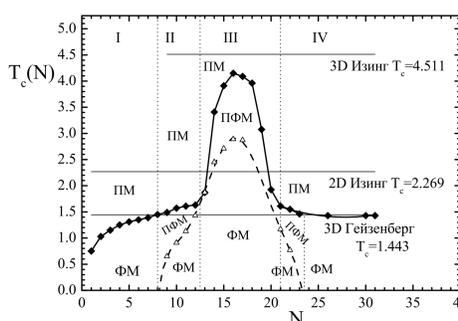


Рис. 4. Фазовая диаграмма для тонких пленок (ФМ – ферромагнитная фаза, ПМ – парамагнитная фаза, ПФМ – планарный ферромагнетик) [3]

[3]. M.A. Medvedeva, P.V. Prudnikov. J. Phys.: Conf. Ser. (2014).

КРОССОВЕР В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

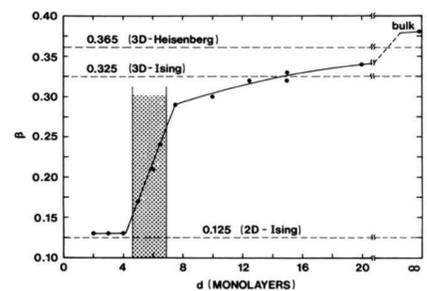


Рис. 5. Зависимость индекса β от толщины пленки [2,4]

[4]. C.A.F. Vaz, et al., Rep. Prog. Phys. 71, 056501 (2008).

КРИТИЧЕСКИЕ ИНДЕКСЫ

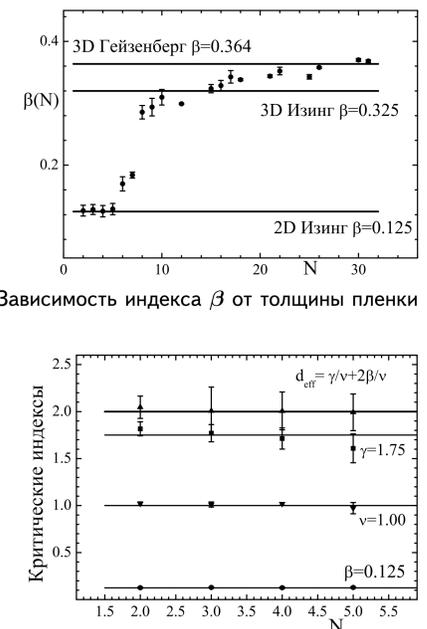
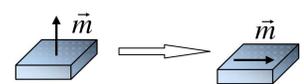


Рис. 6. Зависимость индекса β от толщины пленки

Рис. 7. Значения критических индексов для $N = 2 \div 5$

СПИН ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ПЕРЕХОД



$$O_{hv}^z = \left\langle \frac{n_h - n_v}{n_h + n_v} \right\rangle, \quad n_v = \sum_i [1 - \text{sgn}(S_i^z, S_{i+\hat{y}}^z)],$$

$$n_h = \sum_i [1 - \text{sgn}(S_i^z, S_{i+\hat{x}}^z)].$$

$$\chi_m(T) \sim [m] - [m]^2, \quad \chi_o(T) \sim [O_z^2] - [O_z]^2. \quad (5)$$

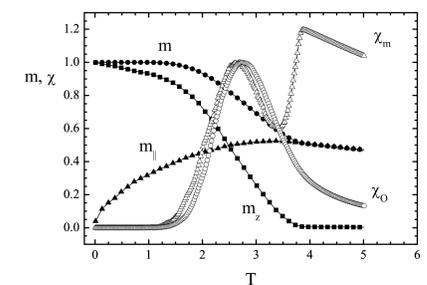


Рис. 8. Температурные зависимости m , $m_{||}$, m_z и $\chi_m(T)$, $\chi_o(T)$ для пленки с $N = 15$

[5]. R. Allenspach, A. Bischof, Phys. Rev. Lett. 69, 3385 (1992).

ЭФФЕКТЫ СТАРЕНИЯ

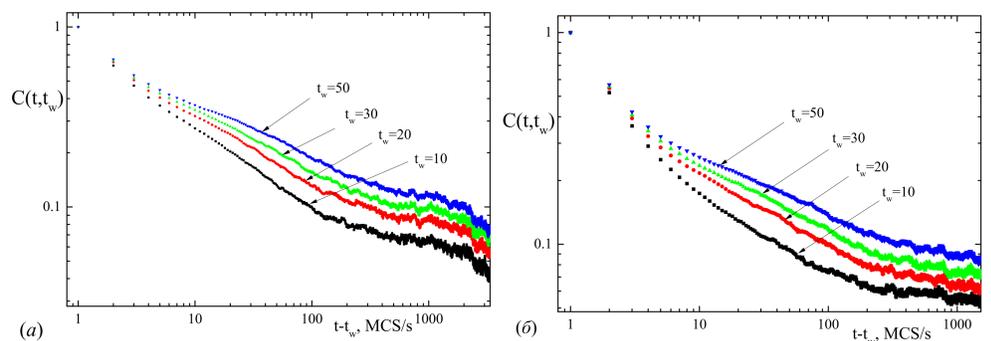


Рис. 10. Временные зависимости автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ для изингоподобных пленок $N = 2$ (а) и $N = 4$ (б) для различных времен «ожидания» t_w ($m_0 \ll 1$) [6]

