

ІНСТИТУТ
ФІЗИКИ
КОНДЕНСОВАНИХ
СИСТЕМ

ICMP-01-36U

Р.Р.Левицький, О.Р.Баран

ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ТЕРМОДИНАМІЧНІ
ХАРАКТЕРИСТИКИ СПІН-1 ІЗІНГІВСЬКОЇ МОДЕЛІ
МАГНЕТИКА З БІЛІНІЙНИМИ ТА КВАДРУПОЛЬНИМИ
ВЗАЄМОДІЯМИ.
КЛАСТЕРНЕ НАБЛИЖЕННЯ

Вплив магнітного поля на термодинамічні характеристики спін-1 Ізінгівської моделі магнетика з білінійними та квадрупольними взаємодіями. Кластерне наближення

Р.Р.Левицький, О.Р.Баран

Анотація. В кластерному наближенні вивчено вплив зовнішнього магнітного поля на спін-1 Ізінгівський магнетик з білінійними та квадрупольними взаємодіями. Побудовані фазові діаграми в площині (магнітне поле, температура) при різних значеннях квадрупольної взаємодії та отримані температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту і статичної сприйнятливості при різних значеннях параметрів моделі. Показано, що при значеннях квадрупольної взаємодії, при яких у випадку нульового магнітного поля в системі має місце температурний фазовий перехід квадрупольна \rightarrow парамагнітна фаза, включення магнітного поля не просто індукує ненульову намагніченість в "парамагнітній" та "квадрупольній" фазах, а може призводити до розділення цього фазового переходу на каскад фазових переходів "квадрупольна" \rightarrow феромагнітна \rightarrow "парамагнітна" фаза.

Investigation of magnetic field influence on thermodynamic characteristics of spin-1 Ising model of a magnet with bilinear and quadrupolar interactions. Cluster approximation

R.R.Levitskii, O.R.Baran

Abstract. Influence of external magnetic field on spin-1 Ising magnet with bilinear and quadrupolar interactions is studied within the cluster approximation. Phase diagrams in the (magnetic field, temperature) plane are constructed at different values of quadrupolar interaction. Temperature dependences of magnetization, quadrupolar moment, and static susceptibility are obtained at different values of the model parameters. We show that at those values of the quadrupolar interaction when at zero magnetic field the system undergoes the temperature phase transition between quadrupolar and paramagnetic phases, the external magnetic field not only induces a non-zero magnetization in "paramagnetic" and "quadrupolar" phases, but also can split this transition into a cascade of phase transitions: "quadrupolar" \rightarrow ferromagnetic \rightarrow "paramagnetic" phase.

Подається в Журнал фізичних досліджень

Submitted to Журнал фізичних досліджень

© Інститут фізики конденсованих систем 2001
Institute for Condensed Matter Physics 2001

1. Вступ

Для адекватного опису багатьох магнітних систем недостатньо використання спінових моделей лише з білінійними обмінними взаємодіями, оскільки в них обміни вищих порядків по спіну, природа яких для різних магнітних матеріалів є різною [1], відіграють суттєву роль. В зв'язку з цим, теоретичному дослідженню спінових моделей з тензорними членами в гамільтоніані як обмінної (зокрема біквадратної взаємодії), так і необмінної (зокрема однойонної анізотропії) природи приділяється значна увага [2–7].

Однією з найпростіших моделей магнітних систем, що містить в своєму гамільтоніані тензорні обміни є спін-1 Ізінгівська модель магнетика ($S_i = S_i^z = 0, \pm 1$) з білінійними K та квадрупольними $K^{(q)}$ взаємодіями.

$$H = - \sum_{i=1}^N \Gamma S_i - \frac{1}{2} \sum_{i,\delta} \left[K S_i S_{i+\delta} + K^{(q)} \left(S_i^2 - \frac{2}{3} \right) \left(S_{i+\delta}^2 - \frac{2}{3} \right) \right] \quad (1.1)$$

На основі цієї моделі в наближенні молекулярного поля (НМП) у випадку $\Gamma = 0$ досліджувались квадрупольні переходи в магнітних матеріалах [2].

В своїй роботі ми проведемо дослідження термодинамічних характеристик моделі (1.1) на простій кубічній ґратці при феромагнітній білінійній взаємодії ($K > 0$) та різних значеннях магнітного поля Γ і квадрупольної взаємодії $K^{(q)}$ в наближенні двочастинкового кластера (НДК). Слід зауважити, що у випадку моделі Блюма-Емері-Гріфітса НДК, на відміну від НМП (яким часто обмежуються, або приймають в якості першого наближення при побудові фазових діаграм спінових моделей магнітних систем з спін-спіновими та квадруполь-квадрупольними взаємодіями [2–4]), коректно реагує не лише на конкуренцію феромагнітної білінійної взаємодії з антиферомагнітною однойонною анізотропією, а й на конкуренцію феромагнітної білінійної та антиферомагнітної біквадратної взаємодій: отримані в НДК фазові діаграми на площині (біквадратна взаємодія, температура) для моделі Блюма-Емері-Гріфітса на різних типах ґраток при нульовій однойонній анізотропії [8–10] якісно узгоджуються з результатами моделювання Монте-Карло [11,12]. Це має пряме відношення до моделі магнетика (1.1), яку ми розглядаємо в даній роботі, оскільки вона є частковим випадком більш загальної моделі Блюма-Емері-Гріфітса при виконанні певного співвідношення між біквадратною взаємодією та однойонною анізотропією, що є складовими квадрупольної взаємодії в (1.1).

2. Наближення двочастинкового кластера

Для послідовного здійснення кластерного наближення для моделі (1.1) слід виходити з гамільтоніану моделі Блюма-Емері-Гріфітса

$$H = - \sum_{i=1}^N [\Gamma S_i + D S_i^2] - \frac{1}{2} \sum_{i,\delta} [K S_i S_{i+\delta} + K' S_i^2 S_{i+\delta}^2], \quad (2.2)$$

де Γ – магнітне поле, D – однойонна анізотропія, K та K' – константи білінійної та біквадратної короткосяжних взаємодій; сумування i, δ пробігає по парах найближчих сусідів. Зауважимо, що в загальному вигляді спін-1 ізінгівська модель містить ще члени $L S_i^2 S_{i+\delta}$. Проте, занулення L не після, а перед проведенням кластерного розвинення, не міняє кінцевого результату.

Вираз для вільної енергії в НДК отримується на основі одночастинкового H_1

$$H_1 = -\tilde{\alpha} S_1 - \tilde{\alpha}' S_1^2; \quad \tilde{\alpha} = \Gamma + z\varphi; \quad \tilde{\alpha}' = D + z\varphi' \quad (2.3)$$

(z – число найближчих сусідів) та двочастинкового H_{12}

$$H_{12} = -\tilde{\alpha}(S_1 + S_2) - \tilde{\alpha}'(S_1^2 + S_2^2) - K S_1 S_2 - K' S_1^2 S_2^2; \quad (2.4)$$

$$\tilde{\alpha} = \Gamma + (z-1)\varphi; \quad \tilde{\alpha}' = D + (z-1)\varphi'$$

гамільтоніанів стандартним чином [8,9,13–15].

$$F = -k_B T N [(1-z) \ln Z_1 + \frac{z}{2} \ln Z_{12}]; \quad (2.5)$$

$$Z_1 = 2e^{\beta\tilde{\alpha}'} \cdot \text{ch}(\beta\tilde{\alpha}) + 1; \quad (2.6)$$

$$Z_{12} = 2e^{\beta(2\tilde{\alpha}'+K')} [e^{\beta K} \cdot \text{ch}(2\beta\tilde{\alpha}) + e^{-\beta K}] + 4e^{\beta\tilde{\alpha}'} \cdot \text{ch}(\beta\tilde{\alpha}) + 1$$

Тут $\beta = (k_B T)^{-1}$. Кластерні поля φ та φ' є варіаційними параметрами і повинні знаходитись з умови мінімуму вільної енергії відносно них. В результаті, для φ та φ' отримується система рівнянь:

$$\frac{e^{\beta\tilde{\alpha}'} \cdot \text{sh}(\beta\tilde{\alpha})}{Z_1} = \frac{e^{\beta(2\tilde{\alpha}'+K')} \cdot \text{sh}(2\beta\tilde{\alpha}) + e^{\beta\tilde{\alpha}'} \cdot \text{sh}(\beta\tilde{\alpha})}{Z_{12}}; \quad (2.7)$$

$$\frac{e^{\beta\tilde{\alpha}'} \cdot \text{ch}(\beta\tilde{\alpha})}{Z_1} = \frac{e^{\beta(2\tilde{\alpha}'+K')} [e^{\beta K} \cdot \text{ch}(2\beta\tilde{\alpha}) + e^{-\beta K}] + e^{\beta\tilde{\alpha}'} \cdot \text{ch}(\beta\tilde{\alpha})}{Z_{12}}.$$

Використовуючи (2.7), ми можемо записати прості співвідношення для намагніченості $m = \langle S \rangle$ і квадрупольного моменту $q = \langle S^2 \rangle$:

$$m = \frac{2e^{\beta\tilde{\alpha}'} \cdot \text{sh}(\beta\tilde{\alpha})}{Z_1}; \quad q = \frac{2e^{\beta\tilde{\alpha}'} \cdot \text{ch}(\beta\tilde{\alpha})}{Z_1}. \quad (2.8)$$

3. Результати числового дослідження впливу магнітного поля на спін-1 ізінгівську модель з квадрупольними взаємодіями

На основі приведених вище результатів, покладаючи $K^{(q)} = K'$ та $D = -2zK'/3$, було проведене числове дослідження впливу магнітного поля на термодинамічні характеристики моделі (1.1) на простій кубічній ґратці ($z=6$).

Використовуватимемо позначення для відносних величин: $t = 3k_B T / (2zK)$, $h = \Gamma / K$, $k^{(q)} = K^{(q)} / K$.

Зупинимось спочатку коротко на результатах при нульовому зовнішньому магнітному полі. У цьому випадку в НДК, по аналогії до результатів наближення молекулярного поля [2], розрізнятимемо три фази:

- феромагнітну фазу ($m \neq 0$, $q \neq 2/3$ і є спадаючими опуклими вверх функціями температури; обернена статична сприйнятливість $\chi^{-1}(t)$ – спадна);
- парамагнітну фазу ($m = 0$, $q \neq 2/3$, $q(t \rightarrow \infty) = 2/3$; характерною є спадна опукла вниз, або зростаюча опукла вверх $q(t)$ та зростаюча, або така, що має мінімум, $\chi^{-1}(t)$);
- квадрупольну фазу ($m = 0$, $q \neq 2/3$; q є зростаючою опуклою вниз функцією температури; $\chi^{-1}(t)$ – спадна).

Яка поведінка термодинамічних характеристик із зміною температури є притаманною вищезгаданим фазам ми визначали тільки при таких значеннях $k^{(q)}$, при яких можна чітко сказати, в якій з фаз перебуває система: коли зі зміною температури в системі відбувається фазовий перехід (ФП). Слід зауважити, що в наближенні молекулярного поля критерій для розрізнення фаз є більш чітким, оскільки в НМП не тільки намагніченість, а й квадрупольний момент є параметрами порядку (в парафазі $q = 2/3$) [2,8,9].

На Рис. 1 приведено отриману в НДК фазову діаграму на $(k^{(q)}, t)$ площині. При $-3.0 < k^{(q)} \leq 2.28$ в системі із зміною температури НДК передбачає фазові переходи феромагнітна \rightarrow парамагнітна фаза другого роду (ми обмежилися значеннями $k^{(q)} > -3.0$, оскільки при менших значеннях квадрупольної взаємодії у випадку $h = 0$ слід розглядати двоїдґраткову задачу [10]). В точці ФП відбувається занулення намагніченості, квадрупольний момент має злам, обернена сприйнятливість зануляється і має злам (див. Рис. 3.1). При $2.28 < k^{(q)} \leq 3.0$ в системі мають місце температурні фазові переходи феромагнітна \rightarrow парамагнітна фаза першого роду. Всі термодинамічні характеристики, які ми розглядаємо, терплять розриви,

причому $m(t_c + 0) = 0$, $q(t_c - 0) > q(t_c + 0)$, $\chi^{-1}(t_c - 0) > \chi^{-1}(t_c + 0)$ (див. Рис. 4.1). При $3.0 < k^{(q)} \leq 3.2$ відбуваються температурні фазові переходи квадрупольна \rightarrow парамагнітна фаза першого роду. В точці ФП квадрупольний момент та обернена сприйнятливість терплять розриви, причому $q(t_c - 0) < q(t_c + 0)$, $\chi^{-1}(t_c - 0) > \chi^{-1}(t_c + 0)$ (див. Рис. 5.1, 6.1). При $k^{(q)} > 3.2$ НДК не передбачає фазового переходу зі зміною температури. Проте, при низьких температурах поведінка $q(t)$ є характерною для квадрупольної, а при високих – для парамагнітної фази (див. Рис. 7.1). Для зручності викладок у випадку, коли відбувається зміна поведінки температурних залежностей термодинамічних характеристик з характерних для однієї фази на характерні для іншої фази без фазового переходу (термодинамічні характеристики є гладкими функціями температури), будемо говорити, що в системі зі зміною температури відбувається "розмитий фазовий перехід". Тільки ввівши таку термінологію ми можемо говорити, що зростаюча і опукла вниз $q(t)$ є характерною лише для квадрупольної фази. Слід також зауважити, що для різних термодинамічних величин температури, при яких відбувається зміна характеру їх температурних залежностей з притаманних одній на притаманні іншій фазі, є різними.

Фазова діаграма, отримана в наближенні молекулярного поля, є якісно інакшою [2,8,9]. При $-3.0 < k^{(q)} \leq 1.5$ та $1.5 < k^{(q)} \leq 3.0$ НМП, подібно як і НДК, передбачає фазові переходи феромагнітна \rightarrow парамагнітна фаза другого та першого родів, відповідно. Проте температурні ФП квадрупольна \rightarrow парамагнітна фаза першого роду передбачаються НМП при будь-яких $k^{(q)} > 3.0$, причому величина стрибка квадрупольного моменту не залежить від значення параметра $k^{(q)}$ ($q(t_c + 0) - q(t_c - 0) = 1/3$).

У випадку ненульового магнітного поля (по аналогії до випадку з нульовим полем) будемо розрізняти також три фази: феромагнітну, "парамагнітну" та "квадрупольну". "Парамагнітна" та "квадрупольна" фази відрізняються, відповідно, від парамагнітної та квадрупольної фаз лише ненульовою, індукованою магнітним полем, намагніченістю, причому для "квадрупольної" фази притаманною є зростаюча $m(t)$ (див. наприклад Рис. 6.2), а для "парамагнітної" – намагніченість як функція температури може бути спадною випуклою вниз (див. наприклад Рис. 6.2), або такою, що має максимум (див. Рис. 7.3). Крім того, в "парамагнітній" фазі $q(t)$ може бути не тільки спадною опуклою вниз (див. наприклад Рис. 4.3), або зростаючою опуклою вверх функцією (див. наприклад Рис. 7.3), як в парамагнітній фазі, а й такою, яка має мінімум (див. наприклад

Рис. 6.2).

Справжніми температурними фазовими переходами при ненульовому полі є тільки ФП першого роду, причому в точці фазового переходу терплять розриви всі термодинамічні характеристики, які ми розглядаємо. Можливими є такі три типи переходів (справжніх):

- фазовий перехід феромагнітна \rightarrow "парамагнітна" фаза першого роду (причому $m(t_c - 0) > m(t_c + 0)$, $q(t_c - 0) > q(t_c + 0)$, а $\chi^{-1}(t_c - 0)$ може бути і більшим (див. Рис. 4.2) і меншим (див. Рис. 4.3, 5.3, 5.4) від $\chi^{-1}(t_c + 0)$);
- ФП "квадрупольна" \rightarrow "парамагнітна" фаза першого роду ($m(t_c - 0) < m(t_c + 0)$, $q(t_c - 0) < q(t_c + 0)$, $\chi^{-1}(t_c - 0) > \chi^{-1}(t_c + 0)$; див. Рис. 5.2, 6.2, 7.3).
- ФП "квадрупольна" \rightarrow феромагнітна фаза першого роду ($m(t_c - 0) < m(t_c + 0)$, $q(t_c - 0) < q(t_c + 0)$, $\chi^{-1}(t_c - 0) > \chi^{-1}(t_c + 0)$; див. Рис. 5.3, 6.3, 7.4).

Будемо також розрізняти два типи "розмитих фазових переходів" (несправжніх):

- "розмитий фазовий перехід" феромагнітна \rightarrow "парамагнітна" фаза (див. Рис. 3.2, 4.4, 6.3, 7.4);
- "розмитий фазовий перехід" "квадрупольна" \rightarrow "парамагнітна" фаза (див. Рис. 7.2).

На Рис. 2 приведено отримані в НДК фазові діаграми на (h, t) площині при різних значеннях квадрупольної взаємодії. З цього рисунку можна бачити основний аспект зміни топологій фазових діаграм на (h, t) площині зі зміною $k^{(q)}$. Зупинимось на цьому більш детально.

При величинах квадрупольної взаємодії, при яких у випадку $h = 0$ в системі із збільшенням температури відбувається ФП феромагнітна \rightarrow парамагнітна фаза другого роду ($-3.0 < k^{(q)} \leq 2.28$; див. Рис. 3.1), включення поля приводить до "розмиття" фазового переходу з феромагнітної в тепер вже "парамагнітну" фазу (див. Рис. 3.2). Тобто, замість занулення намагніченості та зламів квадрупольного моменту і оберненої сприйнятливості, як при фазовому переході феромагнітна \rightarrow парамагнітна фаза другого роду, при ненульовому полі наявні перегини в температурних залежностях намагніченості і квадрупольного моменту та мінімум в оберненої сприйнятливості.

При величинах квадрупольної взаємодії, при яких в системі у випадку нульового магнітного поля із збільшенням температури відбувається фазовий перехід феромагнітна \rightarrow парамагнітна фаза першого роду ($2.28 < k^{(q)} \leq 3.0$; див. Рис. 4.1) збільшення магнітного поля

приводить спочатку до зменшення стрибків термодинамічних характеристик в точці ФП феромагнітна \rightarrow "парамагнітна" фаза першого роду (див. Рис. 4.2, 4.3), а пізніше і до їх зникнення та "розмиття" температурного фазового переходу (див. Рис. 4.4). Топології фазових діаграм на (h, t) площині при $2.28 < k^{(q)} \leq 3.0$ є такими, як приведені на Рис. 2.а.

При величинах квадрупольної взаємодії, при яких в системі у випадку нульового магнітного поля із збільшенням температури відбувається ФП квадрупольна \rightarrow парамагнітна фаза першого роду ($3.0 < k^{(q)} \leq 3.2$; див. Рис. 5.1, 6.1) із включенням магнітного поля ситуація не є такою однозначною, як у двох описаних вище випадках. З точки зору різних топологій фазових діаграм на (h, t) площині (див. Рис. 2.б, 2.с, 2.д) проміжок $k^{(q)} \in]3.0, 3.2]$ можна поділити на три відрізки. При значеннях $k^{(q)}$ з першого з цих відрізків фазові діаграми на (h, t) площині мають топологію таку, як фазова діаграма приведена на Рис. 2.б, з другого – як на Рис. 2.с, а при значеннях $k^{(q)}$ з третього з цих відрізків – як на Рис. 2.д. Розглянемо тепер як змінюються температурні залежності термодинамічних характеристик із збільшенням магнітного поля при різних значеннях квадрупольного моменту. При малих полях має місце фазовий перехід "квадрупольна" \rightarrow "парамагнітна" фаза (див. Рис. 5.2, 6.2). Збільшення поля приводить спочатку до розділення цього ФП "квадрупольна" \rightarrow "парамагнітна" фаза на каскад фазових переходів "квадрупольна" \rightarrow феромагнітна \rightarrow "парамагнітна" фаза. Перший фазовий перехід ("квадрупольна" \rightarrow феромагнітна фаза) завжди є першого роду, а другий (феромагнітна \rightarrow "парамагнітна" фаза) може бути або першого роду (при достатньо малих значеннях квадрупольної взаємодії; див. Рис. 2.б, 2.с, 5.3), або "розмитим" (при достатньо великих значеннях квадрупольної взаємодії; див. Рис. 2.д, 6.3). Подальше збільшення поля приводить до зменшення температури першого ФП "квадрупольна" \rightarrow феромагнітна фаза аж до його зникнення при нульовій температурі (при $h = k^{(q)} - 3$; див. Рис. 2.б, 2.с, 2.д) та до зменшення стрибків термодинамічних характеристик при ФП феромагнітна \rightarrow "парамагнітна" фаза першого роду (див. Рис. 5.3, 5.4) аж до їх зникнення та "розмиття" цього фазового переходу (див. Рис. 2.б, 2.с). При достатньо малих значеннях квадрупольної взаємодії перший ФП "квадрупольна" \rightarrow феромагнітна фаза зникає швидше, аніж другий фазовий перехід феромагнітна \rightarrow "парамагнітна" фаза "розмивається" (див. Рис. 2.б 5.4), а при більших значеннях квадрупольної взаємодії – навпаки (див. Рис. 2.с).

При величинах квадрупольної взаємодії, при яких в системі у ви-

падку нульового магнітного поля із збільшенням температури відбувається "розмитий фазовий перехід" квадрупольна \rightarrow парамагнітна фаза ($k^{(q)} > 3.2$; див. Рис. 7.1), із включенням слабого магнітного поля цей температурний "розмитий фазовий перехід" зберігається, проте вже з "квадрупольної" в "парамагнітну" фазу (див. Рис. 2.e, 2.f, 7.2). Збільшення магнітного поля приводить спочатку до появи справжнього фазового переходу "квадрупольна" \rightarrow "парамагнітна" фаза першого роду (див. Рис. 7.3), а пізніше до розділення цього ФП на каскад температурних фазових переходів "квадрупольна" \rightarrow феромагнітна \rightarrow "парамагнітна" фаза. Перший ("квадрупольна" \rightarrow феромагнітна фаза) ФП є першого роду (справжнім), а другий – "розмитим фазовим переходом" (див. Рис. 2.e, 2.f, 7.4). Подальше збільшення поля приводить до зменшення температури першого ФП аж до його зникнення при нульовій температурі при $h = k^{(q)} - 3$ (див. Рис. 2.e, 2.f). Топології фазових діаграм приведені на Рис. 2.e, 2.f є характерними для всіх значень $k^{(q)} > 3.2$.

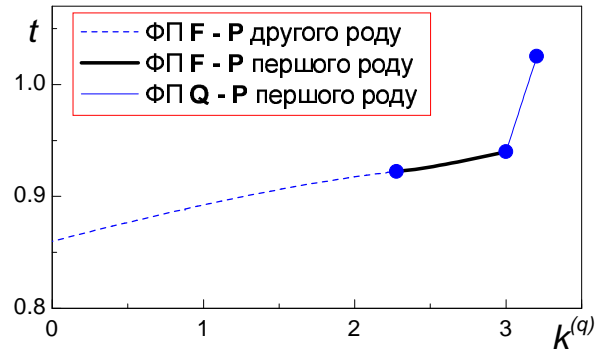


Рис. 1. Фазова діаграма на $(k^{(q)}, t)$ площині при нульовому зовнішньому магнітному полі. Штрихована та груба суцільна лінії відповідають температурним ФП феромагнітна \rightarrow парамагнітна фаза другого та першого родів, відповідно; тонка суцільна лінія відповідає температурним ФП квадрупольна \rightarrow парамагнітна фаза першого роду.

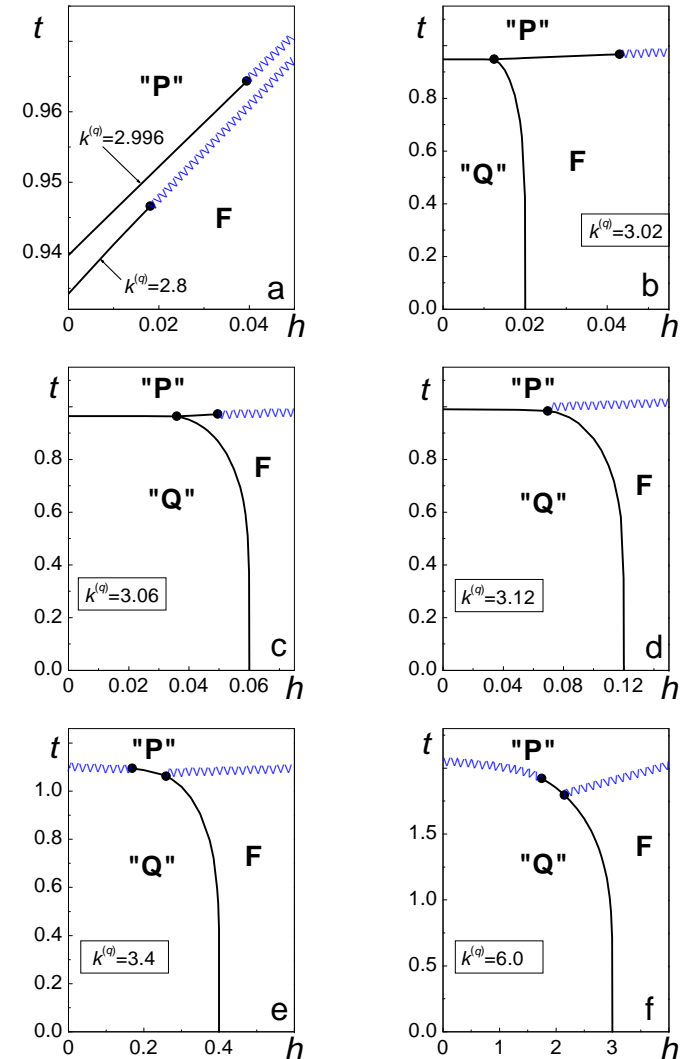


Рис. 2. Фазові діаграми на (h, t) площині при різних значеннях величини квадрупольної взаємодії: а - $k^{(q)} = 2.8, 2.996$; б - $k^{(q)} = 3.02$; в - $k^{(q)} = 3.06$; д - $k^{(q)} = 3.12$; е - $k^{(q)} = 3.4$; ф - $k^{(q)} = 6.0$. Суцільні лінії відповідають фазовим переходам першого роду. Схематично нанесені ламані лінії відповідають змінам температурних поведінок термодинамічних характеристик з характерних для однієї на характерні для іншої фази ("розмитий фазовий перехід").

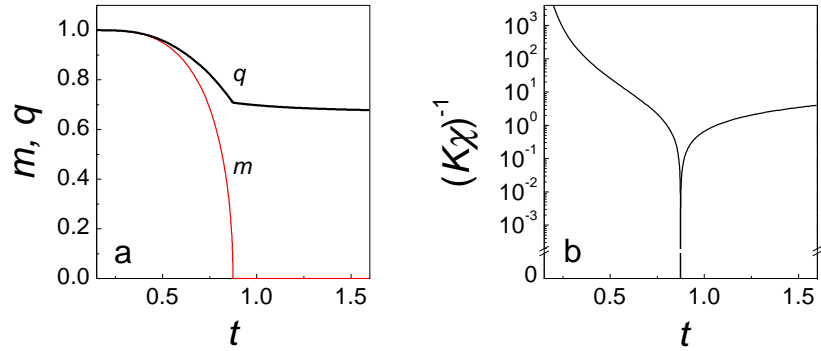


Рис. 3.1. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(a)} = 0.4$, $h = 0.0$.

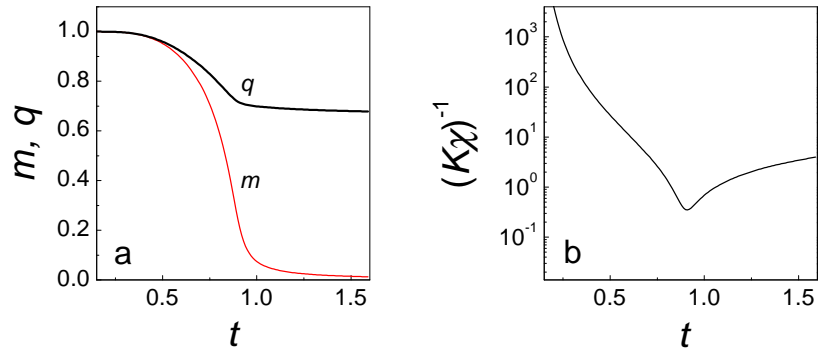


Рис. 3.2. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(a)} = 0.4$, $h = 0.05$.

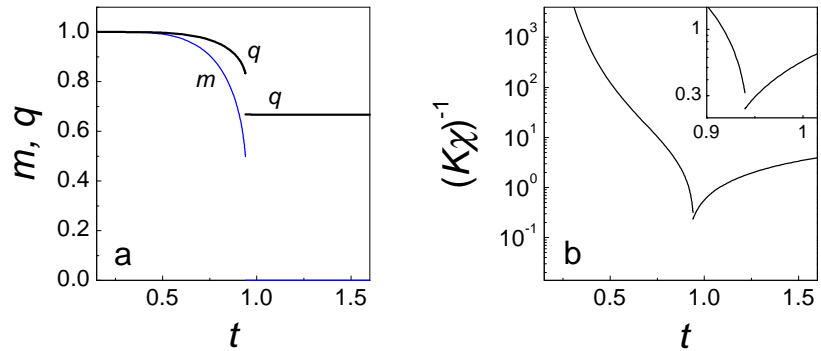


Рис. 4.1. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(a)} = 2.996$, $h = 0.0$.

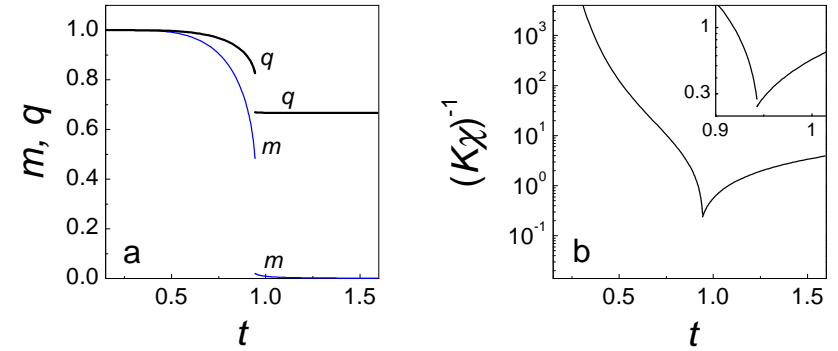


Рис. 4.2. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(a)} = 2.996$, $h = 0.005$.

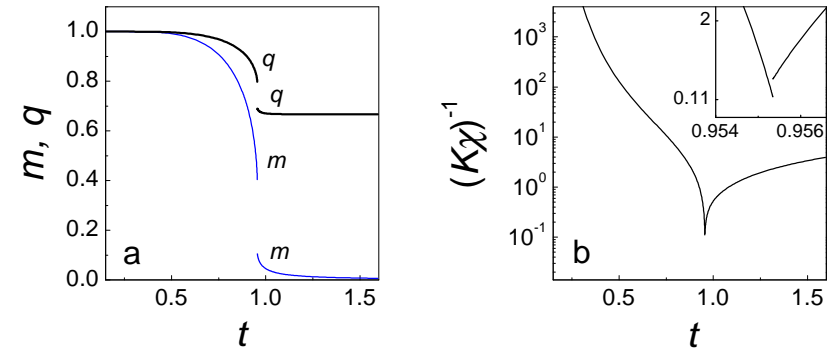


Рис. 4.3. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(a)} = 2.996$, $h = 0.025$.

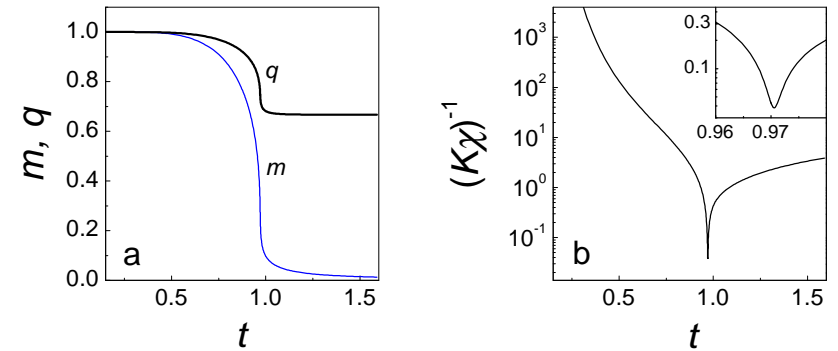


Рис. 4.4. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(a)} = 2.996$, $h = 0.05$.

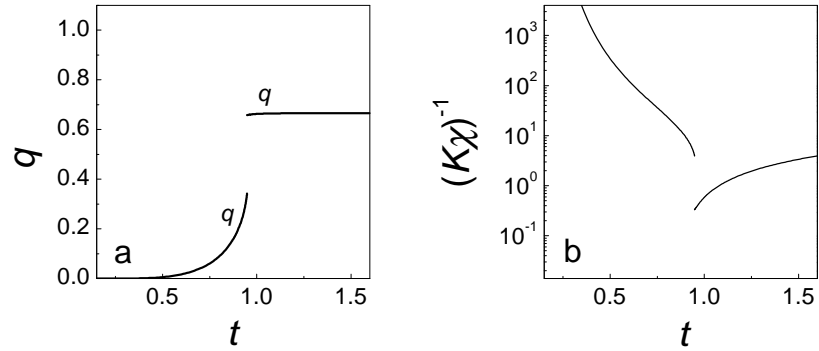


Рис. 5.1. Температурні залежності квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(q)} = 3.02$, $h = 0.0$.

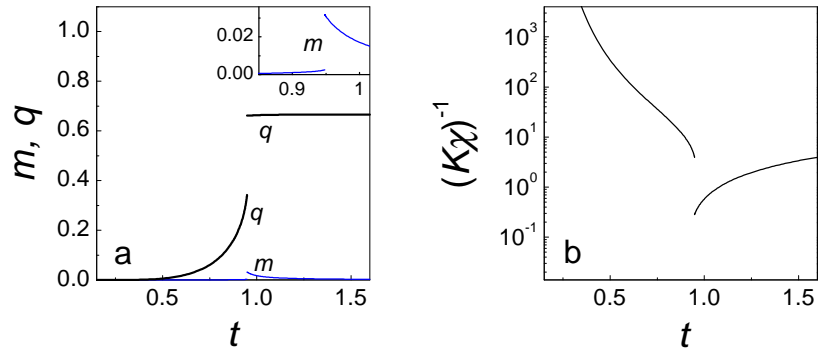


Рис. 5.2. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(q)} = 3.02$, $h = 0.01$.

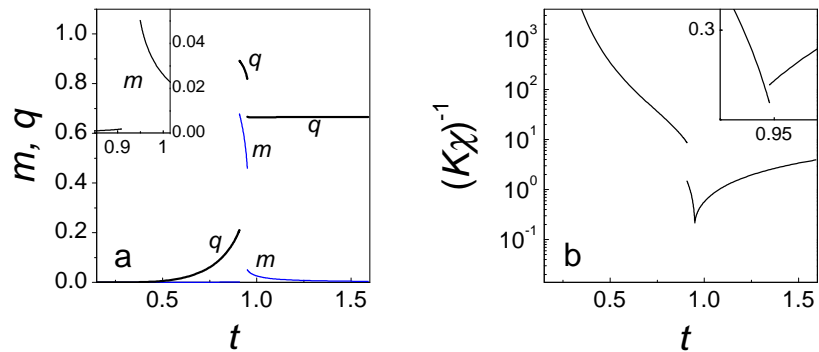


Рис. 5.3. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(q)} = 3.02$, $h = 0.015$.

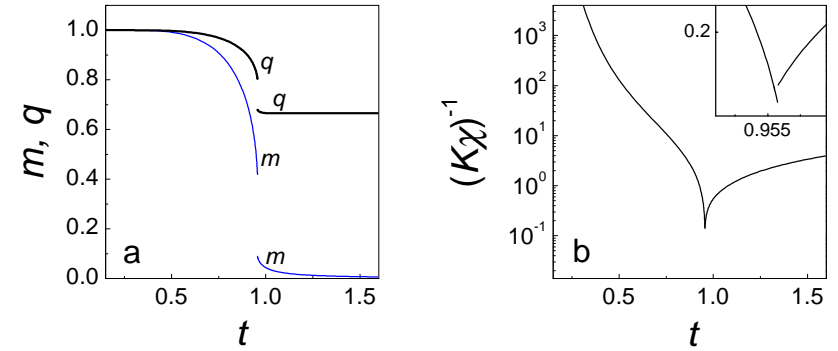


Рис. 5.4. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(q)} = 3.02$, $h = 0.025$.

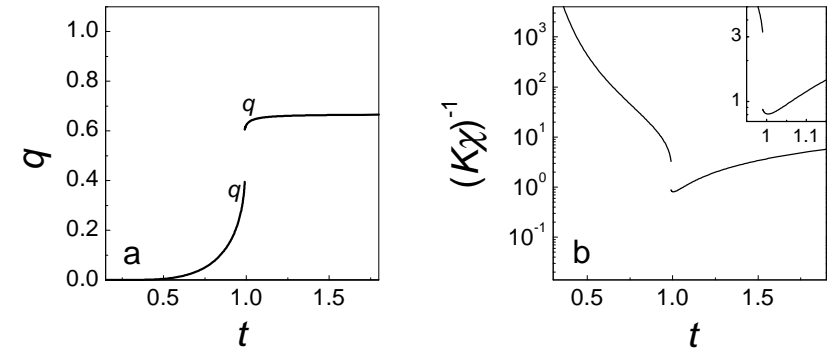


Рис. 6.1. Температурні залежності квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(q)} = 3.12$, $h = 0.0$.

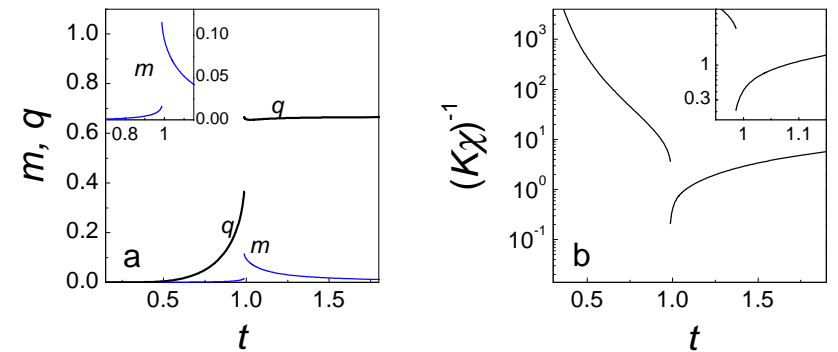


Рис. 6.2. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(q)} = 3.12$, $h = 0.06$.

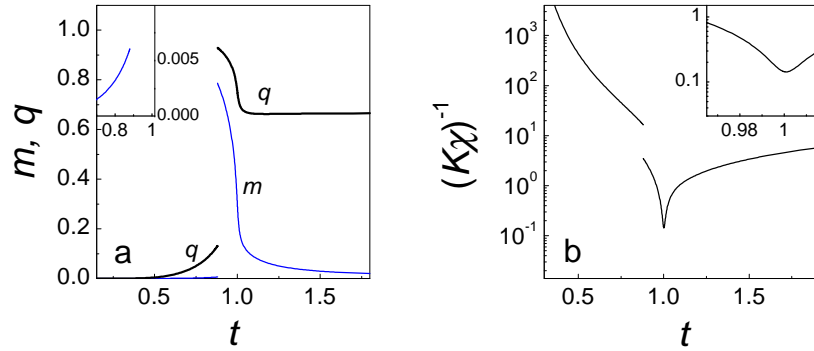


Рис. 6.3. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(a)} = 3.12$, $h = 0.1$.

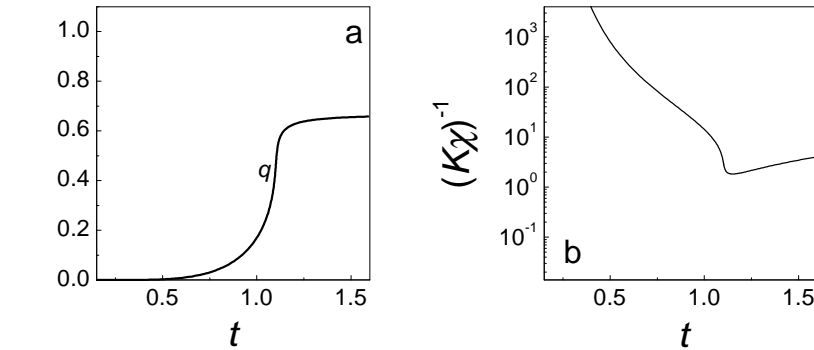


Рис. 7.1. Температурні залежності квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(a)} = 3.4$, $h = 0.0$.

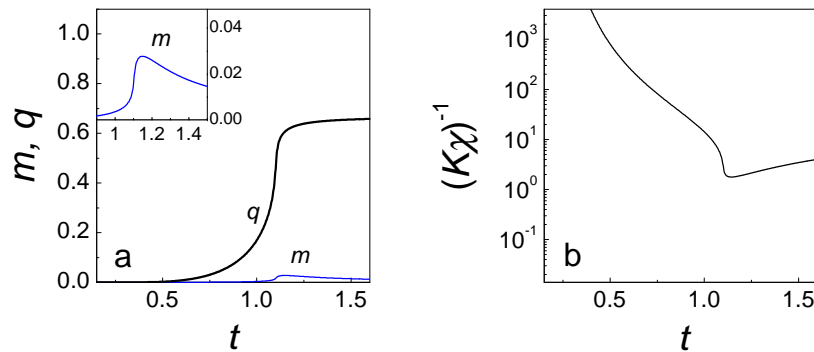


Рис. 7.2. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(a)} = 3.4$, $h = 0.05$.

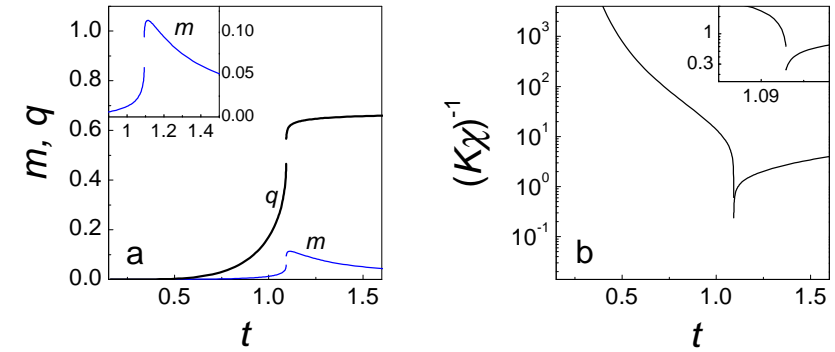


Рис. 7.3. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(a)} = 3.4$, $h = 0.175$.

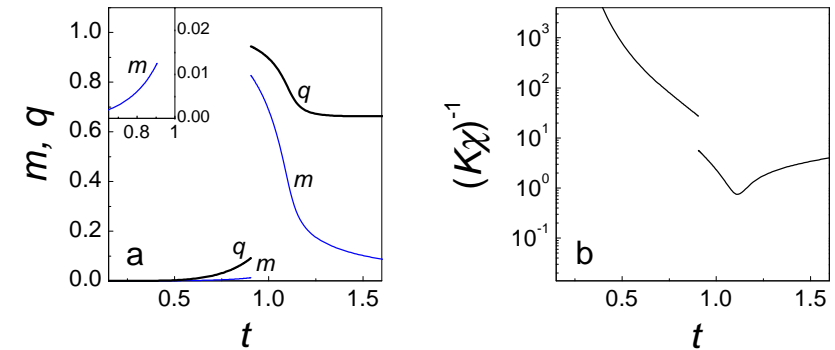


Рис. 7.4. Температурні залежності намагніченості, квадрупольного моменту та оберненої статичної сприйнятливості при $k^{(a)} = 3.4$, $h = 0.35$.

Література

1. Э.Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями* (Москва, Наука, 1988, 231с.)
2. H. Chen, P. Levy. Dipole and quadrupole phase transitions in spin-1 models. // *Phys. Rev. B*, 1973, vol. 7, No 9, p. 4267-4283.
3. D.K. Ray, J. Sivardiere. Dipolar and quadrupolar ordering in the $\Gamma_3 - \Gamma_5$ magnetic system. // *Phys. Rev. B*, 1978, vol. 18, No 3, p. 1401-1405.
4. F.P. Onufrieva, I.P. Shapovalov. Peculiarities of spontaneous breaking of continuous symmetry in magnets with tensor interaction. // *J. Moscow Phys. Soc.*, 1991, vol. 1, p. 63-83.
5. Yu.K. Rudavsky, O.Z. Vatamaniuk, V.P. Savenko. Investigation of the spin-one Ising model with biquadratic exchange interaction within func-

- tional integration method. // Condensed Matter Physics, 1995, No 5, p. 143-160.
6. O.Z. Vatamaniuk, Yu.K. Rudavsky. Spin-one Ising model with biquadratic exchange interaction within functional integration method. Random phase approximation. // phys. stat. sol. (b), 1996, vol. 197, No 1, p. 199-210.
 7. J. Sivardiere. Critical and multicritical points in fluids and magnets. // In: Proc. Internat. Conf. Static critical phenomena in inhomogeneous systems, Karpacz 1984, Lecture notes in physics, vol. 206, Springer-Verlag, Berlin 1984.
 8. С.І. Сороков, Р.Р. Левицький, О.Р. Баран. Дослідження ізінгівських моделей з довільним значенням спіна в наближенні двочастинкового кластера. Модель Блюма-Емері-Гріфітса. // Укр. фіз. журн., 1996, т. 41, No 4, с. 490-500.
 9. Р.Р. Левицький, О.Р. Баран, С.І. Сороков. Дослідження Ізінгівських моделей з довільним значенням спіна в наближенні двочастинкового кластера. Кореляційні функції моделі Блюма-Емері-Гріфітса. // Львів, 1997, 52с. (Препринт./ АН України. Ін-т фізики конденсованих систем; ICMP-97-22U).
 10. K. Kasono, I. Ono. Re-entrant phase transitions of the Blume-Emery-Griffiths model. // Z. Phys. B - Condensed Matter, 1992, vol. 88, p. 205-212.
 11. O.F. de Alcantara Bonfim, C.H. Obcemea. Reentrant behaviour in Ising models with biquadratic exchange interaction. // Z. Phys. B - Condensed Matter, 1986, vol. 64, p. 469-471.
 12. R.J.C. Booth, Lu Hua, J.W. Tucker, C.M. Care, I. Halliday. Monte Carlo study of the BEG model on a honeycomb lattice. // J. Magn. Magn. Mat., 1993, vol. 128, p. 117-123.
 13. S.I. Sorokov, R.R. Levitskii, O.R. Baran. Two-particle cluster approximation for Ising type model with arbitrary value of spin. Correlation functions of Blume-Emery-Griffiths model. // Condensed Matter Physics, 1997. No 9, p. 57-87.
 14. O.R. Baran, R.R. Levitskii. Pair correlation functions of the Ising type model with spin 1 within two-particle cluster approximation. // phys. stat. sol. (b), 2000, vol. 219, 357-364.
 15. Дж. Смарт, *Эффективное поле в теории магнетизма* (Москва, Наука, 1968, 271с.)

Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

The preprints of the Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine are distributed to scientific and informational institutions. They also are available by computer network from Institute's WWW server (<http://www.icmp.lviv.ua/>)

Роман Романович Левицький
Остап Романович Баран

ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ТЕРМОДИНАМІЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ
СПІН-1 ІЗІНГІВСЬКОЇ МОДЕЛІ МАГНЕТИКА З БІЛІНІЙНИМИ ТА
КВАДРУПОЛЬНИМИ ВЗАЄМОДІЯМИ. КЛАСТЕРНЕ НАБЛИЖЕННЯ

Роботу отримано 28 грудня 2001 р.

Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку семінаром відділу теорії модельних
спінових систем

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені