

27. Bar-Shalom A et al. *Phys. Rev. A* **40** 3183 (1989)
28. Bar-Shalom A, Oreg J, Goldstein W H *Phys. Rev. E* **51** 4882 (1995)
29. Cowan R D *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkeley: Univ. of California Press, 1981)
30. Springer P T et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3735 (1992)
31. Dmitrov D A et al., in *Proc. XXVIII European Conf. on Laser Interaction with Matter: ECLIM, Rome, Italy, 6–10 September 2004*, p. 591
32. Wharton K B et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 822 (1998)
33. Потапов А В и др., в сб. *Тезисы 11-й Всеросс. конф. по диагностике высокотемпературной плазмы, Троицк, Моск. обл., 13–18 июня 2005 г.* (М.: РНЦ "Курчатовский институт", 2005)
34. Politov V Y, Lykov V A, Shinkarev M K *Proc. SPIE* **1928** 157 (1993)
35. Politov V Yu, Potapov A V, Antonova L V *Laser Part. Beams* **18** 291 (2000)
36. Андрияш А В и др. *Физ. плазмы* **32** 156 (2006)
37. Андрияш А В и др. "Изучение генерации нейтронов в T(D, N)<sup>4</sup>HE и D(D, N)<sup>3</sup>HE реакциях на 10 ТВт пикосекундной лазерной установке СОКОЛ-П", в сб. *VIII Забабахинские научные чтения, Снежинск, 2005*; <http://www.vniitf.ru/rig/konfer/8zst/plenar/plen.pdf>
38. Быченков В Ю, Тихончук В Т, Толоконников С В *ЖЭТФ* **115** 2080 (1999)
39. Андрияш А В и др. *Квантовая электрон.* **36** 511 (2006)

PACS numbers: 05.10.Ln, 05.70.Jk, 75.40.Cx

## Исследование критических явлений в спиновых решеточных системах методами Монте-Карло

А.К. Муртазаев

### 1. Введение

Современная теория фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) в основном базируется на идеях, заложенных в гипотезе скейлинга, универсальности и в теории ренормализационной группы [1, 2].

До недавнего времени казалось, что теория статических фазовых переходов и критических явлений в основном построена и практически прекратила свое развитие. Однако многие из результатов, полученных при исследовании фрустрированных систем, спиновых систем с замороженным немагнитным беспорядком, а также магнитных сверхрешеток выходят далеко за рамки современной теории ФП и КЯ [2–4].

Исследование указанных систем традиционными теоретическими и экспериментальными методами, как правило, сталкивается с серьезными трудностями при попытке вычислить критические параметры, определить особенности, характер и механизмы критического поведения таких систем. Это привело к тому, что ФП и КЯ в таких системах интенсивно изучаются методами Монте-Карло (МК) [3–5].

В данном докладе рассматривается критическое поведение трехмерной модели Изинга с замороженным немагнитным беспорядком на кубической решетке и модели, предложенной для описания реальной железо-ванадиевой сверхрешетки  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{13}]_L$ .

Интерес к исследованию критического поведения моделей таких систем обусловлен целым рядом причин. Вопрос влияния замороженного немагнитного беспорядка на критические свойства спиновых решеточных

систем вызвал серьезную дискуссию [2–4, 6–8]. В рамках перенормированной теории возмущений был разработан критерий Харриса, который позволяет на качественном уровне предсказать, в каких случаях примеси существенно влияют на критическое поведение, а в каких нет [9]. Согласно этому критерию немагнитный беспорядок влияет на критическое поведение только в тех случаях, когда критический индекс теплоемкости положительен,  $\alpha > 0$ . Данному критерию удовлетворяют только системы, эффективный гамильтониан которых вблизи критической точки изоморфен модели Изинга.

Изменение критических показателей трехмерной модели Изинга с немагнитными примесями хорошо установлено теоретически, численно и экспериментально [2–4, 7]. Однако до сих пор невыясненным остается вопрос: являются ли новые критические индексы данной модели универсальными, т.е. не зависящими от концентрации примесей вплоть до порога перколяции, или существует линия фиксированных точек, определяющая непрерывное изменение критических индексов с изменением концентрации? Кроме того, есть основания предполагать наличие зависимости критических параметров от способа реализации беспорядка в исследуемой модели [6].

Что касается критических свойств магнитных сверхрешеток, то на данный момент ситуация является не менее интересной и запутанной, поскольку экспериментальные результаты противоречивы [10, 11]. Значения некоторых критических индексов соответствуют двумерным системам, другие критические индексы характеризуют системы как трехмерные. То, что в сверхрешетках Fe/V наблюдаются критические индексы, соответствующие трехмерным системам, свидетельствует о важности межслойного взаимодействия для описания критического поведения. При помещении сверхрешеток в атмосферу водорода происходит проникновение водорода в подрешетку ванадия и изменяется толщина ванадиевой прослойки, вследствие чего удается непрерывно изменять характер этого взаимодействия от антиферромагнитного до ферромагнитного. Количество адсорбированного водорода зависит от давления, следовательно, при некотором значении внешнего давления водорода межслойное взаимодействие может быть сведено к нулю. В результате чего в этих системах может наблюдаться переход от трехмерного магнетизма к двумерному и обратно. Так как критические индексы являются высокочувствительными параметрами, их расчет с достаточно высокой точностью позволит определить классы универсальности критического поведения этих систем, а также особенности и условия перехода (кроссовер) от трехмерного магнетизма к двумерному.

## 2. Модель Изинга с замороженным беспорядком и методика исследования

### 2.1. Модель Изинга с замороженным беспорядком

Модель Изинга с замороженным беспорядком представлена на рис. 1. В рассматриваемой нами модели примеси распределены каноническим способом. Тогда:

1) в узлах кубической решетки расположены спины  $S_i$ , принимающие значения  $S_i = \pm 1$ , и немагнитные примеси

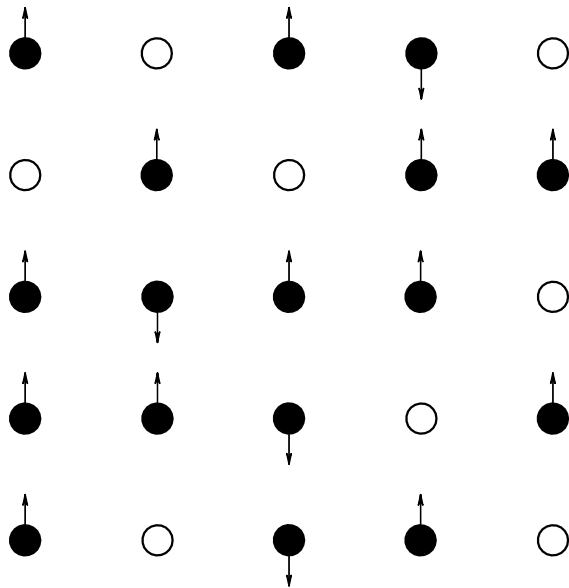


Рис. 1. Слаборазбавленная модель Изинга с замороженными немагнитными примесями.

(вакансии). Немагнитные примеси распределены случайно и фиксированы;

2) энергия связи между двумя узлами равна нулю, если хотя бы в одном узле находится немагнитный атом, и равна  $|J|$ , если оба узла заняты магнитными атомами.

Микроскопический гамильтониан такой системы может быть представлен в виде

$$H = -\frac{J}{2} \sum_{i,j} \rho_i S_i \rho_j S_j, \quad (1)$$

где

$$\rho_i = \begin{cases} 1, & \text{если в узле расположен спин,} \\ 0, & \text{если в узле расположена немагнитная примесь.} \end{cases}$$

Концентрация магнитных спинов  $p$  определяется суммированием абсолютного значения спина по всем узлам решетки:

$$p = \frac{1}{L^3} \sum_{i=1}^{L^3} \rho_i |S_i|. \quad (2)$$

Значение  $p = 1$  соответствует чистой модели Изинга, а  $p = 0$  — пустой, чисто примесной решетке.

## 2.2. Методика исследования

Кластерные алгоритмы метода Монте-Карло оказались весьма мощными, надежными и высокоэффективными инструментами исследования критических явлений в различных системах и моделях [12] (см. также ссылки в [4, 5, 8]). Из всех вариантов кластерных алгоритмов МК наиболее эффективным на сегодня является алгоритм Вольфа. Нами этот алгоритм использовался в следующем виде.

1. Случайным образом выбирается узел на решетке. Если в этом узле окажется немагнитная примесь, то опять случайным образом выбирается узел. Такая процедура продолжается до тех пор, пока не будет выбран узел с магнитным спином  $S_i$ .

2. Рассматриваются все ближайшие соседи  $S_j$  данного спина  $S_i$ . Если соседний узел занят магнитным спином, то с вероятностью  $p = 1 - \exp(-2K)$ , где  $K = J/k_B T$ ,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура, устанавливается связь между  $S_j$  и  $S_i$ , если  $S_j$  и  $S_i$  имеют одинаковые значения при  $J > 0$ . Затем осуществляется просмотр ближайших соседей последнего спина, с которым была установлена связь. Этот процесс продолжается до тех пор, пока не будут достигнуты границы системы.

3. Все спины, между которыми установлена связь, образуют "кластер".

4. Полученный кластер переворачивается с вероятностью равной единице.

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями (ПГУ) при значениях концентрации спинов  $p = 1, 0; 0,95; 0,9; 0,8; 0,7; 0,65; 0,60$ . Исследовались системы с линейными размерами  $L \times L \times L = N$ ,  $L = 20 - 60$ . Начальные конфигурации задавались таким образом, чтобы все спины были упорядочены вдоль оси  $z$ . Для вывода систем в состояние термодинамического равновесия отсекались неравновесные участки длиной до  $6 \times 10^6$  шагов метода Монте-Карло на спин (здесь один МК-шаг на спин — это один переворот кластера) и проводилось усреднение по 50–80 различным начальным конфигурациям примесей.

Следует учесть, что с уменьшением концентрации магнитных узлов одновременно растут флуктуации в распределении примесей по решетке, а это, в свою очередь, требует увеличения числа примесных конфигураций с различной реализацией беспорядка для усреднения различных термодинамических параметров. Заметим, что моделирование решеток большого размера требует существенного увеличения объема вычислений для каждой примесной конфигурации.

## 2.3. Результаты

Для наблюдения за температурным ходом теплоемкости и восприимчивости нами использовались флуктуационные соотношения (см. ссылки в [4, 5])

$$C = (NK^2)(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2), \quad (3)$$

$$\chi = (NK)(\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2), \quad (4)$$

где  $K = J/k_B T$ ,  $N = pL^3$  — число магнитных узлов,  $U$  — внутренняя энергия,  $m$  — намагниченность системы, угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю. Для определения критической температуры использовался метод кумулянтов Биндера  $U_L$  четвертого порядка [4–7]:

$$U_L(T, P) = 1 - \frac{\langle m^4(T, p; L) \rangle}{3 \langle m^2(T, p; L) \rangle^2}, \quad (5)$$

здесь  $m$  — намагниченность системы с линейным размером  $L$ . В этом методе критическая температура  $T_c$  определяется как точка пересечения температурных зависимостей кумулянтов  $U_L$ , построенных для систем с разными линейными размерами  $L$ .

На рисунке 2 представлены характерные зависимости теплоемкости  $C$  от температуры для систем с различными концентрациями спинов. Отметим, что с возрастанием концентрации немагнитных примесей  $c = 1 - p$  максимумы и теплоемкости, и восприимчивости (в аналогичных зависимостях) смещаются в сторону более

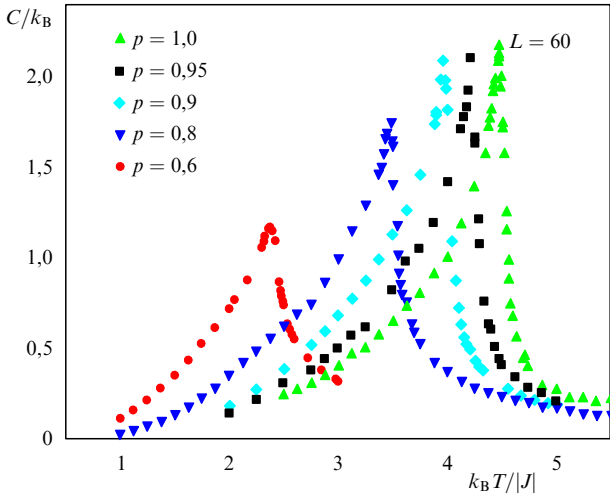


Рис. 2. Температурная зависимость теплоемкости для трехмерной модели Изинга с немагнитными примесями ( $L = 60$ ).

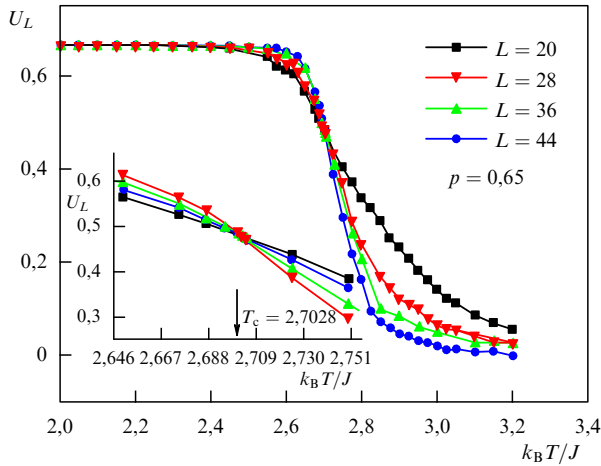


Рис. 3. Зависимость усредненных по примесным конфигурациям кумулянтов Биндера  $U_L$  от температуры для системы с  $p = 0,65$ .

низких температур. При этом максимальное значение теплоемкости уменьшается, а восприимчивости увеличивается. Рисунок 3 демонстрирует характерную зависимость усредненных кумулянтов Биндера  $U_L(T, p)$  от температуры для систем с разными линейными размерами при концентрации спинов  $p = 0,65$ . Точка пересечения кривых соответствует критической температуре.

Для определения критических индексов теплоемкости  $\alpha$ , восприимчивости  $\gamma$ , намагниченности  $\beta$  и радиуса корреляции  $\nu$  использовалась теория конечно-размерного скейлинга. Согласно этой теории для достаточно больших систем с ПГУ основные термодинамические функции — свободная энергия  $F$ , теплоемкость  $C$ , восприимчивость  $\chi$  и намагниченность  $m$  — вблизи  $T_c$  масштабируются следующим образом [13]:

$$F(T, L) \sim L^{-d} F_0(tL^{1/\nu}), \tag{6}$$

$$C(T, L) \sim L^{\alpha/\nu} C_0(tL^{1/\nu}), \tag{7}$$

$$\chi(T, L) \sim L^{\gamma/\nu} \chi_0(tL^{1/\nu}), \tag{8}$$

$$m(T, L) \sim L^{-\beta/\nu} m_0(tL^{1/\nu}), \tag{9}$$

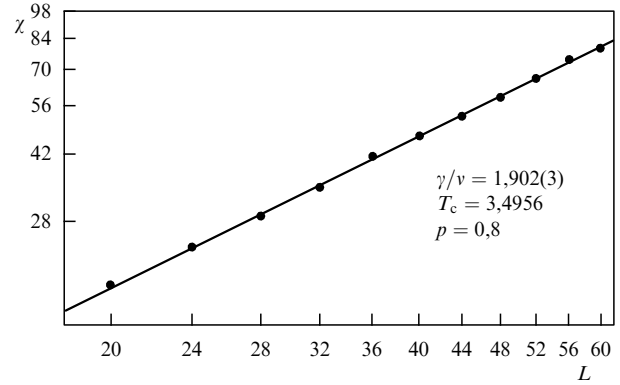


Рис. 4. Двойная логарифмическая зависимость восприимчивости  $\chi$  от линейных размеров  $L$  для системы с  $p = 0,8$ .

где  $t = |T - T_c|/T_c$ ,  $T_c = T_c(L = \infty)$ ;  $\alpha, \beta, \gamma, \nu$  — статистические критические индексы, связанные соотношением гиперскейлинга  $2 - \alpha = d\nu = 2\beta + \gamma$  [1].

Кроме того, на основе теории конечно-размерного скейлинга можно определить критический индекс радиуса корреляции  $\nu$ . Для этого используются соотношения

$$V_n = L^{1/\nu} gV_n, \tag{10}$$

где  $gV_n$  — некоторая постоянная, а в качестве  $V_n$  могут выступать

$$V_n = \frac{\langle m^n U \rangle}{\langle m^n \rangle} - \langle U \rangle, \quad n = 1, 2, 3, 4. \tag{11}$$

Из соотношений (8), (9) следует, что при  $T = T_c$  восприимчивость и намагниченность удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\chi \sim L^{\gamma/\nu}, \tag{12}$$

$$m \sim L^{-\beta/\nu}. \tag{13}$$

Эти соотношения использовались нами для определения величин  $\gamma$  и  $\beta$ . Для аппроксимации температурной зависимости теплоемкости от  $L$  на практике, как правило, применяются другие выражения, например [4, 5]

$$C_{\max}(L) = C_{\max}(L = \infty) - AL^{\alpha/\nu}, \tag{14}$$

где  $A$  — некоторый коэффициент.

Для расчета критических индексов  $\alpha, \beta, \gamma$  и  $\nu$  строились зависимости  $C, m, \chi$  и  $V_n$  от  $L$ . Анализ данных, проведенный с помощью нелинейного метода наименьших квадратов, позволил определить значения  $\alpha/\nu, \beta/\nu, \gamma/\nu, 1/\nu$ . Затем с использованием значений  $\nu$ , полученных в рамках данного исследования, определялись индексы  $\alpha, \beta, \gamma$ .

На рисунке 4 в двойном логарифмическом масштабе представлена характерная зависимость восприимчивости от линейных размеров решетки  $L$  для концентрации спинов  $p = 0,8$ . Обратим внимание на то, что данные, полученные для восприимчивости, не отклоняются от прямой даже при малых значениях  $L$ . Очевидно, что использованные нами для усреднения количество примесных конфигураций и размеры  $L \geq 20$  изучаемых

**Таблица 1.** Критические индексы трехмерной модели Изинга с замороженными немагнитными примесями, определенные на основе теории конечно-размерного скейлинга

$p$	$k_B T_c/ J $	$\nu$	$\alpha$	$\gamma$	$\beta$
1,0	4,5106(6)	0,624(2)	0,108(2)	1,236(2)	0,322(2)
0,95	4,2591(4)	0,646(2)	-0,010(2)	1,262(2)	0,306(3)
0,9	4,0079(8)	0,664(3)	-0,014(3)	1,285(3)	0,308(3)
0,8	3,4956(6)	0,683(4)	-0,016(3)	1,299(3)	0,310(3)
0,7	2,9682(8)	0,716(6)	-0,087(6)	1,431(6)	0,341(6)
0,65	2,7028(9)	0,708(8)	-0,091(8)	1,426(8)	0,343(8)
0,6	2,4173(9)	0,725(9)	-0,093(9)	1,446(9)	0,349(9)

систем позволяют достичь асимптотического критического режима. Соблюдение этих условий обеспечивалось и для всех других изученных систем. Очень важным моментом является и то, что нами индекс  $\nu$  вычислялся непосредственно из результатов численного эксперимента в рамках данного исследования, тогда как во многих других работах этот индекс определялся из различных скейлинговых соотношений.

Значения критических индексов для различных значений  $p$ , полученные при соответствующем  $\nu(p)$ , представлены в табл. 1. Из этих данных видно, что в рассмотренном интервале концентраций  $p$  критические индексы отличаются от соответствующих значений, характерных для чистой системы. Незначительную концентрационную зависимость критических индексов для слаборазбавленной системы ( $p \geq 0,8$ ), по-видимому, можно объяснить наличием кроссовера при переходе от чистой системы к разбавленной.

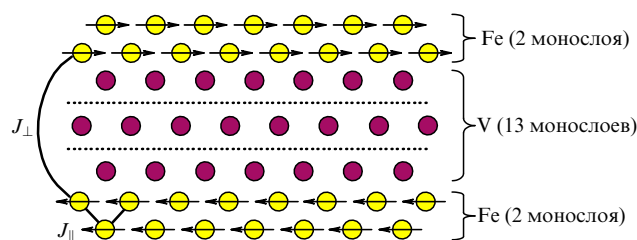
При сильном разбавлении ( $p < 0,7$ ) наблюдается значительное увеличение абсолютных значений соответствующих индексов. Такое поведение критических индексов может быть обусловлено наличием иной случайной неподвижной точки. Очевидно, что если такая точка существует, то она будет характеризоваться новым набором критических индексов. В качестве экспериментального подтверждения такого характера критического поведения можно рассматривать результаты работы [14]. Критические индексы, полученные в этой работе, для разбавленных магнетиков  $\text{Fe}_p\text{Zn}_{1-p}\text{F}_2$  с  $p = 0,6$  и  $p = 0,5$  практически совпадают с критическими индексами, определенными нами при  $p = 0,6$ .

Наблюдаемый характер критического поведения при сильном разбавлении ( $p < 0,7$ ) в рамках данного исследования хорошо согласуется с предположениями о влиянии иной "перколяционной" неподвижной точки [15, 16]. Отметим также, что значения критических индексов, найденных нами, при  $p = 1,0$  прекрасно согласуются со значениями, принятыми на сегодня в качестве эталонных [3–5].

### 3. Модель сверхрешетки $[\text{Fe}_2/\text{V}_{13}]_L$ и методика исследования

#### 3.1. Модель сверхрешетки $[\text{Fe}_2/\text{V}_{13}]_L$

Сверхрешетки  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{13}]_L$  наиболее интересны с точки зрения изучения как их критических свойств, так и возможного пространственного кроссовера от трехмерного магнетизма к двумерному. Отметим, что в этих сверхрешетках с толщиной слоя железа в два монослоя, каждый атом железа имеет четырех ближайших соседей



**Рис. 5.** Схематическое изображение железо-ванадиевой сверхрешетки  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{13}]_L$ .

из прилегающего слоя железа. Слои железа сдвинуты относительно друг друга на половину постоянной решетки по направлениям  $x$  и  $y$ . Взаимодействие между ближайшими соседями носит ферромагнитный характер и определяется параметром внутрислойного обмена  $J_{\parallel}$ . Существует также взаимодействие между атомами слоев железа через слой ванадия с параметром  $J_{\perp}$  (межслойное взаимодействие). Его величина и знак могут изменяться в зависимости от расстояния между слоями железа, т.е. в зависимости от давления в атмосфере водорода [10, 11]. Магнитные моменты атомов железа упорядочены в плоскости  $xy$ . Схематически железо-ванадиевая сверхрешетка изображена на рис. 5. Гамильтониан такой системы может быть представлен в виде модифицированной трехмерной  $xy$ -модели:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{\parallel} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \frac{1}{2} \sum_{i,k} J_{\perp} (S_i^x S_k^x + S_i^y S_k^y), \quad (15)$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоя, а вторая — с одним атомом соседнего слоя через немагнитную ванадиевую прослойку,  $S_i^x$  и  $S_i^y$  — проекции спина на оси  $x$  и  $y$ . Соотношение между внутрислойным обменом  $J_{\parallel}$  и межслойным обменом  $J_{\perp}$  изменится в зависимости от расстояния между слоями железа, которое, в свою очередь, зависит от количества адсорбированного в слоях ванадия водорода. В нашей модели  $r = J_{\perp}/J_{\parallel}$  является задаваемым параметром и может изменяться от  $r = -1,0$  до  $r = 1,0$ .

#### 3.2. Методика исследования

Расчеты проводились с использованием однокластерного алгоритма Вольфа (метод МК), описанного в разделе 2.2. Моделировались системы с периодическими граничными условиями и линейными размерами  $L \times L \times L = N$ , где  $L = 8-40$  — число магнитных слоев Fe. Для приведения системы в состояние термодинамического равновесия отсекался неравновесный участок марковской цепи длиной до  $3 \times 10^4$  МК-шагов на один спин. Усреднение термодинамических величин проводилось вдоль марковской цепи длиной до  $1,2 \times 10^6$  МК-шагов на один спин. Начальные конфигурации задавались таким образом, чтобы все спины были упорядочены вдоль оси  $x$ .

#### 3.3. Результаты

При расчете термодинамических параметров и критических индексов применялись соотношения и подход, описанные в разделе 2.3.

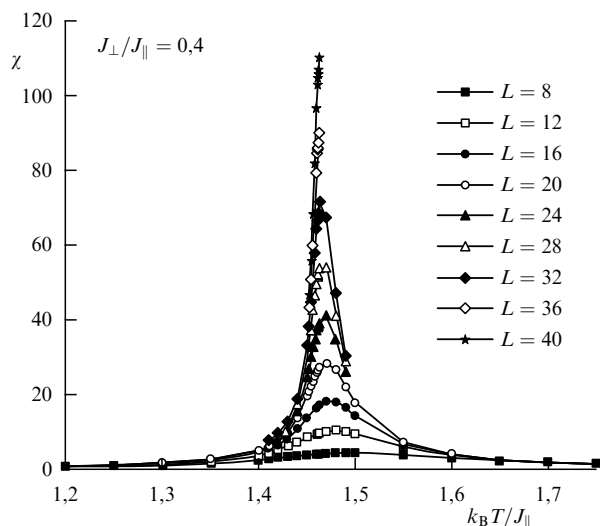


Рис. 6. Температурная зависимость восприимчивости для модели магнитной сверхрешетки  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{13}]_L$  при  $r = J_{\perp}/J_{\parallel} = 0,4$ .

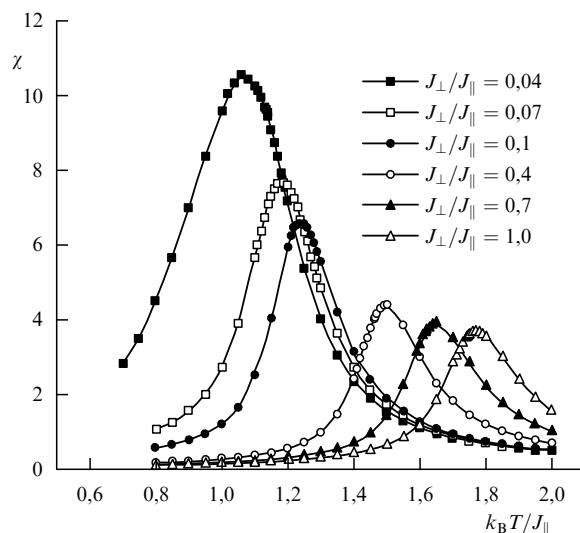


Рис. 7. Зависимость восприимчивости от температуры при различных значениях  $r = J_{\perp}/J_{\parallel}$ .

Таблица 2. Значения критических индексов для модели магнитной сверхрешетки  $\text{Fe}_2/\text{V}_{13}$

$J_{\perp}/J_{\parallel}$	$k_B T_c/J_{\parallel}$	$\nu_{av}$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\alpha + 2\beta + \gamma$
1,0	1,7463(3)	0,6706(3)	-0,0184(3)	0,3417(3)	1,3398(3)	2,0048
0,7	1,6197	0,6696	-0,0099	0,3392	1,3284	1,9969
0,4	1,4616	0,6689	-0,0068	0,3380	1,3289	1,9981
0,1	1,2219	0,6617	0,0187	0,3284	1,3231	1,9986
0,07	1,1832	0,6618	0,0288	0,3267	1,3243	2,0065
0,04	1,1346	0,6548	0,0635	0,3166	1,3172	2,0139
0,01	1,0559	0,6012	0,1621	0,2878	1,2298	1,9675

Для наблюдения за особенностями поведения теплоемкости и восприимчивости использовались соотношения (3) и (4). Характерная температурная зависимость восприимчивости  $\chi$  для систем с различными размерами при фиксированном отношении межслойного и внутрислойного обмена  $r = 0,4$  представлена на рис. 6. Отметим, что при возрастании линейных размеров системы максимум восприимчивости  $\chi_{\max}(L)$  увеличивается и смещается в сторону более низких температур. Аналогичные зависимости наблюдаются и для теплоемкости, но при этом максимумы  $C_{\max}(L)$  смещаются в сторону более высоких температур. Для определения  $T_c$  использовался метод кумулянтов Биндера. Кумулянты Биндера четвертого порядка  $U_L$  рассчитывались по формуле (5), строились зависимости  $U_L$  от температуры при разных значениях  $L$ , аналогичные приведенным на рис. 3. Значения критических температур, полученные для разных значений  $r$ , показывают, что с уменьшением  $r$  критическая температура также уменьшается. Эти данные согласуются с результатами лабораторных исследований [17]. На рисунке 7 представлены характерные зависимости восприимчивости от температуры при различных значениях внутрислойного и межслойного обмена  $r$ . Аналогичные зависимости получены и для теплоемкости. При уменьшении  $r$  максимумы теплоемкости и восприимчивости смещаются в сторону более низких температур. При этом пик теплоемкости снижается, а восприимчивость возрастает.

Для расчета критических индексов теплоемкости  $\alpha$ , восприимчивости  $\gamma$ , намагниченности  $\beta$  и радиуса корреляции использовалась методика и соотношения, описан-

ные в разделе 2.3. В таблице 2 представлены значения всех критических параметров, рассчитанные при различных значениях  $r$ . Отметим, что при  $r = 1,0$  рассматриваемая нами модель соответствует классической  $xy$ -модели. Критические индексы, определенные нами для этого случая, с высокой точностью совпадают с наилучшими значениями, определенными для  $xy$ -модели другими методами [1, 5].

Уменьшение параметра  $r$  приводит к плавному изменению значений критических индексов. При этом до определенного порога выполняются известные скейлинговые соотношения между критическими индексами (например соотношение Рашбрука) [1]. Однако при  $r = 0,01$  происходит достаточно существенное изменение значений критических индексов, которое одновременно сопровождается нарушением скейлинговых соотношений. Это позволяет предположить, что значение  $r = 0,01$  является границей перехода от трехмерного магнетизма к двумерному. Отметим, что в температурных зависимостях некоторых термодинамических параметров при  $r = 0,01$  также наблюдаются характерные отклонения, отсутствующие при больших значениях  $r$ . Следовательно, значение  $r = 0,01$  может быть принято в качестве порогового, и при  $r < 0,01$  систему можно считать квазидвумерной.

#### 4. Заключение

В данном докладе рассмотрены исследования критических свойств, проведенные с соблюдением единой методики, трехмерной разбавленной модели Изинга с

немагнитными примесями (примеси распределены каноническим способом) и модифицированной  $xy$ -модели, призванной описать особенности железо-ванадиевых сверхрешеток (Fe/V).

1. Наши данные свидетельствуют о том, что модель Изинга с немагнитными примесями при малых концентрациях примесей ( $p \geq 0,8$ ) образует новый класс универсальности, отличный от соответствующего для чистой модели Изинга ( $p = 1,0$ ).

2. Сильноразбавленные системы ( $p \leq 0,7$ ) характеризуются другим набором критических индексов и образуют свой класс универсальности.

В таком случае существуют и две кроссоверные области:

1) область между чистой ( $p = 1,0$ ) и слаборазбавленными системами ( $p \geq 0,8$ );

2) область между слаборазбавленными ( $p \approx 0,8$ ) и сильноразбавленными системами ( $p \leq 0,7$ ).

Возможно, противоречивый характер и несогласованность большинства результатов исследований этой модели объясняются наличием кроссовера и растянутостью таких кроссоверных областей.

Данные, полученные на основе исследования модифицированной  $xy$ -модели, позволяют определить особенности и условия перехода поведения магнитной сверхрешетки от трехмерного к квазидвумерному. Критические индексы обнаруживают зависимость от отношения величины внутрислойного и межслойного обменного взаимодействия. В то же время значения критических индексов удовлетворяют скейлинговым соотношениям при значениях  $r$  вплоть до пороговой величины  $r = 0,01$ .

Автор признателен И.К. Камиллову, К.Ш. Хизриеву, А.Б. Бабаеву, В.М. Уздину, Ю.Б. Кудасову за интерес к работе, постоянную помощь и полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16487) и Фонда содействия отечественной науке.

## Список литературы

1. Паташинский А З, Покровский В Л *Флуктуационная теория фазовых переходов* 2-е изд. (М.: Наука, 1982)
2. Доценко В С *УФН* **165** 481 (1995)
3. Фольк Р, Головач Ю, Яворский Т *УФН* **173** 175 (2003)
4. Муртазаев А К, Камиллов И К, Бабаев А Б *ЖЭТФ* **126** 1377 (2004)
5. Камиллов И К, Муртазаев А К, Алиев Х К *УФН* **169** 773 (1999)
6. Wiseman S, Domany E *Phys. Rev. E* **58** 2938 (1998)
7. Ballesteros H G et al. *Phys. Rev. B* **58** 2740 (1998)
8. Васильев О А, Щур Л Н *ЖЭТФ* **117** 1110 (2000)
9. Harris A B *J. Phys. C: Solid State Phys.* **7** 1671 (1974)
10. Rüdert C et al. *Phys. Rev. B* **65** 220404 (2002)
11. Pärnaste M et al. *Phys. Rev. B* **71** 104426 (2005)
12. Wolff U *Phys. Rev. Lett.* **62** 361 (1989)
13. Fisher M E, Barber M N *Phys. Rev. Lett.* **28** 1516 (1972)
14. Birgeneau R J et al. *Phys. Rev. B* **27** 6747 (1983)
15. Прудников В В, Вакилов А Н *ЖЭТФ* **103** 962 (1993)
16. Heuer H-O *J. Phys. A: Math. Gen.* **26** L333 (1993)
17. Leiner V et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 37202 (2003)

PACS numbers: 78.70.Gq, 84.40.Fe, **84.47.+w**

## Релятивистские многоволновые генераторы и их возможные применения

В.А. Черепенин

Настоящий доклад посвящен краткому обзору достижений в быстро развивающейся научной области — релятивистской высокочастотной электронике. Под релятивистской высокочастотной электроникой в настоящее время понимают ту часть вакуумной электроники, которая использует электронные пучки с энергией 0,2–100 МэВ и токами до  $10^4$  А. Мощность созданных сверхвысокочастотных (СВЧ) генераторов достигает  $10^9$ – $10^{10}$  Вт при длительности импульса  $10^{-9}$ – $10^{-7}$  с. Длины волн, освоенные в этой области, лежат в интервале от нескольких десятков сантиметров до значений видимого диапазона, т.е. перекрывают шесть порядков. Разумеется, семейство приборов, используемых в этих диапазонах, весьма разнообразно, однако оказывается, что многие из них хорошо известны в традиционной электронике СВЧ. В этом смысле представляет интерес развитие новых идей вакуумной электроники, направленных на повышение мощности генерируемого или усиливаемого сигнала и на переход в новые диапазоны длин волн. Этому аспекту релятивистской высокочастотной электроники и посвящен настоящий доклад. Отметим, что имеются прекрасные обзоры, посвященные релятивистской высокочастотной электронике и ее применению (см., например, [1]). Здесь мы попытаемся обратить внимание на те моменты развития этой области, которые по ряду причин не были подробно рассмотрены в упомянутых, а также других обзорах.

Первые вакуумные приборы — сеточные электронные лампы — появились еще в начале XX в. и, претерпев ряд модификаций, применяются до сих пор. Наиболее коротковолновые из них могут работать в дециметровом диапазоне длин волн. Мощность таких приборов может быть значительной, а некоторые другие их характеристики, например радиационная стойкость, позволяют надеяться на их применение несмотря на бурное развитие полупроводниковых приборов и в дальнейшем, по крайней мере в специальных приложениях. Физические принципы работы сеточных электронных ламп хорошо известны еще по школьным учебникам и не нуждаются в анализе. Отметим лишь сравнительно недавние идеи их использования для получения мощного излучения посредством включения множества таких приборов в линию передач. Вообще говоря, методы создания мощного прибора из многих меньшей мощности интенсивно разрабатываются и иногда с успехом. Последнее замечание относится, разумеется, к приборам любого типа.

В 1920–1940-е годы появились СВЧ-приборы нового типа, в которых принципиальное значение стали иметь "собственные" свойства электронного пучка: время пролета электронов через область взаимодействия, группировка электронов, пространственный заряд и т.д. Для их описания и конструирования было достаточно электродинамических представлений квазистационарной теории, таких, например, как теорема о наведенном токе, связанные линии передач и др. Именно в то время были изобретены и созданы вакуумные приборы, широко применяющиеся и сейчас. Достаточно назвать кли-