

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P17-86-324

Е.И.Корнилов, В.Б.Приезжев

**МОДЕЛЬ КАСТЕЛЯЙНА НА ПОЛУПЛОСКОСТИ
И КРОССОВЕР
В ТЕОРИИ ДВУМЕРНЫХ НЕСОИЗМЕРИМЫХ
КРИСТАЛЛОВ**

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

1986

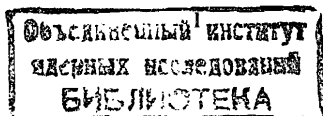
1. Введение

Среди двумерных моделей фазовых переходов, допускающих точное решение, наиболее полно изучены модели, относящиеся к классу "свободных фермионов"^{/1/}. Модели, попавшие в этот класс, делятся по своим термодинамическим свойствам на две группы. Первая группа представлена моделью Изинга и сходными с ней моделями, обладающими в критической точке T_c логарифмической расходимостью теплоемкости. Во второй группе находятся модели, у которых теплоемкость имеет корневую особенность $\tau^{-1/2}$, где $\tau = (T - T_c)/T_c$. Основной моделью второй группы является модель Кастеляйна^{/2/}, называемая в литературе К-моделью^{/3,4/}.

Почти все точные решения двумерных задач получены для решеток с периодическими граничными условиями в вертикальном и горизонтальном направлениях^{/1/}. Исключение составляет модель Изинга: для нее вычислены не только трансляционно-инвариантные характеристики, но и изучено влияние границ. Это влияние проявляется в кроссовер-эффекте, который состоит в изменении критических показателей с расстоянием до границы решетки. Впервые закон возрастания намагниченности граничных спинов полубесконечной решетки Изинга $\sigma \sim |\tau|^{1/2}$ (вместо $\sigma \sim |\tau|^{1/8}$ в неограниченной системе) был найден в работе^{/5/}. Полное описание зависимости σ от расстояния до границы или до линии дефектов было получено в работах Бариева^{/6,7/}.

Цель данной работы - получить решение полубесконечной К-модели и найти закон изменения критических свойств при приближении к границе. Наиболее известным примером физической реализации К-модели служат двумерные кристаллические системы, испытывающие переход в одноосную несоизмеримую фазу^{/8/}. Такие системы возникают при адсорбции субмонослоя атомов на поверхности кристалла. При достаточно низких температурах адсорбированные атомы образуют периодическую структуру, соизмеримую с периодом кристаллической решетки. При температурах, превышающих точку фазового перехода, появляется несоизмеримая фаза, которая представляет собой последовательность доменов соизмеримой фазы, разделенных ломаными линиями, ориентированными в среднем в одном направлении. Если исходная соизмеримая структура относится к типу $p \times 1$ с периодом p вдоль одной из координатных осей (в единицах межатомного расстояния), то параметр порядка несоизмеримой фазы определяется как

$$q(T) = \frac{2\pi}{p \ell(T)}, \quad (I)$$



где $\ell(T)$ - среднее расстояние между линиями раздела доменов. Величина q измеряется в экспериментах по рассеянию и равна смещению брэгговского пика адсорбата относительно пика подложки. В работе Покровского и Талалова^{9/} получен результат: $q(T) \sim \tau^{1/2}$ при $\tau \rightarrow 0+$ для неограниченной поверхности.

Анализ выражения для статсуммы полубесконечной К-модели, полученного ниже, приводит к результату $q(T) \sim \tau^{3/2}$, для области, прилегающей к границе решетки. Обозначив через ρ_r плотность линий раздела фаз на расстоянии r от границы, мы получим

$$\rho_r = \rho - \frac{\sin \pi(r+1)\rho}{\pi(r+1)}, \quad (2)$$

где

$$\rho = \frac{1}{\ell} = \begin{cases} 0, & x < x_c = \frac{1}{2}, \\ \frac{2}{\pi} \arccos \frac{1}{2x}, & x \geq x_c, \end{cases} \quad (3)$$

а x - активность единицы длины линии раздела доменов, выражаемая, как обычно, через химпотенциал μ : $x = e^{\mu/kT}$, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура. Закон $\tau^{3/2}$ следует из (2) для конечных значений r . При $r \rightarrow \infty$ формула (2) переходит в (3), приводя к закону $\tau^{1/2}$. Отличительной особенностью К-модели оказывается возможность получения явного выражения для параметра порядка во всей области значений r .

К-модель имеет несколько эквивалентных формулировок^{2,3,10/}. Мы выбираем формулировку Нэйгла^{3/}, предложенную им сначала для двумерных полимерных систем, а затем использованную для описания доменных стенок^{10/}. Обсуждение связи между различными формулировками и подробное объяснение того, как возникает К-модель в теории несоизмеримых кристаллов, находится в обзоре Фишера^{11/}.

Метод решения, изложенный в п. 2, имеет много общего с комбинаторным решением модели Изинга^{12/}. Конкретные вычисления проводятся в п. 3. Техника производящих функций, использованная здесь, не выходит за рамки стандартного курса теории случайных блужданий^{13/}. В заключении сравниваются граничные эффекты в К-модели и модели Изинга.

2. Формулировка модели и метод решения

Рассмотрим простую квадратную решетку, состоящую из M строк и N столбцов. На этой решетке изобразим непересекающиеся и не соприкасающиеся друг с другом траектории блуждающих точек (рис. I)

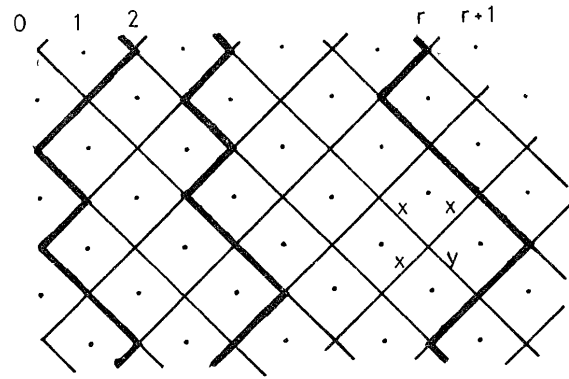


Рис. I.

Типичная конфигурация доменных стенок в модели Кастеллиана на полуплоскости. Показан выбор весов ребер решетки, используемый при расчете плотности доменных стенок на расстоянии r от границы.

Зададим правило блуждания. В начальный момент времени блуждающие точки находятся в первой строке в узлах с четной координатой. За единицу времени каждая точка перемещается в нижнюю строку с обязательным изменением своей горизонтальной координаты на ± 1 , причем двум точкам запрещено занимать один и тот же узел. Таким образом, блуждание происходит по ребрам квадратной решетки, изображенным на рис. I тонкими линиями. Мы задаем периодическое граничное условие в вертикальном направлении, то есть считаем, что узлы первой и $M+1$ строк тождественны. При этом условии траектории всех точек замкнуты. Полученная система ломаных линий представляет собой модель доменных границ двумерного одноосного несоизмеримого кристалла^{11,14/}. Следует сразу отметить, что введенная решетка, вообще говоря, не имеет ничего общего со структурой поверхности, на которой происходит адсорбция. Реальные доменные стенки возникают на более сложной структуре, для которой выбранная нами квадратная решетка является простейшим приближением. Однако, как это обычно бывает в теории фазовых переходов, детали структуры оказываются несущественными, и для правильного описания критического поведения достаточно учесть отталкивание между стенками и их преимущественную ориентацию.

Припишем каждому шагу пути вес X , который в дальнейшем отождествим с активностью единицы длины доменной стенки. Каждый замкнутый путь P имеет статистический вес X^M , а вес произвольной конфигурации g_n , состоящей из n замкнутых путей, определяется как

$$\chi(g_n) = x^{nM}. \quad (4)$$

Задача состоит в вычислении статистической суммы

$$\Lambda(x) = \sum_n \sum_{g_n} \chi(g_n), \quad (5)$$

где суммирование ведется по всем возможным конфигурациям непересекающихся и не соприкасающихся друг с другом путей. В термодинамическом пределе $M, N \rightarrow \infty$ при дополнительном требовании периодичности решетки в горизонтальном направлении решение этой задачи имеет вид^{/2,3/}:

$$\Lambda(x) = \exp \left\{ \frac{MN}{(2\pi)^2} \iint_0^{2\pi} \ln(1 - 2x e^{i\beta} \cos \alpha) d\alpha d\beta \right\}. \quad (6)$$

Анализ выражения (6) показывает, что в модели происходит фазовый переход "3/2-рода": до критической точки $x_c = 1/2$ свободная энергия равна нулю, а выше x_c растет как $(x - x_c)^{3/2}$. Параметром порядка служит плотность решетки, лежащих на пути блуждающих точек,

$$\rho = x \frac{\partial \ln \Lambda(x)}{\partial x}, \quad (7)$$

а ее аналитическое выражение определяется формулой (3).

Формула (6) может быть получена любым из методов, применяемых для решения моделей класса "свободных фермионов"^{/1/}. Наиболее естественный учет геометрии задачи происходит, на наш взгляд, в методе случайных блужданий^{/15/}, близком к комбинаторному решению модели Изинга^{/12/}. Изложим кратко суть метода^{/15/}.

Введем вспомогательную функцию

$$\bar{\chi}(g_n) = (-1)^n x^{nM}. \quad (8)$$

Эта величина также является весом набора путей g_n , только каждый путь из g_n взвешен в ней со знаком "минус". Пусть \mathcal{P} - непериодический путь, возвращающийся в исходную точку после $K = \kappa M$ шагов, где $\kappa \geq 1$ целое. Непериодичность означает, что ни сам путь, ни один из его участков не может быть представлен в виде $(\mathcal{P}')^m$, где \mathcal{P}' - замкнутый путь меньшей длины, а $m > 1$ - целое. Заметим, что на путь \mathcal{P} не накладывается требование отсутствия самопересечений, поэтому \mathcal{P} можно представлять себе как цепь, многократно намотанную на решетку, свернутую в трубку.

Пусть $|\mathcal{P}|$ означает число шагов в пути \mathcal{P} , тогда справедливо следующее соотношение^{/16/}:

$$\prod_{\mathcal{P}} (1 - x^{|\mathcal{P}|}) = \sum_n \sum_{g_n} \bar{\chi}(g_n), \quad (9)$$

где в левой части стоит произведение по всем возможным замкнутым непериодическим путям. Этот факт позволяет переформулировать проблему перечисления всех расположений непересекающихся путей как более простую задачу о направленном случайном блуждании единственной частицы на квадратной решетке.

Для того чтобы найти связь между функциями $\chi(g_n)$ и $\bar{\chi}(g_n)$, заметим, что каждый замкнутый путь в g_n состоит ровно из M шагов, поэтому замена $\bar{\chi} \rightarrow x e^{i\pi/M}$ приводит к перемене знака в каждом пути. Тогда в термодинамическом пределе $M, N \rightarrow \infty$

$$\sum_{g_n} \bar{\chi}(g_n) \rightarrow \sum_{g_n} \chi(g_n),$$

приводит к интересующей нас величине. На основе равенства (9) мы можем написать выражение для логарифма статсуммы (5), почти буквально следуя решению модели Изинга, изложенному в^{/12/}:

$$\begin{aligned} \ln \Lambda(x) &= \sum_{\mathcal{P}} \ln [1 - x^{|\mathcal{P}|}] = - \sum_{\mathcal{P}} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{x^{j|\mathcal{P}|}}{j} = \\ &= - \frac{1}{2} \sum_{m=1}^M \sum_{\ell=0}^N \sum_K \frac{S_K(\ell, m) x^K}{K}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $S_K(\ell, m)$ - число всех замкнутых путей длины K , начинающихся и заканчивающихся в точке с координатами (ℓ, m) и не ограниченных более условием непериодичности. Множитель $1/2$ возникает из-за того, что для блуждающих точек оказывается доступным ровно половина узлов первоначальной решетки. В случае решетки с периодическими граничными условиями в обоих направлениях суммирование по m и ℓ проводится тривиально, так как все узлы эквивалентны. Если периодичность отсутствует хотя бы в одном направлении, суммы в формуле (10) требуют специального рассмотрения.

3. Вычисление термодинамических характеристик

Рассмотрим теперь K -модель на полуплоскости. Будем считать, что случайные пути, определенные в предыдущем пункте, могут проходить только через точки с горизонтальной координатой $\ell \geq 0$. В вертикальном направлении по-прежнему сохраним периодическое условие, так что все пу-

ти остаются замкнутыми. В таких предположениях мы можем продолжить равенства (10):

$$\ln \Lambda(x) = -\frac{M}{2} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_K \frac{S_K(\ell) x^K}{K}, \quad (11)$$

где $S_K(\ell)$ - число всех замкнутых путей на полуплоскости с длиной K , начинающихся и заканчивающихся в точке с координатами $(\ell, 0)$. Заметим, что число шагов в пути однозначно связано с вертикальной координатой, поэтому мы можем опустить последнюю и определять положение блуждающей точки только горизонтальной координатой и числом пройденных шагов.

Для вычисления суммы

$$\sum_K \frac{S_K(\ell) x^K}{K}, \quad \ell = 0, 1, 2, \dots \quad (12)$$

введем функцию $W_n(\ell|m; \xi) = \frac{S_n(\ell|m)}{\xi^n}$, обозначив через $S_n(\ell|m)$ число путей, начинающихся в точке ℓ и попадающих после n шагов в точку m (согласно сделанному выше замечанию ℓ и m теперь означают горизонтальные координаты). Введенная функция подчиняется уравнению эволюции:

$$W_{n+1}(\ell|m; \xi) = \sum_{\ell'} \chi(\ell, \ell') W_n(\ell'|m; \xi), \quad (13)$$

где $\chi(\ell, \ell')$ - матрица перехода из точки ℓ' в точку ℓ . Конечной целью наших вычислений является профиль плотности доменных стенок β_r как функция расстояния r до границы. Поэтому удобно представить матрицу $\chi(\ell, \ell')$ в виде

$$\chi(\ell, \ell') = p(\ell - \ell') + q(\ell, \ell'), \quad (14)$$

где $p(\ell)$ - матрица перехода для блуждания по неограниченной решетке

$$p(\ell) = \xi \delta_{\ell, 1} + \xi \delta_{\ell, -1}, \quad (15)$$

а $q(\ell, \ell')$ - матрица "дефектов", определяемая как

$$q(\ell, \ell') = \begin{cases} 0, & \ell' \neq 0, \ell' \neq r, \\ -\xi \delta_{\ell, -1}, & \ell' = 0, \\ (\gamma - \xi) \delta_{\ell, r+1}, & \ell' = r. \end{cases} \quad (16)$$

Такой выбор $q(\ell, \ell')$ обеспечивает, во-первых, блуждание только в правой полуплоскости $\ell \geq 0$, а во-вторых, выделяет вес каждого шага из точки с координатой r вправо. Это дает возможность вычислить β_r , дифференцируя $\ln \Lambda$ по γ и полагая затем $\gamma = X$.

Во введенных обозначениях уравнение (13) принимает вид

$$W_{n+1}(\ell|m; \xi) - \sum_{\ell'} p(\ell - \ell') W_n(\ell'|m; \xi) = \sum_{\ell'} q(\ell, \ell') W_n(\ell'|m; \xi). \quad (17)$$

Удобно определить производящую функцию всех путей, начинающихся в точке ℓ и заканчивающихся в точке m после произвольного числа шагов:

$$W(\ell|m; \xi) = \sum_{n=0}^{\infty} W_n(\ell|m; \xi). \quad (18)$$

Суммируя (17) по n , получим уравнение

$$W(\ell|m; \xi) - \sum_{\ell'} p(\ell - \ell') W(\ell'|m; \xi) = \delta_{\ell, m} + \sum_{\ell'} q(\ell, \ell') W(\ell'|m; \xi) \quad (19)$$

с учетом того, что $W_0(\ell|m; \xi) = \delta_{\ell, m}$.

Введем фурье-преобразование функции $W(\ell|m; \xi)$:

$$\tilde{W}(\varphi|m; \xi) = \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} e^{i\ell\varphi} W(\ell|m; \xi). \quad (20)$$

Тогда уравнение (19) принимает вид

$$(1 - \lambda(\varphi)) \tilde{W}(\varphi|m; \xi) = e^{im\varphi} - \xi e^{-i\varphi} W(0|m; \xi) + (\gamma - \xi) e^{i\varphi(r+1)} \times W(r|m; \xi) \quad (21)$$

со "структурной функцией" $\lambda(\varphi)$

$$\lambda(\varphi) = \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} e^{i\ell\varphi} p(\ell) = 2\xi \cos \varphi. \quad (22)$$

Обратное фурье-преобразование (21) дает

$$W(\ell|m; \xi) = G(\ell - m) - \xi G(\ell + 1) W(0|m; \xi) + (\gamma - \xi) G(r - \ell + 1) W(r|m; \xi), \quad (23)$$

где

$$G(k) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{iky}}{1 - \lambda(\varphi)} d\varphi = \frac{t^{|k|}}{d}, \quad (24)$$

причем $d = [1 - 4\xi^2]^{1/2}$ и $t = (1-d)/2\xi$.

Для определения $W(0|m; \xi)$ и $W(r|m; \xi)$ подставим значения $\ell = 0$ и $\ell = r$ в уравнение (23). Получим систему линейных уравнений

$$\begin{cases} W(0|m; \xi) = G(m) - \xi G(1) W(0|m; \xi) + (y - \xi) G(r+1) W(r|m; \xi), \\ W(r|m; \xi) = G(r-m) - \xi G(r+1) W(0|m; \xi) + (y - \xi) G(1) W(r|m; \xi), \end{cases} \quad (25)$$

имеющую решение

$$W(0|m; \xi) = D^{-1} \begin{vmatrix} G(m) & -(y - \xi) G(r+1) \\ G(r-m) & 1 - (y - \xi) G(1) \end{vmatrix}, \quad (26)$$

$$W(r|m; \xi) = D^{-1} \begin{vmatrix} 1 + \xi G(1) & G(m) \\ \xi G(r+1) & G(r-m) \end{vmatrix}, \quad (27)$$

$$D = \begin{vmatrix} 1 + \xi G(1) & -(y - \xi) G(r+1) \\ \xi G(r+1) & 1 - (y - \xi) G(1) \end{vmatrix}. \quad (28)$$

Таким образом, выражение (23) совместно с (26)–(28) определяет производящую функцию (18) для произвольных путей на полуплоскости между точками с горизонтальными координатами m и ℓ . Для вычисления суммы (12) мы должны выбрать из этих путей только те, которые имеют длину, кратную M : $K = kM$, $k = 1, 2, \dots$. Кроме этого, нужно разделить каждый член суммы на K -число шагов в данном пути. Это легко сделать, положив $\xi = x\tau \exp(2\pi i \frac{j}{M})$. Суммирование производящей функции (18) по j дает

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M W_n(\ell|\ell; x\tau e^{2\pi i j/M}) = 1 + \sum_K S_K(\ell) x^K \tau^K, \quad (29)$$

так как

$$\sum_{j=1}^M e^{2\pi i \frac{jn}{M}} = \begin{cases} 0, & \text{при } n \neq 0 \pmod{M}, \\ M, & \text{при } n = 0 \pmod{M}. \end{cases} \quad (30)$$

После интегрирования по τ и замены суммы по j интегралом в пределе $M \rightarrow \infty$ получаем

$$\sum_K \frac{S_K(\ell) x^K}{K} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\beta \int_0^1 \frac{d\tau}{\tau} [W(\ell|\ell; x\tau e^{i\beta}) - 1]. \quad (31)$$

Для логарифма статсуммы при $N \rightarrow \infty$ согласно (II) имеем

$$\ln \Lambda(x, y) = -\frac{M}{2} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\beta \int_0^1 \frac{d\tau}{\tau} [W(\ell|\ell; x\tau e^{i\beta}) - 1]. \quad (32)$$

Напомним, что мы определили матрицу перехода $\chi(\ell, \ell')$ так, что вес шага пути, выходящего из узла с координатой ℓ вправо равен y . Пользуясь этим определением, мы можем теперь найти среднее число шагов N_r между точками с координатами ℓ и $\ell+1$. Вводя плотность таких шагов $n_r = N_r/M$ и учитывая непрерывность путей, получим

$$n_r = \frac{2}{M} \frac{y}{2} \frac{\partial}{\partial y} \ln \Lambda(x, y) \Big|_{y=x}. \quad (33)$$

Несложные, но трудоемкие вычисления с учетом формул (23), (24), (26)–(28) дают

$$\frac{y}{2} \frac{\partial}{\partial y} \sum_{\ell=0}^{\infty} W(\ell|\ell; \xi) \Big|_{y=\xi} = \frac{2\xi^2}{d^3} - \frac{2\xi^2 t^{2(r+2)}}{d^3} - \frac{2(r+2)\xi t}{d^2}. \quad (34)$$

Подстановка (34) и (33) приводит после некоторых преобразований к выражению

$$n_r = -\frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} d\beta \int_0^1 \frac{d\tau}{\tau} \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{x\tau e^{i\beta} (2\cos\varphi - e^{i(2r+3)\varphi})}{(1 - 2x\tau e^{i\beta} \cos\varphi)^2}. \quad (35)$$

Выполняя интегрирование в (35), получим

$$n_r = \rho - \frac{1}{\pi} \sin \pi \rho + \frac{1}{2\pi} \sin 2\pi \rho - \dots - \frac{1}{(r+1)\pi} \sin \pi(r+1)\rho \quad \text{для четных } r;$$

$$n_r = \frac{1}{\pi} \sin \pi \rho - \frac{1}{2\pi} \sin 2\pi \rho + \dots - \frac{1}{\pi(r+1)} \sin \pi(r+1)\rho \quad \text{для нечетных } r. \quad (36)$$

Плотность доменных стенок ρ_r на расстоянии r от границы легко получается из (36), если заметить, что удвоенное число линий, пересекающих столбец с номером r , равно сумме $N_r + N_{r-1}$. Разделив это число на $M/2$, получим окончательный результат (2):

$$\rho_r = n_r + n_{r-1} = \rho - \frac{\sin \pi(r+1)\rho}{\pi(r+1)}. \quad (37)$$

Заключение

Полученный результат приводит к двум наблюдаемым эффектам. Во-первых, плотность доменных стенок ρ_r вблизи критической точки растет с температурой медленнее, чем в глубине образца. Во-вторых, плотность ρ_r модулируется осциллирующей функцией с периодом, зависящим от предельной плотности ρ на большом расстоянии от границы. Для наглядности удобно представить ρ_r в виде

$$\rho_r = \rho F(\pi(r+1)\rho),$$

аналогичном соотношению для параметра порядка в модели Изинга. Согласно (37), функция кроссовера $F(x)$ имеет вид

$$F(x) = 1 - \frac{\sin \pi x}{\pi x}.$$

На рис. 2 эта функция изображена вместе с функцией кроссовера модели Изинга, взятой из работы^{16/}.

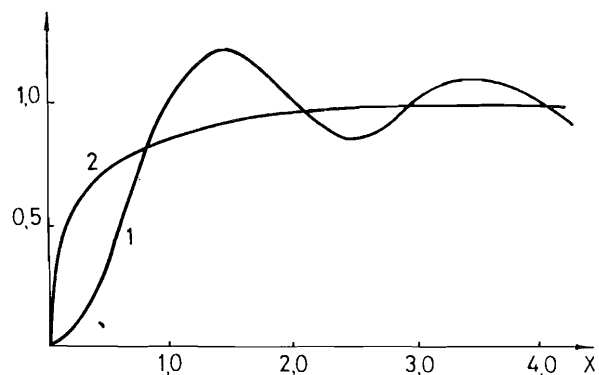


Рис. 2.
Функция кроссовера $F(x)$:
1 - модель Кастелляйна,
2 - модель Изинга.

Рассматривая влияние границы образца на поведение доменных стенок, мы предполагали, что доменная стенка не может оканчиваться на границе. Это предположение соответствует случаю, когда весь граничный слой принадлежит одной соизмеримой фазе. Такая ситуация может возникнуть при условии, что граница оказывает на двумерный кристалл упорядочивающее действие. Для этого необходимо, чтобы граница сама не содержала неоднородностей (была, например, образована поверхностью монокристалла). Если, напротив, допустить свободное окончание доменных стенок на границе образца, эффект кроссовера исчезает, так как плотность доменных стенок в этом случае получается просто из трансляционно-инвариантной статсуммы.

Литература

1. Р. Бэкстер. Точно решаемые модели в статистической механике. М.: "Мир", 1985.
2. P.W. Kasteleyn. J. Math. Phys., 4, 287, 1963.
3. J.F. Nagle. Phys. Rev. Lett., 34, 1150, 1975.
4. S.M. Bhattacharjee, J.F. Nagle, D.A. Huse, M.E. Fisher. J. Stat. Phys. 32, 361, 1983.
5. B.M. McCoy, T.T. Wu. Phys. Rev., 162, 436, 1967.
6. P.З. Бариев. ТМФ, 40, 95, 1979.
7. P.З. Бариев. ЖЭТФ, 77, 1217, 1979.
8. P. Vak. Rep. Prog. Phys., 45, 587, 1982.
9. В.Л. Покровский, А.Л. Талапов. ЖЭТФ, 78, 269, 1980.
10. S.M. Bhattacharjee, J.F. Nagle. Phys. Rev., A31, 3199, 1985.
11. M.E. Fisher. J. Stat. Phys., 34, 667, 1984.
12. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Статистическая физика. М.: "Наука", 1976, § 151.
13. В. Феллер. Введение в теорию вероятностей и ее применение. М.: Мир, 1984, гл. XIV.
14. D.A. Huse, M.E. Fisher. Phys. Rev., B29, 239, 1984.
15. E.I. Kornilov, V.B. Priezhev. Z. Physik, B54, 351, 1984.
16. P.W. Kasteleyn. In "Graph Theory and Theoretical Physics" ed. by Harary F., Academic Press, London, 1967, 44-110.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 мая 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Корнилов Е.И., Приезжев В.Б.
Модель Кастеляйна на полуплоскости и кроссовер
в теории двумерных несоизмеримых кристаллов

P17-86-324

Исследуется модель Кастеляйна - простейшая модель фазового перехода двумерных кристаллических систем в одноосную несоизмеримую фазу. Получено точное решение этой модели на полуплоскости. Обнаружено изменение термодинамических свойств системы доменных стенок в зависимости от расстояния до границы. Плотность доменных стенок при малых отклонениях τ от критической температуры ведет себя как $\tau^{3/2}$ вблизи границы и как $\tau^{1/2}$ вдали от нее.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Kornilov E.I., Priezzhev V.B.
The Kastelyen Model on Half-Plane and Crossover
in the Theory of Two-Dimensional Incommensurate Crystals

P17-86-324

The Kastelyen model for the phase transition of two-dimensional crystal systems into the uniaxial incommensurate phase is investigated. The exact solution of this model on half-plane is obtained. The change of thermodynamic properties of domain walls versus the distance up to the boundary is found. When the reduced temperature τ is small, the domain wall density behaves as $\tau^{3/2}$ near the boundary but as $\tau^{1/2}$ far from the boundary.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986