объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р17-86-351

В.А.Загребнов, С.Стаменкович*, Н.С.Тончев

ТОЧНО РЕШАЕМАЯ МОДЕЛЬ СТРУКТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА С АНГАРМОНИЗМОМ ГАУССОВСКОГО ТИПА

Направлено в "Zeitschrift für Physik B"
и в Оргкомитет VIII Международного
конгресса по математической физике,
Марсель, Франция, июль 1986 г.

* Институт ядерных наук
им. Б.Кидрича, СФРЮ

1986

I. Введение

Обычно ангармонизм сегнетоэлектриков моделируется двухъямным одночастичным потенциалом с нелинейностью четвертой степени (модель ϕ^4)[1]: $U=-\frac{A}{2}x^2+\frac{B}{4}x^4; A,B\geq 0$. Однако в некоторых случаях более точным является моделирование двухъямного потенциала с помощью ангармонизма гауссовского типа[2]: $W=\frac{a}{2}x^2+\frac{b}{2}\varphi(x^2)$; $\varphi(x^2)=e^{-\delta x^2}$; $a,b\geq 0, \delta\geq 0$, который является более общим.

Для одночастичного потенциала U гамильтониан системы имеет вид

$$H_\Lambda = H_\Lambda^{(0)} + \sum_{\ell\in\Lambda} U(Q_\ell) \ ,$$
$$H_\Lambda^{(0)} = \sum_{\ell\in\Lambda} \frac{1}{2m} P_\ell^2 + \sum_{\ell,\ell'\in\Lambda} \frac{1}{4}\Phi_{\ell\ell'}(Q_\ell - Q_{\ell'})^2 \ , \tag{I.I}$$

где $Q_\ell\in\mathbb{R}^n$ и $P_\ell=\frac{\hbar}{i}\nabla_{Q_\ell}$ – операторы смещения и импульса частицы массой m, находящейся в ℓ-узле d-мерной решетки $\mathbb{Z}^d$. Гамильтониан (I.I) определен в области $\Lambda\subset\mathbb{Z}^d$ (содержащей конечное число узлов $N=|\Lambda|$) как самосопряженный оператор с областью определения $D(H_\Lambda)$ в гильбертовом пространстве $\underset{\ell\in\Lambda}{\otimes} L^2(\mathbb{R}^n)$. Всюду далее мы будем рассматривать случай $n=d$.

В недавних работах[3-5] было показано, что модель (I.I) становится точно решаемой, если одночастичный потенциал U преобразовать по следующему закону: $U(Q_\ell^2)\to U(\frac{1}{N}\sum_{\ell\in\Lambda} Q_\ell^2)$.

Целью настоящей работы является исследование новой точно решаемой модели сегнетоэлектрика с ангармонизмом гауссовского типа, одночастичный потенциал которой строится с помощью этого же преобразования: $W(Q_\ell^2)\to W(\frac{1}{N}\sum_{\ell\in\Lambda} Q_\ell^2)$. Таким образом, гамильтониан системы имеет вид

$$H_\Lambda = H_\Lambda^{(0)} + \sum_{\ell\in\Lambda} W(A_N) \ ; \quad A_N = \frac{1}{N}\sum_{\ell\in\Lambda} Q_\ell^2 \ , \tag{I.2}$$

где $A_N=A_N^*$ – самосопряженный оператор с областью определения $D(A_N)$ в $\underset{\ell\in\Lambda}{\otimes} L^2(\mathbb{R}^d)$. С помощью стандартных рассуждений[6] можно показать, что гамильтониан (I.2) является самосопряженным оператором, генерирующим гиббсовскую полугруппу $\exp(-\beta H_\Lambda)$, где $\beta=\theta^{-1}>0$ – обратная температура.

2. Метод аппроксимирующего гамильтониана

Обратимся к вычислению плотности термодинамического потенциала:

$$f_\Lambda[H_\Lambda]=-(\beta N)^{-1}\ln \operatorname{Tr}\exp(-\beta H_\Lambda),$$

в термодинамическом пределе: $t\text{-}\lim(-)=\lim\limits_{\Lambda\nearrow\mathbb{Z}^d}(-)$. Для этого воспользуемся общей идеологией метода аппроксимирующего гамильтониана /7/ и заменим (I.2) следующим псевдогармоническим гамильтонианом:

$$H_\Lambda(c)=H_\Lambda^{(0)}+\frac{1}{2}\sum_{\ell\in\Lambda}\left\{aQ_\ell^2+b\varphi(c)+b\varphi'(c)(A_N-c)\right\},\quad c\geqslant 0. \tag{2.I}$$

Тогда гамильтониан (I.2) является суммой аппроксимирующего гамильтониана (2.I) и возмущения, которое имеет вид

$$H_\Lambda-H_\Lambda(c)=\frac{1}{4}bN\int_0^\infty dE_\lambda(A_N)\varphi''(c_\lambda)(\lambda-c)^2. \tag{2.2}$$

Здесь мы воспользовались приёмом, предложенным в работе /8/, и представили оператор $\varphi(A_N)$ в виде

$$\varphi(A_N)=\varphi(c)+\varphi'(c)(A_N-c)+\frac{1}{2}\int_0^\infty dE_\lambda(A_N)\varphi''(c_\lambda)(\lambda-c)^2, \tag{2.3}$$

где использовали спектральное представление для самосопряженного оператора A_N, где $dE_\lambda(A_N)$ – соответствующая проекторнозначная мера.

Тогда с помощью неравенства Боголюбова (см., например, /6/) для произвольного $c\in\mathbb{R}_+^1$ получаем

$$0\lessapprox f_\Lambda[H_\Lambda]-f_\Lambda[H_\Lambda(c)]\leqslant\frac{1}{4}b\delta^2\left\langle(A_N-c)^2\right\rangle_{H_\Lambda(c)}, \tag{2.4}$$

$\langle-\rangle_{H_\Lambda(c)}$ – термодинамическое среднее с гамильтонианом (2.I). При оценке правой части (2.4) мы воспользовались тем, что $0\leqslant\varphi''(c_\lambda)\leqslant\delta^2$. Из (2.4) следует, что

$$0\leqslant f_\Lambda[H_\Lambda]-\sup_c f_\Lambda[H_\Lambda(c)]\leqslant\frac{1}{4}b\delta^2\left\langle\left(A_N-\langle A_N\rangle_{H_\Lambda(\bar c)}\right)^2\right\rangle_{H_\Lambda(\bar c_\Lambda)},$$
$$\sup_{c\geqslant 0} f_\Lambda[H_\Lambda(c)]=f_\Lambda[H_\Lambda(\bar c_\Lambda)]. \tag{2.5}$$

С помощью гамильтониана (2.I) получаем

$$f_\Lambda[H_\Lambda(c)]=\frac{1}{\beta N}\sum_{q\in\Lambda^*}\ln\left[2\operatorname{sh}\frac{\hbar\Omega_q(c)}{2\theta}\right]+\frac{b}{2}\left(\varphi(c)-c\varphi'(c)\right), \tag{2.6}$$

где частоты

$$\Omega_q^2(c)=\omega_q^2(a)-\frac{1}{m}\delta b\exp(-\delta c),$$
$$\Lambda^*=\left\{q:\ q_n^\alpha=\frac{\pi}{N^{1/d}}n^\alpha,\ n^\alpha=0,\pm1,\dots,\pm N^{1/2};\ \alpha=1,2,\dots,d;\right\}, \tag{2.7}$$

а затравочные частоты равны

$$\omega_q^2(a)=\frac{a}{m}+\frac{1}{m}\left[\tilde\Phi(0)-\tilde\Phi(q)\right].$$

Здесь $\tilde\Phi(q)$ является фурье-образом гармонических силовых постоянных $\|\Phi_{\ell\ell'}\|$.

Из выражений (2.5) и (2.6) следует, что уравнение для параметра $\bar c_\Lambda$ принимает вид

$$c=\frac{1}{N}\sum_{q\in\Lambda^*}\frac{\hbar}{2\Omega_q(c)}\operatorname{cth}\frac{\hbar\Omega_q(c)}{2\theta},\quad c\geqslant 0. \tag{2.8}$$

Коррелятор в правой части неравенства (2.5) можно вычислить явно:

$$\left\langle\left(A_N-\langle A_N\rangle_{H_\Lambda(c)}\right)^2\right\rangle_{H_\Lambda(c)}=\frac{2}{N^2}\sum_{q\in\Lambda^*}\left\{\frac{\hbar}{2\Omega_q(c)}\operatorname{cth}\frac{\hbar\Omega_q(c)}{2\theta}\right\}^2. \tag{2.9}$$

Оценка такого же коррелятора была проведена в работах /3,4/, где показано, что правая часть (2.9) при $N\to\infty$ имеет асимптотику $N^{-\rho}$, где $\rho>0$ зависит от размерности пространства, величины параметра квантовости для модели (I.2) и температуры системы.

Из последнего утверждения и (2.5) следует, что (ср.[7,8])

$$f(\theta)=t\text{-}\lim f_\Lambda[H_\Lambda]=\sup_{c\geqslant 0}\left(t\text{-}\lim f_\Lambda[H_\Lambda(c)]\right). \qquad (2.10)$$

Замечание 2.1. Для доказательства равенства (2.10) и исследования термодинамического поведения системы ниже θ_c необходимо включить однородное внешнее поле и вместо H_Λ использовать $H_\Lambda(h)=H_\Lambda+h\sum_{\ell\in\Lambda}Q_\ell$ (см.[3-5]).

Термодинамические свойства системы (1.2) описываются, таким образом, в явном виде с помощью потенциала $f(\theta)$, см. (2.6)-(2.8). Однако значительную часть этих свойств можно выяснить, исследуя только уравнение самосогласования (2.8). Это связано с тем, что решение уравнения (2.8) в термодинамическом пределе $c=t\text{-}\lim\bar{c}_\Lambda$ совпадает с термодинамическим средним $t\text{-}\lim\langle A_N\rangle_{H_\Lambda}$. Действительно, $\{f_\Lambda[H_\Lambda(c)]\}_\Lambda$ является последовательностью выпуклых по параметру a, см. (2.6), (2.7), функций, сходящихся к $f(\theta)$. Поэтому в силу леммы Гриффитса[9] первые производные этих функций по a сходятся к $\partial_a f(\theta)$.

Уравнение самосогласования (2.8) в термодинамическом пределе записывается следующим образом:

$$c=\lim_{N\to\infty}\frac{1}{N}\frac{\hbar}{2\Omega_{q=0}(c)}\,cth\frac{\hbar\Omega_{q=0}(c)}{2\theta}+\lim_{N\to\infty}\frac{1}{N}\sum_{\{q\in\Lambda^*:\,q\neq 0\}}\frac{\hbar}{2\Omega_q(c)}\,cth\frac{\hbar\Omega_q(c)}{2\theta}, \qquad (2.11)$$

где специально выделен член с $q=0$, а суммирование ведется по первой зоне Бриллюэна $\mathcal{B}_\Lambda=\{q\in\Lambda^*:q\neq 0\}$.

Замечание 2.2. Из уравнений (2.8) и (2.11) следует, что область D для решений $\bar{c}_\Lambda$ (или $\bar{c}$) может быть определена из условия $D=\{c\in\mathbb{R}^1_+:\Omega^2_{q=0}(c)\geqslant 0\}$ или с помощью нижней границы c^*, тогда $D=[c^*,\infty)$. Если ввести параметр $\varkappa=\delta^{-1}\ln(\delta b/a)$, то можно описать два существенно разных режима поведения модели (1.2):

$$c^*(\varkappa)=\begin{cases}0, & \varkappa<0,\\ \varkappa, & \varkappa\geqslant 0.\end{cases} \qquad (2.12)$$

Физическая причина этого поведения модели связана с тем, что потенциал W имеет два минимума только при $\varkappa>0$. Заметим, что фазовый переход в модели (1.2) имеет место лишь в случае $c^*>0$.

3. Классический предел

В классическом пределе, когда $cth\frac{\hbar\Omega_q(c)}{2\theta}\to 2\theta/\hbar\Omega_q(c)$, уравнение (2.11) принимает вид

$$\frac{c}{\theta}=t\text{-}\lim I^{(d)}_N(c)=t\text{-}\lim\frac{1}{N}\frac{1}{\Omega^2_{q=0}(c)}+\int_{\mathcal{B}}\frac{d^dq}{(2\pi)^d}\,\Omega_q^{-2}(c), \qquad (3.1)$$

$$I^{(d)}_N(c)=\frac{1}{N}\sum_{q\in\Lambda^*}\Omega_q^{-2}(c),\quad I^{(d)}(c)=\int d^dq\,(2\pi)^{-d}\,\Omega_q^{-2}(c).$$

$$\mathcal{B}=\{q:|q^\alpha|\leqslant\pi,\ \alpha=1,\dots,d\}$$

Заметим, что уравнение (3.1) можно получить, если с самого начала считать Q_ℓ и P_ℓ классическими динамическими переменными.

Графическое решение уравнения (3.1) представлено на рис. 1. В частности, из уравнений (2.12) и (3.1) следует, что существует критическая температура $\theta_c(c^*)$, которая определяется соотношением

$$\theta_c(c^*)=c^*(\varkappa)/I^{(d)}(c^*). \qquad (3.2)$$

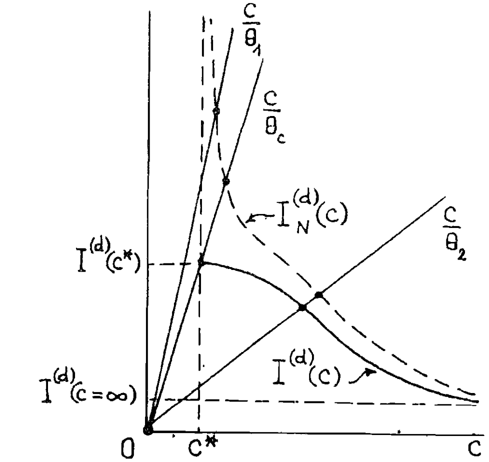


Рис. 1. Графическое решение уравнения (3.1) для трёх различных значений температуры: $\theta_1<\theta_c<\theta_2$.

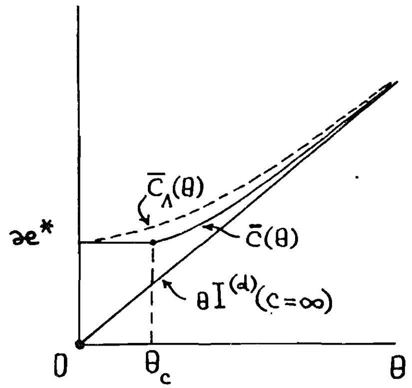
При $\theta\geqslant\theta_c$ уравнение самосогласования (3.1) принимает вид (см. рис. 1)

$$\frac{c}{\theta}=I^{(d)}(c). \qquad (3.3)$$

Из (3.I) и (3.3) следует, что при $\theta < \theta_c$ предел первого члена в фигурных скобках (3.I) не равен нулю, поскольку (при больших N, см. рис.I)

$$\overline{C}_\Lambda(\theta < \theta_c) = C^* + \frac{m(\beta-\beta_c)^{-1}}{N\delta^2 \exp(-\delta C^*)} + O\left(\frac{1}{N^2}\right) . \qquad (3.4)$$

Поэтому решение уравнения (3.I) имеет вид, представленный на рис. 2. Функция $\overline{C}(\theta)$ является дифференцируемой в точке $\theta = \theta_c$ для $2 < d \leqslant 4$ и имеет излом для $d > 4$.



Р и с. 2. Решение уравнения (3.I) как функция температуры: решение в конечном объеме $\overline{C}_\Lambda(\theta)$; в термодинамическом пределе $\overline{C}(\theta)$.

В отличие от модели с потенциалом U, рассмотренной в работах/3-5/, для модели с потенциалом W существует область параметров $\{a, b\}$, в которой фазовый переход подавлен. Эта область соответствует неравенству $\delta b \leqslant a$, что означает $C^* = 0$ (см.(3.2)). Физическая причина этого - исчезновение двух минимумов в потенциале W (ср. замечание (2.2)).

Для анализа поведения системы в критической области: $0 \leqslant \tau = (\theta-\theta_c)/\theta_c \ll 1$, воспользуемся выражением (3.3), проведем вычисление интеграла в длинноволновом пределе: $\omega_q^2 \simeq \nu_0^2(1+s^2q^2)$, где $\nu_0^2 = a/m$, аппроксимируя зону Бриллюэна сферой радиуса $\tau_d = 2\pi s (d/S_d)^{1/d}$, здесь S_d -поверхность единичной сферы в d -мерном пространстве. Тогда уравнение для $\overline{C}(\theta) - C^*$ при $d = 3$ принимает вид

$$\left(\varkappa^{-1} + \frac{\delta}{\tau_d^2}\right)\left(\overline{C} - C^*\right) = \tau - \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{\delta}{\tau_d^2}\left(\overline{C} - C^*\right)} . \qquad (3.5)$$

Решение уравнения (3.5) имеет вид

$$\overline{C}(\theta) - C^* = \begin{cases} \dfrac{\tau}{(\varkappa^{-1}+\delta/\tau_d^2)}\left(1 - \dfrac{\pi}{2\tau_d}\sqrt{\dfrac{\delta}{\tau(\varkappa^{-1}+\delta/\tau_d^2)}} + \ldots\right), & \tau \gg Gi , \\ 4\tau^2\left(\tau_d/\pi\sqrt{\delta}\right)^2 , & \tau \ll Gi , \end{cases} \qquad (3.6)$$

где $Gi = \pi^2\delta/4\tau_d^2(\varkappa^{-1}+\delta/\tau_d^2)$ является числом Гинзбурга, которое определяет область применимости приближения среднего поля. Поскольку восприимчивость "аппроксимирующей системы" имеет вид

$$\chi(q \to 0, \tau) \simeq \frac{1}{\nu_0^2\delta(\overline{C} - C^*)} \sim \tau^{-\gamma} ;$$

$$\chi(q \ll 1, \tau = 0) \simeq \frac{1}{\nu_0^2 s^2 q^2} \sim q^{-(2-\eta)} ;$$

то критические индексы равны

$$\gamma = \begin{cases} 1 , & \tau \gg Gi ; \\ 2 , & \tau \ll Gi , \end{cases} \qquad (3.7)$$

и $\eta = 0$.

З а м е ч а н и е 3.I. Так же, как и в модели, рассмотренной в работах/3-5/, критические индексы для модели (I.2) совпадают с критическими индексами модели Берлина-Каца/II/. Это означает, что учет высших ангармонизмов, возникающих при разложении потенциала W, их не меняют, а влияют лишь на величину критической области. Причем, важным отличием является то, что в модели (I.2) критическая область может быть значительно шире, достигая величины $Gi = \pi^2/4$, при $\ln\frac{\delta b}{a} \gg \tau_d^2$, что соответствует сильному ангармонизму.

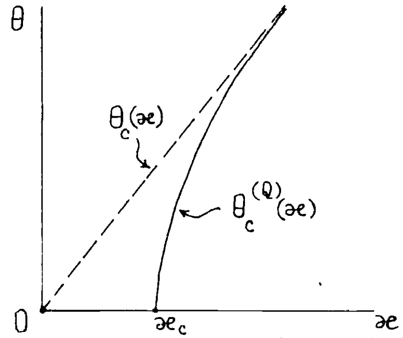
З а м е ч а н и е 3.2. Для модели (I.2) $d = 4$ является верхней критической размерностью. Действительно, как было отмечено выше, функция $\overline{C}(\theta)$ для $d > 4$ имеет в точке $\theta = \theta_c$ излом (см. рис. 2), т.е. $\overline{C} - C^* \sim \tau$, или $\gamma = $ I.

4. Квантовый предел

Очевидно, что описание фазового перехода в случае, когда $\theta_c \to 0$ (см. (3.2)), невозможно провести последовательно в рамках классического предела, т.е. без учета квантовых флуктуаций. Таким образом, в квантовом случае вместо уравнения (3.I) необходимо рассматривать уравнение (2.8). Рассуждая так же, как в классическом случае (см. п.3), для критической температуры в длинноволновом приближении получим следующее уравнение:

$$\varkappa = \frac{\hbar}{2\nu_0}\cdot\frac{S_d}{(2\pi s)^d}\int_0^{\tau_d} dx\, x^{d-2}\, \mathrm{cth}\frac{\hbar\nu_0 x}{2\theta_c^{(Q)}(\varkappa)} \quad . \qquad (4.I)$$

На рис. 3 представлено поведение критической температуры в классическом и квантовом случаях (см. (3.2) и (4.I)).



Р и с. 3. Фазовая диаграмма в классическом и квантовом пределах.

Очевидно, что при $\varkappa \gg \varkappa_c$ имеем $\theta_c^{(Q)} \simeq \theta_c$, а при $\varkappa \to \varkappa_c + 0$ критическая температура $\theta_c^{(Q)}(\varkappa)$ имеет асимптотику

$$\theta_c^{(Q)}(\varkappa) \simeq \frac{\hbar\nu_0}{2}\left\{\frac{\frac{2\varkappa\nu_0}{\hbar}\cdot\frac{(2\pi s)^d}{S_d} - \frac{1}{d-1}\tau_d^{d-1}}{2\,\Gamma(d-1)\,\zeta(d-1)}\right\}^{1/d-1}, \quad d>2\,; \qquad (4.2)$$

$$\varkappa_c = \frac{\hbar S_d \tau_d^{d-1}}{2(d-1)\nu_0(2\pi s)^d} \quad .$$

Фазовая диаграмма на рис. 3 подтверждает известный факт подавления квантовыми флуктуациями фазового перехода (см., например,[I]): $\theta_c(\varkappa < \varkappa_c) = 0$. В частности, исследование решения уравнения (2.8) после термодинамического предельного перехода для $1 < d \leqslant 2$ показывает, что $\theta_c^{(Q)}(\varkappa) = 0$ при любых значениях $\varkappa$. Формально это следует и из выражения (4.2), поскольку дзета-функция $\zeta(d-1) = +\infty$ для $1 < d \leqslant 2$. Поэтому в квантовом случае представляет интерес исследование критического поведения системы по параметру $\varkappa$ в квантовом пределе, т.е. при θ = 0 (см. рис. 3). Происходящий при этом фазовый переход по параметру $\varkappa$ в реальных системах можно наблюдать, действуя на неё внешним давлением или меняя параметры ангармонизма примесями.

Как известно, в теории критических явлений[IO] имеет место правило размерного кроссовера, согласно которому критическое поведение квантовой d-мерной системы (при $\theta = 0$) эквивалентно критическому поведению классической $(d+I)$-мерной системы (при $\theta_c > 0$). Для проверки этого правила рассмотрим случай $d = 2$. Тогда решение уравнения (2.8) при $\theta = 0$ имеет вид (см. рис. 3):

$$\bar{C}(\varkappa) - \varkappa_c = \begin{cases} \dfrac{\epsilon}{\delta\, Gi^{(Q)}}\left[1 - \left(\dfrac{1}{\epsilon\, Gi^{(Q)}}\right) + \ldots\right], & \epsilon \gg Gi^{(Q)}, \\[2ex] \epsilon^2\, \dfrac{\tau_d^2}{\delta}, & \epsilon \ll Gi^{(Q)}, \end{cases} \qquad (4.3)$$

где $\epsilon = (\varkappa_c - \varkappa)/\varkappa_c \geqslant 0$, а $Gi^{(Q)} = \left(\dfrac{\tau_d^2}{\delta\varkappa_c} - \dfrac{1}{2}\right)^{-1}$ — число Гинзбурга для модели (I.2).

Сравнение критического поведения параметра $\bar{C}(\theta)$ при $d = 3$ по температуре (см. (3.6), (3.7)) и при $d = 2$ по параметру $\varkappa$ (см. (4.3)) подтверждает правило размерного кроссовера: γ_τ ($d = 3$) $= \gamma_\epsilon$ ($d = 2$). Аналогичный результат легко получить и для остальных d.

Таким образом, так же, как и для модели с потенциалом U, рассмотренной в работах[3,4], строго показана справедливость правила размерного кроссовера. Отметим, однако, что в отличие от упомянутой выше модели в модели с экспоненциальным ангармонизмом при определенном выборе параметров число $Gi^{(Q)}$ формально может стать бесконечным. Это соответствует полному отсутствию области, где применима теория среднего поля.

5. О б с у ж д е н и е

Вводя однородное внешнее поле h , сопряженное смещениям $\{Q_\ell\}$, можно доказать термодинамическую эквивалентность модельного и аппроксимирующего гамильтонианов (см. п. 2) при наличии поля. Тогда с помощью леммы Гриффитса[9] для параметра порядка получаем

$$Q_\pm = \lim_{h\to\pm 0} t\text{-}\lim \left\langle \frac{1}{N}\sum_{\ell\in\Lambda} Q_\ell \right\rangle_{H_\Lambda(h)} = \lim_{h\to\pm 0} t\text{-}\lim \left\langle \frac{1}{N}\sum_{\ell\in\Lambda} Q_\ell \right\rangle_{H_\Lambda(\bar{c}_\Lambda, h)}, \quad (5.1)$$

т.е. $Q_\pm$, соответствующие чистым фазам, определяются с помощью квазисредних Боголюбова. Из уравнения (5.2) и уравнения самосогласования (2.11), с учетом внешнего поля h , получаем

$$Q_\pm \simeq \begin{cases} C_\pm^{(1)} \tau^{1/2} & \text{(классический предел } d>2), \\ C_\pm^{(2)} \epsilon^{1/2} & \text{(квантовый предел } d>1). \end{cases} \quad (5.2)$$

Следовательно, критический индекс $\beta_\tau = \beta_\epsilon = 1/2$ в квантовом и классическом пределах. Можно показать, что и остальные критические индексы, а также функция скейлинга для модели (1.2) совпадают с соответствующими индексами и функцией скейлинга для модели, рассмотренной в работах[3-5].

Таким образом, нами показано, что высшие ангармонизмы не меняют универсальные критические характеристики модели (1.2), влияя только на характеристики, которые неуниверсальны: температура фазового перехода, число Gi и др.

Один из авторов (В.А.З.) благодарен сотрудникам Лаборатории теоретической физики Института ядерных наук им. Б.Кидрича, Белград, за гостеприимство, которое способствовало написанию настоящей работы.

Литература

1. Брус А.Д., Каули К.А. Структурные фазовые переходы. "Мир", М., 1984.
2. Плакида Н.М. ФНТ, 1981, 7, с. 644.
3. Плакида Н.М., Тончев Н.С. ТМФ, 1985, 63, с.270.
4. Plakida N.M., Tonchev N.S. Physica, 1986, 135A, p. 111.
5. Тончев Н.С., Плакида Н.М. Препринт ОИЯИ, Р17-86-77, Дубна, 1986.
6. Рид М, Саймон Б. Методы современной математической физики, т. 2. Гармонический анализ. Самосопряженность. "Мир", М. 1978.
7. Боголюбов Н.Н.(мл), Бранков Й.Г., Загребнов В.А., Курбатов А.М., Тончев Н.С. Метод аппроксимирующего гамильтониана в статистической физике. София, БАН, 1981.
8. Brankov J.G., Tonchev N.S., Zagrebnov V.A. Ann.Phys. (N.Y.), 1977, 107, p. 82.
9. Griffiths R.B. J.Math.Phys., 1964, 5, c.1215.
10. Busiello G., De Cesare L., Robuffo I. Physica, 1973, 117A, p.445.
11. Joyce C.B. Critical Properties of Spherical Model. In: Phase Transition and Critical Phenomena, vol. 2, eds. Domb C. and Green M.S. New-York, Acad. Press, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июня 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Загребнов В.А., Станенкович С., Тончев Н.С.

P17-86-351

Точно решаемая модель структурного фазового перехода с ангармонизмом гауссовского типа

Предложена новая точно решаемая модель структурного фазового перехода. Исследованы термодинамические свойства этой модели в области фазового перехода, проведено сравнение с результатами других работ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Zagrebnov V.A., Stamenković S., Tonchev N.S.

P17-86-351

Exactly Soluble Model for Structural Phase Transition with a Gaussian Type Anharmonicity

A new exactly solvable model for structural phase transition is proposed. The thermodynamic properties and the phase transition in this model are studied and compared with some previous results.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986