

УДК 536.42.1

ОБ УЧЕТЕ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ В ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВБЛИЗИ ТРИКРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

В. Б. Широков

Вблизи трикритической точки в потенциале Ландау, зависящем от однокомпонентного параметра порядка, необходимо учитывать член, кубический по Π , исчезающий в отсутствие поля. В однородном случае учет такого члена приводит к новым особенностям на фазовой диаграмме.

В феноменологической теории фазовых переходов зависимость от внешнего поля обычно учитывается членом, линейным по полю и по параметру порядка

$$F = F(\eta) - \eta h. \quad (1)$$

Тогда с учетом уравнения состояния $\partial F / \partial \eta = 0$ выполняется соотношение

$$dF/dh = -\eta. \quad (2)$$

Если считать, как это подразумевается в феноменологической теории, $\eta = \langle \eta \rangle$ для параметра порядка, сопряженного внешнему полю, то выражение (2) совпадает с точной статистической формулой для средних [1]. Тогда для дифференциала от (1) при заданных условиях на термостате можно написать выражение

$$dF = -\langle \eta \rangle dh,$$

являющееся основой термодинамики магнетиков при $h = H$, $\langle \eta \rangle = M$ и диэлектриков при $h = E$, $\langle \eta \rangle = P$ [2].

Такой подход не учитывает следующего обстоятельства. В формуле для средних

$$\langle \eta \rangle = -dF/dh \quad (3)$$

потенциал F определен статистическими методами и является сложной нелинейной функцией $\eta = \langle \eta \rangle$ и h .

Считая внешнее поле малым, разложим F в ряд по h и ограничимся линейным членом

$$F = F|_{h=0} + \left. \frac{dF}{dh} \right|_{h=0} h = F(\langle \eta \rangle) - \langle \eta \rangle h,$$

где $F(\langle \eta \rangle)$ нелинейная функция от $\langle \eta \rangle$. Разложим $F(\langle \eta \rangle)$ вблизи критической точки в ряд по $\langle \eta \rangle$. Сделаем, согласно [3], нелинейную замену переменных, которая «убирает» из этого бесконечного ряда все высокие степени

$$\langle \eta \rangle = \eta + \sum_{k=1}^{\infty} c_k \eta^{k+1}. \quad (4)$$

Вычисленный таким образом потенциал конечной степени — потенциал феноменологической теории справедлив, если замена (4) взаимно однозначна, т. е.

$$\det \left(\frac{\partial \langle \eta \rangle}{\partial \eta} \right) \neq 0. \quad (5)$$

Это определяет область справедливости замены (4), а тем самым и феноменологической теории с вычисленным таким образом потенциалом. Общие потенциалы феноменологической теории для различных критических точек приведены в [3]. Некоторые простые случаи подробно описаны в [4].

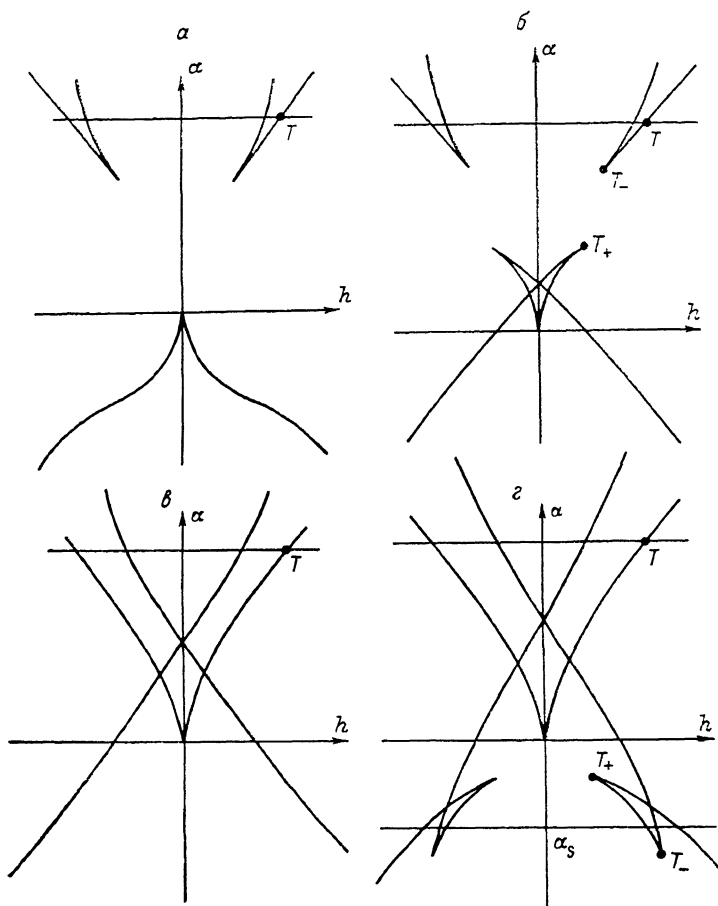


Рис. 1. Бифуркационные диаграммы потенциала (7) в плоскости поле—температура.

$$a - \beta > 0; \quad б - \beta < 0, \quad \beta c < a_3^2; \quad в - a_3^2 < \beta c < 25a_3^2; \quad г - \beta c > 25a_3^2.$$

Для фазовых переходов второго рода при однокомпонентном параметре порядка справедлив классический потенциал Ландау четвертой степени с зависимостью от внешнего поля вида (1). Для фазовых переходов первого рода, близких ко второму, феноменологический потенциал шестой степени. Во внешнем поле, сопряженном параметру порядка, он не имеет симметрии. Согласно [3, 4], общий потенциал для трикритической точки должен включать следующие члены:

$$F = F_0 - \hbar \eta + a \eta^2 + \delta \eta^3 + \beta \eta^4 + a_3 \eta^6.$$

В отсутствие внешнего поля в силу симметрии потенциал должен быть функцией η^2 , т. е. $\delta=0$. Поэтому будем считать $\delta=ch$. Тогда

$$\langle \eta \rangle = -dF/dh = \eta (1 - 3c\eta^2)$$

есть первые члены ряда (4). Условие (5) выполняется для любых значений η , если $c < 0$. При $c > 0$ приближение справедливо вплоть до значений

$$|\eta| < 1/3\sqrt{c}. \quad (6)$$

На основании сказанного будем исходить из потенциала

$$\Delta F = -h\eta + a\eta^3 + ch\eta^3 + \beta\eta^4 + a_3\eta^6. \quad (7)$$

Для ферромагнитных переходов $\langle \eta \rangle = M$ и $h = H$, для сегнетоэлектриков $\langle \eta \rangle = P$, $h = E$. Потенциал (7) описывает переходы первого рода, близкие ко второму (при $\beta < 0$) в одноосных кристаллах во внешнем поле, направленном вдоль выделенной оси. Для $c > 0$ при выполнении условия (6) особенности, описываемые потенциалом (7) ($\alpha \sim T - T_c$), качественно совпадают с особенностями потенциала при $c = 0$ [5].

Рассмотрим фазовые диаграммы в плоскости h, α при $c < 0$. При этом условии (5) выполняется при всех значениях η . Всего возможны четыре типа диаграмм в зависимости от соотношения коэффициентов β и c (рис. 1, а-г). Координаты точек T_{\pm} определены следующими равенствами:

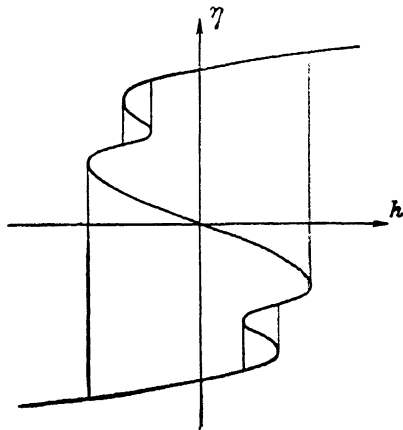


Рис. 2. Зависимость параметра порядка от поля при температуре a_s (рис. 1, г).

$$\alpha_{T_{\pm}} = \frac{3\eta_{\pm}^2 [-2\beta a_3 + (2\beta c - 5a_3^2)\eta_{\pm}^2 + 9a_3c\eta_{\pm}^4]}{a_3(a_3 + 3c\eta_{\pm}^2)},$$

$$h_{T_{\pm}} = \frac{-8\eta_{\pm}^3 (\beta + 3a_3\eta_{\pm}^2)}{(a_3 + 3c\eta_{\pm}^2)},$$

$$\eta_{\pm} = \frac{-(\beta c + 5a_3^2) \pm \sqrt{(\beta c + 5a_3^2)^2 - 36\beta c}}{18a_3c}.$$

Диаграммы а, б вблизи $h=0, \alpha=0$ качественно совпадают с соответствующими диаграммами при $c=0$. Наличие члена $ch\eta^3$ в потенциале (4) приводит к появлению «усов». В этой области при $\alpha > \alpha_{T-}$ в больших полях появляется двойная петля, далеко отстоящая от начала координат ($h > h_{T-}$). Двойная петля появляется скачком при достижении полей, превышающих h_T . По мере понижения температуры петля уменьшается и исчезает при $\alpha = \alpha_{T-}, h = h_{T-}$, все время оставаясь двойной. При достижении температуры α_T ($\beta < 0$; рис. 1, б) опять появляется двойная петля, но уже при меньших полях $h \sim h_{T+}$. С понижением температуры петли совмещаются, и при низких температурах, как и для $\beta > 0$, кривая перемagnetничивания (переполаризации) состоит из одной широкой петли.

При увеличении βc точки T_+ и T_- сливаются, и при $25a_3^2 > \beta c > a_3^2$ диаграмма б переходит в в (рис. 1). В этом случае при понижении температуры также скачком появляется двойная петля на кривой перемagnetничивания. Эта петля не исчезает, как в предыдущем случае. С понижением температуры петли совмещаются, и в дальнейшем существует только одна широкая петля.

При $\beta c > 25a_3^2$ (рис. 1, г) поведение петли с температурой такое же, как и в предыдущем случае. Однако при достижении температуры α_{T+} на кривой $h(\eta)$ появляются два экстремума, которые находятся в области неустойчивости. При прохождении точки самопересечения бифуркационной кривой (между точками T_+ и T_- на рис. 1, г) скачком появляется

на петле структура — малые петли на антидиагонали (рис. 2); такая структура петли существует вплоть до температуры T_* , ниже которой малые петли исчезают.

Потенциал (4) записан для одного домена и однородного поля. Поэтому результаты справедливы только для монодоменных состояний.

Внутреннее поле, согласно граничным условиям для уравнений магнито(электро)статики, можно представить в виде

$$h_{\text{вн}} = h\varphi(\eta, \hbar).$$

Проводя те же рассуждения, что и выше, к разложению в ряд с тем же приближением, найдем, что учет размагничивающих (деполяризующих) факторов в рассматриваемом случае может свестись лишь к перенормировке констант потенциала (4). Общая качественная картина при этом не изменится.

Линии на рис. 1—4 относятся к границам устойчивости состояния. Переходы во внешнем поле 1-го рода и могут совершаться через промежуточное состояние [6, 7], представляющее собой в одноосном случае совокупность областей с разными величинами намагниченности (поляризации) (разное число и размеры доменов). Характерным признаком такого состояния является наличие линейного участка на кривой перемагничивания (переполаризации). При большой величине внутренних напряжений процесс перемагничивания затруднен. Тогда возможно существование метастабильных состояний вплоть до границ устойчивости. Петли гистерезиса в этом случае прямоугольные. Именно таким режимам отвечают диаграммы на рис. 1—4.

Описанные качественно новые эффекты появляются при больших значениях βc . Этого можно достичь с помощью упругой подсистемы. Минимизация энергии по деформациям при учете стрикционного члена вида $u\gamma^2$ приводит к уменьшению константы β потенциала (7). Поэтому большие напряжения приводят к большим $\beta < 0$, т. е. к увеличению βc .

Л и т е р а т у р а

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. 1. М., 1976. 584 с.
- [2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 624 с.
- [3] Арнольд В. И., Верченко Л. И., Гуссейн-Заде С. М. Особенности дифференцируемых отображений. Т. 1. М., 1982. 304 с.
- [4] Постон Т., Стюарт И. Теория катастроф и ее приложения. М., 1980. 608 с.
- [5] Гуфан Ю. М., Ларин Е. С. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1979. Т. 43. № 8. С. 1567—1585.
- [6] Барьяхтар В. Г., Боровик А. Е., Попов В. А. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 6. С. 2233—2242.
- [7] Барьяхтар В. Г., Богданов А. Н., Яблонский Д. А. // ФНТ. 1986. Т. 12. № 1. С. 43—54.

Ростовский-на-Дону государственный университет
НИИФ
Ростов-на-Дону

Поступило в Редакцию
11 июля 1988 г.